

Untersuchung von groß- und mesoskaligen Einflüssen
auf die Entwicklung polarer Mesozyklonen
mit Hilfe des Modells METRAS

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

vorgelegt von

Silke Cornelia Dierer
aus
Ruit auf den Fildern

Hamburg
2002

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg auf Grund der Gutachten von Frau Priv. Doz. Dr. K. Heinke Schlünzen und Herrn Prof. Dr. Burghard Brümmer.

Hamburg, den 29.01.2002

Prof. Dr. Ulrich Bismayer
(Dekan des Fachbereichs Geowissenschaften)

Zusammenfassung

Polare Mesozyklonen sind häufig mit hohen Windgeschwindigkeiten und starken Niederschlägen verbunden. Sie stellen nicht nur ein extremes Wetterereignis dar, sondern sind auch für das Klimasystem von Bedeutung, indem sie Wärme und Feuchte polwärts transportieren und einen wichtigen Beitrag zum Niederschlag in den Polargebieten leisten.

Die Bedeutung groß- und mesoskaliger Einflüsse auf die Entwicklung von polaren Mesozyklonen wird mit Hilfe des mesoskaligen Atmosphärenmodells METRAS gekoppelt mit einem Eismodell bestimmt. Im Gegensatz zu bisherigen Untersuchungen ist es mit Hilfe des gekoppelten Modells möglich, die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung zu untersuchen. Die Güte des Atmosphäre-Eismodells wird anhand eines während des FRAMZY'99-Experiments beobachteten Zyklonendurchgangs beurteilt. Der Vergleich der Modellergebnisse mit Flugzeug- und Eisbojenmessungen zeigt eine gute Übereinstimmung sowohl für die atmosphärischen Größen als auch für die Eisgrößen.

Die Untersuchung der Einflußfaktoren wird für eine idealisierte mesoskalige Zyklone durchgeführt, die sich aufgrund barokliner Instabilität vertieft. Die Ergebnisse zeigen, daß die Zugbahn stark durch den Eisrand bestimmt wird und eine Auflockerung der Eisbedeckung durch den Zyklonendurchzug stattfindet. Den stärksten Einfluß auf die Zyklonenentwicklung haben die großskalige Richtung der Zugbahn und die lokale Eisverteilung. Die Änderung dieser Parameter beeinflußt die Zyklonenentwicklung qualitativ, so daß Unterschiede im Kerndruck von 5 hPa bzw. 3 hPa und in der mittleren Windgeschwindigkeit von 4 m/s bzw. 2 m/s auftreten. Darüber hinaus verschiebt sich die Zyklonenzugbahn bei Vorgabe einer homogenen Eisverteilung um 40 km. Durch die Erhöhung des Eisbedeckungsgrads wird die Vertiefung der Zyklone abgeschwächt, was zu Unterschieden von 0.5 hPa im Kerndruck führt. Wird die Auflockerung der Eisbedeckung während des Zyklonendurchzugs vernachlässigt, d.h. die Anfangseisbedeckung festgehalten, dann vertieft sich die Zyklone nicht, was Unterschiede bis 1 hPa im Kerndruck verursacht. Da die Eisrandverlagerung nicht simuliert wird, verschiebt sich die Zyklonenzugbahn um 20 km. Die Vernachlässigung der Ozeanströmung, die Erhöhung der Eisdicke und die Veränderung des Anfangsoberflächentemperaturfelds spielen dagegen für die Zyklonenentwicklung eine sehr geringe Rolle. Die Auflockerung der Eisbedeckung während des Zyklonendurchgangs beeinflußt nicht nur die Zyklonenentwicklung. Sie führt auch zu einer Erhöhung der mittleren Wärmeflüsse um bis zu 70 W/m² und zu einer Beschleunigung der Eisdrift, was im Klimageschehen bedeutsam sein kann.

Abstract

Polar mesocyclones are often connected with high wind speeds and strong precipitation. They represent an extreme weather event but furthermore play an important part in the climate system by transporting heat and humidity polewards and they are important for precipitation in the polar regions.

The synoptic and mesoscale influences on the development of polar mesocyclones are investigated by using the mesoscale atmosphere model METRAS coupled with a sea ice model. Compared to former investigations, the application of the coupled model allows studying the interaction between cyclones and ice coverage. The quality of the model results is judged by simulating a situation observed during the FRAMZY'99-experiment. The comparison of model results and plane and ice buoy measurements reveals a good agreement for the atmospheric quantities as well as the ice quantities.

The investigation of the different scale influences is performed for an idealized mesoscale cyclone, which deepens due to baroclinic instability. The cyclone track is strongly affected by the ice edge and the ice coverage is broken up during the cyclone passage. The most important parameters influencing the cyclone development are the synoptic-scale cyclone track and the local ice distribution. These two parameters cause a qualitative change of the cyclone development leading to differences in the minimum pressure of 5 hPa and 3 hPa respectively, and in the mean wind speed of 4 m/s and 2 m/s, respectively. By prescribing homogenous ice coverage, the cyclone track is displaced by about 40 km. Increasing the ice fraction reduces the deepening of the cyclone, causing differences of 0.5 hPa in the minimum pressure. Neglecting the break up of ice, which means preserving the initial ice coverage, completely prevents the deepening, resulting in differences of 1 hPa in the minimum pressure. In that case the movement of the ice edge is not simulated, therefore a shift of the cyclone track of about 20 km occurs. In other case studies, the lack of ocean flow, the increase of ice thickness and the change of the initial surface temperature field have only a slight effect on the cyclone development. The break up of ice that occurs during the cyclone passage is not only influencing just the cyclone development but also causing an increase of mean heat fluxes of up to 70 W/m² and an acceleration of the ice drift. Both of these may be important in the climate system.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Polare Mesozyklonen	5
2.1	Klimatologie	5
2.2	Entstehungs- und Entwicklungsmechanismen	7
2.3	Einflußgrößen	12
3	Das gekoppelte Atmosphäre-Eismodell	13
3.1	Das mesoskalige Atmosphärenmodell METRAS	14
3.2	Das mesoskalige Eismodell	19
3.3	Erweiterung des Eismodells	26
3.3.1	Motivation der Modifikationen	26
3.3.2	Oberflächenenergiebilanzgleichung im dynamischen Teil	27
3.3.3	Test und Modifikation der Randbedingungen	28
4	Ergebnisqualität des gekoppelten Modells	31
4.1	Beschreibung der Simulation	31
4.2	Vergleich der meteorologischen Größen	36
4.3	Vergleich der Eisgrößen	44
4.4	Zusammenfassende Bewertung	46

5	Entwicklung polarer Mesozyklonen	48
5.1	Beschreibung der Simulation	48
5.2	Ergebnisse der Basissimulation	51
5.2.1	Vergleich mit Messungen	51
5.2.2	Wirkung des Zyklonendurchzugs auf die Eisbedeckung	55
5.2.3	Entwicklung der Zyklone	55
5.3	Untersuchung der Einflußfaktoren	59
5.3.1	Wirkung des Zyklonendurchzugs auf das Meereis	61
5.3.2	Wärmefflüsse und Grenzschichtentwicklung	65
5.3.3	Entwicklung der Zyklone	68
5.3.4	Bedeutung des Eisrands	70
5.4	Bedeutung der Wechselwirkung Zyklone-Eis	73
5.5	Bewertung der Einflußfaktoren	78
6	Schlußbemerkungen	82
A	Thermodynamischer Teil des mesoskaligen Eismodells	87
B	Verwendete Abweichungsmaße	91
C	Die Eady-Wachstumsrate	93
	Symbolverzeichnis	94
	Literaturverzeichnis	98

Kapitel 1

Einleitung

Zyklonen im Bereich der Polargebiete spielen eine wichtige Rolle im Klimasystem. Sie tragen maßgeblich zum polwärtigen Transport von Wärme und Feuchte bei und verursachen einen Großteil der Niederschläge in den polaren Gebieten (Bromwich, 1997). Darüber hinaus können Zyklonen auch für die globale, ozeanische Zirkulation von Bedeutung sein. Es wird vermutet, daß Zyklonen durch ihren Einfluß auf die Eisdrift den Eisexport aus der Arktis beeinflussen (Rasmussen et al., 1997). Bewegt sich eine Zyklone über das Eis, so können die Divergenzen und Konvergenzen des Windfelds interne Spannungen im Eis abbauen, so daß das Eis gelockert und die Eisdrift beschleunigt wird (Brümmer und Hoeber, 1999). Insbesondere im Gebiet der Framstraße, der Region zwischen Grönland und Spitzbergen, findet ein bedeutender Eistransport aus dem Arktischen Becken in den Nordatlantik statt (Colony und Thorndike, 1985). Durch einen verstärkten Eisexport wird der Frischwassereintrag erhöht, wodurch die Tiefenwasserbildung in der Grönlandsee reduziert wird, die einer der Schlüsselprozesse für die globale ozeanische Zirkulation ist (OSPAR Commission, 2000). Neben synoptischen Zyklonen treten in den Polargebieten auch mesoskalige Zyklonen auf, die ebenfalls durch die oben genannten Prozesse Einfluß auf das lokale und globale Klima ausüben. Polare Mesozyklonen unterscheiden sich von synoptischen Zyklonen sowohl durch ihre räumliche und zeitliche Skala als auch durch ihre Entwicklungsmechanismen.

Polare Mesozyklonen sind kleinräumige Zyklonen mit einer kurzen Lebensdauer, die sowohl im Bereich der Arktis als auch der Antarktis beobachtet werden. Ihre horizontale Ausdehnung liegt zwischen etwa 200 km und 1000 km und sie erstrecken sich bis etwa 2 km Höhe (Mailhot et al., 1996; Brümmer und Hoeber, 1999). Ihre Lebensdauer liegt im

Bereich von weniger als 12 Stunden bis zu 48 Stunden. Das Auftreten polarer Mesozyklonen ist häufig mit hohen Windgeschwindigkeiten und starken Schneefällen verbunden. Werte von mehr als 10 m/s für den bodennahen Wind sind nicht unüblich, Spitzenwerte liegen im Bereich von 35 m/s (Lystad, 1986).

Polare Mesozyklonen unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Struktur und ihrer Entwicklungsmechanismen (Nielsen, 1997; Heinemann, 1997; Grønås et al., 1987; Rasmussen, 1985). Als Prozesse, die die Entwicklung polarer Mesozyklonen bestimmen, werden barokline Instabilität, häufig verbunden mit Advektion positiver Vorticity in der mittleren Troposphäre, CISK ('conditional instability of the second kind'), ASII ('air sea interaction instability', Mailhot et al. (1996)) und orographische Effekte (Heinemann, 1995) diskutiert. Die Entwicklungsmechanismen führen häufig zur Ausbildung einer charakteristischen Wolkenstruktur. Es treten polare Mesozyklonen mit spiralförmigem Wolkenband und warmem Kern auf, die starke Ähnlichkeit zu tropischen Zyklonen aufweisen und deren Entwicklung mit konvektiven Prozessen verknüpft ist. Dagegen basiert die Entwicklung polarer Mesozyklonen mit kommaförmiger Wolkenstruktur meist auf barokliner Instabilität. In vielen Fällen wird im Laufe der Zyklonenentwicklung eine Änderung der antreibenden Prozesse beobachtet.

Die Definition des Begriffs 'polare Mesozyklone' umfaßt die verschiedenen Erscheinungsformen: 'The term 'polar meso-scale cyclone' ('polar mesocyclone') is the generic term for all meso- α and meso- β cyclonic vortices poleward of the polar main front (scale definition according to Orlanski (1975)). The term 'polar low' should be used for intense maritime mesocyclones with scales up to about 1000 km with a near-surface wind speed exceeding 15 m/s.' (Heinemann, 1995). Nach dieser Definition liegen fast alle polaren Mesozyklonen im Bereich der Mesoskala- α (200 -2000 km) und einige im Bereich der Mesoskala- β (20 -200 km). In der vorliegenden Arbeit wird nicht zwischen 'polaren Mesozyklonen' und 'polaren Tiefdruckgebieten' unterschieden, sondern in beiden Fällen der Begriff 'polare Mesozyklone' verwendet.

Trotz ihrer Kleinräumigkeit und ihrer kurzen Lebensdauer ist die Bedeutung polarer Mesozyklonen nicht zu unterschätzen. Neben ihrer Wirkung auf das globale Klimasystem, auf die bereits eingegangen wurde, bedeutet der Durchzug einer polaren Mesozyklone meist ein extremes Wetterereignis, das durch hohe Windgeschwindigkeiten und starke Niederschläge eine Bedrohung für menschliche Aktivitäten darstellen kann (Turner et al., 1991). Dies ist zunehmend von Bedeutung, seit die polaren Gebiete durch Fischfang, Gas- und Ölförderung an wirtschaftlichem Interesse gewonnen haben. Daher ist die Erkennung und

Prognose polarer Mesozyklonen trotz der geringen Besiedlungsdichte in den Polargebieten wichtig, um Schäden zu vermeiden. Darüber hinaus beeinflussen polare Mesozyklonen auch Vorgänge im Ozean, indem sie den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre beeinflussen (Voloshin et al., 1989). Auch für die Wellen-Vorhersage sind sie aufgrund der hohen Windgeschwindigkeiten wichtig.

Die Kenntnisse über die Struktur polarer Mesozyklonen, ihre Entwicklungsmechanismen und insbesondere ihre Wechselwirkung mit Eis und Ozean sind noch unvollständig. Die Schwierigkeiten bei der Untersuchung polarer Mesozyklonen beruhen auf ihrer Kleinräumigkeit und kurzen Lebensdauer und auf der geringen Dichte der Routinemessungen in den Polargebieten. Durch hochauflösende Satellitendaten wurde eine umfassendere Beobachtung polarer Mesozyklonen möglich (McMurdie et al., 1997; Marshall und J. Turner, 1997). Neben Satellitenbeobachtungen und Feldmessungen bilden numerische Simulationen eine wichtige Informationsquelle zur Untersuchung von polaren Mesozyklonen. Sie bieten die Möglichkeit, Anfangs- und Randbedingungen festzulegen und ermöglichen so idealisierte Studien, die zu einem besseren Verständnis der Einflußfaktoren und der physikalischen Prozesse beitragen.

Das Ziel der hier vorliegenden Arbeit besteht darin, den Einfluß synoptischer und mesoskaliger Faktoren auf die Entwicklung polarer Mesozyklonen zu ermitteln. Im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten wird dabei die Wechselwirkung zwischen polaren Mesozyklonen und Eisbedeckung berücksichtigt. Bekannt ist, daß für längere Zeitskalen die thermodynamische und dynamische Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Eis von großer Bedeutung ist (Harder et al., 1998). Im Bereich der Mesoskala wurde sie bisher kaum untersucht. Messungen während eines Zyklonendurchgangs zeigen, daß auch auf der Zeitskala weniger Tage die Eisdrift durch polare Mesozyklonen beeinflusst wird (Brümmer und Hoerber, 1999). Die dadurch veränderte Eisbedeckung wirkt sich wiederum auf die Oberflächenenergieflüsse und die Ausbildung barokliner Zonen aus, die die Zyklonenentwicklung beeinflussen (Birnbaum, 1997; Mailhot et al., 1996). Die hier durchgeführten Untersuchungen sollen zeigen, ob die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung im Bereich der Mesoskala für die Zyklonenentwicklung von Bedeutung ist. Wenn Zyklonen die Eisdrift und -bedeckung beeinflussen, dann müßte die kleinräumige Wechselwirkung von Atmosphäre und Eisbedeckung auch in Klimamodellen berücksichtigt werden. In bezug auf die Darstellung der Atmosphäre-Eis-Wechselwirkung in Klimamodellen besteht weiterhin Bedarf nach detaillierteren Kenntnissen über kleinskaligere Prozesse (Houghton et al., 2001).

Der geographische Schwerpunkt der Untersuchungen liegt auf dem Bereich der Framstraße, die aufgrund des bedeutenden Eisexports aus dem Arktischen Becken eine Schlüsselregion im Klimasystem darstellt. Darüber hinaus ist das Gebiet der Framstraße maßgeblich durch den Eisrandbereich geprägt, der ein bevorzugtes Zyklogenebiet ist (Serreze, 1995). Die Framstraße ist daher eine der Schwerpunktregionen im Sonderforschungsbereich 'Tiefdruckgebiete und Klimasystem des Nordatlantiks' (SFB 512 der Deutschen Forschungsgemeinschaft), in dessen Rahmen auch die vorliegenden Untersuchungen durchgeführt wurden.

Für die Untersuchungen wird das hochauflösende, nichthydrostatische Atmosphärenmodell METRAS interaktiv mit einem mesoskaligen Eismodell gekoppelt (Kapitel 3). Durch die Kopplung von Atmosphären- und Eismodell wird es möglich, die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung zu untersuchen. Gegenüber früheren Modellstudien werden zudem eine höhere Auflösung verwendet und nichthydrostatische Prozesse berücksichtigt. Durch die höhere Horizontalauflösung kann die Heterogenität der Eisbedeckung detaillierter wiedergegeben werden. Die höhere vertikale Auflösung führt zu einer besseren Erfassung der häufig flachen polaren Mesozyklonen. Frühere Studien in Zusammenhang mit dem CISK-Mechanismus haben gezeigt, daß zur Untersuchung der Entwicklung von polaren Mesozyklonen in einigen Fällen nichthydrostatische Effekte berücksichtigt werden müssen (van Delden, 1989).

Die Theorie polarer Mesozyklonen wird im folgenden Kapitel beschrieben. Zunächst wird in Kapitel 4 geprüft, ob das Modellsystem für Untersuchungen polarer Mesozyklonen geeignet ist. In Kapitel 5 wird auf die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien, die unter Berücksichtigung der in Kapitel 2 aufgezeigten Einflußfaktoren durchgeführt wurden, eingegangen. Die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit werden in Kapitel 6 zusammenfassend bewertet.

Kapitel 2

Polare Mesozyklonen

2.1 Klimatologie

Polare Mesozyklonen treten in der Nord- und der Südhemisphäre auf (Heinemann, 1995; Turner et al., 1991). In beiden Hemisphären liegen für verschiedene Gebiete Klimatologien vor, die auf synoptischen Routinebeobachtungen und Satellitendaten beruhen. Während früher Messungen hoher Windgeschwindigkeiten und starker Drucktendenzen an einzelnen Stationen als Indikatoren für den Durchzug von polaren Mesozyklonen galten (Ese et al., 1988), werden die synoptischen Beobachtungen mittlerweile meist in Form von Analysen oder Reanalysen genutzt (Brümmer et al., 2000). Letztere zeigen in den polaren Gebieten eine geringere Verlässlichkeit als in Gebieten mit hoher Meßdichte und können kleinräumige Ereignisse wie polare Mesozyklonen häufig nicht erfassen. Aus Satellitenbeobachtungen können polare Mesozyklonen aufgrund ihrer charakteristischen Wolkenstruktur identifiziert werden (Businger, 1987). Gegenüber den synoptischen Routinemessungen haben sie den Vorteil einer höheren räumlichen Abdeckung.

Der klimatologische Überblick in dieser Arbeit beschränkt sich auf den Bereich der Arktis. In der Nordhemisphäre treten polare Mesozyklonen verstärkt im Bereich des Nordatlantiks auf, insbesondere im Gebiet der Barentsee und der Norwegischen See (Businger, 1987; Ese et al., 1988). Dies sind auch Gebiete intensiver Zyklogense. Außerdem werden polare Mesozyklonen in der Grönlandsee, der Beringsee, im Golf von Alaska und in der Region südlich von Island beobachtet (Turner et al., 1991). Sie treten sowohl im Winter als auch im Sommer auf, wobei nördlich von 65° Nord in den Wintermonaten weniger

dafür aber intensivere polare Mesozyklonen beobachtet werden (Serreze et al., 1993). Besonders intensive polare Mesozyklonen treten in den Wintermonaten über den offenen Ozeanen auf (Mailhot et al., 1996). Die saisonalen Unterschiede sind auf veränderte synoptische Bedingungen und die unterschiedliche Intensität der Prozesse am Eisrand und in der Grenzschicht zurückzuführen (Serreze, 1995). Häufig ist das Auftreten von polaren Mesozyklonen mit Kaltluftausbrüchen verknüpft (Turner et al., 1991), was zur Folge hat, daß im Zusammenhang mit polaren Mesozyklonen oft Wolkenstraßen beobachtet werden (Heinemann, 1995). Diese Beobachtungen werden durch Untersuchungen von Wilhelmssen (1985) im Bereich der Norwegischen See unterstützt. Sie zeigen eine bevorzugte Zyklonen-zugbahn in meridionaler Richtung, was auf die Verbindung des Auftretens von polaren Mesozyklonen mit Kaltluftausbrüchen zurückzuführen ist. Darüber hinaus zeigen seine Ergebnisse, daß Zyklonogenese bevorzugt am Eisrand stattfindet, während über Eis nur wenige polare Mesozyklonen beobachtet werden. Auch Serreze (1995) fand im Bereich der Norwegischen See, daß Zyklonogenese insbesondere am Eisrand oder über dem offenen Ozean stattfindet.

Klimatologische Untersuchungen im Bereich der Barentsee und der Norwegischen See zeigen einen Zusammenhang zwischen dem Auftreten polarer Mesozyklonen und der synoptischen Situation (Ese et al., 1988; Businger, 1985). In beiden Gebieten treten polare Mesozyklonen bevorzugt in Verbindung mit einer negativen Anomalie des Geopotentials im 500 hPa-Niveau über der Norwegischen See auf. Diese Anomalie führt zu einer Nordströmung östlich von Grönland, die gegenüber der mittleren Temperatur um bis zu 8 K kälter ist (Ese et al., 1988). Auch Untersuchungen von Businger (1985) zeigen, daß die Entwicklung von polaren Mesozyklonen im Bereich der Barentsee und der Norwegischen See häufig mit einem kalten Höhentief im 500 hPa-Niveau in dem jeweiligen Gebiet und einem westlich von Grönland liegenden Rücken verbunden ist.

Ein kaltes Höhentief im 500 hPa-Niveau wird auch im Zusammenhang mit Zyklonenentwicklungen in der Beringsee und im Golf von Alaska beobachtet (Businger, 1987). Es tritt aber keine zum Rücken westlich von Grönland äquivalente Anomalie auf, was durch die unterschiedliche Topographie der Gebiete erklärbar ist. In der Zeit von November bis März werden in der Beringsee und im Golf von Alaska durchschnittlich an etwa 17 Tagen pro Monat polare Mesozyklonen beobachtet, wobei an 20 % dieser Tage mehr als eine polare Mesozyklone auftritt. In 35 % der Fälle des Auftretens einer polaren Mesozyklone entwickelt sich innerhalb von 48 Stunden eine weitere polare Mesozyklone (Businger, 1987). Dies deutet darauf hin, daß Bedingungen, die eine Entwicklung von polaren Mesozyklonen unterstützen, für einige Tage erhalten bleiben.

Für das Gebiet der Framstraße, das den geographischen Schwerpunkt der hier vorliegenden Untersuchungen bildet, liegen verschiedene Einzelfallstudien (Brümmer und Hoerber, 1999; Rasmussen et al., 1997) und eine klimatologische Studie vor (Brümmer et al., 2000). Letztere basiert auf Reanalysen des European Centre for Medium-Range Weather Forecast (ECMWF), die in einer spektralen Auflösung von T106 vorliegen, was einer horizontalen Auflösung von etwa 1.125° in geographischen Koordinaten entspricht. Die Studie zeigt, daß monatlich im Mittel 4.7 Zyklonen beobachtet werden, wobei die Häufigkeit im Winter höher ist als im Sommer. Letzteres steht im Gegensatz zu den im Gesamtbereich der Arktis herrschenden Verhältnissen. Die Framstraße ist in den Wintermonaten ein Gebiet verstärkter Zyklonogenese und in den Sommermonaten ein Zyklolysegebiet. Dies ist wahrscheinlich auf die im Winter verstärkte Baroklinität am Eisrand zurückzuführen. Die bevorzugte Zyklonenzugbahn ist von Südwesten nach Nordosten gerichtet.

2.2 Entstehungs- und Entwicklungsmechanismen

Die Entwicklung von polaren Mesozyklonen läßt sich nicht auf einen einheitlichen Mechanismus zurückführen. Häufig tritt während der Zyklonenentwicklung ein Wechsel der antreibenden Prozesse auf. Unterschiedliche geographische Regionen zeigen ein bevorzugtes Wirken bestimmter Entwicklungsprozesse (Økland, 1989). Mechanismen, die der Zyklonenentwicklung zugrundeliegen können, sind barokline Instabilität, der 'conditional instability of the second kind' (CISK)-Mechanismus, der Mechanismus der 'air sea interaction instability' (ASII) und Leewellenbildung hinter Orographie.

Barokline Instabilität

Die barokline Instabilität, die als Bildungsmechanismus synoptischer Zyklonen bekannt ist, ist auch ein Zyklogeneseprozess für polare Mesozyklonen. Zahlreiche Untersuchungen zeigen, daß ein großer Teil der in der Arktis und Antarktis beobachteten polaren Mesozyklonen baroklinen Ursprungs ist (Reed, 1979; Mullen, 1983; Heinemann, 1995). Diese polaren Mesozyklonen sind meist mit einer Komma-Wolkenstruktur (Businger und Reed, 1989) und einer scharfen Wolkengrenze gegenüber der Kaltluft (Nielsen, 1997) verbunden. Klimatologische Untersuchungen von polaren Mesozyklonen haben gezeigt, daß Zyklogenesese häufig in der Nähe des Eisrands stattfindet. Dieses Gebiet ist oft durch eine stark barokline Zone geprägt (Businger und Reed, 1989), die meist recht flach bleibt, so

daß auch die in diesem Bereich gebildeten polaren Mesozyklonen flach sind (Mailhot et al., 1996; Heinemann, 1995).

Anhand von Instabilitätsuntersuchungen wurde geprüft, ob der Mechanismus der baroklinen Instabilität die Entwicklung von polaren Mesozyklonen erklären kann. Die Untersuchungen basieren auf quasi-geostrophisch genäherten Gleichungen. Die gute Übereinstimmung von im Modell bestimmten (Mansfield, 1974) und gemessenen Wellenlängen und Wachstumsraten (Harrold und Browning, 1969) zeigt, daß die Entwicklung polarer Mesozyklonen durch barokline Instabilität erklärt werden kann. Weitere Untersuchungen zeigen, daß bei geringerer statischer Stabilität und bei geringerer vertikaler Erstreckung der Störung die maximale Wachstumsrate zu kürzeren Wellenlängen verschoben wird (Duncan, 1977). Die Amplitude der Störung hat am Boden ihr Maximum und nimmt mit der Höhe ab.

Die barokline Entwicklung von polaren Mesozyklonen findet oft in Verbindung mit Grenzschichtfronten statt, die sich durch Wärmeflußdifferenzen über Wasser und Eis ausbilden. Heinemann (1995) beschreibt eine entsprechende Zyklogenesesituation im Weddellmeer. Die Zyklogenese begann am Eisrand und war mit starken Oberflächenenergieflüssen verbunden, während westlich des Zyklogenezentrums Advektion bodennaher Kaltluft stattfand. Über dem Wasser bildete sich eine Grenzschichtfront aus, die mit einem Wolkenband parallel zum Eisrand verbunden war. Die Entwicklung der polaren Mesozyklone wurde durch Advektion positiver Vorticity in der mittleren Troposphäre intensiviert. Eine vergleichbare Zyklonenentwicklung wurde auch von Fett (1989) im Bereich der Arktis beobachtet.

Die Intensivierung einer Zyklonenentwicklung durch einen Trog in der Höhe ist häufig zu beobachten. Eine entsprechende Situation untersuchte Nielsen (1997): Im Eisrandbereich der Norwegischen See entwickelte sich eine Anfangsstörung zu einer polaren Mesozyklone. Im 850 hPa-Niveau verlief die Strömung in südlicher Richtung, nahezu parallel zum in Nord-Süd-Richtung orientierten Eisrand. Sie trennte dadurch die Bereiche feuchterer, wärmerer Luft über dem Wasser und trockenerer, kälterer Luft über Eis. Im 500 hPa-Niveau lag östlich der 850 hPa-Strömung über dem Wasser ein Höhentrog, während westlich, über dem Eis ein Rücken zu finden war. Die Ostströmung in der Höhe führte zur Advektion positiver Vorticity oberhalb der Strömung im 850 hPa-Niveau. Durch die am Boden verstärkte Aufwärtsbewegung nahm auch die positive Vorticity am Boden zu. Hiermit wurde die Warm- und Kaltluftadvektion am Boden und damit wiederum die Vorticityanomalie in der Höhe verstärkt. Auch in anderen Fällen wurde eine Intensivierung

der Zyklonenentwicklung durch Vorticity-Advektion in der Höhe beobachtet (Heinemann, 1995; Mailhot et al., 1996). Dies zeigt die Bedeutung der synoptischen Situation für die Entwicklung polarer Mesozyklonen.

Klimatologische Untersuchungen über der Norwegischen See zeigen, daß die Genese von polaren Mesozyklonen häufig mit einer vertikalen Neigung der Zyklonenachse in Strömungsrichtung verbunden ist, die im Zusammenhang mit entgegengesetzter Richtung von bodennahem und thermischem Wind auftritt (Forbes und Lottes, 1985). Unter diesen Bedingungen entwickeln sich 80 % der intensiven polaren Mesozyklonen, während für die Mehrzahl der weniger intensiven Wirbel eine Rückwärtsneigung der Zyklonenachse beobachtet wird. Eine polare Mesozyklone, die sich in der Labradorsee entwickelte, zeigte eine Neigung der Zyklonenachse in Strömungsrichtung (Mailhot et al., 1996). Die polare Mesozyklone entstand in einer Zone starker Baroklinität entlang des Eisrands und ihre Entwicklung wurde durch Advektion positiver Vorticity im 700 hPa-Niveau verstärkt. Im bodennahen Bereich trat eine nordwestliche Strömung auf, während im 500 hPa-Niveau eine südliche Strömung herrschte und die Trogachse nach Südwesten geneigt war.

CISK¹ und ASII²

Da die Entstehung von polaren Mesozyklonen auch unter nahezu barotropen Umgebungsbedingungen beobachtet wird, kann barokline Instabilität nicht der einzige wirksame Mechanismus für Zyklogenese sein. In vielen Fällen ist die Zyklogenese mit starker Konvektion (Heinemann, 1995) und hohen Flüssen fühlbarer und latenter Wärme an der Oberfläche verbunden (Mailhot et al., 1996). Die sich unter diesen Bedingungen entwickelnden polaren Mesozyklonen zeichnen sich meist durch ein spiralförmiges Wolkenband und einen warmen, wolkenfreien Kern aus (Nordeng und Rasmussen, 1992). Sie ähneln in ihrer Struktur tropischen Zyklonen. Als zugrundeliegender Prozeß wird von einigen Autoren der CISK-Mechanismus vorgeschlagen (Rasmussen, 1979), während andere die Entwicklung durch den ASII-Mechanismus erklären (Nielsen, 1997). In beiden Fällen muß eine Anfangsstörung vorliegen, die z.B. durch barokline Instabilität entstanden sein kann. Dadurch bedeutet das Wirken von CISK oder ASII einen Wechsel der Mechanismen während der Zyklonenentwicklung.

Der CISK-Mechanismus wirkt bei der Entwicklung tropischer Zyklonen. Es handelt sich um eine Wechselwirkung von horizontaler, bodennaher Feuchtekongruenz und Cumulus-

¹conditional instability of the second kind

²air sea interaction instability

konvektion (Holton, 1992). Eine Anfangsstörung führt zu Massenkongruenz und Hebung, wodurch es zur Destabilisierung der Atmosphäre kommt. Entsteht Cumuluskondensation, führt die freiwerdende latente Wärme zu einer Zunahme der Schichtdicke und zu Divergenz in der Höhe. Die Konvergenz am Boden wird verstärkt, indem die Divergenz in der Höhe die Konvergenz am Boden überwiegt und die Induktion positiver Vorticity eine Schichtdickenzunahme bewirkt. Die Voraussetzung zur Entstehung von CISK ist, daß die Stabilität der Atmosphäre verringert wird, was durch starke Wärme- und Feuchteflüsse geschehen kann (Craig und Cho, 1989). Untersuchungen zeigen, daß CISK nicht als Initialmechanismus für die Zyklogese wirkt, sondern zur Vertiefung einer bereits bestehenden Störung beiträgt (van Delden, 1989).

Über der Labradorsee wurde eine polare Mesozyklone beobachtet, deren Entwicklung durch CISK erklärt wurde (Mailhot et al., 1996). Im frühen Stadium der Entwicklung wirken barokline, im weiteren Verlauf konvektive Prozesse. Die Zyklonenentwicklung wurde mit einem regionalen Atmosphärenmodell nachvollzogen. In einer Sensitivitätsstudie ohne fühlbaren Wärmefluß am Boden entwickelte sich keine polare Mesozyklone, da die stabil geschichtete, flache arktische Grenzschicht nicht in eine konvektive Grenzschicht transformiert wurde. In einer weiteren Studie wurde Kondensation unterdrückt, wodurch sich lediglich ein flacher, schwacher Bodentrog ausbildete. Die gleiche Wirkung zeigte das Ausschalten des Flusses latenter Wärme am Boden. Das Ergebnis zeigt die Bedeutung der Kondensation für die Intensivierung der polaren Mesozyklone.

In einigen Fällen von Zyklogese befindet sich die Atmosphäre in nahezu neutralem Zustand gegenüber feuchter Konvektion, so daß CISK nicht der zugrundeliegende Mechanismus sein kann. Untersuchungen zeigen darüber hinaus, daß die Umwandlung potentiell-verfügbarer konvektiver Energie in kinetische Energie zu gering ist, um die Dissipation in der Grenzschicht zu kompensieren (Nielsen, 1997). Als alternativer Mechanismus wird ASII vorgeschlagen (Emanuel, 1986; Emanuel und Rotunno, 1989). Im Gegensatz zu CISK ist es beim ASII-Prozeß nicht notwendig, bodennahe Feuchtekonvergenz vorauszusetzen. Dem ASII-Mechanismus liegt das thermodynamische Ungleichgewicht von Atmosphäre und Ozean zugrunde, wobei die zur Verfügung stehende Energie vom Fluß latenter Wärme aus dem Ozean in die Atmosphäre abhängt. Auch für den ASII-Mechanismus muß eine Anfangsstörung vorhanden sein. Mit dieser sind höhere Windgeschwindigkeiten verbunden, die den Fluß latenter Wärme verstärken, wodurch die Konvektion und damit die Sekundärzirkulation intensiviert werden (Holton, 1992). Eine notwendige Bedingung für den ASII-Prozeß ist, daß die Umsetzung von potentiell-verfügbarer konvektiver Energie in kinetische Energie in Bodennähe erfolgt (Nielsen, 1997). Für ASII als Mechanismus

bei der Zyklonenentwicklung spricht, daß einige beobachtete polare Mesozyklonen beim Übergang vom Meer auf das Land schnell dissipieren (Businger und Baik, 1991), da der latente Wärmefluß als Antrieb fehlt.

Eine polare Mesozyklone, deren Entwicklung auf ASII-Prozesse zurückgeführt wird, wurde von Nielsen (1997) untersucht. Im Anfangsstadium wird ihre Entwicklung von baroklinen Prozessen bestimmt. Die Intensivierung erfolgt dann durch diabatisches Heizen. Da die Atmosphäre im Zyklonensegebiet bezüglich der äquivalent-potentiellen Temperatur neutral ist, scheidet CISK als Mechanismus in diesem Fall aus, da die Voraussetzung für hochreichende Konvektion nicht gegeben ist. Nielsen (1997) erklärt die weitere Intensivierung der polaren Mesozyklone durch den ASII-Mechanismus. In einer Sensitivitätsstudie, in der Kondensation vernachlässigt wurde, entwickelt sich keine polare Mesozyklone.

Orographischer Antrieb

Orographische Effekte beeinflussen die mesoskalige Zyklonogenese in verschiedener Weise. Durch Leewellen-Bildung kann Zyklonogenese angeregt werden, wie es von Rasmussen (1981) an der Südspitze Grönlands und von Grønås et al. (1987) über der Labradorsee beobachtet wurde. Eine weitere Wirkung der Orographie besteht in Vorticityerzeugung durch Wirbelstreckung (Heinemann, 1995). In der Region um Grönland und im Bereich der Antarktis führt die Orographie zur Ausbildung katabatischer Windsysteme. Ihr Einfluß auf die Zyklonogenese wurde in vielen Fallstudien, insbesondere im Gebiet der Antarktis, untersucht (Heinemann, 1997; Sorbjan et al., 1986). Da katabatische Winde kalte Luftmassen transportieren, verstärken sie beim Überströmen von Wasser den Energieaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre (Gallee und Duynkerke, 1997). Eine Intensivierung der Wirkung katabatischer Winde kann sich durch Kanalisierungseffekte der Orographie ergeben (Parish und Waight, 1987). Untersuchungen im Bereich von Grönland und der Labradorsee zeigen, daß der kanalisierte Abfluß von Kaltluft zur Ausbildung von Regionen führt, in denen bevorzugt Zyklonogenese auftritt (Rasmussen, 1992).

2.3 Einflußgrößen für die Entwicklung polarer Mesozykklonen

Das Zusammenspiel verschiedener Einflußfaktoren bestimmt, welche der diskutierten Mechanismen bei der Zyklonenentwicklung wirksam werden. Gebiete barokliner Instabilität sind eng mit dem Auftreten horizontaler Temperaturgradienten verbunden. Insbesondere in der Region des Eisrands bilden sich häufig barokline Zonen aus. Ein Faktor, der für die Stärke des horizontalen Temperaturgradienten von Bedeutung ist, ist der Unterschied von Wasser- und Eisoberflächentemperaturen. Eine eisrandparallele Strömung unterstützt den Aufbau des Temperaturgradienten. Die Strömungsverhältnisse werden maßgeblich durch die synoptische Situation und orographische Einflüsse bestimmt (Klein und Heinemann, 2001). Die synoptische Situation ist darüber hinaus von Bedeutung, da Advektion positiver Vorticity in der Höhe und entgegengesetzte Richtungen von bodennahem und thermischem Wind zu einer Intensivierung der baroklinen Störung führen können.

Bei Prozessen wie CISK und ASII spielen die Flüsse fühlbarer und latenter Wärme an der Oberfläche eine große Rolle (Emanuel und Rotunno, 1989). Starke Oberflächenflüsse treten besonders im Eisrandbereich in Verbindung mit abeisiger Strömung auf (Mailhot et al., 1996). Die Regionen mit starken Oberflächenflüssen werden durch die Position des Eisrands, die Eisbedeckung, den Oberflächentemperaturunterschied und die Windrichtung bestimmt.

Insgesamt lassen sich als mögliche Einflußfaktoren für die Entwicklung polarer Mesozykklonen die Position des Eisrands, die Eisbedeckung, die Eis- und Wasseroberflächentemperaturen, die synoptische Situation und die Orographie zusammenfassen (Klein und Heinemann, 2001; Mailhot et al., 1996). Der Einfluß dieser Faktoren auf die Zyklonenentwicklung wird in Kapitel 5 mit Hilfe eines gekoppelten Atmosphäre-Eismodells untersucht.

Kapitel 3

Beschreibung des gekoppelten Atmosphäre-Eismodells

Das Modellsystem besteht aus dem mesoskaligen Transport- und Strömungsmodell METRAS (Schlünzen, 1990) und einem mesoskaligen Eismodell (Birnbaum, 1997). Die Modelle sind für die Analyse kleinräumiger Prozesse mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung (Horizontalauflösung im Bereich weniger Kilometer, zeitliche Auflösung etwa eine halbe Stunde) geeignet. Ein wichtiges Anwendungsgebiet für das Modellsystem ist der Bereich des Eisrands, in dem starke räumliche und zeitliche Variationen der Eisbedeckung auftreten. Durch die interaktive Kopplung wird es möglich, die Wechselwirkungen zwischen Eis und Atmosphäre zu berücksichtigen.

Das Modellsystem wurde in der neu erstellten FORTRAN90-Version vom Frühjahr 1999 angewendet. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen waren einige Änderungen gegenüber der ursprünglichen Version des Eismodells notwendig. Die Modifikationen werden in Abschnitt 3.3 beschrieben. Für beide Modelle liegen ausführliche Dokumentationen vor (Schlünzen et al., 1996a,b; Birnbaum, 1997), so daß im folgenden nur ein kurzer Überblick gegeben wird.

3.1 Das mesoskalige Atmosphärenmodell METRAS

Anwendungsbereich

Das Modell METRAS ist ein dreidimensionales, nichthydrostatisches Atmosphärenmodell zur prognostischen Beschreibung von Vorgängen im Bereich der Mesoskala γ und β . Der Schwerpunkt liegt auf der Simulation von Grenzschichtprozessen. Die Phänomene des Skalenbereichs besitzen räumliche Dimensionen zwischen 2.5 km und 250 km und eine zeitliche Dauer von etwa einer halben Stunde bis zu einem Tag (Schlünzen, 1996). Das Modell METRAS kann Vorgänge mit einer maximalen horizontalen Erstreckung von bis zu 600 km und einer zeitlichen Dauer bis zu mehreren Tagen darstellen.

Das Modell wurde für Untersuchungen in den mittleren Breiten (Schaller et al., 2001; Lenz et al., 2000; Schlünzen und Pahl, 1992; Schlünzen, 1990), in subtropischen Regionen (Sheng et al., 2000; Wu und Schlünzen, 1992) und polaren Gebieten (Birnbaum und Lüpkes, 2001; Lüpkes und Schlünzen, 1996) angewendet. Dabei unterschied sich auch die Topographie. Es wurden Studien im küstennahen Bereich (von Salzen und Schlünzen, 1999; Schlünzen et al., 1997) und über orographisch stark gegliedertem Gelände (Schaller et al., 2001; Niemeier und Schlünzen, 1993) durchgeführt. Zur Untersuchung spezieller Fragestellungen kann das Atmosphärenmodell gekoppelt mit einem Chemie-, Aerosol-, Eis- oder Mikroskalamodell betrieben werden.

Eine Prüfung des Modells METRAS fand anhand eines Evaluierungskonzepts für mesoskalige Atmosphärenmodelle statt (Dierer, 1997). Zur Beurteilung der Ergebnisgüte wurden idealisierte Rechnungen, Vergleiche mit analytischen Lösungen und Messungen durchgeführt (Schlünzen, 1997). Darüber hinaus wurde die Güte der Simulationsergebnisse durch Vergleiche mit Messungen geprüft (Lenz et al., 2000). Ergänzend zum Vergleich mit Messungen fanden Vergleiche mit anderen Modellen anhand realitätsnaher oder idealisierter Situationen statt (Thunis et al., 2001; Schaller et al., 2001).

Modellgleichungen und Vereinfachungen

Das Gleichungssystem des Modells basiert auf den Erhaltungsgleichungen für Energie, Masse und Impuls sowie der Zustandsgleichung idealer Gase und der Definition der potentiellen Temperatur. Alle drei Geschwindigkeitskomponenten werden prognostisch bestimmt. Weitere prognostische Variablen des Modells sind Temperatur, Feuchte, Wolken- und Regenwasser und Schadstoffkonzentrationen, während Druck und Dichte diagnostisch bestimmt werden.

Die Gleichungen im mit der Erde rotierten Koordinatensystem lauten:

Impulsgleichung:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - 2[\vec{\Omega} \times \vec{v}] - \vec{\nabla} \Phi + \vec{F} \quad (3.1)$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.2)$$

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \theta = Q_\theta \quad (3.3)$$

Zustandsgleichung idealer Gase, auch 0. Hauptsatz der Thermodynamik:

$$v_i^1 = \frac{R_i T}{p} \quad (3.4)$$

Definition der potentiellen Temperatur:

$$\theta = T \left(\frac{1000 \text{hPa}}{p} \right)^{R/c_p} \quad (3.5)$$

Die Bedeutung der Variablen ist im Symbolverzeichnis angegeben.

Das Gleichungssystem wird vereinfacht. Aufgrund der geringen Horizontalausdehnung des Modellgebiets wird der Coriolisparameter im Modellgebiet als konstant genähert. Die Bewegungsgleichungen werden in Flußform geschrieben, durch die Boussinesq-Approximation vereinfacht und die Kontinuitätsgleichung in ihrer anelastischen Form verwendet.

Diskretisierungen

Die Modellgleichungen werden in einem kartesischen Koordinatensystem in bodenfolgenden Koordinaten gelöst. Die horizontalen Gitterweiten liegen im Bereich von mehreren 100 m bis etwa 10 km. Das Gitter kann in horizontaler Richtung nicht-äquidistant gewählt werden und eine Rotation des Modellgebiets ist möglich. Für die hier durchgeführten Untersuchungen wurde ein horizontal äquidistantes, unrotiertes Gitter verwendet. In vertikaler Richtung erstreckt sich das Modellgebiet in der hier verwendeten Konfiguration bis in 12 km Höhe, wobei in den oberen 6 km absorbierende Schichten wirken. Die vertikale Gitterweite nimmt mit der Höhe zu. Die Gitterweite der untersten Modellschicht

beträgt 10 m und in etwa 6 km Höhe wird die maximale Gitterweite von 1000 m erreicht. In den unteren 2 km der Atmosphäre liegen 19 der insgesamt 32 Modellschichten.

Die Modellgleichungen werden Reynolds gemittelt. Die Größen setzen sich jeweils aus einem zeitlich und räumlich gemittelten Anteil und einer turbulenten Abweichung zusammen. Die Größen Temperatur, Feuchte und Druck werden zusätzlich in einen großskaligen und einen mesoskaligen Anteil unterschieden. Die diskretisierten Modellgleichungen (Schlünzen et al., 1996a) werden auf einem Arakawa-C-Gitter gelöst.

Die numerische Lösung der Modellgleichungen erfolgt mit der Methode finiter Differenzen. Die numerischen Verfahren unterscheiden sich für die verschiedenen physikalischen Prozesse. Die zeitliche Diskretisierung der Advektion in der Bewegungsgleichung erfolgt mit dem Adams-Bashforth-Verfahren, einem expliziten Verfahren, während die Advektion skalarer Größen, sowie die Berechnung des Coriolis- und des Auftriebs-Terms vorwärts in der Zeit erfolgt. Die Vertikaldiffusion wird in Abhängigkeit vom Zeitschritt explizit mit dem Adams-Bashforth-Verfahren oder implizit mit dem Crank-Nicholson-Verfahren berechnet. Der Zeitschritt der Modellrechnung beträgt zwischen 1 s und 60 s. Die räumliche Diskretisierung erfolgt für die Terme in den Bewegungsgleichungen mit zentrierten Differenzen und für die Advektion des mesoskaligen Anteils von Temperatur und Feuchte mit Gegenstrom-Differenzen, während der großskalige Anteil ebenso wie die Diffusion mit zentrierten Differenzen berechnet wird.

Der mesoskalige Druck setzt sich aus einem eher hydrostatisch geprägten Anteil und einem eher dynamisch geprägten Anteil zusammen. Der dynamische Druck wird durch die iterative Lösung einer elliptischen Differentialgleichung berechnet. In den hier durchgeführten Rechnungen wurde die Druckmatrix mit Hilfe einer Multigrid-Vorkonditionierung und dem konjugierte Gradienten Verfahren berechnet (Lambrecht und Knoth, 1999). Der hydrostatische Druck wird durch Integration der hydrostatischen Grundgleichung über die Modellgebietshöhe bestimmt. Die Integration erfolgt für die mesoskalige Dichteabweichung. Diese wird semi-implizit aus einer diagnostischen Gleichung in Abhängigkeit von der mesoskaligen Temperaturabweichung, dem mesoskaligen Druck und gegebenenfalls der Abweichung im Flüssigwassergehalt berechnet.

Parameterisierungen und Randbedingungen

Prozesse, die im Modell nicht aufgelöst werden, müssen parameterisiert werden, sofern sie im Anwendungsbereich relevant sind. Für das Modell METRAS sind das insbesondere

Parameterisierungen von vertikaler und horizontaler Diffusion, von Impuls-, Feuchte- und Wärmeflüssen sowie von Wolkenbildungs- und Strahlungsvorgängen.

Die Vertikaldiffusion kann im Modell METRAS mit unterschiedlich komplexen Ansätzen, die in Schlünzen et al. (1996a) beschrieben sind, parameterisiert werden. Für die hier vorliegenden Simulationen wurde bei stabiler und neutraler Schichtung der Mischungswegansatz und bei labiler Schichtung eine nichtlokale Schließung erster Ordnung verwendet, die auch gegen den lokalen Gradienten gerichtete Transporte berücksichtigt (Lüpkes und Schlünzen, 1996). Gegenüber einem lokalen Schließungsansatz enthält die nichtlokale Schließung einen weiteren Term, der neben der Wirkung lokaler Temperaturgradienten auch die Wirkung von an der Oberfläche angeregten subskaligen Aufwindgebieten berücksichtigt. Die Horizontaldiffusion wird in Abhängigkeit von der Vertikaldiffusion berechnet, sofern die Gitterweite kleiner als 1 km ist. Ist die Gitterweite größer, wird die Horizontaldiffusion nicht explizit berechnet, da dann die numerische Diffusion dominiert.

Für die Berechnung der Oberflächenflüsse von Impuls und Wärme wird bei subskaliger Landnutzung ein Flußmittelungsverfahren (von Salzen et al., 1996) benutzt. Dieses Verfahren berechnet zunächst die Oberflächenflüsse für jede auftretende subskalige Landnutzungsklasse separat. Dann erfolgt entsprechend der Landnutzungsanteile eine Mittelung der Flüsse für jede Gitterzelle, so daß sich Mittelwerte der Skalierungsgrößen für Temperatur- und Feuchte θ_* , q_* und die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* ergeben.

Die Wolken- und Niederschlagsbildung im Modell METRAS wird entsprechend einer Parameterisierung der Wolkenmikrophysik nach Kessler (1969) simuliert. In diesem Schema wird der Flüssigwassergehalt in der Atmosphäre auf Tröpfchen verschiedener Radien verteilt. Die Größe der Wolkenröpfchen liegt im Mittel bei 10 μm , während Regentropfen im Mittel eine Größe von 100 μm besitzen. Im Wolkenschema werden die beiden Klassen bei einer Tröpfchengröße von 40 μm getrennt. Verschiedene Umwandlungsvorgänge werden berücksichtigt: Kondensation von Wasserdampf zu Wolkenwasser, Verdunstung von Wolkenwasser zu Wasserdampf, Autokonversion von Wolkenwasser zu Regenwasser durch Kollision von Wolkentropfen, Bildung von Regenwasser durch Sammeln von Wolkenwasser, Sedimentation von Regenwasser und Verdunstung von fallendem Regenwasser in untersättigten Gebieten, z.B. unter Wolken. Die freien Konstanten, die die Umwandlungen beschreiben, wurden aus Beobachtungen abgeleitet (Köhler, 1990).

Die Strahlungsparameterisierung im Modell METRAS ist davon abhängig, ob in der Simulation die Wolkenmikrophysik berücksichtigt wird. In einer Modellrechnung ohne Berechnung der Wolkenmikrophysik wird an der Oberfläche die Strahlungsbilanz berechnet,

während in der Atmosphäre empirische Abkühlungs- und Erwärmungsraten vorgegeben werden. Wird die Simulation mit Wolkenmikrophysik durchgeführt, werden die Strahlungsflüsse an der Oberfläche und in der Atmosphäre mit dem Zwei-Strom-Verfahren berechnet (Schlünzen et al., 1996a).

Im Modell METRAS können die Randbedingungen für die verschiedenen Größen unterschiedlich gewählt werden. Die für die Modellrechnungen verwendeten Randbedingungen sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Durch die Bedingung einer am Modelloberrand verschwindenden Vertikalgeschwindigkeit kann es zu Reflexionen kommen. Dies wird durch die Einführung von absorbierenden Schichten in den obersten sechs Modellschichten vermieden. Sie werden durch sogenannte Rayleigh-Dämpfungsterme realisiert, die die Modellösung mit zunehmender Höhe immer stärker an die synoptischen Werte anpassen. Um die Änderung der synoptischen Situation beschreiben zu können, werden Modellrechnungen mit zeitlich veränderlichen Randbedingungen durchgeführt. Die Vorgabe der Randwerte erfolgt entsprechend dem Nudgingverfahren nach Davies (1976).

Variable	Seitenränder		Oberrand	Unterrand
	Einströmpunkt	Ausströmpunkt		
Wind randnormal randparallel	D: Berechnung aus Modellwerten ^a N: Gradient Null ^a		D: großskalige Werte ^{a,b} D: großskalige Werte ^{a,b}	D: Haftbedingung
Temperatur	N: Gradient Null ^a		N: Gradient Null ^a	D: Anfangswerte ^c
Feuchte	N: Gradient Null ^a		N: Gradient Null ^a	D: Anfangswerte ^d

Tabelle 3.1: *Verwendete Randbedingungen für Wind, Temperatur und Feuchte. 'D' bezeichnet Dirichlet-Randbedingungen und 'N' Neumann-Randbedingungen.*

^aoder Nestung

^babsorbierende Schichten

^coder Berechnung aus Oberflächenenergiebilanzgleichung

^doder Berechnung aus Oberflächenfeuchtebilanzgleichung

Die prognostischen Gleichungen enthalten dann einen zusätzlichen Term der Form:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = PEQ - \mu(\psi_c - \psi_p) \quad (3.6)$$

PEQ steht stellvertretend für die rechte Seite der ursprünglichen prognostischen Gleichung, ψ_c ist der im Modell berechnete Wert, ψ_p ist der vorgeschriebene Randwert und μ ist der sogenannte Nudgingkoeffizient, der den Nudging-Term gewichtet. Der Nudgingkoeffizient hat an den seitlichen Rändern sein Maximum und fällt zum Modellinneren steil ab. Damit werden die äußeren 10 Modellgitterboxen durch die vorgeschriebenen Randwerte beeinflusst, während der Einfluß der Randwerte im Modellinneren vernachlässigbar ist.

Ein stärkeres Nudging auch im Modellinneren wird genutzt, um zu Beginn der Modellrechnung horizontal inhomogene Anfangswerte aufzuprägen. Es wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt, welcher zeitliche und räumliche Verlauf des Nudging-Koeffizienten hierfür geeignet ist. Für die durchgeführten Modellrechnungen wird während der ersten drei Stunden einer Modellrechnung ein flacher räumlicher Verlauf des Nudgingkoeffizienten verwendet, so daß die vorgegebenen Werte die Lösung im Modellinneren stärker beeinflussen. In der folgenden Stunde fällt der Nudgingkoeffizient im Modellinneren ab, bis er abgesehen von den äußeren 6 Gitterzellen vernachlässigbar wird. Die äußeren 10 Modellgitterboxen sind nun von den aufgeprägten Werten bestimmt, während sich die Lösung im Modellinneren nahezu unbeeinflusst entwickelt. Die charakteristische Zeit der Nestung hängt vom Betrag des Nudgingkoeffizienten ab. Für die durchgeführten Untersuchungen hat dieser am Rand ein Maximum von $10^{-3} \frac{1}{s}$, so daß die charakteristische Zeit etwa 15 min beträgt, während sie im Modellinneren unendlich groß wird.

3.2 Das mesoskalige Eismodell

Das mesoskalige Eismodell wurde von Birnbaum (1997) auf der Grundlage des großskaligen Eismodells von Hibler (1979) und des eindimensionalen thermodynamischen Eismodells von Maykut und Untersteiner (1971) entwickelt, um Untersuchungen im Bereich der Eisrandzone durchzuführen. Hier hat die Meereisdecke eine höhere räumliche und zeitliche Variabilität, die stark durch kleinskalige Vorgänge bestimmt wird. Die wichtigsten prognostischen Variablen im Eismodell sind der Eisbedeckungsgrad, die Eis- und Schneedicke, die Schollenlänge und die Eisdriftgeschwindigkeit als Mittelwert in einer Gitterzelle. Weitere prognostische Variablen des Modells sind der Eisbedeckungsgrad, die Eis- und

Schneedicke, die Schollenlänge und Temperaturen in Eis und Schnee für die bis zu vier Eisdickenklassen, die in einer Gitterzelle auftreten können.

Zur Anwendung des Modells im Bereich der Mesoskala wurden von Birnbaum (1997) verschiedene Modifikationen vorgenommen, die eine realitätsnähere Erfassung der kleinräumigen Prozesse ermöglichen. Zu den wichtigsten Modifikationen gehört die Einführung mehrerer Eisdickenklassen (Eisdicke < 0.1 m, 0.1 m - 0.4 m, 0.4 m - 1 m, > 1 m), die prognostische Berechnung von Eisdicke und -bedeckungsgrad, die Berechnung der atmosphärischen Schubspannung und der Wärmeflüsse mit dem Blendhöhenverfahren im Atmosphärenmodell METRAS, die Einführung mehrerer vertikaler Schichten im Eis im thermodynamischen Teil und eine neue Formulierung für die Energiebilanzberechnung am Unterrand des Eises.

Die Kopplung zwischen Atmosphären- und Eismodell erfolgt wechselseitig. In jeder Gitterzelle des Modells METRAS können parallel verschiedene Eisklassen und Wasser vorhanden sein. Die starke Wirkung der subskaligen Verteilung von Eis und Wasser auf die oberflächennahen Flüsse wird im Modell METRAS über das Blendhöhenverfahren (von Salzen et al., 1996) berücksichtigt. Durch die vom Eismodell simulierte Veränderung des Eisbedeckungsgrads und der Eisoberflächentemperatur ändert sich die untere Randbedingung für das Modell METRAS. Das Modell METRAS wiederum liefert Informationen über Wind-, Temperatur-, Feuchte- und Dichtefelder sowie über die angreifende Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und die zur Flußberechnung benötigten Skalierungsgrößen für Temperatur θ_* und Feuchte q_* für die verschiedenen Eisklassen und die Oberflächenklasse 'Wasser'. Die Größen gehen in den dynamischen und den thermodynamischen Teil des Eismodells ein.

Im folgenden wird das Eismodell in der Version vom Frühjahr 1998 beschrieben. Die Untersuchungen wurden mit dem dynamischen Teil des Eismodells durchgeführt. Die für die in dieser Arbeit durchgeführten Studien notwendigen Modifikationen im dynamischen Teil des Eismodells werden in Abschnitt 3.3 dargestellt. Eine kurze Beschreibung des thermodynamischen Teils erfolgt in Anhang A.

Modellgleichungen des dynamischen Teils

Im dynamischen Teil des Eismodells wird die Eisdrift und daraus resultierende Eisbedeckungsänderungen simuliert. Die Eisdrift ist abhängig von der an der Oberfläche angreifenden atmosphärischen Schubspannung und den Käften, die auf die über Wasser

liegenden Seitenflächen wirken. Neben dem atmosphärischen wirkt auch der ozeanische Antrieb, der die Eisdrift durch die an der Unterseite des Eises angreifende ozeanische Schubspannung und die auf die unter Wasser liegenden Seitenflächen wirkende Kraft beeinflusst. Darüber hinaus wirken interne Spannungen im Eis. Die Bewegung des Eises führt zu Konvergenzen und Divergenzen und damit z.B. zur Bildung von Preßeisrücken oder offenen Wasserstellen. Die bei der Berechnung der Eisdrift wirkenden Kräfte sind schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt. Der dynamische Teil des Eismodells besteht aus den prognostischen Gleichungen für die Eisdriftgeschwindigkeit, den Bedeckungsgrad, die Eis- und Schneedicke sowie die Schollenlänge.

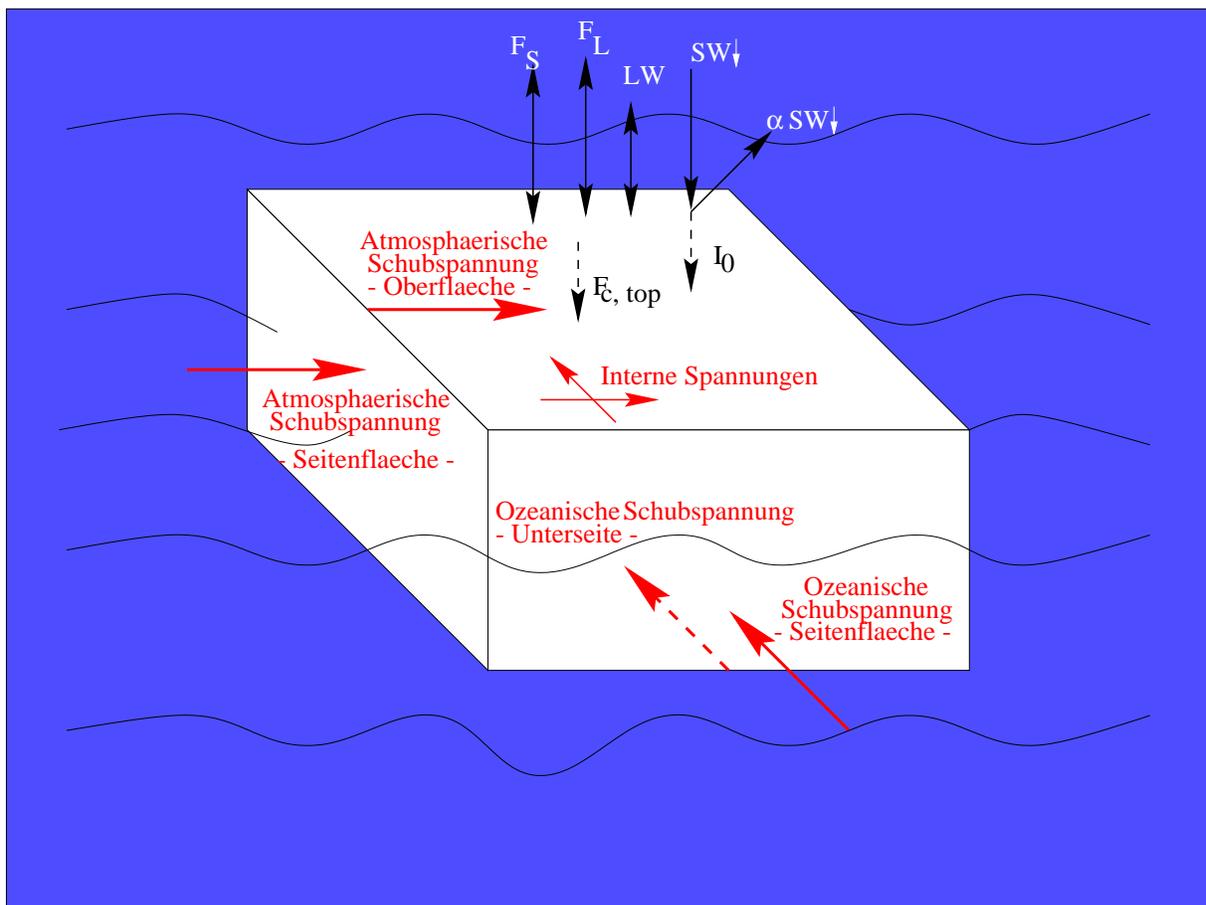


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des dynamischen Teils des Eismodells. Dabei bezeichnet F_S den fühlbaren Wärmefluss, F_L den latenten Wärmefluss, LW den langwelligeren Strahlungsfluss, $SW\downarrow$ den einfallenden kurzwelligeren Strahlungsfluss, $\alpha SW\downarrow$ den reflektierten Anteil und I_0 den in das Eis eindringenden Anteil des einfallenden, kurzwelligeren Strahlungsflusses und $F_{c,top}$ den Wärmefluss im Eis an der Eisoberfläche.

Die zeitliche Änderung der Eisdriftgeschwindigkeit wird beschrieben durch:

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -m_e f \vec{k} \times \vec{v}_e + \vec{\tau}_e + \vec{\tau}_{e,oc} - m_e g \vec{\nabla} h_{oc} + \vec{K}_{\vec{F}} \quad (3.7)$$

Die linke Seite der Gleichung beschreibt die zeitliche Änderung der Eisdrift, wobei m_e die Eismasse und \vec{v}_e die Eisdriftgeschwindigkeit bezeichnet. Die Terme auf der rechten Gleichungsseite haben folgende Bedeutungen:

$-m_e f \vec{k} \times \vec{v}_e$	Corioliskraft
$\vec{\tau}_e$	atmosphärische Schubspannung, die an der Eisoberfläche und den in die atmosphärische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreift
$\vec{\tau}_{e,oc}$	ozeanische Schubspannung, die an der Eisunterseite und den in die ozeanische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreift
$-m_e g \vec{\nabla} h_{oc}$	Kraft durch die Neigung der Ozeanoberfläche
$\vec{K}_{\vec{F}}$	Kraft durch interne Spannungen im Eis

Die an der Oberfläche angreifende atmosphärische Schubspannung wird im Atmosphärenmodell METRAS mit Hilfe des Blendhöhenverfahrens berechnet, in dem die subskaligen oberflächennahen Flüsse für die verschiedenen Eisklassen und Wasser gesondert bestimmt werden. Die gesamte angreifende atmosphärische Spannung $\vec{\tau}_e$ ergibt sich als Summe der Oberflächenschubspannung $\vec{S}_{d,e}$ und des Formwiderstands $\vec{F}_{d,e}$. Dabei wird angenommen, daß die Vektoren $\vec{S}_{d,e}$ und $\vec{F}_{d,e}$ dieselbe Richtung haben, so daß folgende Betragsgleichung gilt:

$$\tau_e = F_{d,e} + S_{d,e} \quad (3.8)$$

Der Formwiderstand beschreibt die auf die in die atmosphärische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreifende Kraft und berechnet sich als:

$$F_{d,e} = 0.5 \rho_0 \frac{1}{L_e + L_w} \left(1 - e^{(-0.18 \frac{L_w}{H_f})} \right)^2 \frac{u_{*w,0}^2}{\kappa^2} \cdot \int_{z_{0w}}^{H_f} \left[\ln \left(\frac{z}{z_{0w}} \right) - \psi_{m,w} \right]^2 dz \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnet H_f das Freibord, L_e die mittlere Schollenlänge und L_w den mittleren Schollenabstand. Mit $u_{*w,0}$ ist die Schubspannungsgeschwindigkeit über Wasser, mit z_{0w} die Rauigkeitslänge für Impuls der Wasseroberfläche, mit $\psi_{m,w}$ die Stabilitätsfunktion für Impuls über Wasser und mit κ die von-Kármán-Konstante bezeichnet.

Die ozeanische Schubspannung setzt sich aus der an der Schollenunterseite angreifenden ozeanischen Schubspannung und dem Formwiderstand, der auf die Seitenflächen der Schollen ausgeübt wird, zusammen. Es ergibt sich dabei ein festes Verhältnis zwischen Form- und Oberflächenwiderstand, das lediglich von der Rauigkeitslänge der Unterseite und der geometrischen Schollengröße abhängt. Die gesamte ozeanische Schubspannung für eine Eisklasse (auf den Index *icl* wird verzichtet) berechnet sich dann als:

$$\vec{\tau}_{e,oc} = \rho_w \cdot c_{sd,e,g,oc} \cdot \left[1 + 0.5 \frac{H_d}{L_e + L_w} \left(\frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{\left(\frac{H_d}{e^{(1)}} \right)}{z_{0,oc}} \right) \left(1 - e^{\left(-0.18 \frac{L_w}{H_d} \right)} \right) \right)^2 \right] \cdot |\vec{v}_{g,oc} - \vec{v}_e| \cdot \left[(\vec{v}_{g,oc} - \vec{v}_e) \cos \phi_{g,oc} + \vec{k} \times (\vec{v}_{g,oc} - \vec{v}_e) \sin \phi_{g,oc} \right] \quad (3.10)$$

Dabei bezeichnet $\vec{\tau}_{e,oc}$ die ozeanische Schubspannung, $c_{sd,e,g,oc}$ den ozeanischen Schubspannungskoeffizienten bezüglich des geostrophischen Ozeanstroms, H_d den mittleren Tiefgang einer Eisdickenklasse, L_e die mittlere Schollenlänge einer Eisdickenklasse, L_w den mittleren Schollenabstand einer Eisdickenklasse, κ die von-Kármán-Konstante, $z_{0,oc}$ die Rauigkeitslänge für Impuls der Wasseroberfläche bezüglich der ozeanischen Strömung, $\vec{v}_{g,oc}$ den Geschwindigkeitsvektor des geostrophischen Ozeanstroms, \vec{v}_e die Eisdriftgeschwindigkeit, $\phi_{g,oc}$ den Drehwinkel zwischen dem geostrophischen Ozeanstrom und der ozeanischen Schubspannung und \vec{k} den Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche.

Die internen Spannungen im Eis, die vor allem durch konvergente Eisdrift oder horizontale Scherungen hervorgerufen werden, sind insbesondere bei hohen Eiskonzentrationen von Bedeutung. Ihre Beschreibung entspricht der in dem großskaligen Meereismodell von Hibler (1979) verwendeten. Der Spannungstensor ist dabei eine Funktion der Deformationsrate, welche wiederum eine Funktion der räumlichen Ableitungen der Eisdriftgeschwindigkeiten ist. Das Eis wird nur für sehr geringe Deformationsraten als linearviskoses, kompressibles Material und in der überwiegenden Anzahl der Fälle als plastisches Material behandelt. Wird ein Maximalwert der internen Spannung überschritten, so bricht das Eis und plastische Verformungen treten auf. Divergente Eisbewegungen erfahren keinen internen Widerstand.

Die Driftgeschwindigkeit geht in die Bilanzgleichungen für den mittleren Bedeckungsgrad A sowie die Bilanzgleichungen für die in den verschiedenen Eisdickenklassen berechneten Größen Bedeckungsgrad A_{icl} , Eis- und Schneedicke $H_{e,icl}$ und $H_{s,icl}$ und Schollenlänge $L_{e,icl}$ ein.

Die Bilanzgleichungen haben die Form:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_e \cdot A) - Q_A \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial A_{icl}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_e \cdot A_{icl}) - Q_{A,icl} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(A_{icl} \cdot H_{e,icl})}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_e \cdot (A_{icl} \cdot H_{e,icl})) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(A_{icl} \cdot H_{s,icl})}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_e \cdot (A_{icl} \cdot H_{s,icl})) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial(A_{icl} \cdot L_{e,icl})}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_e \cdot (A_{icl} \cdot L_{e,icl})) \quad (3.15)$$

\vec{v}_e ist der Eisdriftvektor, die Änderung des Bedeckungsgrads durch Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation ist für den Mittelwert mit Q_A und für den Bedeckungsgrad der einzelnen Eisklassen mit $Q_{A,icl}$ bezeichnet.

Diskretisierungen des dynamischen Teils

Die Lösung der Modellgleichungen erfolgt auf einem Arakawa-B-Gitter. Der Zeitschritt für die Berechnung der dynamischen Vorgänge beträgt 30 s. Nach Stabilitätskriterien wäre ein Zeitschritt im Bereich von Stunden zulässig. Dies ist jedoch nicht sinnvoll, da es in diesem Fall zu abrupten Änderungen der unteren Randbedingung im Atmosphärenmodell käme.

Die Berechnung der Eisdriftgeschwindigkeit erfolgt durch die iterative Lösung der Impulsbilanzgleichung. Die Verwendung eines iterativen Lösungsverfahrens ist notwendig, da die zeitliche Entwicklung der Driftgeschwindigkeit unter anderem von den Kräften durch interne Spannungen im Eis abhängt, die wiederum von der Driftgeschwindigkeit und deren räumlicher Verteilung abhängen.

Die Advektion der Gesamteisbedeckung wird mit dem NIC_E -Schema (von der Emde, 1992) gelöst. Dies ist ein monotones, positiv definites Verfahren, das eine geringe numerische Diffusion aufweist. Es handelt sich um ein Verfahren zweiter Ordnung in der Zeit und dritter Ordnung im Raum. Die Berechnung erfolgt mit Operator-Aufspaltung: die Advektion wird zunächst für einen halben Zeitschritt in die erste Raumrichtung berechnet, dann wird die Richtung geändert und die Advektion für die Länge des gesamten Zeitschritts in die zweite Richtung berechnet und dann wiederum für eine halbe Zeitschrittlänge in die erste Richtung.

Die Änderung des Gesamtbedeckungsgrads durch Advektion wird berechnet als:

$$A^{t_1}(I) = A^{t_1-1}(I) - \frac{\Delta t_{adv}}{\Delta x}(F(I) - F(I-1)) \quad (3.16)$$

Dabei bezeichnet A^{t_1-1} den Bedeckungsgrad zum vorherigen und A^{t_1} zum aktuellen Zeitschritt und F den Fluß über die Gitterzellengrenze (Abbildung 3.2). Nach der Berechnung der Advektion wird die Bedeckungsänderung durch Scherdeformation berechnet. Bei konvergenter Drift kann der Gesamtbedeckungsgrad größer 1 werden. In diesem Fall wird der Gesamtbedeckungsgrad auf 1 reduziert. In der Eisdickenklasse, die von den besetzten Klassen die geringste Eisdicke besitzt, wird der über 1 hinausgehende Bedeckungsgrad abgezogen und die Eisdicke so erhöht, daß die Eismasse erhalten bleibt. Für die Berechnung des Bedeckungsgrads, der Eis- und Schneedicke und der Schollenlänge in den einzelnen Eisklassen werden die für den Gesamtbedeckungsgrad berechneten Flüsse benutzt, statt erneut das Advektionsschema anzuwenden. Es liegt die Annahme zugrunde, daß die Driftgeschwindigkeit in einer Gitterzelle für alle Eisklassen identisch ist (Birnbaum, 1997).

Randbedingungen des dynamischen Teils

Die Advektion skalarer Größen - des Eisbedeckungsgrads, der Eis- und Schneedicke und der Schollenlänge - wird mit dem Schema nach von der Emde (1992) berechnet, mit dem die Advektionsgleichung an den äußeren beiden Gitterpunkten des Modellgebiets nicht gelöst werden kann. Daher werden die Werte an diesen Punkten über Randbedingungen festgelegt. Bei Birnbaum (1997) wird die 'Gradient-Null'-Randbedingung verwendet, so daß die Werte an den drei randnahen Punkten gleich sind. Die Komponenten der Eisdriftgeschwindigkeit werden am äußersten Gitterpunkt Null gesetzt.

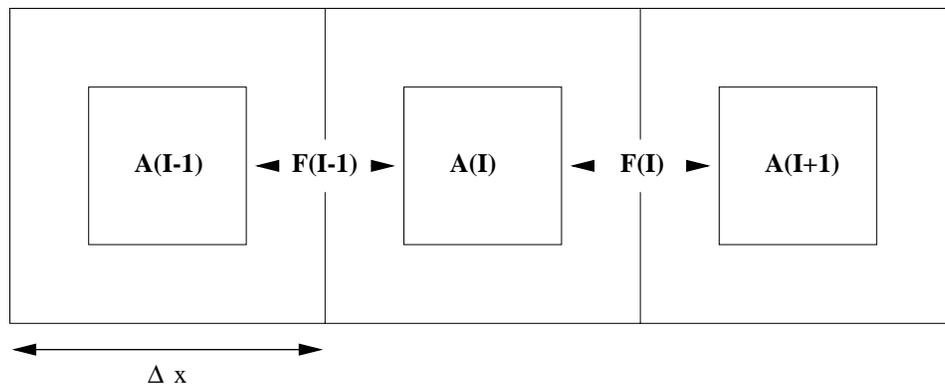


Abbildung 3.2: Schema der eindimensionalen Advektion. 'A' bezeichnet den Bedeckungsgrad in der jeweiligen Gitterzelle, 'F' den Fluß durch die Gitterzellengrenzen, I den Gitter-Index und Δx die Gitterweite in x -Richtung.

3.3 Erweiterung des Eismodells

3.3.1 Motivation der Modifikationen

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen unterscheiden sich von den bisherigen Anwendungen des gekoppelten Atmosphäre-Eismodells in einigen Punkten. Ein grundlegender Unterschied besteht darin, daß das Modellsystem in früheren Anwendungen für stationäre Situationen betrieben wurde, während sich die atmosphärischen Randbedingungen nun zeitlich ändern. Die zeitliche Variation des atmosphärischen Antriebs führt zu einer zeitlichen Änderung der Eisdrift. Durch die für skalare Eisgrößen verwendete 'Gradient Null'-Randbedingung werden Entwicklungen im Modellinneren an die Randwerte weitergegeben. Dies kann z.B. dazu führen, daß sich am Rand eine Polynja bildet, wenn in Randnähe eine offene Wasserfläche entsteht. Denn wenn dieser Rand Einströmrand wird, wird nur eisfreies Wasser in das Modellgebiet transportiert, wodurch sich eine größere Fläche offenen Wassers im Eis ausbilden kann. Dies ist ein unrealistischer Effekt, der ohne die 'Gradient Null'-Randbedingung nicht entstanden wäre. Erste Untersuchungen zeigten, daß die bisher im Eismodell verwendeten Randbedingungen für instationäre Situationen ungeeignet sind und daher modifiziert werden müssen.

Zur Untersuchung der Zyklonenentwicklung wird das Eismodell im dynamischen Modus betrieben, so daß die Eisbedeckung durch konvergente und divergente Eisdrift verändert wird. Die hier durchgeführten Studien finden für einen Untersuchungszeitraum von maximal 3 Tagen statt und die Eisdicke beträgt mindestens 1.5 m. In dem kurzen Zeitraum und bei hohen Eisdicken hat eine Eisdickenänderung, die aufgrund von Schmelzen oder Gefrieren stattfindet, eine vernachlässigbare Wirkung auf den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre. Die Ausbildung einer geschlossenen Eisdecke durch Neueisbildung ist durch die hohen Windgeschwindigkeiten und die Konvergenzen und Divergenzen im Windfeld nicht möglich und aufgrund der überwiegend abeisigen Strömung ist nicht zu erwarten, daß die Anlagerung von Neueis an Eisschollen zu deutlichen Änderungen der Eisbedeckung führt. Daher werden thermodynamische Vorgänge im Eis nicht berücksichtigt. Dagegen ist die Eisoberflächentemperatur für die Berechnung der Oberflächenenergieflüsse über Eis von großer Bedeutung. Im dynamischen Modus des Eismodells wurde bisher keine zeitliche Änderung der Eisoberflächentemperatur berechnet. Um diese berücksichtigen zu können, wird im dynamischen Teil des Eismodells nun eine Oberflächenenergiebilanzgleichung gelöst.

3.3.2 Oberflächenenergiebilanzgleichung im dynamischen Teil

Die Berechnung der Oberflächenenergiebilanz über Eis erfolgt entsprechend der im Modell METRAS verwendeten Force-Restore-Methode nach Deardorff (1978). Die Änderung der Oberflächentemperatur wird aus dem Residuum der Flüsse fühlbarer und latenter Wärme, der Strahlungsflüsse und des Wärmeflusses im Eis bestimmt (Abbildung 3.1) und hängt daher auch von den physikalischen Eigenschaften des Eises ab. Die Bodenklassen im Modell METRAS sind durch repräsentative Werte für Albedo, thermische Diffusivität und Wärmeleitfähigkeit, Eindringtiefe der täglichen Temperaturwelle, Feuchtegehalt und -verfügbarkeit des Bodens und Rauigkeitslänge charakterisiert. Es wird eine weitere Klasse eingeführt, der die physikalischen Eigenschaften von Eis zugeordnet sind.

Da die physikalischen Eigenschaften von Meereis unter verschiedenen Bedingungen deutliche Unterschiede zeigen, werden die Werte für die Parameter entsprechend der während der simulierten Episoden vorherrschenden Eisbedingungen gewählt. Der Wert der Wärmeleitfähigkeit von Eis wird unter der Voraussetzung von reinem Eis festgelegt (Maykut und Untersteiner, 1971), Korrekturen aufgrund des Salzgehalts werden vernachlässigt. Aus Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität läßt sich die Diffusivität berechnen (Geiger et al., 1995; Pielke, 1984) und hieraus wird die Eindringtiefe der Temperatur bestimmt (Deardorff, 1978). Die Albedo von Eis ist eng mit der Eisdicke und dem Vorhandensein von Schmelzwasser verknüpft. Die Werte liegen zwischen etwa 15 % für schmelzendes Eis mit einer Dicke von weniger als 5 cm und 72 % für blank gefrorenes Eis mit einer Dicke von mehr als 1.5 m (Birnbaum, 1997). Aufgrund der Vernachlässigung thermodynamischer Vorgänge im Eis und der geringen Lufttemperaturen wird Schmelzwasser auf dem Eis nicht berücksichtigt und die Albedo mit 72 % vorgegeben. Die Rauigkeitslänge wird entsprechend der bisherigen Vorgabe im Eismodell mit 0.001 m festgelegt (Birnbaum, 1997). Die Oberflächenfeuchte wird als Sättigungfeuchte bei der berechneten Oberflächentemperatur bestimmt (Deardorff, 1978). In Tabelle 3.2 sind die Werte zusammengefaßt.

Albedo [%]	72
Rauhigkeitslänge [m]	0.001
Wärmeleitfähigkeit [W/m*K]	2.035
Diffusivität [m ² /s]	$1.5 \cdot 10^{-6}$
Eindringtiefe der täglichen Temperaturwelle [m]	0.36

Tabelle 3.2: Für die Berechnung der Oberflächenenergiebilanz verwendete Parameter.

Testrechnungen zeigen eine plausible zeitliche Änderung der Eisoberflächentemperatur und ein Vergleich zwischen simulierten und während Flugzeugmessungen bestimmten Oberflächentemperaturen ergibt eine gute Übereinstimmung (Abschnitt 4.1).

3.3.3 Test und Modifikation der Randbedingungen

Die Berücksichtigung zeitlich veränderlicher Randbedingungen im Atmosphärenmodell führt zu einer zeitlichen Änderung der Eisdrift und damit des Eistransports über die Ränder. Mit den ursprünglich implementierten Randbedingungen zeigten erste Rechnungen mit dem gekoppelten Atmosphäre-Eismodell im Laufe der Simulation eine deutliche Abnahme der Eismasse im Modellgebiet. Diese kann physikalisch sinnvoll sein, auch wenn thermodynamische Vorgänge wie Schmelzen vernachlässigt werden. Die Eismasse im Modellgebiet nimmt zum Beispiel ab, wenn eine Scholle über den Rand advehiert wird und nur eisfreies Wasser in das Modellgebiet hineintransportiert wird. Um zu prüfen, ob es sich um eine transportbedingte oder um eine durch Modellunzulänglichkeiten verursachte Massenabnahme handelt, wurden idealisierte Rechnungen durchgeführt.

In der idealisierten Studie wird ein homogener Eisbedeckungsgrad von 100 % und eine Eisdicke von 1.5 m vorgegeben. Der geostrophische Wind kommt mit einer Geschwindigkeit von 10 m/s aus westlicher Richtung. Das Windfeld im Atmosphärenmodell METRAS wird zeitlich konstant und horizontal homogen gehalten, um zu verhindern, daß Divergenzen und Konvergenzen im atmosphärischen Antrieb zu Änderungen des Eisbedeckungsgrads oder der Eisdicke führen. Ohne Modellunzulänglichkeiten sollte in dieser Simulation die Eismasse erhalten bleiben und nur verdriften. Nach einer Simulationsdauer von einer Stunde bleibt die Eisdicke im Modellgebiet konstant bei 1.5 m (nicht dargestellt). Die Eisbedeckung nimmt dagegen in den randnahen Bereichen des Modellgebiets um maximal 0.06 % ab (Abbildung 3.3, links). Bei einer Simulationsdauer von 48 Stunden entsteht eine numerisch bedingte Eismassenabnahme von etwa 3%. Die stärkste Änderung der Eisbedeckung tritt in den Ecken des Modellgebiets auf. Dies legt die Vermutung nahe, daß der Masseverlust zumindest teilweise durch die Formulierung der Randwerte verursacht ist. Um diese Vermutung zu prüfen, wurde eine weitere Simulation durchgeführt, in der eine Eisscholle durch das Modellgebiet transportiert wird, ohne in den Randbereich des Modellgebiets zu gelangen. In dieser Modellrechnung bleibt die Masse erhalten.

Bei der Neuformulierung der Randbedingungen werden die Ränder nun abhängig von der Eisdriftrichtung in Ein- und Ausströmpunkte unterschieden. Es wird davon ausgegan-

gen, daß die Eisgrößen außerhalb des Modellgebiets erhalten bleiben. Daher werden an den Einströmpunkten für die Eisdriftgeschwindigkeit, die Eisbedeckung und -dicke und die Schollenlänge die Anfangswerte festgehalten. Der zweite skalare Gitterpunkt, der mit dem von der Emde-Schema nicht bestimmt werden kann, wird mit dem Verfahren der Gegenstromdifferenzen berechnet (Abbildung 3.4), um eine Überbestimmung der Randwerte zu vermeiden.

Die Advektionsgleichung lautet in eindimensionaler, diskretisierter Form exemplarisch für den mittleren Eisbedeckungsgrad:

$$\frac{\Delta(m_e A)}{\Delta t}|_I = \frac{(m_e u_e A)|_{I-1} - (m_e u_e A)|_I}{\Delta x} \quad \text{mit } u_e > 0 \quad (3.17)$$

Dabei bezeichnet A den mittleren Eisbedeckungsgrad einer Gitterzelle, u_e die Eisdriftgeschwindigkeit in x-Richtung und m_e die Eismasse. Da die Vorgänge im Modellinneren die Eisgrößen am Ausströmrund bestimmen, werden die skalaren Randwerte mit Gegenstromdifferenzen berechnet. Nach der Berechnung der Eisbedeckung, Eisdicke und der Schollenlänge in den einzelnen Eisklassen mit Gegenstromdifferenzen werden diagnostisch der Schollenabstand in den verschiedenen Eisklassen sowie die mittlere Eisbedeckung und -dicke in einer Gitterzelle bestimmt. Im Gegensatz zu den skalaren Größen wird lediglich die randnormale Komponente der Eisdrift am Ausströmrund mit dem Verfahren der Gegenstromdifferenzen berechnet. Die randparallele Komponente wird über die 'Gradient-Null'-Randbedingung bestimmt. In Abbildung 3.4 sind die neuen Randbedingungen für das Eismodell schematisch dargestellt.

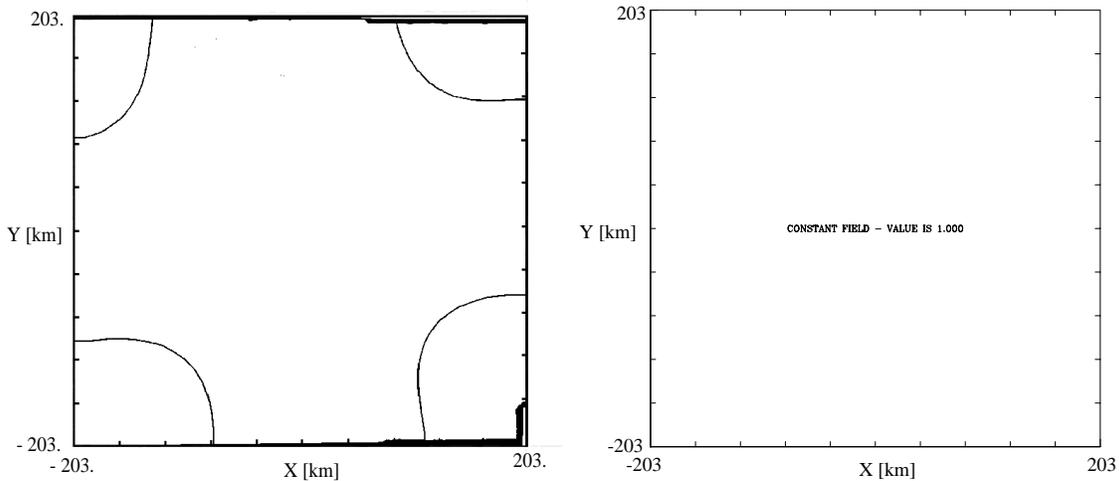


Abbildung 3.3: Eisbedeckungsgrad nach einer Stunde Simulationsdauer für die ursprünglich verwendeten Randbedingungen (links) und für die modifizierten Randbedingungen (rechts). Isolinien in der linken Abbildung von 0.9994 bis 1, Isolinienabstand 0.00003.

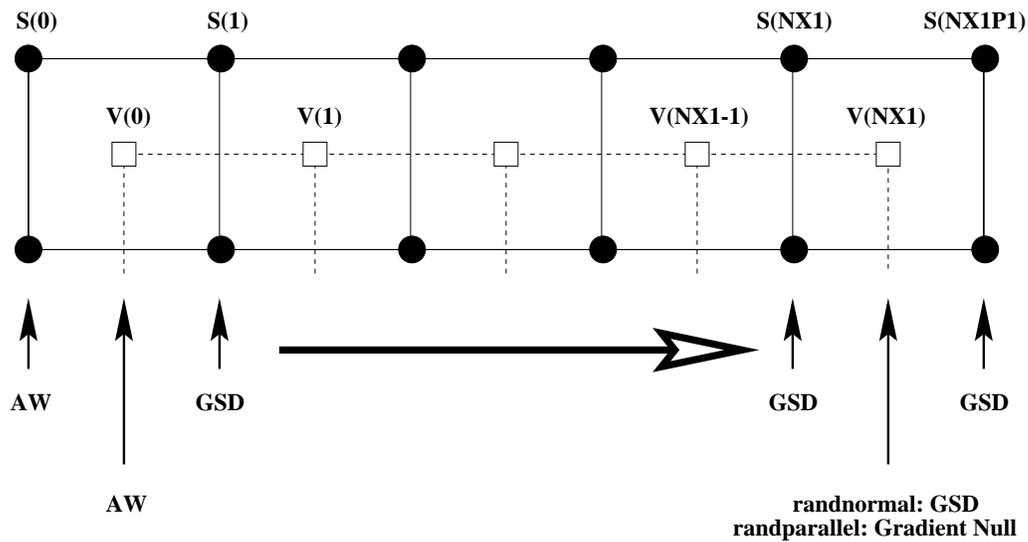


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der neuen Randbedingungen im Eismodell. S : Skalarer Gitterpunkt, V : Vektorieller Gitterpunkt, AW : Anfangswerte, GSD : Gegenstromdifferenzen. Der waagrechte Pfeil unterhalb der Abbildung kennzeichnet die Eisdriftrichtung. Damit liegt links der Einströmrand und rechts der Ausströmrand.

Mit den modifizierten Randbedingungen wird die idealisierte Simulation wiederholt. Die Eismasse bleibt nun nach einer Stunde Simulationsdauer vollständig erhalten (Abbildung 3.3, rechts). Damit sind die simulierten Eismassenänderungen nun auf physikalisch bedingte Transporte zurückzuführen.

Kapitel 4

Beurteilung der Ergebnisqualität des gekoppelten Atmosphäre-Eismodells

Vor der Untersuchung der Zyklonenentwicklung (Kapitel 5) soll geprüft werden, ob das Modellsystem realitätsnahe Ergebnisse liefert. Hierfür wird mit dem gekoppelten Atmosphäre-Eismodell eine reale Situation simuliert, für die Flugzeug- und Eisbojenmessungen vorliegen. Die Güte der Modellergebnisse wird für die atmosphärischen Größen durch einen Vergleich mit Flugzeugmessungen, für die Eismodellergebnisse durch einen Vergleich mit Eisbojenmessungen beurteilt.

4.1 Simulation eines Zyklonendurchzugs während des FRAMZY'99-Experiments

Die Simulation einer synoptischen Zyklone in der Framstraße ist an einer während des Framstraßen-Zyklonen 1999-Experiments (FRAMZY'99) gemessenen Situation orientiert (Brümmer, 2000). Die während des Experiments gemessene Zyklone bewegte sich im Zeitraum vom 17. bis 20. April 1999 durch das Gebiet der Framstraße. Sie hatte sich am 14. April 1999 vor der bretonischen Küste (Frankreich) gebildet. Die ECMWF-Analysen zeigen, daß sich das Tiefdruckgebiet über Schweden und Norwegen hinweg in nordwestlicher Richtung bewegt und am 17. April den Bereich der Framstraße erreicht. Es durchquert die Framstraße in nordöstlicher Richtung und löst sich am 21. April bei etwa 85° Nord und 16° Ost auf. Während des Durchzugs durch die Framstraße befindet sich die

Zyklone bereits im Auffüllstadium. Die Analysen zeigen beim Eintritt in die Framstraße einen Kerndruck von 987 hPa und bei Verlassen einen Kerndruck von 1002 hPa.

Eingangsdaten der Modellrechnung

Die mit dem gekoppelten Atmosphäre-Eismodell durchgeführte Rechnung beginnt für den 17. April, 21 UTC und endet für den 19. April, 12 UTC. Das Modellgebiet liegt im Bereich der Framstraße und hat seinen Mittelpunkt bei 79° Nord und 2° West. Es erstreckt sich 560 km in Nord-Süd- und 406 km in Ost-West-Richtung. Die horizontale Auflösung beträgt 7 km. Wolkenbildung wird in der hier durchgeführten Simulation vernachlässigt.

Das Atmosphärenmodell METRAS wird mit den Wind-, Temperatur- und Feuchtedaten des Regionalmodells REMO angetrieben, um die Änderung der großskaligen Bedingungen berücksichtigen zu können. REMO (Jacob und Podzun, 1997) ist ein prognostisches, hydrostatisches Modell, das auf dem dynamischen Konzept des Europamodells des Deutschen Wetterdiensts (Majewski, 1991) basiert. Das Modell REMO wird für die Simulation der FRAMZY'99-Periode mit der in ECHAM4 enthaltenen Physik (Roeckner et al., 1996) und einer horizontalen Auflösung von $1/6^\circ$ betrieben. Als Antrieb an den Seitenrändern wurden ECMWF-Analysen in einer zeitlichen Auflösung von 6 Stunden und einer horizontalen Auflösung von 0.5° genutzt. Die Eisbedeckung wird aus Satellitendaten bestimmt und zeitabhängig vorgeschrieben, wobei Gitterzellen auch partiell mit Eis bedeckt sein können (Semmler et al., 2000).

Die REMO-Daten müssen auf das METRAS-Gitter interpoliert werden, damit sie als Antriebsdaten genutzt werden können. Im Modell REMO werden rotierte, sphärische Koordinaten genutzt, während im Modell METRAS ein nichtrotiertes Gitter und kartesische Koordinaten verwendet werden. Dadurch wird eine horizontale Interpolation notwendig. Weiterhin wird eine Interpolation in vertikaler Richtung durchgeführt, da REMO ein Hybrid-System verwendet, während in METRAS die Berechnung in bodenfolgenden Koordinaten erfolgt. Beide Modelle verwenden Arakawa-C-Gitter. In einem Präprozessor werden die geographischen Koordinaten der REMO-Gitterpunkte bestimmt und ihre relative Position zu den METRAS-Gitterpunkten berechnet. Auf einem Hilfgitter werden die REMO-Ergebnisse in horizontaler Richtung linear auf die Position der METRAS-Gitterpunkte interpoliert, während sie in vertikaler Richtung auf dem Höhenniveau der REMO-Gitterpunkte bleiben. Anschließend findet eine lineare Interpolation in der Vertikalen statt, wobei die Ergebnisse auf die Höhenniveaus der METRAS-Gitterpunkte interpoliert werden. Dabei müssen eventuell unterschiedliche Orographiehöhen nicht berück-

sichtigt werden, da das Modellgebiet keine Orographie enthält. Zusätzlich werden die Randwerte der interpolierten REMO-Ergebnisse entsprechend den im METRAS-Modell verwendeten Randbedingungen berechnet. Für die FRAMZY'99-Simulation stehen stündliche Antriebsfelder zur Verfügung, die während der Modellrechnung in jedem Zeitschritt zeitlich linear interpoliert werden.

Zu Beginn der Simulation muß die Anfangseisbedeckung vorgegeben werden. Für den Tag, für den die Modellrechnung initialisiert wird, liegen keine Eiskarten vor. Die während der Flugzeugmessungen bestimmte Lage des Eisrands ist nur in einem kleinen Bereich des Modellgebiets bekannt und somit für die Initialisierung nicht ausreichend. Ein Vergleich der Eiskarte des Norwegischen Meteorologischen Instituts (Oslo) vom 13.4.1999 mit der Eiskarte des Amerikanischen National Ice Centers (NIC) für den Zeitraum vom 12.4.1999 bis zum 16.4.1999 und Satellitenaufnahmen mit einer Auflösung von 0.5° zeigt ähnliche Eisbedeckungsgrade jedoch Unterschiede von etwa 60 km in der Position des Eisrands. Beide Eiskarten beruhen auf Satellitenaufnahmen, Schiffsbeobachtungen und Driftbojenmessungen. Da die amerikanischen Eiskarten jeweils Wochenmittel der Eisbedeckung zeigen und in die norwegischen Eiskarten gegenüber den Satellitenbildern mehr Informationen eingehen, wurden die norwegischen Eiskarten vom 13.4.1999 für die Initialisierung der Eisbedeckung genutzt. Aufgrund der zeitlichen Differenz zum Initialisierungszeitpunkt ist die Vorgabe der Anfangseisbedeckung (Abbildung 4.1) mit Unsicherheiten behaftet. Im östlichen Bereich des Modellgebiets befindet sich offenes Wasser, während die Eisbedeckung im Westen des Modellgebiets 95 % beträgt. Dazwischen liegt der Eisrandbereich mit einer Breite von etwa 40 km. Die Eisdicke wird in der Simulation mit 2 m vorgegeben.

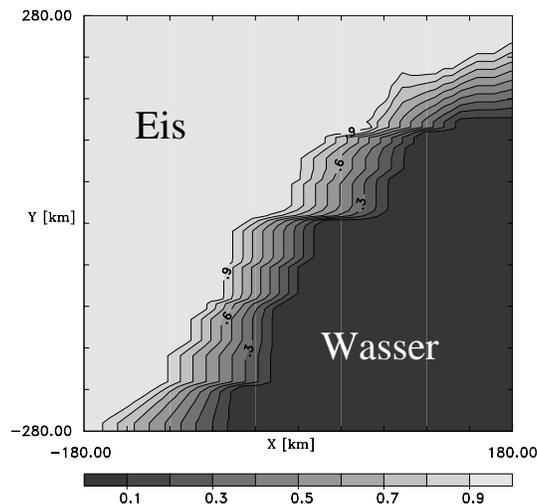


Abbildung 4.1: *Eisbedeckungsgrad zu Beginn der Simulation. Isolinien von 0 bis 1, Abstand 0.1.*

Für die Vorgabe der geostrophischen Ozeanströmung, die das Eismodell als untere Randbedingung benötigt, werden Ergebnisse des Ozeanmodells MOM (Karcher et al., 2001) genutzt. Die Ergebnisse liegen als Wochenmittel vom 11. bis 18. April 1999 und in einer horizontalen Auflösung von 0.25° vor. Als Näherung der geostrophischen Ozeanströmung wird das Strömungsfeld in 30 m Tiefe verwendet. Da die Strömungsverhältnisse in den Wochen vor dem 11.4.1999 und nach dem 18.4.1999 sehr ähnlich sind, repräsentiert das Strömungsfeld die mittleren Verhältnisse während des Experimentzeitraums gut. Die Änderung der Ozeanströmung durch den Zyklonendurchzug wird in dem zeitlich konstant vorgegebenen Strömungsfeld nicht berücksichtigt. Das Modell MOM nutzt sphärische Koordinaten in einem rotierten Koordinatensystem, so daß äquivalent zur Interpolation der REMO-Ergebnisse auf das METRAS-Gitter eine Interpolation der MOM-Ergebnisse auf das ARAKAWA-B-Gitter des Eismodells durchgeführt wird. Die für die Simulation vorgegebene, zeitlich konstante geostrophische Ozeanströmung ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Für den Vergleich zwischen Modellergebnissen und Flugzeugmessungen werden die Ergebnisse des Modells METRAS während der Modellrechnung auf die jeweilige Flugzeugposition interpoliert. Dies ist notwendig, da eine Ausgabe dreidimensionaler Felder in hoher zeitlicher Folge aufgrund zu großer Datenmengen nicht möglich ist. Die Interpolation erfolgt in vertikaler und horizontaler Richtung linear. Zum Vergleich mit den Eisdriftbojendaten werden 10 min-Mittel der Eisdriftgeschwindigkeit ausgegeben, die zur Berechnung von Eisdrifttrajektorien benutzt werden. In Abbildung 4.3 ist das Modellsystem mit den verwendeten Daten für die Anfangs- und Randwerte und den Ausgabedaten schematisch dargestellt.

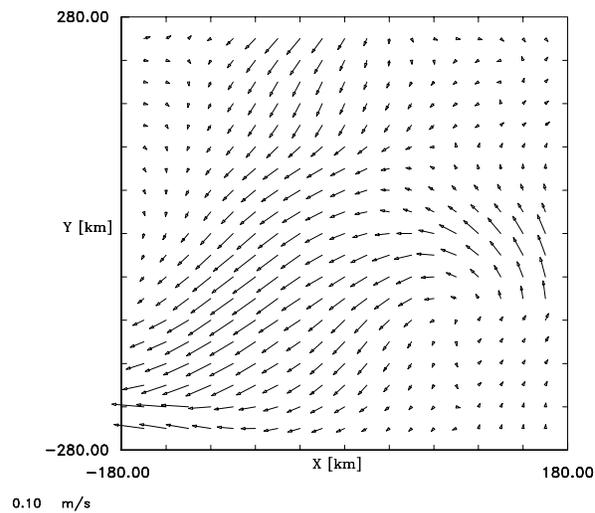


Abbildung 4.2: *Geostrophische Ozeanströmung.*

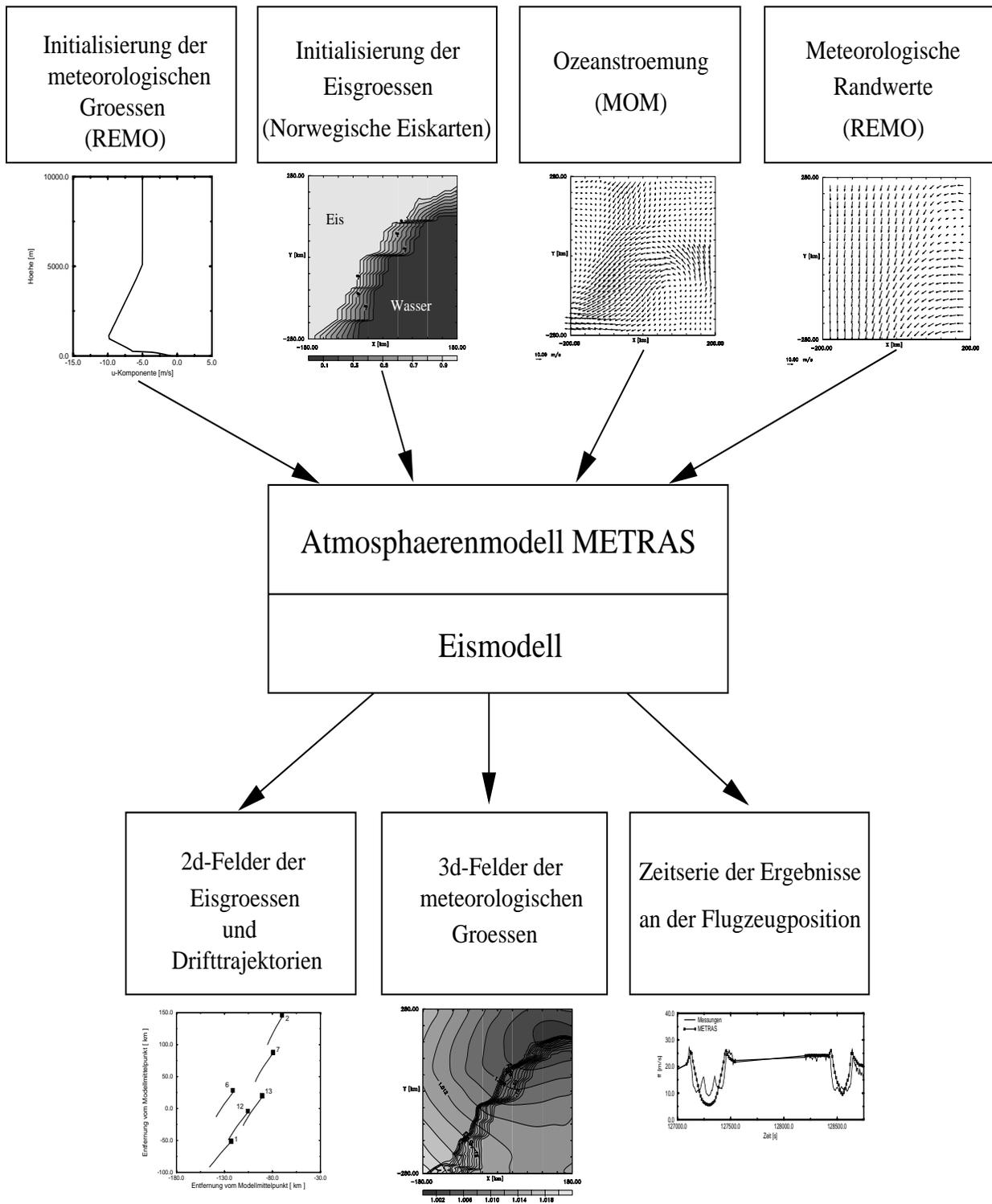


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des gekoppelten Atmosphäre-Eismodells mit den Eingangsdaten für die Anfangs- und Randwerte (obere Reihe) und den ausgegebenen Daten (untere Reihe).

4.2 Vergleich der meteorologischen Größen

Während sich die Zyklone im Bereich der Framstraße befand, wurden zwei Meßflüge durchgeführt: am 18.4. zwischen 10:05 Uhr und 12:47 Uhr und am 19.4. zwischen 9:51 Uhr und 12:12 Uhr. Dabei wurden sowohl horizontale Abschnitte als auch Vertikalprofile geflogen. Die Flughöhen während der Horizontalflugabschnitte liegen im Vergleichszeitraum etwa zwischen 50 m und 300 m. Die Vertikalprofile reichen bis 1.5 km bzw. 3 km Höhe. Gemessen wurden die Windkomponenten, Temperatur und Oberflächentemperatur, Feuchte, Druck, die kurz- und langwellige Strahlung sowie Wolken- und Niederschlagspartikel (Brümmer, 2000). Der Vergleich mit den Simulationsergebnissen wird anhand von Windgeschwindigkeit und -richtung, Druck, Bodendruck, Temperatur, Oberflächentemperatur und Feuchte durchgeführt. Die Genauigkeit der gemessenen Größen ist in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Messungen von Oberflächentemperatur und -druck werden für Flughöhen bis 100 m Höhe verwendet. Darüber werden die Messungen für die Oberflächentemperatur aufgrund des größeren Öffnungswinkels bei der Messung mit dem Strahlungsthermometer KT-19 und für den Bodendruck aufgrund der Reduktion mit Hilfe der barometrischen Höhenformel ungenau. Die Flugrouten an den beiden Meßtagen sind in Abbildung 4.4 zusammen mit der im Modell simulierten Eisbedeckung dargestellt.

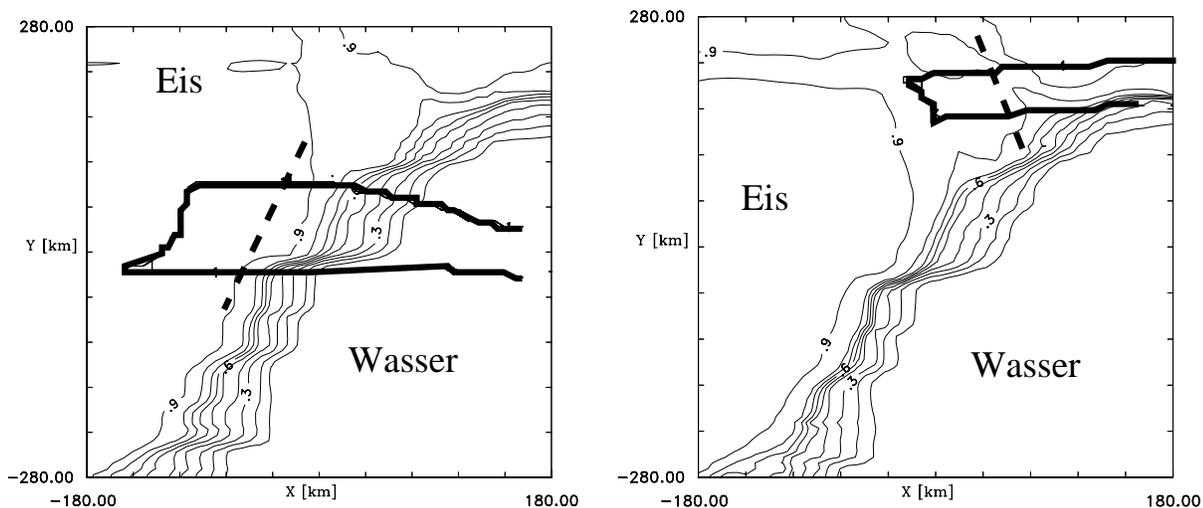


Abbildung 4.4: Flugroute (dicke Linie) und simulierte Eisbedeckung für den 18.4.1999 (links) und den 19.4.1999 (rechts). Westlich der gestrichelten Markierung befindet sich der Flugabschnitt, für den der Vergleich zwischen Modellergebnissen und Flugzeugmessungen stattfindet. Die Isolinien der Eisbedeckung liegen zwischen 0 und 1, Isolinienabstand 0.1.

Während der gesamten FRAMZY'99-Meßperiode, die vom 3. April bis zum 24. April 1999 dauerte, war ein Feld von Eisdriftbojen im Bereich der Framstraße ausgelegt. Es umfaßte 15 Driftbojen, von denen sechs Druckwerte aufzeichneten. Das Bojenfeld wurde am 3. April mit dem Zentrum bei 81° Nord und 4° West ausgelegt. Der Abstand zwischen dem Zentrum und den Bojen an den Eckpunkten des Felds betrug jeweils 110 km (Brümmer, 2000). Der Vergleich mit den Simulationsergebnissen findet anhand der Drifttrajektorien, der mittleren Driftgeschwindigkeiten und -richtungen und der gemessenen Druckwerte statt. Der simulierte Eisbedeckungsgrad wird mit dem gemessenen anhand von Albedo- und Oberflächentemperaturmessungen qualitativ verglichen.

Beim Vergleich von Modellergebnissen mit Flugzeugmessungen ergibt sich eine prinzipielle Schwierigkeit aus der unterschiedlichen räumlichen und zeitlichen Repräsentativität der Daten. Die gemessenen Größen liegen als Sekunden-Mittel vor und besitzen in horizontaler Richtung eine Repräsentativität von etwa 100 m. Dagegen besitzen die Ergebnisse des Modells METRAS aufgrund der verwendeten Parameterisierungen eine zeitliche Repräsentativität von etwa einer halben Stunde und in horizontaler Richtung eine Repräsentativität von 7 km. Um eine ähnliche räumliche Repräsentativität der Daten zu erreichen, werden die auf den Horizontalflugabschnitten gemessenen Werte mit einem gleitenden Mittel über jeweils 70 Punkte gefiltert. Daß dabei die zeitliche Repräsentativität unterschiedlich bleibt, ist von untergeordneter Bedeutung, da während der Messung keine schnellen zeitlichen Entwicklungen auf einer Skala von 7 km stattfanden. Die gemessenen Vertikalprofile werden nicht gefiltert. Für den Vergleich mit den simulierten Profilen werden alle während einer Flugperiode über demselben Untergrund gemessenen Vertikalprofile gemittelt. So erhält man ein mittleres, für die Flugperiode repräsentatives Vertikalprofil, das mit dem äquivalent gemittelten, simulierten Profil verglichen wird.

Der Vergleich von Modellergebnissen und Messungen kann nicht im gesamten Modellgebiet durchgeführt werden, da durch das im Modell verwendete Nudgingverfahren die Ergebnisse am Rand des Modellgebiets zu stark von den Antriebswerten beeinflusst sind. Untersuchungen der Wirkung der absorbierenden Schichten, deren Grundprinzip dem des hier verwendeten Nudgingverfahrens entspricht, zeigten, daß nicht nur die 6 Gitterpunkte mit hohen Nudgingkoeffizienten sondern etwa 10 Gitterpunkte durch die Randwerte beeinflusst werden. Dies bedeutet für den Vergleich mit den Flugzeugmessungen, daß nur Modellergebnisse mit einem Abstand von mindestens 10 Gitterzellen (70 km) vom Rand für die Auswertung verwendet werden. Dies schränkt die Auswertung der Ergebnisse des Flugs am 18.4.1999 kaum ein, während am 19.4.1999 ein erheblicher Teil des Flugs durch seine Lage nahe am Modellrand nicht zum Vergleich herangezogen werden kann.

Zunächst wird die Lage des Eisrands während der Messungen und in der Simulation verglichen, da ein Vergleich der atmosphärischen Größen nur sinnvoll ist, wenn sie über dem gleichen Untergrund vorliegen. Die Lage des Eisrands wird aus den Messungen von Oberflächentemperatur und Albedo abgeleitet. Im Modell wird die Lage des Eisrands aufgrund der Oberflächentemperatur und der simulierten Eisbedeckung festgelegt. Der Vergleich ergibt für den Flug am 18.4.1999 deutliche Abweichungen in der Lage des Eisrands, während diese für den Flug am 19.4.1999 gering sind. Für den 18.4.1999 liegt der simulierte Eisrand im nördlichen Flugabschnitt um etwa 70 km, im südlichen Flugabschnitt um etwa 35 km zu weit östlich. Die simulierte Eisrandverlagerung beträgt in dieser Region von 17.4.1999, 21 UTC bis 18.4.1999, 12 UTC zwischen 17 km und 34 km nach Osten. Aus den Messungen läßt sich eine Verlagerung des Eisrands in diesem Bereich zwischen dem 14.4.1999 und dem 18.4.1999 um 20 km nach Westen bestimmen. Dies kann bedeuten, daß der Eisrand auf der Grundlage der Eiskarte des Norwegischen Meteorologischen Instituts vom 13.4.1999 zu weit im Osten initialisiert wurde. Andererseits kann die vom Modell simulierte Eisrandverlagerung vom 17.4.1999 bis zum 18.4.1999 aufgrund von Unsicherheiten in den Anfangs- und Randwerten ungenau sein. Den Einfluß von Änderungen der Eisdicke und des Eisbedeckungsgrads auf die simulierte Eisdrift zeigen Sensitivitätsstudien (Kapitel 5). Eine Beurteilung, welchen Anteil Initialisierung und simulierte Eisrandverlagerung an der Abweichung der Eisrandposition haben, läßt sich nicht durchführen, da für den Initialisierungszeitraum keine Informationen über die Lage des Eisrands vorliegen. Für den Vergleich von Flugzeugmessung und Simulationsergebnissen hat die unterschiedliche Eisbedeckung zur Folge, daß die Werte, die über Wasser gemessen wurden, in der Simulation aber über Eis vorliegen, nicht vergleichbar sind. Die zur Auswertung verbleibenden Flugabschnitte sind zusammen mit der gesamten Flugstrecke in Abbildung 4.4 dargestellt.

Die Güte der Modellergebnisse wird für die Horizontalflugabschnitte anhand von Trefferquoten (Anhang B) beurteilt. Die zwischen Messung und Modellergebnis zugelassenen Abweichungen entsprechen den für die Flugzeugmessungen angegebenen Genauigkeiten (Tabelle 4.1).

Parameter	u/v	p	ps	T	Ts	q
Genauigkeit	1 m/s	1.5 hPa	1.5 hPa	0.5 K	1 K	0.5 g/kg

Tabelle 4.1: Genauigkeit der mit der *FALCON* gemessenen Größen (Brümmer, 2000).

Für den ersten Flugtag, den 18.4.1999, zeigen die hohen Trefferquoten für Windgeschwindigkeit und -richtung die sehr gute Übereinstimmung dieser Größen mit den gemessenen Werten (Tabelle 4.2). Die systematische Abweichung in der Windgeschwindigkeit beträgt 0.93 m/s, während die Standardabweichung bei 0.22 m/s liegt. Die Windrichtung weist eine systematische Abweichung von 17° auf (Tabelle 4.3). Die Standardabweichung ist sehr gering. Am zweiten Flugtag zeigt die Windgeschwindigkeit leicht höhere systematische Abweichungen und Standardabweichungen, während die systematische Abweichung der Windrichtung gegenüber dem ersten Flugtag abnimmt. Aus den hohen Trefferquoten folgt, daß beide Größen sehr gut mit der Messung übereinstimmen (Tabelle 4.2).

Für den Druck und den Bodendruck ergibt sich am ersten Flugtag eine deutliche systematische Abweichung zwischen Messung und Modell, während die Standardabweichung

Größe	zugelassene Abweichung	Trefferquote [%]				Cox (zugelassene Abweichung)
		18. April 1999		19. April 1999		
		METRAS	Antriebsd.	METRAS	Antriebsd.	
ff	1.4 m/s	93	7	83	75	30 (2.5 m/s)
dd	20°	86	64	92	100	34 (30°)
p	1.5 hPa	0	0	92	0	entfällt
ps	1.5 hPa	0	100	100	0	32 (1.7 hPa)
T	0.5 K	7	57	0	0	35 (2 K)
Ts	1 K	71	71	55	9	entfällt
q	0.5 g/kg	100	100	100	83	41 (0.25 g/kg)

Tabelle 4.2: Trefferquoten und zugelassene Abweichungen für Wind, Druck, Temperatur und Feuchte in den METRAS-Ergebnissen und den Antriebsdaten (REMO). Zum Vergleich die Trefferquoten und zugelassenen Abweichungen (in Klammern) eines anderen Modellvergleichs (Cox et al., 1998).

klein bleibt (Tabelle 4.3). Am zweiten Flugtag stimmen Druck und Bodendruck sehr gut überein. Neben den Flugzeugmessungen steht der an den Driftbojen gemessene Bodendruck zum Vergleich zur Verfügung (Abbildung 4.5). Driftboje 1 befindet sich etwa im Bereich der Flugzeugmessungen des ersten Tags, während sich Boje 2 näher an der Region der Messungen des zweiten Tags befindet. Es ist zu erkennen, daß der an Driftboje 1 gemessene Druck während der gesamten Simulationsperiode eine deutliche Abweichung gegenüber dem simulierten Druckverlauf zeigt. Dagegen stimmen der an Driftboje 2 gemessene und der simulierte Bodendruck während der gesamten Periode sehr gut überein. Die Druckabweichung im Gebiet des ersten Flugtags beruht möglicherweise darauf, daß die Zyklonenposition in den Simulationsergebnissen zu weit östlich ist. Damit liegt das Gebiet, in dem die Modellergebnisse ausgewertet werden, weiter vom Zyklonenkern entfernt, als es tatsächlich der Fall war, so daß der simulierte Druck systematisch höher als der gemessene ist. Der Druckgradient stimmt, wie die geringe Standardabweichung zeigt, gut überein. Daß die Zyklone in den Simulationsergebnissen zu weit östlich liegt, zeigt ein Vergleich der Trogachsen. Die aus den Druck- und Windrichtungsmessungen des ersten Flugtags bestimmte Trogachse befindet sich zwischen 5° West und 5° Ost. Die im Modell simulierte Trogachse liegt bei 5.3° Ost.

Größe	ff [m/s]	dd [°]	p [hPa]	ps [hPa]	T [K]	Ts [K]	q [g/kg]
Flugtag	18.4.1999						
Systematische Abweichung	0.93	-17	6.5	4.2	-1.4	-0.4	-0.07
Standardabweichung	0.22	0.9	0.2	0.8	0.22	0.3	0.02
Flugtag	19.4.1999						
Systematische Abweichung	1.2	-13	0.27	-0.12	2.5	1.3	0.28
Standardabweichung	0.59	2.0	0.20	0.21	0.24	1.16	0.04

Tabelle 4.3: Systematische Abweichung und Standardabweichung von Wind, Druck, Temperatur und Feuchte für die Horizontalflugabschnitte am 18.4.1999 und 19.4.1999.

Die Trefferquoten für die Temperatur in der Atmosphäre sind an beiden Flugtagen sehr gering (Tabelle 4.2). Dies ist einerseits durch die sehr geringe, zugelassene Abweichung von 0.5 K begründet, die deutlich unter der bei anderen Vergleichen von Flugzeugmessungen und Modellergebnissen verwendeten liegt (Schaller et al., 2001). Unabhängig davon ist die Temperatur am ersten Flugtag zu niedrig. Die systematische Abweichung beträgt -1.4 K, während die Standardabweichung gering ist (Tabelle 4.3). Die zu niedrige Temperatur läßt sich durch den Unterschied von gemessener und simulierter Windrichtung erklären. Aufgrund der zu weit östlich simulierten Zyklonenposition besitzt der Wind eine schwache West-, in der Messung eine schwache Ostkomponente, so daß in der Simulation kältere Luft ins Meßgebiet advehiert wird als dies tatsächlich geschieht (Abbildung 4.6). Am zweiten Flugtag ist die simulierte Temperatur im Mittel deutlich höher als die gemessene. Dies ist auf die Antriebsdaten zurückzuführen, die eine systematische Abweichung von 3 K gegenüber den Messungen aufweisen. Da in der Simulation mit dem Modell METRAS wie am ersten Flugtag kältere Luft als tatsächlich geschehen in das Meßgebiet transportiert wird, verringert sich die systematische Abweichung auf 2.5 K.

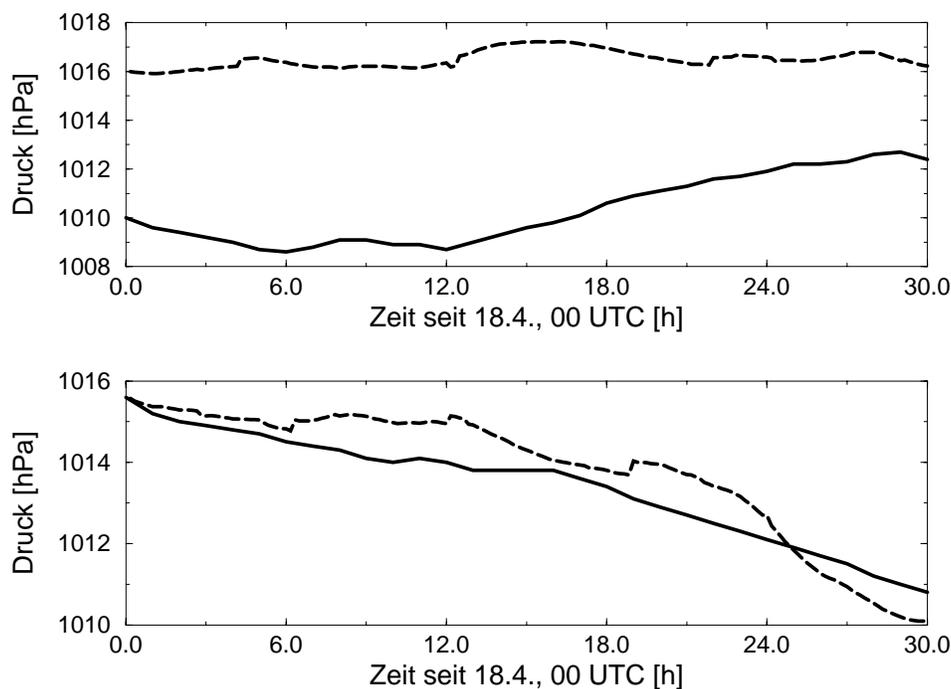


Abbildung 4.5: Zeitlicher Druckverlauf entlang der Drifttrajektorien von Boje 1 (oben) und Boje 2 (unten) von 18.4., 00 UTC bis 19.4., 06 UTC in den Messungen (—) und im Modellergebnis (- -). Die Position der Bojen im Modellgebiet ist in Abbildung 4.8 gekennzeichnet.

Die Trefferquoten der Oberflächentemperatur zeigen die recht gute Wiedergabe der gemessenen Oberflächentemperatur in der Modellrechnung (Tabelle 4.2). Am ersten Tag der Flugzeugmessungen ergibt sich zwischen simulierter und gemessener Oberflächentemperatur eine systematische Abweichung von -0.4 K, die unterhalb der zugelassenen Abweichung von 0.5 K liegt. Am zweiten Tag ist die simulierte Oberflächentemperatur gegenüber der gemessenen um 1.3 K zu warm (Tabelle 4.3). Dies kann mit der zu hohen Temperatur in der Atmosphäre oder einer zu starken Auflockerung der Eisbedeckung zusammenhängen. Auffällig ist die hohe Standardabweichung, die die Oberflächentemperatur am zweiten Flugtag aufweist. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß die Messungen am zweiten Flugtag über aufgelockerter Eisbedeckung stattfanden. Da das Eismodell die Auflockerung aufgrund des leicht unterschiedlichen atmosphärischen Antriebs wahrscheinlich nicht an denselben Stellen simuliert, wo sie in der Realität auftraten, können die daraus resultierenden Oberflächentemperaturunterschiede zu größeren Standardabweichungen führen.

Die Trefferquoten der simulierten Feuchte liegen bei 100% . Die gute Simulation der Feuchte wird durch die geringen systematischen Abweichungen von -0.07 g/kg am ersten und 0.28 g/kg am zweiten Flugtag bestätigt (Tabelle 4.3). Die Standardabweichungen sind ebenfalls klein und liegen deutlich unter der Meßgenauigkeit von 0.5 g/kg. Die systematischen Abweichungen der Feuchte stehen in Zusammenhang mit den Abweichungen der Temperatur und sind am ersten Flugtag durch den Transport kälterer, trockenerer

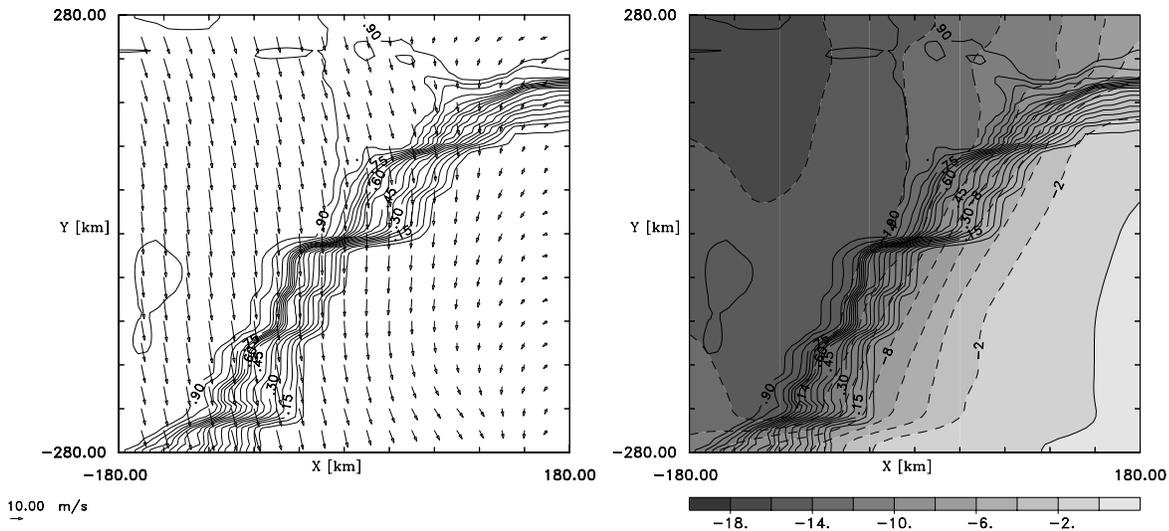


Abbildung 4.6: Windfeld (links) und Temperaturfeld (rechts) in den METRAS-Ergebnissen als Horizontalschnitt in 10 m Höhe, für den 18. April 1999, 12 UTC. Zusätzlich ist die Lage des Eisrands gekennzeichnet. Isolinien des Eisbedeckungsgrads von 0.1 bis 0.9, Isolinienabstand 0.1.

Luft erklärbar. Am zweiten Flugtag sind sie auf hohe Feuchtwerte in den Antriebsdaten zurückzuführen und es ergibt sich eine gegenüber den Antriebsdaten verbesserte Darstellung der Feuchte (Tabelle 4.2).

Die gemittelten Vertikalprofile werden nur für den Flug am 18.4.1999 ausgewertet (Abbildung 4.7), da die Vertikalprofile am zweiten Flugtag durch ihre Lage in der Nähe des Modellrands zu stark durch die Randvorgaben beeinflusst sind. Im Höhenbereich bis etwa 400 m bestätigt der Vergleich der Vertikalprofile die Ergebnisse der Horizontalflüge: Die Windgeschwindigkeit stimmt mit der gemessenen gut überein und die Abweichung der Windrichtung liegt mit etwa -15° unterhalb der Meßgenauigkeit. Die Temperatur ist um etwa 1.5 K zu gering. Die Grenzschichthöhe stimmt gut überein. Sie liegt in den gemessenen Profilen zwischen 300 m und 350 m und in den Modellergebnissen zwischen 300 m und 400 m.

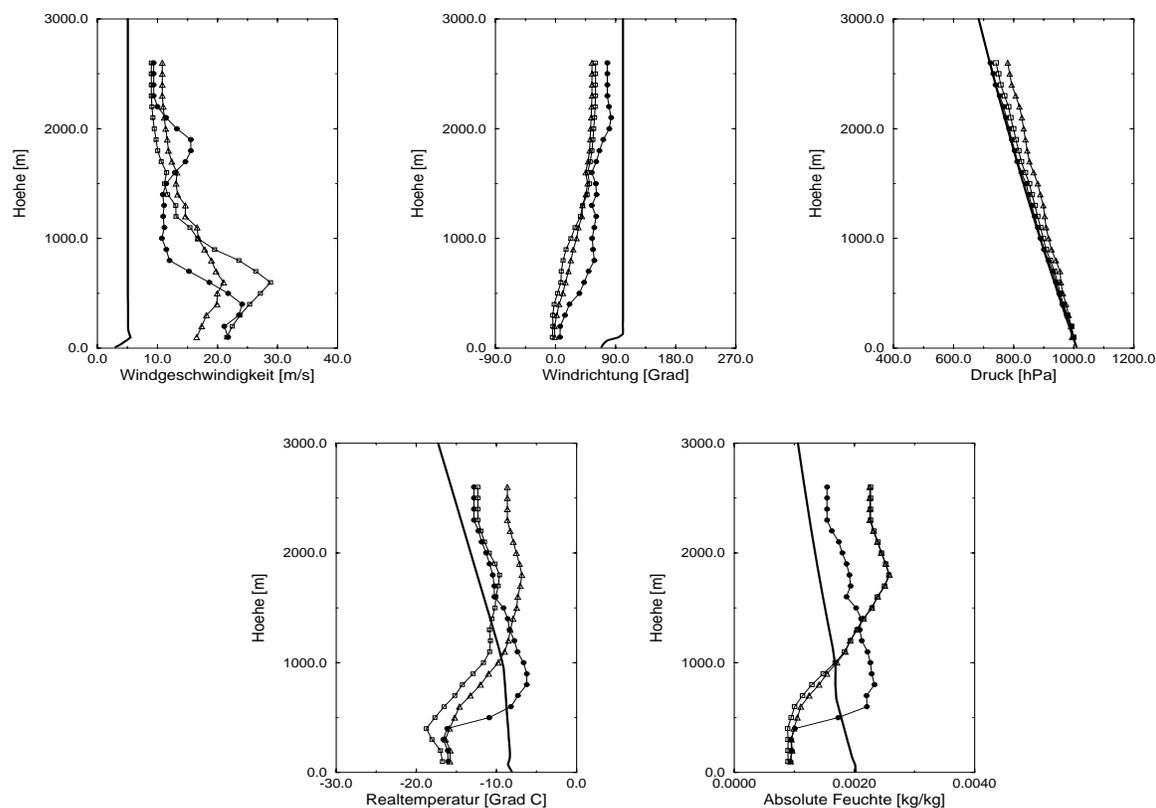


Abbildung 4.7: Gemittelte Vertikalprofile der Windgeschwindigkeit (oben, links), der Windrichtung (oben, Mitte), des Drucks (oben, rechts), der Temperatur (unten, links) und der Feuchte (unten, rechts) für den 18.4.1999. Dargestellt ist das mittlere Profil der über Eis gemessenen Vertikalprofile (●), das dazugehörige gemittelte Profil der METRAS-Ergebnisse (□) und der Antriebsdaten (△) sowie das Initialisierungsprofil der METRAS-Simulation (—).

Im Höhenbereich zwischen 500 m und 1500 m weichen sowohl die Antriebsdaten als auch die METRAS-Ergebnisse deutlich von den Messungen ab. Die gemessene Windrichtung beträgt etwa 50° , was eine nahezu eisrandparallele Strömung bedeutet, während die Strömung in den Antriebsdaten und den METRAS-Ergebnissen abeisig ist. Daher ergibt sich eine Advektion kälterer, trockenerer Luft, was in den Temperatur- und Feuchteprofilen zu erkennen ist. Aufgrund der höheren Vertikalaufösung wird der vertikale Druckverlauf im Modell METRAS gegenüber den Antriebsdaten besser wiedergegeben.

4.3 Vergleich der Eisgrößen

Da einige der Driftbojen während der Simulationsperiode Ausfälle hatten und andere außerhalb des Auswertegebiets oder sehr nah am Modellrand lagen, findet der Vergleich anhand von sechs Driftbojen statt. Die Trajektorien werden aus 10 min-Mittelwerten der simulierten Eisdrift berechnet. Die Startpositionen der simulierten Trajektorien entsprechen den Positionen der Driftbojen am 18.4.1999 um 00 UTC. Verglichen wird die Eisdrift bis zum 19.4.1999 um 06 UTC. Der Vergleich der gemessenen und der simulierten Drifttrajektorien zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (Abbildung 4.8).

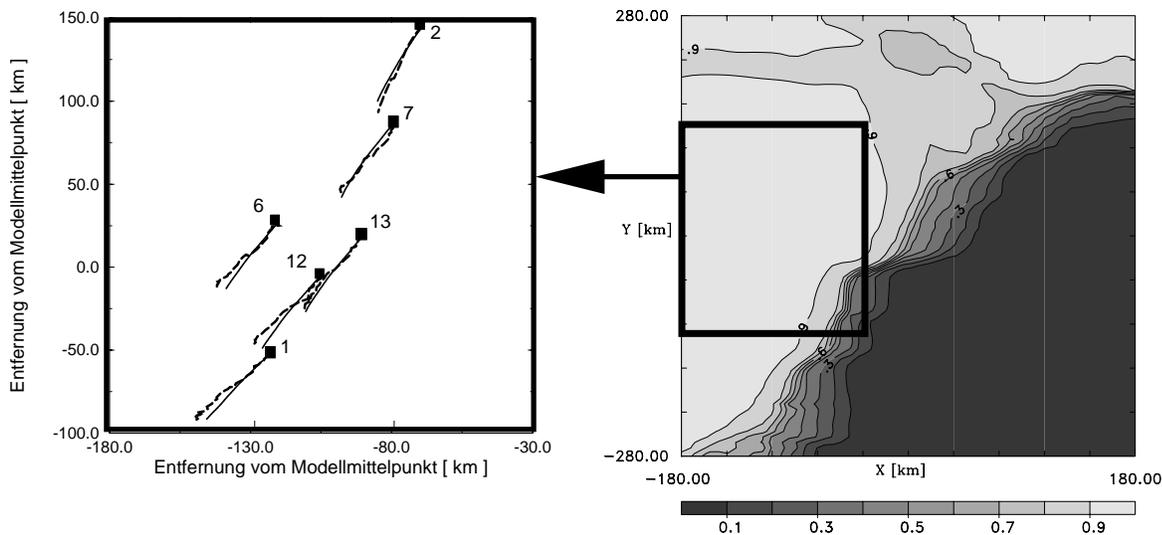


Abbildung 4.8: Vergleich der zwischen dem 18.4.1999, 00 UTC und dem 19.4.1999, 06 UTC simulierten (—) und gemessenen (- -) Eisdrifttrajektorien (links) und die Lage des dargestellten Ausschnitts im Modellgebiet (rechts). Die Startpositionen der Trajektorien sind durch Quadrate gekennzeichnet.

Boje	1	2	6	7	12	13
Systematische Abweichung der Eisdriftgeschwindigkeit [cm/s]	-2.8	-2.0	-3.7	-1.0	-2.0	+3.3
Systematische Abweichung der Eisdriftrichtung [°]	-7	+5	-8	-3	-7	-2

Tabelle 4.4: Die systematische Abweichung der Eisdriftgeschwindigkeit und der Eisdriftrichtung.

Die systematischen Abweichungen zeigen, daß sowohl die Eisdriftgeschwindigkeit als auch die Eisdriftrichtung sehr gut simuliert werden (Tabelle 4.4). Die mittlere Eisdriftgeschwindigkeit liegt in Simulation und Messung bei etwa 45 cm/s. Die systematischen Abweichungen liegen damit unterhalb von 10 % der mittleren Driftgeschwindigkeit. Auch die Abweichungen in der Eisdriftrichtung bleiben gering (maximale systematische Abweichung 8°). Damit kommt es zu Abweichungen in der Position der Drifttrajektorien, die bezogen auf die Gesamtlänge der Trajektorie geringer als 15 % bleiben.

Die Eisbedeckung ist in den Gebieten, in denen am 18.4.1999 und 19.4.1999 die Flugzeugmessungen durchgeführt wurden, sehr unterschiedlich. Im Gebiet der Flugzeugmessungen des ersten Tags zeigen die Simulationsergebnisse eine gegenüber der Initialisierung wenig veränderte Eisbedeckung von etwa 95 %. Dagegen ist die simulierte Eisbedeckung in dem Gebiet, in dem am 19.4.1999 die Flugzeugmessungen stattfanden, deutlich aufgelockert, so daß der Eisbedeckungsgrad zwischen 70 % und 80 % liegt. Da keine detaillierten Beobachtungen oder Messungen der Eisbedeckung zur Verfügung stehen, wird die Eisbedeckung anhand von Messungen der Albedo (Abbildung 4.9) und der Oberflächentemperatur qualitativ beurteilt.

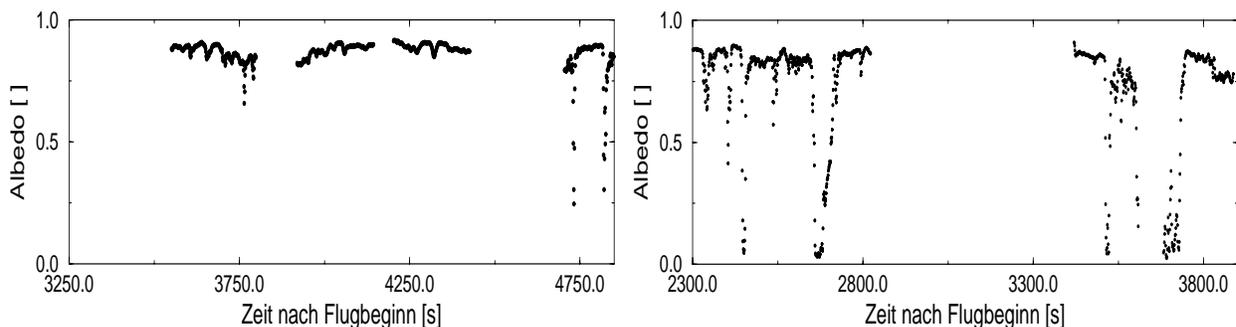


Abbildung 4.9: Zeitreihen der gemessenen Albedo während der Horizontalflugabschnitte am 18.4.1999 (links) und am 19.4.1999 (rechts).

Die Messungen der Albedo zeigen am ersten Flugtag eine hohe Albedo, die auf eine Schneedecke auf dem Eis zurückzuführen ist. Nur an wenigen Stellen sinken die Albedowerte ab und weisen auf Stellen offenen Wassers hin (Abbildung 4.9, links). Dagegen wurde am zweiten Tag häufiger und über längere Abschnitte eine geringere Albedo gemessen, was auf eine aufgelockere Eisbedeckung schließen läßt (Abbildung 4.9, rechts). Dies zeigt, daß die vom Modell simulierte Auflockerung auch während der Messungen auftrat. Allerdings lassen die Messungen keinen Rückschluß darauf zu, ob die Auflockerung im Laufe des Zyklonendurchgangs entstand oder bereits zuvor existierte.

4.4 Zusammenfassende Bewertung

Der Vergleich der Modellergebnisse mit den Flugzeugmessungen ergibt eine gute Übereinstimmung. Die gemessenen Windgrößen werden in den Simulationsergebnissen sehr gut wiedergegeben. Im Gebiet des ersten Flugtags wird der Druck systematisch zu hoch simuliert, da vermutlich die Zyklonenzugbahn im Modell zu weit östlich verläuft. Die systematischen Abweichungen der simulierten Temperatur lassen sich am ersten Tag auf eine Abweichung der Windrichtung und eine damit veränderte Temperaturadvektion und am zweiten Tag auf die Antriebsdaten zurückführen. In den Situationen, in denen die Temperatur- und Feuchtwerte in den Antriebsdaten zu hoch sind, führt die Abweichung der Windrichtung und die damit verbundene Advektion zu kalter Luft in der Simulation verglichen mit den Antriebsdaten zu geringeren Abweichungen gegenüber den Messungen. Der auf einer geringen Abweichung in der Windrichtung basierende Unterschied zwischen simulierter und gemessener Temperatur zeigt die Bedeutung der Advektion bei der Simulation skalarer Größen wie Temperatur, Feuchte oder Schadstoffe. Obwohl die Windrichtungsabweichung unterhalb der Meßgenauigkeit liegt, führt sie zu erheblichen Abweichungen der simulierten Temperatur und Feuchte. Dies bedeutet, daß für eine gute Darstellung skalarer Größen der Wind im Modell mit einer Genauigkeit simuliert werden müßte, die noch unter der Meßgenauigkeit liegt. Aufgrund der Ungenauigkeit der Anfangs- und Randwerte ist dies selbst mit einem 'perfekten Modell' nicht möglich.

Die Beurteilung der simulierten Eisdrift und Eisbedeckung wird durch einen Mangel an räumlich und zeitlich hochaufgelösten Informationen über die Eisgrößen erschwert. Dies hat zur Folge, daß nicht geklärt werden kann, ob die unterschiedliche Lage des Eisrands im Gebiet des ersten Flugtags auf die Initialisierung oder die simulierte Eisrandverlagerung zurückzuführen ist. Da der Vergleich der simulierten Eisdrift mit der Drift der

Eisbojen im Gebiet des ersten Flugtags eine sehr gute Übereinstimmung zeigt, ist die Abweichung wahrscheinlich auf die Anfangseisverteilung zurückzuführen. Die Auflockerung der Eisbedeckung, die die Modellergebnisse im Gebiet des zweiten Flugtags zeigen, wird durch die Messungen bestätigt. Aufgrund mangelnder Meßdaten ist es allerdings nicht möglich zu beurteilen, ob die Auflockerung wie in der Simulation auch in der Natur durch den Zyklonendurchgang entstand. Insgesamt zeigt die gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit den Messungen sowohl für die atmosphärischen Größen als auch für die Eisgrößen, daß das gekoppelte Modellsystem zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung gut geeignet ist.

Kapitel 5

Untersuchung der Entwicklung von polaren Mesozyklonen

Die Untersuchung der Einflußfaktoren auf die Zyklonenentwicklung wird anhand einer idealisierten Simulation des Durchzugs einer polaren Mesozyklone durch die Framstraße durchgeführt. Die Simulation ist an einer während des ARKTIS'93-Experiments gemessenen Situation orientiert. Die polare Mesozyklone bewegt sich in nördlicher Richtung durch die Framstraße. Auf der Grundlage dieser Simulation werden Sensitivitätsstudien bezüglich der großskaligen Parameter Zyklonenzugbahn und Ozeanströmung, sowie der mesoskaligen Parameter Eisbedeckungsgrad, Eisdicke und Eisoberflächentemperatur durchgeführt. Anhand der Sensitivitätsrechnungen wird die Wirkung der Zyklone auf die Eisbedeckung, die Veränderung der Oberflächenenergieflüsse, der Grenzschichtentwicklung und der Zyklonenentwicklung untersucht. Eine Simulation mit veränderter Eisverteilung soll Aufschlüsse über die Bedeutung des Eisrands für die Zyklonenentwicklung liefern. Darüber hinaus werden Simulationen mit festgehaltener Anfangseisbedeckung durchgeführt, um die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung zu untersuchen.

5.1 Beschreibung der idealisierten Simulation einer polaren Mesozyklone

Eine polare Mesozyklone zog vom 13. März 1993, 00 UTC bis zum 14. März 1993, 06 UTC in nördlicher Richtung durch die Framstraße. In diesem Zeitraum bewegte sie sich von

78° Nord nach 83° Nord. Sie hatte einen Durchmesser von etwa 300 km und eine vertikale Erstreckung von etwa 2 km (Brümmer und Hoerber, 1999). Das Modellgebiet umfaßt den Bereich der Framstraße zwischen Grönland und Spitzbergen, wobei sich der Mittelpunkt des Gebiets bei 80° Nord und 0° Ost befindet. Das Modellgebiet hat eine Ausdehnung von 403 km in Ost-West- und Nord-Süd-Richtung. Die horizontale Auflösung beträgt 7 km.

Die Initialisierung der Eisrandposition und des Eisbedeckungsgrads basiert auf den Eiskarten des Norwegischen Meteorologischen Instituts. Im nördlichen und westlichen Bereich des Modellgebiets beträgt der mittlere Eisbedeckungsgrad 97 %. Er kann in jeder Gitterzelle bis zu 3 % um den Mittelwert variieren. Das Eis hat eine Dicke von 1.5 m. Im Südosten des Modellgebiets befindet sich offenes Wasser (Abbildung 5.1). Die Ozeanströmung wird idealisiert vorgeschrieben: im Westen des Modellgebiets ist sie nach Süden und im östlichen Teil nach Norden gerichtet. Im Übergangsbereich entspricht der Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit einer Sinusfunktion. Die maximalen Werte der Strömungsgeschwindigkeit treten am westlichen und östlichen Rand auf und betragen jeweils 15 cm/s (Hatten, persönliche Mitteilung, 1998).

Während des Zyklonendurchzugs lag das Forschungsschiff POLARSTERN bei etwa 81.1° N im Packeis. Zur Initialisierung der Modellrechnung werden die auf dem Forschungsschiff gemessenen Vertikalprofile für Wind, Temperatur und Feuchte sowie Messungen des Bodendrucks verwendet. Die Modellrechnung beginnt für den 13. März, 00 UTC und endet für den 14. März, 06 UTC. Zum Vergleich mit den Modellergebnissen stehen Druck- und Positionsmessungen des Forschungsschiffs POLARSTERN zur Verfügung.

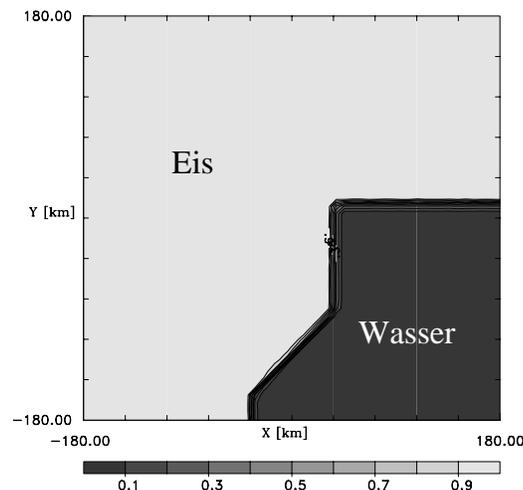


Abbildung 5.1: *Eisbedeckung zu Beginn der Simulation. Isolinien des Eisbedeckungsgrads von 0 bis 1, Abstand 0.1.*

Die Modellrechnung wird an den Rändern mit dem Windfeld einer idealisierten Zyklone angetrieben, um den Durchzug der polaren Mesozyklone im Modell darstellen zu können. Zu diesem Zweck wurde ein Präprozessor entwickelt, der auf dem METRAS-Gitter Windfelder einer idealisierten Zyklone erzeugt. Die Grundlage bilden Informationen über die Position des Zyklonenkerns und den Druckgradienten der Zyklone. Der Druckgradient kann in radialer Entfernung vom Kern und in vertikaler Richtung verändert werden. Aus dem Druckfeld wird ein Feld des geostrophischen Winds berechnet, das radialsymmetrisch um die Position des Zyklonenkerns ist. Das Ergebnis der eindimensionalen METRAS-Rechnung wird genutzt, um die in der Grenzschicht auftretende Winddrehung und Abnahme der Geschwindigkeit zu bestimmen. Durch Modifikation des Felds des geostrophischen Winds erhält man dreidimensionale Windfelder, die denen einer idealisierten Zyklone entsprechen. Der Antrieb der Modellrechnung erfolgt ausschließlich über Winddaten, alle anderen Größen bleiben ungenestet. Wie bereits im Zusammenhang mit der Simulation des FRAMZY'99-Experiments (Kapitel 4) diskutiert wurde, muß bei der Auswertung der Modellergebnisse berücksichtigt werden, daß durch das Nudgingverfahren das Modellergebnis in den äußeren 10 Gitterboxen durch die Antriebsdaten bestimmt wird. Diese 10 Gitterzellen (70 km) am Rand gehen daher nicht in die Auswertung ein. Das Auswertgebiet für die Untersuchungen umfaßt damit das Modellgebiet ohne den Randbereich der äußeren 10 Gitterzellen.

Die Entwicklung der gemessenen Zyklone fand aufgrund barokliner Instabilität statt (Brümmer und Hoerber, 1999). Für diesen Mechanismus ist Wolkenbildung kein notwendiger Prozeß. Daher wurde Wolkenbildung in den hier durchgeführten Simulationen vernachlässigt. Diese Vernachlässigung sowie die idealisierten Vorgaben des Windfelds an den seitlichen Rändern, der Ozeanströmung und der Eisbedeckung lassen nicht erwarten, daß die Simulationsergebnisse quantitativ mit den Messungen übereinstimmen. Das Modellsystem soll die Eisdrift, die Änderung der Eisbedeckung und die Vorgänge in der Atmosphäre so erfassen, daß eine qualitative Übereinstimmung von simulierter und gemessener Driftrajektorie und simuliertem und gemessenem Druckverlauf besteht.

5.2 Ergebnisse der Basissimulation

5.2.1 Vergleich mit Messungen

Die Simulation des Zyklonendurchzugs mit dem gekoppelten Atmosphäre-Eismodell zeigt deutlich den Einfluß des atmosphärischen Antriebs auf die Eisdrift. In Abbildung 5.2 ist das Windfeld in 10 m Höhe in den METRAS-Ergebnissen (Abbildung 5.2 a, c, e) und die simulierte Eisdrift (Abbildung 5.2 b, d, f) dargestellt. Das Windfeld in 10 m Höhe zeigt, wie sich die Zyklone in nördlicher Richtung durch das Modellgebiet bewegt. Die zyklonale Bewegung ist auch in der Eisdrift zu erkennen. Dabei weicht der Eisdriftvektor gegenüber dem Windvektor nach rechts ab, was in Übereinstimmung mit Beobachtungen steht (Nansen, 1902). Dem atmosphärischen Antrieb ist der ozeanische überlagert. Durch diesen erhält die Eisdrift am Westrand des Modellgebiets eine zusätzliche Komponente nach Süden und am Ostrand des Modellgebiets eine zusätzliche Komponente nach Norden. Das Windfeld zeigt am Eisrand eine häufig beobachtete Konvergenzzone.

Die mittlere simulierte Windgeschwindigkeit liegt zwischen 12 m/s und 14 m/s. Sie liegt damit im Bereich der gemessenen Windgeschwindigkeit, die im Warmsektor der polaren Mesozyklone 6 m/s beträgt und im Bereich der Warmfront Werte von etwa 20 m/s erreicht (Brümmer und Hoerber, 1999). Die mittlere simulierte Eisdriftgeschwindigkeit von 0.36 m/s bis 0.38 m/s liegt ebenfalls im Bereich der gemessenen Werte, die sich zwischen 0.1 m/s und 1.0 m/s bewegen (Brümmer und Hoerber, 1999). Das simulierte Verhältnis von Eisdrift- und Windgeschwindigkeit liegt mit etwa 3 % im unteren Bereich der gemessenen Werte (zwischen $5 \% \pm 3 \%$ und $9 \% \pm 3 \%$). Eine mögliche Erklärung ist der mit 97 % hohe Eisbedeckungsgrad, durch den interne Spannungen an Bedeutung gewinnen und die Driftgeschwindigkeit reduziert wird. Der zeitliche Verlauf des Verhältnisses von Eisdrift- zu Windgeschwindigkeit (Abbildung 5.3) zeigt eine schwache Zunahme im Laufe der Simulation. Dies bedeutet, daß sich die Eisdriftgeschwindigkeit bei gleichbleibendem atmosphärischem Antrieb erhöht. Auch die Messungen zeigen während des Zyklonendurchzugs eine Zunahme des Verhältnisses von Eisdrift- zu Windgeschwindigkeit (Brümmer und Hoerber, 1999). Die gemessene Zunahme ist deutlich stärker als die simulierte, was wiederum mit dem hohen Eisbedeckungsgrad in der Simulation zusammenhängen kann. Die Erhöhung des Verhältnisses von Eisdrift- zu Windgeschwindigkeit weist auf eine zusätzliche Auflockerung des Eises beim Durchzug der polaren Mesozyklone hin. Insgesamt ist die simulierte Eisdrift plausibel und liegt im Bereich der gemessenen Werte.

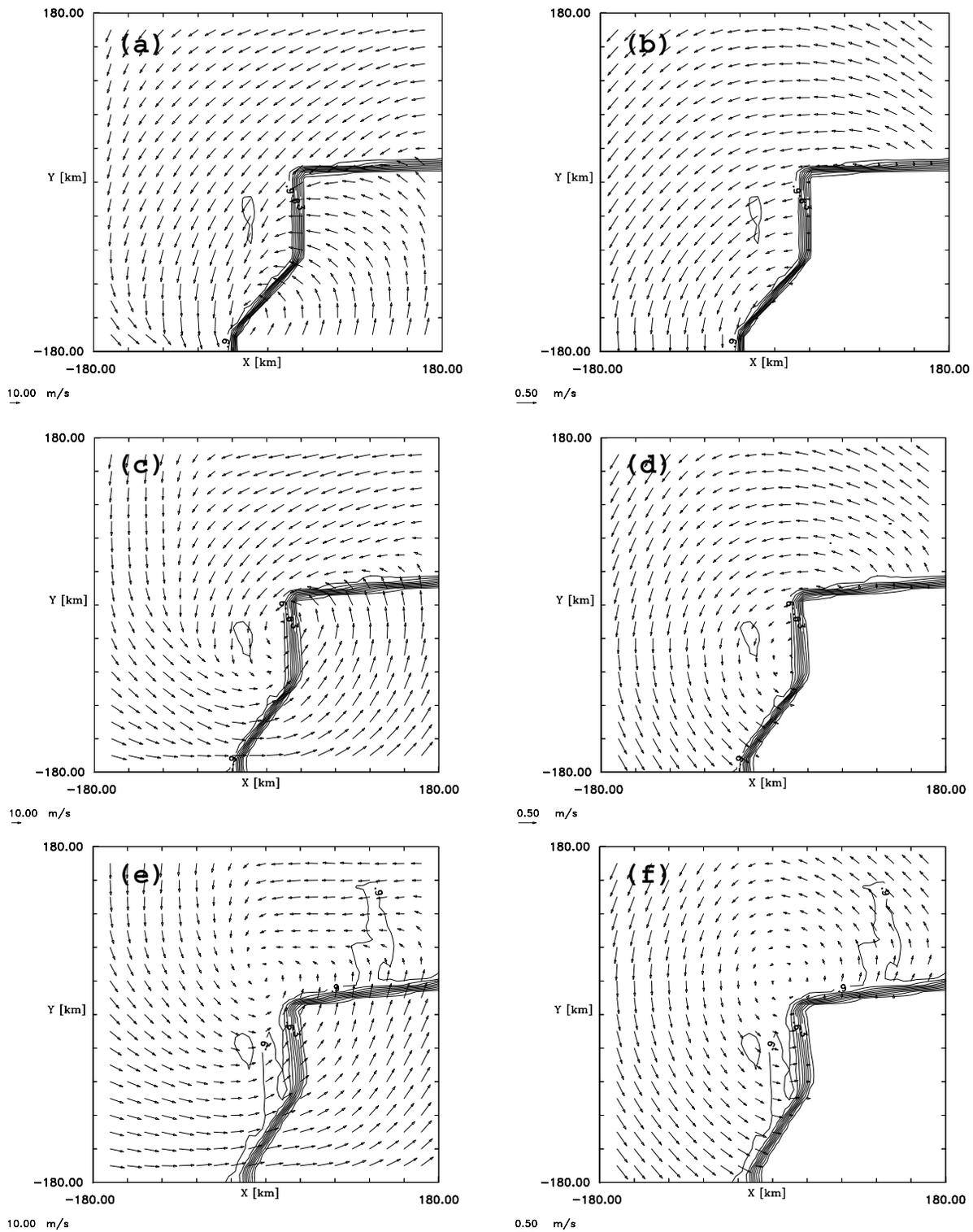


Abbildung 5.2: Windfeld in 10 m Höhe in den METRAS-Ergebnissen (a,c,e) und simuliertes Eisdriftfeld (b,d,f) nach 6 Stunden (a, b), 12 Stunden (c, d) und 18 Stunden (e, f) Simulationsdauer. Die Skalierung der Vektoren befindet sich unter den Abbildungen. Darüber hinaus dargestellt sind die Isolinien des Bedeckungsgrads von 0 bis 1, Isolinienabstand 0.1.

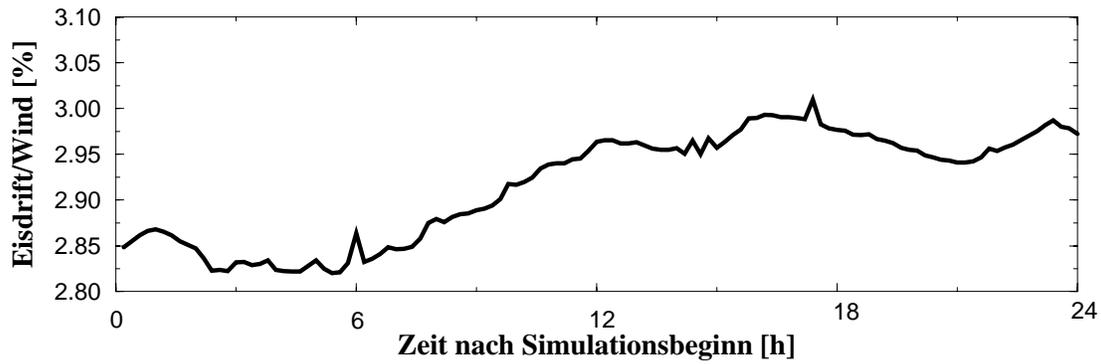


Abbildung 5.3: Zeitlicher Verlauf des über den eisbedeckten Teil des Auswertebiets gemittelten Verhältnisses von Eisdriftgeschwindigkeit zu Windgeschwindigkeit [%].

Die simulierte Drifttrajektorie wird mit der Drifttrajektorie des im Packeis eingeschlossenen Forschungsschiffs POLARSTERN zwischen dem 13.3.1993, 00 UTC und dem 14.3.1993, 00 UTC verglichen (Abbildung 5.4). Die charakteristische Schleife, die das Forschungsschiff während des Zyklonendurchzugs vollzieht, ergibt sich aus dem Windrichtungswechsel in der Nähe des Zyklonenkerns, der auch die Eisdrift beeinflusst. Die simulierte Trajektorie wird aus 10 min-Mittelwerten der Eisdriftgeschwindigkeit abgeleitet, die in jeder Gitterzelle berechnet werden. Wie in Abbildung 5.4 zu erkennen ist, vollzieht die simulierte Trajektorie eine schleifenförmige Bahn, die der des Forschungsschiffs POLARSTERN entspricht.

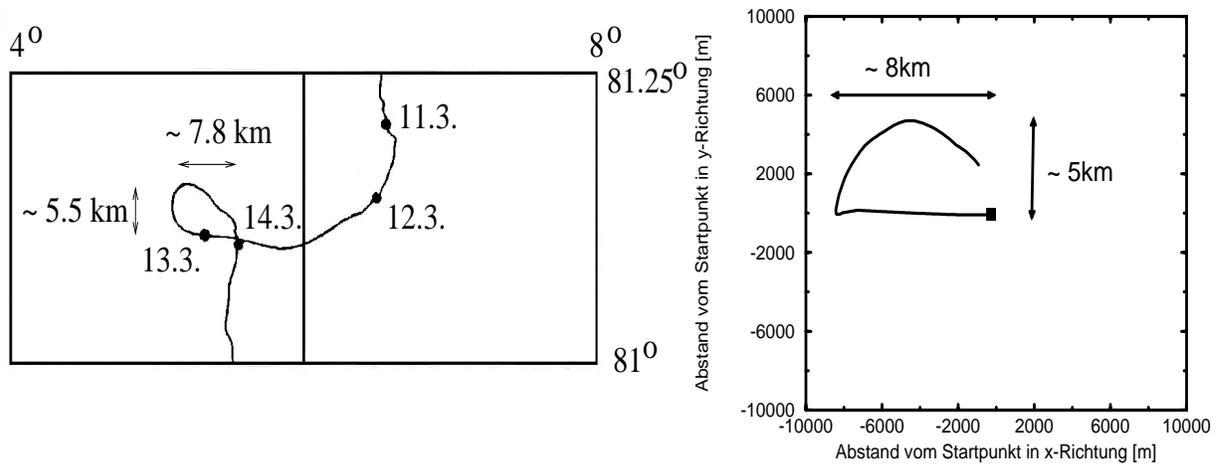


Abbildung 5.4: Drifttrajektorie des Forschungsschiffs POLARSTERN zwischen 13.3.1993, 00 UTC und 14.3.1993, 00 UTC (links) und simulierte Drifttrajektorie für den entsprechenden Zeitraum (rechts). Drifttrajektorie des Forschungsschiffs POLARSTERN entsprechend Brümmer (1993).

Das gekoppelte Modellsystem erfasst die grundsätzliche Charakteristik der Eisbewegung, auch wenn sich die Trajektorien im Detail unterscheiden. Die Ausdehnung der simulierten Trajektorie beträgt 5 km in Nord-Süd- und 8.5 km in Ost-West-Richtung und stimmt damit mit der gemessenen Trajektorie (5.5 km in Nord-Süd-Richtung und 7.8 km in Ost-West-Richtung) gut überein.

Der Vergleich des simulierten Bodendrucks entlang der berechneten Trajektorie mit dem am Forschungsschiff gemessenen Druck (Abbildung 5.5) zeigt eine gute Übereinstimmung des Druckverlaufs. Das Druckniveau ist in der Simulation geringer. Dies ist auf die Initialisierung des Bodendrucks zurückzuführen und von untergeordneter Bedeutung, da die relative Druckänderung während des Zyklondurchzugs von Interesse ist. Das Druckminimum tritt in den Modellergebnissen um 12 UTC auf, während es in den Messungen um 18 UTC erreicht wird. Die Druckabnahme ist im Simulationsergebnis mit 11 hPa schwächer als die gemessene Druckabnahme um 20 hPa. Qualitativ wird der Druckverlauf in der Modellsimulation gut wiedergegeben. Auftretende Abweichungen lassen sich durch die idealisierten Antriebsdaten erklären, die die Windgeschwindigkeit und die Zyklonenposition nicht genau wiedergeben. Zusammenfassend ergibt der Vergleich der Trajektorie und des Druckverlaufs sowie der mittleren Werte für Wind- und Eisdriftgeschwindigkeit eine qualitative Übereinstimmung zwischen Modellergebnis und Messung. Quantitative Abweichungen und lokale Unterschiede sind auf die idealisierten Anfangs- und Randbedingungen zurückzuführen.

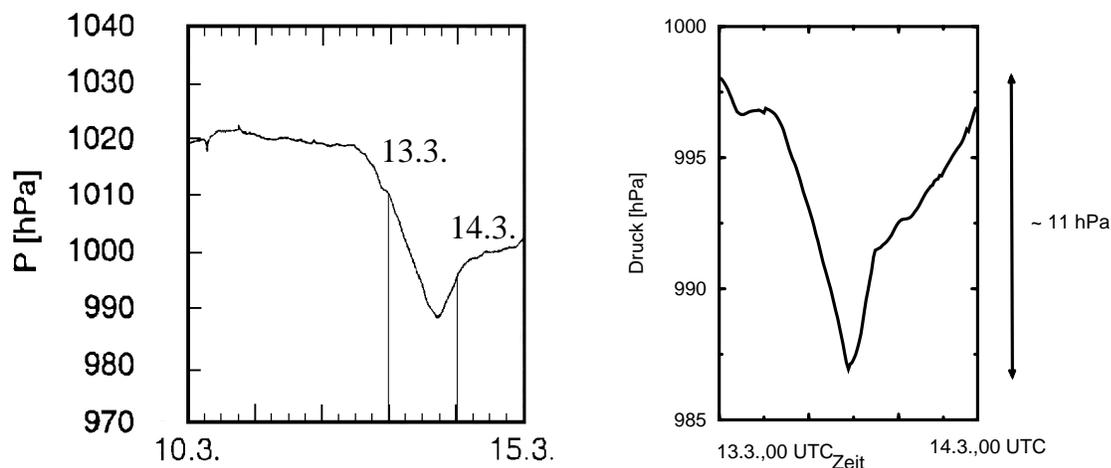


Abbildung 5.5: Entlang der Drifttrajektorie des Forschungsschiffs POLARSTERN gemessener Druck zwischen 13.3.1993, 00 UTC und 14.3.1993, 00 UTC (links) und entlang der Trajektorie simulierter Druck für den entsprechenden Zeitraum (rechts). Druckverlauf am Forschungsschiff POLARSTERN entsprechend Brümmer (1993).

5.2.2 Wirkung des Zyklonendurchzugs auf die Eisbedeckung

Durch die Wirkung des atmosphärischen Antriebs auf die Eisdrift kommt es im Laufe des Zyklonendurchzugs zu einer Veränderung der Eisbedeckung. In Abbildung 5.6 ist zu erkennen, daß entlang der Zyklonenzugbahn eine Auflockerung der Eisbedeckung stattfindet. Insbesondere im Eisrandbereich entstehen Gebiete mit geringerer Eisbedeckung. Diese Auflockerung macht sich in einer Zunahme des Verhältnisses von Eisdrift- und Windgeschwindigkeit bemerkbar (Abbildung 5.3). Das Ergebnis unterstützt die These, daß der Durchzug einer Zyklone zu einer Auflockerung der Eisbedeckung und zur Verstärkung der Eisdrift führt.

Während des Durchzugs der Zyklone verlagert sich der Eisrand. Der in Nord-Süd-Richtung orientierte Eisrand verschiebt sich nach Osten und der in Ost-West-Richtung orientierte Rand erfährt eine Verschiebung nach Norden. Die Verlagerung des in Nord-Süd-Richtung orientierten Bereichs des Eisrands ist stärker, da sie in Richtung des offenen Wassers gerichtet ist, während die Verlagerung des in Ost-West-Richtung orientierten Rands zum Eis gerichtet ist. Aus der stärkeren Verschiebung des in Nord-Süd-Richtung orientierten Eisrands ergibt sich eine Vergrößerung der partiell eisbedeckten Fläche um etwa 540 km^2 , was etwa 0.5% der zu Beginn partiell eisbedeckten Fläche entspricht. Dadurch verringert sich der über das Auswertgebiet und 24 Stunden Simulationsdauer gemittelte Wärmefluß um etwa $2\text{-}3 \text{ W/m}^2$.

5.2.3 Entwicklung der Zyklone

Die Eisbedeckung beeinflusst die Wärmeflüsse. Der über das Auswertgebiet und 24 Stunden Simulationsdauer gemittelte Wärmefluß ist mit 100 W/m^2 in die Atmosphäre gerichtet. Der Wärmefluß über Eis ist im Mittel mit 41 W/m^2 zum Eis gerichtet, während der Wärmefluß über offenem Wasser mit 590 W/m^2 in die Atmosphäre gerichtet ist. Dieser starke Wärmefluß kommt dadurch zustande, daß fast während der gesamten Simulationsdauer eine abeisige Strömung vorherrscht. Die Wärmeflußmaxima treten im Bereich des Eisrands auf und erreichen Werte von über 1000 W/m^2 . Im Bereich des Zyklonenkerns ist eine Verstärkung der in die Atmosphäre gerichteten bzw. eine Abschwächung der zum Eis gerichteten Wärmeflüsse zu erkennen. Durch die Unterschiede der Wärmeflüsse über Eis und über Wasser kommt es zur Ausbildung eines starken Temperaturgradienten im Eisrandbereich (Abbildung 5.7, links).

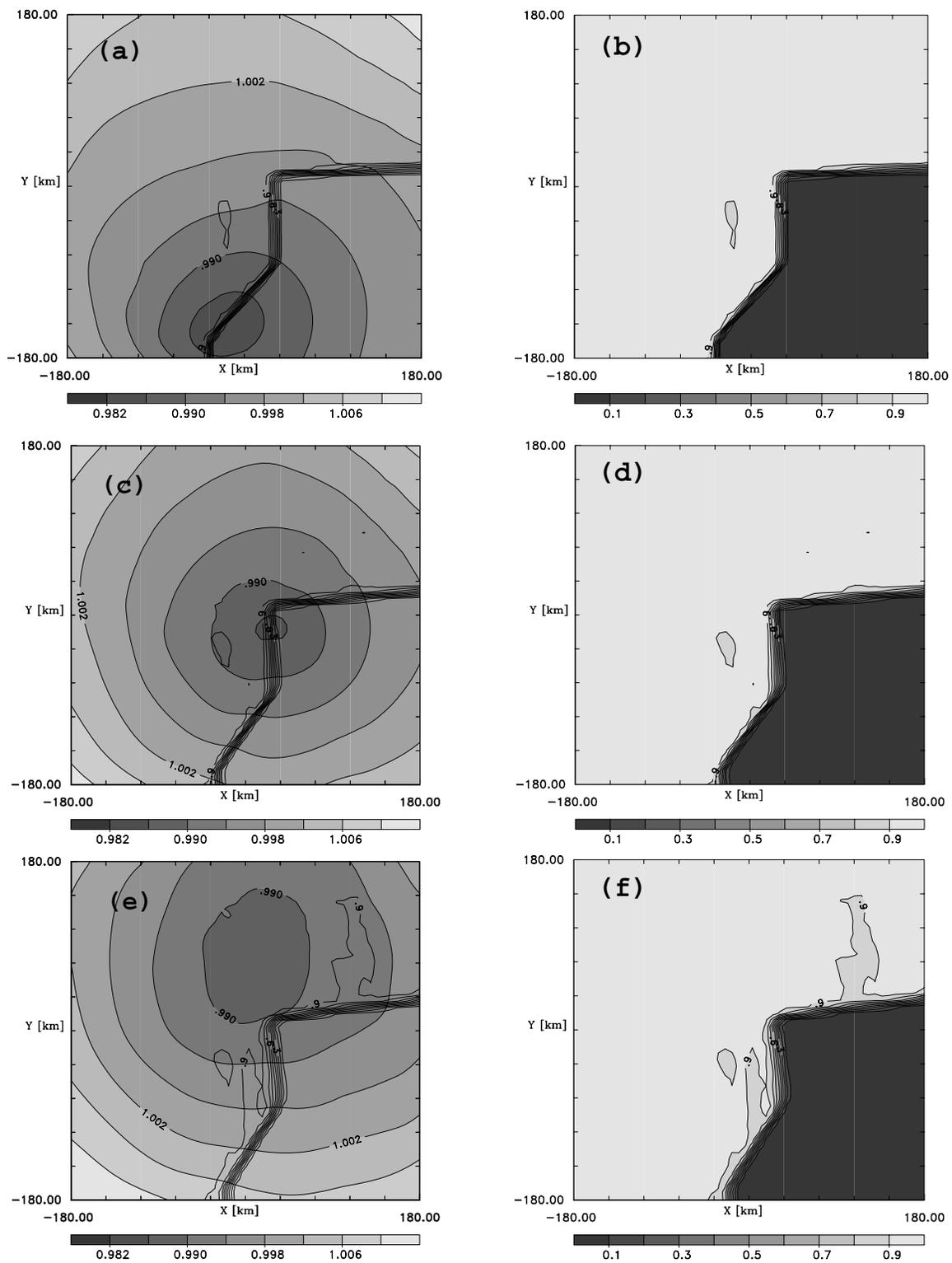


Abbildung 5.6: Druckfeld in 10 m Höhe (a,c,e) und die simulierte Eisbedeckung (b,d,f) in den METRAS-Ergebnissen nach 6 Stunden (a,b), 12 Stunden (c,d) und 18 Stunden (e,f) Simulationsdauer. Isolinien des Drucks von 978 hPa bis 1012 hPa. Isolinienabstand 4 hPa. Unterlegt sind die Isolinien des Bedeckungsgrads. Isolinien der Eisbedeckung von 0 bis 1, Isolinienabstand 0.1.

In den Simulationsergebnissen bewegt sich die Zyklone - anders als in den Antriebsdaten - entlang des Eisrands. Da der Eisrandbereich ein Gebiet bevorzugter Zyklogense ist (Serreze, 1995), erscheint die Zugbahn plausibel und ist möglicherweise durch die barokline Zone im Eisrandbereich zu erklären. Nach etwa 13 Stunden Simulationsdauer verläßt die Zyklone den Eisrandbereich und bewegt sich über eisbedecktes Gebiet. Die Zyklogenese wird im Zeitraum zwischen 9 und 17 Stunden Simulationsdauer untersucht, da sie dann unbeeinflusst von den Randwerten ist. Der zeitliche Verlauf des Bodendruckminimums zeigt eine Vertiefung der Zyklone im Zeitraum zwischen 10 und 12 Stunden nach Simulationsbeginn. Während der Vertiefung ist eine Rückwärtsneigung der Zyklonenachse zu beobachten, während diese zuvor nahezu senkrecht verläuft. Die Rückwärtsneigung der Zyklonenachse im Stadium der Vertiefung ist neben den starken, horizontalen Temperaturgradienten am Eisrand ein Indiz für barokline Instabilität als wirkendem Mechanismus. Bei den hier durchgeführten Untersuchungen wurde Kondensation und damit Wolkenbildung vernachlässigt. Damit scheiden die Prozesse CISK und ASII als Entwicklungsmechanismen aus, da für beide Mechanismen Cumulusbildung aufgrund freiwerdender latenter Wärme eine entscheidende Rolle spielt.

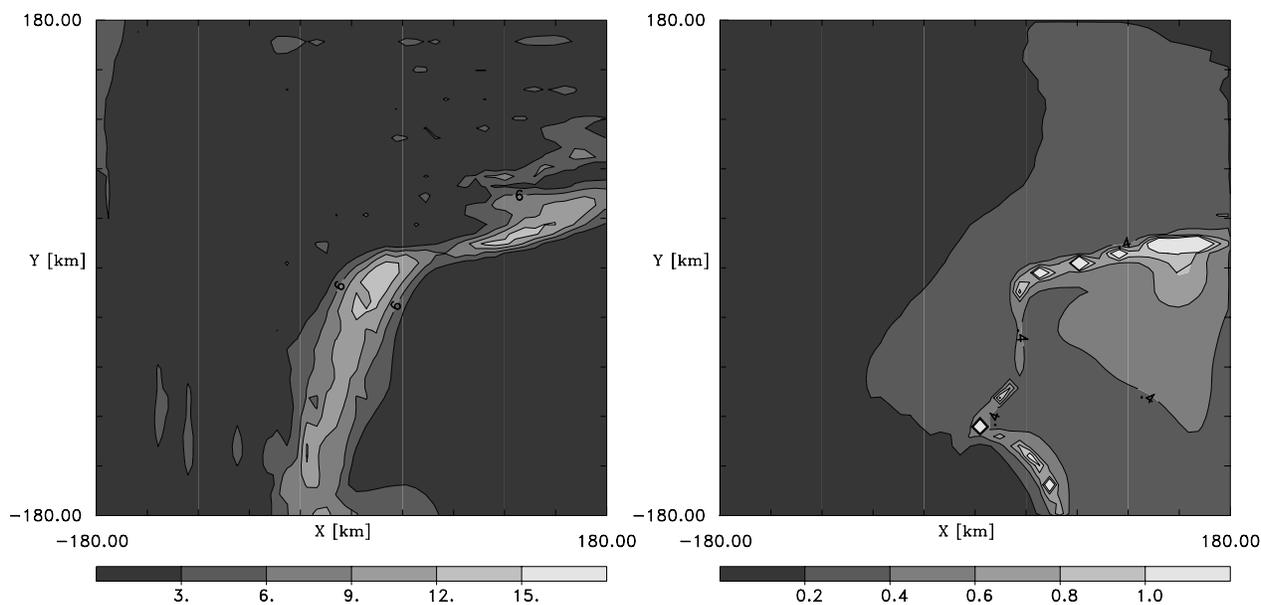


Abbildung 5.7: *Horizontaler Temperaturgradient im 980 hPa-Niveau als Temperaturdifferenz je 50 km (links) und Eady-Wachstumsrate (rechts) in den METRAS-Ergebnissen als Horizontalschnitte nach 10 Stunden Simulationsdauer. Isolinien des Temperaturgradienten von 0 K/50 km bis 15 K/50 km, Isolinienabstand 3 K/50 km. Isolinien der Eady-Wachstumsrate von $0 s^{-1}$ bis $1 \cdot 10^{-4} s^{-1}$, Isolinienabstand $0.2 \cdot 10^{-4} s^{-1}$.*

Die Entstehung und Entwicklung von polaren Mesozyklonen aufgrund von barokliner Instabilität wurde in verschiedenen Studien untersucht. Ein Maß für die Neigung zur Entwicklung barokliner Störungen ist die (maximale) Eady-Wachstumsrate (Anhang C). Die Eady-Wachstumsrate wurde für die Basissimulation berechnet. Ein Vergleich der Gebiete starker horizontaler Temperaturgradienten und hoher Eady-Wachstumsraten zeigt, daß hohe Eady-Wachstumsraten erwartungsgemäß besonders im Bereich starker Horizontalgradienten der Temperatur auftreten (Abbildung 5.7).

Der zeitliche Verlauf der Bodendrucktendenz und der Eady-Wachstumsrate (Abbildung 5.8) zeigt, daß die Eady-Wachstumsrate nach 9 Stunden Simulationsdauer ansteigt und nach 11 und 12 Stunden ihr Maximum erreicht. Die berechneten Werte der Eady-Wachstumsrate stimmen gut mit denen in anderen Untersuchungen von polaren Mesozyklonen überein (Duncan, 1977). In dem Zeitraum, in dem die Eady-Wachstumsrate hoch ist, wird die Bodendrucktendenz negativ. Damit läßt sich die Vertiefung der Zyklone auf den Mechanismus barokliner Instabilität zurückführen.

Im folgenden wird untersucht, inwiefern verschiedene Parameter die Zyklonenentwicklung aufgrund barokliner Instabilität beeinflussen.

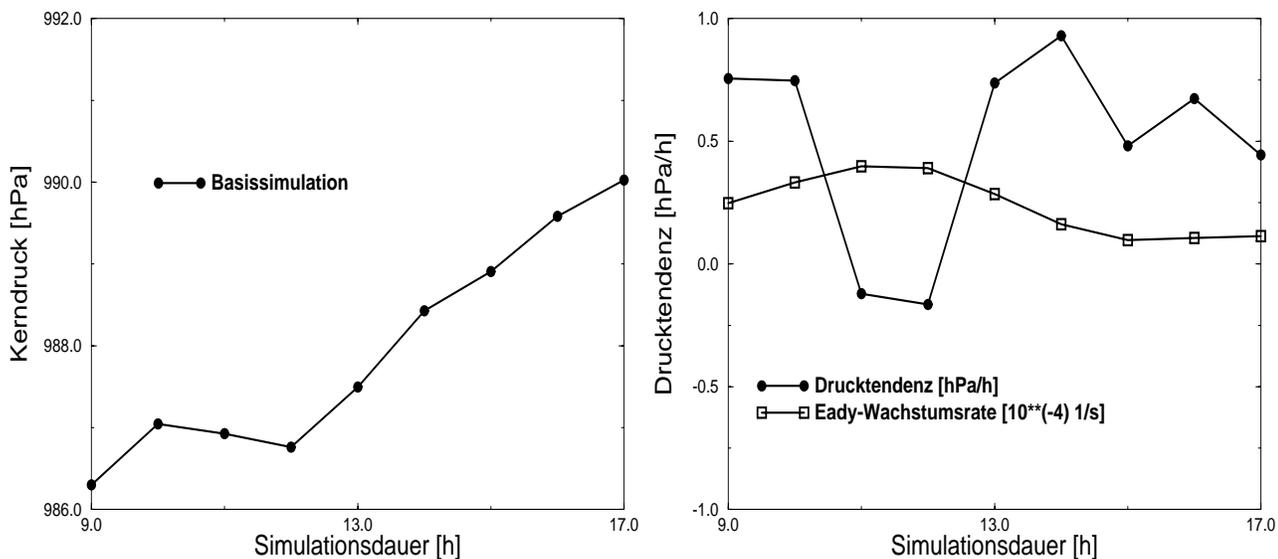


Abbildung 5.8: Zeitlicher Verlauf des minimalen Bodendrucks in der Basissimulation (links) und der zeitliche Verlauf von Drucktendenz (rechts, ●) und Eady-Wachstumsrate (rechts, □). Die Drucktendenz wird als Differenz der Werte des vorherigen und des aktuellen Zeitpunkts (Zeitintervall eine Stunde) berechnet.

5.3 Sensitivitätsstudien bezüglich groß- und meso- skaliger Einflußfaktoren

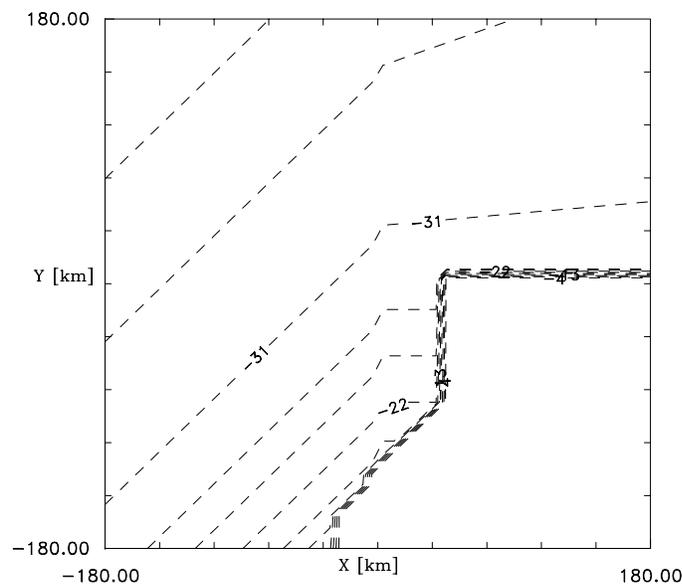
Anhand von Sensitivitätsstudien wurde der Einfluß verschiedener Parameter auf die Eisdrift und -bedeckung, auf die Grenzschichtentwicklung und auf die Zyklonenentwicklung untersucht. Dabei wurden Parameter des atmosphärischen Antriebs, des ozeanischen Antriebs und der Eiseigenschaften verändert (Tabelle 5.1). Die Veränderung der einzelnen Parameter wurde mit der Variabilität der jeweiligen Größen im Bereich der Framstraße im Frühjahr verglichen:

- Für den Eisbedeckungsgrad im Eisrandbereich der Framstraße ergeben sich aus den Eiskarten des amerikanischen National Ice Centers (NIC) für die März-Monate 1997 - 2001 Werte zwischen 70 % und 95 %. Die Standardabweichung beträgt 10 %. Damit beträgt die in der Sensitivitätsstudie angenommene Zunahme der Eisbedeckung um 3 % etwa 30 % der auftretenden Variabilität, liegt aber häufig unterhalb der Genauigkeit, mit der der Eisbedeckungsgrad bekannt ist.

Veränderte Parameter	Eisbedeckungsgrad	Eisdicke	Zyklonenzugbahn	Eisoberflächen-temperaturfeld zu Beginn	Ozeanströmung
Basissimulation	97 %	1.5 m		-36°, homogen	mit
veränderte Eisbedeckung	100 %	1.5 m		-36°, homogen	mit
veränderte Eisdicke	97 %	2.0 m		-36°, homogen	mit
veränderte Zyklonenzugbahn	97 %	1.5 m	/	-36°, homogen	mit
veränderte Eisoberflächentemperatur	97 %	1.5 m		inhomogen (Abb. 5.9)	mit
veränderte Ozeanströmung	97 %	1.5 m		-36°, homogen	ohne

Tabelle 5.1: Überblick über die veränderten Parameter in den Sensitivitätsstudien im Vergleich zur Basissimulation.

- Für die Eisdicke zeigen die Eiskarten Werte zwischen 0.8 m und 3.5 m mit einer Standardabweichung von etwa 1.0 m, so daß eine Veränderung der Eisdicke um 0.5 m etwa 50 % der Variabilität beträgt.
- Zyklonenzugbahnen kurzlebiger Zyklonen im Bereich der Framstraße verlaufen bevorzugt von Südwesten nach Ost-Nordosten (Brümmer et al., 2000). Sie zeigen eine mittlere Variabilität von etwa 50° . Damit beträgt die Änderung der Zugrichtung um 45° etwa 90 % der Variabilität.
- Die Eisoberflächentemperaturen im Eisrandbereich lassen sich aufgrund von Messungen, die während Experimenten im Eisrandbereich gewonnen wurden, abschätzen. Sie variieren dabei zwischen etwa -5°C und -35°C . Der Unterschied der mittleren Eisoberflächentemperatur in der Basissimulation und der Sensitivitätsstudie (Abbildung 5.9) beträgt 4 K und somit etwa 25 % der Variabilität.
- Die Vernachlässigung der Ozeanströmung liegt außerhalb der natürlichen Variabilität und bedeutet eine sehr starke Veränderung.



5.3.1 Wirkung des Zyklonendurchzugs auf das Meereis

Die Eisdrift

Die Sensitivitätsstudien zeigen, daß die Eisdrift am stärksten durch die Änderung der Zyklonenzugbahn und durch die Vernachlässigung des ozeanischen Antriebs beeinflusst wird (Tabelle 5.2).

Die veränderte Zyklonenzugbahn führt zu einer Änderung der Eisdriftrichtung (Korrelation 0.83) und einer Reduktion der über 24 Stunden und über das Auswertegbiet gemittelten Eisdriftgeschwindigkeit um 5.3 cm/s (Tabelle 5.2). Diese Änderungen beruhen darauf, daß der Wind in der Sensitivitätsstudie gegenüber der Basissimulation eine Windgeschwindigkeitsabnahme um 16 % und eine Korrelation der Windrichtung von 0.72 zeigt. Die Form des verlagerten Eisbojenfelds zeigt deutliche Unterschiede zur Basissimulation (Abbildung 5.10 d). Durch den veränderten atmosphärischen Antrieb wird das Eisbojenfeld insgesamt weniger stark Richtung Süden verlagert, erfährt aber eine stärkere Scherung. Die geringere Verlagerung ist auf die geringere Windgeschwindigkeit zurückzuführen.

Durch die Vernachlässigung des ozeanischen Antriebs kommt es zu einer Reduktion der mittleren Eisdriftgeschwindigkeit um 6.5 cm/s. Die Änderung der Eisdriftrichtung ist we-

Modellrechnung mit veränderter	Eisbedeckung	Eisdicke	Zyklonenzugbahn	Eisoberflächen-temperatur	Ozeanströmung
Systematische Abweichung der Eisdriftgeschwindigkeit	- 2 cm/s	- 1 cm/s	- 5.3 cm/s	- 1 cm/s	- 6.5 cm/s
Korrelation der Eisdriftgeschwindigkeit	0.94	0.96	0.89	0.96	0.89
Korrelation der Eisdriftrichtung	0.93	0.99	0.83	0.99	0.96

Tabelle 5.2: Systematische Abweichung der Eisdriftgeschwindigkeit und Korrelation der Eisdriftgeschwindigkeit und -richtung zwischen Sensitivitätsstudien und Basissimulation als Mittel über das Auswertegbiet und 24 Stunden Simulationsdauer. Das Vorzeichen für die systematische Abweichung der Eisdriftgeschwindigkeit gibt an, ob diese eine Zunahme (+) oder Abnahme (-) gegenüber der Basissimulation zeigt.

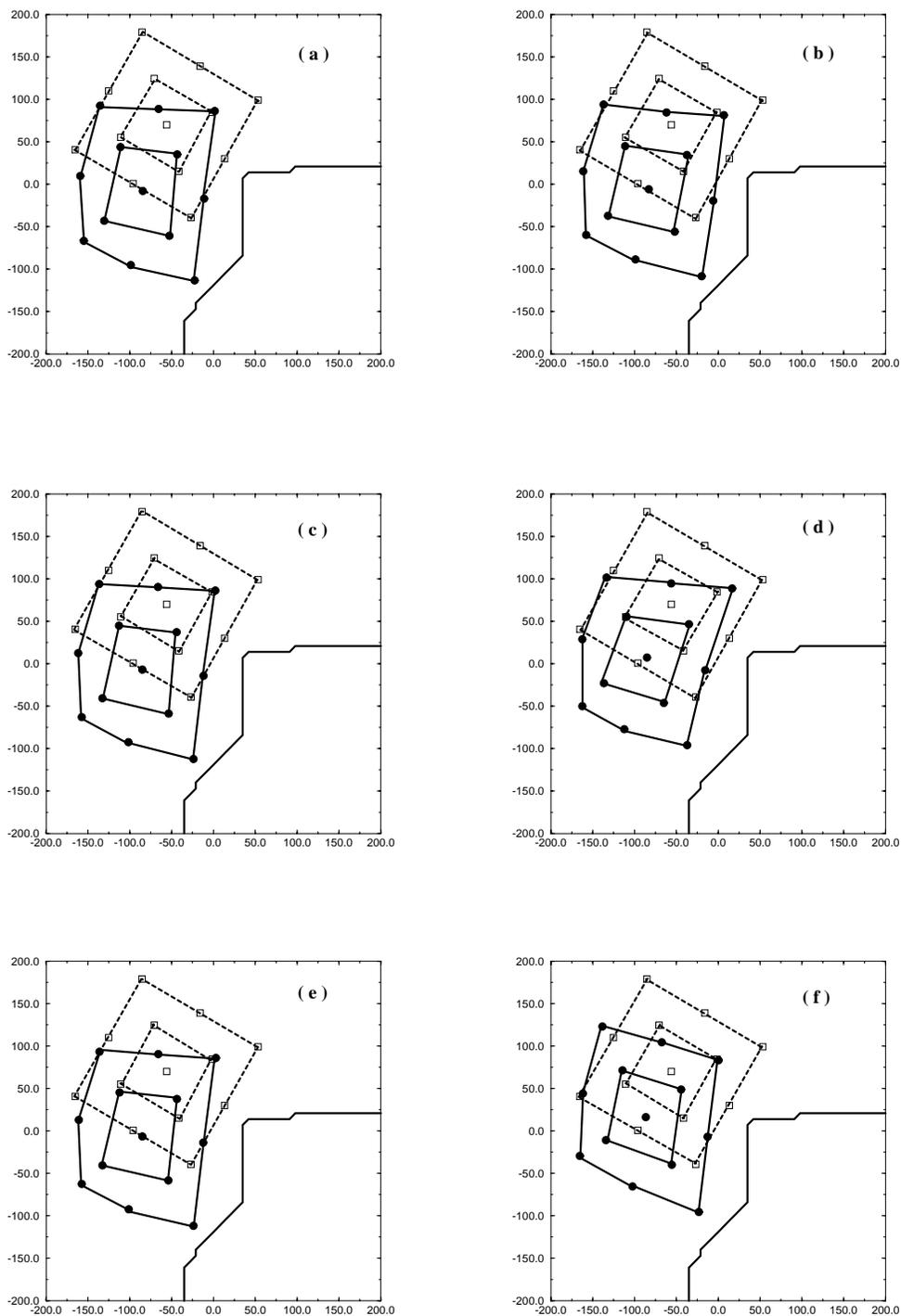


Abbildung 5.10: Verlagerung eines Eisdriftbojenfelds während einer Simulationsdauer von 24 Stunden in der Basissimulation (a) und den Sensitivitätsstudien mit verändertem Eisbedeckungsgrad (b), veränderter Eisdicke (c), Zyklonenzugbahn (d), Eisoberflächentemperatur (e) und Ozeanströmung (f). Dargestellt ist die Anfangskonfiguration der Driftbojen (□ und - -) sowie das Driftbojenfeld nach 24 Stunden Simulationsdauer (● und —). Dargestellt ist auch der Eisrand zu Beginn der Simulation (—).

niger gravierend (Korrelation 0.96, Tabelle 5.2), da ozeanischer und atmosphärischer Antrieb überwiegend in dieselbe Richtung wirken. Im Gebiet der Zyklonenzugbahn bedeutet die Vernachlässigung der Ozeanströmung nur eine geringe Änderung, da die Strömungsgeschwindigkeit in der Basissimulation in diesem Bereich gering ist. Dagegen wirkt der ozeanische Antrieb am westlichen und östlichen Rand am stärksten und verursacht am westlichen Rand des Modellgebiets eine zusätzliche Bewegung nach Süden. Das Fehlen dieses Antriebs führt zu einer Scherung des Bojenfelds, die in der Basissimulation nicht auftritt (Abbildung 5.10 f). Deutlich ist auch die geringere südliche Verlagerung des Felds aufgrund geringerer Eisdriftgeschwindigkeiten zu erkennen.

In der Simulation mit erhöhtem Eisbedeckungsgrad zeigt sich eine Verringerung der mittleren Eisdriftgeschwindigkeit und eine deutliche Veränderung der Eisdriftrichtung (Tabelle 5.2). Dies ist durch die zunehmende Bedeutung der internen Spannungen zu erklären. Während der Verlagerung findet eine gegenüber der Basissimulation veränderte Deformation des ursprünglichen Bojenfelds statt. Die Streckung des Felds, die in der Basissimulation zu beobachten ist, tritt mit höherer Eisbedeckung nicht so ausgeprägt auf (Abbildung 5.10 b).

Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien mit veränderter Eisdicke und Oberflächentemperatur zeigen geringe Abweichungen der mittleren Eisdriftgeschwindigkeit und -richtung (Tabelle 5.2). Wie in den anderen Sensitivitätsstudien treten aber lokal, besonders in der Nähe des Eisrands, deutliche Abweichungen auf.

Die Eisbedeckung

Die Änderung der Eisdrift wirkt sich auf die Eisbedeckung aus. In Abbildung 5.11 ist der Eisbedeckungsgrad nach 24 Stunden Simulationsdauer in den Ergebnissen der Basissimulation und der Sensitivitätsstudien dargestellt. Die stärksten Unterschiede in der Eisbedeckung treten in den Ergebnissen bei veränderter Zyklonenzugbahn und ozeanischer Strömung auf.

In der Simulation mit veränderter Zyklonenzugbahn kommt es zu Auflockerungen entlang des Eisrands, die aber nicht so stark ausgeprägt sind wie in der Basissimulation (Abbildung 5.11 d). Dagegen ist in Gebieten im Südwesten und im Nordosten des Modellgebiets, durch die sich die Zyklone in dieser Simulation im Gegensatz zur Basissimulation bewegt, eine Auflockerung der Eisbedeckung zu erkennen. Wie in der Basissimulation ist wiederum eine Auflockerung der Eisbedeckung entlang der Zyklonenzugbahn zu erkennen.

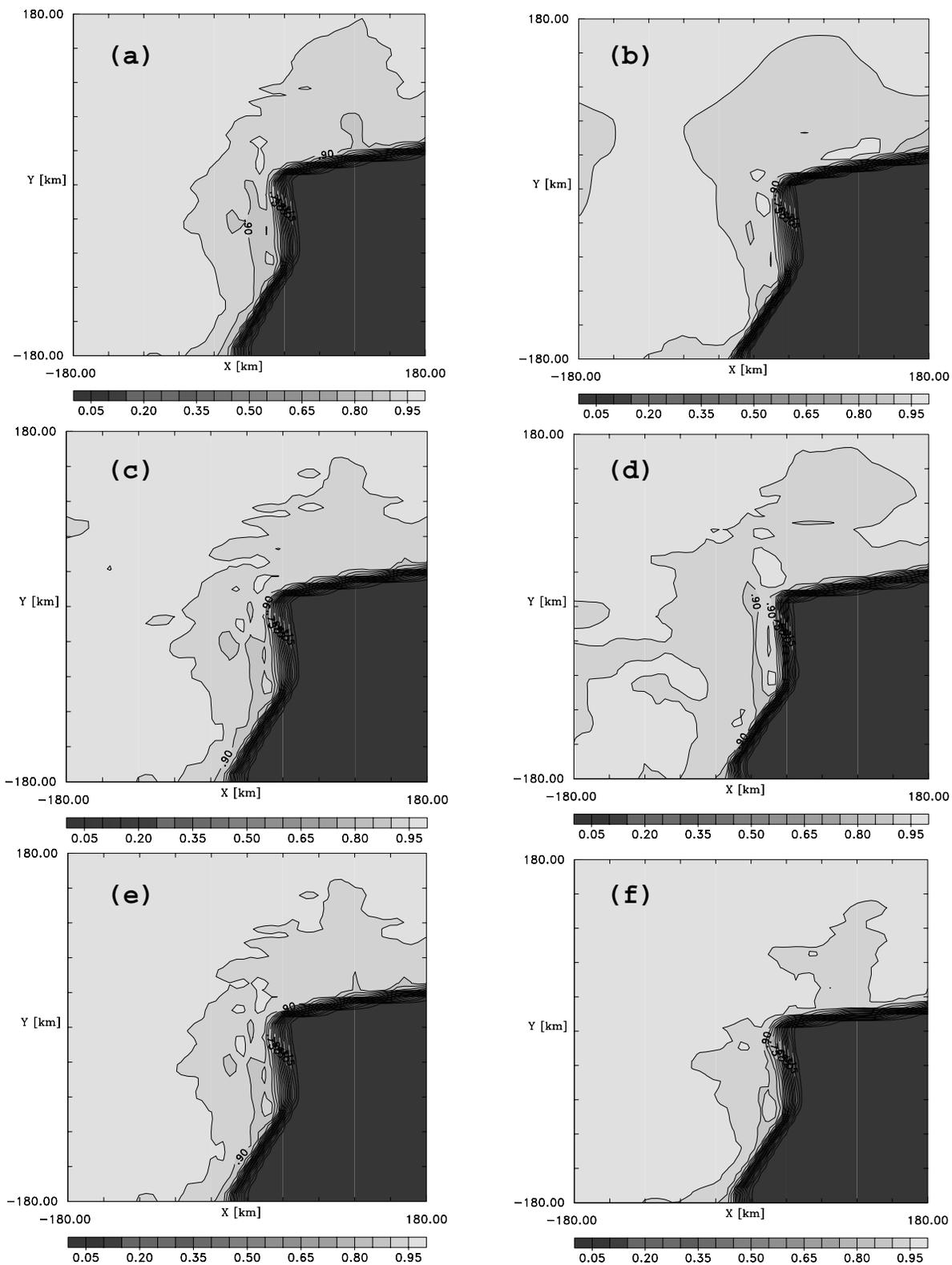


Abbildung 5.11: Eisbedeckungsgrad nach 24 Stunden Simulationsdauer in der Basisimulation (a) und den Sensitivitätsstudien mit verändertem Eisbedeckungsgrad (b), veränderter Eisdicke (c), Zyklonenzugbahn (d), Eisoberflächentemperatur (e) und Ozeanströmung (f). Im Falle des erhöhten Eisbedeckungsgrads wurde der Bedeckungsgrad in der Abbildung homogen um 0.03 verringert, um das Ergebnis vergleichbar zu machen. Die Isolinien liegen zwischen 0 und 1, Isolinienabstand 0.05.

Bei Vernachlässigung der Ozeanströmung wird durch die geringere Eisdriftgeschwindigkeit die Eisbedeckung deutlich weniger stark aufgelockert (Abbildung 5.11 f). Die Ergebnisse zeigen auch eine veränderte Verlagerung des Eisrands. Durch das Fehlen der Ozeanströmung wird der in Ost-West-Richtung verlaufende Eisrand weniger stark nach Norden bewegt. Dagegen bleibt die Verlagerung des in Nord-Süd-Richtung verlaufenden Eisrands relativ unbeeinflusst, da die in der Basissimulation vorgegebene Ozeanströmung in der Mitte des Modellgebiets nur geringe Werte aufweist.

Mit erhöhtem Eisbedeckungsgrad ergeben sich gegenüber der Basissimulation deutliche Unterschiede in der Struktur der Auflockerung (Abbildung 5.11 b). Die Gebiete mit verringertem Eisbedeckungsgrad, die in der Basissimulation in der Nähe des Eisrands auftreten, sind hier weniger ausgeprägt. In den Simulationen mit verändertem Oberflächen-temperaturfeld (Abbildung 5.11 e) und veränderter Eisdicke (Abbildung 5.11 c) sind nach 24 Stunden Simulationsdauer gegenüber der Basissimulation nur geringfügige Unterschiede in der Eisbedeckung zu erkennen.

Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien zeigen, daß für die Eisdrift und die Veränderung der Eisbedeckung aufgrund dynamischer Vorgänge insbesondere der atmosphärische und ozeanische Antrieb sowie der Eisbedeckungsgrad von Bedeutung sind.

5.3.2 Wärmeflüsse und Grenzschichtentwicklung

Die Änderung der Einflußfaktoren beeinflusst den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre (Tabelle 5.3). Dazu trägt auch die unterschiedliche Auflockerung der Eisbedeckung während des Zyklonendurchzugs und die unterschiedliche Eisrandverlagerung bei. Die Wirkung der mesoskaligen und großskaligen Einflußfaktoren auf die Wärmeflüsse und die Grenzschichtstruktur wird anhand des über das Auswertgebiet und die Simulationsdauer gemittelten Wärmeflusses, der räumlichen Verteilung des Wärmeflusses, der mittleren Grenzschichttemperatur und der Grenzschichthöhe untersucht.

Bei veränderter Zyklonenzugbahn verringert sich der mittlere Wärmefluß um fast 30 W/m^2 , wobei der Wärmetransport zum Eis abnimmt und der Wärmetransport in die Atmosphäre über dem Wasser um etwa 160 W/m^2 reduziert wird. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich die veränderte Temperaturadvektion, die zu unterschiedlichen Temperaturverteilungen führt (Tabelle 5.4) und somit den Wärmefluß modifiziert. Gleichzeitig verändert sich der Wärmetransport über die seitlichen Ränder und beeinflusst damit ebenfalls die Oberflächenwärmeflüsse. Die Sensitivitätsstudie zeigt die stärkste Änderung in

der räumlichen Verteilung des Wärmeflusses und der mittleren Grenzschichttemperatur. Die Temperatur in der Grenzschicht erhöht sich über Wasser um 3.5 K und über Eis um 3 K, was wahrscheinlich eine Folge der geringeren Grenzschichthöhe ist.

Die Erhöhung des Eisbedeckungsgrads führt wie erwartet zu einer Verringerung des Wärmeflusses in die Atmosphäre. Gleichzeitig ändert sich die räumliche Verteilung der Wärmeflüsse (Tabelle 5.3). Der Wärmefluß zum Eis wird verstärkt und führt zu niedrigeren Temperaturen in der Grenzschicht und zu geringeren Grenzschichthöhen (Tabelle 5.4). Gleichzeitig tritt über Wasser ein verstärkter Wärmefluß in die Atmosphäre auf, was wahrscheinlich auf die geringere Temperatur der durch abeisige Strömung über das Wasser transportierten Luft zurückzuführen ist. Über Wasser verringert sich die Grenzschichttemperatur um 0.3 K, während sie über Eis um 0.4 K reduziert ist.

Durch die Erhöhung der Eisdicke wird der mittlere Wärmefluß kaum verändert (1 W/m^2 , Tabelle 5.3). Auch die räumliche Verteilung der Wärmeflüsse zeigt nur geringe Abweichungen zur Basissimulation, da sich die Eisbedeckung gegenüber der der Basissimulation wenig geändert hat. Die Änderungen von Grenzschichttemperatur und Grenzschichthöhe gegenüber der Basissimulation sind gering.

	Basis- simula- tion	Eisbe- deckung	Eisdicke	Zyklonen- zugbahn	Eisober- flächen- temperatur	Ozean- strömung
Wärmefluß (Auswerte- gebiet) [W/m^2]	100	95	101	71	98	96
Wärmefluß (Wasser) [W/m^2]	590	614	598	433	594	601
Wärmefluß (Eis) [W/m^2]	-41	-48	-41	-34	-43	-43
Wärmeflußstandard- abweichung gegenüber Basislauf [W/m^2]	-	35	17	86	17	50

Tabelle 5.3: *Summe aus fühlbarem und latentem Oberflächenwärmefluß über 24 Stunden gemittelt. Räumliches Mittel über das Auswerteggebiet, über den Bereich offenen Wassers und über das eisbedeckte Gebiet für die Basissimulation und die Sensitivitätsstudien und die Standardabweichung des Wärmeflusses zwischen Sensitivitätsstudie und Basissimulation.*

Die Vernachlässigung der Ozeanströmung führt zu einer Abnahme des mittleren Wärmeflusses um 4 W/m^2 (Tabelle 5.3). Neben der Reduktion des mittleren Wärmeflusses treten gravierende Abweichungen in der räumlichen Verteilung der Wärmeflüsse auf, die durch die veränderte Auflockerung der Eisbedeckung gegenüber der Basissimulation erklärt werden können. Die veränderte räumliche Verteilung wirkt sich allerdings nur geringfügig auf die mittleren Grenzschichttemperaturen und die Grenzschichthöhe aus. Die Grenzschichttemperatur über Wasser und eisbedecktem Gebiet nimmt leicht ab (Tabelle 5.4).

Durch die Veränderung der Anfangsoberflächentemperatur treten sowohl für die Wärmeflüsse als auch die Grenzschichttemperatur und -höhe nur geringe Unterschiede zur Basissimulation auf. Dies läßt sich darauf zurückführen, daß die Eisoberflächentemperatur durch den Energieaustausch an der Oberfläche bestimmt wird und sich dadurch schnell der Oberflächentemperatur in der Basissimulation anpaßt.

	Basissimulation	Eisbedeckung	Eisdicke	Zyklonenzugbahn	Eisoberflächen-temperatur	Ozeanströmung
Temperatur in der Grenzschicht über Wasser [K]	255.7	255.2	255.6	258.9	255.7	255.5
Temperatur in der Grenzschicht über Eis [K]	255.4	255.0	255.2	257.3	255.3	255.2
Korrelation der Temperatur in der Grenzschicht		0.97	0.98	0.91	0.98	0.98
Mittlere Grenzschichthöhe über Wasser [m]	1917	1827	1901	1450	1928	1894
Mittlere Grenzschichthöhe über Eis [m]	52	50	53	49	53	52

Tabelle 5.4: *Potentielle Temperatur und Grenzschichthöhe über 24 Stunden Simulationsdauer gemittelt. Räumliches Mittel über das Gebiet offenen Wassers und das eisbedeckte Gebiet und die Korrelation der Grenzschichttemperatur im Auswertebereich der Ergebnisse der Sensitivitätsstudien mit denen der Basissimulation.*

In allen Simulationen sind starke lokale Abweichungen, insbesondere im Eisrandbereich, zu beobachten, die für den Wärmefluß Werte über 1000 W/m^2 annehmen können. Die Wärmeflüsse werden insbesondere durch den mittleren Eisbedeckungsgrad und den horizontalen Transport vom und auf das Eis bestimmt. Dies zeigen die starken Änderungen in den Sensitivitätsrechnungen mit veränderter Zyklonenzugbahn und Eisbedeckung. Die Simulation mit vernachlässigter Ozeanströmung zeigt, daß auch bei schwachen Abweichungen in den mittleren Flüssen durch Änderungen der Eisverteilung deutliche Veränderungen der räumlichen Verteilung der Wärmeflüsse auftreten können. Allerdings beeinflussen diese die Entwicklung der Grenzschicht nur lokal und wirken nicht auf die mittleren Temperaturen und Grenzschichthöhen.

5.3.3 Entwicklung der Zyklone

Vergleicht man die Zyklonenentwicklung in der Basissimulation und den Sensitivitätsstudien anhand der zeitlichen Entwicklung des Kerndrucks und der Zyklonenzugbahn, so ergeben sich nur in den Simulationen mit veränderter großskaliger Zyklonenzugbahn und mit veränderter Eisbedeckung deutliche Unterschiede (Abbildung 5.12).

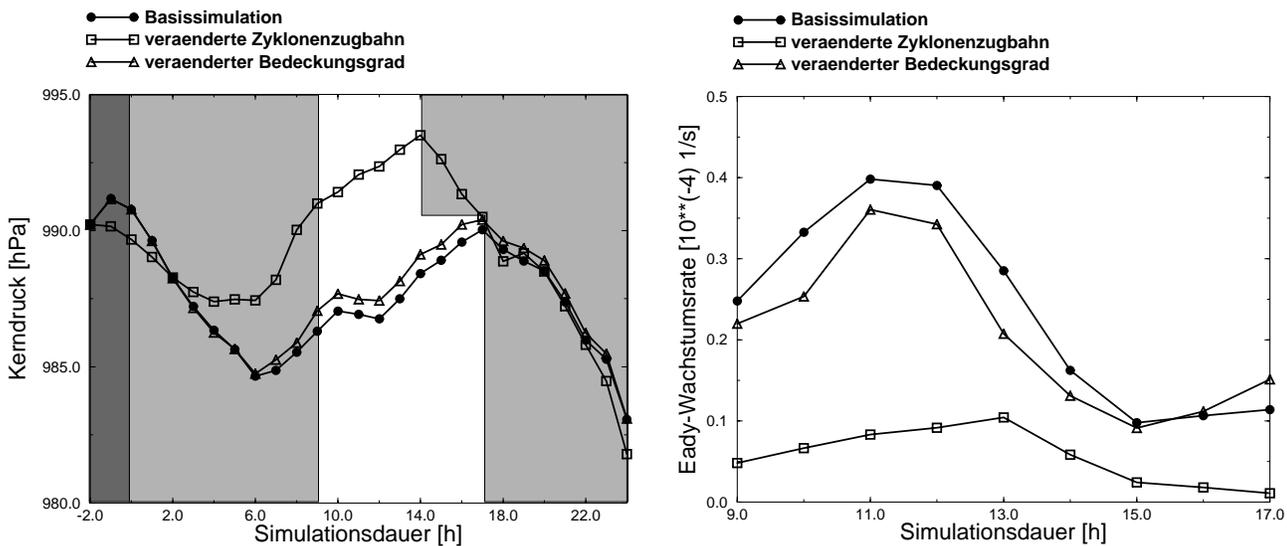


Abbildung 5.12: Zeitlicher Verlauf des minimalen Bodendrucks (links) und der Eady-Wachstumsrate (rechts) in der Basissimulation (●), der Sensitivitätsstudie mit veränderter Eisbedeckung (Δ) und Zyklonenzugbahn (□). Der dunkel hinterlegte Bereich markiert die Zeit, in der die Vorrechnung stattfindet. Der hell hinterlegte Bereich markiert die Zeiträume, in denen die Zyklone außerhalb des Auswertebereichs liegt.

In der Simulation mit vernachlässigter Ozeanströmung verläuft die Zyklonenentwicklung ähnlich der in der Basissimulation. Daß die Abweichungen in der räumlichen Verteilung der Wärmeflüsse zu keiner Änderung führen, weist darauf hin, daß der Einfluß der kleinräumigen Verteilung der Wärmeflüsse auf die Entwicklung der Zyklone gering ist. Abbildung 5.12 zeigt den zeitlichen Verlauf des Kerndrucks und der Eady-Wachstumsrate in der Basissimulation, der Simulation mit veränderter Zyklonenzugbahn und mit verändertem Eisbedeckungsgrad. In fast allen Simulationen liegt die Zyklone im Zeitraum zwischen 9 und 17 Stunden Simulationsdauer innerhalb des Auswertebiets. Lediglich in der Simulation mit veränderter Zyklonenzugbahn wird die Zyklone bereits nach 15 Stunden Simulationsdauer durch die Randwerte beeinflusst.

In der Simulation mit veränderter Zugbahn liegt der Kerndruck schon zu Beginn des Auswertungszeitraums etwa 5 hPa über dem Kerndruck in der Basissimulation. In dem Zeitraum, in dem sich die Zyklone im Auswertebiet befindet, ist der zeitliche Verlauf des Kerndrucks verändert (Abbildung 5.12, links). Im Gegensatz zur Basissimulation, in der zwischen 10 und 12 Stunden Simulationsdauer eine leichte Vertiefung des Kerndrucks auftritt, ist mit veränderter Zugbahn eine kontinuierliche Druckzunahme zu beobachten. Die Eady-Wachstumsrate bleibt durchgängig deutlich geringer als in der Basissimulation. Die Zyklonenzugbahn verläuft zunächst über Eis. Dann wird die Zugbahn, wie auch in der Basissimulation, durch den Eisrand beeinflusst, so daß sich die Zyklone zwischen 10 und 13 Stunden Simulationsdauer entlang des Eisrands bewegt (Abbildung 5.13).

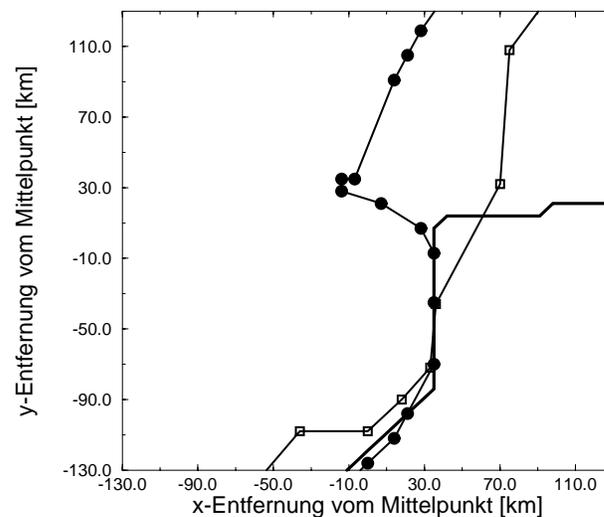


Abbildung 5.13: Zugbahn der simulierten Zyklone in der Basissimulation (●) und in der Sensitivitätsstudie mit veränderter Zyklonenzugbahn (□). Die Linie kennzeichnet die Lage des Eisrands in der Basissimulation.

Die Zeitspanne, während der sich die Zyklone entlang des Eisrands bewegt, ist damit kürzer als in der Basissimulation. Darüber hinaus ist der Temperaturgradient im Bereich des Eisrands aufgrund geringerer Wärmeflüsse und veränderter Temperaturadvektion geringer, wodurch die Eady-Wachstumsrate klein bleibt. Beide Faktoren tragen dazu bei, daß ein kontinuierliches Auffüllen der Zyklone erfolgt. Nach 15 Stunden Simulationsdauer tritt mit veränderter Zugbahn eine starke Vertiefung des Kerndrucks ein, die im Basislauf erst später und weniger ausgeprägt zu erkennen ist. Diese Vertiefung beruht auf dem Einfluß der Randwerte, da die Zyklone bei veränderter Zugbahn bereits nach 15 Stunden Simulationsdauer außerhalb des Auswertebiets liegt. Die unterschiedliche Entwicklung der Zyklone führt zu starken Unterschieden im Windfeld. Der über das Auswertebiet gemittelte Wind in 10 m Höhe zeigt eine um bis zu 4 m/s verringerte Geschwindigkeit im Lauf mit veränderter Zyklonenzugbahn.

Die zeitliche Entwicklung des Kerndrucks in der Simulation mit erhöhter Eisbedeckung zeigt große Ähnlichkeit mit der in der Basissimulation (Abbildung 5.12). Aufgrund geringfügig kleinerer Eady-Wachstumsraten liegt der Kerndruck um etwa 0.5 hPa über dem der Basissimulation und zeigt eine zeitlich nahezu konstante Abweichung. Auch die Eady-Wachstumsrate zeigt einen ähnlichen zeitlichen Verlauf und unterscheidet sich nur im Betrag. Die Zyklonenzugbahn zeigt nahezu keine Unterschiede, da sie durch die synoptische Situation und die Lage des Eisrands bestimmt wird, die gegenüber der Basissimulation nur geringfügig verändert sind. Der Eisbedeckungsgrad wurde innerhalb der Genauigkeit verändert, mit der er gewöhnlich bekannt ist. Diese Änderung des Eisbedeckungsgrads ändert die Zyklonenentwicklung nicht qualitativ, aber durch den Einfluß auf die Wärmeflüsse über eisbedecktem Gebiet und über Wasser wird die Ausbildung von Gebieten verstärkter Baroklinität und damit die Druckabnahme beeinflusst.

5.3.4 Bedeutung des Eisrands

Die Basissimulation hat gezeigt, daß es im Bereich des Eisrands zur Ausbildung einer baroklinen Zone und zur Vertiefung des Kerndrucks kommt. In den Ergebnissen der Sensitivitätsstudien war darüber hinaus der Einfluß des Eisrands auf die Zyklonenzugbahn zu erkennen. In einer weiteren Simulation soll die Bedeutung des Eisrands näher untersucht werden. Dabei wird die Eismasse im Modellgebiet etwa konstant gehalten, die Eisverteilung aber so geändert, daß kein Gebiet offenen Wassers existiert. Die Eisbedeckung wird homogen mit 75 % vorgegeben.

Der Vergleich der Ergebnisse mit vorgegebenem Eisrand und mit homogener Eisbedeckung zeigt den starken Einfluß der Eisverteilung auf die Zyklonenentwicklung. Erwartungsgemäß führt die Änderung der Eisbedeckung zu gravierenden Änderungen in den Wärmeflüssen, der Grenzschichttemperatur und den Grenzschichthöhen (Tabelle 5.5). Nicht nur die mittleren Werte, auch die räumliche Verteilung der Wärmeflüsse und der Temperatur in der Grenzschicht weisen sehr starke Differenzen auf (Tabelle 5.5).

Die Änderungen von Wärmeflüssen und Temperaturverteilung beeinflussen die Zyklonenentwicklung deutlich. Die zeitliche Entwicklung des Kerndrucks (Abbildung 5.14, links) zeigt bereits zu Beginn des Auswertungszeitraums eine Differenz von 2 hPa. Im Auswertungszeitraum verläuft die zeitliche Entwicklung des Kerndrucks sehr unterschiedlich. In der Basissimulation findet zunächst eine Vertiefung des Kerndrucks während der Bewegung entlang des Eisrandbereichs statt. In der Simulation mit homogener Eisbedeckung ist in diesem Zeitraum ein kontinuierlicher Anstieg des Kerndrucks zu beobachten. Die Eady-Wachstumsrate ist zunächst deutlich geringer als in der Basissimulation (Abbildung 5.14, rechts).

	Basissimulation	homogene Eisbedeckung
Wärmefluß (Modellgebiet) [W/m ²]	100	213
Wärmefluß (Wasser) [W/m ²]	590	-
Wärmefluß (Eis) [W/m ²]	-41	213
Standardabweichung des Wärmeflusses [W/m ²]	316	
Temperatur in der Grenzschicht über Wasser [K]	255.7	-
Temperatur in der Grenzschicht über Eis [K]	255.4	253.8
Korrelation der Grenzschichttemperatur	0.34	
Mittlere Grenzschichthöhe über Wasser [m]	1917	-
Mittlere Grenzschichthöhe über Eis [m]	52	1864

Tabelle 5.5: *Summe aus fühlbarem und latentem Oberflächenwärmefluß als räumliches Mittel über das Auswertgebiet, Summe aus fühlbarem und latentem Oberflächenwärmefluß, Grenzschichttemperatur und Grenzschichthöhe als räumliches Mittel über offenem Wasser und über eisbedecktem Gebiet für die Basissimulation und die Sensitivitätsstudie, die Standardabweichung des Wärmeflusses und die Korrelation der Grenzschichttemperatur.*

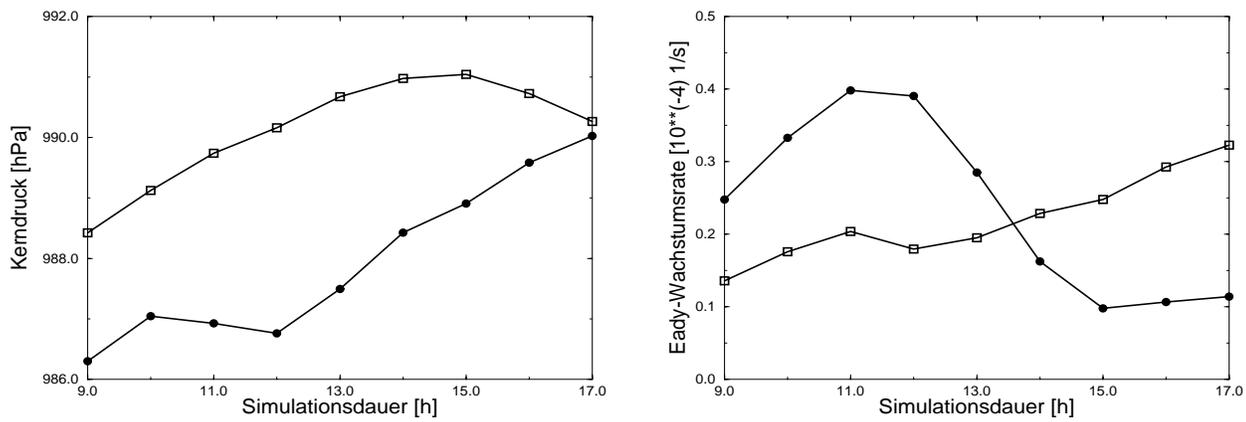


Abbildung 5.14: Zeitlicher Verlauf des Kerndrucks (links) und der Eady-Wachstumsrate (rechts) in der Basissimulation (●) und der Simulation mit homogener Eisbedeckung (□).

Nach etwa 14 Stunden Simulationsdauer wird die Eady-Wachstumsrate in der Simulation mit homogener Eisbedeckung größer als in der Basissimulation. Im Druckverlauf ist zu erkennen, daß der Kerndruck zunächst weniger stark ansteigt und sich dann vertieft. Durch die Auflockerung der Eisbedeckung und Temperaturtransport ist ein Gebiet erhöhter Baroklinität entstanden. Die Ergebnisse der Simulation zeigen, daß Gebiete erhöhter Baroklinität nicht nur im Eisrandbereich auftreten, sondern auch durch Auflockerung der Eisbedeckung entstehen und eine Vertiefung des Kerndrucks verursachen können.

Auch die räumliche Verteilung der Druckgradienten wird stark beeinflusst (Abbildung 5.15). Während in der Basissimulation der Bereich höherer Gradienten südwestlich des Zyklonenkerns zu erkennen ist, zeigt die Simulation mit homogener Eisbedeckung kein Gebiet mit ausgeprägter Verstärkung der Druckgradienten. Darüber hinaus zeigen die Druckgra-

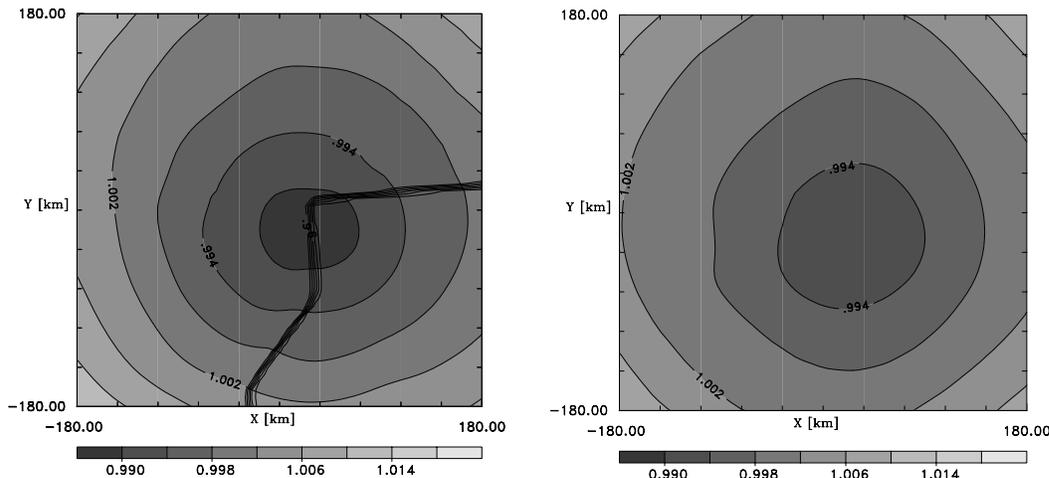


Abbildung 5.15: Bodendruck in der Simulation mit vorgegebenem Eisrand (links) und mit einer homogenen Anfangseisbedeckung von 75 % nach 12 Stunden Simulationsdauer. Isolinen von 986 hPa bis 1020 hPa, Isolinenabstand 4 hPa.

dienten der Basissimulation lokale Strukturen im Bereich des Eisrands. Durch die unterschiedliche Entwicklung der Zyklone wird auch das Windfeld beeinflusst. Die über das Auswertebiet gemittelte Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe weist im Laufe der Simulation Unterschiede bis zu 2 m/s auf.

Die Zugbahn in der Simulation ohne Eisrand (Abbildung 5.16) verläuft um etwa 40 km weiter westlich als in der Basissimulation, in der sich sich die Zyklone entlang des Eisrands bewegt. Diese Simulation bestätigt den Einfluß des Eisrandbereichs auf die Zyklonenzugbahn. Die Tatsache, daß der Eisrand die Zyklonenzugbahn beeinflusst, auf die Vertiefung der Zyklone und auf die mit ihr verbundenen Windgeschwindigkeiten wirkt, zeigt seine große Bedeutung für die Entwicklung polarer Mesozyklonen.

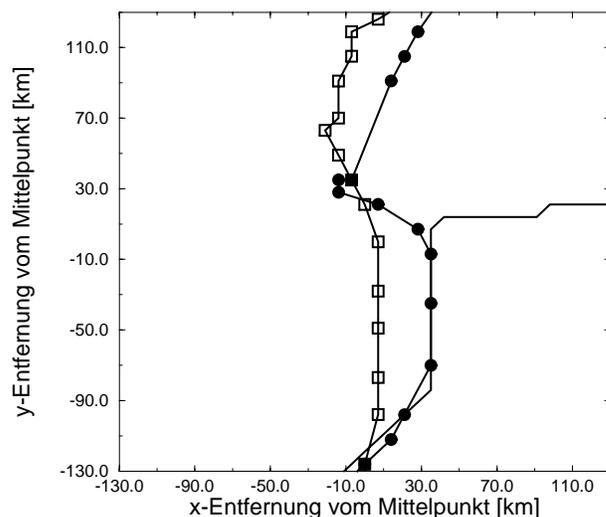


Abbildung 5.16: Zugbahn der simulierten Zyklone in der Basissimulation (●) und in der Sensitivitätsstudie mit homogener Eisbedeckung (□). Die Linie kennzeichnet die Lage des Eisrands in der Basissimulation.

5.4 Bedeutung der Wechselwirkung Zyklone-Eis

Die Sensitivitätsstudien wurden mit gekoppeltem Atmosphäre-Eismodell durchgeführt und berücksichtigen damit die zwischen Zyklone und Eis auftretende Wechselwirkung. Es ist allerdings nicht möglich, den Einfluß der veränderten Parameter von der Bedeutung der Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung zu trennen. Um die Bedeutung der Wechselwirkung zu untersuchen, werden Sensitivitätsstudien mit festgehaltener Anfangseisbedeckung und Berücksichtigung der Wechselwirkung von Zyklone und

Eisbedeckung durch Kopplung mit dem Eismodell durchgeführt. Die Simulation mit festgehaltener Anfangseisbedeckung wurde mit homogener Anfangseisbedeckung wiederholt, um die Bedeutung unterschiedlicher Eisbedeckung auf die Wechselwirkung von Zyklone und Eis zu untersuchen.

Die Durchführung der Basissimulation mit festgehaltener Anfangseisbedeckung führt zu deutlichen Unterschieden in den Wärmeflüssen (Tabelle 5.6). Über Eis ergeben sich bei festgehaltener Anfangseisbedeckung stärkere zum Eis und über Wasser stärkere in die Atmosphäre gerichtete Wärmeflüsse. Dies beruht darauf, daß in der Basissimulation durch den Zyklonendurchzug eine Auflockerung der Eisbedeckung stattfindet, die zu einer Reduktion der Wärmeflüsse über eisbedecktem Gebiet führt. Der stärkere Fluß über Wasser bei festgehaltener Eisbedeckung erklärt sich aus den geringeren Grenzschichttemperaturen über Eis, so daß sich bei abeisiger Strömung der Temperaturkontrast zwischen Oberflächentemperatur und darüberliegender Luftschicht verstärkt. Durch den stärkeren Wärmetransport zum Eis ist die Temperatur in der Grenzschicht über Eis etwas geringer als in der Simulation mit gekoppeltem Eismodell (Tabelle 5.6).

	Basissimulation	Basissimulation ohne Eismodell	75 % Eisbedeckung mit Eismodell	75 % Eisbedeckung ohne Eismodell
Wärmefluß (Modellgebiet) [W/m ²]	100	88	213	143
Wärmefluß (Wasser) [W/m ²]	590	621	-	-
Wärmefluß (Eis) [W/m ²]	-41	-50	213	143
Wärmeflußstandardabweichung [W/m ²]	98		93	

Tabelle 5.6: *Summe aus fühlbarem und latentem Oberflächenwärmefluß über 24 Stunden gemittelt. Räumliches Mittel über das Auswerteggebiet, über den Bereich offenen Wassers und über das eisbedeckte Gebiet für die Simulationen mit gekoppeltem Eismodell und mit festgehaltener Anfangseisbedeckung und die Standardabweichung des Wärmeflusses zwischen den Simulationen mit gekoppeltem Eismodell und mit festgehaltener Anfangseisbedeckung.*

Auch über Wasser ist die mittlere Temperatur in der Grenzschicht geringer. Die Differenz bildet sich in der zweiten Hälfte der Simulationsperiode aus, in der eine abeisige Strömung auftritt und zu einem Transport kälterer Luft über das Wasser führt. Die Temperatur zeigt deutliche Unterschiede in der räumlichen Verteilung (Korrelationskoeffizient 0.96, Tabelle 5.7). Die mittleren Grenzschichthöhen sind in der Simulation mit festgehaltener Eisbedeckung etwas geringer als in den Ergebnissen mit Eismodell.

Die Änderungen der Wärmeflüsse und der Grenzschichtstruktur wirken sich auf die Zyklonenentwicklung aus. In Abbildung 5.17 ist die zeitliche Entwicklung des Kerndrucks in der Basissimulation und der Simulation mit festgehaltener Anfangseisbedeckung dargestellt. Im Kerndruck sind Unterschiede von etwa 1 hPa zu erkennen, wobei die Basissimulation einen tieferen Kerndruck aufweist. Die Vertiefung der Zyklone, die in der Basissimulation im Zeitraum zwischen 10 und 12 Stunden Simulationsdauer auftritt, findet in der Simu-

	Basissimulation	Basissimulation ohne Eismodell	75% Eisbedeckung mit Eismodell	75% Eisbedeckung ohne Eismodell
Temperatur in der Grenzschicht über Wasser [K]	255.7	255.4	-	-
Temperatur in der Grenzschicht über Eis [K]	255.4	255.0	253.8	253.3
Korrelation der mittleren Temperatur in der Grenzschicht	0.96		0.99	
Mittlere Grenzschichthöhe über Wasser [m]	1917	1869	-	-
Mittlere Grenzschichthöhe über Eis [m]	52	50	1864	1579

Tabelle 5.7: *Potentielle Temperatur und Grenzschichthöhe über 24 Stunden Simulationsdauer gemittelt. Räumliches Mittel über das Gebiet offenen Wassers und das eisbedeckte Gebiet für die Simulationen mit gekoppeltem Eismodell und mit festgehaltener Anfangseisbedeckung und die Korrelation der Grenzschichttemperatur im Auswertgebiet.*

lation mit konstanter Eisbedeckung nicht statt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich in der Simulation mit Eismodell am Eisrand ein Gebiet stärkerer Baroklinität ausgebildet hat. Im weiteren Verlauf ist die zeitliche Entwicklung des Drucks ähnlich.

Die räumliche Struktur der Druckgradienten und das Windfeld unterscheiden sich in beiden Simulationen kaum (hier nicht gezeigt). Solange sich die Zyklone in der Simulation entlang des Eisrands bewegt, weist die Zyklonenzugbahn Unterschiede von 20 km auf, die auf die unterschiedliche Lage des Eisrands zurückzuführen sind (Abbildung 5.17, rechts). Ähnlich wie bei der Veränderung des Eisbedeckungsgrads zeigt diese Sensitivitätssimulation keine grundsätzlich veränderte Entwicklung der Zyklone, sondern vor allem einen Einfluß auf die Intensität der Entwicklung.

Die Simulation mit homogener Anfangseisbedeckung zeigt deutlich die Auflockerung der Eisbedeckung entlang der Zyklonenzugbahn (Abbildung 5.18). Die Wärmeflüsse sind in dieser Simulation in die Atmosphäre gerichtet. Der Vergleich der Wärmeflüsse in der Simulation mit gekoppeltem Eismodell und mit festgehaltener Anfangseisbedeckung zeigt, daß sich aufgrund der zusätzlichen Auflockerung beim Durchzug der Zyklone der Wärmefluß in die Atmosphäre um 70 W/m^2 verstärkt hat (Tabelle 5.6). Dies führt zu einer höheren Grenzschichttemperatur und einer höheren Grenzschicht (Tabelle 5.7). Zusätzlich kommt es zu einer veränderten räumlichen Verteilung der Wärmeflüsse (Tabelle 5.6).

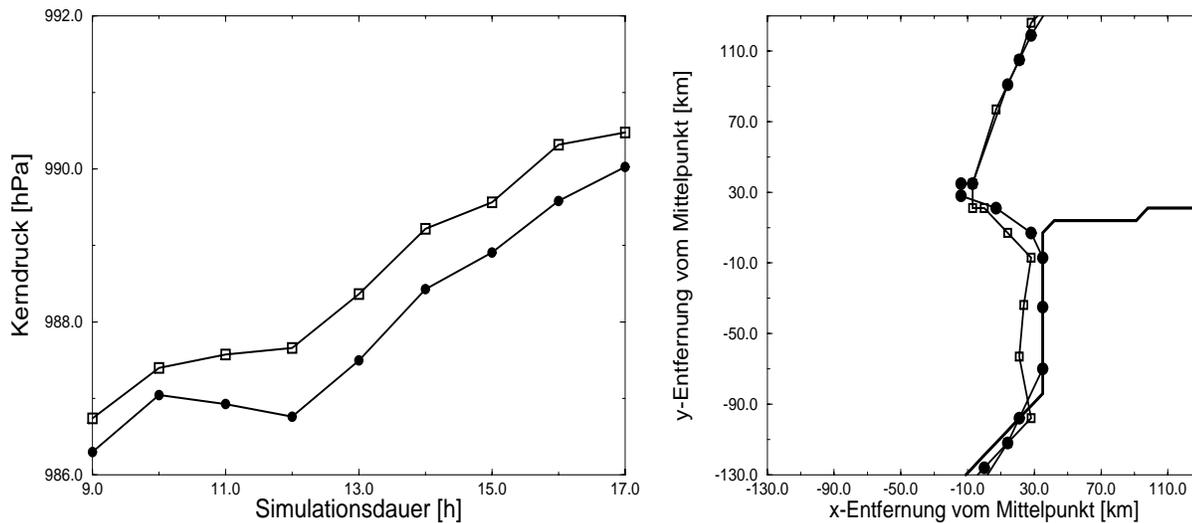


Abbildung 5.17: Zeitlicher Verlauf des Kerndrucks (links) und der Zyklonenzugbahn (rechts) in der Basissimulation (●) und in der Simulation mit konstant gehaltener Eisbedeckung (□).

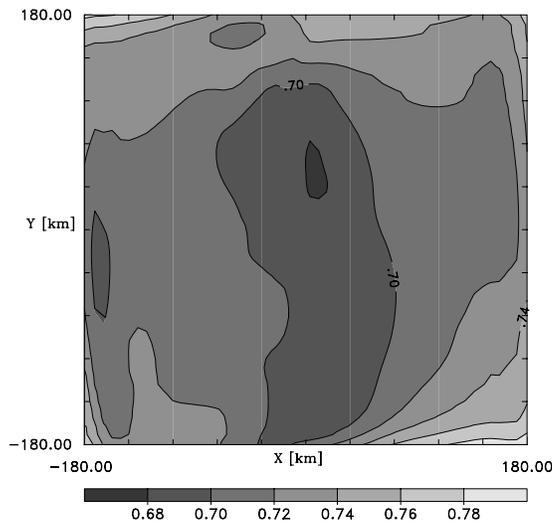


Abbildung 5.18: Eisbedeckungsgrad in der Simulation mit homogener Anfangseisbedeckung von 75 % und gekoppeltem Eismodell nach 24 Stunden Simulationsdauer. Iso-linien von 0.66 bis 0.78, Abstand 0.02.

In der Simulation mit homogener Eisbedeckung treten zwischen der Simulation mit festgehaltener und zeitlich veränderlicher Eisbedeckung Abweichungen im Kerndruck von etwa 0.5 hPa auf. Der Vergleich des zeitlichen Verlaufs des Kerndrucks (Abbildung 5.19, links) zeigt, daß die Vertiefung des Kerndrucks nach etwa 15 Stunden Simulationsdauer, der in der Simulation mit Eismodell zu beobachten ist, bei konstant gehaltener Anfangseisbedeckung nicht auftritt.

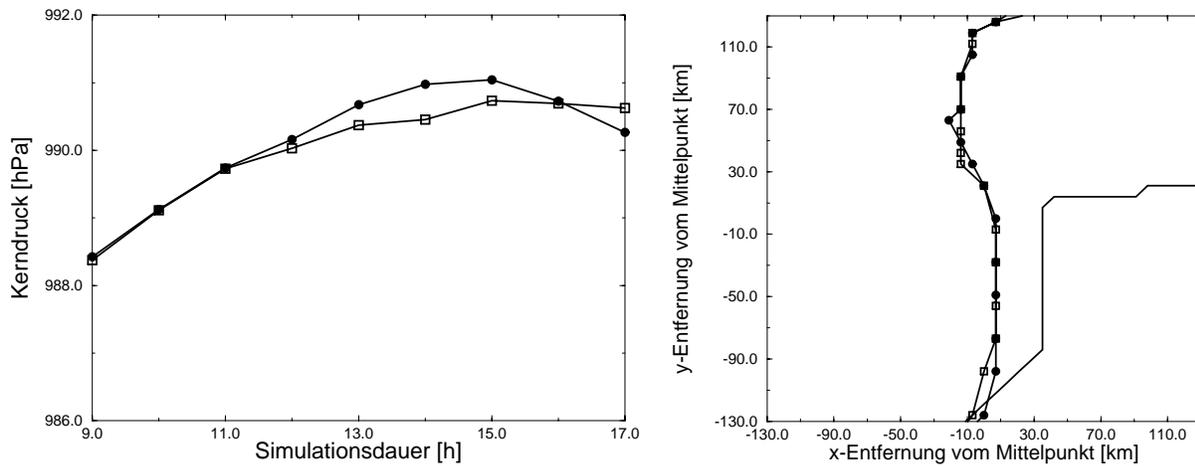


Abbildung 5.19: Zeitlicher Verlauf des Kerndrucks (links) und der Zyklonenzugbahn (rechts) in der Simulation mit homogener Eisbedeckung mit gekoppeltem Eismodell (●) und mit konstant gehaltener Eisbedeckung (□). Die Lage des Eisrands in der Basissimulation ist hier zur Information eingetragen.

Die Druckgradienten sind in beiden Simulationen sehr ähnlich (nicht dargestellt) und die Zyklonenzugbahn wird kaum beeinflusst (Abbildung 5.19, rechts). Der veränderte zeitliche Verlauf des Drucks deutet darauf hin, daß die Auflockerung der Eisbedeckung zu veränderten Wärmeflüssen und Temperaturverteilungen beitragen kann, die wiederum die Zyklonenentwicklung verändern. Die in diesem Fall beobachtete Veränderung des Druckverlaufs kann bei Betrachtung eines längeren Zeitraums zu einer grundsätzlichen Änderung der Zyklonenentwicklung führen.

5.5 Bewertung der Einflußfaktoren

Das Ergebnis der Sensitivitätsstudien zeigt, daß die sich aufgrund barokliner Instabilität entwickelnde Zyklone am deutlichsten durch die Veränderung der Zyklonenzugbahn und die Vorgabe einer homogenen Eisverteilung beeinflusst wird. Die Erhöhung des Eisbedeckungsgrads bewirkt keine grundsätzliche Veränderung der Zyklonenentwicklung, wirkt sich aber auf die Intensität aus. Die Vernachlässigung der Ozeanströmung, die Erhöhung der Eisdicke und eine veränderte Initialisierung der Eisoberflächentemperatur beeinflussen die Zyklonenentwicklung kaum.

Durch die unterschiedliche Zugbahn der Zyklone kommt es zu einer qualitativen Veränderung der Zyklonenentwicklung. Die Zyklone bewegt sich zunächst über den eisbedeckten Teil des Modellgebiets, während ihre Zugbahn zwischen 10 und 13 Stunden Simulationsdauer wie in der Basissimulation durch den Eisrand bestimmt wird. Durch die geringeren Temperaturgradienten im Eisrandbereich und die kürzere Zeitspanne, in der sich die Zyklone, verglichen mit der Basissimulation, entlang des Eisrands bewegt, tritt keine Vertiefung des Kerndrucks auf. Die Zyklone zeigt eine kontinuierliche Zunahme des Kerndrucks. Durch die unterschiedliche Zyklonenentwicklung wird die Windgeschwindigkeit deutlich reduziert, so daß der über das Auswertgebiet gemittelte bodennahe Wind zeitweise um 4 m/s geringer ist als in der Basissimulation. Die Simulation zeigt, daß auch bei veränderter Zyklonenzugbahn der Eisrandbereich die Zugbahn beeinflusst. Durch die Unterschiede in den Wärmeflüssen und die veränderte Temperaturadvektion haben sich am Eisrand keine Bedingungen ausgebildet, die zu einer Vertiefung der Zyklone führen.

Ebenso wie in der Simulation mit veränderter Zugbahn zeigt auch die Simulation mit homogen vorgegebener Anfangseisbedeckung zunächst keine Vertiefung des Kerndrucks, wie sie in der Basissimulation im Bereich des Eisrands auftritt. Im weiteren Verlauf bil-

det sich durch die Auflockerung der Eisbedeckung während des Zyklonendurchzugs ein Temperaturgradient aus, der zu einem Anwachsen der Eady-Wachstumsrate und zu einer Vertiefung der Zyklone führt. Die unterschiedliche Entwicklung der Zyklone beeinflusst das Windfeld. Es treten Abweichungen des über das Auswertgebiet gemittelten bodennahen Winds von bis zu 2 m/s auf. Die Zyklonenzugbahn ist gegenüber der Basissimulation, in der sich die Zyklone entlang des Eisrands bewegt, um etwa 40 km nach Westen verlagert. Der Vergleich der Basissimulation und der Simulation mit homogener Eisbedeckung zeigt den Einfluß des Eisrandbereichs, der einerseits zur Vertiefung des Kerndrucks beiträgt und andererseits die Zyklonenzugbahn beeinflusst. Im Falle homogener Anfangseisbedeckung führt die mit dem Zyklonendurchzug verbundene Eisauflockerung zur Ausbildung einer baroklinen Zone über eisbedecktem Gebiet. Dadurch wird die Zyklonenentwicklung beeinflusst und es kommt zu einer Vertiefung des Kerndrucks, die in der Basissimulation nicht zu beobachten ist. Dies ist wahrscheinlich eine Folge der stärkeren Auflockerung bei geringerer Eisbedeckung.

Durch die Erhöhung des Eisbedeckungsgrads verstärkt sich der Unterschied der Wärmeflüsse über Eis und Wasser, was aber nicht zu einer Erhöhung der Eady-Wachstumsrate führt. Die überwiegende Zeit bleibt die Eady-Wachstumsrate geringer als in der Basissimulation und die geringere Vertiefung führt zu Abweichungen im Kerndruck von etwa 0.5 hPa. Die zeitliche Entwicklung der Eady-Wachstumsrate und der Druckentwicklung ist in beiden Simulationen sehr ähnlich. Die Zyklonenzugbahn und der Wind zeigen nur geringfügige Abweichungen gegenüber der Basissimulation. Im Gegensatz zu den Simulationen mit veränderter Zyklonenzugbahn und homogener Eisverteilung führt der veränderte Eisbedeckungsgrad nicht zu einer qualitativen Veränderung sondern lediglich zur Abschwächung der Zyklonenentwicklung. Die Veränderung des Eisbedeckungsgrads liegt unterhalb der Genauigkeit, mit der die Eisbedeckung gewöhnlich bekannt ist. Somit zeigt die Simulation, daß bereits die Unsicherheit in der Vorgabe der Anfangseisbedeckung einen Einfluß auf die Zyklonenentwicklung hat.

Die Vernachlässigung der Ozeanströmung führt zu einer Veränderung der kleinräumigen Verteilung der Wärmeflüsse, während die mittleren Wärmeflüsse und Temperaturen wenig beeinflusst werden. Die lokalen Änderungen im Bereich der Zyklone sind vernachlässigbar, da die Ozeanströmungsgeschwindigkeit entlang der Zyklonenzugbahn gering ist. Die Entwicklung der Zyklone wird durch kleinräumige Änderungen der Wärmeflüsse nur geringfügig beeinflusst. Berücksichtigt man Wolkenbildung, so daß eine Entwicklung der Zyklone aufgrund von Mechanismen wie CISK und ASII möglich ist, kann der lokalen Änderung der Wärmeflüsse eine größere Bedeutung zukommen. In der hier durchgeführ-

ten Simulation wird nur die Wirkung der durch die konstante Ozeanströmung unterschiedlich aufgelockerten Eisbedeckung auf die Zyklonenentwicklung berücksichtigt. Der Durchzug einer Zyklone beeinflusst aber auch die Ozeanströmung. Wenn die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Ozean berücksichtigt wird, ist ein deutlich stärkerer Einfluß der Ozeanströmung zu erwarten.

Die mit veränderter Eisoberflächentemperatur initialisierte Modellrechnung zeigt gegenüber der Basissimulation kaum Unterschiede in der Zyklonenentwicklung, da die Eisoberflächentemperatur durch die aufeisige Strömung zu Beginn der Simulation dem Oberflächentemperaturfeld der Basissimulation schnell sehr ähnlich wird. Dadurch treten in den Wärmeffüssen und der Grenzschichtstruktur nur sehr geringe Unterschiede auf, die kaum Einfluß auf die Zyklonenentwicklung haben.

Auch die Änderung der Eisdicke ist bei den hier verwendeten Werten von 1.5 m bzw. 2 m nur von geringer Bedeutung. Es kommt zu einer geringfügigen Änderung der Wärmeffüsse, die sich in den Grenzschichttemperaturen und -höhen kaum niederschlägt und die Zyklonenentwicklung nur wenig verändert. Für die hier betrachteten hohen Eisdicken und die kurzen Zeiträume spielt die Eisdickenänderung eine geringe Rolle für die Zyklonenentwicklung. Im Bereich geringerer Eisdicken wirkt sich eine Änderung wesentlich stärker auf den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre aus, so daß thermodynamische Vorgänge im Eis berücksichtigt werden müssen und ein Einfluß auf die Zyklonenentwicklung zu erwarten ist. Wenn thermodynamische Vorgänge im Eis berücksichtigt werden, muß geprüft werden, ob die Eisabnahme am Unterrand des Eises realistisch erfaßt wird. Neue Untersuchungen haben gezeigt, daß die Abnahme des Eises an der Schollenunterfläche nicht nur durch Wärme- sondern auch stark durch Salzffüsse bedingt ist (Notz et al., 2001). Dies ist insbesondere für geringe Eisdicken von Bedeutung.

Die Untersuchung der Einflußfaktoren auf die Entwicklung einer Zyklone hat gezeigt, daß die Lage des Eisrands und die großskalige Zugbahn für die Zyklonenentwicklung von höchster Bedeutung sind. Durch die unterschiedlich starken Wärmeffüsse über Eis und Wasser baut sich am Eisrand ein starker Temperaturgradient auf, der einerseits zu einer Vertiefung des Kerndrucks führen kann und andererseits die Zyklonenzugbahn stark beeinflusst. Eine qualitativ veränderte Zyklonenentwicklung, wie bei veränderter großskaliger Zyklonenzugbahn und homogener Eisbedeckung, wirkt sich auch auf die Windgeschwindigkeiten aus.

Dabei scheinen die mittleren Wärmeffüsse von großer Bedeutung zu sein. In Abbildung 5.20 sind die relativen Abweichungen des Betrags der Oberflächenwärmeflüsse in den

Sensitivitätsstudien gegenüber der Basissimulation dargestellt. Die Simulationen, die die stärksten relativen Abweichungen der Wärmeflüsse zur Basissimulation aufweisen, zeigen auch die stärksten Änderungen der Zyklonenentwicklung. Dagegen scheint eine Veränderung der kleinräumigen Verteilung der Wärmeflüsse, wie sie bei Vernachlässigung der Ozeanströmung auftritt, von untergeordneter Bedeutung zu sein.

Die Simulationen mit festgehaltener Anfangseisbedeckung und verändertem Eisbedeckungsgrad zeigen, daß Änderungen der Eisbedeckung zu quantitativen Änderungen der Zyklonenentwicklung führen können. In der Simulation mit homogener Anfangseisbedeckung führt die Auflockerung der Eisbedeckung zu einer Vertiefung des Kerndrucks, die mit festgehaltener Anfangseisbedeckung nicht auftritt.

Für die Prognose der Zyklonenentwicklung erscheint es daher besonders wichtig, die synoptische Situation (Zyklonenzugbahn), die Eisverteilung und den Eisbedeckungsgrad gut zu erfassen. Wenn die Wirkung von Zyklonen auf die Eisbedeckung berücksichtigt wird, kommt es zur Auflockerung der Eisbedeckung entlang der Zyklonenzugbahn. Durch den Einfluß auf die Wärmeflüsse wird die Vertiefung und durch die simulierte Eisrandverlagerung auch die Zugbahn der Zyklone verändert. Insbesondere für hochauflösende Wettervorhersagen in den polaren Gebieten sollte daher ein interaktiv gekoppeltes Eismodell verwendet werden.

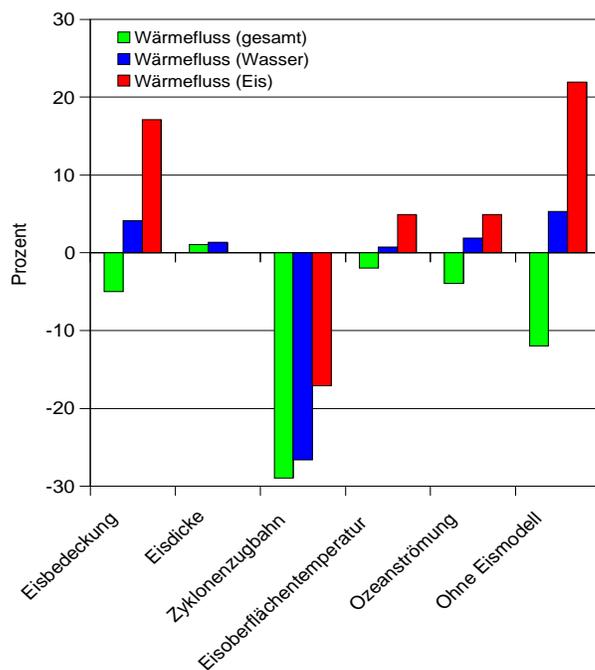


Abbildung 5.20: Relative Änderung des Betrags der Wärmeflüsse gegenüber der Basissimulation über Eis, über Wasser und im gesamten Auswertgebiet.

Kapitel 6

Schlußbemerkungen

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß großskaliger und mesoskaliger Faktoren auf die Entwicklung polarer Mesozyklonen untersucht. Im Gegensatz zu bisherigen Studien konnte durch die Anwendung eines gekoppelten Atmosphäre-Eismodells die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung berücksichtigt und untersucht werden.

Für die Durchführung idealisierter Studien wurde das gekoppelte Modell auf seine Eignung für die Untersuchung von Vorgängen im Atmosphäre-Eissystem getestet. Es wurde ein während des FRAMZY'99-Experiments beobachteter Zyklonendurchgang simuliert und die Ergebnisse mit Flugzeug- und Eisbojendaten verglichen. In der Simulation wird die Eisbedeckung im nördlichen Teil des Modellgebiets durch den Zyklonendurchzug aufgelockert, wie es auch die Messungen zeigen. Die gemessene Auflockerung der Eisbedeckung kann aufgrund des Mangels an hochaufgelösten Beobachtungen nicht mit Bestimmtheit auf den Zyklonendurchgang zurückgeführt werden.

Im Gebiet des ersten Flugtags liegt der simulierte Eisrand, wahrscheinlich aufgrund der Initialisierung, östlicher als in den Messungen. Die simulierte Position der Zyklone ist gegenüber der gemessenen ebenfalls nach Osten verlagert. Die Ergebnisse idealisierter Studien zeigen, daß die Lage des Eisrandbereichs die Zugbahn der Zyklone stark beeinflusst. Daher könnte die Verschiebung der simulierten Zyklonenzugbahn nach Osten eine Folge des zu weit im Osten liegenden Eisrands sein. Die Verlagerung der Zyklone ostwärts führt im Modell zu einer geringen, systematischen Abweichung der Windrichtung, die unterhalb der Meßgenauigkeit bleibt. Dennoch wird dadurch zu kalte Luft in das Gebiet der Flugzeugmessungen advehiert, was zu deutlichen Abweichungen der Temperatur führt. Hier wird eine grundsätzliche Schwierigkeit der Simulation skalarer Größen deutlich: Sie sind

in hohem Maße durch die Advektion bestimmt, so daß selbst unterhalb der Meßgenauigkeit liegende Abweichungen der Windrichtung zu starken Abweichungen der simulierten Temperatur, Feuchte oder Schadstoffverteilung führen können. Trotz der diskutierten Unterschiede ergab der Vergleich der Ergebnisse des gekoppelten Modells mit den Messungen eine gute Übereinstimmung sowohl der atmosphärischen Größen als auch der Eisgrößen. Somit ist das gekoppelte Modell geeignet, die Zyklonenentwicklung zu untersuchen und dabei die Wechselwirkung von Zyklone und Eisbedeckung zu berücksichtigen.

Die Einflußfaktoren auf eine Zyklonenentwicklung, die aufgrund barokliner Instabilität stattfindet, wurden anhand von idealisierten Modellstudien untersucht. Dazu wurden großskalige Faktoren wie Zyklonenzugbahn und Ozeanströmung sowie mesoskalige Faktoren wie Eisbedeckung, Eisdicke und Eisoberflächentemperatur verändert. Die Ergebnisse zeigen, daß die Zyklonenentwicklung maßgeblich durch den Eisrandbereich mit seinen ausgeprägten Temperaturgradienten bestimmt wird. In diesem Bereich kann nicht nur eine Vertiefung des Kerndrucks auftreten. Die Zyklone bewegt sich auch entlang des Eisrands und die Zugbahn wird durch die Zone starker Baroklinität bestimmt, wie es auch in anderen Zyklonense-Situationen beobachtet wurde (Bosart, 1981). Die stärksten Änderungen der Zyklonenentwicklung zeigen die Simulationen, in denen gegenüber der Basissimulation starke Abweichungen der mittleren Wärmeflüsse auftreten. Dagegen ist die kleinräumige Verteilung der Wärmeflüsse von untergeordneter Bedeutung.

Die wichtigsten Einflußfaktoren für die Zyklonenentwicklung sind die großskalige Richtung der Zyklonenzugbahn und die lokale Eisverteilung. Die Änderung der Zyklonenzugbahn führt zu einer qualitativen Änderung des zeitlichen Verlaufs des Kerndrucks mit Abweichungen von bis zu 5 hPa gegenüber der Basissimulation und zu einer Reduktion der mittleren Windgeschwindigkeit um 4 m/s. In der Simulation mit homogener Eisbedeckung ist die Zyklonenentwicklung ebenfalls qualitativ verändert, so daß im Kerndruck Unterschiede von bis zu 3 hPa und in der mittleren Windgeschwindigkeit von 2 m/s auftreten. Zusätzlich verlagert sich die Zyklonenzugbahn im Eisrandbereich um 40 km. Ein erhöhter Eisbedeckungsgrad führt zu Unterschieden von 0.5 hPa im Kerndruck, ohne die qualitative Entwicklung des Kerndrucks zu beeinflussen. Simulationen mit veränderter Ozeanströmung und Eisoberflächentemperatur zeigen nur geringe Abweichungen gegenüber der Basissimulation. Änderungen der Eisdicke sind bei den hier simulierten hohen Eisdicken ebenfalls von untergeordneter Bedeutung. Bei geringeren Eisdicken ist dagegen eine deutlichere Wirkung zu erwarten, da der Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre stärker beeinflußt wird. Zusätzlich erscheint die Berücksichtigung thermodynamischer Prozesse im Eis notwendig, die in den Untersuchungen dieser Arbeit vernachlässigt wurden.

Die Bedeutung der Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung wurde anhand von Simulationen mit festgehaltener Anfangseisbedeckung und mit aufgrund dynamischer Vorgänge veränderter Eisbedeckung, simuliert durch das gekoppelte Eismodell, untersucht. Die Ergebnisse zeigen eine Auflockerung der Eisbedeckung entlang der Zyklonenzugbahn. Dies bestätigt die Vermutung, daß die Konvergenzen und Divergenzen des Windfelds zu einem Aufbrechen der Eisbedeckung führen. Durch die Auflockerung werden die Wärmeflüsse verstärkt und die Grenzschichtentwicklung beeinflusst. Die Vernachlässigung der Wechselwirkung Zyklone-Eis verändert die zeitliche Entwicklung des Kerndrucks und der Windgeschwindigkeiten nicht qualitativ. Die quantitativen Unterschiede liegen in der Größenordnung der Abweichungen, die in der Simulation mit verändertem Bedeckungsgrad auftreten. Bei der Simulation mit gekoppeltem Eismodell verlagert sich der Eisrand aufgrund des Einflusses der Zyklone. Da sich die Zyklone entlang des Eisrands bewegt, verschiebt sich in diesem Fall die Zugbahn um etwa 20 km.

Für die Prognose polarer Mesozyklone in einem hochauflösenden Wettervorhersagemodell ist insbesondere eine gute Erfassung der großskaligen Zyklonenzugbahn und der Eisverteilung wichtig. Durch die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Eisbedeckung wird die Eisbedeckung aufgelockert und damit die Grenzschichtstruktur, die Intensität der Zyklone und die Zyklonenzugbahn verändert. Insbesondere die Änderungen der Zyklonenzugbahn und der Eisbedeckung können wichtige Informationen, z.B. für die Planung von Schiffsrouten in den Polargebieten, liefern. Daher ist es sinnvoll, die Wechselwirkung von Atmosphäre und Eisbedeckung in der Prognose zu berücksichtigen. Eine Schwierigkeit stellen mangelnde Informationen über die Eiseigenschaften in genügend hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung dar. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß durch Ungenauigkeiten in den Vorgaben der Eisparameter die Grenzschichtentwicklung teilweise stark beeinflusst wird. Eine Änderung des Eisbedeckungsgrads innerhalb der Genauigkeit, mit der er gewöhnlich bekannt ist, ändert bereits die Intensität der Zyklonenentwicklung.

Für die Modellierung des Klimasystems scheint die Berücksichtigung der subskaligen Eisbedeckung von großer Bedeutung zu sein. In den idealisierten Studien führte die Änderung der Eisverteilung bei Erhaltung des mittleren Bedeckungsgrads zu einer Zunahme der mittleren Wärmeflüsse um 113 W/m^2 in einem Gebiet von $400 \text{ km} \times 400 \text{ km}$. Die Auflockerung der Eisbedeckung während des Zyklonendurchgangs führt zu einer Erhöhung der mittleren Wärmeflüsse um 12 W/m^2 in der Basissimulation. Bei homogener Eisbedeckung führt die Auflockerung der Eisbedeckung zu einer Erhöhung der mittleren Wärmeflüsse um 70 W/m^2 . In welchem Maße die Änderung der Wärmeflüsse durch die Wechselwirkung von Zyklone und Eisbedeckung großskalige Vorgänge beeinflusst, hängt

von der Zyklonenhäufigkeit über den eisbedeckten Gebieten und den dort herrschenden Eisverhältnissen ab. Um die Parameterisierung der Wärmeflüsse in globalen Modellen verbessern zu können, sind weitere Untersuchungen bezüglich der Bedeutung subskaliger Eisbedeckung notwendig.

Eine weitere Folge der Auflockerung der Eisbedeckung ist, daß das Verhältnis von Eisdriftgeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit anwächst. Dies bedeutet, daß bei konstantem atmosphärischen Antrieb, die Eisdrift zunimmt. Dieses Verhältnis und seine zeitliche Entwicklung hängen insbesondere von der Zyklonenzugbahn und der Eisbedeckung ab. In der Basissimulation nimmt das Verhältnis von Eisdrift- zu Windgeschwindigkeit von 2.85 % auf 3.00 % zu. Durch den erhöhten Eisbedeckungsgrad wird das Verhältnis verringert, so daß es zu Beginn 2.75 % beträgt und auf 2.95 % anwächst. Die stärkste Zunahme des Verhältnisses von 2.70 % auf 3.50 % tritt mit veränderter Zugbahn auf. Die durch die Auflockerung bedingte Beschleunigung der Eisdrift kann einen Beitrag zum Eisexport durch die Framstraße leisten und so die ozeanische Zirkulation beeinflussen.

Bisher wurden die Einflußfaktoren auf die Entwicklung einer Zyklone aufgrund barokliner Instabilität untersucht. Weitere Entwicklungsmechanismen wie CISK oder ASII können untersucht werden, wenn Wolkenbildung berücksichtigt wird. Der ASII-Mechanismus wird stark durch die Wärmeflüsse an der Oberfläche bestimmt, so daß kleinräumige Veränderungen der Wärmeflüsse einen stärkeren Einfluß haben können, als das im Zusammenhang mit barokliner Instabilität der Fall ist. Die Bedeutung der Einflußfaktoren kann sich mit dem Wechsel des Entwicklungsmechanismus ändern. Die Ozeanströmung wurde in den Studien zeitlich konstant vorgegeben, so daß ihr Einfluß auf die Eisbedeckung und der damit indirekte Einfluß auf die Zyklonenentwicklung berücksichtigt wird. Die dynamische Änderung der Ozeanströmung durch die Wechselwirkung zwischen Zyklone und Ozean, die für die Zyklonenentwicklung ebenfalls von Bedeutung ist, wurde bisher vernachlässigt. Diese kann mit Hilfe eines gekoppelten Ozeanmodells untersucht werden.

Die idealisierten Studien haben gezeigt, daß die großskalige Zyklonenzugbahn und die Eisverteilung für die Zyklonenentwicklung die größte Bedeutung haben. Um zu verstehen, in welcher Weise die einzelnen Faktoren wirken, kann die Zyklonenentwicklung mit Hilfe der Vorticity- oder der Drucktendenzgleichung analysiert werden, die die Zyklonenentwicklung beschreiben. Die Untersuchung der Größenordnung der Antriebsterme ermöglicht es, die Bedeutung einzelner Prozesse in den verschiedenen Stadien der Zyklonenentwicklung zu bestimmen. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf weitere mögliche Einflußfaktoren ziehen.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Priv. Doz. Dr. K. H. Schlünzen für die Anregung und Betreuung dieser Arbeit und die intensiven, motivierenden Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. Brümmer danke ich für die Bereitstellung der Daten des FRAMZY'99-Experiments und die Beantwortung aller in diesem Zusammenhang auftretenden Fragen, sowie für die inhaltlichen Anregungen und die Begutachtung der Arbeit.

Für die Überlassung des mesoskaligen Eismodells und die freundliche Hilfe bei allen Fragen danke ich Dr. G. Birnbaum, Alfred-Wegener Institut, Bremerhaven. Bei Dipl.-Met. T. Semmler, Dr. D. Jacob und Dipl.-Met. R. Podzun, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, möchte ich mich für die Bereitstellung der REMO-Daten und die gute Zusammenarbeit bedanken. Ebenso danke ich Prof. Dr. H. Hoerber, Dr. G. Müller, Dr. S. Thiemann und Dipl.-Met. D. Schröder für die Bereitstellung von Meßdaten und zahlreiche Diskussionen. Mein Dank geht auch an Dr. Ch. Lüpkes, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, der für Fragen und Diskussionen zur Modellierung in polaren Gebieten offen war. Dipl.-Oz. K. Hatten, Institut für Meeresforschung der Universität Hamburg und Dr. M. Karcher, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, stellten Daten der Ozeanströmung zur Verfügung. Dafür und für die Beantwortung von Fragen möchte ich mich bedanken. Ich möchte auch Dr. J. Katzfey, Dr. J. McGregor und Dr. S. O'Farrell, CSIRO Atmospheric Research, Aspendale, Australien für die anregenden Gespräche über Atmosphären- und Eismodellierung und die freundliche Aufnahme während meines Aufenthalts am CSIRO danken. Darüber hinaus gilt mein Dank allen, mit denen ich zusammengearbeitet habe und die bisher unerwähnt geblieben sind.

Weiterhin gilt mein Dank allen ehemaligen und derzeitigen Mitgliedern der METRAS-Arbeitsgruppe und allen Kolleginnen und Kollegen am Institut für ihre stete Gesprächs- und Hilfsbereitschaft und die nette Arbeitsatmosphäre. Besonders möchte ich Dr. C.-J. Lenz, Dr. H. Panskus, L. Klein, M.Sc., P. Eng., Dipl.-Met. F. Schimmel und Herrn D. Notz für wertvolle Diskussionen und die großartige Zusammenarbeit danken.

Ich danke darüber hinaus ganz besonders meinen Eltern, meinem Bruder, meinen Freunden und Freundinnen, ganz besonders Christoph, Birgit, Katrin, Martin, Claudia, Iro, Holger und Amélie für seelisch-moralische Unterstützung, aufbauende Worte, gutes Essen und viel Spaß in guten wie in schlechten Tagen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 512 'Tiefdruckgebiete und Klimasystem des Nordatlantiks' von der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Anhang A

Thermodynamischer Teil des mesoskaligen Eismodells

Im thermodynamischen Teil des Eismodells wird das Temperaturprofil im Eis und die Änderung der Eisbedeckung aufgrund von Schmelz- und Gefriervorgängen an der Ober- und Unterfläche und an den Seitenflächen des Eises berechnet. Der thermodynamische Teil beruht auf dem eindimensionalen, thermodynamischen Eismodell von Maykut und Untersteiner (1971). Es handelt sich um ein Mehrschichtenmodell, in dem das vertikale Temperaturprofil in Eis und Schnee durch Lösung einer Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung von eindringender Solarstrahlung und sogenannten Soleeinschlüssen, salzreichen Stellen, berechnet wird. So werden nichtlineare Temperaturverläufe im Eis und Wärmespeichereffekte berücksichtigt. Das mit METRAS gekoppelte thermodynamische Modell enthält verschiedene Eisdickenklassen und eine Oberflächenklasse, die offenes Wasser beschreibt (Birnbaum, 1997). Horizontale Wärmetransportvorgänge bleiben unberücksichtigt.

Das vertikale Temperaturprofil im Eis bestimmt den Wärmefluß im Eis und damit den Wärmetransport zwischen Atmosphäre und Ozean. Die Berechnung des Temperaturprofils erfolgt mit Hilfe einer Diffusionsgleichung:

$$(\rho c)_e \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (k_e \cdot \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (\text{A.1})$$

Dabei bezeichnet $(\rho c)_e$ die volumetrische Wärmekapazität und k_e die Wärmeleitfähigkeit von Eis. Die vertikale Schichtdicke im Eis beträgt $\Delta z_e = 10$ cm und für die Oberflächenklasse 'Neueis' $\Delta z_e = 1$ cm. Abgesehen von der obersten und der untersten Modellschicht ist das vertikale Gitter äquidistant und zeitlich konstant. Die Schichtdicke am oberen und

unteren Rand variiert in Abhängigkeit der durch thermodynamische Vorgänge verursachten Schmelz- und Gefriervorgänge, wobei sie im Bereich zwischen $0.5 \cdot \Delta z_e$ und $1.5 \cdot \Delta z_e$ liegt. Die Zahl der Gitterschichten variiert um nicht mehr als eine Schicht am oberen und unteren Rand pro Zeitschritt.

Die Diffusions-Gleichung wird mit dem Crank-Nicholson-Verfahren gelöst. Der Zeitschritt entspricht dem im Modell METRAS verwendeten. Zur Lösung der Diffusionsgleichung müssen die obere und die untere Randbedingungen festgelegt werden. An der Unterfläche des Eises wird die Temperatur konstant auf eine Wassertemperatur von 271.35 K gesetzt. An der Oberseite des Eises wird eine Neumann-Randbedingung verwendet:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=0} = f(t) \quad (\text{A.2})$$

Der Temperaturgradient an der Oberfläche $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{H=0}$ ergibt sich durch die Lösung der Energiebilanzgleichung an der Oberfläche des Eises. Die zeitlich veränderliche Funktion $f(t)$ beschreibt den Quotienten aus Wärmefluß im Eis und Wärmeleitfähigkeit.

Der Wärmefluß im Eis wird unter der Voraussetzung einer geschlossenen Oberflächenenergiebilanz bestimmt. In die Oberflächenenergiebilanzgleichung gehen die kurzwellige und langwellige Strahlungsbilanz, die Flüsse latenter und fühlbarer Wärme und der Wärmefluß in das Eis an der Eisoberfläche ein. Die Energieflüsse an der Ober- und Unterseite des Eises sind schematisch in Abbildung A.1 dargestellt. Die Flüsse latenter und fühlbarer Wärme werden mit dem Atmosphärenmodell METRAS berechnet. Die kurzwellige Strahlung wird entsprechend einer Parameterisierung von Zillmann (1972) für den unbewölkten Fall und von Shine (1984) für den bewölkten Fall beschrieben. Die langwellige Strahlungsbilanz ergibt sich aus der nach oben gerichteten, langwelligen Strahlung, die nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnet wird und einer bewölkungsabhängig parameterisierten, nach unten gerichteten langwelligen Gegenstrahlung (Birnbaum, 1997).

Die Kenntnis der oberen Randbedingung ermöglicht die Berechnung des Temperaturprofils im Eis und die Bestimmung der Oberflächentemperatur. Erreicht die Oberflächentemperatur den Schmelzpunkt, erhöht sie sich nicht weiter. Eine für das Eis positive Energiebilanz trägt dann zum Schmelzen des Eises bei. Das Gefrieren von Feuchtigkeit an der Eisoberfläche wird nicht berücksichtigt, da in der hier verwendeten Version des Atmosphärenmodells kein Niederschlag simuliert wird.

An der Unterseite des Eises werden Gefrier- und Schmelzvorgänge durch die Differenz zwischen dem Wärmefluß im Eis und dem turbulenten, fühlbaren ozeanischen Wärmefluß

bestimmt. Der turbulente, fühlbare ozeanische Wärmefluß wird entsprechend Morison et al. (1987) parameterisiert, wobei der Fluß durch die Temperaturdifferenz zwischen Ozean und Eisunterseite und die an der Unterseite angreifende Schubspannung bestimmt wird. Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Geschwindigkeit des Schmelzens an der Unterseite von Eis stark durch Salzflüsse bestimmt wird (Notz et al., 2001). Dieser Effekt ist im Modell bisher nicht enthalten. Eine Folge des Schmelzens an der Unterseite des Eises können Flutungseffekte sein, die bei vorhandener Schneeeauflage im Modell berücksichtigt werden.

Eine entscheidende Größe für die an der Unterseite und den unter Wasser liegenden Seitenflächen des Eises ablaufenden Prozesse ist die Temperatur der ozeanischen Deckschicht. Diese wird im thermodynamischen Eismodell in vereinfachter Form berechnet, wobei Temperaturadvektion im Ozean vernachlässigt wird. Daher sollte in Gebieten mit starken Strömungen die Deckschichttemperatur nicht berechnet sondern vorgegeben werden.

Die Änderung der Eisbedeckung erfolgt im thermodynamischen Eismodell durch vollständiges vertikales Schmelzen, durch Schmelzen an den Seitenrändern der Eisscholle und durch Neueisbildung. Zur Neueisbildung kommt es, wenn die Temperatur der ozeanischen Deckschicht bereits den Gefrierpunkt erreicht hat. Ist zusätzlich die Energiebilanz für die Oberfläche negativ, bildet sich Eis. Nur unter nahezu windstillen Bedingungen tritt ein Gefrieren auf, bei dem die Eisdicke in vertikaler Richtung wächst. Bereits bei geringen Windgeschwindigkeiten verdriften die neu gebildeten Eiskristalle und lagern sich an umliegende Eisschollen an. Durch die thermodynamischen Vorgänge kann sich die Eisdicke so verändern, daß der Grenzwert der Eisdicke einer Eisklasse über- oder unterschritten wird. In diesem Fall wird das in einer Gitterbox vorhandene Eis neu auf die verschiedenen Eisdickenklassen verteilt. Die Randbedingungen entsprechen denen im dynamischen Teil des Eismodells.

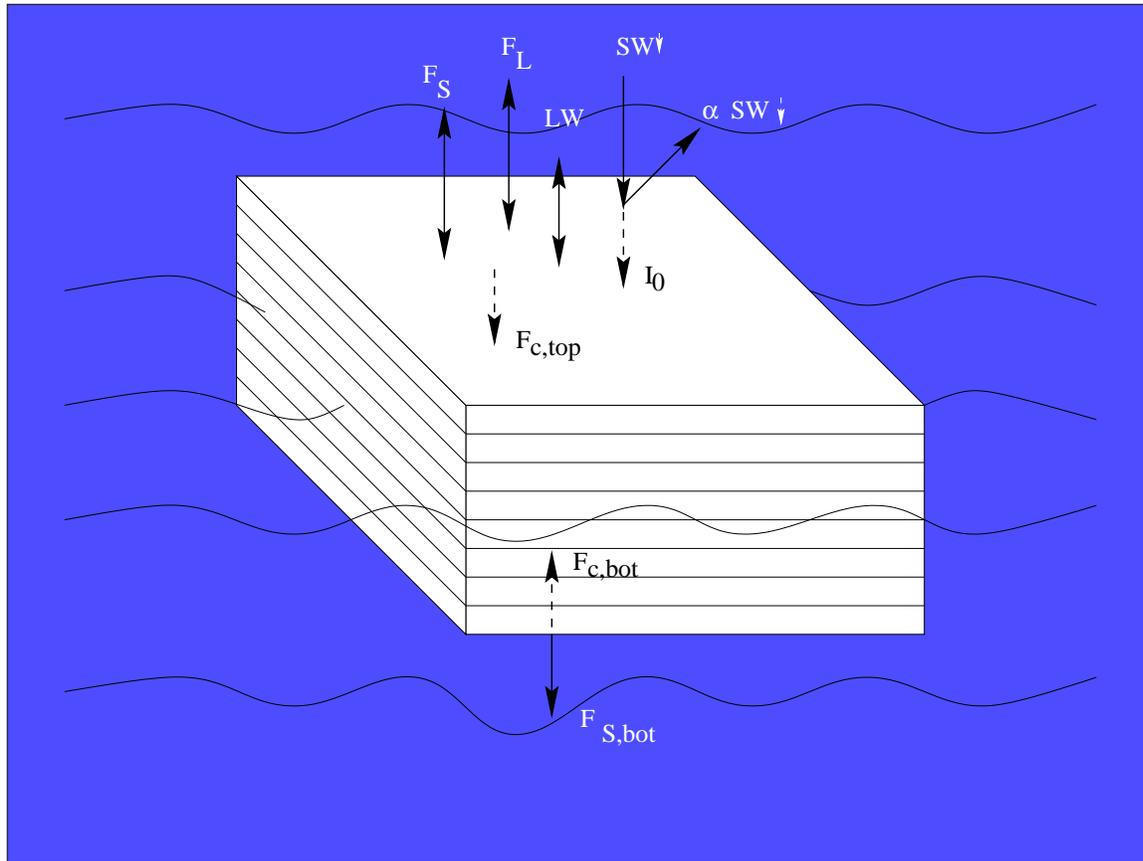


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des thermodynamischen Teils des Eismodells. Dabei bezeichnet F_S den fühlbaren Wärmefluß, F_L den latenten Wärmefluß, LW den langwelligigen Strahlungsfluß, $SW\downarrow$ den einfallenden kurzwelligigen Strahlungsfluß, $\alpha SW\downarrow$ den reflektierten Anteil und I_0 den in das Eis eindringenden Anteil des einfallenden kurzwelligigen Strahlungsflusses, $F_{c,top}$ den Wärmefluß in das Eis an der Eisoberfläche, $F_{c,bot}$ den Wärmefluß im Eis an der Eisunterseite und $F_{S,bot}$ den turbulenten, fühlbaren ozeanischen Wärmefluß an der Unterseite des Eises.

Anhang B

Verwendete Abweichungsmaße

Um die Abweichungen zwischen Modellergebnissen und Messungen oder zwischen unterschiedlichen Modellergebnissen zu beurteilen, werden verschiedene Abweichungsmaße verwendet. Durch diese Abweichungsmaße soll die Übereinstimmung der gemittelten Größen und die Übereinstimmung von Strukturen oder zeitlichen Verläufen zwischen Modellergebnis (a_i) und Vergleichsdaten (b_i) beurteilt werden.

Die systematische Abweichung d wird als Bewertungsmaß herangezogen, um mittlere Abweichung der Daten voneinander zu beschreiben, wobei Unterschiede in den Mustern nicht eingehen (Balzer, 1995; Willmot, 1982; Fox, 1981). Sie wird berechnet als:

$$d = \bar{a} - \bar{b}, \quad (\text{B.1})$$

wobei \bar{a} und \bar{b} die Mittelwerte der Modellergebnisse a_i und der Vergleichsdaten b_i darstellen.

Der Korrelationskoeffizient r_{ab} ist ein Maß, um die Übereinstimmung von Mustern und Strukturen zu beurteilen, da die systematische Abweichung hierüber keine Rückschlüsse zuläßt (Schlünzen, 1996; Groß, 1994; Hanna, 1994; Fox, 1981). Der Korrelationskoeffizient ist nicht abhängig von der Amplitude der auftretenden Maxima und Minima sondern lediglich von der räumlichen oder zeitlichen Verschiebung der Extrema zueinander. Er ist definiert als:

$$r_{ab} = \frac{\sum_{i=1}^n (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b})}{\sum_{i=1}^n (a_i - \bar{a}) \sum_{i=1}^n (b_i - \bar{b})} \quad (\text{B.2})$$

Die Übereinstimmung von Strukturen wird auch durch die Standardabweichung s beschrieben, die auch als mittlere quadratische absolute Abweichung bezeichnet wird (Schlünzen, 1997; Balzer, 1995; Willmot, 1982):

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [(a_i - \bar{a}) - (b_i - \bar{b})]^2}{n - 1}} \quad (\text{B.3})$$

Dabei bezeichnet n die Anzahl der aufsummierten Werte. Die Standardabweichung ist ein Maß für die Übereinstimmung von Strukturen, da die systematische Abweichung d in dieses Beurteilungsmaß nicht eingeht, sondern nur Abweichungen von den Mittelwerten zur Berechnung herangezogen werden.

Die Übereinstimmung von Modellergebnis und Vergleichsdaten innerhalb vorgegebener Abweichungsgrenzen kann anhand einer Trefferquote beurteilt werden. Die Trefferquote beschreibt den prozentualen Anteil der Differenzen $(a_i - b_i)$, deren Betrag unterhalb einer vorgegebenen Abweichungsgrenze Z liegt. Im Vergleich mit den Flugzeugmessungen ist diese Abweichungsgrenze durch die Meßgenauigkeit gegeben (Tabelle 4.1). Die Trefferquote ist definiert als:

$$\frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \text{ mit } x_i = \begin{cases} 1 & : |a_i - b_i| \leq Z \\ 0 & : |a_i - b_i| > Z \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Anhang C

Die Eady-Wachstumsrate

Als Eady-Wachstumsrate wird die Wachstumsrate der instabilsten Welle im Eady-Modell bezeichnet (Eady, 1949). Sie beschreibt die barokline Produktion transienter Störungen. Obwohl das Eady-Modell auf quasi-geostrophischen Näherungen beruht, wird die Eady-Wachstumsrate auch zur Analyse polarer Mesozyklonen verwendet (Ninomiya, 1994; Reed und Duncan, 1987). Die Eady-Wachstumsrate σ ist nach Lindzen und Farrell (1980) definiert als:

$$\sigma = 0.31 \cdot f \cdot \left| \frac{\partial \vec{v}_h}{\partial z} \right| N^{-1} \quad (\text{C.1})$$

Dabei ist f der Coriolis-Parameter, $\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}$ die vertikale Scherung des Horizontalwinds und N die Brunt Väisälä Frequenz. Diese ist ein Maß für die statische Stabilität und ist definiert als:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (\text{C.2})$$

wobei g die Gravitationskonstante und θ die potentiellen Temperatur ist. Eine erhöhte Neigung zur Entwicklung barokliner Störungen tritt bei zunehmender vertikaler Scherung des Horizontalwinds und einer Verringerung der statischen Stabilität auf.

In den Modellergebnissen wird die Eady-Wachstumsrate aus der vertikalen Scherung des Horizontalwinds und dem vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur über die unteren 2000 m des Modellgebiets berechnet. Die Höhe von 2000 m liegt oberhalb der Grenzschicht, so daß der Windvektor in der Höhe eine Näherung des geostrophischen Winds darstellt. Zum Vergleich mit der Drucktendenz wird die Eady-Wachstumsrate über ein Gebiet von 100 km x 100 km um die Position des Kerndrucks gemittelt.

Symbolverzeichnis

$\alpha_{SW\downarrow}$	reflektierter Anteil des einfallenden, kurzwelligen Strahlungsflusses
Δt	Zeitschritt
Δt_{adv}	Zeitschritt der Advektion im dynamischen Eismodell
Δx	Gitterweite in x-Richtung
Δz_e	Vertikale Schichtdicke im Eis
κ	von-Kármán-Konstante
ρ	Dichte von Luft
ρ_0	großskaliger Anteil der mittleren Dichte von Luft
$(\rho c)_e$	volumetrische Wärmekapazität von Eis
ρ_w	Dichte von Wasser
σ	Eady-Wachstumsrate
$\phi_{g,oc}$	Drehwinkel zwischen dem geostrophischen Ozeanstrom und der ozeanischen Schubspannung
Φ	Geopotential
ψ	beliebige Größe
ψ_c	im Modell berechneter Wert einer beliebigen Größe
$\psi_{m,w}$	Stabilitätsfunktion für Impuls über Wasser
ψ_p	vorgeschriebener Randwert einer beliebigen Größe
$\vec{\Omega}$	Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation
μ	Nudgingkoeffizient
$\vec{\nabla}$	Nablaoperator
$\vec{\tau}_e$	atmosphärische Schubspannung, die an der Eisoberfläche und den in die atmosphärische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreift
$\vec{\tau}_{e,oc}$	ozeanische Schubspannung, die an der Eisunterseite und den in die ozeanische Grenzschicht ragenden Schollenseitenflächen angreift

θ	potentielle Temperatur
θ_*	Skalierungsgröße für Temperatur
a_i	Einzelwert der Modellergebnisse
\bar{a}	Mittelwert der Modellergebnisse
A	mittlerer Bedeckungsgrad
A_{icl}	Bedeckungsgrad in einer Eisklasse
b_i	Einzelwert der Vergleichslösung
\bar{b}	Mittelwert der Vergleichslösung
c_p	spezifische Wärme bei konstantem Druck
$c_{sd,e,g,oc}$	ozeanischer Schubspannungskoeffizient bezüglich des geostrophischen Ozeanstroms
d	systematische Abweichung
f	Coriolisparameter
$F:$	Fluß über die Gitterzellengrenze
$\vec{F}:$	molekulare Kräfte
$F_{c,bot}$	Wärmefluß im Eis an der Eisunterfläche
$F_{c,top}$	Wärmefluß im Eis an der Eisoberfläche
$\vec{F}_{d,e}$	Formwiderstand
F_L	latenter Wärmefluß
F_S	fühlbarer Wärmefluß
$F_{S,bot}$	turbulenter, fühlbarer ozeanischer Wärmefluß an der Unterseite des Eises
g	Gravitationskonstante
h_{oc}	dynamische Höhe der Ozeanoberfläche
H	Abstand von der Oberfläche im Eis
$H_{d,icl}$	mittlerer Tiefgang einer Eisdickenklasse
H_f	Freibord
$H_{e,icl}$	Eisdicke in einer Eisklasse
$H_{s,icl}$	Schneedicke in einer Eisklasse
i	Zähler
I	Gitterindex in x-Richtung
I_0	in das Eis eindringender Anteil des kurzwelligen Strahlungsflusses
\vec{k}	Vektor senkrecht zur Oberfläche
k_e	Wärmeleitfähigkeit von Eis

L_e	mittlere Schollenlänge
$L_{e,icl}$	Schollenlänge in einer Eisklasse
L_w	mittlerer Schollenabstand
LW	langwelliger Strahlungsfluß
$\vec{K}_{\vec{F}}$	Kraft durch interne Spannungen im Eis
m	Masse
m_e	Eismasse
n	Anzahl der aufsummierten Werte
N	Brunt Väisälä Frequenz
$NX1$	Anzahl der Gitterpunkte in x-Richtung
p	Druck
q_*	Skalierungsgröße für Feuchte
Q_A	Änderung des Bedeckungsgrads durch Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation
$Q_{A,icl}$	Änderung des Bedeckungsgrads durch Entstehung offener Wasserflächen aufgrund von Scherdeformation in einer Eisklasse
Q_θ	Quellen- und Senkenterme
r_{ab}	Korrelationskoeffizient
R	allgemeine Gaskonstante
R_i	spezifische Gaskonstante der i-ten Partialmasse
s	Standardabweichung
$\vec{S}_{d,e}$	Oberflächenschubspannung
$SW\downarrow$	einfallender kurzwelliger Strahlungsfluß
t	Zeit
t_1	aktueller Zeitschritt
T	Realtemperatur
u	Geschwindigkeitskomponente des Winds in x-Richtung
u_e	Komponente der Eisdriftgeschwindigkeit in x-Richtung
$u_{*w,0}$	Schubspannungsgeschwindigkeit über Wasser
u_*	Schubspannungsgeschwindigkeit
\vec{v}	dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor
\vec{v}_e	Geschwindigkeitsvektor der Eisdrift
\vec{v}_g	Vektor des geostrophischen Winds

\vec{v}_h	Vektor des Horizontalwinds
$\vec{v}_{g,oc}$	Geschwindigkeitsvektor des geostrophischen Ozeanstroms
v_i^k	spezifisches Volumen der i-ten Partialmasse in den Phasen gasförmig (k=1), flüssig (k=2) und fest (k=3)
x	Horizontalkoordinate (Ost-West-Richtung)
x_i	Einzelwert einer beliebigen Variable
y	Horizontalkoordinate (Nord-Süd-Richtung)
z	Vertikalkoordinate
$z_{0,oc}$	Rauhigkeitslänge für Impuls der Wasseroberfläche bezüglich der ozeanischen Strömung
z_{0w}	Rauhigkeitslänge für Impuls der Wasseroberfläche
Z	Abweichungsgrenze

Literaturverzeichnis

- Balzer, K., 1995:** Prognosenprüfungen - Ziele, Methoden, Ergebnisse. *Promet, Deutscher Wetterdienst (Hrsg.),* **24**, 119 – 124.
- Birnbaum, G., 1997:** Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und meereisbedecktem Ozean in der arktischen Eisrandzone. *Dissertation, Fachbereich Physik/Elektrotechnik, Universität Bremen,* 160.
- Bosart, L. F., 1981:** The Presidents' Day snowstorm of 18-19 February 1979: a subsynoptic-scale event. *Mon. Weath. Rev.,* **109**, 1542 – 1566.
- Birnbaum, G. und C. Lüpkes, 2001:** A new parameterization of surface drag in the marginal sea ice zone. *Tellus,* eingereicht.
- Bromwich, D. H., 1997:** Introduction to special section: Synoptic and mesoscale weather systems in the polar regions. *J. Geophys. Res.,* **102**, 13727 – 13729.
- Brümmer, B., 1993:** ARKTIS 1993 - Report on the field phase with examples of measurements. *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg,* **11**, 186.
- Brümmer, B., 2000:** Cyclones over the Fram Strait and their impact on sea ice. Field report with examples of measurements. *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg,* **33**, 176.
- Brümmer, B. und H. Hoerber, 1999:** A mesoscale cyclone over the Fram Strait and its effect on the sea ice. *J. Geophys. Res.,* **104**, 19085 – 19098.
- Brümmer, B., S. Thiemann und A. Kirchgäßner, 2000:** A cyclone statistic for the Arctic based on European Centre re-analysis data. *Meteorol. Atmos. Phys.,* **75**, 233 – 250.

- Businger, S., 1985:** Synoptic climatology of polar low outbreaks. *Tellus*, **37**, 419 – 432.
- Businger, S., 1987:** The synoptic climatology of polar low outbreaks over the Gulf of Alaska and the Bering Sea. *Tellus*, **39**, 307 – 325.
- Businger, S. und J.-J. Baik, 1991:** An arctic hurricane over the Bering Sea. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2293 – 2322.
- Businger, S. und R. J. Reed, 1989:** Cyclogenesis in cold air masses. *Wea. Forecasting*, **4**, 133 – 156.
- Colony, R. und A. S. Thorndike, 1985:** Sea ice motion as a drunkard's walk. *J. Geophys. Res.*, **90**, 965–974.
- Cox, R., B. Bauer und T. Smith, 1998:** A mesoscale model intercomparison. *Bull. Amer. Met. Soc.*, **79**, 265 – 283.
- Craig, G. und H. R. Cho, 1989:** Baroclinic instability and CISK as the driving mechanisms for the polar lows and comma clouds. *Polar and arctic lows, Twitchell, P., Rasmussen, E. und Davidson, K. (Hrsg.). A. Deepak Publishing*, 421.
- Davies, H., 1976:** A lateral boundary formulation for multilevel prediction models. *J. Roy. Met. Soc.*, **102**, 405 – 418.
- Deardorff, J. W., 1978:** Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.*, **83**, 1889 – 1901.
- Dierer, S., 1997:** Evaluierung des mesoskaligen Transport- und Strömungsmodells METRAS. *Diplomarbeit, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg*, 120.
- Duncan, C. N., 1977:** A numerical investigation of polar lows. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **103**, 255 – 267.
- Eady, E., 1949:** Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33 – 52.
- Emanuel, K. A., 1986:** An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585 – 604.
- Emanuel, K. A. und R. Rotunno, 1989:** Polar lows as arctic hurricanes. *Tellus*, **41**, 1 – 17.

- Ese, T., I. Kanestrom und K. Pedersen, 1988:** Climatology of polar lows over the Norwegian and Barent Seas. *Tellus*, **40**, 248 – 255.
- Fett, R. W., 1989:** Polar low development associated with boundary layer fronts in the Greenland, Norwegian and Barent Seas. *Polar and arctic lows*, Twitchell, P., Rasmussen, E. und Davidson, K. (Hrsg.). A. Deepak Publishing, 421.
- Forbes, G. S. und W. D. Lottes, 1985:** Classification of mesoscale vortices in polar air-streams and the influence of the large-scale environment on their evolutions. *Tellus*, **37**, 132 – 155.
- Fox, D., 1981:** Judging air quality performance. *Bull. Amer. Met. Soc.*, **62**, 599 – 609.
- Gallee, H. und P. G. Duynkerke, 1997:** Air-snow interactions and the surface energy and mass balance over the melting zone of west Greenland during the Greenland ice margin experiment. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13813 – 13824.
- Geiger, R., R. Aron und P. Todhunter, 1995:** The climate near the ground. *Vieweg und Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, Wiesbaden*, 528.
- Grønås, S., A. Foss und M. Lystad, 1987:** Numerical simulations of polar lows in the Norwegian Sea. *Tellus*, **39**, 334 – 353.
- Groß, G., 1994:** Statistical evaluation of the mesoscale model results. *Mesoscale Modeling of the atmosphere*, Pielke, A. und Pearce, R. (Hrsg.). *Meteorological Monographs, Am. Met. Soc.*, 137 - 154.
- Hanna, S., 1994:** Mesoscale meteorological model evaluation techniques with emphasis on needs of air quality models. *Mesoscale Modeling of the atmosphere*, Pielke, A. und Pearce, R. (Hrsg.). *Meteorological Monographs, Am. Met. Soc.*, 47 - 58.
- Harder, M., P. Lemke und M. Hilmer, 1998:** Simulation of sea ice transport through Fram Strait: natural variability and sensitivity to forcing. *J. Geophys. Res.*, **103**, 5595 – 5606.
- Harrold, T. W. und K. A. Browning, 1969:** The polar low as a baroclinic disturbance. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **95**, 710 – 723.
- Hatten, K., 1998:** persönliche Mitteilung. *Institut für Meereskunde, Universität Hamburg*.

- Heinemann, G., 1995:** Polare Mesozyklonen. *Bonner Meteorologische Abhandlungen*, **45**, 156.
- Heinemann, G., 1997:** Idealized simulations of the Antarctic katabatic wind system with a three-dimensional mesoscale model. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13825 – 13834.
- Hibler, W., 1979:** A dynamic-thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 815 – 846.
- Holton, J. R., 1992:** An introduction to dynamic meteorology. *Academic Press, London*, 507.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden und D. Xiaosu, 2001:** Climate Change 2001: The Scientific Basis. *Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)*, Cambridge University Press, Großbritannien, 944.
- Jacob, D. und R. Podzun, 1997:** Sensitivity studies with the regional climate model REMO. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **63**, 119–129.
- Karcher, M., R. Gerdes, F. Kauker und C. Köberle, 2001:** Arctic warming - evolution and spreading of the 1990s warm event in the Nordic Seas and the Arctic Ocean. *J. Geophys. Res.*, eingereicht.
- Kessler, E., 1969:** On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr., Amer. Meteor. Soc.*, **32**, 82.
- Klein, T. und G. Heinemann, 2001:** On the forcing mechanisms of mesocyclones in the eastern Weddell Sea region, Antarctica: Process studies using a mesoscale numerical model. *Meteorol. Zeitschrift*, **10**, 113 – 122.
- Köhler, A., 1990:** Parameterisierung der Wolkenmikrophysik und der Strahlung in einem mesoskaligen Transport- und Strömungsmodell. *Diplomarbeit, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg*, 96.
- Lambrecht, M. und O. Knoth, 1999:** Der dynamische Kern des mikroskaligen Modells MITRAS. *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig und dem Institut für Troposphärenforschung e.V., U. Müller, W. Kuttler und G. Tetzlaff (Hrsg.)*, **13**, 72 – 76.

- Lenz, C.-J., F. Müller und K. Schlünzen, 2000:** The sensitivity of mesoscale chemistry transport model results to boundary values. *Env. Monitoring and Assessment*, **65**, 287 – 298.
- Lindzen, R.S. und B. Farrell, 1980:** A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1648–1654.
- Lüpkes, C. und K. Schlünzen, 1996:** Modelling the Arctic convective boundary-layer with different turbulence parameterizations. *Boundary-Layer Meteorol.*, **79**, 107–130.
- Lystad, M., 1986:** Polar lows in the Norwegian, Greenland and Barent Sea. *Final Report of the polar lows project, The Norwegian Meteorol. Inst. Oslo 3, Blindern, Norway.*
- Mailhot, J., D.Hanley, B.Bilodeau und O.Hertzman, 1996:** A numerical case study of a polar low in the Labrador Sea. *Tellus*, **48**, 383 – 402.
- Majewski, D., 1991:** The Europa-Modell of the Deutscher Wetterdienst. *Seminar Proceedings ECMWF*, **2**, 147 – 191.
- Mansfield, D. A., 1974:** Polar lows: The development of baroclinic disturbances in cold air outbreaks. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **100**, 541 – 554.
- Marshall, G. J. und J.Turner, 1997:** Surface wind fields of Antarctic mesocyclones derived from ERS 1 scatterometer data. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13907 – 13921.
- Maykut, G. und N. Untersteiner, 1971:** Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. *J. Geophys. Res.*, **76**, 1550 – 1575.
- McMurdie, L. A., C. Claud und S. Atakturk, 1997:** Satellite-derived atmospheric characteristics of spiral and comma-shaped southern hemisphere mesocyclones. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13889 – 13905.
- Morison, J., M. McPhee und G. Maykut, 1987:** Boundary layer, upper ocean, and ice observations in the Greenland Sea marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, **92**, 6987 – 7011.
- Mullen, S. L., 1983:** Explosive cyclogenesis associated with cyclones in polar air. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1537 – 1553.
- Nansen, F., 1902:** The oceanography of the North Polar Basin. *The Norwegian North Polar Expedition 1893 - 1896, Scientific results*, **3**, 427.

- Nielsen, N. W., 1997: An early-autumn polar low formation over the Norwegian Sea. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13955 – 13973.
- Niemeier, U. und K. Schlünzen, 1993: Modelling steep terrain influences on flow patterns at the Isle of Helgoland. *Contrib. Atmos. Phys.*, **66**, 45–62.
- Ninomiya, K., 1994: A mesoscale low family formed over the northeastern Japan Sea in the northwestern part of a parent low. *J. Met. Soc. Japan*, **72**, 589 – 603.
- Nordeng, T. E. und E. A. Rasmussen, 1992: A most beautiful polar low: a case study of a polar low development in the Bear Island region. *Tellus*, **44**, 81 – 99.
- Notz, D., M. McPhee, M. Worster, G. Maykut, K. H. Schlünzen und H. Eicken, 2001: Impact of underwater-ice evolution on Arctic summer sea ice. *J. Geophys. Res.*, eingereicht.
- Økland, H., 1989: On the genesis of polar lows. *Polar and arctic lows*, Twitchell, P., Rasmussen, E. und Davidson, K. (Hrsg.). A. Deepak Publishing, 421.
- Orlanski, I., 1975: A rational subdivision of scales of atmospheric processes. *Bull. Am. Met. Soc.*, **56**, 527 – 530.
- OSPAR Commission, 2000: Quality Status Report 2000. Region I: Arctic Waters. *OSPAR Commission, London*, 102.
- Parish, T. und K. Waight, 1987: The forcing of the Antarctic katabatic winds. *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 2214 – 2226.
- Pielke, R., 1984: Mesoscale Meteorological Modeling. *Academic Press, London*, 612.
- Rasmussen, E., 1985: Case study of a polar low development over the Barents Sea. *Tellus*, **37**, 407 – 418.
- Rasmussen, E. A., 1979: Polar low as an extratropical CISK disturbance. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **105**, 531 – 549.
- Rasmussen, E. A., 1981: An investigation of a polar low with a spiral cloud structure. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 407 – 418.
- Rasmussen, E. A., 1992: A polar low in the Davis Strait on January 27th, 1992. *Report of a workshop on applications of new forms of satellite data in polar low research, held*

at Hvanneyri, Iceland, 23 - 26 June 1992. *EGS, European Polar Low Working Group*, 55 - 57.

- Rasmussen, E. A., P. S. Guest und K. Davidson, 1997:** Synoptic and mesoscale features over the ice-covered portion of Fram Strait. *J. Geophys. Res.*, **102**, 13975 – 13986.
- Reed, R. und C. Duncan, 1987:** Baroclinic instability as a mechanism for the serial development of polar lows: a case study. *Tellus*, **39**, 376 – 384.
- Reed, R. J., 1979:** Cyclogenesis in polar air streams. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1636 – 1647.
- Roeckner, E., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Christoph, M. Claussen, L. Dümenil, M. Esch, M. Giorgetta, U. Schlese und U. Schulzweida, 1996:** The atmospheric general circulation model ECHAM-4: Model description and simulation of present-day climate. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Technischer Report*, **218**.
- Schaller, E., A. Ebel, H. Hass, O. Hellmuth, D. Jacob, B. Langmann, M. Memmesheimer, F. Müller, K. Nester, K. Schlünzen und A. Wenzel, 2001:** Comparative evaluation of several air quality modelling systems based on three experimental data sets. *J. Atmos. Chem.*, eingereicht.
- Schlünzen, K., 1990:** Numerical studies on the inland penetration of sea breeze fronts at a coastline with tidally flooded mudflats. *Contrib. Atmos. Phys.*, **63**, 243–256.
- Schlünzen, K., 1996:** Validierung hochauflösender Regionalmodelle. *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg*, **23**, 184.
- Schlünzen, K., 1997:** On the validation of high-resolution atmospheric mesoscale models. *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **67**, 479–492.
- Schlünzen, K. und S. Pahl, 1992:** Modification of dry deposition in a developing sea-breeze circulation - a numerical case study. *Atmos. Environ.*, **26**, 51 – 61.
- Schlünzen, K., T. Stahlschmidt, A. Rebers, U. Niemeier, M. Kriews und W. Dannecker, 1997:** Atmospheric input of lead into the German Bight - a high resolution measurement and model case study for April 23rd to 30th, 1991. *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, **156**, 299–309.

- Schlünzen, K. H., K. Bigalke, C. J. Lenz, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. von Salzen, **1996a**: Concept and realization of the mesoscale transport and fluid model METRAS. *Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, METRAS Reports*, **5**, 131.
- Schlünzen, K. H., K. Bigalke, C. Lüpkes, U. Niemeier und K. von Salzen, **1996b**: Hints for using the mesoscale transport and fluid model METRAS. *Meteorologisches Institut, Universität Hamburg, METRAS Reports*, **6**, 79.
- Semmler, T., D. Jacob und R. Podzun, **2000**: Sensitivity experiments with the regional climate model REMO on the influence of the ice edge. *Proceedings of the CLIMPACT-Workshop in Tromsø, Norway, April 2 - 5*.
- Serreze, M. C., **1995**: Climatological aspects of cyclone development and decay in the Arctic. *Atmosphere-Ocean*, **33**, 1 – 23.
- Serreze, M. C., J. E. Boxand, R. G. Barry und J. E. Walsh, **1993**: Characteristics of Arctic synoptic activity. *Met. Atm. Phys.*, **51**, 147 – 164.
- Sheng, L., K. Schlünzen und Z. Wu, **2000**: Three dimensional numerical simulation of the mesoscale wind structure over Shadong peninsula. *Acta Meteorol. Sinica*, **1**, 97 – 107.
- Shine, K., **1984**: Parameterization of shortwave flux over high albedo surfaces as a function of cloud thickness and surface albedo. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **110**, 747 – 764.
- Sorbjan, Z., Y. Kodama und G. Wendler, **1986**: Observational study of the atmospheric boundary layer over Antarctica. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **25**, 641 – 651.
- Thunis, P., S. Galmarini, A. Martilli, A. Clappier, S. Andronopoulos, J. Bartzis, M. Vlachogianni, K. deRidder, N. Moussiolpoulos, P. Sahm, C. Borrego, O. Tchepel, N. Barros, R. Almbauer, P. Sturm, D. Oetl, S. Dierer und H. Schlünzen, **2001**: MESOCOM: An inter-comparison exercise of flow models used for urban air quality simulations. *Atmospheric Environment*, wird eingereicht.
- Turner, J., T. Lachlan-Cope und E. A. Rasmussen, **1991**: Polar lows. *Weather*, **46**, 107 – 114.
- van Delden, A., **1989**: Gradient wind adjustment, CISK, and the growth of polar lows by diabatic heating. *Polar and arctic lows*, Twitchell, P., Rasmussen, E. und Davidson, K. (Hrsg.). A. Deepak Publishing, 421.

- Voloshin, A. V., S. K. Gulev und A. N. Chugunov, 1989:** Interaction between atmospheric pressure systems and the ocean in the Newfoundland energy active zone. *Meteorology and Hydrology, Wash., D.C. Available from NTIS, Springfield, VA.* 22161.
- von der Emde, K., 1992:** Solving conservation laws with parabolic and cubic splines. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 482 – 492.
- von Salzen, K., M. Claussen und K. Schünzen, 1996:** Application of the concept of blending height to the calculation of surface fluxes in a mesoscale model. *Meteorol. Zeitschrift*, **5**, 60 – 66.
- von Salzen, K. und K. Schlünzen, 1999:** A prognostic physico-chemical model of secondary and marine inorganic multicomponent aerosols II: model applications. *Atmos. Environ.*, **33**, 1543 – 1552.
- Wilhelmsen, K., 1985:** Climatological study of polar lows near Norway. Part I: The period 1978 - 1982. *Technischer Report, Polar Lows Project, The Norwegian Meteorological Institute, Oslo, Norwegen.*
- Willmot, C., 1982:** Some comments on the evaluation of model performance. *Bull. Amer. Met. Soc.*, **63**, 1309 – 1313.
- Wu, Z. und K. Schlünzen, 1992:** Numerical study on the local wind structures forced by the complex terrain of Qingdao area. *Acta Meteorol. Sinica*, **6**, 355–366.
- Zillmann, J., 1972:** A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. *Meteorological study, Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia*, **26**, 562.

