

# **Über die Tiefenwasserausbreitung im Weddellmeer und in der Scotia-See**

## **Numerische Untersuchungen der Transport- und Austauschprozesse in der Weddell–Scotia–Konfluenz–Zone**

Dissertation  
zur  
Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
– Dr. rer. nat. –

Dem Fachbereich Physik der  
Universität Bremen  
vorgelegt von

Michael P. Schodlok  
Promotionsdatum: 02. Mai 2002

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



1. Gutachter: Prof. Dr. D. Olbers
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Bleck-Neuhaus

## THE OCEANOGRAPHER

Surprised by a congruence of mathematics and passion  
(having presumed a warrant of about two minutes)  
the young man metered the pulse of a life spent  
charting the ocean and its immensities.

Leaning into what might have been a gulf  
he warmed to a calm undercurrent nourishing potential.

Transports of water from one ocean to another,  
drought cycles, fragile ecosystems and marine habitats,  
microbiology and greenhouse: the vast unknown  
funnelled into sharp focus like a sea change.

The standing wave held back as plankton bred  
and seasons edged hungrily towards an interface.

The light changes in descent. Practicalities mattered.  
Valves regulated breathing, low frequency signals monitored  
wind speed and barometric pressure as mind relinquished  
perspective for shape; tasted colours of new dimension.

While the inverse order of local waters flowed into  
the sweep of currents gauged by older harmonies.

Precisely monitored...he swam free  
to renew touch with familiar sights:  
the regular drape of a pacified lake, the earth greening  
under fading light and ducks walking on water.

Lyn Jacobs



## Zusammenfassung

Bodennahe Wassermassen der Scotia-See werden von ventilertem Weddellmeer-Tiefenwasser (WSDW) gebildet. Die Scotia-See wiederum stellt ein wichtiges Bindeglied bei der Erneuerung der Wassermassen der globalen Tiefsee dar. Abhängig von den Bildungsprozessen und -gebieten entlang des Weddellmeeres folgen die tiefen und bodennahen Wassermassen verschiedenen Routen auf dem Weg über den Süd-Scotia-Rücken in die Scotia-See. Ein hydrostatisches Ozean-Zirkulations-Modell (BRIO1.1) mit bodenfolgenden Koordinaten wurde für die Untersuchung des Wassermassenexports aus dem Weddellmeer und deren Variabilität verwendet. Das zirkumpolare Modellgebiet konzentriert sich mit einer erhöhten Auflösung von 20 km auf das Übergangsbereich zwischen dem Weddellmeer und der Scotia-See östlich der Spitze der Antarktischen Halbinsel, dem sogenannten DOVETAIL (Deep Ocean Ventilation Trough Antarctic Intermediate Layers)-Gebiet. Im nördlichen Zweig des Weddell-Wirbels werden über den 44°W-Schnitt  $24 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  Weddellmeer-Tiefenwasser nach Osten transportiert. Die WSDW-Exportraten von  $6.4 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  weisen eine halbjährliche Variabilität von  $0.6 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  auf und können mit der atmosphärischen Zyklonenaktivität und der Stärke des Weddell-Wirbels korreliert werden. Sensitivitätsstudien, die extreme winterliche Meereisbedingungen im Weddellmeer berücksichtigen, zeigen höhere (niedrigere) Exporte in Jahren mit minimaler (maximaler) winterlicher Meereisausdehnung. Lokale Änderungen des Oberflächenschubes lassen sich mit den WSDW-Transportvariabilitäten korrelieren. Lagrangesche Partikeltrajektorien, simuliert durch sogenannte synthetische Floats, illustrieren die Ausbreitungswege aus dem inneren Weddellmeer in die Scotia-See durch die Orkney- und die Philip-Passage, die Hauptdurchstromregionen im Süd-Scotia-Rücken. Die Trajektorien bestätigen die aus neueren Beobachtungen bekannte Stromdivergenz auf dem nördlichen Kontinentalschelf, wobei ein Zweig in die Bransfieldstraße gelangt und der andere nach Osten in die Scotia-See bzw. in die Weddellmeer-Tiefsee führt. Die advective Zeitskala der Wassermassenausbreitung vom südlichen Kontinentalschelf bis in den Südatlantik wird, ohne Berücksichtigung der Verweilzeiten auf dem Schelf, auf mindestens 8 Jahre geschätzt. Mit Hilfe individueller Trajektorien wird die zwischenjährliche Variabilität des Systems verdeutlicht und eine Interpretation der beobachteten DOVETAIL-Daten ermöglicht. Die Wassermassen, die durch die Hauptpassagen des Süd-Scotia-Rückens fließen, entstammen den Kontinentalschelfgebieten des südwestlichen und südöstlichen Weddellmeeres. Jedoch scheinen auch Wassermassen, die östlich des Weddellmeeres, z.B. in der Prydz-Bay, gebildet wurden, in die Scotia-See zu gelangen.

## Abstract

The deep Scotia Sea is filled with ventilated Weddell Sea Deep Water (WSDW). This in turn is an essential contributor to the ventilation of the World Ocean abyss. Depending on the formation process and/or its location along the Weddell Sea periphery, deep and bottom water masses follow different routes to cross the South Scotia Ridge. A primitive equation, hydrostatic, ocean general circulation model (BRIOS1.1) with terrain-following coordinate is used to investigate the water mass export from the Weddell Sea. The model is circumpolar focusing on the Weddell Sea, with particularly high resolution ( $\sim 20$  km) in the DOVETAIL area. The northern limb of the Weddell Gyre exhibits an eastward Weddell Sea Deep Water transport across  $44^\circ\text{W}$  of  $24 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ . Export rates of Weddell Sea Deep Water through gaps in the South Scotia Ridge are estimated to be  $6.4 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  with a semi-annual cycle of  $\pm 0.6 \times 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ , which can be correlated to atmospheric cyclone activity and Weddell Gyre strength. Sensitivity studies considering extreme sea ice conditions in the Weddell Sea show higher (lower) exports in years of minimum (maximum) winter sea ice extent. This can be attributed to the local change of the surface stress achieved by wind and ice. Lagrangian particle trajectories, the so-called synthetic floats, illustrate the pathways of water masses from the inner Weddell Sea into the Scotia Sea through Orkney and Philip Passage, the major gaps in the South Scotia Ridge. They support the existing flow divergence known from observations on the northwestern continental shelf with one branch entering Bransfield Strait and the other continuing eastwards subsequently filling the deep Weddell and Scotia seas. The floats also highlight the interannual variability of the flow field. Water masses flowing through the major gaps originate from the southwestern and southeastern Weddell Sea continental shelves. However, water masses formed east of the Weddell Sea (e.g., Prydz Bay) also seem to feed the deep Scotia Sea, since a large portion of floats flowing northward through the gaps of the South Scotia Ridge have been in contact with the mixed layer processes outside the inner Weddell Sea. The propagation of dense water masses spreading from the southern continental shelf to the South Atlantic Ocean is estimated to be about 8 years not including residence times on the continental shelf.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>BRIOS1</b>	<b>11</b>
2.1	Das Ozeanmodell . . . . .	11
	Primitives Gleichungssystem . . . . .	11
	Modellgebiet . . . . .	13
	Bathymetrie, Inseln und Schelfeisgebiete . . . . .	14
	Modell-Initialisierung, Randbedingungen . . . . .	17
	Oberflächenantrieb (Eismodell) . . . . .	17
	Wechselwirkungen mit dem Schelfeis . . . . .	19
	Parametrisierungen kleinskaliger Turbulenz . . . . .	21
2.2	Strategie der Simulationen . . . . .	23
	Sensitivitäten im Oberflächenantrieb . . . . .	23
	Modellläufe mit BRIOS1.1 . . . . .	26
	Einschwingverhalten und Langzeitstabilität . . . . .	27
	Rechnerbedarf und -leistung . . . . .	29
2.3	Vorstudien mit BRIOS1.0 . . . . .	30
	Wassermassenimporte ins Weddellmeer . . . . .	31
	Zusammenfassung – Vorstudie . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Modell-Validierung</b>	<b>39</b>
3.1	Wassermassenverteilung . . . . .	39
3.2	Strömungsfelder . . . . .	46
	Nordöstliche Scotia-See . . . . .	50
	Frontendarstellung in BRIOS1.1 . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Transporte und Transportvariabilitäten</b>	<b>55</b>
4.1	Saisonale und zwischenjährige WSDW-Transporte . . . . .	55
	Passagen des östlichen Süd-Scotia-Rückens . . . . .	63
	Bransfieldstraße . . . . .	63
4.2	Wassermassenneubildung auf dem südlichen Kontinentalschelf . . . . .	65
4.3	Passagentransporte unter extremen Antriebsbedingungen . . . . .	67
	Wassermassenvariabilitäten . . . . .	67
	WSDW-Transporte durch Philip- und Orkney-Passage . . . . .	68
4.4	Tracerausbreitung . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Floats: Simulation der WSDW-Ausbreitung und -Herkunft</b>	<b>75</b>
5.1	Lagrangesche Darstellung . . . . .	75
	Zeitschrittwahl . . . . .	76

5.2	Ausbreitungswege über den Süd-Scotia-Rücken . . . . .	78
	Partikeldispersion . . . . .	79
	WSDW-Overflow . . . . .	82
	Zwischenjährliche Variabilität Y90 - Y92 . . . . .	86
5.3	Herkunft des "Passagenwassers" . . . . .	90
5.4	Ausbreitungszeitskalen: Weddellmeer-Südatlantik . . . . .	94
<b>6</b>	<b>Schlussbetrachtung und Ausblick</b>	<b>99</b>
<b>A</b>	<b>Gitterstruktur</b>	<b>105</b>
<b>B</b>	<b>Float-Aussetztiefen</b>	<b>106</b>
<b>C</b>	<b>Diskretisierung - vertikal und horizontal</b>	<b>107</b>
	<b>Abkürzungen</b>	<b>112</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>

---



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Bodenwasserausbreitung – Südhemisphäre . . . . .	2
1.2	Australisch-Antarktische Diskordanz und Vema-Kanal . . . . .	4
1.3	Weddellmeer und Scotia-See (Topographie und Zirkulation) . . . . .	5
2.1	Modellgitter BRIOS1.1 . . . . .	13
2.2	Modellbathymetrie . . . . .	15
2.3	Schelfeisdicke und Topographie unter den Schelfeisgebieten . . . . .	16
2.4	Meereisausdehnung SSM/I . . . . .	24
2.5	Eisausdehnung SSM/I vs. Eismodell . . . . .	25
2.6	Zeitreihen $\Theta$ , S und $E_{kin}$ . . . . .	28
2.7	FCKW-Verteilung . . . . .	31
2.8	Temperaturschnitt $72^\circ\text{O}$ . . . . .	32
2.9	Modellierte Partikeltrajektorien . . . . .	33
2.10	FCKW-Beobachtung und Anteilstracer . . . . .	34
2.11	PBW-Anteil und Transitzeit . . . . .	35
2.12	IWW-Anteil . . . . .	36
3.1	$\Theta$ -S Diagramm Referenzlauf . . . . .	40
3.2	Potentielle Bodentemperatur (Referenzlauf) . . . . .	43
3.3	Potentielle Bodentemperatur (Locarnini <i>et al.</i> , 1993) . . . . .	44
3.4	$\Theta$ - und S-Schnitt entlang Süd-Scotia Rücken . . . . .	45
3.5	$\Theta$ - und S-Schnitt durch Powell-Becken ANT XV/4 . . . . .	46
3.6	Fronten in der Scotia-See . . . . .	47
3.7	Horizontale Geschwindigkeitsverteilung (500 m) - inneres Weddellmeer . . . . .	48
3.8	Geschwindigkeitsverteilung Philip- und Orkney-Passage . . . . .	49
3.9	WSDW-Transport $44^\circ\text{W}$ . . . . .	50
3.10	$\sigma_\Theta$ entlang $24^\circ\text{W}$ und $\Theta$ -S-Diagramm . . . . .	51
3.11	Geschwindigkeitsverteilung (3000 m) - nordöstliche Scotia-See . . . . .	51
3.12	Drift des Eisbergs 9781 . . . . .	52
4.1	Weddell-Wirbel-Transport ( $40^\circ\text{W}$ ) 1985-1993 . . . . .	56
4.2	WSDW-Transport ( $44^\circ\text{W}$ ) 1985-1993 . . . . .	56
4.3	WSDW-Transporte durch Orkney- und Philip-Passage 1985-1993 . . . . .	57
4.4	$\nabla x$ ( $\tau/f$ ) ECMWF-Daten . . . . .	59
4.5	$\nabla x$ ( $\tau/f$ ) Meereismodell-Daten . . . . .	59
4.6	Zeitreihe $\nabla x$ ( $\tau/f$ ) . . . . .	60
4.7	Vertikalprofil Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur . . . . .	61
4.8	Schema: Mechanismus der Transportvariabilität . . . . .	62
4.9	Transport Bransfieldstraße . . . . .	64

4.10 Süßwassereintrag und Schmelzraten in der Periode 1985-1993 . . . . .	65
4.11 Deckschichttiefe in der Periode 1985 - 1993 . . . . .	66
4.12 $\Theta$ -S Diagramme Y90 – Y92 . . . . .	68
4.13 Transport Philip-Passage . . . . .	69
4.14 Transport Orkney-Passage . . . . .	69
4.15 Dichtedifferenz westlicher Kontinentalschelf; Schmelzraten: LIS . . . . .	70
4.16 Horizontalverteilung des Anteilstracers . . . . .	71
4.17 Anteilstracerschnitt Philip- und Orkney-Passage . . . . .	72
5.1 Standarddistanzen . . . . .	77
5.2 Mittlere Trajektorie und Kovarianz der Floats . . . . .	79
5.3 Kovarianzwerte der Hauptachsen . . . . .	80
5.4 Mittlere Tiefenlage der Floatensemble . . . . .	81
5.5 Mittlere Ausbreitungswege (LIS) . . . . .	83
5.6 Mittlere Ausbreitungszeiten (LIS) . . . . .	84
5.7 $\Theta$ -S-Diagramme Scotia-See, Weddellmeer . . . . .	85
5.8 Inter-, Intra-annuale Variabilität Frühjahr/Sommer Y90,Y92 . . . . .	87
5.8 Inter-, Intra-annuale Variabilität Herbst/Winter Y90,Y92 . . . . .	88
5.9 Parameter der zwischenjährlichen Variabilität . . . . .	89
5.10 Dichteschnitt über den Süd-Scotia-Rücken . . . . .	91
5.11 Partikelherkunft Referenzlauf . . . . .	91
5.12 Süßwassereintrag und Schmelzraten des inneren Weddellmeeres . . . . .	92
5.13 Deckschichttiefe Kontinentalschelf (Y90/Y92) . . . . .	93
5.14 Partikelherkunft Y90 . . . . .	93
5.15 Partikelherkunft Y92 . . . . .	94
5.16 Mittlere Ausbreitungswege vom südlichen Kontinentalhang . . . . .	95
6.1 WSDW-Ausbreitung und -Transporte . . . . .	101
A.1 Arakawa B- und C-Gitter . . . . .	105
C.1 $\Sigma$ Schichten . . . . .	108

# **Tabellenverzeichnis**

3.1	Wassermassen Weddellmeer . . . . .	40
4.1	Mittlere WSDW-Transporte . . . . .	73
B.1	Float-Aussetztiefen . . . . .	106
C.1	Tiefen der vertikalen Schichten ( $\Sigma$ ) . . . . .	108



# 1 Einleitung

**” ... polar exploration is at once the cleanest  
and most isolated way of having a bad time  
which has ever been devised ”**

Apsley Cherry-Garrad, 1922

Cherry-Garrad, Biologe und Teilnehmer an Sir Robert Falcon Scotts *Terra Nova*-Expedition in die Antarktis (1910–13), hatte es Anfang des 20. Jahrhunderts mit Beginn der regelmäßigen Antarktisforschung sicherlich nicht einfach, in Anbetracht des tragischen Ausgangs dieser Expedition, begeistert von der Polarforschung zu sein. Moderne Ausrüstung macht es aus heutiger Sicht Polarforschern leichter, ihren Fragestellungen in der Antarktis nachzugehen. Dennoch werden Probennahmen in antarktischen Gewässern, u.a. dem Weddellmeer, durch die Abgeschlossenheit dieser Gebiete und den vorherrschenden klimatischen Bedingungen stark erschwert. Die bis heute gesammelten *in situ*-Beobachtungsdaten und die durch Satellitentechnik gewonnenen Daten weisen jedoch auf die einzigartige und komplexe Rolle des Südpolarmeeres (einschließlich der Kryosphäre) im Weltmeer und im Klimasystem hin.

Der Ozean stellt eine Schlüsselkomponente des globalen Klimasystems dar. Seine besondere Rolle resultiert aus der Fähigkeit, große Wärmemengen zu speichern und umzuverteilen. Während mehr als 60 % des oberflächennahen Ozeans wärmere Temperaturen als 20°C aufweisen, ist der Ozean unterhalb der permanenten Temperatursprungschicht kalt und schwach geschichtet. Die Eigenschaften dieser tiefen Wassermassen entstehen in den hohen nördlichen und südlichen Breiten durch Wechselwirkungen von Ozean, Eis und Atmosphäre. Dort wird durch den starken ozeanischen Wärmeverlust an die Atmosphäre und der damit verbundenen Meereis- und Salzlakenbildung kaltes, dichtes Wasser erzeugt. Diese Wassermassen sinken in die Tiefe, breiten sich dort aus und füllen den tiefen Ozean. Die Massenerhaltung erfordert, daß Oberflächenwasser in Richtung Pol fließt, um das sich ausbreitende Tiefenwasser zu ersetzen. Diese Kopplung des oberflächennahen und des tiefen Ozeans in einer globalen (thermohalinen) Zirkulation wurde durch die sehr vereinfachte Darstellung des globalen Förderbandes (*global conveyor belt*) von Gordon (1986) und Broecker (1991) skizziert.

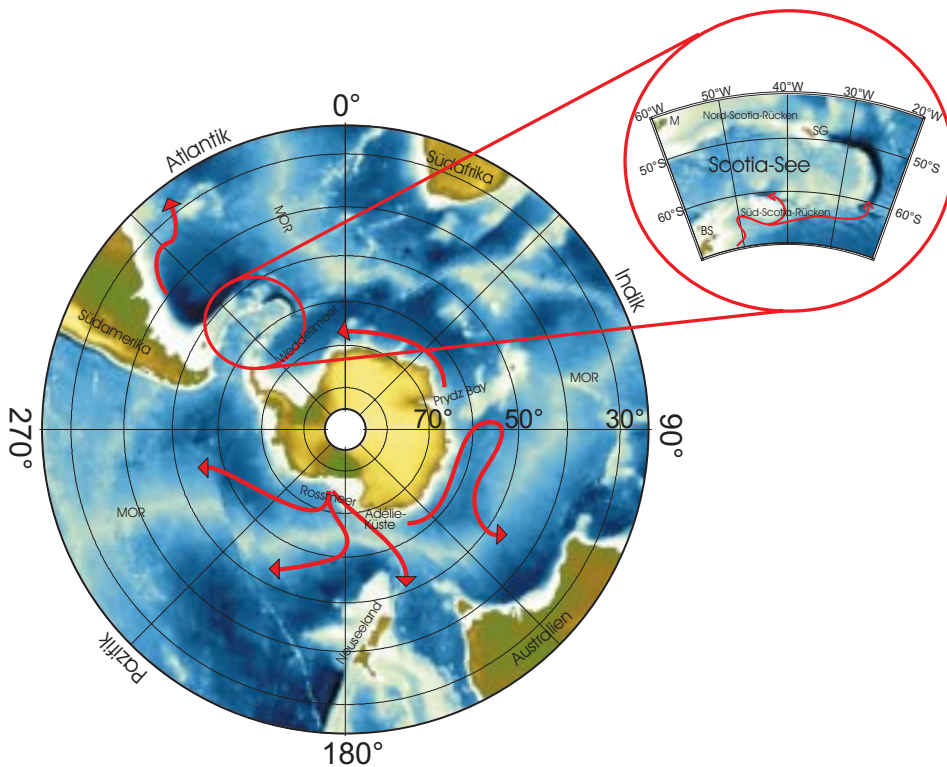
Die theoretischen Grundlagen der Tiefenzirkulation basieren auf den Arbeiten von Stommel und Arons (1960a,b). Danach wird der ozeanische Wärmehaushalt durch tiefe westliche Randströme aufrechterhalten, die kaltes, dichtes Wasser aus den polaren Regionen in niedere Breiten transportieren. Die Vorticity-Balance verlangt, daß schwache polwärtige Rezirkulationsströme im Innern der Becken durch diese tiefen, westlichen Randströme gespeist werden. Das Wasser treibt in niederen Breiten langsam in oberflächennahe Schichten auf

(Rintoul, 1991; Gordon *et al.*, 1992), von wo aus es als relativ warmes Wasser zur Kompensation des Wärmeverlustes polwärts advehiert wird und somit zum Zyklus der Umwälzbewegung beiträgt (Schmitz, 1995). Neu gebildete Tiefen- und Bodenwassermassen, die in den tiefen Ozean absinken und die Bildungsgebiete in schmalen westlichen Randströmen verlassen, sind durch ihre hydrographischen Eigenschaften, z.B. die potentielle Temperatur, leicht auf ihrem Ausbreitungsweg zu verfolgen (Warren, 1981).

Die Tiefenzirkulation ist ein wichtiger Teil der globalen thermohalinen Zirkulation. So ist es nicht nur von fundamentalem Interesse, Informationen über die allgemeine Stärke der Tiefenzirkulation zu erhalten, sondern auch über die Stärke ihrer Komponenten und deren zeitliche Variabilität, um das Bild des Klimasystems zu vervollständigen.

### **Ausbreitung des Antarktischen Bodenwassers**

Antarktisches Bodenwasser (AABW) ist die dichteste Wassermasse der thermohalinen Zirkulation der Weltmeere (Orsi *et al.*, 1999). Die Ausbreitung von AABW aus dem Südpolarmeer in die angrenzenden Ozeane ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Die Ausbreitung der Wassermassen in der Tiefsee wird durch den Einfluß der Bodentopographie maßgeblich bestimmt (Emery und Meincke, 1986).



**Abbildung 1.1:** Bodentopographie der südlichen Hemisphäre nach dem Datensatz von Smith und Sandwell (1997) und ETOPO5 (südlich von 72°S); das Konturintervall beträgt 1000 m. Die mittelozeanischen Rücken (MOR) der Ozeanbecken heben sich deutlich hervor (hell) und beschränken das Ausbreiten des AABW (rote Pfeile) nach Norden auf wenige Passagen im Südatlantischen, Südindischen und Südpazifischen Ozean. Hervorgehoben ist der Übergangsbereich zwischen dem Weddellmeer und dem Südatlantik, die Scotia-See. Abkürzungen des herausgehobenen Gebietes: BS - Bransfieldstraße, M - Falkland-Inseln und SG - Südgeorgien.

Antarktische Bodenwassermassen entstehen durch Konvektions- und Vermischungsprozesse an der kontinentalen Schelfkante der Antarktis. Durch hydrographische Beobachtungen konnten diverse Gebiete identifiziert werden, in denen potentiell eine Bodenwasser-Bildung stattfinden kann – darunter das Rossmeer, das Weddellmeer, die Prydz-Bay und das Gebiet vor der Adélie-Küste (Carmack, 1977; Rintoul, 1998; Whitworth *et al.*, 1998). Die neu gebildeten Bodenwassermassen werden nach ihren Bildungsgebieten Weddellmeer-, Rossmeer-, Prydz-Bay- und Adélie-Land-Bodenwasser genannt. Durch Vermischungen dieser Wassermassen mit dem Zirkumpolaren Tiefenwasser (CDW) und deren modifizierten Formen entsteht Antarktisches Bodenwasser. Der einzige Ort, wo das Absinken dichter Wassermassen bis zum Meeresboden durch konvektive Umwälzung beobachtet wurde, liegt in der Bransfieldstraße, der Wasserstraße zwischen der Spitze der Antarktischen Halbinsel und der Süd-Shetland-Inseln (Abbildung 1.1). Das dichte Wasser gelangt in die isolierten Becken der Bransfieldstraße zwischen 1100 m und 2800 m Tiefe (Warren, 1981).

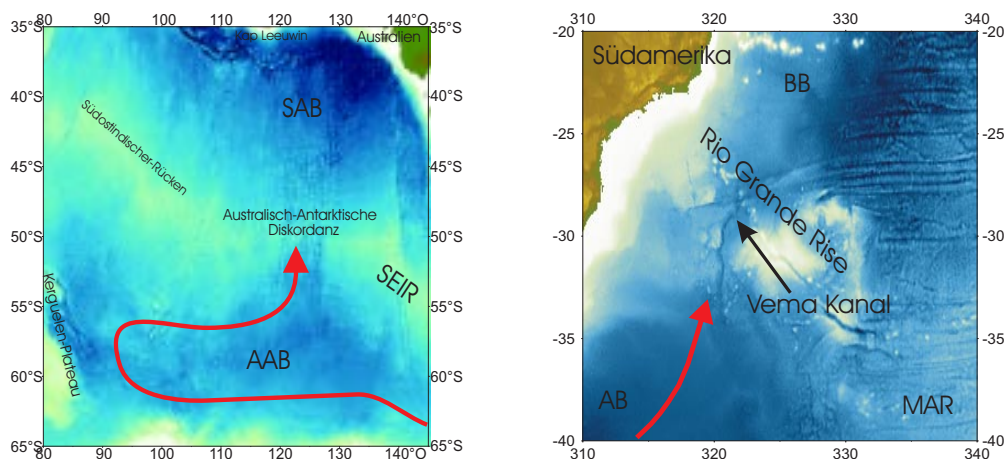
Quantitative Studien deuten auf die vorherrschende Bedeutung der atlantischen Quellen für die AABW-Bildung hin. Carmack (1977) bestimmte anhand von Wassermassenanalysen, daß etwa 70 % des AABW im Weddellmeer gebildet werden. Der Anteil der zirkumpolaren AABW-Bildung im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres reduziert sich nach Untersuchungen des ozeanischen Fluorchlorkohlenwasserstoff (FCKW)-Haushaltes von Orsi *et al.* (1999)<sup>1</sup> auf 60 %, bestätigt aber die Dominanz des Weddellmeeres.

Das gesamte Bodenwasser des Pazifischen Ozeans wird im Südpolarmeer gebildet, wobei das Rossmeer das wichtigste Bildungsgebiet ist. Der größte Teil des von dort kommenden Bodenwassers wird vom ACC und durch den Pazifisch-Antarktischen Rücken am nordwärts gerichteten Vordringen gehindert. Die Wassermassen der pazifischen Tiefsee werden deshalb nur langsam von Westen her erneuert (Whitworth *et al.*, 1999; Warren, 1981) und deren Ausbreitung erfolgt auf drei Routen (Abbildung 1.1).

Wassermassen auf der westlichen Route werden östlich von Australien durch topographische Erhebungen bei etwa 20°S blockiert, daher hat dieser Pfad außerhalb der Tasmanischen- und Korallen-See nur eine geringe Bedeutung (Tomczak und Godfrey, 1994). Dieses gilt auch für die östliche Route, auf der die entlang des Ostpazifischen Rückens in den Pazifik einströmenden Wassermassen von der Chilenischen-Erhebung bei 40°S begrenzt werden. Somit stellt die zentrale Route den Hauptweg für die Bodenwassererneuerung des Pazifischen Ozeans in niederen Breiten dar (Mantyla und Reid, 1983; Reid, 1997).

Das Bodenwasser im indischen Sektor des Südpolarmeeres, insbesondere des Australisch-Antarktischen Beckens, ist eine Mischung von Wassermassen der Adélie-Küste (130°O – 150°O) und Wassermassen des Rossmeeres (Gordon und Tchernia, 1972). Kaltes, dichtes Wasser des Rossmeerschelfs sinkt in die Tiefe, vermischt sich mit dem CDW und breitet sich nach Westen aus. Westlich der Balleny-Inseln (67°S, 160°O) ist dieses Vordringen durch tiefe Gräben möglich. Vor der Adélie-Küste werden anomal niedrige Temperaturen, relativ hohe Salzgehalte und hohe Sauerstoffgehalte beobachtet (Rintoul, 1998), so daß das in diese Region advehierte Wasser des Rossmeeres durch eine Abnahme im Salzgehalt und Anstieg im Sauerstoffgehalt charakterisiert ist (Gordon und Tchernia, 1972). Das dichte Mischwasser aus Anteilen des Rossmeeres und der Adélie-Küste wird weiter nach Westen advehiert. Das Kerguelen-Plateau bildet eine natürliche Barriere für eine weitere Ausbreitung und erzwingt eine Rezirkulation nach Nordosten. Die Australisch-Antarktische Diskordanz (Abbildung 1.2) ist die entscheidende Passage nordwärtsströmender bodennaher Wassermassen im Südostindischen Rückensystem (Mantyla und Reid, 1995). AABW wird durch diese Bruchzone mit einer Rate

<sup>1</sup>Der atlantische Sektor reicht in dieser Arbeit bis 60°O.



**Abbildung 1.2:** Links: Australisch-Antarktische Diskordanz; AABW-Export über den Südostindischen Rücken (SEIR) vom Australisch-Antarktischen Becken (AAB) ins Südaustralische Becken (SAB). Rechts: Vema-Kanal, AABW-Export vom Argentinischen Becken (AB) ins Brasilianische Becken (BB) westlich des Mittelatlantischen Rückens (MAR).

von  $4 \text{ Sv}$  ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ) in das Südaustralische Becken transportiert (Schodlok und Tomczak, 1997). Über Spalten in der Bodentopographie südlich des Kap Leeuwin (südwestlichste Landzunge Australiens) gelangt es in den östlichen Indischen Ozean.

Eine besondere Ausbreitungsregion bodennaher Wassermassen stellt der Südatlantik als deren Hauptquelle dar. Die atlantischen Becken sind unterhalb von  $4000 \text{ m}$  Tiefe mit AABW gefüllt. Dieses Wasser breitet sich nordwärts vom ACC aus und dringt in die Becken östlich und westlich des Mittelatlantischen Rückens vor. Auf der östlichen Seite wird das Vordringen des AABW zunächst vom Walvis-Rücken ( $30^\circ\text{S}$ – $20^\circ\text{S}$ ,  $0^\circ\text{O}$ – $10^\circ\text{O}$ , nordöstliche Ausrichtung) verhindert, während es auf der westlichen Seite bis weit nach Norden reicht und durch die Romanche-Bruchzone ( $0^\circ$ ,  $16^\circ\text{W}$ ) in die östlichen Becken gelangt. AABW wird im Nordatlantik bis etwa  $50^\circ\text{N}$  gefunden (Wüst, 1936; Broecker und Peng, 1982).

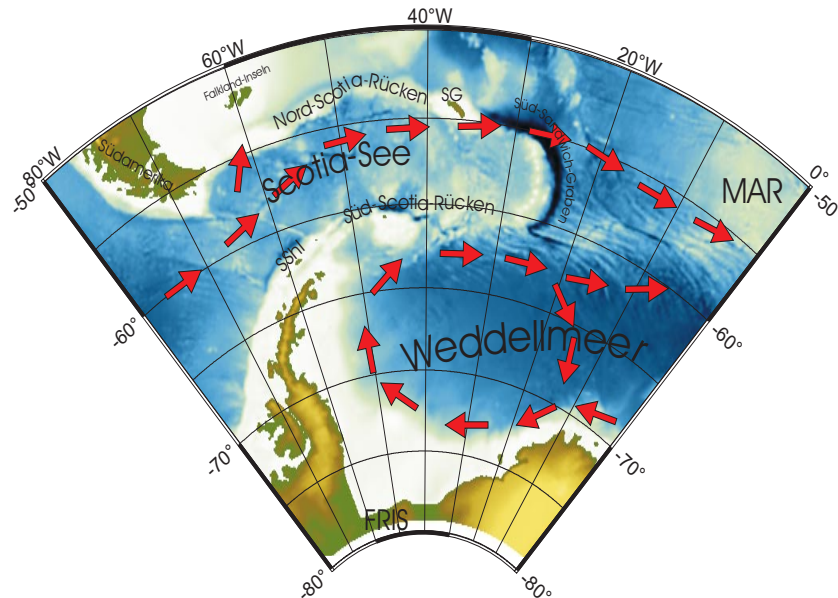
Die Rio-Grande-Erhöbung bei etwa  $30^\circ\text{S}$  trennt das Argentinische vom Brasilianischen Becken und bildet eine natürliche Barriere für das Ausbreiten des Bodenwassers. Zwei tiefe Passagen in dieser Barriere, der Vema-Kanal (Abbildung 1.2(rechts)) und der Hunter-Kanal ( $35^\circ\text{S}$ ,  $27^\circ\text{W}$ ), sind wichtig für das weitere Vordringen des Bodenwassers aus dem Südatlantik in den Nordatlantik. Der Vema-Kanal ist die tiefste Passage des südwestlichen Atlantiks, durch die ein AABW-Anteil von  $4 \text{ Sv}$  aus dem Argentinischen in das Brasilianische Becken exportiert wird (Speer und Zenk, 1993; Hogg *et al.*, 1999). Außerdem ist er der einzige Weg, den das relativ kalte Weddellmeer-Tiefenwasser als dichtester Anteil des AABW nach Norden nehmen kann und für etwa  $40 \%$  des tiefen nordwärts gerichteten Transports verantwortlich (Jungclaus und Vanicek, 1999).

### Weddellmeer

Das wichtigste Bildungsgebiet für die bodennahen Wassermassen des Atlantik ist das Weddellmeer. Das dominante dynamische Merkmal des Weddellmeeres ist, die aus zwei "Unterwirbeln" bestehende zyklonale Zirkulation des Weddell-Wirbels (Orsi *et al.*, 1993; Beckmann *et al.*, 1999). Abbildung 1.3 zeigt den westlichen "Unter"-Wirbel, während sich der östliche "Unter"-Wirbel östlich von  $0^\circ$  befindet. Die nördliche Ausdehnung des Weddell-Wirbels



stimmt mit den südlichen Grenzen des ACC überein. Im Osten reicht er weit in das Enderbybecken hinein bis etwa  $26^{\circ}\text{O}$  (Schröder und Fahrbach, 1999), während er im Westen und Süden durch die Landmassen des antarktischen Kontinents begrenzt ist (siehe auch Fahrbach und Beckmann, 2001). Der Antarktische Küstenstrom ist Teil des südlichen Astes des Weddell-Wirbels und transportiert u.a. Zirkumpolares Tiefenwasser in das innere Weddellmeer<sup>2</sup> (Fahrbach *et al.*, 1992).



**Abbildung 1.3:** Topographische Karte des atlantischen Sektors des Südpolarmeer (Konturintervall 1000 m) mit der skizzierten Darstellung der Zirkulation (Weddell-Wirbel und Antarktischer Zirkumpolarstrom). Die Bodentopographie des Weddellmeeres und der Scotia-See wurde nördlich von  $72^{\circ}\text{S}$  durch den 2'-Datensatz von Smith und Sandwell (1997) und südlich von  $72^{\circ}\text{S}$  durch den ETOPO5 (1988)-Datensatz dargestellt. Abkürzungen: FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, MAR - Mittelatlantischer Rücken, SG - Südgeorgien und SSHI - Süd-Shetland-Inseln.

Mit sogenannten transienten Tracern<sup>3</sup> können frisch belüftete Wassermassen entdeckt und verfolgt werden (Bullister und Weiss, 1988), da diese hohe Konzentrationen an FCKW mit sich führen. Der Eintrag von FCKW in die tiefen Wasserschichten erfolgt vertikal durch Konvektion und Subduktion, die laterale Verteilung durch Advektion und Vermischung. Tracerbeobachtungen entlang des Null-Grad-Schnittes zeigen zwei tief in der Wassersäule liegende Kerne mit maximaler FCKW-Konzentration. Ein Maximum befindet sich im nördlichen Teil des Schnittes an der südlichen Flanke des Mittelatlantischen Rückens (Haine *et al.*, 1998). Als Ursprung dieser Kern-Wassermasse werden für gewöhnlich die neu gebildeten Tiefen-/Bodenwassermassen des Weddellmeeres gesehen.

Fragen zum Ursprung des südlichen FCKW-Konzentrationsmaximums, das sich am antarktischen Kontinentalhang befindet, sind Gegenstand der aktuellen Forschung. Eine Rezirkulation des Tiefen- und Bodenwassers westlich des Kerguelen-Plateaus soll zur Bildung des südlichen, FCKW-haltigen Kernes beitragen (Dickson, 1994; Archambeau *et al.*, 1998). Da aber

<sup>2</sup>Das innere Weddellmeer ist der Teil des Weddellmeeres, der südlich des hydrographischen Schnittes von Kapp Norvegia zur Joinville-Insel liegt, ein Schnitt, der seit 1989 vom AWI wiederholt beprobt wird.

<sup>3</sup>Spurenstoffe mit zeitabhängiger Eintragsfunktion, die über die Grenzschicht Atmosphäre-Ozean in den Ozean eingetragen werden

der südliche eine dem nördlichen Kern ähnliche FCKW-Konzentration aufweist (Klatt *et al.*, 2002), kann er über eine Rezirkulation nicht für die Belüftung des Kernes alleine sorgen, da dann geringere FCKW-Konzentrationen zu erwarten wären.

Obwohl diverse Schelfbereiche im indischen und pazifischen Sektor des Südpolarmeeres als Tiefen- und Bodenwasserbildungsgebiete bestimmt wurden (Jacobs und Georgi, 1977), ist der Ursprung des südlichen FCKW-Konzentrationsmaximums weiterhin unbekannt, wie auch die Ausbreitungswege und Ausbreitungszeiten dieser Wassermassen. Eine ebenfalls unbekannte Größe ist die Erneuerungsrate des Weddellmeer-Tiefenwassers durch diesen belüfteten FCKW-Kern. Daher wurden in dieser Arbeit Untersuchungen zur Belüftung des Weddellmeeres durch externe Quellen und den Einfluss auf die Belüftung der Scotia-See durchgeführt.

### ***Bedeutung der Scotia-See***

Die Wassermassen, die im westlichen Randstromes entlang der Antarktischen Halbinsel strömen, gelangen in den in Abbildung 1.1 hervorgehobenen Bereich des nördlichen Weddellmeeres. In dieser Region ist die nahezu durchgehende untermeerische Verbindung zwischen der Spitze des südamerikanischen Festlandes (Feuerland) im Norden und der antarktischen Halbinsel im Süden (Abbildung 1.3) besonders auffallend. Durch Rückschlüsse aus geologischen Eigenschaften der Inselwelt und Tektonik und durch Lotungen entlang des Saums des Südantillenmeeres (Dietrich und Ulrich, 1968), das in der heutigen Literatur nur noch unter dem Namen Scotia-See zu finden ist, nannte Suess (1888) diese Struktur Süd-Antillenbogen, in Anlehnung an den nördlichen Antillenbogen zwischen Nord- und Südamerika.

Dieses untermeerische Faltengebirge, das aus Tiefen von 3000-4000 m bis auf etwa 1500 m aufsteigt und die Inselgruppen der Süd-Sandwich-, Süd-Orkney-, Süd-Shetland-Inseln und Südgeorgien umfasst, rahmt die Scotia-See mit Ausnahme des Westens ein. Östlich der Süd-Sandwich Inseln befindet sich die Meteortiefe mit 8264 m, die größte bekannte Tiefe des Südatlantiks. Die Scotia-See ist flacher als die benachbarten Becken, weshalb ihr ursprünglich keine grosse Rolle bei der Ausbreitung von dichten Bodenwassermassen, auch nicht in regionalen Zirkulationsschemata, zugewiesen wurde. Dennoch, die Topographie des gesamten Rückensystems ist sehr zerklüftet; Diskontinuitäten in dem Rückensystem spielen daher eine sehr wichtige Rolle bei der Ausbreitung des Tiefen- und Bodenwassers nach Norden (Zenk, 1981; Nowlin und Zenk, 1988; Whitworth *et al.*, 1991; Locarnini *et al.*, 1993). Im Süd-Scotia-Rücken erlauben einige tiefe Passagen (Orkney-, Philip-, Bruce-, Discovery-, Hoyer-Passage) den bodennahen Wassermassenaustausch zwischen dem Weddellmeer und der Scotia-See. Tiefe Passagen im Nord-Scotia-Rücken (Shag-Rock-Passage, Georgia-Passage) stellen die Verbindung zwischen der Scotia-See und dem Südatlantik für ventilierte Bodenwassermassen dar.

Der Bereich über dem Süd-Scotia-Rücken ist in der Literatur als Weddell-Scotia-Konfluenz (WSC) bekannt (Patterson und Sievers, 1980), in der die Wassermassen des Weddellmeeres auf die der Scotia-See treffen. Diese Konvergenz der Wassermassen führt aber nicht zu der Bildung einer Mischwasserzone, vielmehr zeigt es sich als ein Gebiet mit eigenständigen Charakteristika, wie z.B. einer kalten, homogenen Wassersäule (Patterson und Sievers, 1980). Die WSC breitet sich von der nördlichen Spitze der Halbinsel entlang des Süd-Scotia-Rückens nach Osten aus. Eine Eigenschaft der WSC sind die mit ihr verbundenen Fronten, die Scotia-Front nördlich und die Weddell-Front südlich des Süd-Scotia-Rückens (Deacon, 1937; Whitworth *et al.*, 1994). Während die umgebenden Wasser der Scotia-See und des Weddellmeeres

durch die Temperatur- und Salzgehaltmaxima des CDW bzw. des Warmen-Tiefenwassers (WDW) charakterisiert werden, ist die Schichtung der WSC schwächer, was auf eine Wassermassenbildung in der Konfluenz oder auf dem nordöstlichen Kontinentalschelf der Antarktischen Halbinsel hindeutet (Patterson und Sievers, 1980; Whitworth *et al.*, 1994). Die Wassermassen-Charakteristika der WSC schwächen sich von West nach Ost ab und können östlich des Süd-Sandwich Inselbogens bis etwa  $22^{\circ}\text{O}$  gefunden werden (Orsi *et al.*, 1993).

Das Entscheidende für die globale Ausbreitung bodennaher Wassermassen aus dem Weddellmeer ist, daß dieses Rückensystem sehr effektiv das nordwärts gerichtete Vordringen dichter Wassermassen behindert. Nach Locarnini *et al.* (1993) gelangen nur geringe Mengen an WSDW (etwa 1.5 Sv) in die Scotia-See und weiter in den Südatlantik. Jedoch haben neuere Messungen gezeigt, daß der Export von WSDW in die Scotia-See sehr viel größer ist (etwa 6.4 Sv, Naveira Garabato *et al.* (2002)).

### **BRIOS - DOVETAIL**

Um die Rolle des Süd-Scotia-Rückensystems bei der Ausbreitung von Wassermassen des Weddellmeeres zu untersuchen, wurde das internationale Forschungsprojekt DOVETAIL (**D**eep **O**cean **V**entilation **T**hrough **A**ntarctic **I**ntermediate **L**ayers) ins Leben gerufen. Das DOVETAIL – Untersuchungsgebiet entlang des westlichen Süd-Scotia-Rückens ist ein idealer Ort für das Beobachten des Ausstromes von kaltem antarktischen Wasser in den Weltozean.

Das Beobachtungsprogramm begann im Juli 1997 mit der 40-tägigen Forschungsfahrt NBP 97-5 der *RVIB Nathaniel B. Palmer*. Neben CTD/Tracer/LADCP-Schnitten wurden Verankerungen und Eisbojen ausgelegt. Die Verankerungen dieser Forschungsfahrt wurden ergänzt durch die Verankerungen des Alfred-Wegener-Instituts (AWI), die 1998 während der *Polarstern*-Fahrt *ANT XV/4* ausgelegt wurden. Zu Beginn des Jahres 2000 erfolgten Wiederholungsschnitte der vorangegangenen Fahrten auf der NApOc *Ary Rongel*-Reise AR XVIII, die jedoch auf ein längerfristiges Monitoring dieses Gebietes ausgelegt ist.

Numerische Ozean-Zirkulationsmodelle (OGCM) liefern eine umfassende dreidimensionale Beschreibung der Dynamik und Thermodynamik eines Beckens, wie z.B. dem Weddellmeer. Lagrange-Trajektorien, die in den Modellen berechnet werden können, tragen u.a. zu einem besseren Verständnis der Zirkulation und der Ausbreitung von Wassermassen bei.

In den meisten globalen und regionalen Modellen werden ozeanische Prozesse nur innerhalb eines Modellgebiets bis  $70^{\circ}\text{S}$  untersucht. In diesen Modellen ist die Beschreibung der südlichen Randbedingungen bezüglich Hydrographie und Eis nur unzureichend (siehe u.a. Barnier *et al.*, 1998). Maltrud *et al.* (1998) zeigen Simulationen, die mit einer sehr feinen horizontalen Auflösung ( $\sim 1/5^{\circ}$ ) durchgeführt wurden. Das Modellgebiet reicht bis  $77^{\circ}\text{S}$ , allerdings wird nur ein grobes Eismodell sowie eine sehr grobe vertikale Auflösung in der Tiefsee verwendet. Obwohl die DOVETAIL-Region darin gut aufgelöst ist, und der Antarktische Zirkumpolarstrom sehr gut in dem Modell dargestellt wird, machen die Autoren keine Aussagen über Wassermassentransporte aus dem Weddellmeer in die Scotia-See.

Zahlreiche Modellstudien konzentrieren sich hauptsächlich auf die Dynamik des ACC (z.B. Olbers und Wübbler, 1991; Cai und Baines, 1996; Ivchenko *et al.*, 1999; Rintoul *et al.*, 2001) und/oder das gekoppelte System Ozean-Meereis (u.a. Lemke *et al.*, 1990). Die ozeanische Zirkulation des Weddellmeeres einschließlich des Weddell-Wirbels wurde dagegen erst kürzlich modelliert (Häkkinen, 1995; Beckmann *et al.*, 1999; Timmermann *et al.*, 2002b).

Eine Modellkomponente des DOVETAIL-Projektes beinhaltet ein wirbelauflösendes Modell (Matano *et al.*, 2002). Das zirkumpolare Modellgebiet reicht bis  $75^{\circ}\text{S}$ , enthält jedoch keine In-

formationen über Wechselwirkungen mit Meer- und/oder Schelfeis. Die Autoren treffen keine Aussagen über die Wassermassenstruktur, saisonale bzw. zwischenjährliche Variabilitäten werden nicht berechnet.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Modellkomponente des DOVETAIL-Projektes ist Bestandteil der Modellfamilie BRIOS - (**B**remerhaven **R**egional **I**ce **O**cean **S**imulations). Durch die Verwendung verschiedener Modelle (Ozean - Eis - Atmosphäre) gekoppelter und ungekoppelter Art im Rahmen von BRIOS wird das Verständnis der charakteristischen Zirkulation und Wassermassenverteilung und ihrer saisonalen und zwischenjährlichen Variabilität verbessert.

Die BRIOS-DOVETAIL-Modellversion (BRIOS1.1) verwendet ein zirkumpolares Modellgitter mit einer höheren horizontalen Auflösung in der Weddell-Scotia-Konfluenz-Region, was eine deutliche Verbesserung dieser Region gegenüber anderen globalen und regionalen Modellen darstellt. Ziele der Modellierung mit BRIOS1.1 sind, die Wassermassen und Wassermassenexporte aus dem Weddellmeer in die Scotia-See genauer darzustellen und Aussagen über die Transporte und Transportvariabilitäten durch die Spalten im Süd-Scotia-Rückensystem zu treffen. Transporte dieser Art sind bislang nahezu unbekannt; die einzigen Vergleichswerte stammen aus einer älteren Arbeit von Locarnini *et al.* (1993) und aus einer Arbeit des DOVETAIL-Projektes von Naveira Garabato *et al.* (2002). Zwar wurden Änderungen charakteristischer Wassermasseneigenschaften in der Scotia-See und im Argentinischen Becken beobachtet (Meredith *et al.*, 2001; Coles *et al.*, 1996), aber Literaturangaben zu korrelierenden Variabilitäten in der WSC-Region fehlen.

Aussagen über Herkunft und Ausbreitung von Weddellmeer-Tiefen- und -Bodenwasser wurden bislang indirekt aus Wassermassenanalysen gewonnen (z.B. Carmack, 1977; Fahrback *et al.*, 1995a). Mit BRIOS1.1 können die Ausbreitung von Weddellmeer-Tiefen- und -Bodenwasser über das Rückensystem hinweg mit Hilfe modellierter Partikel-Trajektorien untersucht, das Bild der Tiefenzirkulation im Weddellmeer und der Scotia-See ergänzt und vervollständigt sowie Ausbreitungszeitskalen vom südlichen Kontinentalschelf in den Südatlantik gewonnen werden. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, mit dieser Modellstudie den beobachtenden Ozeanographen innerhalb des DOVETAIL-Projektes flächendeckende Verteilungen hydrographischer Eigenschaften und Randbedingungen zu liefern, so daß die gewonnenen punktuellen Daten im Hinblick auf räumliche und zeitliche (saisonal und zwischenjährlich) Variationen interpretiert werden können.

Im Kapitel 2 wird das BRIOS-Modell der DOVETAIL-Region vorgestellt. Mit einer hohen Auflösung in der DOVETAIL-Region gehört das Modell zu einem der detailliertesten Modelle dieser Region. Es berücksichtigt die Ozean/Eis Wechselwirkung an der Schelfeisbasis, die von den meisten Modellen vernachlässigt wird. Der Oberflächenantrieb resultiert aus einem Meereis/Deckschichtmodell (Hibler, 1979; Lemke *et al.*, 1990) und wird im Zusammenhang mit der weiteren Verwendung für Sensitivitätsstudien diskutiert.

Eine Vorstudie mit der größeren Modellversion BRIOS1.0 (Beckmann *et al.*, 1999) beleuchtet den Einfluß externer Wassermassen auf das innere Weddellmeer und die weitere Ausbreitung in die umliegenden Ozeane.

Im 3. Kapitel werden die Ergebnisse des Referenzexperiments mit BRIOS1.1 diskutiert, ein quantitativer Vergleich und eine Validierung durch relevante Beobachtungen aus dem Weddellmeer, der DOVETAIL-Region und der Scotia-See durchgeführt und die Qualität dieser Modellversion eingeschätzt.

Die atmosphärische Variabilität spiegelt sich im Oberflächenantrieb des Ozeanmodelles wider und ist mit saisonalen und zwischenjährlichen Schwankungen der Prozesse verknüpft,

die zum Wassermassenexport aus dem Weddellmeer in die Scotia-See führen. In Kapitel 4 werden die Untersuchungen bezüglich der Transporte und der Transportvariabilitäten durch die tiefen Passagen des Süd-Scotia-Rückensystems dargestellt sowie die möglichen Ursachen der Variabilität diskutiert.

Im Kapitel 5 werden Herkunft und Ausbreitungswege der im Weddellmeer gebildeten Wassermassen aufgezeigt. Die Untersuchungen erfolgen mit Hilfe Lagrangescher Partikeltrajektorien, die auch als synthetische Floats bezeichnet werden. Die sowohl vorwärts als auch rückwärts gerechneten Floats vervollständigen das Bild der Weddellmeerzirkulation.

Das letzte Kapitel enthält eine Zusammenfassung der vorgestellten Ergebnisse sowie einen Ausblick auf weiterführende Untersuchungen.

---



## 2 BRIOS1

Die Studien in der DOVETAIL-Region und im inneren Weddellmeer wurden mit einem Modell durchgeführt, das auf den sogenannten *primitiven* Gleichungen beruht. Das Modell zeichnet sich durch seine hohe horizontale Auflösung im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres, durch die integrierte Physik der Wechselwirkung Schelfeis–Ozean und die Verwendung eines Eismodells für den Oberflächenantrieb aus. In diesem Kapitel wird die Modellversion BRIOS1.1 detailliert vorgestellt.

Des Weiteren werden in diesem Kapitel Vorstudien vorgestellt, die den Einfluß des Indischen Ozeans auf das Weddellmeer und die Scotia-See beleuchten und mit der BRIOS1.0-Version durchgeführt wurden (Schodlok *et al.*, 2001).

### 2.1 Das Ozeanmodell

#### *Primitives Gleichungssystem*

Die Grundlage eines Ozean–Zirkulationsmodells (OGCM) ist die mathematische Beschreibung der dynamischen und thermodynamischen Prozesse im Ozean. Man kann den Ozean als eine Lösung betrachten, die aus Wasser und verschiedenen gelösten Substanzen besteht und die durch sieben makroskopische Größen als Funktion von Zeit und Raum beschrieben werden kann.

Um die sieben Variablen (drei Komponenten der Geschwindigkeit  $\vec{u} = (u,v,w)$ , der Druck  $p$ , die Dichte  $\rho$ , die potentielle Temperatur  $\Theta$  und der Salzgehalt  $S$ ) zu bestimmen, werden die folgenden Gleichungen benötigt:

1. - 3. Bewegungsgleichungen (Impulserhaltung)
4. Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)
5. Wärmetransportgleichung (Vereinfachung der Energieerhaltung)
6. Stofftransportgleichung (Erhaltung gelöster Substanzen)
7. Zustandsgleichung

Durch geeignete Approximationen lassen sich aus diesem Gleichungssystem die sogenannten *primitiven* Gleichungen ableiten, auf denen das numerische Modell BRIOS1.1 basiert. Als Approximationen werden die sphärische, die hydrostatische, die traditionelle und die Boussinesq- Approximation angenommen, die im folgenden kurz beschrieben werden:

sphärische: es gilt die Annahme, daß die Geopotentialflächen sphärisch sind sowie die Erdanziehungskraft nur in der dritten, der z-Komponente wirksam wird,  $\vec{g} = (0,0,g)$

hydrostatische: der vertikale Beschleunigungsterm ist klein gegenüber  $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$ .

Die hydrostatische Approximation gilt, wenn die traditionelle Approximation angenommen wird, und daraus folgt

$$\rho \cdot g = -\frac{\partial p}{\partial z}$$

traditionelle: Die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit ist klein im Vergleich zu den horizontalen Komponenten ( $\frac{W}{U} \simeq 10^{-3}$ ). Somit ist die Vertikalkomponente der Corioliskraft im Vergleich zur Gravitationskraft vernachlässigbar. Der Vektor der Winkelgeschwindigkeit reduziert sich auf  $\vec{f}=(0,0,2\Omega_z)$

Boussinesq: Die Dichteveriationen des Ozeans sind in erster Näherung klein gegenüber der Referenzdichte ( $\rho = \rho_0 + \rho'$ , wobei  $\rho' \ll \rho_0$ )

Mit diesen Annahmen erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} = - \left\{ (\nabla \times \vec{u}) \times \vec{u} + \frac{1}{2} \nabla (\vec{u}^2) \right\}_h - f \vec{k} \times \vec{u}_h - \frac{1}{\rho_0} \nabla_h p + \vec{D}^u + \vec{F}^u \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g}{\rho_0} \rho' \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{u} T) + D^T + F^T \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{u} S) + D^S + F^S \quad (2.5)$$

$$\rho = \rho(T, S, p) \quad (2.6)$$

mit

$\vec{u} = (\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t)$	Komponenten des Geschwindigkeitsvektors,
$\vec{u}_h = (\mathbf{u}, \mathbf{v})(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t)$	Horizontalkomponenten des Geschwindigkeitsvektors,
$T(x, y, z, t)$	potentielle Temperatur,
$S(x, y, z, t)$	Salzgehalt,
$\rho(x, y, z, t)$	Dichte,
$p(x, y, z, t)$	Druck,
$f$	Coriolisparameter $f = 4\pi/86400 \cdot \sin\varphi$ ; $\varphi$ -geographische Breite,
$g$	Gravitationsbeschleunigung,
$\vec{D}^u, D^T, D^S$	Diffusionsterme,
$\vec{F}^u, F^T, F^S$	Antriebsterme,
$\vec{k}$	vertikaler Einheitsvektor.

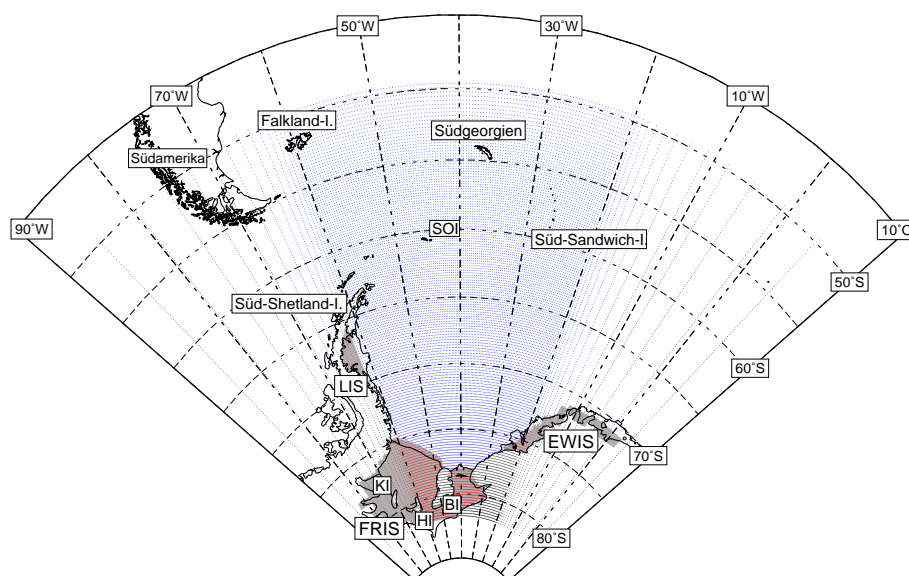
Die Herleitung dieses Gleichungssystems mit den Bewegungsgleichungen (2.1,2.2), der Kontinuitätsgleichung (2.3), der Wärmetransportgleichung (2.4), der Stofftransportgleichung (2.5) und der Zustandsgleichung (2.6) findet sich detailliert z.B. in Krauss (1973) wieder.



Die Gleichungen des Ozean-Modells wurden auf ein Arakawa C-Gitter (Mesinger und Arakawa, 1976) diskretisiert, d.h. die skalaren Variablen Temperatur und Salzgehalt werden an einem Gitterpunkt, dem Mittelpunkt der Gitterzelle, berechnet, während die Geschwindigkeitskomponenten versetzt dazu liegen:  $u$  einen halben Gitterpunkt westlich,  $v$  einen halben Gitterpunkt nördlich des skalaren Gitterpunktes. Die Gitterpunkte der vertikalen Geschwindigkeit sind mit der Lage der skalaren Gitterpunkte identisch (siehe Anhang A).

### Modellgebiet

Das Modellgebiet von BRIOS1.1 entspricht einem periodischen, zirkumpolaren Kanal zwischen  $50^{\circ}\text{S}$  und  $82^{\circ}\text{S}$ . Als Teil des DOVETAIL-Projektes ist das Modell durch eine hohe Auflösung im westlichen Teil des Weddellmeeres charakterisiert. In der Umgebung des Süd-Scotia-Rückens zwischen  $\sim 20^{\circ}\text{S}$  und  $\sim 60^{\circ}\text{W}$  beträgt die Auflösung  $20\text{ km} \times 20\text{ km}$  und nimmt langsam nach Norden (auf  $1/3^{\circ}$ ) und nach Süden (auf  $1/5^{\circ}$ ) hin ab ( $\Delta x$  zwischen  $5\text{ km}$  im Süden und  $23\text{ km}$  im Norden,  $\Delta y$  zwischen  $33\text{ km}$  im Norden und  $23\text{ km}$  im Süden). Der zonale Gitterabstand ( $0.3^{\circ}$ ) des hoch aufgelösten Gebietes nimmt innerhalb von 14 Gitterboxen auf  $5.75^{\circ}$  zu.



**Abbildung 2.1:** Der hochaufgelöste Ausschnitt des zirkumpolaren Modellgitters BRIOS1.1 mit Fokus auf die DOVETAIL-Region. Blau: Ozeanpunkte, Rot: Filchner-Ronne (FRIS), Larsen (LIS) und östliche Weddell Schelfeisgebiete (EWIS), Schwarz: Landpunkte. Abkürzungen der Inseln: BI - Berkner-Insel, HI - Henry-Eiserhebung, KI - Korff-Eiserhebung, SOI - Süd-Orkney-Inseln.

In regionalen Modellen müssen an den offenen seitlichen Rändern geeignete Randbedingungen vorgeschrieben werden, die etwas über den Zustand des restlichen Ozeans aussagen. Eine geeignete Lösung bietet die Integration eines fein aufgelösten Modells in ein grob aufgelöstes (Abbildung 2.1). BRIOS1.1 hat 194 zonale und 161 meridionale Gitterpunkte, und in der vertikalen Wassersäule existieren 24 Schichten. Eine höhere Auflösung in Oberflächennähe und am Meeresboden (siehe Abbildung C.1), mit Gitterabständen zwischen  $10$  und  $30\text{ m}$ , ermöglichen eine gute Darstellung der Prozesse der oberen und unteren Randschichten. Die horizontale Gitterauflösung von  $20\text{ km} \times 20\text{ km}$  im hochaufgelösten Bereich bedeutet

aber, daß das Modell nicht wirbelaufösend ist, da der Rossbyradius<sup>1</sup> in der DOVETAIL-Region und weiter südlich zwischen 5 und 10 km liegt. Ein wirbelaufösendes Modell wäre gerade in dem Bereich des Süd-Scotia-Rückens, dem Übergang vom Weddellmeer- zum ACC-Regime wünschenswert, scheitert in dieser Konfiguration aber an den derzeit verfügbaren Rechnerleistungen und -kapazitäten.

Als Zeitschrittverfahren wird der *Leapfrog*-Algorithmus verwendet, der mit zwei unabhängigen Zeitebenen arbeitet. Nach 19 Zeitschritten wird ein Korrekturschritt durchgeführt, der einen doppelten Eulerschritt beinhaltet, mit dem eine Divergenz der beiden Zeitebenen vermieden wird. Das *Leapfrog*-Verfahren wird angewendet, da die Lösungen nicht dispersiv sind, im Gegensatz zu den Vorwärtsverfahren, bei denen die Dispersion als zusätzliche diffusive Quelle wirkt (Rood, 1987).

Sensitivitätsstudien hinsichtlich des Zeitschrittes haben gezeigt, daß 400 Zeitschritte pro Tag (3.6 min) zu einer stabilen Lösung führen. Das *CFL-Kriterium* (siehe Haidvogel und Beckmann, 1999) ist erfüllt, da  $\frac{c\Delta t}{\Delta x} \sim 0.6$  ist. Der Einfachheit halber besteht jeder Monat des Jahres aus 30 Tagen.

Angemerkt sei hier außerdem, daß es in der Schelfeiskaverne eine lineare sigma - Koordinatentransformation<sup>2</sup>, d.h. keine höher aufgelösten Grenzschichten, gibt. Dieses Verfahren verhindert, daß ein sehr kleiner Integrationszeitschritt nötig ist.

### **Bathymetrie, Inseln und Schelfeisgebiete**

Bodentopographiedaten wurden aus dem Datensatz von Smith und Sandwell (1997)<sup>3</sup> gewonnen. Dieser Datensatz ist mit einer räumlichen Auflösung von  $2 \times 2$  Bogenminuten von  $72^\circ\text{N}$  bis  $72^\circ\text{S}$  genauer als der ETOPO5-Datensatz (NOAA, 1988), der zu Beginn des Projektes verwendet wurde. Einige Eigenschaften des Weddellmeeres im ETOPO5-Datensatz sind Artefakte (z.B. die Orkadas-Kuppen im inneren Weddellmeer), des weiteren sind Bereiche des Süd-Scotia-Rückens ungenügend aufgelöst. Südlich von  $72^\circ\text{S}$  werden Daten der AWI-Bathymetrie Gruppe (Schenke *et al.*, 1998) für den Kontinentalschelf und Daten von Johnson und Smith (1997) für die Filchner-Ronne-Schelfeiskaverne verwendet.

Neben einer bi-linearen Interpolation zur Übertragung der Bodentopographiedaten auf das Modellgitter wurden diese zusätzlich auf dem Gitter leicht geglättet (siehe r-Wert), wobei die minimale Wassersäulenmächtigkeit auf 200 m festgesetzt wurde. Die Vorgabe einer minimalen Wassersäulenmächtigkeit bedeutet, daß die vertikale Auflösung auf dem Schelf und beim Übergang in die Schelfeiskaverne<sup>4</sup> nicht zu fein wird. Eine feine vertikale Auflösung ist zwar wünschenswert, führt aber zu Einschränkungen in der Wahl des Zeitschrittes, der hauptsächlich durch die vertikale Advektion über flachen Schelfgebieten begrenzt wird.

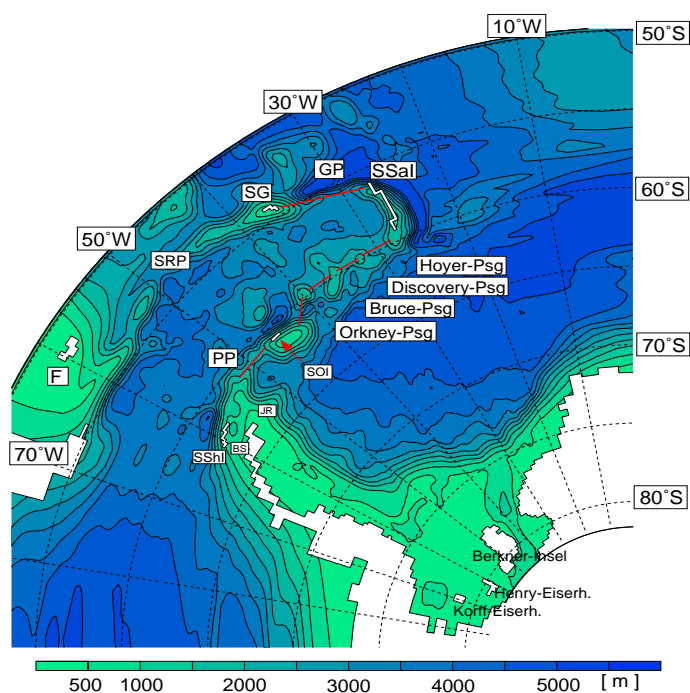
Abbildung 2.2 zeigt die Bodentopographie des hochaufgelösten Modellbereiches mit den wichtigen topographischen Merkmalen der Weddell-Scotia-Konfluenz-Zone (DOVETAIL-Region). Die wichtigsten Passagen sind die Philip-Passage ( $\sim 49^\circ\text{W}$ ) westlich des Süd-Orkney-Plateaus

<sup>1</sup>Der Rossbyradius der Deformation wird berechnet aus:  $R_D = \frac{c_n}{f}$  mit  $c_n = \frac{NH}{n\pi}$  wobei  $n=1,2,\dots$  der Wellenmode und  $N$  die Brunt-Väisälä Frequenz ist.

<sup>2</sup>Siehe Anhang C mit detaillierten Informationen über Koordinatentransformation, Diskretisierung und vertikaler Schichtenverteilung.

<sup>3</sup>Smith und Sandwell errechneten die Bodentopographiedaten mit einer Auflösung zwischen 3 und 10 km durch die Kombination aller vorhandenen Tiefenlotungen der vergangenen 30 Jahre mit hoch aufgelösten marinen Schwereinformationen, die durch die Geosat-, ERS1/2- und TOPEX/Poseidon-Altimeter gewonnen wurden (siehe auch Sandwell *et al.*, 2001).

<sup>4</sup>Wie erwähnt wurde, schneiden die s-Flächen das Schelfeisgebiet nicht, sondern werden beim Übergang in die Kaverne zusammengedrückt; ein r-Wert von 0.3 wird erlaubt.



**Abbildung 2.2:** Ausschnitt der BRIOS1.1 Modellbathymetrie (Isobathen im 500 m Intervall) in der Scotia-See und im Weddellmeer. Die topographischen Eigenschaften des Rückensystems sind durch ihre Initialen angegeben: BS - Bransfieldstraße, GP - Georgia-Passage, JR - Joinville-Rücken, PP - Philip-Passage, SRP - Shag-Rock-Passage und Psg - Passage. Die folgenden Inseln sind gekennzeichnet als: F - Falkland-Inseln, SG - Südgeorgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln, SSaI - Süd-Sandwich-Inseln, SSHI - Süd-Shetland-Inseln.

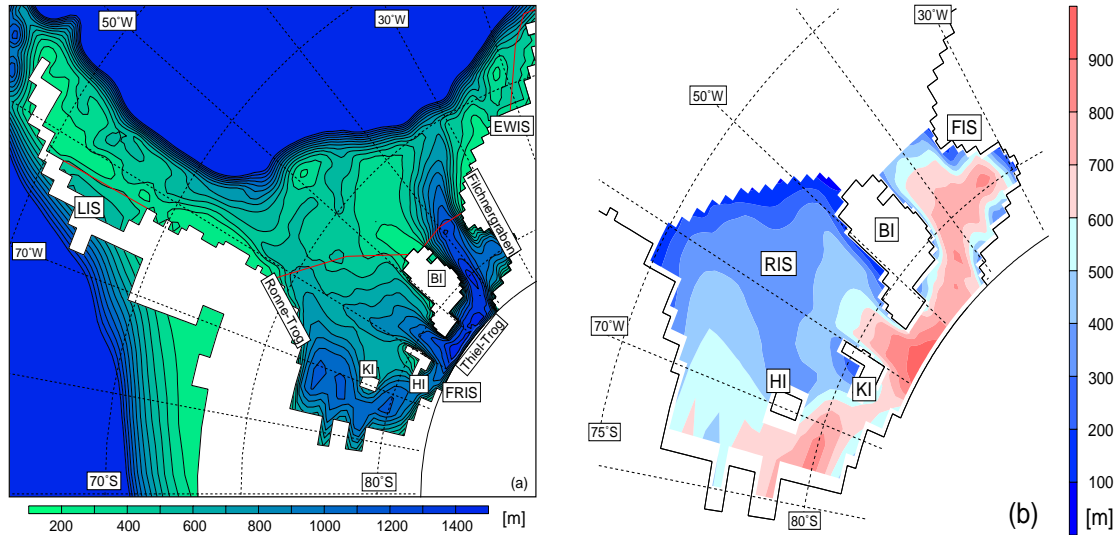
und die Orkney-Passage ( $\sim 40^\circ\text{W}$ ) östlich des Süd-Orkney-Plateaus. Drei Passagen östlich der Orkney-Passage, die Bruce-, Discovery- und Hoyer-Passagen sind potentielle Durchstromtiefen für Tiefen- und Bodenwasser. Die Georgia-Passage ist eine Öffnung im Nord-Scotia-Rücken und damit eine wichtige Verbindung der Scotia-See mit dem Georgia-Becken und dem Argentinischen Becken für die weitere Wassermassenausbreitung nach Norden.

Die Tiefe des Weddellmeerbeckens nimmt von Westen nach Osten zu, wobei Tiefen von über 5000 m erst östlich von  $20^\circ\text{W}$  gemessen wurden. Die Breite des Kontinentalschelfs im westlichen Weddellmeer, vor der Antarktischen Halbinsel, beträgt ca. 200 km. Vor dem Filchner-Ronne-Schelfeis nimmt die Breite bis auf ca. 500 km zu, wobei die Schelfeiskavernen von mehreren 100 km Länge in diese Breitenangabe nicht einbezogen werden. Die Breite des östlichen Kontinentalschelfs beträgt nur noch etwa 90 km.

Acht Inseln sind in dem Modell berücksichtigt worden; die Falkland-Inseln, die Süd-Shetland-Inseln, Südgeorgien, die Süd-Sandwich-Inseln (im Modell als ein Inselkomplex ohne Durchstrommöglichkeit), die Süd-Orkney-Inseln und am Südrand unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis die Berkner-Insel sowie die Henry- und Korff-Eiserhebungen (Abbildung 2.2). Letztere sind in der detaillierteren Abbildung 2.3a bezüglich der Topographie unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis besser zu erkennen. Alle anderen Inseln, die inner- oder außerhalb des hochaufgelösten Gebietes in der Realität existieren, werden im Modell nicht als Inseln in Form einer Landmaske, sondern als minimale Wassertiefe von 200 m repräsentiert.

Wichtig für die Ausbreitung der Wassermassen, die in die DOVETAIL-Region gelangen, ist die in Abbildung 2.3a dargestellte Bodentopographie des Kontinentalschelfs des inneren Wed-

dellmeeres (und die unter den Schelfeisgebieten) mit dem Filchnergraben unter dem Filchner-Schelfeis (FIS)<sup>5</sup>, dem Thiel-Trog südlich der Berkner-Insel (Behrendt, 1999) und dem Ronne-Trog unter dem östlichen Teil des Ronne-Schelfeisgebietes (RIS).



**Abbildung 2.3:** Modellbodentopographie auf dem südlichen Kontinentalschelf im inneren Weddellmeer und unter den Schelfeisgebieten (a); mit den Hauptmerkmalen Filchnergraben, Ronne-Trog und Thiel-Trog. (b) Schelfeisdicke des Filchner-Ronne-Schelfeisgebietes (FRIS). Abkürzungen: BI - Berkner-Insel, EWIS - östliche Weddellmeer-Schelfeisgebiete, FIS - Filchner-Schelfeis, HI - Henry-Eiserhebung, KI - Korff-Eiserhebung, LIS - Larsen-Schelfeis, RIS - Ronne-Schelfeis.

In diesem Bereich befindet sich das Bildungsgebiet von dichten Wassermassen. Einen bedeutenden Einfluß auf die Bodenwassermassenbildung hat das Filchner-Ronne-Schelfeis (siehe Kapitel 3) und damit auf die Wassermassen, die in die Tiefe absinken und durch die tiefen Passagen im Süd-Scotia-Rücken in die Scotia-See gelangen können. Das Filchner-Ronne-Schelfeis wurde mit dem zur Zeit verlässlichsten Datensatz von Johnson und Smith (1997) in das Modell eingearbeitet. Abbildung 2.3b zeigt die gefilterten Eisdicken des Filchner-Ronne-Schelfeisgebietes von der Schelfeiskante mit Eisdicken um 200 m bis zur Aufsetzlinie (*grounding line*) mit Eisdicken von mehr als 900 m. Das Filtern der Eisdicken dient der Vermeidung von Gitterskalenvariabilitäten und glättet Extremwerte von mehr als 1500 m, wie sie in Gerdes *et al.* (1999) gezeigt werden.

Die kleineren Schelfeisgebiete, darunter das Larsen-Schelfeis, die Schelfeisgebiete des östlichen Weddellmeeres (Riiser-Larsen-, Brunt-, Fimbul-Schelfeis; allgemein als EWIS bezeichnet) sowie das Amery-Schelfeis (ca. 70°O) wurden ebenfalls, allerdings weniger detailgetreu, in das Modell integriert. Die fehlenden Details lassen sich auf die ungenügende Datenqualität und -quantität der Bathymetrie und Eisdicken zurückführen sowie auf die Gitterauflösung, die im Falle des östlichen EWIS und Amery-Schelfeises sehr grob ist. Die Dicke dieser Schelfeisgebiete wird als konstant mit 200 m angenommen mit einer ebenfalls 200 m mächtigen Kavernenwassersäule.

<sup>5</sup>Der Filchnergraben zwischen 30°W und 40°W weist eine maximale Tiefe von etwa 1200 m auf. Der Graben ist durch eine ca. 600 m tiefe Schwelle am Kontinentalabhang von der Tiefsee getrennt, reicht allerdings unter dem Filchner-Schelfeis etwa bis zur Aufsetzlinie (*grounding line*).

### **Modell-Initialisierung, Randbedingungen**

Die Anfangsfelder für Temperatur und Salzgehalt stammen aus dem hydrographischen Atlas des Südpolarmeeres (HASO, Olbers *et al.* (1992)) und sind tri-linear auf das Modellgitter interpoliert. Da keine gitterartigen hydrographischen Daten unter den Schelfeisgebieten vorliegen, wurden lineare potentielle Temperatur- und Salzgehaltsprofile vorgeschrieben.

Das Modell wird aus dem Ruhezustand ( $\vec{u}=0$ ) zunächst für zwei Jahre integriert, wobei es in diesem Zeitraum stark an die Temperatur und Salzgehaltswerte des HASO gezwungen wird (*restoring*). Für diesen Zeitraum wird außerdem kein äußerer Antrieb verwendet, so daß sich die Hydrographie in den Schelfeiskavernen an den Antrieb des oberen Randes (Schelfeisbasis) und die HASO-Werte außerhalb der Kavernen angleichen kann. Danach wird die Modellzeit auf Null zurückgesetzt, das *restoring* zu HASO-Werten entfällt, und der volle Oberflächenantrieb wird verwendet.

Um das Entstehen von künstlichen Reflektionen zu vermeiden, werden in einer "Pufferzone" von 8 Gitterpunkten am nördlichen Rand die Temperaturen und Salzgehalte durch einen linearen Dämpfungsterm an die Werte der HASO-Klimatologie gekoppelt, wobei die Zeitskala zum Rand hin abnimmt.

Der nördliche Rand des Modellgebietes bei 50°S erfordert, den Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms durch die Drake-Passage vorzuschreiben (Beckmann *et al.*, 1999). Ein Transport von 130 Sv ist als sehr gute Annahme zu sehen, da Whitworth und Peterson (1985) einen mittleren Drake-Passagetransport von  $128 \pm 15$  Sv angeben, der auf geostrophischen Berechnungen basiert mit Referenz zu verankerten Strömungsmessungen. Whitworth und Peterson (1985) ermittelten auch eine maximale saisonale Schwankung von 50 Sv mit einem winterlichen Minimum. Diese zeitliche Variabilität bleibt unberücksichtigt.

Die Hälfte des vorgeschriebenen Transports von 130 Sv verläßt das Modellgebiet zwischen der Spitze von Südamerika und 26°W nach Norden. Diese 65 Sv werden im Indischen Ozean zwischen 100°E und 180°E allmählich wieder in das Modellgebiet eingespeist. Die Aus- und Einstromregionen des ACC über den nördlichen Rand des Modellgebietes hinaus sind anhand der Positionen der ACC-Fronten nach Belkin und Gordon (1996) bestimmt. Die 65 Sv stehen in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen von z.B. Peterson und Stramma (1991), die einen Transport von etwa 70 Sv im Bereich der Malvinas-Brasilstrom-Konfluenz für den nach Osten setzenden Strom angeben.

### **Oberflächenantrieb (Eismodell)**

Der Oberflächenantrieb des Ozeanmodells BRIOS1.1 besteht aus dem saisonalen Zyklus von Meeresoberflächentemperatur (SST), Süßwasserfluß und Impulseintrag, berechnet von dem *stand-alone* Meereis/Deckschicht-Modell BRIOS0.

Die dynamisch-thermodynamische Formulierung des Meereismodells basiert auf den Arbeiten von Parkinson und Washington (1979), Hibler (1979), Lemke *et al.* (1990) und Owens und Lemke (1990) und berechnet die zeitliche und räumliche Entwicklung der prognostischen Variablen Eisdicke, Bedeckungsgrad und Eisdriftgeschwindigkeit. Die Eisdicke ist das Eisvolumen pro Fläche, die über den eisbedeckten und den unbedeckten Teil der Gitterzelle gemittelt ist. Der Bedeckungsgrad wird auch Eiskonzentration genannt und ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis zwischen dem eisbedeckten Teil einer Gitterbox und deren Gesamtfläche angibt. Die Modellformulierung beinhaltet einen Oberflächenfluß der sensiblen und latenten Wärme sowie einen Oberflächenstrahlungshaushalt.

Der Deckschichtansatz bedeutet, daß das Meereismodell mit einem eindimensionalen Modell der ozeanischen Deckschicht gekoppelt ist.

Die Deckschichttemperatur als prognostische Variable dieses Teilmodells wird in eisbedeckten wie auch eisfreien Regionen des Modellgebietes durch den Oberflächenenergiehaushalt des Deckschichtmodells berechnet. Der vertikale ozeanische Wärmefluß wird durch die Simulation von *Entrainment*-Prozessen bestimmt, bei denen warmes Tiefenwasser in die Deckschicht gemischt wird.

### **Wärme- und Salzfluß**

Der Wärmefluß  $Q_{oi}$  zwischen dem Ozean und der Unterseite des Meereises ist durch die Gleichung

$$Q_{oi} = \rho_w c_{pw} \frac{H_{ML}}{\Delta t} \cdot (T_{ML} - T_f) \quad (2.7)$$

definiert.

$\rho_w$  ist die Dichte des Meerwassers,  $c_{pw}$  die spezifische Wärmekapazität des Wassers bei konstantem Druck, und  $H_{ML}$  und  $T_{ML}$  bezeichnen die Deckschichttiefe bzw. -temperatur.  $T_f$  ist die konstante Gefrierpunkttemperatur und beträgt  $-1.86^\circ\text{C}$ .  $\Delta t$  ist der für BRIOS0 auf 6 Stunden gesetzte Zeitschritt. Solange die Gitterzelle Eis enthält, ist die Deckschichttemperatur im Gleichgewicht mit der Gefrierpunkttemperatur von Meerwasser.

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

### **Impulsaustausch**

Der Impulsaustausch erfolgt analog zu den Temperatur- und Salzflüssen in Form einer durch die Eisbedeckung gewichteten Mittelung des eisfreien und des eisbedeckten Gitterzellenanteils. Der Oberflächenschub des eisfreien Anteils der Gitterbox wird aus den 10 m-ECMWF-Winden  $\vec{u}_{10}$  unter Verwendung der Standard-Bulkformel

$$\vec{\tau}_a = \rho_a c_a |\vec{u}_{10}| \vec{u}_{10} \quad (2.8)$$

berechnet, wobei  $\rho_a$  die Dichte der Atmosphäre und  $c_a = 1.32 \cdot 10^{-3}$  der Widerstandskoeffizient ist.

Der Schub, der sich an der Eis-Ozean Grenzschicht bildet und dem Ozeanmodell als Antrieb dient, ist Teil der Impulsbilanz im Meereismodell und wird mit der Gleichung

$$\vec{\tau}_w = \rho_w c_w |\vec{u}_w - \vec{u}_{ice}| (\vec{u}_w - \vec{u}_{ice}) \quad (2.9)$$

berechnet.

In Gleichung 2.8 beträgt der Widerstandskoeffizient zwischen Eis und Ozean  $c_w = 3 \cdot 10^{-3}$  und  $\vec{u}_w$  und  $\vec{u}_{ice}$  sind die horizontalen Geschwindigkeiten des Ozeans und des Meereises.

Das Meereis/Deckschicht-Modell ist detailliert in Timmermann (1997) beschrieben.

### **Meereisantrieb**

BRIOS0 wird mit sechstündlichen Daten von 10 m-Wind, Bewölkung, 2 m-Lufttemperatur und der Taupunkttemperatur der ECMWF-Reanalysen von 1985 – 1993 angetrieben. Nach zweimaliger Integration dieser neunjährigen Periode ergibt sich ein quasi-stationärer saisonaler Zyklus der Meereisverteilung, so daß die Antriebsdaten aus der dritten Integrationsperiode gewonnen werden können. Dabei werden Impuls- und Süßwasserflüsse an der Meeresoberfläche als klimatologische monatliche Mittelwerte für das Referenzexperiment als Oberflächenantrieb des Ozeanmodells verwendet.

### **Diskretisierung**

Die Gleichungen des Meereismodells werden auf einem Arakawa B-Gitter diskretisiert (Mesinger und Arakawa, 1976), d.h. die skalaren Gitterpunkte für Temperatur und Salzgehalt liegen in der Mitte der Gitterzelle und die Vektorgrößen  $u$  und  $v$  liegen ebenfalls auf einem gemeinsamen Gitterpunkt, einen halben Gitterpunkt südlich des skalaren Gitterpunktes<sup>6</sup>. Die Oberflächenschübe (Windschub bei eisfreier Gitterzelle, Eisschub bei eisbedeckter Gitterzelle) werden für die Verwendung als Antriebsdaten auf die vektoriellen Gitterpunkte des Ozeanmodells linear interpoliert.

Für die Ozeanmodellläufe wurde der thermische Antrieb wie folgt implementiert: Die Meeressoberflächentemperatur wird an die linear interpolierte, monatliche mittlere Deckschichttemperatur des Meereismodells angepasst (*restoring*). Die *restoring*-Zeitskala wird proportional zur Dicke  $\Delta z_s$  der obersten Modelgitterbox (die zwischen 10 und 30 m variiert) gewählt:

$$\lambda^{-1} = 86400 m^{-1} s^{-1} \Delta z_s . \quad (2.10)$$

Im Gegensatz dazu ist der ozeanische Salzfluß  $F^S$  direkt dem Meereismodell entnommen, d.h. er entspricht dem Süßwasserfluß  $F^W$  des Meereismodells. In eisbedeckten Gebieten wird der Süßwasserfluß aus den Gefrier- und Schmelzraten des Meereises und/oder des Schnees erhalten. Gitterboxen mit offener Wasserfläche erhalten den Süßwasserfluß über die Niederschlagsrate von  $0.35 \text{ m a}^{-1}$  (Parkinson und Washington, 1979), die zeitlich und räumlich im gesamten Modellgebiet konstant ist.

Zusätzlich wird ein schwaches *restoring* (mit einer Zeitskala von 300 Tagen) zu den Oberflächen-Salzgehalten der sommerlichen HASO-Werte angewendet.

### **Wechselwirkungen mit dem Schelfeis**

In der BRIOS1.1 Modellversion wird die Wechselwirkung des Ozeans mit den Schelfeisgebieten explizit berücksichtigt. Schelfeisgebiete stellen die Auslaßgebiete der großen Eisschilde dar. Die aus der Wechselwirkung resultierenden Schmelz- und Anfrrierprozesse sind die Quellen für Wärme- und Salztransporte, die zur Modifikation der Schelfwassermassen in großem Maße beitragen.

Die Wärme- und Salzgehaltsbeziehungen an der Ozean-Schelfeisgrenze werden durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\rho_i(L - c_{pi}\Delta T)\dot{h} = \rho c_{pw}\gamma_T(T_b - T_w) \quad (2.11)$$

<sup>6</sup>Gitterstruktur siehe Abbildung A.1 in Anhang A

$$\rho_i S_b \dot{h} = \rho \gamma_S (S_b - S_w) \quad (2.12)$$

$$T_b = 0.0939^\circ\text{C} - 0.057^\circ\text{C} \cdot S_b + 7.61 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C} \cdot m^{-1} \cdot h \quad (2.13)$$

mit

L	latente Schmelzwärme, $L = 3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$ ,
$c_{pi}$	spezifische Wärme von Eis <sup>7</sup> , $c_{pi} = 2000 \text{ J (kg }^\circ\text{C)}^{-1}$ ,
$\dot{h}$	$\frac{dh}{dt}$ Schelfeis-Gefriertrate,
$c_{pw}$	spezifische Wärmekapazität von Wasser $c_{pw} = 4180 \text{ J (kg }^\circ\text{C)}^{-1}$ ,
$\gamma_T, \gamma_S$	turbulenter Austauschkoefizient für Wärme/Salz,
$T_b, S_b$	Temperatur/Salzgehalt an der Schelfeisunterseite,
$T_w, S_w$	Temperatur/Salzgehalt der Meeresoberfläche,
$\rho_i$	Dichte des Schelfeises; $\rho_i = 920 \text{ kg m}^{-3}$ ,
h	Tiefgang des Schelfeises (in erster Näherung gleich dem Druck p an der Schelfeisbasis).

Durch diese drei Gleichungen hat man ein geschlossenes System von drei nicht-linearen, gekoppelten Gleichungen. In diesem Ansatz wird der totale Wärmefluß über die Grenzschicht Schelfeisbasis-Meeresoberfläche hinweg berücksichtigt. Dieser setzt sich zusammen aus der Wärme, die durch Schmelzen ( $\dot{h} < 0$ ) verbraucht oder durch Gefrieren<sup>8</sup> ( $\dot{h} > 0$ ) freigesetzt wird, und dem vertikalen molekularen Wärmefluß durch das Schelfeis hindurch (siehe auch z.B. Jenkins *et al.*, 1997, Hellmer *et al.*, 1998).  $\Delta T$  stellt die Temperaturdifferenz zwischen dem jahrgangsunabhängigen Schelfeisinneren und dem *in situ*-Gefrierpunkt an der Basis dar. Das Aussüßen der Wassersäule durch Schmelzen bzw. der Salzeintrag durch das Gefrieren von Meerwasser ist proportional zum Salzgehalt  $S_b$  an der Schelfeisbasis.

Die ozeanischen Wärme- und Salzflüsse über den oberen Rand des der Schelfeisbasis nächsten Gitterbox sind proportional zu den Differenzen zwischen den Temperatur- und Salzgehaltswerten an der Grenzfläche und den *in situ*-Temperaturen und Salzgehalten des obersten Gitterpunktes der Wassersäule (in der obigen Aufzählung kurz als Meeresoberfläche bezeichnet). Die *in situ*-Gefrierpunkttemperatur an der Schelfeisbasis (Gleichung 2.13) wird aus der diagnostischen Salzbilanz für die Grenzfläche Wasser-Schelfeis berechnet.

In BRIOS1.1 bestimmt der Oberflächenschub den Impulseintrag und somit die oberflächennahen Geschwindigkeiten in den Ozean. An der Unterseite des Schelfeises bzw. an der Grenzschicht Schelfeis-Ozean findet ein Impulsentzug durch Reibung an dieser Grenzschicht statt. Von Bedeutung sind bei diesem Prozeß die Gezeiten, die aber nicht in das Modell integriert sind. Geschwindigkeiten unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis werden von Robertson *et al.* (1998) mit  $0.2 \text{ m s}^{-1}$  ( $v_{max}$ ) angegeben, so daß der Ansatz eines konstanten turbulenten Austauschkoefizienten für Wärme und Salz  $\gamma_T = 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  bzw.  $\gamma_S = 5.05 \cdot 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$  (Hellmer und Olbers, 1989) als geeignet angesehen werden kann.

Diese Vereinfachung des turbulenten Wärmeaustausches, der neben der Geschwindigkeit von der Grenzschichtdicke und einer Anzahl anderer Parameter, die die turbulenten Austauschprozesse in der Grenzschicht beschreiben, abhängt (Hellmer und Olbers, 1991; Jenkins und Bombosch, 1995), zeigt gute Ergebnisse hinsichtlich der Beschreibung der Zirkulation und der Verteilung von Schmelzen und Frieren unter dem Schelfeis (Gerdes *et al.*, 1999).

<sup>7</sup>Paterson (1994)

<sup>8</sup>Die Gefriertrate  $\dot{h}$  ist, per Definition, negativ für das Schmelzen.



Dieses nichtlineare System (Gleichungen 2.11 und 2.12) wird durch die linearisierte Gleichung der Gefrierpunkttemperatur (Gleichung 2.13) von Meerwasser nach Foldvik und Kvinge (1974) geschlossen: Durch das Substituieren von  $\dot{h}$  erhält man eine quadratische Gleichung für den Salzgehalt  $S_b$ . Dieses Gleichungssystem ist lösbar<sup>9</sup>, und die resultierenden Wärme- und Salzflüsse an der Schelfeisbasis werden verwendet, um die transformierten Gleichungen (C.6 und C.7) an der Oberfläche (als Flußrandbedingung) anzutreiben.

Vernachlässigt wird in diesem Ansatz die zeitliche Änderung des Schelfeisgebietes, d.h. trotz der Berechnung von  $\dot{h}$  findet keine Veränderung der Schelfeisdicke statt. Zusätzlich wird auf die Implementierung des zähen Fließens des Schelfeises ebenso verzichtet, wie auf das dazugehörige Kalben an der Schelfeiskante. Dies ist zulässig, da die Zeitskala des Schelfeises im Bereich von mehreren Dekaden liegt (K. Grosfeld, pers. Mitteilung), d.h. es kann angenommen werden, daß sich Fließen und Schmelzen annähernd balancieren.

### **Parametrisierungen kleinskaliger Turbulenz**

Die räumlichen Ausmaße der ozeanischen Bewegung reichen von einigen tausend Kilometern für die beckenweite Zirkulation bis zu wenigen Millimetern. Die räumliche Auflösung des Modells liegt in der Größenordnung von mehreren Kilometern in der Horizontalen und mehreren Metern in der Vertikalen, somit werden physikalische Prozesse ausgeschlossen, die sich auf Raum- und Zeitskalen befinden, die kleiner sind als die Gitterauflösung und der Zeitschritte (*sub-grid*), aber Auswirkungen auf die größeren Skalen haben. Diese Prozesse sind wichtig für das ozeanische Regime, in diesem Fall des Weddellmeeres, und müssen daher adäquat parametrisiert werden. Aufgrund der großen Anisotropie zwischen horizontaler und vertikaler Bewegungen wird zwischen der horizontalen und der vertikalen Mischung  $D^x = D^{hx} + D^{vx}$  unterschieden.

In BRIOS1.1 werden die vertikalen und horizontalen Beiträge der viskosen  $\vec{D}^{u,v}$  und der diffusen Terme  $D^{\Theta,S}$  des Gleichungssystems 2.1–2.3 mit dem harmonischen Mischungsansatz

$$D^{\Theta} = \nabla_h \left( \kappa_{\Theta}^h \nabla_h \Theta \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_{\Theta}^v \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) \quad (2.14)$$

$$\vec{D}^u = \nabla_h \left( \kappa_u^h \nabla_h \vec{u} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_u^v \frac{\partial \vec{u}_h}{\partial z} \right), \quad (2.15)$$

gelöst. In Gleichung 2.14 läßt sich  $\Theta$  durch  $S$  ersetzen.

### **vertikale Parametrisierung**

Das Weddellmeer zeichnet sich durch eine schwache Schichtung aus. Durch Meereisbildung und der damit verbundenen Salzlakenbildung nimmt die Dichte des Oberflächenwassers stark zu. Die dadurch verursachte statische Instabilität führt zur Tiefenkonvektion. Dieser Prozeß ist *sub-grid*-skalig, für den es zwei alternative Parametrisierungen in numerischen Modellen gibt:

- i) *convective adjustment* (konvektive Anpassung),
- ii) vertikale Vermischung in Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten.

Die konvektive Anpassung (z.B. Betts, 1986; Yin und Sarachik, 1994) beseitigt die statischen Instabilitäten der Wassersäule durch sofortige vertikale Vermischung. Die Parametrisierung

<sup>9</sup>Negative Salzgehalte sind unphysikalisch, d.h. dieser Teil der Lösung bleibt unberücksichtigt.

der vertikalen Vermischung von potentieller Temperatur, Salzgehalt und Impuls findet über die Änderung des lokalen vertikalen Diffusionskoeffizienten statt und wurde in BRIOS1.1 verwendet. Dabei sind die vertikale Viskosität und die vertikale Diffusion von der Richardsonzahl abhängige Funktionen nach Pacanowski und Philander (1981), die zwar für den äquatorialen Ozean entwickelt wurde, aber auch in anderen Regionen des Ozeans Anwendung findet (Large, 1998),

$$\kappa_{u,v}^v = \frac{\nu_0}{(1 + aR_i)^n} + \nu_{u,v} \quad (2.16)$$

$$\kappa_{\Theta,S}^v = \frac{\kappa_{u,v}^v}{(1 + aR_i)} + \nu_{\Theta,S} \quad (2.17)$$

mit

$$\begin{aligned} \nu_0 &= 0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} & \nu_{u,v} &= 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} & \nu_{\Theta,S} &= 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ n &= 2 & a &= 5 \end{aligned}$$

und der Richardsonzahl (Ri) als Funktion der Stabilität der Wassersäule<sup>10</sup> und der vertikalen Scherung

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (2.18)$$

Durch die schwache Schichtung reagiert die Wassersäule empfindlich auf vertikale Diffusion, so daß der Abbau von Instabilitäten schnell zu einer Homogenisierung z.B. des zentralen Weddellmeeres führen kann.

Daher wurde die Diffusion so gewählt, daß für große, vertikale Geschwindigkeitsscherungen und für eine instabile oder schwache Schichtung die Richardsonzahl klein<sup>11</sup> ist bzw. negativ für instabile Schichtungen und Vermischungsprozesse eine Schicht von etwa 30 m an einem Tag homogenisieren. Die maximale Diffusion wurde dabei auf  $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  begrenzt. Dieses bedeutet eine Mittelung über viele individuelle konvektive Schlote, die kleiner als 1 km im Durchmesser sind (Marshall und Schott, 1999), in den entsprechenden Auftriebsgebieten und Gebieten der Gitterbox, die keine konvektiven Ereignisse zeigen.

### **horizontale Parametrisierung**

Das Modellgitter ist sehr variabel in seiner horizontalen Auflösung (Abbildung 2.1), so daß die Viskositäts- und Diffusionsoperatoren mit räumlich variierenden Koeffizienten versehen sind.

Die laterale Viskosität ist eine lineare Funktion des horizontalen Gitterabstandes  $\Delta$ ,

$$\kappa_{u,v}^h = 0.1 \text{ s}^{-1} \Delta \quad (2.19)$$

Um große implizite, vertikale Diffusionen entlang den s-Koordinaten zu vermeiden, gleicht dieses einem *upstream*-Vermischungsschema entlang den Geopotentialflächen (Beckmann und Haidvogel, 1993; Barnier *et al.*, 1998).

<sup>10</sup>Die Stabilität der Wassersäule wird durch die Brunt - Väisälä-Frequenz  $N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}$  beschrieben.

<sup>11</sup>Die Richardsonzahl ist groß für stabile Schichtung und geringe vertikale Geschwindigkeitsscherungen, somit sind auch die Koeffizienten klein.

In den Grenzschichten, d.h. an der Oberfläche (außerhalb der Schelfeiskavernen) und am Boden existiert zusätzlich eine gitterzellenabhängige Hintergrunddiffusion

$$\kappa_{\Theta,S}^h = 2 \cdot 10^{-2} s^{-1} \Delta, \quad (2.20)$$

die die windinduzierte oberflächennahe Vermischung und die verstärkte Turbulenz in der Bodenreibungsschicht repräsentiert.

Ein linearer Randschichtstreß existiert an der Basis des Schelfeises. Eine konstante Hintergrundvermischung wird in der Schelfeiskaverne nicht angewendet, da es sonst einen künstlichen Austausch von Wärme und Salz über die Schelfeiskante hinaus nach Norden gäbe.

### **Bodenreibung**

Die Reibung am Meeresboden wird durch die lineare Beziehung

$$\tau_{\vec{u}_h} = \rho_0 \cdot r^b \cdot \vec{u}_h^b \quad (2.21)$$

mit der horizontalen Geschwindigkeit in der untersten Schicht des Ozeans  $\vec{u}_h^b$  und  $r^b = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$  parametrisiert.

## **2.2 Strategie der Simulationen**

### **Sensitivitäten im Oberflächenantrieb**

Änderungen der atmosphärischen und ozeanischen Bedingungen spiegeln potentielle Sensitivitäten der Meereisbedeckung wider. Die Meereismodellergebnisse, d.h. die Deckschichttemperaturen, die als Oberflächenantrieb für den Ozean dienen, wurden daher auf Extrema in der Meereisausdehnung, u.a. im Zusammenhang mit der Antarktischen Zirkumpolaren Welle (White und Peterson, 1996; Gloersen und White, 2001), untersucht<sup>12</sup>. So können Einflüsse des Meereises im Modellgebiet auf die Wassermassenbildung auf dem Kontinentalschelf des inneren Weddellmeeres und den Durchstrom der Wassermassen durch die wichtigsten Spalten und Gräben des Süd-Scotia-Rückens bestimmt werden. Verglichen werden die Positionen der Meereiskante, die (a) durch die nördliche Ausdehnung der  $-1.86^\circ\text{C}$  Isotherme der SST bestimmt und (b) anhand von Satellitenbeobachtungen ermittelt werden.

Die Satellitenbeobachtungen wurden mit dem SSM/I (Special Sensor Microwave / Imager)-Instrument gemessen und im PELICON<sup>13</sup>-Datensatz gesammelt (Heygster *et al.*, 1996). Nach der Interpolation auf das Modellgitter wurden die mittlere monatliche Meereisausdehnung und Meereisbedeckung berechnet. Unter Meereisausdehnung versteht man hier den Flächeninhalt der SSM/I Image-Pixel, die mindestens 15 % Meereiskonzentration<sup>14</sup> enthalten, unter Meereisbedeckung die Fläche, die mit Meereis von mindestens 15 % Konzentration bedeckt

<sup>12</sup>Antarktische Zirkumpolare Welle: Anomalien des Lufdruckes, der Meeresoberflächentemperatur und der Meereisausdehnung, die mit einer Wellenzahl 2 und einer Periode von 8 Jahren zirkumpolar um die Antarktis herumwandern.

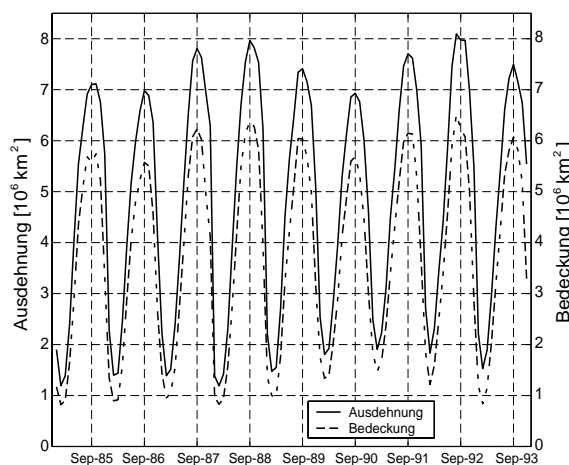
<sup>13</sup>Die Daten des SSM/I des DMSP-Satelliten (Defense Meteorological Satellite Program) wurden mit dem NASA-Team-Algorithmus (Cavalieri *et al.*, 1984) aufgearbeitet, um Meereisbedeckungen und -konzentrationen von 1987 bis 1996 zu erhalten.

<sup>14</sup>Abgesehen von der Packeiskante ist auch die Packeisdecke in Kontinentnähe nicht vollständig geschlossen. Häufig bilden sich küstenparallele Streifen, die durch ablandige Winde und Gezeiteneinwirkung eisfrei gehalten und Polynjas genannt werden.

ist, d.h. die Ausdehnung multipliziert mit der Konzentration für all die Pixel mit einer Meereiskonzentration  $\geq 15\%$ .

Im Verlauf der Monate März bis September bildet sich um die Antarktis herum eine etwa 1 m dicke Meereisschicht, die sich bis ca.  $60^\circ\text{S}$  erstreckt und zum Zeitpunkt der maximalen Meereisausdehnung eine Fläche von bis zu  $20 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  überdeckt. Zur Zeit minimaler Meereisausdehnung im Februar/März wird immer noch eine Fläche von etwa  $4 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  bedeckt; die Packeisgrenze liegt dabei im zonalen Mittel bei etwa  $68^\circ\text{S}$  (Tomczak und Godfrey, 1994). Der Jahresgang der Meereisbedeckung folgt der zeitlichen Entwicklung der Lufttemperatur mit etwa 2 Monaten Verzögerung.

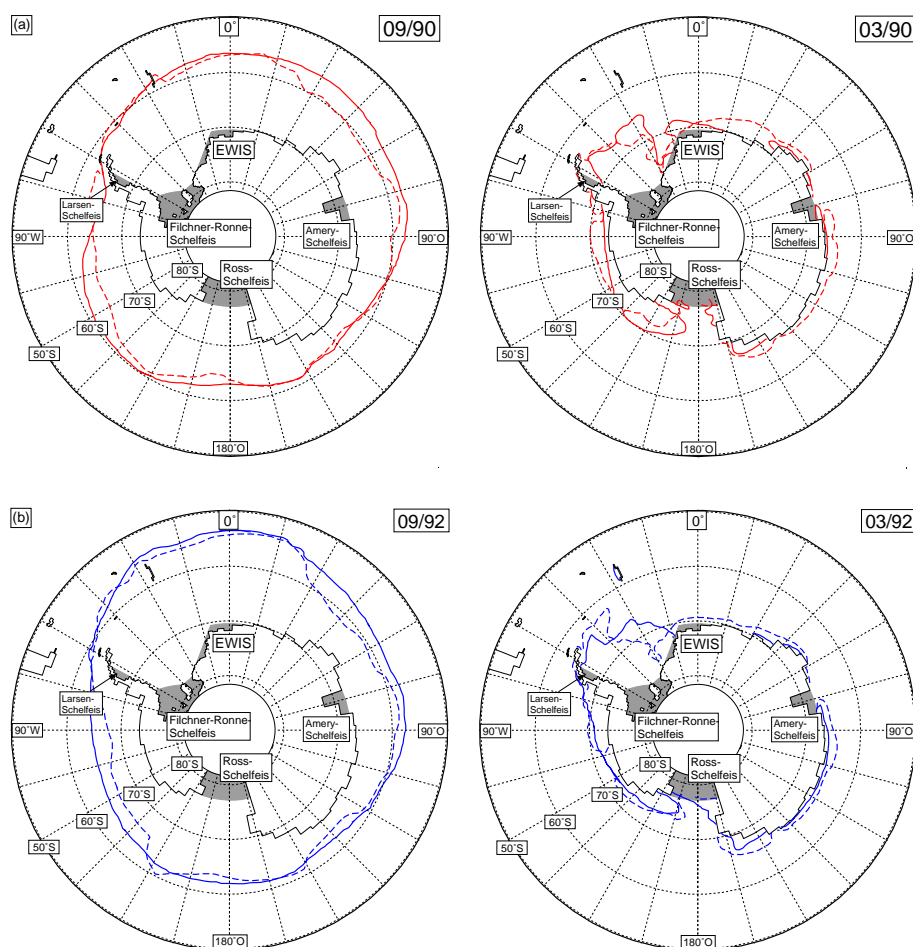
Die Abbildung 2.4 zeigt die Zeitreihe der SSM/I-Daten des hochaufgelösten Bereiches für die Jahre 1985 bis 1993 mit den jeweiligen saisonalen Minima und Maxima in der Meereisausdehnung. Extrema in der winterlichen Meereisausdehnung treten in den Jahren 1990 (Minimum der Zeitreihe) und 1992 (Maximum der Zeitreihe) auf. Die Antarktischen Zirkumpolaren Welle wird mit einer Periode von 4 Jahren in den Maxima der winterlichen Meereisausdehnung in den Jahren 1988 und 1992 und Minima der winterlichen Meereisausdehnung in den Jahren 1986 und 1990 deutlich (Abbildung 2.4). Die Maxima gehen mit einem geringen Anstieg der nördlichen, winterlichen Meereisausdehnung in der Zeitreihe einher. Watkins und Simmonds (2000) schreiben über einen positiven und statistisch signifikanten Anstieg in der zirkumpolaren Meereisausdehnung und -bedeckung im Zeitraum 1987 bis 1996. Ausserdem zeigt Hanna (2001) in der Analyse der Jahre 1987 bis 1998, daß die antarktische Meereisausdehnung, d.h. das jährliche Mittel der monatlichen Trends, um  $3.7 \pm 0.3\%$  und die Bedeckung um  $6.6 \pm 1.5\%$  zunimmt.



**Abbildung 2.4:** Zeitliche Entwicklung der mittleren monatlichen Meereisausdehnung (durchgezogene Kurve) und der Meereisbedeckung (gestrichelte Kurve) für den hochaufgelösten Bereich der BRIOS1.1-Modellversion von Januar 1985 bis September 1993. Die für die Berechnung der Meereisausdehnung und Meereisbedeckung verwendeten Daten der PELICON-Analyse wurden auf das Modellgitter interpoliert.

Die Abbildung 2.5 zeigt sowohl die horizontale Verteilung der saisonalen Meereisausdehnung der Beobachtungen als auch die nördlichste Ausdehnung der Oberflächengefrierpunktisotherme von  $-1.86^\circ\text{C}$  des Modells. Im oberen Bild sind die Ergebnisse (gestrichelt SSM/I-Daten, durchgezogen Oberflächengefrierpunkttemperatur der Deckschicht) für das Jahr 1990 und im unteren für das Jahr 1992 dargestellt. Die Asymmetrie des antarktischen Kontinents und die damit verbundenen atmosphärischen und ozeanischen Strömungen erzeugen eine

zonale Variation der Packeisgrenze. Unter dem Einfluß der Ostwinde wird das in Küstennähe gebildete Meereis nach Westen transportiert. Dies führt an der Ostküste der Antarktischen Halbinsel zur Akkumulation von Meereis und letztendlich zum Maximum in der nördlichen Meereisausdehnung im Weddellmeer. Die Modellergebnisse stimmen zum Zeitpunkt der maximalen Meereisausdehnung sehr gut mit den Beobachtungen überein, während es im Sommer größere Diskrepanzen gibt. Die Abweichungen außerhalb des feinen Gitterabschnitts sind in der größeren Auflösung des Modells und der feineren Auflösung des SSM/I-Sensors zu suchen. Die Gitterboxen können eine zonale Ausdehnung von über 400 km erreichen, während die SSM/I-Datenbreite bei 25 km liegt.



**Abbildung 2.5:** Monatliche Meereisausdehnung des Jahres 1990 (a) und 1992 (b). Die maximale Eisausdehnung wird durch den Monat September (09), die minimale Eisausdehnung durch den Monat März (03) des jeweiligen Jahres gezeigt. Die durchgezogene Linie stellt die  $-1.86^{\circ}\text{C}$  Isotherme der Deckschichttemperatur des Meereismodells dar, die gestrichelte Linie repräsentiert die Isolinie mit 15 % Meereiskonzentration der SSM/I-Daten (PELICON, Heygster *et al.* (1996)), d.h die Meereisgrenze. Schelfeisgebiete sind grau unterlegt und gekennzeichnet (EWIS - östliche Weddellmeer-Schelfeisgebiete).

Die Modellergebnisse geben die sommerliche Meereisverteilung qualitativ richtig wieder. Das westliche Weddellmeer gehört neben dem Bellingshausen- und dem Amundsenmeer sowie dem östlichen Rossmeer zu den Regionen des Südpolarmeeres, die ganzjährig von Meereis

bedeckt sind. In diesen Regionen wird mehrjähriges Eis<sup>15</sup> mit Dicken von 3 m und mehr gebildet (Strass und Fahrbach, 1998). Die ganzjährige Meereisbedeckung wird durch die Akkumulation von advehiertem Meereis aus dem östlichen Weddellmeer erzeugt. Das Packeis beschränkt sich auf den schon genannten Bereich vor der Antarktischen Halbinsel, jedoch bleibt ein Bereich vor dem nördlichen Larsen-Schelfeis unterhalb der Spitze der Antarktischen Halbinsel eisfrei. Timmermann *et al.* (2002b) zeigen, daß diese Diskrepanz zu den Beobachtungen ein Artefakt der Antriebsdaten ist. Die 2-m Lufttemperatur Daten der ECMWF-*Reanalyse* sind gegenüber den ECMWF-*Analyse*-Daten um 1°C bis 3°C erhöht. Die Folge sind Lufttemperaturen, die höher sind als die Oberflächengefrierpunkttemperatur und so den sensiblen Wärmefluß zwischen Atmosphäre und Ozean umkehren, d.h. zum Meereisschmelzen führen. Dieses spiegelt sich in den SST-Verteilungen des Meereismodells wider, d.h. in den Antriebsdaten für das Ozeanmodell, und kann sich auf das Modellverhalten auswirken, wie in Kapitel 4 gezeigt wird. Für den Zeitraum der Modellintegration ist diese Eisfreiheit an der Spitze der Antarktischen Halbinsel ein Artefakt der Antriebsdaten. Watkins und Simmonds (2000) zeigen aber, daß es einen lokalen Trend, eine Abnahme der Meereiskonzentration im westlichen Weddellmeer gibt, der die steigenden Temperaturen (Beobachtungsdaten) an der Halbinsel widerspiegelt.

Zur Zeit der maximalen Meereisausdehnung ist der antarktische Kontinent von einer kompakten Meereisdecke umgeben, deren nördliche Ausdehnung durch den Wärmetransport des ACC und den vorherrschenden westlichen Winden, d.h. durch die zonale Eisdrift, bestimmt wird. Ausgehend von dem Kern ganzjährigen Meereises vor der antarktischen Halbinsel und der südlichen Küste breitet sich das Meereis im Winter über das gesamte Weddellmeer aus. Im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres befindet sich die größte nördliche Meereisausdehnung, die im Jahr 1992 etwa 56°S und 1990 etwa 60°S erreicht. Ein Minimum in der winterlichen Meereisausdehnung befindet sich dort, wo der ACC wieder in die Nähe des Kontinents gelangt, was im Modell mit der Einspeisung am nördlichen Rand identisch ist. Nach Comiso und Gordon (1998) ist die Eiskante zu diesem Zeitpunkt 200 km vom Kontinent entfernt. Die Lage der ermittelten Eiskante ist mit einem Fehler von 10 % belegt (Comiso *et al.*, 1997), so daß im Rahmen dieser Unsicherheit die Satellitenbeobachtungen mit den Modelldaten gut übereinstimmen.

### **Modellläufe mit BRIOS1.1**

Für die Validierung des Modells wurde eine Langzeitintegration mit den monatlich gemittelten Meereismodelldaten der neunjährigen Periode 1985 bis 1993 als Oberflächenantrieb durchgeführt (diese Studie wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Referenzlauf (ref) bezeichnet).

Die Auswirkungen extremer Oberflächenbedingungen auf die Zirkulation und die Wassermassenexporte in der DOVETAIL-Region wurden in Sensitivitätsstudien mit den im vorherigen Abschnitt erwähnten Antrieben minimaler und maximaler winterlicher Meereisausdehnung in der Periode 1985 bis 1993 durchgeführt. In den nachfolgenden Kapiteln wird die Sensitivitätsstudie mit dem Antrieb des Jahres 1990, dem Jahr mit minimaler winterlicher Eisausdehnung, Y90, und die mit dem Antrieb des Jahres 1992, dem Jahr mit maximaler winterlicher Meereisausdehnung, Y92, genannt.

---

<sup>15</sup>Antarktisches Meereis besteht im Gegensatz zum arktischen Meereis hauptsächlich aus einjährigem Eis. Einjähriges Eis erreicht Dicken zwischen 0.5 m und 1 m. Der Salzgehalt ( $S \sim 9$ ) des antarktischen Meereises ist wegen des schnelleren Wachstums und des geringeren Alters größer als die Salzgehalte des arktischen Meereises (Eicken, 1992).

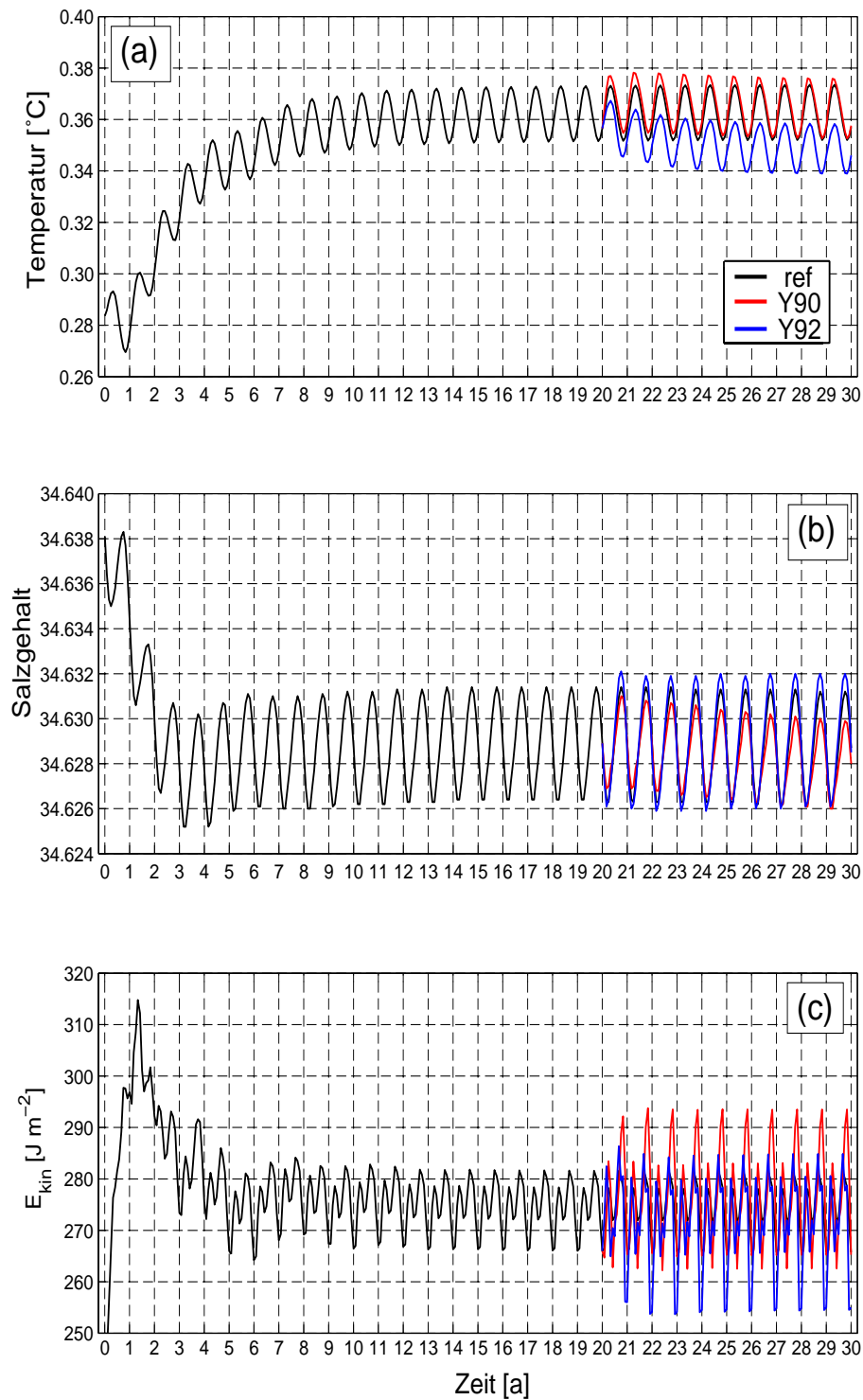
Während der Referenzlauf für 30 Jahre integriert wird, beginnen die Sensitivitätsstudien ab dem 20. Jahr des Referenzlaufes und werden für 10 Jahre integriert. Das 31. bzw. das 11. Jahr der jeweiligen Integration wurde als hochaufgelöster Datensatz (3-Tage) archiviert. Diese zeitlich hochaufgelösten Datensätze wurden sowohl für die Modellvalidierung und die Berechnung der Transporte als auch für die Berechnung von Partikeltrajektorien verwendet. In drei weiteren Modellläufen wurden künstliche Tracer in das Modellgebiet eingebracht und mit den Oberflächenantrieben des Referenzlaufes und der Sensitivitätsstudien Y90 und Y92 für 25 Jahre integriert. Die Integrationen begannen im 25. Jahr der jeweiligen Simulation. Ein ergänzender Modellauf wurde mit den monatlichen Mittelwerten des Meereismodells der neunjährigen Periode 1985 bis 1993 angetrieben. Diese Periode wurde zyklisch zweimal durchlaufen und die monatlichen Mittelwerte des zweiten Zyklus für die Analyse verwendet. Auf Grund der langen zeitlichen Dauer der Integrationen wurden keine hochaufgelösten Datensätze aus diesem Modellauf gewonnen.

### ***Einschwingverhalten und Langzeitstabilität***

Das Modellverhalten zeigt sich in den gemittelten *Tracer*werten und deren Erhaltung über den gesamten Integrationszeitraum. Die prognostischen Variablen werden über den hochaufgelösten Teil des Modellgebietes ( $82^{\circ}\text{S}$  bis  $50^{\circ}\text{S}$  und  $20^{\circ}\text{W}$  bis  $65^{\circ}\text{W}$ ) gemittelt, in dem sich Änderungen in den hydrographischen Feldern ergeben. Es sei hier noch einmal daran erinnert, daß die Modellvariablen außerhalb dieses Modellgebietes an die HASO-Klimatologie gezwungen werden.

Abbildung 2.6 zeigt die Zeitserien der volumengemittelten  $\Theta$ - und  $S$ -Werte sowie die volumintegrierte kinetische Energie pro Fläche ( $\text{J m}^{-2}$ ) für den gesamten Integrationszeitraum, d.h. 30 Jahre für den Referenzlauf und 10 Jahre für die Sensitivitätsstudien Y90 (rot) und Y92 (blau). Während die Temperatur zunächst zunimmt und sich nach etwa 15 Jahren im Gleichgewicht befindet ( $\bar{\Theta} = 0.36^{\circ}\text{C}$ ), nimmt der Salzgehalt in den ersten drei Jahren ab, bevor er wieder leicht zunimmt und ins Gleichgewicht ( $\bar{S} = 34.62$ ) einschwingt. Volumengemittelte Temperaturen zeigen einen jährlichen Anstieg von bis zu  $0.02^{\circ}\text{C}$  pro Jahr bis zum 15. Jahr. Volumengemittelte Salzgehalte nehmen mit einer Rate von  $0.004$  pro Jahr ab. Die räumliche Änderung des Tracerverhaltens wird Kapitel 3 behandelt. Zu- und Abnahme von  $\Theta$ - und  $S$ -Werten zu Beginn der Simulation stellen ein typisches Verhalten für regionale Simulationen dar. Da die HASO-Klimatologie zu den sommerlichen Werten tendiert, repräsentieren die Änderungen abweichende Modellwerte von der Klimatologie, wie sie durch Hydrographie und Oberflächenantriebsfelder hervorgerufen werden und zeigen des weiteren, die Ausrichtung des Modells zu einem wärmeren und salzärmeren Zustand.

Der Referenzlauf zeigt in Abbildung 2.6c einen rapiden Anstieg der kinetischen Energie innerhalb des ersten Jahres der Integration. Danach kommt es zu einem Abfall, bis nach dem sechsten Jahr kein zeitlicher Trend mehr festzustellen ist, abgesehen von kleineren zeitlichen Änderungen um einen Mittelwert von etwa  $274.5 \text{ J m}^{-2}$ . BRIOS1.1 zeigt eine jährliche und eine halbjährliche Periode in der kinetischen Energie, die den Oberflächenantrieb widerspiegeln. Durch die fortwährende Verwendung eines mittleren, jährlichen Antriebsdatensatzes über den Integrationszeitraum ergeben sich keine zwischenjährliche Variabilitäten. Der zeitliche Verlauf der Sensitivitätsstudien Y90 und Y92 ist ebenfalls in Abbildung 2.6c dargestellt. Beide Kurven zeigen den halbjährlichen sowie jährlichen Zyklus, wobei die Maxima beider Läufe größer und die Minima kleiner werden. Ein Gleichgewicht wird in beiden Läufen im vierten/fünften Jahr der Integration erreicht.



**Abbildung 2.6:** Zeitserien von volumengemittelter (a) potentieller Temperatur, (b) Salzgehalt und (c) volumenintegrierter kinetischer Energie pro Fläche des hochaufgelösten Bereiches des Modells vom Tag  $t_0=0$  bis Tag  $t_n = 10800$ . Die Kurve des Referenzlaufes (ref) ist in schwarz gehalten, die Sensitivitätsstudien beginnen ab dem 20. Jahr und sind für das Jahr mit minimaler Eisausdehnung (Y90 - rot) und für das Jahr mit maximaler Eisausdehnung (Y92 - blau) dargestellt.



Diese Zeitserien zeigen, daß das Modell einen Gleichgewichtszustand erreicht, und sich auch die Sensitivitätsstudien mit einer Integrationszeit von 10 Jahren einem Quasi- Gleichgewichtszustand angenähert haben.

### ***Rechnerbedarf und -leistung***

Die BRIOS1.1-Modellversion wurde auf dem Parallelrechner Cray - T3E des AWI mit 16 bzw. 8 Prozessoren gerechnet. Die 16 Prozessoren wurden für die online-Rechnungen des Referenzlaufes und der Sensitivitätsstudien verwendet, die 8 Prozessoren für die offline-Rechnungen der Float-Studien. Die benötigte Rechenzeit für einen Modellmonat (30 Tage) beläuft sich auf etwa 4 Stunden CPU-Zeit. Die offline Rechenzeit beträgt dagegen für 1 Modelljahr nur etwa 3.25 h CPU-Zeit. Das Modell kann auch auf 32 Prozessoren gerechnet werden, was die benötigte CPU-Zeit zwar auf etwa 2 h verringert, aber einen Anstieg der Wartezeit vor dem Abarbeiten bedeutet. Die Modellversion mit dem elliptischen Löser MUD2 benötigte etwa 8.5 h CPU-Zeit für 30 Modelltage. Das Meereismodell BRIOS0 benötigt 1 h CPU-Zeit für 30 Tage auf dem Vektorrechner CRAY J90 des AWI. Der hier beschriebene sehr große Verbrauch an Rechenzeit, verbunden mit der Gittergröße, ist ein Grund, warum diese Modellversion eine stand-alone-Ozeanmodellversion ist.

---

## 2.3 Vorstudien mit BRIOS1.0

### Ozeanmodell

Mit dem Ozeanmodell BRIOS1.0 wurden Studien zum WSDW-Einstrom im östlichen Weddellmeer durchgeführt. Es gehört ebenfalls zu der Familie der hydrostatischen Ozean-Zirkulationsmodelle primitiver Gleichungen innerhalb des BRIOS-Projektes. Die Modellkonfiguration besteht aus einem zirkumpolaren Modellgebiet, das von 50°S bis 82°S reicht und sowohl die flachen Schelfgebiete als auch die Kavernen unter den Schelfeisgebieten beinhaltet. Das horizontale Gitter des Modells konzentriert sich mit einer horizontalen Auflösung von 1.5° in zonaler und  $1.5^\circ \cos\phi$  in meridionaler Richtung auf das Weddellmeer. Außerhalb des Weddellmeersektors steigt der zonale Gitterabstand allmählich auf 6.75° an. Ein 'stand-alone' Meereis/Deckschicht-Modell, beschrieben im Abschnitt 2.1, wurde mit ECMWF-Reanalyse-Daten der Jahre 1985 bis 1993 angetrieben. Die Eismodellergebnisse, gemittelt zu einem 'Klimatologischen' Jahr, stellen die Oberflächenantriebe (Oberflächenschubspannungen, Salzflüsse, Deckschichttemperatur) des Ozeanmodells dar. Das Ozeanmodell wird mit den Daten des HASO initialisiert. Die BRIOS-Modellkonfiguration und die hydrographischen Modellergebnisse beschrieben Beckmann *et al.* (1999) detailliert.

### Tracer- und Float-Experimente

Um den Ursprung und die Ausbreitung der dichten antarktischen Wassermassen im und in das Weddellmeer zu untersuchen, werden zwei Strategien verwendet: die kombinierte Anwendung von sogenannten Alters- und Anteilstracersimulationen (passive Tracer) und die Berechnung von Lagrangeschen Trajektorien.

BRIOS1.0-Simulationen mit anthropogenen Tracern (FCKW) werden in Rodehacke (2002) beschrieben. Deshalb wird hier nur kurz auf ein Experiment eingegangen, das die Fähigkeit des Modells zur Tiefenwasserbildung widerspiegelt. Die FCKW-Tracerläufe werden mit einer FCKW-Klimatologie (Walker *et al.*, 2000) angetrieben, und es werden die von England *et al.* (1994) beschriebenen Tracereintragsfunktionen (z.B. die Randbedingungen und Gasaustauschabhängigkeit von Meereis und Windgeschwindigkeit) verwendet.

Transporte und Transitzeiten wurden bestimmt durch passive Tracer und numerische Floats, die (a) vor dem Amery-Eisschelf in der Prydz Bay-Region und (b) im inneren Weddellmeer südlich des Larsen-Schelfeises in das Modell eingesetzt wurden (siehe Abbildung 2.7). Bei den passiven Tracern handelt es sich um solche Tracer, die als "Alters"- und als "Anteils"-Tracer betrachtet werden können. In der Literatur gibt es verschiedene Definitionen des Alters einer Wassermasse (z.B. Deleersnijder *et al.*, 2001). In dem vorliegenden Modell wird das Alter des sogenannten Alters-Tracers entlang eines Schnittes während jedes Modellzeitschrittes auf Null gesetzt. An den übrigen Gitterpunkten erhöht sich der aktuelle Wert (der Gitterzelle) um den Zeitschritt  $\Delta t$ . Mit zunehmender Integration konvergiert dieser Wert gegen das mittlere Ausbreitungsalter, da sich im quasi-stationären Zustand eine stabile Mischung aus advehiertem und lokalem Wasser ergibt. Zu betonen ist, daß bei einem Initialisierungswert von 0 und einem Tracerwert, der noch nicht konvergiert ist, die lokalen Daten ein unteres Limit des Integrationswertes (z.B. des Anteils) darstellen<sup>16</sup>. Am nördlichen Rand des Modells wird die sogenannte Naumann-Flußrandbedingung verwendet, für die  $\frac{d\alpha}{dy} = 0$  gilt. Das Alter ( $\alpha$ ) des

<sup>16</sup>Verkürzt man die Rechenzeit, in dem man den Initialisierungswert ungleich Null wählt, so konvergieren die passiven Tracerwerte, von höheren und niedrigeren Werten kommend, gegen die mittlere Ausbreitungszeit (Stevens und Stevens, 1999).

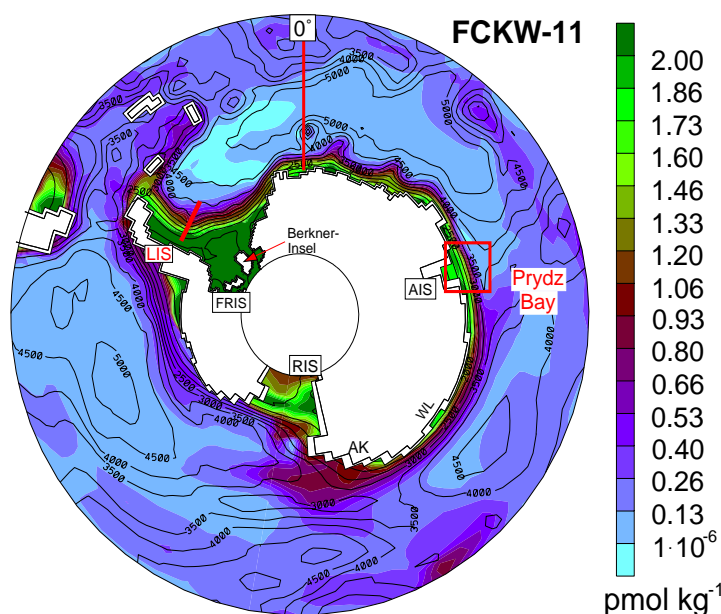
Wasserpaketes wird dabei als die Zeit definiert, die seit dem Verlassen der Region vergangen ist, in der das Alter auf Null gesetzt wurde.

Um den prozentualen Anteil der ventilierten Wassermasse zu erhalten, wurde ein Farbstoff-tracer simuliert, d.h. jede Gitterbox in dem Quellgebiet erhielt zu jedem Zeitschritt einen Farbstoffwert "eins", die anderen Gitterboxen blieben unverändert. Die Farbstofftracerexperimente liefen parallel zu den "Alters"-Experimenten.

Im ersten Experiment wurden die Tracer in der Prydz Bay ausgesetzt und die Wassermassen mit Prydz Bay-Wasser (**PBW**) bezeichnet. Im zweiten Experiment wurden sie südlich des Larsen-Schelfeises ausgesetzt und die Wassermassen als Inneres-Weddellmeer-Wasser (**IWW**) bezeichnet. Die Vermischungsprozesse wurden durch dieselben Differentialgleichungen wie für Temperatur und Salzgehalt berechnet (siehe Beckmann *et al.*, 1999).

### **Wassermassenimporte ins Weddellmeer**

Abbildung 2.7 zeigt die mit BRIOS1.0 simulierte zirkumpolare FCKW11-Verteilung im Sommer 1997 in der Bodenschicht des Modellgebietes. Durch die zeitliche Entwicklung der Eintragsfunktion (Walker *et al.*, 2000) entsprechen hohe FCKW-Konzentrationen frisch ventilierten Wassermassen.



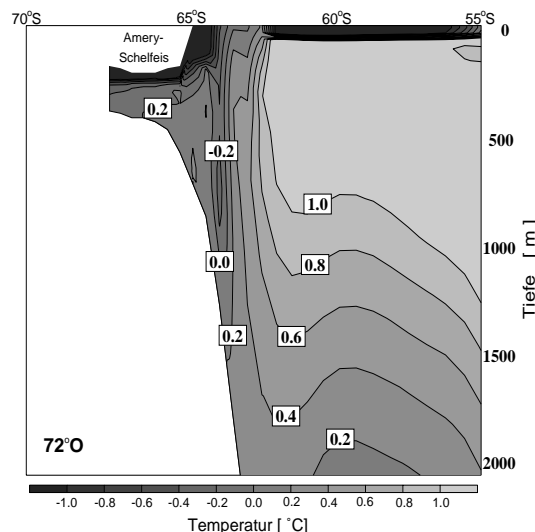
**Abbildung 2.7:** FCKW-Verteilung in der Bodenschicht des BRIOS1.0-Modells nach 77 Integrationsjahren (Sommer 1997). Die Bodentopographie ist in 500 m-Intervallen dargestellt. Die rot umrandete Fläche zeigt das Prydz Bay-Gebiet, in dem Floats und passive Tracer ausgesetzt wurden. Die rote Linie entlang des Null-Meridians ( $0^\circ$ ) zeigt den Schnitt der Abbildungen 2.10, 2.11 und 2.12. Entlang der roten Linie südlich des Larsen-Schelfeises (LIS) wurden die passiven Tracer des 2. Experiments ausgesetzt. Abkürzungen: AIS - Amery-Schelfeis, Ak - Adélie-Küste, FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, RIS - Ross-Schelfeis und WL - Wilkes-Land. Modifiziert nach Schodlok *et al.* (2001).

Verschiedene Gebiete um den Antarktischen Kontinent herum (u.a die Schelfeisgebiete Filchner-Ronne und Ross) zeigen hohe FCKW-Konzentrationen und weisen sich dadurch als Tiefen- und Bodenwasserbildungsgebiete aus. Sie enthalten die höchsten FCKW-Konzentrationen

und zeigen ein Maximum nahe der Berkner-Insel. Den Filchner-Ronne- und Ross-Schelfeisgebieten sind breite Kontinentalschelfe vorgelagert. Deren Topographie erlaubt eine Salz-anreicherung des Schelfwassers durch Salzlakenbildung während der Meereisbildung (Gill, 1973), was zu dichten, bodennahen Wassermassen führt. Wasserpakete mit hohen FCKW11-Werten mischen sich in das Wasser des Küstenstromes ein und folgen der allgemeinen Wirbelzirkulation.

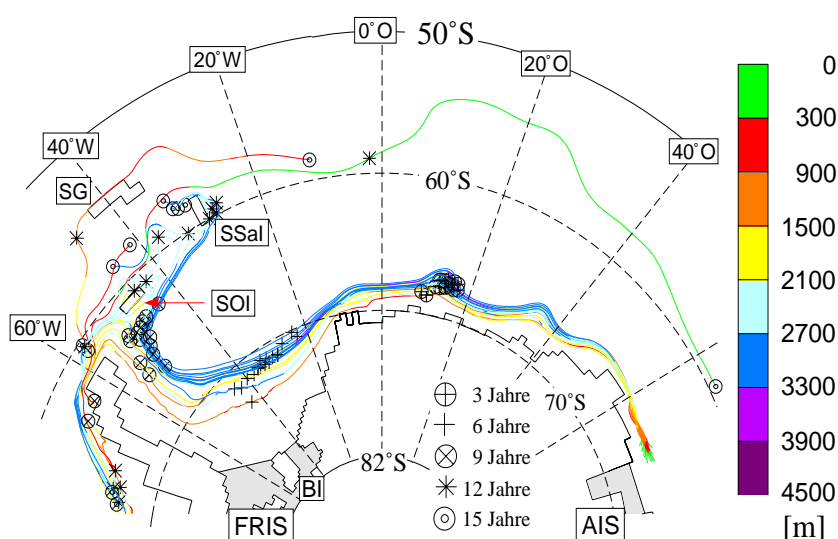
*In situ*-Beobachtungen bestätigen ein von dem Modell erzeugtes FCKW-Signal im westlichen Weddellmeer, eine C-förmige Region mit den geringsten FCKW-Konzentrationen im gesamten Modellgebiet. Dieses Ergebnis zeigt die Fähigkeit des Modells, neu gebildete Bodenwassermassen eng am Kontinentalhang zu halten und geringe laterale Vermischung mit dem Beckeninneren zuzulassen. Letzteres ist konsistent mit Beobachtungen von z.B. Fahrbach *et al.* (1995b).

Im Rossmeer zeigt sich, daß frisch ventiliertes Wasser in den Küstenstrom eingebunden und die Amundsen-Tiefseebene durch den Rosswirbel belüftet wird. Von Bedeutung ist ebenfalls die Fähigkeit des Modells, die Wassersäule auch westlich des Rossmeeres, d.h. Gebiete vor der Adélie-Küste und Wilkes-Land sowie in der Prydz Bay, tiefreichend zu belüften (Abbildung 2.7). Dies ergibt ein einheitliches Bild mit den Beobachtungen von Rintoul (1998) und den Modellergebnissen von Hellmer und Beckmann (2001). Neben hohen FCKW-Konzentrationen am Meeresboden der Prydz Bay zeigt auch ein Temperaturschnitt der oberen 2000 m der Wassersäule die Belüftung dieser Region (Abbildung 2.8). Eine Linse geringer Temperatur ( $\Theta < -0.2^{\circ}\text{C}$ ) ist umgeben von wärmerem Wasser. Diese Linse resultiert aus einem Konvektionsergebnis im Winter des 20. Integrationsjahres. Eine Charakteristik des Antarktischen Küstenstromes findet sich in der typischen, v-förmigen Temperaturverteilung wieder, die u.a. Gordon (1998) auch an der Antarktischen Halbinsel beschrieb. In den oberen 60 m der Wassersäule befindet sich das Winter-Wasser (WW). Darunter deuten die zur Küste hin aufsteigenden Isothermen unterhalb des WW das Auftreiben von CDW an, wie es von z.B. Smith *et al.* (1984) oder Wong *et al.* (1998) beobachtet wurde.



**Abbildung 2.8:** Temperaturschnitt der oberen 2000 m der Wassersäule vor dem Amery-Schelfeis entlang 72°O. Die Abbildung zeigt einen Snapshot der Temperaturverteilung von Anfang September (Winter) im 20. Modelljahr.

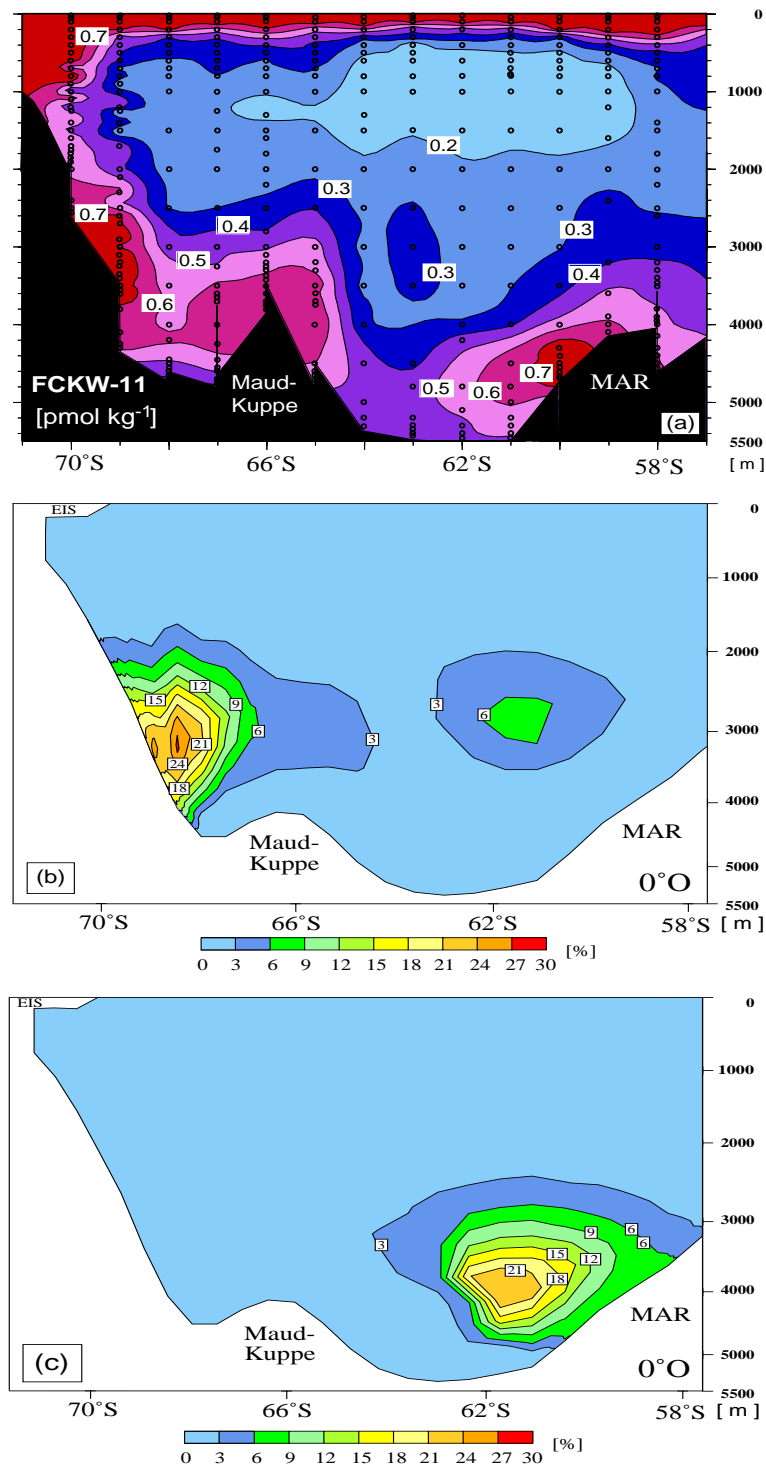
Eine weitere Methode, die Ausbreitung neu belüfteter Wassermassen darzustellen, ist das Aussetzen von infinitesimalen Partikeln (sogenannten Floats, siehe auch Kapitel 5) und deren zeitliche Integration mit dem Geschwindigkeitsfeld. Partikel wurden in der Wassersäule vor dem Amery-Schelfeis (Prydz Bay) in der tiefen Deckschicht des oben beschriebenen Konvektionsereignisses ausgebracht (Abbildung 2.9). Das ventilierte Wasser breitet sich mit dem Küstenstrom als Teil des südlichen Zweiges des Weddellwirbels nach Westen aus. Die Transitzeiten der belüfteten Wassermassen hängen von ihrer Position innerhalb der Wassersäule ab. Floats, die bis in die Tiefe des FCKW-Konzentrations-Maximums, d.h. tiefer als 3000 m absinken, benötigen  $5.7 \pm 0.7$  Jahre<sup>17</sup>, um den Null-Grad-Schnitt zu erreichen. Etwas höher in der Wassersäule (2000 – 3000 m), im Kern des schnelleren Küstenstroms, erreichen die Floats den Null-Grad-Schnitt etwa ein Jahr früher.



**Abbildung 2.9:** Tiefenkodierte (Farbskala) Darstellung der Trajektorien von Partikeln, die in der Oberflächenschicht vor dem Amery-Schelfeis (Prydz Bay) im Monat der Tiefenwasserbildung (September) ausgesetzt wurden. Driftzeiten sind symbolisch dargestellt. Die Inseln im Modellgebiet werden durch ihre Initialen angezeigt: BI - Berkner-Insel, SG - Süd-Georgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SSaI - Süd-Sandwich-Inseln, die großen Schelfeisgebiete sind schattiert unterlegt.

Die während der Polarstern-Fahrt ANT XV/4 aufgenommene, beobachtete FCKW-Verteilung entlang des Null-Grad-Schnittes (Abbildung 2.10a) zeigt die bekannte Kernstruktur hoher FCKW-Konzentrationen in der Tiefsee. Der sogenannte nördliche Kern hoher FCKW-Konzentrationen befindet sich am südlichen Hang des Mittelatlantischen Rückens (MAR), der südliche Kern am Kontinentalabhang des Antarktischen Kontinents. Die höchsten passiven Tracer-Konzentrationen auf dem Null-Grad-Schnitt (nach 20 Integrationsjahren) befinden sich am Kontinentalhang in einer Tiefe von etwa 3400 m in einem tiefen Kern, der westwärts in das Weddellmeer fließt (Abbildung 2.10b). Ein geringer Anteil rezirkuliert nach dem Durchströmen des Weddellmeeres zurück zum Null-Grad-Schnitt. Die vertikale Tiefenordnung dieses ostwärts strömenden Traceranteils in der Wassersäule stimmt nicht mit dem beobachteten Kernmaximum (Abbildung 2.10a) am südlichen Hang des Mittelatlantischen Rückens überein. Über die Maud-Kuppe erstreckt sich eine Zunge leicht erhöhter Tracer-Konzentration, die vermutlich durch das Ablösen eines Teils des Küstenstroms an den östlich gelegenen

<sup>17</sup>Die Variabilität kommt durch die individuellen Trajektorien zustande, da die Floats in einem heterogenen Geschwindigkeitsfeld advehiert werden.



**Abbildung 2.10:** Vergleich der FCKW-Konzentrationen in  $\text{pmol kg}^{-1}$  mit modellierten Anteilstracern entlang des Null-Grad-Schnittes. (a) FCKW-Konzentration während der Polarsternfahrt ANT XV/4 im Jahr 1998, (b) modellierter Wassermassenanteil mit Herkunft aus der Prydz Bay und (c) modellierter Wassermassenanteil, der aus dem Weddellmeer stammt. Während in (b) und (c) das Ekström-Schelfeis (EIS) zu sehen ist, fehlt dieses in (a) in den Beobachtungen. MAR – Mittelatlantischer Rücken. Modifiziert nach (Schodlok *et al.*, 2001).

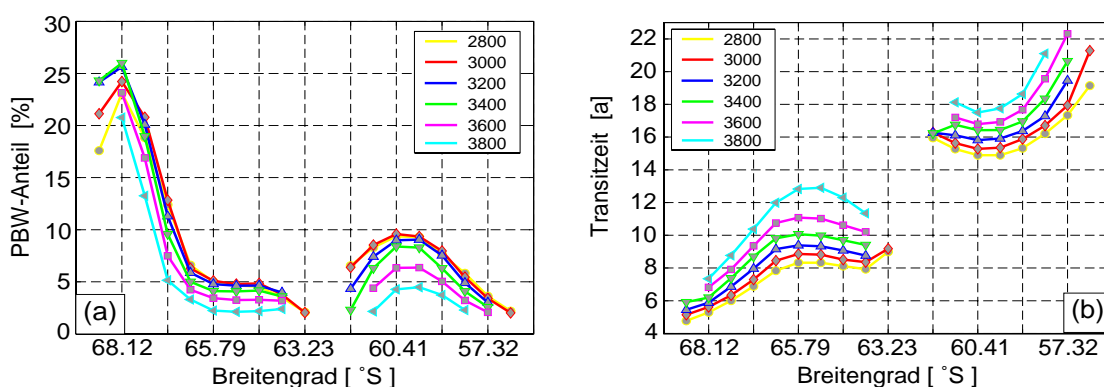
Astrid- und Gunnarson-Rücken entsteht (Timmermann *et al.*, 2002b).

Das Ergebnis des zweiten passiven Tracereperimentes ist in Abbildung 2.10c dargestellt. Am südlichen Hang des MAR, in einer Wassertiefe von etwa 4200 m, befindet sich ein Kern hoher Anteils-Konzentrationen. Dieses Ergebnis entspricht ungefähr der beobachteten Lage des Kerns an dieser Position (Abbildung 2.10a) und deutet darauf hin, daß der nördliche Kern seinen Ursprung im westlichen Weddellmeer hat und nicht in der Rezirkulation des südlichen Einstroms.

Die mittleren Transitzeiten (MTT) des PBW zum Null-Grad-Schnitt werden mit dem bekannten PBW-Anteil und dem lokalen Alter (Abbildung 2.11) berechnet. MTT des südlichen Kerns wurden für die Jahre 15 bis 25 der Integration berechnet. In diesem Zeitintervall erreicht das Verhältnis von PBW zu lokalem Wasser einen asymptotischen Wert. Dieser Wert hat den höchsten Anteil mit 26 % PBW in einem Kern in 3400 m Tiefe (grüne Kurve). PBW, das in diesem Kern gefunden wird, benötigt 6.2 Jahre, um die Strecke von der Prydz Bay zum Null-Grad-Schnitt zurückzulegen. Das Geschwindigkeitsmaximum am Kontinentalhang befindet sich aber in 2500 m Wassertiefe und weist somit geringere Transitzeiten von 4.6 Jahren auf. Die PBW-Konzentration nimmt stark vom Kontinentalschelf nach Norden hin ab.

Im Modell werden 2.5 Sv PBW mit dem Küstenstrom über den Null-Grad-Schnitt in das Weddellmeer transportiert. Dieser Transportwert stimmt gut überein mit Beobachtungen von Hoppema *et al.* (2001) und Klatt *et al.* (2002). Klatt *et al.* (2002) geben einen Anteil von  $20 \pm 3$  % für ventiliertes Wasser im südlichen Kern an, während Hoppema *et al.* (2001) einen Transport von  $2.7 \pm 0.9$  Sv berechneten. Die Modellsimulationen ergaben des weiteren eine saisonale Variation von 0.2 Sv. Höhere Transportwerte wurden im Sommer gefunden, zum Winter hin nahmen sie kontinuierlich ab.

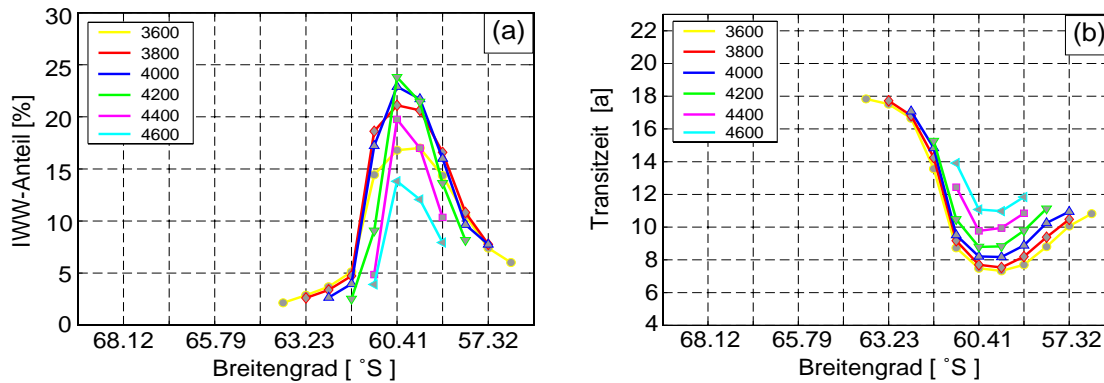
Der *nördliche* Kern in Abbildung 2.11a zeigt einen PBW-Anteil von 9 % in einer Tiefe von 3000 m. Dieser Anteil benötigt 15.3 Jahre, um den langen Weg von der Prydz Bay durch das innere Weddellmeer zum Null-Grad-Schnitt zurückzulegen. Der Transport an PBW in diesem Kern beträgt 0.4 Sv und ist der Anteil, der nicht über den Süd-Scotia-Rücken in die Scotia-See exportiert wird.



**Abbildung 2.11:** Entlang des Greenwich-Meridians werden in diskreten Tiefenstufen (siehe Legende der Abbildung) der Anteil (a) und die Transitzeit (b) des Wassers mit Herkunft Prydz Bay (siehe Abbildung 2.7), das mit passiven Tracern *geimpft* wurde, angegeben. Die Datenlücke bei 63.2°S entsteht durch Traceranteile die kleiner als 2 % sind.

Der maximale IWW-Anteil entlang des Null-Grad-Schnittes beträgt 24 % und befindet sich in 4200 m Tiefe (Abbildung 2.12). Auch dieses Ergebnis wird durch die Beobachtungen der FCKW-Konzentration während der Polarstern-Fahrt ANT XV/4 bestätigt. Der IWW-Transport

über den Null-Grad-Schnitt beträgt 0.9 Sv und benötigt etwa 9 Jahre vom Kontinentalhang bis zum Null-Grad-Schnitt. Der modellierte IWW-Transport ist im Vergleich zu den aus Beobachtungen berechneten  $3.0 \pm 1$  Sv (Klatt, pers. Mitt. 2001) am Null-Grad-Schnitt sehr gering. Die Diskrepanz könnte einerseits an dem Ausströmen der Wassermassen aus den überschätzten Passagen des Süd-Scotia-Rückens liegen wie auch an der Vermischung entlang des Rückensystems<sup>18</sup>.



**Abbildung 2.12:** Diskrete Tiefenstufen (siehe Legende der Abbildung) geben den Anteil (a) und die Transitzeit (b) des Wassers mit Herkunft aus dem inneren Weddellmeer (siehe Abbildung 2.7) an, das mit passiven Tracern *geimpft* wurde.

### Transporte über den Süd-Scotia-Rücken

Die Darstellung der tiefen Passagen im Süd-Scotia-Rücken sind in der Modellversion BRIOS1.0 entsprechend der größeren Auflösung tiefer und sehr viel breiter als in der Realität. Die Überstromgebiete befinden sich östlich der Süd-Orkney-Inseln<sup>19</sup> und westlich der Süd-Orkney-Inseln<sup>20</sup>. Die resultierenden Transportraten durch die Passagen können demnach überschätzt sein, geben aber einen Hinweis darauf, welche Größenordnung man bei einer realistischeren Modelltopographie erwarten könnte. Der Durchstrom durch beide Passagen in die Scotia-See beträgt insgesamt 0.5 Sv an PBW und 1 Sv an IWW. Da die westliche Passage näher an der Quellregion der Wassermasse liegt, wird sie eher durchströmt als die östliche. Allerdings beträgt der zeitliche Unterschied nur 1.2 Monate. Dies scheint ein sehr geringer Wert zu sein, ist angesichts der starken Glättung der Bodentopographie und der Überschätzung der Passagengröße aber plausibel. Da es sich bei den angegebenen Transportwerten ebenfalls um einen Näherungswert handelt, ergibt die Studie mit einer höheren Auflösung und besserer Bodentopographie verlässlichere Ausbreitungsstrukturen und -transporte.

### Zusammenfassung – Vorstudie

*In situ*-Beobachtungen von Tiefen- und Bodenwassermassenbildung im Indischen Sektor des Südpolarmeeres sind sehr rar (Rintoul, 1998; Jacobs und Georgi, 1977; Wong *et al.*, 1998). Obwohl das Modell in der Prydz Bay-Region eine grobe Auflösung hat, zeigen die Modellergebnisse ein kohärentes Bild bezüglich der Wassermassenbildung in der Prydz Bay. Dort sinkt

<sup>18</sup>Die Distanz von der Spitze der Antarktischen Halbinsel bis zum Greenwich-Meridian beträgt etwa 3500 Km

<sup>19</sup>West-Ost-Schnitt von den Süd-Orkney-Inseln bis zu den Süd-Sandwich-Inseln.

<sup>20</sup>West-Ost-Schnitt von der Antarktischen Halbinsel bis zu den Süd-Orkney-Inseln.



Wasser in große Tiefe ab und advehiert entlang des Kontinentalhanges in das Weddellmeer. Diese Erkenntnisse, die die Vermutung von Meredith *et al.* (2000) bestätigen, basieren auf FCKW-Modelldaten, passiven Tracern und numerischen Float-experimenten.

Die Ergebnisse des PBW-Experiments zeigen nicht die "tiefe" Doppelkernstruktur, wie sie aus Tracerproben entlang des Null-Grad-Schnittes (Abbildung 2.10a) bekannt ist. Ein zusätzliches Experiment mit einem passiven Tracer aus dem westlichen Weddellmeer gibt die Struktur am südlichen Hang des Mittelatlantischen Rückens wieder und gibt Rückschlüsse über den Entstehungsort des nördlichen Kerns. Der PBW-Transport von 2.5 Sv für den südlichen Kern des Null-Grad-Schnittes, der das innere Weddellmeer auf seinem weiteren Weg nach Westen erreicht, impliziert, daß das PBW zusätzlich zu dem neu ventilierten Wasser im Weddellmeer beiträgt. Etwa 20 % PBW verlassen das Weddellmeer mit dem tiefen Randstrom nach Osten und sind als "pseudo"-nördlicher Kern auf dem Null-Grad-Schnitt (Abbildung 2.10c) zu sehen. Zur Ventilation des Weltmeeres tragen ungefähr 0.5 Sv bei, die sich über den Süd-Scotia-Rücken nach Norden ausbreiten. Der übrige Anteil des PBW wird im Weddellmeer mit den umgebenden Wassermassen vermischt.

Das IWW am südlichen Hang des Mittelatlantischen Rückens legt jedoch nahe, daß der südliche Kern nicht, wie von Dickson (1994) postuliert, durch eine Rezirkulation des nördlichen Kernes entsteht, sondern durch Prozesse außerhalb des Weddellmeeres. Es werden 1 Sv IWW in die Scotia-See exportiert, ein Wert, den es in der Literatur noch nicht gibt. Der Transport an IWW über den Null-Grad-Schnitt hinaus ist mit 0.9 Sv allerdings unterrepräsentiert. Dies könnte u.a. an der groben Topographie des Süd-Scotia-Rückens liegen.

Eine mögliche Erklärung für den großen Transport jungen Wassers im südlichen Kern besteht darin, daß der Küstenstrom konzentriert entlang der Küste geführt wird, und es dort noch lokale Quellen gibt (Abbildung 2.7), die junges Wasser in den Kern mischen.

Beobachtungen (Orsi *et al.*, 1999) und Modellergebnisse (Hellmer und Beckmann, 2001) beschreiben eine AABW-Bildungsrate von  $\sim 10$  Sv für das Südpolarmeer. Der verhältnismäßig große Transport von 2.5 Sv reduziert somit die relative Wichtigkeit des Weddellmeeres als Quelle für das AABW.

Um allerdings konkretere Aussagen über den Wassermassenexport durch die Passagen des Süd-Scotia-Rückens zu machen, ist die Modellauflösung in BRIOS1.0 zu grob. Mit der hochauflösenden Version BRIOS1.1 werden daher WSDW- und IWW-Ausstrom und deren zeitliche Variabilität sowie der Einfluß des südlichen Kontinentalschelfgebietes auf die Wassermassenausbreitung weitergehend untersucht.



## **3 Modell-Validierung**

Anhand der Ergebnisse des BRIOS1.1-Referenzlaufs werden die Besonderheiten des Weddellmeeres und der Scotia-See hinsichtlich Wassermassenverteilung und Zirkulation diskutiert. Der Referenzlauf wurde mit den gemittelten monatlichen Eismodelldaten der Jahre 1985 bis 1993 angetrieben. Die Darstellung der Modellergebnisse in diesem Kapitel bezieht sich auf die Jahresmittelwerte des 31. Modelljahres, da dann sowohl der Referenzlauf als auch die Sensitivitätsläufe eingeschwungen sind. Abweichungen davon werden entsprechend erwähnt. Die Modellergebnisse werden mit verfügbaren Beobachtungen verglichen und qualitativ und quantitativ validiert.

### **3.1 Wassermassenverteilung**

#### **Weddellmeer**

Die Wassersäule des tiefen Weddellmeeres kann nach Foster und Carmack (1976b), Foldvik *et al.* (1985) und Orsi *et al.* (1993) in vier Wassermassen unterteilt werden. In den oberen 100 m befindet sich eine Schicht, die sich aus sommerlichem Oberflächenwasser und Winter-Wasser (WW) zusammensetzt und als Antarktisches Oberflächenwasser (AASW) bezeichnet wird. Die Charakteristika des Oberflächenwassers variieren im saisonalen Zyklus durch Erwärmung und Meereisschmelzen und durch Abkühlung und Gefrieren. Innerhalb des AASW existiert in den Sommermonaten eine scharfe Halokline, die den Übergang zum Winter-Wasser markiert. Das WW resultiert aus Konvektionsereignissen des vorhergehenden Winters.

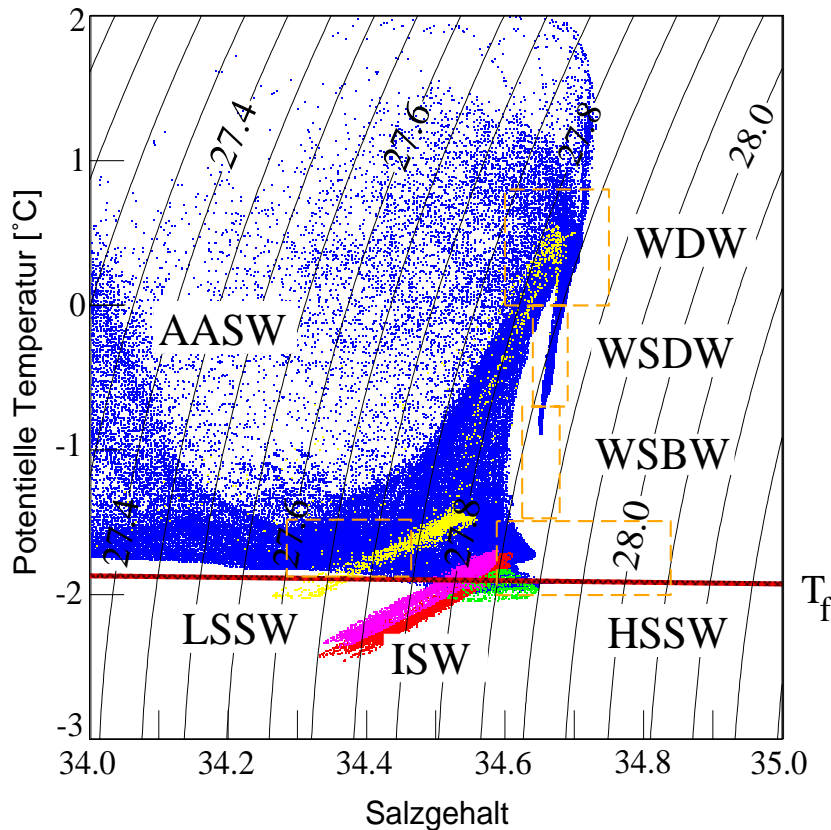
Unterhalb des WW, d.h. unterhalb der permanenten Temperatur- und Salzgehaltssprungschicht, die zwischen 100 und 200 m liegt, befindet sich das Warme Tiefenwasser<sup>1</sup> (WDW). Das WDW, eine für das Weddellmeer charakteristische modifizierte Form des Zirkumpolaren Tiefenwassers (CDW)<sup>2</sup>, ist durch Maxima in Temperatur und Salzgehalt gekennzeichnet. Das Temperaturmaximum liegt im tiefen Weddellmeer in etwa 300 - 500 m Tiefe und das Salzgehaltmaximum etwas tiefer in der Wassersäule. In der Nähe des Kontinentalschelfs befindet sich der Kern des WDW aufgrund von auflandigem Ekmanstrom tiefer in der Wassersäule (bis zu 1000 m Tiefe, Whitworth *et al.* (1998)).

Unterhalb des WDW nehmen sowohl Temperatur als auch Salzgehalt zum Boden hin ab. Direkt unter dem WDW befindet sich das Weddellmeer-Tiefenwasser (WSDW), die Quellwassermasse des Bodenwassers der Weltmeere. Das WSDW befindet sich in einer Tiefe zwischen ca. 2000 und 4000 m. Darunter befindet sich bis zum Meeresboden die dichteste Wassermasse des tiefen Weddellmeeres, das Weddellmeer-Bodenwasser (WSBW).

---

<sup>1</sup>In der Literatur wird das WDW auch als *Weddell Warm Water* bezeichnet (u.a. in Muench *et al.*, 1992).

<sup>2</sup>Unteres Zirkumpolares Tiefenwasser (LCDW) wird in den Weddell-Wirbel bei etwa 20°O eingespeist (Schröder und Fahrbach, 1999) und durch Vermischung in WDW transformiert (Whitworth *et al.*, 1994).



**Abbildung 3.1:**  $\Theta$ -S-Diagramm des Weddellmeeresektors (Referenzlauf) als Jahresmittelwert des 31. Integrationsjahres. Blaue  $\Theta$ -S-Werte stellen Gitterpunkte des offenen Ozeans dar, andersfarbige Gitterpunkte in den Schelfeiskavernen; gelb: östliches Weddellmeer-Schelfeisgebiet (EWIS), grün: Larsen-Schelfeis, rot: Ronne-Schelfeis, magenta: Filchner-Schelfeis. Die Oberflächen-Gefrierpunktstemperatur ist durch die rote Linie ( $T_f$ ) dargestellt.

AASW: Antarktisches Oberflächenwasser, HSSW: Salzreiches Schelfwasser, ISW: Schelfeiswasser, LSSW: Salzarmes Schelfwasser, WDW: Warmes Tiefenwasser, WSDW: Weddellmeer-Tiefenwasser und WSBW: Weddellmeer-Bodenwasser.

**Tabelle 3.1:** Charakteristische  $\Theta$ -S-Werte der Weddellmeer-Wassermassen.

Wassermasse		$\Theta$ [°C]	Salzgehalt
Antarktisches Oberflächenwasser	AASW	-1.7 – 2.0	< 34.3
Winter-Wasser	WW	< -1.7	34.3 – 34.45
Winterliche Deckschicht	WML	< -1.7	> 34.3
Zirkumpolares Tiefenwasser	CDW	0.2 – 0.8	34.66 – 34.8
Warmes Tiefenwasser	WDW	0.0 – 0.6	34.6 – 34.75
Weddellmeer-Tiefenwasser	WSDW	-0.7 – 0.0	34.64 – 34.7
Weddellmeer-Bodenwasser	WSBW	< -0.7	34.62 – 34.66
Schelfeiswasser	ISW	< -1.9	34.56 – 34.7
Westl./Hochsalines SW	WSW/HSSW	-2.0 – -1.5	34.6 – 34.85
Östl./Salzarmes SW	ESW/LSSW	-1.9 – -1.5	34.3 – 34.45

**Quellen:** Carmack und Foster, 1975; Foldvik et al., 1985; Grosfeld et al., 2001.

Die charakteristischen Eigenschaften der Hauptwassermassen des Weddellmeeres sind in Tabelle 3.1 angegeben und im  $\Theta$ -S - Diagramm des Referenzexperiments dargestellt (Abbildung 3.1).

Klassische Theorien der Tiefen- und Bodenwasserbildung besagen, daß das Antarktische Bodenwasser (AABW) eine Mischung aus Schelfwasser (HSSW/LSSW) und Zirkumpolarem Tiefenwasser ist (z.B. Fofonoff, 1956). Konträre Vorstellungen von Gill (1973) und Foster und Carmack (1976a) für das Weddellmeer sehen in diesem Prozeß nur den Ursprung des kältesten Anteils des AABW, das WSBW. Der wärmere Anteil des AABW, das WSDW, entsteht demnach durch Vertikalvermischung von Weddellmeer-Bodenwasser und Warmem Tiefenwasser.

Langsames Aufsteigen durch Oberflächendivergenzen und Bildung von neuem Bodenwasser bewegen das Bodenwasser in der Wassersäule nach oben in Tiefenbereiche, die über kontinuierliche Dichteflächen mit den benachbarten Ozeanbecken verbunden sind. Das so entstandene WSDW ist auf Grund seiner Tiefe in der Wassersäule in der Lage, das Weddellmeer zu verlassen und stellt somit die Quellwassermasse des AABW der Weltmeere dar. Daneben wurde in Kapitel 2.3 gezeigt, daß das WSDW nicht nur im inneren Weddellmeer gebildet wird, sondern eine Erneuerung auch durch externe Quellen erfährt.

Die Wassersäule des Kontinentalschelfgebietes des Weddellmeeres unterscheidet sich von der Wassersäule des tiefen Weddellmeeres dadurch, daß sie von verschiedenen Schelfwassermassen geprägt wird. Diese sind unterteilt in das östliche, salzärmere Schelfwasser (LSSW), das westliche, salzreichere Schelfwasser (HSSW) und das Schelfeiswasser (ISW). Diese drei Wassermassen tragen wesentlich zur Tiefen- und Bodenwassermassenbildung am Kontinentalabhang bei.

Der Kontinentalschelf des südöstlichen Weddellmeeres ist schmal, so daß Küstenpolynjas<sup>3</sup> und Schelfeisgebiete zum Teil über den Kontinentalhang hinausragen. Die bei der Meereisbildung frei werdende Salzlake wird daher über eine relativ große Wassersäule vermischt und resultiert in einem geringen Anstieg des Salzgehaltes. Zudem kann das WDW in die Schelfeiskavernen eindringen und meteorisches Eis an der Schelfeisbasis abschmelzen, so daß ein Teil der Dichtezunahme durch Meereisbildung durch dieses Schmelzen kompensiert oder gar überkompensiert wird (Fahrbach *et al.*, 1994). Die auf diese Weise gebildeten salzärmeren Wassermassen des LSSW auf den südöstlichen Schelfgebieten werden auch als östliches Schelfwasser (ESW) bezeichnet. Westliches Schelfwasser (WSW) befindet sich auf dem südwestlichen Kontinentalschelf vor dem Filchner-Ronne-Schelfeis. Dieses Schelfgebiet zeichnet sich durch seine große Breite aus, so daß sich die wesentlich flachere Wassersäule mit dem bei der Meereisbildung freigesetzten Salz anreichern kann. WSW wird deshalb auch hochsalines Schelfwasser (HSSW) genannt und ist auf Grund seines erhöhten Salzgehalts die dichteste Wassermasse des Weddellmeeres (Foster und Gammelsrød, 1985).

Die Wassermassen in den jeweiligen Schelfeiskavernen (von blau verschiedenen  $\Theta$ -S -Werte in Abbildung 3.1) zeichnen sich i.a. dadurch aus, daß sie potentielle Temperaturen unterhalb des Oberflächengefrierpunkts ( $T_f$  in Abbildung 3.1) haben können. Die im Modell zu grob aufgelöste Topographie im Bereich der östlichen Schelfeiskavernen (EWIS, gelb) führt dazu, daß zum Teil Temperaturen weit über der Oberflächengefrierpunktstemperatur angetroffen werden. Der Antarktische Küstenstrom advehiert warmes Tiefenwasser entlang des Kontinentalhangs nach Westen. Ein Teil des WDW wird in die EWIS-Kavernen gespült, so daß es im Modell im langjährigen Mittel zu einer Erwärmung der Wassermassen kommt. Dieses Wasser befindet sich deshalb auch in dem für WDW charakteristischen  $\Theta$ -S -Bereich, obwohl

---

<sup>3</sup>Küstenpolynjas sind Streifen eisfreien Ozeans entlang der Schelfeiskante, die durch katabatische Winde und Gezeitenbewegungen erzeugt werden.

es sich um Wassermassen der Schelfeiskaverne handelt. Die Aussüßung erfolgt durch sehr hohe Schmelzraten von etwa 9 m pro Jahr. Für das östliche Weddellmeer wird diese Schmelzrate als zu hoch angesehen, da Untersuchungen des Ekstrøm-Schelfeises Schmelzraten von 1 m pro Jahr ergaben (Kipfstuhl, 1991). Der salzärmere und kältere Anteil der EWIS-Kaverne entsteht durch einen Prozeß, der als Eispumpe bekannt ist (siehe unten) und sich mit dem wärmeren Anteil vermischt.

In den Kavernen des Filchner-Ronne-Schelfeisgebietes wird das Schelfeiswasser gebildet. Schelfeiswasser ist durch eine potentielle Temperatur unterhalb des Oberflächengefrierpunkts  $T_f$  gekennzeichnet und kann daher nicht an der Meeresoberfläche gebildet worden sein<sup>4</sup>. In guter Übereinstimmung mit diesen Beobachtungen ist der modellierte höhere Salzgehalt in der Ronne-Kaverne ( $\Delta S = 0.05$ ) im Vergleich mit dem in der Filchner-Kaverne (siehe u.a. Foster und Gammelsrød, 1985).

Die Wassermassenverteilung in der Larsen-Schelfeiskaverne (LIS; grüne  $\Theta$ -S-Werte in Abbildung 3.1) zeigt deutliche Modifikationen gegenüber größeren Modellversionen der BRIOS-Familie. Das Larsen-Schelfeisgebiet weist in BRIOS1.1 eine Kaverne auf, hat aber nur eine konstante Schelfeisdicke von 200 m und liegt im Übergangsbereich des Modellgitters. Während die ungekoppelte Modellversion BRIOS1.0 (Beckmann *et al.*, 1999; Rodehacke, 2002) und die gekoppelte Ozean-Meereis-Version BRIOS2.2 (Timmermann *et al.*, 2002b)  $\Theta$ -S-Werte im Larsen-Schelfeisbereich oberhalb der Oberflächengefrierpunktstemperatur aufweisen, zeigt sich in diesem Modell unter Verwendung der gleichen Antriebsdaten wie für BRIOS1.0, daß sich dort kältere Wassermassen befinden können. Wassermassen, die unterhalb der Oberflächengefrierpunktstemperatur liegen, nehmen eine wichtige Rolle im Weddellmeer, dem Weddellmeerausstrom und der Weddell-Scotia-Konfluenz ein. Die Ursachen für das Verhalten dieser Modellversion sind in einem kombinierten Effekt von Topographie und Wassermassenverteilung vor dem Kontinentalschelf zu sehen. Zusätzlich zu der Kaverne existiert vor dem LIS ein etwa 200 km breiter Kontinentalschelf verbunden mit einer topographischen Erhöhung am Schelfabbruch. Das Einströmen wärmeren Wassers (WDW) vom offenen Ozean wird dadurch verhindert und dichte Wassermassen, die sich in der Kaverne gebildet haben, könnten für einige Zeit auf dem Kontinentalschelf verweilen, ehe sie über den Schelfabbruch hinweg in die Tiefe absinken. Die Verweildauer des HSSW auf dem südwestlichen Schelf beträgt nach Mensch *et al.* (1996) etwa 5 Jahre.

Beobachtungen im westlichen Weddellmeer sind aufgrund der ganzjährigen Eisbedeckung selten. Die wenigen Beobachtungen (u.a. Gordon, 1998) deuten aber darauf hin, daß dichte Wassermassen auf dem westlichen Kontinentalschelf vor dem Larsen-Schelfeis gebildet werden und nach Norden abfließen (Carmack, 1977). Die Ausbreitungszeitskala dieser Wassermassen ist noch unbekannt.

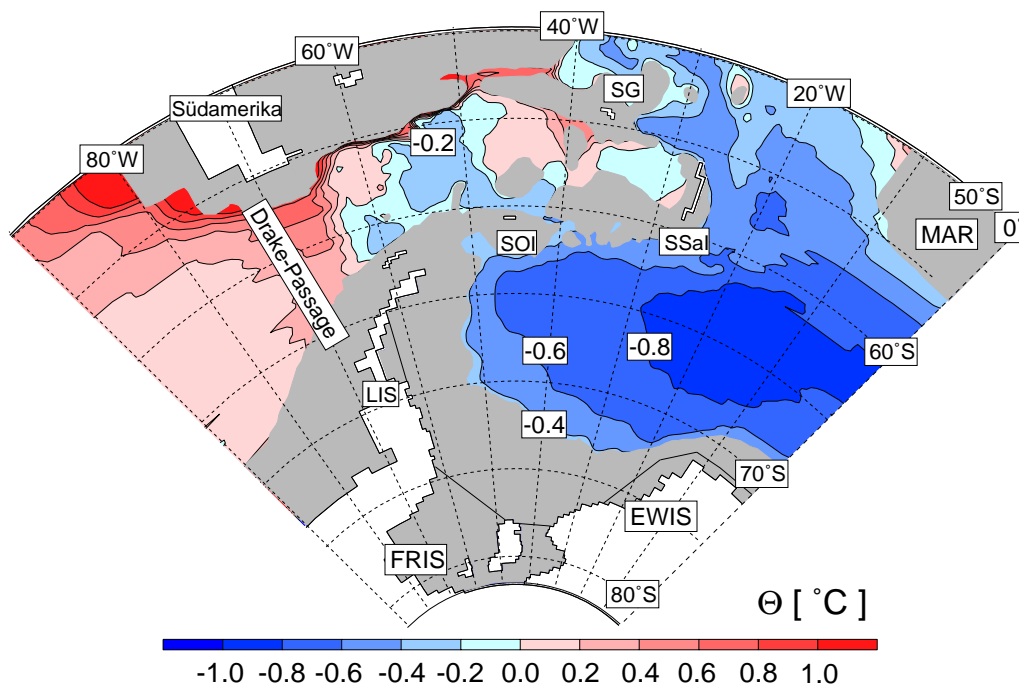
---

<sup>4</sup>Prozesse unter dem Schelfeis werden durch die Druckabhängigkeit der *in situ*-Gefrierpunktstemperatur von Meerwasser bestimmt. Das Schelfeis erreicht eine Mächtigkeit von mehr als 1000 m an der Aufsetzlinie (*grounding line*), so daß sich mit zunehmendem Wasserdruck die *in situ*-Gefrierpunktstemperatur erniedrigt (die Abnahme beträgt etwa  $0.753^\circ \text{K}$  pro 1000 dbar nach Millero (1978)). HSSW strömt am Boden in die Kaverne und schmilzt das Schelfeis an der Unterseite. Die Dichte nimmt ab, da der Salzgehalt sinkt, HSSW wird zu ISW. Entlang der Unterseite des Schelfeises steigt das ISW auf. Beim Aufsteigen nimmt der Druck ab und der *in situ*-Gefrierpunkt zu, so daß durch Unterkühlung (super cooling) eine bis zu 250 m dicke Schicht anfrieren kann: marines Eis. Beim Entstehen der Eiskristalle wird die Dichte des Wassers durch Salzlaugenbildung erhöht und das Wasser sinkt ab. Zum einen sinkt es soweit in der Wassersäule ab, daß es wieder in die Kaverne eindringen kann, zum anderen strömt es aus der Kaverne und trägt zur WSBW-Bildung bei. Dieser "interne" Prozeß wird nach Lewis und Perkins (1983, 1986) als Eispumpe, bzw. Eispumpenzirkulation bezeichnet.

---

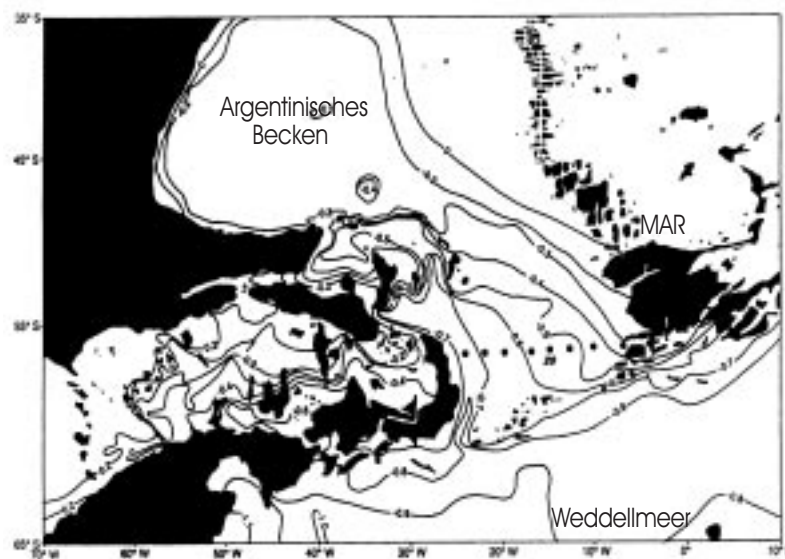
**Scotia-See**

Die dominante Wassermasse der Scotia-See ist das Zirkumpolare Tiefenwasser, das aus dem oberen Zirkumpolaren Tiefenwasser (UCDW) mit einem Sauerstoffminimum und Nährstoffmaximum und dem unteren Zirkumpolaren Tiefenwasser (LCDW), definiert durch ein Salzgehaltsmaximum, besteht. Das Salzgehaltsmaximum des LCDW nimmt im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres nach Osten hin durch Beiträge von Nordatlantischem Tiefenwasser (NADW) zu (Whitworth und Peterson, 1985).



**Abbildung 3.2:** Modellerte mittlere potentielle Bodentemperatur (31. Modelljahr) im Weddellmeer und in der Scotia-See. Tiefen geringer als 3000 m sind grau unterlegt dargestellt. Abkürzungen: MAR - Mittelatlantischer-Rücken, EWIS - östliche Weddellmeer-Schelfeisgebiete, FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, LIS - Larsen-Schelfeis, SG - Südgeorgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SSaI - Süd-Sandwich-Inseln.

Die Verteilung der potentiellen Bodentemperatur im Weddellmeer und in der Scotia-See (Abbildung 3.2) stellt den bodennahe Wassereinstrom in die Scotia-See durch die Drake-Passage dar, der wärmer als  $0.2^{\circ}\text{C}$  ist. Das bedeutet, daß kälteres Bodenwasser (kälter als  $0.0^{\circ}\text{C}$ ) in der Scotia-See, d.h. Wasser mit WSDW-Charakteristika, nur aus dem Weddellmeer stammen kann. Zwei potentielle Ausbreitungswege dieser kalten Wassermassen in die Scotia-See sind in der Abbildung 3.2 zu erkennen. Ein Weg führt durch diverse Passagen (siehe Kapitel 2) im Süd-Scotia-Rücken und zeigt sich als Zunge kalten Wassers ( $\Theta < -0.2^{\circ}\text{C}$ ), die sich weit nach Norden/Nordwesten in die Scotia-See ausbreitet. Abbildung 3.2 zeigt des weiteren, daß die Isothermen für  $\Theta < -0.4^{\circ}\text{C}$  dem Süd-Sandwich-Graben bis in das nördlich angrenzende Georgia-Becken folgen. Auch auf diese Weise kann Bodenwasser das Weddellmeer verlassen und nach Norden in den Südatlantik gelangen. Die horizontale Temperaturverteilung am Boden zeigt zudem, daß die Georgia-Passage im nordöstlichen Teil der Scotia-See eine Belüftung der Scotia-See von Osten her ermöglicht.



**Abbildung 3.3:** Die potentielle Bodentemperatur (in Grad Celsius) im südwestlichen Atlantischen Ozean nach der Klimatologie von *Locarnini et al.* (1993). Tiefen geringer als 3000 m sind schwarz unterlegt. MAR - Mittelatlantischer-Rücken.

Das wärmere, leichtere bodennahe Wasser im nördlichen und nordwestlichen Teil der Scotia-See fließt aus dem Pazifik ein. Es handelt sich dabei um modifiziertes unteres Zirkumpolares Tiefenwasser (LCDW), das von Sievers und W. D. Nowlin (1984) als Südpazifisches Tiefenwasser (SPDW) bezeichnet wird. Orsi *et al.* (1999) verwenden die Isopykne  $\sigma_2 = 37.16 \text{ kg m}^{-3}$ , relativ zu 2000 dbar, als Indikator für Antarktisches Bodenwasser, das südlich des ACC gebildet wird. Das bodennahe SPDW im Modell weist eine geringere Dichte als diese Isopykne auf und begrenzt aber dennoch die Ausdehnung des WSDW nach Norden. Im Modell zeigt sich, daß SPDW durch die Shag-Rocks-Passage nach Norden in den Südatlantik gelangen kann und stimmt somit gut mit den Beobachtungen überein. Wittstock und Zenk (1983) berichten von einem nordwestlichen Bodenstrom durch die Shag-Rocks-Passage, Peterson und Whitworth (1989) sowie Arhan *et al.* (1999) beobachteten SPDW im tiefen Randstrom des Südatlantiks.

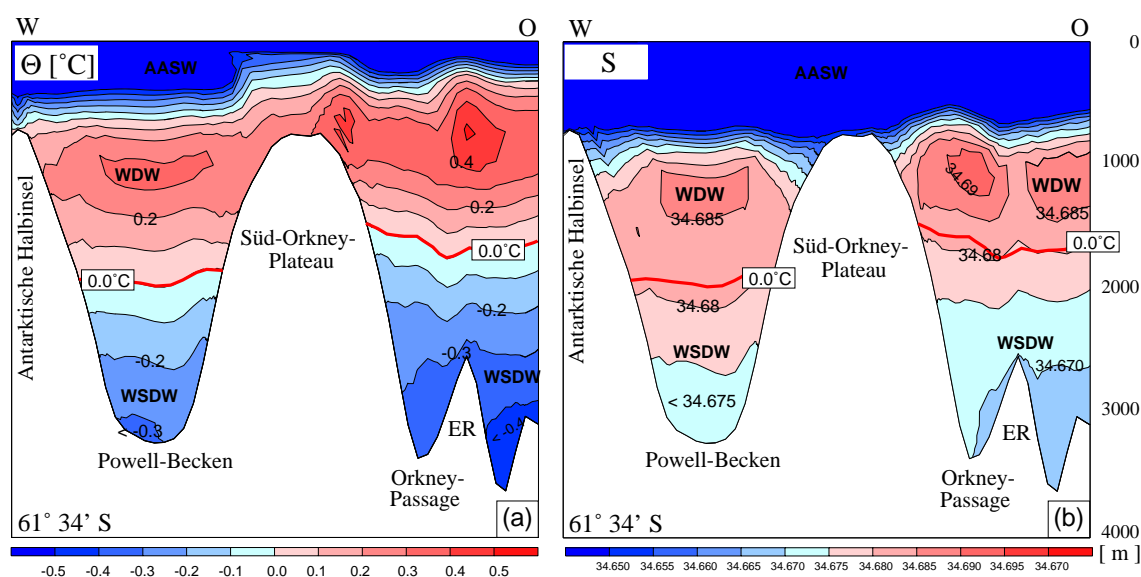
Abbildung 3.3 zeigt die von *Locarnini et al.* (1993) erstellte Klimatologie der Bodentemperatur mit Daten des *Southern Ocean Atlas* von Gordon und Molinelli (1982) und Ergänzungen aus Beobachtungsdaten bis 1990. Die großskaligen Merkmale der Scotia-See und des Weddellmeeres, wie sie eben beschrieben wurden, stimmen mit den Modellergebnissen gut überein. In dieser Abbildung zeigt sich deutlicher als im Modell, daß Wasser mit Temperaturen geringer als  $-0.3^\circ\text{C}$  polwärts entlang der westlichen Flanke des MAR rezirkuliert. *Locarnini et al.* (1993) schließen aus der gleichförmigen Verteilung der Isothermen über eine breite Region zwischen dem Süd-Sandwich-Graben und dem MAR auf einen nach Süden fließenden Rückstrom mit geringen Geschwindigkeiten. Eine Diskrepanz zwischen Modell (Abbildung 3.2) und Beobachtung (Abbildung 3.3) zeigt sich in den potentiellen Bodentemperaturen der südöstlichen Scotia-See, die im Modell etwas zu warm im Vergleich zu der Klimatologie sind. Dies deutet darauf hin, daß die kleineren Passagen des östlichen Süd-Scotia-Rückens auch mit einer horizontalen Auflösung von  $20 \text{ km} \times 20 \text{ km}$  nicht adäquat repräsentiert werden können. Naveira Garabato *et al.* (2002) beobachteten Spalten von etwa 5 km Breite im östlichen Teil des Rückensystems, die einen Export von WSDW in die Scotia-See ermöglichen und so zu



dem in der Klimatologie gefundenen kalten Bodenwasser beitragen könnten. Diese Diskrepanz deutet des weiteren darauf hin, daß der Einstrom des WSDW durch die Georgia-Passage im Modell unterschätzt wird, weniger kaltes Wasser in die Scotia-See von Osten einströmt und die beobachteten niedrigen Bodentemperaturen nicht erreicht werden.

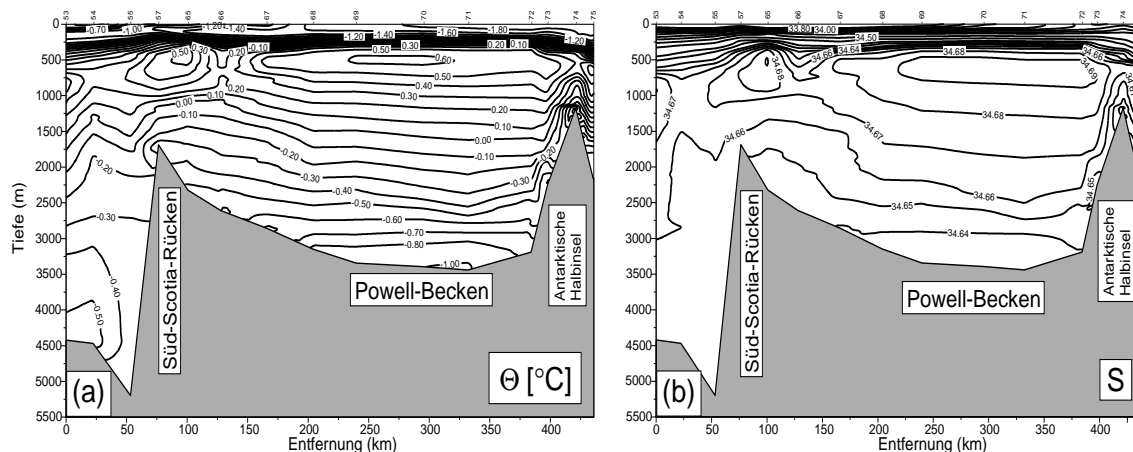
### Süd-Scotia-Rücken

Abbildung 3.4 zeigt einen zonalen Schnitt der modellierten potentiellen Temperatur und des Salzgehalts entlang des westlichen Süd-Scotia-Rückens von der Spitze der Antarktischen Halbinsel bis etwa 38°W. Der Schnitt führt durch das Powell-Becken im Westen, über das Süd-Orkney-Plateau und den Eingang der Orkney-Passage im Osten. Dort befindet sich die Hauptschwelle, die das WSDW überqueren muss, um in die Scotia-See zu gelangen. Die mittleren Tiefen werden von dem WDW mit den lokalen vertikalen Temperatur- und Salzgehaltsmaxima ( $\Theta > 0.3^{\circ}\text{C}$  und  $S > 34.685$ ) eingenommen (Abbildung 3.4). Die Wassersäule unterhalb des WDW wird durch das WSDW dominiert, welches im Tiefenbereich zwischen 2000 m und 4000 m liegt. Der Kern kälteren Wassers am westlichen Hang des Beckens, stellt möglicherweise ein Residuum von neu gebildetem WSBW dar.



**Abbildung 3.4:** Vertikalschnitt der potentiellen Temperatur (a) und des Salzgehalts (b) entlang  $61^{\circ}34' \text{ S}$  (südliche Flanke des Süd-Scotia-Rückens). Gekennzeichnet sind die Hauptwassermassen: Antarktisches Oberflächenwasser (AASW), Warmes Tiefenwasser (WDW) und Weddellmeertiefenwasser (WSDW). ER deutet die nördliche Ausdehnung des Endurance-Rückens an. Die  $0^{\circ}\text{C}$  Isotherme (rote Linie) zeigt die obere Grenze des WSDW in beiden Schnitten.

Ein Nord-Süd-Schnitt durch das Powell-Becken während der Polarstern-Fahrt ANT XV/4 (1998, Abbildung 3.5) zeigt die beobachtete vertikale Wassermassenverteilung im Vergleich. Modellergebnis und Beobachtung stimmen bezüglich der potentiellen Temperatur und des Salzgehalts des WDW, der Lage des WDW in der vertikalen und der  $\Theta$ - und  $S$ -Werte des WSDW gut überein. In dem Modellergebnis vermisst man allerdings das WSBW im Powell-Becken, das durch die lange Integrationsdauer allmählich erodiert wurde. Neben der Tatsache, daß WSBW im Modell im tiefen Weddellmeer präsent ist, haben neuere Beobachtungen aus dem Powell-Becken gezeigt, daß die tiefen Schichten der Region großen zwischenjährlichen



**Abbildung 3.5:** Vertikalschnitt der potentiellen Temperatur (a) und des Salzgehalts (b) durch die Weddell-Scotia-Konfluenz während der Polarstern-Fahrt ANT XV/4 1998 von  $59^{\circ}49' \text{ S}$ ,  $48^{\circ}13,5' \text{ W}$  bis  $63^{\circ}16' \text{ S}$ ,  $50^{\circ}26' \text{ W}$  nach Fahrbach (1999).

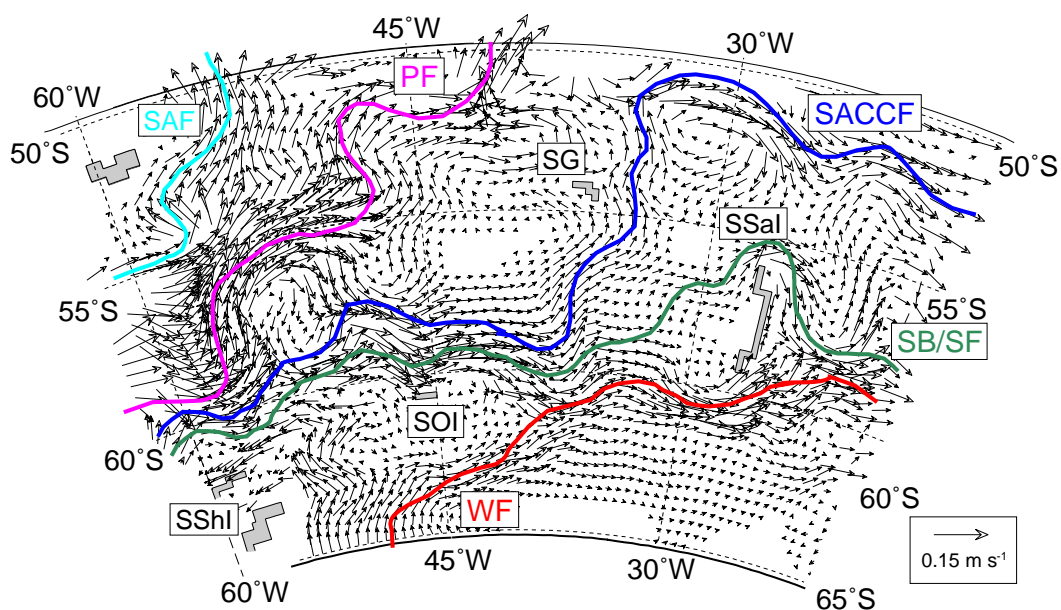
Schwankungen ausgesetzt sind (Schröder *et al.*, 2002).

Die kälteste Wassermasse, die in der Orkney-Passage gefunden wurde, ist WSDW ( $\Theta \leq -0.4^{\circ}\text{C}$ ). Dieses stimmt gut mit den DOVETAIL-Beobachtungen der *Ary Rongel*-Fahrt ARXVIII überein (Schröder *et al.*, 2002). DOVETAIL-Beobachtungen zeigen aber auch niedrigere Temperaturen in der Schwellentiefe der Orkney-Passage (Naveira Garabato *et al.*, 2001; Gordon *et al.*, 2001; Fahrbach, 1999). Jedoch waren alle bislang gemessenen Temperaturen charakteristisch für WSDW.

### 3.2 Strömungsfelder

Eine weitere Möglichkeit, die Güte des Modells zu bestimmen, erfolgt mit Hilfe der modellierten Strömungsfelder. Die Abbildung 3.6 zeigt die modellierte Zirkulation im nördlichen Teil des hochaufgelösten Modellgebietes. Das dominante Merkmal ist das nach Nordosten setzende Stromsystem des Antarktischen Zirkumpolarstromes, das aus Regionen mit hohen Geschwindigkeiten, den Fronten, und Regionen mit geringen Geschwindigkeiten, den Zonen, besteht. Die Drake-Passage ( $56^{\circ}\text{S}$  bis  $63^{\circ}\text{S}$ ) wirkt auf den ACC als eine Art Flaschenhals. Dies hat zur Folge, daß die meridionale Spreizung der Fronten geringer ist als im restlichen zirkumpolaren Ozean. Die Lage der Fronten stimmt mit den Beobachtungen von Orsi *et al.* (1995) und Peterson und Stramma (1991) überein. Von Norden nach Süden werden sie als Subantarktische Front (SAF), Polar-Front (PF), südliche ACC-Front (SACCF) und südliche Berandung des ACC (SB) bezeichnet. Die SB wird in der Scotia-See auch als Scotia-Front (SF) bezeichnet und ist die nördliche Grenze der Weddell-Scotia-Konfluenz (WSC). Die Fronten bewegen sich leicht um ihre mittlere Position (Kazmin und Rienecker, 1996). Ihre Variabilität beeinflusst die Ausbreitung des Tiefen- und Bodenwassers in der Region (Arhan *et al.*, 1999), wie im folgenden noch gezeigt wird.

Angetrieben wird der ACC durch die starken Westwinde. Der Volumentransport des ACC in der Drake-Passage findet zu etwa  $3/4$  an den Fronten statt und variiert sehr stark. Bryden und Pillsbury (1977) errechneten aus Beobachtungen Transportwerte zwischen 28 Sv und 290 Sv, bei einem Mittelwert von 135 Sv.



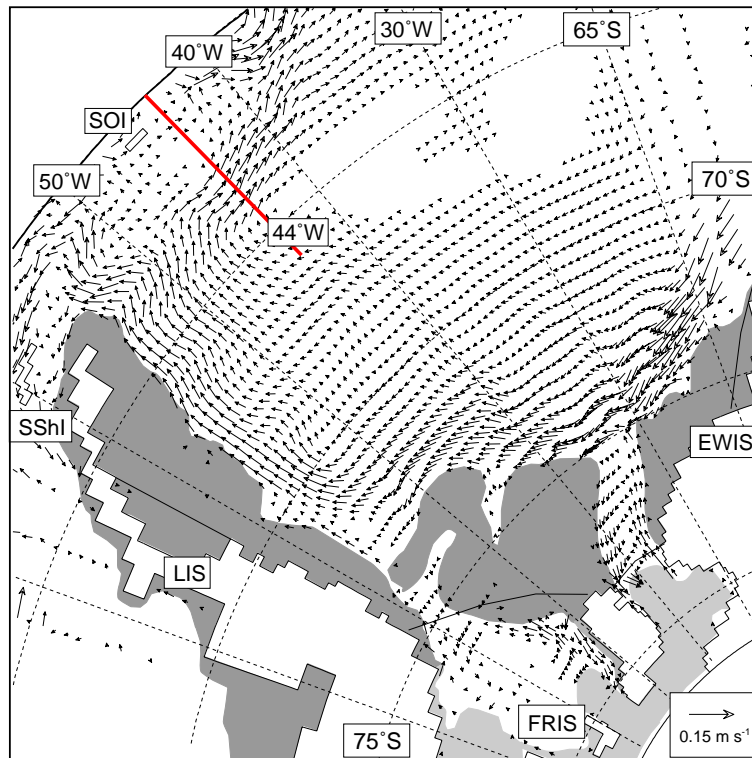
**Abbildung 3.6:** Horizontale Geschwindigkeitsverteilung im nördlichen Weddellmeer und der südlichen Scotia-See. Eingezeichnet sind die Subantarktische Front (SAF), die Polar-Front (PF) nach Orsi *et al.* (1995), der Verlauf der südlichen ACC-Front (SACCF), der Scotia-Front (SB/SF) und der Weddell-Front (WF) nach Peterson und Stramma (1991).

Östlich der Drake-Passage fließt ein Teil des ACC nach Norden in den Südatlantik als Malvinasstrom. Dieses Verhalten ist westlich von Südgeorgien durch die Lage der SAF und der PF angedeutet. Der Malvinasstrom fließt entlang des Patagonischen Schelfs nach Norden, ehe er an der Rio de la Plata Mündung auf den Brasilstrom trifft, retroflektiert und zunächst nach Süden strömt, bevor er weiter nach Osten als Südatlantikstrom setzt (Stramma und Peterson, 1990). Dieser weitere Verlauf läßt sich mit dem Modell, auf Grund dessen regionaler Begrenzung, aber nicht darstellen.

In der südlichen Drake-Passage dringen die SACCF und SB/SF entlang des Kontinentalhangs in die Scotia-See ein. Sie durchqueren die Scotia-See nahezu, ehe sie nach Norden zwischen Südgeorgien und den Süd-Sandwich-Inseln in den Südatlantik einströmen. Während die SACCF nach Osten abbiegt, nimmt die SF östlich der Süd-Sandwich-Inseln einen direkten Weg nach Süden. Die Lage der SACCF und der SF könnte beim Eindringen kalter Wassermassen in die Scotia-See von Norden her und dem damit verbundenen Wassermassenaustausch eine wichtige Rolle spielen (Meredith *et al.*, 2001).

Der ACC trennt subtropisches Wasser im Norden von polarem Wasser im Süden. Südlich der SF befindet sich die Weddell-Scotia-Konfluenz, die durch reduzierte vertikale Temperatur- und Salzgehaltsgradienten gekennzeichnet ist und durch den Eintrag dichten Schelfwassers nahe der Spitze der Antarktischen Halbinsel beeinflusst wird (Whitworth *et al.*, 1994). Die südliche Berandung der WSC wird durch die Weddell-Front (WF) repräsentiert. Die WF ist gleichzeitig die nördliche Berandung des zyklonalen Regimes des Weddell-Wirbels (Muench *et al.*, 1990b). Diese Front wird östlich der Süd-Sandwich-Inseln durch eine nach Norden stark zunehmende Maximaltemperatur definiert (Gouretski und Danilov, 1993; Whitworth und Nowlin, 1987). Die WSC, die von der SF und der WF eingeschlossen wird, läßt sich bis etwa 20°O verfolgen (Patterson und Sievers, 1980).

Die horizontale Geschwindigkeitsverteilung in 500 m Tiefe (Abbildung 3.7) zeigt die Haupttei-



**Abbildung 3.7:** Horizontale Geschwindigkeitsverteilung des inneren Weddellmeeres in 500 m Tiefe. Die Topographie flacher als 500 m und der Schelfeistiefgang größer als 500 m sind schattiert unterlegt. Ausserdem ist der südliche Verlauf des 44°W -Schnittes dargestellt.

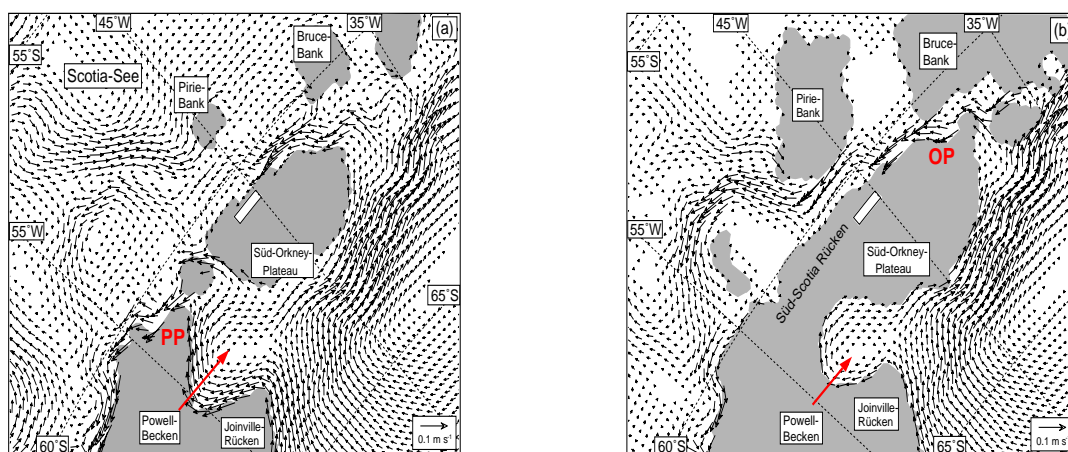
genschaften der Zirkulation des inneren Weddellmeeres. Als Teil des südlichen Astes des Weddellwirbels schmiegt sich der Küstenstrom an den Hang des antarktischen Kontinentalschelfs und erreicht so das innere Weddellmeer von Osten her. Die Wassermassen, die mit dem Küstenstrom in das Weddellmeer importiert werden, wurden in Kapitel 2.3 diskutiert. Der Küstenstrom fließt am Kontinentalhang weiter nach Westen, ein Anteil dringt in den Filchnergraben und anschließend in die Filchner-Kaverne ein. Auf dem zyklonalen Weg um das innere Weddellmeer herum verringert sich die Stärke des Küstenstromes im südwestlichen Teil (72°S, 52°W) und nimmt mit Erreichen des nördlichen Endes der Antarktischen Halbinsel wieder zu. Transportberechnungen von Muench und Gordon (1995) ergaben einen Anstieg des westlichen Randstromtransportes von etwa 12 Sv im südlichen Weddellmeer bei etwa 70°S auf etwa 28 Sv bei etwa 67.5°S. Die Zunahme, die sich in den Beobachtungen zeigt, lässt sich laut den Autoren mit dem Einstrom aus dem Inneren des Weddell-Wirbels in die Region des westlichen Randstromes erklären.

Zweierlei wird deutlich: zum einen fließt der Küstenstrom nördlich der Süd-Shetland-Inselgruppe weiter nach Westen in den südöstlichen Pazifik, zum anderen zeigt sich ein starker Randstrom in Verbindung mit der WF und dem nördlichen Zweig des Weddell-Wirbels am südlichen Hang des Süd-Scotia Rückens.

Die modellierte Geschwindigkeitsverteilung auf den Horizonten der Schwellentiefen des Süd-Scotia Rückens geben einen Einblick in die Überströmung des Rückensystems (Abbildung 3.8). Westlich des Süd-Orkney Plateaus liegt die Schwellentiefe bei etwa 2000 m, östlich bei etwa 3000 m. In dieser Abbildung ist wieder die Dominanz des tiefreichenden Weddell-Wirbels

sichtbar, dessen nördlicher Ast sich als Randstrom an den südlichen Hang des Rückens anlegt. Im Powell-Becken zeigt sich eindrucksvoll die zyklonale Zirkulation, die von Gordon *et al.* (2001) durch Wassermassenanalyse postuliert wurde. Außerdem wird der topographisch geführte Ausstrom durch zwei kleinere Passagen, die im weiteren zusammengefaßt als Philip-Passage bezeichnet werden, sichtbar (Abbildung 3.8a). Nördlich der Philip-Passage findet man den westwärts gerichteten Randstrom, der nördlich der Süd-Shetland-Inseln in die südliche Drake-Passage vordringt. Nowlin und Zenk (1988) beobachteten ebenfalls diesen westlichen Randstrom am Schelfhang zwischen den Süd-Shetland-Inseln und der Shackelton-Bruchzone. Dieser Strom wird aber weder von Capella *et al.* (1992) noch von Hofmann *et al.* (1993) westlich von  $63^\circ\text{W}$  festgestellt. Eine mögliche Ursache dafür mag in dem Verlauf der SF des ACC liegen, die an der Spitze der Antarktischen Halbinsel sehr nah an den Kontinent heranreicht und dem Strom entgegenwirkt. Aussagen über den weiteren Verlauf des westlichen Randstromes folgen in Kapitel 5.

Östlich des Süd-Orkney-Plateaus befindet sich die Orkney-Passage, die einen Ausstrom in einer Tiefe von 3000 m mit mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von etwa  $0.04\text{ m s}^{-1}$  aufweist. Dieses stimmt gut mit LADCP (*Lowered Acoustic Doppler Current Profiler*)-Messungen



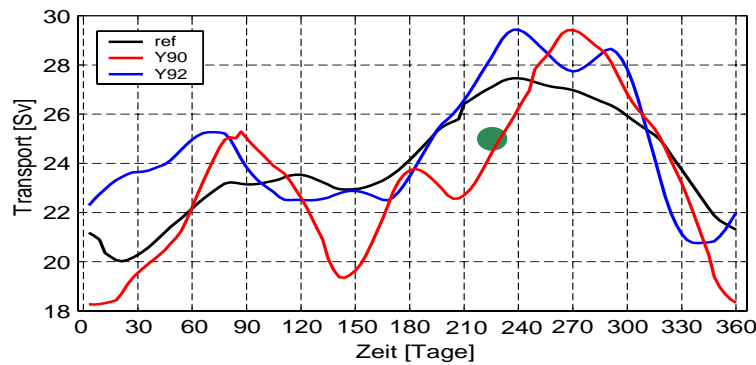
**Abbildung 3.8:** Horizontale Geschwindigkeitsverteilung in 2000 m Tiefe (a) und in 3000 m Tiefe (b), d.h. etwa die jeweilige Schwellentiefe der Philip-Passage (PP) und der Orkney-Passage (OP). Die Tiefenbereiche, die kleiner als die jeweiligen Tiefen sind, sind grau untergelegt.

überein. Gordon *et al.* (2001) geben mittlere Geschwindigkeiten von  $0.05\text{ m s}^{-1}$  an, beobachten aber auch Spitzengeschwindigkeiten bis  $0.1\text{ m s}^{-1}$ . Nördlich des Plateaus zeigt sich ein starker nach Westen gerichteter Strom.

Die Modellergebnisse zeigen demnach eine starke vertikale Scherung zwischen der oberflächennahen (Abbildung 3.6) und der tiefen Strömung (Abbildung 3.8). In Oberflächennähe ist die Strömung nach Osten gerichtet, während sie in den tieferen Lagen, vor allem zwischen dem Süd-Orkney-Plateau und der Pirie-Bank, nach Westen setzt. Bislang konnte dieser westliche Randstrom an der nördlichen Flanke des Süd-Scotia-Rückens weder von globalen noch von regionalen Modellen erfaßt werden. DOVETAIL-Beobachtungen (Gordon, unveröffentlichter Fahrtbericht 1997) zeigen diesen starken westlichen Randstrom über  $44^\circ\text{W}$  sogar mit Geschwindigkeiten bis zu  $0.25\text{ m s}^{-1}$ . Dieses zeigt erneut, daß die Modellergebnisse durchaus realistisch sind, auch wenn der Betrag der modellierten Geschwindigkeiten etwas kleiner als der der Beobachtungen ist.

Mit dem nördlichen Zweig des Weddell-Wirbels wird das WSDW auch nach Osten transpor-



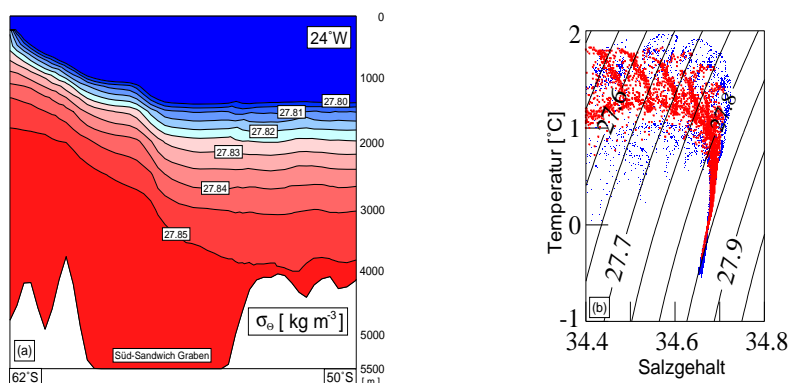


**Abbildung 3.9:** Transport des Weddellmeer-Tiefenwassers im Weddell-Wirbel über  $44^{\circ}\text{W}$  im 31. Jahr der Integration für verschiedene Modellläufe (ref, Y90, Y92, siehe Legende). Der grüne Punkt stellt den mit LADCP-Messungen ermittelten Winter-Transportwert von Gordon *et al.* (2001) dar (ohne Fehlerabschätzung). Positive Werte bedeuten östlichen Transport.

tiert. In Abbildung 3.9 ist der Transport des WSDW im Weddell-Wirbel über den  $44^{\circ}\text{W}$ -Schnitt angegeben. Dieser Schnitt wurde gewählt, weil es Transportangaben von WSDW aus Beobachtungen gibt (Gordon *et al.*, 2001), die zum Vergleich herangezogen werden können. Im Mittel werden im Modell 24 Sv WSDW nach Osten transportiert. Der Jahreszyklus mit seinen Transportmaxima spiegelt die zeitliche Entwicklung des vertikal integrierten Weddell-Wirbel-Transports (im Mittel 60 Sv) wider. Maxima treten im Herbst (Tag 120) und Winter (Tag 240) auf und resultieren aus dem zeitlichen Verlauf der Oberflächenschubspannung für das Weddellmeer. Die Sensitivitätsstudien ergeben nur eine geringe Änderung des Jahresmittels, das in Y90 etwas kleiner (23.2 Sv) und in Y92 etwas größer (24.6 Sv) ist. LADCP-Messungen geben nur einen punktuellen Einblick in das Geschwindigkeitsfeld, dieses allerdings mit höherer vertikaler Auflösung als es mit Verankerungen möglich ist. Der Transportwert von Gordon *et al.* (2001) von 25 Sv ist der einzige Transportwert, der als Vergleich herangezogen werden kann, stimmt aber sehr gut mit dem Modellwert überein.

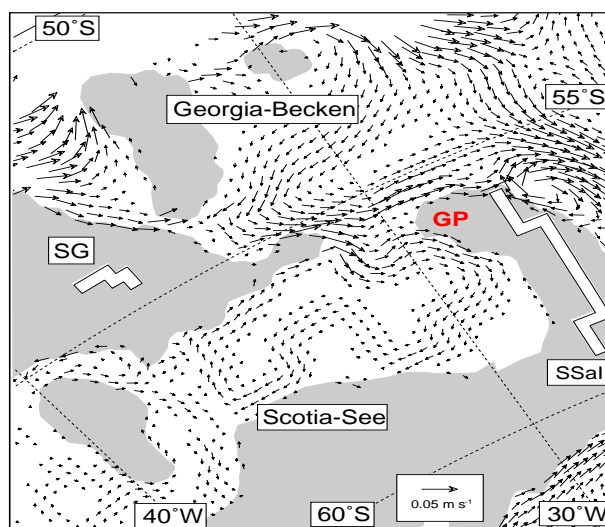
### **Nordöstliche Scotia-See**

Die sogenannte Süd-Sandwich-Route wird seit langem als die Hauptaustromroute des WSDW und des WSBW als tiefer westlicher Randstrom am Hang des Süd-Sandwich-Grabens aus dem Weddellmeer in das Argentinische Becken betrachtet (Wüst, 1936; Georgi, 1981). Eine Spalte im Amerikanisch-Antarktischen Rücken (bei etwa  $25^{\circ}\text{W}$ ) verbindet den Süd-Sandwich-Graben mit dem tiefen Weddellmeer bei einer Schwellentiefe von etwa 4600 m (LaBrecque, 1985). Obwohl es keine topographische Barriere entlang der Süd-Sandwich-Route gibt, die eine Wassermassenausbreitung nach Norden verhindern könnte, erreichen nur geringe Mengen von WSDW/WSBW den nördlichen Grabenbereich. Ursache dafür ist das Regime des ACC. Im nördlichen Modellgebiet, über dem Nord-Scotia-Rücken, ist der ACC durch die SAC-CF und die SF gekennzeichnet. Die SF erreicht den Südatlantik nördlich der Süd-Sandwich-Inseln und fließt unmittelbar nach Umrunden der Inseln nach Süden. Die Neigung der Isopyknen entlang eines meridionalen Schnittes ( $24^{\circ}\text{W}$ ) über den Süd-Sandwich-Graben hinweg zeigen, wie die direkte Ausdehnung der bodennahen Wassermassen nach Norden durch die südliche Lage des nach Osten setzenden ACC beeinträchtigt wird (Abbildung 3.10a). Das Aufsteigen der Isolinien nach Süden findet man ebenfalls in den Beobachtungen (Locarnini *et al.*, 1993). Beobachtungen von Meredith *et al.* (2001) ergaben einen



**Abbildung 3.10:** (a)  $\sigma_{\theta}$  entlang  $24^{\circ}\text{W}$  durch den Süd-Sandwich-Graben. (b)  $\Theta$ -S-Diagramm östlich (blau) und westlich (rot) des nördlichen Bereiches des Süd-Sandwich-Inselbogens.

Import von WSDW über die Süd-Sandwich-Route in die Scotia-See in Abhängigkeit von der Lage der SF. Je weiter die SF nach Norden verschoben ist, desto eher ist ein Einstrom von WSDW durch die Georgia-Passage (via Süd-Sandwich-Route) möglich. Das Modell zeigt dieses Verhalten nicht, da sich die Lage der Front nicht ändert. Denn im Modell werden sowohl der ACC-Transport als auch die Position, an der die SAF und die PF (mit dem größten Anteil des Wassers) das Südpolarmeer verlassen, vorgeschrieben. Dies zeigt sich des weiteren in den



**Abbildung 3.11:** Die horizontale Geschwindigkeitsverteilung in 3000 m Tiefe zeigt die Zirkulation in der nord-östlichen Scotia-See, insbesondere die Zirkulation in der Georgia-Passage, der Tiefseeverbindung zwischen der Scotia-See und dem Georgia-Becken. Bodentiefen kleiner als 3000 m sind schattiert unterlegt. Abkürzungen: GP - Georgia-Passage, SG - Südgeorgien und SSaI - Süd-Sandwich-Inseln.

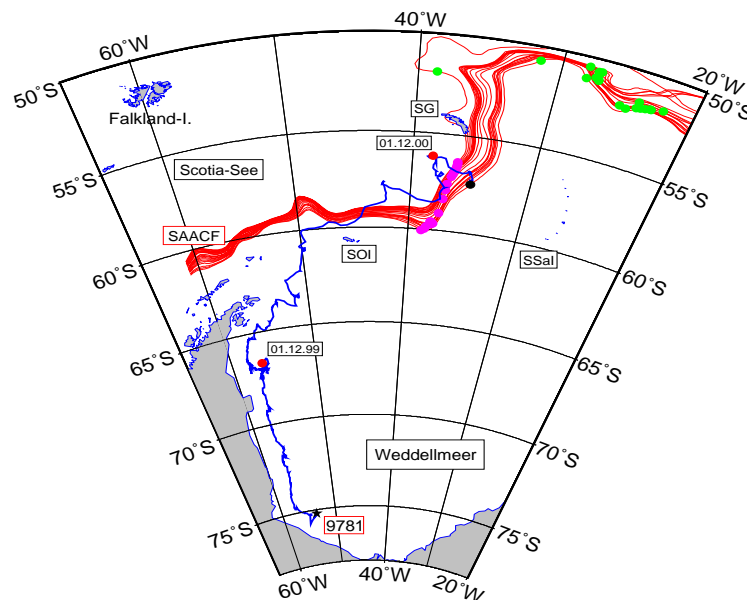
$\Theta$ -S-Beziehungen westlich und östlich des Süd-Sandwich-Inselbogens. Die östlichen Bodengewässermassen sind kälter und salzreicher, d.h. dichter, als die westlich des Inselbogens in der Scotia-See (Abbildung 3.10b). Das bedeutet, daß sich die Wassermassen mit WSDW-Signatur bis in den nördlichen Teil des Süd-Sandwich-Grabens ausdehnen, die weitere Ausbreitung entlang der Bodentopographie nach Westen und in die Scotia-See hinein aber durch die starke ostwärts gerichtete Strömung des ACC verhindert wird (siehe Abbildung 3.11) . Der ACC

zeigt sich in der Tiefe von 3000 m mit Geschwindigkeiten von bis zu  $0.05 \text{ m s}^{-1}$ . Ein Teil dringt in die Scotia-See ein, der andere setzt seinen Weg nach Osten fort, geführt vom Hang des Nord-Scotia-Rückens. Das in die Scotia-See einfließende Wasser des ACC ist salzärmer und wärmer und trägt so zu dem Unterschied zwischen Modell und Klimatologie von Locarnini *et al.* (1993) bei.

In geringeren Tiefen existiert ein Ausstrom aus der Scotia-See in das Georgia-Becken in Verbindung mit einer antizyklonalen Zirkulation am östlichen Hang des Süd-Georgia-Plateaus. Dieses Zirkulationsmuster zeigt sich sowohl im Modell als auch in den Beobachtungen, z.B. Naveira Garabato *et al.* (2001). Whitworth *et al.* (1991) berechneten diesen WSDW-Ausstrom in das Georgia-Becken mit 1.8 Sv (geostrophisch, mit gemeinsamer größter Tiefe als Referenztiefe). Herrmann (pers. Mitteilung, 2001) berechnet den Ausstrom aus der Scotia-See mit einem hochauflösenden Modell im Bereich des Nord-Scotia-Rückens ( $1/12^\circ$  - BRIOS8) sogar auf 5 Sv.

### Frontendarstellung in BRIOS1.1

In diesem Modell gelingt es, die südliche ACC-Front (SACCF) in einem OGCM aufzulösen. Die grobauflösenden Modelle der BRIOS-Familie (Beckmann *et al.*, 1999; Timmermann *et al.*, 2002b) lassen die SACCF vermissen. Die Modellierung der Eisbergdrift von Lichey und Hellmer (2001) zeigen Trajektorien von Eisbergen, die einen direkten Weg nach Norden einschlagen, ohne durch Fronten, wie z.B. der SACCF, abgelenkt zu werden. Höher auflösende Modelle wie z.B. FRAM (Webb *et al.*, 1991) konnten diese Front zirkumpolar nicht auflösen, im



**Abbildung 3.12:** Vergleich von Partikeltrajektorien, die den Frontenverlauf der SACCF darstellen, mit beobachteter Eisbergdriftrajektorie 9781 vom 31.01.1999 (Einsatz des Senders) bis zum 25.12.2000 (Ausfall des Senders). Die farbigen Punkte auf den Modelltrajektorien stellen die Orte nach einem halben Jahr (magenta) und einem Jahr (grün) Ausbreitungszeit dar. Abkürzungen: SG - Südgeorgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SSaI - Süd-Sandwich-Inseln.



atlantischen Sektor bildet sie sich rudimentär aus einer Ablösung der Polarfront beim Eindringen in die Drake-Passage (Gross *et al.*, 1995). Sie mäandriert nördlich und südlich um die ostwärts setzende Stromachse, weist aber keine nordwärts gerichtete Komponente auf, d.h. die Front stellt nicht den nördlichen Ausstrom zwischen Südgeorgien und den Süd-Sandwich-Inseln dar.

Der Eisberg 9781 (L = 750 m, B = 350 m, H = 20 - 35 m) wurde am 31.01.1999 auf der Position 75.214°S, 53.652°W vor dem Ronne-Schelfeis mit einem Sender bestückt (Fahrbach und El Naggar, 2001), driftete zunächst nach Norden in die Scotia-See, wo er, von der SACCF oder Scotia-Front eingefangen, nach Osten versetzt wurde. Diese Beobachtung stimmt gut mit der modellierten Position der SACCF in der Scotia-See, die an Hand von 100 Partikeltrajektorien bestimmt wurde, überein. Zusätzlich deutet die Divergenz der Trajektorien östlich von 40°W die Spaltung der SACCF an. Am nördlichen Rand ist jedoch eine Interpretation der Ergebnisse nicht möglich, da hier der ACC vorgeschrieben wird und eine *nudging*-Zone von 8 Gitterboxen, etwa 160 km, existiert.

Die Eisbergtrajektorie zeigt zwar, daß der Eisberg in der SACCF driftet, allerdings eher der "wahren" Struktur des SACCF folgt, die trotz der hohen Auflösung vom Modell BRIOS1.1 immer noch nicht erfaßt wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Modellversion BRIOS1.1 eine sehr realistische Darstellung der mittleren Felder im hochaufgelösten Modellbereich liefert. Sowohl die modellierten Eisdaten (Kapitel 2) als auch die mittleren Temperatur- und Salzgehaltsfelder, d.h. die Wassermassenstruktur des tiefen Weddellmeeres sowie der flacheren Schelfbereiche, sind sehr gut dargestellt. Das gleiche gilt für die Zirkulation im inneren Weddellmeer und in der Scotia-See sowohl oberflächennah als auch in der Tiefe. Letzteres zeigt sich auch in der sehr guten Übereinstimmung der Transporte des WSDW im nördlichen Ast des Weddell-Wirbels. Damit kann dieses Modell zum Studium der Transporte über den Süd-Scotia Rücken und deren Variabilität sowie der Untersuchung der Ausbreitungspfade ventilierter Wassermassen als geeignetes Mittel betrachtet werden.

---



## **4 Transporte und Transportvariabilitäten**

Atmosphäre–Eis–Ozean–Wechselwirkungen bestimmen die Entstehung von kalten, dichten Wassermassen auf dem flachen Kontinentalschelf im südlichen und westlichen Weddellmeer. Diese Wassermassen sinken beim Ausbreiten nach Norden in die Tiefe ab und durchströmen anschließend diverse Passagen im Süd-Scotia-Rücken. In diesem Kapitel werden die Transporte und Transportvariabilitäten des Weddellmeer-Tiefenwassers diskutiert sowie die Variabilitätsmechanismen des WSDW-Durchstroms durch die Passagen des Süd-Scotia-Rückens beleuchtet.

Der WSDW-Transport in den Passagen des Süd-Scotia-Rückens wird aus dem integrierten Volumentransport zwischen der  $0.0^{\circ}\text{C}$  und der  $-0.7^{\circ}\text{C}$  Isotherme bestimmt, sofern letztere in der Wassersäule vorhanden ist. Ansonsten wird der Transport zwischen der  $0.0^{\circ}\text{C}$  Isotherme und dem Boden berechnet.

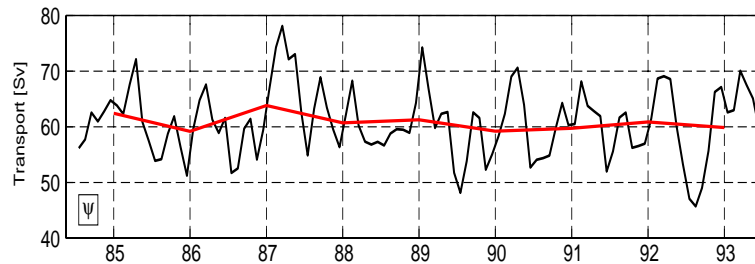
Die Philip-Passage ( $\sim 47^{\circ}\text{W}$ , siehe Fig. 2.2, PP) befindet sich zwischen den Clarence- und Signy-Inseln südlich des Hesperiden-Troges. Mit einer Schwellentiefe von etwa 1980 m stellt sie die tiefste Passage des Süd-Scotia-Rückens westlich des Süd-Orkney-Plateaus dar (Naveira-Garabato, pers. Mitteilung, 2000). Im Modell liegt die Schwellentiefe mit 2050 m auf Grund der Diskretisierung der Topographiedaten auf das Modellgitter etwas tiefer. Dennoch wird die generelle Struktur der Passage (siehe Abbildung 3.8) mit zwei kleineren Passagen, die durch eine untermeerische Kuppe getrennt sind, wiedergegeben und eignet sich somit dazu, den Überstrom des Tiefenwassers zu analysieren. Das die Philip-Passage in Bodennähe überströmende Wasser wird auf Grund seiner Charakteristika als WSDW identifiziert.

Die Orkney-Passage ( $40^{\circ}\text{W}$ ) befindet sich östlich des Süd-Orkney-Plateaus und ist mit einer Schwellentiefe von etwa 2900 m die tiefste Spalte im Süd-Scotia-Rücken. Diese Tiefe erlaubt den Durchstrom des dichtesten Tiefenwassers in die Scotia-See. Obwohl dieses seit geraumer Zeit bekannt ist (Gordon, 1966; Locarnini *et al.*, 1993), sind die Raten des Wassermassenexports durch die Orkney-Passage in die Scotia-See nahezu unbestimmt. Die einzige Referenzgröße vor dem DOVETAIL-Projekt wurde von Locarnini *et al.* (1993) mit 1.5 Sv relativ zu einem Referenzlevel von 1500 m angegeben.

### **4.1 Saisonale und zwischenjährliche WSDW-Transporte**

Der vertikal integrierte Transport des Weddell-Wirbels bei etwa  $40^{\circ}\text{W}$  (Abbildung 4.1) der Periode 1985-1993 variiert zwischen 45 und 78 Sv, mit einem mittleren Transport von  $60.8 \pm 1.5$  Sv. Die zwischenjährliche Variabilität ist klein, wobei sie in der zweiten Hälfte der Periode 1985 - 1993, d.h zwischen 1990 und 1993, geringer ist als in der ersten Hälfte zwischen 1985-1989. Das Aufspalten dieses Zeitraumes in zwei Abschnitte wurde von Timmermann *et al.* (2002b) u.a. für die Meereisbildung beschrieben, ohne eine Erklärung dafür zu finden. Nach wie vor ist ungeklärt, ob die Unterschiede der Perioden 1985 - 1989 und 1990 - 1993

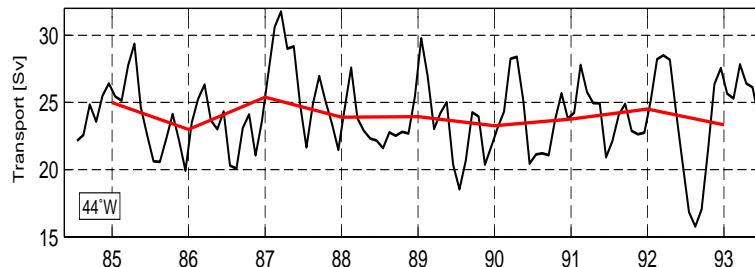
realistisch sind oder ein Modellartefakt ist, das durch die verwendeten Antriebsdaten der ECMWF-Reanalyse hervorgerufen wird.



**Abbildung 4.1:** Monatlich mittlerer Transport des Weddell-Wirbels in der Periode 1985 - 1993. Die Jahresmittel der jeweiligen Transporte sind durch die roten Kurven gekennzeichnet. Die Jahresangaben der Abzisse sind in der Jahresmitte plaziert.

Die Transportmaxima der Jahresmittel 1987 und 1992 sowie die Minima 1986 und 1990 (Abbildung 4.1) stimmen mit den jeweiligen Extremwerten der mittleren meridionalen (nördlichen) Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe in den ECMWF-Reanalyse-Daten der Jahre 1985-1993 überein (siehe Timmermann *et al.*, 2002a). Saisonale Variationen, die sich durch den Oberflächenantrieb erklären lassen, zeigen Transportmaxima zwischen Juli und Oktober und Transportminima im Südsommer.

Über den 44°W-Schnitt, der den nördlichen Ast des Weddell-Wirbels beinhaltet, werden im Mittel  $24 \pm 0.8$  Sv WSDW (zwischen 16 Sv und 32 Sv) nach Osten transportiert (Abbildung 4.2). Die Transporte weisen somit ebenfalls Transportmaxima 1987 und 1992 und Transportminima 1986 und 1990 auf.

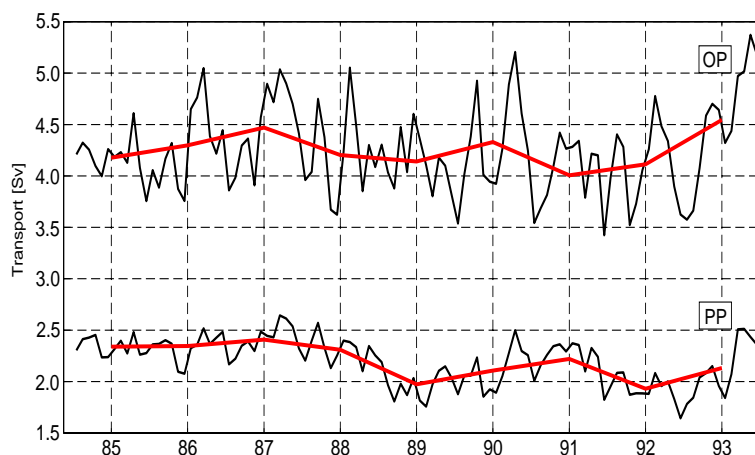


**Abbildung 4.2:** Monatlich mittlerer WSDW-Transport im Weddell-Wirbel über 44°W in der Periode 1985 - 1993. Die Jahresmittel der jeweiligen Transporte sind durch die roten Kurven gekennzeichnet. Die Jahresangaben der Abzisse sind in der Jahresmitte plaziert.

Der zyklonale Weddell-Wirbel wird zum einen durch den Windschub an der Oberfläche und zum anderen thermohalin angetrieben (Gordon *et al.*, 1981; Olbers und Wübbler, 1991). Erstes zeigt sich in der einjährigen, dessen Saisonalität in der halbjährlichen Periode. Ein Spektrum der längeren Perioden, insbesondere der vierjährigen Periode der ACW, läßt sich auf Grund der Kürze der Zeitserie nicht erstellen. Zwar fallen die Transportminima des WSDW-Transports im Weddell-Wirbel mit den Jahren minimaler winterlicher Meereisbedeckung (der ACW) zusammen (siehe Abbildung 2.4), das Transportmaximum jedoch nur 1992 mit einem Jahr maximaler winterlicher Meereisausdehnung.

Weddellmeer-Tiefenwasser strömt auf dem Weg nach Norden in das Powell-Becken ein und folgt der zyklonalen Zirkulation (siehe Abbildung 3.8), ehe ein Teil das Powell-Becken durch die Philip-Passage in die Scotia-See verlassen kann. Einem mittleren WSDW-Einstrom im

westlichen Teil des Powell-Beckens von  $3.9 \pm 0.3$  Sv steht ein mittlerer WSDW-Ausstrom im östlichen Teil von  $1.6 \pm 0.1$  Sv gegenüber. Im Mittel werden somit  $2.2 \pm 0.2$  Sv (Abbildung 4.3) aus dem Weddellmeer in die Scotia-See exportiert. Die Differenz von 0.1 Sv stellt die Wassermassentransformation zu den leichteren Wassermassen des unteren WDW im Powell-Becken dar. Der Transport durch die Philip-Passage variiert zwischen 1.6 Sv und 2.6 Sv bei saisonalen



**Abbildung 4.3:** Monatliche mittlere Transporte des WSDW-Transports durch die Orkney- (OP) und die Philip-Passage (PP). Die Jahresmittel der jeweiligen WSDW-Transporte sind durch die roten Kurven gekennzeichnet. Die Jahresangaben der Abzisse sind in der Jahresmitte plaziert.

Schwankungen bis 0.6 Sv. Auch in dieser Zeitserie wird die schon angesprochene Zweiteilung des Zeitraums 1985 bis 1993 sichtbar. Im ersten Teil dieser Periode sind die mittleren WSDW-Transporte durch die Philip-Passage um etwa 0.3 Sv gegenüber der zweiten Hälfte erhöht. Die relativen Maxima 1987 und 1991 sind um ein Jahr von der minimalen winterlichen Meereisbedeckung verschoben.

Durch den Strom südlich des Powell-Beckens hauptsächlich gespeist, variiert der WSDW-Transport durch die Orkney-Passage zwischen 3.4 Sv und 5.4 Sv bei einem mittleren nordwärts gerichteten Transport von  $4.2 \pm 0.4$  Sv (Abbildung 4.3). Transportmaxima existieren 1987, 1990 und 1993 und können mit der Rotation des Oberflächenschubes in Verbindung gebracht werden. Die Transportzeitreihe weist eine Länge von 9 Jahren auf, so daß sich ein Frequenzspektrum für längere Perioden nicht errechnen läßt. Auch läßt sich nicht feststellen, ob die Transportmaxima einer dreijährigen Periode über den modellierten Zeitraum hinaus unterliegen. Die mittleren Modellgeschwindigkeiten in der Orkney-Passage von  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  stimmen sehr gut mit den aus LADCP-Daten erhaltenen Geschwindigkeiten der Passage überein (Gordon *et al.*, 2001); Transportwerte werden von den Autoren allerdings nicht berechnet. Der modellierte Passagetransport kann auf Grund der guten Übereinstimmung mit den gemessenen Geschwindigkeiten in der Passage als realistisch angesehen werden, obwohl er fast dreimal so hoch ist wie der Transportwert von Locarnini *et al.* (1993). Jedoch stimmen neuere Transportberechnungen, basierend auf LADCP-Messungen im Rahmen von DOVETAIL, mit einem WSDW-Durchstrom durch die Orkney-Passage von  $4.3 \pm 0.6$  Sv (Naveira Garabato *et al.*, 2002) sehr gut mit dem Modellergebnis überein. Dieser erhöhte Transport bedeutet aber auch, daß die Rolle dieser Passagen bei der Belüftung der Scotia-See, d.h. des ACC, bislang unterschätzt wurde.

Trotz des dominanten, nordwärts gerichteten Ausstroms in die Scotia-See, gibt es einen leichten südlichen Strom an der östlichen Flanke der Passage in das Weddellmeer hinein. Mit die-

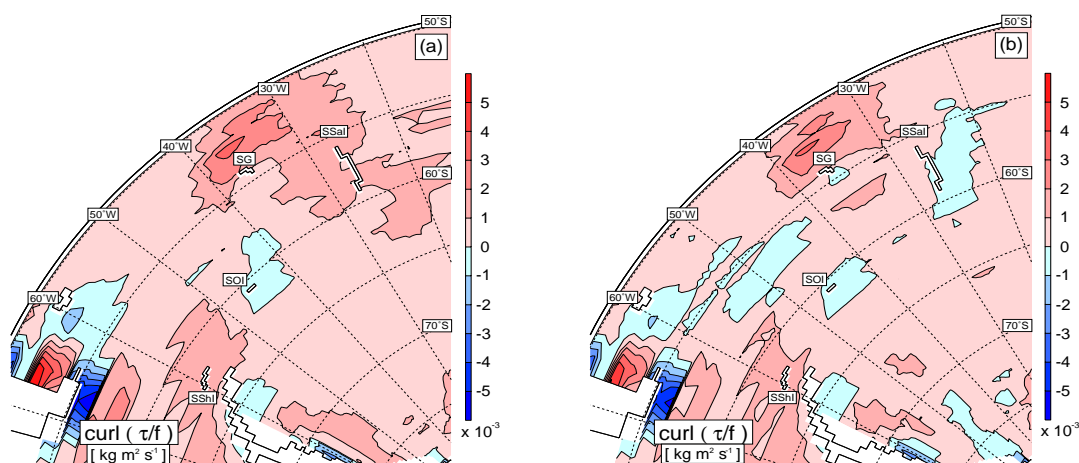
sem Rezirkulationsstrom, der auch in den DOVETAIL-Beobachtungen von Naveira Garabato *et al.* (2002) vorhanden ist, werden im Mittel 0.2 Sv WSDW wieder zurück in das Weddellmeer transportiert.

Im saisonalen Verlauf sind die Transportvariabilitäten größer und weisen eine bimodale Struktur auf, deren größeres Maximum in der zweiten Jahreshälfte (Winter, Frühjahr) auftritt. Dieser bimodale Verlauf stimmt gut mit der Variabilität der ECMWF 10 m-Windgeschwindigkeiten (G. Birnbaum, pers. Mitt., 2000) und dem WSDW-Transport im Weddell-Wirbel überein. Eine ähnliche Bimodalität wurde auch in den Beobachtungen von Fahrbach *et al.* (1992) im Antarktischen Küstenstrom vor Kapp Norvegia gefunden.

Die zwischenjährliche Variabilität der Exportraten durch die beiden wichtigsten Passagen des Süd-Scotia-Rückens liegt nach Ansicht von Martinson *et al.* (1982) und Coles *et al.* (1996) in der Variabilität der Weddell-Wirbelstärke. Coles *et al.* (1996) fanden eine Abkühlung und Auslösung des Antarktischen Bodenwassers im Argentinischen Becken in den achtziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts und führten diese Anomalie auf Variabilitäten in der AABW-Bildungsregion zurück. Die Intensität der Zirkulation des Wedell-Wirbels hat, so die Hypothese, einen Einfluß auf die Dichte der Wassermassen, die über den Süd-Scotia-Rücken nach Norden strömen. In einer Periode anomal schwacher Wirbelzirkulation sind die Isopyknen an dessen Rand flacher und bei anomal starker Zirkulation steiler geneigt. Ein Nivellieren der Isopyknen durch einen schwächeren Weddell-Wirbel verursacht demzufolge ein Anheben dichter Wassermassen in Tiefenschichten, die ein Ausströmen durch die Passagen ermöglichen; der WSDW-Transport über das Rückensystem ist damit größer als in Phasen eines stärkeren Weddell-Wirbels. Nach Meinung von Meredith *et al.* (2001) kann diese Hypothese nicht nur das kältere AABW der 1980er Jahre erklären, sondern auch den Anstieg der potentiellen Temperatur und des Salzgehalts des WSDW in der östlichen Scotia-See (1995 - 1999) durch einen geringeren Eintrag an "neuem" WSDW.

Diese Hypothese lässt sich durch die Modellergebnisse nicht verifizieren. Zwar nimmt das Jahresmittel des Weddell-Wirbels von 1990 auf 1992 um etwa 1.6 Sv zu bei gleichzeitiger Abnahme des WSDW-Durchstroms um etwa 0.3 Sv und erfüllt somit die Anforderung, daß ein stärkerer Transport des Weddell-Wirbels mit leichterem Wasser und somit weniger WSDW in der Scotia-See verbunden ist. Allerdings entspricht diese Transportänderung nur 3 % des mittleren Transports des Weddell-Wirbels. Des weiteren ist das Maximum des mittleren WSDW-Transports durch die Orkney-Passage 1987 in Phase mit dem Maximum des mittleren Weddell-Wirbel-Transports. Dies widerspricht der These von Coles *et al.* (1996), daß ein starker Weddell-Wirbel nur einen geringeren WSDW-Transport über den Süd-Scotia-Rücken hinweg zuläßt. Des weiteren sei angemerkt, daß sich der WSDW-Durchstrom durch die Orkney-Passage und der integrierte Weddell-Wirbel-Transport in Phase befinden. Nach Martinson *et al.* (1982) und Coles *et al.* (1996) wäre eine Antikorrelation, d.h. eine Phasenverschiebung, zwischen den Transporten notwendig. Dies bedeutet, daß möglicherweise noch ein anderer Mechanismus für den stärkeren bzw. schwächeren Export vorliegt.

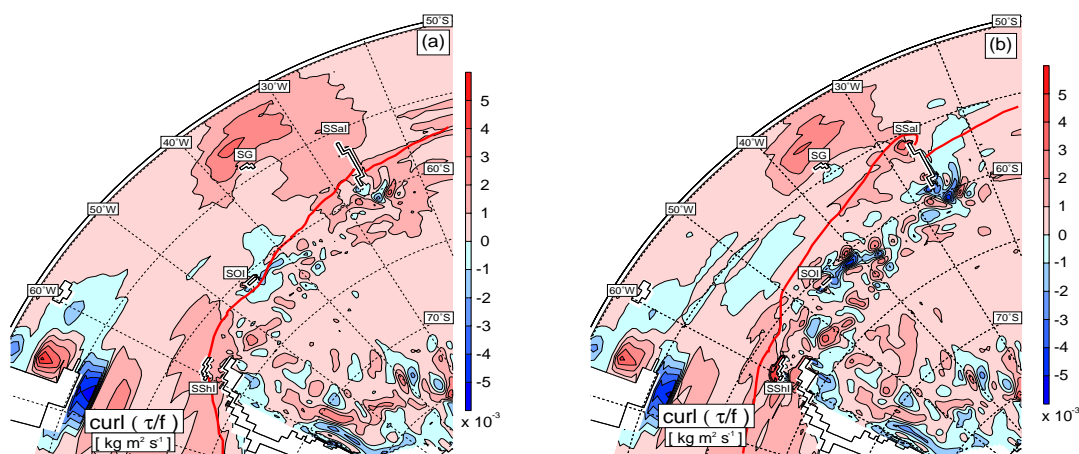
Eine mögliche Ursache kann in der Rotation der Oberflächenschubspannung ( $\nabla \times (\tau/f)$ ), dem Ekman-Pumpen, über dem Süd-Scotia-Rücken liegen, welches sich aus den Antriebsdaten des Meereismodells ergibt. Interannuale Schwankungen der Vertikalgeschwindigkeit können in diesem barotropen Regime Auskunft über die Verlagerung der Isothermen in der Wassersäule, über die der Ausstrom in die Scotia-See definiert ist, geben. Positive Werte bedeuten eine positive Vertikalgeschwindigkeit an der Unterseite der Deckschicht und somit ein Aufsteigen der Isothermen, negative ein Absinken.



**Abbildung 4.4:** Jahresmittel der Rotation der ECMWF-Windschubspannung  $\nabla \times (\tau/f)$  an der Meeresoberfläche (a) 1990 und (b) 1991. Negative Werte bedeuten eine abwärtsige, positive eine aufwärtsige Vertikalgeschwindigkeit. Die rote Linie stellt die maximale winterliche Meereisausdehnung des jeweiligen Jahres dar.

Die horizontale Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten, die sich aus der Rotation der Windschubspannung des mittleren ECMWF-Windfeldes ergeben (Abbildung 4.4), zeigen einen homogenen Verlauf im Bereich des Weddellmeeres und der Scotia-See mit leichten Unterschieden der mittleren Felder der Jahre 1990 und 1991. Stark variabel zeigt sich hingegen die horizontale Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten für die Antriebsdaten, die aus dem Meereismodell gewonnen werden (Abbildung 4.5).

In der nördlichen Scotia-See, dort wo kein Meereis auftritt, sind Antriebsdaten aus dem Meereismodell und ECMWF gleich. Südlich der maximalen Meereisausdehnung, die in Abbildung 4.5 eingezeichnet ist, ist die Variabilität 1992 stärker ausgeprägt als 1990. In den beiden mittleren Feldern liegt die stärkste Variabilität über dem Süd-Scotia-Rücken und dem westlichen Kontinentalschelf. Die vorherrschenden nördlichen Winde des Jahres 1990 drängten das Meereis ins Weddellmeer, so daß die Meereisdecke kompakter war und nur eine geringe

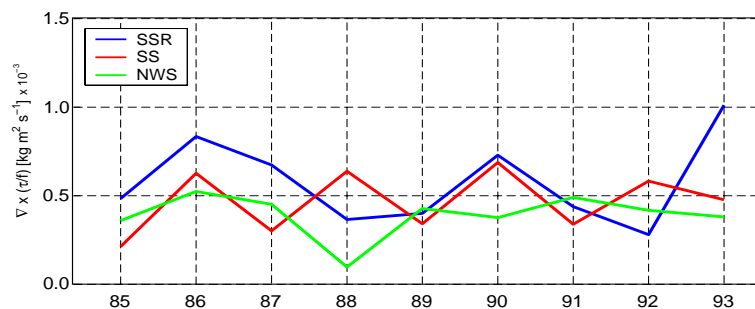


**Abbildung 4.5:** Jahresmittel der Rotation der Schubspannung  $\nabla \times (\tau/f)$  des Meereismodells an der Meeresoberfläche (a) 1990 und (b) 1991. Gitterpunkte ohne Meereisbedeckung weisen die ECMWF-Schubspannungen auf.

Variabilität erlaubte. Südliche Winde während des Jahres 1992 bewegten das Meereis weiter in den Norden, sorgten für einen lockeren Meereisverband und somit für eine stärkere Variabilität.

Bei der Betrachtung zentraler Mittel der Rotation der Schubspannung (Abbildung 4.6) spiegelt sich die Antarktische Zirkumpolare Welle in dem zonalen Streifen zwischen  $60^\circ$  und  $65^\circ\text{S}$ , in dem die Zugbahnen der atmosphärischen Zyklonen verlaufen (Jones und Simmonds, 1993) wider. Bei geringer Eisausdehnung weisen die Vertikalgeschwindigkeiten Maxima auf, während sie bei stärkerer Eisausdehnung Minima aufweisen. Die Minima resultieren aus lokalen, negativen Geschwindigkeitsbereichen, die sich u.a. über der Orkney-Passage wiederfinden (Abbildung 4.5).

Die Vertikalgeschwindigkeit in dem zonal gemittelten Bereich in der Scotia-See ( $55^\circ\text{S}$  bis  $60^\circ\text{S}$ ) weist für den Zeitraum 1985-1993 eine zweijährige Periode auf. Die Zyklonen-Zugbahn verändert ihre meridionale Position in einem halbjährlichen Rhythmus und kann bis in den Bereich von  $55^\circ\text{S}$  bis  $60^\circ\text{S}$  hineinreichen (Birnbauer, pers. Mitt.). Bislang gibt es aber keine Erkenntnis darüber, ob dieser meridionalen Oszillation eine Variabilität in z.B. Zyklonen-Stärke oder Häufigkeit zu Grunde liegt, die für diese zweijährige Periode verantwortlich sein könnte. Für den zonalen Streifen im nördlichen Weddellmeer ( $65^\circ\text{S}$  bis  $70^\circ\text{S}$ ) sind die Jahresmittel mit Ausnahme des Jahres 1988 (Minimum) annähernd gleich. Die nahezu unveränderte Ausdehnung des Meereises in diesem Gebiet und damit die gleichbleibende Dämpfung des Windeinflusses auf die Oberfläche spiegelt sich darin wider.

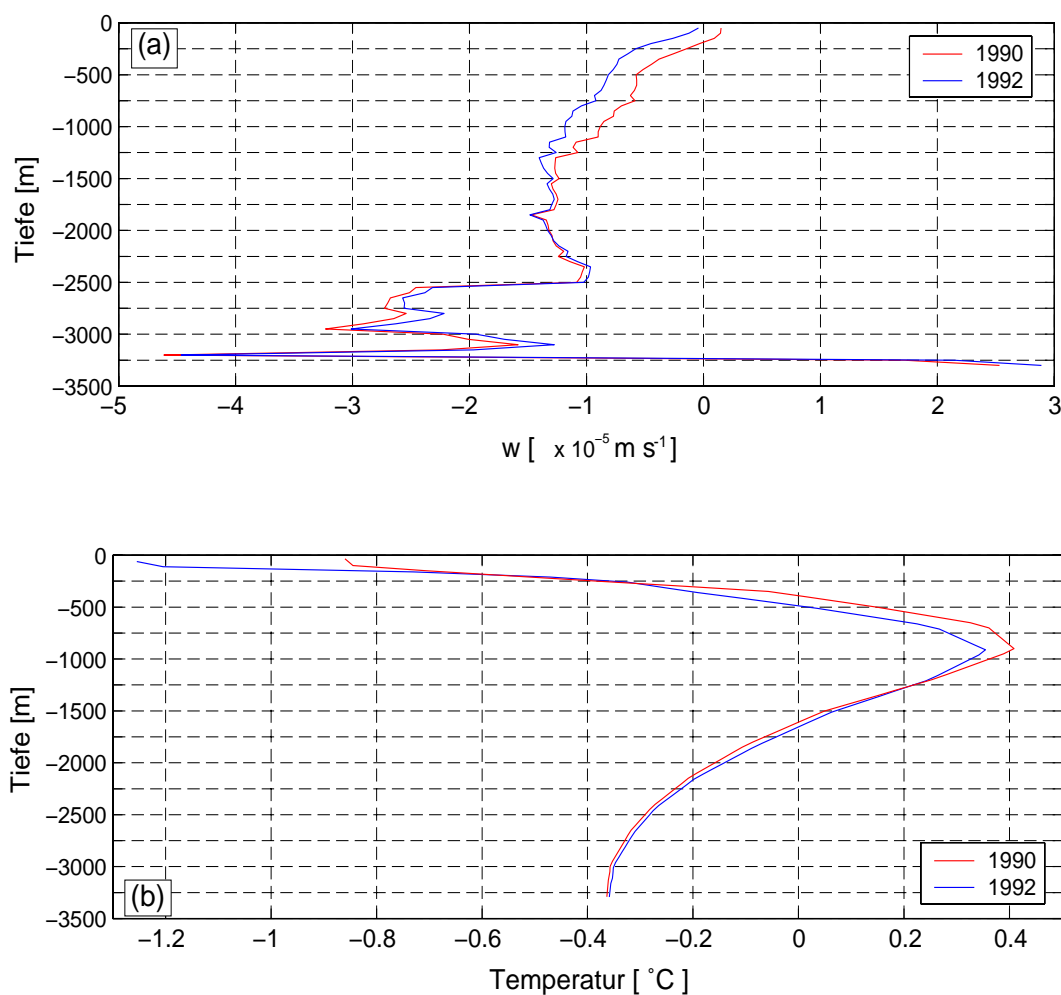


**Abbildung 4.6:** Zeitserien der jährlichen mittleren Rotation der Schubspannung an der Meeresoberfläche gemittelt über verschiedene zonale etwa  $5^\circ$  breite Bereiche. SSR - Süd-Scotia-Rücken, SS - Scotia-See und NWS - nördliches Weddellmeer.

Während das zonale Mittel positive Vertikalgeschwindigkeiten aufweist, zeigen lokale Bereiche über der Orkney-Passage (1990 und 1992) negative Vertikalgeschwindigkeiten (Abbildung 4.7a). Stärkeres Ekman-Pumpen im Jahr 1992 bis in eine Tiefe von etwa 1700 m kann dafür sorgen, daß die  $0^\circ\text{C}$  Isotherme nach unten verlagert wird (Abbildung 4.7b). Nimmt man eine horizontale Geschwindigkeit von  $4\text{ cm s}^{-1}$ , ein Absenken der Isotherme um 65 m und eine mittlere Passagenweite von 75 km an, so bedeutet dies eine Transportänderung von etwa 0.2 Sv und trägt somit zu etwa 77 % zu der Transportdifferenz zwischen den beiden Jahren von 0.26 Sv bei.

Die Variabilität des Transports durch die Orkney-Passage läßt sich demnach durch die Rotation des Oberflächenschubes, der auf die Meeresoberfläche wirkt und somit eine Änderung der Lage der Isothermen in der Wassersäule bewirkt, erklären. Dies ist noch einmal schematisch in Abbildung 4.8 dargestellt. Entlang eines zonalen Streifens über dem Süd-Scotia-Rücken führen die unterschiedlichen Antriebe zu unterschiedlichen Vertikalgeschwindigkeiten an der Unterseite der Deckschicht und daher zu unterschiedlichen Tiefenlagen der  $0^\circ\text{C}$



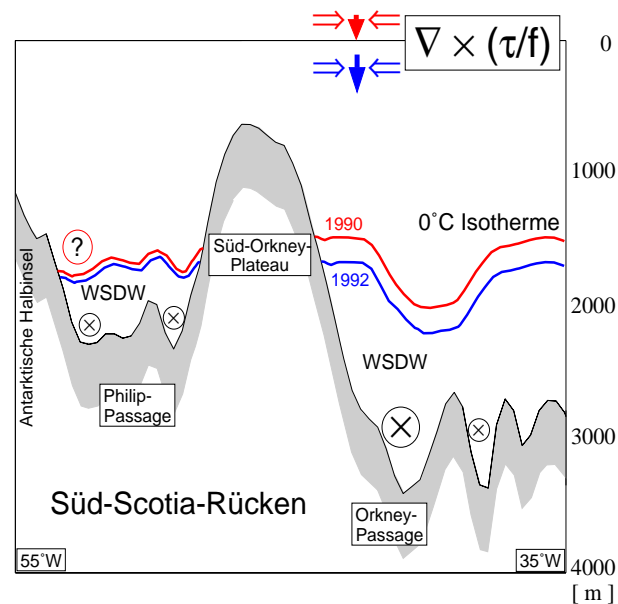


**Abbildung 4.7:** (a) Vertikalprofil der Vertikalgeschwindigkeit gemittelt über dem Bereich der Orkney Passage. (b) Vertikalprofil der Potentiellen Temperatur über dem Bereich der Orkney-Passage für die Jahre 1990 und 1992.

Isotherme, die als obere Grenze für das WSDW definiert ist. Die stärkere Rotation der Schubspannung im Jahr 1992 bedeutet ein größeres Absinken der  $0^{\circ}\text{C}$  Isotherme in der Wassersäule als für das Jahr 1990. Das hat zur Folge, daß sich die Fläche, über die der WSDW-Transport berechnet wird, verkleinert (vergrößert) und somit weniger (mehr) WSDW in die Scotia-See exportiert wird. Der unterschiedliche Durchstrom sowohl im saisonalen Verlauf als auch in der zwischenjährlichen Variation geht einher mit einer leichten Änderung der Geschwindigkeit. Diese Geschwindigkeitsänderung trägt aber nur 10 % zu der Gesamttransportänderung bei, so daß die Lage der Isotherme entscheidend für die Transportänderungen ist.

Diese Darstellung ist konform mit der Argumentation von Coles *et al.* (1996), daß bei höherer Lage der Isopyknen dichteres Wasser in die Scotia-See gelangen kann. Jedoch könnte diesen Modell-Ergebnissen nach die Ursache für ein Anheben nicht die Stärke der Weddell-Wirbel-Zirkulation sondern der regionale Oberflächenantrieb über dem Rückensystem sein. Für die Berechnung von Kohärenzspektren und damit einer Aussage über die Signifikanz dieses Ergebnisses, ist die Länge der Zeitreihe nicht ausreichend.

Diese regionalen Variabilitäten im WSDW-Export beeinflussen die globale thermohaline Zir-



**Abbildung 4.8:** “Überhöhte” Darstellung der Abhängigkeit des Passagentransports “durch” den Süd-Scotia-Rücken von der lokalen Rotation der Oberflächenschubspannung *Ekman-pumping*. Die roten Pfeile und Isolinien stellen die Situation für das Jahr 1990, die blauen Pfeile und Isolinien für das Jahr 1992 mit starkem Absinken der 0°C Isotherme dar. Das Fragezeichen bezieht sich auf die geringe Durchstromvariabilität und deren unbekanntes Ursachen.

kulation, da das WSDW nach dem Durchströmen der Scotia-See zum westlichen Randstrom im Argentinischen Becken beiträgt (Locarnini *et al.*, 1993). Zusätzlich ventiliert das WSDW das untere CDW in der Scotia-See. Das LCDW seinerseits ist Quellwassermasse der westlichen Randströme des Indischen und des Pazifischen Ozeans (Rubython *et al.*, 2001).

Das Einordnen der vorhergesagten Änderungen in einen globalen Zusammenhang ist auf Grund der nördlichen Ausdehnung des Modellgebietes und der zeitlichen Limitierung der Transportzeitserien nur begrenzt möglich. Im Argentinischen Becken fand in den 1980er Jahren eine Abkühlung der Bodenwassermassen um  $-0.05^{\circ}\text{C}$  statt (Coles *et al.*, 1996). Hogg und Zenk (1997) beobachteten einen Erwärmungstrend im Vema- und im Hunter-Kanal Anfang der 1990er Jahre, der einhergeht mit einer Abnahme des nordwärts gerichteten Bodenwassertransports. Diese Beobachtungen fanden in einiger Entfernung von der Scotia-See statt, so daß die dortigen Wassermassenvariabilitäten auch durch Veränderungen entlang unterschiedlicher Ausbreitungsrouten hervorgerufen werden könnten. Eine verbesserte Darstellung des WSDW-Ausstroms nach Norden durch die Shag-Rocks-Passage und die Südgeorgia-Passage in den Südatlantik ließe quantitative Transportangaben zu.

Cai und Baines (1996) untersuchten den thermohalinen Antrieb des ACC in numerischen Studien und kamen zu dem Schluß, daß der Transport des ACC zunimmt, je mehr Tiefenwasser gebildet wird. Dies geschieht insbesondere dann, wenn das WSDW durch die Topographie an einem Ausbreiten nach Westen gehindert wird. Der Einfluß der modellierten WSDW-Transportvariabilität auf den ACC kann in dieser Modellkonfiguration mit vorgeschriebenen ACC-Transporten jedoch nicht abgeschätzt werden.

### **Passagen des östlichen Süd-Scotia-Rückens**

Eine Reihe von kleineren Passagen liegt östlich der Orkney-Passage: Bruce-, Discovery- und Hoyer-Passage - von West nach Ost. Sie stellen ebenfalls potentielle Tiefenwasserdurchlässe im Süd-Scotia-Rückens dar (Abbildung 2.2).

Die Bruce-Passage (BP) liegt unmittelbar östlich der Orkney-Passage und ist mit einer Modelltiefe von etwa 2800 m ausreichend tief für einen WSDW-Durchstrom. Die Tiefe des Meeresbodens verringert sich jedoch nördlich der BP um etwa 300 m, was ein Ausbreiten des tieferen WSDW verringert. Die Modelltransporte dieser Passage ergeben einen Ein- und Ausstrom von jeweils 0.1 Sv, d.h. es gibt keinen netto-nordwärts gerichteten WSDW-Transport. Die bislang einzige Angabe eines WSDW-Transports durch die Bruce-Passage ergibt sich aus LADCP-Berechnungen von Naveira Garabato *et al.* (2002) zu  $1.4 \pm 1.2$  Sv und ist auf Grund des großen Fehlerbereiches nur bedingt geeignet, den modellierten Transport zu verifizieren.

Die beiden östlichsten Passagen des Süd-Scotia-Rückens sind im Modell weniger gut repräsentiert. Die gemessene Tiefe der Discovery-Passage (DP) von 2800 m (Naveira Garabato, pers. Mitt., 2000) reduziert sich im Modell ebenso wie die der Hoyer-Passage (HP, 2600 m) auf eine Schwellentiefe von 2300 m. Beide Schwellentiefen liegen im oberen Tiefenbereich des WSDW und zeigen daher keinen relevanten WSDW-Export in die Scotia-See. Während durch die DP WSDW in der Größenordnung von mSv nach Norden strömt, zeigt sich für die HP sogar ein geringer Einstrom in das Weddellmeer. Naveira Garabato *et al.* (2002) geben einen WSDW-Transport von  $0.5 \pm 0.2$  Sv durch die nur 5 km breite DP an. Abschätzungen des HP-Transports aus Beobachtungen gibt es nicht.

Der Vergleich von Modellergebnissen und Beobachtungen (z.B. Locarnini *et al.*, 1993) deuten darauf hin, daß die Gittergröße in diesem Teil des Süd-Scotia-Rückens immer noch zu groß ist. Daher sind sowohl die WSDW-Transporte durch diese Passagen unterschätzt, als auch die beobachteten potentiellen Bodentemperaturen der östlichen Scotia-See überschätzt. Dieses Ergebnis bedeutet des weiteren, daß über diesen Teil des Rückensystems nach wie vor eine unbekannte, jedoch wohl geringe, Menge an WSDW exportiert wird.

Wie in der Einleitung erwähnt, ist das WSDW die Ursprungswassermasse des Antarktischen Bodenwassers. Bei einer AABW-Bildungsrate im Atlantik in der Größenordnung von etwa 11 Sv (z.B. Orsi *et al.*, 1999; Hellmer und Beckmann, 2001) bedeutet ein mittlerer "Overflow" über den Süd-Scotia-Rücken von 6.4 Sv, daß die Süd-Sandwich-Route bei der Ausbreitung eine geringere Rolle spielt als bislang angenommen. Zu berücksichtigen ist dabei allerdings, daß der Transport durch den Süd-Sandwich-Graben im Modell auf Grund der Lage der SACCF unterschätzt wird.

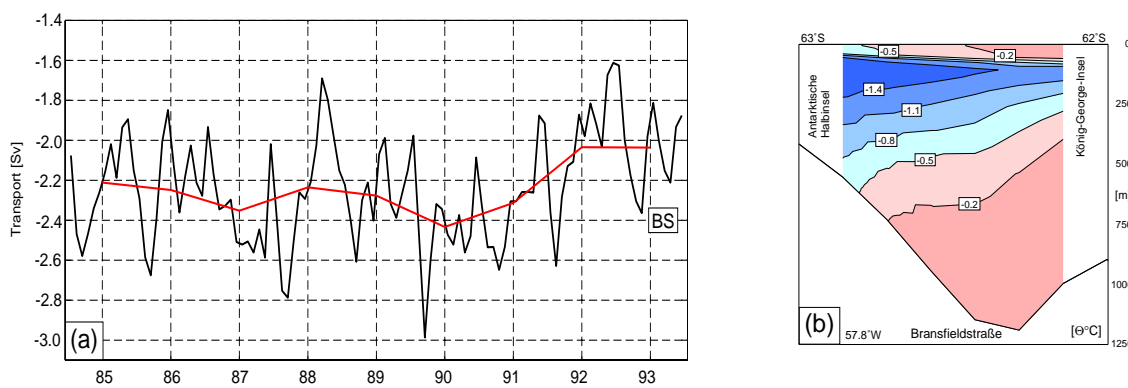
### **Bransfieldstraße**

Ein nicht minder wichtiger Ort des Weddellmeer-Wassermassenexports ist die Bransfieldstraße, die sich zwischen der nördlichen Spitze der Antarktischen Halbinsel und den Süd-Shetland-Inseln befindet (Abbildung 2.2).

Eine oberflächennahe, kalte, salzarme Wasserlinse, die durch Wassermassen vom östlichen Kontinentalschelf der Antarktischen Halbinsel gespeist wird (Gordon *et al.*, 2000), wurde sowohl im Modell (siehe Abb. 4.9b) als auch auf verschiedenen Forschungsfahrten (z. B. von Gyldenfeldt *et al.*, 2002) im südlichen Bereich der Bransfieldstraße beobachtet. Der mittlere modellierte Schelfwassermassentransport zwischen der nördlichen Spitze der Antarktischen Halbinsel und der König-George-Insel, in die Bransfieldstraße hinein, beträgt etwa  $2.2 \pm 0.1$  Sv. Die zwischen-

jährlichen Variationen sind mit etwa 0.1 Sv gering, wobei es 1987 und 1990 maximale und 1992/93 minimale Jahresmittel der Zeitreihe gibt. Es ergibt sich, wie beim Passagen-Durchstrom, eine dreijährige Periode. Das Minimum zum Ende der Periode 1985-1993 läßt sich durch die verringerte Wassermassenbildung auf dem südlichen Kontinentalschelf zwischen 1989 und 1991 und dem damit verbundenen geringeren nordwärts gerichteten Transport von weniger kaltem, dichten Schelfwasser erklären.

Die saisonalen Schwankungen sind größer, mit Transportminima im Frühjahr/Sommer und Transportmaxima im anschließenden Herbst (zwischen -1.6 und -3.0 Sv). Transportberechnungen aus verankerten ADCPs vor der Joinville-Insel ergaben einen mittleren Ausstrom von etwa 2.4 Sv (2.2 Sv im Modell) mit einer starken saisonalen Fluktuation zwischen 0.4 Sv und 4.7 Sv (von Gyldenfeldt *et al.*, 2002).



**Abbildung 4.9:** Zeitserie des Schelfwasser-Transports (a) in die Bransfieldstraße zwischen der Antarktischen Halbinsel und König-George-Insel. Negative Werte bedeuten einen westlichen Transport. Mittlere vertikale Temperaturverteilung am östlichen Eingang der Bransfieldstraße (b).

Dieser Transport von kaltem, dichtem Wasser ventiliert das Bodenwasser der Bransfieldstraße und nach weiterer Advektion im Küstenstrom den tiefen südöstlichen Pazifik.

Die Modellergebnisse ergeben ebenfalls einen geringen Transport nach Osten von etwa 0.1 Sv im nördlichen Teil der Bransfieldstraße. Dieser Transport ist allerdings zu klein im Vergleich zu Beobachtungen von López *et al.* (1999) und Gordon *et al.* (2000), die beide einen Transport in die WSC von etwa 1 Sv angeben.

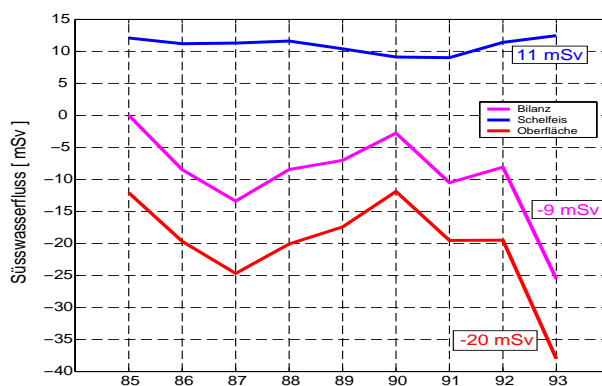
Obwohl der Transport nach Westen mit den Beobachtungen gut übereinstimmt, sprechen verschiedene Gründe beim stark reduzierten östlichen Transport für ein Modellartefakt. Auf der einen Seite erhält die Interpolationsprozedur bei der Diskretisierung der Bodentopographie auf das Gitter, die komplexe Bathymetrie, d. h. die Struktur der drei tiefen Becken (Capella *et al.*, 1992), nicht vollständig. Des weiteren ist der Süd-Shetland-Inselkomplex viel subtiler strukturiert, als es mit der Modellauflösung und der Darstellung der Inseln erreicht wird. Wassermassen können in der Realität von Norden durch Passagen zwischen den Smith- und Snow-Inseln in die Bransfieldstraße eindringen, wie es von García *et al.* (1994) beobachtet wird. Dieser Anteil des ACC fehlt im Modell und reduziert damit den nach Osten gerichteten Transport. Andererseits stellen die Temperatur- und Salzgehaltsdaten des HASO die Randbedingungen in der westlichen Bransfieldstraße, dem Übergang vom feinen auf den groben Gitterteil, dar. Wie erwähnt, tendieren die HASO-Daten leicht zu sommerlichen Werten. Mit der Bedingung, das Modell an diese Daten außerhalb des feinen Gitters zu führen,

stellt sich kein ostwärts gerichteter Strom aus der Bransfieldstraße in die WSC ein. Auf der anderen Seite weisen die vom Eismodell verwendeten ECMWF-Reanalyse-Daten an der Spitze der Antarktischen Halbinsel bis in den Larsen-Schelfeis-Bereich hinein 2 m-Lufttemperaturen auf, die höher (bis zu 3°C; Timmermann, pers. Mitt.) sind als in den Beobachtungen. Dieses hat eisfreie Gebiete vor dem Larsen-Schelfeis und in der östlichen Bransfieldstraße zur Folge, u.a. in Jahren, in denen viel Meereis beobachtet wurde (Timmermann *et al.*, 2002b).

Die Rolle der Bransfieldstraße bei der Erneuerung der Wassermassen der Weddell-Scotia-Konfluenz und demzufolge der Scotia-See wird somit im Modell unterschätzt und verlangt weitere Untersuchungen, wie z.B. saisonal variierende Randbedingungen.

## 4.2 Wassermassenneubildung auf dem südlichen Kontinentalschelf

Der südliche Kontinentalschelf des Weddellmeeres ist die Bildungsregion für die Ausgangswassermasse des WSDW, das in die Scotia-See exportiert wird. Die Süßwasserbilanz<sup>1</sup> des inneren Weddellmeeres (Abbildung 4.10), weist Jahre mit extremem Süßwasserentzug auf, in denen eine erhöhte Bildung von WSBW erfolgt. Der Süßwasserentzug beträgt im Mittel 9 mSv ( $1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ), steigt jedoch in den Jahren extremen Süßwasserentzugs auf 13 mSv (1987) und 25 mSv (1993) an. Die zwischenjährliche Variabilität entsteht durch die Schwankungen in der Meereisbildung. Das Jahr 1990 weist ein Minimum im Schelfeisschmelzen, das nur einen geringen Teil zur Gesamtbilanz beiträgt, und im Süßwasserentzug auf, so daß in jenem Jahr nur wenig dichtes Schelfwasser gebildet wird.

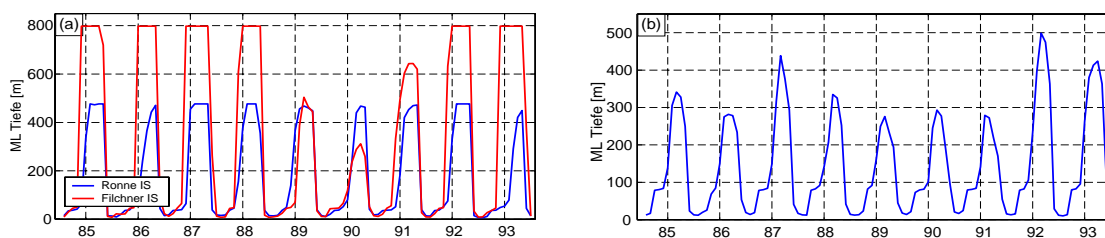


**Abbildung 4.10:** Jahresmittel und Zeitreihenmittel (Zahlen an der Kurve) des Süßwassereintrages an der Oberfläche des inneren Weddellmeeres in mSv ( $1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Dargestellt sind der Eintrag der Schelfeisgebiete (blau), der Eintrag durch Schmelzen und Gefrieren von Meereis (rot), in dem implizit der Beitrag von Niederschlag minus Verdunstung enthalten ist, und die Bilanz der beiden Terme (magenta).

<sup>1</sup>Die Süßwasserbilanz setzt sich zusammen aus dem Süßwasserentzug bzw. Süßwassereintrag durch Meereisbildung bzw. Meereisschmelzen und dem Schmelzwassereintrag der Schelfeisgebiete. Der Beitrag von Niederschlag minus Verdunstung (P-E) findet im Eismodell Berücksichtigung und steckt implizit im Term des Oberflächen-Gefrierens und -Schmelzens. Verschiedene Terme finden keine Berücksichtigung, wie der Süßwassereintrag durch festländischen Abfluß und Eisbergsschmelzen. Festländischer Abfluß wird durch das Schmelzwasser an der Unterseite des Eisschildes gebildet, der aber nach Timmermann *et al.* (2002b) auf weniger als 0.05 mSv geschätzt wird. Gegenstand der aktuellen Forschung ist die Simulation der Eisbergdrift (Lichey und Hellmer, 2001) und des Süßwassereintrages durch Eisbergsschmelzen (Gladstone *et al.*, 2001).

Konvektionsereignisse führen zu einer homogenen Wassersäule, d.h. einer Deckschicht, die bis zum Boden reichen kann. Eine intensive Abkühlung der Meeresoberfläche unter den Gefrierpunkt führt zur Meereisbildung. Durch das Freisetzen von Salzlaken beim Gefrieren von Meerwasser wird die Dichte des Oberflächenwassers so stark erhöht, daß statische Instabilität eintritt. Das dichte Oberflächenwasser sinkt in die Tiefe ab, wobei die schwache Schichtung der Wassersäule auf dem antarktischen Kontinentalschelf eine Tiefenkonvektion bis zum Meeresboden begünstigt<sup>2</sup>. Die Deckschichttiefen auf dem südlichen Kontinentalschelf stellen somit einen Indikator für die Regionen dar, in denen die Tiefen- und Bodenwassermassen entstehen können.

Im Sommer sorgt der Eintrag von Süßwasser durch Meereisschmelzen für eine Stabilisierung der Wassersäule und eine Abnahme der Deckschichttiefe. Ab Mai beginnt die Vertiefung der Deckschicht, bis sie im Juni/Juli bis zum Boden des Kontinentalschelfs reicht. In den Jahren 1989 bis 1991 ist die Deckschichttiefe vor dem Filchner-Schelfeis am geringsten, mit einem Minimum von nur 300 m im Jahr 1990 (Abbildung 4.11). Als Folge des im Mittel nach Süden gerichteten Oberflächenschubes und demzufolge geringen Eisexports beträgt der Süßwasserentzug 1990 nur 3 mSv (Abbildung 4.10). Anstelle des dichten HSSW, einer Ursprungswassermasse des WSBW und WSDW, werden leichtere Wassermassen neu gebildet. Diese können jedoch nicht in die Tiefsee absinken, um die Wassermassen in der Durchstromregion des Süd-Scotia-Rückens zu erneuern. Die Abnahme der Deckschichttiefe geht zudem einher mit einer Verkürzung der Dauer der maximalen Deckschichttiefe. Sie beträgt 5-6 Monate in den Jahren vor und nach dem Minimum und nur 1-2 Monate während des Minimums.



**Abbildung 4.11:** Deckschichttiefen in der Periode 1985 bis 1993 (a) vor dem Filchner-Schelfeis (rot) und dem Ronne-Schelfeis (blau) und (b) für den Bereich des Kontinentalschelfabbruchs vor dem Filchner-Ronne-Schelfeis.

Das Gebiet vor dem westlichen Ronne-Schelfeis zeichnet sich dadurch aus, daß die verschiedenen Oberflächenantriebe Unterschiede in der zeitlichen Dauer der Deckschichttiefe ergeben, die jedoch auch in den Jahren 1989-1991 bis zum Boden reicht. In den Jahren minimaler winterlicher Meereisausdehnung 1986 und 1990 (Abbildung 2.4) dauert diese Phase nur ein bzw. zwei Monate. Allerdings setzt der Beginn der Vertiefung erst später (Juni) ein und die bis zum Boden homogene Wassersäule wird erst ein/zwei Monate vor Beginn der Meereisschmelze erreicht. Da der Kontinentalschelf vor dem westlichen Ronne-Schelfeis ganzjährig mit Eis bedeckt ist, was durch die vorherrschenden östlichen Winde in diesen Jahren noch verstärkt wird, muß die Bildung lokaler Polynjas, durch den Abfluss kontinentaler Luftmassen, dafür verantwortlich sein, daß die Wassersäule dennoch bis zum Boden homogenisiert wird.

In den Jahren 1987 und 1992, in denen die Meridional Komponente des Windschubes nach Norden gerichtet und der Süßwasserentzug stärker ist, ist auch die Wassersäule am Kontinen-

<sup>2</sup>Im Gegensatz dazu sinkt das dichte Oberflächenwasser bei der offenen Ozeankonvektion soweit ab, bis es Schichten gleicher Dichte erreicht (Killworth, 1983; Marshall und Schott, 1999).

talhang bis in große Tiefen homogenisiert (Abbildung 4.11a). In diesen Jahren werden dichte Wassermassen ( $\sigma_{\Theta} > 27.9$ ) auf dem gesamten Kontinentalschelf gebildet, die im Jahr 1987 eine ausreichende Dichte aufweisen, um in große Tiefen abzusinken. In dem Zeitraum 1989 bis 1991 nimmt die Dichte der Wassersäule auf dem Kontinentalschelf ab, so daß die Wassermassenneubildung 1992 nicht zu einem ausreichenden Volumen an dichten Wassermassen führt. Im Jahr 1993 hingegen werden dichte Wassermassen gebildet und bei ausreichendem Volumen können die absinkenden Wassermassen die Passagen des Süd-Scotia-Rückens erreichen und überqueren.

### **4.3 Passagentransporte unter extremen Antriebsbedingungen**

Der Frage, ob und welche Veränderungen eintreten, wenn das Modell während der Integration fortwährend mit einem extremen Antriebsjahr, d.h. minimaler (1990) und maximaler winterlicher Meereisausdehnung (1992), angetrieben wird, wird in diesem Abschnitt nachgegangen. Die zeitlich hochaufgelösten Geschwindigkeitsfelder für die Darstellung der Zirkulation mit Hilfe von Partikeltrajektorien sowie für die Untersuchung der passiven Tracerausbreitung wurden durch diese Integrationen erhalten.

#### **Wassermassenvariabilitäten**

Die Variabilität der Wassermassen, die sich durch die unterschiedlichen Oberflächenantriebe der "extremen" Jahre 1990 und 1992 ergibt, spiegelt sich in den  $\Theta$ -S-Beziehungen des inneren Weddellmeeres wider (Abbildung 4.12).

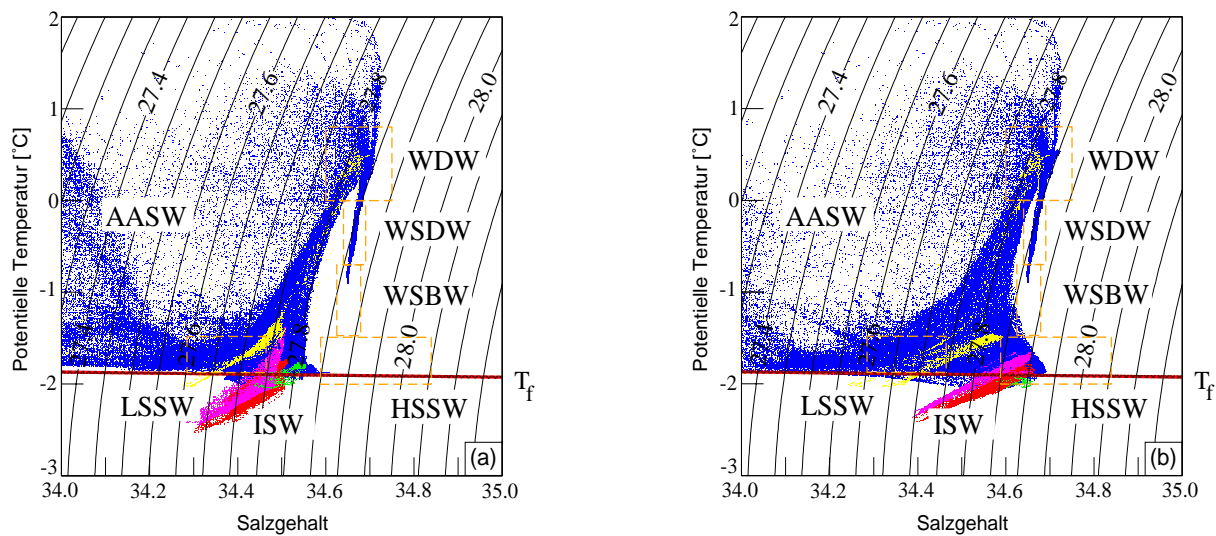
Für die Simulation Y90 bedeutet dies, daß die vorherrschenden atmosphärischen Bedingungen in dem Jahr 1990 (siehe Timmermann *et al.*, 2002b) zu einer Akkumulation von Meereis im Inneren des Weddellmeeres führen und so die Neueisbildung reduziert wird. Die Simulation Y92 hingegen beinhaltet einen starken Export des Meereises aus dem inneren Weddellmeer mit daraus resultierender verstärkter Neueisbildung in diesem Bereich. Die Antriebe mit verstärkter und reduzierter Neueisbildung wirken über den gesamten Integrationszeitraum von 11 Jahren, so daß sich eine für diese Antriebe typische Wassermassenverteilung und charakteristische Zirkulation einstellt.

Die reduzierte Eisbildung in Y90 bedeutet eine reduzierte Salzlakenbildung, so daß weniger dichte, salzärmere Wassermassen ( $S < 34.63$ ) gebildet werden; das salzreiche HSSW auf dem Kontinentalschelf fehlt (Abbildung 4.12a). Die verstärkte Eisbildung in Y92 hat einen Anstieg der Salzlakenbildung und damit die ständige Erneuerung des salzreichen HSSW zur Folge. Das HSSW der Y92-Simulation erreicht die beobachteten Salzgehalte von 34.75 (Abbildung 4.12b).

Diese Änderung der Wassermassen auf dem Kontinentalschelf geht einher mit einer veränderten Zirkulation und somit veränderten Wassermassen, die in die Schelfeiskavernen eindringen können. Für Y90 ist das ISW der Filchner-Ronne-Kaverne ausgesüßt, die salzreiche Komponente des HSSW fehlt, und somit sind die  $\Theta$ -S-Werte in einer größeren Enveloppe eingebettet. In Y92 wird ausschließlich das auf dem Schelf gebildete HSSW in die Kaverne eingetragen, was zu einer engeren Enveloppe in den  $\Theta$ -S-Beziehungen unter dem Schelfeis führt.

Nicholls (1997) postulierte eine Abnahme des Schelfeisschmelzens bei einer Verringerung der HSSW-Produktion als Folge einer Klimaerwärmung. Dies wird durch die Simulationen bestätigt. Da in der Y90-Simulation kein HSSW erzeugt wird (Abbildung 4.12), sind die glazialen





**Abbildung 4.12:** Jahresmittel der  $\Theta$ -S Charakteristika des Weddellmeersektors für die Sensitivitätsläufe; (a) Y90 (Antrieb des Jahres 1990) und (b) Y92 (Antrieb des Jahres 1992). Blaue  $\Theta$ -S-Werte stellen Gitterpunkte des offenen Ozeans dar, andersfarbige Gitterpunkte in den Schelfeiskavernen; gelb: östliches Weddellmeer-Schelfeisgebiet, grün: Larsen-Schelfeis, rot: Ronne-Schelfeis, magenta: Filchner-Schelfeis. Die Oberflächen-Gefrierpunktstemperatur ist durch die rote Linie ( $T_f$ ) dargestellt.

AASW: Antarktisches Oberflächenwasser, EWIS: östliches Weddellmeer-Schelfeisgebiet, ISW: Schelfeiswasser, HSSW: Salzreiches Schelfwasser, LSSW: Salzarmes Schelfwasser, WDW: Warmes Tiefenwasser, WSBW: Weddellmeer-Bodenwasser, WSDW: Weddellmeer-Tiefenwasser.

Schmelzraten des inneren Weddellmeeres kleiner, im Jahresmittel liegen sie bei 6.9 mSv. In der Y92-Simulation mit verstärkter HSSW Bildung verdoppelten sich fast Schmelzraten zu 12.9 mSv. Somit sind unterschiedliche Schmelzraten nicht nur das Ergebnis einer Klimaveränderung, sondern können auch durch die natürliche zwischenjährliche Variabilität im Zusammenhang mit Meereisbildung und vorherrschenden Winden hervorgerufen werden.

Die Wassermassen der Larsen-Schelfeiskaverne (grün) zeigen ebenfalls eine Änderung, in dem sich für Y92 salzreichere und für Y90 wärmere, salzärmere Wassermassen in der Larsen-Schelfeiskaverne befinden. Dieses ist ein Ergebnis der veränderten Wassermassencharakteristika des gesamten Kontinentalschelfs des Weddellmeeres, da dichtes, salzreiches Wasser vom südwestlichen Schelf nach Norden in die Larsen-Schelfeis-Region gebracht wird.

Alles in allem sind die Wassermassen in Y90 leichter, wärmer und salzärmer, während sie in Y92 dichter, d.h. kälter und salzreicher, sind. Dieses geschieht in der gesamten Wassersäule einschließlich des wärmeren AASW in Y90. Die Wassermassenänderungen zeigen sich nicht nur in den Quellregionen der Tiefen- und Bodenwassermassen, sondern auch in den Exportraten des WSDW über den Süd-Scotia-Rücken in die Scotia-See.

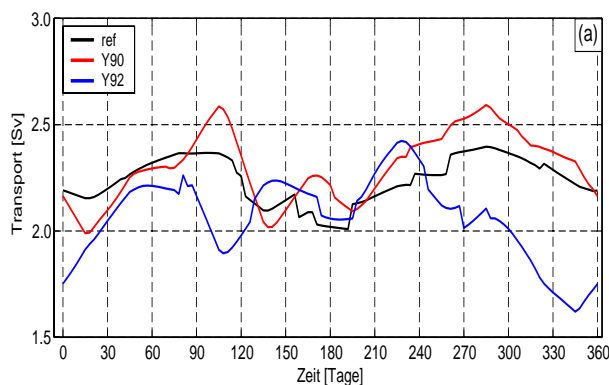
### **WSDW-Transporte durch Philip- und Orkney-Passage**

Die Transporte durch die beiden wichtigsten Passagen des Süd-Scotia-Rückens stellen sich auf die veränderten Wassermassen des Weddellmeeres ein.

Die Unterschiede der WSDW-Transporte der Philip-Passage zwischen Y90 und Y92 sind gering (Abbildung 4.13a). Während der mittlere Transport in Y92 auf 2.0 Sv abnimmt, steigt die Amplitude, bedingt durch die starke Abnahme zum Ende des Jahres, um 40%. Im Vergleich



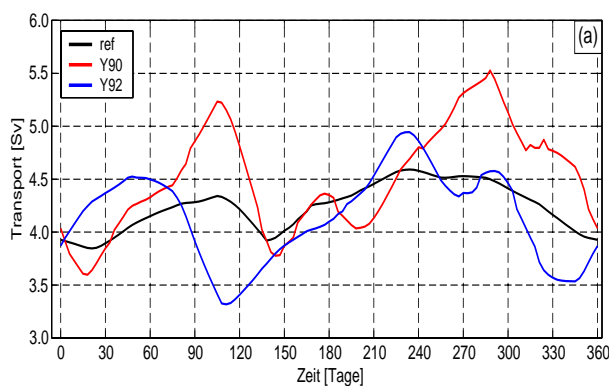
zum Referenzlauf verlagern sich die Maxima auf einen früheren Zeitpunkt im Jahr, um 2 Wochen für das erste Maximum bzw. um 2 Monate für das zweite. Die Y90-Simulation zeigt einen Anstieg des mittleren Transports auf 2.3 Sv mit Maxima von 2.6 Sv, die ebenfalls mit einem Anstieg der Amplitude einhergehen. Auch der WSDW-Transport im Powell-Becken spiegelt diese Unterschiede mit einem verringerten Einstrom von 4 Sv (Y90) auf 3.8 Sv (Y92) wider.



**Abbildung 4.13:** WSDW-Transport durch die Philip-Passage. Die positiven Werte bedeuten einen nördlichen Transport.

Während der saisonale Verlauf des Transportes 1990 mit dem des Weddell-Wirbel-Transportes übereinstimmt, gilt dieses nicht für 1992. Dieses deutet darauf hin, daß die dichten Wassermassen, die den nordwestlichen Kontinentalschelf in Y92 verlassen, das Signal des Weddell-Wirbels im Powell-Becken stark beeinflussen. Zusätzlich deutet dies darauf hin, daß für Y90 die Schelfdynamik weniger und die Wirbeldynamik mehr Einfluß auf das Überströmen des Süd-Scotia-Rückens hat.

Der WSDW-Transport durch die Orkney-Passage (Abbildung 4.14) weist ein höheres Jahresmittel von 4.5 Sv für Y90 verglichen mit 4.1 Sv für Y92 auf. Zusätzlich zu den unterschiedlichen Transportraten ergibt sich eine zeitliche Verschiebung des Durchstrommaximums. Durch die verschiedenen Oberflächenantriebe tritt das Y90-Transportmaximum im April und Oktober (5.2 Sv bzw. 5.5 Sv) und das Y92-Maximum 2 Monate früher, im Februar und August (4.5 Sv bzw. 4.9 Sv), auf. Der zeitliche Verlauf der Maxima und Minima stimmt mit dem zeitlichen Verlauf der Maxima und Minima des Weddell-Wirbel-Transportes (Abbildung 3.9) überein.

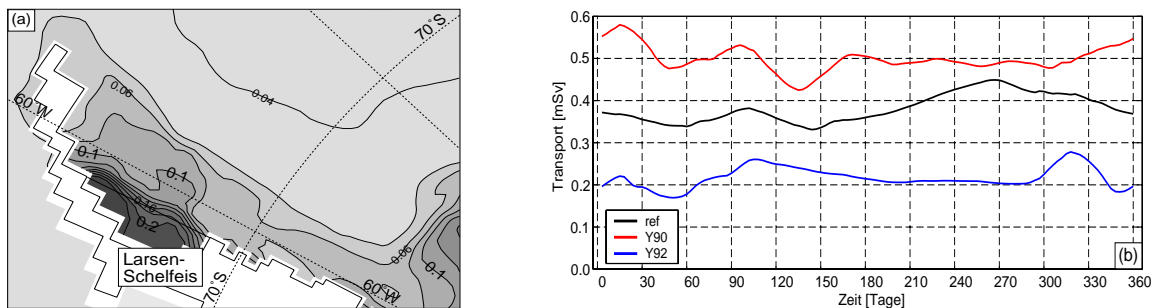


**Abbildung 4.14:** WSDW-Transport durch die Orkney-Passage. Die positiven Werte bedeuten einen nördlichen Transport.

Dies deutet darauf hin, der Orkney-Passagen-Durchstrom durch den WSDW-Transport im Weddell-Wirbel und damit durch die vorherrschenden Winde beeinflusst wird. Jedoch besteht die von Coles *et al.* (1996) postulierte Antikorrelation zwischen dem Passagen-Transport und der Stärke des Weddell-Wirbel-Transports nicht.

Die leichteren Schelfwassermassen (Y90), die auf dem westlichen Kontinentalschelf gebildet werden, haben einen geringen Einfluß auf den Philip-Passagen-Transport, da sie vornehmlich in die Bransfieldstraße abfließen, während die dichteren Wassermassen (Y92) in die Tiefe absinken und zum Passagetransport beitragen können.

Zwischen beiden Simulationen Y90 und Y92 stellt sich eine deutliche Dichtedifferenz in der Bodenschicht auf dem westlichen Kontinentalschelf (Abbildung 4.15) ein, mit dichteren Wassermassen für Y92. Ein möglicher Mechanismus, der in Abschnitt 4.1 mit einem Fragezeichen belegt wurde, scheint daher in der Bildung und/oder dem Absinken der Schelfwassermassen vom westlichen Kontinentalhang zu liegen.



**Abbildung 4.15:** Modellierte Bodendichtedifferenzen Y92 - Y90 für den westlichen Weddellmeer-Kontinentalschelf (a). Positive Werte bedeuten hohe Bodendichten während des Jahres mit maximaler winterlicher Meereisausdehnung. Das Kontourintervall beträgt  $0.02 \text{ kg m}^{-3}$ . Schmelzraten des Larsen-Schelfeisgebietes in mSv (b).

Auf Grund der veränderten Schelfwassermassencharakteristika (siehe Abschnitt 4.3), ergeben sich für die Larsen-Schelfeiskaverne unterschiedliche Schmelzraten. Die höhere Schmelzrate für Y90 von etwa  $0.50 \text{ m a}^{-1}$  resultiert aus dem Kontakt der Schelfeisunterseite mit Wassermassen mit Temperaturen über dem Oberflächengefrierpunkt (siehe Abbildung 4.12). Die Schmelzraten für Y92 betragen nur  $0.22 \text{ m a}^{-1}$  und resultieren aus einem kälteren Einstrom in die Kaverne. Die unterschiedlichen Schmelzraten und der damit verbundene Ausstrom modifizierter Wassermassen kann zu der Änderung der Wassermassen vor dem Larsen-Schelfeis beitragen.

Der Referenzlauf ergibt eine mittlere Schmelzrate von  $0.35 \text{ m a}^{-1}$ , ein Wert, der etwa ein Drittel der Schmelzrate des gekoppelten Meereis-Ozean-Modells BRIOS2.0 ist mit einem grob aufgelösten Larsen-Schelfeis und sehr schnell abfallendem Kontinentalschelf (Timmermann *et al.*, 2002b). Während in dem grob auflösenden Modell WDW zum Schmelzen beiträgt, gelangen in dieser Studie nur Schelfwassermassen und/oder modifiziertes WDW in die Larsen-Schelfeiskaverne. Allerdings befindet sich das Larsen-Schelfeis in der Übergangszone zwischen dem feinen und dem gröberen Gitterteil. Die tatsächlichen Schmelzraten des Larsen-Schelfeises sind ebenfalls noch Gegenstand der aktuellen Forschung.

Dieses Ergebnis zeigt jedoch, wie wichtig eine gute Darstellung des Schelfeisgebietes sowie eines breiten Kontinentalschelfs im westlichen Weddellmeer ist. Neue topographische Daten bestätigen die Existenz einer Kaverne unter dem Larsen-Schelfeis (Domack *et al.*, 2001). Durch den Zerfall des nördlichen Teils des Larsen-Schelfeisgebietes (Larsen-Schelfeis-A,

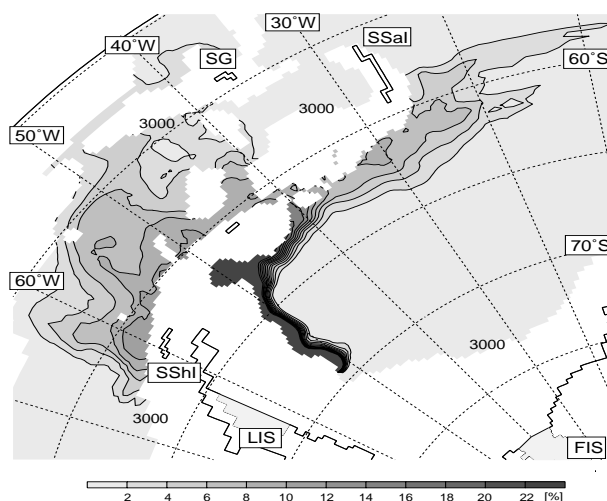
Skvarca *et al.*, 1999) ist es zudem möglich, daß sich die Prozesse in dieser Region und damit die Charakteristika der Schelfwassermassen verändert haben könnten (Schröder *et al.*, 2002).

Insgesamt sind die Übereinstimmungen zwischen Modell- und aus Beobachtungen berechneten WSDW-Transporten beachtlich (siehe Tabelle 4.1). Die Differenzen zwischen Modell und Beobachtungen sind im Philip-Passagen-Transport am größten. Die Ursachen dafür sind in der unterschiedlichen Darstellung der Philip-Passage im Modell und den Beobachtungen zu sehen. Während die vertikale Darstellung der Passage vergleichbar mit den Beobachtungen ist, ist sie in der zonalen Ausdehnung überschätzt und trägt somit zu den höheren Transporten bei. Es darf allerdings nicht vergessen werden, daß die genaue Topographie westlich des Süd-Orkney-Plateaus unbekannt ist und somit die exakte Lage der Schwellentiefe und -breite der Philip-Passage unbekannt ist.

#### 4.4 Tracerausbreitung

Künstliche Tracer wurden in den Modellläufen ref, Y90 und Y92 integriert, um den Anteil frisch ventilerten Wassers am WSDW-Export in die Scotia-See und nach Osten in Richtung des Null-Grad-Schnitts zu bestimmen. Die Tracer wurden südlich des Larsen-Schelfeisgebietes in den bodennahen Schichten der Wassersäule eingebracht. Dieses simuliert die FCKW-haltige Bodenschicht im westlichen Weddellmeer (siehe Abbildung 20 in Fahrbach, 1999) und gibt Aufschluß über die diffusive und advective Ausbreitung von Wassermassen vom Kontinentalschelf nach Norden. Die Tracersimulationen begannen im 25. Jahr der Modellintegration und wurden für weitere 25 Jahre integriert.

Die horizontale Verteilung des Anteilstracers in 3000 m Tiefe zeigt die Ausbreitung der Wassermassen auf dem Niveau der Schwellentiefe der Orkney-Passage (Abbildung 4.16).



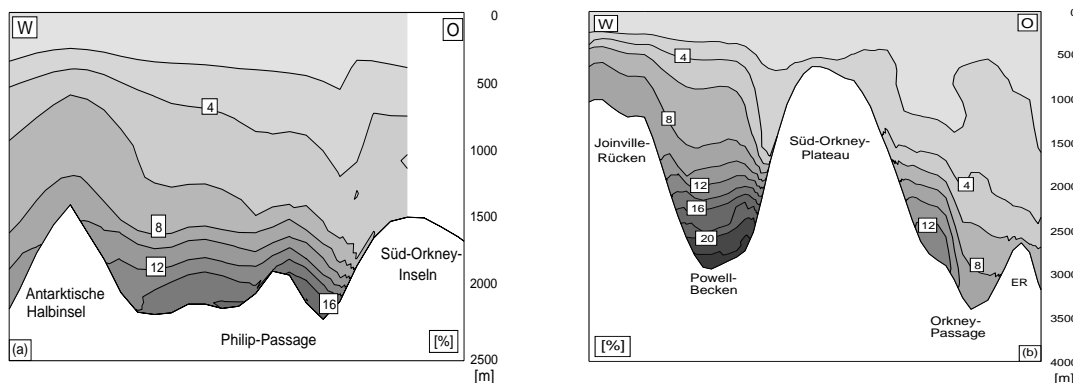
**Abbildung 4.16:** Horizontale Verteilung eines künstlichen Anteilstracers (in %) in 3000 m Tiefe, der Schwellentiefe der Orkney-Passage im Süd-Scotia-Rücken, nach 20 Jahren Integration. Abkürzungen: LIS - Larsen-Schelfeis, SG - Südgeorgien, SSaI - Süd-Sandwich-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

Während die westliche Scotia-See von Süden her belüftet wird, bleibt die östliche Scotia-See (östlich 40°W) weitgehend unbelüftet. Die Wassermassen, die in die Scotia-See durch

die Orkney-Passage eindringen, werden in der östlichen Scotia-See vom ACC sehr stark vermischt und breiten sich innerhalb der Integrationszeit nicht weiter nach Osten aus. Die Traceranteile im Georgia-Becken, nördlich von Südgeorgien, deuten auf eine Vermischung der frisch ventilierten Wassermassen mit Süd-Pazifischem Tiefenwasser in der Scotia-See hin und können somit den reduzierten Anteil erklären. Die in der nördlichen Scotia-See gebildete Wassermasse kann die Shag-Rocks-Passage nach Norden strömen und in das Georgia-Becken eindringen. Ein weiterer Anteil der Wassermassen gelangt bis in die Drake-Passage, wo er durch den ACC vermischt wird und daher westlich der Drake-Passage nicht mehr zu finden ist. Die höchsten Anteile werden in der südlichen Drake-Passage gefunden. Dies geschieht sowohl durch Anteile des Philip-Passagen- als auch des Orkney-Passagen-Durchstroms. Im nördlichen Zweig des Weddell-Wirbels gelangt der Tracer nach Osten. Das Eindringen der Wassermassen in den Süd-Sandwich-Graben wird deutlich, ebenso aber auch die Einschränkung bezüglich der nördlichen Ausdehnung durch das südliche Vordringen des ACC, wie es in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde.

Die vertikale Anteilsverteilung (Abbildung 4.17) in der Philip- und der Orkney-Passage zeigt den größeren Beitrag der Philip-Passage beim Eintrag des Tracers in die Scotia-See. Dieser Unterschied ist bedingt durch die Nähe der Philip-Passage zum Aussetzgebiet und die uniforme Ausgangsverteilung entlang des gesamten Kontinentalhangs. Die Wassermassen im oberen Bereich des Kontinentalschelfhanges sind auf ihrem kurzen Weg in die Scotia-See weniger einer Vermischung mit anderen Wassermassen ausgesetzt. So bilden sich in der Philip-Passage in 2050 m Tiefe Kerne mit einem Anteil von 18 % bzw. 16 % (Abbildung 4.17), während der Kern in der Orkney-Passage in 2750 m Tiefe einen Anteil von 13 % aufweist.

Die damit verbundenen Transporte des "Inneren-Weddellmeer-Wassers" (IWW) sind gering: 0.52 Sv für die Philip-Passage und 0.28 Sv für die Orkney-Passage. Der gesamte Transport an IWW über den Süd-Scotia-Rücken ist mit 0.8 Sv nur geringfügig kleiner als der Transportwert, der in Abschnitt 2.3 mit BRIOS1.0 berechnet wurde. Allerdings zeigt sich durch die besser aufgelöste Bodentopographie ein deutlich strukturierteres Durchströmen der Passagen und



**Abbildung 4.17:** Vertikale Verteilung der Anteilstracer (in %) in der Philip-Passage (a) und im Powell-Becken und in dem Eingang zur Orkney-Passage (b). Farbskala wie in Abbildung 4.16.

Vordringen nach Norden in die Scotia-See.

Die Sensitivitätsstudien ergeben nur geringe zwischenjährliche Variationen von 0.45 Sv (Y90) bzw. 0.50 Sv (Y92) für den Philip-Passagen- und 0.27 (Y90) bzw. 0.29 (Y92) für den Orkney-Passagen-Export. Dieses bedeutet, daß der modellierte Anteil exportierten, ventilerten Wassers bei gleichbleibender Schichtdicke relativ konstant ist und Oberflächeneinflüsse gering sind.

**Tabelle 4.1:** Mittlere WSDW-Transporte in Sv durch Passagen und über Schnitte im Modellgebiet. Die beobachteten Transporte (Obs) entsprechen Angaben von Gordon *et al.* (2001)<sup>1</sup> - 44°W, Naveira Garabato *et al.* (2002)<sup>2</sup> - ~31°W entsprechend WOCE A23-Schnitt, von Gyldenfeldt *et al.* (2002)<sup>3</sup> - Bransfieldstraße und Klatt<sup>4</sup> (pers. Mitt.) Null-Grad-Schnitt. Positive Werte bedeuten östlichen Transport für 44°W und 31°W und nördlichen Transport für PB, PP und OP, negative Werte westlichen Transport für BS. WG: PSI-Max des Weddell-Wirbels, PB: Powell-Becken, BS: Bransfieldstraße, PP: Philip-Passage, OP: Orkney-Passage, IWW<sup>a</sup>: IWW durch OP und PP, IWW<sup>b</sup>: IWW südlich Süd-Sandwich-Inseln.

	WG	44°W	31°W	PB	BS	PP	OP	IWW <sup>a</sup>	IWW <sup>b</sup>
Ref	60.6	23.9	19.1	4.0	-2.0	2.2	4.2	0.80	3.4
Y90	59.8	23.2	18.5	4.0	-1.9	2.3	4.5	0.72	2.8
Y92	61.6	24.6	20.4	3.8	-2.0	2.0	4.1	0.79	3.7
Obs		25 <sup>1</sup>	21 <sup>2</sup>		-2.3 <sup>3</sup>	0.7±0.4 <sup>2</sup>	4.3±0.6 <sup>2</sup>		3.0±1.0 <sup>4</sup>

Eine Änderung der Schichtdicke und somit die Simulation unterschiedlicher Bildungsbedingungen auf dem Kontinentalschelf wäre Gegenstand weiterer Untersuchungen des IWW-Exports in die Scotia-See.

Ein wesentlicher zwischenjähriger Unterschied tritt in dem IWW-Kern auf, der nach Osten fließt und am Null-Grad-Schnitt am südlichen Hang des Mittelatlantischen-Rückens zu beobachten ist (siehe Abschnitt 2.3). Während in der Studie Y90 südlich der Süd-Sandwich-Inseln ein Transport von 2.8 Sv prognostiziert wird, ergibt sich für die Studie Y92 ein Transport von 3.7 Sv. Diese Differenz deutet an, daß unterschiedlich starke Vermischung durch unterschiedliche Geschwindigkeiten entlang des Süd-Scotia-Rückens mit umliegendem Wasser dazu führt, daß mehr oder weniger IWW nach Osten exportiert wird.

Geht man davon aus, daß sich der IWW-Transport auf den 1400 Kilometern bis zum Null-Grad-Schnitt durch Vermischung oder Eindringen in den Süd-Sandwich-Graben verringert, sind die Transporte mit denen aus Beobachtungen berechneten Werten von  $3.0 \pm 1$  Sv (Klatt, pers. Mitt., 2001) vergleichbar. Ein direkter Vergleich der modellierten und beobachteten Transporte kann nicht durchgeführt werden, da die Modellergebnisse außerhalb des hochaufgelösten Bereiches durch das starke *restoring* beeinflusst werden.



## 5 Floats: Simulation der WSDW-Ausbreitung und -Herkunft

In diesem Kapitel werden die Hauptausbreitungswege der Wassermassen vom Kontinentalhang bzw. Kontinentalschelf des inneren Weddellmeeres in die angrenzenden tiefen Ozeanbecken diskutiert. Des weiteren erfolgen mit Hilfe von Lagrangeschen Trajektorien Aussagen über den Ursprung der Wassermassen, die in den tiefen Passagen des Süd-Scotia-Rückens gefunden werden.

### 5.1 Lagrangesche Darstellung

Eine Möglichkeit, die Strömungsverläufe und somit die Ausbreitung von Wassermassen im Ozean unmittelbar zu verfolgen, bietet die Verwendung von Driftkörpern, sogenannten Floats. Die Beschreibung dieser Floats und deren zeitliche Entwicklung wird als Lagrangesche Darstellung bezeichnet.

In numerischen Modellen erfolgt der Lagrangesche Ansatz durch die Analyse einzelner Partikel im Kontinuum für unterschiedliche Strömungsregime und in wirbelauflösenden Modellen über Lagrangesche Statistik, die den Wirbeltransport detailliert beschreibt (Davis, 1983). Für die Beschreibung der Partikelbewegung reicht im allgemeinen die zeitliche Integration der Differentialgleichung

$$\frac{d\vec{r}_i(t)}{dt} = \vec{u}(\vec{r}_i(t), t), \quad (5.1)$$

wobei  $\vec{u}(\vec{r}_i(t), t)$  die Geschwindigkeit als Funktion der Position  $\vec{r}_i(t)$  zum Zeitpunkt  $t$  des  $i$ -ten Partikels ist, also die Geschwindigkeit des  $i$ -ten Partikels zum Zeitpunkt  $t$  darstellt.

Die Lagrangesche Darstellung beschreibt die dreidimensionale Advektion der Partikel durch das vorhandene Geschwindigkeitsfeld und hängt stark von der Genauigkeit des Interpolationsschemas und der Berechnung der Partikelgeschwindigkeit an der Partikelposition ab. Eine weitere Abhängigkeit liegt in der zeitlichen Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes sowie der Wahl des Zeitschrittes. Zu beachten ist auch, daß es immer einen Teil des Energiespektrums gibt, der nicht aufgelöst wird. Dies bedeutet, daß die *sub-grid*-skaligen Vermischungsprozesse (Diffusion und Konvektion) nicht aufgelöst werden (siehe unten).

Die einfachste Form der Integrationsschemata ist die Euler-Methode. Mit diesem Schema wird die Partikelposition zum neuen Zeitschritt direkt aus der Geschwindigkeit und der Position des aktuellen Zeitschrittes berechnet. Die Genauigkeit der Partikeltrajektorien in einem vorhandenen Geschwindigkeitsfeld wurde in verschiedenen Studien untersucht. Mit kleinen Zeitschritten kann das Euler-Verfahren eine ähnliche Genauigkeit erreichen wie implizite Verfahren (Böning und Cox, 1988; Figueroa und Olson, 1994). In dieser Arbeit wurde jedoch für die Lagrangesche Darstellung der Partikeltrajektorien das sogenannte Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung verwendet (siehe z.B. Press *et al.*, 1986), das ein Hybrid zwischen

dem expliziten Euler-Verfahren und der impliziten Methode ist. Dieses Verfahren ist für die einzelnen Zeitschritte rechenintensiver, weist aber Vorteile in Bezug auf Stabilität und Genauigkeit auf.

Dieses Schema benötigt die Kenntnis aller Geschwindigkeitskomponenten zu vier aufeinanderfolgenden Zeiten (und Positionen) pro Zeitschritt, die tri-linear auf die Partikel-Position interpoliert werden. Diese Positionen (und entsprechenden Geschwindigkeiten) entsprechen den Positionen (und Geschwindigkeiten) welche das Partikel in der Zukunft einnehmen wird. In dieser Arbeit werden Ergebnisse dargestellt, die *offline* mit archivierten Geschwindigkeitsfeldern mit einer zeitlichen Auflösung von drei Tagen durchgeführt wurden. Diese zeitliche Auflösung wurde gewählt, da die vorhandenen Rechnerressourcen bei der Gittergröße z. Z. keine höhere zeitliche Auflösung erlauben. Zur Erinnerung sei hier noch einmal erwähnt, daß die dreidimensionalen Geschwindigkeitsfelder des 31. Integrationsjahres des Referenzlaufes ebenso wie das letzte Jahr (11.) der Sensitivitätsläufe Y90 und Y92 hochaufgelöst als Drei-Tagesdatensätze archiviert wurden.

Die weitere Verwendung dieser Geschwindigkeitsfelder zur Trajektorienberechnung wird als *offline*-Integration bezeichnet. Die *offline*-Integration hat den Vorteil, daß weniger Rechenzeit verwendet wird als bei der prognostischen *online*-Integration. Die Partikel werden im weiteren Verlauf des Kapitels als Floats bezeichnet. In dieser Arbeit werden zwei Integrationsmethoden verwendet. Bei der ersten Methode handelt es sich um die Vorwärtsintegration der Partikel im Geschwindigkeitsfeld. Dadurch werden die Ausbreitungspfade und -zeitskalen der vom südlichen Kontinentalschelf (aus den Konvektionsgebieten) stammenden Wassermassen in die Scotia-See berechnet. Konvektionsereignisse führen zu einer homogenen Wassersäule, d.h. einer Deckschicht, die bis zum Boden reichen kann. Dichtes Wasser mit Atmosphärensignal gelangt so in bodennähe und nach Anreicherung in der Wassersäule kann es über den Kontinentalabbruch (*spill over*) strömen und in die Tiefsee absinken. Zur Darstellung dieses Effekts werden Ende des Winters, zu dem Zeitpunkt an dem die Deckschichttiefe am größten ist, Floats in bodennahen Schichten ausgesetzt und deren Ausbreitung in die Tiefsee verfolgt.

Die Eddy-Diffusion des Geschwindigkeitsfeldes wird in dieser Arbeit durch Einbettung der Floats in unterschiedliche Geschwindigkeitsfelder untersucht. Dies geschieht durch die Verwendung der unterschiedlichen Geschwindigkeitsfelder der Studien ref, Y90 und Y92 (siehe Kapitel 2).

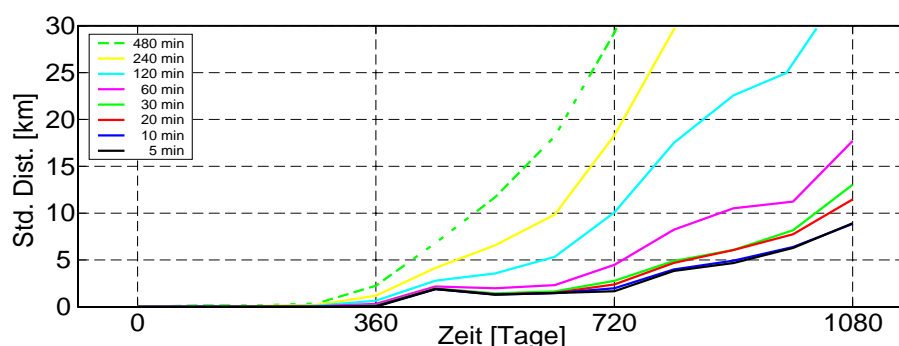
Mit der zweiten Methode, der Rückwärtsintegration, sollen die Bildungsgebiete der Wassermassen bestimmt werden, die durch die Passagen im Süd-Scotia-Rücken in die Scotia-See gelangen. D.h. es sollen die Gebiete bestimmt werden, in denen sich die Floats zuletzt in Kontakt mit der Atmosphäre befanden und deren Signal mit in die Tiefe und damit in die Scotia-See nahmen. Dabei gilt die Annahme, daß sich Floats in Kontakt mit der Atmosphäre dann befinden, wenn sie sich in der Deckschicht aufhalten. Dieses wird durch den Unterschied der Dichte an der aktuellen Float-Position  $\rho_{flt}$  und der dazugehörigen Oberflächendichte  $\rho_{surf}$  bestimmt. Ist die Differenz  $\rho_{flt} - \rho_{surf}$  kleiner als  $0.01 \text{ kg m}^{-3}$  befindet sich das Float in einem Wasserpaket mit atmosphärischem Kontakt und dieses Gebiet wird als Bildungsgebiet gekennzeichnet.

### **Zeitschrittwahl**

Implizite numerische Verfahren, wie das Runge-Kutta-Verfahren, sind auch bei der Verwendung großer Zeitschritte, im Gegensatz zu den expliziten Verfahren, stabil, büßen dann aber



an Genauigkeit ein (Press *et al.*, 1986). Allerdings gibt es kein Stabilitäts-Kriterium vergleichbar dem *CFL-Kriterium*, so daß zur Bestimmung des Zeitschrittes für die weitere Verwendung von Partikeltrajektorien und deren Genauigkeit die Untersuchung verschiedener Zeitschritte notwendig ist (W. Krauss, pers. Mitt.). Die Genauigkeit und damit die Wahl des Zeitschrittes für die weiteren Float-Studien wird mit Hilfe der mittleren Standarddistanz der Trajektorien ermittelt. Die Standarddistanz gibt die dreidimensionale Entfernung zweier Trajektorien voneinander an, die sich aus der unterschiedlichen Wahl des Zeitschrittes ergibt, da Aussetzort und Geschwindigkeitsfeld gleich bleiben. Der kleinste verwendete Zeitschritt, zur Berechnung der Referenztrajektorien, beträgt 3 min. Dieser ist etwas kleiner als der im online Verfahren verwendete kleinste Zeitschritt von 3.6 min mit dem das CFL-Stabilitätskriterium erfüllt ist. Kleinere Zeitschritte sind möglich, aber rechenzeitintensiver.



**Abbildung 5.1:** Zeitserien der mittleren Standarddistanzen zwischen Trajektorien verschiedener Zeitschritte (siehe Legende) und dem kürzesten Zeitschritt (3 min) für die bodennahe Schicht. Der Aussetzort dieser Partikel südöstlich des Larsen-Schelfeises ist in Abbildung 5.5 dargestellt, Tabelle B.1 weist die Tiefen des Trajektorienbeginns aus.

Für die Auswahl des Zeitschrittes sollte die Standarddistanz möglichst klein und dennoch die Rechenzeitersparnis gegenüber dem *online*-Verfahren möglichst groß sein.

Die Partikel werden für 5 Jahre mit dem Geschwindigkeitsfeld des Referenzlaufes *offline* integriert. Je nach Aussetztiefe der Partikel verlassen alle oberflächennahen bzw. ein großer Anteil bodennaher Partikel nach 2 bis 4 Integrationsjahren den hochaufgelösten Modellbereich. Trajektorien außerhalb des hochaufgelösten Modellgebietes werden aufgrund der in Kapitel 2 beschriebenen Behandlung dieses Modellteils für die weitere Analyse nicht weiter berücksichtigt.

Die Zeitschrittwahl wurde anhand des Verhaltens der Floats, die in den bodennahen Schichten ausgesetzt wurden, getroffen. Die in oberflächennahen Schichten ausgesetzten Floats verlassen das hochaufgelöste Modellgebiet sehr schnell (innerhalb der ersten 1.5 Integrationsjahre) und ermöglichen somit keine Aussage über das Verhalten bei unterschiedlichen Zeitschritten. Die Trajektorien sind innerhalb des hochaufgelösten Modellgebietes für alle Zeitschritte konvergent, mit einer Standarddistanz von weniger als 20 km.

Ein anderes, empfindlicheres Verhalten zeigt sich in der Bodenschicht, die für die Ausbreitung der Tiefen- und Bodenwassermassen in die Scotia-See, die wichtigere Schicht darstellt (Abbildung 5.1). Während die Standarddistanzen im ersten Jahr konvergent und klein (< 500 m) sind, divergieren sie danach stark. Die Ungenauigkeit steigt für die größeren Zeitschritte (120, 240 und 480 min) exponentiell an, während für Zeitschritte kleiner als eine Stunde die Standarddistanzen noch bis zum dritten Jahr konvergent sind und die Genauigkeit innerhalb einer Gitterboxgröße von 20 km liegt. Die Unterschiede zwischen den Trajektorien mit 5 min

und 10 min Zeitschritt betragen nach 3 Integrationsjahren weniger als 100 m, die zwischen 5 min und 20 min weniger als 2 km. Mit fortschreitender Integrationsdauer steigt die Standarddistanz aufgrund der aus dem hochaufgelösten Modellgebiet laufenden Partikel bis auf 200 km an. Partikel, die in die Scotia-See gelangen und damit im hochaufgelösten Modellgebiet verbleiben, weisen nach fünf Jahren eine geringere Standarddistanz auf.

Obwohl der komplexe iterative Algorithmus die Genauigkeit für einen gegebenen Zeitschritt gegenüber dem Euler-Verfahren verbessert, zeigt diese Untersuchung, daß die Trajektorien dennoch empfindlich gegenüber der Zeitschrittwahl bei längerer ( $> 5$  Jahre) Integration sind. Da die Ausbreitung der Wassermassen von ihren Quellregionen zu den Passagen des Süd-Scotia-Rückens ca. 3 Jahre beträgt, wäre bzgl. der Untersuchung des Überströmens des Rückens eine Integrationszeit von 3 Jahren ausreichend und genau. Der für die weitere Integration gewählte Zeitschritt beträgt 10 min, da der Unterschied zwischen dem 5 min und 10 min Zeitschritt gering ist, die Distanz zum 3 min Zeitschritt kleiner als eine halbe Gitterboxgröße ist und die Rechenzeit gegenüber dem 5 min Zeitschritt auf 61 % und gegenüber dem 3 min Zeitschritt auf 32 % reduziert ist.

Über eine Integrationsperiode von 5 Jahren, die weiterführende Aussagen (siehe oben) zuläßt, werden für jedes Partikel  $p$  die Datensätze für Geschwindigkeit

$$\mathbf{u}_p(t) = [u_p(t), v_p(t), w_p(t)] \quad (5.2)$$

und Partikel-Position

$$\mathbf{x}_p(t) = [x_p(t), y_p(t), z_p(t)] \quad (5.3)$$

alle drei Tage aufgezeichnet.

Zur Vereinfachung werden Floats, die über den Modellrand hinaus driften oder stranden<sup>1</sup>, um einen halben Gitterpunkt verschoben bzw. angehoben, und somit künstlich im Modellgebiet bzw. in der Wassersäule gehalten. Mit dem gewählten Zeitschritt von 10 min lassen sich 5 Integrationsjahre, die in der *online*-Methode etwa 10 Tage (cpu-Zeit) Rechenzeit benötigen, in ca. 20 h (cpu-Zeit) berechnen.

## 5.2 Ausbreitungswege über den Süd-Scotia-Rücken

Ein Ensemble von 18 000 Floats wurde im Geschwindigkeitsfeld des Referenzlaufes zu Beginn jeden Monats in den bodennahen Schichten am Kontinentalhang südlich des Larsen-Schelfeises ausgesetzt, um die advective Ausbreitung des Tiefen- und Bodenwassers des westlichen Weddellmeeres in den tiefen Ozean hinein zu studieren. Diese grosse Partikelanzahl wird verwendet, um anhand hinreichend vieler Trajektorien sichere Rückschlüsse auf das großräumige Lagrangesche Strömungsmuster zu erhalten (siehe z.B. Döös, 1995).

Auf dem hydrographischen Schnitt zwischen der Joinville-Insel und Kapp Norvegia (siehe u.a. Fahrbach *et al.*, 1991) befindet sich am westlichen Kontinentalhang eine frisch belüftete Bodenschicht mit sehr niedrigen potentiellen Temperaturen und hohen FCKW-Konzentrationen. Die Schichtdicke ist zeitlich variabel; Mensch *et al.* (2000) fanden während der *N.B. Palmer*- Fahrt im Juli 1997 eine Schichtdicke von etwa 300 m vor, Fahrbach *et al.* (2001) bestimmten sie auf etwa 150 m und die DOVETAIL-Beobachtung im Jahr 2000 ergab eine Reduktion der Schichtdicke auf etwa 40 m (Schröder *et al.*, 2002). Im Modell wurden deshalb

<sup>1</sup>Ein Float strandet, wenn für die vertikale Partikelposition ein Wert errechnet wird, der unterhalb der untersten Modellschicht liegt.

die Floats in einer Bodenschicht von etwa 120 m Mächtigkeit (Schichten 1 bis 5) entlang des Kontinentalhanges ausgesetzt. Dies entspricht Wassertiefen zwischen etwa 500 m auf dem westlichen Kontinentalschelf und etwa 3500 m im unteren Bereich des Kontinentalabhanges.

### Partikeldispersion

Die laterale Ausbreitung der Partikel für den Zeitpunkt  $\tau$ , ist durch den Vektor der individuellen Partikeldistanz  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(\tau, p)$  gegeben, wobei dieser durch

$$\mathbf{r}(\tau, p) = \mathbf{x}(t + \tau, p) - \mathbf{x}(t, p) \quad (5.4)$$

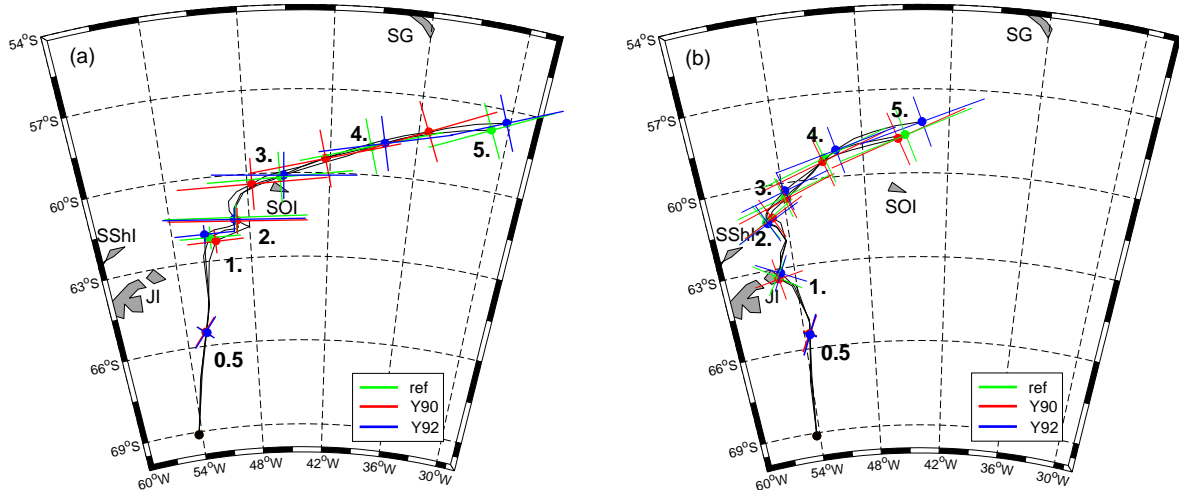
erhalten wird.

Die Charakteristika der Partikelausbreitung werden durch das erste und zweite Moment beschrieben. Das Ensemblemittel  $\langle r(\tau) \rangle$ , über alle Partikel  $p=1, 2, \dots, N$  des Ensembles, stellt die Ausbreitung des Schwerpunkts des Partikelensembles dar. Die Dispersion der Partikel wird durch den turbulenten Charakter des Geschwindigkeitsfeldes verursacht und durch den Ausbreitungs-Kovarianz-Tensor (*displacement covariance tensor*)

$$D_{ij}(\tau) = \langle r'_i(\tau) r'_j(\tau) \rangle \quad (5.5)$$

beschrieben, wobei  $r' = r - \langle r \rangle$  die individuelle Partikeldistanz relativ zu der mittleren Bewegung des Ensembles darstellt.

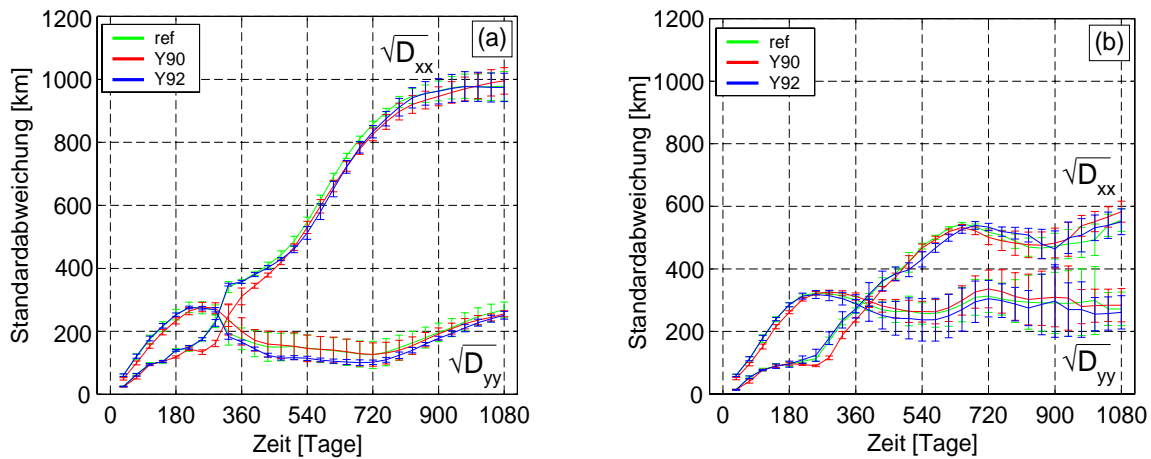
Die Dispersion der Partikel um die Ausbreitung des Ensemblemittels gibt einen Einblick in den relativen Einfluß der mittleren Advektion und der Eddy-Dispersion auf die Ausbreitung des passiven Tracers.



**Abbildung 5.2:** Mittlere Trajektorie und Hauptachsen der Kovarianz  $\sqrt{D}$  für die drei Modellläufe ref, Y90, Y92. Die Hauptachsen der Kovarianzen sind nach 0.5, 1, 2, 3, 4 und 5 Jahren in (a) Schicht 1 (unterste Schicht) und (b) Schicht 5 (oberer Teil der ventilierten Bodenschicht). Die Länge der Hauptachsen sind für eine bessere Übersichtlichkeit auf 50 % reduziert dargestellt. Abkürzungen: JI - Joinville-Insel, SG - Südgeorgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

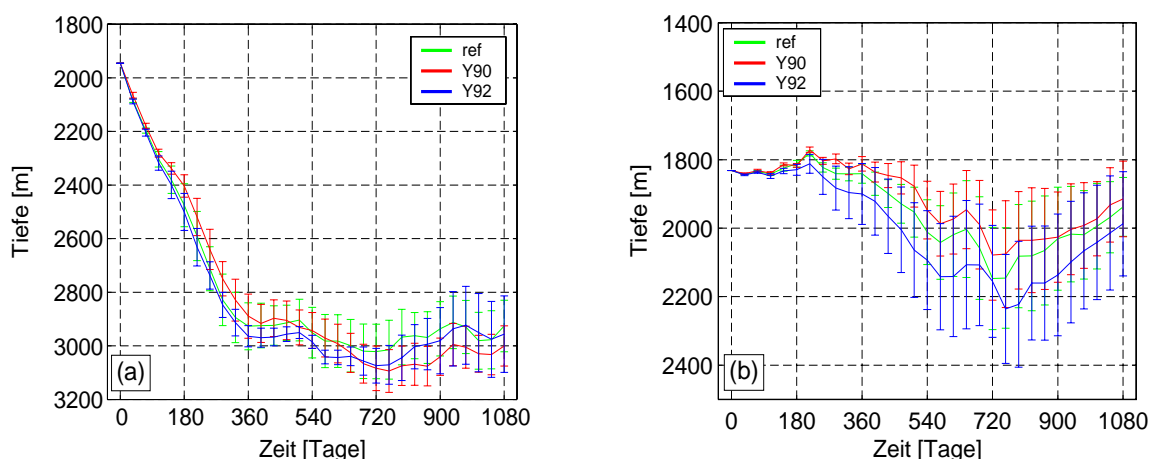
Die mittlere Ausbreitung der Partikel in der Schicht 1 direkt am Boden (Abbildung 5.2a) und in der Schicht 5, entsprechend dem oberen Bereich der beobachteten, belüfteten Schicht (Abbildung 5.2b) stellt die Realisation von 12 Ensemblerechnungen für die drei Modellläufe ref, Y90 und Y92 dar. Zur besseren Übersicht dieser Abbildung sind die Hauptachsen der

Float-Ausbreitung skaliert dargestellt, die unskalierten Hauptachsenwerte ( $\sqrt{D}$ ) werden in Abbildung 5.3 gezeigt. Die Ausbreitung mit dem mittleren Feld spielt in den ersten 180 Tagen eine größere Rolle als die Wirbel-Dispersion, die stark anisotrop ist. Die Hauptachse des Kovarianz-Tensors ist zunächst in Richtung des mittleren Stroms meridional, während und nach dem Überqueren des Süd-Scotia-Rückens jedoch zonal orientiert. Über dem Süd-Scotia-Rücken dominiert ab etwa Tag 320 die zonale Wirbel-Dispersion. Ab etwa Tag 900 ändert sich die Wirbel-Dispersion ( $\sqrt{D_{xx}} \cong 1000\text{km}$ ) kaum noch (Abbildungen 5.2a und 5.3a). Nach Böning und Cox (1988) ist das Verhältnis der mittleren zur rms-Partikel-Ausbreitung eine quantitative Größe, um die Bedeutung der mittleren Advektion ( $> 1$ ) und der Wirbel-Dispersion ( $< 1$ ) auf die Gesamtausbreitung einzuschätzen. In den Ensemble-Realisationen ergibt sich für die Schicht 1 nur zwischen dem Tag 600 und 750 ein Verhältnis kleiner als eins, also eine Dominanz der Wirbel-Dispersion gegenüber der mittleren Advektion. Dies ist der Zeitraum in dem sich ein Großteil der Partikel in den Passagen des Süd-Scotia-Rückens befindet.



**Abbildung 5.3:** Mittlere Hauptachsen (12 Realisationen) der Kovarianz  $\sqrt{D_{xx}}$  und  $\sqrt{D_{yy}}$  für die drei Modellläufe ref, Y90, Y92. Die Hauptachsen der Kovarianzen sind in den ersten drei Jahren in (a) Schicht 1 (unterste Schicht) und (b) Schicht 5 (obere Teil der ventilierten Bodenschicht) dargestellt. Die Kurven stellen die mittlere Kovarianz aus 12 Ensemble-Realisationen mit der dazugehörigen Standardabweichung dar.

Für den oberen Teil der ventilierten Bodenschicht, Schicht 5, ergibt sich zu Beginn der Ensemble-Ausbreitungen ein ähnliches Bild, d.h. zunächst eine stärkere Ausbreitung mit dem mittleren Feld. Die Dispersion um die Schwerpunkte geschieht zunächst meridional und, im Vergleich zu Schicht 1, über einen längeren Zeitraum, bis etwa Tag 380. Dies liegt an den langsameren meridionalen Ensemble-Geschwindigkeiten in dieser Schicht. Mit Erreichen des Süd-Scotia-Rückens und ab etwa Tag 380 ist die zonale Wirbel-Dispersion größer als die meridionale (Abbildung 5.3b). Allerdings dominiert sie nicht so stark, wie dies in der Schicht 1 der Fall ist. Schon ab etwa Tag 700 ändert sich die zonale Dispersion ( $\sqrt{D_{xx}} \cong 550\text{km}$ ) nur noch wenig. Das Verhältnis mittlerer zu rms-Partikel-Ausbreitung ist in den ersten 3 Jahren nicht kleiner als 1, d.h. daß die mittlere Ausbreitung stets größer als die Wirbel-Dispersion ist. Obwohl die Ensembles in Schicht 1 in unterschiedlichen Geschwindigkeitsregimen (ref, Y90 und Y92) ausgesetzt wurden, zeigt die mittlere vertikale Ausbreitung ein Absinken bis auf etwa  $3000\text{ m} \pm 200\text{ m}$  Tiefe auf dem Weg nach Norden (Abbildung 5.4a). Dies ist in guter Übereinstimmung mit der modellierten Absinkbewegung der aus dem Filchner-Graben aus-



**Abbildung 5.4:** Mittlere Tiefenlage (12 Realisationen) der Float-Ensemble für die drei Modellläufe ref, Y90, Y92 in den ersten drei Jahren der Integration. (a) Schicht 1 (unterste Schicht) und (b) Schicht 5 (obere Teil der ventilierten Bodenschicht). Die Ordinate weist zur besseren Darstellung unterschiedliche Wertebereiche auf.

strömenden Wassermassen (Killworth, 2001). Die in Schicht 5 ausgesetzten Ensembles sinken nicht unmittelbar nach dem Aussetzen ab. Die mittlere Ausbreitung verläuft zunächst horizontal mit dem mittleren Strom nach Norden. Erst nach etwa 180 Tagen kommt es zu einem graduellen Absinken und damit zu einer größeren Streuung. Die unterschiedlichen Tiefen zeigen somit auch den Einfluß der Bodentopographie auf die Partikelausbreitung, die im Ensemble der Schicht 1 eine sehr viel größere horizontale Streuung ergibt als in den oberen Schichten. Die oberen Schichten zeigen allerdings eine größere vertikale Streuung (Abbildung 5.4b), die sich durch das frühere Einmischen in den ACC ergibt.

*Sub-grid*-skalige Prozesse wie Diffusion werden in den Float-Integrationen nicht berücksichtigt. Die Verwendung unterschiedlicher Geschwindigkeitsfelder (ref, Y90 und Y92) simulieren diese diffusiven Prozesse. Die Berechnungen der Trajektorien mit diesen drei Geschwindigkeitsfeldern ergeben ein kohärentes Bild vom Überströmen des Rückensystems und der Ausbreitung der Float-Ensembles.

Ein zufälliges, normalverteiltes Geschwindigkeitsfeld (zwischen  $-2 \text{ cm s}^{-1}$  und  $2 \text{ cm}^{-1}$ ) addiert auf das bestehende Geschwindigkeitsfeld des Referenzlaufes zeigt ebenfalls die größere Bedeutung der mittleren Advektion für das Ensemble gegenüber der Dispersion um den Schwerpunkt. Jedoch ist das Verhältnis der mittleren zur rms-Partikel-Ausbreitung über die gesamte Integrationsdauer größer als eins, d.h. auch über dem Süd-Scotia-Rücken ist die Advektion dominierend. Nach den ersten 360 Tagen nimmt die gute horizontale Übereinstimmung der Standardabweichungen dieser Studie mit den Referenz- und Sensitivitätsläufen ab und ist durch die Diskrepanz hinsichtlich der vertikalen Advektion zu erklären. Obwohl der Schwerpunkt des Ensembles zunächst leicht absinkt, wird dieses nach wenigen Tagen kompensiert. Die Ensembles, die den ACC früher erreichen, bleiben in einer Tiefenlage, die weder mit den Beobachtungen (Carmack, 1977; Gordon, 1998) noch mit Modellergebnissen (Killworth, 2001) übereinstimmen. Weiteren Studien, insbesondere mit einem wirbelauflösenden Modell, sind nötig, um den Einfluß der Eddy-Diffusion auf die Ausbreitung von Partikeln in die Scotia-See zu untersuchen.

### **WSDW-Overflow**

Wird das Ensemble der ventilierten Bodenschicht (18 000/Monat) in verschiedene Bereiche entlang des Kontinentalhangs unterteilt, ergeben die verschiedenen Schwerpunkttrajektorien die WSDW-Ausbreitungswege und -*Overflow* (Abbildung 5.5, Regionen A-D). Wie aus dem Geschwindigkeitsfeld bekannt, gibt es eine Spaltung der Strömung südlich des Joinville-Rückens. In dem einen Ast sinken Wassermassen in den tiefen Ozean ab, während Wassermassen in dem anderen auf dem Kontinentalschelf bleiben und weiter in die südliche Drake-Passage vordringen. Es existiert, wie auch von von Gyldenfeldt *et al.* (2002) beobachtet, eine Zone geringerer Geschwindigkeit vor der Joinville-Insel (Abbildung 5.5, schattierter Bereich). Im Modell zeigen die Floats die Trennung in das Kontinentalschelfregime und das Hang- und Tiefenwasserregime.

Auf dem Kontinentalschelf verbleiben 12 % der Floats, die die Spitze der Halbinsel umrunden und weiter nach Westen advehiert werden (Abbildung 5.5, Region A). Während 80 % dieser Floats in die Bransfieldstraße eindringen, gelangen die verbleibenden 20 % nördlich der Süd-Shetland-Inseln weiter nach Westen. Etwa 210 Tage nach dem Aussetzen erreicht der größte Teil der Floats den Eingang der Bransfieldstraße (Abbildung 5.6). Ein zweiter Schub erreicht die Bransfieldstraße etwa 660 Tage nach dem Aussetzen. Der zeitliche Unterschied wird durch eine unterschiedliche Route auf dem Schelf mit geringeren Geschwindigkeiten hervorgerufen, da sich die Floats näher am Kontinent bewegen.

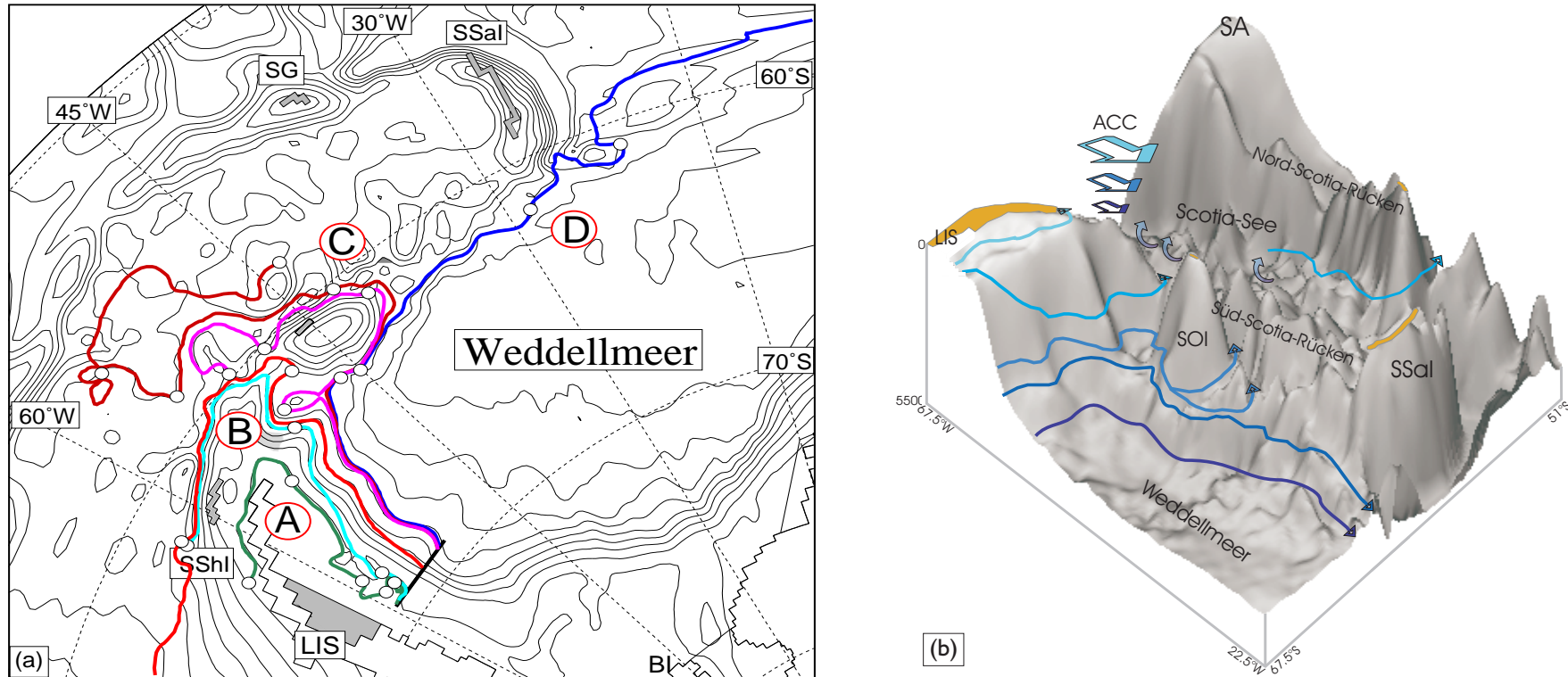
Die Floats, die in die Bransfieldstraße gelangen, werden im Kern kalten Wassers advehiert (siehe Abschnitt 4.1) und zeigen neben der beobachteten lokalen Bodenwassermassenerneuerung (Tomczak und Godfrey, 1994) den advektiven Verlauf der Tiefenwassererneuerung der Bransfieldstraße. Auf ihrem weiteren Weg nach Westen gelangen Wassermassen im Küstenstrom am Kontinentalhang entlang in die Bellingshausen-Amundsen-See. Der größte Teil der Floats treibt in der südlichen Drake-Passage auf, wird im Antarktischen Zirkumpolarstrom in mittlere Tiefen eingeschichtet, und strömt anschliessend mit dem ACC nach Osten. Die Floats nördlich der Süd-Shetland-Inseln befinden sich tiefer in der Wassersäule und strömen den Kontinentalhang entlang nach Westen in Richtung Rossmeer.

Von Gyldenfeldt *et al.* (2002) beobachteten einen kälteren Einstrom in die Bransfieldstraße während des Südsommers und einen wärmeren während des Südwinters. Die Differenz von einem halben Jahr kann als die "Reisezeit" vom Bildungsgebiet der Wassermassen bis zum Eingang der Bransfieldstraße angenommen werden. Die Ausbreitungszeit der Floats vom Aussetzort südlich des Larsen-Schelfeisgebiets bis zur Bransfieldstraße von etwa 210 Tagen paßt sehr gut in dieses Bild, zumal der nordwärts gerichtete Bodenstrom und die Bildung von Bodenwassermassen vor dem Larsen-Schelfeis beobachtet wurden (Muench und Gordon, 1995; Fahrbach *et al.*, 1995b; Weppernig *et al.*, 1996).

Der *Overflow* der Philip-Passage spaltet sich in zwei Pfade ventilierten Wassers auf, den tieferen östlichen und den flacheren westlichen Pfad (Abbildung 5.5, Region B). Die beiden Pfade sind durch eine topographische Erhebung voneinander getrennt. Etwa 44 % der am Kontinentalschelfhang ausgesetzten Floats strömen durch die Philip-Passage über den Süd-Scotia-Rücken.

Der Anteil des östlichen Durchstroms ist etwas höher als der des westlichen, obwohl der westliche Teil der Philip-Passage näher am Aussetzort liegt, so daß die Floats 225 Tage zur Passage benötigen (Abbildung 5.6). Im Gegensatz dazu beträgt die Ausbreitungszeit zum östlichen Teil der Philip-Passage (die näher an den Süd-Orkney-Inseln liegt) etwa 350 Tage. Der zeitliche Unterschied von etwa 4 Monaten resultiert wiederum aus den unterschiedlichen Ausbreitungswegen. Die "östlichen" Floats beschreiben eine zyklonale Bewegung durch den

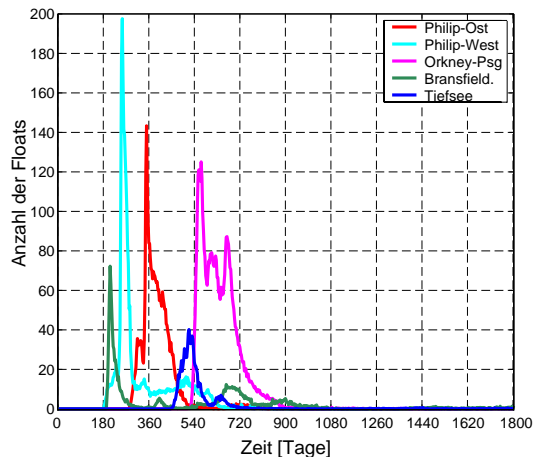




**Abbildung 5.5:** Mittlere Ausbreitungswege von Partikeln ( $N=18\,000/\text{Monat}$ ), die in der Bodengrenzschicht bei  $69^\circ\text{S}$  südlich des Larsen-Schelfeises (LIS) ausgesetzt wurden. a) Horizontale Verteilung. Die Isobathen sind in 500 m-Intervallen dargestellt. Die Buchstaben in den roten Kreisen bezeichnen bestimmte Regionen im nordwestlichen Weddellmeer. **A** - Kontinentalschelf und Bransfieldstraße, **B** - Powell-Becken und Philip-Passagen-Overflow, **C** - Orkney-Passagen-Overflow, **D** - Strom in die Tiefsee-Ebene des Weddell-Enderby-Beckens. Weiße Markierungen auf den Trajektorien sind Zeitmarken nach jeweils einem Jahr Integrationszeit. b) Dreidimensionale Darstellung der Ausbreitung. Abkürzungen: BI - Berkner-Insel, SA - Südamerika, SG - Südgeorgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln, SSaI - Süd-Sandwich-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

größten Teil des Powell-Beckens, ehe sie topographisch geführt nach Norden aus dem Weddellmeer fließen.

Ähnlich wie die Wassermassen, welche die Spitze der Antarktischen Halbinsel umrunden, bewegen sich die Floats gleich nach dem Überströmen des Rückensystems in Richtung Drake-Passage am nördlichen Hang des Süd-Scotia-Rückens. Ein Teil der Floats gelangt auch hier innerhalb des Antarktischen Küstenstroms nach Westen in das Rossmeer, während der Großteil aufgetrieben und mit dem ACC nach Osten transportiert wird.



**Abbildung 5.6:** Mittlerer *Overflow*-Zeitpunkt der südlich des Larsen-Schelfeises ausgesetzten bodennahen Floats über den Süd-Scotia-Rücken bzw. über den  $35^{\circ}\text{W}$ -Schnitt. Philip-West/Ost bedeutet die geographische Position des Float *Overflows* in der Philip-Passage, Orkney-Psg. - Orkney-Passage, Bransfield - Bransfieldstraße und Tiefsee -  $35^{\circ}\text{W}$ -Schnitt

Fahrbach *et al.* (1995b) beobachteten die Bildung von dichten Wassermassen vor dem nördlichen Larsen-Schelfeis ausgehend von Schelfwasser mit niedrigem Salzgehalt (LSSW). Wie anhand der Trajektorie des westlichen Durchstroms der Philip-Passage zu sehen ist, überströmen diese Wassermassen den Kontinentalabbruch, mischen sich mit dem WDW und schichten sich in die Powell-Beckenzirkulation in einer Höhe ein, die einen Ausstrom durch die Philip-Passage erlaubt. Da die Tiefe der Philip-Passage in der Simulation leicht überschätzt ist, strömen auch die Floats des mittleren Tiefenbereichs durch die Philip-Passage. WSDW-Komponenten (rote Trajektorie in Abbildung 5.5) mit anderem Entstehungsmechanismus befinden sich auf dem Weg nach Norden tiefer in der Wassersäule und gelangen ebenfalls durch die Philip-Passage in die Scotia-See. Gordon *et al.* (2001) beobachteten zwei unterschiedliche Arten von WSDW entlang des Süd-Scotia-Rückens, die mit diesem Zirkulationsschema übereinstimmen.

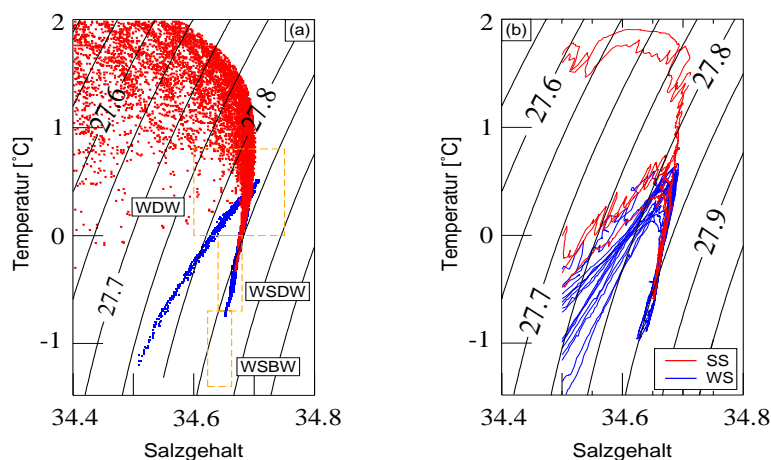
Für das tiefe WSDW gibt es zwei Routen aus dem westlichen Weddellmeer in die Scotia-See via Orkney-Passage (Abbildung 5.5, Region C), die von 28% der Floats eingeschlagen werden. Auf dem flacheren Ausbreitungspfad dringen die Floats in das Powell-Becken ein, durchfließen es und schmiegen sich an den südlichen Hang des Süd-Orkney-Plateaus an, bevor sie das Weddellmeer durch die Orkney-Passage verlassen. Die tiefere Route beinhaltet die dichteren Wassermassen, die zu tief in der Wassersäule liegen, um die Schwelle am Eingang des Powell Beckens überwinden zu können. Die ersten Floats passieren 560 Tage nach dem Aussetzen die Orkney-Passage, 110 Tage später haben 80 % aller Floats, die das Weddellmeer durch diese Passage verlassen, die Orkney-Passage durchströmt. Der Unterschied in der Ausbreitungszeit ist wiederum durch die unterschiedliche Länge der beiden Ausbreitungswege bedingt und



deutet auf einen entscheidenden Einfluß hin, den die Schwelle am Powell-Beckeneingang auf das Ausbreiten dichter Wassermassen im nordwestlichen Weddellmeer hat. Gordon *et al.* (2001) postulieren ein Zirkulationsmuster des ventilierten WSDW aus Beobachtungen an den Flanken des Rückensystems. Danach folgt das WSDW strikt der Bodentopographie (im Uhrzeigersinn) in die Scotia-See. Nachdem die Floats die Orkney-Passage überwunden haben, strömen sie nach Nord/Nordwest in die tieferen Bereiche der Scotia-See.

Durch die Topographie an einem weiteren Vordringen nach Westen gehindert, drehen die Floats zyklonal, um dem vorherrschenden, ostwärts gerichteten ACC zu folgen. Die Shackleton-Bruchzone (etwa  $60.5^{\circ}\text{S}, 57.0^{\circ}\text{W}$ ), die eine Schlüsselrolle bei der vertikalen Vermischung (Nowlin und Zenk, 1988) einnimmt, ist eines dieser Hindernisse, an denen die Floats nach Norden abdrehen und zum größten Teil auftreiben. Ein Teil der Floats gelangt jedoch, wie von Nowlin und Zenk (1988) postuliert, aber von Orsi *et al.* (1999) verworfen wurde, zwischen der Shackleton-Bruchzone und dem nördlichen Hang des Süd-Scotia-Rückens weiter nach Westen. Das Ausbreitungsmuster von Nowlin und Zenk (1988) wird jedoch auch durch die neueren hydrographischen Beobachtungen in dieser Region von Naveira Garabato *et al.* (2001) bestätigt. Die Autoren fanden kalte, salzarme und sauerstoffreiche Wassermassen in der südlichen Drake-Passage und bringen diese mit WSDW in Verbindung, welches durch die Orkney-Passage in die Scotia-See eingedrungen ist.

WSDW unterströmt in der westlichen Scotia-See den ACC, treibt auf und ventiliert das untere LCDW (Abbildung 5.5 3D), das dadurch abkühlt und salzärmer wird, während es mit dem ACC nach Osten fließt. Am Boden der Scotia-See ist der ostwärtsgerichtete Strom angedeutet, der schließlich (nach mehr als 5 Integrationsjahren) die Scotia-See nach Norden durch den nordwestlichen Teil der Georgia-Passage verlassen würde (Naveira Garabato *et al.*, 2001).



**Abbildung 5.7:** Modelliertes (a) und beobachtetes (b)  $\Theta$ -S-Diagramm für Regionen nördlich (SS - rot) und südlich (WS - blau) des Süd-Scotia-Rückens. Die Beobachtungen berücksichtigen die Stationen 31 bis 50 (siehe Fahrbach, 1999 für Positionen) der *Polarstern*-Fahrt ANT XV/4 entlang  $\sim 44^{\circ}\text{W}$ .

Der Endurance-Rücken, eine topographische Erhebung südöstlich der Süd-Orkney-Inseln, spaltet die ostwärts setzende "Floatwolke". Ein Teil dieser Floats wird topographisch in die Orkney-Passage geführt und demzufolge aus dem Weddellmeer heraus, während der andere Teil südlich des Endurance-Rückens in die Tiefsee-Ebene abfließt (Abbildung 5.5, Region D). Von den am Kontinentalhang ausgesetzten Floats verbleiben 6 % im Weddellmeer, wobei sie auf ihrem Weg nach Osten entlang des südlichen Hanges des Süd-Scotia-Rückens fließen. Die Anzahl der im Weddellmeer verbleibenden Floats ist relativ gering, da bei ihrem

Aussetzen am Kontinentalhang nur der obere Teil des dichten WSDW belegt wurde. Abbildung 5.7 zeigt die unterschiedlichen Wassermassen nördlich und südlich der Orkney-Passage sowohl im Modell als auch in den Beobachtungen der *Polarstern*-Fahrt ANT XV/4. Südlich des Rückensystems verbleibt das dichtere WSDW und das WSBW, die beide durch die Floats südlich des Endurance-Rückens repräsentiert werden. Nur die wärmeren Wassermassen gelangen in die Scotia-See, d.h. die Wassermassen, mit denen Floats nördlich des Endurance-Rückens assoziiert werden.

Die Floats an der südlichen Flanke des Süd-Scotia-Rückens füllen die Tiefsee-Ebene und können auch in den Süd-Sandwich-Graben gelangen. Ein Experiment, in dem Floats direkt am Eingang des Süd-Sandwich-Grabens ausgesetzt wurden (hier nicht dargestellt), zeigte, daß Floats nur etwa  $2^\circ$  bis  $3^\circ$  nach Norden vordringen, ehe sie vom ACC nach Westen geführt werden. Dies verdeutlicht, daß im Modell keine Belüftung der Scotia-See von Norden her stattfindet.

Die restlichen 10 % der am Hang ausgesetzten Floats gelangen auf dem Weg nach Norden in Wassermassen oberhalb des WSBW und WSDW und werden daher, obwohl sie den Süd-Scotia-Rücken in flacheren Schichten überqueren könnten, nicht weiter betrachtet.

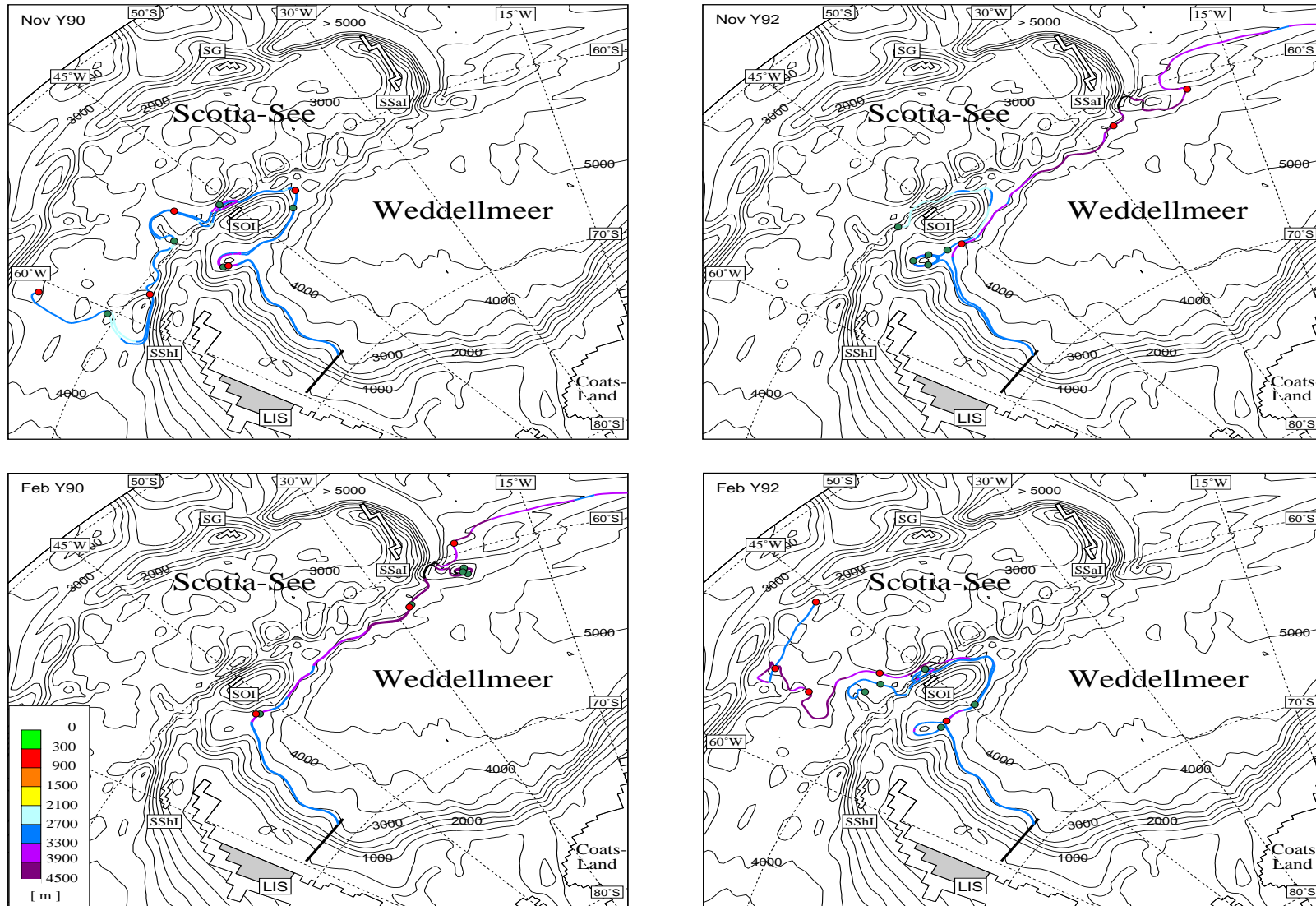
### **Zwischenjährliche Variabilität Y90 - Y92**

Eine große Wassermassen-Variabilität im nordwestlichen Weddellmeer (im Bereich des Süd-Scotia-Rücken- *Overflows*) wurde in der DOVETAIL-Untersuchung von Schröder *et al.* (2002) am Joinville-Rücken und südlich des  $44^\circ\text{W}$ -Schnittes durch Beobachtungen der Jahre 1998 und 2000 festgestellt. Eine Interpretation wird jedoch durch die geringe Datendichte in Raum und Zeit sehr erschwert.

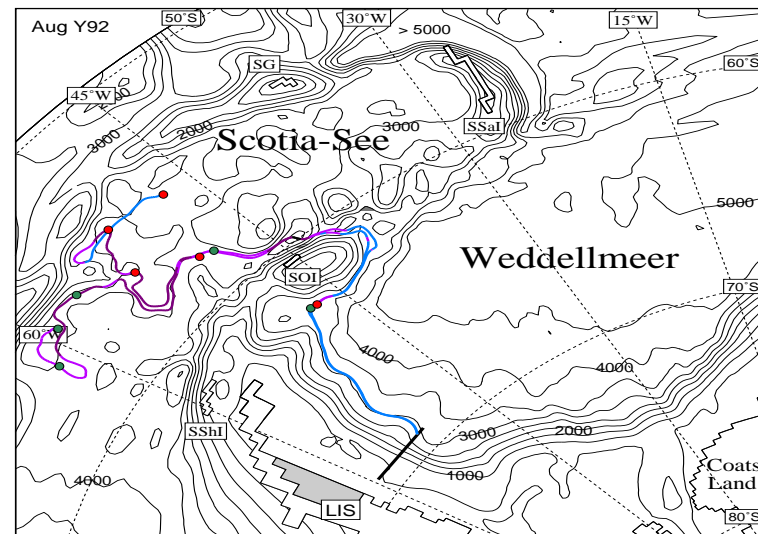
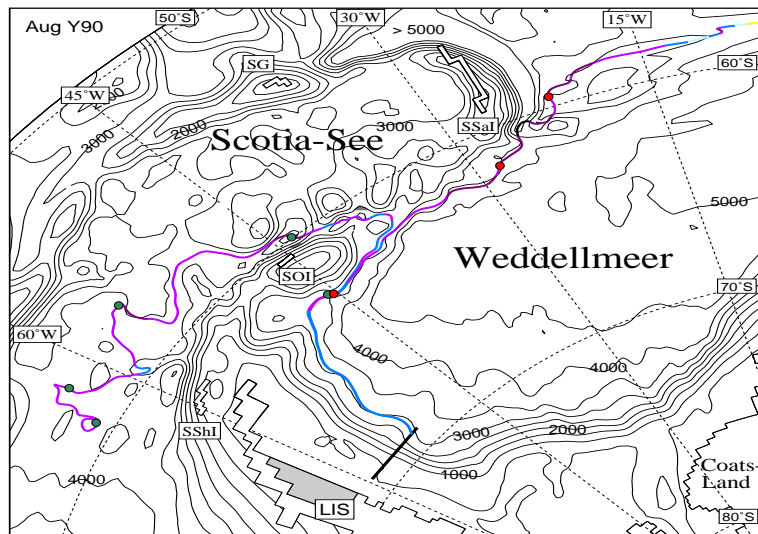
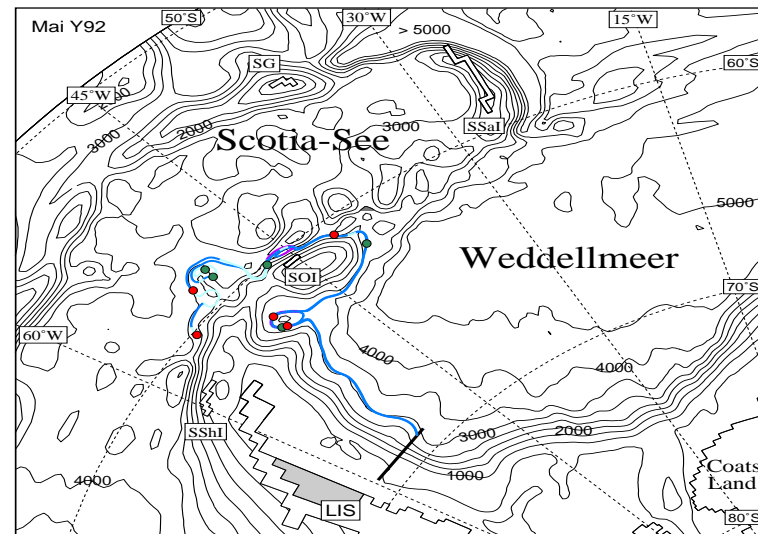
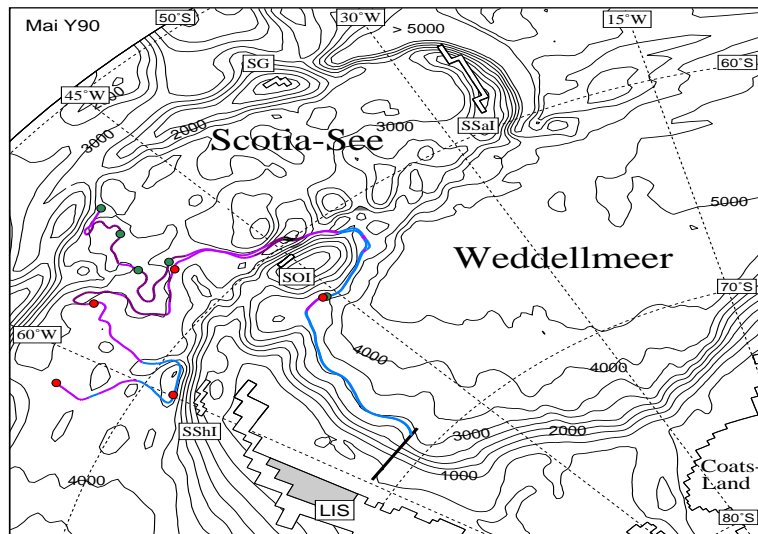
Mit den archivierten Geschwindigkeitsfeldern Y90 und Y92 lassen sich die zwischenjährlichen Variabilitäten der Trajektorien, die sich durch die unterschiedlichen Antriebe ergeben, untersuchen. In diesen Läufen wurden an den gleichen Positionen wie im Referenzlauf Float-Ensembles mit 18 000 Floats pro Monat ausgesetzt und jeweils 12 Realisationen für Y90 und Y92 gerechnet. Wie in der Behandlung der Ausbreitung der mittleren Float-Ensembles angedeutet, zeigt sich hier, daß der prozentuale Anteil der Floats in den Durchstromregionen A-D (siehe Abbildung 5.5) nicht nennenswert unterschiedlich zum Referenzlauf ist. Für Y92 ergibt sich eine Erhöhung der Float-Anzahl durch die Philip-Passage (+ 3 %) und eine Reduzierung des Float-Anteils, die sich in das darüberliegende WDW einmischen (- 3 %).

Dennoch, Unterschiede zwischen Y90 und Y92 ergeben sich durch die unterschiedlichen Felder, in denen die Floats sich bewegen. Dies zeigt sich insbesondere in der Ausbreitungszeit der durch die tieferen Passagen driftenden Floats. Der Hauptausstrom durch die Orkney-Passage geschieht in Y90 (564 Tage) etwa 3 Wochen früher als in Y92 (588 Tage). Während es für die Bransfieldstraße und dem westlichen Teil der Philip-Passage keine zwischenjährlichen Unterschiede in der Ausbreitungszeit gibt, ergeben die Floats der östlichen Philip-Passage eine Ausbreitungsdifferenz von 13 Tagen (Y90: 350 Tage, Y92: 363 Tage). Aus diesem Ergebnis läßt sich schließen, daß die geringen Unterschiede in den Geschwindigkeitsfeldern mit zunehmender Integrationsdauer und demzufolge zunehmender Entfernung vom Aussetzort an Bedeutung gewinnen.

Die Ausbreitungszeit vom Joinville-Rücken bis zur Orkney-Passage beträgt für das gesamte Ensemble  $359 \pm 55$  Tage, kann für individuelle Floats aber auch bis zu 2.5 Jahre dauern (Abbildung 5.8c). Die warme Temperaturanomalie, die von Schröder *et al.* (2002) entlang des Schnittes Kapp Norvegia - Joinville-Insel während der DOVETAIL-Fahrt im Jahre



**Abbildung 5.8:** Ausbreitung ausgewählter Floats, repräsentativ für die Aussetzzeitpunkte Frühjahr (November) und Sommer (Februar) der Sensitivitätsstudien Y90 (links) und Y92 (rechts). Farbkodierung (Feb Y90) der Floats stellt die Ausbreitungstiefe dar, die grün und rot markierten Kreise zeigen die Zeit nach jeweils einem Jahr Integration an.

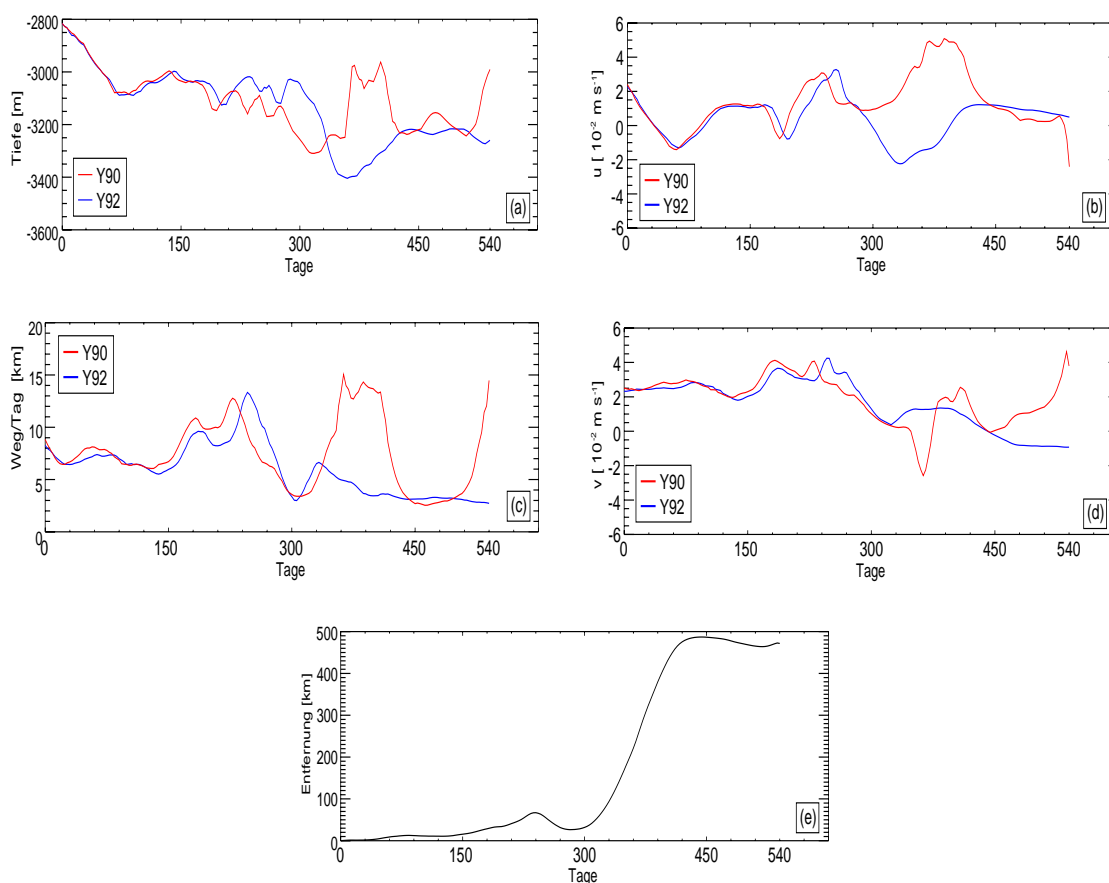


**Abbildung 5.8:** Fortsetzung: Aussetzzeitpunkte Herbst (Mai) und Winter (August) der Sensitivitätsstudien Y90 (links) und Y92 (rechts).

2000 gefunden wurde, sollte sich somit in den Verankerungen des CORC-Projektes (LDEO) südlich der Süd-Orkney-Insel entlang des  $44^\circ\text{W}$ -Schnittes ein Jahr später wiederfinden.

Um die modellierte zwischenjährliche und saisonale Variabilität zu verdeutlichen und damit die unterschiedlichen Transferzeiten zu den Passagen, werden zwei Floats, die etwa 500 m von einander entfernt ausgesetzt wurden, betrachtet. Sie werden jeweils Anfang des Monats am gleichen Ort ausgesetzt und je nach Jahreszeit des Aussetzens und nach Oberflächenantrieb, ergeben sich unterschiedliche Zirkulationsmuster für Y90 und Y92 (Abbildung 5.8).

In der Studie Y92 dringen die beiden Floats in den Jahreszeiten Frühling, Sommer und Herbst auf dem Weg zur Orkney-Passage und in die Scotia-See in das Powell-Becken ein. Ein anderes Bild zeigt sich für die Studie Y90. Die an der gleichen Position ausgesetzten Floats durchströmen nur noch im Frühling das Powell-Becken, während sie in den anderen Jahreszeiten den Eingang zum Powell-Becken passieren. Die Transitzeit vom Aussetzort bis zum Eingang des Powell-Beckens beträgt etwa  $330 \pm 20$  Tage. Je nach Jahreszeit vollziehen die Floats im Powell-Becken die von Gordon *et al.* (2001) postulierte zyklonale Zirkulation: ein Float verbleibt im Frühjahr (Abbildung 5.8, Nov92) mehrere Zyklen im Powell-Becken.



**Abbildung 5.9:** Ausbreitungsparameter eines typischen Floats der Sensitivitätsstudien Y90 (rot) und Y92 (blau) in den ersten 1.5 Jahren der Integration. Die Parameter sind: a) Tiefe des Floats, b) zurückgelegte Entfernung pro Tag, c) Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und d)  $v$  und unten e) Standardentfernung.

In der Scotia-See bewegen sich die Floats je nach Jahreszeit auf den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Wegen nach Osten in Richtung südliche Drake-Passage (Nov Y90, Mai Y92) und in die



nordöstliche Scotia-See (Mai Y90, Aug Y90; Aug Y92, Feb Y92).

Die Floats der Studie Y92 legen demnach längere Wege auf dem Weg zur Orkney-Passage zurück, womit sich die längere Transitzeit gegenüber Y90 erklären läßt.

Die Erklärung für das unterschiedliche Ausbreitungsverhalten der Floats liegt in den leicht unterschiedlichen Geschwindigkeitsfeldern der beiden Sensitivitätsstudien. Die Advektion der im Mai ausgesetzten Floats wird zunächst durch die meridionale Geschwindigkeitskomponente bestimmt (Abbildung 5.9). Die geringfügig höheren Geschwindigkeiten in Y90 von etwa  $0.005 \text{ m s}^{-1}$  gegenüber Y92 resultieren in einem schnelleren Fortschreiten der Floats ( $\sim 160 \text{ km}$  im Jahr) entlang des Kontinentalhanges nach Norden. Ab Tag 150 weichen die u-Komponenten der Geschwindigkeit voneinander ab, so daß das Y90-Float schneller nach Osten strömt und dabei tiefer absinkt. Die variable Float-Tiefe (Abbildung 5.9a) zeigt die zeitversetzte Überströmung verschiedener topographischer Unebenheiten entlang des Kontinentalhanges zwischen Tag 150 und 270. Mit Erreichen des Eingangs des Powell-Beckens befinden sich die Floats in unterschiedlichen Tiefen (Y90: 3250 m, Y92: 3050 m) und unterschiedlichen Geschwindigkeitsregimen. Für Y92 bedeutet das, daß das Float in das Powell-Becken eindringen kann und erst im Beckeninneren absinkt, bevor es auf dem Weg zur Orkney-Passage wieder an Höhe gewinnt. Die Y90-Floats nehmen hingegen den direkten Weg in Richtung Orkney-Passage. Sie werden durch den Joinville-Rücken am Powell-Becken vorbeigeführt, gelangen in den schnellen Randstrom und erreichen nach einem Jahr die Orkney-Passage, die sie mit Geschwindigkeiten von etwa  $0.05 \text{ m s}^{-1}$  in einer Tiefe von etwa 3000 m durchströmen.

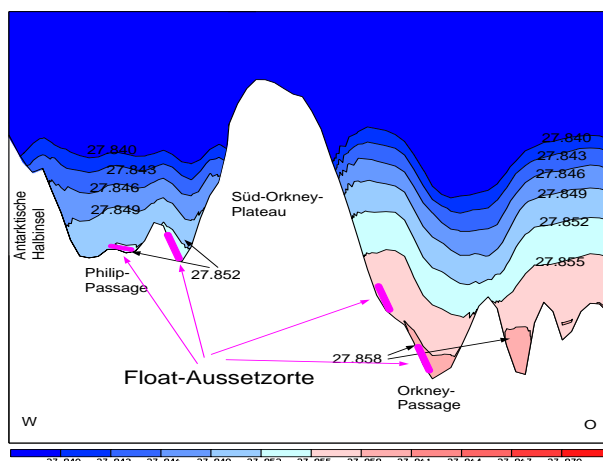
### 5.3 Herkunft des "Passagenwassers"

Unter Verwendung des archivierten Geschwindigkeitsfeldes wird mit der Rückwärts-Integrations-Methode die Herkunft der Wassermassen der Scotia-See bestimmt.

Abbildung 5.10 zeigt die vertikale Dichteverteilung über dem westlichen Teil des Süd-Scotia-Rückens. Basierend auf den Ergebnissen der künstlichen Tracer-Simulationen und der vorwärts integrierten Floats wurden die Orte mit den dichtesten *Overflow*-Wassermassen und den größten Traceranteilen westlich und östlich der Süd-Orkney-Inseln als Ausgangspunkt für die rückwärts zu integrierenden Floats ausgewählt. An jedem der Aussetzorte wurden zu Beginn jeden Monats 10 000 Floats in die Bodenschicht eingebracht und für fünf Jahre rückwärts integriert.

Die Floats folgen dem aus Abschnitt 5.2 bekannten Weg durch das Powell-Becken und auf den westlichen Kontinentalshelf hinauf, bis in die südliche Schelfregion, wo sie die Deckschicht erreichen. Drei Regionen werden als Herkunftsgebiete identifiziert (Abbildung 5.11), das südwestliche vor dem westlichen Ronne-Schelfeis, das südliche vor dem Filchner-Schelfeis und das südöstliche Weddellmeer, die Region vor den östlichen Schelfeisgebieten (EWIS, siehe auch Abbildung 2.1).

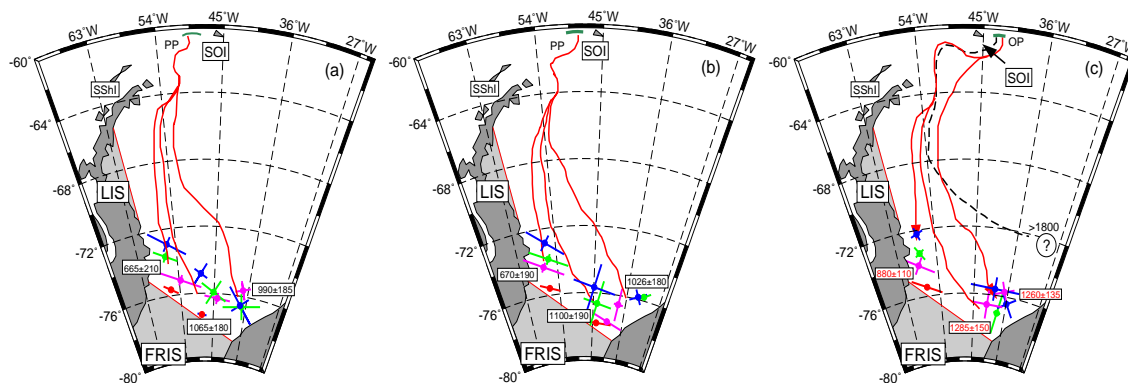
Floats der westlichen Philip-Passage (Abbildung 5.11a) benötigen  $665 \pm 120$  Tage bis sie die südwestliche Deckschicht erreicht haben. Dies ändert sich je nach Jahreszeit, was durch die farbig markierten Punkte dargestellt ist und geht einher mit einer unterschiedlichen Ausbreitung der Partikelwolke um den Schwerpunkt. Im Winter findet durch Meereisbildung Tiefenkonvektion auf dem gesamten Kontinentalshelf statt, so daß die horizontale Ausdehnung der tiefen Deckschicht in dieser Jahreszeit am größten ist und die Floats innerhalb der Deckschicht weit nach Norden vordringen können, bevor sie die Deckschicht verlassen. Die Ausdehnung der Floatwolke ist demzufolge größer als z.B. im Sommer. Im Sommer sorgt der



**Abbildung 5.10:** Dichteschnitt über die *Overflow*-Schwellen des westlichen Süd-Scotia-Rückens mit der Philip-Passage westlich und dem Orkney-Passagen-Eingang östlich des Süd-Orkney-Plateaus. Die Aussetzorte der rückwärts berechneten Floats sind markiert und stimmen mit dem dichtesten Wasser überein.

Eintrag von Süßwasser durch Meereisschmelzen für eine Stabilisierung der Wassersäule und eine Abnahme der Deckschichttiefe. Während die Dichte der Wassersäule im Winter zur Zeit der Tiefenkonvektion mehr als  $27.83 \text{ kg m}^{-3}$  erreicht, beträgt sie in den Sommermonaten  $27.35 \pm 0.05 \text{ kg m}^{-3}$ . Sie reicht damit nicht aus, daß Floats absinken und in die Region der Passagen gelangen.

In der Regel sind Ausbreitungszeit und Entfernung zwischen Ursprungsort und Passagendurchstrom positiv miteinander korreliert. Davon ausgenommen ist die zentrale Region vor dem Filchner-Ronne-Schelfeis in Höhe der Belgrano-Bank und die Floats, die im östlichen Weddellmeer in die Tiefe absinken. Sie sind durch den Eintrag in den Küstenstrom schneller



**Abbildung 5.11:** Ursprungsorte und mittlere Trajektorien der Ensembles (ref) von je 10 000 Floats/Monat, die in der Philip-Passage (a), (b) und der Orkney-Passage (c) ausgesetzt wurden. Die Zahlen neben den Trajektorien stellen die Ausbreitungszeiten in Tagen vom Zeitpunkt des Aussetzens bis zum Gebiet der Tiefenkonvektion dar. Die verschiedenen Jahreszeiten sind farblich gekennzeichnet: Frühling - grün, Sommer - rot, Herbst - magenta und Winter - blau. Gekennzeichnet sind die Hauptachsen der Dispersion um den Schwerpunkt. Dargestellt sind nur die Floats an deren Position eine Dichte von mehr als  $27.85 \text{ kg m}^{-3}$  gefunden wurde. Abkürzungen: FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, LIS - Larsen-Schelfeis, OP - Orkney-Passage, PP - Philip-Passage, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

als die Floats, die den Weg vom zentralen Kontinentalschelf in die Tiefsee nehmen. Die Ausbreitungszeit ist für das westliche Gebiet um 1.5 bis 3 Monate schneller als für das zentrale Gebiet und um etwa 11 Monate schneller als vom östlichen Konvektionsgebiet.

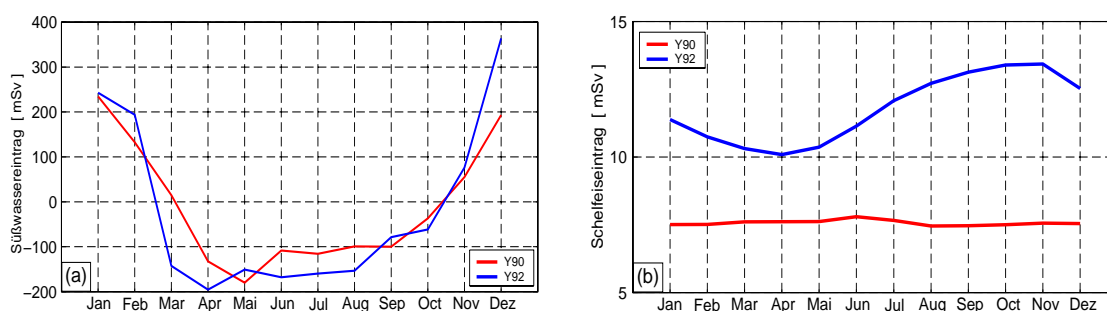
Die Ausbreitungszeit in die Orkney-Passage ist aufgrund des längeren Pfades größer und beträgt  $880 \pm 110$  Tage für das südwestliche und  $1260 \pm 135$  Tage für das südöstliche Schelfgebiet (Abbildung 5.11c). Die gesamte "Reisezeit" steigt demnach um etwa 8 Monate. Dies entspricht der Zeit, die die Floats benötigen, um vom Powell-Becken mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa  $0.03 \text{ m s}^{-1}$  zur Orkney-Passage zu gelangen.

Auffallend bei der Floatverteilung ist, daß die Floats die Deckschicht im zentralen Schelfbereich der Belgrano-Bank nicht erreichen, sondern diese auf dem weiteren Weg nach Osten passieren. Nach einer mittleren Ausbreitungszeit von  $1265 \pm 150$  Tagen erreichen sie die Deckschicht über dem Filchner-Graben.

Es wird aus den Ergebnissen auch deutlich, daß ein großer Anteil der Floats (saisonal variierend bis zu 50 %) außerhalb des inneren Weddellmeeres in die Deckschicht gelangt, d.h. die damit verbundenen Wassermassen östlich des Weddellmeeres ventiliert werden. In Abbildung 5.11c ist dies durch das Fragezeichen und der Zeitangabe von mehr als 5 Jahren dargestellt. Beobachtungen (Meredith *et al.*, 2000) und BRIOS1.0-Modellergebnisse (Schodlok *et al.*, 2001) gehen konform mit diesem Ergebnis.

### Sensitivitätsstudien zum Ursprungsort

Die Auswirkungen der unterschiedlichen Antriebe (Y90 und Y92) zeigen sich in den rückwärts integrierten Partikeln. Im Süd-Sommer (Dezember - Februar) ist die Süßwasserbilanz positiv durch Meereisschmelzen, während sie im Süd-Winter negativ durch Meereisbildung ist (Abbildung 5.12). Der Süßwasserentzug ist im Jahresmittel mit  $-19.5 \text{ mSv}$  in Y92 größer als in Y90 ( $-11.9 \text{ mSv}$ ). Dies zeigt sich für Y92 nicht nur durch einen stärkeren Salzeintrag sondern auch durch ein früheres Einsetzen des Gefrierens. Das dadurch erzeugte größere Meereisvolumen in Y92 verursacht am Ende des Jahres ein verstärktes Schmelzen, d.h. einen größeren Süßwassereintrag (etwa  $350 \text{ mSv}$ , Abbildung 5.12). Die Meereisbildung auf dem südlichen Kontinentalschelf hat ebenfalls einen Einfluß auf die Schmelzraten der Schelfeisgebiete.

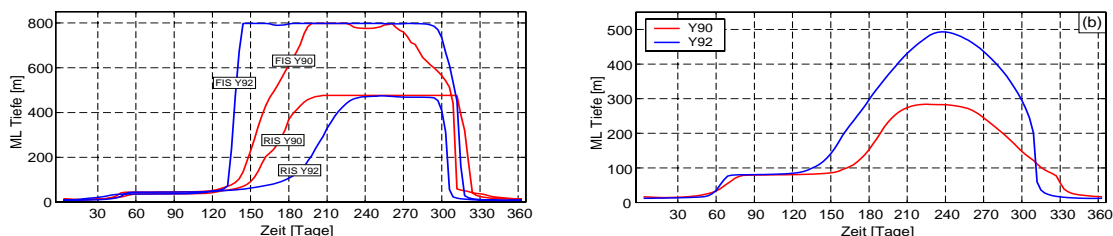


**Abbildung 5.12:** (a) Süßwassereintrag im inneren Weddellmeer und (b) Schmelzraten der Weddellmeer-Schelfeisgebiete Filchner-Ronne und EWIS (in mSv) für die Sensitivitätsstudien Y90 (rot) und Y92 (blau).

Die unterschiedliche Meereisbildung (Abbildung 5.12) hat einen Einfluß auf die Deckschichttiefe (Abbildung 5.13), über die das Ursprungsgebiet der Floats definiert ist. Der Referenzlauf zeigt Herkunftsgebiete, die vor dem westlichen Ronne-Schelfeis und vor dem westlichen Filchner-Schelfeis liegen. Das Maximum der Deckschichttiefe (im Modell ist dies der Mee-

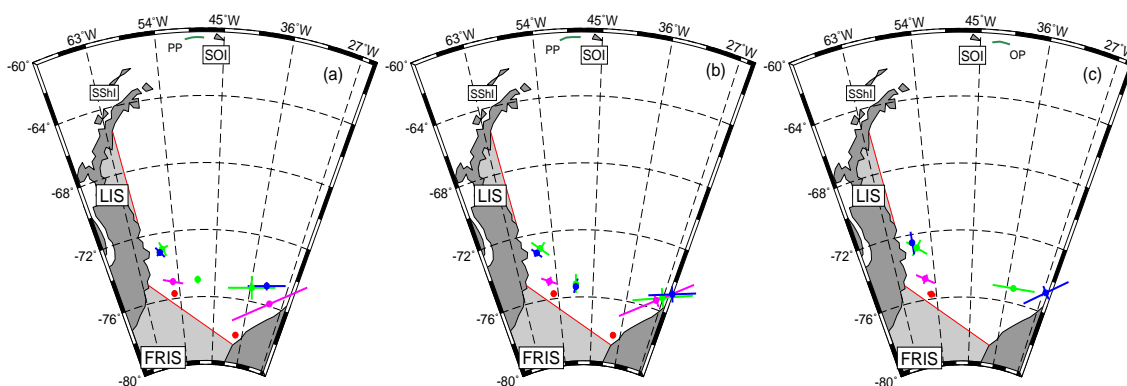


resboden) ändert sich zwischen den beiden Simulationen nicht (Abbildung 5.13), wohl aber dessen Dauer. Für den Bereich vor dem westlichen Filchner-Schelfeis wird das Maximum in Y90 etwa 2 Monate später (Tag 190) erreicht als in Y92 (Tag 135). Die Abnahme beginnt jedoch



**Abbildung 5.13:** Deckschichttiefen in den Sensitivitätsstudien Y90 (rot) und Y92 (blau) a) für die Bereiche vor dem Filchner-Schelfeis (FIS) und vor dem Ronne-Schelfeis (RIS) und b) für den Bereich des Schelfabbruchs vor der General-Belgrano-Bank.

etwa einen Monat früher (Y90: Tag 260, Y92: Tag 290). Somit wird für Y92 das Maximum der Deckschichttiefe etwa einen halben Monat nach dem maximalen Süßwasserentzug erreicht. In Y90 stellt sich die maximale Deckschichttiefe nicht so schnell ein, da der Süßwasserentzug geringer ist und die Anreicherung dichter Schelfwassermassen eine längere Zeit benötigt. Ein entgegengesetztes Bild zeigt sich für den Bereich des westlichen Ronne-Schelfeisgebietes mit einem längeren Maximum für die Y90-Simulation. Da der Bereich im Gebiet ganzjähriger Eisbedeckung liegt, könnte die Bildung lokaler Polynjas für dieses Phänomen verantwortlich sein. Während für Y92 dichte Wassermassen mit  $\sigma_{\Theta} > 27.9 \text{ kg m}^{-3}$  erzeugt werden, fehlt dies für Y90. Dies zeigt sich in den Floats der Y90-Simulation. Die Floats, die in die Deckschicht



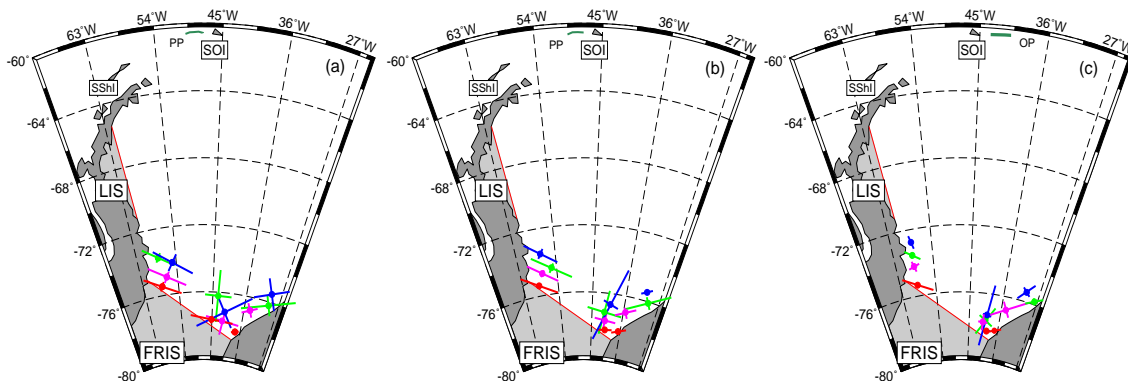
**Abbildung 5.14:** Ursprungsorte und mittlere Trajektorien der Ensembles (Y90) von je 10 000 Floats/Monat, die in der Philip-Passage (a), (b) und der Orkney-Passage (c) ausgesetzt wurden. Die Zahlen neben den Trajektorien stellen die Ausbreitungszeiten in Tagen vom Zeitpunkt des Aussetzens bis zum Gebiet der Tiefenkonvektion dar. Die verschiedenen Jahreszeiten sind farblich gekennzeichnet: Frühling - grün, Sommer - rot, Herbst - magenta und Winter - blau. Gekennzeichnet sind die Hauptachsen der Dispersion um den Schwerpunkt. Dargestellt sind die Floats an deren Position eine Dichte von mehr als  $27.78 \text{ kg m}^{-3}$  gefunden wurde. Abkürzungen: FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, LIS - Larsen-Schelfeis, OP - Orkney-Passage, PP - Philip-Passage, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

gelangen, weisen Dichten auf, die geringer als  $27.8 \text{ kg m}^{-3}$  sind. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, stellt sich die gesamte Wassersäule auf die wiederkehrende Süßwasserzufuhr ein, so daß eine Dichte von  $27.78 \text{ kg m}^{-3}$  ausreicht, eine Deckschichttiefe bis zum Boden zu erzeugen. Trotzdem ist die Anzahl der Floats gering ( $< 25\%$ ) und beschränkt sich hauptsächlich auf den

Frühling und den Winter.

Die Zeiten, die die Floats benötigen, um in die Ursprungsgebiete zu gelangen, hängen demnach sowohl von dem Aussetzmonat als auch von der Jahreszeit und dem nördlichen Vordringen der Deckschicht auf dem Schelf ab. Dies zeigt sich in der Variabilität der rückwärts gerechneten Floats beim Auftreiben auf dem Kontinentalschelf (Abbildungen 5.15a - c). Die Wassersäule im Modellauf Y92 ist dichter als in Y90, so daß mit Ausnahme der Spätsommermonate Floats in die Deckschicht gelangen können. In dieser Simulation kristallisieren sich zwei Hauptregionen heraus, zum einen die Region vor dem westlichen Ronne-Schelfeis, zum anderen das Gebiet über dem Filchner-Graben. Das Gebiet vor dem Ronne-Schelfeis erreichen die Floats auf ihrem Weg ins Ursprungsgebiet zuerst. In Kapitel 4 wurde darauf hingewiesen, daß in dieser Region durch Bildung lokaler Polynjas die Deckschichttiefe regelmäßig sehr tief ist. Die mittlere Ausbreitungszeit der Floats von der Orkney-Passage beträgt 980 Tage für Y90 und 920 Tage für Y92.

Das Gebiet über dem Filchner-Graben wird nach 1320 (Y90) bzw. 1180 Tagen (Y92) erreicht. Dies erklärt sich daraus, daß die Ausbreitung während der Y92-Simulation schneller ist. Allerdings setzt die Vertiefung der Deckschicht für Y92 früher ein und ist am Kontinentalschelf größer (Abbildung 5.13b), so daß ein Teil des zeitlichen Unterschiedes nicht den Geschwindigkeitskomponenten entlang des Weges zugerechnet werden kann.



**Abbildung 5.15:** Ursprungsorte und mittlere Trajektorien der Ensembles (Y92) von je 10 000 Floats/Monat, die in der Philip-Passage (a), (b) und der Orkney-Passage (c) ausgesetzt wurden. Die Zahlen neben den Trajektorien stellen die Ausbreitungszeiten in Tagen vom Zeitpunkt des Aussetzens bis zum Gebiet der Tiefenkonvektion dar. Die verschiedenen Jahreszeiten sind farblich gekennzeichnet: Frühling - grün, Sommer - rot, Herbst - magenta und Winter - blau. Gekennzeichnet sind die Hauptachsen der Dispersion um den Schwerpunkt. Dargestellt sind nur die Floats an deren Position eine Dichte von mehr als  $27.83 \text{ kg m}^{-3}$  gefunden wurde. Abkürzungen: FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, LIS - Larsen-Schelfeis, OP - Orkney-Passage, PP - Philip-Passage, SOI - Süd-Orkney-Inseln und SShI - Süd-Shetland-Inseln.

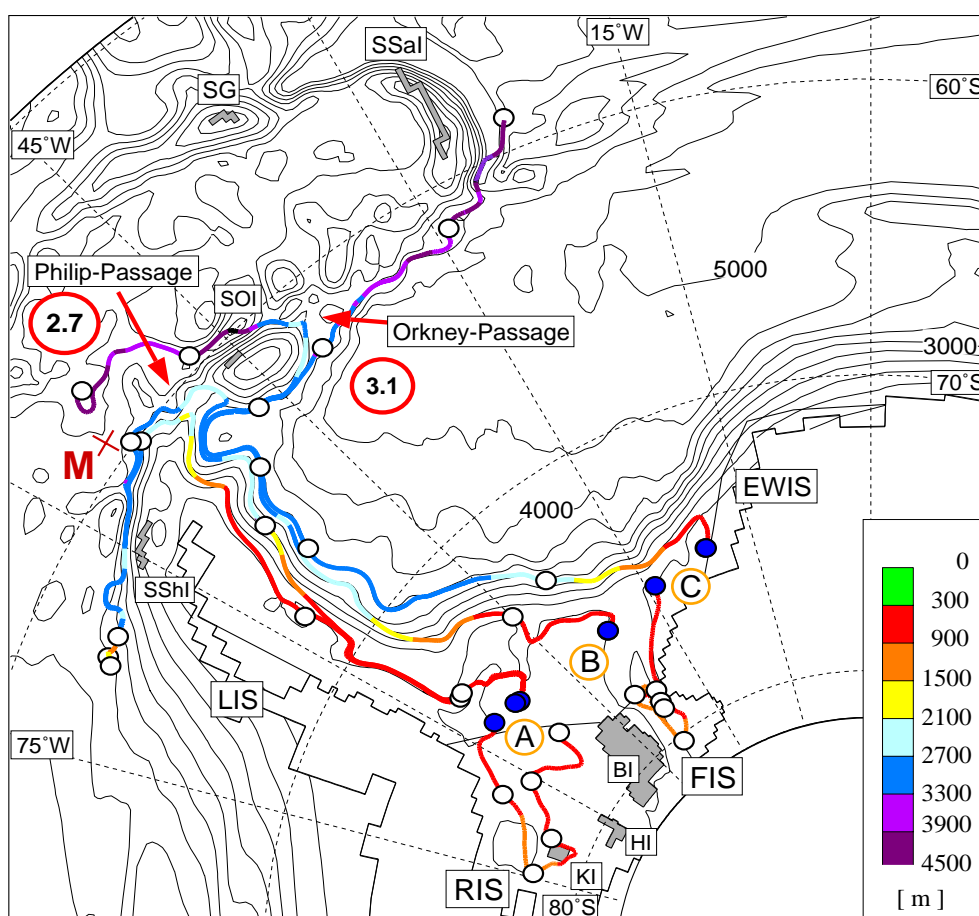
Das gleiche zeigt sich für die beiden Aussetzorte in der Philip-Passage, die beide für die Y92-Simulationen schnellere Ausbreitungszeiten ergeben als für die Y90-Simulation (West: 70 bzw. 130 Tage und Ost: 220 bzw. 345 Tage).

## 5.4 Ausbreitungszeitskalen: Weddellmeer-Südatlantik

Die rückwärts integrierten Partikeltrajektorien zeigten die Gebiete, in denen die Floats in die Deckschicht gelangen, d.h. mit der Atmosphäre in Kontakt treten. Die zeitliche Entwicklung

der Deckschichttiefen in diesen Gebieten zeigte, daß sich im September/Oktober gegen Ende der Konvektionsereignisse ein ausreichendes Volumen an dichten Wassermassen angereichert hat, um am Kontinentalhang in die Tiefe absinken zu können. Das Aussetzen von Floats zu diesem Zeitpunkt in den Bereichen maximaler Deckschichttiefen simuliert Konvektionsereignisse und zeigt die Hauptausbreitungswege des frisch ventilierten Tiefen- und Bodenwassers. Mit Hilfe der Partikeltrajektorien ergibt sich auch eine Abschätzung der Ausbreitungszeitskala vom südlichen Kontinentalschelf bis in den Südatlantik.

Abhängig von dem Bildungsgebiet schichten sich die Floats in verschiedenen Tiefen der Wassersäule ein. Dieses unterschiedliche Einschichten der Wassermassen spiegelt sich in den Kernen mit hohen FCKW-Konzentrationen am Kontinentalabhang auf dem Schnitt von Kapp Norvegia zur Joinville-Insel wider (siehe u.a. Abbildung 20, Fahrbach, 1999). Neben den Ausbreitungszeitskalen geben die in dieser Teilstudie ausgesetzten Floats auch Auskunft über die Bildungsgebiete dieser FCKW-Kerne.



**Abbildung 5.16:** Mittlere Ausbreitungspfade vorwärts integrierter Floats. Aussetzorte sind Konvektionsgebiete auf dem südlichen Kontinentalschelf (blau markierte Kreise). Die Integrationsdauer beträgt 5 Jahre, die Farbskala stellt die Tiefenlage der Floats und die weißen Punkte auf den Trajektorien den in einem Jahr zurückgelegten Weg dar. Die rot umrandeten Kreise enthalten die mittlere Ausbreitungszeit der Floats bis zu den jeweiligen Passagen in Jahren. Das rote Kreuz (M) kennzeichnet die Position der MYRTLE-Verankerung ( $59^{\circ} 43.7S$ ,  $55^{\circ} 29.5W$ ). BI - Berkner-Inseln, EWIS - östliches Weddellmeer-Schelfeisgebiet, FIS - Filchner-Schelfeis, HI - Henry-Eiserhebung, KI - Korff-Eiserhebung, LIS - Larsen-Schelfeis, RIS - Ronne-Schelfeis, SG - Süd-georgien, SOI - Süd-Orkney-Inseln, SSaI - Süd-Sandwich-Inseln, SShI - Süd-Shetland-Inseln.

In Abbildung 5.16 sind die typischen Schwerpunktstrajektorien von 2400 Floats aus dem südlichen Konvektionsgebiet in das tiefe Weddellmeer und die angrenzende Scotia-See dargestellt. Je nach Konvektionsgebiet auf dem südlichen Schelf ergeben sich unterschiedliche Ausbreitungspfade; die Pfade nach Norden, deren Diskussion zuerst folgt, und die Pfade nach Süden (siehe Seite 93).

Vom südwestlichen Schelfgebiet (Abb. 5.16, Region A) bewegen sich die Floats entlang zweier Pfade, die durch die Topographie bestimmt werden, nach Norden. Zunächst breiten sich die neugebildeten Wassermassen auf dem westlichen Kontinentalschelf küstenparallel aus. Topographische Unebenheiten wie z.B. Canyons oder Rücken erlauben ein Überströmen des Schelfabbruchs (Baines und Condie, 1998). Dieses geschieht nach  $1.7 \pm 0.1$  Jahren vor dem südlichen Larsen-Schelfeis bzw. nach  $2.2 \pm 0.1$  Jahren südlich des Joinville-Rückens, dem Eingang zum Powell-Becken. Die Wassermassen schichten sich im Tiefenbereich des WSDW ein und sind damit in der Lage das Weddellmeer durch die Philip-Passage zu verlassen. Insgesamt beträgt die mittlere Ausbreitungszeit vom südwestlichen Kontinentalschelf bis zum Überströmen des Süd-Scotia-Rückens  $2.7 \pm 0.1$  Jahre.

Die ganzjährige Meereisbedeckung auf dem westlichen Kontinentalschelf schränkt die Bildung von dichteren Wassermassen in diesem Gebiet ein. Jedoch hat die Studie Y92 gezeigt, daß auch vor dem Larsen-Schelfeis dichteres Wasser erzeugt wird. Dieses wird nach dem Absinken nach Norden abgelenkt und kann nicht bis in große Tiefen des Weddellmeeres gelangen. Zwar sinkt das dichte Wasser auf dem Weg nach Norden weiterhin ab, erreicht die Philip-Passage aber, bevor es unter deren Schwellentiefe abgesunken ist, so daß es hier das Weddellmeer verläßt. Keines der Floats der Region A erreicht die Orkney-Passage oder sinkt tiefer ab, um am südlichen Hang des Süd-Scotia-Rückens entlang nach Osten zu driften.

Die Ausbreitung der Wassermassen vom südlichen Schelf vor der Berkner-Insel (Abbildung 5.16, Region B) verläuft zunächst parallel zu den Isobathen, bevor das dichte Wasser am Ronne-Trog beginnend langsam in die Tiefe absinkt. Nach  $3.1 \pm 0.2$  Jahren erreichen diese Floats die Orkney-Passage. Floats desselben Bildungsgebietes werden (siehe Abschnitt 5.2) am Endurance-Rücken so geführt, daß sie weiter nach Osten driften. Die in Abbildung 5.16 (Region C) dargestellten Floats mit Aussetzort vor dem östlichen Weddellmeer-Schelfeisgebiet sinken schneller ab, schichten sich aber weniger tief in der Wassersäule ein und benötigen  $3.4 \pm 0.2$  Jahre, um in die Orkney-Passage zu gelangen. Diese Ausbreitungszeiten stimmen gut mit den aus FCKW- und Tritium-Messungen errechneten Transitzeiten von Schlosser *et al.* (1991) überein. Demnach breiten sich die dichten, neugebildeten Bodenwassermassen in 2.5 - 3 Jahren vom Filchner-Graben nach Norden bis südlich des Süd-Orkney-Plateaus ( $\sim 45^\circ\text{W}$ ) aus.

Die aus den Konvektionsgebieten absinkenden Floats sinken schneller und tiefer ab, als die von z.B. Price und Baringer (1994) modellierten Trajektorien. Die Absinkraten der Floats auf dem Weg nach Norden stimmen jedoch gut mit dem modellierten Verhalten abwärts strömender Wassermassen von Killworth (2001) überein. In dieser Arbeit ergeben sich Absinkrate von  $1/500$  bis  $1/400$  auf dem Weg vom südlichen Kontinentalschelf nach Norden. Die Simulation endet allerdings im nördlichen Weddellmeer, südlich des Joinville-Rückens. Das absinken der Floats stimmt ebenso mit den aus Beobachtungen erhaltenden Absinkraten des ISW aus dem Filchner-Graben überein (Foldvik, pers. Mitt., 2001).

Die Kernstruktur hoher FCKW-Konzentrationen (siehe u.a. Abbildung 20 in Fahrbach (1999); Klatt, pers. Mitt., 2001) kann durch das gewonnene Absinkverhalten (Abbildung 5.16) erklärt werden. So wie von Schlosser *et al.* (1991) postuliert, sinkt das Wasser vor dem Larsen-Schelfeis ab und trägt zur Belüftung des Kerns in mittleren Tiefen ( $\sim 1000 - 1500$  m) bei. Das

langsame Absinken aus Region B und C stimmt mit dem Kern hoher FCKW-Konzentration in 3000 - 3500 m überein. Schnelles Absinken, wie es nach Baines und Condie (1998) durch Plume-Prozesse geschieht, wird in diesem Modell nicht dargestellt, da diese in einer Größenordnung von einem Kilometer und weniger auftreten. Daher gelangt keines der Floats bis in Tiefen von etwa 4500 m, dem Tiefenbereich, in dem hohe FCKW-Konzentrationen gemessen wurden (Hoppema *et al.*, 2001).

Ventiliertes Wasser wird in das Weddellmeer mit einer Rate von 1.8 Sv über den östlichen Teil des Schnittes Kapp Norvegia - Joinville-Insel eingetragen (Hoppema *et al.*, 2001). Die absinkenden Trajektorien deuten an, daß sie am westlichen Kontinentalhang von den auf dem südlichen Kontinentalschelf gebildeten Wassermassen überlagert werden, während die Zunahme der FCKW-Konzentration im inneren Weddellmeer unterhalb 2000 m auf einen Beitrag der östlichen Wassermassen hindeutet (Klatt, pers. Mitt., 2001).

Neben der vorherrschenden nördlichen Ausbreitung existiert auch ein südlicher Einstrom in die Schelfeiskavernen (Abbildung 5.16, Region C), wie er z.B. von Grosfeld *et al.* (1997) postuliert wurde. Die Floats strömen am östlichen Hang des Filchner-Grabens in die Filchner-Kaverne ein und rezirkulieren am westlichen Hang. Die Verweildauer in der Kaverne beträgt etwa fünf Jahre und stimmt so mit den aus Tracerbeobachtungen bekannten Zeiten von etwa 6 Jahren gut überein (Schlosser *et al.*, 1991). Einzelne Float-Trajektorien führen südlich der Berkner-Insel von der Filchner-Kaverne in die Ronne-Kaverne und bestätigen damit die neuesten *in-situ*-Beobachtungen von Nicholls *et al.* (2001).

Der südwärts gerichtete Pfad repräsentiert den Einstrom in die Ronne-Kaverne am westlichen Rand des Schelfeisgebietes entlang der Antarktischen Halbinsel (Abbildung 5.16, Region A). Die Aufenthaltsdauer der Floats unter dem Ronne-Schelfeis beträgt ebenfalls fünf Jahre und mehr. Die Floats vollführen eine antizyklonale Bewegung, u.a. nördlich und südlich der Korff-Eiserhebung. Ein Absinken in der Kaverne kann aus Gefrierprozessen an der Unterseite des Schelfeises und der damit verbundenen Dichteerhöhung durch Salzlakenbildung resultieren. Die Bildung von marinem Eis unter weiten Teilen des Ronne-Schelfeises wurde sowohl durch indirekte Methoden (Thyssen, 1988) als auch durch die Gewinnung eines Eiskerns (Oerter *et al.*, 1992) bestätigt. Einzelne Floats gelangen weiter nach Osten südlich der Berkner-Insel in die Filchner-Kaverne.

Eine Temperatur- und Meeresbodendruck-Zeitreihe wurde zwischen November 1992 und November 1996 am verankerten Sensor MYRTLE (Multi-Year Tide Level Equipment - 59° 43.7S, 55° 29.5W; Position M in Abbildung 5.16) aufgezeichnet (Rubython *et al.*, 2001). Von Mitte Juni 1994 bis Anfang Juni 1995 wurde eine kalte Temperaturanomalie aufgezeichnet, deren Ursprung im Weddellmeer vermutet wurde und die über die Orkney-Passage in die westliche Scotia-See eingedrungen ist. Die advektive Zeitskala der vorwärts integrierten Floats und das Ergebnis der Orkney-Passagen-Transportzeitserie (Abbildung 4.3) scheinen diese Vermutungen zu bestätigen. Die Zeitserie des WSDW-Durchstroms durch die Orkney-Passage ergab eine dreijährige Periode größeren Transports mit dem Maximum (Jahresmittel) im Jahr 1993. Eine zusätzliche Float-Studie (10 000 Floats/Monat wurden in der Orkney-Passage ausgesetzt) ergab eine mittlere Ausbreitungszeit von der Orkney-Passage bis in die Nähe der MYRTLE-Position von 590 Tagen. Durchstromzeitpunkt und Ausbreitungszeit der Floats fügen sich zeitlich gut aneinander, so daß die kalte Temperaturanomalie, die 1994/95 an der MYRTLE-Verankerung gemessen wurde, mit dem verstärkten Durchstrom in der Orkney-Passage im Jahre 1993 in Verbindung gebracht werden kann.

Beobachtungen von Fahrbach *et al.* (1995b) zwischen März und November<sup>2</sup> 1992 ergaben

<sup>2</sup>November 1992 ist das Ende der Zeitreihe mit einem Mittelwert von 1.7 Sv WSBW Ausstrom.

einen erhöhten WSBW-Transport von bis zu 4 Sv im westlichen Teil des Schnittes Kapp Norvegia - Joinville-Insel. Die mittlere Ausbreitungszeit vom Joinville-Rücken bis zur Orkney-Passage beträgt etwa ein Jahr, so daß dieser hohe WSBW-Transport mit dem erhöhten Passagen-Durchstrom in Verbindung gebracht werden kann.

Da die Ausbreitungszeit vom Filchner-Graben bis in die Orkney-Passage etwa 3 Jahre beträgt, müßte das Wasser im Jahre 1990 auf dem südlichen Kontinentalschelf gebildet worden sein. Das Jahr 1990 zählt jedoch zu den Jahren mit geringer Meereiskonzentration und geringer Tiefen- und Bodenwassermassenbildung. Bei der Float-Zeitskala handelt es sich aber um eine advective Zeitskala, die die Verweildauer von dichten Wassermassen auf dem Kontinentalschelf nur zu einem geringen Anteil berücksichtigt. Mensch *et al.* (1996) geben eine mittlere Verweildauer des WSW, eine Ausgangswassermasse des WSBW, auf dem Kontinentalschelf von etwa 5 Jahren an, so daß die Wassermassenbildung zwischen 1985 und 1990 stattgefunden haben könnte.

Der größte Süßwasserentzug von 13 mSv (im Zeitraum 1985 bis 1990) findet 1987 statt. In diesem Jahr könnte also die Bildung des kalten, salzreichen Schelfwassers erfolgt sein, das die an der MYRTLE-Verankerung beobachtete Anomalie hervorgerufen hat.

Die Verweildauer in der tiefen Scotia-See beträgt etwa  $4.3 \pm 0.3$  Jahre. Dieser Wert ergibt sich aus Floats der Orkney-Passage, die nach dem Erreichen der MYRTLE-Verankerung weiter nach Nordwesten driften, danach einen östlichen Kurs einschlagen und durch die Shag-Rocks-Passage nach Norden die Scotia-See verlassen. Die Floats durchströmen diese Passage nach 4.3 Jahren in einer Tiefe von 3400 m. Da eine starke diapycnische Vermischung mit wärmerem, salzreichen Südpazifischen Tiefenwasser im nördlichen Teil der Scotia-See geschieht, ist das ausströmende Wasser im Modell kein WSDW mehr. Das Auftreiben der Floats in der westlichen Scotia-See und das Ostwärtssetzen mit dem ACC ergibt ein Durchströmen der Georgia-Passage nach Norden nach  $4.5 \pm 0.2$  Jahren in etwa 1600 m Tiefe.

Die advectiven Ausbreitungszeiten erlauben somit zum ersten Mal eine Abschätzung der Zeitskala vom südlichen Kontinentalschelf des Weddellmeeres bis zum nördlichen Rand der Scotia-See. Diese Zeit wird auf etwa 8 Jahre geschätzt und ist in der Literatur bislang unbekannt. Die von Coles *et al.* (1996) gefundene Abkühlung im südlichen Argentinischen Becken, deren Ursprung im Weddellmeer gesehen wird, läßt sich anhand der Ausbreitungszeit einem Zeitraum in den 1970er Jahren zuordnen. In diesem Zeitraum wurden die Wassermassen des Weddellmeeres durch das Auftreten der Weddell-Polynja (1974-1976) stark modifiziert (Gordon, 1982; Comiso und Gordon, 1998).

---

## **6 Schlussbetrachtung und Ausblick**

Die Charakteristika der Wassersäule des inneren Weddellmeeres werden durch vertikale Prozesse, die der Scotia-See durch laterale Prozesse bestimmt. Im Weddellmeer ist die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Energie stark durch vertikale Prozesse wie Doppeldiffusion, Cabbeling, Konvektion durch Salzlakenbildung beim Gefrieren des Meerwassers und Turbulenzen durch Wind, Eisdrift und Brechen interner Wellen beeinflusst (Foster und Carmack, 1976a; Muench *et al.*, 1990a).

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Wassermassenaustausches zwischen beiden Meeresgebieten, einer Region, die als WSC oder auch DOVETAIL-Region bezeichnet wird, in der Beobachtungen auf Grund der vorherrschenden klimatischen Bedingungen sehr schwierig sind. Das Gebiet der Modellversion BRIOS1.1 weist eine hohe Auflösung im westlichen Weddellmeer auf. Über dem Süd-Scotia-Rücken ist sie mit etwa 20 km eine der feinsten Modellauflösungen, die zur Zeit im Südpolarmeer verwendet werden. Mit der Verwendung bodenfolgender Vertikalkoordinaten, der gewählten Parametrisierung und der Berücksichtigung der Wechselwirkung des Ozeans mit dem Schelfeis gelingt eine sehr gute Darstellung der Hydrographie des Weddellmeeres und auf dem südlichen Kontinentalschelf, dem Bildungsgebiet der nach Norden strömenden Wassermassen. Gegenüber früheren Modellstudien wird das westliche Weddellmeer, darunter das Larsen-Schelfeis, im Hinblick auf Hydrographie und Topographie besser repräsentiert. Die Modellergebnisse ergeben wertvolle Informationen zusätzlich zu den Beobachtungen (z.B. Schröder *et al.*, 2002) und vervollständigen damit das hydrographische Bild (z.B. Gordon *et al.*, 2001). Die hier vorgestellten Modellstudien illustrieren zum ersten Mal den gesamten Ausbreitungsweg und Ausbreitungszeitraum der Wassermassen vom inneren Weddellmeer über den Süd-Scotia-Rücken hinweg in die Scotia-See.

Weddellmeer-Tiefenwasser, das auf dem südlichen Kontinentalschelf gebildet wird, verlässt das Weddellmeer hauptsächlich durch zwei Passagen im Süd-Scotia-Rücken (schematische Darstellung siehe Abbildung 6.1). Westlich des Süd-Orkney-Plateaus liegt die Philip-Passage (49°W), die es einer leichteren Komponente des WSDW erlaubt, mit einer mittleren Exportrate von 2.2 Sv nach Norden auszuströmen. Der tiefere und dichtere Ausstrom in die Scotia-See erfolgt durch die Orkney-Passage (40°W) mit einem mittleren Transport von 4.2 Sv. Damit werden insgesamt 6.4 Sv WSDW aus dem Weddellmeer in die Scotia-See exportiert. Schmalere Schluchten östlich der Orkney-Passage tragen nicht wesentlich zum Export (< 0.2 Sv) von WSDW bei. Allerdings ist der östliche Teil des Süd-Scotia-Rückens nach wie vor ungenau aufgelöst. Die beobachteten bodennahen Temperaturen der östlichen Scotia-See (Locarnini *et al.*, 1993) deuten darauf hin, daß kaltes, dichtes Wasser aus dem Weddellmeer importiert wird. Somit muß der Export durch die Hauptpassagen, der mit den neuesten DOVETAIL-Beobachtungen gut übereinstimmt (Naveira Garabato *et al.*, 2002) und die älteren Transportabschätzungen von Locarnini *et al.* (1993) um das dreifache übersteigt, als untere Modellschätzung für die Erneuerung der Bodenwassermassen der Scotia-See angesehen werden. Da sich die kältesten Bodenwassermassen nördlich des Weddellmeeres im nördlichen Bereich



des Süd-Sandwich-Grabens befinden, wurde in früheren Studien diese Bodenwassermassenverteilung als Nachweis für die Süd-Sandwich-Route als Ausbreitungsrouten nach Norden angesehen (Wüst, 1936; Georgi, 1981). Anhand der Modellergebnisse zeigt sich allerdings, daß das Durchströmen kalter, dichter Wassermassen durch die Passagen des Süd-Scotia-Rückens eine größere Bedeutung hat, da etwa 50 % der nach Orsi *et al.* (1999) exportierten Wassermassen durch diese Passagen strömen.

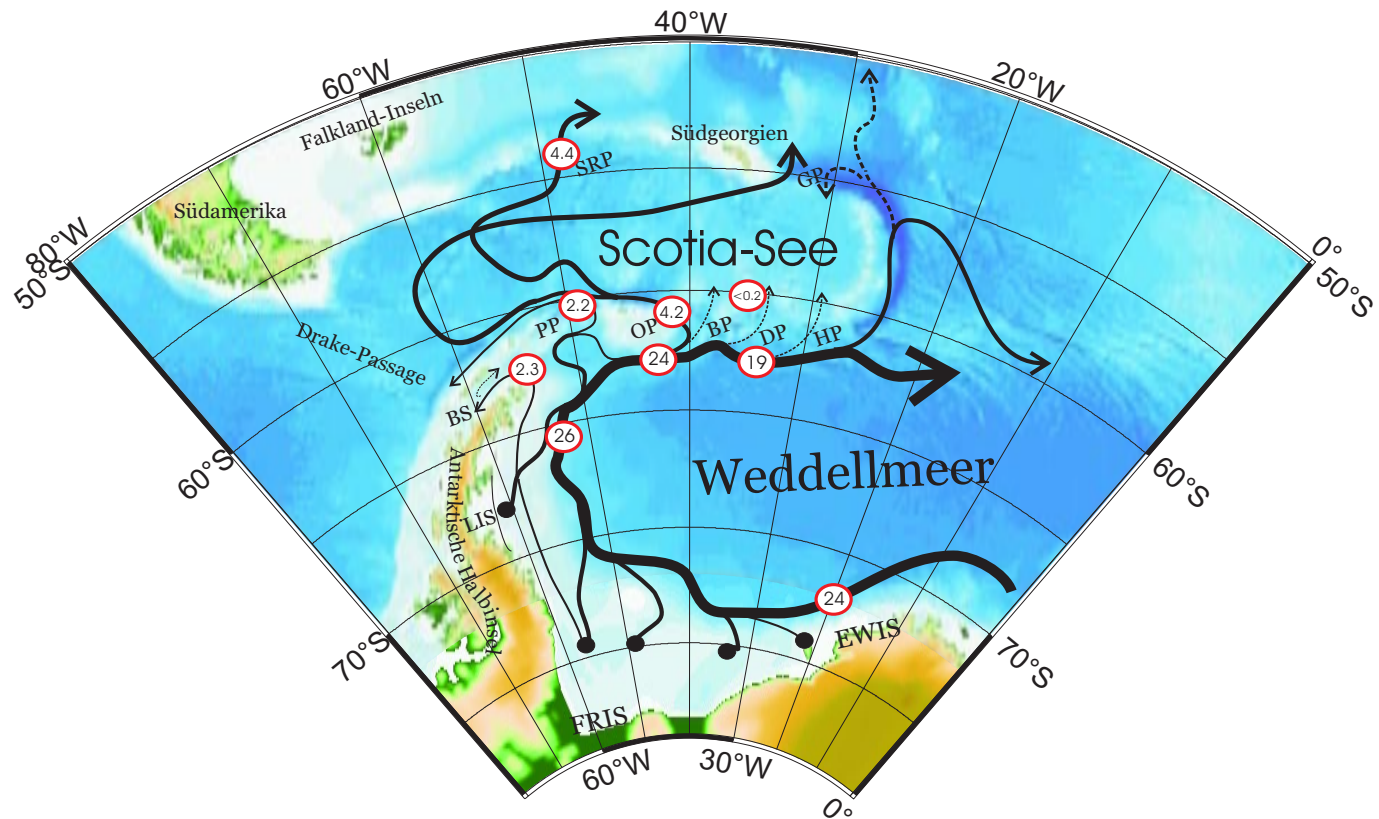
Orkney- und Philip-Passagen-Transporte weisen eine halbjährliche Oszillation mit einer maximalen Amplitude von  $\pm 0.4$  Sv bzw.  $\pm 0.2$  Sv auf. Atmosphärische Aufzeichnungen an der Faraday-Station auf der Antarktischen Halbinsel zeigen ähnliche halbjährliche Oszillationen im mittleren monatlichen Oberflächendruck und dokumentieren so die maximale zyklonische Aktivität während der äquinoktalen Monate (King und Turner, 1997). Diese halbjährliche Oszillation zeigt sich ebenfalls im WSDW-Transport im nördlichen Zweig des Weddell-Wirbels (im Mittel 24 Sv über  $44^\circ$ W), so daß der Orkney-Passagen-Transport durch den Weddell-Wirbel-Transport kontrolliert werden könnte, während die Philip-Passagen-Transporte durch Schelfwassermassen beeinflusst werden, die vom Kontinentalschelf an der Spitze der Antarktischen Halbinsel absinken und in das Powell-Becken eindringen. Die Analyse längerer Zeitreihen ist nötig, um Korrelationen zu überprüfen.

Während der Sensitivitätsstudie Y90, dem Jahr mit minimaler winterlicher Meereisausdehnung der Periode 1985 bis 1993, besteht eine gute Übereinstimmung der Transport-Maxima und -Minima zwischen Orkney- und Philip-Passagen-Transporten. Der Einfluss des Schelfregimes auf die Philip-Passage scheint weniger ausgeprägt und der Durchstrom durch den WSDW-Transport des Weddell-Wirbels bestimmt zu sein. Dieses bedeutet, daß der Einfluß des Schelfregimes von den Meereisbedingungen auf dem westlichen Kontinentalschelf des Weddellmeeres abhängt. Bodendichtedifferenzen zwischen den beiden Antriebsextrema (1990 und 1992) vor dem Larsen-Schelfeis unterstützen diese These. In Jahren mit maximaler Meereisausdehnung werden dichtere Wassermassen gebildet, die den Kontinentallhang abwärts fließen und über das Powell-Becken in die Philip-Passage gelangen. Sie reduzieren damit den Einfluß der Wassermassen, die das Powell-Becken über den westlichen Arm des Weddellwirbels erreichen können.

Die zwischenjährliche Variabilität des WSDW-Transports weist eine dreijährige Periode größeren Wassermassenexports durch die Orkney-Passage im Zeitraum 1985 bis 1993 auf und eine um ein Jahr verschobene dreijährige Periode für die Philip-Passage. Diese Variabilität der Orkney Passage kann mit der Rotation des Oberflächenschubes, dem Ekman-Pumpen, über der Passage in Verbindung gebracht werden. Die Änderung der Rotation erwirkt über die Änderung der Vertikalgeschwindigkeit ein Verschieben der Lage der Isothermen in der Wassersäule, über die der WSDW-Export definiert ist. In Jahren mit stärkerem WSDW-Transport (1987, 1990, 1993) liegt die Isotherme höher in der Wassersäule, in Jahren mit schwächerem Transport tiefer. Dies steht im Gegensatz zu der bisherigen Vermutung, daß der unterschiedliche Export in die Scotia-See durch die Stärke des Weddell-Wirbels bestimmt wird. Diese Annahme läßt sich durch die Modellergebnisse nicht stützen, da die zwischenjährliche Variabilität des Weddell-Wirbels im Modell mit 1.5 Sv eher gering ist.

Mit der Anwendung der Lagrangeschen Methode im Modell durch die Darstellung synthetischer Floats läßt sich im Gegensatz zur Eulerschen Analyse der zeitliche Verlauf der Ausbreitungswege von Wassermassen darstellen. Die Eulersche Darstellung liefert im Gegensatz dazu nur instantane Eindrücke des hydrographischen Feldes oder des Strömungsmusters. Das Aussetzen von Partikel-Ensembles am westlichen Kontinentallhang, auf dem südlichen Kontinentalschelf und in den wichtigsten Passagen des Süd-Scotia-Rückens zeigt die





**Abbildung 6.1:** Zusammenfassende Darstellung der modellierten Weddellmeer Tiefenwasser Ausbreitung und der WSDW-Transportraten (in Sv) im Weddellmeer und der angrenzenden Scotia-See. Die Herkunftsregionen des WSDW auf dem Kontinentalschelf sind als schwarze Punkte markiert, gestrichelte Linien bedeuten im Modell unterrepräsentierte Ausbreitungswege und Transporte. Abkürzungen: BS - Bransfieldstraße, DP - Discovery-Passage, EWIS - östliche Weddellmeer-Schelfeisgebiete, FRIS - Filchner-Ronne-Schelfeis, GP - Georgia-Passage, HP - Hoyer-Passage, LIS - Larsen Schelfeis, OP - Orkney-Passage, PP - Philip-Passage und SRP - Shag-Rocks-Passage.

Möglichkeiten dieses Verfahrens und beantwortet Fragen bezüglich der saisonalen und zwischenjährlichen Variabilität sowie der Ausbreitungszeitskalen. Zwar läßt das hier angewandte Verfahren der Driftersimulation im modellierten Ozean keine quantitativen Angaben bezüglich Volumen- und Massentransport zu, doch lassen sich wesentliche Erkenntnisse aus den Beobachtungen, wie z.B. die hohen FCKW-Konzentrationen entlang des westlichen Kontinentalhanges, plausibel erklären.

Vorwärts integrierte Partikeltrajektorien illustrieren die Hauptausbreitungswege der Wassermassen vom westlichen Kontinentalschelf. Der Großteil der Floats (72 %) überqueren den Süd-Scotia-Rücken via Philip-Passage (44 %) und via Orkney-Passage (28 %). Wie aus Beobachtungen bekannt ist (von Gyldenfeldt *et al.*, 2002), ist das Geschwindigkeitsfeld auf dem nordwestlichen Kontinentalschelf durch eine Zone geringer Geschwindigkeiten in ein Schelf- und ein Tiefenwasserregime unterteilt. Die Schelfwassermassen (12 % der Floats) belüften mit etwa 2 Sv das Tiefen- und Bodenwasser der Bransfieldstraße und dringen auch weiter in das Amundsen-Bellingshausenmeer vor. Die absinkenden Wassermassen gelangen via Powell-Becken in die Scotia-See.

Zwei topographische Erhebungen beeinflussen die Ausbreitung des Tiefen- und Bodenwassers im nordwestlichen Weddellmeer. Zum einen die Schwelle am Eingang des Powell-Bekens und zum anderen der Endurance-Rücken südöstlich des Süd-Orkney-Plateaus. Beide Schwellen sind für eine Divergenz des WSDW-Stromes verantwortlich, so daß sich unterschiedliche Zeitskalen und Volumina bei der Belüftung der Scotia-See ergeben. Nach dem Einstrom in die Scotia-See ist die bevorzugte Ausbreitungsrichtung nach Westen gerichtet mit einem starken Bodenstrom ( $> 0.05 \text{ m s}^{-1}$ ) entlang des nördlichen Hanges des Süd-Scotia-Rückens. Die Existenz zweier separater WSDW-Routen in die südliche Drake-Passage wurde zuerst von Nowlin und Zenk (1988) durch hydrographische Daten und direkte Geschwindigkeitsmessungen am nördlichen Hang des Süd-Shetland-Inselbogens postuliert. Im Modell zeigen sich die beiden Routen durch a) den eben beschriebenen Bodenstrom, der durch den Orkney-Export und b) den Hangstrom, der durch den Philip-Export gespeist wird.

Während das WSDW den ACC unterströmt, wird es aufgetrieben und ventiliert somit das LCDW, d.h. es kühlt und süßt die LCDW-Wassermassen des ACC aus. Mit der nachfolgenden Rezirkulation in geringeren Tiefen gelangen die Floats nach Osten in die Georgia-Passage und damit weiter in den Südatlantik. In Bodennähe hingegen verlassen die Floats die Scotia-See durch die Shag-Rocks-Passage (etwa 4 Sv, WSDW modifiziert mit SPDW), die die Partikel aus der Orkney-Passage nach etwa 4.3 Jahren erreichen. Die Floats, die in den ACC gemischt werden, kommen nach etwa 4.5 Jahren in der Georgia-Passage in 1600 m Tiefe an.

Ein kleiner Anteil der Floats (6 %) verbleibt als unteres WSDW im Weddellmeer. Die damit verbundenen frisch ventilierten Wassermassen stehen mit dem am Null-Grad-Schnitt beobachteten tiefen Kern hoher FCKW-Konzentration in unmittelbarem Zusammenhang. Südlich des Süd-Sandwich-Inselbogens beträgt der Anteil der frisch ventilierten Wassermassen etwa 3 Sv. Dies stimmt mit aus Tracer-Beobachtungen errechneten Wassermassenanteilen sehr gut überein (Klatt *et al.*, 2002). Die weitere Ausbreitung dieses Kernes läßt sich bis in den Indischen Ozean verfolgen (Dickson, 1994). Der geringe Floatanteil resultiert aus der Aussetztiefe, die nicht bis in das dichtere WSBW hineinreichte.

Die modellierten Float-Zeitskalen ergeben mit den Beobachtungen ein kohärentes Bild für die Ausbreitung von Wassermassen vom südlichen Kontinentalhang in die Scotia-See und den angrenzenden Südatlantik. Die negative Temperaturanomale 1994/95 in der südwestlichen Scotia-See (Rubythron *et al.*, 2001) läßt sich zeitlich mit dem WSDW-Ausstrom durch die Orkney-Passage korrelieren. Bei einer mittleren Ausbreitungszeit von etwa 3 Jahren vom

---

südlichen Kontinentalschelf zur Orkney-Passage plus etwa 1.5 Jahren mittlerer Ausbreitungszeit von der Orkney-Passage in das Beobachtungsgebiet, wäre der Ursprungszeitpunkt der Wassermasse das Jahr 1990. Diese advective Zeitskala berücksichtigt allerdings keine Aufenthaltszeiten auf dem Kontinentalschelf, die zur Anreicherung von dichten Wassermassen, wie es von Mensch *et al.* (1996) oder Whitworth *et al.* (1994) postuliert wurde, dienen. Aus der Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres geht jedoch das Jahr 1987 mit einem mittleren Süßwasserentzug von 13 mSv als mögliches Bildungsjahr hervor. Jahre mit einem minimalen mittleren Süßwasserentzug von etwa 3 mSv (1990) zeichnen sich eher durch verminderte Produktionsraten aus.

Die advective Ausbreitungszeit vom südlichen Kontinentalhang bis in den Südatlantik (nördliche Scotia-See) beträgt mindestens 8 Jahre. Neugebildete dichte, salzreiche Wassermassen verweilen noch für einige Zeit auf dem Kontinentalschelf, bevor sie nach Norden strömen. Berechnungen aus FCKW-Beobachtungen schätzen die Verweilzeit von salzreichem Schelfwasser bis auf 5 Jahre (Mensch *et al.*, 1996). Dies bedeutet, daß eine Zeit zwischen 3 Jahren (Modell) und 5 Jahren (Beobachtung) zu der advectiven Ausbreitungszeit addiert werden muß. Die advective Zeitskala scheint jedoch die Vermutung von Coles *et al.* (1996) zu bestätigen, daß die Temperaturanomalie in den 1980er Jahren im Südargentinischen Becken ihren Ursprung in den Änderungen der Wassermassen durch die Weddell-Polynja im östlichen Weddellmeer erfahren haben könnte.

Rückwärts integrierte Partikel-Trajektorien zeigen, daß die Wassermassen, die durch die beiden wichtigsten Passagen in die Scotia-See fließen, auf dem südwestlichen Kontinentalschelf des Weddellmeeres gebildet werden (Abbildung 6.1). Die Floats verlassen die Quellregion im Winter, wenn durch Konvektion die tiefsten Deckschichten auftreten. Floats, die in den Passagen des Süd-Scotia-Rückens ausgesetzt wurden, lassen sich bis zum Verlassen des hochaufgelösten Modellgebietes verfolgen. Sie repräsentieren vermutlich Wassermassen, die in der Prydz Bay ventiliert wurden.

Dichtes, salzreiches Wasser wird, wie in der Vorstudie mit BRIOS1.0 gezeigt wurde (Kapitel 2.3), aus der Prydz Bay-Region mit einer Transportrate von 2.5 Sv ins Weddellmeer eingetragen. Dieses stimmt gut mit FCKW-Beobachtungen (Meredith *et al.*, 2000; Klatt *et al.*, 2002), die den Ursprung des FCKW-Maximums im östlichen Weddellmeer untersuchen, überein. Die Floats deuten nun daraufhin, daß die Wassermassen des südlichen Kerns maximaler FCKW-Konzentrationen am Null-Grad-Schnitt das Weddellmeer durch die Orkney-Passage verlassen und nicht zum FCKW-Konzentrationsmaximum am südlichen Hang des Mittelatlantischen Rückens beitragen. Dieser Kern wird durch die Bildung neuer Wassermassen im westlichen Weddellmeer gespeist.

Obwohl das Modell die Wassermassencharakteristika und -ausbreitung für das Weddellmeer sehr gut wiedergibt, gäbe es verschiedene Möglichkeiten das Modell zu verbessern. Die Bodentopographiedaten aus der Satellitenaltimetrie von Smith und Sandwell (1997) lassen detaillierte Studien mit der gewählten Modellauflösung zu, doch wäre es von unschätzbarem Wert, eine genaue Hydrosweep-Studie in der Weddell-Scotia-Konfluenz-Zone durchzuführen. Eine solche Studie würde sowohl den beobachtenden Ozeanographen helfen, Verankerungen in den Passagen zu positionieren und die modellierten Exportraten zu verifizieren als auch die Modellierer in die Lage versetzen, die Bedeutung des westlichen Schelfbereiches entlang der Antarktischen Halbinsel genauer zu untersuchen.

Zwar hat sich gezeigt, daß die bessere Auflösung des westlichen Kontinentalschelfgebietes und des Larsen-Schelfeises zu einer deutlichen Verbesserung der Modellergebnisse führte, dennoch ist die horizontale Auflösung des Modells für die DOVETAIL-Region mit 20 km nach

---

wie vor zu grob, um z.B. Transporte durch kleinere Passagen darzustellen.

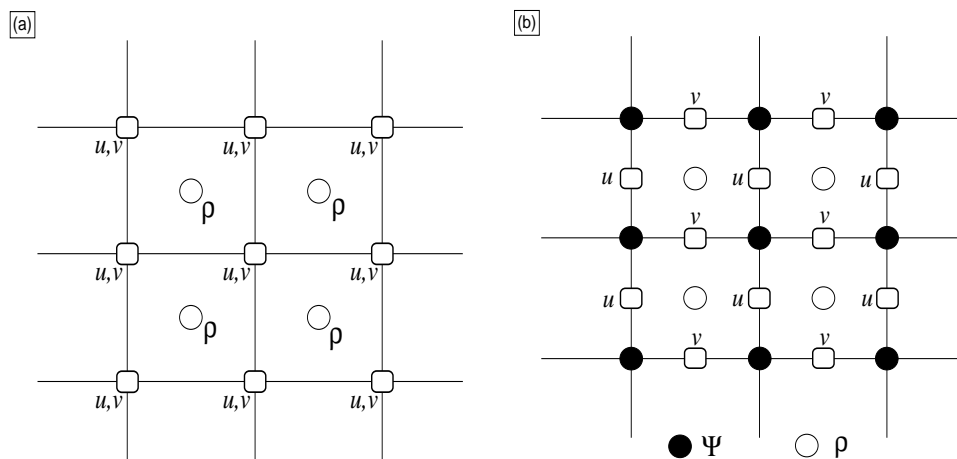
Wünschenswert wären Untersuchungen der Passagen-Exporte bei variablen Drake-Passagen-Transporten sowie einer genaueren Darstellung der ACC-Fronten im Bereich des Nord-Scotia Rückens. Dies gilt insbesondere hinsichtlich des Exports in den Südatlantik durch die Georgia-Passage. Bei entsprechender Rechnerkapazität wäre ein hochaufgelöstes, gekoppeltes Eis-Ozeanmodell vorzuziehen, um Rückkopplungen des Eis-Ozean-Systems zu berücksichtigen. Längere Zeitreihen ließen sich unter Verwendung der NCEP/NCAR-Oberflächenantriebe berechnen, die bis in die 1950er Jahre zurückreichen. Damit ließen sich Korrelationen überprüfen und dominante Perioden des Passagen-Durchstroms berechnen. Die Verbindung der Weddell-Polynja mit der Scotia-See und dem Argentinischen Becken, die in dieser Arbeit postuliert wurde, könnte bestätigt werden. Der Gezeiteneinfluß auf die Vermischungsprozesse am Kontinentalabbruch im westlichen Weddellmeer und über der rauhen Bodentopographie des Süd-Scotia-Rückens wäre zu untersuchen.

Ein weiterer Punkt ist die Parametrisierung der Tiefenkonvektion. Plume-Konvektion wird aufgrund der horizontalen Auflösung des Modells nicht dargestellt, da Plumes der Größenordnung  $< 1$  km verschiedene Mechanismen nutzen, um hangabwärts zu fließen (Baines und Condie, 1998). Dieses kann mit der gewählten horizontalen Auflösung im inneren Weddellmeer nicht gewährleistet werden, was zu einer Überschätzung der Vermischung neu gebildeter mit den umliegenden Wassermassen führt.

Eine interessante Fragestellung beinhaltet auch die Auswirkungen der regionalen Variabilität der thermohalinen Zirkulation im Bereich des Süd-Scotia-Rückens auf den ACC und demzufolge auf den globalen Ozean.

---

# A Gitterstruktur



**Abbildung A.1:** Darstellung der Anordnung der Modellvariablen auf dem Arakawa B-Gitter (a) und dem Arakawa C-Gitter (b). Die Kreise stellen die skalaren, die Vierecke die vektoriellen Größen dar.

Abbildung A.1 zeigt die in dieser Studie verwendeten numerischen Gitter. Das Arakawa B-Gitter zeichnet sich dadurch aus, daß die skalaren und die vektoriellen Variablen jeweils auf einem Gitterpunkt liegen. Das Eismodell wird auf diesem Gitter berechnet. Auf dem Arakawa C-Gitter sind hingegen sowohl die skalaren als auch die vektoriellen Variablen auf verschiedenen Gitterpunkten angeordnet. Die skalaren Größen Temperatur, Salzgehalt und Dichte liegen im Mittelpunkt der Gitterzelle, versetzt dazu sind die Stromfunktion und die Geschwindigkeitsgrößen  $u$  und  $v$  angeordnet (Arakawa und Lamb, 1977).

## **B Float-Aussetztiefen**

Tabelle B.1 gibt die Tiefen an, in denen die Floats entlang des Kontinentalabhanges südlich des Larsen-Schelfeisgebietes ausgesetzt wurden (siehe Kapitel 5.1). Floats, die in der dünnen Bodenschicht ausgesetzt werden, simulieren die beobachtete, ventilierte Bodenschicht am westlichen Kontinentalabhang (Fahrbach *et al.*, 1995b) .

**Tabelle B.1:** Float-Aussetztiefen in der Bodenschicht und den darüberliegenden Schichten südlich des Larsen-Schelfeises (68.6°S).

	52.8°W	49.4°W
1	2618 m	3337 m
2	2557 m	3264 m
3	2449 m	3128 m
4	2251 m	2877 m
5	1919 m	2451 m
6	1451 m	1850 m
7	949 m	1203 m
8	543 m	682 m
9	282 m	349 m
10	135 m	164 m

## C Diskretisierung - vertikal und horizontal

Bei der Diskretisierung des Gleichungssystems auf ein numerisches Gitter hat man die Wahl verschiedener Gitterstrukturen. In der Horizontalen existieren zwei vorherrschende Gitter: das reguläre Gitter mit einheitlicher Auflösung in beiden Koordinatenrichtungen und das orthogonal kurvilineare Gitter mit einer gewissen Flexibilität der Auflösung (Kantha und Clayson, 2000; Haidvogel und Beckmann, 1999).

Die Wahl der Diskretisierung der vertikalen Komponente hängt von der beabsichtigten Anwendung ab. Die ersten numerischen Anwendungen dieses Gleichungssystems wurden durch das *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory* (GFDL) von Bryan (1969) und Cox (1984) mit der traditionellen geopotentiellen (oder z-) Koordinate durchgeführt. Die Realisierung der vertikalen Komponente erfolgte hierbei durch die Trennung der Schichten durch geopotentielle Flächen, wobei die Mächtigkeit der Schichten in der Wassersäule eindeutig definiert ist. Die Bathymetrie ist somit durch eine Anzahl von Stufen dargestellt, die zu numerischen Artefakten auf Grund dieser Stufenapproximation führt (Tournadre, 1989).

Eine Alternative, die für die Studien in der DOVETAIL-Region besser geeignet erscheint, ist das bodenfolgende Koordinatensystem. Die unterste Koordinatenfläche dieses Koordinatensystems repräsentiert die Bodenschicht, während in der Wassersäule eine einheitliche Anzahl von Koordinatenflächen, unabhängig von der Wassertiefe, gegeben ist. Das Konzept der bodenfolgenden (Sigma-) Koordinaten wurde zunächst in der atmosphärischen Modellierung (Phillips, 1957) eingeführt und ist heute ein wichtiger Bestandteil der großskaligen und der regionalen Ozeanmodellierung (Barnier *et al.*, 1998).

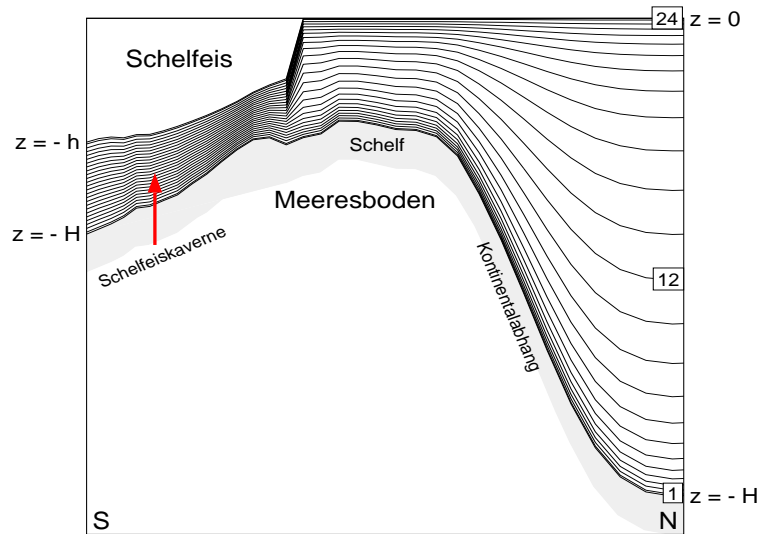
Für die Modellierung dieser Arbeit wurden bodenfolgende vertikale Koordinaten gewählt. BRIOS1.1 orientiert sich dabei an den *primitiven* Gleichungen von SPEM (Haidvogel *et al.*, 1991), das ursprünglich in der vertikalen Auflösung einen spektralen Ansatz verwendete. BRIOS1.1 verwendet hingegen eine adaptierte Version mit einem Schema finiter Differenzen für die räumliche Diskretisierung (Hedström, 1994).

Das Modell löst die hydrostatischen, primitiven Gleichungen mit der *rigid-lid*-Bedingung an der Meeresoberfläche. Die *rigid-lid*-Approximation ist eine gängige Approximation zur Filterung schneller Oberflächenschwerewellen. An der Meeresoberfläche ( $z = 0$ ) gilt für die Vertikalgeschwindigkeit  $w = 0$  als Randbedingung.

Bei einer Wassertiefe  $H$ , d.h. bei  $z = -H(x,y)$  am Boden, wird die vertikale Koordinate in

$$s = s \left( \frac{z}{H(x,y)} \right), \quad (\text{C.1})$$

transformiert (Song und Haidvogel, 1994). Die Koordinatentransformation mit  $s = 0$  an der Meeresoberfläche und  $s = -1$  am Meeresboden geht in der verwendeten Modellkonfiguration einher mit einer Erhöhung der Auflösung in Meeresoberflächennähe und in der Bodengrenzschicht, um die Prozesse in diesen beiden Grenzschichten besser aufzulösen (siehe Abb. C.1). Tabelle C.1 gibt die Anzahl und Lage der vertikalen Schichten an und veranschaulicht die



**Abbildung C.1:** Vertikale Verteilung der s-Schichten in der freien Wassersäule und unter dem Schelfeis, von  $k=1$  am Boden bis  $k=24$  an der Meeresoberfläche. Eine höhere Auflösung der Schichten findet sich am Boden und an der Meeresoberfläche.

**Tabelle C.1:** Tiefenwerte der vertikalen s-Koordinaten an verschiedenen topographischen Gegebenheiten des Modells.  $H_{max}$  sind die Werte über der Tiefsee des Modellgebietes,  $H_{min}$  im Bereich des Kontinentalschelfgebietes und  $H_{sab}$  über dem Kontinentalschelfabhang.

Schicht	$H_{max}$ [m]	$H_{sab}$ [m]	$H_{min}$ [m]
24	14.9	9.5	4.2
23	49.6	31.1	12.5
22	97.0	58.9	20.8
21	162.3	95.8	29.2
20	253.5	145.5	37.5
19	380.3	213.1	45.8
18	555.4	304.8	54.2
17	792.2	427.3	62.5
16	1103.0	586.9	70.8
15	1494.0	786.6	79.2
14	1959.8	1023.7	87.5
13	2480.0	1287.9	95.8
12	3020.0	1562.1	104.2
11	3540.2	1826.3	112.5
10	4006.0	2063.4	120.8
9	4397.0	2263.1	129.2
8	4707.8	2422.7	137.5
7	4944.6	2545.2	145.8
6	5119.7	2636.9	154.2
5	5246.6	2704.5	162.5
4	5337.7	2754.2	170.8
3	5403.0	2791.1	179.2
2	5450.4	2818.9	187.5
1	5485.1	2840.5	195.8
<b>Boden</b>	<b>5500.0</b>	<b>2850.0</b>	<b>200.0</b>



Änderung der vertikalen Auflösung beim Übergang vom tiefen Ozean über den Kontinentalschelfabhang zum Schelfgebiet mit minimaler Wassersäulenmächtigkeit.

Durch die Transformation ergibt sich ein zusätzlicher Term in den transformierten Gleichungen. Der Druckgradientterm spaltet sich auf in

$$\nabla p = H \nabla p - \frac{\partial p}{\partial s} \nabla (Hs). \quad (\text{C.2})$$

Eine orthogonale Koordinatentransformation projiziert das Gitter auf ein Rechteckgitter, so daß die neuen Koordinaten  $(\mathcal{X}(x, y), \mathcal{Y}(x, y))$ , skaliert, den differentiellen Abstand zur realen Bogenlänge durch

$$\begin{aligned} (d\mathcal{S})_{\mathcal{X}} &= \left(\frac{1}{m}\right) d\mathcal{X} \\ (d\mathcal{S})_{\mathcal{Y}} &= \left(\frac{1}{n}\right) d\mathcal{Y} \end{aligned}$$

angeben.

Mit der horizontalen und der vertikalen Transformation ergibt sich das transformierte hydrostatische, primitive Gleichungssystem zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Hu}{mn}\right) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \left(\frac{Hu^2}{n}\right) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \left(\frac{Huv}{m}\right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{Hu\Omega}{mn}\right) - Hv \left(\frac{f}{mn} + v \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \frac{1}{n} - u \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \frac{1}{m}\right) \\ = -\frac{H}{n} \frac{\partial P}{\partial \mathcal{X}} + \frac{1}{n} \frac{\partial s H}{\partial \mathcal{X}} \frac{\partial P}{\partial s} + F^u + D^u \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Hv}{mn}\right) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \left(\frac{Huv}{n}\right) + \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \left(\frac{Hv^2}{m}\right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{Hv\Omega}{mn}\right) - Hu \left(\frac{f}{mn} + v \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \frac{1}{n} - u \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \frac{1}{m}\right) \\ = -\frac{H}{m} \frac{\partial P}{\partial \mathcal{Y}} + \frac{1}{m} \frac{\partial s H}{\partial \mathcal{Y}} \frac{\partial P}{\partial s} + F^v + D^v \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{\partial P}{\partial s} = -\frac{gH\rho}{\rho_o} \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{HT}{mn} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \frac{HuT}{n} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \frac{HvT}{m} + \frac{\partial}{\partial s} \frac{H\Omega T}{mn} = D^T + F^T \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{HS}{mn} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \frac{HuS}{n} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \frac{HvS}{m} + \frac{\partial}{\partial s} \frac{H\Omega S}{mn} = D^S + F^S \quad (\text{C.7})$$

und

$$\frac{\partial}{\partial \mathcal{X}} \frac{Hu}{n} + \frac{\partial}{\partial \mathcal{Y}} \frac{Hv}{m} + \frac{\partial}{\partial s} \frac{H\Omega}{mn} = 0, \quad (\text{C.8})$$

mit  $(u, v, \Omega)$  als  $(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, s)$ -Komponenten des Geschwindigkeitsvektors  $\vec{u}$  und  $P(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, s, t)$  als dynamischer Druck  $(p/\rho_o)$ . Alle anderen Variablen entsprechen den Standardbezeichnungen.

Die "vertikale Geschwindigkeit" in diesem Koordinatensystem wird beschrieben durch:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \Omega(\mathcal{X}, \mathcal{Y}, s, t) = \frac{1}{H} \left[ w - mu \frac{\partial z}{\partial \mathcal{X}} - nv \frac{\partial z}{\partial \mathcal{Y}} \right] . \quad (\text{C.9})$$

Im bodenfolgenden Koordinatensystem können systematische Fehler bei der Diskretisierung auf das numerische Gitter auftreten, was zu großen Fehlern des horizontalen Druckgradienten führen kann (Haney, 1991; Beckmann und Haidvogel, 1993; Mellor *et al.*, 1994). Diese Fehler sind das Ergebnis der Aufteilung des Druckgradiententermes, wie er in Gleichung C.2 gezeigt wurde. Der erste Term beschreibt die Komponente entlang der  $s$ -Koordinate, der zweite die hydrostatische Korrektur, die notwendig ist, um den Anteil der vertikalen Druckänderungen entlang der sich neigenden  $s$ -Linien zu eliminieren. Durch Näherungsfehler der beiden Terme ist die Aufhebung des hydrostatischen Druckes nicht exakt. Die Druckgradientenfehler, die dadurch entstehen können, hängen von der Topographie, der horizontalen und vertikalen Auflösung und der Schichtung ab. Diverse Methoden zur Fehlerreduktion wurden untersucht<sup>1</sup>.

Um stabile und genaue Simulationen bei möglichst genauer Bodentopographie zu erhalten, ist eine Glättung der Topographie notwendig. Empirische Studien ergaben, daß robuste Ergebnisse erreicht werden, wenn der Parameter  $r$

$$r = \frac{dh}{2h} = \frac{h_{+1/2} - h_{-1/2}}{h_{+1/2} + h_{-1/2}} \quad (\text{C.10})$$

nicht signifikant größer als 0.2 wird (Beckmann und Haidvogel, 1993). Dieser Wert von 0.2 wird bei der Diskretisierung der Bodentopographie auf das Gitter berücksichtigt, außer an der Schelfeiskante, dem Übergang zwischen der *freien* Wassersäule und der Wassersäule in der Schelfeiskaverne. An der Schelfeiskante werden maximale Werte von 0.3 erlaubt. Der Druckgradientfehler kann eine Strömung, in Abhängigkeit des lokalen Dichtefeldes, entlang der Topographie in der Richtung von topographischen Wellen antreiben. In den Modellstudien von BRIOS1.0 (Beckmann *et al.*, 1999) stellte sich allerdings heraus, daß der Druckgradientfehler für das schwachgeschichtete Südpolarmeer sehr gering ist.

Durch vertikale Integration der transformierten Impulsgleichungen und Kreuzdifferentiation (Bildung der Rotation) wird die Abhängigkeit der Gleichungen vom Oberflächendruck und damit dem vertikal gemittelten Anteil des Druckfeldes entfernt. Die über die Wassersäule integrierte Strömung ist horizontal divergenzfrei und kann durch die prognostische Stromfunktion  $\Psi$  dargestellt werden. Die Komponenten sind

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad V = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (\text{C.11})$$

deren zeitliche Entwicklung aus einer Vorticity-Gleichung bestimmt wird, die die Form einer elliptischen Differentialgleichung hat.

Zum ersten Mal wurde ein neuer elliptischer Mehrgitter-Löser (Zeeuw, 1990) für die Stromfunktion in ein Ozeanmodell implementiert<sup>2</sup>. Dieser Löser hat eine Konvergenzrate, die nicht

<sup>1</sup>Die Untersuchung beinhaltet u.a. die Anwendung der Druckgradientkraft nur auf die dynamisch aktive Abweichung der Referenzdichte  $\bar{\rho}(z)$  (Gary, 1973) sowie auf finite Differenzen höherer Ordnung in der Horizontalen (McCalpin, 1994).

<sup>2</sup>Zu Beginn des Projektes wurde der Mehrgitter-Löser von Adams (1989) unter Verwendung der Kapazitätsmatrix Methode nach Wilkin *et al.* (1995) verwendet, der sogenannte MUD2-Löser. Es stellte sich heraus, daß diese Methode für die Anzahl der Gitterpunkte in BRIOS1.1 sehr lange Rechenzeiten beanspruchte.

durch variierende Koeffizienten und komplexe Modellgeographie, wie z.B. im Fall von BRIOS1.1, gestört wird und eine hohe Skalierbarkeit auf parallelen Computern<sup>3</sup> erlaubt und somit effizienteres Rechnen (die Rechenzeit wird um eine Größenordnung gegenüber dem MUD2-Löser reduziert (Rakowsky, 1999)).

Gleichung (2.6) stellt die komplette nicht-lineare Zustandsgleichung (UNESCO, 1981) dar, die von Jackett und McDougall (1995) modifiziert wurde. Die Modifikation verwendet die potentielle Temperatur anstatt der *in-situ*-Temperatur (siehe Haidvogel und Beckmann, 1999) und ermöglicht damit eine genaue Wiedergabe der Dichtestruktur, wie sie bei den niedrigen Temperaturen auf dem Antarktischen Schelf und unter dem Schelfeis vorherrscht.

Das Modell wurde weiterhin modifiziert, um physikalische Prozesse in den Schelfeis-Kavernen zu simulieren. Der Ansatz entspricht dem von Grosfeld *et al.* (1997), in dem die obere Berandung des Ozeanmodells der Unterseite des Schelfeises entspricht, mit dem Unterschied, daß in dieser Modellversion keine *s*-Flächen das Schelfeis schneiden.

Diese Strategie führt zu ein paar einfachen Modifikationen des Ozeanmodells. Der obere Rand ist nicht mehr  $z = 0$ , sondern folgt der Schelfeisbasis bei  $z = -h$ . Der hydrostatische Druck an der Basis wird benötigt, um den horizontalen Druckgradienten im Ozeanmodell zu berechnen. Angenommen, das Schelfeis ist im statischen Gleichgewicht, so kann dieser Druck durch das Integral des Referenzdichteprofiles über die Mächtigkeit des Schelfeises approximiert werden:

$$\Phi(-h) = -\frac{g}{\rho_0} \int_0^{-h} \bar{\rho}(z) dz , \quad (\text{C.12})$$

wobei  $\Phi(-h)$  der Druck am oberen Rand des Ozeans an der Basis des Schelfeises ist.  $\bar{\rho}(z)$  ist die mittlere *in-situ*-Referenzdichte des Wassers, das durch Eis ersetzt wird (siehe Abb. C.1).

---

<sup>3</sup>Der überwiegende Teil eines numerischen Ozeanmodells kann per Gebietszerlegung parallelisiert werden, da viele Rechnungen eng benachbarte Gitterpunkte verknüpfen. Ein Problem ist der elliptische Löser, der 10 % bis 50 % der seriellen Rechenzeit in Anspruch nimmt. Zusätzlich wird eine effiziente Parallelisierung durch die Datenkommunikation zwischen Prozessoren, weniger durch Rechenoperationen, erschwert.

---

# Abkürzungen

AABW	Antarctic Bottom Water – Antarktisches Bodenwasser
AASW	Antarctic Surface Water – Antarktisches Oberflächenwasser
ACC	Antarctic Circumpolar Current – Antarktischer Zirkumpolarstrom
BP	Bruce-Passage
BRIOS	Bremerhaven Regional Ice Ocean Simulations
BS	Bransfieldstraße
CDW	Circumpolar Deep Water – Zirkumpolares Tiefenwasser
CORC	Consortium on the Ocean's Role in Climate
CTD	Conductivity - Temperature -Depth
DOVETAIL	Deep Ocean Ventilation Through Antarctic Intermediate Layers
DP	Discovery-Passage
ECMWF	European Center for Medium-Range Weather Forecast
EWIS	Eastern Weddell Ice Shelves – östliches Weddellmeer-Schelfeis
FIS	Filchner-Schelfeis
FRAM	Fine Antarctic Resolution Model
FRIS	Filchner-Ronne-Schelfeis
GP	Georgia-Passage
HI	Henry Ice Rise – Henry-Eiserhebung
HP	Hoyer-Passage
HSSW	High Salinity Shelf Water – salzreiches Schelfwasser
iAnZone	international Antarctic Zone
JR	Joinville-Rücken
KI	Korff Ice Rise – Korff-Eiserhebung
LADCP	Lowered Acoustic Doppler Current Profiler
LCDW	Lower Circumpolar Deep Water – unteres Zirkumpolares Tiefenwasser
LDEO	Lamont-Doherty Earth Observatory
LIS	Larsen-Schelfeis
MYRTLE	Multi-Year Return Tide Level Equipment
NADW	North Atlantic Deep Water – Nordatlantisches Tiefenwasser
NSR	Nord-Scotia-Rücken
OGCM	Ocean General Circulation Model
OP	Orkney-Passage
PBW	Prydz Bay Water - Prydz Bay - Bodenwasser
PELICON	Project for Estimation of Long-term variability in Ice CONcentration
PF	Polar-Front
PP	Philip-Passage
RIS	Ronne-Schelfeis
RSBW	Ross Sea Bottom Water - Rossmeer Bodenwasser

---

SACCF	Südliche ACC-Front
SAF	Subantarktische-Front
SB	Southern Boundary – Südliche Randfront
SF	Scotia-Front
SG	Südgeorgien
SOI	Süd-Orkney-Inseln
SRP	Shag-Rocks-Passage
SS	Scotia-See
SSaI	Süd-Sandwich-Inseln
SShI	Süd-Shetland-Inseln
SSM/I	Special Sensor Microwave / Imager
SSR	Süd-Scotia-Rücken
SSS	Sea surface salinity – Meeresoberflächensalzgehalt
SST	Sea surface temperature – Meeresoberflächentemperatur
UCDW	Upper Circumpolar Deep Water – oberes Zirkumpolares Tiefenwasser
WDW	Warm Deep Water – Warmes Tiefenwasser
WF	Weddell-Front
WOCE	World Ocean Circulation Experiment
WSBW	Weddell Sea Bottom Water – Weddellmeer Bodenwasser
WSC	Weddell Scotia Confluence – Weddell-Scotia-Konfluenz
WSDW	Weddell Sea Deep Water – Weddellmeer Tiefenwasser

---



## **Literaturverzeichnis**

- Adams, J. (1989). MUDPACK: Multigrid Fortran software for the efficient solution of linear elliptic partial differential equations. *Appl. Math. Comput.*, **34**, 113–146.
- Arakawa, A. und Lamb, V. R. (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods Comput. Phys.*, **17**, 174–265.
- Archambeau, A. S., Pierre, A. C., Poisson, A. und Schauer, B. (1998). Distribution of oxygen and carbon stable isotopes and CFC-12 in the water masses of the Southern Ocean at 30° E from South Africa to Antarctica: results of the CIVA1 cruise. *J. Mar. Syst.*, **1**, 25–38.
- Arhan, M., Heywood, K. J. und King, B. A. (1999). The deep waters from the Southern Ocean at the entry to the Argentine Basin. *Deep-Sea Res.*, **46**, 475–499.
- Baines, P. G. und Condie, S. (1998). Observations and Modelling of Antarctic Downslope Flow: A Review. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, AGU, 29–50.
- Barnier, B., Marchesiello, P., de Miranda, A. P., Molines, J.-M. und Conlibaly, M. (1998). A sigma-coordinate primitive equation model for studying the circulation in the South Atlantic. Part I: Model configuration with error estimates. *Deep-Sea Res.*, **45**, 543–572.
- Beckmann, A. und Haidvogel, D. B. (1993). Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. Part I: problem formulation and model accuracy. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1736–1753.
- Beckmann, A., Hellmer, H. H. und Timmermann, R. (1999). A numerical model of the Weddell Sea: large scale circulation and water mass distribution. *J. Geophys. Res.*, **104**, 23375–23391.
- Behrendt, J. C. (1999). *Innocents on the ice: A memoir of Antarctic exploration, 1957*. University Press of Colorado. 428 Seiten.
- Belkin, I. und Gordon, A. L. (1996). Southern Ocean fronts from Greenwich Meridian to Tasmania. *J. Geophys. Res.*, **101**, 3675–3696.
- Betts, A. K. (1986). A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **112**, 677–691.
- Böning, C. W. und Cox, M. D. (1988). Particle dispersion and mixing of conservative properties in an eddy-resolving model. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 320–338.
- Broecker, W. S. (1991). The great ocean conveyor. *Oceanography*, **4**, 79–89.
- Broecker, W. S. und Peng, T. H. (1982). *Tracers in the sea*. Lamont-Doherty Geological Obs., Columbia University, New York. 690 Seiten.

- Bryan, K. (1969). A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comput. Phys.*, **4**, 347–376.
- Bryden, H. L. und Pillsbury, R. (1977). Variability of deep flow in the Drake Passage from year-long current measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 803–810.
- Bullister, J. L. und Weiss, R. F. (1988). Determination of CCl<sub>3</sub>F and CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub> in seawater and air. *Deep-Sea Res.*, **35**, 839–853.
- Cai, W. und Baines, P. (1996). Interactions between thermohaline- and wind-driven circulations and their relevance to the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, in an coarse-resolution global ocean general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **101**, 14073–14093.
- Capella, J. E., Ross, R. M., Quetin, L. B. und Hofmann, E. E. (1992). A note on the thermal structure of the upper ocean in the Bransfield Strait – South Shetland Islands region. *Deep-Sea Res.*, **39**, 1221–1229.
- Carmack, E. C. (1977). Water characteristics of the Southern Ocean south of the Polar Front. In *A voyage of Discovery*, Pergamon, London, 15–41.
- Cavalieri, D. J., Gloersen, P. und Campbell, W. J. (1984). Determination of sea ice parameters with NIMBUS-7 SMMR. *J. Geophys. Res.*, **89**, 357–369.
- Coles, V. J., McCartney, M. S., Olson, D. B. und Smethie Jr., W. M. (1996). Changes in Antarctic Bottom Water properties in the western South Atlantic in the late 1980s. *J. Geophys. Res.*, **101**, 8957–8970.
- Comiso, J. C. und Gordon, A. L. (1998). Interannual variability in summer sea ice minimum, coastal M. O. Jeffries, Hrsg., *Antarctic sea ice: Physical processes, Interactions and Variability*, *Antarc. Res. Ser.*, **74**, AGU, 293–315.
- Comiso, J. C., Cavalieri, D. J., Parkinson, C. L. und Gloersen, P. (1997). Passive microwave algorithm for sea ice concentration: a comparison of two techniques. *Remote Sens. Environ.*, **60**, 357–384.
- Cox, M. D. (1984). A primitive equation three-dimensional model of the ocean. Tech. Rep. 1, GFDL Ocean Group, Princeton University, NJ.
- Davis, J. C. (1986). *Statistics and data-analysis in geology*. John Wiley & Sons, Inc., 550 Seiten.
- Davis, R. E. (1983). Oceanic property transport, Lagrangian particle statistics, and their prediction. *J. Mar. Res.*, **41**, 163–194.
- Deacon, G. E. R. (1937). The hydrography of the Southern Ocean. *Discovery Reports*, **15**, 1–124.
- Deleersnijder, E., Campin, J.-M. und Delhez, E. J. M. (2001). The concept of age in marine modelling I. Theory and preliminary model results. *J. Mar. Syst.*, **28**, 229–267.
- Dickson, B. (1994). The spreading of Antarctic Bottom Water into the Indian Ocean – First results of the UK ADOX programme. *WOCE Newsletter*, **16**, 25–28.
- Dietrich, G. und Ulrich, J. (1968). *Atlas zur Ozeanographie*. 8 Teilatanten. Bibliographisches Institut Mannheim. Meyers Großer Physischer Weltatlas, 77 Seiten.
-



- Domack, E., Leventer, A., Gilbert, R., Brachfeld, S., Ishman, S., Camerlenghi, A., Gavahan, K., Carlson, D. und Barkoukis, A. (2001). Cruise reveals history of Holocene Larsen Ice Shelf. *EOS*, **82**(2), 13,16–17.
- Döös, K. (1995). Interocean exchange of water masses. *J. Geophys. Res.*, **100**, 13499–13514.
- Eicken, H. (1992). Salinity profiles of Antarctic sea ice: field data and model results. *J. Geophys. Res.*, **97**, 15545–15557.
- Emery, W. J. und Meincke, J. (1986). Global water masses: summary and review. *Oceanol. Acta*, **9**(4), 383–391.
- England, M. H., Garçon, V. und Minster, J. F. (1994). Chlorofluorocarbon uptake in a world ocean model 1. Sensitivity to the surface gas forcing. *J. Geophys. Res.*, **99**, 25215–25233.
- Fahrbach, E. (1999). Die Expedition ANTARKTIS XV/4 des Forschungsschiffes POLARSTERN 1998. Berichte zur Polar- und Meeresforschung 314, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven. 109 Seiten.
- Fahrbach, E. und Beckmann, A. (2001). Weddell Sea Circulation. In J. H. Steele, S. A. Thorpe und K. K. Turekian, Hrsg., *Encyclopedia of ocean sciences*, Academic Press, London, 3201–3209.
- Fahrbach, E. und El Naggar, S. (2001). Die Expedition ANTARKTIS XVI/1-2 des Forschungsschiffes POLARSTERN 1998/1999. Berichte zur Polar- und Meeresforschung 380, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven. 177 Seiten.
- Fahrbach, E., Knoche, M. und Rohardt, G. (1991). An estimate of water mass transformation in the southern Weddell Sea. *Marine Chemistry*, **35**, 25–44.
- Fahrbach, E., Rohardt, G. und Krause, G. (1992). The Antarctic Coastal Current in the southeastern Weddell Sea. *Polar Biol.*, **12**, 171–182.
- Fahrbach, E., Peterson, R. G., Rohardt, G., Schlosser, P. und Bayer, R. (1994). Suppression of bottom water formation in the southeastern Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, **41**, 389–411.
- Fahrbach, E., Schröder, M. und Klepikov, A. (1995a). Circulation and water masses in the Weddell Sea. *Berichte aus dem Fachbereich Physik*, **65**, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven. 62 Seiten.
- Fahrbach, E., Rohardt, G., Schröder, M., Strass, V. und Wisotzki, W. (1995b). Formation and discharge of deep and bottom water in the northwestern Weddell Sea. *J. Mar. Res.*, **53**, 515–538.
- Fahrbach, E., Harms, S., Rohardt, G., Schröder, M. und Woodgate, R. (2001). Flow of bottom water in the northwestern Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **106**, 2342–2365.
- Figueroa, H. A. und Olson, D. B. (1994). Eddy resolution versus eddy diffusion in a double gyre GCM. Part I: The lagrangian and eulerian description. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 371–386.
- Fofonoff, N. P. (1956). Some properties of sea water influencing the formation of Antarctic bottom water. *Deep-Sea Res.*, **4**, 32–35.
-

- Foldvik, A. und Kvinge, T. (1974). Conditions; instability of sea water at the freezing point. *Deep-Sea Res.*, **21**, 169–174.
- Foldvik, A., Gammelsrød, T. und Tørresen, T. (1985). Circulation and water masses on the Southern Weddell Sea Shelf. In S.S. Jacobs, Hrsg., *Oceanology of the Antarctic Continental Shelf*, Antarc. Res. Ser., AGU, 5–20.
- Foster, T. F. und Carmack, E. C. (1976a). Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, **23**, 301–317.
- Foster, T. F. und Carmack, E. C. (1976b). Temperature and salinity structure in the Weddell Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 36–44.
- Foster, T. F. und Gammelsrød, T. (1985). Oceanographic conditions on the Weddell Sea shelf during the German Antarctic Expedition 1979/80. *Polar Research*, **3**, 209–226.
- García, M. A., López, O., Sospedra, J., Espino, M., Gràcia, V., Morrison, G., Rojas, P., Figa, J., Puigdefàbregas, J. und S.-Arcilla, A. (1994). Mesoscale variability in the Bransfield Strait region (Antarctica) during Austral summer. *Annales Geophys.*, **12**, 856–867.
- Gary, J. M. (1973). Estimation of truncation errors in transformed coordinate ocean models. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 223–233.
- Georgi, D. T. (1981). Circulation of bottom waters in the southwestern South Atlantic. *Deep-Sea Res.*, **28A**(9), 959–979.
- Gerdes, R., Determann, J. und Grosfeld, K. (1999). Ocean circulation beneath Filchner–Ronne Ice Shelf from three-dimensional model results. *J. Geophys. Res.*, **104**, 15827–15842.
- Gill, A. E. (1973). Circulation and bottom water production in the Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, **20**, 111–140.
- Gladstone, R., Bigg, G. R. und Nicholls, K. (2001). Icebergs and fresh water fluxes in the Southern Ocean. *J. Geophys. Res.*, **106**, 19903–19915.
- Gloersen, P. und White, W. B. (2001). Reestablishing the circumpolar wave in sea ice around Antarctica from one winter to the next. *J. Geophys. Res.*, **106**, 4391–4395.
- Gordon, A. L. (1966). Potential temperature, oxygen and circulation of Bottom Water in the Southern Ocean. *Deep-Sea Res.*, **13**, 1125–1138.
- Gordon, A. L. (1982). Weddell Deep Water variability. *J. Mar. Res.*, **40**, 199–217.
- Gordon, A. L. (1986). Interocean exchange of thermocline waters. *J. Geophys. Res.*, **91**, 5037–5046.
- Gordon, A. L. (1998). Western Weddell Sea thermocline stratification. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, Antarc. Res. Ser., AGU, 215–240.
- Gordon, A. L. und Molinelli, E. (1982). Southern Ocean Atlas: Thermohaline and chemical distributions. 11 pp., 233 plates.
-

- Gordon, A. L. und Tchernia, P. (1972). Waters of the continental margin off Adélie Coast. D.Hayes, Hrsg., *Antarctic Oceanology II, Antarc. Res. Ser.*, **19**, AGU, 59–69.
- Gordon, A. L., Martinson, D. G. und Taylor, H. W. (1981). The wind-driven circulation in the Weddell-Enderby Basin. *Deep-Sea Res.*, **28**, 151–163.
- Gordon, A. L., Weiss, R. F., Smethie Jr., W. M. und Warner, M. J. (1992). Thermocline and intermediate water communication between the South Atlantic and Indian oceans. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7223–7240.
- Gordon, A. L., Mensch, M., Dong, Z., Smethie Jr., W. M. und de Bettencourt, J. (2000). Deep and bottom water of the Bransfield Strait eastern and central basins. *J. Geophys. Res.*, **105**, 11337–11346.
- Gordon, A. L., Visbeck, M. und Huber, B. (2001). Export of Weddell Sea Deep and Bottom Water. *J. Geophys. Res.*, **106**, 9005–9017.
- Gouretski, V. V. und Danilov, A. I. (1993). Weddell Gyre: structure of the eastern boundary. *Deep-Sea Res.*, **40**, 561–582.
- Grosfeld, K., Gerdes, R. und Determann, J. (1997). Thermohaline circulation and interaction between ice shelf cavities and the adjacent open ocean. *J. Geophys. Res.*, **102**, 15595–15610.
- Grosfeld, K., Schröder, M., Fahrbach, E., Gerdes, R. und Mackensen, A. (2001). How iceberg calving and grounding change the circulation and hydrography in the Filchner Shelf-Ocean System. *J. Geophys. Res.*, **106**, 9039–9055.
- Gross, T. J., Johnson, J. A. und Bigg, G. R. (1995). A comparison between the FRAM (Fine Resolution Antarctic Model) results and observations in Drake Passage. *Deep-Sea Res.*, **42**, 365–388.
- von Gyldenfeldt, A.-B., Fahrbach, E., García, M. und Schröder, M. (2002). Flow variability at the tip of the Antarctic Peninsula. *Deep-Sea Res.*, in Druck.
- Haidvogel, D. und Beckmann, A. (1999). *Numerical ocean circulation modelling*. Series of Environmental Science and Management. Imperial College Press, London. 318 Seiten.
- Haidvogel, D. B., Wilkin, J. L. und Young, R. E. (1991). A semi-spectral primitive equation ocean circulation model using vertical sigma and orthogonal curvilinear horizontal coordinates. *J. Comput. Phys.*, **94**, 151–185.
- Haine, T. W. N., Watson, A. J., Liddicoat, M. I. und Dickson, R. R. (1998). The flow of Antarctic Bottom Water to the southwest Indian Ocean estimated using CFCs. *J. Geophys. Res.*, **103**, 27637–27653.
- Häkkinen, S. (1995). Seasonal simulation of the Southern Ocean coupled ice-ocean system. *J. Geophys. Res.*, **100**, 22733–22748.
- Haney, R. L. (1991). On the pressure gradient force over steep topography in sigma coordinate models. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 610–619.
- Hanna, E. (2001). Anomalous peak in Antarctic sea-ice area, winter 1998, coincident with ENSO. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1595–1598.
-

- Hedström, K. S. (1994). User's Manual for a Semi-Spectral Primitive Equation Ocean Circulation Model, Version 3.9.
- Hellmer, H. H. und Beckmann, A. (2001). The Southern Ocean: A ventilation contributor with multiple sources. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2927–2930.
- Hellmer, H. H. und Olbers, D. (1989). A two-dimensional model for the thermohaline circulation under an ice shelf. *Antarctic Science*, **1**, 325–336.
- Hellmer, H. H. und Olbers, D. (1991). On the thermohaline circulation beneath Filchner-Ronne Ice Shelf. *Antarctic Science*, **3**(4), 433–442.
- Hellmer, H. H., Jacobs, S. S. und Jenkins, A. (1998). Oceanic erosion of a floating Antarctic glacier in the Amundsen Sea. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, **75**, AGU, 83–99.
- Heygster, G., Pedersen, L., Turner, J., Thomas, C. H., Hunewinkel, T., Schottmüller, H. und Viehoff, T. (1996). PELICON: Project for estimation of long-term variability of ice concentration. Tech. Report Contract EV5V-CT93-0268 (DG 12 DTEE), European Community (EC).
- Hibler III., W. D. (1979). A dynamic-thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 815–846.
- Hofmann, E. E., Lipphardt, B. L., Smith, D. A. und Locarnini, R. A. (1993). Palmer LTER: Hydrography in the LTER region. *Antarc. J. U.S.*, **28**, 209–211–415.
- Hogg, N. und Zenk, W. (1997). Long-period changes in bottom water flowing through Vema Channel. *J. Geophys. Res.*, **102**, 15639–15646.
- Hogg, N., Siedler, G. und Zenk, W. (1999). Circulation and variability at the southern boundary of the Brazil Basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **29** (2), 145–157.
- Hoppema, M., Klatt, O., Roether, W., Fahrbach, E., Bulsiewicz, K., Rodehacke, C. und Rohardt, G. (2001). Prominent renewal of Weddell Sea Deep Water from a remote source. *J. Mar. Res.*, **59**, 257–279.
- Ivchenko, V., Krupitsky, A., Kamenkovich, V. und Wells, N. (1999). Modeling the Antarctic Circumpolar Current: a comparison of FRAM and equivalent barotropic model results. *J. Mar. Syst.*, **57**, 29–45.
- Jackett, D. R. und McDougall, T. J. (1995). Stabilization of hydrographic data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 381–389.
- Jacobs, S. S. und Georgi, D. T. (1977). Observations on the southwest Indian/Antarctic Ocean. In *A voyage of Discovery*, Pergamon, London, 43–84.
- Jenkins, A. und Bombosch, A. (1995). Modelling the effect of frazil ice crystals on the dynamics and thermodynamics of Ice Shelf Water plumes. *J. Geophys. Res.*, **100**, 6967–6981.
- Jenkins, A., Vaughan, D. G., Jacobs, S. S., Hellmer, H. H. und Keys, J. R. (1997). Glaciological and oceanographic evidence of high melt rates beneath Pine Island Glacier. *J. Glaciol.*, **43**(143), 114–121.
-

- Johnson, M. R. und Smith, A. M. (1997). Seabed topography under the southern and western Ronne Ice Shelf, derived from seismic surveys. *Antarctic Science*, **9**, 201–208.
- Jones, D. A. und Simmonds, I. (1993). A climatology of Southern Hemisphere extratropical cyclones. *Climate Dynamics*, **9**, 131–145.
- Jungclaus, J. H. und Vanicek, M. (1999). Frictionally modified flow in a deep ocean channel: Application to the Vema Channel. *J. Geophys. Res.*, **104**, 21123–21136.
- Kantha, L. H. und Clayson, C. A. (2000). *Numerical models of oceans and oceanic processes, International Geophysics Series*, **66**, Academic Press, London, 940 Seiten.
- Kazmin, A. und Rienecker, M. (1996). Variability and frontogenesis in the large-scale oceanic frontal zones. *J. Geophys. Res.*, **101**, 907–921.
- Killworth, P. D. (1983). Deep convection in the World Ocean. *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **21**(1), 1–26.
- Killworth, P. D. (2001). On the rate of descent of overflows. *J. Geophys. Res.*, **106**(1), 22267–22275.
- King, J. C. und Turner, J. (1997). *Antarctic meteorology and climatology*. Cambridge University Press, Cambridge, 409 Seiten.
- Kipfstuhl, J. (1991). Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht, Antarktis. Berichte zur Polar- und Meeresforschung **85**, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven. 89 Seiten.
- Klatt, O., Roether, W., Hoppema, M., Bulsiewicz, K., Fleischmann, U., Rodehacke, C., Fährbach, E., Weiss, R. F. und Bullister, J. (2002). Repeated CFC sections at the Greenwich Meridian in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, in Druck.
- Krauss, W. (1973). *Dynamics of the homogeneous and the quasihomogeneous ocean*. Bornträger, Berlin, 9. Ausgabe. 302 Seiten.
- LaBrecque, J. L. (1985). Bathymetry, Northeast,. In J.L. LaBrecque, Hrsg., *South Atlantic Ocean and adjacent Antarctic continental margin, Atlas 13*, Ocean Margin Drilling Program, Regional Atlas Series: Marine Science International, sheet 3. Woods Hole, MA.
- Large, W. G. (1998). Modeling and parameterizing the ocean planetary boundary layer. E. P. Chassignet and J. Verron, Hrsg., *Ocean modeling and parameterization, Series C: Mathematical and Physical Sciences*, **516**. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 81–120.
- Lemke, P., Owens, W. B. und Hibler III., W. D. (1990). A coupled sea-ice mixed layer-pycnocline model for the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **95**, 9512–9525.
- Lewis, E. L. und Perkins, R. G. (1983). Supercooling and energy exchange near the Arctic Ocean surface. *J. Geophys. Res.*, **83**, 7681–7685.
- Lewis, E. L. und Perkins, R. G. (1986). Ice pumps and their rates. *J. Geophys. Res.*, **91**, 11756–11762.
- Lichey, C. und Hellmer, H. H. (2001). Modeling giant iceberg drift under the influence of sea ice in the Weddell Sea. *J. Glaciol.*, in Druck.
-

- Locarnini, R. A., Whitworth III., T. und Nowlin Jr., W. D. (1993). The importance of the Scotia Sea on the outflow of Weddell Sea Deep Water. *J. Mar. Syst.*, **51**, 135–153.
- López, O., García, M. A., Gomis, D., Rojas, P., Sospedra, J. und Sánchez-Arcilla, A. (1999). Hydrographic and hydrodynamic characteristics of the eastern basin of the Bransfield Strait (Antarctica). *Deep-Sea Res.*, **46**, 1755–1778.
- Maltrud, M. E., Smith, R. D., Semtner, A. J. und Malone, R. C. (1998). Global eddy-resolving ocean simulations driven by 1985–1995 atmospheric winds. *J. Geophys. Res.*, **103**, 30825–30853.
- Mantyla, A. W. und Reid, J. L. (1983). Abyssal characteristics of the World Ocean waters. *Deep-Sea Res.*, **30 (8A)**, 805–833.
- Mantyla, A. W. und Reid, J. L. (1995). On the origins of deep and bottom waters of the Indian Ocean. *J. Geophys. Res.*, **100**, 2417–2439.
- Marshall, J. und Schott, F. (1999). Open-ocean convection: observations, theory, and models. *Rev. of Geophysics*, **37(1)**, 1–64.
- Martinson, D. G., Killworth, P. D. und Gordon, A. L. (1982). A convective model for the Weddell Polynya. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 466–488.
- Matano, R. P., Gordon, A. L., Muench, R. D. und Palma, E. D. (2002). A numerical study of the circulation in the northwestern Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, eingereicht.
- McCalpin, J. D. (1994). A comparison of second-order and fourth-order pressure gradient algorithms in a  $\sigma$ -coordinate ocean model. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **18**, 361–383.
- Mellor, G. L., Ezer, T. und Oey, L.-Y. (1994). The pressure gradient conundrum of sigma coordinate ocean models. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11**, 1126–1134.
- Mensch, M., Bayer, R., Bullister, J. L. und Weiss, R. F. (1996). The distribution of tritium and CFCs in the Weddell Sea during the mid-1980s. *Prog. Oceanogr.*, **38**, 377–415.
- Mensch, M., Roether, W., Smethie Jr., W. M. und Rodehacke, C. (2000). Spreading of Weddell Sea waters across the South Scotia Ridge. unpublished manuscript.
- Meredith, M. P., Locarnini, R. A., Van Scoy, K. A., Watson, A. J., Heywood, K. J. und King, B. A. (2000). On the sources of Weddell Gyre Antarctic Bottom Water. *J. Geophys. Res.*, **105**, 1093–1104.
- Meredith, M. P., Naveira Garabato, A. C., Stevens, D. P., Heywood, K. J. und Sanders, R. J. (2001). Deep and Bottom waters in the Eastern Scotia Sea: Rapid changes in properties and circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 2157–2168.
- Mesinger, F. und Arakawa, A. (1976). Numerical methods used in Atmospheric Models. GARP Publications Series 17, WMO -ICSU.
- Millero, F. J. (1978). Freezing point of sea water. Eighth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. Technical report, UNESCO, Paris.
- Muench, R. D. und Gordon, A. L. (1995). Circulation and transport of water along the western Weddell Sea margin. *J. Geophys. Res.*, **100**, 18503–18515.
-

- Muench, R. D., Fernando, H. J. S. und Stegen, G. R. (1990a). Temperature and salinity staircases in the northwestern Weddell Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 295–306.
- Muench, R. D., Gunn, J. T. und Husby, D. M. (1990b). The Weddell–Scotia Confluence in mid-winter. *J. Geophys. Res.*, **95**, 18177–18190.
- Muench, R. D., Huber, B. A., Gunn, J. T., Husby, D. M. und Mountain, D. G. (1992). The Weddell–Scotia marginal ice zone: Physical oceanographic conditions, geographical, and seasonal variability. *J. Mar. Syst.*, **3**, 169–182.
- Naveira Garabato, A. C., Heywood, K. J. und Stevens, D. P. (2001). Modification and pathways of Southern Ocean deep waters in the Scotia Sea. *Deep-Sea Res.*, in Druck.
- Naveira Garabato, A. C., McDonagh, E. L., Stevens, D. P., Heywood, K. und Sanders, R. (2002). On the export of Antarctic Bottom Water from the Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, in Druck.
- Nicholls, K. W. (1997). Predicted reduction in basal melt rates of an Antarctic ice shelf in a warmer climate. *Nature*, **388**, 460–462.
- Nicholls, K. W., Østerhus, S., Makinson, K. und Johnson, M. R. (2001). Oceanographic conditions south of Berkner Island, beneath Filchner–Ronne Ice Shelf, Antarctica. *J. Geophys. Res.*, **106**, 11481–11492.
- NOAA (1988). Digital relief of the surface of the earth (ETOPO5). Data Announcement 88-MGG-02, National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado.
- Nowlin Jr., W. D. und Zenk, W. (1988). Westward bottom currents along the margin of the South Shetland island arc. *Deep-Sea Res.*, **35**, 269–301.
- Oerter, H., Kipfstuhl, J., Determann, J., Miller, H., Wagenbach, D., Minikin, A. und Graf, W. (1992). Evidence for basal marine ice in the Filchner–Ronne ice shelf. *Nature*, **358**, 399–401.
- Olbers, D. und Wübbler, C. (1991). The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic Circumpolar Current. *Berichte aus dem Fachbereich Physik*, **22**, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven.
- Olbers, D. J., Gouretski, V., Seiß, G. und Schröter, J. (1992). Hydrographic Atlas of the Southern Ocean. Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, 82 Seiten.
- Orsi, A. H., Nowlin Jr., W. D. und Whitworth III., T. (1993). On the circulation and stratification of the Weddell Gyre. *Deep-Sea Res.*, **45**, 269–301.
- Orsi, A. H., Whitworth III., T. und Nowlin Jr., W. D. (1995). On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current. *Deep-Sea Res.*, **42**, 641–673.
- Orsi, A. H., Johnson, G. C. und Bullister, J. L. (1999). Circulation, mixing, and production of Antarctic Bottom Water. *Prog. Oceanogr.*, **43**, 55–109.
- Owens, W. B. und Lemke, P. (1990). Sensitivity studies with a Sea Ice–Mixed Layer–Pycnocline model in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **95**, 9527–9538.
- Pacanowski, R. C. und Philander, S. G. H. (1981). Parameterization of vertical in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1443–1451.
-

- Parkinson, C. L. und Washington, W. M. (1979). A large-scale numerical model of sea ice. *J. Geophys. Res.*, **84**, 311–337.
- Paterson, W. S. B. (1994). *The physics of glaciers*. Pergamon, Oxford, 480 Seiten.
- Patterson, S. L. und Sievers, H. A. (1980). The Weddell–Scotia Confluence. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 1584–1610.
- Peterson, R. G. und Stramma, L. (1991). Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Prog. Oceanogr.*, **26**, 1–73.
- Peterson, R. G. und Whitworth III., T. (1989). The subantarctic and polar fronts in relation to deep water masses through the southwestern Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **94**, 10817–10838.
- Phillips, N. A. (1957). A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting. *J. Met.*, **14**, 184–185.
- Price, J. F. und O’Neil Baringer, M. (1994). Outflows and deep water production by marginal seas. *Prog. Oceanogr.*, **33**, 161–200.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A. und Vetterling, W. T. (1986). *Numerical recipes, the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 818 Seiten.
- Rakowsky, N. (1999). Efficient parallel solvers for elliptic partial differential equations arising in numerical ocean modelling. Reports on polar research 318, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven. 154 Seiten.
- Reid, J. L. (1997). On the total geostrophic circulation of the Pacific Ocean: flow patterns, tracers, and transports. *Prog. Oceanogr.*, **39**, 263–352.
- Rintoul, S. R. (1991). South Atlantic interbasin exchange. *J. Geophys. Res.*, **96**, 2675–2692.
- Rintoul, S. R. (1998). On the origin and influence of Adélie Land Bottom Water. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, AGU, 151–171.
- Rintoul, S. R., Hughes, C. und Olbers, D. (2001). The Antarctic Circumpolar Current System. G. Siedler, J. Church und J. Gould, Hrsg., *Ocean Circulation and Climate: observing and modeling the global ocean*, *International Geophysics Series*, **77**, Academic Press, New York, 271–302.
- Robertson, R. L., Padman, L. und Egbert, G. D. (1998). Tides in the Weddell Sea. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, AGU, 341–369.
- Rodehacke, C. B. (2002). Wassermassentransformation im Weddellwirbel: Modellstudien mit dem hydrostatischen, regionalen Ozeanmodell BRIOS. Berichte zur Polar- und Meeresforschung, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, in Arbeit.
- Rood, R. B. (1987). Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models. *Rev. of Geophysics*, **25**, 71–100.
- Rubython, K. E., Heywood, K. J. und Vassie, J. M. (2001). Interannual variability of bottom temperatures in Drake Passage. *J. Geophys. Res.*, **106**, 2279–2793.
-



- Sandwell, D. T., Smith, W. H. F., Gille, S., Jayne, S., Soofi, K. und Coakley, B. (2001). Bathymetry from space: White paper in support of a high-resolution, ocean altimeter mission. unpublished manuscript, [http : //topex.ucsd.edu/marine\\_topo/mar\\_topo.html](http://topex.ucsd.edu/marine_topo/mar_topo.html), 5. April 2001.
- Schenke, H. W., Hinze, H., Dijkstra, S., Hoppmann, B., Niederjasper, F. und Schöne, T. (1998). The new bathymetric charts of the Weddell Sea: AWI BCWS. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin, Antarc. Res. Ser.*, AGU, 373–382.
- Schlosser, P., Bullister, J. L. und Bayer, R. (1991). Studies of deep water formation and circulation in the Weddell Sea using natural and anthropogenic tracers. *Marine Chemistry*, **35**, 97–122.
- Schmitz Jr., W. J. (1995). On the interbasin - scale thermohaline circulation. *Rev. of Geophysics*, **33**, 151–173.
- Schodlok, M. P. und Tomczak, M. (1997). The circulation south of Australia derived from an inverse model. *Geophys. Res. Let.*, **24**, 2781–2784.
- Schodlok, M. P., Rodehacke, C. B., Hellmer, H. H. und Beckmann, A. (2001). On the origin of the deep CFC maximum in the eastern Weddell Sea – numerical model results. *Geophys. Res. Let.*, **28**, 2859–2862.
- Schröder, M. und Fahrback, E. (1999). On the structure and transport of the eastern Weddell Gyre. *Deep-Sea Res.*, **46**, 501–527.
- Schröder, M., Hellmer, H. H. und Absy, J. M. (2002). Near-bottom variability in the northwestern Weddell Sea. *Deep-Sea Res.*, in Druck.
- Sievers, H. A. und Nowlin Jr., W. D. (1984). The stratification and water masses in Drake Passage. *J. Geophys. Res.*, **89**, 10489–10514.
- Skvarca, P., Rack, W., Rott, H. und Donangelo, T. L. (1999). Climatic trends and the retreat and disintegration of ice shelves on the Antarctic Peninsula: An overview. *Polar Res.*, **18**, 151–157.
- Smith, N., Dong, Z., Kerry, K. und Wright, S. (1984). Water masses and circulation in the region of Prydz Bay, Antarctica. *Deep-Sea Res.*, **31**, 1121–1147.
- Smith, W. H. F. und Sandwell, D. T. (1997). Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **277**, 1956–1962.
- Song, Y. und Haidvogel, D. B. (1994). A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate. *J. Comput. Phys.*, **115**, 228–244.
- Speer, K. G. und Zenk, W. (1993). The flow of Antarctic Bottom Water into the Brazil Basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2667–2682.
- Stevens, I. G. und Stevens, D. P. (1999). Passive tracers in a general circulation model of the Southern Ocean. *Annales Geophys.*, **17**, 971–982.
- Stommel, H. und Arons, A. B. (1960a). On the abyssal circulation of the world ocean. Part I. *Deep-Sea Res.*, **6**, 140–145.
-

- Stommel, H. und Arons, A. B. (1960b). On the abyssal circulation of the world ocean. Part II. *Deep-Sea Res.*, **6**, 217–233.
- Stramma, L. und Peterson, R. G. (1990). The South Atlantic Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 846–859.
- Strass, V. H. und Fahrbach, E. (1998). Temporal and regional variation of sea ice draft and coverage in the Weddell Sea obtained from upward looking sonars. M. O. Jeffries, Hrsg., *Antarctic sea ice: Physical processes, Interactions and Variability*, *Antarc. Res. Ser.*, **74**, AGU, 123–139.
- Suess, E. (1888). *Das Antlitz der Erde*. Dritter Theil: Die Meere der Erde, 2. Hälfte. Freytag, Leipzig, 557–561.
- Thyssen, F. (1988). Some aspects of the central part of Filchner-Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Annales Geophys.*, **11**, 173–179.
- Timmermann, R. (1997). Entstehung und Erhaltung einer Polynja im Weddellmeer. *Berichte aus dem Fachbereich Physik*, **67**, Alfred-Wegener-Institut, Bremerhaven, 100 Seiten.
- Timmermann, R., Hellmer, H. H. und Beckmann, A. (2002a). Simulations of ice-ocean dynamics in the Weddell Sea. Part I: Model configuration and validation. *J. Geophys. Res.*, in Druck.
- Timmermann, R., Hellmer, H. H. und Beckmann, A. (2002b). Simulations of ice-ocean dynamics in the Weddell Sea. Part II: Interannual variability 1985 – 1993. *J. Geophys. Res.*, in Druck.
- Tomczak, M. und Godfrey, J. S. (1994). *Regional Oceanography: An introduction*. Pergamon, London, 1. Ausgabe, 422 Seiten.
- Tournadre, J. (1989). Traitement de la topographie dans le modèle aux équations primitives du GFDL. *Document de Travail U.A. 710*, IFREMER, Centre de Brest, France.
- UNESCO (1981). Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. Technical report, UNESCO, Paris.
- Walker, S. J., Weiss, R. F. und Salameh, P. K. (2000). Reconstructed histories of the annual mean atmospheric mole fractions for the halocarbons CFC-11, CFC-12, CFC-113, and carbon tetrachloride. *J. Geophys. Res.*, **105**, 14285–14296.
- Warren, B. A. (1981). Deep circulation of the World Ocean. In B. A. Warren und C. Wunsch, Hrsg., *Evolution of Physical Oceanography*, MIT Press, Cambridge, MA, 6–41.
- Watkins, A. und Simmonds, I. (2000). Current trends in Antarctic sea ice: the 1990s impact on a short climatology. *J. Climate*, **13**, 4441–4451.
- Webb, D. J., Killworth, P. D., Coward, A. C. und Thompson, S. R. (1991). The FRAM Atlas of the Southern Ocean. Swindon: Natural Environmental Research Council, 67 Seiten.
- Weppernig, R., Schlosser, P., Khatiwala, S. und Fairbanks, R. G. (1996). Isotope data from Ice Station Weddell: Implications for deep water formation in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **101**, 25723–25739.
-

- White, W. B. und Peterson, R. G. (1996). An Antarctic circumpolar wave in surface pressure, wind, temperature, and sea-ice extent . *Nature*, **380**, 699–702.
- Whitworth III., T. und Nowlin Jr., W. D. (1987). Water masses and currents of the Southern Ocean at the Greenwich meridian. *J. Geophys. Res.*, **92**, 6462–6476.
- Whitworth III., T. und Peterson, R. G. (1985). The volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from three-year bottom pressure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 810–816.
- Whitworth III., T., Nowlin Jr., W. D., Pillsbury, R. D., Moore, M. I. und Weiss, R. F. (1991). Observations of the Antarctic Circumpolar Current and Deep Boundary Current in the Southwest Atlantic . *J. Geophys. Res.*, **96**, 15105–15118.
- Whitworth III., T., Nowlin Jr., W. D., Orsi, A. H., Locarnini, R. A. und Smith, S. G. (1994). Weddell Sea Shelf Water in the Bransfield Strait and Weddell–Scotia Confluence . *Deep-Sea Res.*, **41**, 629–641.
- Whitworth III., T., Orsi, A. H., Kim, S. J., Nowlin Jr., W. D. und Locarnini, R. A. (1998). Water masses and mixing near the Antarctic Slope Front. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, AGU, 1–27.
- Whitworth III., T., Warren, B. A., Nowlin Jr., W. D., Rutz, S. B., Pillsbury, R. D. und Moore, M. I. (1999). On the deep western-boundary current in the Southwest Pacific Basin. *Prog. Oceanogr.*, **43**, 1–45.
- Wilkin, J. L., Mansbridge, J. V. und Hedström, K. S. (1995). An application of the capacitance matrix method to accomodate masked land areas and island circulations in a primitive equation ocean model. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, **20**, 649–662.
- Wittstock, R.-R. und Zenk, W. (1983). Some current observations and surface T/S distributions from the Scotia Sea and Bransfield Strait during early austral summer 1980/81. *Meteor-Forschungs-Ergebnisse*, **24**, 77–86.
- Wong, A. P. S., Bindoff, N. L. und Forbes, A. (1998). Ocean-ice shelf interaction and possible bottom water formation in Prydz Bay, Antarctica. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, Hrsg., *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*, *Antarc. Res. Ser.*, AGU, 172–187.
- Wüst, G. (1936). Schichtung und Zirkulation des Atlantischen Ozeans: Das Bodenwasser und die Gliederung der Atlantischen Tiefsee. *Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition "Meteor" 1925–1927*, **VI (1)**, 3–107.
- Yin, F. und Sarachik, E. (1994). An efficient convective adjustment scheme for ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1425–1430.
- de Zeeuw, P. M. (1990). Matrix-dependent prolongations and restrictions in a blackbox multigrid solver. *J. Comput. Appl. Math.*, **33**, 1–27.
- Zenk, W. (1981). Detection of overflow events in the Shag Rocks Passage, Scotia Ridge. *Science*, **213**, 1113–1114.
-



## Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Olbers dafür bedanken, daß er es mir ermöglichte, diese Arbeit am AWI anzufertigen. Danke für die interessante Themenstellung, die Teilnahme an diversen Kongressen, Workshops und der Polarsternfahrt zu Beginn meiner Arbeit.

Bedanken möchte ich mich außerdem bei Prof. Bleck-Neuhaus für die Begutachtung meiner Arbeit.

Herzlichen Dank an Dr. H. Hellmer und Dr. A. Beckmann für ihre Betreuung, ihre Unterstützung und ihre Geduld im fortgeschrittenen Verlauf dieser Arbeit.

Chresten Wübber, der bei Problemen mit der CRAY-T3E und dem Datenmanagement, auch am Wochenende, sehr geholfen hat, möchte ich danken, ebenso den BRIOS-Kollegen für anregende Diskussionen während und außerhalb der vielen Gruppentreffen. Ein Dank geht an Ralph Timmermann für die Meereismodelläufe.

Herzlichen Dank an Susanne Gatti für den Deich, die schwierigen Fragen und die Muppets Show. Danke an Olaf Klatt für seine zahlreichen Fragen zum Weddellmeer, an Dagmar Kieke für die kritischen Anmerkungen beim Durcharbeiten des Manuskriptes, an Kerstin Fieg für die vielen Aufmunterungen und an die vielen ungenannten Kollegen und Freunde, die durch fachliche Diskussionen und menschliche Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Vielen Dank außerdem an Christian Mohn und Christian Rodehacke für einige genüßliche Stunden im CDF.

Für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts bedanke ich mich zudem bei Gerhard und Ruth Hoyer.

Besonders Bedanken möchte ich mich bei Kirsten Hoyer.

