

**Zur Entstehung von Unterwassereis und
das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises
in der Atka Bucht, Antarktis**

**On the formation of underwater ice and
the growth and energy budget of the sea ice
in Atka Bay, Antarctica**

Josef Kipfstuhl

**Ber. Polarforsch. 85 (1991)
ISSN 0176-5027**

Josef Kipfstuhl

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Columbusstraße; D-2850 Bremerhaven; Bundesrepublik Deutschland

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer Dissertation, die 1990 am Fachbereich Geowissenschaften der Universität Bremen angefertigt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung.....	1
I. Die Atka Bucht und das Ekström-Schelfeis	3
II. Arbeiten und Beobachtungen auf dem Meereis.....	9
II.1 Die Meereisstation.....	9
II.2 Die Meereisentwicklung im Zeitraum April 1982 bis Januar 1983.....	11
II.3 Eiskernanalysen.....	13
III. Unterwassereis.....	16
III.1 Unterwassereis in der Antarktis	16
III.2 Eisbildung in der freien Wassersäule - die Eispumpe.....	18
III.3 Hinweise auf Eispumpprozesse in der Antarktis	22
III.4 Offene Fragen zum Unterwassereis	24
IV. Stabile Isotope des Unterwassereises.....	25
IV.1 Einführung in die Isotopenmethodik	25
IV.2 Ergebnisse	28
IV.3 Implikationen für die Bildung von Unterwassereis und für Abschmelzprozesse unter dem Ekström-Schelfeis	33
V. Numerische Simulation des Wachstums und der Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht	40
V.1 Grundlagen.....	40
V.1.1 Das modifizierte Maykut-Untersteiner-Meereismodell	41
V.1.2 Modellantrieb	47
V.2 Eiswachstum: Ergebnisse und Diskussion.....	52
V.3 Oberflächenenergiebilanz: Ergebnisse und Diskussion.....	57
V.3.1 Vergleich von modellierter und gemessener Strahlungsbilanz	57
V.3.2 Monatsmittel der Energiebilanz	61
V.3.3 Ausgewählte Monate.....	63
V.3.4 Vergleich mit anderen Stationen	65
V.3.5 Bemerkungen zu den Ablationsunterschieden von Arktis und Antarktis	67
V.4 Sensitivitätsstudien	72
V.4.1 Eiswachstum und Oberflächenablation	72
V.4.2 Oberflächenenergiebilanz	74
VI. Schlußbemerkungen	78
Symbolliste	80
Literaturverzeichnis	82

Zusammenfassung

Plättchenförmige Eiskristalle mit Abmessungen von bis zu 15 cm im Durchmesser und 2 - 3 mm Dicke, die nur in Schelfeisnähe gefunden und als Unterwassereis bezeichnet werden, sind in der Antarktis ein bereits länger bekanntes, doch bislang kaum untersuchtes Phänomen. In der Atka Bucht (70° S, 8° W) wurden 1982 unter dem 2 m dicken einjährigen Meereis Unterwassereiskristalle in einer bis zu 4 m mächtigen Schicht beobachtet. Bei einem geschätzten Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht zwischen 20 und 40 % verkörpern Meer- und Unterwassereis in der Atka Bucht eine Eissäule von insgesamt etwa 2.9 bis 3.7 m, die erheblich über der mittleren Eisdicke von etwa 1 m im Weddellmeer liegt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entstehung von Unterwassereis und seiner Bedeutung für den Massenhaushalt des Ekström-Schelfeises. Ein weiteres Ziel ist die numerische Simulation des Meereiswachstums in der Atka Bucht mit Hilfe eines thermodynamischen Meereismodells, einerseits um damit den Einfluß des Unterwassereises auf das Eiswachstum zu untersuchen und andererseits um für den Zeitraum Mai 1982 bis Januar 1983 die Oberflächenenergiebilanz des Meereises in der Atka Bucht zu berechnen. Für Vergleiche mit den Modellergebnissen stehen aus diesem Zeitraum Strahlungsbilanzmessungen zur Verfügung.

Erstmals wurden an Unterwassereisproben Isotopenanalysen durchgeführt. Die $\delta^{18}\text{O}$ -Werte liegen zwischen +1.6 und +2.2 ‰. Sie sprechen ebenso wie die gefundene $\delta\text{D}/\delta^{18}\text{O}$ -Relation dafür, daß die Eisplättchen in Wassermassen vom Typ des Eisschelfwassers (ISW) als Ergebnis eines Eisumpumpprozesses entstehen. ISW, das durch Abschmelzen von Schelfeis isotopisch markiert wird, gibt sein Isotopensignal an das Unterwassereis weiter. Hieraus leiten sich für das ISW $\delta^{18}\text{O}$ -Werte zwischen $\delta^{18}\text{O} = -0.7$ und -1.3 ‰ ab, die relativ hohen Anteilen an glazialen Schmelzwasser entsprechen, etwa 1 bis 4 %. Eine einfache Erklärung hierfür ist die Eispumpe. Wiederholte Schmelz-/Gefrierzyklen im Wasser unter einem Schelfeis führen einerseits durch Schmelzen von isotopisch leichtem Schelfeis zu den niedrigen δ -Werten und verhindern andererseits durch Unterwassereisbildung, daß sich das Wasser allmählich auf den Gefrierpunkt abkühlt. Antrieb für die Eispumpe, die eine thermohaline Zirkulationszelle darstellt, ist primär die Druckabhängigkeit des Gefrierpunktes und sekundär die durch Schmelzen und Eisbildung induzierten Dichteunterschiede in der Wassersäule.

Aus den Isotopen- und Ablationsdaten ergibt sich für die Prozesse unter dem Ekström-Schelfeis folgendes, grobes Bild. Für die hohen Schmelzraten von bis $> 2\text{m/a}$ im Bereich der "grounding line" ist eine Eispumpzelle verantwortlich, die sich bis in den zentralen Teil des Schelfeises erstreckt. Dort bilden sich freie Eiskristalle in der Wassersäule, entsprechend kommt die Ablation zum Erliegen. Die Eiskristalle wachsen unter dem Schelfeis auf die beobachtete Plättchengröße. Strömungen transportieren sie vor das Schelfeis, wo sie an die Meeresoberfläche aufsteigen und unter das Meereis

gelangen. Es gibt keine Hinweise darauf, daß es unter dem Ekström-Schelfeis zur Akkumulation von Eisplättchen kommt. Noch kaum verstanden ist, wie sich freies Unterwassereis in der Wassersäule unter dem auf seiner gesamten Länge abschmelzenden Schelfeis bilden kann.

Die Massenverluste des Ekström-Schelfeises über Abschmelzen an der Schelfeisunterseite sind ersten Abschätzungen zufolge etwa doppelt so hoch wie die Kalbungsverluste. Das für die Atka Bucht hochgerechnete Unterwassereisvolumen entspricht etwa 10 bis 25 % der Schmelzverluste. Wenigstens in dieser Größenordnung tragen Eispumpprozesse zum Abbau des Schelfeises bei.

Die Ergebnisse zeigen, daß Unterwassereis Einblicke in Prozesse unter dem relativ unzugänglichen Schelfeis ermöglicht und im Prinzip einen brauchbaren Tracer für Untersuchungen im Zusammenhang mit der Bildung und Modifikation von Wassermassen unter einem Schelfeis darstellt.

Aus den gemessenen δD - und $\delta^{18}O$ -Werten leitet sich für die Bildung von Unterwassereis ein Gleichgewichtstrennfaktor für Deuterium von $\epsilon_D = 26 \text{ ‰}$ ab, der signifikant höher liegt als früher publizierte Werte ($\epsilon_D \sim 21 \text{ ‰}$). Mittlerweile an anderer Stelle durchgeführte Untersuchungen ergeben speziell für plättchenförmiges Eiskristallwachstum ähnlich erhöhte ϵ_D -Werte, so daß die δD -Werte konsistent mit den $\delta^{18}O$ -Werten interpretiert werden können.

Das Meereiswachstum in der Atka Bucht, für das dynamische Prozesse wie Eisbewegung oder Eispress ohne Bedeutung sind, wurde mit Hilfe eines eindimensionalen thermodynamischen Meer-eismodells (Maykut & Untersteiner, 1971) simuliert. Als Antrieb für das Modell dienten 1/2h-Mittelwerte von Globalstrahlung, kurzweiliger reflektierter Strahlung, langweiliger atmosphärischer Gegenstrahlung, Lufttemperatur, relativer Feuchte und Windgeschwindigkeit der auf dem Ekström-Schelfeis gelegenen Georg-von-Neumayer-Station. Die Lufttemperatur, die auf dem Meereis leicht höher lag, wurde entsprechend korrigiert. Für die Berechnung des Eiswachstums folgt eine große Vereinfachung aus der Annahme, daß der Wärmestrom aus dem Ozean in der Unterwassereisschicht dissipiert wird. Meereis und Ozean sind thermisch entkoppelt. Die Kenntnis des ozeanischen Wärmestroms ist nicht mehr notwendig. Es reicht aus, einen Schätzwert für den Eisvolumenanteil der Unterwassereisschicht vorzugeben.

Mit dem Modell wurde das Eiswachstum im Zeitraum vom 1. Mai bis zum 31. Januar simuliert. Die Anfangseisdicke war mit 50 cm vorgegeben. Die Simulation eines vollständigen Jahreszykluses war nicht sinnvoll, da das Meereis in der Atka Bucht gewöhnlich im Januar aufbricht, mit der Meeresströmung aus der Bucht transportiert wird und diese bis in den März hinein weitgehend eisfrei bleibt.

Unter den vorgegebenen meteorologischen Bedingungen kann das Modell nur die Bildung des festen Meereises erklären. Für 20 % Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht stimmen

berechnetes und beobachtetes Eiswachstum gut überein. Energieverlust des Ozeans an die Atmosphäre kommt somit kaum als Ursache für die Bildung des in der Atka Bucht akkumulierten Unterwassereises in Frage. Die Rechnungen stützen also indirekt die Vorstellung, daß Unterwassereis in der freien Wassersäule durch Eispumpprozesse entsteht. Der Einfluß des Unterwassereises auf das Eiswachstum ist relativ gering. Bei einem zwischen 0 und 50 % variierten Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht schwankt die erreichte Eisdicke zwischen 195 und 250 cm.

Die gemessene Strahlungsbilanz wird vom Modell gut reproduziert, obwohl die turbulenten Flüsse in die Oberflächenenergiebilanz nur über sehr einfache Ansätze eingehen. Insgesamt zeigt sich die Energiebilanz der Meereisoberfläche kaum vom Unterwassereis beeinflusst. Sie wird von der Strahlungsbilanz dominiert. Im Winter, solange das Eis noch dünn ist, werden die Strahlungsverluste überwiegend vom Bodenwärmestrom gedeckt. Die Strahlungsgewinne im Zeitraum November - Januar werden zum großen Teil vom turbulenten Strom latenter Wärme kompensiert. Der turbulente Strom fühlbarer Wärme ist im Mittel zur Oberfläche hin-, der Strom latenter Wärme im gesamten Zeitraum von ihr weggerichtet.

Ein Vergleich der Oberflächenenergiebilanz der Atka Bucht mit Angaben für Meereis in der Arktis, das im Sommer mit Schmelzwasserseen überzogen ist, zeigt, daß dort die Strahlungsgewinne vor und während der Ablationssaison deutlich höher liegen. Unterschiede in der Strahlungsbilanz können das unterschiedliche Ablationsverhalten von Arktis und Antarktis weitgehend erklären. Im einzelnen dürften höhere langwellige Strahlungsverluste infolge geringerer atmosphärischer Gegenstrahlung und eine höhere Oberflächenalbedo im Weddellmeerbereich Schmelzen an der Meereisoberfläche verhindern.

Summary

In Atka Bay (Antarctica) the sea ice grows into a spongy layer of loose ice platelets up to 15 cm in diameter and 2-3 mm thick so-called underwater ice. In 1982 the solid sea ice and the sub-ice platelet layer, 2 m and 4 m thick, respectively, represented a total ice column of 3 to 4 m whereas in the Weddell Sea the average thickness of the sea ice is less than 1 m. This thesis investigates the formation of underwater ice and its importance for the growth and surface heat budget of the sea ice in Atka Bay.

Measurements of δD and $\delta^{18}O$ in underwater ice platelets show that underwater ice originates from water masses strongly depleted in D and ^{18}O , i.e. Ice Shelf Water (ISW). The δD - and $\delta^{18}O$ -values as well as the $\delta D/\delta^{18}O$ -relation indicate that underwater ice results from ice pump processes beneath the Ekström Ice Shelf, melting ice at great depths and forming ice crystals in the water column below the ice shelf at lower depths. High basal melt rates of up to 2 m/a and more near the grounding line and very little ablation in the central part of the ice shelf support this interpretation. The ice platelets are assumed to be transported to the coastal ocean in front of the ice shelf by ocean currents, floating up to the sea-ice/water interface where they become incorporated into the congelation ice. It is estimated that the volume of underwater ice formed amounts to at least 10 - 20% of the ice volume lost from the Ekström Ice Shelf through basal melting. An equilibrium deuterium fractionation factor of $\epsilon_D = +26\%$ which is significantly higher than previously reported must be assumed for ice growth in the free water column.

The Maykut-Untersteiner model of sea ice combined with meteorological data of the Georg-von-Neumayer Station was used to calculate the growth and surface heat budget of the sea ice in the Atka Bay. For the latter the existence of the sub-ice platelet layer is of minor importance. Only about half of the observed solid ice growth can be explained by heat loss of the ocean to the atmosphere. The model yields good agreement with the observed sea ice growth using a fraction of 20 % of ice within the sub-ice platelet layer. A comparison of the surface heat budgets of the sea ice of Atka Bay with ice in the central Arctic shows that the high surface ablation observed in the Arctic seems to originate from a significantly higher radiative energy gain during the ablation season in the Arctic.

Einleitung

Schelfeisgebiete bedecken etwa 11 % der Fläche der Antarktis (rund 14 Mio. km²) und säumen annähernd die Hälfte ihrer 30 000 km langen Küstenlinie. Meereis umgibt die Antarktis mit einem gegen Ende des Winters auf 1000 bis 2000 km Breite anwachsenden Pack- und Treibeisgürtel. Eis, das sich in Plättchenform in der freien Wassersäule bildet und als Unterwassereis bezeichnet wird, wird nur in einer schmalen Zone in unmittelbarer Nähe von Schelfeisküsten beobachtet. Mit Schichtmächtigkeiten von bis zu mehreren Metern kann es zwar lokal, wie zum Beispiel im McMurdo Sound (78°S, 165°E), bei Mirny (67°S, 93°E) oder in der Atka Bucht (70°S, 8°W), durchaus dem Meereis vergleichbare Schichtdicken erreichen (z.B. Moretskiy, 1965; Littlepage, 1965). Dennoch dürfte die Bedeutung von Unterwassereis mehr darin bestehen, Hinweise auf grundlegende Prozesse im immer noch kaum zugänglichen Meer unter dem antarktischen Schelfeis zu geben.

Unterwassereis kann als Ergebnis von Wechselwirkungen zwischen Schelfeis und Ozean angesehen werden. Seine Bildung in der freien Wassersäule wird durch Hebung von potentiell unterkühltem Wasser - das ist Wasser mit Temperaturen unterhalb seines Oberflächengefrierpunktes - ausgelöst (Foldvik & Kvinge, 1974). Betrachtet man Abschmelzen von Schelfeis - hierbei wird potentiell unterkühltes Wasser gebildet - und die Unterwassereisbildung in der Wassersäule als geschlossenen Kreisprozeß, so führt dies zur Idee der "Eispumpe" (Robin, 1979; Lewis & Perkin, 1986), die Eis von der Unterseite eines Schelfeises an die Wasseroberfläche "pumpt". Robin & Swithinbank (1987) messen diesem Prozeß, der in einem geschlossenen System abläuft, ohne auf die Zufuhr von fühlbarer Wärme von außerhalb des Systems angewiesen zu sein, große Bedeutung beim Abbau des antarktischen Schelfeises bei.

Das Weddellmeer, an dessen nordöstlichen Rand die Atka Bucht liegt, ist nicht nur das größte zusammenhängende Meereisgebiet der Antarktis, es zeigt auch die größten jahreszeitlichen und interannuellen Schwankungen (Lemke et al., 1980; Comiso & Zwally, 1984). Aufgrund der schlechten Erreichbarkeit sind die Wechselwirkungsprozesse zwischen Ozean, Meereis und Atmosphäre in der Antarktis im Vergleich zur Arktis noch sehr wenig untersucht, insbesondere kaum durch Messungen und Daten repräsentiert (Andreas & Makshtas, 1985). Während über die Bedeutung dynamischer Prozesse für die Bildung und den Abbau des überwiegend einjährigen Meereises im Weddellmeerssektor kein Zweifel mehr besteht, wird der Einfluß des Ozeans noch sehr unterschiedlich bewertet. Gordon (1981) macht einen Wärmestrom aus dem Ozean in Höhe von 20 W/m² für das rapide Abschmelzen des Meereises im Frühjahr verantwortlich. Hibler & Ackley (1983) und Koch (1986) dagegen können den Eisrückzug fast ohne Wärmezufuhr aus dem Ozean (2 W/m²) simulieren. Noch wenig verstanden sind auch die meteorologischen Ursachen für das stark unterschiedliche Ablationsverhalten von Meereis in Arktis und Antarktis. So wird Schmelzen in der Antarktis an der Oberfläche so gut wie nicht beobachtet (Andreas & Ackley, 1982).

Die Idee zu der vorliegenden Arbeit geht zurück auf Beobachtungen zum Meereiswachstum der Atka Bucht, die von der auf dem Ekström-Schelfeis liegenden Georg-von-Neumayer-Station (GvN; 70°S, 8°W) relativ problemlos erreichbar ist. Im Zeitraum von Mai bis Dezember 1982 wurde dort parallel zur Energiebilanzstation an GvN eine zweite, weniger aufwendig ausgestattete Meereis-Station betrieben. Neben die Oberflächenenergiebilanz des Meereises als Untersuchungsobjekt trat dabei bald die Frage, woher die bis zu handtellergroßen Unterwassereiskristalle kommen, die im Laufe des Jahres zu einer 4 m mächtigen Schicht unter dem 2 m dicken Meereis akkumulierten, und welchen Einfluß sie auf das Meereiswachstum ausüben.

Da Unterwassereis in das Meereis eingefroren wird und damit in den Wachstumsprozeß des Meereises eingreift, bietet sich eine thematische Verknüpfung von Meer- und Unterwassereis an. Bisher sind weder das Unterwassereis noch das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises im Weddellmeerbereich sehr intensiv untersucht. Meer- und Unterwassereis nehmen Einfluß auf das globale Klima - Unterwassereis etwa über den Weg Eisschelfwasser (ISW), antarkisches Bodenwasser und Tiefenwasser im Ozean, Meereis über den Wärmeaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre - und sind deshalb durchaus von Interesse. Zum zweiten verlangt das Meereismodell (Maykut & Untersteiner, 1971; Maykut, 1979), mit dessen Hilfe das Eiswachstum simuliert und der Einfluß des Unterwassereises hierauf untersucht wird, als Randbedingung die Vorgabe der Energieflüsse an der Oberfläche. Verwendet man als Modellantrieb gemessene Werte für die atmosphärischen Strahlungsflüsse, die Lufttemperatur, die relative Feuchte und den Wind - letztere um damit die turbulenten Wärmeströme zu parametrisieren - so erhält man neben dem Eiswachstum auch die Oberflächenenergiebilanz. Die Modellrechnungen können so die Messungen auf dem Meereis, die nur im Falle der Strahlungsbilanz zufriedenstellend ausfielen, ersetzen.

Die beiden ersten Kapitel dieser Arbeit sind einer kurzen Beschreibung des Ekström-Schelfeises und den Arbeiten auf dem Meereis gewidmet. Kapitel III gibt einen Überblick über Unterwassereis in der Antarktis. Außerdem wird dort die Idee der "Eispumpe" als dessen mögliche Bildungsursache eingeführt. Mit den stabilen Isotopen des Unterwassereises und mit den daraus ableitbaren Implikationen für seine Entstehung und Bedeutung im Massenhaushalt des Ekström-Schelfeises beschäftigt sich das Kapitel IV. Gegenstand von Kapitel V ist die numerische Simulation des Meereiswachstums und die Berechnung der Energiebilanz mit Hilfe eines thermodynamischen Meereismodells. Anhand einiger Sensitivitätstests wird abschließend die Abhängigkeit der Modellergebnisse von der Wahl der Modellparameter, der Anfangs- und Randbedingungen aufgezeigt.

I. Die Atka Bucht und das Ekström-Schelfeis

Anfang 1981 wurde auf dem Ekström-Schelfeis, einem kleinen, dem Dronning Maud Land vorge-lagerten Schelfeis die Überwinterungsstation "Georg von Neumayer" (GvN) errichtet. Seit diesem Zeitpunkt sind die Atka Bucht und das Ekström-Schelfeis, siehe Abb. 1.1 und Abb. 1.2, Ziel bundes-deutscher Aktivitäten in der Antarktis. Das westlich liegende Quarisen, auf dem sich seit 1986 die russische Sommerstation Druznaja III befindet, war in den Jahren von 1949 bis 1952 Standort der norwegischen Station Maudheim. Weiter östlich von GvN liegt auf dem Fimbulisen die südafrikanische Station SANAE.

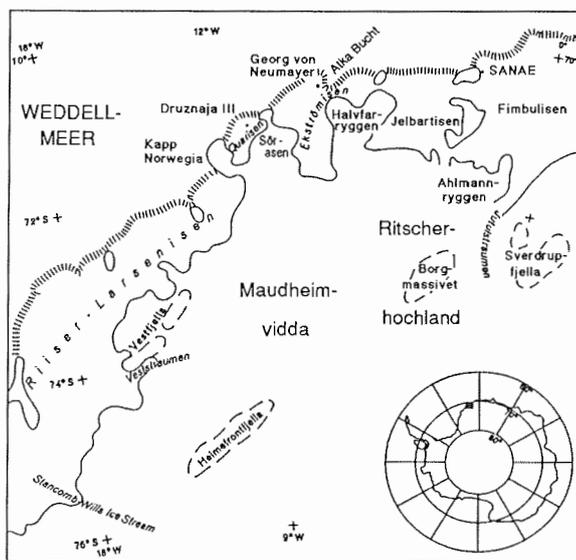


Abb. 1.1.: Übersichtskarte für das Gebiet um das Ekström-Schelfeis (Ekströmisen)
(Kartengrundlage: Ifag 1989)

Das Ekström-Schelfeis gehört mit einer Fläche von etwa 6350 km² (Hinze, 1989) zu den kleinen Schelfeisflächen der Antarktis. Es erstreckt sich in Süd-nord-Richtung über ungefähr 130 km. In Ost-west-Richtung beträgt die maximale Ausdehnung etwa 70 km. Die Eisdicke variiert zwischen 100 bis 200 m an der Eisfront und etwa 700 bis 800 m an der "grounding line" (Abb. 1.3 und Abb. 1.4). Die Mächtigkeit der Wassersäule unter dem Schelfeis beträgt maximal etwa 500 m. Im zentralen Teil des Schelfeises fällt damit der Meeresboden auf fast 1000 m ab. Im Bereich der Atka Bucht und nördlich GvN liegt das Schelfeis stellenweise auf. Der flache und nur wenige zehn Kilometer breite Kontinental-schelf fällt nach Norden hin rasch auf Tiefen > 4000 m ab. Eine Schwelle begrenzt das Becken unter dem Ekström-Schelfeis nach Norden, so daß sich durch den dadurch reduzierten Wasser-

massenaustausch ein relativ eigenständiges, von den Wechselwirkungen zwischen Schelfeis und Meerwasser geprägtes ozeanisches Regime ausbilden dürfte.

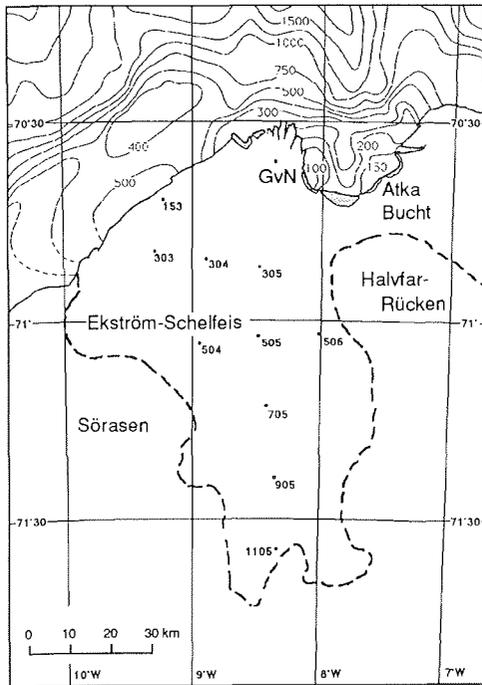


Abb. 1.2: Karte des Ekström-Schelfeises und der Atka Bucht mit geodätischen Punkten, an denen Verformungsraten bekannt sind (nach Ifag 1989)

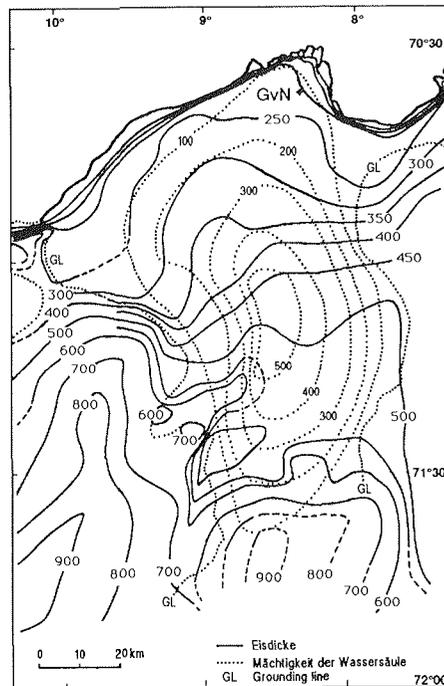


Abb. 1.3: Isolethen der Eisdicke und Mächtigkeit der Wassersäule unter dem Schelfeis nach Thyssen & Grosfeld (1988) und Kobarg (1988) (Einheiten: m)

Die Fließgeschwindigkeiten liegen an der "grounding line" bei etwa 100 m/a (Hinze, 1989). GvN bewegt sich mit etwa 170 m/a in nordöstliche Richtung. Die Schelfeiskante im Westen von GvN, von der im Winter 1980 ein etwa 14 x 50 km² großer Eisberg abbrach, dringt pro Jahr etwa 200 m vor. Weitergehende Beschreibungen der Morphologie des Ekström-Schelfeises finden sich bei Obleitner (1987), Eckstaller (1988) und Kobarg (1988).

Die rund 500 km² große Atka Bucht bildet in nördlicher Fortsetzung des Halvfarrückens eine natürliche Bucht, die schon alten Antarktischifffahrern bekannt war (Kohnen, 1981). Sie scheint ihren Charakter als Bucht über längere Zeit unabhängig von Kalbungseignissen des sie einschließenden Schelfeises zu bewahren. Ursache dafür sind die geringen Wassertiefen von teilweise unter 100 m in der Bucht und im Bereich zwischen der Bucht und dem Halvfarrücken. Sie führen dazu, daß das Eis stellenweise aufliegt und so der Eisnachfluß vom Süden her stark gebremst wird.

Ablationsraten an der Unterseite des Ekström-Schelfeises

Als Erklärung für die Entstehung des Unterwassereises in der Atka Bucht verlangt die Idee der Eispumpe, auf die näher in Abschnitt III.2 eingegangen wird, Schmelzen an der Unterseite des Ekström-Schelfeises. Angaben über Ablationsraten an der Schelfeisunterseite gibt es bis jetzt nur aus dem Gebiet um die Georg von Neumayer-Station. Hoyer (1983) erhält aus der Analyse der Temperatur/Tiefenkurve bei GvN Schmelzraten von über 2 m/a. Aus der Analyse des kinematischen Verhaltens schätzt er für das Gebiet zwischen GvN und der Atka Bucht Werte zwischen 0.2 und 2.9 m/a ab; nahe der Kante sogar solche von über 3 m/a. Obleitner (1987) gibt für GvN eine jährliche Ablation von knapp 1 m/a an.

Abb. 1.4 enthält Schmelzraten für einige in Abb. 1.2 angegebene geodätische Punkte, die etwa auf einer Fließlinie liegen. Sie wurden nach Thomas (1973) über die folgende Gleichung bestimmt, der die Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß unter der Annahme eines stationären Schelfeises zugrundeliegt:

$$\dot{M} = \dot{A} - U \frac{\partial H}{\partial x} - \dot{\epsilon} H \quad (1.1)$$

\dot{M} und \dot{A} bezeichnen darin die Ablationsrate an der Schelfeisunterseite bzw. die Akkumulationsrate an der Oberfläche. Die Größen H , U und $\dot{\epsilon}$ stehen für die Dicke des Schelfeises, seine Fließgeschwindigkeit und die vertikale Strainrate. Letztere wurde aus den gemessenen horizontalen Strainraten (Möller & Ritter, 1988) berechnet: $\dot{\epsilon} = -(\dot{\epsilon}_x + \dot{\epsilon}_y)$. Die Eisdicken, soweit nicht aus Kaul & Unterschütz (1988) verwendet, sowie die Eisdickengradienten wurden aus der Karte von Thyssen & Grosfeld (1988), Abb. 1.3, entnommen. Die Fließgeschwindigkeiten wurden aus Hinze (1989) abgeleitet. Die Akkumulation an der Oberfläche wurde konstant mit 40 cm/a Eisäquivalent angenommen. Dieser Wert folgt aus dem Wasseräquivalent von 36.3 cm/a, das Obleitner (1987) als mittleren Zutrag an GvN für den Zeitraum 1967-81 angibt.

Eine mittlere Schmelzrate über ein größeres Gebiet erhält man, wenn man nach Thomas (1973; Gl. 50) einen Vertikalschnitt längs einer Fließlinie über eine Entfernung Δx betrachtet:

$$\dot{M} = \frac{U_2 \rho_2 H_2 - U_1 \rho_1 H_1 - A \Delta x}{\Delta x} \quad (1.2)$$

Die Indizes 1 und 2 beziehen sich dabei auf Anfangs- und Endpunkt der Fließlinie in dem betrachteten Gebiet. ρ ist die mittlere Dichte der Eissäule. Sie berechnet sich nach $\rho = ((H - Z_S) / H) \rho_w$, wobei Z_S die Höhe über der Wasserlinie angibt und ρ_w die Dichte von Meerwasser ist. (Einheit von A hier: $\text{kg/m}^2 \text{ a}$).

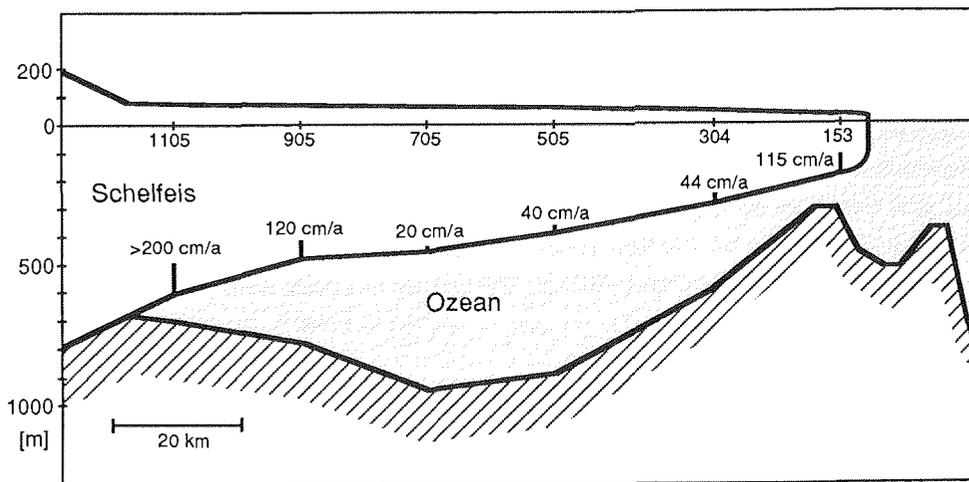


Abb. 1.4: Profilschnitt durch das Ekström-Schelfeis längs der geodätischen Punkte 1105 bis 153 mit Angaben der Schmelzrate an der Schelfeisunterseite

Die für das Ekström-Schelfeis ermittelten Ablationsraten von 0.2 bis über 2 m/a (Abb. 1.4) liegen in der von Thomas für das Brunt-Schelfeis angegebenen Größenordnung, obgleich dort die mittels Gl. (1.2) bestimmte mittlere Ablationsrate mit 135 cm/a etwa doppelt so hoch ist wie beim Ekström-Schelfeis mit 73 cm/a. Übereinstimmend liegen die höchsten Schmelzraten - bis über 2 m/a - an der "grounding line" und an der Schelfeiskante. Berücksichtigt man, daß die Fließgeschwindigkeiten nahe der "grounding line" (ca. 100 m/a) deutlich niedriger als an der Eisfront (ca. 200 m/a) liegen, so erfährt das Ekström-Schelfeis seine größten Ablationsverluste und sehr wahrscheinlich auch seinen Hauptmassenverlust im Bereich der "grounding line".

Hydrographie

Obwohl die Atka Bucht seit 1981 regelmäßig zur Versorgung der Georg-von-Neumayer-Station angelaufen wird, gibt es aus dem Bereich des Ekström-Schelfeises nur sehr wenige hydrographische Daten. Unmittelbar augenfällig werden im Sommer die hohen Gezeitenströme von bis zu 1 m/s (Wegner, pers. Mitt.), wenn sich die Bucht im 6stündigen Rhythmus der Gezeiten mit Treibeisschollen füllt und wieder leert. In der Arbeit von Kobarg (1988) über die gezeitenbedingte Dynamik des Ekström-Schelfeises fehlen Hinweise auf jahreszeitliche Unterschiede in den Gezeitenregistrierungen an GvN. Sehr wahrscheinlich sind diese hohen Gezeitenströme mehr oder weniger für das gesamte Jahr typisch.

Abb. 1.5 zeigt nach Piatkowski (1987) einen küstennahen Temperaturschnitt, der während ANT I (Februar 1983) auf dem östlichen Schelf gewonnen wurde und von der Atka Bucht im Nordosten bis in die Gould Bay im Südwesten des Weddellmeeres reicht. Er zeigt die für den Sommer typische Situation einer erwärmten Deckschicht mit Temperaturen $> -1.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ in Tiefen bis maximal etwa 150 m, die im Bereich der Gould Bay weniger stark ausgeprägt ist. Unterhalb der Deckschicht liegt in Tiefen bis etwa 400 m das kältere Winterwasser (WW) mit Temperaturen zwischen $-1.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $-2.0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Es entsteht durch haline Konvektion als Folge der winterlichen Meereisbildung und wird als östliches Schelfwasser (ESW) bezeichnet. Kaltes Schelfwasser mit Temperaturen $< -1.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist Abb. 1.5 zufolge auf die Schelfgebiete südlich von Halley (Stn. 196) beschränkt. Eisschelfwasser (ISW) mit Temperaturen $< -2.0\text{ }^{\circ}\text{C}$, das sich durch den Kontakt mit dem Schelfeis auf Temperaturen unterhalb des Oberflächengefrierpunktes abkühlt, wird nur in der Gould Bay (Filchnerdepression) gefunden. Warmes Tiefenwasser (WDW) mit Temperaturen $> 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ findet sich in dem bis auf 1000 m Wassertiefe reichenden Schelfeinschnitt bei den Stationen 209, 211 und 213. Hydrographische Daten anderer Autoren (Carmack, 1974; Foster & Carmack, 1977; Gammelsrod & Slotsvik, 1981; Fahrbach et al., 1988), teilweise in Schnitten quer zum Schelf gewonnen, fügen sich gut in das in Abb. 1.5 gezeigte Bild. Dies gilt auch für einen Schnitt, der unmittelbar vor dem Ekström-Schelfeis gewonnen wurde (Wegner, pers. Mitt.).

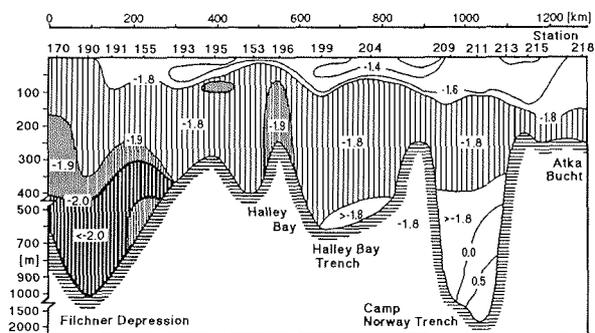


Abb. 1.5: Küstenparalleler Temperaturschnitt auf dem östlichen Schelf des Weddellmeeres von der Gould Bay (Filchnerdepression) zur Atka Bucht (ANT 1, Februar 1983; nach Piatkowski, 1987)

Winterdaten, abgesehen von einem Anfang September 1982 in der Atka Bucht selbst gemessenen Temperaturprofil, das bis in 45 m Tiefe eine homogen auf $-1.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlte Wassersäule ergab, sind nicht bekannt. Mehrwöchige Dauerregistrierungen, die im Südfrühjahr 1986 am Kontinentalabhang vor dem Drescher Inlet (73°S , 19°W) aufgezeichnet wurden (Fahrbach & Rohardt, 1988), lassen auf dem Schelf für den Winter eine homogen durchmischte Wassersäule mit Temperaturen nahe dem Oberflächengefrierpunkt erkennen. Obwohl in einzelnen Ereignissen modifiziertes WDW auf den

Schelf gelangt, dürfte nach Foster & Carmack (1977) ein Aufsteigen von WDW, bedingt durch den geringen Salzgehalt des ESW ($<34.5 \text{ ‰}$), insgesamt im Wärmehaushalt des ESW keine besondere Rolle spielen. Man kann demnach davon ausgehen, daß ESW die Wassermasse darstellt, die mit dem Schelfeis in Wechselwirkung steht.

Alle bisherigen Beobachtungen lassen sich zu dem Ergebnis zusammenfassen, daß auf dem östlichen Schelf eine dem ISW vergleichbare Wassermasse fehlt und daß die Aussüßung durch Schmelzen von Schelfeis ausreicht, den Salzeintrag durch die Meereisbildung zu kompensieren (Fahrbach et al., 1988). Dies ist bedeutsam für die Bildung von Eis in der Wassersäule, zu der es, wie in Kap. II näher ausgeführt wird, nur im ISW kommen kann. Obwohl einerseits Hinweise auf die Existenz von ISW auf dem östlichen Schelf fehlen, wurde andererseits hier wiederholt Unterwassereis beobachtet (s. Kapitel III).

II. Arbeiten und Beobachtungen auf dem Meereis

Die im folgenden beschriebenen Beobachtungen und Messungen auf dem Meereis in der Atka Bucht wurden während der zweiten Überwinterung an GvN im Jahre 1982 durchgeführt. Sie bilden mit den sich daraus ergebenden Fragestellungen den Grundstock für die vorliegende Arbeit.

II.1 Die Meereisstation

Die Idee, parallel zu den Energiebilanzmessungen an GvN eine zweite Energiebilanzstation auf dem Meereis in der Atka Bucht zu betreiben, war erst in der Antarktis geboren worden. Sie wurde möglich, da genügend Ersatzgeräte und -geber von der Anfang 1982 an GvN neu eingerichteten Energiebilanzstation vorhanden waren. Die im weiteren nur noch "Meereisstation" genannte Energiebilanzstation wurde am 29. April etwa 1.5 km östlich der späteren Anlegestelle der POLARSTERN aufgebaut (Abb. 6). Die Nähe zur Schelfeiskante war bedingt durch den Umstand, daß bis August das Meereis nur zu Fuß über das Aklestad-Inlet zu erreichen war.

Im Zeitraum vom 29. April bis zum 28. Dezember 1982 wurden an der Meereisstation in der Atka Bucht die folgenden Größen kontinuierlich registriert:

- die Strahlungsbilanz (ab 23. Mai)
- Lufttemperaturen in 1.8 m Höhe über dem Meereis und 20 cm über der Schneeoberfläche
- die Temperatur an der Schnee-/Meereisgrenze und
- Temperaturen im Meereis in 10 und 50 cm Tiefe (bis Juli) und 20 und 120 cm Tiefe (ab August)
- Windrichtung und -geschwindigkeit in 2 m Höhe über dem Meereis.

Diese kontinuierlichen Registrierungen wurden im September ergänzt durch ein Wassertemperaturprofil bis in 45 m Tiefe und ab Oktober durch einige höher aufgelöste Temperaturprofile im Meereis. Eisdicke und Schneehöhe wurden in etwa 2- bis 3-wöchigem Abstand gemessen. Ferner wurden verteilt über das ganze Jahr Meerwasser-, Salzlaugen- und Schneeproben genommen, am 4. und 7. Januar 1983 je ein Meereiskern gebohrt und vereinzelt die Schneedichte bestimmt.

Die Angabe "Höhe über dem Meereis" bei Lufttemperatur und Wind bezieht sich auf die Höhe über der Schnee-/Meereisgrenze. Weder der Strahlungsbilanzmesser nach Schulze-Lange noch die Lufttemperaturfühler, die mit einem Strahlungsschutz in Form von sog. Friedrichs- bzw. Baumbachhütten versehen waren, wurden zwangsbelüftet. Als Temperaturgeber wurden PT-100 Sensoren verwendet. Als Registriergeräte waren meist drei 2-Kanal-Schreiber (Firma Linseis) eingesetzt, ersatzweise auch ein kompensierter 6-Kanal-Punktplotter (STDB 63, Firma Schenk, Wien). Die Energieversorgung bestand aus 2 bzw. 3 Blei-Akkus (12 Volt und 120 Ah Kapazität), die einen problemlosen Betrieb von etwa 3 bis 4 Wochen erlaubten. Sie waren zusammen mit Registriergeräten in einer isolierten Zargeskiste untergebracht.

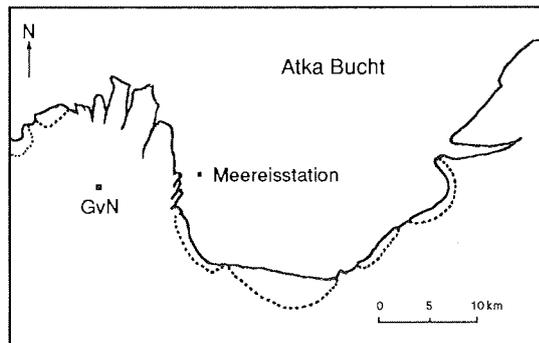


Abb. 2.1: Lage der Meereisstation in der Atka Bucht

Die Meereisstation konnte je nach Jahreszeit zwischen 1 mal in der Woche und 1 mal im Monat aufgesucht werden. Dies führte zu unvermeidlichen Ausfällen in den Registrierungen. Probleme bereiteten insbesondere auf der Geberseite die Temperaturfühler im Meereis und die Baumbachhütte, mit der die Lufttemperatur in 20 cm über der Schneeoberfläche gemessen wurde. Erstere waren vermutlich nicht ausreichend gegen eindringende Salzlauge geschützt, letztere war oft voller Schnee oder ganz eingedrückt. Beim Wölfle-Wind-Wegschreiber drang Driftschnee in das Lager ein. Außerdem setzte sich Schnee in den Anemometerschalen fest. Die quartzstabilisierten Linseis-Schreiber erwiesen sich als sehr ganggenau, waren aber in der engen Kiste relativ anfällig gegenüber Papierrückstau. Der Schenk-Schreiber zeigte Gangverzögerung bei Außentemperaturen unter $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ und bis zur Unlesbarkeit nachlassende Farbintensitäten. Als wenig erfreulich für die Arbeiten auf dem Meereis erwies sich der überhastete Aufbruch der Sommerexpedition, da in der Eile versehentlich der Kernbohrer mit nach Hause genommen worden war.

Während des 8-monatigen Betriebs der Meereisstation wurden die Strahlungsbilanz an über 160 Tagen, die Lufttemperatur und die Temperatur an der Schnee-/Meereisgrenze an 140 Tagen und die anderen Temperaturen und der Wind an etwa 30 bis 100 Tagen aufgezeichnet. Die analog registrierten Daten wurden digitalisiert und stehen als 1/2 h-Mittelwerte der weiteren Auswertung zur Verfügung.

II.2 Die Meereisentwicklung im Zeitraum April 1982 bis Januar 1983

Obwohl bereits im Februar Pfannkucheneis und im März größere Treibeisfelder in der Atka Bucht beobachtet wurden, bildete sich eine feste, geschlossene Eisdecke erst um den 25. April. Für den Zeitraum bis zum Aufbrechen der Eisdecke am 8./9. Januar 1983 sind in Abb. 2.2 Eisdicke und Schneehöhe an der Meereisstation dargestellt. Das Haupteiswachstum fällt etwa in einen Zeitraum, in dem das Meereis mit weniger als 10 cm Schnee bedeckt war. Eisdicken über 2 m wurden erstmals im November, die maximale Eisdicke von 219 cm am 4. Januar gemessen. Obwohl die Eisdicke ab November größere Schwankungen zeigt, ergibt sich hieraus kein Hinweis auf Schmelzen an der Eisunterseite. Die maximale Schneehöhe lag im Mittel über 3 Pegel bei 62 cm, wobei es zu nennenswerter Akkumulation erst ab August kam. Schmelzen an der Schneeoberfläche wurde nicht beobachtet. Das Meereis in der Atka Bucht war im gesamten Zeitraum fest mit dem umgebenden Schelfeis verbunden, ist also sogenanntes Festeis ("fast ice"). Nach Norden dürfte es die meiste Zeit des Jahres durch eine schmale Küstenpolynya vom angrenzenden Packeis des Weddellmeeres getrennt gewesen sein.

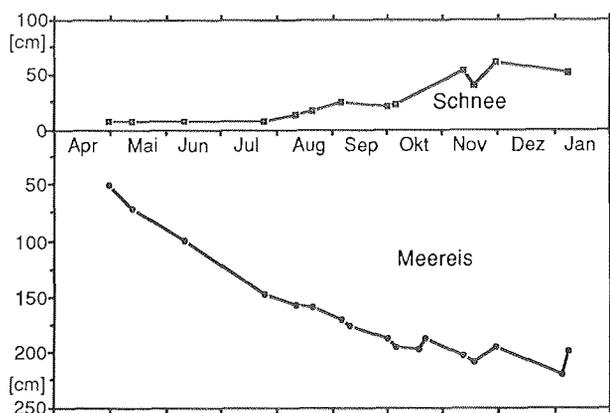


Abb. 2.2: Jahresgang von Eisdicke und Schneehöhe an der Meereisstation

Ein Eisdicken- und Schneehöhenprofil, das von der Meereisstation nach Norden zum Meereisrand gerichtet war, ergab Eisdicken zwischen 180 und 225 cm und Schneehöhen von 70 bis 150 cm, überwiegend jedoch unter 100 cm. Nur im Lee von Eisbergen war das Meereis stellenweise schneefrei. Preßeiszonen wurden nur am nördlichen, offenen Rand der Atka Bucht angetroffen. Bei Schneehöhen über 1 m war die unterste Schneeschicht mit kalter Salzlauge durchtränkt. Ihr Salzgehalt lag zwischen 70 und 90 ‰, die Temperatur bei unter -4 °C. Als Erklärung dafür kann die hohe Schneelast dienen, die das Meereis unter den Wasserspiegel drückt, so daß dadurch konzentrierte Salzlauge aus dem Meereis in den darüberliegenden Schnee eindringt. Auf dieses Phänomen,

das bereits Spichkin (1966) beschreibt, wird hier nicht weiter eingegangen, da es im näheren Umfeld der Meereisstation nicht beobachtet wurde.

Wie bereits bei Mirny und im McMurdo Sound beobachtet (s. Kap. III), kam es auch in der Atka Bucht unter dem festen Meereis zur Akkumulation von Eisplättchen von 2 bis 15 cm Durchmesser und etwa 0.5 bis 2 mm Dicke. Abb. 2.3 zeigt Photos solcher Eiskristalle, die im November an der Meereisstation eine 4 m mächtige Schicht bildeten. Die zeitliche Entwicklung der Unterwassereisschicht kann nur grob angegeben werden. Zuerst fielen die Eisplättchen beim Aufbau der Meereisstation auf, als sie in Bohrlöchern aufschwammen und das Einbringen von Sensoren ins Wasser behinderten. Sie wurden zunächst jedoch als das Ergebnis des raschen Zufrierens der Bohrlöcher bei niedrigen Lufttemperaturen ($< -30\text{ }^{\circ}\text{C}$) gedeutet. Am 6. September betrug die Mächtigkeit der Unterwassereisschicht 2 bis 3 m, am 18. November etwa 4 m. Eine weitere Messung 3 km südlich des Meereisrandes ergab am 30. November eine Schichtdicke von 3 bis 3.5 m. Die Schichtmächtigkeiten wurden bei bekannter Eisdicke aus der Wassertiefe abgeschätzt, ab der ein 1 kg schweres Fallgewicht nach unten hin frei ins Wasser wegsank. Aus der Festigkeit des akkumulierten Unterwassereises kann der Volumenanteil des Eises nur sehr vage mit Werten zwischen 20 und 50 % angegeben werden. Eine direkte Bestimmung des Eisanteils wurde versäumt.

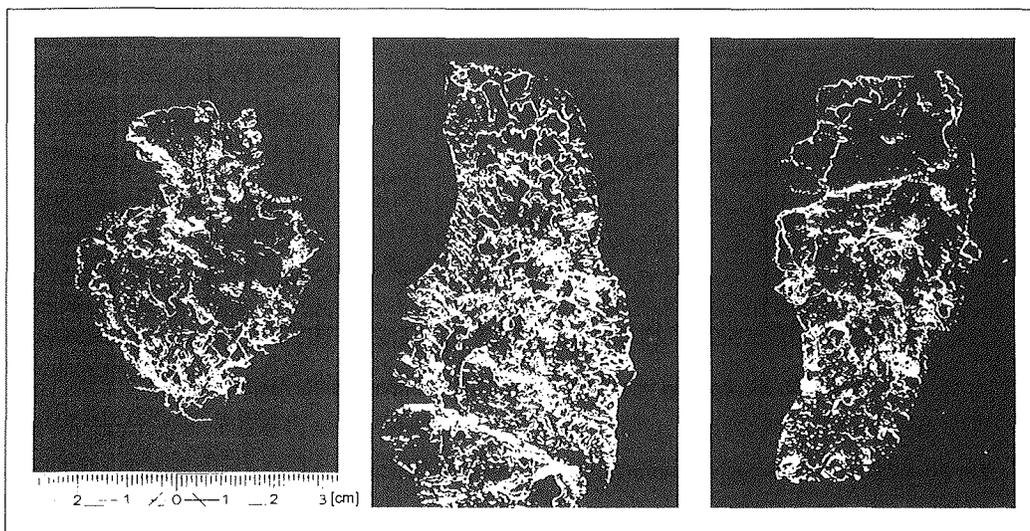


Abb. 2.3: Photographien von Eisplättchen aus der Atka Bucht. Als helle Linien gut zu erkennen sind die einzelnen Wachstumsschichten.

Bei den Eisplättchen - auf ihre Verbreitung und Bildung wird im nächsten Kapitel näher eingegangen - handelt es sich um Einkristalle. Die c-Achse steht senkrecht auf der Plättchenebene. Das Wachstum

erfolgt hauptsächlich in der Basisebene und in einzelnen Schichten übereinander, wie man in Abb. 2.3 an den hellen Linien erkennen kann. Der Salzgehalt einzelner Eisplättchen schwankt zwischen 0.5 und 3 ‰. Allmähliches Abschmelzen von Eisplättchen zeigt, daß der Hauptanteil des Salzes auf der Oberfläche konzentriert ist.

II.3 Eiskernanalysen

Von den beiden an der Meereisstation gezogenen Kernen wurde der Kern #040183 eingehend analysiert. Über seine gesamte Länge wurden vertikale und horizontale Dünnschnitte angefertigt und von 7 ausgewählten Horizontalschnitten die c-Achsenverteilung bestimmt. Eine Auswahl der zwischen gekreuzten Polarisatoren photographierten Horizontal- und Vertikalschnitte ist in den Abb. 2.4 und Abb. 2.5 zusammengestellt. Abb. 2.6 zeigt neben der Stratigraphie und den c-Achsenverteilungen Profile des Salzgehalts und der stabilen Isotope Deuterium und ^{18}O .

Der 219 cm lange Kern #040183 weist bis in 33 cm Tiefe die charakteristischen Strukturmerkmale von "normalem" Meereis auf, das in eine eisfreie Wassersäule hineinwächst. Dem feinkörnigen Eis, Schnee-Eis und "frazil ice", in den obersten Zentimetern folgt die Übergangszone mit säulenförmigen Kristallen, die sich zunehmend mit der Tiefe ausrichten, siehe Abb. 2.4a-b, 2.5a-b und die c-Achsenverteilungen in Abb. 2.6. In 33 cm Tiefe kann man an der sich ändernden Kristallstruktur den Zeitpunkt des ersten Auftretens von Unterwassereis wiedererkennen. Da das Meereis darunter zum Teil aus Eisplättchen besteht, diese sehr stark dessen Wachstum und damit seine Textur bestimmen, wird es im weiteren als Plättcheneis bezeichnet. Wie die Dünnschnitte in den Abb. 2.4c-f und Abb. 2.5c-f zeigen, variieren Kristallform und -größe stark mit der Tiefe. Es kann dabei Merkmale von überwiegend "frazil ice" (körnig) bis überwiegend "columnar ice" (säulenförmig) annehmen, wobei über kleinere Tiefenintervalle, maximal etwa 30 cm, die Textur relativ einheitlich ist. In den Vertikalschnitten ist die streng vertikale Orientierung der "columnar ice"-Kristalle verlorengegangen. Die Vertikale ist nur noch grobe Vorzugsrichtung. Auffallend ist der hohe Grad ineinander verzahnter Körner.

Die c-Achsen im Plättcheneis sind, wie Abb. 2.6 zeigt, zufällig verteilt. Dies gilt auch für den Horizontalschnitt Abb. 2.4d, obwohl er die für "columnar ice" charakteristische zelluläre Unterstruktur aufweist. Erklärbar ist dies mit der zufälligen Lage der im Meereis eingefrorenen Eisplättchen, die die Orientierung der um sie herumwachsenden Körner bestimmen (Abb. 2.5f). In einigen der relativ langen, nahezu regellos orientierten Körnern am Kernende kann man am einheitlichen Grau und den fehlenden Einschlüssen noch die ursprünglichen Eisplättchen erkennen, am selben Grauton aber auch, daß das um ein Eisplättchen wachsende Eis dessen Orientierung annimmt.

Abb. 2.4:

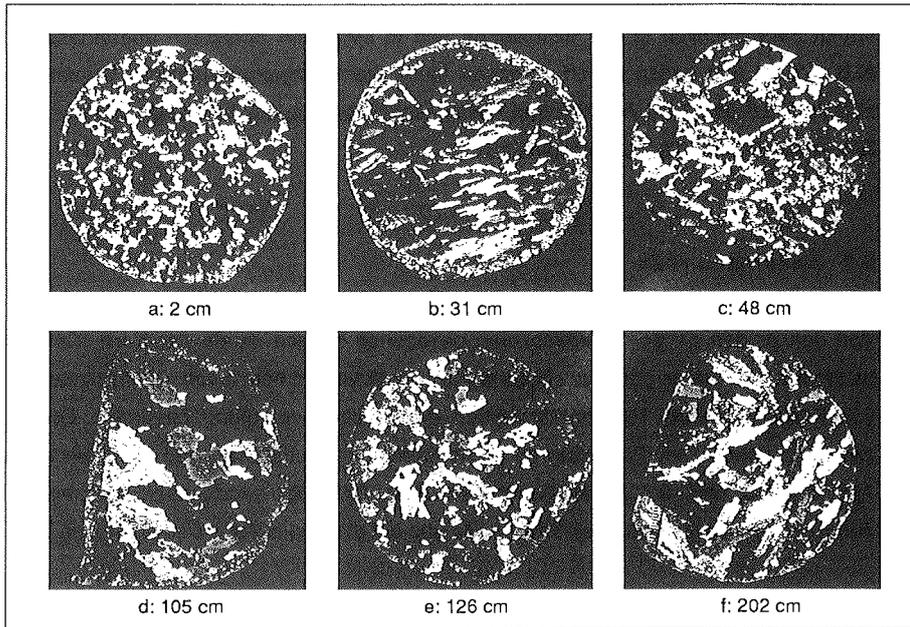


Abb. 2.5:

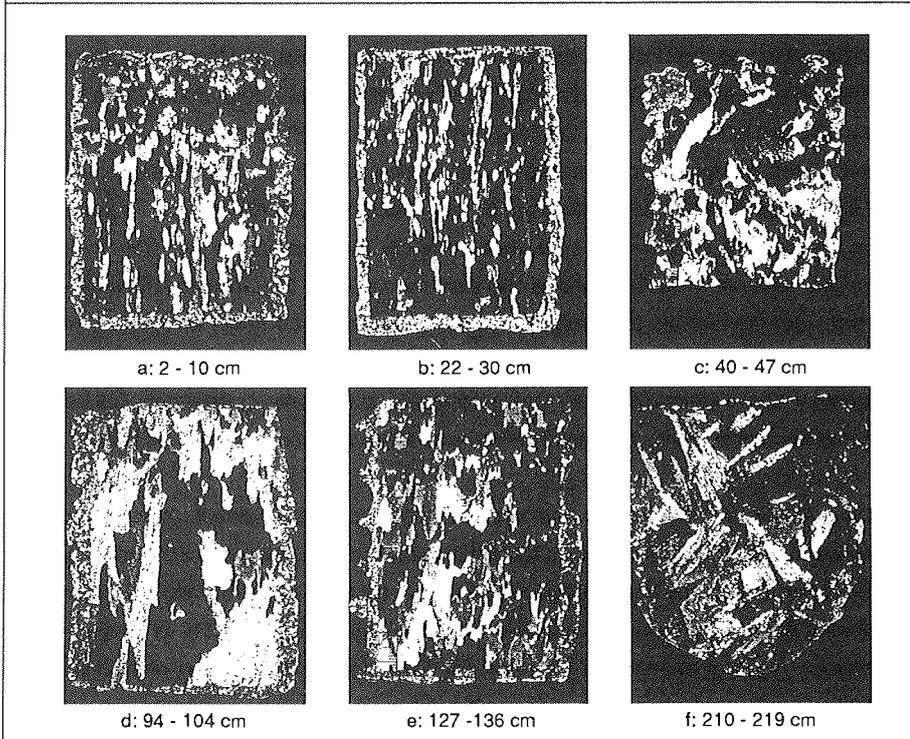


Abb. 2.4 und Abb. 2.5: Horizontal- und Vertikalschnitte von Kern #040183 fotografiert zwischen gekreuzten Polarisatoren

Die Frage nach den Ursachen für die einzelnen unterschiedlichen Kornformen und vor allem auch für das "Verschwinden" der Eisplättchen, die nur am Kernende zu erkennen sind, kann hier noch nicht zufriedenstellend beantwortet werden. Dazu wären detailliertere Untersuchungen an Kernen notwendig, die kontinuierlich über die gesamte Wachstumsperiode zusammen mit Unterwasser-eisproben aus der Wachstumszone entnommen und kristallographisch analysiert werden müßten. Von Bedeutung für die Kornform und -größe beim Plättcheneis dürften die Größe der aufgeschwommenen Eisplättchen und deren Dichte in der Wachstumszone sein. Aber auch die Wachstumsgeschwindigkeit, die Drainage der Salzlauge und die thermischen Bedingungen an der Oberfläche bzw. im Eis dürften nicht ohne Einfluß sein.

Kernanfang und -ende zeichneten sich durch hohe Porengehalte aus. Im Kern fielen Porenbänder zusammen mit Spitzen im Salzgehalt und diese wieder mit den Bruchstellen des Kernes. Der hohe Salzgehalt am Kernende deutet an, daß es bis zum Zeitpunkt der Kernentnahme noch nicht zu nennenswertem Schmelzen gekommen sein kann. Der über die gesamte Länge gemittelte Salzgehalt beträgt 4.2 ‰. Von den vergleichsweise negativen Isotopengehalten im Schnee-Eis am Kernanfang abgesehen schwanken die δD - und $\delta^{18}O$ -Werte nur wenig. Ein Zusammenhang zwischen Salz- und Isotopengehalt ist nicht erkennbar.

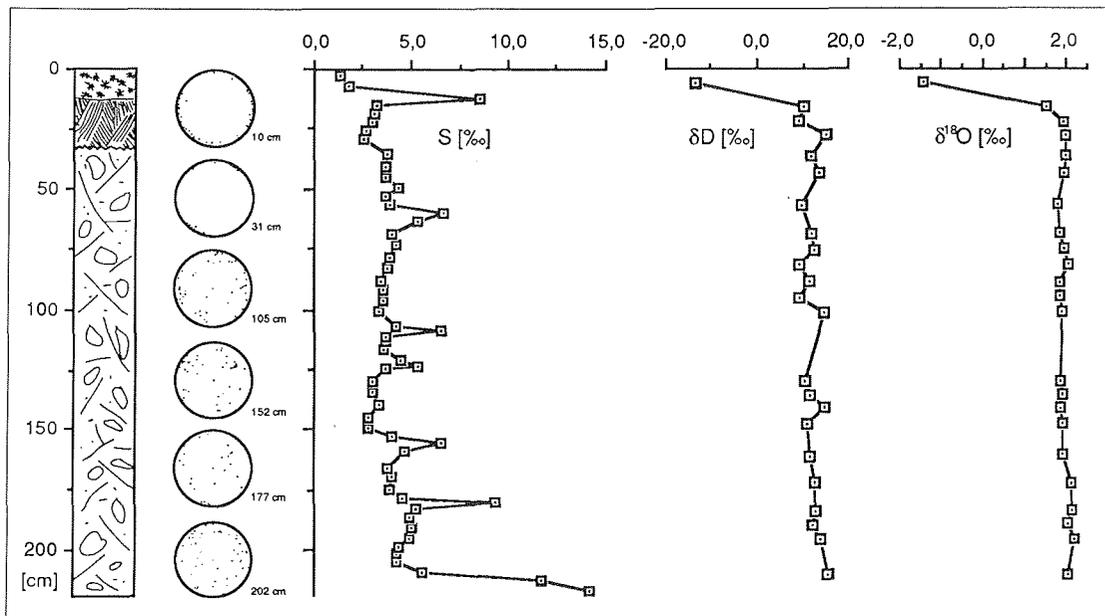


Abb. 2.6: Stratigraphie, c-Achsenverteilungen, Salzgehalts- δD - und $\delta^{18}O$ -Profil von Kern #040183. Unterhalb von 33 cm ist das normale Meereiswachstum durch Eisplättchen beeinflusst.

III. Unterwassereis

Unterwassereis wird unabhängig von Genese, Kristallform und Entstehungsort von Autoren wie Altberg (1938) oder Moretskiy (1965) als Sammelbegriff für Eis in der freien Wassersäule verwendet. In der Antarktis wurde es meist im Zusammenhang mit ozeanographischen oder biologischen Arbeiten beobachtet. Bis jetzt war es dort noch nicht Gegenstand gezielter Untersuchungen. Man weiß deshalb relativ wenig über seine räumliche Verbreitung und wenig Gesichertes über seine Herkunft und Bedeutung für Schelfeis, Ozean und Meereis. Ziel dieses Kapitels ist es, eine kurze, bisherige Beobachtungen zusammenfassende Übersicht zu geben und die Eispumpe als mögliche Erklärung für die Entstehung von Eis in der freien Wassersäule einzuführen.

III.1 Unterwassereis in der Antarktis

In der Antarktis wird Unterwassereis neben Grundeis (anchor ice) in der freien Wassersäule oder akkumuliert unter dem Meereis in 3 verschiedenen Kristallformen beobachtet. Littlepage (1965) beschreibt sie als

- (1) extrem kleine und dünne Eiskristalle, die einzeln unsichtbar sind, aber in der Masse dem Wasser den Anschein geben, als ob es vollgefüllt mit winzigen reflektierenden Nadeln wäre (reflective needles)
- (2) große Eisplättchen (ice platelets) mit einem Durchmesser von bis zu 12 cm, bis 2 mm dick (vgl. Abb. 2.3) und
- (3) große Eisplättchen, die sich an im Wasser hängenden Leinen, Kabeln oder anderen Gegenständen bilden.

Die frühesten Hinweise auf Unterwassereis in der Antarktis dürften auf die "Terra Nova"-Expedition von 1910-13 zurückgehen. Wright & Priestley (1922) beobachteten Unterwassereis und Grundeis im McMurdo Sound, am Cape Evans (78°S) und am Cape Adare bzw. in der Robertson Bay (72°S). Die drei Stationen unterscheiden sich dadurch, daß im McMurdo Sound zwischen April und Oktober Eisansatz an Leinen oder ozeanographischen Instrumenten sehr häufig war, am Cape Evans nur zwischen August und Oktober vorkam und am Cape Adare gar nicht beobachtet wurde. Zur Eisbildung an Leinen oder am Meeresboden (Grundeis) kam es nur in Wassertiefen oberhalb von 8 m. An allen drei Stationen fanden sie unter dem festen Meereis Unterwassereis in Schichten bis etwa 1 m Dicke .

Ähnliche Beobachtungen aus dem McMurdo Sound werden von Littlepage (1965), Paige (1966) und Dayton et al. (1969) beschrieben. Littlepage (1965) bemerkt, daß das Auftreten von sichtbaren Eiskristallen mit Wassertemperaturen unterhalb des Gefrierpunktes zusammenfiel. Dayton et al. (1969) beobachteten Eisplättchenansatz an Leinen und Grundeis bis in Wassertiefen von 33 m und

gleichzeitig mit Eisplättchenansatz immer extrem kleine Eiskristalle im oberen Bereich des Wassersäule. Sie betonen, wie schon zuvor Wright & Priestley (1922), daß die Bildung von Unterwassereis stets sehr plötzlich erfolgte. Auf mögliche Bildungsmechanismen gehen sie nicht ein.

Die Angaben über die Akkumulations- und Bildungsraten variieren in den einzelnen Jahren sehr stark. Wright & Priestley (1922), sowie Lewis & Perkin (1985) fanden unter dem festen Meereis Unterwassereis in Schichten bis etwa 1 m, Dayton et al. (1969) sogar solche bis 4 m Mächtigkeit. Paige (1966) und Gow et al. (1982) andererseits beobachteten Unterwassereis nur ganz vereinzelt. Lewis & Perkin (1986) geben zusätzlich an, daß 40 % der etwa 3 m dicken Meereisdecke aus Unterwassereis bestanden habe.

Die Beobachtungen an der russischen Station Mirny (67°S, 92°E) gleichen weitgehend denen vom McMurdo Sound. Die Intensitäten, in denen Unterwassereis als Eisansatz an Gegenständen im Wasser auftrat, werden von Serikov (1963), Moretskiy (1965) und Buynitskiy (1967) als sehr stark schwankend und über das ganze Jahr verteilt geschildert. In Moretskiy (1965) findet sich das einzige Eisdickenprofil mit Angaben über Meereisdicke, Schneehöhe und Mächtigkeit der Unterwassereisschicht. Das 40 km lange Profil zeigt mit wachsender Entfernung zur Küste eine kontinuierliche Abnahme des akkumulierten Unterwassereises. Seine Mächtigkeit fällt von 3.5 bis 4 m in Küstennähe auf etwa 0.5 m an der Grenze der Festeisdecke. Weiter beschreibt Moretskiy (1965) Eisplättchenansatz an Leinen und Geräten bis in Wassertiefen von 52 m. Buynitskiy (1967) geht vor allem auf die Bedeutung von Unterwassereis für das Kristallwachstum beim Meereis ein. In der Textur des Meereises findet er Hinweise, die Rückschlüsse auf den unterschiedlichen Zeitpunkt und die unterschiedliche Intensität des Auftretens von Unterwassereis zulassen.

Von den bereits in Kap. II.2 beschriebenen Beobachtungen aus der Atka Bucht abgesehen, wurde Unterwassereis in den letzten Jahren wiederholt im östlichen Weddellmeer in mehrere Meter mächtigen Schichten angetroffen. In der Gould Bay fischten Dieckmann et al. (1986) etwa 2 bis 3 cm große Eisplättchen aus Wassertiefen von 250 m. Dieser Netzfang ist der bislang einzig bekannte Beleg für die Existenz von freiem Unterwassereis in größeren Wassertiefen. Er zeigt weiter, daß es auch im Sommer in größeren Tiefen vorkommt und daß Eisplättchenwolken genügend starke Signale liefern, um mit dem Echolot (30 kHz-"Fischlupe") erkannt zu werden. Eicken et al. (1988), Lange (1988) und Lange et al. (1989) beschreiben das Vorkommen von Unterwassereis entlang der Küste des östlichen Weddellmeeres. Sie finden Eisplättchen in bis 5 m mächtigen Schichten und bis in eine Entfernung von 35 km vor der Schelfeiskante. Texturanalysen von Meereiskernen zeigen, daß zwischen 10 und 50 % der Eisdecke im Küstenbereich aus verfestigten Eisplättchen (Plättcheneis) bestehen. Bei Zotikov (1985) finden sich wenig detailliert dargestellte Hinweise auf Unterwassereis im gesamten Küstenbereich des Dronning Maud Lands. Relativ eindeutige Hinweise kommen schließlich aus der Breid Bay (70°S, 25°E). Im Winter 1985 war dort das Meereiswachstum unterhalb von

25 cm bei einer Gesamteisdicke von 150 cm signifikant gestört (Inoue et al., 1988). Dünnschnitte von als "short columnar ice" klassifiziertem Eis gleichen sehr stark dem Plättcheneis aus der Atka Bucht, insbesondere dem von Abb. 2.4e/5e. Dasselbe gilt für die gezeigte c-Achsenverteilung. Bei den untersten 20 cm eines herausgeschnittenen Eisblocks, die aufgrund ihrer besonders fragilen Natur nicht geborgen werden konnten, dürfte es sich um Unterwassereisplättchen gehandelt haben. Beobachtungen von Eisplättchenansatz an Leinen sind aus dem Weddellmeersektor nicht bekannt. Auch fehlen entsprechende Hinweise auf die Phänomene Eisplättchen in der Wassersäule oder Eisansatz an im Wasser hängenden Geräten vom offenen Weddellmeer, obwohl dort Brennecke (1921) und Wordie (1922) umfangreiche ozeanographische Beobachtungen während der Drift der "Deutschland" und "Endurance" durchgeführt haben. Die Situation auf dem östlichen Schelf des Weddellmeeres gleicht damit der von Wright & Priestley (1922) beschriebenen Situation am Cape Adare, wo zwar Unterwassereis, jedoch kein Eisplättchenansatz an Leinen beobachtet wurde.

III.2 Eisbildung in der freien Wassersäule - die Eispumpe

Unterwassereis entsteht in der freien Wassersäule. Die Ursache sehen Foldvik & Kvinge (1974) in der Hebung von Wassermassen, die sich in größeren Tiefen durch Kontakt mit Schelfeis auf den Druckschmelzpunkt abgekühlt haben. Robin (1979), der diese Idee aufgreift und weiterentwickelt, skizziert den in Abb. 3.1 dargestellten Eis/Wasserkreislauf. Er wird von Lewis & Perkin (1983; 1986) "ice pump" genannt und im folgenden erläutert.

Für das Verständnis der Wirkungsweise der Eispumpe sind die folgenden drei Punkte wesentlich:

- (1) Die Temperatur einer Wassersäule kann, sofern sie ausschließlich von der Oberfläche her abgekühlt wird, nicht unter den Oberflächengefrierpunkt sinken
- (2) Der Schmelzpunkt von Eis ist durch den Gefrierpunkt von Meerwasser bestimmt
- (3) Der Gefrierpunkt von Wasser nimmt mit steigendem Druck ab. Dadurch wird in der Wassersäule fühlbare Wärme zum Schmelzen von Eis unterhalb der Wasseroberfläche verfügbar

Die Aussage von Punkt (1) ergibt sich, wenn man von einer isothermen Wassersäule ausgeht, deren Temperatur gleich dem Gefrierpunkt an der Oberfläche ist. Andernfalls würde nämlich das Fourier'sche Prinzip verletzt würde, wonach Wärme entgegen dem Temperaturgradienten fließt. Punkt (2) folgt aus dem Phasendiagramm eines Eis/Meerwassersystems (Doake, 1976). Denn nach der Gibbs'schen Phasenregel können 2 Phasen nur dann koexistieren, wenn ihr Zustand durch einen Punkt auf der Gefrierpunktskurve beschrieben wird. Die Druckabhängigkeit des Gefrierpunkts hat zur Folge, daß im Phasendiagramm, Abb. 3.2, die Gefrierpunktskurve AB sich mit steigendem Druck zu tieferen Temperaturen hin verschiebt und beim Druck $p_H > p_0$ durch die Kurve CD repräsentiert wird. Für ein System Schelfeis/Ozean ist dies insofern von Bedeutung, als an der Wasseroberfläche die Phasenbeziehungen zwischen Eis und Wasser durch die Gefrierpunktskurve AB und an der

Schelfeisunterseite durch die Kurve CD bestimmt sind. So liegt im Punkt "a" die Temperatur T_a eines Wasservolumens mit dem Salzgehalt S_a über dem Gefrierpunkt. Befindet sich Eis im Wasservolumen, so wird solange Eis schmelzen, bis sich das Wasser auf den Gefrierpunkt T_b abgekühlt hat und der Gleichgewichtszustand "b" erreicht ist. Die zum Schmelzen erforderliche latente Wärme $L \Delta C$ wird dabei dem Wasser als fühlbare Wärme entzogen. Bezeichnet ΔC die auf die Masseneinheit bezogene Eiskonzentration, die dabei geschmolzen wird, so gilt: $L \Delta C = c_p (T_b - T_a)$. Befindet sich das Wasservolumen in der Tiefe H unter dem Druck p_H , so wird das thermodynamische Gleichgewicht erst bei der Temperatur T_c erreicht, dem Gefrierpunkt beim Druck p_H ; es gilt entsprechend: $L \Delta C = c_p (T_c - T_a)$. Die im Wasser zum Schmelzen von Eis verfügbare fühlbare Wärme ist also druckabhängig. Wie das pT-Diagramm in Abb. 3.3 zeigt, erlaubt der Druckeffekt, daß Wasser proportional zum Druck bzw. zur Wassertiefe unter den Oberflächegefrierpunkt abgekühlt werden kann. Man nennt es dann "potentiell unterkühlt" (Foldvik & Kvinge, 1974).

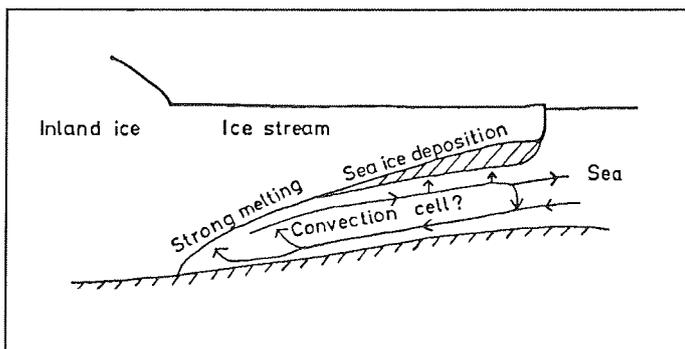


Abb. 3.1 : Idee der Eispumpe nach Robin (1979): Schmelzen und Eisdeposition infolge einer longitudinalen Zirkulation unter einem Schelfeis, das dadurch in Fließrichtung rasch ausdünn. Angedeutet ist eine mögliche Konvektionszelle (Eispumpzelle)

Bringt man ein Wasservolumen von Gefrierpunktstemperatur T_b in die Tiefe H , dort solange in Kontakt mit Schelfeis, bis es sich auf den "in situ"-Gefrierpunkt T_c abgekühlt hat und anschließend adiabatisch isoliert an die Oberfläche zurück, so hat es den Betrag an Eis, den es in der Tiefe H abgeschmolzen hat, an die Oberfläche gepumpt. Dies folgt aus der Betrachtung der Wärme- und Eisumsätze, die gegeben sind durch Schmelzen in der Tiefe H : $L \Delta C = c_p (T_c - T_b)$ und Eisbildung beim Aufsteigen: $L \Delta C = c_p (T_b - T_c)$. Zu letzterem kommt es, wenn man annimmt, daß sich das Wasservolumen jederzeit im thermodynamischen Gleichgewicht befindet und Unterkühlung ausgeschlossen ist. Bei der Eisbildung wird latente Wärme frei und die Wassertemperatur folgt der Gefrierpunktskurve im pT-Diagramm der Abb. 3.3. Wie beim Schmelzen ist die Konzentration des gebildeten Eises nur von der Differenz der Gefrierpunkte an der Oberfläche und in der Tiefe H abhängig.

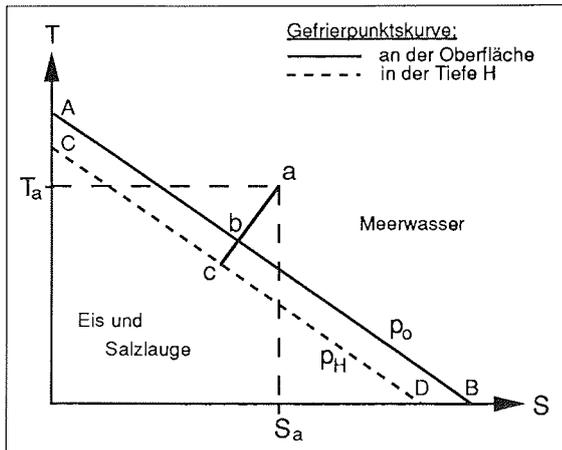


Abb. 3.2: Schematisiertes Phasendiagramm für Meerwasser bei zwei unterschiedlichen Drücken p_0 und p_H . Eis und Meerwasser befinden sich an der Oberfläche im Punkt "b" und in der Tiefe H im Punkt "c" in thermodynamischem Gleichgewicht.

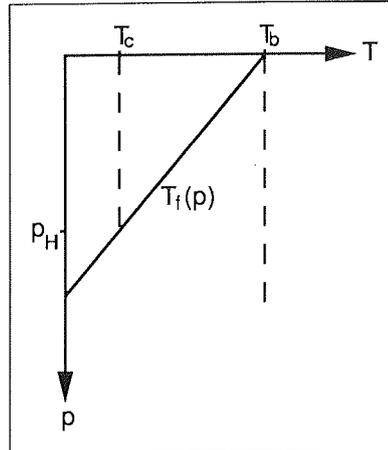


Abb. 3.3: Das zu den Zuständen a, b und c gehörige pT-Diagramm. Mit zunehmendem Druck p nimmt der Gefrierpunkt ab. Deshalb hat ein Wasserpaket, das sich an der Oberfläche auf seinem Gefrierpunkt T_b befindet, beim Druck p_H noch Wärme zum Schmelzen verfügbar. Umgekehrt ist Wasser mit der Temperatur $T_f(p_H)$ an der Oberfläche unterkühlt und enthält potentiell Eis.

Berücksichtigt man für ein aufsteigendes Wasserpaket adiabatische Expansion (γ_a : adiabatischer Temperaturgradient) und die Abhängigkeit des Gefrierpunkts vom Salzgehalt, so gilt nach Foldvik & Kvinge (1974) für die Beziehung zwischen Druckänderung und der Eiskonzentration

$$\frac{dC}{dp} = \frac{c_p[(\partial T_f/\partial p)S - \gamma_a]}{L - c_p S(\partial T_f/\partial S)_p} \quad (3.1)$$

Mit der Gefrierpunktserniedrigung von Meerwasser, $\partial T_f/\partial p = -0.76 \text{ K}/100 \text{ bar}$ gilt genähert $dC/dp = dS/(Sdp) = -9.3 \cdot 10^{-6} \text{ db}^{-1}$ bzw. $dC/dz = 0.98 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ (Robin, 1979).

Das Prinzip der Eispumpe ist in Abb. 3.4 an einem adiabatisch abgeschlossenen Eis/Wassertank der Tiefe H veranschaulicht. Die Temperatur im Tank sei gleich dem Oberflächengefrierpunkt des Meerwassers. Ein Wasservolumen, das in Bodennähe mit der Eiswand in Kontakt ist, schmilzt dort Eis, kühlt sich ab und nimmt Schmelzwasser auf. Dadurch wird es leichter als das Meerwasser in seiner Umgebung und steigt auf. Hierbei kommt es einerseits zur Bildung von Eis und damit zu weiterem Auftrieb, andererseits mit dem Salzeintrag zu einer Dichtezunahme in der Umgebung, die zum Absinken schwereren Wassers führt. Im Tank setzt auf diese Weise eine Zirkulation ein. Sie erlischt, wenn alles Eis an die Oberfläche gepumpt ist. Erst dann ist ein Zustand minimaler Energie erreicht.

Überträgt man die Idee der Eispumpe auf ein kaltes Schelfeis, so sind die ins Schelfeis gehenden Wärmeflüsse zu berücksichtigen. Die zum Schmelzen verfügbare fühlbare Wärme ist um den Betrag Δq verringert: $L \Delta C = c_p (T_c - T_b) - \Delta q$, während die an die Oberfläche gepumpte Eismenge weiterhin durch $L \Delta C = c_p (T_b - T_c)$ gegeben ist, wenn man die Verhältnisse von Abb. 3.3 zugrunde legt. Definiert man als Eispumpfaktor η das Verhältnis des an der Oberfläche deponierten Eises zu dem in der Tiefe H geschmolzenen Eises, $\eta = (c_p (T_b - T_c)) / (c_p (T_c - T_b) - \Delta q)$, so kann beim kalten Schelfeis der Eispumpfaktor $\eta > 1$ werden. Die Eispumpe ist auch im Falle kalten Eises nicht in ihrer Wirkungsweise beeinträchtigt, solange $\Delta q < c_p (T_c - T_b)$ gilt.

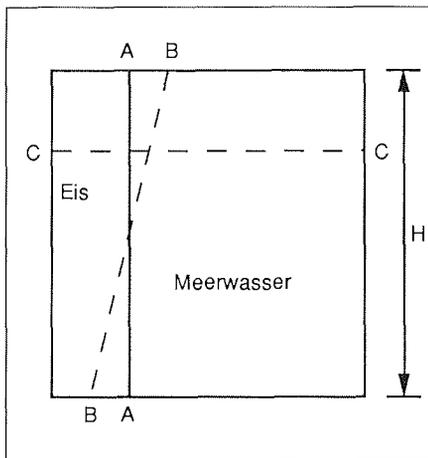


Abb. 3.4: Schema eines abgeschlossenen Wassertanks der Tiefe H . Die linke Wand besteht aus Eis. Die Eis/Wassergrenzfläche befindet sich anfangs längs der Linie AA . Der Endzustand wird durch die Linie CC beschrieben (nach Lewis & Perkin, 1986).

Zusammenfassend läßt sich die Eispumpe nach Lewis & Perkin (1986) als eine Wärmemaschine beschreiben, die durch die Abnahme des Gefrierpunkts mit zunehmendem Druck angetrieben wird und in einem Eis/Wassersystem Eis von einem Ort hohen Drucks an einen Ort mit niedrigerem Druck umlagert. Sie stellt einen Prozeß dar, der von selbst anläuft und nicht an die Verfügbarkeit von fühlbarer Wärme in der Wassersäule gebunden ist. Dies bedeutet insbesondere, daß Schmelzen unter einem Schelfeis bei Wassertemperaturen unterhalb des Oberflächengefrierpunkts stattfindet und daß dafür Wärmezufuhr vom offenen Meer nicht notwendig ist. Zu Eispumpprozessen kann es im Prinzip überall dort kommen, wo in einem Eis/Wassersystem Unterschiede in der Eismächtigkeit gegeben sind, unter einem Schelfeis, an der Schelfeisfront oder an Preßeisrücken.

III.3 Hinweise auf Eispumpprozesse in der Antarktis

Die Vorgänge unter einem Schelfeis sind der direkten Beobachtung kaum zugänglich. Entsprechend unterschiedlich werden die einzelnen Prozesse in ihrer Bedeutung für den Massenhaushalt und die Dynamik eines Schelfeises bewertet. Robin & Swithinbank (1987) vermuten, daß in vielen Studien der Beitrag von "bottom melting" im Massenhaushalt einzelner Schelfeise unterschätzt sein dürfte, weil die durch den Druck-Schmelz-Effekt induzierten Prozesse nicht ausreichend berücksichtigt wurden. Entgegen den Vorstellungen anderer Autoren, wie z.B. Thomas (1979) oder Zotikov (1985), halten Robin & Swithinbank (1979) beträchtliche Schmelzraten im Bereich der "grounding line" und Anfrieren bzw. Akkumulation von Unterwassereis in der Nähe oder vor der Schelfeiskante für möglich, vgl. Abb. 3.1. So interpretiert Robin (1979; 1983) die 160 m dicke saline Eisschicht an der Unterseite des Amery-Schelfeises (Morgan, 1972), sowie das Fehlen von ungefähr 40 % der unteren Eissäule als das Ergebnis eines Eispumpvorganges. Dabei findet er in Isotopen- und Höhendaten übereinstimmende Hinweise darauf, daß die unteren 40 % der Eissäule weggeschmolzen sind, bevor es zur Akkumulation der 160 m dicken Schicht salinen Eises gekommen ist. In ähnlicher Weise erklärt er die nicht ausgeglichene Massenbilanz des Lambert-Gletschers und von Teilen des Ross-Schelfeises.

Schmelz- und Akkumulationsgebiete unter einem Schelfeis stellen zwei unterschiedliche Eis/Wasser-Grenzflächen dar, die Radioechos verschieden stark reflektieren. Aus dem Intensitätsmuster der rückgestreuten Signale können damit Hinweise auf deren Lage gewonnen werden. Robin (1979) diskutiert Eispumpvorgänge als Erklärung für die unterschiedlich starken Radioechos zu beiden Seiten des Byrd-Gletschers. Für weite Teile des Filchner-Ronne-Schelfeises interpretieren Robin et al. (1983) und Thyssen (1985) Gebiete mit schwachen Radioechos als Regionen, in denen es zur Akkumulation von Unterwassereis kommt. Engelhardt & Determann (1987), die unterhalb des Radioecho-Horizonts in 170 m Tiefe eine zweite 295 m mächtige Eisschicht durchbohrten, bestätigten diese Interpretation. Sie zeigen damit, daß das Filchner-Ronne-Schelfeis in weiten Bereichen ähnlich wie das Amery-Schelfeis zweigeschichtet ist. Die untersten 35 m des Eises, die zunehmend zum Wasser hin weicher wurden, interpretieren sie als Schicht noch nicht verfestigter Unterwassereiskristalle.

Lewis & Perkin (1986) schätzen das Eispumppotential an der 400 m mächtigen Eisfront des Ross-Schelfeises im McMurdo Sound auf ca. 5 m/a - ohne Schmelzen infolge von Advektion warmen Wassers. Sie nehmen an, daß unter einem Schelfeis das Eispumppotential vor allem davon abhängt, wie schnell das produzierte Schmelzwasser von der Eisunterseite wegtransportiert wird. Sie erwarten, daß Eispumpen unter einem Schelfeis zu direktem Anfrieren führt und weniger zur Bildung von freiem Unterwassereis (Eisplättchen). Hellmer (1989) reproduziert mit einem zweidimensionalen numerischen Modell der thermohalinen Zirkulation unter einem Schelfeis im wesentlichen die in Abb. 3.1 gezeigte Zirkulation. Das Modell, in dem Gezeiteneffekte nicht berücksichtigt sind, sagt

Schmelzen an der "grounding line" und eine Anfrizerzone im mittleren Teil des Schelfeises vorher. Sowohl diese Modellrechnungen als auch Ergebnisse von Akkumulations- und Ablationsmessungen im Bereich des Rutford-Eisstroms (Jenkins & Doake, 1988) sprechen für Prozesse unter einem Schelfeis, wie sie von Robin (1979) in Abb. 3.1 skizziert sind.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß salines Eis oder stark absorbierende Eishorizonte als mit Meerwasser gefüllte Spalten oder Spaltenzonen erklärt werden können (Morgan, 1972; Engelhardt & Determann, 1987) oder als Zonen, in die Salzlauge eingedrungen ist (Neal, 1979). Die saline Eisschicht unter dem Amery-Schelfeis versucht Zotikov (1985) außerdem mit dem Gefrieren von Schmelzwasser glazialen Ursprungs zu erklären, das unter das Schelfeis dringt und dort in Kontakt mit dem salzreicheren und kälteren Meerwasser kommt. Er nimmt an, daß das Schmelzwasser teils von der Unterseite des ostantarktischen Inlandeises stammt, teils während der Ablationszeit von der Oberfläche des Lambert-Gletschers durch das Schelfeis sickert.

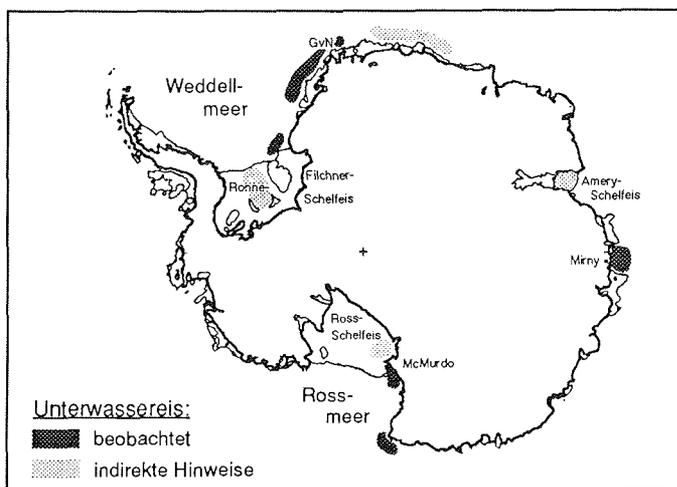


Abb. 3.5: Karte der Antarktis mit den Gebieten, in denen Unterwassereis direkt beobachtet wurde (dunkel markiert) oder indirekte Hinweise für seine Existenz und damit für Eispumpprozesse vorliegen (hell markiert).

Faßt man die Beobachtungen und die Hinweise, die indirekt für Eispumpprozesse sprechen, zusammen, so ergibt sich das in Abb. 3.5 gezeigte Bild von der Verbreitung von Unterwassereis in der Antarktis. Auffallend hieran ist, daß Unterwassereis bisher nur in Schelfeiseisnähe bzw. in der Nähe von Gletschern beobachtet wurde. Dies stützt einerseits die Eispump-Hypothese als Erklärung für die Entstehung von Unterwassereis und macht andererseits verständlich, warum aus der Arktis Beobachtungen vergleichbaren Umfangs fehlen (vgl. Lewis & Weeks, 1971; Martin, 1981; Kempema et al., 1986).

III.4 Offene Fragen zum Unterwassereis

Bereits Wright & Priestley (1922) folgerten aus der Beobachtung, daß im McMurdo Sound das Meereiswachstum nahezu unbeeinflußt von der Eisdicke bis zum Beginn der Schmelzperiode Anfang Dezember andauerte, daß als Ursache für die Bildung von Unterwassereis Wärmeverlust des Ozeans an die Atmosphäre nicht verantwortlich sein kann. Diese Vermutung wird in Kap. V mit Hilfe eines thermodynamischen Meereismodells untersucht, mit dem das Eiswachstum in der Atka Bucht numerisch simuliert wird.

Die Bildung von Unterwassereis in der freien Wassersäule, durch Hebung von potentiell unterkühltem Wasser erklärt, ist nur im Prinzip verstanden. Es ist nicht bekannt, von Grundeisbildung oder Eisansatz an in der Wassersäule befindlichen Objekten abgesehen, wo die Masse der unter dem Meereis akkumulierten Eisplättchen entsteht, über welche Entfernungen sie transportiert werden und welche Bedeutung dem Unterwassereis in der Massenbilanz der Schelfeise und im Wärmehaushalt der südpolaren Randmeere zukommt. Auf einzelne dieser Aspekte wird im Zusammenhang mit Analysen der stabilen Isotope, ^{18}O und Deuterium, von Unterwassereisproben im folgenden Kapitel eingegangen. Sie gestatten das oben aufgezeigte Bild von den Vorgängen unter einem Schelfeis am Beispiel des Ekström-Schelfeises zu präzisieren.

Der Aspekt des Eisplättchenwachstums wird hier nicht behandelt. Insbesondere wird nicht auf Fragen eingegangen, die sich damit befassen, unter welchen ozeanographischen Voraussetzungen Eiskristalle in der freien Wassersäule entstehen und wachsen können.

IV. Stabile Isotope des Unterwassereises

Inlandeis, Schelfeis und Schnee sind gegenüber Meerwasser sehr stark mit den schwereren Isotopenkomponenten des Wassers abgereichert (Jouzel & Merlivat, 1984). Meereis enthält im Gegensatz dazu leicht erhöhte Konzentrationen der schwereren Isotopen Deuterium ($D=^2H$) und ^{18}O (Redfield & Friedman, 1969). Isotopenanalysen sind deshalb ein zuverlässiges Mittel, Eis meteorischen Ursprungs von Eis, das im Meer entstand und als salines Eis bezeichnet wird, zu unterscheiden. Die D- und ^{18}O -Konzentrationen stellen außerdem nützliche Tracer dar, wenn Schmelzprozesse, die Bildung, Modifikation oder Zirkulation von Wassermassen im Bereich eines Schelfeises untersucht werden sollen (Jacobs et al., 1985). So können nach Weiss et al. (1979) die relativ niedrigen Isotopenkonzentrationen im Eisschelfwasser (ISW) durch Zumischen von glazialen Schmelzwasser verstanden werden. Insbesondere erweisen sich die Isotopengehalte in Kombination mit dem Salzgehalt oder der Temperatur als sehr nützlich, da die Isotopenfraktionierung bei Phasenübergängen von Wasser anderen Gesetzen folgt als Salzgehalt oder Temperatur.

In diesem Kapitel werden Isotopenanalysen, die an Unterwassereis, Meer- und Schelfeis durchgeführt wurden, zunächst dazu benutzt, Aussagen über die Natur des Unterwassereises zu machen. Weiter werden die Isotopengehalte der Wassermassen bestimmt, in denen das Unterwassereis gebildet wurde. Schließlich werden Rückschlüsse auf die Prozesse gezogen, die zur Bildung von Unterwassereis unter dem Ekström-Schelfeis führen.

IV.1 Einführung in die Isotopenmethodik

In der Isotopenhydrologie ist es üblich, den massenspektrometrisch bestimmten Gehalt an D und ^{18}O einer Wasserprobe als δ -Wert bezogen auf SMOW (= Standard Mean Ocean Water) anzugeben:

$$\delta = \frac{R_{\text{Probe}} - R_{\text{Standard}}}{R_{\text{Standard}}} \cdot 1000 \text{ (‰)} \quad (4.1)$$

wobei R_{Probe} bzw. R_{SMOW} das Isotopenverhältnis $^{18}O/^{16}O$ bzw. $^2H/^1H$ von Probe und Standard bezeichnen.

Die Ursache dafür, daß es bei Phasenübergängen zu einer Isotopenfraktionierung kommt, ist vor allem in den verschiedenen Massen und damit in unterschiedlichen Dampfdrücken und Gefrierpunkten der einzelnen Isotopenspezies begründet (Moser & Rauert, 1980). Die Fraktionierungseffekte werden beschrieben durch den Trennfaktor α , der als Verhältnis zwischen den Isotopenverhältnissen zweier Phasen im Gleichgewicht definiert ist (Fritz & Fontes, 1980):

$$\alpha_{iW} = R_i / R_W \quad (4.2)$$

In der δ -Notation nach Gl. (4.1) geschrieben gilt dann:

$$\alpha_{iW} = (1000 + \delta_i) / (1000 + \delta_W) \quad (4.3)$$

Um die Anreicherung in Promille ausdrücken zu können, wird der Anreicherungsfaktor ϵ eingeführt:

$$\epsilon_{iW} := (\alpha - 1) \cdot 1000 \text{ ‰} \quad (4.4)$$

Für kleine Trennfaktoren kann aus den Gl. (4.3) und (4.4) die folgende Näherung hergeleitet werden, wenn $\delta_W \ll 1000$ erfüllt ist:

$$\delta_i - \delta_W = \epsilon_{iW} \quad (4.5)$$

wobei δ_i und δ_W die Isotopenkonzentrationen δD oder $\delta^{18}O$ für Eis bzw. Wasser bezeichnen. Mit Gl. (4.5) kann aus den δ -Werten von Eis der Isotopengehalt der Wassermasse bestimmt werden, in der das Eis gebildet wurde. Voraussetzung dabei ist, daß die Fraktionierung praktisch im thermodynamischen Gleichgewicht erfolgt, d.h. daß das Eis langsam wächst und sich die isotopische Zusammensetzung des Wassers während der Eisbildung nicht ändert oder durch Grenzschichten an den Phasengrenzen gestört wird.

In Tab. 4.1 sind die aus der Literatur bekannten Gleichgewichtstrennfaktoren von Wasser für den Phasenübergang von 'flüssig' nach 'fest' zusammengestellt. Auffallend im Vergleich zum ^{18}O sind dabei die relativ großen Schwankungen des Trennfaktors im Deuterium.

Tab. 4.1: Gleichgewichtstrennfaktoren von Deuterium und ^{18}O beim Gefrieren von Wasser

Autoren		Deuterium	^{18}O
Weston (1955)	(theor.)	1.0192	-
Posey & Smith (1957)	(exp.)	1.0211	-
Kuhn & Thürkauf (1958)	(theor.)	1.0186	-
	(exp.)	1.0171	-
Merlivat & Nief (1967)	(theor.)	1.0235	-
O'Neil (1957)	(exp.)	1.0178	1.0029
		1.0195	1.0031
Craig & Hom (1968)	(exp.)	1.0203	1.00270
Arnason (1969)	(exp.)	1.0208	-
Lehmann (1987)	(exp.)	1.0212	1.00291
Beck & Münnich (1988)	(exp.)	1.024	-
Mittelwerte		1.0203	1.0029

Im atmosphärischen Niederschlag besteht zwischen δD und $\delta^{18}O$ ein linearer Zusammenhang, der im Mittel die folgende Relation erfüllt (Moser & Rauert, 1980):

$$\delta D = 8.17 \delta^{18}O + 10.56 \quad (4.6)$$

Als Maß für die Abweichungen von dieser als Niederschlagsgeraden (meteoric water line) bezeichneten $\delta D/\delta^{18}O$ -Relation und damit für sog. kinetische oder Nicht-Gleichgewichtseffekte während der Fraktionierung wird in der Literatur der Deuteriumexzeß $d_D = \delta D - 8 \delta^{18}O$ verwendet (z.B. Moser & Rauert, 1980). Die $\delta D/\delta^{18}O$ -Relation für salines Eis ist durch die isotopische Zusammensetzung des gefrierenden Wassers und durch die effektive Anreicherung, dem Verhältnis ϵ_D/ϵ_O bestimmt. Sie weicht von der Niederschlagsgeraden ab. Entsprechend muß der Deuteriumexzeß von Fall zu Fall neu definiert werden.

Im hydrologischen Zyklus ist die Verteilung von HDO und $H_2^{18}O$ durch Isotopenfraktionierung und durch Mischung von Wasser unterschiedlichen Ursprungs und isotopischer Zusammensetzung bestimmt. Schmelzen von Eis in Meerwasser ist dabei für den Isotopen- wie den Salzgehalt als Mischungsprozeß anzusehen. Mischen sich zwei Wassermassen mit den charakteristischen Eigenschaften δ_1, δ_2 und S_1, S_2 in den Anteilen f bzw. $(1 - f)$, so gilt für die Konzentration der Mischung (Redfield et al., 1969):

$$\delta_x = f \delta_1 + (1 - f) \delta_2 \quad (4.7)$$

$$S_x = f S_1 + (1 - f) S_2 \quad (4.8)$$

Ändern sich die Mischungsanteile, so ist das Verhältnis der Änderungen in den δ -Werten und im Salzgehalt durch die folgenden Gleichungen gegeben:

$$\partial(\delta) / \partial S = (\delta_1 - \delta_2) / (S_1 - S_2) \quad (4.9)$$

$$\partial(\delta D) / \partial(\delta^{18}O) = (\delta D_1 - \delta D_2) / (\delta^{18}O_1 - \delta^{18}O_2) \quad (4.10)$$

Die Beziehungen zwischen den Isotopengehalten und dem Salzgehalt bzw. zwischen δD und $\delta^{18}O$ sind linear. Die Mischungskurven sind daher Geraden.

IV.2 Ergebnisse

Im folgenden werden Isotopendaten von Unterwassereisproben vorgestellt, die während der Überwinterung 1982 und 1984 in der Atka Bucht gesammelt bzw. im Januar 1985 in der Gould Bay aus etwa 250 m Wassertiefe gefischt wurden (Dieckmann et al. 1986). Die stabilen Isotope, D und ^{18}O , von 5 im weiteren mit U1 bis U5 bezeichneten Unterwassereisproben wurden 1985 am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg gemessen. Die Meereisproben stammen von dem Anfang Januar 1983 in der Atka Bucht gezogenen Meereiskern #040183. Bei den Schelfeisproben handelt es sich um über die gesamte Tiefe verteilte Stichproben des Kernes BVI, der im Januar 1983 an GvN durch das 204 m dicke Ekström-Schelfeis gebohrt wurde (Jessberger & Bässler, 1983). Die Isotopenanalysen an den Meer- und Schelfeisproben wurden am Institut für Hydrologie der Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung durchgeführt. Die während der Überwinterung 1982 genommenen Meerwasserproben wurden versehentlich eingefroren. Salzlaugenverlust machte sie damit für Isotopenanalysen unbrauchbar. Von allen Isotopenproben wurde die elektrolytische Leitfähigkeit gemessen und in den Salzgehalt umgerechnet.

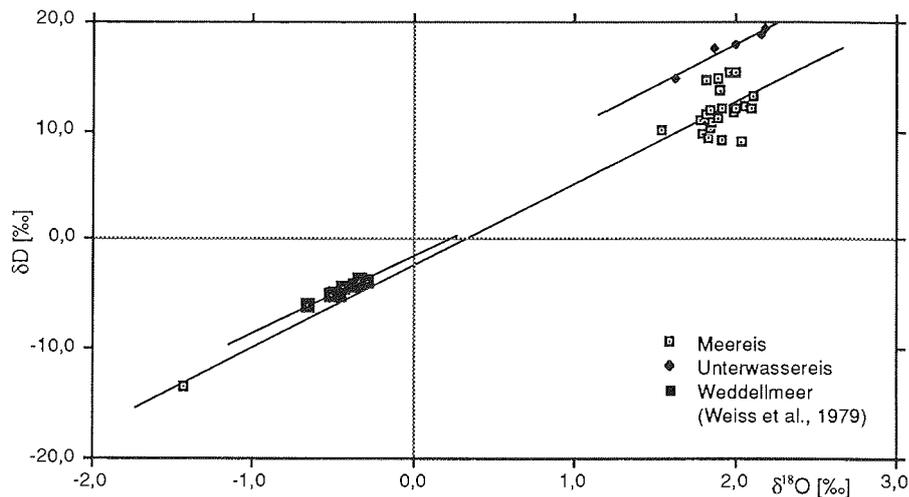


Abb. 4.1: $\delta\text{D}/\delta^{18}\text{O}$ -Diagramm von Unterwassereis (Proben U1 - U5), Meereis (Kern #040183) und Meerwasser vom Schelf vor dem Filchner-Ronne-Schelfeis (Stn. 46, 47, 49) nach Weiss et al. (1979)

Die Ergebnisse der Isotopenanalysen von Unterwassereis und Meereis sind in Abb. 4.1 zusammen mit Meerwasserdaten aus dem südlichen Weddellmeer nach Weiss et al. (1979; Stationen: 46, 47 und 49) dargestellt. Die Isotopen- und Salzgehalte der einzelnen Proben enthält Tab. 4.2. Sie zeigen, daß es sich bei Unterwassereis um salines Eis handelt, d.h. um Eis, das aus Meerwasser entstanden ist, denn mit $\delta\text{D} = +15$ bis $+20$ ‰ und $\delta^{18}\text{O} = +1.6$ bis 2.2 ‰ weist es ähnliche Isotopengehalte wie Meereis auf. Damit kann ein Prozeß, wie ihn Zotikov (1985) als Erklärung für die saline Eisschicht unter dem Amery-Schelfeis vorschlägt (vgl. Abschnitt III.3), für die Bildung des Unterwassereises in

der Atka Bucht ausgeschlossen werden. Aufgrund der geringen Anreicherungs-faktoren wären beim Gefrieren von vorwiegend glazialen Schmelzwasser, sollte solches von der Unterseite des Inland-eises her unter das Ekström-Schelfeis einfließen, deutlich negative δ -Werte zu erwarten. Im übrigen findet auch Morgan (1972) leicht positive $\delta^{18}\text{O}$ -Werte im salinen Eis des Amery-Schelfeises.

Beim Vergleich der Isotopenwerte im $\delta\text{D}/\delta^{18}\text{O}$ -Diagramm, Abb. 4.1, fällt auf, daß die δD -Werte der Unterwassereisproben durchschnittlich 6 ‰ über denen des Meereises liegen, obwohl die Variationen beider Proben jeweils in einer ähnlichen Weise korreliert sind. Die Regressionsgeraden von Unterwassereis, $\delta\text{D} = 7.4 \delta^{18}\text{O} + 3.4$ ($r = 0.98$), und die von Meereis, $\delta\text{D} = 7.5 \delta^{18}\text{O} - 2.4$ ($r = 0.95$) weisen annähernd dieselbe Steigung auf, unterscheiden sich jedoch im Deuterium-Exzeß durch das Vorzeichen. Eine einfache Erklärung für diese stellt die Annahme dar, daß es bei der Eisplättchenbildung im Deuterium zu einer erhöhten Fraktionierung kommt.

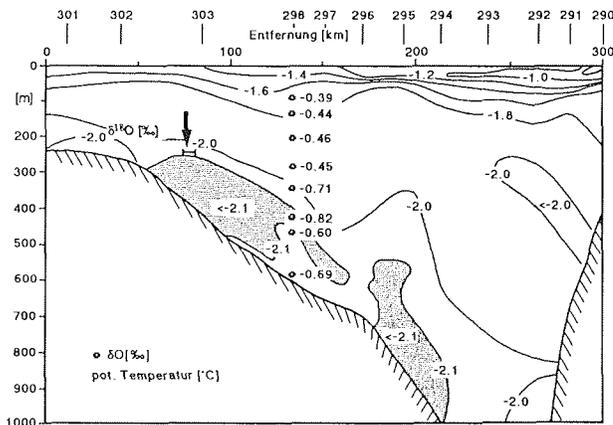


Abb. 4.2: Temperaturschnitt vor dem Filchner-Schelfeis zur Zeit des Eisplättchenfanges (nach Dieckmann et al., 1986; der Pfeil markiert Ort und Tiefe) mit $\delta^{18}\text{O}$ -Werten an der Station 298 (Schlosser, pers. Mitt.).

Probe U5 kommt, wie Abb. 4.5 zeigt, aus einer Wassermasse mit Temperaturen < -2 °C und ^{18}O -Werten, die um $\delta^{18}\text{O} = -0.7$ ‰ schwanken, also aus ISW. Bestimmt man relativ hierzu mit Gl. 4.5 die Isotopenanreicherung bei den Eisplättchen von Probe U5 mit $\delta^{18}\text{O} = 2.19$ ‰, so folgt hierfür mit $\epsilon_{\text{O}} = +2.9$ ‰ ein Wert, der identisch ist mit dem Mittelwert der Gleichgewichtstrennfaktoren aus Tab. 4.1. Hiernach kann man davon ausgehen, daß die Isotopenfraktionierung im ^{18}O bei der Eisplättchenbildung praktisch im thermodynamischen Gleichgewicht erfolgte. Für Deuterium kann die Anreicherung nur über die von Weiss et al. (1979) für das Weddellmeer angegebene $\delta\text{D}/\delta^{18}\text{O}$ -Beziehung, $\delta\text{D} = 8.3 \delta^{18}\text{O} - 0.8$, aus den bekannten $\delta^{18}\text{O}$ -Wert bestimmt werden, da δD von den Wasserproben der Station 298 (Abb. 4.2) nicht gemessen wurde. Dem Mittelwert von $\delta^{18}\text{O} = -0.7$ ‰ im ISW der Station 298 entspricht im Deuterium ein Wert von $\delta\text{D} = -6.6$ ‰. Relativ hierzu sind die

Eisplättchen von Probe U5 mit $\delta D = +19.5 \text{ ‰}$ um $\epsilon_D = 26.1 \text{ ‰}$ angereichert. Demgegenüber liegt der Mittelwert nach Tab. 4.1 bei $\epsilon_D = 20.3 \text{ ‰}$. Nach neueren Untersuchungen von Beck & Münnich (1988) zeichnet sich jedoch plättchenförmiges Eiswachstum gegenüber planarem - im ersten Fall wachsen die Eiskristalle als individuelle Plättchen, im zweiten als eine mehr oder weniger ebene Fläche von der Oberfläche oder vom Rand her ins Wasser - durch höhere Fraktionierung im Deuterium aus, während ^{18}O sich normal verhält. Sie ermittelten mit $\epsilon_D = 24 \text{ ‰}$ einen Anreicherungsfaktor, der dem von Probe U5 abgeleiteten recht nahe kommt. Man darf deshalb das für ^{18}O gefundene Ergebnis - Fraktionierung im isotopischen Gleichgewicht - auch als konsistent mit der höheren Anreicherung im Deuterium annehmen. Die hohe Korrelation der Isotopengehalte der Unterwassereisproben zeigt weiter, daß Probe U5 keine Ausnahme darstellt. Sie kann sogar als Beleg dafür gewertet werden, daß die Fraktionierung beim Wachstum von Eisplättchen unter sehr stabilen Bedingungen erfolgt. Dies spiegelt sich auch in der Steigung der gefundenen $\delta D/\delta^{18}\text{O}$ -Relation wider. Schätzt man nämlich nach Gl. (4.10) mit den in Tab. 4.3 angegebenen δD - und $\delta^{18}\text{O}$ -Werten die Steigung der Mischungsgeraden für ISW ab, so ergeben sich dafür Werte zwischen $s = 7.4$ und 7.8 , die gut mit der beim Unterwassereis gefundenen Steigung, $s = 7.4$, übereinstimmen. Dies bedeutet darüberhinaus, daß die Variationen in den Isotopenkonzentrationen des Unterwassereises durch Mischung von Meerwasser mit glazialem Schmelzwasser erklärt werden können.

Tab. 4.2: $\delta^{18}\text{O}$ - und δD -Werte, sowie Salzgehalt der Unterwassereisproben (Genauigkeit der Messungen $\pm 1 \text{ ‰}$ im δD und $\pm 0.1 \text{ ‰}$ im $\delta^{18}\text{O}$)

Probe	$\delta D[\text{‰}]$	$\delta^{18}\text{O}[\text{‰}]$	S[‰]	
U1	14.9	+1.62	2.2	Atka Bucht 1982
U2	17.6	+1.87	1.6	Atka Bucht 1984
U3	18.9	+2.17	3.2	Atka Bucht 1984
U4	18.0	+2.00	0.9	Atka Bucht 1984
U5	19.5	+2.19	2.4	Gould Bay 1985

Tab. 4.3: Nach Gl. (4.10) berechnete Steigung der Mischungsgeraden beim Zumischen von glazialem Schmelzwasser in Schelfwasser mit $\delta D = -3.3 \text{ ‰}$ bzw. $\delta^{18}\text{O} = -0.3 \text{ ‰}$. Die δD -Werte des glazialen Schmelzwassers sind nach der von Obleitner (1987) angegebenen Relation $\delta D = 8.1 \delta^{18}\text{O} + 11.9$ aus den $\delta^{18}\text{O}$ -Werten berechnet.

glaz. Schmelzwasser		Steigung s der Mischungsgeraden
$\delta D [\text{‰}]$	$\delta^{18}\text{O} [\text{‰}]$	
-150	-20.0	7.4
-393	-50.0	7.8

Während für die Eisplättchen von Probe U5 nach Abb. 4.2 ziemlich sicher feststeht, daß sie in ISW gebildet wurden, kann dies für die Proben aus der Atka Bucht nur indirekt über die Annahmen abgeleitet werden, daß bei der Bildung von Unterwassereis generell die Fraktionierung im isotopischen Gleichgewicht erfolgt und daß die Variationen in den δ -Werten durch Zumischen von glazialem Schmelzwasser verursacht sind. Tab. 4.4 enthält die mit $\epsilon_D = 26.1 \text{ ‰}$ bzw. $\epsilon_O = 2.9 \text{ ‰}$

berechneten Isotopenkonzentrationen des Wassers, in der das Unterwassereis gebildet wurde. Deuterium variiert in dieser Wassermasse, die im weiteren mit Unterwassereis-Wasser (UW) bezeichnet wird, zwischen $\delta D = -6.6$ und -11.2 ‰ und ^{18}O zwischen $\delta^{18}O = -0.71$ und -1.28 ‰. Die Proben U3 und U5 weisen für Eisschelfwasser typische Werte um $\delta D = -7.0$ ‰ bzw. $\delta^{18}O = -0.7$ ‰ auf. Die übrigen drei Proben liegen mit $\delta^{18}O \leq -0.9$ ‰ zum Teil deutlich unter den bis jetzt im ISW gemessenen minimalen Werten von $\delta^{18}O = -0.8$ ‰ (Jacobs et al., 1985; Schlosser, pers. Mitt.). Mit Konsequenzen, die sich hieraus für die Bildungsbedingungen der Eisplättchen und Ablationsprozesse unter dem Ekström-Schelfeis ergeben, beschäftigt sich der Abschnitt IV.3.

Tab. 4.4: Isotopenkonzentrationen der Wassermassen, in denen das Unterwassereis (Index: UW für "Unterwassereis-Wasser") gebildet wurde. Sie sind aus den $\delta^{18}O$ -Werten des Unterwassereises (Index: Ueis) nach Gl. 4.5 unter der Annahme berechnet, daß die Isotopenfraktionierung bei der Unterwassereisbildung im isotopischen Gleichgewicht mit $\epsilon_D = 26.1$ ‰ bzw. $\epsilon_O = 2.9$ ‰ erfolgte

Probe	δD_{Ueis}	δD_{UW}	$\delta^{18}O_{Ueis}$	$\delta^{18}O_{UW}$
U1	+14.9	-11.2	+1.62	-1.28
U2	+17.6	- 8.5	+1.87	-1.03
U3	+18.9	- 7.2	+2.17	-0.73
U4	+18.0	- 8.1	+2.00	-0.90
U5	+19.5	- 6.6	+2.19	-0.71

An dieser Stelle wird kurz auf weitere isotopische Effekte an Unterwassereisproben eingegangen. Sie sind interessant, da sie möglicherweise Hinweise auf die Ursachen der erhöhten Anreicherung im Deuterium bei Eisplättchenwachstum geben. Zugleich machen sie deutlich, daß bei Unterwassereis eine sachgemäße Probennahme und -lagerung wichtig sind. Insbesondere sollten Eisplättchen möglichst trocken gesammelt und gelagert werden. Meerwasserreste zwischen den Eisplättchen führen dazu, daß sie während der Lagerung aneinanderfrieren und verklumpen. Bei den Proben U2a, U2b bzw. U4a und U4b handelt es sich um solch verklumpte Eisplättchen. Ihre Salzgehalte sind deshalb höher als die individueller Eisplättchen (Tab. 4.5).

Tab. 4.5: $\delta^{18}O$ - und δD -Werte und Deuteriumexzeß d_D von Unterwassereisproben unterschiedlich hohen Salzgehalts. Die Proben U2 und U4 bestanden aus einzelnen, individuellen Eisplättchen, die zusätzlich mit "a" bzw "b" bezeichneten Proben waren während der Lagerung infolge mitgesammelter Meerwasserreste zwischen den Plättchen unterschiedlich stark verklumpt.

Probe	δD [‰]	$\delta^{18}O$ [‰]	d_D [‰]	S [‰]	
U2	17.6	+1.87	3.6	1.6	Atka Bucht, 1984
U2a	10.7	+1.38	+0.4	3.2	
U2b	6.1	+1.00	-1.4	5.3	
U4	18.0	+2.00	3.0	0.9	Atka Bucht, 1984
U4a	11.0	+1.45	+0.1	1.9	
U4b	4.4	+0.86	-2.1	3.2	

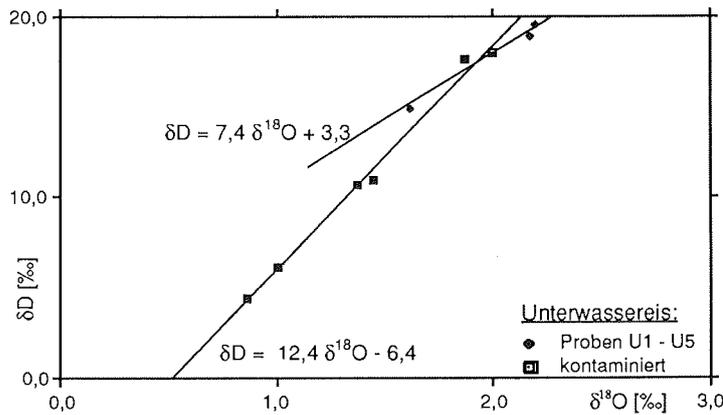


Abb. 4. 3: $\delta D/\delta^{18}O$ -Diagramm der unterschiedlich stark verklumpten Eisplättchenproben U2a, U2b, U4a und U4b ("kontaminiert") im Vergleich mit den Proben U1 - U5, die aus einzelnen individuellen Plättchen bestanden.

Wieder sind die Proben im δD und $\delta^{18}O$ linear korreliert (Abb. 4.3), obwohl die δ -Werte beider Proben in sehr unterschiedlicher Weise vom Salzgehalt abhängen (Tab. 4.5). Die starke Abnahme in den Isotopengehalten, die dem Salzgehalt proportional ist, kann weder durch "konservative" Mischung von Unterwassereis mit Meerwasser - vergleiche dazu die Lage der Mischungsgeraden in Abb. 4.4 - noch mit Schnee oder glazialen Schmelzwasser - in diesem Fall müßten die Steigungen der Regressionskurven in Abb. 4.4 positiv sein - erklärt werden. Dies legt den Schluß nahe, daß es beim Aufschmelzen der Eisproben zu einem Isotopenaustausch zwischen dem freien Unterwassereis-Schmelzwasser und dem in der Hydrathülle der verschiedenen Salzionen gebundenen Wasser kommt. Die im Vergleich zu den reinen Eisplättchenproben U1 bis U5 hohe Steigung der Regressionsgeraden, $\delta D = 12,4 \delta^{18}O - 6,4$ ($r = 0,996$), zeigt, daß die Trennung bzw. der Austausch verstärkt im Deuterium erfolgt. Die Umkehrung dieses Prozesses findet möglicherweise bei der Bildung der Eisplättchen statt und könnte die im Vergleich zu ^{18}O erhöhte Anreicherung erklären. Von Laborversuchen ist in diesem Zusammenhang bekannt, daß Salz für das Wachstum individueller Eiskristalle eine wichtige Rolle spielt. Saline "frazil ice"-Kristalle umgeben sich gleichsam mit einem Salzfilm und frieren im Gegensatz zu Süßwasser-"frazil ice"-Kristallen nicht aneinander (Hanley & Tsang, 1982). Weiterhin wird das Wachstum in nur gering unterkühltem Wasser - die im ISW beobachteten in situ-Unterkühlungen liegen unter 0.1 K (Foldvik & Kvinge, 1978; Dieckmann et al., 1986; Lewis & Perkin, 1985) - hauptsächlich von der Depositionskinetik bestimmt (Hobbs, 1974). Man darf deshalb davon ausgehen, daß das abweichende Fraktionierungsverhalten von Deuterium auf Wechselwirkungen zwischen dem wachsenden Eiskristall und dem ihn umgebenden Ionenfilm beruht.

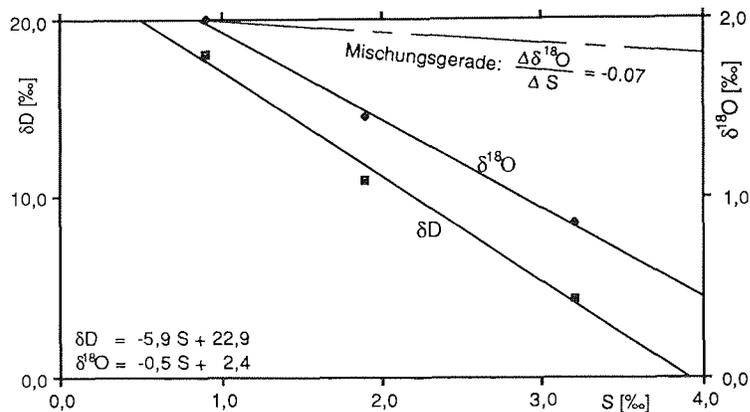


Abb. 4.4: δD und $\delta^{18}O$ in Abhängigkeit vom Salzgehalt für die Unterwassereisproben U4, U4₁ und U4₂. Die zum Vergleich eingezeichnete Mischungsgerade mit einer Steigung $s = -0.07$ (der Nullpunkt ist willkürlich gewählt) gilt bei Kontamination von Unterwassereis mit Meerwasser für den Fall "konservativer" Mischung, ohne daß es dabei zu Isotopenaustausch- oder trennreaktionen kommt.

Das unterschiedliche Vorzeichen im Deuteriumexzeß zwischen den Unterwassereis- und Meerereisproben wurde bereits angesprochen. Definiert man den Deuteriumexzeß durch $d_D = \delta D - 7.5 \delta^{18}O$, so wechselt in den kontaminierten Unterwassereisproben das Vorzeichen mit zunehmendem Salzgehalt von positiv nach negativ. In der einzig bekannten Arbeit mit δD - und $\delta^{18}O$ -Daten von Meereis, Gow et al. (1972), ist der Deuteriumexzeß wie beim Unterwassereis im Mittel leicht positiv. Es scheint deshalb nicht ausgeschlossen zu sein, daß δD und $\delta^{18}O$ von Kern #040183 durch Hydratationseffekte beeinflusst sind. Zu erwähnen bleibt noch, daß beim Meereis keinerlei Zusammenhang zwischen δD bzw. $\delta^{18}O$ und dem Salzgehalt feststellbar ist - weder beim Meereiskern #040183 noch in den von Gow et al. (1972) angegebenen Daten.

IV.3 Implikationen für die Bildung von Unterwassereis und für Abschmelzprozesse unter dem Ekström-Schelfeis

Nach den Ergebnissen des vorigen Abschnittes lassen sich die δD -/ $\delta^{18}O$ -Variationen des Unterwassereises auf unterschiedlich hohe Anteile glazialen Schmelzwassers im UW zurückführen. Um sie abschätzen zu können, müssen die Isotopenkonzentrationen des Meerwassers und des schmelzenden Schelfeises bekannt sein. Nach Analysen von Sammelproben des Kerns BVI, der an GvN durch das Ekström-Schelfeis gebohrt wurde, variiert ^{18}O im Schelfeis zwischen $\delta^{18}O = -22 \text{ ‰}$ und $\delta^{18}O = -27 \text{ ‰}$ (Tab. 4.6). Man kann demnach davon ausgehen, daß im Bereich der Schelfeisfront der ^{18}O -Eintrag durch schmelzendes Schelfeis im Mittel bei etwa $\delta^{18}O = -25 \text{ ‰}$ liegt.

Tab. 4.6: ^{18}O -Konzentrationen von Proben des Schelfeiskerns BVI, der 1983 an GvN durch das 204 m dicke Ekström-Schelfeis gebohrt wurde

Tiefe [m]	$\delta^{18}\text{O}$ [‰]	Tiefe [m]	$\delta^{18}\text{O}$ [‰]
49.9	-18.22	191.3	-23.38
50.1	-21.49	191.5	-25.87
50.3	-22.64	198.8	-21.80
50.5	-24.38	199.0	-23.17
102.0	-22.97	199.2	-24.08
152.3	-22.39	200.7	-22.54
152.5	-26.76	201.0	-24.16

Wie Abb. 4.5 zeigt, scheint Inlandeisz mit $\delta^{18}\text{O}$ -Werten bis unter -40 ‰ das Ekström-Schelfeis zu speisen. Da sich das Haupteinzugsgebiet sehr wahrscheinlich auf das südlich des Ekström-Schelfeises gelegene Ritscher-Hochland beschränkt (Oerter, pers. Mitt.), dürften im Mittel die ^{18}O -Konzentrationen selbst nahe der "grounding line" kaum unter $\delta^{18}\text{O} = -40$ ‰ fallen. Die Schmelzwasseranteile im UW werden deshalb mit Werten von $\delta^{18}\text{O}_i = -25$ ‰ und $\delta^{18}\text{O}_i = -40$ ‰ für das glaziale Schmelzwasser abgeschätzt.

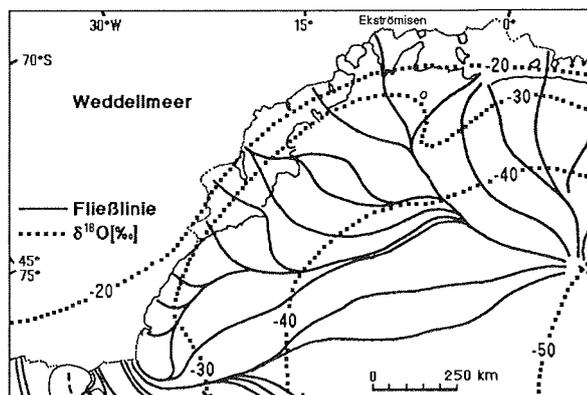


Abb. 4.5: Einzugsgebiet des Ekström-Schelfeises mit Fließlinien nach Drewry (1983). Die $\delta^{18}\text{O}$ -Isolinien sind Morgan (1982) entnommen.

Mit $\delta^{18}\text{O} = -0.3$ ‰ für das unter das Ekström-Schelfeis strömende Wasser, einem für ESW bzw. Winterwasser (WW) typischen Wert (Weiss et al., 1979), ergeben sich für die Wassermasse, in der das Unterwassereis gebildet wird, das UW, Schmelzwasseranteile von 1 - 4 % (Tab. 4.7). Diese Werte sind leicht (maximal 12 %) überschätzt, da die Isotopenfraktionierung, zu der es bei der Unterwassereisbildung kommt, nicht berücksichtigt ist. Die folgende Diskussion beschränkt sich auf ^{18}O , da zum einen von der Unterseite des Ekström-Schelfeises nur $\delta^{18}\text{O}$ -Daten zur Verfügung stehen und zum anderen die Interpretation für Deuterium analog läuft.

Tab. 4.7: Schmelzwasseranteile des Unterwassereis-Wassers (Index: UW) abgeschätzt aus den $\delta^{18}\text{O}$ -Werten für östliches Schelfwasser (ESW) mit $\delta^{18}\text{O}_w = -0.3 \text{‰}$ und für schmelzendes Schelfeis mit $\delta^{18}\text{O}_i = -25$ bzw. -40‰

Probe	$\delta^{18}\text{O}_{\text{UW}}$	Schmelzwasseranteil [%] für	
		$\delta^{18}\text{O}_i = -25 \text{‰}$	-40‰
U1	-1.28	4.0	2.5
U2	-1.03	3.0	1.8
U3	-0.73	1.7	1.1
U4	-0.90	2.4	1.5
U5	-0.71	1.7	1.0

Die Schmelzwasseranteile aus Tab. 4.7 wurden aus den $\delta^{18}\text{O}$ -Gehalten abgeleitet, ohne zu berücksichtigen, daß sich ein Wasservolumen beim Schmelzen entsprechend der Beziehung $c_p \Delta T = L \Delta C$ abkühlt. Wie Abb. 4.6 zeigt, muß seine Temperatur zwischen $\Delta T = 0.8 \text{ K}$ und 3.2 K über dem jeweiligen Gefrierpunkt liegen, um Schmelzwasseranteile von 1 bis 4 % aufnehmen zu können. ESW mit Temperaturen zwischen -1.6 °C und -1.9 °C kann sich unter dem bis zu 800 m mächtigen Ekström-Schelfeis auf minimal -2.4 °C abkühlen, d.h. maximal etwa 1 % Schmelzwasser aufnehmen. Schmelzwasseranteile von mehreren Prozent sind hiernach nur zu verstehen, wenn modifiziertes warmes Tiefenwasser (MWDW) mit Temperaturen zwischen -1.6 und 0 °C oder warmes Tiefenwasser (WDW) mit Temperaturen über 0 °C am Schmelzprozeß beteiligt wären. Dies ist nach den vorliegenden Beobachtungen (s. Kap. I) nicht der Fall.

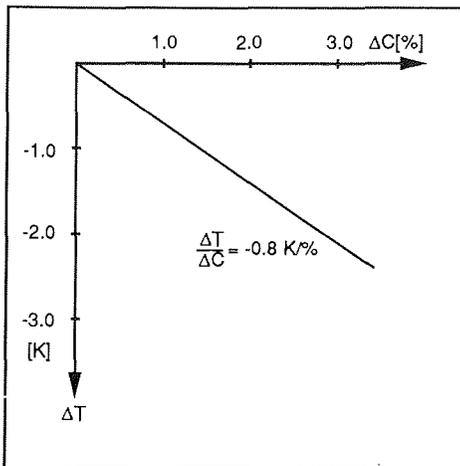


Abb. 4.6: Abkühlung eines Wasservolumens beim Schmelzen von Eis, das sich bereits auf Schmelzpunkttemperatur befindet.

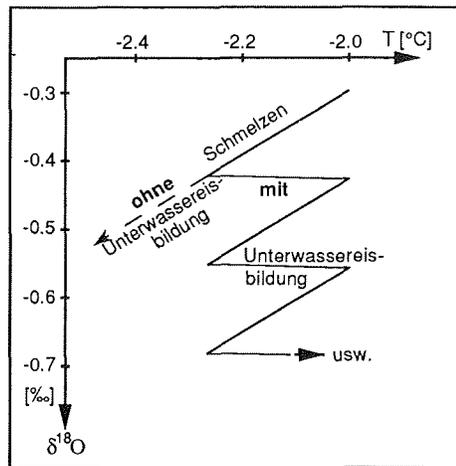


Abb. 4.7: Schema einer möglichen ^{18}O -Abreicherung im Wasser unter einem Schelfeis durch Schmelzen isotopisch leichten Eises und nachfolgender Unterwassereisbildung

Eine einfache Erklärung für die hohen Schmelzwasseranteile liefert die Eispumpe. In einem geschlossenen Schelfeis/Meerwassersystem kommt es, wie in Abb. 4.7 schematisiert dargestellt, mit jedem Eispumpzyklus zu einem Eintrag leichter Isotopen in das Wasser und damit zu einer fortgesetzten Abreicherung im D und ^{18}O , während gleichzeitig Temperatur und Salzgehalt keine Nettoänderung erfahren. Aufgrund seiner speziellen Morphologie kann das Becken unter dem Ekström-Schelfeis als ein weitgehend geschlossenes System angesehen werden. Die effektive Anreicherung im ^{18}O , die bei der Bildung des Unterwassereises an dieses weitergegeben wird, ist in diesem Fall von der Schmelzrate, der Austauschrate mit dem offenen Weddellmeer, der Verweildauer des Wassers bzw. Unterwassereises unter dem Schelfeis und dem isotopischen Eintrag in das Wasser abhängig.

Die bisher einzeln betrachteten Aspekte fügen sich zu dem in Abb. 4.8 skizzierten Bild zusammen. Durch den beschränkten Wassermassenaustausch mit dem offenen Weddellmeer wird Schmelzen an der Schelfeisunterseite im wesentlichen durch Eispumpprozesse angetrieben. Die erforderlichen Schmelzwärmeströme von umgerechnet bis zu 25 W/m^2 dürfte großenteils die Eispumpe selber zur Verfügung stellen. Nahe der "grounding line" deutet die Abnahme der Schmelzrate, von über 2 m/a an Pt. 1105 auf fast Null an Pt. 705, eine Eispumpzelle von etwa 30 bis 50 km Länge an. Im Bereich um Pt. 705 dürfte es zur Bildung von freiem Unterwassereis kommen. Die "frazil ice"-Kristalle wachsen unter dem Schelfeis als individuelle Kristalle auf ihre beobachtete Größe. Durch Strömungen werden sie vor das Schelfeis getragen. Dort steigen sie schließlich unter dem Meereis auf oder schmelzen in wärmerem Wasser.

Obwohl die Idee der Eispumpe eine zufriedenstellende Erklärung für die Bildung der Eisplättchen, die hohen Schmelzraten an der "grounding line" und das Fehlen von Inlandeis an der Schelfeisunterseite bei GvN liefert, enthält Abb. 4.8 insofern einen gewissen Widerspruch, als Bildung, Wachstum und Transport von Unterwassereis in der freien Wassersäule unter dem gleichzeitig schmelzenden Ekström-Schelfeis angenommen werden. Wie bereits in Kap. I ausgeführt und indirekt durch EMR-Sondierungen von Thyssen & Grosfeld (1988) bestätigt, kann man an der Unterseite des Ekström-Schelfeises Schmelzen über die gesamte Länge annehmen. Weiterhin scheint vor dem Ekström-Schelfeis die Bildung von Unterwassereis nicht möglich zu sein, obwohl das Eispumppotential dort wegen der großen Höhenunterschiede an der Schelfeiskante besonders groß ist. Ozeanographische Beobachtungen haben bis jetzt keine Hinweise auf potentiell oder 'in situ'-unterkühltes Wasser ergeben. Unabhängig hiervon erscheint es wenig wahrscheinlich, daß in der Atka Bucht größere Eisplättchen als Einkristalle bei Gezeitenströmen von 50 bis über 80 cm/s (Wegner, pers. Mitt.) entstehen können. Dies bedeutet, daß sich entgegen den Erwartungen von Lewis & Perkin (1986) das leichtere Schmelzwasser von der Schelfeisunterseite löst und daß es in der Wassersäule zur Bildung von freiem Unterwassereis kommt.

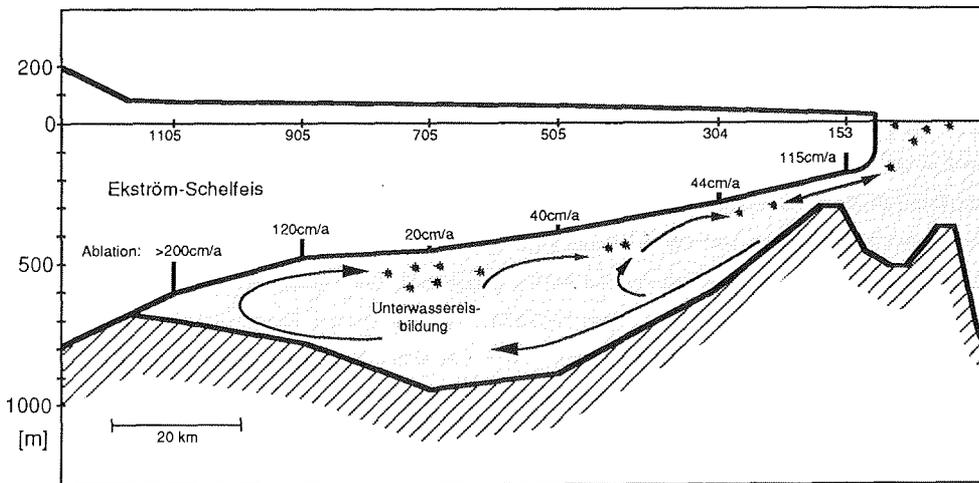


Abb. 4.8: Lageskizze möglicher Eispumpzellen unter dem Ekström-Schelfeis. Eine Eispumpzelle an der "grounding line" erklärt auf einfache Weise die hohen Schmelzraten an den Punkten 1105 und 905 und auch die niedrige an Punkt 705. Zwischen den Punkten 705 und 153 dürften die Eispumpzellen schwächer ausgebildet sein. Zur Kristallisation kommt es unter dem Schelfeis, wo die Kristalle auf Plättchengröße wachsen. Die Eisplättchen werden mit der Strömung vor das Schelfeis verfrachtet und steigen dort an die Wasseroberfläche auf. Vor dem Schelfeis ist nach den vorliegenden ozeanographischen Beobachtungen Unterwassereisbildung nicht möglich. Unter dem Schelfeis scheint sie in nicht unerheblichen Maße am Abbau des Schelfeises beteiligt zu sein.

Ein wesentlicher Aspekt von Unterwassereis, nämlich sein Verhalten in der freien Wassersäule, ist noch kaum verstanden. Eiskristalle können nur in "in situ"-unterkühltem Wasser entstehen und wachsen. Aufgrund ihrer geringeren Dichte erfahren sie proportional ihrem Volumen Auftriebskräfte. In diesem Zusammenhang im Labor durchgeführte Versuche ergaben in stehendem Wasser Steiggeschwindigkeiten von bis zu einigen cm/s, entsprechend Steigstrecken von bis zu mehreren km/Tag. Dem gegenüber steht eine Echogrammaufzeichnung (Dieckmann et al., 1986), der zufolge Eisplättchen noch 30 km vor dem Filchner-Schelfeis in Wassertiefen um 250 m vorkamen, wobei die relativ scharf umrissenen Plättchenwolken im Echogramm ebenso wie das Fehlen eines über die gesamte Wassersäule verteilten kontinuierlichen Vorhanges darauf hindeuten, daß sie mit der Strömung mittransportiert werden und nicht dort entstehen (Klindt, pers. Mitt.). Es kann hier keine zufriedenstellende Antwort auf die Frage gegeben werden, welche Prozesse den Auftrieb der Eisplättchen derart reduzieren, daß sie nicht nach kurzer Zeit bereits die "in situ"-unterkühlte Wasserschicht verlassen haben sollten. Es ist lediglich klar, daß die Eigenschaft der Eiskristalle, keine Aggregate zu bilden, hierbei eine wichtige Rolle spielt, da dadurch der Auftrieb minimal bleibt.

Die Eispumpe trägt zum Abbau eines Schelfeises bei. Ihre Bedeutung für den Massenhaushalt eines Schelfeises, der im wesentlichen gegeben ist durch Eiszustrom über die "grounding line", Akkumulation an der Oberfläche, Schmelzen an der Eisunterseite und Kalbungsverlusten, läßt sich an der Größe des Eispumpfaktor erkennen. Eine grobe Abschätzung der einzelnen Massenhaushalts-

komponenten für das Ekström-Schelfeis gibt Tab. 4.8. Über die etwa 40 km breite "grounding line" im Süden fließen pro Jahr etwa 2.8 km³ Inlandeis in das Ekström-Schelfeis, wenn man den seitlichen Einfluß vom Halfar-Rücken und Sörasen vernachlässigt. Das Vordringen der Schelfeiskante auf einer durch "ice rumpels" reduzierten Breite von etwa 60 km entspricht einem jährlichen Kalbungsverlust von 2.4 km³. Die mittlere Abschmelzrate von 0.73 m/a, Kap. I, führt für das ca. 6000 km² große Ekström-Schelfeis zu einem jährlichen Schmelzvolumen von 4.4 km³. Dem steht durch die Oberflächenakkumulation von 35 g Wasseräquivalent (Reinwarth et al., 1985) oder fast 40 cm Eisäquivalent ein Zutragsvolumen von 2.4 km³/a gegenüber. Der Fehlbetrag von 1.6 km³/a in der Bilanz dürfte seine Ursache in Ungenauigkeiten der einzelnen Komponenten und in der Vernachlässigung des seitlichen Eiseinflusses haben. Bei einem Eisvolumenanteil von 20 % (hierfür liefert das Meereismodell eine gute Übereinstimmung des Eiswachstums mit der Beobachtung; Kap. V) bzw. von 40 % (Schätzung von Lewis & Perkin, 1986) verkörpern das 2 m dicke Meereis und die 4 m mächtige Unterwassereisschicht zusammen eine Eissäule von 1.2 bzw. 2.4 m oder auf die etwa 500 km² große Atka Bucht hochgerechnet ein Unterwassereisvolumen von 0.6 bzw. 1.2 km³/a. Das in der Atka Bucht akkumulierte Unterwassereis entspricht damit 12 bis 25 % des für das Ekström-Schelfeis abgeschätzten Schmelzvolumens. Hiervon ausgehend erscheinen Eispumpfaktoren von 50 % und mehr als nicht unwahrscheinlich. Denn weder der Anteil, der über die gesamte Schelfeisfront in das offene Weddellmeer gelangt, noch der Anteil des unter dem Festeis akkumulierten Unterwassereises, der im Laufe des Jahres schmilzt, sind in dieser Abschätzung berücksichtigt. Damit aber erreichen die von Eispumpprozessen hervorgerufenen Schmelzverluste bereits die Größenordnung der Kalbungsverluste.

Tab. 4.8: Das in der Atka Bucht akkumulierte Unterwassereisvolumen im Verhältnis zu den Massenhaushaltskomponenten des Ekström-Schelfeises - eine erste Abschätzung

Unterwassereisvolumen	Eisanteil			
20 %:	1.2 m/a auf 500 km ²	0.6 km ³ /a		
40 %:	2.4 m	1.2 km ³ /a		
Ekström-Schelfeis	Breite	Eisdicke	Fließgeschwindigkeit	Eisvolumen
"grounding line"	40 km	700 m	100 m/a	+2.8 km ³ /a
Eisfront	60 km	200 m	200 m/a	-2.4 km ³ /a
Oberflächenakkumulation	0.40 m/a	auf 6000 km ²		+2.4 km ³ /a
Schmelzen an Eisunterseite	0.73 m/a	auf 6000 km ²		-4.4 km ³ /a
Fehlbetrag				1.6 km ³ /a

Das Ekström-Schelfeis zählt mit einer Fläche von etwa 6000 km² zu den kleinen Schelfeisgebieten in der Antarktis. Das Filchner-Ronne- und Ross-Schelfeis weisen im Vergleich dazu jeweils rund 500 000 km² auf. Die hier gefundenen Ergebnisse können schon wegen der speziellen Topographie des Meeresbodens nicht ohne weiteres verallgemeinert werden. Dennoch ergeben sich Gemeinsamkeiten zum Filchner-Ronne-Schelfeis, wie Tab. 4.9 zeigt. In beiden Fällen ist der Massen-

verlust durch Schmelzen an der Unterseite etwa doppelt so hoch wie der durch Kalben. Für das Filchner-Schelfeis errechnet das Ozeanmodell von Hellmer (1989) Eisumpfpfaktoren zwischen 1 % und 10 %. Determann (pers. Mitt.) schätzt aus dem Volumen des unter dem Ronne-Schelfeis akkumulierten salinen Eises für das gesamte Filchner-Ronne-Schelfeis einen solchen von 25 % ab. Die Eisumpfpfaktoren liegen damit in einer ähnlichen Größenordnung wie beim Ekström-Schelfeis.

Tab. 4.9: Abschätzungen einiger Massenhaushaltkomponenten für die gesamte Antarktis sowie für das Filchner-Ronne-, Ross- und Ekström-Schelfeis

Antarktis:	Kotlyakov, 1977	Bull, 1971	Giovinetto, 1968	andere Autoren
Netto-Akkumulation	+1980	2080	2100	1900
"Bottom melting"	-320	-200	-200	-300
Kalben	-2400	-1450	-1000	-1100
Gesamtbilanz	-750	+420	+900	+500

(Quelle: Schwertfeger, 1985; Einheiten: km³/a Wasseräquivalent)

Schelfeis:	Filchner-Ronne	Ross	Ekström
"Bottom melting"	-483	-177	-4.4
Kalben	-220	-150	-2.4

(Quellen: Doake, 1985 bzw. Tab. 4.8; Einheiten: km³/a Eis)

Robin & Swithinbank (1987) nehmen an, daß, da der Druck-Schmelzeffekt nicht gebührend beachtet wird, der Beitrag von "bottom melting" im Massenhaushalt der Schelfeise vielfach unterschätzt ist. Dies dürfte auch für Massenhaushaltsbetrachtungen der gesamten Antarktis zutreffen, wenn man die für das Ekström-Schelfeis gefundenen Ergebnisse als typisch für die kleineren Schelfeise der Antarktis ansieht und von den Angaben von Doake (1985) für das Filchner-Ronne- und Ross-Schelfeis ausgeht. Wie Tab. 4.9 zeigt, spielen in Abschätzungen des Gesamtmassenbudgets der Antarktis die Schmelzverluste keine besondere Rolle, obwohl sie bei den Schelfeisen teilweise fast doppelt so hoch wie die Kalbungsverluste liegen. Wenn man die Netto-Akkumulation als weitgehend richtig abgeschätzt annimmt, so folgt aus Tab. 4.9, daß entweder Kalben überschätzt wird oder aber daß der Massenhaushalt der Antarktis eher negativ ist. Auch für klarere Aussagen zur Gesamtmassenbilanz der Antarktis sind damit bessere Abschätzungen der Schmelzverluste der Schelfeise unumgänglich.

V. Numerische Simulation des Wachstums und der Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht

Dieses Kapitel, in dem das Eiswachstum in der Atka Bucht simuliert und seine Oberflächenenergiebilanz berechnet wird, gliedert sich in vier Abschnitte. Zunächst wird das thermodynamische Meereismodell und der verwendete Antriebsdatensatz beschrieben. In Abschnitt V.2 werden Ergebnisse zum Eiswachstum dargestellt, mit den Beobachtungen verglichen und der Beitrag Unterwassereises diskutiert. Die Energiebilanz des Meereises wird in Abschnitt V.3 vorgestellt. Das Kapitel V endet mit einer Auswahl von Sensitivitätstests zum Eiswachstum und zur Energiebilanz.

V.1 Grundlagen

Bei der numerischen Modellierung des Wachstums von Meereis unterscheidet man zwischen thermodynamischen und dynamischen Modellen. Bei den thermodynamischen Modellen ist das Eiswachstum beschränkt auf das Gefrieren von Meerwasser an der Eisunterseite. An der Oberfläche ist Massenzuwachs durch Schneefall möglich. Der Abbau einer Eisdecke kann durch Schmelzen sowohl von der Oberfläche als auch von der Unterseite her erfolgen. Die durch Schmelzen und Gefrieren verursachten Massenänderungen werden durch Energiebilanzgleichungen ausgedrückt, die die unterschiedlichen Wärmeflüsse, die auf eine Fläche hin- oder von ihr weggerichtet sind, in Beziehung zu den Gefrier- und Schmelzraten setzen. Thermodynamische Meereismodelle sind im Prinzip räumlich eindimensional (Stefan, 1890; Maykut & Untersteiner, 1971; Semtner, 1976). In den dynamischen Meereismodellen greifen die Prozesse von Eisbewegung und Eiswachstum ineinander. Sie beschreiben im wesentlichen erst das Verhalten großer Meereisflächen, in denen Vorgänge wie Eispressung, Überschieben von Eisschollen oder die Bildung von offenen Wasserflächen eine große Rolle spielen. Kurze vergleichende Übersichten der häufig verwendeten Meereismodelle finden sich in Parkinson & Washington (1979), Maykut (1986) und Koch (1986).

Auf der Suche nach den Ursachen für die Entstehung der großen Weddellpolynya, die in den Jahren von 1973 bis 1977 beobachtet wurde (u.a. Zwally et al., 1983), und aufgrund des zunehmenden Interesses an Fragen nach der Bedeutung des Meereises für unser Klima hat auch die Meereisentwicklung im Weddellmeer im letzten Jahrzehnt verstärkt an Beachtung gewonnen. Stellvertretend seien hier nur die Arbeiten von Parkinson & Washington (1979), Parkinson (1983), Hibler & Ackley (1983), Koch (1986) und Lemke et al. (1989) erwähnt. Das Eiswachstum im offenen Weddellmeer wird maßgeblich von der Dynamik des treibenden Packeises bestimmt. In der Atka Bucht, die von Schelfeis geschützt am nordöstlichen Rande des Weddellmeeres liegt, ist das Eiswachstum rein thermodynamisch über den Wärmeverlust des Wassers an die Atmosphäre angetrieben. Obgleich durch das Vorhandensein von Unterwassereis beeinflusst, ist damit für seine Simulation ein eindimensionales thermodynamisches Modell ausreichend.

V.1.1. Das modifizierte Maykut-Untersteiner-Meereismodell

Dem hier verwendeten Meereismodell liegt im wesentlichen der Formalismus des ursprünglich von Maykut & Untersteiner (1968; 1971) beschriebenen und später von Maykut (1978) modifizierten thermodynamischen Meereismodells zugrunde (Abb. 5.1). Das Meereis wird darin als horizontal unendlich ausgedehnte, schneebedeckte Scholle betrachtet, die auf Wasser von Gefrierpunkts-temperatur schwimmt. Vertikal ist das Eis in Temperaturschichten zur Berechnung der Wärmeleitung diskretisiert. Die Lösung der Wärmeleitungsgleichung verlangt die Vorgabe der Energiebilanzen an den Rändern. Aus der Energiebilanz der Oberfläche wird deren Temperatur T_o , in Abhängigkeit von T_o der Wärmeleitungsstrom in Schnee und Meereis bestimmt. An der Eisunterseite sind Temperatur und der Wärmestrom aus dem Wasser ins Meereis fest vorgegeben. Das Modell, das Effekte berücksichtigt, die sich aus dem Einschluß von Salzlake und der Absorption von kurzwelliger Strahlung im Eis ergeben, gilt immer noch als das umfangreichste thermodynamische Meereismodell. Maykut & Untersteiner (1971), auch mit M&U abgekürzt, simulierten mit diesem Modell den Jahreszyklus von mehrjährigem Meereis in der zentralen Arktis. Die bei der folgenden Beschreibung der Modellgleichungen verwendete Bezeichnungsweise (vgl. Tab. 5.1) hält sich weitgehend an Maykut (1978 bzw. 1986).

Tab. 5.1: Liste der in diesem Kapitel verwendeten Symbole für die Energieflüsse. Eine vollständige Liste aller Symbole findet sich am Ende dieser Arbeit

F_c	Wärmeleitungsstrom
F_e	Strom latenter Wärme
F_h	Strom fühlbarer Wärme
F_L	atmosphärische Gegenstrahlung
F_m	Schmelzwärmestrom
F_r	Globalstrahlung
$F_{U_{eis}}$	Wärmestrom aus der Unterwassereisschicht ins Meereis
F_w	ozeanischer Wärmestrom
$F_{\uparrow} = \epsilon_L \sigma T^4$	terrestrische Strahlung
I_o	in Schnee bzw. Eis eindringende kurzwellige Strahlung
R	reflektierte kurzwellige Strahlung
$B_o = F_c - I_o$	Bodenwärmestrom
$Q_o = F_r + R$	Strahlungsbilanz
$Q_L = F_L - F_{\uparrow}$	langwellige Strahlungsbilanz
$Q_s = F_r - R$	kurzwellige Strahlungsbilanz
Indizes:	a=Luft, i=Meereis, s=Schnee
	o=Oberfläche, Startgrößen oder reines Eis je nach Zusammenhang

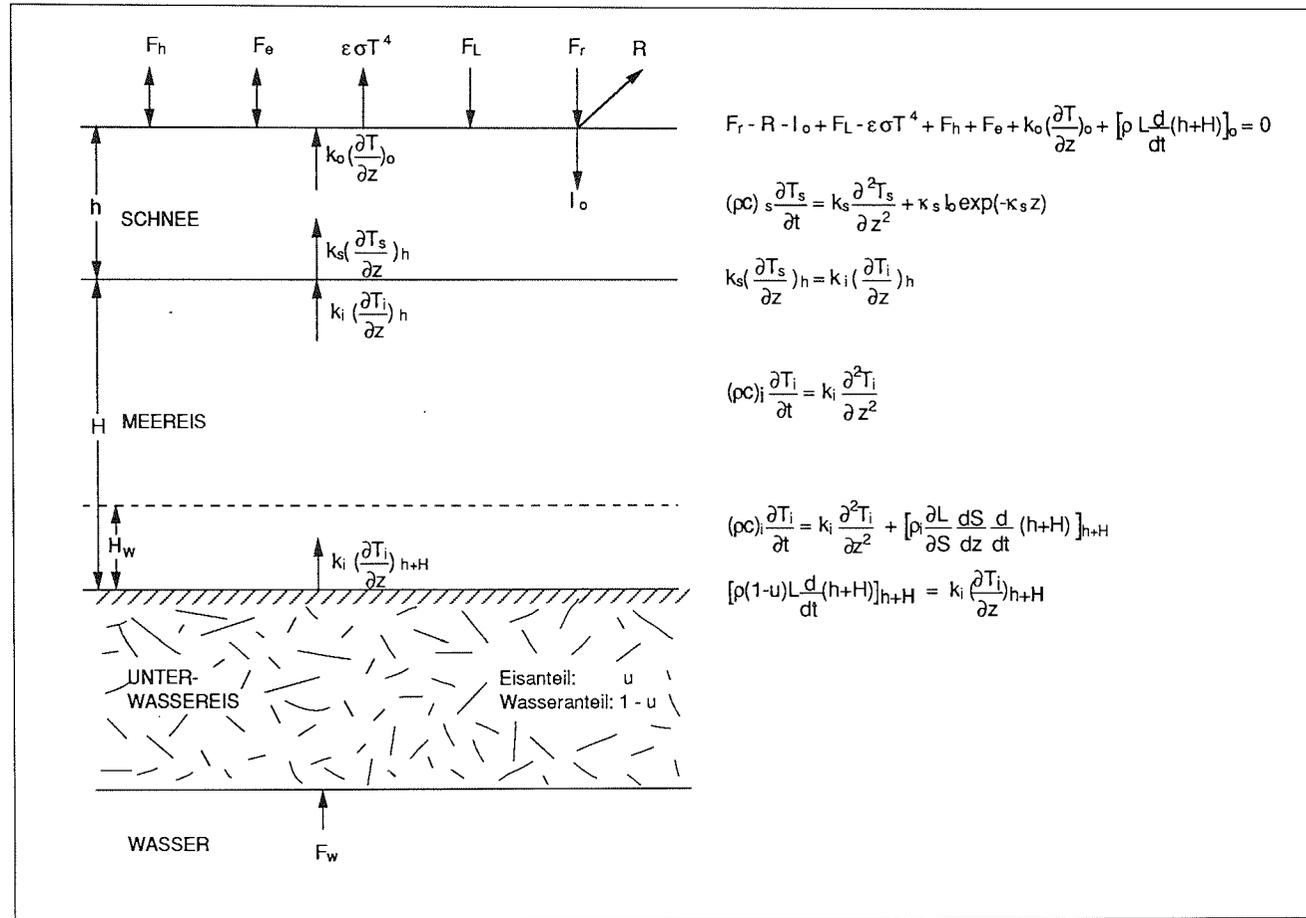


Abb. 5.1: Schema des modifizierten thermodynamischen Meereismodells nach Maykut & Untersteiner (1971)

Die Energiebilanz der Meereisoberfläche

Die Meereisoberfläche erhält Energie von oben über die solare Einstrahlung F_r (Globalstrahlung) und die langwellige Gegenstrahlung F_L . Ein Teil von F_r wird als kurzwellige Reflexstrahlung R sofort wieder an die Atmosphäre abgegeben. Die Oberfläche verliert weiter Energie über die langwellige Ausstrahlung $\varepsilon_L \sigma T^4$. Die turbulenten Flüsse fühlbarer und latenter Wärme, F_h und F_e , und auch der Wärmeleitungsstrom F_c können sowohl Energiequellen als auch Energiesenken darstellen. Zählt man Energieflüsse, die zur Oberfläche hingerichtet sind, positiv und solche, die von der Oberfläche weggerichtet sind, negativ, dann gilt für die Energiebilanz an der Meereisoberfläche folgende Gleichung:

$$F_r - R - I_o + F_L - \varepsilon_L \sigma T^4 + F_h + F_e + F_c + F_m = 0 \quad (5.1)$$

In seiner ursprünglichen Version wurden im M&U-Modell die Energieflüsse F_r , R (über die Albedo), F_L , F_h und F_e zeitabhängig vorgegeben und die langwellige Ausstrahlung $\varepsilon_L \sigma T^4$ und der Wärmeleitungsstrom F_c vom Modell berechnet. Die hier beschriebene Variante folgt den Arbeiten von Maykut (1978; 1986), in denen die turbulenten Ströme fühlbarer und latenter Wärme über einfache Bulkansätze parametrisiert werden:

$$F_h = \rho_a c_a C_h U (T_a - T_o) \quad (5.2)$$

$$F_e = 0.622 \rho_a L_s C_e U (f E(T_a) - E(T_o)) / p_o \quad (5.3)$$

Darin bezeichnen T_a und T_o die Lufttemperatur in Meßhöhe und unmittelbar über der Oberfläche. U und f stehen für den Wind bzw. die relative Feuchte in der jeweiligen Referenzhöhe. C_h und C_e sind die Transferkoeffizienten für sensible und latente Wärme. Der Luftdruck p_o ist ohne großen Einfluß auf F_e und wurde gleich dem mittleren Luftdruck an GvN (98500 Pa) gesetzt. Gl. (5.3) liegt die Annahme zugrunde, daß die Luft an der Oberfläche gesättigt ist. Der Sättigungsdampfdruck über Eis $E(T)$ ist nach der Magnusschen Formel gegeben durch (Parkinson & Washington, 1979)

$$E(T) = 610.7 \cdot 10^{(9.5((T - 273)/(T - 7.66)))} \quad (5.4)$$

Der Wärmeleitungsstrom F_c ist proportional dem Temperaturgradienten an der Oberfläche und der Wärmeleitfähigkeit von Schnee bzw. Meereis

$$F_c = k_o \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_o \quad (5.5)$$

Der Term F_m beschreibt den mit der Ablation an der Meereisoberfläche verbundenen Schmelzwärme-
strom. Bei Oberflächentemperaturen unterhalb des Schmelzpunktes, $T_o < 273.1$ K, gilt $F_m = 0$. Erreicht T_o den Schmelzpunkt, wird $T_o = 273.1$ K gesetzt und ein Energieüberschuß durch Schmelzen von Schnee oder Eis balanciert

$$F_m = \rho L \left[\frac{d}{dt} (h + H) \right]_o \quad (5.6)$$

Aus F_m wird die Schmelzrate bestimmt und die Schneehöhe bzw. Eisdicke entsprechend korrigiert. Prozesse, wie in den Schnee eindringendes und wieder gefrierendes Schmelzwasser werden nicht berücksichtigt.

I_0 , der Anteil der an der Oberfläche absorbierten kurzwelligigen Strahlung, der in den Schnee bzw. in das Meereis eindringt, stellt für die Oberfläche einen Energieverlust, für die Schneedecke und das darunterliegende Meereis eine interne Wärmequelle dar. Die Extinktion in Schnee und Eis ist dem Beer'schen Gesetz folgend angenommen:

$$I(z) = I_0 \exp(-\kappa z) \quad (5.7)$$

κ ist der über alle Wellenlängen und Einfallswinkel integrierte Extinktionskoeffizient. Da die exakte Behandlung der Extinktion sehr schwierig ist, geht man im Modell davon, daß der Hauptanteil von I_0 an der Oberfläche absorbiert wird und nur ein geringer Teil, mit τ bezeichnet, in den Schnee bzw. in das Eis eindringt. Gl. (5.7) lautet somit:

$$I(z) = (F_r - R) \cdot \tau \cdot \exp(-\kappa z) \quad (5.7')$$

Im Gegensatz zum M&U-Modell wird hier die Absorption von solarer Strahlung im Schnee berücksichtigt und wegen der relativ großen Schneehöhen im Meereis andererseits vernachlässigt. Nach Gabinson (1987) wird $\tau = 0.17$ und der Extinktionskoeffizient nach Liljequist (1956) zu $\kappa = 10 \text{ m}^{-1}$ angenommen.

Wärmeleitung im Meereis

Bei größeren Eisdicken sind die Wärmespeicherung im Eis und die mit Phasenumwandlungen verbundenen Energieflüsse Ursachen für nichtlineare Temperaturprofile. Nach Maykut (1978, 1982) muß deshalb eine genaue Behandlung 'dickeren' Eises ($H > 80 \text{ cm}$) die Wärmeleitung über die Wärmediffusionsgleichung im Eismodell berücksichtigen:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (F_c(z) + I(z)) \quad (5.8)$$

Gl. (5.8) beschreibt Temperaturänderungen im Eis als Folge der Divergenz der Wärmeleitungsstromes $F_c(z)$ und der Absorption solarer Strahlung $I(z)$, die in Schnee und Meereis eindringt. Energieflüsse, die durch Niederschlag oder durch einsickerndes Schmelzwasser hervorgerufen werden, sind hierbei vernachlässigt. Mit Gl. (5.7) lautet die Wärmeleitungsgleichung für die Schneeschicht:

$$(\rho c)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + \kappa_s I_0 \exp(-\kappa_s z) \quad (5.9)$$

und für das Meereis:

$$\left[(\rho c)_o + \frac{\gamma S(z)}{(T_i - 273)^2} \right] \frac{\partial T_i}{\partial t} = \left[k_o + \frac{\beta S(z)}{T_i - 273} \right] \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \quad (5.10)$$

In Gl. (5.10) ist der vertikale Advektionsterm $(\rho c)(dH/dt)(\partial T/\partial z)$ infolge Änderungen der Eisdicke vernachlässigt. Als Folge davon können sich Oberfläche und Unterseite unabhängig voneinander bewegen. Die Wärmeleitfähigkeit k_i und die Volumwärme $(\rho c)_i$ des Meereises in Abhängigkeit von Temperatur T und Salzgehalt S sind genähert nach Untersteiner (1964) angenommen:

$$k_i = k_o + \frac{\beta S(z)}{T_i - 273} \quad (5.11)$$

$$(\rho c)_i = (\rho c)_o + \frac{\gamma S(z)}{(T_i - 273)^2} \quad (5.12)$$

wobei k_o und $(\rho c)_o$ die Wärmeleitfähigkeit bzw. Volumwärme von reinem Eis bezeichnen. $\beta = 0.117 \text{ Wm}^2/\text{kg}$ und $\gamma = 17.2 \cdot 10^6 \text{ JK/kg}$ sind Konstanten. In den Gleichungen sind sowohl die Änderungen des Laugenvolumens als auch die mit Temperaturänderungen verbundenen Flüsse latenter Energie berücksichtigt.

Am Übergang vom Schnee zum Eis in der Tiefe $z = h$ wird der Wärmestrom als stetig und $T_s = T_i$ angenommen, so daß gilt:

$$k_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial z} \right)_h = k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_h \quad (5.13)$$

Die Wärmeleitfähigkeit und insbesondere die Volumwärme von Meereis sind in Gefrierpunktnähe sehr stark vom Salzgehalt abhängig. In Anlehnung an das gemessene Salzgehaltsprofil (Abb. 2.6) wird $S(z)$ oben konstant und in der Wachstumszone, $z > (H+h) - H_w$ exponentiell ansteigend angenommen

$$S(z) = \begin{cases} S_o & \text{für } z \leq H - H_w \\ S_o \exp(az) & \text{für } z > H - H_w \end{cases} \quad (5.14)$$

wobei $S_o = 4.0$ und der Koeffizient $a = 4.5815 \text{ m}^{-1}$ so gewählt wurde, daß für $H_w = 0.2 \text{ m}$ der Salzgehalt an der Eisunterseite $S(z=H+h) = 10.0 \%$ betrug. Mit diesem Profil wird dem starken Anstieg des Salzgehalts an der Eisunterseite Rechnung getragen. Die über die Wachstumszone verteilt freiwerdende latente Gefrierwärme wirkt wie eine interne Energiequelle und muß in Gl. (5.10) berücksichtigt werden. Für die Wachstumszone lautet damit die Wärmeleitungsgleichung:

$$\left[(\rho c)_o + \frac{\gamma S(z)}{(T_i - 273)^2} \right] \frac{\partial T_i}{\partial t} = \left[k_o + \frac{\beta S(z)}{T_i - 273} \right] \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} + \frac{dL(S)}{dS} \frac{dS(z)}{dz} \frac{d}{dt} (H+h)_{h+H} \quad (5.15)$$

Randbedingungen an der Eisunterseite - Unterwassereis

An der Eisunterseite $z = (h+H)$ betrachten M&U nur den Wärmeleitungsstrom ins Eis und den turbulenten Wärmestrom aus dem Wasser. Zu Änderungen in der Eisdicke H , d.h. zum Gefrieren oder Schmelzen, kommt es, wenn $F_c(z=h+H)$ und F_w nicht balanciert sind. Die Energiebilanzgleichung für die Eisunterseite hat die Form:

$$\rho L \frac{d}{dt} (h+H)_{h+H} = \left[k_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right]_{h+H} - F_w \quad (5.16)$$

Der Wärmefluß aus dem Wasser F_w ist im allgemeinen nicht bekannt. Er muß entweder mit einem gekoppelten Modell für die ozeanische Mischungsschicht berechnet oder explizit vorgegeben werden.

Um zu berücksichtigen, daß in der Atka Bucht das Meereis nicht in eine eisfreie Wassersäule hineinwächst, sondern daß mit dem Unterwassereis gleichsam allmählich ein Eis-Wasser-Gemisch erstarrt, wurde das Wärmeflußschema des M&U-Modells um eine Eis-Wasser-Schicht erweitert (Abb. 5.1) und am Übergang Unterwassereis/Meereis der Wärmestrom $F_{Ueis} = 0$ gesetzt. Diese Annahme läßt sich mit dem Hinweis rechtfertigen, daß eine ausreichend mächtige Unterwassereisschicht als "Eis-Wasser-Bad", das sich auf Gefrierpunkttemperatur befindet, Ozean und Meereis thermisch weitgehend entkoppelt. Denn wird ihr von oben über das Meereis Wärme entzogen, so kommt es zur Eisbildung, wobei der Energieverlust durch freiwerdende latente Gefrierwärme gedeckt wird. Umgekehrt wird ein Wärmefluß aus dem Ozean durch Schmelzen von Eis in der Unterwassereisschicht dissipiert. Dadurch ist die Kenntnis des turbulenten Wärmestroms aus dem Ozean F_w für die Bestimmung der Wachstumsrate in Gl. (5.16) nicht mehr notwendig. Stattdessen muß nun aber das in der Unterwassereisschicht vorhandene Eis berücksichtigt werden. Bezeichnet u den auf die Volumeneinheit bezogenen Eisanteil in der Unterwassereisschicht, dann gibt $(1 - u)$ den Flüssigwassergehalt an. Um diesen Faktor reduziert sich die latente Gefrierwärme, die pro Volumeneinheit beim Gefrieren abgeführt werden muß. Wegen $F_{Ueis} = 0$ lautet Gl. (5.16) nunmehr

$$[\rho(1-u)L \frac{d}{dt} (h+H)]_{h+H} = k_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_{h+H} \quad (5.17)$$

Numerik

Setzt man die Gleichungen (5.2), (5.3) und (5.7) in Gl. (5.1) ein und schreibt man den Wärmeleitungsstrom in der diskretisierten Form $F_c = k/\Delta z (T_o - T_s)$ mit T_s als Temperatur im Schnee bzw. Meereis, so verbleiben in der Energiebilanz-Gleichung neben bekannten Größen nur noch Terme, die die Oberflächentemperatur T_o enthalten:

$$F_r - R - I_o + F_L - \epsilon_L T_o^4 + \rho c C_H U (T_a - T_o) + 0.622 \rho_L C_e U (fE(T_a) - E(T_o)) + k/\Delta z (T_o - T_s) = -F_m \quad (5.18)$$

Damit kann Gl. (5.18) für $F_m = 0$ zu jeden Zeitschritt iterativ nach T_o aufgelöst werden. Folgen aus Gl. (5.18) Oberflächentemperaturen oberhalb des Schmelzpunktes, wird T_o beim Schmelzpunkt von Schnee, $T = 273.1$ K, festgehalten, mit Gl. (5.6) die Schmelzrate bestimmt und die Schneehöhe entsprechend korrigiert.

Die Wärmeleitungsgleichungen Gl. (5.9) und (5.10) wurden durch ein explizites Differenzenschema ähnlich dem von DuFort & Frankel (O'Brien, 1974; Djuric, 1974; Marsal, 1989) approximiert. Dieses Verfahren, obwohl explizit, ergibt stets stabile Differenzlösungen. Das Programm für das Meereismodell wurde neu in der Programmiersprache "Pascal" erstellt. Die Rechenzeit für einen Simulationslauf betrug bei einer räumlichen Auflösung von $\Delta z = 2$ cm und einem Zeitschritt von $\Delta t = 360$ s auf einer VAX 8350 etwa 25 Minuten.

V.1.2 Modellantrieb

Für die Bestimmung der Energiebilanz an der Oberfläche, Gl. (5.1), müssen neben der Globalstrahlung F_r , die kurzwellige reflektierte Strahlung R , die atmosphärische Gegenstrahlung F_L , außerdem die Lufttemperatur T_a , die relative Feuchte f und der Wind U zeitabhängig vorgegeben werden. Der in der Atka Bucht 1982 gewonnene Datensatz ist als Antrieb für das Meereismodell wenig brauchbar, da er nicht alle für das Modell nötigen Größen enthält und außerdem Lücken aufweist. Als Antrieb für das Modell wurden deshalb - bis auf die Lufttemperatur - die im selben Zeitraum an GvN registrierten meteorologischen Daten der Energiebilanzstation verwendet. Diese Vorgehensweise scheint aufgrund der geringen Entfernung von nur 10 km zwischen GvN und der Meereisstation in der Atka Bucht gerechtfertigt, bietet sie doch den großen Vorteil eines in sich konsistenten meteorologischen Datensatzes.

Die Energiebilanzstation an GvN, an der diese Daten ab März 1982 kontinuierlich aufgezeichnet werden, einschließlich der dort eingesetzten Geräte ist in Belitz (1989) beschrieben. Klimastatistiken

der Jahre 1981 bis 1984 finden sich in Gube-Lenhardt & Obleitner (1986) und Gube-Lenhardt (1987). Recht umfassend auf die meteorologischen Bedingungen des Jahres 1981 wird in dem glazial-meteorologischen Expeditionsbericht von Obleitner (1987) eingegangen, auf die des Jahres 1983 in der Arbeit von Belitz (1989). Mit den atmosphärischen Strömungsvorgängen am Rande der Antarktis etwa den Bereich der Weddellmeer abdeckend beschäftigt sich Kottmeier (1988).

Für den Zeitraum vom 1. Mai bis 31. Januar stehen von GvN die geforderten Daten nahezu vollständig als 10min-Mittel zur Verfügung. Datenlücken wurden sinnvoll ergänzt und die 10min-Mittel zu 1/2h-Mitteln zusammengefaßt, um die Daten zu glätten und mit den 1/2h-Mitteln der Meereisstation besser vergleichbar zu machen. Für die einzelnen Modell-Läufe wurden die 1/2h-Mittel linear auf den jeweils verwendeten Zeitschritt Δt interpoliert. Die Tagesmittelwerte der als Antrieb verwendeten Größen zeigen die Abb. 5.2 und 5.3. In Tab. 5.2 sind die dazugehörigen Monatsmittelwerte zusammengestellt. Sie enthält zusätzlich Angaben über die Albedo (a), die kurzweilige Nettostrahlung (Q_s) und den in den Schnee eindringenden Anteil I_0 der an der Oberfläche absorbierten solaren Strahlung.

Bis auf die Lufttemperatur wurden die an GvN gewonnenen Daten ohne Änderung im Modell übernommen. Da die auf dem Meereis registrierten Lufttemperaturen über den Temperaturen von GvN lagen - die Differenz stieg mit sinkender Lufttemperatur an - wurde der GvN-Temperaturdatensatz temperaturabhängig in der folgenden Weise korrigiert

$T_a = T_{GVN} + 3.0 \text{ K}$	für	$T_{GVN} \leq - 25 \text{ }^\circ\text{C}$
$T_a = T_{GVN} + 1.5 \text{ K}$	für	$- 25 \text{ }^\circ\text{C} < T_{GVN} \leq - 10 \text{ }^\circ\text{C}$
$T_a = T_{GVN} + 0.5 \text{ K}$	für	$- 10 \text{ }^\circ\text{C} < T_{GVN} \leq - 5 \text{ }^\circ\text{C}$
$T_a = T_{GVN}$	für	$T_{GVN} > - 5 \text{ }^\circ\text{C}$

Die so erhaltenen Lufttemperaturen liegen im Monatsmittel 0.2 bis 2.6 K höher als die Originalwerte und geben gut den zwischen GvN und der Meereisstation beobachteten Temperaturunterschied wieder.

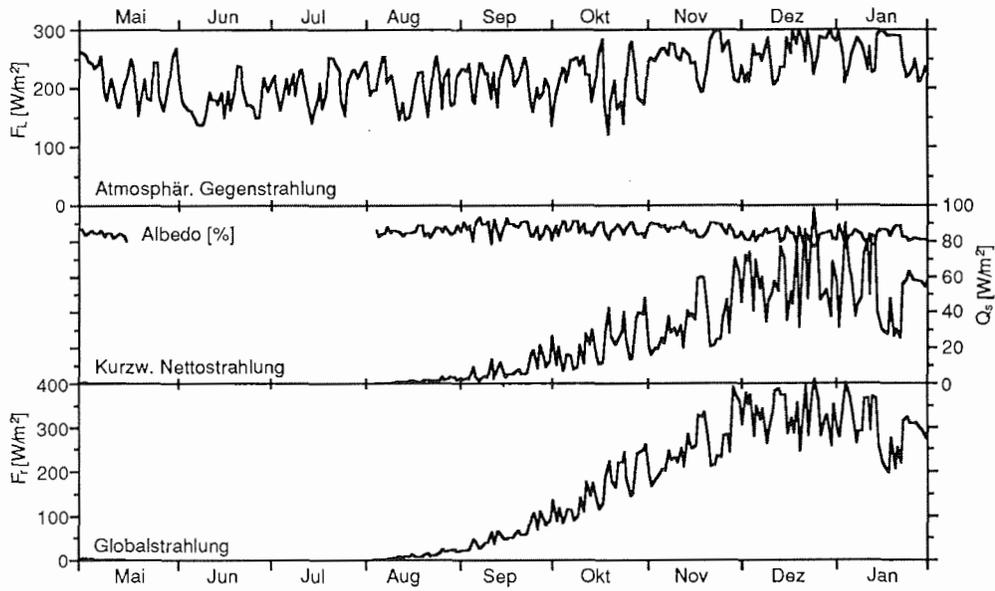


Abb. 5.2: Antriebsdaten: Tagesmittel der Strahlungsflüsse und der Albedo

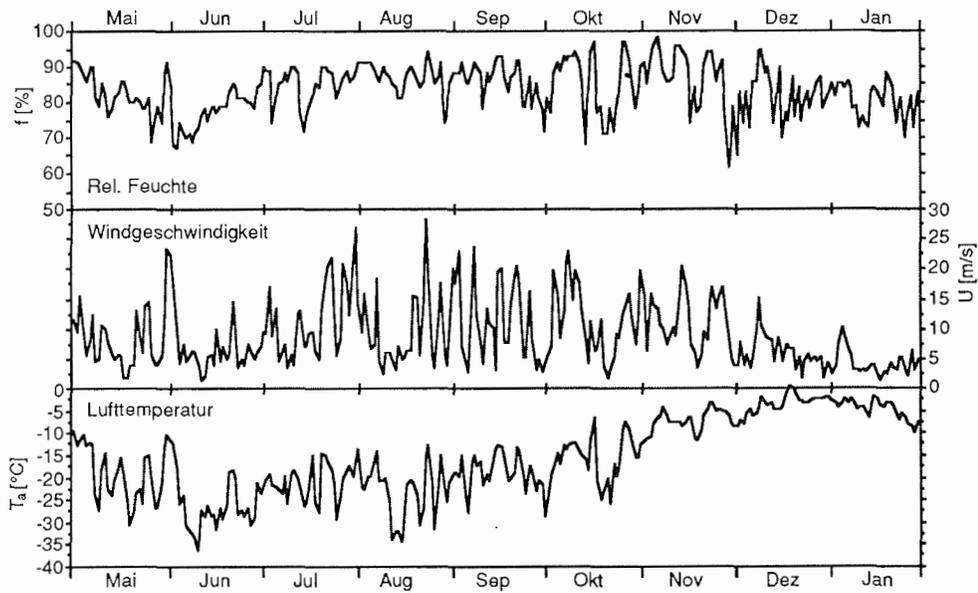


Abb. 5.3: Antriebsdaten: Tagesmittel von Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit und relativer Feuchte

Globalstrahlung und reflektierte kurzwellige Strahlung wurden unverändert für den gesamten Simulationszeitraum übernommen. Dies bedeutet, daß die Albedo des Schelfeises der des Meereises gleichgesetzt wurde. Da auf dem Meereis keine Albedo-Messungen durchgeführt wurden und bis zum Aufbrechen der Eisdecke mit bloßem Auge keine grundlegenden Unterschiede im Schnee an GVN und auf dem Meereis erkennbar waren, erscheint diese Annahme zulässig. Die Monatsmittel der Albedo variieren mit Werten zwischen $a = 0.82$ und 0.86 (Mittelwert: 0.84) nur wenig. Im Sommer zeigt die Albedo einen leichten Tagesgang. Sie schwankt dabei zwischen 0.85 nachts und etwa 0.75 bis 0.80 tagsüber. Wegen der hohen Albedo ist der Energiegewinn der Schneeoberfläche infolge Absorption solarer Strahlung jedoch auf maximal etwa 60 W/m^2 im Dezember beschränkt, obwohl von November bis Januar die Globalstrahlung Tagesmittelwerte von über 400 W/m^2 und Momentanwerte von 1000 W/m^2 erreichen kann.

Die atmosphärische Gegenstrahlung liegt im Winter aufgrund der niedrigeren Temperaturen und des geringeren Wasserdampfgehalts der Atmosphäre mit Werten um 200 W/m^2 etwa 50 W/m^2 niedriger als im Sommer. Sie weist wie auch die Globalstrahlung eine sehr gute Übereinstimmung mit den von Liljequist (1956) an Maudheim gemessenen Werten auf.

Die relative Feuchte f zeigte an Strahlungstagen im Spätfrühjahr und Sommer oft Werte von zum Teil weniger als 50% um die Mittagszeit. Es handelt sich hier sehr wahrscheinlich um Werte, die durch kurzwellige Strahlung verfälscht sind. Sie wurden nicht korrigiert.

Tab. 5.2: Monatsmittelwerte der verwendeten Antriebsdaten. Die Berechnung der in den Schnee eindringenden kurzwelligen Strahlung I_0 erfolgte mit $\tau = 0.17$.

Monat	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jan	
T_a	-19.0	-26.4	-20.7	-23.0	-18.8	-15.8	-7.2	-3.5	-4.7	°C
F_r	1.1	0.0	0.0	10.1	60.0	62.3	259.6	333.2	296.9	W/m^2
F_L	0.9	0.0	0.0	8.6	51.6	139.7	223.3	273.5	244.1	W/m^2
a	0.81	-	-	0.85	0.86	0.86	0.86	0.82	0.82	
Q_s	0.2	0.0	0.0	1.5	8.5	22.6	36.3	59.7	52.9	W/m^2
I_0	0.0	0.0	0.0	0.3	1.4	3.8	6.2	10.2	9.0	W/m^2
F_L	212.7	176.5	205.3	201.0	212.7	213.1	253.4	260.4	257.1	W/m^2
f	82.4	77.5	85.1	86.9	86.1	85.2	87.0	81.6	80.3	%
U	8.5	6.4	11.7	9.8	11.1	11.3	11.2	6.0	4.2	m/s

Die Schneedecke ist in der Atka Bucht ebenso wie auf dem Schelfeis von den hohen Windgeschwindigkeiten geprägt. Mit Ausnahme des Zeitraums Mai bis Juli schwankte die Schneehöhe infolge Sastrugi-Bildung lokal erheblich. Der Verlauf der Schneehöhe wird deshalb sehr schematisch wiedergegeben und spiegelt die Verhältnisse unmittelbar im Bereich der Meereisstation wider (vgl. Abb. 2.2). Zwischen dem 1. Mai und dem 1. September wurde die Schneehöhe konstant mit $h = 10 \text{ cm}$, für den Zeitraum vom 1. September bis zum 15. November eine lineare Akkumulation um insgesamt $\Delta h = 50 \text{ cm}$ angenommen. Die Sublimation von Schnee wurde in der Bestimmung der Schneehöhe nicht berücksichtigt.

Obwohl die Festigkeit der Schneedecke mit steigenden Temperaturen deutlich abnimmt, änderte sich die Dichte des Schnees nur unwesentlich. Einige Dichtebestimmungen, die über das ganze Jahr verteilt waren, erbrachten Werte zwischen 320 und 460 kg/m³. Für die Dichte von Schnee wurde daraus das Mittel von $\rho_s = 400 \text{ kg/m}^3$ gewählt. Für die Wärmeleitfähigkeit k_s von hartem Driftschnee gibt Allison (1985) einen Wert von 0.5 W/mK an. Obleitner (1987) erhält aus Firntemperaturmessungen an GvN eine effektive Wärmeleitfähigkeit von 0.76 W/mK. In dieser Arbeit wurde unabhängig von der Dichte des Schnees $k_s = 0.7 \text{ W/mK}$ angenommen.

Die Werte der im Modell verwendeten Parameter können Tab. 5.3 entnommen werden. Sauberer Schnee strahlt im Langwelligen nahezu wie ein schwarzer Körper. Wie bei M&U (1971) wurde $\epsilon_L = 1.0$ gesetzt. Als Luftdruck wurde $p_0 = 985 \text{ mb}$, ein Wert nahe dem Jahresmittel, als Dichte der Luft $\rho_a = 1.3 \text{ kg/m}^3$ und als Temperatur an der Eisunterseite der Gefrierpunkt von Wasser $T_f = -1.9 \text{ °C}$ angenommen. Die Werte der Transferkoeffizienten für die turbulenten Wärmeströme wurden nach Andreas & Makshtas (1985) $C_h=C_e = 1.37 \cdot 10^{-3}$ gewählt. Mit dem Modell wurde der Zeitraum vom 1.Mai bis zum 31.Januar (276 Modelltage) erfaßt. Die für den Januar dargestellten Ergebnisse gelten nur unter der Voraussetzung einer geschlossenen Eisdecke, d.h. in Strenge bis zum 9. Januar, dem Tag, an dem die Meereisdecke in der Atka Bucht aufbrach.

Tab. 5.3 Wahl der Modellparameter und -konstanten

$C_h = 1.37 \cdot 10^{-3}$	Transfer-Koeffizient für fühlbare Wärme
$C_e = 1.37 \cdot 10^{-3}$	Transfer-Koeffizient für latente Wärme
$k_s = 0.70 \text{ W/mK}$	Wärmeleitfähigkeit von Schnee
$\epsilon_L = 1.00$	langwelliges Emissionsvermögen von Schnee
$\tau = 0.17$	Transmission von Schnee
$\kappa_s = 10.00 \text{ m}^{-1}$	Extinktions-Koeffizient für Schnee
$\rho_s = 916.0 \text{ kg/m}^3$	Dichte von Eis
$c_i = 2093.0 \text{ Ws/kgK}$	spezifische Wärme von Eis
$\rho_s = 400.0 \text{ kg/m}^3$	Dichte von Schnee
$\rho_a = 1.3 \text{ kg/m}^3$	Dichte von Luft
$c_a = 1005.0 \text{ J/kgK}$	spezifische Wärme der Luft
$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$T_f = -1.9 \text{ °C}$	Gefrierpunkt von Meerwasser
$S_0 = 4.0 \text{ ‰}$	Salzgehalt des Meereises oberhalb der Wachstumszone
$L_s = 2.834\text{E}+6 \text{ J/kg}$	Sublimationswärme von Eis bzw. Schnee
$L = 334000.0 \text{ J/kg}$	Schmelzwärme von reinem Eis
$L(S=10\%) = 241000.0 \text{ J/kg}$	Gefrierwärme von Meereis mit 10 ‰ Salzgehalt
$N = 276$	Anzahl der Modelltage (1. Mai bis 31. Januar)
$\Delta t = 360 \text{ s}$	Zeitschritt
$\Delta z = 2 \text{ cm}$	Raumschritt
$H_0 = 50 \text{ cm}$	Eisdicke am 1. Mai
$h_0 = 10 \text{ cm}$	Schneehöhe am 1. Mai
$\Delta h = 50 \text{ cm}$	Schnee-Akkumulation vom 1.September bis 15.November

V.2 Eiswachstum: Ergebnisse und Diskussion

Als Antwort auf die Frage, ob Unterwassereis in der Atka Bucht, wie im Modell angenommen, als Beitrag einer "externen" Eisquelle (Eispumpe unter Ekström-Schelfeis) zu werten ist, werden in diesem Abschnitt Ergebnisse von Modellrechnungen vorgestellt, mit denen das Eiswachstum in Abhängigkeit vom Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht u , von Anfangseisdicke H_0 , Anfangsschneehöhe h_0 und ozeanischem Wärmestrom F_w untersucht wird.

Abb. 5.4 zeigt Eisdicke und Schneehöhe wie sie 1982 in der Atka Bucht beobachtet und zum Vergleich vom Modell für Eisvolumenanteile in der Unterwassereisschicht zwischen $u = 0\%$ und 40% berechnet wurden. Beobachtete und berechnete Eisdicke stimmen gut für einen Eisvolumenanteil zwischen $u = 10$ und 30% überein. Für $u = 0\%$ wird die beobachtete Eisdicke im Großen und Ganzen unterschätzt, mit einem Eisvolumenanteil von $u = 40\%$ überschätzt.

Den Einfluß veränderter Anfangseisdicke H_0 und -schneehöhe h_0 demonstrieren die Abb. 5.5 und Abb. 5.6, wobei im weiteren wegen seiner guten Übereinstimmung mit dem beobachteten Eisdickenverlauf der Modell-Lauf mit $u = 20\%$ als Referenzlauf dient. Die anfänglichen Dickenunterschiede von 60 cm (Abb. 5.5) schrumpfen innerhalb von zwei Monaten auf etwa die Hälfte zusammen und nehmen für den Rest des Jahres nur noch geringfügig auf 22 cm ab. Wie zu erwarten, wächst das Meereis umso schneller, je geringer die Schneeaufgabe ist und umso langsamer, je höher sie ist. Die Änderung der Schneehöhe auf $h_0 = 2$ bzw. 20 cm bewirkt Variationen in der Eisdicke, die am Jahresende bei etwa $\pm 15\text{ cm}$ liegen. Lokal unterschiedliche Schneeverhältnisse können somit die im Bereich der Meereisstation gefundenen Schwankungen in der Eisdicke in Höhe von etwa 20 cm ohne weiteres erklären.

Die in Abb. 5.7 dargestellte Entwicklung des Eiswachstums wäre in der Atka Bucht zu erwarten, würde die Unterwassereisschicht fehlen und ein mehr oder weniger hoher Wärmestrom aus dem Ozean ins Meereis gehen. Die Variation von F_w zwischen 0 und 25 W/m^2 entspricht dabei etwa den für das Weddellmeer angegebenen Werten von 2 W/m^2 (Hibler & Ackley, 1983), 6 W/m^2 (Limbert, 1970) und 20 bis 25 W/m^2 (Parkinson & Washington, 1979; Gordon et al., 1984). Als wesentlicher Unterschied zum Wachstum mit Unterwassereis fällt die große Bandbreite der vorhergesagten Eisdicken ins Auge. Der Einfluß des ozeanischen Wärmestroms auf die Entwicklung der Eisdicke erweist sich als erheblich massiver als der des Unterwassereises. Selbst relativ niedrige Werte von nur $F_w = 5\text{ W/m}^2$ lassen die Eisdicke deutlich zurückgehen. Noch höhere ozeanische Wärmeströme reduzieren einmal die maximale Eisdicke und haben im Frühjahr und Sommer teilweise erhebliche Schmelzraten zur Folge. Bei Wärmeflüssen ab 10 W/m^2 wird der charakteristische Jahresgang von "normalen" Meereises erkennbar. Je nach Dicke und Höhe des ozeanischen Wärmestroms wächst das Eis bis in die Zeit zwischen Mitte September und Mitte November und beginnt dann mehr oder weniger schnell zu schmelzen.

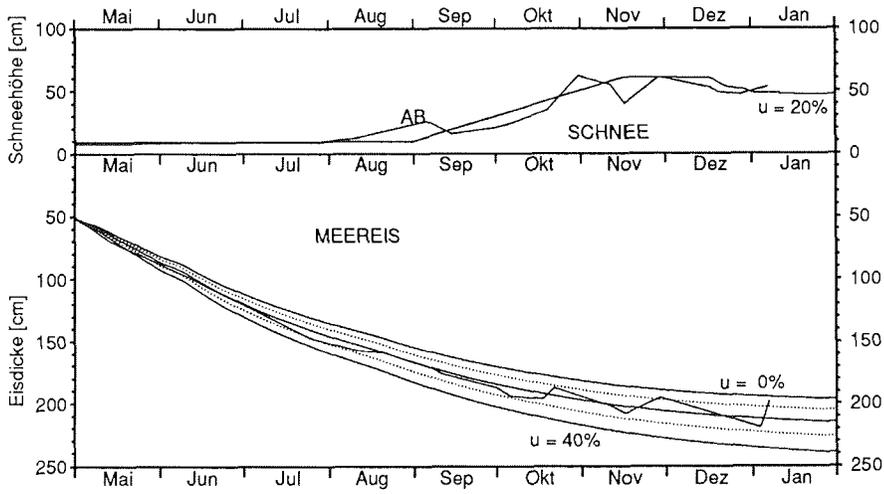


Abb. 5.4: Eiswachstum in Abhängigkeit vom Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht u , variiert zwischen 0 % und 40 % in Schritten von 10 %. Zum Vergleich ist die in der Atka Bucht an der Meereisstation gemessene Eisdicke und Schneehöhe (AB) miteingetragen. Der Modell-Lauf mit $u = 20\%$ dient im weiteren als Referenz.

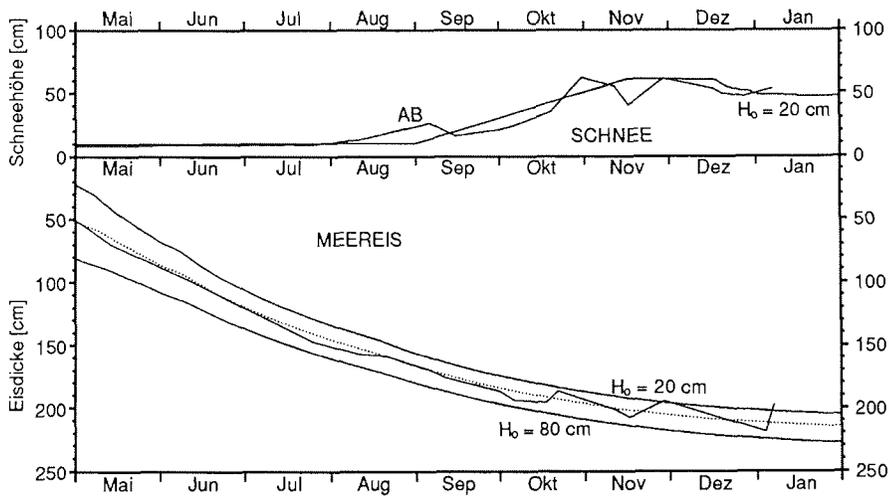


Abb. 5.5: Eiswachstum in Abhängigkeit von der Anfangseisdicke H_0 . Gepunktete Kurve: Referenzlauf mit $u = 20\%$ aus Abb. 5.4

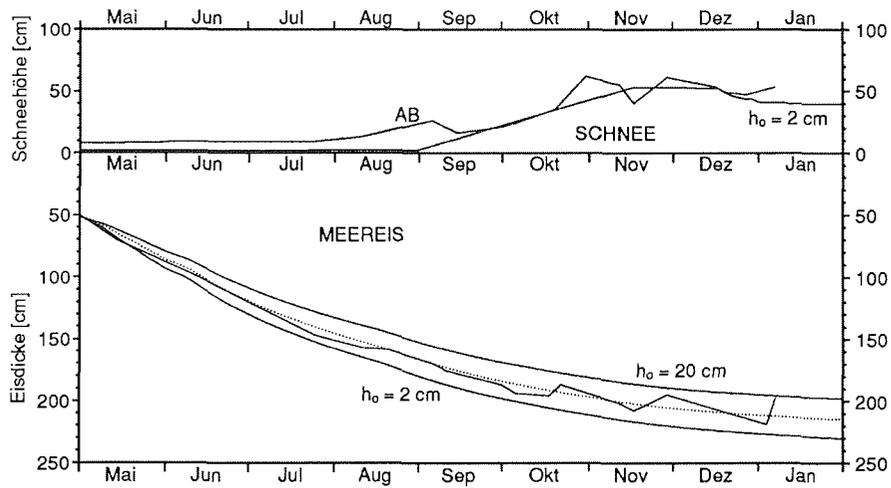


Abb. 5.6: Eiswauchstum in Abhängigkeit von der Anfangsschneehöhe h_0 . Gepunktete Kurve: Referenzlauf mit $u = 20\%$ aus Abb. 5.4

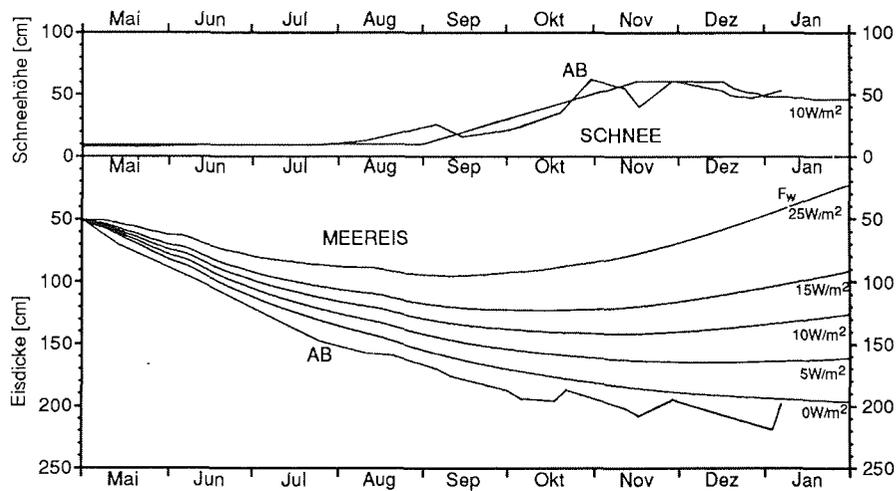


Abb. 5.7: Eiswauchstum in Abhängigkeit vom ozeanischen Wärmestrom F_w ($u = 0\%$). "AB" bezeichnen die in der Atka Bucht beobachtete Eisdicke und Schneehöhe.

Diskussion

Wachsendes Meereis kann als ein stark rückgekoppeltes System betrachtet werden. Im Modell sollte es auf Änderungen in den Modellparametern Anfangs- und Randbedingungen "träge" reagieren. Wie die Abb. 5.4 bis Abb. 5.6 und auch die in Abschnitt V.4.1 dargestellten Sensitivitätstests zeigen, sind die Modellergebnisse von keiner Größe in kritischer Weise beeinflusst. Die Unempfindlichkeit des Modells Änderungen gegenüber und die gute Übereinstimmung mit der Beobachtung lassen die Modellergebnisse und -reaktionen als vernünftig und die Wirklichkeit realistisch beschreibend erscheinen.

Das feste Meereis in der Atka Bucht wies Anfang Januar 1983 kurz vor dem Aufbrechen der Eisdecke Dicken um 204 und 219 cm auf. Für den Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht sind Werte zwischen 10 und 40 % plausibel. Das Eis der 4 m mächtigen Unterwassereisschicht ist damit einer festen Eisschicht von 40 bis 160 cm Dicke, das im Meereis eingefrorenene einer solchen von 21 bis 84 cm Dicke äquivalent. Meereis und Unterwassereis in der Atka Bucht stellen also eine Eissäule von etwa 251 bis 371 cm Länge dar, wozu das Unterwassereis mit 61 bis 244 cm Länge etwa 24 bis 66 % beiträgt (Tab. 5.4). Ohne Unterwassereis ($u = 0\%$) und unter der Voraussetzung, daß auch dann der Wärmestrom aus dem Ozean keine Rolle spielt, sagt das Modell eine Eisdicke von 194 cm vorher. Dieser Wert stellt die maximale Eisdicke dar, die Wärmeverlust des Ozeans an die Atmosphäre hervorrufen kann. Er liegt fast 60 cm Eisäquivalent niedriger als das in der Atka Bucht produzierte Gesamteisvolumen von wenigstens 250 cm Eissäule. Wie die Abb. 5.5 und Abb. 5.6 zeigen, ist dieser Fehlbetrag kaum durch schlecht gewählte Anfangsbedingungen verursacht. Die Ergebnisse rechtfertigen also die zwei wesentlichen Modellannahmen, nämlich sowohl Unterwassereis als Eis zu behandeln, das unabhängig von den atmosphärischen Bedingungen an der Meereisoberfläche in der Wassersäule gebildet wird als auch Ozean und Meereis als thermisch entkoppelte Systeme zu betrachten, d.h. $F_{Ueis} = 0$ setzen zu dürfen. Indirekt stützen sie damit auch die Eispumphypothese als Erklärung für die Entstehung von Unterwassereis, obgleich sie natürlich die Herkunft der Eisplättchen offen lassen.

Tab. 5.4 Beobachtete und berechnete Eisproduktion (Meer- und Unterwassereis) in der Atka Bucht in Abhängigkeit vom Eisvolumenanteil u in der Unterwassereisschicht. D_{Ueis} und H_{Ueis} stellen das Eisäquivalent des Unterwassereises in der Unterwassereisschicht bzw. im Meereis dar; Einheiten: cm

u [%]	0	10	20	30	40	50
Beobachtung ($H_{Beob} = 211$ cm):						
D_{Ueis}	-	40	80	120	160	-
H_{Ueis}	-	21	42	63	84	-
$D_{Ueis} + H_{Ueis}$	-	61	122	183	244	-
$D_{Ueis} + H_{Beob}$	-	251	291	331	371	-
Modell:						
H	194	202	212	222	235	250

Lewis & Perkin (1986) und Eicken & Lange (1989) schließen aus Beobachtungen auf einen Eisvolumenanteil in der Unterwassereisschicht von $u = 40\%$ bzw. $>30\%$. Aus den Modellrechnungen leiten sich mit $u = 10$ bis 30% etwas geringere Werte ab. Die gute Übereinstimmung darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß das Modell nur die Größenordnung von u wiedergeben kann. Denn sicher ist u variabel und etwa durch den Auftriebsdruck, den eine unterschiedlich mächtige Unterwassereisschicht ausübt, auch jahreszeitabhängig. Wesentlich war hier mehr zu zeigen, daß unter obigen Annahmen das Eiswachstum brauchbar beschrieben wird, als den Eisvolumenanteil abzuschätzen.

Bei der Abschätzung des in der Atka Bucht produzierten Eisvolumens in Tab. 5.4 fehlen Angaben über die Unterwassereisvolumina, die durch den Ozeanwärmestrom geschmolzen bzw. mit der Strömung aus der Atka Bucht in das offene Meer transportiert werden. Sie lassen sich, wenn überhaupt, nur sehr grob abschätzen. Für mittlere ozeanische Wärmeströme von 6 W/m^2 und 10 bis 15 W/m^2 , wie sie von Limbert (1970) und Allison (1981) angegeben werden, ergibt sich rein rechnerisch für den Zeitraum vom 1. Mai bis zum 1. Januar ein Schmelzbetrag von etwa 40 bis 100 cm Eissäule. Dem steht jedoch im McMurdo Sound (Littlepage, 1965; Lewis & Perkin, 1985) und bei Mirny (Moretskiy, 1965) die Beobachtung von unterkühltem Wasser, entsprechend einem negativen Ozeanwärmestrom, gegenüber. Von der Atka Bucht gibt es weder Anhaltspunkte auf die Existenz unterkühlten Wassers noch Angaben über die Größenordnung von F_w , so daß zum gegenwärtigen Zeitpunkt diese Komponenten offen bleiben müssen.

Das thermodynamische Meereismodell beschreibt, wie die Abb. 5.4 bis Abb. 5.6 zeigen, die Wachstumsphase des Meereises in der Atka Bucht im Zeitraum vom Mai bis zum Januar gut. Die Simulation eines kompletten Jahreszyklusses ist jedoch wenig sinnvoll, da gewöhnlich im Januar das Meereis sehr plötzlich aufbricht und das Eis mit der Strömung aus der Bucht transportiert wird. Der Abbau ist dynamisch verursacht und mit dem hier verwendeten Modell nicht mehr beschreibbar. Andererseits aber deuten sich in Abb. 5.7 einige charakteristische Züge des hauptsächlich dynamisch angetriebenen Meereiszyklusses des offenen Weddellmeeres an. Die maximale Eisdicke wird in den Monaten September/Oktober erreicht. Danach beginnt mehr oder minder stark die Ablationsphase. Aus der mittleren Eisdicke, die Eicken & Lange (1989) mit weniger als 1 m angeben, leitet sich aus Abb. 5.7 ein mittlerer Wärmestrom von wenigstens etwa 15 W/m^2 im Weddellmer ab. Die Wachstumskurven machen damit die große Bedeutung, die der Ozeanwärmestrom für das Meereiswachstum im offenen Weddellmeer spielen dürfte, aufmerksam.

V.3 Oberflächenenergiebilanz: Ergebnisse und Diskussion

Studien zum Energieaustausch über dem Meereis in der Antarktis sind selten und wurden bis jetzt im ostantarktischen Raum an Mawson (Weller, 1968a,b; Allison, 1973; Allison & Akerman, 1980; Allison et al., 1980; Allison et al., 1985) und Syowa (Ishikawa et al., 1982) und in der Weddellmeer-Region an Halley (Limbert, 1970) und im Packeis zwischen 55° und 65°S bei 0°E (Andreas & Makshtas, 1985) durchgeführt. Zu erwähnen sind noch die Messungen während des Winter Weddell Sea Projects im Südwinter 1986 (WWSP'86). Die erstgenannten Untersuchungen beschränken sich auf die sog. "coastal sea ice zone" (Weller, 1980), einen etwa 15 km breiten Festeisgürtel, der relativ einfach zugänglich ist, aber nur etwa 1 % der Meereisfläche zur Zeit der größten Ausdehnung repräsentiert. Auch die Atka Bucht zählt zu dieser Kategorie küstennahen Meereises.

Bei der im folgenden dargestellten Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht handelt es sich um die Ergebnisse des sog. Referenzlaufs (vgl. Abb. 5.4) mit den in Tab. 5.3 angegebenen Modellparametern. Der Eisanteil in der Unterwassereisschicht ist darin zu $u = 20\%$ angenommen. Für eine Beurteilung der Modellergebnisse wird diesem Abschnitt ein Vergleich von modellierter und gemessener Strahlungsbilanz, die auf dem Meereis in der Atka Bucht an über 140 Tagen registriert wurde, vorangestellt. Im einzelnen wird auf Monatsmittel und exemplarisch für Sommer- und Winterhalbjahr auf Tagesmittel der Energieflüsse von August und November eingegangen. Vergleiche zeigen dann, daß die Modellergebnisse sich gut in die Resultate anderer Meer- und Schelfeis-Stationen einordnen lassen. Mit dem unterschiedlichen Ablationsverhalten von Arktis und Antarktis und deren möglichen Ursachen beschäftigt sich der Schluß dieses Abschnitts.

V.3.1 Vergleich von modellierter und gemessener Strahlungsbilanz

Das Modell vermag, wie die Abb. 5.8 und Abb. 5.9 zeigen, während unterschiedlicher Jahreszeiten und meteorologischer Bedingungen selbst Einzelheiten der registrierten Strahlungsbilanz gut wiederzugeben. Im Mittel ist in den Wintermonaten die Übereinstimmung sehr gut, in den Monaten September und Oktober dagegen liegt das Modell um etwa 8 bis 12 W/m^2 niedriger, im Zeitraum November/Dezember um bis 15 W/m^2 höher als die Messungen in der Atka Bucht (Tab. 5.5). Die Abweichungen im September/Oktober sind möglicherweise auf einen Nullpunktsfehler in den Registrierungen zurückzuführen. Hierauf deuten die Strahlungsbilanzen bei Schneedrift hin, die über dem Meereis nur im September und Oktober systematisch etwa 5 bis 10 W/m^2 über denen des Schelfeises (GvN) liegen. Die höheren Strahlungsbilanzen des Modells im November und Dezember sind eine Folge der zur Berechnung der atmosphärischen Gegenstrahlung verwendeten gemittelten Empfindlichkeiten für kurz- und langwellige Strahlung. Da der 1982 an GvN eingesetzte Strahlungsbilanzmesser nach Schulze-Lange für kurzwellige Strahlung eine höhere Empfindlichkeit

aufwies als für langwellige (Kalibrierung 1986; El Nagger, pers. Mitt.), ist die berechnete atmosphärische Gegenstrahlung umso mehr überschätzt, je höher die kurzwellige Strahlung ist. - Die Strahlungsbilanz selber ist durch die Differenzbildung nur wenig betroffen. - Dies deuten auch Vergleiche der an GvN gemessenen Gegenstrahlung mit Werten an, die nach Parkinson & Washington (1979) mit einem Ansatz parametrisiert wurden, der für polare Breiten vielfach verwendet wird. Während bei bedecktem Himmel im Winter gemessene und berechnete sehr gut übereinstimmen, liegen im Sommer die gemessenen Werte von GvN um teilweise bis zu 20 W/m^2 höher. Um die Sommersonnenwende im Dezember ist mit dem Fehler in der atmosphärischen Gegenstrahlung auch der Fehler in der Strahlungsbilanz des Modell maximal. Ab November muß deshalb die berechnete Strahlungsbilanz als "zu positiv" angenommen werden. Eine Korrektur der Fehler ist kaum durchführbar, da die Empfindlichkeiten des Strahlungsbilanzmessers für das Jahr 1982 nicht bekannt sind.

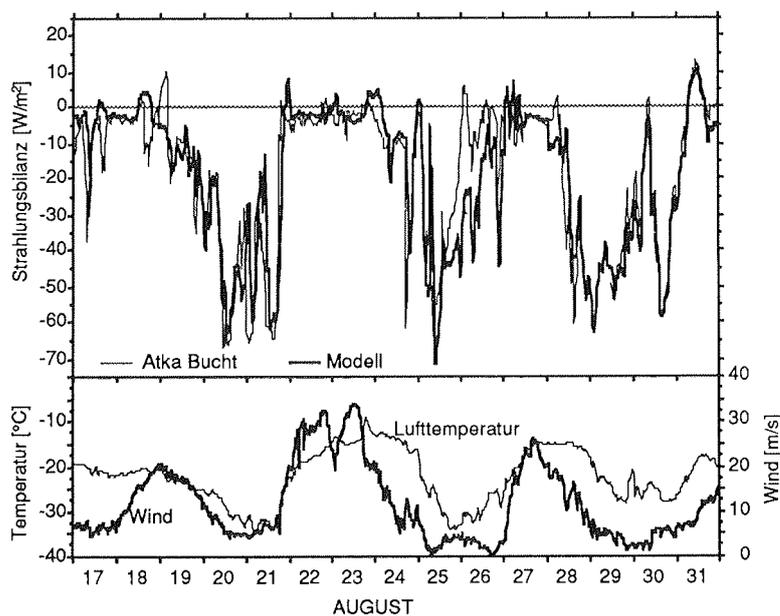


Abb. 5.8: Vergleich von modellierter und gemessener Strahlungsbilanz für den Monat August. Lufttemperatur und Wind charakterisieren zusätzlich die meteorologische Situation.

Geht man von der Überlegung aus, daß zum Sommer hin sich mit den Temperaturen von Schelf- und Meereis auch deren Strahlungsbilanzen angleichen, so sollten in Tab. 5.5 Meer- und Schelfeis etwa dieselben Werte aufweisen. Aufgrund der besseren Datenqualität an GvN dürften im November und Dezember die GvN-Werte auch für das Meereis gelten. Die niedrigeren Meereiswerte Ende

November/Anfang Dezember sind sehr wahrscheinlich bei hoher kurzweiliger Einstrahlung und niedrigen Windgeschwindigkeiten gerätebedingt verfälscht, da der Strahlungsbilanzmesser in der Atka Bucht nicht belüftet werden konnte. Umgekehrt kann man unter etwa denselben atmosphärischen Bedingungen erwarten, daß im Winter das Meereis aufgrund seiner höheren Oberflächentemperaturen höhere langwellige Strahlungsverluste aufweist. Dies kommt übereinstimmend in Tab. 5.5 für die Monate Mai bis August in Messung und Modell gegenüber GvN zum Ausdruck. Die Differenz von etwa 5 bis 10 W/m² entspricht einer 2 bis 5 K höheren Oberflächentemperatur des Meereises, ein Unterschied, der ähnlich in der Lufttemperatur (2 - 3 K) zwischen der Atka Bucht und GvN beobachtet wurde.

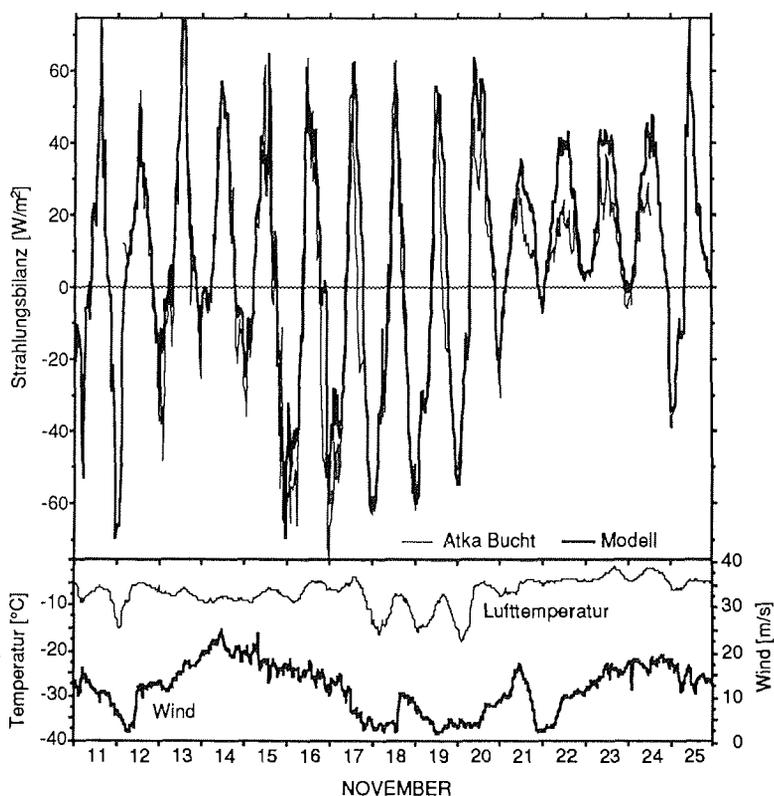


Abb. 5.9: Vergleich von modellierter und gemessener Strahlungsbilanz für den Monat November. Lufttemperatur und Wind charakterisieren zusätzlich die meteorologische Situation.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Strahlungsbilanz in Zeiten geringer solarer Einstrahlung gut reproduziert und im Frühjahr und Sommer dieser proportional etwas überschätzt wird. Ab November erscheinen deshalb die in Tab. 5.5 für GvN angegebenen Werte realistischer. Wegen eines möglichen Nullpunktfehlers sind die September/Oktoberregistrierungen in Frage gestellt. Die niedrigen Modellwerte können akzeptiert werden, da die Lufttemperaturen auf dem Meereis etwa 1.5 und 2 K höher lagen als an GvN, das Meereis also wenigstens etwa 4 W/m^2 höhere langwellige Abstrahlungsverluste aufweisen sollte. Die Strahlungsbilanz ist die die Energiebilanz bestimmende Komponente. Im Spätfrühjahr und Sommer werden die Strahlungsgewinne vor allem durch den Strom latenter Wärme und den Schmelzwärmestrom ausgeglichen. Dies bedeutet, daß diese beiden Flüsse vom Modell ebenfalls überschätzt sein dürften. Angaben darüber, wie stark der Strom fühlbarer Wärme und der Bodenwärmestrom hiervon betroffen sind, lassen sich kaum machen, da sie häufig ihre Richtung ändern. Dennoch darf die hier gewählte Methode, die Energiebilanz mit Hilfe des Meereismodells zu berechnen, als ein brauchbarer Kompromiß zu aufwendigen Messungen aller Energiebilanzkomponenten angesehen werden.

Tab. 5.5: Mittelwerte der Strahlungsbilanz für Perioden von wenigstens 10 Tagen Dauer, an denen von der Atka Bucht Registrierungen vorliegen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse des Modells und von GvN angegeben (Einheiten: W/m^2).

Zeitraum	Tage	Atka Bucht	Modell	GvN
24.05 - 03.06	11	-29.3	-30.3	-22.3
12.06 - 01.07	20	-26.5	-28.1	-16.0
26.07 - 06.08	12	-14.1	-13.7	-9.5
17.08 - 31.08	15	-18.3	-18.4	-11.4
01.09 - 19.09	19	-5.2	-13.8	-8.1
25.09 - 30.10	36	-3.4	-15.5	-5.3
13.11 - 23.11	11	0.4	6.5	3.5
30.11 - 09.12	10	-0.5	12.8	8.4
18.12 - 27.12	10	18.9	33.2	18.1

In den Abb. 5.8 und 5.9 kommen weiterhin charakteristische Unterschiede in der Strahlungsbilanz zwischen Winter und Sommer zum Ausdruck. Auch im Winter ist die Atka Bucht, obwohl am Rande des antarktischen Kontinents gelegen und durch etwa 1000 km vorgelagertes Meereis vom offenen Ozean getrennt, noch deutlich maritim beeinflusst. Warme, wolkenreiche Luftmassen können die Strahlungsbilanz über Tage hinweg ausgeglichen gestalten und damit die Auskühlung der Oberfläche erheblich reduzieren, vgl. 18./19., 23./24. und 27./28. August. Wolkenarme kontinentale Kaltluft ist andererseits Ursache für die hohe Strahlungsverluste von bis zu 70 W/m^2 . Die Strahlungsbilanz ist überwiegend negativ und insgesamt geprägt vom Wechsel der synoptischen Lagen mit Zeitskalen von 2 bis 3 Tagen, der sich ebenso in Temperatur und Wind ausdrückt.

Im späten Frühjahr und im Sommer bestimmen im wesentlichen solare Einstrahlung und Bewölkung die Strahlungsbilanz (Abb. 5.9). Die wechselnde mittelhohe und hohe Bewölkung vom 13. bis zum 15. November (Stratocumulus, Alto- bzw. Cirrostratus) dämpft kaum die Tagesmaxima der Strahlungsbilanz, wie die Amplituden der folgenden Tage mit allgemein geringer Bedeckung ($<4/8$) zeigen, beschränkt aber nachts die Strahlungsverluste auf etwa -10 bis -20 W/m^2 . Vom 15. bis zum 20. November sind bei bzw. nach mäßigem bis starkem Wind und nur geringer Bedeckung die Extrema der Strahlungsbilanz mit Werten zwischen ± 50 und $\pm 75 \text{ W/m}^2$ etwa gleich groß. Tiefliegender, dichter Stratus und teilweise Schneefall ist für die geringen Tagesamplituden vom 21. bis zum 24. November verantwortlich. Wie die Registrierungen zeigen, können die Minima der Strahlungsbilanz im Frühjahr durchaus Werte von -50 bis -75 W/m^2 erreichen und übertreffen damit zum Teil noch die Winterminima. Andererseits ist im Mittel die Strahlungsbilanz bereits leicht positiv (Tab. 5.5).

V.3.2 Monatsmittel der Energiebilanz

Abb. 5.10 bzw. Tab. 5.6 zeigen die Monatsmittel der Komponenten der Energiebilanz für den Zeitraum Mai bis Januar. Die Januarwerte gelten für eine geschlossene Meereisdecke. Das Modell berücksichtigt nicht, daß diese um den 9. Januar aufbrach und die Bucht sich allmählich vom Eis leerte. Charakteristisch für die Energiebilanz in polaren Breiten sind die relativ niedrigen Beträge der einzelnen Energieflüsse, die im Falle der Atka Bucht $\pm 40 \text{ W/m}^2$ nicht übersteigen. Die Meereisoberfläche verliert Energie hauptsächlich über langwellige Strahlung, in geringerem Maße auch über den Strom latenter Wärme (Sublimation). Die langwelligeren Strahlungsverluste in Höhe von etwa 30 bis 40 W/m^2 führen im Winter zu einer ähnlich hohen, negativen Gesamtstrahlungsbilanz. Im Juni, dem zugleich kältesten Monat, fällt Q_0 infolge der mit der Temperatur ebenfalls stark zurückgehenden langwelligeren Strahlung aus der Atmosphäre auf -36 W/m^2 . Ab November übersteigen die kurzwelligen Strahlungsgewinne die langwelligeren Verluste und die Strahlungsbilanz wird positiv. Wegen der hohen Albedo, aber auch aufgrund der auf fast 40 W/m^2 angestiegenen langwelligeren Strahlungsverluste, liegen die Strahlungsgewinne in den Monaten November bis Januar bei nur knapp 20 W/m^2 .

Im Winterhalbjahr werden die Strahlungsverluste größtenteils vom Bodenwärmestrom kompensiert. Die für die hohen Werte von B_0 notwendige Energie stammt überwiegend aus der latenten Wärme, die bei der Eisbildung frei wird, teilweise auch aus der Abkühlung des Meereises. Wegen der Annahme $F_{U_{\text{eis}}} = 0$ trägt turbulente Energie aus dem Ozean nichts zu B_0 bei. Im Sommer sind die Temperaturgradienten im Eis gering. Der Wärmeleitungsstrom spielt nur noch eine untergeordnete Rolle. Da das Eis an der Oberfläche wärmer als in der Tiefe ist, ist B_0 im Mittel von der Oberfläche weg in das Eis gerichtet.

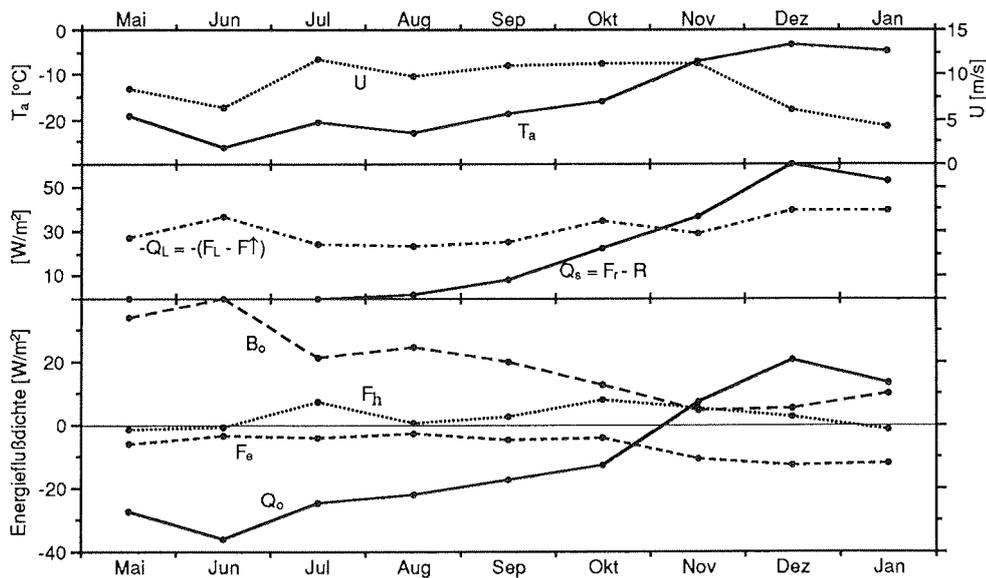


Abb. 5.10: Monatsmittel von Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit, kurz- und langwelliger Strahlungsbilanz und den im Modell berechneten Komponenten der Energiebilanz (Referenzlauf mit $u = 20\%$).

Die turbulenten Flüsse fühlbarer und latenter Wärme F_h und F_e sind die meiste Zeit des Jahres über im Gesamtbudget von untergeordneter Bedeutung. Im Mittel gewinnt die Oberfläche Energie in Form von fühlbarer Wärme und verliert das ganze Jahr über latente Wärme an die Atmosphäre infolge Sublimation. Die niedrigen Werte von F_e im Winter sind eine Folge des mit sinkender Temperatur sehr stark abnehmenden Feuchtetransports. Der Strom latenter Wärme gewinnt deshalb erst bei höheren Temperaturen im Spätfrühling und Sommer an Bedeutung. Im Dezember kompensiert F_e mehr als die Hälfte der positiven Strahlungsbilanz und trägt damit erheblich dazu bei, daß es an der Oberfläche nur in beschränktem Umfang zum Schmelzen kommt. Mit $F_m = -6 \text{ W/m}^2$ ist der Schmelzwärmestrom im Dezember etwa mit dem Bodenwärmestrom vergleichbar.

Tab. 5.6: Berechnete Monatsmittel der Strahlungsbilanz Q_o , der Ströme fühlbarer und latenter Wärme, F_h und F_e , und des Bodenwärmestroms B_o (Referenzlauf mit $u = 20\%$; Einheiten: W/m^2).

Größe	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez	Jan
Q_o	-27.1	-36.1	-24.5	-21.8	-17.1	-12.5	7.2	20.6	13.0
F_h	-1.2	-0.6	7.2	0.6	2.9	7.8	5.4	3.0	-1.1
F_e	-5.7	-3.2	-4.1	-3.0	-4.4	-4.3	-11.0	-12.9	-12.0
B_o	34.0	39.9	21.4	24.1	18.6	9.0	-1.6	-4.7	0.8

Der turbulente Strom fühlbarer Wärme zeigt keine besondere jahreszeitliche Abhängigkeit. Im Monatsmittel ist F_h klein. Dies liegt hauptsächlich darin begründet, daß F_h häufig seine Richtung wechselt. Die erhöhten Werte von Juli und Oktober sind auf jeweils einige kurze Perioden zurückzuführen, in denen hohe langwellige Strahlungsverluste nicht vom Bodenwärmestrom gedeckt werden können. Während solcher Situationen erreicht F_h Tagesmittel von 20 bis 30 W/m^2 und verschiebt damit die Monatsmittel hin zu höheren Werten. Diese Situationen sind besonders nach schwerer Schneedrift zu beobachten, wenn die Lufttemperatur annähernd konstant bleibt, der Wind noch mäßig bis stark (7 bis 20 m/s) weht und die Bewölkung gering ($< 4/8$) ist. Ursache dafür sind niedrige Werte der atmosphärischen Gegenstrahlung infolge einer gut durchmischten Atmosphäre.

V.3.3 Ausgewählte Monate

Die Tagesmittel der Energieflüsse von August (Abb. 5.11) und November (Abb. 5.12) vermitteln einen Eindruck von der Struktur der Oberflächenenergiebilanz des Meereises im Hochwinter nach Ende der Polarnacht und im Frühjahr zu Beginn des Polartags. Sie machen den jahreszeitabhängigen Charakter des Energieaustausches zwischen Meereis und Atmosphäre ebenso deutlich, wie seine hohe Variabilität. Während im August Strahlungsbilanz und Bodenwärmestrom das Bild beherrschen, ergibt sich für den November ein wenig überschaubares Bild. Alle Flüsse sind praktisch von derselben Größenordnung und wechseln mit Ausnahme des latenten Wärmestroms relativ häufig ihr Vorzeichen, stellen also für die Oberfläche sowohl Energiequellen als auch -senken dar.

Im August (Abb. 5.11), besonders ausgeprägt in der 2. Augushälfte, wird mit dem Wechsel der Luftmasse deren Einfluß auf die Energiebilanz deutlich. Kontinentale Kaltluft ist Ursache für hohe Strahlungsverluste (bis 50 W/m^2) und gleichzeitig einen von der wärmeren Meereisoberfläche weggerichteten Strom fühlbarer Wärme. Der Strom latenter Wärme, ebenfalls negativ, ist bei den niedrigen Temperaturen ohne Bedeutung. Die Energieverluste der Oberfläche werden praktisch ausschließlich vom Bodenwärmestrom gedeckt, der damit ein weitgehend gegenphasiges Verhalten zur Strahlungsbilanz zeigt. In Perioden mit warmer maritimer Luft ist der Energieaustausch über dem Meereis reduziert. Q_o und F_h kehren teilweise sogar ihre Richtung um und damit auch B_o . Das abgekühlte Meereis wird aufgewärmt.

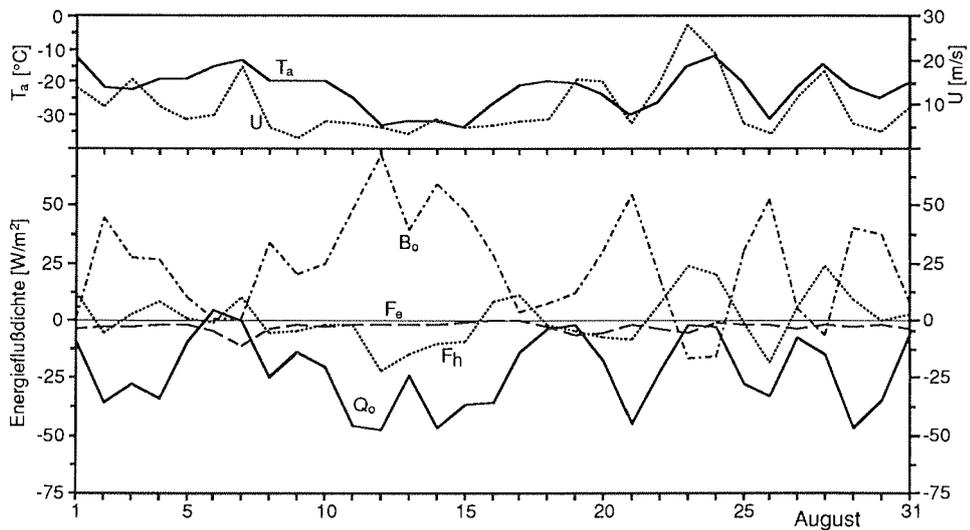


Abb. 5.11: Berechnete Tagesmittel der Strahlungsbilanz Q_o , der turbulenten Ströme fühlbarer und latenter Wärme F_h und F_e und des Bodenwärmestroms B_o für den Monat August (Referenzlauf mit $u = 20\%$).

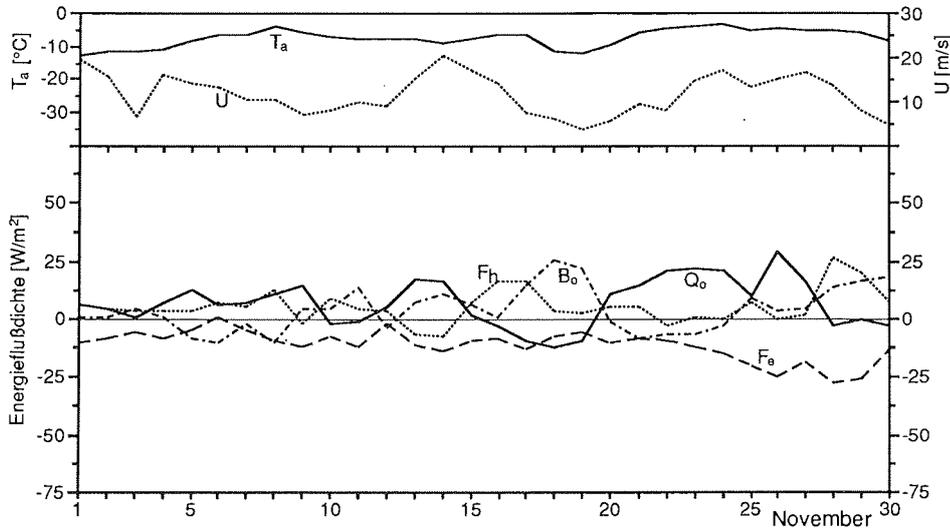


Abb. 5.12: Berechnete Tagesmittel der Strahlungsbilanz Q_o , der turbulenten Ströme fühlbarer und latenter Wärme F_h und F_e und des Bodenwärmestroms B_o für den Monat November (Referenzlauf mit $u = 20\%$).

Obwohl im August der Strom fühlbarer Wärme mit weniger als 1 W/m^2 nicht zur Geltung kommt, kann F_h bei raschen Temperaturänderungen vorübergehend Beträge von 20 bis 25 W/m^2 erreichen und damit stark zur Erwärmung oder auch Abkühlung des Meereises beitragen. Der latente Wärmestrom gewinnt im Frühjahr aufgrund der höheren Lufttemperaturen stark an Bedeutung. Sublimation stellt für einige kürzere Perioden die einzige Energiesenke dar. In den letzten Novembertagen erreicht F_s Tagesmittelwerte von -25 W/m^2 und weist damit ähnlich hohe Maxima wie die anderen Komponenten auch auf. Der Bodenwärmestrom, im August die Hauptenergiequelle für die Oberfläche, ist im November im Mittel von der Oberfläche weg in das Eis gerichtet.

Trotz der hohen solaren Einstrahlung von bis zu 400 W/m^2 im Tagesmittel bleibt die Strahlungsbilanz im November in ihrer Bedeutung als Energiequelle für die Oberfläche beschränkt. Vergleicht man die Registrierungen der Strahlungsbilanz von Mitte November aus Abb. 5.9 mit den entsprechenden Tagesmitteln in Abb. 5.12, so findet man an Strahlungstagen mit großen Tagesamplituden, wie um den 17. November, eher kleine oder sogar negative Tagesmittelwerte. Andererseits kann an bedeckten Tagen, an denen die solare Einstrahlung auf etwa 200 bis 250 W/m^2 reduziert ist, die Strahlungsbilanz fast 25 W/m^2 erreichen, wie in der Periode nach dem 21. November. Das Meereis erfährt damit Strahlungsgewinne vor allem an Tagen mit tiefliegender Wolkendecke, an denen die langwellige Ausstrahlung gering ist.

V.3.4 Vergleich mit anderen Stationen

Strahlungsbilanz

Die für das Meereis der Atka Bucht berechnete Strahlungsbilanz ordnet sich gut ein in die Werte, die von Halley, Maudheim oder GvN angegeben werden (Tab. 5.7). Insgesamt zeigen die Stationen aus dem Weddellmeerbereich keine signifikanten Abweichungen voneinander. Die durch die geographische Breite hervorgerufenen Unterschiede im Sonnenstand zwischen GvN und Halley, die sich auch in der Lufttemperatur und damit in der langwelligeren Strahlung ausdrücken sollten, scheinen im Mittel weitgehend ausgeglichen zu werden. Die Differenzen in der Strahlungsbilanz der Schelfeisstationen betragen kaum mehr als 10 W/m^2 . Lediglich im November und Dezember weichen die Werte von Halley etwas stärker nach oben ab. Außerdem sind dort die Unterschiede zwischen Schelf- und Meereis im Winter weniger deutlich ausgeprägt als an Mawson oder zwischen GvN und der Atka Bucht.

Mawson, das im Einflußbereich starker katabatischer Winde liegt, fällt durch besonders hohe, positive wie negative Werte aus der Reihe. Ursache hierfür sind die geringen Schneehöhen über dem Blaueis wie auch auf dem Meereis (Weller, 1968a). Durch die geringe Schneeeauflage ist einerseits im Winter

die Wärmeleitung aus dem Untergrund, aber auch die langwellige Ausstrahlung begünstigt, wobei das Meereis aufgrund seiner höheren Oberflächentemperaturen auch höhere Strahlungsverluste aufweist. Im Sommer ist andererseits infolge der niedrigeren Albedo die Absorption solarer Strahlung entsprechend höher. Das hat zur Folge, daß die Strahlungsbilanz schon im Oktober das Atka Bucht-Maximum vom Dezember erreicht und das Meereis etwa 2 Monate früher aufbricht als in der Atka Bucht.

Tab. 5.7: Monatsmittel der Strahlungsbilanz Q_0 einiger antarktischer Küstenstationen. ME=Meereis, SE=Schelfeis, BE=Blaueis (Einheiten: W/m^2);

	Eis	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov	Dez	Jan
Atka Bucht	ME	-27.1	-36.1	-24.5	-21.8	-17.1	-12.5	7.2	20.6	13.0
GvN82	SE	-15.7	-23.4	-18.1	-14.0	-9.2	-3.9	4.2	14.6	6.3
GvN 1983	SE	-17.5	-20.8	-11.6	-16.6	-11.9	-11.1	3.1	8.8	2.0
Maudheim.	SE	-23.3	-22.3	-22.3	-22.8	-17.0	-8.2	-1.9	13.1	5.3
Halley	SE	-14.4	-21.8	-22.4	-14.2	-8.1	-0.8	+16.9	26.8	-
Halley	ME	-14.9	-22.4	-25.1	-15.5	-12.3	-6.9	0.1	18.4	-
Mawson	ME	-	-61.0	-50.4	-36.3	-32.5	+20.8	57.2	-	-
Mawson	BE	-	-44.6	-41.2	-38.3	-38.2	-1.5	42.6	41.7	-

Quellen: GvN 1983: Belitz (1989; Tab. 7.1); Maudheim: Liljequist (1956; Tab.35); Halley: Limbert (1968; Tab 4); Mawson: Weller (1968a; Tab. 3.1 bzw. 4.7); Umrechnung: $1 \text{ cal/cm}^2 \text{ Tag} = 0.485 \text{ W/m}^2$, $1 \text{ kcal/cm}^2 \text{ month} = 16.16 \text{ bzw. } 15.63 \text{ W/m}^2$.

Mittwinter-Energieflüsse

In Tab. 5.8 sind Mittelwerte der Energieflüsse für die Mittwintermonate Juni und Juli von sechs verschiedenen Meereis-, Schelfeis- und Inlandeisstationen aus der Antarktis nach Weller (1968a; Tab.4.9) wiedergegeben und um die entsprechenden Werte für die Atka Bucht und GvN (Belitz, 1989) ergänzt. Der Vergleich der Energieflüsse zeigt deutlich, daß im Winter Meereis und Schelf- bzw. Inlandeis zwei unterschiedliche thermische Regime darstellen. Über Meereis sind in der Gesamtbilanz die turbulenten Wärmeströme ohne größere Bedeutung, über Schelf- oder Inlandeis der Bodenwärmestrom. Das Blaueis bei Mawson nimmt hierbei eine Mittelstellung ein.

Der Wärmeleitungstrom ist von den thermischen Eigenschaften des Untergrunds abhängig. Das im Untergrund zur Verfügung stehende Energiereservoir bestimmt seine Persistenz. Im Vergleich zum Schelfeis stellt Meereis eine sehr dünne Eisdecke dar, die auf einem relativ warmen Ozean schwimmt. Hier können Strahlungsverluste praktisch augenblicklich durch den Bodenwärmestrom ersetzt werden. Über Meereis erreicht deshalb B_0 mit 30 bis 40 W/m^2 seine höchsten Werte. Auf dem Schelfeis kann der Bodenwärmestrom keine große Bedeutung erlangen. Die Wärmeleitfähigkeit von Schnee ist gering und der Wärmenachschub von unten begrenzt. Da bei den niedrigen Winter-

temperaturen der latente Wärmestrom vernachlässigbar ist, können dort Strahlungsverluste im wesentlichen nur vom Strom fühlbarer Wärme gedeckt werden.

Auf dem Schelfeis führen Strahlungsverluste zur Auskühlung des Schneeuntergrundes. Als Folge davon entwickeln sich Bodeninversionen und wegen sinkender Oberflächentemperaturen gehen die Strahlungsverluste zurück. Auf dem Meereis kühlt sich bei langwelliger Ausstrahlung die Oberfläche weniger stark ab. Bodeninversionen sind deshalb gar nicht vorhanden oder nur schwach ausgeprägt. Dies bedeutet, wie Tab. 5.8 zeigt, für Meereis gegenüber Schelfeis erhöhte Strahlungsverluste. Schelfeisstationen zeigen niedrigere Amplituden in den Energieflüssen als Stationen auf dem Meereis, im Inlandeis oder auf Blauis. Die relativ geringsten Unterschiede unter allen Stationen bestehen bei der Strahlungsbilanz. Die hohen turbulenten Wärmeströme an Mirny und Mawson sind in erster Linie eine Folge der katabatischen Winde.

Tab. 5.8: Mittwinter-Energieflüsse einiger Antarktisstationen nach Weller (1968a; Tab. 4.9); GvN 1983 nach Belitz (1989). (Einheiten: W/m^2 ; Umrechnung: $1 \text{ cal/cm}^2\text{Tag} = 0.485 \text{ W/m}^2$)

Station (Höhe)	Jahr	Q_o	B_o	F_h	F_e
Südpol (2800m)	1958	-27.6	+1.5	+24.6	+1.5
Mirny (36m)	1957	-24.7	1.5	47.4	-24.2
Maudheim (37m)	1950/51	-22.3	3.4	14.5	4.4
Little America (44m)	1957	-16.0	1.5	6.3	8.2
Mawson (150m)	1965	-43.1	10.7	38.7	-6.3
Mawson (0m)	1965	-55.7	42.2	4.8	8.7
Atka Bucht (0m)	1982	-30.3	30.7	3.3	-3.7
GvN (40m)	1983	-16.2	2.5	16.7	-3.0

V.3.5 Bemerkungen zu den Ablationsunterschieden von Arktis und Antarktis

Es ist weitgehend bekannt, daß im Sommer wasserdichte Gummistiefel zur unbedingt notwendigen Ausrüstung von Expeditionsteilnehmern in das arktische Meereis zählen, da das Meereis dort reichlich mit Schmelzwasserseen überzogen ist. In der Antarktis, wo man sich auch mit normalem Schuhwerk, wie jeder Polarreisender, der diese Gegend besucht hat, bestätigen kann, kaum jemals nasse Füße holt, wird nur selten, wenn überhaupt, Schmelzen an der Oberfläche des Meereises beobachtet. Nach Zwally und Gloersen (1977), zitiert in Ackley (1979), sind auf Satellitenbildern im Bereich des Weddellmeeres südlich von 69°S keine Anzeichen von Schmelzen an der Eisoberfläche zu erkennen.

Bis zum Aufbrechen des Meereises, etwa Anfang bis Mitte Januar, wurden im Südsommer 1981/82 und auch 1982/83 in der Atka Bucht weder Schmelzwasserseen noch sonstige Anzeichen von Schmelzen wie nasse Oberfläche oder neue bzw. bereits wieder zugefrorene Schmelzwassertümpel beobachtet. Ab Mitte Dezember begann sich auf dem Schelfeis infolge der starken Einstrahlung der Schnee stark zu setzen. Eislinsen, die vereinzelt im Firn in der Nähe von GvN gefunden werden (Obleitner, 1987), deuten darauf hin, daß im Bereich der Atka Bucht stellenweises Schmelzen an der Oberfläche oder im Firn möglich ist, aber nur in einem sehr beschränkten Ausmaß stattfindet.

Im Gegensatz zu den Beobachtungen kommt es im Meereismodell für die Atka Bucht ab dem 6. Dezember zum Schmelzen. Nennenswerte Schmelzraten mit Spitzen von 2 cm/Tag werden nur im Zeitraum zwischen dem 18. und 31. Dezember verzeichnet, obwohl möglicherweise die atmosphärische Gegenstrahlung um bis zu 10 bis 20 W/m² überschätzt ist. Die Gesamtablation von 13 cm Schnee (Dichte 400 kg/m³), davon lediglich 2 cm im Januar, ist jedoch gering gegenüber den Ablationsbeträgen von jeweils etwa 40 cm Meereis und Schnee, die von der zentralen Arktis berichtet werden (Maykut & Untersteiner, 1971). Die Modellergebnisse decken sich also weitgehend mit den Beobachtungen, wonach Oberflächenablation im Weddellmeer unbedeutend ist.

In einer Analyse der Oberflächenenergiebilanzen des Meereises von Arktis und Antarktis kommen Andreas & Ackley (1982) - im weiteren auch mit A&A abgekürzt - zu dem Ergebnis, daß sich die Strahlungsbilanzen kaum unterscheiden. Sie folgern daraus, daß in der Antarktis infolge der geringeren relativen Feuchte und der im Mittel höheren Windgeschwindigkeiten die turbulenten Energieverluste ausreichend hoch sind, um dort im Sommer Schmelzen zu verhindern. A&A schätzen ab, daß in der Antarktis die Lufttemperaturen 2 bis 4 K wärmer als in der Arktis sein müssen, damit es dort an der Oberfläche zum Schmelzen kommt.

In einer vergleichenden Gegenüberstellung von Monatsmitteln (Abb. 5.13) fallen einmal die durchschnittlich 8 K niedriger liegenden Wintertemperaturen der Arktis auf. Sie spiegeln vor allem die höhere geographische Breite der zentralen Arktis wider. Die tieferen Temperaturen drücken sich auch in einer zwischen 20 und fast 50 W/m² niedriger liegenden atmosphärischen Gegenstrahlung der Arktis aus. Im Sommer kehrt sich die Situation in etwa um. Die zentrale Arktis ist im Juni und Juli mit Temperaturen nahe dem Schmelzpunkt etwa 2 bis 4 K wärmer als die Atka Bucht. Während hier die atmosphärische Gegenstrahlung von November bis Januar gerade 260 W/m² erreicht, steigt sie in der Arktis auf Werte über 300 W/m² im Juli an. Weiter zeigt die Arktis eine deutliche Asymmetrie in der Globalstrahlung um die Sommersonnenwende und damit eine deutlich niedrigere solare Einstrahlung im Juli gegenüber Januar in der Atka Bucht, während die Unterschiede im Spätwinter und Frühjahr gering sind.

In Tab. 5.9 sind die von A&A verwendeten Werte und Mittelwerte der Strahlungsflüsse, der relativen Feuchte und des Windes aus der zentralen Arktis (Maykut, 1986; Tab. 5.1) und der Atka Bucht (Tab. 5.2) für die Monate Mai-Juli bzw. November-Januar zusammengestellt. Deren Vergleich läßt vermuten, daß A&A möglicherweise ausgehend von einer "unglücklich" abgeschätzten Strahlungsbilanz die Bedeutung der turbulenten Flüsse und dabei insbesondere das Sublimationspotential in der Antarktis überbewertet haben. Vergleicht man Monatsmittel der latenten Wärme-ströme, so findet man in den drei Monaten Werte zwischen -2 und -11 W/m² für die Arktis (Maykut, 1986; Tab. 5.5) und um -12 W/m² für die Atka Bucht (s. Tab. 5.6). Unterschiede in dieser Größenordnung stellen kaum eine zufriedenstellende Erklärung für das Ausbleiben der Ablation in der Antarktis dar. Dagegen kann die deutlich höhere Strahlungsbilanz von 81 W/m² im Juli in der Arktis zu 13 W/m² im Januar in der Atka Bucht sehr wohl als mögliche Erklärung angesehen werden. Zudem fallen in der Arktis eine Umstellung im Strahlungsregime und das Einsetzen des Schmelzens nach der Sommersonnenwende zeitlich etwa zusammen (Tab. 5.9; Abb. 5.13).

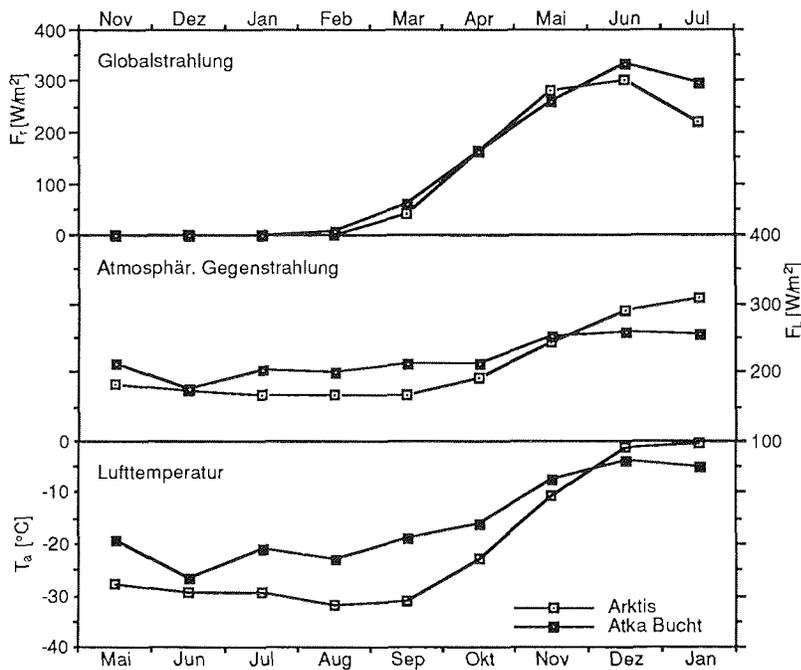


Abb. 5.13: Globalstrahlung, atmosphärische Gegenstrahlung und Lufttemperatur der zentralen Arktis (Maykut, 1982; Tab. 1a) und der Atka Bucht im Vergleich. Die Arktis-Werte stellen mehrjährige Mittel für den inneren Teil des arktischen Beckens (nördlich etwa 70°N) dar.

Eine Analyse der Differenzen der Strahlungsbilanz zwischen Arktis und Antarktis im Juli/Januar ergibt, daß zu den Unterschieden in Höhe von 68 W/m^2 die kurzwellige Nettostrahlung mit 42 W/m^2 nur etwa 60 % beiträgt und die restlichen 40 % davon langwellig bedingt sind. Für die Juni-/Dezembermittel - sie differieren um lediglich 15 W/m^2 - gilt ein ähnliches Verhältnis, d.h. kurz- und langwellige Nettostrahlung nehmen in der Arktis im Juli gleichermaßen zu. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Strahlungsflüsse in den Monaten Mai/Juli und November/Januar (Tab. 5.9; Abb. 5.13), so fällt auf, daß in der Arktis die atmosphärische Gegenstrahlung über die drei Monate hinweg um 65 W/m^2 von etwa 240 W/m^2 auf über 300 W/m^2 ansteigt, während sie in der Atka Bucht mit Werten zwischen 250 und 260 W/m^2 annähernd konstant bleibt. Als Folge der hohen atmosphärischen Gegenstrahlung sind in der Arktis die langwelligeren Strahlungsverluste im Sommer gering. Übers ganze Jahr gesehen erreichen sie sogar im Sommer ihr Minimum. In der Atka Bucht dagegen ergeben sich im Sommer eher höhere langwellige Strahlungsverluste als im übrigen Jahr. Parallel dazu nimmt in der Arktis der Bedeckungsgrad im Juni, also noch vor Einsetzen der Schmelzsaison auf etwa 9/10 zu (Feigelson, 1980; Maykut, 1986; Herman, 1986), in der Atka Bucht geht er eher von 7,5 Zehntel im November auf 6,2 Zehntel im Dezember und Januar leicht zurück (Gube-Lenhard & Obleitner, 1986). Der für die Arktis charakteristische hohe Bewölkungsgrad ab Juni dürfte demnach nicht Folge von schmelzendem Meereis und damit eines erhöhten Feuchteflusses in die Atmosphäre, sondern eher einer sich im Frühjahr umstellenden Zirkulation in der Arktis sein.

Tab. 5.9: Mittelwerte einiger Strahlungsflüsse [W/m^2]; der Albedo, relativen Feuchte f [%] und Windgeschwindigkeit U [m/s] aus der Atka Bucht und der zentralen Arktis vor Beginn und während der Ablationsperiode. Zum Vergleich dazu die von Andreas & Ackley (1982) verwendeten Werte.

Zeit	F_r	Albedo	Q_s	F_L	Q_L	Q_o	f	U	
1. Dez.	219	0.60	87	274	-42	+42	60	5	Antarktis (70 °S)
1. Jun.	207	0.60	83	276	-40	+40	80	5	Arktis (80 °N)
Atka Bucht (Meereismodell)									
Nov.	260	0.86	36	253	-29	+7	87	11	
Dez.	333	0.82	60	260	-39	+21	82	6	
Jan.	297	0.82	53	257	-40	+13	80	4	
Central Arctic (Maykut, 1986; Tab. 5.5)									
Mai	280	0.80	56	243	-37	+19	89	5	
Jun.	302	0.78	66	289	-31	+35	93	5	
Jul.	221	0.57	95	308	-14	+81	93	5	

Transport feuchter, wolkenreicher Luft in die zentrale Arktis und der damit verbundene Rückgang der langwelligeren Strahlungsverluste scheinen für das Einsetzen des Schmelzens in der Arktis eine wichtige Rolle, vielleicht sogar die Hauptrolle zu spielen. Hinzu kommen Unterschiede in der Bewölkung zwischen den beiden Gebieten. Neben dem höheren Feuchtegehalt und dem höheren Bedeckungsgrad (9/10 in der zentralen Arktis; 6 bis 7/10 im antarktischen Küstenbereich) zeichnet

sich die arktische Atmosphäre im Sommer auch durch deutlich niedrigere Wolkenuntergrenzen aus (Feigelson, 1980). Die Basis des arktischen Stratus liegt bei nur 150 bis 200 m Höhe. Im Bereich der antarktischen Küste werden dagegen Wolken mit Untergrenzen unter 300 m nur in etwa 1 bis 3 % aller Fälle beobachtet.

Die hier verwendeten Daten für die Atka Bucht können natürlich nicht auf das Weddellmeer verallgemeinert werden. Sie weisen aber doch auf deutliche Unterschiede vor allem in den langwelligen Strahlungsflüssen hin. Von geringerer Bedeutung dagegen dürften Unterschiede in der Albedo sein. Obwohl wegen des saubereren und feinkörnigeren Schnees in der Antarktis (Gavrilova, 1966) weniger solare Strahlung absorbiert wird, machen sich, wie Tab. 5.9 zeigt, die Albedounterschiede erst nach Einsetzen der Ablation bemerkbar. Genauso wie die turbulenten Flüsse können sie aber wohl kaum für das Einsetzen der Ablation in der Arktis verantwortlich sein. Ohne genauere Kenntnis der atmosphärischen Gegenstrahlung, der Art der Wolken, des Bewölkungsgrades, der Wolkenhöhe und -mächtigkeit über den zentralen Meereisgebieten des Weddellmeeres läßt sich nur schwerlich eine endgültige Antwort darauf geben, durch welche Prozesse die Ablationsunterschiede hervorgerufen werden.

Bedingt durch die hohe Ablation an der Oberfläche erfolgt der Abbau der Meereisdecke in der Arktis hauptsächlich von oben her. Nach Maykut & Untersteiner (1971) schmelzen etwa 40 cm Eis an der Oberfläche und nur etwa 5 cm an der Eisunterseite. In der Antarktis dagegen spielt der Ozean eine weit wichtigere Rolle, sei es durch Transport von Eis in wärmere Breiten oder durch entsprechend hohe Wärmeflüsse aus dem Wasser ins Eis. Die Energie hierfür dürfte vor allem im offenen Wasser zwischen den Schollen absorbierte solare Strahlung liefern (siehe Diskussionsbemerkungen in Ackley, 1979).

V.4 Sensitivitätsstudien

In diesem Abschnitt, der Kapitel V abschließt, wird der Einfluß veränderter Modellparameter, Anfangs- und Randbedingungen auf die Modellergebnisse von Eiswachstum und Energiebilanz dargestellt. Als Referenzlauf dient, wie schon zuvor, der Modell-Lauf mit einem Eisanteil in der Unterwassereisschicht von $u = 20\%$ und den in Tab. 5.3 angegebenen Parametern.

V.4.1 Eiswachstum und Oberflächenablation

Im Eiswachstum reagiert das Modell relativ empfindlich auf eine reduzierte Wärmeleitfähigkeit für Schnee k_s und in der Oberflächenablation auf die Transferkoeffizienten C_h und C_e (Tab. 5.10a) Mit $k_s = 0.5 \text{ W/mK}$ (Lauf: I) nimmt die Eisdicke um 8 cm von 215 cm auf 207 cm ab. Veränderte Werte für C_h und C_e (Läufe: B, C), die Transmission und Extinktion von solarer Strahlung im Schnee τ und κ und des langwelligen Emissionsvermögens von Schnee ϵ_L (Läufe: D bis H) sind mit Eisdickenänderungen bis 2 cm nahezu ohne Wirkung auf das Eiswachstum. Von ähnlich geringem Einfluß ist der Salzgehalt (Lauf: J). Wegen der Zunahme des Anteils flüssiger Lauge im Eis nimmt mit dem Salzgehalt auch das Eiswachstum zu. Die Reduzierung des Zeitschritts von $\Delta t = 360 \text{ s}$ (Referenzlauf) auf $\Delta t = 60 \text{ s}$ (Lauf: K) bewirkt weder in der Eisdicke noch in der Ablation Änderungen. Die Halbierung des Raumschrittes von $\Delta z = 2 \text{ cm}$ auf $\Delta z = 1 \text{ cm}$ (Lauf: L) führt dagegen zu einem leichten Anstieg der Eisdicke um 3 cm, während die Ablation nahezu gleich bleibt.

Tab. 5.10 Vergleich von Eisdicke, Schneehöhe und Oberflächenablation des Referenzlaufs mit Ergebnissen ausgewählter Variationsläufe, bei denen Modellparameter verändert wurden (Einheiten: cm)

	variiertes Parameter	H [cm]	Ablation [cm]
A	Referenzlauf ($u = 20\%$)	215	13
B	$C_h=C_e=1.75 \cdot 10^{-3}$	216	11
C	$C_h=C_e=3.30 \cdot 10^{-3}$	216	5
D	$\tau = 0.00$	216	15
E	$\tau = 0.30$	215	10
F	$\kappa = 15 \text{ 1/m}$	216	13
G	$\kappa = 20 \text{ 1/m}$	216	13
H	$\epsilon_L = 0.97$	213	19
I	$k_s = 0.5 \text{ W/mK}$	207	15
J	$S(z)=S_0 = 5\%$	218	13
K	$\Delta t=60 \text{ s}, \Delta z=2\text{cm}$	215	15
L	$\Delta t=60 \text{ s}, \Delta z=1\text{cm}$	218	14

Die Wahl der Modellparameter ist für Eiswachstum und Oberflächenablation wenig kritisch. Auf veränderten Antrieb reagiert das Modell empfindlicher. Die Eisdicken weichen jedoch auch hier um

nicht mehr als ± 13 cm oder um weniger als 10 % des Zuwachses vom Referenzlauf ab. Wie zu erwarten, ist eine um 20 % reduzierte kurzwellige Reflexstrahlung (Lauf: M), die einer mittleren Albedo von nur noch etwa 68 % gegenüber 84 % beim Referenzlauf entspricht, nahezu ohne Einfluß auf das Eiswachstum. Eine um 20 % variierte atmosphärische Gegenstrahlung (Läufe: N, O) verursacht dagegen Eisdickenänderungen von 9 cm bzw. 13 cm, da sie sich ganzjährig als Energiedefizit oder -überschuß relativ zum Referenzfall bemerkbar macht. Die etwa 2 bis 3 K niedriger liegende Lufttemperatur von GvN (Lauf: P) führt zu einem Eiszuwachs von 9 cm, läßt aber die Oberflächenablation unberührt. Interessant ist der Vergleich mit dem Testlauf "Q", bei dem als Antrieb interpolierte Monatsmittelwerte verwendet wurden. Die Eisdicke stimmt bis auf 1 cm mit der des Referenzlaufs überein. Im Prinzip reichen hiernach interpolierte Monatsmittel aus, das Eiswachstum zu reproduzieren. Veränderte Anfangsbedingungen (Läufe: R bis U) wurden bereits anhand der Abb. 5.5 und 5.6 diskutiert. Die Variationsläufe "W" und "X" verdeutlichen die Bedeutung der Annahme $F_{Ueis} = 0$ für im Modell. Läßt man diese Annahme fallen, so muß der Eisanteil in der gefrierenden Unterwassereisschicht entsprechend erhöht werden, um das beobachtete Wachstum mit dem Modell reproduzieren zu können.

Tab. 5.10b Veränderte Antriebsdaten, Anfangs- und Randbedingungen.

	Variation	H [cm]	Ablation [cm]
M	0.8 Fr	214	60
N	0.8 FL	228	0
O	1.2 FL	206	60
P	$T_a(\text{GvN})$	224	13
Q	interpol. Monatsmittel	216	0
R	$H_o = 20$ cm	206	13
S	$H_o = 80$ cm	228	13
T	$h_o = 2$ cm (dh=50 cm)	230	13
U	$h_o = 20$ cm (dh=50 cm)	198	14
V	$h=10$ cm, keine Akkumulation	219	5
W	$F_{Ueis} = 2$ W/m ²	199	13
X	$F_{Ueis} = 5$ W/m ²	174	13

Die in den Tab. 5.10a und 5.10b angegebenen Ablationsbeträge dürfen nicht überbewertet werden, da der Schmelzprozeß im Energiebilanzmodell nur als Abnahme der Schneehöhe berücksichtigt ist.

Die Simulation des Wachstums von ein- und mehrjährigen Meereis unter Bedingungen, wie sie etwa im offenen Weddellmeer durch einen Ozeanwärmestrom bis 25 W/m² gegeben sein könnten, zeigen mit Ausnahme des Falles $H_o = 200$ cm, daß die erreichten Eisdicken nur wenig von der Anfangseisdicke abhängen (Tab. 5.11). Für F_w zwischen 10 und 25 W/m², etwa die Werte, die für das offene Weddellmeer angegeben werden, schwanken die maximalen Eisdicken zwischen 88 cm und 152 cm. Die anfänglichen Unterschiede in H_o verwischen dabei umso mehr, je höher F_w ist. Im

Weddellmeer liegen die Eisdicken von ungestört gewachsenem einjährigem Meereis bei etwa 1m (Eicken & Lange, 1989). Setzt man voraus, daß die meteorologischen Bedingungen der Atka Bucht in etwa auch für das offene Weddellmeer gelten, so kann man aus dem Eiswachstum auf einen mittleren Ozeanwärmestrom von wenigstens etwa 10 bis 15 W/m² schließen.

Nach den Ergebnissen von Tab. 5.11 sind in Gebieten, in denen mehrjähriges Meereis vorkommt, aus der Eisdicke kaum zuverlässige Schlüsse auf das Alter einer Eisdecke oder -scholle möglich. Dies gilt unabhängig davon, ob dynamische Vorgänge die Altersbestimmung zusätzlich erschweren. Ferner folgt, daß der Eiszyklus im Weddellmeer rein thermodynamisch nur mit Hilfe entsprechend hoher ozeanischer Wärmeströme im Sommer beschrieben werden kann. Mit Werten von weniger als etwa 25 W/m² kann im Frühjahr und Sommer das Eis nicht vollständig zum Schmelzen gebracht werden und mehrjähriges Meereis wird die Folge sein. Schließlich fällt in Tab. 5.11 auf, daß bei hohen Ozeanwärmeströmen nur dünnes Eis wachsen kann. Dies führt dazu, daß bei Wärmeflüssen ab etwa 15 W/m² in Gebieten mit stark unterschiedlichen Eisdicken im Prinzip Gefrieren und Schmelzen an der Eisunterseite gleichzeitig stattfindet, unabhängig davon, daß Dickenunterschiede auch durch Eispumpprozesse ausgeglichen werden (Lewis und Perkin, 1983; 1986).

Tab. 5.11: Simulation des Wachstums von ein- und mehrjährigem Meereis für unterschiedlich hohe ozeanische Wärmeströme F_w ($u = 0 \%$). Die Anfangsschneehöhe für Eis mit $H_0 = 100$ und 200 cm ist hier mit $h_0 = 20$ cm, die Oberflächenakkumulation mit $\Delta h_s = 30$ cm angenommen. Angegeben sind die maximale Eisdicke und die Eisdicke für den 31. Januar (Einheit: cm)

F_w [W/m ²]	$H_0 = 20$	50	100	200 [cm]
0	186	197	211	284
5	155/151	165/161	177/174	247/246
10	133/116	141/123	152/134	220/207
15	115/ 82	123/ 90	131/ 99	200/169
25	88/ 14	95/ 21	101/ 25	200/ 94

V.4.2 Oberflächenenergiebilanz

Der Einfluß, den ein einzelner Parameter auf die Energiebilanz ausübt, kann auch in seiner Wirkung auf die Oberflächentemperatur abgeschätzt werden. Neben den Monatsmitteln der Energieflüsse enthält Tab. 5.12 deshalb auch die Oberflächentemperaturen, nicht jedoch den Schmelzwärmestrom F_m , der nur in den Monaten Dezember und Januar von Null verschieden ist und leicht als Residuum aus der Energiebilanz bestimmt werden kann. Von den in den Tab. 5.10 aufgeführten Variationsläufen sind vor allem solche in Tab. 5.12 aufgenommen, deren Ergebnisse größere Abweichungen zum Referenzlauf zeigen.

Unterwassereisanteil

Für die Energiebilanz der Oberfläche ist der Unterwassereis-Anteil u ohne Bedeutung, lediglich der Bodenwärmestrom und der Strom fühlbarer Wärme weichen für u zwischen 0 % und 50 % um bis zu $\pm 2 \text{ W/m}^2$ von den Referenzwerten ($u = 20 \%$) ab. Für $u = 0 \%$ ist B_0 geringfügig höher und F_H entsprechend etwas negativer, für $u = 50 \%$ gilt das Umgekehrte. Die Unempfindlichkeit der Energieflüsse gegenüber u ist plausibel, da der Beitrag, den das Unterwassereis zum Eiswachstum beisteuert, nicht durch Energieverluste an die Atmosphäre hervorgerufen ist.

Modell-Parameter

In der Literatur variieren die Werte für die Transfer-Koeffizienten zwischen $C_H = C_e = 1.37 \cdot 10^{-3}$ (Andreas, 1985), $C_H = C_e = 1.75 \cdot 10^{-3}$ (Maykut, 1978; 1982) und $C_s = 3.3 \cdot 10^{-3}$ über gefrierendem Wasser (Lindsay, 1976). Variationen von C_H und C_e verändern hauptsächlich die turbulenten Flüsse und die Ablation. Mit C_e wachsen die Energieverluste infolge Sublimation annähernd linear an und sinken entsprechen die Schmelzbeträge. Für $C_H = C_e = 3.3 \cdot 10^{-3}$ (Lauf: B) verdoppelt sich der latente Wärmestrom auf etwa -8 bis -13 W/m^2 im Winter und etwa -23 bis -27 W/m^2 im Sommer. Die Ablation nimmt auf 5 cm ab. Die höheren Sublimationsverluste werden überwiegend vom Strom fühlbarer Wärme kompensiert.

Nimmt man an, daß die gesamte an der Oberfläche absorbierte solare Strahlung an der Oberfläche verbleibt, d.h. $\tau = 0.00$ gilt (Lauf: D), erhöht sich die Ablation um etwa 3 cm. Für $\tau = 0.30$ (Lauf: E) sinkt sie um 3 cm. Entsprechend diesen Änderungen sinkt oder steigt der Bodenwärmestrom um etwa 1 bis 2 W/m^2 . Der Extinktionskoeffizient, variiert zwischen $\kappa = 15$ und 20 m^{-1} (Läufe: F, G), ist auch im Sommer ohne Einfluß auf die Energieflüsse. Die Strahlungsbilanz verschiebt sich um etwa 5 bis 8 W/m^2 zu positiveren Werten hin, wenn das langwellige Emissionsvermögen von Schnee von $\epsilon_L = 1.0$ auf $\epsilon_L = 0.97$ (Lauf: H) reduziert wird. Im Winter liegen damit die Strahlungsverluste um etwa 30 % niedriger und im Sommer die Strahlungsgewinne in dieser Größenordnung höher. ϵ_L ist der Modellparameter, auf den die Strahlungsbilanz am empfindlichsten reagiert. $\epsilon = 0.97$ erhöht die Ablation um 6 cm.

Antriebsdaten

Der im Referenzlauf für die Berechnung des Eiswachstums verwendete Datensatz ist in sich konsistent. Die unabhängige Variation einzelner Größen verletzt diese Eigenschaft mehr oder weniger stark. Mit Änderungen der Strahlungsflüsse lassen sich implizit Änderungen in der Bewölkung und in der Albedo der Oberfläche simulieren. Sie sind interessant im Zusammenhang mit Fragestellungen zur Oberflächenablation. Da in diesem Modell Rückkopplungen mit der Luft-

temperatur nicht zugelassen sind, ist es hier für die Energiebilanz während der Ablationssaison ohne große Bedeutung, ob die atmosphärische Gegenstrahlung oder über eine verminderte Albedo die Absorption solarer Strahlung zunimmt. Die beiden Variationsläufe "M" und "N" zeigen, daß etwa 50 W/m^2 zusätzliche Energie an der Oberfläche notwendig sind, um die 60 cm hohe Schneedecke im Dezember und Januar völlig abzuschmelzen. Dazu ist es notwendig, daß entweder die Albedo auf Werte von etwa 0.66 sinkt oder die atmosphärische Gegenstrahlung auf Werte über 300 W/m^2 ansteigt.

Die Läufe "N" und "O" betonen die Bedeutung in sich konsistenter Datensätze. Obwohl diese Variationsläufe völlig "falsche" Antriebsdaten verwenden und zu höchst fragwürdigen Energieflüssen führen, im ersten Fall (N) die Strahlungsbilanz im Winter nicht negativ und im zweiten Fall (O) im Sommer nicht positiv wird, so produzieren sie dennoch ein relativ "realistisches" Eiswachstum. Voraussetzung dafür scheint lediglich zu sein, daß die Lufttemperaturen "realistisch" vorgegeben sind. Die relativ "realistischen" Oberflächentemperaturen, die den Wärmeleitungsstrom im Eis bestimmen und damit das Eiswachstum, erzwingt sich das Modell dann von selbst. Diese beiden Beispiele weisen auf die Gefahr hin, daß die Antriebsdaten unter Umständen stets ähnliche Ergebnisse erzwingen können.

Der aus den Monatsmitteln interpolierte Antriebsdatensatz (Lauf: Q) gibt nicht nur das Eiswachstum sondern auch die Monatsmittel der Energieflüsse brauchbar wieder. Die einzelnen Monatsmittel unterscheiden sich um maximal 5 W/m^2 vom Referenzlauf. Bis auf den latenten Wärmestrom im Sommer werden die Referenzmittel leicht unterschätzt. Da die linear interpolierten Lufttemperaturen nicht über ihre Monatsmittel steigen können, liefert das Modell für diesen Lauf kein Schmelzen. Diese relativ gute Übereinstimmung in den Monatsmitteln kann natürlich nicht darüber hinwegtäuschen, daß den Energieflüssen jegliche Dynamik fehlt und daß interpolierte Mittelwerte allenfalls dafür geeignet sind, das Eiswachstum und das Energiebudget über einen längeren Zeitraum abzuschätzen.

Anfangsbedingungen

Änderungen in der Anfangseisdicke H_0 und -schneehöhe h_0 beeinflussen die Energiebilanz im wesentlichen nur in den Monaten Mai bis August, solange das Eis dünn und vor allem die Schneehöhe niedrig ist. Eine nur 2 cm hohe Schneedecke im Winter (Lauf: T) wirkt auf den Energieaustausch über dem Meereis in ähnlicher Weise wie eine anfangs nur 20 cm dicke Eisdecke (Lauf: R). Ähnlich verhält sich die Energiebilanz für den Fall $h_0 = 20 \text{ cm}$ bzw. $H_0 = 80 \text{ cm}$ (Lauf: S). Bedingt durch verstärktes oder reduziertes Eiswachstum weicht der Bodenwärmestrom um fast 10 W/m^2 im Mai vom Referenzlauf ab. Bis September schwinden unter dem Einfluß der wachsenden Meereis- und Schneedecken die Unterschiede zum Referenzlauf.

Tab.5.12: Monatsmittel der Luft- und Oberflächentemperatur und der Energieflüsse für einzelne Variationsläufe

Var.	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez	Jan
Oberflächentemperatur T_o [°C]									
T_a	-19.0	-26.4	-20.7	-23.0	-18.8	-15.8	-7.2	-3.5	-4.7
A	-18.3	-25.8	-21.0	-22.6	-18.6	-16.1	-7.5	-3.6	-4.2
C	-18.7	-26.2	-20.9	-22.8	-18.8	-16.1	-7.6	-3.9	-4.8
I	-17.9	-25.4	-20.6	-22.2	-18.3	-15.8	-7.2	-3.2	-3.7
K	-18.5	-26.0	-21.0	-22.7	-18.8	-16.2	-7.5	-3.6	-4.2
R	-17.7	-25.6	-20.8	-22.5	-18.6	-16.1	-7.5	-3.6	-4.2
S	-18.6	-26.1	-21.1	-22.7	-18.7	-16.1	-7.6	-3.6	-4.2
M	-18.3	-25.8	-20.9	-22.5	-18.1	-14.9	-6.1	-2.3	-3.1
O	-16.1	-23.6	-19.2	-20.5	-16.8	-14.4	-5.9	-2.0	-2.3
Q	-19.4	-24.7	-21.9	-22.2	-19.0	-15.2	-7.9	-4.1	-4.5
Strahlungsbilanz Q_o [W/m ²]									
A	-27.1	-36.1	-24.5	-21.8	-17.1	-12.5	7.2	20.6	13.0
C	-25.7	-35.0	-24.6	-21.1	-16.6	-12.6	7.7	21.8	15.6
I	-21.2	-31.1	-18.6	-16.3	-11.1	-6.2	14.5	28.0	19.8
K	-26.2	-35.5	-24.3	-21.4	-16.6	-12.2	7.2	20.7	13.2
R	-29.1	-37.1	-24.8	-22.0	-17.3	-12.6	7.2	20.6	13.0
S	-25.7	-35.1	-24.1	-21.5	-16.8	-12.4	7.3	20.6	13.0
M	-26.9	-36.1	-24.5	-20.3	-8.6	11.0	45.6	69.5	57.0
O	7.4	-8.8	10.2	11.1	18.4	23.4	50.9	65.8	56.3
Q	-26.0	-31.5	-24.2	-19.3	-15.4	-8.8	7.6	18.0	14.8
Strom fühlbarer Wärme F_h [W/m ²]									
A	-1.2	-0.6	7.2	0.6	2.9	7.8	5.4	3.0	-1.1
C	3.9	2.7	14.1	4.0	8.4	15.4	17.5	12.0	5.7
I	-5.3	-4.6	2.4	-3.9	-1.7	3.0	0.8	-0.6	-4.4
K	0.7	1.1	7.5	1.1	3.8	8.4	5.0	3.1	-0.7
R	-7.0	-3.3	5.7	-0.3	2.2	7.4	5.2	2.9	-1.1
S	2.7	2.0	8.9	1.6	3.8	8.3	5.7	3.1	-1.1
M	-1.3	-0.6	7.2	-0.4	-3.0	-9.0	-17.4	-11.3	-9.4
N	-25.1	-22.2	-20.9	-25.6	-24.2	-19.0	-21.5	-12.3	-14.1
Q	-4.8	-0.8	4.3	1.0	3.8	7.5	6.2	0.1	-2.1
Strom latenter Wärme F_e [W/m ²]									
A	-5.7	-3.2	-4.1	-3.0	-4.4	-4.3	-11.0	-12.9	-12.0
C	-12.9	-7.9	-10.7	-7.4	-10.6	-11.6	-23.8	-27.0	-22.9
I	-6.7	-3.7	-5.0	-3.7	-5.4	-5.7	-13.5	-15.3	-14.3
K	-5.4	-3.1	-4.2	-3.1	-4.4	-4.4	-11.4	-12.9	-12.0
R	-7.1	-3.5	-4.4	-3.1	-4.6	-4.4	-11.1	-12.9	-12.1
S	-4.7	-2.9	-3.8	-2.8	-4.2	-4.2	-10.9	-12.8	-12.1
M	-5.7	-3.2	-4.1	-3.1	-5.7	-9.5	-24.9	-23.1	-18.0
O	-12.2	-6.2	-9.8	-8.0	-11.0	-12.8	-26.5	-23.7	-21.1
Q	-6.2	-3.5	-4.1	-3.6	-5.3	-6.8	-13.0	-16.2	-13.6
Bodenwärmestrom B_o [W/m ²]									
A	34.0	39.9	21.4	24.1	18.6	9.0	-1.6	-4.7	0.8
C	34.7	40.2	21.2	24.4	18.9	8.9	-1.4	-4.0	1.8
I	33.2	39.4	21.3	23.8	18.3	8.9	-1.8	-4.1	0.7
K	31.0	37.4	21.0	23.3	17.2	8.3	-0.9	-4.3	0.7
R	43.3	43.9	23.6	25.4	19.7	9.6	-1.3	-4.5	1.1
S	27.8	36.0	19.0	22.6	17.3	8.3	-2.1	-4.9	0.9
M	33.9	39.9	21.4	23.9	17.3	7.4	-3.2	-9.2	-24.6
O	29.9	37.1	20.5	22.4	16.8	8.4	-2.9	-7.2	-13.8
Q	37.0	35.8	24.1	21.9	16.9	8.1	-0.7	-1.9	0.9

VI. Schlußbemerkungen

Die stabilen Isotope des Unterwassereises, die Isotopengehalte und die Steigung der $\delta D/\delta O$ -Beziehung sprechen dafür, daß Unterwassereis in Eisschelfwasser (ISW) gebildet wird und daß es als Produkt eines als Eispumpe beschreibbaren Prozesses verstanden werden kann. Die statistische Basis, von der ausgehend dieses Ergebnis erstmals an Unterwassereis abgeleitet wurde, ist mit nur 5 Proben bescheiden. Eine breitere Datenbasis, gewonnen an Proben aus möglichst unterschiedlichen Regionen der Antarktis, sollte deshalb ein nächster Schritt sein.

Die stabilen Isotope des Unterwassereises liefern Informationen über Prozesse, die unter dem relativ unzugänglichen Schelfeis ablaufen. Der in dieser Arbeit postulierte Gleichgewichtstrennfaktor für Deuterium $\epsilon_D = 26 \text{ ‰}$ liegt etwa 25 % höher als die meisten in der Literatur angegebenen ϵ_D -Werte. Er ist mit nur einer Laboruntersuchung noch wenig abgesichert. Eine genauere Kenntnis des Trennverhaltens von Deuterium bei plättchenförmigen Eiskristallwachstum ist unerlässlich, um die ^{18}O -Daten des Unterwassereises konsistent mit seinen Deuteriumwerten interpretieren zu können.

Ein Aspekt, der in dieser Arbeit nur kurz angesprochen wurde, ist die Bildung von Eis in der freien Wassersäule. Die Isotopenanalysen deuten einen sehr stabil und langsam verlaufenden Bildungs- und Wachstumsprozeß an. Hierin liegt möglicherweise das Verständnis für die erhöhte Anreicherung im Deuterium, aber auch das Problem, eine einfache Antwort auf das hydrodynamische Verhalten der Eiskristalle in der Wassersäule zu geben. Die Entfernungen, über die Unterwassereis unter einem Schelfeis transportiert wird, bevor es an die Eisunterseite gelangt und dort eingefroren wird, scheinen beim Ronne- und Amery-Schelfeis in der Größenordnung von 200 bis 300 km zu liegen. Das Ekström-Schelfeis ist mit nur etwa 120 km Länge deutlich kleiner und unter Umständen deshalb kein potentiell Akkumulationsgebiet für Unterwassereis. Welche Faktoren im einzelnen das Verhalten und den Weg des Unterwassereises bestimmen ist noch weitgehend unklar. Die Dimensionen eines Schelfeises, die Topographie des Meeresbodens, die Mächtigkeit der Wassersäule unter dem Schelfeis und insbesondere im Bereich der Schelfeisfront scheinen nicht nur zu bestimmen, was mit dem gebildeten Unterwassereis passiert, sondern auch ob überhaupt die Eispumpe an- und ablaufen kann und in welchem Ausmaß sie das tut. Aufschluß über das Verhalten der Eisplättchen in der Wassersäule können Sonaruntersuchungen vor dem Schelfeis erbringen, da Unterwassereis, wie das in der Gould Bay aufgezeichnete Echogramm (Dieckmann et al., 1986) belegt, einen guten Reflektor darstellt.

Die Bedeutung der Eispumpe und des Unterwassereises für den Massenhaushalt und damit für die Dynamik eines Schelfeises veranschaulichen einige Zahlen. Mit der in Abb. 1.4 angegebenen Schmelzrate von 2 m/a nahe der "grounding line" hätte das in das Ekström-Schelfeis einfließende Inlandeis bereits nach 100 Jahren oder in den ersten 10 bis 20 km ein Viertel seiner ursprünglichen

Masse verloren. Ein ähnlicher Massenverlust ergibt sich in den ersten 200 km für den Rutford-Eisstrom (Jenkins & Doake, 1988). Obwohl regional sowohl Schmelzen als auch Anlagerung von salinem Eis an der Schelfeisunterseite die Akkumulation an der Oberfläche mitunter deutlich überwiegen und sicherlich auch auf die Dynamik eines Schelfeises Einfluß nehmen, so sind doch bis jetzt in keinem Schelfeismodell Eispumpprozesse berücksichtigt.

Die Eispumpe transformiert isotopisch leichtes Schelfeis meteorischen Ursprungs in salines Eis mit Isotopengehalten, die nahe bei denen des Meerwassers liegen. In der Tracer-Ozeanographie benutzt man die stabilen Isotope des Wassers, unter anderem um die Modifikation von Wassermassen im Bereich der Schelfeis zu untersuchen. Dort, wo in größerem Ausmaß Unterwassereis gebildet oder geschmolzen wird oder im Falle des Ronne- bzw. des Amery-Schelfeises etwa, wo großflächig salines Eis abschmilzt, ist die Interpretation der Isotopendaten nur noch mehr bedingt zuverlässig.

Die Eispumpe ermöglicht im Prinzip als thermodynamisch geschlossener Kreisprozeß den Abbau eines Schelfeises, ohne daß eine Nettowärmetransport unter das Schelfeis erfolgen muß. Dies stellt den Bezug zu den gerade aktuellen Fragen nach möglichen klimatischen Auswirkungen eines erwärmten Ozeans auf das Schelf- und Meereis her. Eine Antwort hierauf für das Schelf- und auch das Inlandeis der Antarktis muß solange spekulativ bleiben, solange noch Unklarheit über die Größenordnung der einzelnen Massenhaushaltskomponenten herrscht.

Abschmelzen nahe der "grounding line" hat zur Folge, daß das an der Unterseite des Eises mitgeführte Bodenmaterial auch nahe der "grounding line" ausfällt. Eisberge, die an der Front eines Schelfeises kalben, dürften dort kaum mehr zur Sedimentverfrachtung beitragen, da sie allenfalls nur noch Material mitführen, das über die Atmosphäre ins Eis gelangt.

Unter der Voraussetzung, daß die Unterwassereisschicht das Meereis thermisch weitgehend vom Ozean entkoppelt, erwies sich die Simulation des Meereiswachstums in der Atka Bucht als wenig problematisch. Das hier angewandte Verfahren zur Bestimmung der Oberflächenenergiebilanz funktioniert brauchbar, soweit hierzu das Eiswachstum und der Vergleich von gemessener und modellierter Strahlungsbilanz ein Urteil erlauben. Die für den Sommer erhaltenen Ergebnisse machen die Notwendigkeit sorgfältig durchgeführter Messungen aller Strahlungskomponenten deutlich, vor allem dann, wenn Vergleiche mit anderen Regionen angestrebt werden. Der atmosphärischen Gegenstrahlung und der Bewölkung sollte hierbei besondere Aufmerksamkeit zuteil werden, da sie sehr wahrscheinlich die in der Antarktis fehlende Oberflächenablation mit zu verantworten haben, von ihnen jedoch kaum Messungen existieren.

Symbolliste

a	Konstante	
A	Akkumulationsrate an Schelfeisoberfläche	m/a
$B_0 = F_c - I_0$	Bodenwärmestrom	W/m ²
c_a	spezifische Wärme der Luft	J/kgK
c_i	spezifische Wärme von Eis	J/kgK
C	Konzentration	
C_h	Transfer-Koeffizient für fühlbare Wärme	
C_e	Transfer-Koeffizient für latente Wärme	
dD	Deuteriumexzeß	
D_{Ueis}	Eisdickenäquivalent der Unterwassereisschicht	m
E	Sättigungsdampfdruck	Pa
f	relativer Massen- bzw. Volumenanteil (Kap. IV)	
f	relative Feuchte (Kap. V)	%
F_c	Wärmeleitungstrom	W/m ²
F_e	Strom latenter Wärme	W/m ²
F_h	Strom fühlbarer Wärme	W/m ²
F_L	atmosphärische Gegenstrahlung	W/m ²
F_m	Schmelzwärmestrom	W/m ²
F_r	Globalstrahlung	W/m ²
F_{Ueis}	Wärmestrom aus der Unterwassereisschicht ins Meereis	W/m ²
F_w	ozeanischer Wärmestrom	W/m ²
$F\uparrow = \epsilon_L \sigma T^4$	terrestrische Strahlung	W/m ²
h	Schneehöhe	m
H	Eisdicke	m
I_0	in Schnee bzw. Eis eindringende kurzwellige Strahlung	W/m ²
k_s	Wärmeleitfähigkeit von Schnee	W/m ² K
L	Schmelzwärme von reinem Eis	J/kg
L_s	Sublimationswärme von Eis bzw. Schnee	J/kg
M	Ablationsrate an Schelfeisunterseite	m/a
p	Druck	Pa
$Q_0 = F_r + R$	Strahlungsbilanz	W/m ²
$Q_L = F_L - F\uparrow$	langwellige Strahlungsbilanz	W/m ²
$Q_s = F_r - R$	kurzwellige Strahlungsbilanz	W/m ²
R	reflektierte kurzwellige Strahlung	W/m ²
R_{Probe}	Isotopenverhältnis in der Probe	
S	Salzgehalt	‰
t	Zeitvariable	s
T	Temperatur	K
T_f	Gefrierpunkt von Meerwasser	K
T_o	Oberflächentemperatur	K
u	Volumeneisanteil in der Unterwassereisschicht	
U	Wind- bzw. Fließgeschwindigkeit	m/s
x, y, z	Koordinaten des kartesischen Koordinatensystems	m
Z_s	Höhe über Wasserlinie ("freeboard")	m
α	Isotopentrennfaktor	
β	Konstante	
γ	Konstante	
γ_a	adiabatischer Temperaturgradient	K/Pa
δD	Isotopenverhältnis ² H/ ¹ H	
$\delta^{18}O$	Isotopenverhältnis ¹⁸ O/ ¹⁶ O	
Δh	Schnee-Akkumulation im Zeitraum 1. September bis 15. November	m
Δq	Wärmeverlust durch Wärmeleitung ins Schelfeis	J/kg
Δt	Zeitschritt	s
Δz	Raumschritt	m

ε	Strainrate	1/a
ε_{iw}	Isotopenanreicherungsfaktor beim Gefrieren von Wasser	
$\varepsilon_D, \varepsilon_O$	Isotopenanreicherungsfaktoren für Deuterium bzw. ^{18}O	
ε_L	langwelliges Emissionsvermögen von Schnee	
η	Eispumpfaktor	
κ	Extinktionskoeffizient	
ρ	Dichte	kg/m ³
ρ_C	Volumwärme	J/m ³ K
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	W/m ² K ⁴
τ	Transmissionskoeffizient	

Literaturliste

- Ackley, S.F. (1979): Mass-balance aspects of Weddell Sea pack ice. - *J. Glaciol.*, 24, 391-405.
- Allison, I. (1981): Antarctic sea ice growth and oceanic heat flux. - In: Allison, I. (ed.), *Sea Level, Ice and Climatic*, IAHS Publ. No. 131, Washington, D.C., 161-170.
- Allison, I. & G. Akerman (1980): Sea ice and ocean energy balance studies at Mawson, Antarctica. - In: Pritchard, R. (ed.), *Sea Ice Processes and Models*, IAHS Publ. No. 124, Washington Press, Seattle, 347-369.
- Allison, I. C.M. Tivendale, G.J. Akerman, J.M. Tann & R.H. Wills (1982): Seasonal variations in the surface energy exchanges over Antarctic sea ice and coastal waters. - *Ann. Glaciol.*, 3, 12-16.
- Allison, I. & Q. Songlin (1985): Characteristics of sea ice in the Casey region. - *Australian National Research Expedition (ANARE), Res. Notes* 28, 47-56.
- Altberg, W.J. (1938): Twenty years of work in the domain of underwater ice formation (1935-1935). - *Union Intern. ... de Géodésie et de Géophysique, Associat. Intern. d'Hydrologie Scientifique Sixième Assemblée Générale à Edimbourg, 1935, Bulletin* No. 23, Riga, 373-407.
- Andreas, E.L. (1985): Heat and Moisture Advection over Antarctic Sea Ice. - *Monthly Weather Review*, 113, 736-746.
- Andreas, E.L. & S.F. Ackley (1982): On the differences in ablation seasons of the Arctic and Antarctic sea ice. - *J. Atmos. Sci.*, 39, 440-447.
- Andreas, E.L. & A.P. Makshtas (1985): Energy exchange over Antarctic sea ice in the spring. - *J. Geophys. Res.*, 90 (C4), 7199-7212.
- Arnason, B. (1969): Equilibrium constant for the fractionation of deuterium between ice and water. - *J. Phys. Chem.*, 73 (10), 3491-3494.
- Beck, N. & K.O. Münnich (1988): Freezing of water: Isotopic fractionation (Abstract). - *Chem. Geology*, 70 (1-2), 168.
- Belitz, H.-J. (1989): *Impuls- und Energietransporte über einem antarktischen Schelfeis*. - Dissertation, Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität, Hannover, 147ff.
- Brennecke, W. (1921): *Die ozeanographischen Arbeiten der Deutschen Antarktischen Expedition 1911-1912*. - *Archiv der Dt. Seewarte*, 39, 216ff.
- Buynitskiy, V.Kh. (1967): Structure, principal properties and strength of Antarctic sea ice (in Russisch). - *Soviet Antarctic Expedition Information Bulletin*, No. 65 (In translation, Vol. 6, No. 6, 504-510).
- Carmack, E.C. (1974): A quantitative characterization of water masses in the Weddell Sea during summer. - *Deep-Sea Res.*, 21, 431-443.
- Comiso, J.C. & H.J. Zwally (1984): Concentration gradients and growth/decay characteristics of the seasonal sea ice cover. - *J. Geophys. Res.*, 89, 8081-8103.
- Craig, H., L.I. Gordon & Y. Horibe (1963): Isotopic exchange effects in the evaporation of water. - *J. Geoph. Res.*, 68 (17), 5079-5087.
- Craig, H. & B. Hom (1968): Relationships of Deuterium, Oxygen 18, and Chlorinity in the Formation of Sea Ice. - *Transactions of the American Geophysical Union*, 49, 216-217.
- Dansgaard, W. (1964): Stable isotopes in precipitation. - *Tellus*, 16 (4), 436-468.
- Dayton, P.K., G.A. Robilliard & A.L. DeVries (1969): Anchor ice formation in McMurdo Sound, Antarctica, and its biological effects. - *Science*, 163, 273-274.

- Dieckmann, G., G. Rohardt, H. Hellmer & J. Kipfstuhl (1986): The occurrence of ice platelets at 250 m depth near the Filchner Ice Shelf and its significance for sea ice biology. - *Deep-Sea Res.*, 33 (2), 141-148.
- Djuric, D. (1974): Further Comments "on the use of the DuFort-Frankel Finite-Difference Approximation for Simulation of Diffusion in Geophysical Fluids". - *J. Phys. Ocean.*, 4, 659.
- Doake, C.S.M. (1976): Thermodynamics of the interaction between ice shelves and the sea. - *Polar Record*, 18 (112), 37-41.
- Doake, C.S.M. (1985): Antarctic mass balance: Glaciological evidence from Antarctic Peninsula and Weddell Sea sector. - In: *Glaciers, ice sheets, and sea level: effect of a CO₂-induced climatic change*, U.S. Department of Energy, 197-209.
- Drewry, D.J. (1983): Selected ice flowlines of the Antarctic ice sheet. - In: Drewry, D.J. (ed.), *Antarctica: Glaciological and Geophysical Folio, Sheet 2*, Scott Polar Research Institute, Cambridge.
- Eckstaller, A. (1988): Seismologische Untersuchungen mit Daten der Georg-von-Neumayer Station, Antarktis, 1982-1984. - Dissertation, Fakultät für Geowissenschaften der Ludwig-Maximilians-Universität, München, 243ff.
- Eicken, H., T.C. Grenfell & B. Stonehouse (1988): Sea ice conditions during an early spring voyage in the eastern Weddell Sea, Antarctica. - *Polar Record*, 24, 49-54.
- Eicken, H. & M.A. Lange (1989): Development and properties of sea ice in the coastal Regime of the southeastern Weddell Sea. - *J. Geophys. Res.*, 94 (C6), 8193-8206.
- Engelhardt, H. & J. Determann (1987): Borehole evidence for a thick layer of basal ice in the central Ronne Ice Shelf. - *Nature*, 327, 318-319.
- Fahrbach E., & G. Rohardt (1988): Moored instrument data. - In: *Meteorological and oceanographic data of the Winter-Weddell-Sea Project 1986 (ANT V/3)*, Ber. zur Polarf., 46, 41-115.
- Fahrbach, E., H. Klindt, D. Muus, G. Rohardt & P. Salameh (1987): Physical oceanography. - In: Schnack-Schiel (ed.), *Die Winter-Expedition mit FS "Polarstern" in die Antarktis*, Ber. zur Polarf., 39, 156-169.
- Feigelson, E.M. (1984): *Radiation in a cloudy atmosphere*. - Reidel Publishing Company, Dordrecht.
- Foldvik, A. & T. Kvinge (1974): Conditional instability of sea water at the freezing point. - *Deep-Sea Res.* 21, 169-174.
- Foldvik, A. & T. Kvinge (1977): Thermohaline convection in the vicinity of an ice shelf. - In: Dunbar, M.J. (ed.), *Polar oceans, Proceedings of the Polar Oceans Conference held at McGill University, Montreal, May, 1974*. Calgary, Alberta, Arctic Institute of North America, 247-255.
- Foster, T.D. (1968): Haline convection induced by the freezing of seawater. - *J. Geophys. Res.*, 73, 1933-1938.
- Foster, T.D. & E.C. Carmack (1977): Antarctic bottom water formation in the Weddell Sea. - In: Dunbar, M.J. (ed.), *Polar oceans, Proceedings of the Polar Oceans Conference held at McGill University, Montreal, May, 1974*. Calgary, Alberta, Arctic Institute of North America, 167-176.
- Friedman, I., A.C. Redfield, B. Schoen, & J. Harris (1964): The variation of the deuterium content of natural water in the hydrologic cycle. - *Rev. Geophys. Space Phys.*, 2, 177-224.
- Fritz, P. & J.C. Fontes (1980): *Handbook of environmental isotope geochemistry, 1. The terrestrial environment*. - Elsevier, Amsterdam, 545ff.
- Gabinson, R. (1987): A thermodynamic model of the formation, growth, and decay of first-year sea ice. - *J. Glaciol.*, 33 (113), 105-119.

- Gammelsrod, T. & N. Slotsvik (1981): Hydrographic and current measurements in the southern Weddell Sea 1979/80. - *Polarforschung*, 51 (1), 101-111.
- Gavrilova, M.K. (1966): Radiation Climate of the Arctic. - Transl. from Russ., Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 178ff.
- Gordon, A.L. (1981): Seasonality of southern ocean sea ice. - *J. Geophys. Res.*, 86, 4193-4197.
- Gordon, A.L., C.T.A. Chen & W.G. Metcalf (1984): Winter mixed layer entrainment of Weddell Deep Water - *J. Geophys. Res.*, 89 (C1), 637-640.
- Gow, A.J. & S. Epstein (1972): On the use of stable isotopes to trace the origins of ice in a floating ice tongue. - *J. Geophys. Res.*, 88 (33), 6552-6557.
- Gow, A. J., S. F. Ackley, W. F. Weeks & J. W. Gavoni (1982): Physical and structural characteristics of Antarctic sea ice. - *Ann. Glaciol.*, 3, 113-117.
- Gube-Lenhardt, M. (1987): The meteorological data of the Georg-von-Neumayer Station for 1983 and 1984. - *Ber. zur Polarf.*, 38.
- Gube-Lenhardt, M. & F. Obleitner (1986): The meteorological data of the Georg-von-Neumayer Station for 1981 and 1982. - *Ber. zur Polarf.*, 30.
- Hanley, T. O'D. & G. Tsang (1984): Formation and properties of frazil in saline water. - *Cold Regions Science and Technology*, 8, 209-221.
- Hellmer, H.H. (1989): Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis. - *Ber. zur Polarf.*, 60.
- Hellmer, H.H. und M. Bersch (1985): The southern Ocean. - *Ber. zur Polarf.*, 26, 115ff.
- Herman, G.F. (1986): Arctic Stratus Clouds. - In: Untersteiner, N. (ed.), *The Geophysics of Sea Ice*, Plenum Press, London, 465-488.
- Hibler III, W.D. & S.F. Ackley (1982): On modelling the Weddell Seapack ice. - *Ann. Glaciol.*, 3, 125-130.
- Hibler, W.D. III & S.F. Ackley (1983): Numerical simulation of the Weddell Sea pack ice. - *J. Geophys. Res.*, 88 (C5), 2873-2887
- Hinze, H. (1989): Zum Einsatz von Satelliten-Positionierungsverfahren für glaziologische Aufgaben in der Antarktis. - Dissertation, Institut für Erdmessung der Universität Hannover, Hannover.
- Hobbs, P.V. (1974): *Ice physics*. - Clarendon Press, Oxford.
- Hoyer, M. (1983): Auswertung glaziologisch-geophysikalischer Messungen auf dem Ekström-Schelfeis. - Diplomarbeit, Münster.
- Ifag (1989): Ekströmisen, SR 29-30, Antarktis. - Institut für Angewandte Geodäsie, Frankfurt am Main.
- Inoue, M., Y. Yamauchi & T. Ebinuma (1988): Mechanical properties of Antarctic sea ice. - Proc. of the 9th IAHR Symposium on Ice, Sapporo, Japan, Vol. 1, 162-176.
- Ishikawa, N., S. Kobayashi, T. Ohata & S. Kawaguchi (1982): Heat balance studies near Syowa Station, East Antarctica. - *Mem. Nat. Inst. Pol. Res.*, Special Issue No. 24, Tokyo, 234-242.
- Jacobs, S.S., R.G. Fairbanks & Y. Horibe (1985): Origin and evolution of water masses near the Antarctic continental margin: evidence from $H_2^{18}O/H_2^{16}O$ ratios in seawater. - In: Jacobs, S.S. (ed.), *Oceanology of the Antarctic continental shelf*, *Antarct. Res. Ser.*, 43, 59-85.
- Jenkins, A. & C.S.M. Doake (1988): Basal mass balance along a flow line on Ronne Ice Shelf, Antarctica (Abstract). - *Ann. Glaciol.*, 11, 201.

- Jessberger, H.L. & K.H. Bässler (1983): Bericht der Gruppe "Ingenieurglaziologie" über die Arbeiten während der Expedition 1982/83 an der Georg-von-Neumayer Station. - Ber. zur Polarf., 13, 49-66.
- Jouzel, J. and L. Merlivat (1984): Deuterium and Oxygen 18 in precipitation: Modeling of the isotopic effects during snow formation. - J. Geophys. Res., 89 (D7), 11749-11757.
- Kaul N. & A. Unterschütz (1988): Bericht der "schweren Geophysik". - Ber. zur Polarf., in Vorbereitung.
- Kempema, E.W., E. Reimnitz & R.E. Hunter (1986): Flume studies and field observations of the interaction of frazil ice and anchor ice with sediments. - U.S. Geological Survey Report 86-515, 48ff.
- Kobarg, W. (1988): Die gezeitenbedingte Dynamik des Ekström-Schelfeises, Antarktis. - Ber. zur Polarf., 50.
- Koch, C. (1986): Numerische Simulation der Wechselwirkung zwischen Meereis und Atmosphäre im Bereich der Weddellsee. - Dissertation, Meteorologisches Institut der Universität Bonn, 108ff.
- Kohnen, H. (1981): Antarktis Expedition. - G. Lübbe Verlag, Bergisch Gladbach.
- Kottmeier, C. (1988): Atmosphärische Strömungsvorgänge am Rande der Antarktis. - Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Band 33, 153ff.
- Kuhn, W. & M. Thürkauf (1958): Isotopentrennung beim Gefrieren von Wasser und Diffusionskonstanten von D und ^{18}O im Eis. - Helv. Chim. Acta, 41, 110, 938-971.
- Lange, M.A. (1988): Basic properties of Antarctic sea ice as revealed by textural analysis of ice cores. - Ann. Glaciol., 10, 95-101.
- Lange, M.A., S.F. Ackley, P. Wadhams, G.S. Dieckmann & H. Eicken (1989): Development of the sea ice in the Weddell Sea, Antarctica. - Ann. Glaciol., 12, 92-96.
- Lehmann M. (1987): Experimentelle Bestimmung von Isotopenfraktionierungsfaktoren beim Gefrieren von Wasser sowie bei der Diffusion von CO_2 . - Lizentiatsarbeit, Phys. Inst. Univ. Bern, Abt. für nukleare Geophysik, Bern.
- Lemke, P., E.W. Trinkl & K. Hasselmann (1980): Stochastic dynamic analyses of polar sea ice variability. - J. Phys. Oceanogr., 10, 2100-2120.
- Lemke, P., W.B. Owens & W.D. Hibler III (1989): A coupled sea ice-mixed layer-pycnocline model for the Weddell Sea. - Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report No. 28, Hamburg.
- Lewis, E.L. & R.G. Perkin (1983): Supercooling and energy exchange near the Arctic Ocean surface. - J. Geophys. Res., 88 (C12), 7681-7685.
- Lewis, E.L. & R.G. Perkin (1985): Winter oceanography of McMurdo Sound. - In: Jacobs, S.S. (ed.), Oceanology of the Antarctic Continental Shelf, Antarct. Res. Ser., 43, 145-165.
- Lewis, E.L. & R.G. Perkin (1986): Ice pumps and their rates. - J. Geophys. Res., 91 (C10), 11756-11762.
- Lewis, E.L. & W.F. Weeks (1971): Sea ice: some polar contrasts. - In: Deacon, G. (ed.), Symposium on Antarctic ice and water masses, Tokyo, Japan, Scientific Committee on Antarctic Research, 23-34.
- Liljequist, G.H. (1956): Energy exchange of an Antarctic snowfield. - Norwegian-British-Swedish Antarctic Exped. 1949-52, Sci. Res., Vol. II, Part 1, Norsk Polar Inst., Oslo.

- Limbert, D.W.S (1970): The thermal balance of sea ice at Halley Bay. -In: Symposium on Antarctic Glaciological Exploration (ISAGE) (Hanover, New Hampshire, 1968), IAHS Publ. No. 86, 520-541.
- Lindsay, R.W. Wind and temperature profiles taken during the arctic lead experiment. - M.S. thesis, Dep. of Atmos. Sci., Univ. of Wash., Seattle, Wash..
- Littlepage, J.L. (1965): Oceanographic investigations in McMurdo Sound. - In: Biology of the Antarctic Seas II, Antarc. Res. Ser., 5, AGU, 1-37.
- Marschall, H.-P. (1988): The overwintering strategy of Antarctic krill under pack-ice. - Pol. Biol., 129-135.
- Marsal, D. (1989): Finite Differenzen und Elemente. - Springer-Verlag, Berlin, 300ff.
- Martin, S. (1981): Frazil ice in rivers and oceans. - Annual Review of Fluid Mechanics, 13, 379-397.
- Maykut, G.A. (1978): Energy exchange over young sea ice in the Central Arctic. - J. Geophys. Res., 83, 3646-3658.
- Maykut, G.A. (1982): Large-scale heat exchange and ice production in the Central Arctic. - J. Geophys. Res., 87 (C10), 7971-7984.
- Maykut, G.A. (1986): The surface heat and mass balance. - In: Untersteiner, N. (ed.), The Geophysics of Sea Ice, Plenum Press, London, 395-463.
- Maykut, G.A. & N. Untersteiner (1968): Numerical Prediction of the Thermodynamic Response of Arctic Sea Ice to Environmental Changes. - The Rand Corporation, Santa Monica, Calif., 173ff.
- Maykut, G.A. & N. Untersteiner (1971): Some results from a time-dependent thermodynamic model of sea ice. - J. Geophys. Res., 76, 1550-1575.
- Merlivat, L. & G. Nief (1967): Fractionnement isotopique lors des changements d'états solide-vapeur et liquide-vapeur de l'eau à des températures inférieures à 0 °C. - Tellus, 19 (1), 122-127.
- Moretskiy, V. N. (1965): Underwater sea ice (in Russisch). - Problemy Arktiki i Antarktiki, Vol. 19, 32-38. (Translated by D.R.B. Canada. Report No. T497R, April 1968.)
- Morgan, V.I. (1972): Oxygen isotope evidence for bottom freezing on the Amery Ice Shelf. - Nature, 238 (5364), 393-394.
- Morgan, V.I. (1982): Antarctic ice sheet surface oxygen isotope values. - J. Glaciol., 28 (99), 315-323.
- Moser, H. & W. Rauert (1980): Isotopenmethoden in der Hydrologie. - Gebrüder Bornträger-Verlag, Berlin.
- Neal, C.S. (1979): The dynamics of the Ross Ice Shelf revealed by radio echo-sounding. - J. Glaciol., 24 (90), 295-307.
- Obleitner, F. (1987): Die glazialmeteorologischen Arbeiten während der ersten Überwinterung an der Georg-von-Neumayer Station 1981/82. - Dissertation, Naturwissenschaftl. Fakultät der Universität Innsbruck, 205ff.
- O'Brien, J.J. (1974): Comments "on the use of the DuFort-Frankel Finite-Difference Approximation for Simulation of Diffusion in Geophysical Fluids". - J. Phys. Ocean., 4, 658-659
- O'Neil, J.R. (1968): Hydrogen and Oxygen isotope fractionation between ice and water. - J. Phys. Chem., 72 (10), 3683-3684.
- Paige, R.A. (1966): Crystallographic studies of the sea ice in McMurdo Sound, Antarctica. - U.S. Naval Civil Engineering Laboratory Technical Report R 494, 1-31.

- Parkinson, C.L. & W.M. Washington (1979): A large scale numerical model of sea ice. - J. Geophys. Res., 84, 311-337.
- Parkinson, C.L. (1983): On the development and cause of the Weddell polynia in a sea ice simulation. - J. Phys. Ocean., 13, 501-511.
- Piatkowski, U. (1987): Zoogeographische Untersuchungen und Gemeinschaftsanalysen an antarktischen Makroplankton. - Ber. zur Polarf., 34.
- Posey, J.C. & H.A. Smith (1957): The equilibrium distribution of light and heavy waters in a freezing mixture. - J. Americ. Chem. Assoc., 79 (1), 555-557.
- Redfield, A.C. & I. Friedman (1969): The effect of meteoric water, melt water and brine on the composition of Polar Sea water and of the deep waters of the ocean. - Deep-Sea Res., 16, 197-214.
- Reinwarth, O., W. Graf, W. Stichler, H. Moser & H. Oerter (1985): Investigations of the oxygen-18 content of samples from snow pits and cores from the Filchner-Ronne Ice Shelves and Ekström Ice Shelf. - Ann. Glaciol., 7, 49-53.
- Robin, G. de Q. (1979): Formation, flow and desintegration of ice shelves. - J. Glaciol., 24 (90), 259-271.
- Robin, G. de Q., (1983): Presentation of data. - In: Robin, G. de Q. (ed.): The climate record in polar ice sheets. Cambridge University Press, Cambridge, 94-122.
- Robin, G. de Q., C.S.M. Doake, H. Kohnen, R.D. Crabtree, S.R. Jordan & D. Möller (1983): Regime of the Filchner-Ronne ice shelves, Antarctica. - Nature, 302, 582-586.
- Robin, G. de Q. & Ch. Swithinbank (1987): Fifty years of progress in understanding ice sheets. - J. Glaciol., Special issue, 33-47.
- Schlosser, P. (1986): Helium: a new tracer in Antarctic oceanography. - Nature, 321, 233-235.
- Schwertfeger, W. (1984): Weather and Climate of the Antarctic. - Elsevier, Amsterdam, 261ff.
- Semtner, A.J. (1976): A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. - J. Phys. Ocean., 6, 379-389.
- Serikov, M. I. (1963): Structure of Antarctic sea ice (in Russisch). - Soviet Antarctic Expedition Information Bulletin, No. 39, 13-14 (In translation, Vol. 4, No. 5, 265-266).
- Spichkin, V.A. (1966): Sea water accumulation on the Antarctic fast ice (in Russisch). - Soviet Antarctic Expedition Information Bulletin, No. 59 (In translation, Vol. 6, No. 3, 235-236).
- Souchez, R.A. & J. Jouzel (1984): On the isotopic composition in Dand ^{18}O of water and ice during freezing. - J. Glaciol., 30 (106), 369-372.
- Stefan, J. (1890): Ueber die Theorie der Eisbildung, insbesondere ueber die Eisbildung im Polarmeere. - Sitzungsber., Math.-Naturwiss. Kl. Akad. Wiss. (Wien), 98 (2a), 965-983.
- Thyssen, F. (1985): First Results from Polar-2-measurements on the Filchner and Ekström ice shelves. - In: Kohnen, H. (ed.), Filchner Ronne Ice Shelf Programme, Report No. 2, Bremerhaven, Alfred-Wegener-Institut for Polar Research, 131-132.
- Thyssen, F. & K. Grosfeld (1988): Ekstrom Ice Shelf. - Ann. Glaciol., 11, 180-183.
- Thomas, R.H. (1973): The dynamics of the Brunt Ice Shelf, Coats Land, Antarctica. - Br. Antarct. Surv. Sci. Rep., 79.
- Thomas, R.H. (1979): Ice Shelves: A Review. - J. Glaciol., 24 (90), 273-286.

- Untersteiner, N. (1964): Calculations of temperature regime and heat budget of sea ice in the Central Arctic. - J. Geophys. Res., 69, 4755-4766.
- Weeks, W. F. & S. F. Ackley (1982): The growth, structure, and properties of sea ice. - U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hannover. Monograph 82-1.
- Weiss, R.F., H.G. Östlund & H. Craig (1979): Geochemical studies of the Weddell Sea, Deep Sea Res., 26A, 1093-1120.
- Weller, G. (1968a): The heat budget and heat transfer processes in Antarctic plateau ice and sea ice. - Australian National Research Expedition (ANARE), Sci. Rep., 4A, No. 102, 102ff.
- Weller, G. (1968b): Heat and energy transfer through a four-layer system: air-snow-sea ice-water. - J. Geophys. Res., 73, 1209-1220.
- Weller, G. (1980): Spatial and temporal variations in the south polar surface energy balance. - Monthly Weather Review, 108, 2006-2014.
- Wordie, J.M. (1927): Shackleton Antarctic Expedition, 1914-1917: The natural history of pack-ice as observed in the Weddell Sea. - Trans. Roy. Soc., Edin., 52, 795-829.
- Wright, C.S. & R.E. Priestley (1922): Glaciology. - British (Terra Nova) Antarctic Expedition 1910-1913, London, Harrison and Sons.
- Zotikov, I.A. (1985): The Thermophysics of Glaciers. - Reidel Publishing Company, Dordrecht.
- Zwally, H.J., J.C. Comiso, C.L. Parkinson, W.J. Campbell, F.D. Carsey & P. Gloersen (1983): Antarctic Sea Ice, 1973-1976: satellite Passive-Microwave Observations. - NASA SP-459, National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md., 206ff.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde zum überwiegenden Teil am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung in Bremerhaven angefertigt. Nach meiner Überwinterung, als sich das AWI noch im Aufbau befand, konnte ich außerdem für über ein Jahr die wissenschaftliche Infrastruktur des Meteorologischen Instituts der Ludwig Maximilian Universität in München nutzen. Allen Mitarbeitern beider Institute, die mir bei der Vorbereitung und Ausführung dieser Arbeit geholfen haben, möchte ich ganz herzlich danken.

Die Isotopenanalysen der Meer- und Unterwassereisproben wurden am Institut für Hydrologie des GSF Forschungszentrums für Umwelt und Gesundheit München, Neuherberg bzw. am Institut für Umweltforschung der Universität Heidelberg durchgeführt. Stellvertretend möchte ich mich dafür bei Wolfgang Graf und Dietmar Wagenbach bedanken.

Wesentlich zu meinem Verständnis der Isotope des Unterwassereises haben die vielen Diskussionen in Heidelberg mit Norbert Beck, Prof. Karl Otto Münnich und Dietmar Wagenbach beigetragen. Von den Gesprächen rund ums Meereiswachstum habe ich viel bei Hajo Eicken und Manfred Lange gelernt, von Hartmut Hellmer Grundlegendes über die Ozeanographie im Zusammenhang mit der Entstehung von Eis in der tieferen Wassersäule.

Den Weg in die Antarktis hat mir Ossi Reinwarth geebnet. Friedl Obleitner hat meine Aufmerksamkeit auf das Meereis gelenkt. Ohne sein Zutun hätte ich vermutlich weder die Arbeiten auf dem Meereis begonnen noch die faszinierende Welt des Meereises und der Eisberge in dem erlebten Ausmaß kennengelernt. Die Arbeiten auf dem Meereis selber waren nur durch die Mithilfe aller Mitüberwinterer möglich. Sehr oft haben mich dabei Alfons Eckstaller und Günther Ennulat begleitet. Gert König hat mir seine an der Georg-von-Neumayer-Station gemessenen meteorologischen Daten überlassen. Ihnen allen und nicht zuletzt Prof. Heinz Miller, der es mir ermöglichte, diese Arbeit zu Ende zu führen, gilt mein besonderer Dank.

Hartmut Hellmer und insbesondere Elisabeth Krenzien haben die vorliegende Arbeit gelesen und erheblich dazu beigetragen, daß sie einigermaßen lesbar wurde.

