

**Windantrieb und thermohaliner Antrieb  
des Antarktischen Zirkumpolarstroms  
- Eine idealisierte numerische Studie -**

**Diplomarbeit  
von  
Daniel Borowski**

**Bremerhaven, den 23. Oktober 1999**

- 1. Gutachter: Prof. Dr. D. J. Olbers**
- 2. Gutachter: Prof. Dr. D. Wolf-Gladrow**

**Fachbereich 1, Physik, Universität Bremen  
und  
Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven**



# Vorwort

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit wahrnehmen, um mich ganz herzlich bei allen zu bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Prof. Dr. Dirk J. Olbers möchte ich danken für den fachlichen Rat sowie eine sehr gründliche und umfangreiche Betreuung meiner Diplomarbeit. Prof. Dr. Dieter Wolf-Gladrow danke ich für die Übernahme des zweiten Gutachtens und viele hilfreiche Anmerkungen. Mein besonderer Dank gilt Dr. Rüdiger Gerdes für seine stets bereitwillige und hilfreiche Unterstützung und Betreuung. Ihm verdanke ich viele entscheidende Anregungen, durch die diese Arbeit erst ermöglicht wurde.

Den Kolleginnen und Kollegen aus der Arbeitsgruppe von Rüdiger Gerdes möchte ich für eine sehr hilfsbereite und freundschaftliche Atmosphäre danken. Insbesondere Holger Brix mit seiner Hilfe bei der Einarbeitung in das Computermodell und seinen hilfreichen Anmerkungen zu vorläufigen Versionen dieser Arbeit, Matthias Prange mit den vielen inspirierenden und klärenden fachlichen Gesprächen auf den zahlreichen Zugfahrten und seinen Verbesserungsvorschlägen zu frühen Versionen, Jennifer Brauch mit ihrer Unterstützung im Umgang mit LateX und verschiedener anderer Software, Dr. Frank Kauker mit seinen Anmerkungen zu einer frühen Version von Kapitel 5 und Cornelia Köberle mit ihrer Unterstützung im Umgang mit dem Computermodell und ihrem Analyseprogramm waren mir eine wertvolle Hilfe.

Ferner möchte ich meinem Kommilitonen Claus Rosenkranz für die Korrektur der endgültigen Version danken. Ich danke meinen Eltern, die mir ein sehr aufwendiges Studium ermöglicht haben und Sabine für ihre Unterstützung in der Endphase dieser Arbeit.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Konzepte und Modelle</b>	<b>4</b>
2.1	Barokline und barotrope Transporte . . . . .	4
2.2	Die Sverdrup-Theorie im südlichen Ozean . . . . .	5
2.3	Die zonale Impulsbilanz und der Bottom-Form-Stress . . . . .	7
2.4	Die Deacon-Zelle und der Drake-Passagen-Effekt . . . . .	9
2.5	Der thermohaline Antrieb und der JEBAR-Term . . . . .	11
2.6	Indirekte Effekte des Windschubes . . . . .	12
2.7	Numerische Modelle und Auflösung . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Beschreibung des Modells</b>	<b>16</b>
3.1	Das GFDL-Ozeanmodell MOM 2 . . . . .	16
3.1.1	Die Modellgleichungen . . . . .	16
3.1.2	Parametrisierung kleinskaliger Prozesse . . . . .	18
3.1.3	Randbedingungen des Modells . . . . .	19
3.1.4	Die "rigid lid"-Approximation . . . . .	20
3.1.5	Die Methode der asynchronen Zeitintegration . . . . .	21
3.2	Das Modellgebiet . . . . .	22
3.2.1	Das regionale Modell . . . . .	23
3.2.2	Das idealisierte Atlantikmodell . . . . .	23
3.3	Atmosphärische Randbedingungen . . . . .	24

3.3.1	Die Datengrundlage . . . . .	24
3.3.2	Der thermohaline Antrieb . . . . .	25
3.3.3	Windschub . . . . .	27
3.4	Integration des Modells . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Darstellung der Ergebnisse</b>	<b>30</b>
4.1	Ergebnisse des regionalen Modells . . . . .	30
4.1.1	Die Verteilung der aktiven Tracer . . . . .	30
4.1.2	Die barotrope Komponente der Strömung . . . . .	31
4.1.3	Das meridionale Overturning . . . . .	31
4.1.4	Die dreidimensionale Struktur der Strömung . . . . .	36
4.1.5	Windschub und thermohaliner Antrieb . . . . .	39
4.2	Ergebnisse des idealisierten Atlantikmodells . . . . .	41
4.2.1	Die Verteilung der aktiven Tracer . . . . .	41
4.2.2	Die barotrope Komponente der Strömung . . . . .	41
4.2.3	Das meridionale Overturning . . . . .	42
4.2.4	Die dreidimensionale Struktur der Strömung . . . . .	42
4.2.5	Windschub und thermohaliner Antrieb . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Diskussion und Interpretation der Ergebnisse</b>	<b>50</b>
5.1	Transporte durch die Drake-Passage . . . . .	50
5.1.1	Die vertikal integrierte Impulsbilanz . . . . .	51
5.1.2	Eine Größenabschätzung für den Bodendruckgradienten . . . . .	52
5.1.3	Geostrophische Transporte entlang der $f/H$ -Konturen . . . . .	56
5.1.4	Transporte über die $f/H$ -Konturen ohne Reibungsgrenzschichten . . . . .	56
5.1.5	Transporte über die $f/H$ -Konturen mit Reibungsgrenzschichten . . . . .	57
5.1.6	Anpassung des Bodendrucks über die Oberflächenauslenkung . . . . .	58
5.1.7	Diskussion der vereinfachten Topographie des Modells . . . . .	58
5.2	Die Verteilung der baroklinen potentiellen Energie . . . . .	63

---

5.2.1	Der Einfluß des thermohalinen Antriebs . . . . .	63
5.2.2	Der Einfluß der windgetriebenen Deacon-Zelle . . . . .	63
5.2.3	Zusammenwirken von Windschub und thermohalinem Antrieb . .	68
5.2.4	Ein idealisiertes analytisches Modell . . . . .	68
5.2.5	Der Einfluß der Diffusionskoeffizienten . . . . .	70
5.2.6	Indirekter Windantrieb vs. thermohaliner Antrieb . . . . .	72
5.2.7	Effekte eines vorgegebenen Auftriebsflusses . . . . .	74
5.3	Der Einfluß der atlantischen Wassermassen . . . . .	75
5.3.1	Der Einfluß der Intertropischen Konvergenz-Zone . . . . .	75
5.3.2	Der Drake-Passagen-Effekt . . . . .	76
5.3.3	Das Nordatlantische Tiefenwasser . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>78</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>I</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>IV</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>V</b>





# 1 Einleitung

Der Antarktische Zirkumpolarstrom ist mit einem mittleren barotropen Transport von ca. 130 Sv (vgl.: Rintoul et al., 1999) durch die Drake-Passage zwischen Südamerika und dem Antarktischen Archipel etwa vier mal so stark wie der Golfstrom in der Floridastraße und ist weltweit der Strom mit dem größten Massentransport. Durch ihn findet fast der gesamte Austausch von Wassermasseneigenschaften zwischen den Ozeanbecken statt, und der Antarktische Zirkumpolarstrom ist somit für das globale Klima von großer Bedeutung (vgl.: Gordon, 1996; Rintoul et al., 1999).

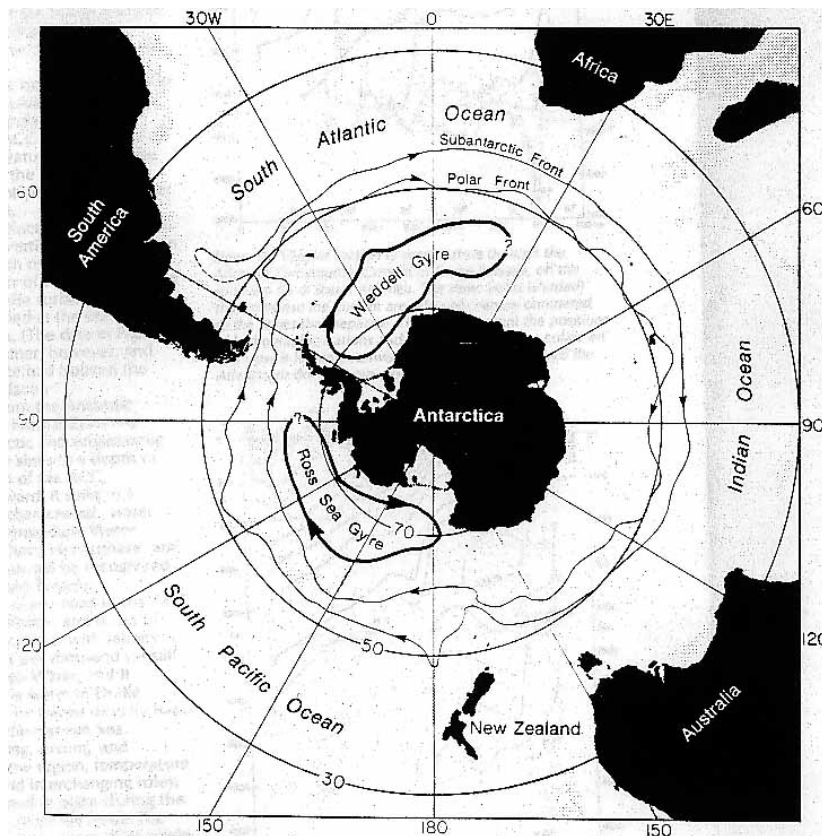


Abbildung 1.1: Der Antarktische Zirkumpolarstrom. (Abbildung entnommen aus Whitworth (1988).)

Auch aus dynamischer Sicht ist der Antarktische Zirkumpolarstrom von großem Interesse:

- In den geographischen Breiten der Drake-Passage ist der südliche Ozean zonal nicht durch Kontinente begrenzt, und die klassische Sverdrup-Theorie ist daher nicht auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom anwendbar. Hierdurch unterscheidet sich der südliche Ozean wesentlich von den übrigen Ozeanen.
- Im Gegensatz zu den subtropischen Wirbeln, die nach gängiger Vorstellung in erster Linie windgetrieben sind, ist der barotrope Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms weitgehend auch durch thermohaline Effekte bestimmt (vgl.: Cai, 1994; Cai & Baines, 1996; England, 1993). Mittels des "Joint Effect of Baroclinicity and Relief" (JEBAR) kann der Antarktische Zirkumpolarstrom durch horizontale Dichtedifferenzen über topographischen Hindernissen angetrieben werden (siehe Abschnitt 2.5).
- In Cai & Baines (1996), McDermott (1996) und Gnanadesikan & Hallberg (1999) wird die Idee eines indirekten Effektes der südlichen Westwinde auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom vorgestellt: Der Antarktische Zirkumpolarstrom wird hiernach vorwiegend durch meridionale Dichtedifferenzen angetrieben, und der direkte Einfluß des Windes auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom ist vergleichsweise gering. Die südlichen Westwinde können aber die großräumige Dichteverteilung verändern und haben somit einen indirekten Effekt auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms.

In dieser Arbeit sollen in einer Prinzip-Studie die Einflüsse von Windschub und thermohalinem Antrieb auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom untersucht werden. Hierzu wird ein grobauflösendes numerisches Ozeanzirkulationsmodell in zwei Konfigurationen mit idealisierter Geometrie und Topographie verwendet und der Windschub sowie der thermohaline Antrieb systematisch variiert. Ein regionales Modell ist auf den atlantischen Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms beschränkt und ermöglicht es, mit wenig Rechenaufwand eine Vielzahl von Experimenten durchzuführen. In einem idealisierten Atlantikmodell kann ergänzend der Einfluß der atlantischen Wassermassen untersucht werden. Als ein wesentliches Ergebnis wird der oben erwähnte indirekte Effekt der südlichen Westwinde nachvollzogen.

---

Aufgrund der idealisierten Geometrie und Topographie der Modelle ergibt sich ein sehr einfaches Bild der physikalischen Prozesse, und es ist möglich, für das regionale Modell den barotropen Transport durch die Drake-Passage mit einem einfachen analytischen Modell abzuschätzen:

1. Die Vorticity-Balance der vertikal gemittelten Impulsgleichung vereinfacht sich an der Drake-Passage zu einer geostrophischen Balance aus dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie und dem barotropen Transport durch die Drake-Passage.
2. Der meridionale Gradient der baroklinen potentiellen Energie kann für das regionale Modell aus einer Balance von Advektion und Diffusion der hydrographischen Eigenschaften berechnet werden, wobei die Advektion über den Ekman-Transport parametrisiert wird.

Dieses einfache analytische Modell gibt sicherlich nicht alle physikalischen Prozesse korrekt wieder, aber es kann außer dem indirekten Windeffekt z.B. auch eine in Cai & Baines (1996) und Gent et al. (1999) gefundene Abhängigkeit des barotropen Transportes durch die Drake-Passage von den Koeffizienten der horizontalen und vertikalen turbulenten Diffusion prinzipiell wiedergeben.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden einige theoretischen Konzepte und Ansätze zum Antarktischen Zirkumpolarstrom vorgestellt. Kapitel 3 enthält eine Beschreibung des Ozeanzirkulationsmodells sowie der durchgeführten Experimente, und in Kapitel 4 werden die Modellergebnisse beschrieben - zunächst ohne sie bereits zu interpretieren. Eine ausführliche Diskussion und Interpretation der Ergebnisse findet sich anschließend in Kapitel 5, und das Kapitel 6 faßt die Ergebnisse sowie die Diskussion dieser Arbeit zusammen.

## 2 Theoretische Konzepte und Modelle

Mit diesem Kapitel soll zweierlei erreicht werden: Zum einen sollen theoretische Konzepte vorgestellt werden, die in der späteren Diskussion verwendet werden. Zum anderen soll ein knapper Überblick über derzeitige theoretische Ansätze zum Antarktischen Zirkumpolarstrom gegeben werden, ohne dabei die Vollständigkeit in der Darstellung beanspruchen zu wollen.

### 2.1 Barokline und barotrope Transporte

Die horizontalen Geschwindigkeiten  $u$  und  $v$  können in eine vertikal gemittelte (barotrope) Komponente  $\bar{u}$  bzw.  $\bar{v}$  und eine vertikal variierende (barokline) Komponente  $\hat{u}$  bzw.  $\hat{v}$  aufgespalten werden:

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + \hat{u} && \text{(zonal, ostwärts orientiert)} && (2.1) \\ v &= \bar{v} + \hat{v} && \text{(meridional, nordwärts orientiert)} \end{aligned}$$

Mit der "rigid lid"-Approximation (vgl.: Unterabschnitt 3.1.4), der Voraussetzung eines undurchlässigen Bodens (vgl.: Unterabschnitt 3.1.3) und der Boussinesq-Approximation (vgl.: Unterabschnitt 3.1.1) ergibt sich eine divergenzfreie barotrope Strömung  $(\bar{u}H, \bar{v}H)$ . Die Kontinuitätsgleichung läßt sich dann mit einer barotropen Stromfunktion  $\Psi$  erfüllen:

$$\bar{u} = -\frac{1}{H} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \qquad \bar{v} = \frac{1}{H} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \qquad (2.2)$$

$H$  ist die Tiefe des Ozeanbodens.

Im Rahmen der Sverdrup-Theorie (vgl.: Abschnitt 2.2) und späteren Varianten (vgl.: Abschnitt 2.5) stellt die barotrope Stromfunktion  $\Psi$  eine nützliche Größe dar, um z.B. den barotropen Transport  $(\bar{u}H, \bar{v}H)$  aus der Vertikalkomponente der Rotation des Windschubes, dem topographischen Vortex-Stretching, dem JEBAR-Term etc. zu berechnen. Auch wenn sich mit dem barotropen Transport verschiedene Eigenschaften der großräumigen

Zirkulation gut beschreiben lassen, ist bei der physikalischen Interpretation der barotropen Transporte Vorsicht geboten, da z.B. die baroklinen Komponenten der Strömung  $\hat{u}$  und  $\hat{v}$  in der Regel einen erheblichen Anteil an dem Wärmetransport haben.

## 2.2 Die Sverdrup-Theorie im südlichen Ozean

Betrachtet man einen Ozean mit flachem Boden, so ergibt sich aus der vertikal integrierten Impulsbilanz (Gleichung 5.1) eine einfache Gleichung für die barotrope Stromfunktion  $\Psi$ . Durch Bildung der Rotation der vertikal integrierten Impulsbilanz erhält man für die nicht-viskose stationäre barotrope Strömung in einem Ozean mit flachem Boden die als "Sverdrup-Balance" bekannte Gleichung:

$$\beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \text{curl}_z(\vec{\tau}) \quad (2.3)$$

( $\beta$  steht für den meridionalen Gradienten des Coriolis-Parameters  $f$ ,  $\rho_0$  für eine mittlere Dichte und  $\vec{\tau}$  für den Windschub an der Oberfläche des Ozeans; nichtlineare Terme wurden vernachlässigt.)

Ist der Ozean zonal durch Kontinente begrenzt, so kann die barotrope Stromfunktion  $\Psi$  am östlichen Rand auf einen konstanten Wert gesetzt, die Sverdrup-Balance entlang der Breitengrade integriert und die Lösung am westlichen Rand durch reibungsbedingte Munk-Grenzschichten geschlossen werden (vgl.: Pedlosky, 1996). Mit der Sverdrup-Balance läßt sich in der Regel eine recht gute Näherung für den barotropen Transport im Inneren der subtropischen Wirbel erreichen (vgl.: Rintoul et al., 1999).

Die Drake-Passage zwischen Südamerika und Antarktischem Archipel stellt eine Verbindung zwischen dem Atlantik und dem Pazifik dar, und auf den geographischen Breiten der Drake-Passage existiert keine zonale Begrenzung des Ozeans durch Kontinente. Ohne zonale Begrenzung durch Kontinente ist die Wahl einer geeigneten Randbedingung für die Stromfunktion  $\Psi$  unklar, und ohne solch eine Randbedingung führt die zonale Integration der Sverdrup-Balance 2.3 in der Regel zu keinem konsistenten Ergebnis. Um die Sverdrup-Balance zu schließen, kann z.B. angesetzt werden, daß die Rotation des Windschubes  $\text{curl}_z(\vec{\tau})$  im geschlossenen zonalen Integral mit einem Reibungsterm  $Fr$  kompensiert wird:

$$\oint_{f=\text{cst.}} [\text{curl}_z(\vec{\tau}) + Fr] d\lambda = 0 \quad (2.4)$$

In Hidaka & Tsuchiya (1953) und Gill (1968) wird solch ein Modell für den Antarktischen Zirkumpolarstrom entwickelt. Jedoch wird z.B. in Munk & Palmén (1951), Hidaka & Tsuchiya (1953) und Stommel (1957) darauf hingewiesen, daß sich mit Modellen der Art von Gleichung 2.4 realistische Transporte für den Antarktischen Zirkumpolarstrom

nur erreichen lassen, wenn die Koeffizienten für die Parametrisierung der turbulenten Reibung deutlich höher angesetzt werden, als es im restlichen Ozean für realistisch gehalten wird. Dies ist bekannt als das Hidaka-Dilemma.

Stommel (1957) entwickelt eine andere Vorstellung des Antarktischen Zirkumpolarstroms, mit der er versucht, die Sverdrup-Theorie auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom anzuwenden. Er schlägt vor, daß sich die verschiedenen Inseln östlich der Drake-Passage und die unterseeischen Gebirge im Bereich der Drake-Passage zu einer effektiven zonalen Begrenzung ergänzen. Stommel (1957) argumentiert, daß sich aufgrund dieser effektiven zonalen Begrenzung an der Drake-Passage Randströme ähnlich den westlichen Randströmen ausbilden können. In Baker (1982) wird dieser Ansatz unterstützt und Warren et al. (1996) greifen diesen Ansatz erneut auf.

Wang & Huang (1995) formulieren die Idee von Stommel (1957) in einer moderneren Fassung: Wird die Topographie des Ozeanbodens mitberücksichtigt, so ergibt sich durch Bildung der Rotation der vertikal gemittelten Impulsbilanz für die nicht-viskose stationäre barotrope Strömung in einem homogenen Ozean (vgl.: Unterabschnitt 5.1.1):

$$\frac{\beta}{H} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + f \mathcal{J} \left( \Psi, \frac{1}{H} \right) = \frac{1}{\rho_0} \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{H} \right) \quad (2.5)$$

mit der Jacobi-Determinante  $\mathcal{J}$ :

$$\mathcal{J}(A, B) = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial y} \quad (2.6)$$

Nichtlineare Terme wurden in 2.5 vernachlässigt.

Der zweite Term auf der linken Seite der Gleichung 2.5 beinhaltet den Effekt des Vortex-Stretching, und für den Fall ohne Windschub ( $\vec{\tau} = 0$ ) zwingt dieser Term den barotropen Transport, den geostrophischen Konturen mit konstantem  $f/H$  zu folgen. Wird eine kritische Höhe der Schwelle an der Drake-Passage überschritten, werden die  $f/H$ -Konturen an der Drake-Passage blockiert, und Wang & Huang (1995) argumentieren, daß sich dann am nördlichen und südlichen Rand der Drake-Passage sogenannte "äquivalente westliche Randströme" ausbilden können, wodurch die Vorticity-Balance 2.5 geschlossen werden kann.

Hughes (1997) und Olbers (1998) wenden ein, daß sich allein mit der Sverdrup-Balance für den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms keine geschlossene Lösung finden läßt, da mit der Sverdrup-Balance z.B. nicht die Differenz der Stromfunktion  $\Psi$  zwischen verschiedenen nicht-verbundenen Kontinenten (wie z.B. Antarktis und Südamerika) bestimmt werden kann. Gent et al. (1999) und Gnanadesikan & Hallberg (1999) testen in ihren numerischen Modellen die Vorstellung von Stommel (1957) und finden keine Abhängigkeit des barotropen Transportes durch die Drake-Passage von  $\text{curl}_z(\vec{\tau})$ , wie es sich gemäß der Vorstellung von Stommel (1957) finden müßte.

Es bleibt abschließend zu diesem Abschnitt festzuhalten, daß sich der Antarktische Zirkumpolarstrom allein mit der Sverdrup-Theorie nicht adäquat beschreiben läßt.

## 2.3 Die zonale Impulsbilanz und der Bottom-Form-Stress

Auf Munk & Palmén (1951) wird die Idee zurückgeführt, daß der Eintrag von zonalem Impuls an der Oberfläche durch den Windschub nicht durch Reibung, sondern durch den sogenannten Bottom-Form-Stress balanciert wird. Der Bottom-Form-Stress beschreibt die kombinierte Wirkung von Bodendruck  $p_b$  und dem Gradienten der Bodentopographie ( $\frac{\partial H}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial H}{\partial y}$ ). Sein Effekt auf die vertikal integrierte zonale Impulsbilanz soll im folgenden kurz erläutert werden. Der vertikal integrierte zonale Gradient des Druckes  $p$  läßt sich wie folgt schreiben:

$$\int_{-H}^0 \frac{\partial p}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 p dz - p_b \frac{\partial H}{\partial x} \quad (2.7)$$

Hiermit ergibt sich für die vertikal integrierte zonale Impulsbilanz:

$$-f \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 p dz + \frac{1}{\rho_0} p_b \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \tau^x + \text{NL} + \text{Fr} \quad (2.8)$$

NL und Fr stehen für die nicht-linearen Terme und Reibungsterme,  $\tau^x$  für die zonale Windschubspannung.

Für ein geschlossenes Integral entlang eines Breitenkreises ( $f = \text{cst.}$ ) folgt:

$$\oint_{f=\text{cst.}} \left[ \frac{1}{\rho_0} p_b \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \tau^x + \text{NL} + \text{Fr} \right] dx = 0 \quad (2.9)$$

Die Idee von Munk & Palmén (1951) ist, daß im Antarktischen Zirkumpolarstrom der Windschub  $\tau^x$  vorwiegend durch den Bottom-Form-Stress  $p_b \frac{\partial H}{\partial x}$  balanciert wird, und die Terme NL und Fr in Gleichung 2.9 vernachlässigt werden können:

$$\oint_{f=\text{cst.}} \left[ p_b \frac{\partial H}{\partial x} + \tau^x \right] dx \approx 0 \quad (2.10)$$

An der Oberfläche wird dem Ozean durch den Windschub ein zonaler Impuls zugefügt, der am Meeresboden durch den Bottom-Form-Stress aus dem Ozean entfernt wird. Um den vertikalen Fluß des Impulses von der Oberfläche zum Meeresboden zu realisieren, sind z.B. folgende drei Möglichkeiten in Betracht zu ziehen (vgl.: Völker, 1995): 1.) Der zonale Impuls kann durch die mit der Deacon-Zelle (vgl.: Abschnitt 2.4) verbundene meridionale Zirkulation in die Tiefe transportiert werden, 2.) der vertikale Impulsfluß kann durch kleinskalige turbulente Transporte stattfinden oder 3.) kann der u.a. in

Johnson & Bryden (1989) vorgestellte Interfacial-Form-Stress zum vertikalen Impulsfluß beitragen. Der Interfacial-Form-Stress entsteht analog zum Bottom-Form-Stress aus der kombinierten Wirkung des Druckes an einer Isopykne und der Auslenkung dieser Isopykne.

Gille (1997) und Stevens & Ivchenko (1997) analysierten in hochauflösenden Modellen die einzelnen Terme der vertikal und zonal integrierten zonalen Impulsbilanz und bestätigen sowohl die Balance 2.10 als auch die Vorstellung, daß im Antarktischen Zirkumpolarstrom in erster Line der Interfacial-Form-Stress für den vertikalen Fluß des zonalen Impulses verantwortlich ist. Beides wird auch von Wolff et al. (1991) und Völker (1995) in quasigeostrophischen Modellen nachvollzogen. Während die Ergebnisse der grobauflösenden Modelle von Gill & Bryan (1971) und Cai & Baines (1996) (aufgrund der zu hoch angesetzten Koeffizienten für die turbulente Viskosität) nicht die obige Balance 2.10 wiedergeben, finden Gent et al. (1999) auch in ihren grobauflösenden Modellen (jedoch mit höherer Auflösung als in Gill & Bryan (1971) und Cai & Baines (1996)) die von Munk & Palmén (1951) vermutete Balance aus zonalem Windschub und Bottom-Form-Stress.

In verschiedenen Ansätzen wurde der vertikale Fluß des zonalen Impulses mittels des zonalen barotropen Transportes parametrisiert und aus der Balance 2.10 eine quantitative Abschätzung für den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms vorgenommen (vgl.: Rintoul et al., 1999). Mit der Parameterisierung von Johnson & Bryden (1989) ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des barotropen Transportes des Antarktischen Zirkumpolarstroms von der Quadratwurzel des zonalen Windschubes. Diese Abhängigkeit wurde von Gent et al. (1999) in grobauflösenden Modellen getestet, und das Ergebnis ist negativ. Sie fanden keine lineare Beziehung zwischen dem Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms und der Wurzel des zonalen Windstress.

Die Balance 2.10 aus zonalem Windstress und Bottom-Form-Stress sowie das Konzept des vertikalen Impulsflusses mittels des Interfacial-Form-Stresses wird in vielen Modellen gut bestätigt (vgl.: Rintoul et al., 1999). Dennoch ist fraglich, ob die Balance 2.10 geeignet ist, um zu einer Aussage über die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms zu gelangen (vgl.: Gnanadesikan & Hallberg, 1999). In Olbers & Wübbler (1991) und Olbers et al. (1992) wird vorgeschlagen, daß der Bottom-Form-Stress den direkten Effekt des Windstress auf die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms kompensiert, und daß der eigentliche Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms von horizontalen Differenzen in der baroklinen potentiellen Energie verursacht wird (siehe Abschnitt 2.5).



## 2.4 Die Deacon-Zelle und der Drake-Passagen-Effekt

Stevens & Ivchenko (1997) und Olbers (1998) folgend kann das vertikale und zonale Integral der zonalen Impulsbilanz aus Gleichung 2.10 für die geographischen Breiten der Drake-Passage in drei vertikale Integrale unterteilt werden: Ein Integral beinhaltet die Ekman-Schicht und verläuft von der Oberfläche  $z = 0$  bis zur Tiefe der Ekman-Schicht  $z = -E$  (siehe Gleichung 2.11), ein weiteres Integral (Gleichung 2.13) erfaßt die Transporte zwischen dem Meeresboden  $z = -H(x, y)$  und der Tiefe  $z = -D$ , wobei  $D = \text{MIN}(H(x, y))$  die Tiefe der flachsten Stelle der Drake-Passage ist, und das dritte Integral (Gleichung 2.12) deckt die verbleibende mittlere Schicht von  $z = -D$  bis  $z = -E$  ab.

$$\oint_{f=\text{cst.}} \int_{z=-E}^{z=0} v \, dz \, dx = -\frac{1}{f \rho_0} \oint_{f=\text{c}} \tau^x \, dx \quad (= T_{\text{Ek}}) \quad (2.11)$$

$$\oint_{f=\text{cst.}} \int_{z=-D}^{z=-E} v \, dz \, dx = 0 \quad (2.12)$$

$$\oint_{f=\text{cst.}} \int_{z=-H}^{z=-D} v \, dz \, dx = -\frac{1}{f \rho_0} \oint_{f=\text{c}} p_b \frac{\partial H}{\partial x} \, dx \quad (= -T_{\text{Ek}}) \quad (2.13)$$

Das Integral über die oberste Schicht (Gleichung 2.11) ergibt den durch Windschub bedingten Ekman-Transport  $T_{\text{Ek}}$ . Der nordwärtige Ekman-Transport der geographischen Breiten der Drake-Passage muß (wenn man von vernachlässigbaren Effekten der lateralen Reibung sowie Bodenreibung absieht) durch südwärtige geostrophische Transporte unterhalb der Ekman-Schicht kompensiert werden. Oberhalb der Tiefe  $z = -D$  sind keine topographischen Hindernisse zu finden, und das geschlossene zonale Integral des zonalen Druckgradienten verschwindet dort identisch. Somit sind oberhalb  $z = -D$  keine zonal integrierten meridionalen geostrophischen Transporte möglich (Gleichung 2.12). Der gesamte Ekman-Transport der obersten Schicht muß durch geostrophische Transporte in der tiefen Schicht von  $z = -H$  bis  $z = -D$  ausgeglichen werden (Gleichung 2.13).

In der zonal integrierten Betrachtung ergibt sich somit eine tiefe meridionale Zirkulationszelle in den geographischen Breiten der Drake-Passage. Diese meridionale Zirkulationszelle ist bekannt unter dem Namen "Deacon-Zelle" und setzt sich zusammen aus einem Transport  $T_{(z=-E \text{ bis } z=0)} = T_{\text{Ek}}$  in der Ekman-Schicht, einem Transport  $T_{(z=-H \text{ bis } z=-D)} = -T_{\text{Ek}}$  im tiefen Ozean und vertikalen Transporten nördlich und südlich der Drake-Passage, um die meridionale Zirkulationszelle zu schließen. Mittels des zonal integrierten meridionalen Massentransportes  $\Phi$  kann die Deacon-Zelle geeignet dargestellt werden (vgl.: Abbildung 4.10).  $\Phi$  wird dabei definiert durch:

$$\Phi(y, z) = - \int_{z_1=-H}^{z_1=z} \int_{x=x_{\text{west}}}^{x=x_{\text{ost}}} v(x, y, z_1) \, dx \, dz_1 \quad (2.14)$$

Unter anderem weisen Döös & Webb (1994) auf den Unterschied zwischen dem auf Flächen gleicher Tiefe zonal integrierten Transport und dem auf Flächen gleicher potentieller Dichte zonal integrierten Transport hin und diskutieren anhand des hochauflösenden Modells FRAM, inwiefern die Deacon-Zelle ein Artefakt der zonalen Integration ist. Döös & Webb (1994) kommen zu dem Ergebnis, daß mit der Deacon-Zelle ein tatsächlicher vertikaler Fluß des Drehimpulses verbunden ist, der einen Anteil des dem Ozean durch  $\text{curl}_z(\vec{\tau})$  zugefügten Drehimpulses in die Tiefe befördern kann, wo er über den Bottom-Torque aus dem Ozean entfernt wird. Andererseits ist die Deacon-Zelle in einem auf Flächen gleicher potentieller Dichte zonal integrierten Bild deutlich schwächer ausgeprägt und weit weniger tiefreichend. Mit der Deacon-Zelle ist daher kein nennenswerter diapkykner Massentransport verbunden.

In Toggweiler & Samuels (1993, 1995, 1998) wird anhand eines globalen grobauflösenden Modells die Vorstellung entwickelt, daß die Wassermassen, die in der geographischen Breite der Drake-Passage durch den Ekman-Transport nach Norden transportiert werden, bis in den Nordatlantik vordringen und dort an der Bildung des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) beteiligt sind. Toggweiler & Samuels (1993, 1995, 1998) schlagen vor, daß über diesen Mechanismus die Bildungsrate des Nordatlantischen Tiefenwassers von den südlichen Westwinden beeinflusst wird und prägen hierfür den Begriff des Drake-Passagen-Effektes.

Über den Drake-Passagen-Effekt können die südlichen Westwinde der geographischen Breiten der Drake-Passage einen erheblichen Einfluß auf die globale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt haben. Gnanadesikan (1999) greift die Vorstellung von Toggweiler & Samuels (1993, 1995, 1998) auf und entwickelt auf dieser Grundlage ein einfaches Model zur Berechnung der Tiefe der Pyknokline aus den südlichen Westwinden, der Wirbelaktivität in dem Bereich des Antarktischen Zirkumpolarstroms und einer sogenannten Diffusivität der Pyknokline.

In Rahmstorf & England (1997) wird der Drake-Passagen-Effekt mittels eines gekoppelten Ozean-GCM<sup>I</sup>-Atmosphären-EBM<sup>II</sup>-Modells kritisch diskutiert. In diesem Modell erscheinen die meridionale Zirkulationszelle des Nordatlantischen Tiefenwassers und der Ekman-Transport der Breiten der Drake-Passage als weitgehend voneinander unabhängig, wodurch die Relevanz des Drake-Passagen-Effektes relativiert wird.

Für die spätere Diskussion dieser Arbeit bleibt die Frage interessant, inwiefern und auf welche Weise die südlichen Westwinde die großräumige Verteilung der thermohalinen Eigenschaften beeinflussen können.

---

<sup>I</sup>General Circulation Model

<sup>II</sup>Energy Balance Model

## 2.5 Der thermohaline Antrieb und der JEBAR-Term

In den letzten 10 Jahren hat sich die Einsicht durchgesetzt, daß der Antarktische Zirkumpolarstrom nicht notwendigerweise direkt durch die südlichen Westwinde angetrieben werden muß. Mittels des sogenannten "Joint Effect of Baroclinicity and Relief" (JEBAR) kann eine barotrope Strömung auch durch horizontale Differenzen in der Dichteschichtung an topographischen Hindernissen angetrieben werden. Im folgenden soll kurz auf den möglichen thermohalinen Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms und den JEBAR-Term eingegangen werden.

Gill & Bryan (1971) fanden in einem grobauflösenden Atlantikmodell mit idealisierter Geometrie Hinweise auf einen Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms durch Dichteunterschiede zwischen den bodennahen Schichten östlich und westlich der Drake-Passage. England (1993) und Cai (1994) untersuchten in ihren grobauflösenden globalen Modellen u.a. die barotrope Strömung eines nur durch Oberflächen-Restoring thermohalinen angetriebenen Ozeans. Sie erhielten auch ohne expliziten Windantrieb einen Antarktischen Zirkumpolarstrom mit barotropen Transporten von realistischer Größenordnung. Am Beispiel des Golfstroms wurde in Holland (1973) sowie in Greatbatch et al. (1991) die Idee von durch JEBAR angetriebenen barotropen Transporten entwickelt, und in England (1993) wird das Konzept von JEBAR auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom angewendet.

Durch Bildung der Rotation der vertikal gemittelten Impulsbilanz 5.1 ergibt sich für die nicht-viskose stationäre barotrope Strömung eines inhomogenen Ozeans die folgende Vorticity-Balance:

$$\frac{\beta}{H} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + f \mathcal{J} \left( \Psi, \frac{1}{H} \right) = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \frac{1}{\rho_0} \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{H} \right) \quad (2.15)$$

Die nichtlinearen Terme wurden vernachlässigt.

Als zusätzlichen Term zu der Vorticity-Balance 2.5 des homogenen Ozeans erhält man in der Vorticity-Balance 2.15 des inhomogenen Ozeans den JEBAR-Term:

$$\text{JEBAR} = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) \quad (2.16)$$

mit der baroklinen potentiellen Energie  $\chi$ :

$$\chi = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 z \rho \, dz \quad (2.17)$$

$\rho$  bezeichnet dabei die In-Situ-Dichte.

In Mertz & Wright (1992) werden folgende physikalische Betrachtungsweisen des JEBAR-Terms diskutiert:

1. Der JEBAR-Term stellt einen Korrekturterm in der Berechnung des topographischen Vortex-Stretchings dar. Mit ihm wird berücksichtigt, daß der Term  $f \mathcal{J}(\Psi, \frac{1}{H})$  vertikal gemittelte Geschwindigkeiten anstatt der Geschwindigkeiten am Boden verwendet.
2. Wird die Dichteverteilung als vorgegeben betrachtet, so tritt der JEBAR-Term als ein Antriebsterm in der Vorticity-Balance auf, und mit ihm können Transporte über die geostrophischen  $f/H$ -Konturen bzw. eine Entkopplung der barotropen Strömung von den geostrophischen Konturen erklärt werden. Von dieser Sichtweise wird u.a. in England (1993), McDermott (1996), Olbers & Wübbler (1991) und Olbers et al. (1992) Gebrauch gemacht.

Cane et al. (1998) greifen die Idee auf, daß topographische Effekte durch Effekte einer stabilen Dichteverteilung kompensiert werden können. Sie zeigen, daß sich mit der Annahme einer "layer of no motion" eine Dichteverteilung ergibt, mit der die Terme, die topographische Effekte beinhalten, durch den JEBAR-Term näherungsweise aufgehoben werden und somit die Sverdrup-Balance 2.3 auch in einem Ozean mit nicht-flachem Boden in guter Näherung gültig sein kann. Greatbatch et al. (1991) spalten den JEBAR-Term in zwei Anteile auf, von denen der erste topographische Hindernisse kompensiert, und der zweite wie ein Antriebsterm in der Vorticity-Balance wirkt. In Marshall (1995) wird eine quantitative Abschätzung dafür vorgenommen, wie stark der die Topographie kompensierende Effekt der Dichteschichtung sein kann.

In der Diskussion in Kapitel 5 betrachte ich die Dichteschichtung als weitgehend von der Topographie unbeeinflusst und behandle den JEBAR-Term daher als einen eigenständigen Antriebsterm für Transporte über die geostrophischen Konturen.

## 2.6 Indirekte Effekte des Windschubes

In Abschnitt 2.4 finden sich Hinweise darauf, daß die großräumige Dichteverteilung durch die südlichen Westwinde beeinflusst werden kann. Im vorangegangenen Abschnitt 2.5 wurden mittels des JEBAR-Terms Effekte der Dichteverteilung auf die barotropen Transporte durch die Drake-Passage diskutiert. Dies legt die Idee eines indirekten Effektes der südlichen Westwinde auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms nahe.

Olbers & Wübbler (1991); Olbers et al. (1992) schlagen vor, daß die direkte Wirkung des zonalen Windschubes auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms durch den Bottom-Form-Stress kompensiert wird und erklären stattdessen den

barotropen Transport durch die Drake-Passage mit der baroklinen Dichteschichtung und dem JEBAR-Term. Olbers et al. (1992) diskutieren zwei mögliche Effekte des Windschubes auf die barokline Dichteschichtung:

1. Von dem Windschub ( $\tau^x, \tau^y$ ) wird eine barokline Stömung ( $u, v$ ) angetrieben. Durch die Bodentopographie werden Vertikalgeschwindigkeiten induziert, die zu einer veränderten baroklinen Dichteschichtung führen.
2. Durch die windgetriebene Deacon-Zelle wird die Auslenkung der Isopyknen verändert und der meridionale Gradient der baroklinen potentiellen Energie verstärkt.

In ihrer weiteren Diskussion der indirekten Effekte des Windschubes auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms konzentrieren sich Olbers et al. (1992) auf den ersten der beiden Effekte. In der Diskussion dieser Arbeit werde ich auf den zweiten Effekt Bezug nehmen (siehe Abschnitt 5.2).

Cai & Baines (1996) führten mit einem grobauflösenden globalen Modell verschiedene Experimente durch, in denen sie den Ozean a) nur mit einem thermohalinen Antrieb durch Oberflächen-Restoring und b) gleichzeitig sowohl mit einem thermohalinen Antrieb als auch mit Windschub antrieben. Sie fanden in ihren Experimenten mit Windschub zum einen eine verstärkte Bildung von Antarktischem Bodenwasser und zum anderen einen erheblich verstärkten Antarktischen Zirkumpolarstrom. Aus ihrer Analyse der zonalen Impulsbilanz schlossen Cai & Baines (1996) auf einen vorwiegend thermohalin getriebenen Antarktischen Zirkumpolarstrom. Der Windschub hat in dieser Analyse einen indirekten Effekt auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom, indem er zu einer vermehrten Bildung von Antarktischem Bodenwasser und somit zu einer Verstärkung des thermohalinen Antriebes führt.

McDermott (1996) skizziert anhand eines grobauflösenden Modells mit idealisierter Geometrie einen indirekten Windeffekt wie folgt: Die Ekman-Divergenz südlich der Drake-Passage befördert Nordatlantisches Tiefenwasser an die Oberfläche, das andernfalls in nördlicheren Breiten durch die Pyknokline an die Oberfläche gelangen müßte. Dies führt nördlich der Drake-Passage zu einem abgeschwächten vertikalen Transport von Nordatlantischem Tiefenwasser an die Oberfläche und infolge der veränderten thermohalinen Balance zu einer Absenkung der Pyknoklinen. Hierdurch wird der meridionale Gradient der baroklinen potentiellen Energie verstärkt, was aufgrund des JEBAR-Terms einen verstärkten barotropen Transport durch die Drake-Passage zur Folge hat.

In einem Zwei-Schichten-Modell mit einer Parametrisierung der Tiefe der Pyknokline mittels eines sogenannten Mechanismus des Interface-Restorings untersuchen Gnanadesikan & Hallberg (1999) den Einfluß der südlichen Westwinde auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom: Verstärkte südliche Westwinde führen zu einer tieferen Pyknokline

nördlich der Drake-Passage und somit zu einem verstärkten meridionalen Druckgradienten in den Breiten der Drake-Passage. Über die Thermische Windbalance und die Annahme geringer Bodengeschwindigkeiten errechnen Gnanadesikan & Hallberg (1999) hieraus den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms und entwickeln eine Vorstellung indirekter Windeffekte ähnlich zu der von McDermott (1996). Mit einem globalen grobauflösenden Modell wird diese Vorstellung in Gnanadesikan & Hallberg (1999) weiter unterstützt.

## 2.7 Numerische Modelle und Auflösung

Analytische Lösungen der Bewegungsgleichungen sind in der Ozeanographie nur für sehr stark idealisierte Situationen möglich. In der Regel muß zur Lösung der Bewegungsgleichungen auf numerische Verfahren zurückgegriffen werden. Trotz verschiedener prinzipieller und technischer Probleme mit numerischen Modellen gibt es dabei z.B. folgende mögliche Gründe, solche Modelle zu verwenden:

1. Messungen der Wassermasseneigenschaften und Geschwindigkeiten im tiefen Ozean sind sehr aufwendig, und die räumliche und zeitliche Dichte der Meß-Daten ist für einige Zwecke unbefriedigend. Mit numerischen Modellen kann versucht werden, fehlende Meß-Daten durch Modell-Daten zu ergänzen (Inverse Modellierung).
2. Numerische Modelle ermöglichen es, Experimente für verschiedene hypothetische (auch kontrafaktische) Bedingungen durchzuführen und das Verhalten des Modell-Ozeans unter diesen Bedingungen zu untersuchen. Hiermit kann das Verständnis der Prozesse des Ozeans vertieft werden. Dies ist der Ansatz der vorliegenden Arbeit: Mit einem idealisierten numerischen Modell sollen die prinzipiellen Mechanismen untersucht werden, von denen der barotrope Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms bestimmt wird.
3. Mit hinreichend validierten Modellen kann versucht werden, Aussagen über das zukünftige Verhalten des Ozeans zu gewinnen.

Numerische Modelle unterscheiden sich u.a. bezüglich ihrer Auflösung. Sowohl grobauflösende Modelle mit einer Gitterweite von wenigen Grad in der geographischen Länge und Breite, als auch hochauflösende Modelle mit einer Gitterweite kleiner als der barokline Rossby-Radius haben jeweils unterschiedliche Vor- und Nachteile:

1. Grobauflösende Modelle benötigen aus Gründen der numerischen Stabilität turbulente Reibungskoeffizienten, die deutlich über den für realistisch gehaltenen Werten liegen, womit in den Impuls- und Vorticity-Balancen die Reibungseffekte überschätzt werden (vgl.: Wolff et al., 1991; Rintoul et al., 1999) (siehe auch Abschnitt 2.2

und 2.3). Um mögliche Effekte von Wirbeln auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom zu untersuchen, müssen hochauflösende Modelle verwendet werden (vgl.: Best et al., 1999).

2. Hochauflösende Modelle sind sehr rechenaufwendig und können in der Regel nicht hinreichend lange integriert werden, um ein thermohalines "Gleichgewicht" (d.h.: die wesentlichen Anpassungsprozesse sind abgeschlossen) zu erreichen. Thermohaline Prozesse haben einen entscheidenden Einfluß auf den Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms, und diese Prozesse können nur in Modellen mit einer Integrationszeit von mehreren Jahrzehnten bis Jahrtausenden untersucht werden (vgl.: Gent et al., 1999).

Da in dieser Arbeit u.a. auch der thermohaline Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms untersucht werden soll, wird im folgenden ein grobauflösendes Modell verwendet, das im nächsten Kapitel beschrieben wird.

## 3 Beschreibung des Modells

Im folgenden findet sich eine Beschreibung des Ozeanmodells, der Modellkonfigurationen dieser Arbeit, der Wahl der atmosphärischen Randbedingungen und der experimentellen Strategie in der Variation des atmosphärischen Antriebs.

### 3.1 Das GFDL-Ozeanmodell MOM 2

Das in dieser Arbeit verwendete Modell MOM 2 (Modular Ocean Model, Version 2) des Geophysical Fluid Dynamic Laboratory (GFDL) basiert auf Arbeiten von Bryan (1969) und Cox (1984) und wurde von Pacanowski (1995) zu der hier verwendeten Version erweitert. Es enthält einige Näherungen, die es besonders geeignet machen, großräumige Prozesse mit langen Zeitskalen zu modellieren. Im folgenden soll das Modell kurz dargestellt werden.

#### 3.1.1 Die Modellgleichungen

Grundlage des Modells sind die Flachwassergleichungen, abgeleitet aus den Navier-Stokes-Gleichungen. Eine ausführliche Diskussion der für die Flachwassergleichungen verwendeten Näherungen befindet sich in Müller & Willebrand (1989):

- In der **Boussinesq-Approximation** wird die partielle Zeitableitung in der Kontinuitätsgleichung vernachlässigt, womit Schallwellen unterdrückt werden und in den Trägheitstermen der Impulsgleichungen eine konstante Dichte verwendet.
- In der **sphärischen Approximation** werden die Geopotentialflächen als Kugelflächen angenommen, eine räumlich konstante Erdbeschleunigung verwendet und radiale Variationen der metrischen Koeffizienten vernachlässigt (**thin shell-Approximation**).
- In der **traditionellen Approximation** werden lokale horizontale Komponenten der Erdrotation vernachlässigt, wodurch die von der Vertikalgeschwindigkeit abhängige Komponente der Corioliskraft verschwindet.



- Die **hydrostatische Näherung** nimmt ein Gleichgewicht aus Schwerkraft und vertikalem Gradienten des Druckes an. Sie vernachlässigt in der vertikalen Impulsbilanz die lokale vertikale Beschleunigung und alle weiteren von der Vertikalgeschwindigkeit abhängigen Terme. Hierdurch wird Konvektion nicht mehr explizit aufgelöst.

Die verwendeten Gleichungen sind:

- Die horizontalen Impulsgleichungen für die zonale Geschwindigkeit  $u$  und die meridionale Geschwindigkeit  $v$ :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathcal{L}u = \frac{uv \tan \phi}{R_e} + fv - \frac{1}{\rho_0 R_e \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_m \frac{\partial u}{\partial z} \right) + F^\mu \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathcal{L}v = \frac{u^2 \tan \phi}{R_e} - fu - \frac{1}{\rho_0 R_e} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_m \frac{\partial v}{\partial z} \right) + F^\nu \quad (3.2)$$

mit dem Advektionsoperator:

$$\mathcal{L}(\alpha) = \frac{1}{R_e \cos \phi} \frac{\partial (u \alpha)}{\partial \lambda} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial (\cos \phi v \alpha)}{\partial \phi} + \frac{\partial (w \alpha)}{\partial z} \quad (3.3)$$

der Vertikalgeschwindigkeit  $w$ , dem Coriolisparameter  $f$ , dem Erdradius  $R_e$ , dem Druck  $p$ , der Referenzdichte  $\rho_0$ , der vertikalen turbulenten Viskosität  $\kappa_m$ , den horizontalen turbulenten Reibungstermen  $F^\mu$  und  $F^\nu$  (siehe Unterabschnitt 3.1.2 und Tabelle 3.4), dem Breitengrad  $\phi$ , dem Längengrad  $\lambda$  und der Tiefe  $z$ .

- die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{R_e \cos \phi} \left( \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial (\cos \phi v)}{\partial \phi} \right) \quad (3.4)$$

- das hydrostatische Gleichgewicht:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (3.5)$$

mit der Dichte  $\rho$

- die Erhaltungsgleichungen für die potentielle Temperatur  $\theta$  und den Salzgehalt  $S$ :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathcal{L}\theta = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \nabla_h \cdot (A_h \nabla_h \theta) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \mathcal{L}S = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_h \frac{\partial S}{\partial z} \right) + \nabla_h \cdot (A_h \nabla_h S) \quad (3.7)$$

mit den horizontalen bzw. vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten  $A_h$  bzw.  $\kappa_h$

- und die Zustandsgleichung in einer Polynomapproximation dritten Grades von Bryan & Cox (1972):

$$\rho = \rho(\theta, S, p) \quad (3.8)$$

### 3.1.2 Parametrisierung kleinskaliger Prozesse

Die oben angegebenen Näherungen sind für großräumige Prozesse, bei denen die horizontale Längenskala deutlich größer als die vertikale Längenskala ist, gerechtfertigt, und nur solche werden mit dem verwendeten Modell explizit aufgelöst. Prozesse, die auf kleineren horizontalen Längenskalen ablaufen, müssen parametrisiert werden.

Dies geschieht in den obigen Gleichungen zum einen für die turbulenten Transporte des Impulses, der Temperatur und des Salzgehaltes mittels der Annahme der turbulenten Viskosität. Parameter hierfür sind die Koeffizienten der turbulenten horizontalen und vertikalen Viskosität  $A_m$  und  $\kappa_m$ , der horizontale turbulente Diffusionskoeffizient  $A_h$  und der vertikale turbulente Diffusionskoeffizient  $\kappa_h$ . Die molekularen Transporte sind dabei viel kleiner als die turbulenten und werden daher vernachlässigt.

Die horizontalen Reibungsterme  $F^\mu$  und  $F^\nu$  sind dabei:

$$F^\mu = \nabla_h \cdot (A_m \nabla_h u) + A_m \left( \frac{(1 - \tan^2 \phi) \cdot u}{R_e} - \frac{2 \sin \phi}{R_e^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) \quad (3.9)$$

$$F^\nu = \nabla_h \cdot (A_m \nabla_h v) + A_m \left( \frac{(1 - \tan^2 \phi) \cdot v}{R_e} - \frac{2 \sin \phi}{R_e^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) \quad (3.10)$$

Ein anderer kleinskaliger Prozeß ist die Konvektion, die aufgrund der hydrostatischen Näherung nicht in den Modellgleichungen realisiert ist. In der verwendeten Konfiguration von MOM 2 wird die Konvektion dargestellt, indem eine statisch instabile Wassersäule komplett durchmischt wird.

### 3.1.3 Randbedingungen des Modells

Eine ausführliche Beschreibung der Randbedingungen des GFDL-Modells befindet sich in Gerdes (1988) und sei hier im wesentlichen wiedergegeben:

- Beckenrand und Boden ( $z = H$ ) sind undurchlässig:

$$\vec{u}_{\perp} = 0 \quad (\text{an den seitlichen Rändern}) \quad (3.11)$$

$$w = -\frac{u}{R_e \cos \phi} \frac{\partial H}{\partial \lambda} - \frac{v}{R_e} \frac{\partial H}{\partial \phi} \quad (\text{am Boden}) \quad (3.12)$$

( $\vec{u}_{\perp}$  ist die horizontale Geschwindigkeit senkrecht zu den seitlichen Rändern.)

- Die Vertikalgeschwindigkeit an der Oberfläche wird auf Null gesetzt ("rigid lid"-Approximation):

$$w = 0 \quad (\text{an der Oberfläche}) \quad (3.13)$$

- An den seitlichen Rändern werden alle horizontalen Geschwindigkeiten auf Null gesetzt ("no slip"-Bedingung):

$$\vec{u}_{\parallel} = 0 \quad (\text{an den seitlichen Rändern}) \quad (3.14)$$

( $\vec{u}_{\parallel}$  ist die horizontale Geschwindigkeit parallel zu den seitlichen Rändern.)

- Es findet kein Impulstransport durch den Boden statt ("free slip"-Bedingung).

$$\kappa_m \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} = 0 \quad (\text{am Boden}) \quad (3.15)$$

Bodenreibung kann zwar mit der Annahme der Stetigkeit des Impulsflusses implementiert werden, doch ist in der hier verwendeten Konfiguration keine Bodenreibung angenommen.

- Zur Parametrisierung des Windschubs wird an der Oberfläche von der Stetigkeit des Impulsflusses Gebrauch gemacht:

$$\kappa_m \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} = \frac{1}{\rho_0} \vec{\tau} \quad (\text{an der Oberfläche}) \quad (3.16)$$

wobei  $\vec{\tau}$  die Windschubspannung ist.

- Es findet kein Wärme- und kein Salztransport durch den Boden und die seitlichen Berandungen statt.
- An der Oberfläche wird der Ozean an vorgegebene Wärme- und Süßwasserflüsse angekoppelt, wobei der Süßwasserfluß durch einen äquivalenten Salzfluß dargestellt wird. Eine Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten thermohalinen Oberflächenrandbedingungen findet sich in Abschnitt 3.3.

### 3.1.4 Die "rigid lid"-Approximation

Mittels der "rigid lid"-Approximation wird zweierlei erreicht (siehe hierzu: Bryan (1969), Cox (1984), Gerdes (1988) und Pacanowski (1995)):

1. **Externe Schwerewellen** werden herausgefiltert, indem zwar Druckvariationen an der Oberfläche zugelassen werden, jedoch die kinematischen Effekte veränderlicher Oberflächenauslenkung unterdrückt werden. Ebenfalls werden dabei lange externe Rossbywellen verlangsamt, indem der externe Rossby-Radius gleich Null wird und damit die Dispersionsrelation für externen Rossbywellen verändert wird. Durch diese Näherung wird die Zirkulation des Ozeans im Gleichgewichtszustand nicht beeinträchtigt (vgl.: Bryan (1969)). Externe Schwerewellen und Rossbywellen sind die schnellsten Wellen, die in den Flachwassergleichungen enthalten sind, und durch ihre Beseitigung kann die Rechengeschwindigkeit des Modells deutlich erhöht werden. In dem System bleiben folgende Wellenprozesse enthalten: Interne Schwerewellen, interne Rossby-Wellen und Trägheitswellen (vgl.: Gerdes (1988)).
2. Die "rigid lid"-Approximation ermöglicht ein Verfahren zur Lösung der Modellgleichungen ohne den **Oberflächendruck** explizit zu berechnen (vgl.: Bryan (1969)). Mit der "rigid lid"-Approximation (3.13) und der Randbedingung für die Vertikalgeschwindigkeit am Boden (3.12) kann die vertikal integrierte Version der Kontinuitätsgleichung (3.4) mit einer divergenzfreien barotropen Strömung  $(\bar{u}, \bar{v})$  erfüllt werden. Es läßt sich eine barotrope Stromfunktion  $\Psi$  definieren:

$$\bar{u} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 u \, dz = -\frac{1}{H R_e} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \quad (3.17)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 v \, dz = \frac{1}{H R_e \cos \phi} \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda}$$

Durch vertikale Mittelung und anschließender Bildung der Rotation der horizontalen Impulsgleichungen (3.1) und (3.2) erhält man unter Verwendung von (3.5), (3.16) und (3.17) eine prognostische Gleichung für die Stromfunktion  $\Psi$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \left( \frac{1}{H} \nabla \Psi \right) + \mathcal{J} \left( \Psi, \frac{f}{H} \right) = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \quad (3.18)$$

mit der Jacobi-Determinante:

$$\mathcal{J}(A, B) = \frac{1}{R_e^2 \cos \phi} \left( \frac{\partial A}{\partial \lambda} \frac{\partial B}{\partial \phi} - \frac{\partial B}{\partial \lambda} \frac{\partial A}{\partial \phi} \right), \quad (3.19)$$

der baroklinen potentiellen Energie:

$$\chi = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 z \rho \, dz \quad (3.20)$$

und den nichtlinearen sowie horizontalen Reibungstermen zusammengefaßt in  $\vec{G}$ :

$$G^\lambda = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 \left[ \mathcal{L}u - \frac{uv \tan \phi}{R_e} - F^\mu \right] dz \quad (3.21)$$

$$G^\phi = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 \left[ \mathcal{L}v - \frac{u^2 \tan \phi}{R_e} - F^\nu \right] dz$$

Gleichung 3.18 enthält keinen expliziten Term für den barotropen Druck. Unter Verwendung der weiteren Randbedingungen aus Unterabschnitt 3.1.3 kann der barotrope Anteil der Strömung  $(\bar{u}, \bar{v})$  berechnet werden.

Ebenfalls wird der barokline Anteil  $(\hat{u}, \hat{v})$  der Strömung berechnet. Hierfür ist nur die durch die hydrostatische Balance (3.5) gegebene vertikale Variation des Druckes von Bedeutung, so daß auch der barokline Anteil ohne Berücksichtigung des Oberflächendruckes berechnet werden kann.

Die gesamte Strömung  $(u, v)$  ergibt sich schließlich aus:

$$(u, v) = (\bar{u}, \bar{v}) + (\hat{u}, \hat{v}) \quad (3.22)$$

### 3.1.5 Die Methode der asynchronen Zeitintegration

Da im Ozean die Anpassungsprozesse an den Gleichgewichtszustand (das ist der Zustand, in dem alle wesentlichen Anpassungsprozesse abgeschlossen sind und in dem sich die zeitlich gemittelten Größen nicht mehr wesentlich ändern) auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen, kann die numerische Integration zum Gleichgewicht sehr rechenaufwendig werden. Der Methode der asynchronen Zeitintegration folgend können im GFDL-Modell MOM 2 für unterschiedliche Prozesse unterschiedliche Integrationszeitschritte verwendet werden, wodurch das Spektrum der Zeitskalen komprimiert und somit der Rechenaufwand verkleinert werden kann. Mit dieser Methode wird das betrachtete physikalische System durch ein anderes physikalisches System mit einem anderen zeitabhängigen Verhalten ersetzt, von dem aber angenommen wird, daß es zu ähnlichen Gleichgewichtszuständen führt. Eine ausführliche Diskussion dieser Methode befindet sich in Bryan (1984). In Gerdes (1988) und Lohmann (1996) wird auch für eine Gültigkeit der asynchronen Zeitintegration für langsam verlaufende Prozesse (Zeitskalen von wenigen Jahren) argumentiert.

## 3.2 Das Modellgebiet

Zwei Modelle mit grober Auflösung sowie idealisierter Geometrie und Topographie bilden die Grundlage für die vorliegende Arbeit:

- Ein **regionales Modell** beschränkt sich auf den atlantischen Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms. Dieses Modell benötigt wenig Rechenzeit und ermöglicht viele Experimente mit unterschiedlichem atmosphärischen Antrieb.
- Das **idealisierte Atlantikmodell** beinhaltet neben dem atlantischen Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms auch einen idealisierten Atlantik bis  $80^\circ$  Nord. Hierdurch kann der Einfluß der atlantischen Wassermassen auf das regionale Gebiet unmittelbar in der Nähe des Antarktischen Zirkumpolarstroms abgeschätzt werden.

Die horizontale Auflösung beider Modelle ist  $2^\circ \times 2^\circ$ . Vertikal werden  $5700\text{ m}$  Tiefe mit 15 Schichten aufgelöst, wobei die Dicke der Schichten von  $30\text{ m}$  an der Oberfläche auf  $730\text{ m}$  am Boden zunimmt. Die Modellgeometrie ist ähnlich der Geometrie aus Gill & Bryan (1971).

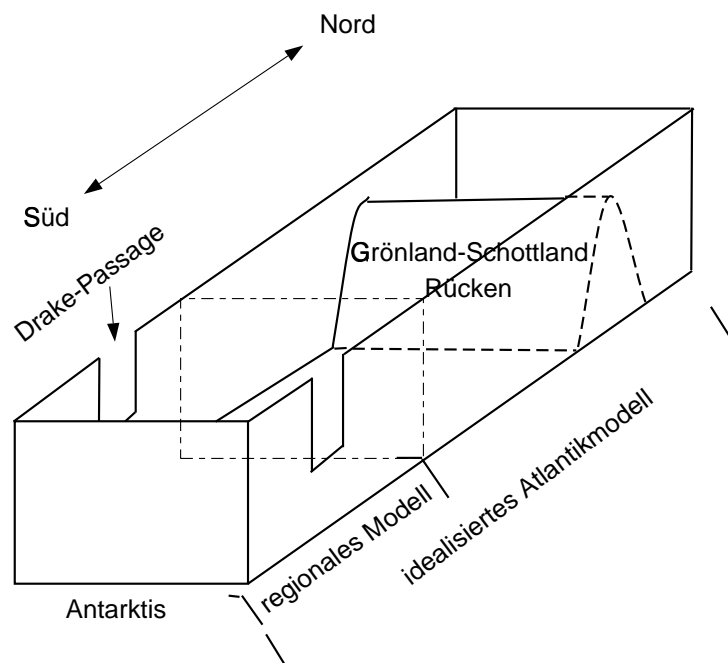


Abbildung 3.1: Die idealisierte Modellgeometrie beider Modelle

### 3.2.1 Das regionale Modell

In den Abbildungen 3.1 und 4.7 ist die idealisierte Geometrie des regionalen Modells zu erkennen. Das Modellgebiet wird bei  $74^\circ$  Süd und  $34^\circ$  Süd meridional durch feste Wände begrenzt. Bei  $60^\circ$  West und  $10^\circ$  Ost befinden sich feste Wände, die als zonale Begrenzung dienen. Zwischen  $62^\circ$  Süd und  $42^\circ$  Süd befindet sich als idealisierte Drake-Passage in diesen Wänden ein Durchlaß von  $3000\text{ m}$  Tiefe. Dort wird der zonale Transport nicht durch Wände begrenzt, so daß sich ein Antarktischer Zirkumpolarstrom ausbilden kann. Auf den geographischen Breiten der Drake-Passage sind die zonalen Ränder bei  $62^\circ$  West und  $12^\circ$  Ost durch zyklische Randbedingungen verbunden.

Die Tiefe des Meeresbodens beträgt im gesamten Modellgebiet  $5700\text{ m}$  - außer direkt an der Drake-Passage in den Gitterzellen bei  $61^\circ$  West und  $11^\circ$  Ost von  $62^\circ$  Süd bis  $42^\circ$  Süd. Dort befindet sich die Drake-Passage von  $3000\text{ m}$  Tiefe.

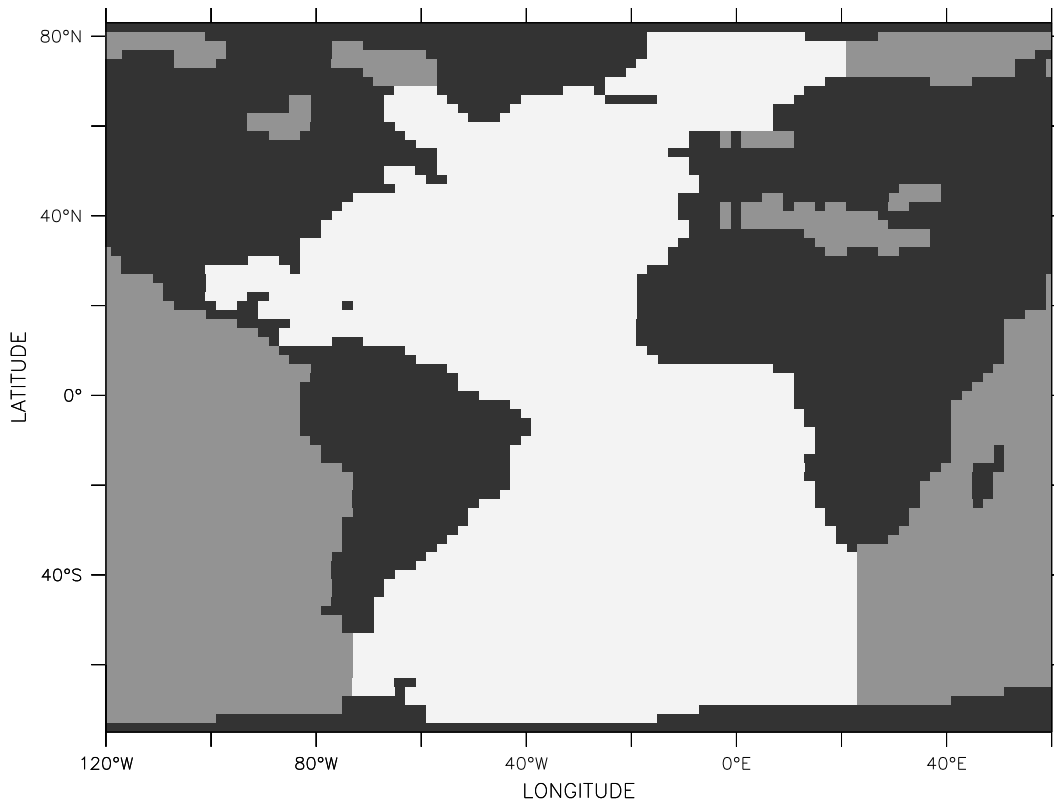
### 3.2.2 Das idealisierte Atlantikmodell

Die Geometrie des idealisierten Atlantikmodells geht aus den Abbildungen 3.1 und 4.24 hervor. Im Unterschied zum regionalen Modell befindet sich die nördliche Begrenzung des Modells hier bei  $80^\circ$  Nord.

Die Bodentopographie im südlichen Ozean ist identisch mit der des regionalen Modells. Bei  $66^\circ$  Nord befindet sich darüber hinaus ein gaußförmig idealisierter, zonaler Grönland-Schottland-Rücken, der die tiefen Wassermassen des Atlantiks von denen des Nordmeeres trennt (siehe auch Abbildung 4.26).

### 3.3 Atmosphärische Randbedingungen

Beide Modelle dieser Arbeit sind reine Ozean-Modelle ohne explizite atmosphärische Komponente. Die für den Austausch von Wärme, Süßwasser und Impuls an der Oberfläche notwendige Atmosphäre wird durch zeitlich konstante Randbedingungen ersetzt, die im folgenden beschrieben werden sollen.



*Abbildung 3.2: Datengrundlage für den atmosphärischen Antrieb - Die hell markierten Gebiete kennzeichnen die verwendeten Daten.*

#### 3.3.1 Die Datengrundlage

Aufgrund der idealisierten Geometrie des Modells lassen sich zonal aufgelöste klimatologische Daten nicht für den atmosphärischen Antrieb verwenden, und es werden stattdessen idealisierte atmosphärische Daten für den Antrieb benötigt. Als Grundlage für die atmosphärischen Randbedingungen werden zonale Mittel und zonale Extrema der Oberflächenwerte für Temperatur und Salzgehalt aus Levitus (1982) sowie die zeitlich gemittelte Windschubspannung aus Hellerman & Rosenstein (1983) verwendet. Besonders im nördlichen Atlantik muß dabei darauf geachtet werden, daß die Werte für den



Atlantik nicht durch die Einbeziehung von Werten aus Nebenmeeren verfälscht werden. Hierzu dient die in Abbildung 3.2 gezeigte Datenmaske.

### 3.3.2 Der thermohaline Antrieb

Für den Austausch von Wärme und Süßwasser an der Oberfläche wird das übliche Verfahren des Newtonschen Restorings verwendet, mit dem die Oberflächenwerte für Temperatur und Salzgehalt an vorgegebene klimatologische Werte angekoppelt werden:

$$\text{Flux}_\theta = -\frac{\Delta z_\theta}{\tau_\theta} (\theta_{z=0} - \theta_{\text{rest}}) \quad \text{Flux}_S = -\frac{\Delta z_S}{\tau_S} (S_{z=0} - S_{\text{rest}}) \quad (3.23)$$

Dabei sind in dieser Arbeit die Werte für das Restoring ( $\theta_{\text{rest}}$  und  $S_{\text{rest}}$ ) zonal konstant angesetzt.

Es wurden drei verschiedene Verteilungen (mean, plus, minus) für Temperatur und Salzgehalt wie in Tabelle 3.1 angegeben auf Grundlage der Daten aus Levitus (1982) erstellt. Alle Verteilungen enthalten dabei in den niedrigen und mittleren geographischen Breiten zonal gemittelte Werte für Temperatur und Salzgehalt. In hohen geographischen Breiten wurden für die Verteilung ( $\theta_{\text{plus}}$ ,  $S_{\text{plus}}$ ) die Werte der Wassermassen maximaler Dichte gewählt, damit dort tiefe Wassermassen mit realistischen Wassereigenschaften gebildet werden können. Südlich von 60° Süd unterscheiden sich die Verteilungen ( $\theta_{\text{mean}}$ ,  $S_{\text{mean}}$ ) und ( $\theta_{\text{minus}}$ ,  $S_{\text{minus}}$ ) von der Verteilung ( $\theta_{\text{plus}}$ ,  $S_{\text{plus}}$ ), um den Einfluß des thermohalinen Antriebs auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom zu untersuchen. Dort wurden in den Verteilungen ( $\theta_{\text{mean}}$ ,  $S_{\text{mean}}$ ) und ( $\theta_{\text{minus}}$ ,  $S_{\text{minus}}$ ) für Temperatur und Salzgehalt zonal gemittelte Werte bzw. Werte der Wassermassen minimaler Dichte verwendet. In den Abbildungen 3.3 und 3.4 sind die Temperaturverteilungen  $\theta_{\text{mean}}$ ,  $\theta_{\text{plus}}$  und  $\theta_{\text{minus}}$  sowie die Salzgehaltverteilungen  $S_{\text{mean}}$ ,  $S_{\text{plus}}$  und  $S_{\text{minus}}$  dargestellt.

Die Verteilungen mean, plus, minus bilden die Grundlage zur Berechnung der Restoring-Werte  $\theta_{\text{rest}}$  und  $S_{\text{rest}}$ . Aus den Tabellen 3.2 und 3.3 ist zu entnehmen, auf welche Weise aus den Verteilungen (mean, plus und minus) die Restoringwerte für Temperatur ( $\theta_{\text{rest}}$ ) und Salzgehalt ( $S_{\text{rest}}$ ) für die verschiedenen Läufe ACC\_1 bis ACC\_6d des regionalen Modells und ATL\_+1 bis ATL\_-0 des idealisierten Atlantikmodells gebildet werden.

Für das regionale Modell (Tabelle 3.2) wird ein Parameter  $\alpha_{\text{TH}}$  variiert und  $\theta_{\text{rest}}$  sowie  $S_{\text{rest}}$  durch lineare Interpolation aus den Verteilungen  $\theta_{\text{mean}}$  bzw.  $S_{\text{mean}}$  und  $\theta_{\text{plus}}$  sowie  $S_{\text{plus}}$  berechnet. Hiermit läßt sich der thermohaline Antrieb stufenlos variieren:

$$\theta_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} \theta_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) \theta_{\text{mean}} \quad (3.24)$$

$$S_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} S_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) S_{\text{mean}} \quad (3.25)$$

Beim idealisierten Atlantikmodell wird für den atmosphärischen Antrieb jeweils eine der drei Verteilungen (mean, plus, minus) verwendet (siehe Tabelle 3.3).

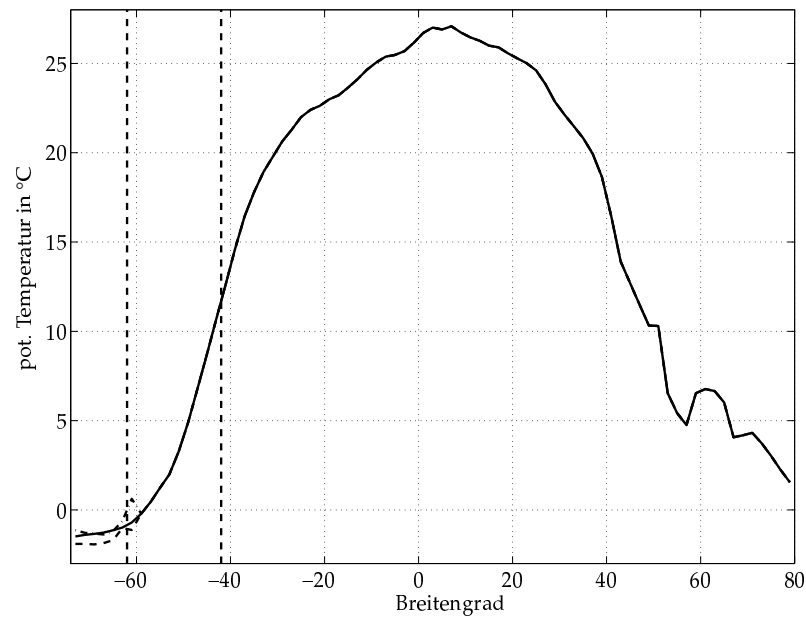


Abbildung 3.3: Restoring-Temperaturen  $\theta_{mean}$  (—),  $\theta_{plus}$  (---) und  $\theta_{minus}$  (-.-) für den thermohalinen Antrieb

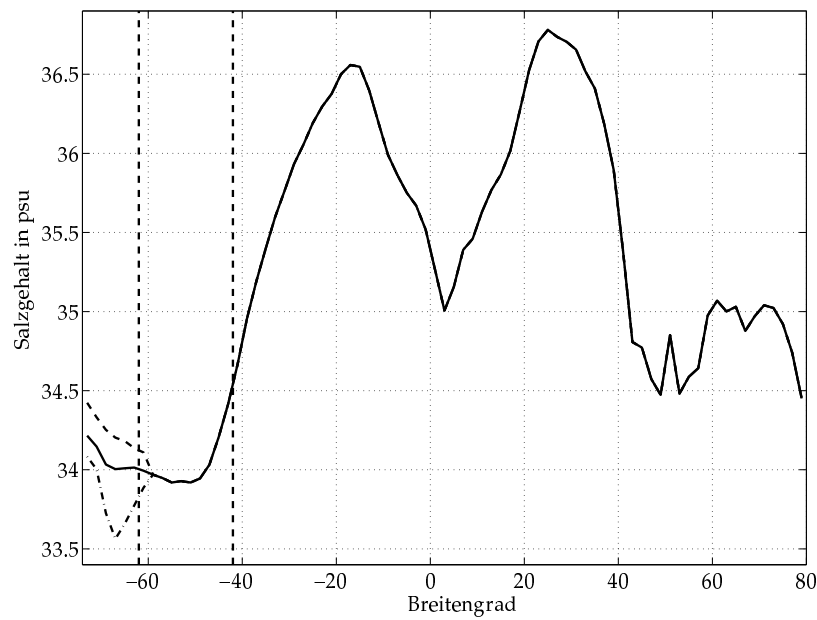


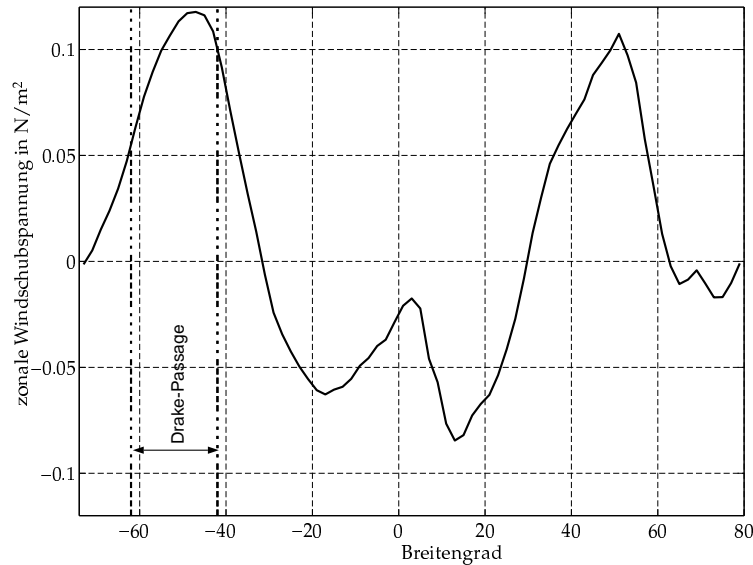
Abbildung 3.4: Restoring-Salzgehalte  $S_{mean}$  (—),  $S_{plus}$  (---) und  $S_{minus}$  (-.-) für den thermohalinen Antrieb

### 3.3.3 Windschub

Ebenfalls soll der Einfluß des Antriebes durch den Wind auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom untersucht werden. Hierzu wurde ausgehend von den in Abbildung 3.5 dargestellten zonal gemittelten Werten die Windschubspannung der Oberflächenrandbedingung 3.16 variiert. Für das regionale Modell (Tabelle 3.2) wird dabei ein Parameter  $\alpha_{\tau^x}$  variiert und die Windschubspannung berechnet aus:

$$\tau^x = \alpha_{\tau^x} \tau_{\text{mean}}^x \quad (3.26)$$

Beim idealisierten Atlantikmodell werden jeweils die beiden Fälle mit zonal gemittelter zonaler Windschubspannung ( $\tau^x = \tau_{\text{mean}}^x$  bzw.  $\alpha_{\tau^x} = 1$ ) und ohne Windschub ( $\tau^x = 0$  bzw.  $\alpha_{\tau^x} = 0$ ) untersucht (siehe Tabelle 3.3).



**Abbildung 3.5:** Die zonale Windschubspannung  $\tau_{\text{mean}}^x$  (zonales Mittel aus Hellerman & Rosenstein (1983))

	südlich 60° S	60° S bis 52° N	nördlich 52° N
$\theta_{\text{plus}}$	Temperatur des Oberflächenwassers maximaler Dichte	zonal gemittelte Temperatur	Temperatur des Oberflächenwassers maximaler Dichte
$\theta_{\text{mean}}$	zonal gemittelte Temperatur	zonal gemittelte Temperatur	Temperatur des Oberflächenwassers maximaler Dichte
$\theta_{\text{minus}}$	Temperaturen des Oberflächenwassers minimaler Dichte	zonal gemittelte Temperatur	Temperatur des Oberflächenwassers maximaler Dichte
$S_{\text{plus}}$	Salzgehalt des Oberflächenwassers maximaler Dichte	zonal gemittelter Salzgehalt	Salzgehalt des Oberflächenwassers maximaler Dichte
$S_{\text{mean}}$	zonal gemittelter Salzgehalt	zonal gemittelter Salzgehalt	Salzgehalt des Oberflächenwassers maximaler Dichte
$S_{\text{minus}}$	Salzgehalt des Oberflächenwassers minimaler Dichte	zonal gemittelter Salzgehalt	Salzgehalt des Oberflächenwassers maximaler Dichte

**Tabelle 3.1:** Übersicht über die Restoring-Temperaturen und Restoring-Salzgehalte für den thermohalinen Antrieb (Grundlage für die zonal gemittelten Daten und die Daten minimaler bzw. maximaler zonaler Dichte ist Levitus (1982)).

<b>Modellauf</b>	$\alpha_{\tau^x} = 1.0$	$\alpha_{\tau^x} = 0.5$	$\alpha_{\tau^x} = 0.0$	$\alpha_{\tau^x} = -0.5$	$\alpha_{\tau^x} = -1.0$
$\alpha_{\text{TH}} = 1.0$	ACC_1	ACC_1a	ACC_1b	ACC_1c	ACC_1d
$\alpha_{\text{TH}} = 0.8$	ACC_2	ACC_2a	ACC_2b	ACC_2c	ACC_2d
$\alpha_{\text{TH}} = 0.6$	ACC_3	ACC_3a	ACC_3b	ACC_3c	ACC_3d
$\alpha_{\text{TH}} = 0.4$	ACC_4	ACC_4a	ACC_4b	ACC_4c	ACC_4d
$\alpha_{\text{TH}} = 0.2$	ACC_5	ACC_5a	ACC_5b	ACC_5c	ACC_5d
$\alpha_{\text{TH}} = 0.0$	ACC_6	ACC_6a	ACC_6b	ACC_6c	ACC_6d

**Tabelle 3.2:** Übersicht über die verschiedenen Modellläufe des regionalen Modells mit unterschiedlichem Windschub und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb (siehe Unterabschnitt 3.3.2 und 3.3.3).

Modellauf	$\tau^x = \tau_{\text{mean}}^x$	$\tau^x = 0$
$\theta_{\text{rest}} = \theta_{\text{plus}}, S_{\text{rest}} = S_{\text{plus}}$	ATL_+1	ATL_+0
$\theta_{\text{rest}} = \theta_{\text{mean}}, S_{\text{rest}} = S_{\text{mean}}$	ATL_m1	ATL_m0
$\theta_{\text{rest}} = \theta_{\text{minus}}, S_{\text{rest}} = S_{\text{minus}}$	ATL_-1	ATL_-0

**Tabelle 3.3:** Übersicht über die verschiedenen Modellläufe des idealisierten Atlantikmodells mit unterschiedlichem Windschub und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb (siehe Unterabschnitt 3.3.2 und 3.3.3).

### 3.4 Integration des Modells

Das Modell wird für die verschiedenen in den Tabellen 3.2 und 3.3 angegebenen atmosphärischen Randbedingungen integriert, bis der mittlere Wärmefluß durch die Oberfläche weniger als  $0.5 \text{ W/m}^2$  beträgt und der barotrope Transport durch die Drake-Passage nur noch einen zeitlichen Trend von weniger als 2 Sv pro 1000 Jahren aufzeigt. Dies ist beim regionalen Modell nach einer Integrationszeit von ca. 2000 Jahren der Fall. Das idealisierte Atlantikmodell benötigt eine Integrationszeit von ca. 5000 Jahren. Eine Übersicht über die zur Integration verwendeten Modellparameter liefert Tabelle 3.4.

Horizontale Viskosität $A_m$	$2 \cdot 10^5 \text{ m}^2/\text{s}$
Vertikale Viskosität $\kappa_m$	$10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$
Horizontaler Diffusionskoeffizient $A_h$	$2 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$
Vertikaler Diffusionskoeffizient $\kappa_h$	$10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$
Restoring-Zeitskala für die Temperatur $\tau_\theta$	30 Tage
Restoring-Tiefe für die Temperatur $\Delta z_\theta$	33.8 m
Restoring-Zeitskala für den Salzgehalt $\tau_S$	50 Tage
Restoring-Tiefe für den Salzgehalt $\Delta z_S$	26.6 m
Integrationszeitschritt der Tracer	6 h
Integrationszeitschritt des internen Modes	30 min
Integrationszeitschritt des externen Modes	30 min
Integrationszeit des regionalen Modells	2000 Jahre
Integrationszeit des idealisierten Atlantikmodells	5000 Jahre

**Tabelle 3.4:** Übersicht über die verwendeten Parameter zur Integration des Modells

## 4 Darstellung der Ergebnisse

In diesem Kapitel möchte ich mich auf die Beschreibung der Modellergebnisse beschränken. Eine ausführliche Interpretation und Diskussion der Ergebnisse folgt in Kapitel 5.

Ich werde in diesem Kapitel jeweils sowohl für das regionale Modell als auch für das idealierte Atlantikmodell zunächst auf die Verteilungen der Tracer und die Strömungen für exemplarische Fälle genauer eingehen und möchte dabei das Augenmerk auf die Abhängigkeit von der Windschubspannung lenken. Anschließend folgt jeweils eine kurze Übersicht über die Ergebnisse aller Modellläufe der entsprechenden Konfigurationen.

### 4.1 Ergebnisse des regionalen Modells

Den Ergebnissen des regionalen Modells, das sich auf den für diese Arbeit relevanten atlantischen Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms beschränkt, wird für die weitere Diskussion das größere Gewicht eingeräumt.

#### 4.1.1 Die Verteilung der aktiven Tracer

In den Abbildungen 4.1 bis 4.6 sind die potentielle Temperatur und der Salzgehalt für die Modellläufe des regionalen Modells mit unterschiedlichen Windschubspannungen zonal gemittelt dargestellt.

Südlich der Drake-Passage sind die vertikalen Unterschiede in den Verteilungen der aktiven Tracer für alle drei dargestellte Fälle (zonal gemittelte zonale Windschubspannung, keine Windschubspannung, in der Richtung invertierte zonal gemittelte zonale Windschubspannung) sehr viel geringer als im restlichen Modellgebiet. Nördlich der Drake-Passage unterscheidet sich der Fall mit zonal gemittelter Windschubspannung deutlich von den anderen Fällen: Während im ersten Fall die Verteilung der potentiellen Temperatur und des Salzgehaltes bis zum Meeresboden deutlich vertikal variiert, sind die Verteilungen in den anderen beiden Fällen unterhalb von 2000 m nahezu vertikal konstant. Dies bedeutet, daß in dem Lauf mit zonal gemitteltem Windschub auch in Tiefen

unterhalb von 2000 m ein erkennbarer meridionaler Gradient in der Verteilung von Temperatur und Salzgehalt vorhanden ist, der in den Fällen ohne Windschub und mit in der Richtung invertiertem Windschub in größeren Tiefen nicht vorhanden ist. Auch ist zu bemerken, daß bei umgedrehtem Windschub die Isoflächen für potentielle Temperatur und Salzgehalt nördlich von 50° Süd anders geneigt sind als in den ersten beiden Fällen.

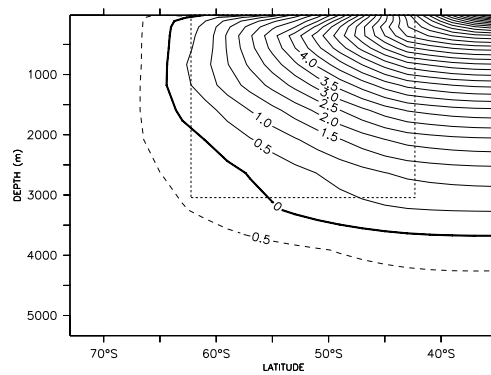
Insgesamt ist der Ozean bei positiver Windschubspannung deutlich wärmer und salzhaltiger als in den übrigen Fällen.

#### 4.1.2 Die barotrope Komponente der Strömung

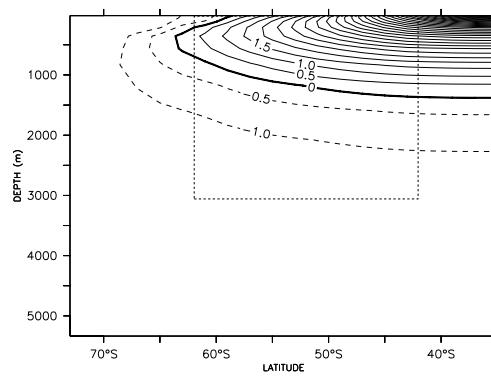
Hinsichtlich des barotropen Transportes fällt die Asymmetrie bezüglich des barotropen Transportes durch die Drake-Passage in Relation zum Windschub auf. In dem Fall mit normalem Windschub (siehe Abbildung 4.7) ist ein deutlich ausgeprägter Antarktischer Zirkumpolarstrom mit einem Transport von nahezu 190 Sv ostwärts durch die Drake-Passage zu erkennen. Ohne Windschub (siehe Abbildung 4.8) schwächt sich der Transport auf nur noch 25 Sv ab. Dreht man den Windschub um (siehe Abbildung 4.9), so entwickelt sich nicht etwa ein Antarktischer Zirkumpolarstrom ähnlicher Stärke wie im ersten Fall mit nur umgedrehter Richtung, sondern es entsteht ein antizyklonaler Wirbel in dem Gebiet des Weddelmeeres von ca. 20 Sv. Es findet dann kaum ein nennenswerter Transport durch die Drake-Passage statt.

#### 4.1.3 Das meridionale Overturning

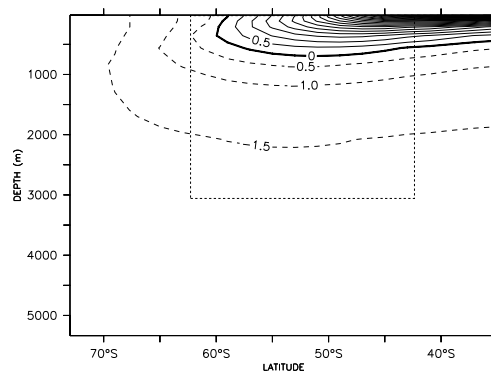
Im zonal integrierten meridionalen Overturning  $\Phi$  (siehe Gleichung 2.14) sind für den Fall mit normalem Windschub (Abbildung 4.10) zwei verschiedene Strukturen erkennbar: Erstens eine thermohalin getriebene meridionale Overturningzelle südlich der Drake-Passage, in der das Antarktische Bodenwasser (AABW) gebildet wird und zweitens die windgetriebene Deacon-Zelle (vgl.: Abschnitt 2.4) in Höhe der Drake-Passage. In der Deacon-Zelle wird der nordwärtige Ekman-Transport der oberen Schichten durch einen südwärtigen Transport in größeren Tiefen kompensiert. Daher ist es zu erwarten, daß die Stärke der Deacon-Zelle nahezu proportional zum Windschub ist. Die Abbildungen 4.10 bis 4.12 entsprechen diesem Sachverhalt. Die südliche meridionale Overturningzelle (AABW-Zelle) ist beim Normalfall des ostwärtigen Windschubs mit mehr als 12 Sv am deutlichsten ausgeprägt. In den Fällen ohne Windschub und mit umgekehrtem Windschub reduziert sich die AABW-Zelle auf knapp über 4 Sv.



**Abbildung 4.1:** Zonal gemittelte potentielle Temperatur in °C für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.



**Abbildung 4.2:** Zonal gemittelte potentielle Temperatur in °C für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.



**Abbildung 4.3:** Zonal gemittelte potentielle Temperatur in °C für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.



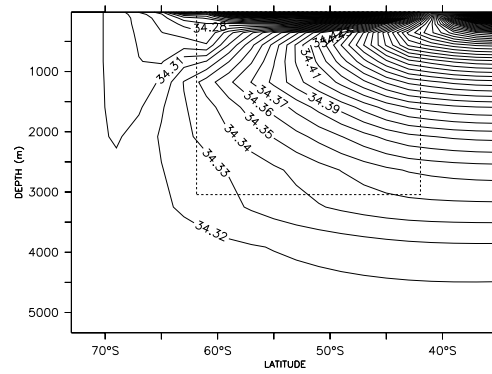


Abbildung 4.4: Zonal gemittelter Salzgehalt in psu für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

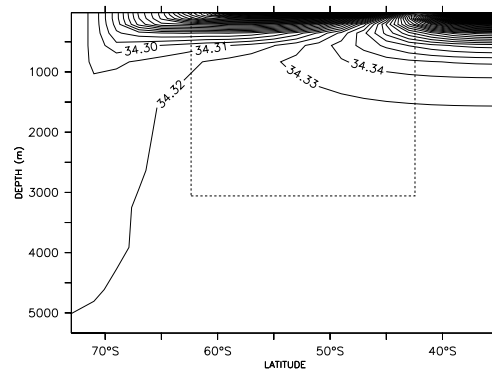


Abbildung 4.5: Zonal gemittelter Salzgehalt in psu für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

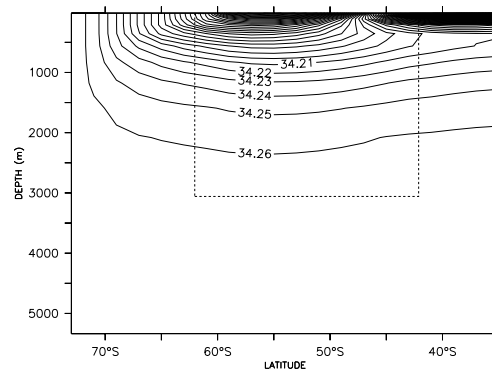


Abbildung 4.6: Zonal gemittelter Salzgehalt in psu für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

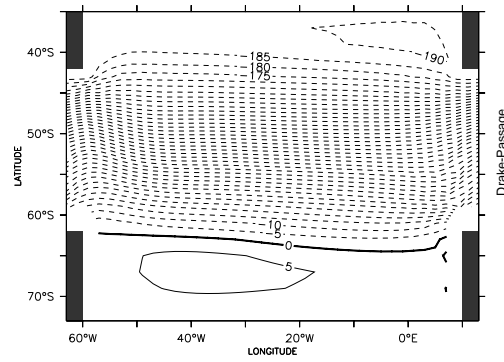


Abbildung 4.7: Vertikal integrierte Stromfunktion  $\Psi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1)

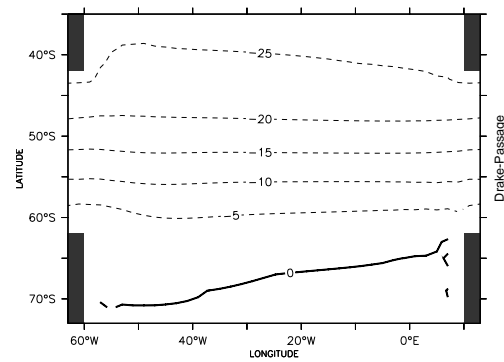


Abbildung 4.8: Vertikal integrierte Stromfunktion  $\Psi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b)

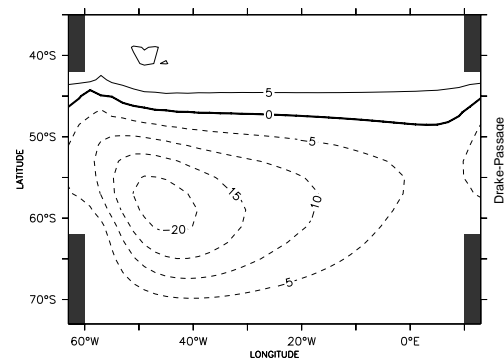


Abbildung 4.9: Vertikal integrierte Stromfunktion  $\Psi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d)

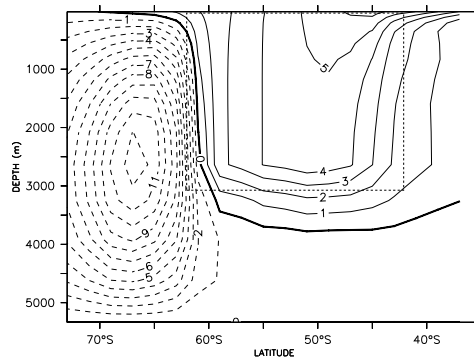


Abbildung 4.10: Zonal integrierter meridionaler Massentransport  $\Phi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

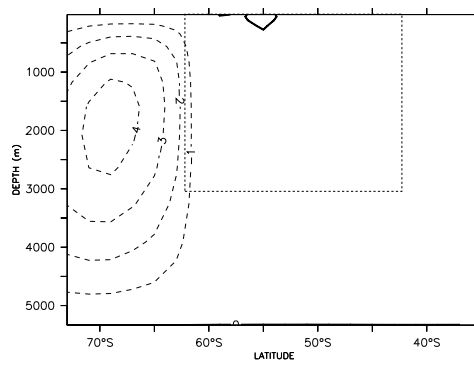


Abbildung 4.11: Zonal integrierter meridionaler Massentransport  $\Phi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

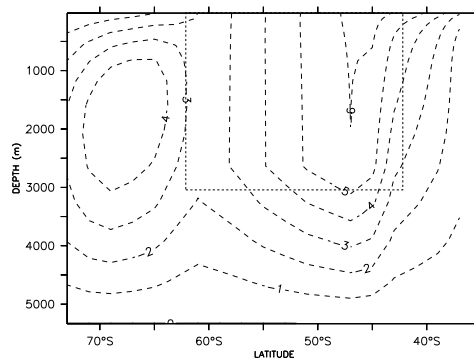


Abbildung 4.12: Zonal integrierter meridionaler Massentransport  $\Phi$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

#### 4.1.4 Die dreidimensionale Struktur der Strömung

Bei dem Modelllauf mit ostwärtigem Windschub ist in den oberflächennahen Geschwindigkeiten in den geographischen Breiten der Drake-Passage deutlich ein Antarktischer Zirkumpolarstrom zu erkennen (vgl.: Abbildung 4.13). Zusätzlich findet sich in den Geschwindigkeiten an der Oberfläche eine nordwärts gerichtete Komponente. Auch in dem Fall ohne Windschub ist in den Oberflächengeschwindigkeiten ein Antarktischer Zirkumpolarstrom klar erkennbar, jedoch mit deutlich geringeren Geschwindigkeiten (vgl.: Abbildung 4.14). Ohne Windschub findet sich kaum eine meridionale Komponente in den Oberflächengeschwindigkeiten. Bei westwärtigem Windschub lassen die Geschwindigkeiten an der Oberfläche keinen zonal orientierten Antarktischen Zirkumpolarstrom erkennen, dafür jedoch eine deutlich ausgeprägte südwärts gerichtete Komponente in den oberflächennahen Geschwindigkeiten (vgl.: Abbildung 4.15). In allen drei Fällen ist südlich von 60° Süd eine ostwärts gerichtete oberflächennahe Strömung vorfindbar, jedoch mit unterschiedlicher Stärke.

In dem Fall mit ostwärtigem Windschub findet sich in den tiefen Schichten in den geographischen Breiten südlich des Antarktischen Zirkumpolarstroms (südlich von 60° Süd) eine Strömung, die entgegen der Strömung der Oberfläche westwärts gerichtet ist und dann am westlichen Rand das Gebiet des Weddel-Meeres in die geographischen Breiten nördlich von 60° Süd verläßt (vgl.: Abbildung 4.16). Diese Strömung ist in deutlich abgeschwächter Form auch in dem Fall ohne Windschub vorhanden (vgl.: Abbildung 4.17). Für den Fall mit umgedrehtem Windschub ergibt sich ein anderes Bild, und der antizyklonale Weddel-Wirbel ist auch in der bodennahen Strömung erkennbar (vgl.: Abbildung 4.18).

Die an den seitlichen Rändern entstehenden Konvergenzen und Divergenzen oben beschriebener Strömung führen für den Referenzfall mit ostwärtigem Windschub zu den in Abbildung 4.19 dargestellten Vertikalgeschwindigkeiten. Südlich des Antarktischen Zirkumpolarstroms findet am westlichen Rand des Ozeans "Upwelling" und am östlichen Rand "Downwelling", direkt am südlichen Rand der Drake-Passage durchgehend "Upwelling" statt.

Insgesamt ergibt sich für den Referenzfall mit ostwärtigem Windschub folgendes Bild: In den geographischen Breiten der Drake-Passage befindet sich mit dem Antarktischen Zirkumpolarstrom eine bis in große Tiefen reichende ostwärtige Strömung. Südlich der Drake-Passage befindet sich eine zonale Zirkulationszelle mit einer ostwärtigen Strömung an der Oberfläche, Downwelling am östlichen Rand, eine westwärtige Strömung am Boden und Upwelling am westlichen Rand. Durch bodennahe Strömungen findet ein Austausch von Wassermassen aus unterschiedlichen geographischen Breiten statt.

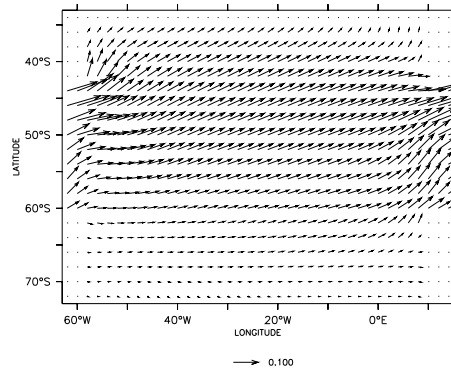


Abbildung 4.13: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s an der Oberfläche für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1)

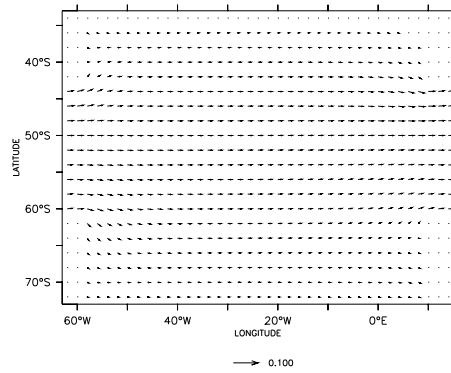


Abbildung 4.14: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s an der Oberfläche für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b)

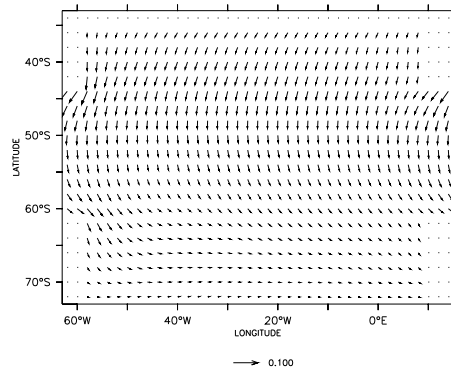
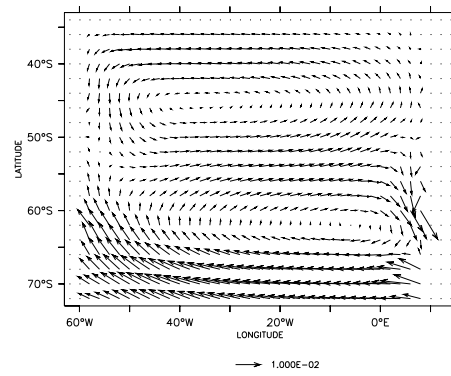
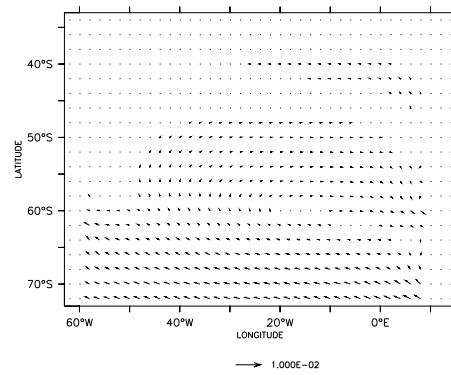


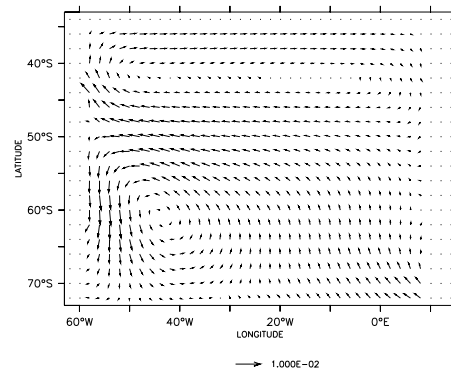
Abbildung 4.15: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s an der Oberfläche für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d)



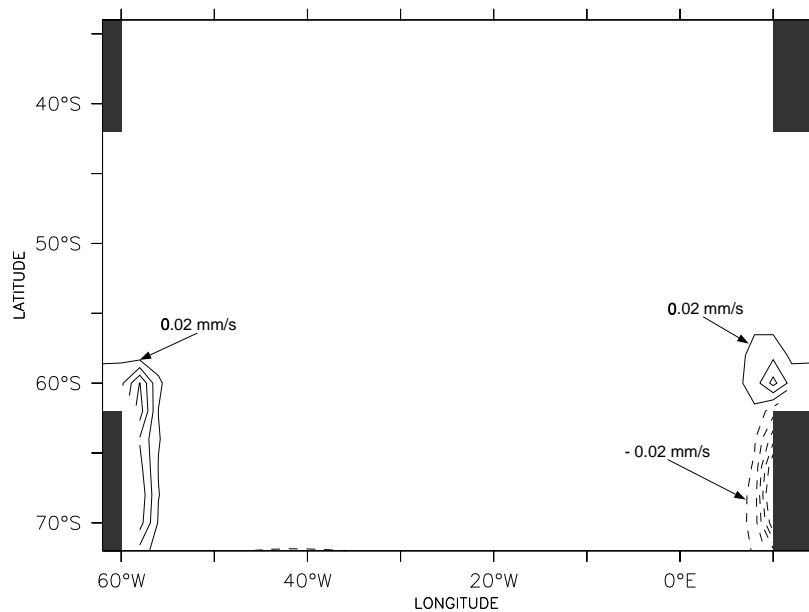
*Abbildung 4.16: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s am Boden für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1)*



*Abbildung 4.17: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s am Boden für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windschub (ACC\_1b)*



*Abbildung 4.18: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s am Boden für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtiger Windschubspannung (ACC\_1d)*



**Abbildung 4.19:** Vertikalgeschwindigkeiten in 1000m Tiefe für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtiger Windschubspannung (ACC\_1). Der Abstand der Isolinien beträgt 0.02mm/s, (–) kennzeichnet aufwärtige Transporte, (· · ·) abwärtige Transporte.

#### 4.1.5 Windschub und thermohaliner Antrieb

In den Tabellen 4.1 und 4.2 ist der barotrope Transport  $\Delta\Psi$  durch die Drake-Passage und das meridionale Overturning  $\Phi_{\min}$  der AABW-Zelle in Abhängigkeit des Windschubes und des thermohalinen Antriebes für alle durchgeführten Modellläufe dargestellt.

Deutlich erkennbar ist die Asymmetrie sowohl im barotropen Transport als auch im meridionalen Overturning der AABW-Zelle<sup>1</sup> in Abhängigkeit vom Windschub. Bei ostwärtigem Windschub finden wir einen ostwärtigen barotropen Transport durch die Drake-Passage sowie ein meridionales Overturning der AABW-Zelle, die beide durch eine Zunahme des Windschubes wesentlich verstärkt werden. Auch bei Windstille sind ein abgeschwächter ostwärtiger barotroper Transport durch die Drake-Passage und ein abgeschwächtes meridionales Overturning der AABW-Zelle zu erkennen. Bei westwärtigem Windschub ändert sich die Stärke des barotropen Transportes durch die Drake-Passage und des meridionalen Overturnings der AABW-Zelle kaum mit einer Zunahme des Windschubes.

<sup>1</sup>Es ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Stromfunktion  $\Phi$  des meridionalen Overturning in dem regionalen Modell kein gutes Maß für den Transport des Antarktischen Bodenwassers darstellt, da das Overturning in der Region südlich der Drake-Passage vorwiegend in einer zonalen Overturning-Zelle stattfindet (vgl.: Unterabschnitt 4.1.4).

Während im meridionalen Overtuning der AABW-Zelle keine konsistente Abhängigkeit vom thermohalinen Antrieb erkennbar ist, wird die ostwärtige Komponente des barotropen Transportes durch die Drake-Passage mit einer Erhöhung der Dichte des Oberflächenwassers südlich der Drake-Passage verstärkt. Diese Abhängigkeit des Transportes durch die Drake-Passage vom thermohalinen Antrieb ist für den Fall mit ostwärtigem Windschub ( $\alpha_{\tau^x} = 1.0$ ) mit einer Änderung von 26.9 Sv deutlich stärker ausgeprägt als für den Fall ohne Windschub ( $\alpha_{\tau^x} = 0.0$ ) mit 3.28 Sv oder mit westwärtigem Windschub ( $\alpha_{\tau^x} = -1.0$ ) mit 1.673 Sv. Die relativen Änderungen sind dagegen von vergleichbarer Größenordnung.

Zur quantitativen Beurteilung der Abhängigkeit des barotropen Transportes vom thermohalinen Antrieb im Vergleich zur Abhängigkeit vom Windschub sollte die verhältnismäßig geringe Variation im thermohalinen Antrieb (vgl.: Abbildung 3.3 und 3.4) im Verhältnis zur Variation im Windschub berücksichtigt werden. In Unterabschnitt 5.2.6 wird eine Abschätzung der relativen Stärke beider Effekte vorgenommen.

$\Psi_{\text{nord}} - \Psi_{\text{süd}}$	$\alpha_{\tau^x} = 1.0$	$\alpha_{\tau^x} = 0.5$	$\alpha_{\tau^x} = 0.0$	$\alpha_{\tau^x} = -0.5$	$\alpha_{\tau^x} = -1.0$
$\alpha_{\text{TH}} = 1.0$	-188,8 Sv	-91,82 Sv	-25,43 Sv	-2,152 Sv	6,153 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.8$	-183,5 Sv	-90,24 Sv	-26,43 Sv	-2,636 Sv	6,387 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.6$	-178,5 Sv	-88,37 Sv	-26,37 Sv	-2,238 Sv	6,523 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.4$	-173,1 Sv	-86,81 Sv	-25,08 Sv	0,115 Sv	6,814 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.2$	-167,3 Sv	-86,81 Sv	-23,32 Sv	2,102 Sv	7,132 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.0$	-161,9 Sv	-81,89 Sv	-22,15 Sv	4,280 Sv	7,826 Sv

**Tabelle 4.1:** Barotroper Transport durch die Drake-Passage für die verschiedenen Läufe des regionalen Modells mit unterschiedlicher Windschubspannung  $\tau^x = \alpha_{\tau^x} \tau_{\text{mean}}^x$  und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb  $T_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} T_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) T_{\text{mean}}$ ,  $S_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} S_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) S_{\text{mean}}$

$\Phi_{\text{min}}$	$\alpha_{\tau^x} = 1.0$	$\alpha_{\tau^x} = 0.5$	$\alpha_{\tau^x} = 0.0$	$\alpha_{\tau^x} = -0.5$	$\alpha_{\tau^x} = -1.0$
$\alpha_{\text{TH}} = 1.0$	-12,52 Sv	-7,971 Sv	-4,493 Sv	-4,060 Sv	-4,970 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.8$	-11,92 Sv	-7,875 Sv	-4,754 Sv	-4,188 Sv	-4,793 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.6$	-12,25 Sv	-8,173 Sv	-4,982 Sv	-5,364 Sv	-4,626 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.4$	-11,75 Sv	-8,159 Sv	-3,947 Sv	-3,309 Sv	-4,540 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.2$	-11,78 Sv	-8,159 Sv	-3,275 Sv	-2,819 Sv	-4,502 Sv
$\alpha_{\text{TH}} = 0.0$	-12,06 Sv	-7,545 Sv	-2,892 Sv	-2,362 Sv	-4,290 Sv

**Tabelle 4.2:** Meridionales Overtuning der AABW-Zelle für die verschiedenen Läufe des regionalen Modells mit unterschiedlicher Windschubspannung  $\tau^x = \alpha_{\tau^x} \tau_{\text{mean}}^x$  und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb  $T_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} T_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) T_{\text{mean}}$ ,  $S_{\text{rest}} = \alpha_{\text{TH}} S_{\text{plus}} + (1 - \alpha_{\text{TH}}) S_{\text{mean}}$



## 4.2 Ergebnisse des idealisierten Atlantikmodells

Um mögliche Einflüsse des Nordatlantischen Tiefenwassers (NADW) auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom zu untersuchen, möchte ich in diesem Abschnitt die Ergebnisse des regionalen Modells mit den Ergebnissen des idealisierten Atlantikmodells vergleichen. Dabei werde ich mich in der Diskussion weitgehend auf das Gebiet südlich von 34° Süd beschränken.

### 4.2.1 Die Verteilung der aktiven Tracer

In den Abbildungen 4.20 bis 4.23 sind die Verteilungen der potentiellen Temperatur und des Salzgehaltes für das idealisierte Atlantikmodell mit zonal gemittelter zonaler Windschubspannung und ohne Windschubspannung gezeigt.

Auch im idealisierten Atlantikmodell ist der Ozean mit zonal gemitteltem Windschub insgesamt wärmer und salzhaltiger als der Ozean ohne Windschub.

Im Gegensatz zum regionalen Modell ist hier nördlich der Drake-Passage sowohl für den Fall mit zonal gemitteltem Windschub als auch für den Fall ohne Windschub ein bis zum Boden reichender vertikaler Gradient in den aktiven Tracern vorhanden, jedoch ist er auch im idealisierten Atlantikmodell in Bodennähe für den Fall mit Windschub quantitativ stärker ausgeprägt. Aufgrund der Unterschiede in den vertikalen Gradienten findet sich für den Fall mit Windschub unterhalb von 2000 m auch ein stärkerer meridionaler Gradient in Temperatur und Salzgehalt als für den Fall ohne Windschub.

### 4.2.2 Die barotrope Komponente der Strömung

Während im regionalen Modell für den Fall ohne Windschub ein ostwärtiger barotroper Transport durch die Drake-Passage von nur 25 Sv vorhanden ist, beträgt der barotrope Transport durch die Drake-Passage im idealisierten Atlantikmodell ca. 165 Sv und ist somit sehr viel stärker ausgeprägt (vgl.: Abbildung 4.25). Auch für den Fall mit zonal gemitteltem Windstreß ist der Transport durch die Drake-Passage mit 260 Sv (vgl.: Abbildung 4.24) deutlich stärker als im regionalen Modell mit 190 Sv.

Ebenfalls sind in Abbildung 4.24 nördlich von 40° Süd zyklonale und antizyklonale barotrope Wirbel zu erkennen, die gemäß der Sverdrup-Balance mittels der Rotation der in Abbildung 3.5 gezeigten Windschubspannung und gemäß der Theorie der Munk-Grenzschichten am westlichen Rand des Ozeans verstanden werden können (vgl.: Pedlosky, 1996). Entfällt der Windschub, so verschwinden auch die erwähnten barotropen Wirbel (Abbildung 4.25). Weiterhin erkennbar bleibt ein zyklonaler barotroper

Wirbel über dem Grönland-Schottland-Rücken, der mittels des JEBAR-Terms (siehe Abschnitt 2.5) aus der baroklinen Schichtung an dem topographischen Hindernis des Grönland-Schottland-Rückens erklärt werden kann.

### 4.2.3 Das meridionale Overturning

Das idealisierte Atlantikmodell zeigt ebenso wie das regionale Modell im betrachteten Gebiet südlich von  $34^\circ$  Süd im meridionalen Overturning sowohl die AABW-Zelle als auch die Deacon-Zelle (Abbildung 4.26 und 4.27). Die Abhängigkeit der Stärke der windgetriebenen Deacon-Zelle von der Windschubspannung gibt auch im idealisierten Atlantikmodell das in 4.1.3 dargestellte Verhalten wieder. Die südliche meridionale Overturningzelle ist auch hier für den Fall des zonal gemittelten Windschubes stärker ausgeprägt, doch ist das meridionale Overturning der AABW-Zelle sowohl für den Fall mit Windschub als auch für den Fall ohne Windschub im idealisierten Atlantikmodell ca. 12 Sv stärker als im regionalen Modell. Zusätzlich ist im idealisierten Atlantikmodell auch eine nördliche Overturningzelle zu finden, die Nordatlantisches Tiefenwasser (NADW) transportiert.

### 4.2.4 Die dreidimensionale Struktur der Strömung

In den Abbildungen 4.28 bis 4.31 sind die horizontalen Geschwindigkeiten an der Oberfläche und am Boden für das idealisierte Atlantikmodell mit zonal gemittelter Windschubspannung und ohne Windschubspannung dargestellt.

Die qualitative Struktur der Strömung in dem Gebiet südlich von  $34^\circ$  Süd ist ähnlich der Struktur der Strömung im regionalen Modell, jedoch quantitativ unterschiedlich. Besonders für die horizontalen Geschwindigkeiten in Bodennähe sind die Unterschiede zwischen den Fällen mit und ohne zonal gemitteltem Windschub im regionalen Modell wesentlich größer als im idealisierten Atlantikmodell.

Die in Unterabschnitt 4.2.2 erwähnten barotropen Wirbel sind gut anhand der oberflächennahen Geschwindigkeiten erkennbar. Deutlich zeigen sich auch ein äquatoriales Stromsystem sowie westliche Randströme. In den oberen Schichten ist mit den westlichen Randströmen ein polwärtiger Transport verbunden, und in den bodennahen Schichten wird Tiefenwasser durch die westlichen Randströme aus der Südhemisphäre über den Äquator hinweg in die Nordhemisphäre transportiert.

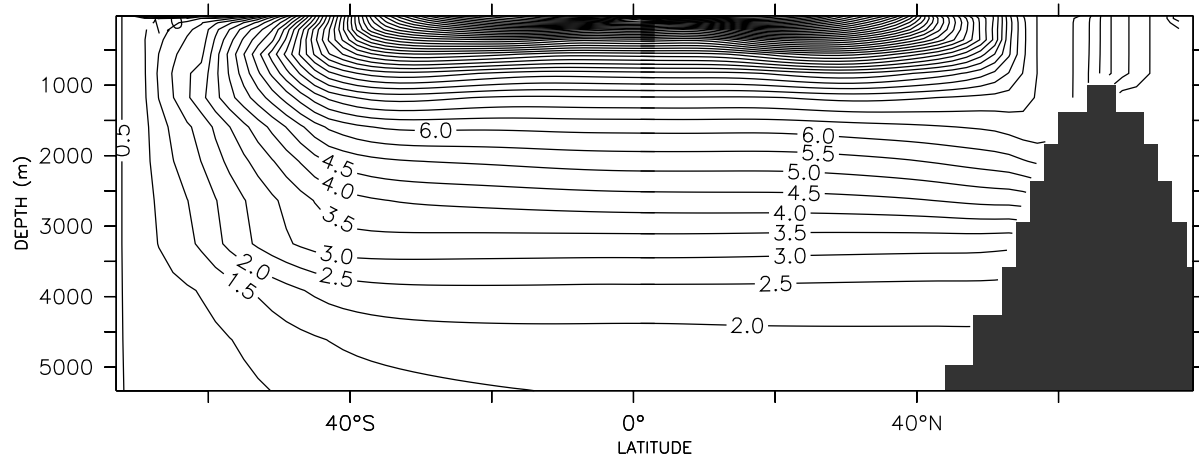


Abbildung 4.20: Zonal gemittelte potentielle Temperatur in °C für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)

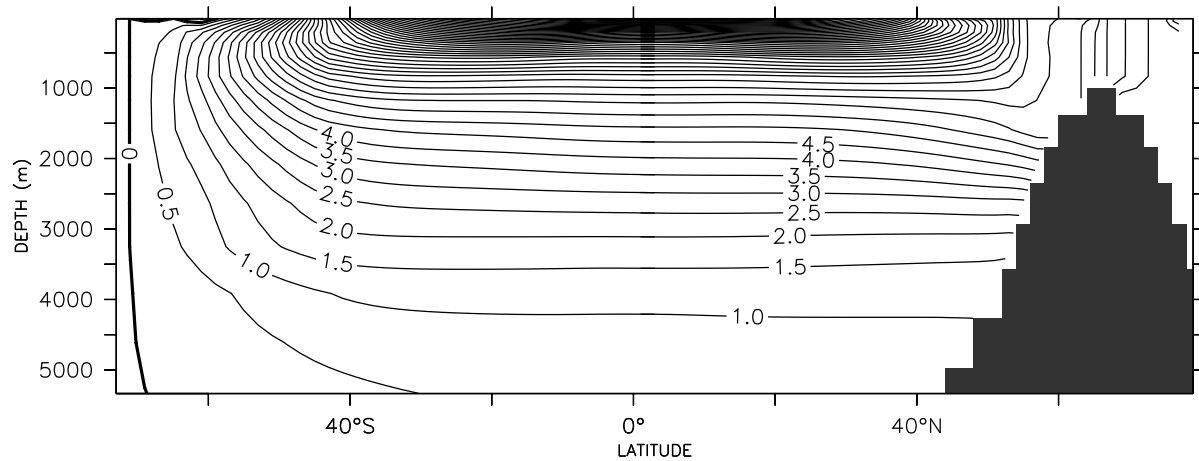
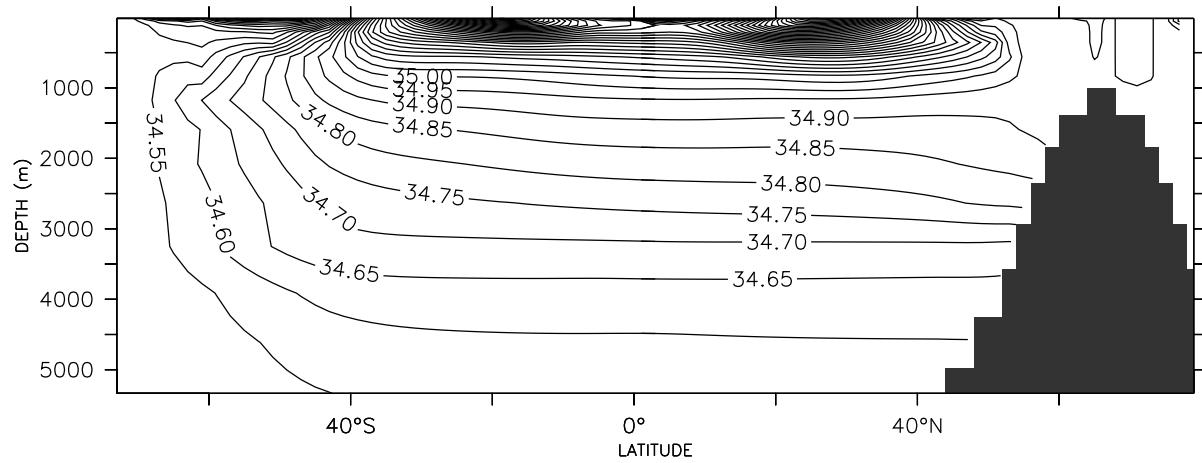
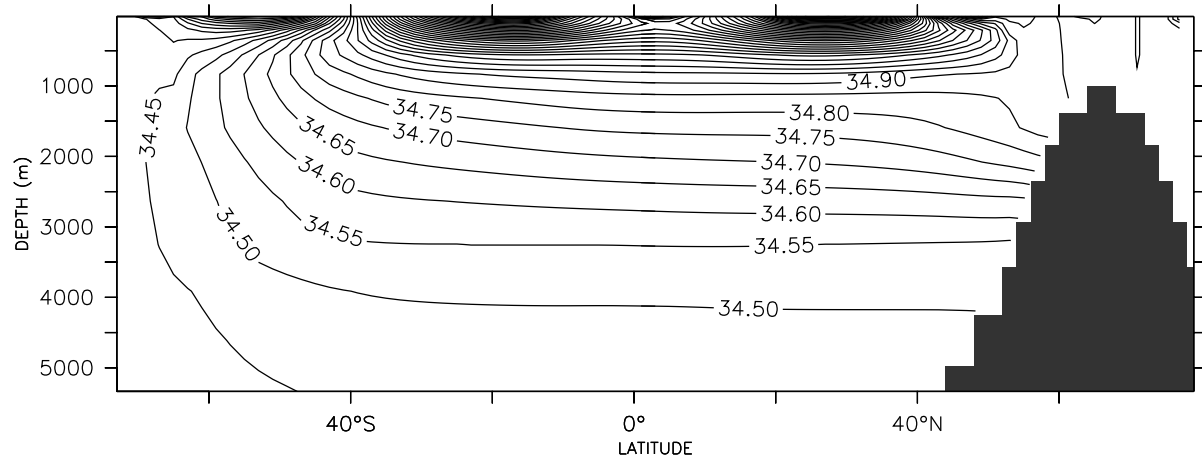


Abbildung 4.21: Zonal gemittelte potentielle Temperatur in °C für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)



**Abbildung 4.22:** Zonal gemittelter Salzgehalt in psu für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)



**Abbildung 4.23:** Zonal gemittelter Salzgehalt in psu für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)

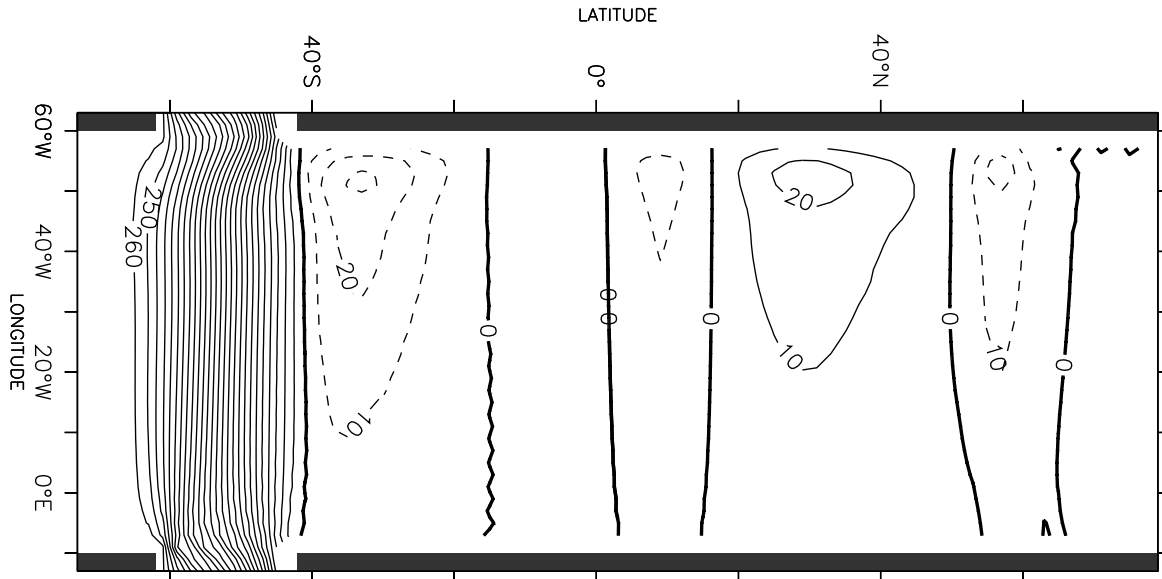


Abbildung 4.24: Vertikal integrierte Stromfunktion  $\Psi$  in  $Sv$  für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)

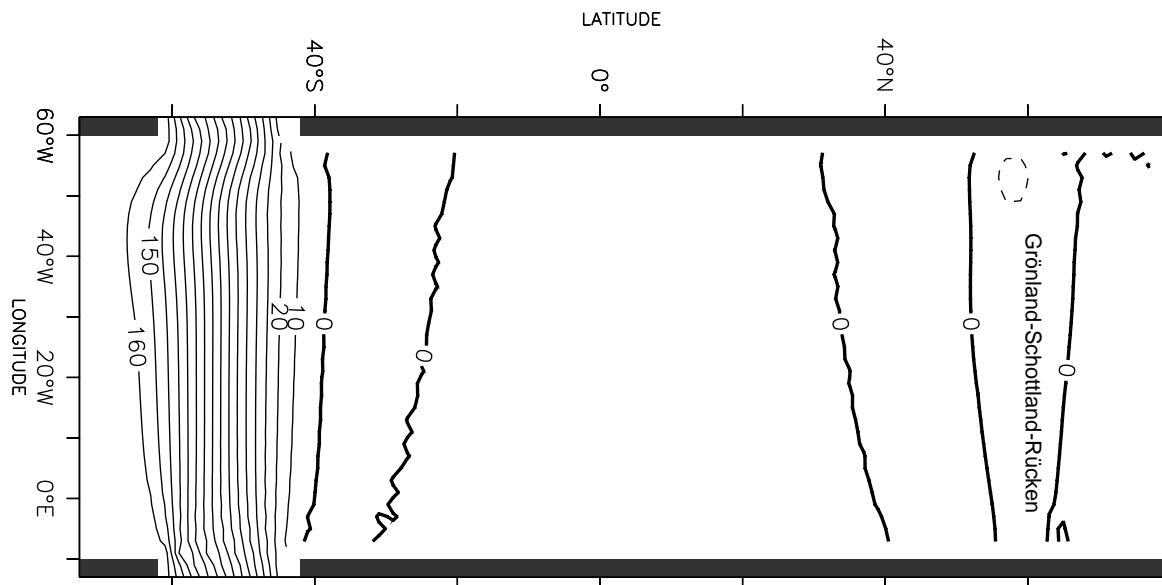


Abbildung 4.25: Vertikal integrierte Stromfunktion  $\Psi$  in  $Sv$  für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)

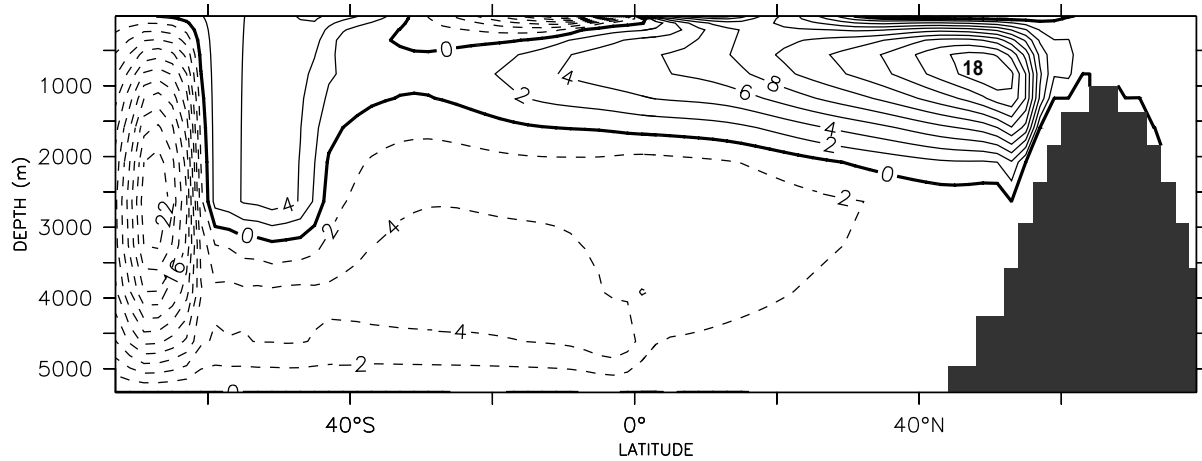


Abbildung 4.26: Zonal integrierter meridionaler Massentransport  $\Phi$  in Sv für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)

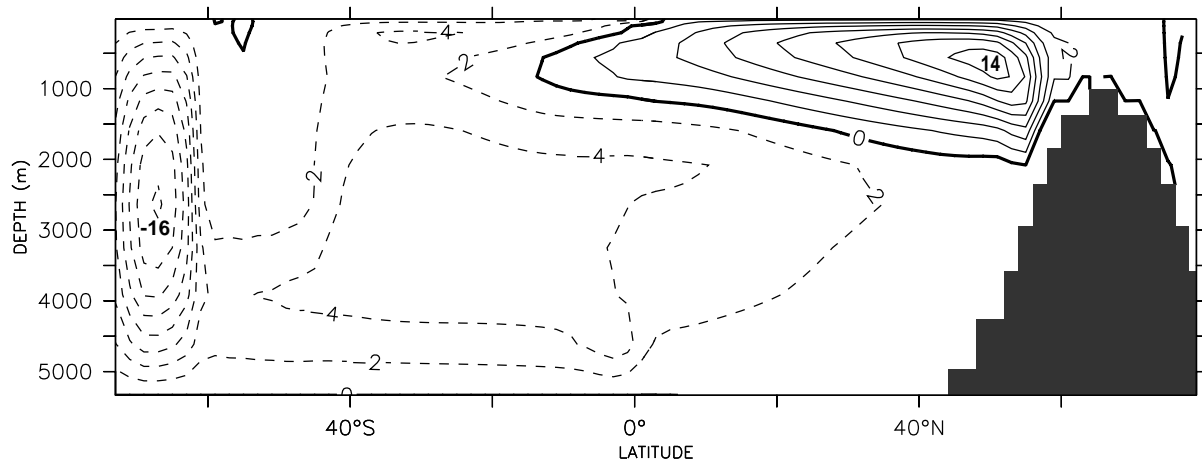


Abbildung 4.27: Zonal integrierter meridionaler Massentransport  $\Phi$  in Sv für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)

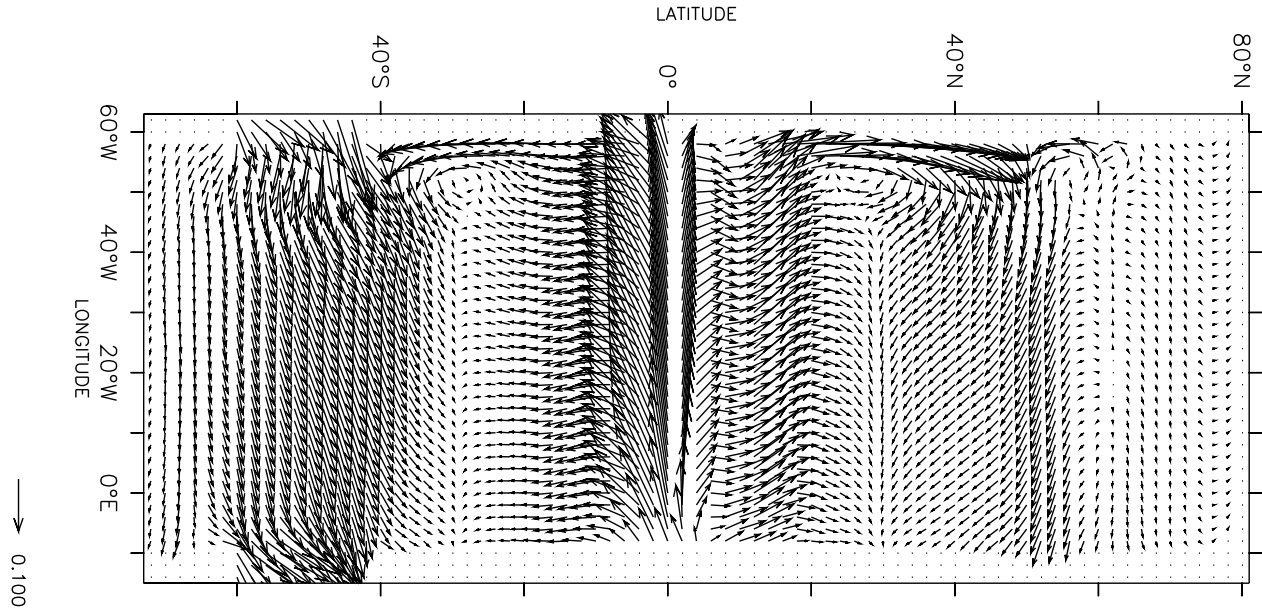


Abbildung 4.28: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s an der Oberfläche für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)

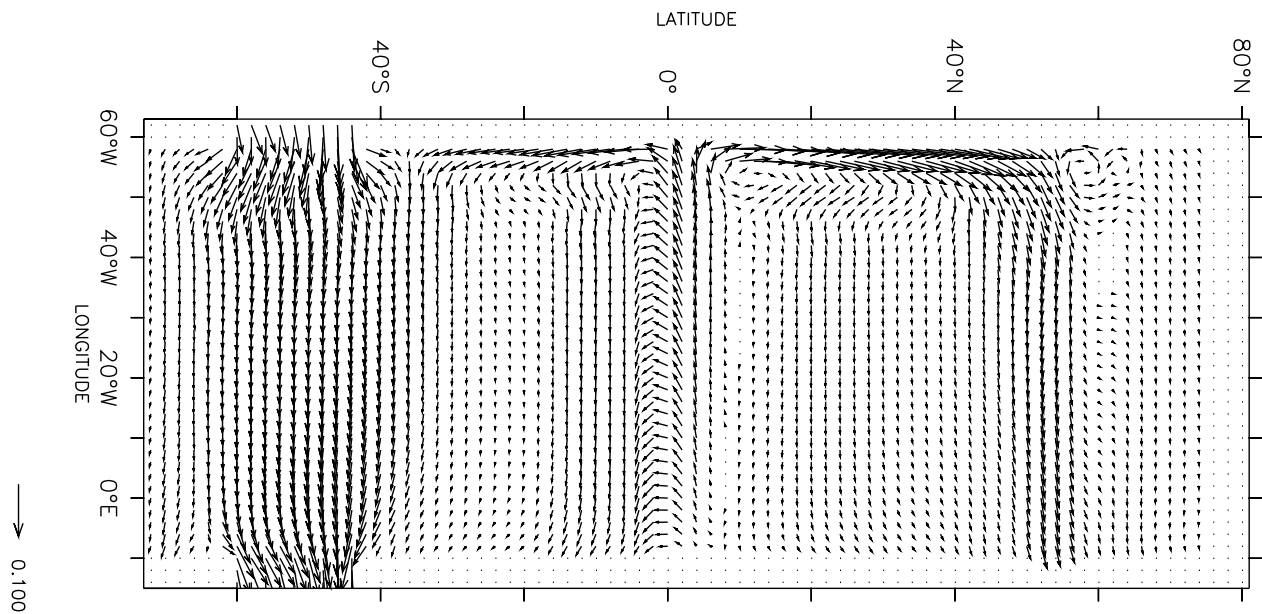


Abbildung 4.29: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s an der Oberfläche für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)

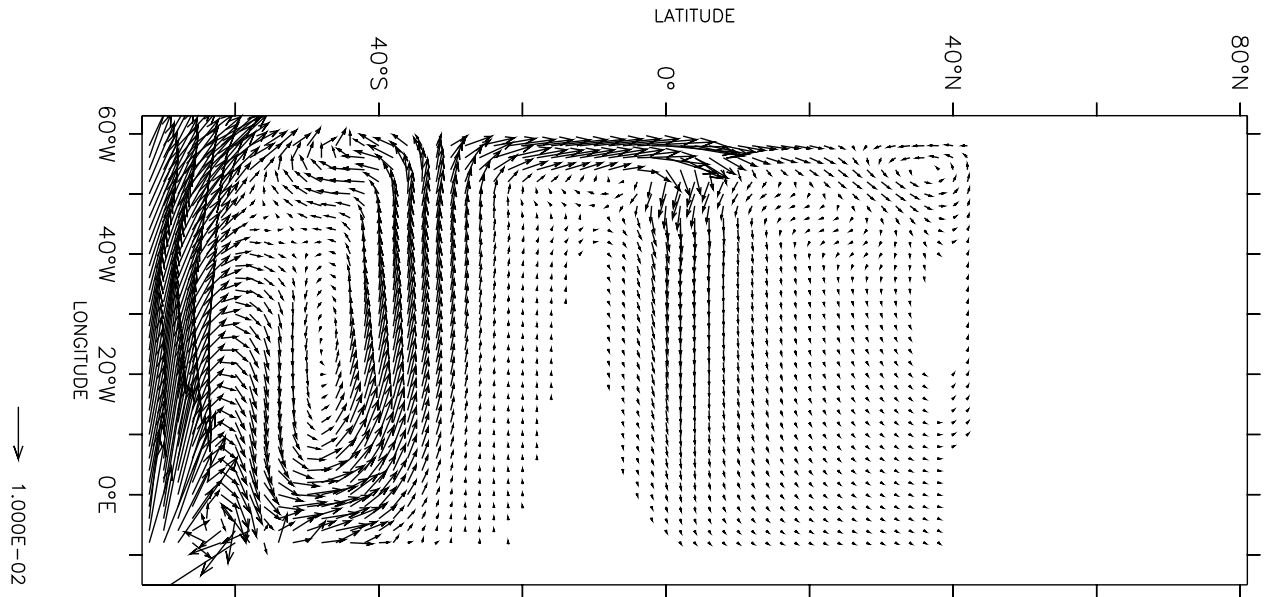


Abbildung 4.30: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s am Boden für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht mit zonal gemittelter Windschubspannung (ATL\_+1)

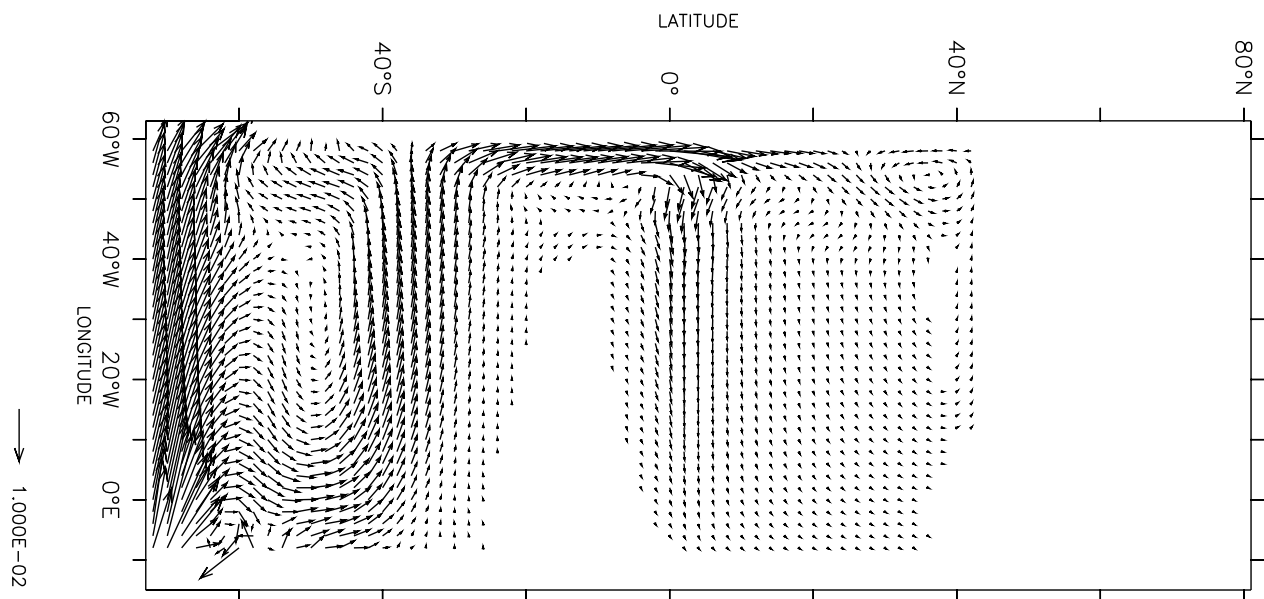


Abbildung 4.31: Horizontale Geschwindigkeiten in m/s am Boden für das idealisierte Atlantikmodell im Gleichgewicht ohne Windschub (ATL\_+0)



### 4.2.5 Windschub und thermohaliner Antrieb

In den Tabellen 4.3 und 4.4 ist der barotrope Transport  $\Delta\Psi$  durch die Drake-Passage und das meridionale Overturning  $\Phi_{\min}$  der AABW-Zelle für die durchgeführten Modellläufe des idealisierten Atlantikmodells zu finden.

Sowohl der barotrope Transport durch die Drake-Passage als auch das meridionale Overturning der AABW-Zelle für den Fall ohne Windschub mit rein thermohalinen Antrieb ist im idealisierten Atlantikmodell um ein Vielfaches stärker ausgeprägt als im regionalen Modell. Jedoch sind die Differenzen im barotropen Transport durch die Drake-Passage zwischen dem Fall mit Windschub und ohne Windschub im idealisierten Atlantikmodell kleiner als im regionalen Modell. Die Differenzen im meridionalen Overturning der AABW-Zelle sind in beiden Modellen von vergleichbarer Größenordnung.

Auch im idealisierten Atlantikmodell lassen sich für die betrachteten Fälle wenig Aussagen über die Abhängigkeit des meridionalen Overturnings der AABW-Zelle vom thermohalinen Antrieb machen. Für den Transport durch die Drake-Passage ergibt sich eine ähnliche Abhängigkeit vom thermohalinen Antrieb, wie sie im regionalen Modell vorgefunden wurde (vgl.: Unterabschnitt 4.1.5).

$\Psi_{\text{nord}} - \Psi_{\text{süd}}$		$\tau^x = \tau_{\text{mean}}^x$	$\tau^x = 0$
$T_{\text{rest}} = T_{\text{plus}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{plus}}$	-262.1 Sv	-165.4 Sv
$T_{\text{rest}} = T_{\text{mean}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{mean}}$	-221.6 Sv	-140.8 Sv
$T_{\text{rest}} = T_{\text{minus}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{minus}}$	-184.8 Sv	-112.2 Sv

**Tabelle 4.3:** Barotroper Transport durch die Drake-Passage für die verschiedenen Läufe des idealisierten Atlantikmodells mit unterschiedlicher Windschubspannung und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb

$\Phi_{\min}$		$\tau^x = \tau_{\text{mean}}^x$	$\tau^x = 0$
$T_{\text{rest}} = T_{\text{plus}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{plus}}$	-23.82 Sv	-16.32 Sv
$T_{\text{rest}} = T_{\text{mean}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{mean}}$	-23.55 Sv	-17.77 Sv
$T_{\text{rest}} = T_{\text{minus}}$	$S_{\text{rest}} = S_{\text{minus}}$	-22.59 Sv	-13.28 Sv

**Tabelle 4.4:** Meridionales Overturning der AABW-Zelle für die verschiedenen Läufe des idealisierten Atlantikmodells mit unterschiedlicher Windschubspannung und unterschiedlichem thermohalinen Antrieb

## 5 Diskussion und Interpretation der Ergebnisse

In diesem Kapitel werde ich die Idee indirekter Effekte der südlichen Westwinde auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom aufgreifen (vgl.: Abschnitt 2.6) und möchte die Abhängigkeit der Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms vom Windschub und vom thermohalinen Antrieb in zwei Schritten behandeln:

1. In Abschnitt 5.1 führe ich die Stärke des barotropen Transports durch die Drake-Passage auf die Verteilung der baroklinen potentiellen Energie zurück.
2. Anschließend wird in Abschnitt 5.2 die Abhängigkeit der Verteilung der baroklinen potentiellen Temperatur vom Windschub und vom thermohalinen Antrieb diskutiert.

Am Ende von Abschnitt 5.2 werde ich ein vereinfachtes Modell vorstellen, mit dem sich die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes des regionalen Modelles in guter Näherung aus Windschub und thermohalinen Antrieb analytisch bestimmen läßt. Anschließend wird in Abschnitt 5.3 der Einfluß der atlantischen Wassermassen anhand des idealisierten Atlantikmodelles diskutiert und eine notwendige Ergänzung des vereinfachten analytischen Modells kurz skizziert.

### 5.1 Transporte durch die Drake-Passage

In diesem Abschnitt werde ich argumentieren, daß bei der in den Modellen dieser Arbeit verwendeten idealisierten Topographie der barotrope Transport durch die Drake-Passage durch den meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie bestimmt ist. Ist die Verteilung der baroklinen potentiellen Energie bekannt, so kann aus der geostrophischen Balance die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes berechnet werden. Auch für realistische Topographien bleibt die Balance zwischen Coriolis-Term und barokliner potentieller Energie relevant (siehe hierzu Unterabschnitt 5.1.7).

### 5.1.1 Die vertikal integrierte Impulsbilanz

Ausgangspunkt der Diskussion ist die vertikal integrierte horizontale Impulsbilanz, dargestellt mit der barotropen Stromfunktion  $\Psi$ , der baroklinen potentiellen Energie  $\chi$  und dem Bodendruck  $p_b$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial y} + f \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\partial \chi}{\partial x} + \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \tau^x + \text{NL} + \text{Fr} \\ -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + f \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \chi}{\partial y} + \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \tau^y + \text{NL} + \text{Fr} \end{array} \right\} \quad (5.1)$$

mit:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = \int_{-H}^0 v \, dz \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} = - \int_{-H}^0 u \, dz \quad (5.2)$$

und:

$$\chi = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 z \rho \, dz \quad p_b = p|_{z=-H} \quad (5.3)$$

NL und Fr stehen für die nichtlinearen Terme und Reibungsterme.

Durch Bildung der Rotation der vertikal integrierten horizontalen Impulsbilanz sowie durch Bildung der Rotation der vertikal gemittelten horizontalen Impulsbilanz läßt sich das Gleichungssystem 5.1 wie folgt darstellen (zur Interpretation siehe auch Mertz & Wright (1992) sowie Abschnitt 2.5):

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi + \mathcal{J}(\Psi, f) = \frac{1}{\rho_0} \mathcal{J}(p_b, H) + \frac{1}{\rho_0} \text{curl}_z \left( \vec{\tau} - \rho_0 H \vec{G} \right) \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \left( \frac{1}{H} \nabla \Psi \right) + \mathcal{J} \left( \Psi, \frac{f}{H} \right) = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \quad (5.5)$$

Die nichtlinearen Terme und Reibungsterme sind dabei im Vektor  $\vec{G}$  zusammengefaßt, der durch Gleichung 3.21 definiert ist. Die Jacobi-Determinante  $\mathcal{J}$  wird in Gleichung 2.6 definiert.

Abbildung 5.1 zeigt einen Vergleich der einzelnen Terme der meridionalen Impulsbilanz an der Drake-Passage. Der barotrope Transport durch die Drake-Passage ist in guter Näherung mit dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie balanciert:

$$f \frac{\partial \Psi}{\partial y} \approx \frac{\partial \chi}{\partial y} \quad (\text{An der Drake-Passage}) \quad (5.6)$$

Aus Abbildung 5.5 ist für das regionale Modell mit ostwärtigem Windschub zu entnehmen, daß sich die durch Gleichung 5.6 beschriebene Balance entlang des topographischen Hindernisses an der Drake-Passage einstellt, während sie im restlichen Modellgebiet nicht generell erfüllt ist. In den folgenden Unterabschnitten 5.1.2 bis 5.1.7 möchte ich die Balance 5.6 eingehender diskutieren.

Aufgrund der Balance 5.6 läßt sich die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes aus der Verteilung der baroklinen potentiellen Energie abschätzen. Wird ein Bereich mit nur geringer meridionaler Ausdehnung betrachtet, so kann der Coriolisparameter  $f$  in erster Näherung durch ein konstantes  $f_0$  ersetzt werden und die Integration der Balance 5.6 ergibt dann:

$$\Delta\Psi \approx \frac{1}{f_0}\Delta\chi \quad (5.7)$$

Ein Vergleich der Abbildungen 5.2 bis 5.4 mit den Abbildungen 4.7 bis 4.9 bestätigt dieses Ergebnis.

### 5.1.2 Eine Größenabschätzung für den Bodendruckgradienten

Zunächst mag verwundern, daß der meridionale Gradient des Bodendruckes nicht in der Näherung 5.6 der geostrophischen Balance auftaucht. Um eine Größenabschätzung für den meridionalen Bodendruckgradienten zu erhalten, möchte ich mich hier auf die Anteile  $\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y}$  und  $\left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y}$  der stationären barotropen Strömung  $\left(-\frac{\partial\Psi}{\partial y}, \frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)$

konzentrieren, die mit dem meridionalen Gradienten des Bodendruckes  $\frac{\partial p_b}{\partial y}$  geostrophisch balanciert werden. Aus den Gleichungen 5.1 und 5.4 ergibt sich hierfür:

$$f\left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} = \frac{H}{\rho_0}\frac{\partial p_b}{\partial y}; \quad \frac{\partial f}{\partial y}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial H}{\partial x}\frac{\partial p_b}{\partial y} \quad (5.8)$$

Der meridionale Bodendruckgradient  $\frac{\partial p_b}{\partial y}$  kann aus dem Gleichungssystem 5.8 eliminiert werden:

$$\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} = -\frac{\left(\frac{1}{H}\frac{\partial H}{\partial x}\right)}{\left(\frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial y}\right)}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} \quad (5.9)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial y}(\ln f)\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x}(\ln H)\left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)\frac{\partial p_b}{\partial y} \quad (5.10)$$

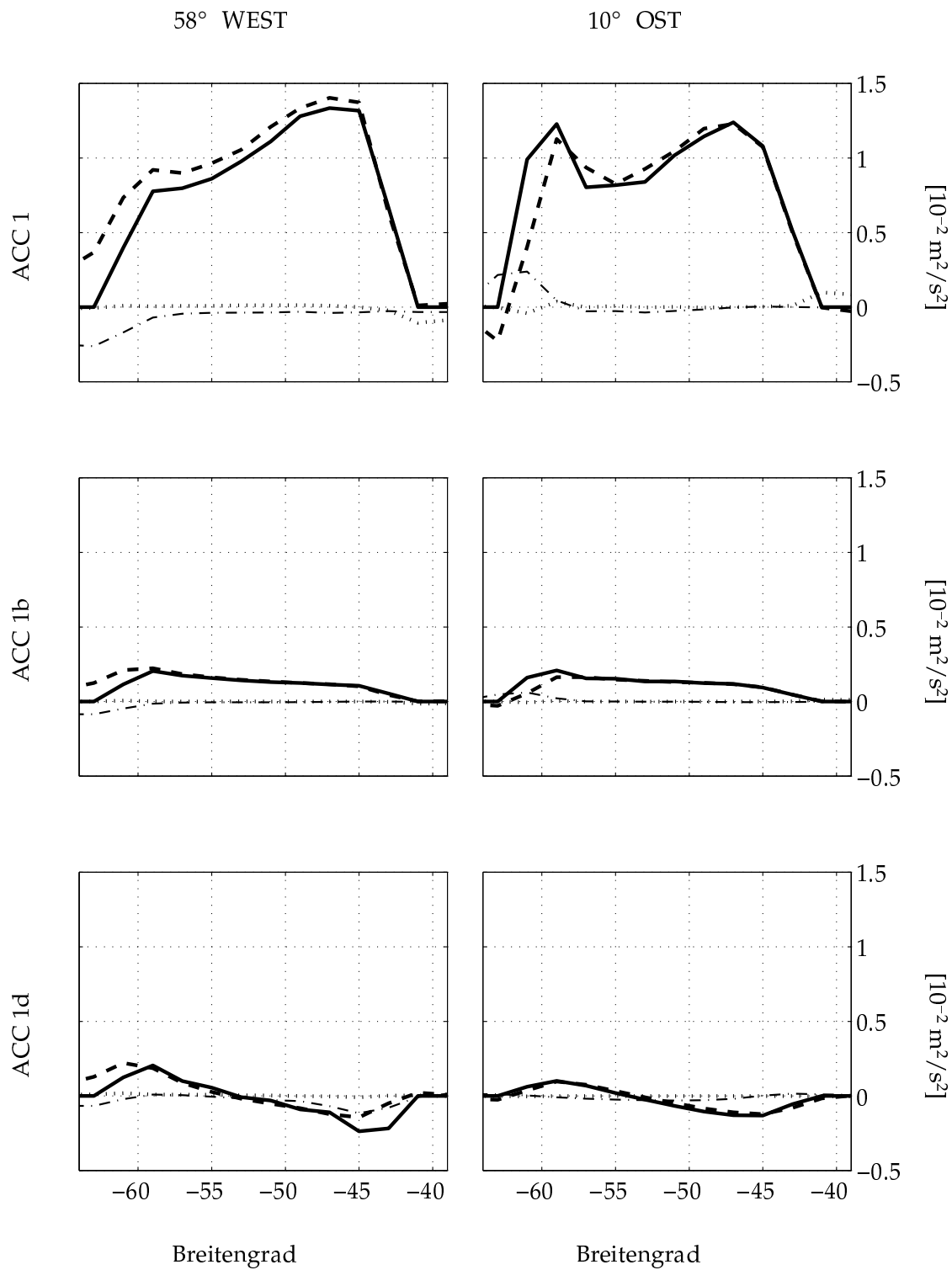


Abbildung 5.1: Vergleich der Terme  $f \frac{\partial \Psi}{\partial y}$  (—),  $\frac{\partial \chi}{\partial y}$  (---),  $\frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial x}$  (- · -) und dem Reibungsterm (···) für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtigem Windstress (ACC\_1), ohne Windstress (ACC\_1b) und westwärtigem Windstress (ACC\_1d) direkt an der Drake-Passage jeweils am westlichen und östlichen Rand des Atlantiks

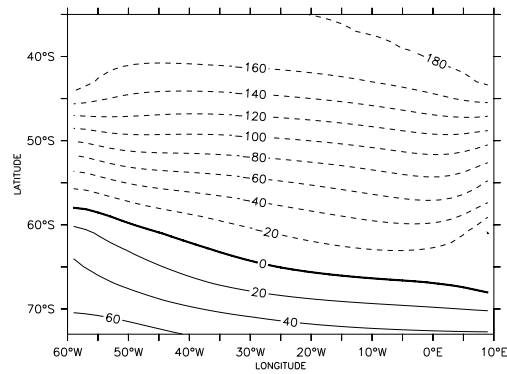


Abbildung 5.2:  $\frac{\chi - \chi_1}{f_0}$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtigem Windstress (ACC\_1), wobei  $f_0$  gleich  $f$  für 50° südlicher Breite ist.

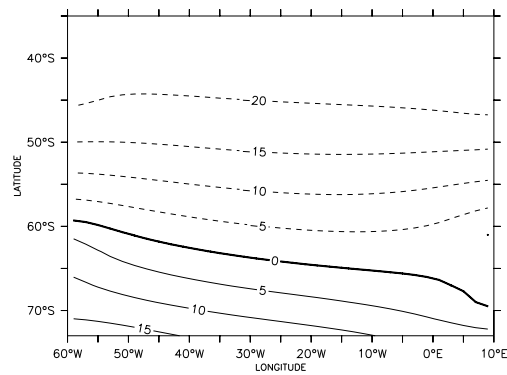


Abbildung 5.3:  $\frac{\chi - \chi_1}{f_0}$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht ohne Windstress (ACC\_1b), wobei  $f_0$  gleich  $f$  für 50° südlicher Breite ist.

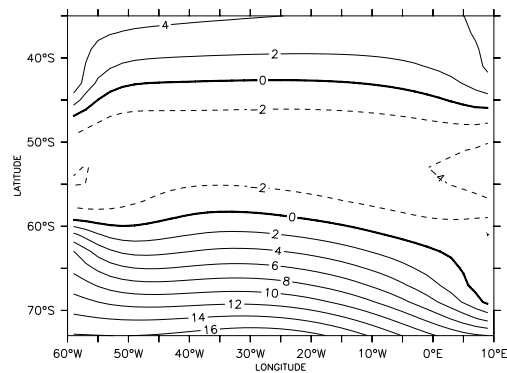


Abbildung 5.4:  $\frac{\chi - \chi_1}{f_0}$  in Sv für das regionale Modell im Gleichgewicht mit westwärtigem Windstress (ACC\_1d), wobei  $f_0$  gleich  $f$  für 50° südlicher Breite ist.

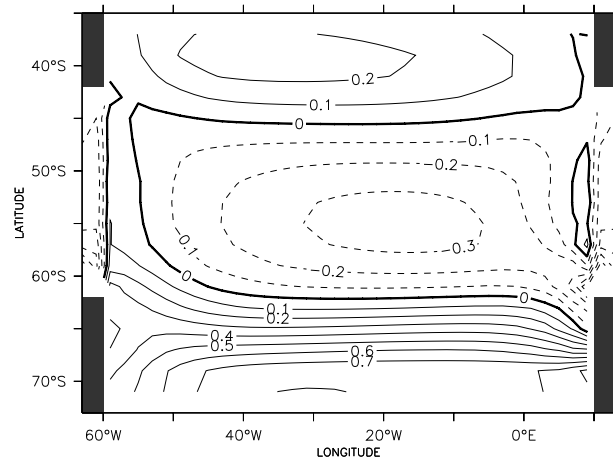


Abbildung 5.5: Residuum  $\frac{\partial \chi}{\partial y} - f \frac{\partial \Psi}{\partial y}$  in  $10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^2$  für das regionale Modell im Gleichgewicht mit ostwärtigem Windstress (ACC\_1)

Durch Integration von Gleichung 5.10 erhält man unter der Bedingung, daß  $H$  nur eine Funktion des Längengrades ist, eine Abschätzung des meridionalen barotropen Transportes entlang eines Hanges im Verhältnis zum zonalen barotropen Transport über diesen Hang:

$$(\text{meridionaler Transport}) \frac{\partial p_b}{\partial y} = \frac{\ln\left(\frac{H_{\text{west}}}{H_{\text{ost}}}\right)}{\ln\left(\frac{f_{\text{nord}}}{f_{\text{süd}}}\right)} (\text{zonaler Transport}) \frac{\partial p_b}{\partial y} \quad (5.11)$$

Gleichung 5.11 bedeutet für die in den Modellen dieser Arbeit verwendete Topographie, daß der meridionale Transport ca. 2.3-fach so groß wie der zonale Transport wäre, wenn der Bodendruckterm ein führender Term in Gleichung 5.1 sein würde. Das ist aber eine unrealistische Situation, da der Antarktische Zirkumpolarstrom im wesentlichen zonal ist. In den Abbildungen 4.7 bis 4.9 sowie 4.24 und 4.25 läßt sich auch kein entsprechender meridionaler Transport vergleichbarer Größenordnung wie der zonale Transport erkennen. Hieraus ergibt sich, daß in dem idealisierten Modell dieser Arbeit  $\frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial y}$  an der Drake-Passage kein führender Term ist und wesentlich kleiner als  $\frac{\partial \chi}{\partial y}$  sein muß. Dieses Argument gilt jedoch nur für Topographien mit hinreichenden topographischen Gradienten; insbesondere bei flachem Boden ergibt sich eine andere Situation (vgl.: Unterabschnitt 5.1.7).

### 5.1.3 Geostrophische Transporte entlang der $f/H$ -Konturen

Um die Diskussion aus dem Gradienten des Bodendruckes resultierender geostrophischer Transporte allgemeiner zu fassen, sei an dieser Stelle nur der Anteil  $\Psi_p$  der barotropen Stromfunktion  $\Psi$  aus dem Gleichungssystem 5.1 betrachtet, der mit dem Bodendruckgradienten geostrophisch balanciert wird:

$$f \frac{\partial \Psi_p}{\partial x} = \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial x} \qquad f \frac{\partial \Psi_p}{\partial y} = \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial p_b}{\partial y} \qquad (5.12)$$

bzw.:

$$\frac{f}{H} \nabla \Psi_p = \nabla p_b \qquad (5.13)$$

Durch Bildung der Rotation erhält man:

$$\nabla \frac{f}{H} \times \nabla \Psi_p \equiv 0 \qquad (5.14)$$

Somit ist  $\Psi_p$  eine Funktion des Verhältnisses von Coriolisparameter  $f$  und der Wassertiefe  $H$ :

$$\Psi_p = \Psi_p(f/H) \qquad (5.15)$$

Hieraus folgt, daß durch den Gradienten im Bodendruck nur geostrophische Transporte entlang der geostrophischen  $f/H$ -Konturen erzeugt werden können. Da in den verwendeten idealisierten Modellen dieser Arbeit die Drake-Passage von den geostrophischen Konturen blockiert wird<sup>1</sup>, kann der Bodendruck zu keinem geostrophischen Transport durch die Drake-Passage beitragen.

### 5.1.4 Transporte über die $f/H$ -Konturen ohne Reibungsgrenzschichten

Der Transport durch die Drake-Passage muß bei der verwendeten idealisierten Topographie über die  $f/H$ -Konturen hinwegführen, die die Drake-Passage blockieren. Sei zunächst der Anteil  $\Psi'$  der barotropen Stromfunktion  $\Psi$  betrachtet, der ohne nichtlineare Anteile und Reibungseffekte balanciert wird. Gleichung 5.5 gibt hierfür:

$$\mathcal{J} \left( \Psi', \frac{f}{H} \right) = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} \right) \qquad (5.16)$$

<sup>1</sup>Eine geostrophische Kontur, die z.B. direkt südlich der Drake-Passage bei 62° Süd aus 5700 m Tiefe auf die Drake-Passage zuläuft, findet bei einer Tiefe von 3000 m erst bei 27.5° Süd ihre Fortsetzung und blockiert somit die Drake-Passage.



oder mit der Jacobi-Determinante ausgeschrieben:

$$\begin{aligned} \left( \beta - \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right) \frac{\partial \Psi'}{\partial x} + \frac{f}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \Psi'}{\partial y} = \\ - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \left( \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \tau^x \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \left( \frac{\partial \chi}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \tau^y \right) + \frac{1}{\rho_0} \text{curl}_z \vec{\tau} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Variiert die Topographie nur in zonaler Richtung und ist die relative Änderung der Meerestiefe viel größer als die des Coriolisparameters, so läßt sich Gleichung 5.16 vereinfachen:

$$\left| \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right| \equiv 0; \quad \left| \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial y} \right|, \quad \left| \frac{\text{curl}_z \vec{\tau}}{\rho_0 \frac{\partial \chi}{\partial y} - \tau_y} \right| \implies f \frac{\partial \Psi'}{\partial y} \approx \frac{\partial \chi}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0} \tau^y \quad (5.18)$$

Für den Fall ohne meridionalen Windschub (wie in den verwendeten Modellen dieser Arbeit) gibt Gleichung 5.18 Gleichung 5.6 wieder. Auf andere Topographien verallgemeinert folgt aus Gleichung 5.16: In Gebieten mit großem topographischen Gradienten läßt sich der barotrope Transport über topographische Konturen aus zwei Anteilen zusammensetzen. Den ersten Anteil bildet ein geostrophischer Transport, der aus dem Gradienten der baroklinen potentiellen Energie entlang der topographischen Konturen resultiert, und der zweite Anteil ist der Ekman-Transport:

$$f \nabla_{\parallel H} \Psi' \approx \nabla_{\parallel H} \chi + \frac{1}{\rho_0} \vec{\tau}_{\parallel H} \quad (\text{wenn } \nabla H \text{ sehr groß}) \quad (5.19)$$

### 5.1.5 Transporte über die $f/H$ -Konturen mit Reibungsgrenzschichten

In Gleichung 5.16 nicht enthalten und in Unterabschnitt 5.1.4 nicht diskutiert sind Reibungseffekte sowie nichtlineare Effekte. Transporte über  $f/H$ -Konturen können jedoch auch durch Reibungsgrenzschichten am Boden und an den lateralen Rändern des Ozeans ermöglicht werden. Während die Bodenreibung in den verwendeten Modellen nicht berücksichtigt wird, findet die laterale Reibung über den in Gleichung 3.21 definierten Vektor  $\vec{G}$  Eingang in die Modellgleichungen. Für den ageostrophischen Anteil  $\Psi''$  des barotropen Transports über die  $f/H$ -Konturen ergibt sich:

$$g \left( \Psi'', \frac{f}{H} \right) = \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \quad (5.20)$$

Gleichung 5.20 ermöglicht eine stationäre Strömung mit Reibungsgrenzschichten an den lateralen Rändern nördlich und südlich der Drake-Passage, in denen barotrope

Transporte über die  $f/H$ -Konturen stattfinden können, während außerhalb dieser Grenzschichten (wie in Unterabschnitt 5.1.3 diskutiert) nur geostrophische barotrope Transporte entlang der  $f/H$ -Konturen möglich sind. Solch eine Vorstellung wird z.B. in Wang & Huang (1995) und Krupitsky & Cane (1994) entwickelt.

Wie jedoch dem Vergleich aus Abbildung 5.1 zu entnehmen ist, dominiert in dem regionalen Modell die Balance aus Gleichung 5.6.

### 5.1.6 Anpassung des Bodendrucks über die Oberflächenauslenkung

In diesem Unterabschnitt möchte ich kurz erläutern, auf welche Weise sich der Bodendruck so einstellen kann, daß der Bodendruckgradient entlang einer  $f/H$ -Kontur verschwindet. Der Druck am Boden des Ozeanmodells setzt sich aus dem barotropen Anteil an der Oberfläche des Modells und dem aus der Dichteverteilung resultierenden baroklinen Anteil zusammen:

$$p_b = p|_{z=0} + \int_{-H}^0 g \rho dz \quad (5.21)$$

Im Oberflächendruck  $p|_{z=0}$  kommt die äquivalente Oberflächenauslenkung  $\eta$  zum Ausdruck. Betrachtet man die Dichteverteilung  $\rho$  und damit den baroklinen Anteil des Bodendrucks in einer ersten Näherung als vorgegeben, so muß sich der Bodendruckgradient über den barotropen Anteil und somit über die Oberflächenauslenkung  $\eta$  einstellen.

In den Modellergebnissen des regionalen Modelles findet man an der Schwelle der Drake-Passage meridionale Gradienten im baroklinen und im barotropen Anteil des Bodendrucks von jeweils entgegengesetztem Vorzeichen, so daß sie sich gegenseitig weitgehend kompensieren und der Gradient im Bodendruck klein ist. In verschiedenen zusätzlichen Modellläufen wurde über Volumen-Restoring ein meridionaler Gradient des baroklinen Anteils im Bodendruck an der Drake-Passage erzwungen. Auch in diesen Fällen wird der barokline Anteil durch den barotropen Anteil kompensiert.

Eine Anpassung der Oberflächenauslenkung  $\eta$  entlang  $f/H$ -Konturen ist zum Beispiel durch barotrope topographische Rossby-Wellen denkbar.

### 5.1.7 Diskussion der vereinfachten Topographie des Modells

In der bisherigen Diskussion wurden spezielle Voraussetzungen an die Topographie der Drake-Passage gemacht. Im folgenden möchte ich für verschiedene Realisierungen der Topographie die jeweils für den Antarktischen Zirkumpolarstrom relevante Balance an der Drake-Passage untersuchen:

1. Bei flachem Boden reduziert sich Gleichung 5.4 zur Sverdrup-Balance, ergänzt um nichtlineare Terme und laterale Reibungsterme. Der entlang eines Breitengrades durch die Drake-Passage integrierte meridionale barotrope Transport muß verschwinden. Somit läßt sich die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms mittels der Balance aus der Rotation der Windschubspannung und der lateralen Reibung bestimmen (vgl.: Hidaka & Tsuchiya, 1953; Gill, 1968):

$$\oint_{f=\text{cst.}} \left[ \text{curl}_z \left( \vec{\tau} - \rho_0 H \vec{G} \right) \right] ds = 0 \quad (5.22)$$

2. Zweitens sei eine Topographie mit räumlich leicht variierender Meeresbodentiefe  $H$  betrachtet, wobei die Antarktis von  $f/H$ -Konturen umschlossen wird. Der entlang einer die Antarktis umschließenden  $f/H$ -Kontur integrierte barotrope Transport über diese Kontur muß verschwinden, was durch laterale Reibung ermöglicht werden kann. Mit Gleichung 5.5 ergibt sich:

$$\oint_{f/H=\text{cst.}} \left[ g \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \right] ds = 0 \quad (5.23)$$

3. Ist die räumliche Variation von  $H$  größer, so daß die  $f/H$ -Konturen von der Drake-Passage blockiert werden, dann wird die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms durch den barotropen Transport über eine durch die Drake-Passage blockierte  $f/H$ -Kontur bestimmt. Gleichung 5.5 gibt hierfür:

$$g \left( \Psi, \frac{f}{H} \right) = g \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \quad (5.24)$$

4. Sind die räumlichen Variationen der Meeresbodentiefe  $H$  so groß, daß die  $f/H$ -Konturen praktisch parallel zu den  $H$ -Konturen verlaufen, so ergibt sich mit den Argumenten aus Unterabschnitt 5.1.4 die durch Gleichung 5.19 gegebene vereinfachte Balance:

$$f \nabla_{\parallel H} \Psi = \nabla_{\parallel H} \chi + \frac{1}{\rho_0} \vec{\tau}_{\parallel H} \quad (5.25)$$

In Tabelle 5.1 befindet sich eine Übersicht über die betrachteten Fälle. Fall 4 entspricht der den Modellen dieser Arbeit zugrunde liegenden idealisierten Topographie. Abbildung 5.6 zeigt die Topographie an der Drake-Passage auf Basis von ETOPO120 sowie den Verlauf der  $f/H$ -Konturen. Die aus dem tiefen Ozean kommenden  $f/H$ -Konturen werden von der Drake-Passage blockiert, so daß Fall 3 recht gut eine realistische Topographie wiedergibt. Auch in Fall 3 treten die für den Fall 4 relevanten Transporte auf, doch hat der Wind zusätzlich über einen "Sverdrup"-artigen Term einen direkten Einfluß auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom.

Um genauer zu beurteilen, welchen Einfluß der Gradient der baroklinen potentiellen Energie auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom hat, wäre es interessant, in einem höher auflösenden Modell mit einer realistischen Topographie Gleichung 5.5 entlang der geostrophischen Konturen zu integrieren und zu untersuchen, welchen Anteil die verschiedenen Terme an der Vorticity-Balance 5.5 haben. Folgende Terme können dabei barotrope Transporte über die geostrophischen Konturen verursachen:

- Der JEBAR-Term:

$$j\left(\chi, \frac{1}{H}\right) \quad (5.26)$$

- ein linear vom Windschub abhängiger "Ekman"-artiger Term:

$$-\frac{1}{\rho_0 H} \nabla H \times \vec{\tau} \quad (5.27)$$

- ein linear von der Rotation des Windschubes abhängiger "Sverdrup"-Term:

$$\frac{1}{\rho_0 H} \text{curl}_z \vec{\tau} \quad (5.28)$$

- und ein Term, der die nichtlinearen und reibungsbedingten Effekte enthält:

$$-\text{curl}_z \vec{G} \quad (5.29)$$

Wenn die nichtlinearen und reibungsbedingten Effekte sehr klein sind und vernachlässigt werden können, so kann die barotrope Stromfunktion  $\Psi$  als Summe dreier Stromfunktionen  $\Psi_J$ ,  $\Psi_E$  und  $\Psi_S$  dargestellt werden. Hierbei stellt  $\Psi_J$  den Teil der barotropen Stromfunktion  $\Psi$  dar, der aus dem JEBAR-Term resultiert,  $\Psi_E$  wird ausschließlich aus dem "Ekman"-Term berechnet und  $\Psi_S$  aus dem "Sverdrup"-Term.

$$\Psi = \Psi_J + \Psi_E + \Psi_S \quad (5.30)$$

mit:

$$j\left(\Psi_J, \frac{f}{H}\right) = j\left(\chi, \frac{1}{H}\right), \quad (5.31)$$

$$j\left(\Psi_E, \frac{f}{H}\right) = -\frac{1}{\rho_0 H} \nabla H \times \vec{\tau} \quad (5.32)$$

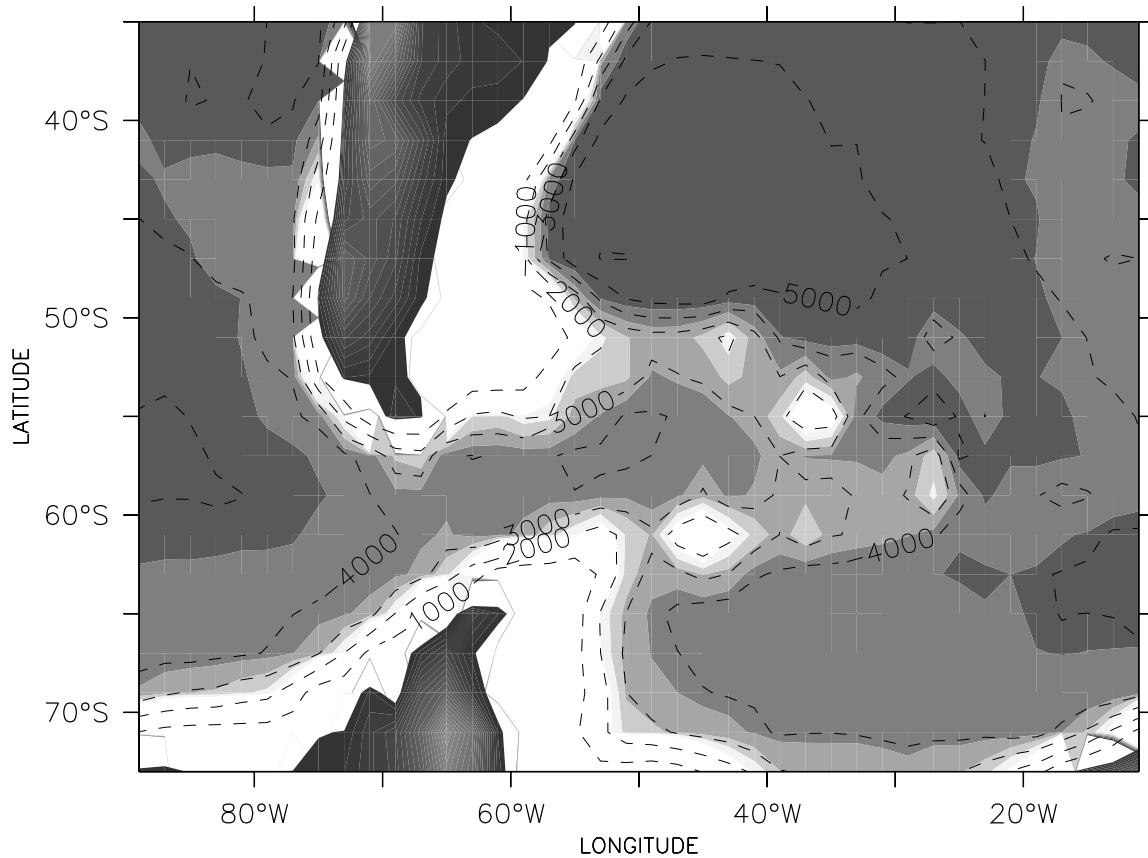
und

$$j\left(\Psi_S, \frac{f}{H}\right) = \frac{1}{\rho_0 H} \text{curl}_z \vec{\tau} \quad (5.33)$$

Der Anteil  $\Psi_J$  wurde in diesem Abschnitt (5.1) diskutiert und stellt eine rein thermohalin getriebene barotrope Strömung dar. Mit den Termen  $\Psi_E$  und  $\Psi_S$  kommen direkt vom Wind getriebene Anteile der barotropen Strömung zu dem thermohalin getriebenen Anteil hinzu.

Fall	Topographie	$f/H$ - Konturen	Balance an der Drake Passage
1	$\nabla H \equiv 0$	parallel zu $f$ -Konturen	$\oint_{f=\text{cst.}} \left[ \text{curl}_z \left( \vec{\tau} - \rho_0 H \vec{G} \right) \right] ds = 0$
2	$\nabla H \neq 0$ (klein)	umschließen Antarktis	$\oint_{H=\text{cst.}} \left[ \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right) \right] ds = 0$
3	$\nabla H \neq 0$ (mittel)	werden blockiert	$\mathcal{J} \left( \Psi, \frac{f}{H} \right) = \mathcal{J} \left( \chi, \frac{1}{H} \right) + \text{curl}_z \left( \frac{\vec{\tau}}{\rho_0 H} - \vec{G} \right)$
4	$\nabla H \neq 0$ (sehr groß)	parallel zu $H$ -Konturen	$f \nabla_{\parallel H} \Psi = \nabla_{\parallel H} \chi + \frac{1}{\rho_0} \vec{\tau}_{\parallel H}$

**Tabelle 5.1:** Die für den ACC relevante Balance in Abhängigkeit der Topographie an der Drake-Passage



**Abbildung 5.6:** Topographie an der Drake-Passage auf Basis von ETOPO120 - Die Konturlinien stellen die Tiefe  $H$  des Meeresbodens in Metern dar; die Grenzen der grau eingefärbten Flächen im Ozean zeigen  $f/H$ -Konturen.

## 5.2 Die Verteilung der baroklinen potentiellen Energie

In Abschnitt 5.1 habe ich argumentiert, daß sich die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes aus dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie  $\chi$  bestimmen läßt. In diesem Abschnitt möchte ich die Abhängigkeit der Verteilung der baroklinen potentiellen Energie  $\chi$  vom thermohalinen Antrieb und der Windschubspannung diskutieren, um in Unterabschnitt 5.2.4 ein idealisiertes analytisches Modell des Antarktischen Zirkumpolarstromes zu entwickeln. Dieses Modell wird dann dazu verwendet, Ergebnisse verschiedener Zirkulationsmodelle zu beleuchten und einzuordnen.

### 5.2.1 Der Einfluß des thermohalinen Antriebs

In Unterabschnitt 4.1.5 wurde aus Tabelle 4.1 entnommen, daß die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes mit einer Verstärkung des meridionalen Gradienten des atmosphärischen thermohalinen Antriebes zunimmt. Dies ist konsistent zu der bisherigen Diskussion:

- Ein verstärkter meridionaler Gradient im thermohalinen Antrieb führt zu einem verstärkten meridionalen Gradienten im Dichtefeld.
- Ein verstärkter meridionaler Gradient im Dichtefeld hat einen verstärkten meridionalen Gradienten in der baroklinen potentiellen Energie zur Folge (siehe Gleichung 5.3).
- Ein verstärkter meridionaler Gradient in der baroklinen potentiellen Energie bewirkt gemäß Gleichung 5.6 einen verstärkten barotropen Transport durch die Drake-Passage.

### 5.2.2 Der Einfluß der windgetriebenen Deacon-Zelle

In Unterabschnitt 4.1.5 wurde eine Asymmetrie im barotropen Transport durch die Drake-Passage in Abhängigkeit vom Windschub festgestellt. Vergleicht man den zonal integrierten meridionalen Massentransport  $\Phi$  (Abbildung 4.10 bis 4.12) mit der zonal gemittelten Verteilung der potentiellen Temperatur  $\theta$  (Abbildung 4.1 bis 4.3) und des Salzgehaltes  $S$  (Abbildung 4.4 bis 4.6) aus dem regionalen Modell, so liegt folgende Interpretation nahe:

- Bei ostwärtigem Windschub sind mit dem meridionalen Massentransport der Deacon-Zelle nach unten gerichtete Transporte im nördlichen Ast der Deacon-Zelle verbunden. Diese vertikalen Transporte führen zu einer vertikalen Verbreiterung

der Thermo-, Halo- und Pyknoklinen nördlich der Drake-Passage und somit zu einem verstärkten meridionalen Gradienten in der baroklinen potentiellen Energie.

- Bei westwärtigem Windschub hat die Deacon-Zelle eine umgekehrte Orientierung, und die damit verbundenen vertikalen Transporte führen zu einer vertikalen Komprimierung der Pyknokline nördlich der Drake-Passage. Hierdurch schwächt sich der meridionale Gradient in der baroklinen potentiellen Energie ab.

Da sich die auf Flächen gleicher Tiefe zonal integrierten Transporte von den auf Flächen gleicher potentieller Dichte zonal integrierten Transporten unterscheiden, kann nicht aus der meridionalen Stromfunktion  $\Phi$  direkt auf diapyrkne Transporte geschlossen werden (Vergleiche hierzu z.B.: Döös & Webb (1994), Rintoul et al. (1999) und Gnanadesikan & Hallberg (1999) sowie Abschnitt 2.4). Im folgenden möchte ich argumentieren, daß obige Interpretation für die in den Modellen untersuchten Fälle dennoch zutreffend ist.

Aus den Erhaltungsgleichungen für die potentielle Temperatur  $\theta$  und den Salzgehalt  $S$  (Gleichung 3.6 und 3.7) ergibt sich eine zonal gemittelte Balance aus Advektion und turbulenter Diffusion:

$$\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta}) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_h \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} \right) + \nabla_h \cdot (A_h \nabla_h \overline{\theta}) \quad (5.34)$$

$$\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot S}) = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa_h \frac{\partial \overline{S}}{\partial z} \right) + \nabla_h \cdot (A_h \nabla_h \overline{S}) \quad (5.35)$$

Der zonal gemittelte Advektionsterm läßt sich wie folgt aufteilen:

$$\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta}) = \nabla \cdot (\overline{\vec{v}} \cdot \overline{\theta}) + \nabla \cdot (\overline{\vec{v}' \cdot \theta'}) \quad (5.36)$$

$$\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot S}) = \nabla \cdot (\overline{\vec{v}} \cdot \overline{S}) + \nabla \cdot (\overline{\vec{v}' \cdot S'}) \quad (5.37)$$

mit:

$$\overline{(\alpha)} = \frac{1}{x_{\text{ost}} - x_{\text{west}}} \int_{x_{\text{west}}}^{x_{\text{ost}}} (\alpha) dx; \quad (\alpha)' = (\alpha) - \overline{(\alpha)} \quad (5.38)$$

In den Abbildungen 5.7 bis 5.12 werden die einzelnen Terme aus Gleichung 5.36 für das regionale Modell mit ostwärtigem und mit westwärtigem Windschub verglichen. Es findet sich nördlich der Drake-Passage eine Divergenz  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v}} \cdot \overline{\theta})$  von mehreren °C pro 100 Jahren, die unterhalb von 500 Metern Tiefe hauptsächlich aus dem im



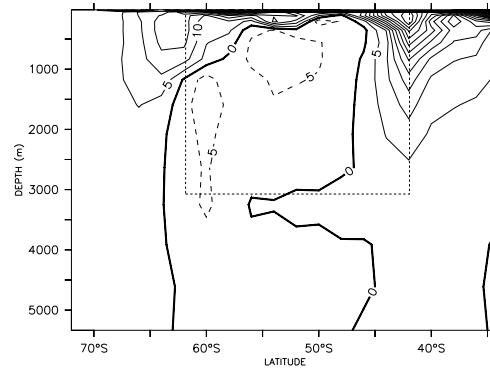


Abbildung 5.7: Divergenz  $\nabla \cdot (\vec{v} \cdot \bar{\theta})$  in  $^{\circ}\text{C}$  pro 100 Jahren für das regionale Modell mit ostwärtigem Windschub (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

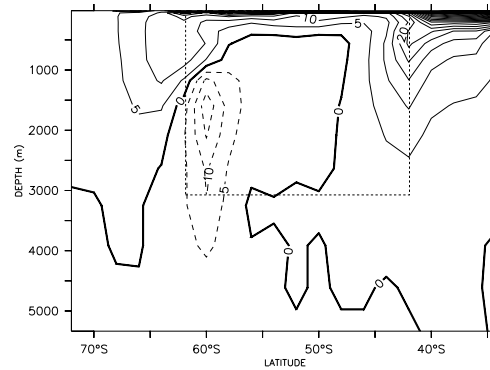


Abbildung 5.8: Divergenz  $\nabla \cdot (\vec{v} \cdot \bar{\theta})$  in  $^{\circ}\text{C}$  pro 100 Jahren für das regionale Modell mit ostwärtigem Windschub (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

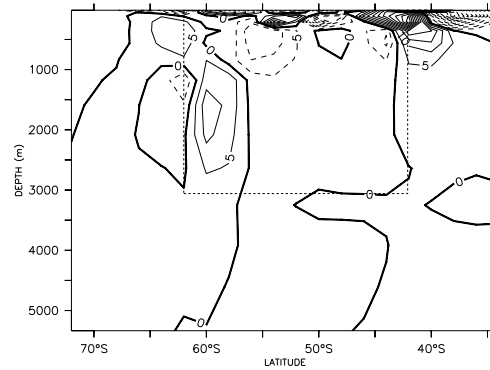


Abbildung 5.9: Divergenz  $\nabla \cdot (\vec{v}' \cdot \theta')$  in  $^{\circ}\text{C}$  pro 100 Jahren für das regionale Modell mit ostwärtigem Windschub (ACC\_1). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

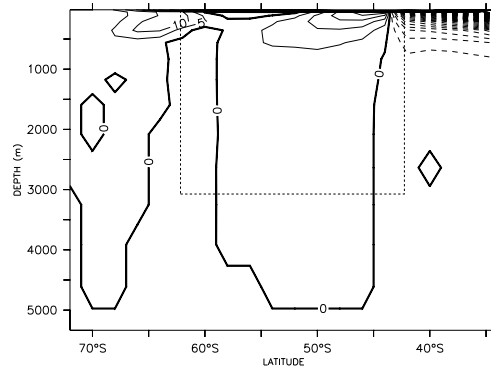


Abbildung 5.10: Divergenz  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v}} \cdot \overline{\theta})$  in °C pro 100 Jahren für das regionale Modell mit westwärtigem Windschub (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

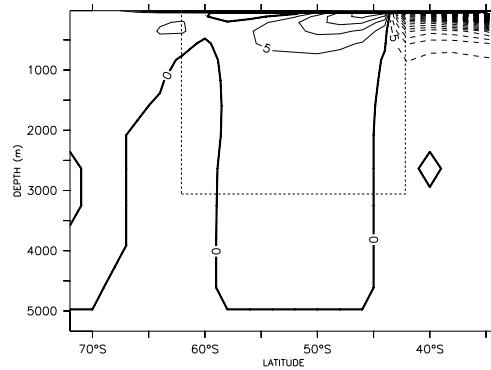


Abbildung 5.11: Divergenz  $\nabla \cdot (\vec{v} \cdot \overline{\theta})$  in °C pro 100 Jahren für das regionale Modell mit westwärtigem Windschub (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

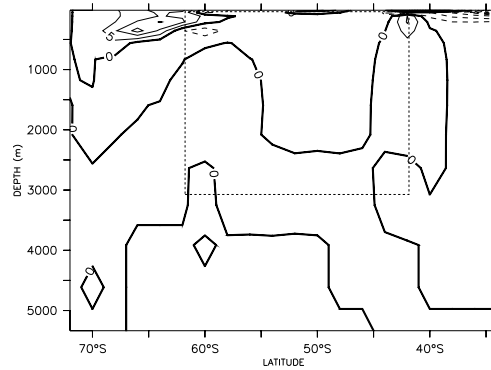


Abbildung 5.12: Divergenz  $\nabla \cdot (\vec{v}' \cdot \overline{\theta}')$  in °C pro 100 Jahren für das regionale Modell mit westwärtigem Windschub (ACC\_1d). Die gestrichelte Box markiert die Lage der Drake-Passage.

Geschwindigkeits- und Temperaturfeld gemittelten Term  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$  resultiert.<sup>11</sup> Ein entsprechender Vergleich (nicht dargestellt) der Terme aus Gleichung 5.37 ergibt ein ähnliches Resultat für den Salzgehalt  $S$  und ein Vergleich (ebenfalls nicht dargestellt) mit den partiellen Ableitungen  $\frac{\partial \rho}{\partial \theta}$  und  $\frac{\partial \rho}{\partial S}$  der Zustandsgleichung 3.8 zeigt, daß die Advektion der potentiellen Temperatur einen größeren Einfluß auf die Dichteverteilung hat als die des Salzgehaltes.

Eine weitere Analyse (nicht dargestellt) zeigt, daß die Divergenzen  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$  und  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot S})$  nördlich der Drake-Passage von den vertikalen Divergenzen  $\frac{\partial (\overline{w \theta})}{\partial z}$  und  $\frac{\partial (\overline{w S})}{\partial z}$  der zonal gemittelten Felder dominiert werden. Die Größen  $\overline{w}$ ,  $\overline{\theta}$  und  $\overline{S}$  sind den Abbildungen 4.1 bis 4.6 und 4.10 bis 4.12 zu entnehmen, und die zu Beginn dieses Unterabschnitts vorgenommene Interpretation anhand der Abbildungen 4.1 bis 4.6 und 4.10 bis 4.12 läßt sich aufgrund der vorgenommenen Termvergleiche der einzelnen Terme aus  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$  und  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot S})$  rechtfertigen.

Die in Tabelle 4.1 erkennbare Abhängigkeit der Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstromes von der windgetriebenen Deacon-Zelle läßt sich wie folgt beschreiben:

- Aufgrund der Balance von Advektion und turbulenter Diffusion stellt sich nördlich der Drake-Passage ein von der Orientierung und der Stärke der Deacon-Zelle abhängiger vertikaler Gradient in der Dichte ein.
- Mit dem vertikalen Dichtegradienten nördlich der Drake-Passage ist ein meridionaler Dichtegradient im tiefen Ozean verbunden und damit ein meridionaler Gradient in der baroklinen potentiellen Energie.
- Wie in Abschnitt 5.1 diskutiert sind mit dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie barotrope Transporte durch die Drake-Passage verbunden.

---

<sup>11</sup>Südlich der Drake-Passage sind die beiden Terme  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$  und  $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot S})$  von gleicher Größenordnung. Dort sind die vertikalen Gradienten in den aktiven Tracern aber gering (vgl.: Abbildungen 4.1 bis 4.6) und der meridionale Gradient der baroklinen potentiellen Energie wird vorwiegend von den Prozessen nördlich der Drake-Passage bestimmt, auf die ich mich hier in der Diskussion beschränken möchte.

### 5.2.3 Zusammenwirken von Windschub und thermohalinem Antrieb

Mit der geostrophischen Balance an der Drake-Passage aus dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie  $\chi$  und dem meridionalen Gradienten der barotropen Stromfunktion  $\Psi$  wird die Stärke des barotropen Transportes durch die Drake-Passage von der Verteilung der Dichte  $\rho$  vorgegeben. Die Verteilung der Dichte ergibt sich in diesem Modell 1.) durch die an der Oberfläche vorgegebenen thermohalinen Eigenschaften und 2.) durch den Transport dieser Eigenschaften durch advektive und turbulente Prozesse in die Tiefe. Der thermohaline Antrieb hat somit einen direkten Einfluß auf die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms. Der Windschub wirkt in diesem Modell nicht in direkter Weise auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom, da der Effekt des Sverdrup-Transportes bei der vereinfachten Topographie dieses Modells keinen relevanten Anteil am barotropen Transport durch die Drake-Passage hat. Doch wird die Verteilung der Dichte  $\rho$  in der in Unterabschnitt 5.2.2 diskutierten Weise von dem mit der Deacon-Zelle verbundenen Windschub beeinflusst. Der Wind hat somit einen indirekten Effekt auf die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms. Dies ist konsistent mit den Modellergebnissen von Cai & Baines (1996).

### 5.2.4 Ein idealisiertes analytisches Modell

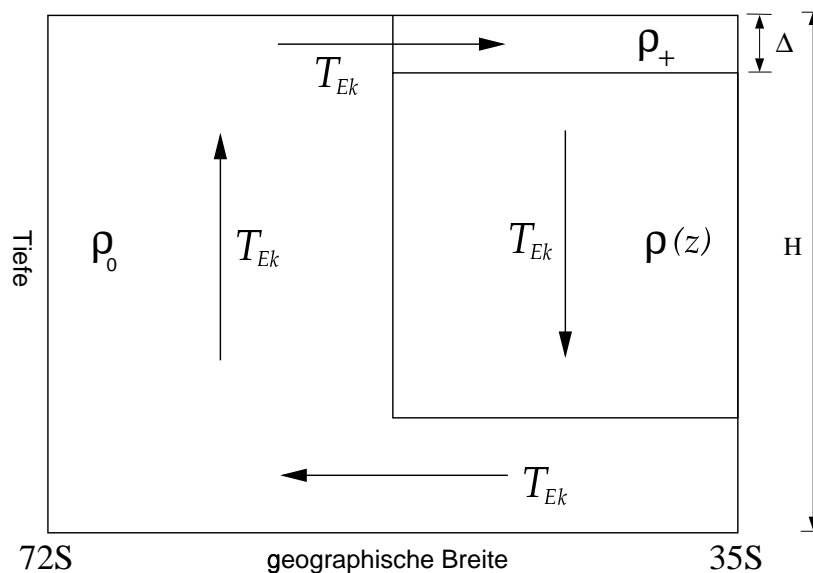


Abbildung 5.13: Skizze des idealisierten analytischen Modelles

Unter Verwendung obiger Balance aus Advektion und turbulenter Diffusion der aktiven Tracer (Gleichung 5.34 und 5.35) und unter Verwendung der geostrophischen Balance mit dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie (Gleichung 5.6)

soll hier ein idealisiertes analytisches Modell des Antarktischen Zirkumpolarstromes entwickelt werden. Aus Abbildung 5.13 ist der Aufbau des Modelles zu entnehmen. In das Modell gehen folgende Parameter ein:

- Die Dichte  $\rho_+$  an der Oberfläche des Ozeanes nördlich der Drake-Passage
- Die Dichte  $\rho_0$  südlich der Drake-Passage
- Der Ekman-Transport  $T_{\text{Ek}} = -\frac{\tau}{f_0 \rho_0}$

$f_0$  ist gleich  $f$  bei  $53.5^\circ$  südlicher Breite,  $H$  ist die Tiefe des Meeresbodens und  $\Delta$  die Tiefe der Ekman-Schicht.

Südlich der Drake-Passage wird von einer vertikal homogenen Dichteverteilung  $\rho_0$  ausgegangen (vergleiche die Ergebnisse aus Unterabschnitt 4.1.1), da dort die tiefen Wassermassen gebildet werden. Alternativ zur Dichte  $\rho_+$  kann auch der Auftriebsfluß  $Q$  vorgegeben werden und  $\rho_+$  hieraus berechnet werden.

Die von dem Modell zu berechnende Größe ist die vertikale Dichteverteilung  $\rho(z)$  nördlich der Drake-Passage.

Mittels des Ekman-Transportes  $T_{\text{Ek}}$  kann die vertikale Advektion der Dichte parametrisiert werden. Die Tiefe der Ekman-Schicht  $\Delta$  wird sehr klein angenommen, und es werden die Längenskalen  $L_{\text{Ek}}$  und  $L_{\text{D}}$  des Ekman-Pumpings bzw. der horizontalen turbulenten Diffusion definiert. Unter Verwendung der Längenskalen  $L_{\text{Ek}}$  und  $L_{\text{D}}$  läßt sich eine Balance aus vertikaler Advektion, vertikaler und horizontaler turbulenter Diffusion formulieren:

$$-\frac{T_{\text{Ek}}}{L_{\text{Ek}}} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{A_h}{L_{\text{D}}^2} (\rho_0 - \rho) - \kappa_h \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} = 0 \quad (5.39)$$

Mit  $\rho = \rho_+$  an der Oberfläche und  $\rho \approx \rho_0$  am Boden läßt sich die Differentialgleichung lösen durch:

$$\rho = \rho_0 + (\rho_+ - \rho_0) e^{\frac{z}{z_0}} \quad (5.40)$$

mit:

$$z_0 = \frac{1}{\left(\sqrt{\left(\frac{1}{z_{\text{Ek}}}\right)^2 + \left(\frac{1}{z_{\text{D}}}\right)^2} - \left(\frac{1}{z_{\text{Ek}}}\right)\right)} \quad (5.41)$$

und:

$$z_{\text{D}} = \sqrt{\frac{\kappa_h}{A_h}} L_{\text{D}} \quad z_{\text{Ek}} = -\frac{2 \kappa_h f_0 \rho_0}{\tau} L_{\text{Ek}} \quad (5.42)$$

Aus der geostrophischen Balance mit dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie (Gleichung 5.6) ergibt sich für den Transport durch die Drake-Passage  $T_{\text{ACC}}$ :

$$\begin{aligned} T_{\text{ACC}} &= \frac{1}{f_0} \left( \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 z \rho \, dz - \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 z \rho_0 \, dz \right) \\ &= -\frac{g}{f_0} \frac{\rho_0 - \rho_+}{\rho_0} z_0^2 \left( 1 - \left[ 1 + \frac{H}{z_0} \right] e^{-\frac{H}{z_0}} \right) \end{aligned} \quad (5.43)$$

Für die Längenskalen  $L_{\text{EK}}$  und  $L_{\text{D}}$  wurde die halbe meridionale Ausdehnung des analytischen Modells gewählt und die Ergebnisse des analytischen Modells mit denen des regionalen numerischen Modells verglichen. Wie Abbildung 5.14 zu entnehmen ist, gibt Gleichung 5.43 das Verhalten des regionalen Modelles und die erwähnte Asymmetrie im Transport durch die Drake-Passage gut wieder.

Wird der Auftriebsfluß  $Q$  vorgegeben, so berechnet sich  $\rho_+$  nach:

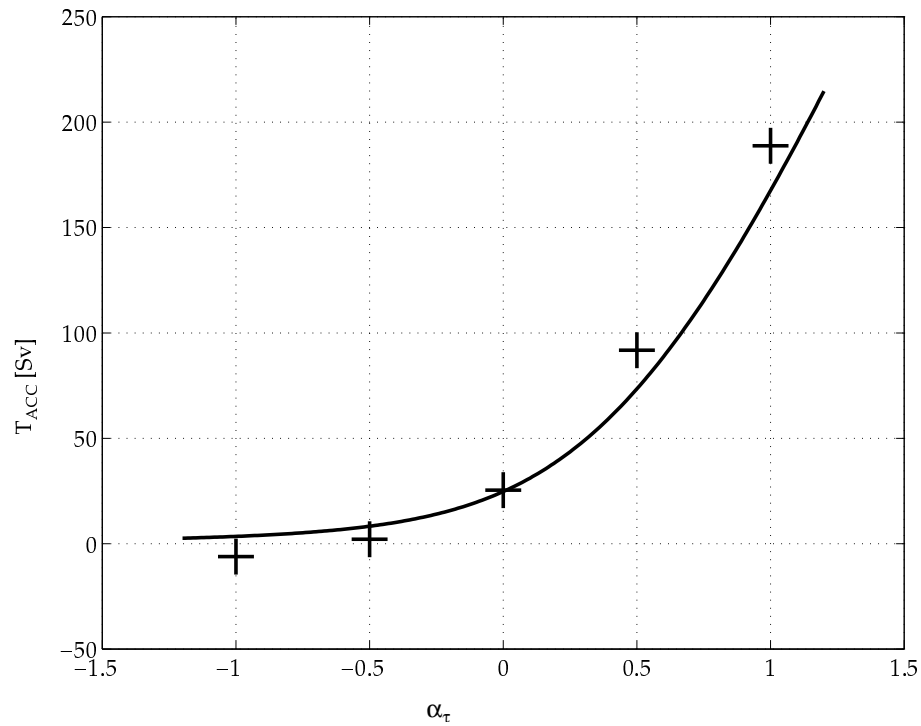
$$\rho_+ = \rho_0 - \frac{Q}{\frac{-\tau}{f_0 \rho_0 L_{\text{EK}}} + \frac{\Delta A_h}{L_{\text{D}}^2} + \frac{\kappa_h}{z_0}} \quad (5.44)$$

Die Dicke der Ekman-Schicht  $\Delta$  ist im Vergleich zur Tiefe  $H$  des Meeresbodens sehr klein und wird im folgenden gleich Null gesetzt.

In den folgenden Unterabschnitten möchte ich das idealisierte analytische Modell nutzen um 1.) das in Cai & Baines (1996) und Gent et al. (1999) gefundene Verhalten des barotropen Transports des Antarktischen Zirkumpolarstroms in Abhängigkeit von den meridionalen und horizontalen turbulenten Diffusionskoeffizienten zu untersuchen, um 2.) zu einer Abschätzung der relativen Stärke der Effekte des Windschubes und des thermohalinen Antriebes auf die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms zu kommen und um 3.) den Effekt der Verwendung eines vorgegebenen Auftriebsflusses an Stelle von Restoring-Randbedingungen zu untersuchen, da die Restoring-Randbedingungen unrealistischerweise ein unendlich großes Wärmereservoir implizieren.

### 5.2.5 Der Einfluß der Diffusionskoeffizienten

Cai & Baines (1996) fanden in ihrem grobauflösenden globalen Modell bei Experimenten ohne Windschub einen barotropen Transport durch die Drake-Passage von 24.7 bzw. 80.2 Sv für einen Koeffizienten der vertikalen turbulenten Diffusion  $\kappa_h$  von  $0.2 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $1.0 \cdot 10^{-4} \, \text{m}^2/\text{s}$ . Der Transport erhöhte sich bei Hinzunahme des Windantriebes auf 75.1 bzw. 119.6 Sv. Durch eine Erhöhung des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten auf das 5-fache nahm der barotrope Transport des rein thermohalin angetriebenen



**Abbildung 5.14:** Barotroper Transport durch die Drake-Passage  $T_{ACC}$  in Sv, dargestellt als Funktion der normalisierten Windschubspannung  $\alpha_\tau$ . Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf aus Gleichung 5.43 des idealisierten analytischen Modelles; die Kreuze markieren die Ergebnisse des regionalen Modells (ACC\_1 bis ACC\_1d). Die verwendeten Parameter und Längenskalen sind:  $\rho_0 = 1027.7 \text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_+ = 1026.3 \text{ kg/m}^3$ ,  $f_0 = -1.117 \cdot 10^{-4} \text{ 1/s}$ ,  $A_h = 2 \cdot 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $\kappa_h = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ ,  $H = 5700 \text{ m}$  und  $L_{Ek} = L_D = 2034 \text{ km}$ .  $\alpha_\tau = 1$  entspricht einer zonalen Windschubspannung von  $\tau = 0.118 \text{ N/m}^2$ .

Zirkumpolarstroms somit auf das 3.25-fache zu, der zusätzliche Transport durch die Hinzunahme des Windschubes verringerte sich jedoch von 50.4 auf 39.4 Sv.

Gent et al. (1999) variierten in ihren Experimenten den horizontalen turbulenten Diffusionskoeffizienten  $A_h$  und fanden bei der Verdopplung des Koeffizienten  $A_h$  von 800 auf  $1600 \text{ m}^2/\text{s}$  eine Abnahme des barotropen Transportes durch die Drake-Passage um ca. 30% von 134 auf 91 Sv.

Mit Gleichung 5.43 des analytischen Modells erhält man für den Grenzfall des verschwindenden Windstresses:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} (T_{\text{ACC}}) = -\frac{g}{f_0} \frac{\rho_0 - \rho_+}{\rho_0} \frac{\kappa_h}{A_h} L_D^2 \quad (5.45)$$

und

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{\partial T_{\text{ACC}}}{\partial \tau} \right) = \frac{g}{f_0^2} \frac{\rho_0 - \rho_+}{\rho_0^2} \sqrt{\frac{\kappa_h}{A_h^3} \frac{L_D^3}{L_{\text{Ek}}}} \quad (5.46)$$

Der zusätzliche barotrope Transport  $\Delta T_{\text{ACC}}$  durch Hinzunahme eines endlichen Windschubes  $\Delta \tau$  ist Abbildung 5.15 zu entnehmen.

Gleichung 5.45 gibt die prinzipielle Abhängigkeit des barotropen Transportes von den turbulenten Diffusionskoeffizienten recht gut wieder. Eine Erhöhung von  $\kappa_h$  auf das 5-fache führt in dem analytischen Modelle für den Grenzfall  $\tau = 0$  zu einer Erhöhung von  $T_{\text{ACC}}$  auf das 5-fache (bei Cai & Baines (1996) auf das 3.25-fache). Setzt man voraus, daß  $L_D$  konstant ist, so führt eine Verdopplung von  $A_h$  in dem analytischen Modell für den Grenzfall  $\tau = 0$  zu einer Halbierung von  $T_{\text{ACC}}$  (bei Gent et al. (1999) zu einer Abnahme um 30% – allerdings mit  $\tau \neq 0$ ).

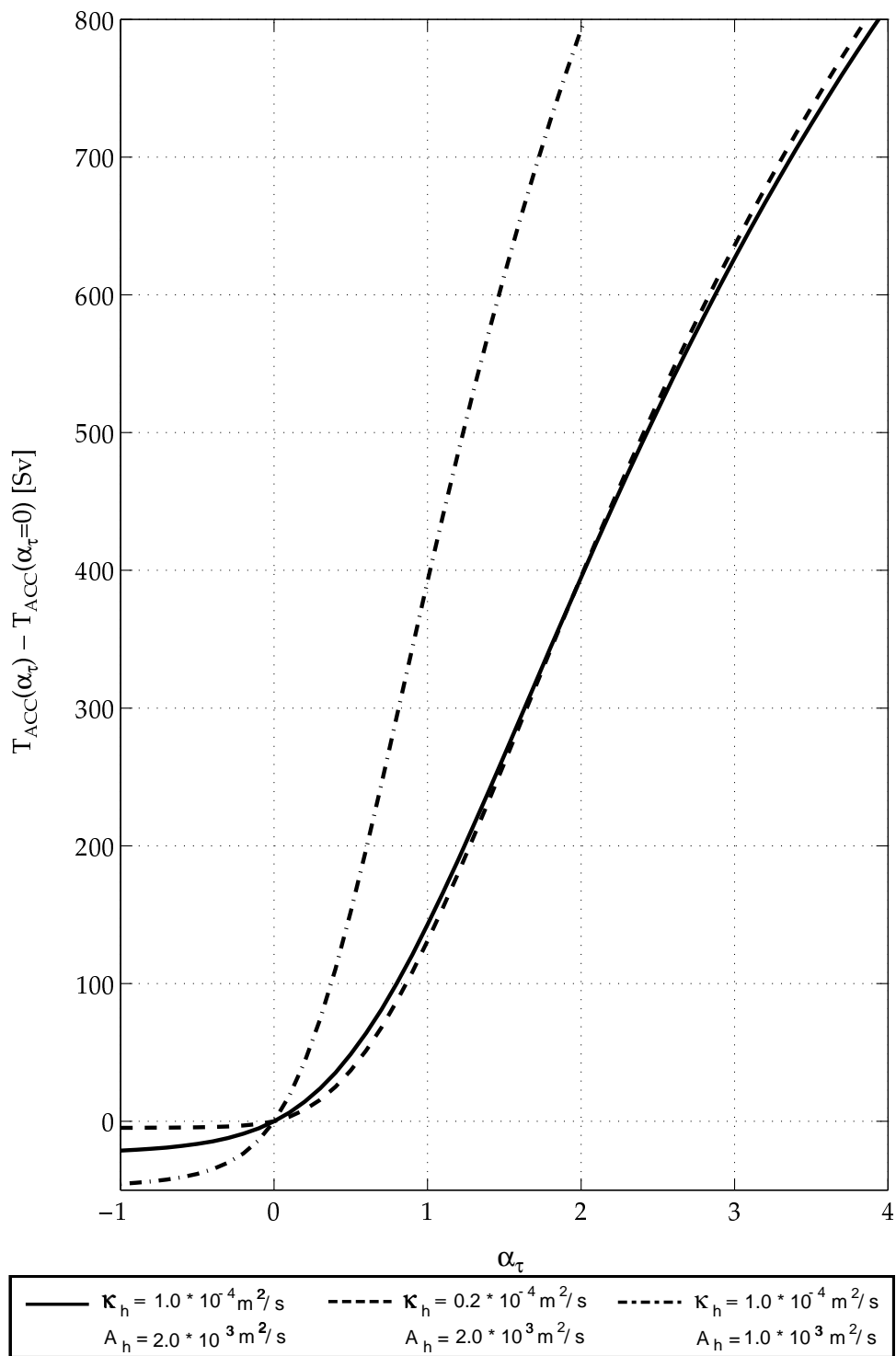
Die Sensitivität des zusätzlichen barotropen Transportes bei Windantrieb bezüglich der vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten kann jedoch nicht wiedergegeben werden. Während Cai & Baines (1996) eine Abnahme des zusätzlichen Transportes bei einer Erhöhung des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten  $\kappa_h$  fanden, läßt Gleichung 5.46 eine Zunahme des zusätzlichen barotropen Transportes erwarten. Wie Abbildung 5.15 zu entnehmen ist, gilt dies (für die von Cai & Baines (1996) betrachteten Werte des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten) auch im Falle einer endlichen Windschubspannung (von einer realistischen Größenordnung mit etwa  $\alpha_\tau = 1$ ).

## 5.2.6 Indirekter Windantrieb vs. thermohaliner Antrieb

Aus den Gleichungen 5.45 und 5.46 läßt sich die relative Änderung des barotropen Transportes  $T_{\text{ACC}}$  bei einer kleinen Änderung  $\delta \tau$  des Windschubes für den Grenzfall  $\tau = 0$  angeben:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{\delta T_{\text{ACC}}}{T_{\text{ACC}}} \right) \Big|_{\rho_+ = \text{cst.}} = -\frac{\delta \tau}{f_0 \rho_0 \sqrt{\kappa_h} A_h} \frac{L_D}{L_{\text{Ek}}} \quad (5.47)$$





**Abbildung 5.15:** Zusätzlicher barotroper Transport  $\Delta T_{ACC}$  durch Hinzunahme des Windantriebs als Funktion der normalisierten Windschubspannung  $\alpha_\tau$ , wie es sich aus dem idealisierten analytischen Modell ergibt. Die verwendeten vertikalen und horizontalen turbulenten Diffusionskoeffizienten sind in dem Kasten dargestellt, die anderen Parameter sind dieselben, die in Abbildung 5.14 verwendet wurden.

Die relative Änderung von  $T_{\text{ACC}}$  bei konstantem Oberflächenrestoring ist abhängig von dem Verhältnis der Längenskalen  $L_{\text{D}}$  und  $L_{\text{EK}}$ , von den turbulenten Diffusionskoeffizienten  $\kappa_h$  und  $A_h$ , von dem Coriolisparameter  $f_0$  und der mittleren Dichte  $\rho_0$ . Die relative Änderung von  $T_{\text{ACC}}$  ist proportional zu der absoluten Änderung von  $\tau$ .

Aus Gleichung 5.43 ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des barotropen Transportes  $T_{\text{ACC}}$  von der Dichtedifferenz  $\rho_0 - \rho_+$  und somit ist die relative Änderung im barotropen Transport gleich der relativen Änderung dieser Dichtedifferenz:

$$\left( \frac{\delta T_{\text{ACC}}}{T_{\text{ACC}}} \right) \Big|_{\tau=\text{cst.}} = \frac{\delta \rho_+}{\rho_0 - \rho_+} \quad (5.48)$$

Geht man davon aus, daß die natürliche Variabilität der Oberflächenwerte für Temperatur, Salzgehalt und Dichte im Vergleich zu den Differenzen dieser Werte zwischen den verschiedenen Klimazonen klein ist, so lassen die Gleichungen 5.47 und 5.48 vermuten, daß der indirekte Windeffekt den hauptsächlichen Anteil an einer Variabilität im barotropen Transport durch die Drake-Passage hat.

### 5.2.7 Effekte eines vorgegebenen Auftriebsflusses

In den verwendeten numerischen Modellen dieser Arbeit sowie in den numerischen Modellen aus Cai & Baines (1996) und Gent et al. (1999) wurden die Oberflächenwerte für Temperatur und Salzgehalt über Oberflächen-Restoring vorgegeben. Dies impliziert ein beliebig großes Reservoir an Wärme und Feuchte in der Atmosphäre und kann unrealistisch große Wärme- und Feuchteflüsse zur Folge haben. Wird alternativ hierzu in dem analytischen Modell an der Stelle der Dichte  $\rho_+$  an der Oberfläche nördlich der Drake-Passage ein Auftriebsfluß  $Q$  vorgegeben, so ergibt sich aus 5.43 und 5.44:

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} (T_{\text{ACC}}) = -\frac{g}{f_0} \frac{Q}{\rho_0^2} \sqrt{\frac{\kappa_h}{A_h^3}} L_{\text{D}}^3, \quad (5.49)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{\partial T_{\text{ACC}}}{\partial \tau} \right) = \frac{1}{2} \frac{g}{f_0^2} \frac{Q}{\rho_0^2} \frac{\kappa_h}{A_h^2} \frac{L_{\text{D}}^4}{L_{\text{EK}}}, \quad (5.50)$$

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \left( \frac{\delta T_{\text{ACC}}}{T_{\text{ACC}}} \right) \Big|_{Q=\text{cst.}} = -\frac{1}{2} \frac{\delta \tau}{f_0 \rho_0 \sqrt{\kappa_h} A_h} \frac{L_{\text{D}}}{L_{\text{EK}}} \quad (5.51)$$

und

$$\left( \frac{\delta T_{\text{ACC}}}{T_{\text{ACC}}} \right) \Big|_{\tau=\text{cst.}} = \frac{\delta Q}{Q} \quad (5.52)$$

Wenn der Windschub  $\tau$  erhöht wird, so ergibt sich in dem regionalen und in dem analytischen Modell ein verstärkter vertikaler Transport der thermohalinen Eigenschaften in die Tiefe. Um die Oberflächenwerte für diese thermohalinen Eigenschaften konstant zu halten, muß der Wärme-, Süßwasser oder Auftriebsfluß entsprechend angepaßt werden. Wird in dem analytischen Modell dagegen nicht die Dichte  $\rho_+$  sondern der Auftriebsfluß  $Q$  konstant gehalten, so verringert sich die Differenz der Dichten  $\rho_0$  und  $\rho_+$ . Hierdurch wird die den barotropen Transport verstärkende Wirkung des Windschubes teilweise kompensiert. Die Gleichungen 5.47 und 5.51 ergeben konsistent hierzu für den Fall mit vorgegebenen  $Q$  eine im Vergleich zu dem Fall mit vorgegebenen  $\rho_+$  um die Hälfte reduzierte relative Änderung von  $T_{ACC}$ .

An der Stelle der linearen Abhängigkeit des Transportes  $T_{ACC}$  von der Dichtedifferenz  $\rho_0 - \rho_+$  ergibt sich bei vorgegebenen  $Q$  eine lineare Abhängigkeit von  $Q$  und somit Gleichung 5.52.

### 5.3 Der Einfluß der atlantischen Wassermassen

Bei einem Vergleich der barotropen Transporte durch die Drake-Passage des regionalen Modells (siehe Tabelle 4.1) mit denen des idealisierten Atlantikmodells (siehe Tabelle 4.3) fällt zweierlei an Unterschieden auf:

1. Für den Fall mit rein thermohalinem Antrieb sind die barotropen Transporte durch die Drake-Passage im idealisierten Atlantikmodell ca. 120 bis 140 Sv stärker als im regionalen Modell.
2. Der zusätzliche barotrope Transport bei Windantrieb ist im idealisierten Atlantikmodell ca. 70 Sv geringer als im regionalen Modell.

In diesem Abschnitt sollen kurz mögliche Erklärungen für diese Unterschiede diskutiert und auf den Einfluß des Nordatlantischen Tiefenwassers auf die Stärke des Antarktischen Zirkumpolarstroms eingegangen werden.

#### 5.3.1 Der Einfluß der Intertropischen Konvergenz-Zone

Das regionale Modell ist auf das Gebiet südlich von  $34^\circ$  Süd beschränkt und beinhaltet somit nicht die Intertropische Konvergenz-Zone, in der die Dichte des Oberflächenwassers sehr gering ist. Somit steht in dem regionalen Modell nur ein sehr eingeschränktes Spektrum von Wassermasseneigenschaften zur Verfügung. Im idealisierten Atlantikmodell wird Oberflächenwasser aus der Intertropischen Konvergenz-Zone in den westlichen Randströmen polwärts transportiert (siehe Abbildung 4.28 und 4.29) und durch den

Einstrom von Oberflächenwasser mit geringer Dichte in das Gebiet direkt nördlich des Antarktischen Zirkumpolarstroms wird der meridionale Dichtegradient in den geographischen Breiten der Drake-Passage erhöht. Dies hat gemäß Gleichung 5.6 einen stärkeren Transport durch die Drake-Passage zur Folge, womit der stärkere Transport des idealisierten Atlantikmodells erklärt werden kann.

### 5.3.2 Der Drake-Passagen-Effekt

In der Balance 5.39 des analytischen Modells wurde angenommen, daß sich die vertikale Advektion der Dichte mittels des Ekman-Transportes  $T_{Ek}$  parametrisieren läßt, wofür eine Längenskala  $L_{Ek}$  des Ekman-Pumpings definiert wurde. In dem regionalen Modell werden die durch den zonalen Windschub nordwärts transportierten Wassermassen mit der meridionalen Begrenzung bei  $34^\circ$  Süd daran gehindert, weiter nach Norden zu dringen. Dies könnte in dem regionalen Modell zu einem kleineren Wert für  $L_{Ek}$  als in dem idealisierten Atlantikmodell führen, da das Gebiet, in dem eine vertikale Advektion der Dichte mittels Ekman-Pumping stattfinden kann, durch die meridionale Begrenzung eingeschränkt wird. Nimmt man dementsprechend an, daß  $L_{Ek}$  im idealisierten Atlantikmodell größer ist als im regionalen Modell, so bedeuten die Gleichungen 5.46 und 5.47 (im Grenzfall  $\tau \rightarrow 0$ ) eine geringere Sensitivität des barotropen Transportes durch die Drake-Passage bezüglich des Windantriebs. Hiermit könnte der geringere zusätzliche barotrope Transport bei Windantrieb im idealisierten Atlantikmodell erklärt werden.

Berücksichtigt man jedoch die Diskussion der Deacon-Zelle und des Drake-Passagen-Effektes aus Abschnitt 2.4, so erscheint die in der Gleichung 5.39 angenommene Balance zwischen einer (über den Ekman-Transport parametrisierten) vertikalen Advektion und der vertikalen sowie horizontalen turbulenten Diffusion der thermohalinen Eigenschaften fragwürdig. Im idealisierten Atlantikmodell befindet sich keine künstliche meridionale Begrenzung bei  $34^\circ$  Süd. Der Vorstellung des Drake-Passagen-Effektes folgend ist dann davon auszugehen, daß ein Teil der in den geographischen Breiten der Drake-Passage durch den Ekman-Transport nach Norden transportierten Wassermassen bis in den Nordatlantik vordringt und an der Bildung des Nordatlantischen Tiefenwassers teilnimmt. Der Drake-Passagen-Effekt macht somit eine Überarbeitung der Balance 5.39 erforderlich.

In Gnanadesikan (1999) befindet sich eine Parametrisierung der Tiefe der Pyknoklinien, die den Drake-Passagen-Effekt mitberücksichtigt. Diese Parametrisierung verwendet eine Balance aus 1.) vertikaler Diffusion in der Pyknokline, 2.) Upwelling durch die Pyknokline, 3.) Bildung von Nordatlantischem Tiefenwasser, 4.) Ekman-Transport in den geographischen Breiten der Drake-Passage und 5.) durch Wirbel bedingte Transporte im südlichen Ozean. In der Balance 5.39 aus Unterabschnitt 5.2.4 fehlen die Prozesse 3.) und 5.), und das analytische Modell müßte um diese Prozesse ergänzt werden, um auf das

idealisierte Atlantikmodell anwendbar zu sein. Die in Gnanadesikan (1999) vorgestellte Parametrisierung könnte hierfür einen guten Ausgangspunkt darstellen.

### 5.3.3 Das Nordatlantische Tiefenwasser

Goodman (1998) untersuchte mit einem grobauflösenden globalen Modell mit idealisierter Geometrie und Topographie verschiedene Einflüsse des Nordatlantischen Tiefenwassers. Hierzu führte er zwei Experimente durch, wobei er im ersten Experiment (Kontroll-Experiment) für das Oberflächen-Restoring die Daten aus Levitus (1982) verwendete und im zweiten Experiment (No-NADW-Experiment) die Bildung des Nordatlantischen Tiefenwassers mittels einer negativen Salzgehalts-Anomalie nördlich von  $40^\circ$  Nord künstlich unterdrückte.

Einer der von Goodman (1998) festgestellten Effekte ist eine Zunahme des barotropen Transportes des Antarktischen Zirkumpolarstroms um 14% in dem No-NADW-Experiment. In diesem Experiment wird die Bildung des relativ salzhaltigen Nordatlantischen Tiefenwassers unterdrückt, womit nördlich des Antarktischen Zirkumpolarstroms der Salzgehalt (und damit auch die Dichte) in den tiefen Schichten verringert wird. Dies führt zu einem verstärkten meridionalen Dichtegradienten in den geographischen Breiten der Drake-Passage und somit über den JEBAR-Term zu einem stärkeren Antarktischen Zirkumpolarstrom.

Um diesen in Goodman (1998) gefundenen Effekt des Nordatlantischen Tiefenwassers auf den Antarktischen Zirkumpolarstrom in dieser Arbeit nachzuvollziehen, wurde ergänzend zu den in Tabelle 3.3 aufgeführten Modellläufen eine weiterer Modelllauf (ATL\_+1a) durchgeführt. In ATL\_+1a wurden südlich von  $52^\circ$  Nord dieselben Restoring-Temperaturen und Restoring-Salzgehalte wie in Lauf ATL\_+1 verwendet, jedoch nördlich von  $52^\circ$  Nord im Unterschied zur ATL\_+1 zonal gemittelte Temperaturen und Salzgehalte (an Stelle der Temperaturen und Salzgehalte des Oberflächenwassers mit zonal maximaler Dichte) für das Restoring verwendet. Bei dem Lauf ATL\_+1a reduziert sich die "Bildungsrate des Nordatlantischen Tiefenwassers" (gemessen anhand des maximalen Wertes der meridionalen Stromfunktion  $\Phi$  nördlich  $40^\circ$  Nord) von 19.9 (aus Lauf ATL\_+1) auf 13.8 Sv, die "Bildungsrate des Antarktischen Bodenwassers" (gemessen anhand des minimalen Wertes der meridionalen Stromfunktion  $\Phi$  südlich von  $60^\circ$  Süd<sup>III</sup>) erhöht sich von 20.2 auf 23.8 Sv und der barotrope Transport durch die Drake-Passage steigt um ca. 19% von 262 auf 312 Sv an. Dies ist konsistent mit den oben erwähnten Ergebnissen aus Goodman (1998).

---

<sup>III</sup>Es sei an dieser Stelle jedoch daran erinnert, daß die Stromfunktion  $\Phi$  des meridionalen Overturning in den verwendeten Modellen kein gutes Maß für den Transport des Antarktischen Bodenwassers darstellt, da das Overturning in den verwendeten Modellen in der Region südlich der Drake-Passage vorwiegend in einer zonalen Overturning-Zelle stattfindet (vgl.: Unterabschnitt 4.1.4).

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

### Zielsetzung und Methode

Ziel dieser Arbeit war es, die Effekte des Windschubs und des thermohalinen Antriebs auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms zu untersuchen. Hierzu wurde ein regionales (auf den atlantischen Sektor des Antarktischen Zirkumpolarstroms beschränktes) grobauflösendes numerisches Modell mit idealisierter Geometrie und Topographie verwendet, um verschiedene Experimente mit unterschiedlichen thermohalinen Randbedingungen und Windantrieben durchzuführen. Ergänzend diente ein idealisiertes Atlantikmodell, um den Einfluß der atlantischen Wassermassen auf das durch das regionale Modell abgedeckte Gebiet zu untersuchen.

### Ergebnisse der numerischen Modelle

Auch in einem rein thermohalin angetriebenen Ozean findet sich ein Antarktischer Zirkumpolarstrom mit einem barotropen Transport durch die Drake-Passage von ca. 25 Sv im regionalen Modell und 160 Sv im idealisierten Atlantikmodell. Durch Hinzunahme eines Windantriebs mit ostwärtigem Windschub in den geographischen Breiten des Antarktischen Zirkumpolarstroms wird der barotrope Transport durch die Drake-Passage um ca. 160 Sv im regionalen Modell und 100 Sv im idealisierten Atlantikmodell verstärkt. Wird dagegen in den geographischen Breiten der Drake-Passage ein westwärtiger Windschub verwendet, so verschwindet im regionalen Modell der Antarktische Zirkumpolarstrom völlig.

## Der Antrieb des Antarktischen Zirkumpolarstroms

Durch Analyse der vertikal integrierten Impulsbilanz an der Drake-Passage fand sich eine sehr einfache geostrophische Balance aus barotropem Transport durch die Drake-Passage und meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie. Unter der Annahme, daß nichtlineare Effekte sowie Reibungseffekte vernachlässigt werden können, ergibt sich diese geostrophische Balance als Grenzfall der Vorticity-Balance der vertikal gemittelten Impulsgleichungen für die idealisierte Topographie der verwendeten Modelle.

In der Vorticity-Balance der vertikal gemittelten Impulsgleichungen lassen sich der JEBAR-Term und zwei weitere Terme, die proportional zur Windschubspannung ("Ekman"-Term) bzw. proportional zur Rotation der Windschubspannung ("Sverdrup"-Term) sind, als Antriebsterme für barotrope Transporte über die geostrophischen Konturen interpretieren. Wird die Drake-Passage von den geostrophischen Konturen blockiert und sind die nichtlinearen Effekte sowie die Reibungseffekte vernachlässigbar, so wird der barotrope Transport durch die Drake-Passage von dem JEBAR-Term und den zwei windabhängigen Termen ("Ekman"-Term und "Sverdrup"-Term) bestimmt.

Im Falle der idealisierten Topographie der verwendeten Modelle ist der barotrope Transport durch die Drake-Passage fast ausschließlich durch den JEBAR-Term gegeben und der Antarktische Zirkumpolarstrom wird in den idealisierten Modellen dieser Arbeit durch meridionale Dichtedifferenzen an der Drake-Passage angetrieben.

### Zur Dichteverteilung

Ein Vergleich der verschiedenen Terme der Erhaltungsgleichungen für Temperatur und Salzgehalt ergibt für das regionale Modell eine einfache zonal gemittelte Balance aus vertikaler Advektion und vertikaler sowie horizontaler turbulenter Diffusion der hydrographischen Eigenschaften nördlich der Drake-Passage. Mit dieser Balance der zonal gemittelten Größen läßt sich die Verteilung der Dichte und somit auch die Verteilung der baroklinen potentiellen Energie diskutieren. Die zonal gemittelte vertikale Advektion der hydrographischen Eigenschaften ist nördlich der Drake-Passage unterhalb von 500 m Tiefe im regionalen Modell vorwiegend durch die windgetriebene Deacon-Zelle gegeben, und die südlichen Westwinde beeinflussen somit die vertikale Verteilung der Dichte nördlich der Drake-Passage.

### Der indirekte Windantrieb

Der Wind hat einen indirekten Effekt auf den barotropen Transport des Antarktischen Zirkumpolarstroms:

1. Der barotrope Transport durch die Drake-Passage wird von dem meridionalen Gradienten der baroklinen potentiellen Energie bestimmt.
2. Durch die südlichen Westwinde wird die Dichteverteilung und somit auch der meridionale Gradient der baroklinen potentiellen Energie beeinflusst.

### Das analytische Modell

Auf Grundlage der im regionalen Modell gefundenen Balancen wurde ein einfaches analytisches Modell entwickelt, in dem die vertikale Advektion der Dichte nördlich der Drake-Passage über den Ekman-Transport parametrisiert wurde. Mit diesem analytischen Modell konnten die barotropen Transporte des regionalen Modells als Funktion des Windschubs gut wiedergegeben werden, und es ließ sich die Sensitivität des Antarktischen Zirkumpolarstroms bezüglich der Parametrisierung der vertikalen und horizontalen turbulenten Diffusion diskutieren.

### Der Einfluß der atlantischen Wassermassen

In einem Vergleich der Ergebnisse des regionalen Modells mit denen des idealisierten Atlantikmodells wurde ein deutlicher Einfluß der Intertropischen Konvergenz-Zone und des Nordatlantischen Tiefenwassers gefunden. Der meridionale Dichtegradient an der Drake-Passage wird sowohl durch das warme Wasser der Intertropischen Konvergenz-Zone als auch durch das salzreiche Nordatlantische Tiefenwasser verändert, womit auch der barotrope Transport durch die Drake-Passage beeinflusst wird.



## Ausblick

Die Vorstellung einer durch geostrophische Konturen blockierten Drake-Passage ist eine idealisierte – tatsächlich existieren auch geostrophische Konturen, die die Drake-Passage durchqueren. Anhand eines hochauflösenden Modells mit realistischer Topographie in den geographischen Breiten der Drake-Passage ist erstens zu klären, welcher Anteil der barotropen Strömung des Antarktischen Zirkumpolarstroms tatsächlich die geostrophischen Konturen überquert und welcher Anteil durchgängig parallel zu den geostrophischen Konturen verläuft. Durch eine Integration der einzelnen Terme der Vorticity-Balance entlang der geostrophischen Konturen ist dann zweitens zu klären, welchen Anteil der JEBAR-Term an den barotropen Transporten über die geostrophischen Konturen hat.

Die in dem analytischen Modell verwendete Parametrisierung der vertikalen Diffusion der hydrographischen Eigenschaften wurde zwar für den Fall des regionalen Modells durch Termvergleiche gerechtfertigt, doch wird diese Parametrisierung nicht der Diskussion um die Deacon-Zelle und den Drake-Passagen-Effekt gerecht. Mittels eines hochauflösenden globalen Modells wäre zu untersuchen, ob diese Parametrisierung aufgrund eines Artefaktes der groben Auflösung oder der idealisierten Geometrie des regionalen Modells verwendet werden konnte. Falls die Parametrisierung auch in einem hochauflösenden globalen Modell anwendbar sein sollte, so müßte im Detail geklärt werden, welche physikalischen Prozesse dafür verantwortlich sind. Naheliegend ist jedoch die Vermutung, daß das analytische Modell um eine Parametrisierung des Drake-Passagen-Effektes erweitert werden müßte.

Für den atmosphärischen Antrieb des regionalen Modells und des idealisierten Atlantikmodells wurde ein zeitlich konstanter Windschub und ein zeitlich konstantes thermohalines Forcing verwendet. In einem realistischeren Modell müßten auch Effekte eines zeitlich variierenden Antriebs untersucht werden.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Antarktische Zirkumpolarstrom . . . . .	1
3.1	Die idealisierte Modellgeometrie . . . . .	22
3.2	Datengrundlage für den atmosphärischen Antrieb . . . . .	24
3.3	Restoring-Temperaturen für den thermohalinen Antrieb . . . . .	26
3.4	Restoring-Salzgehalte für den thermohalinen Antrieb . . . . .	26
3.5	Zonal gemittelte zonale Windschubspannung . . . . .	27
4.1	Potentielle Temperatur für den Modellauf ACC_1 . . . . .	32
4.2	Potentielle Temperatur für den Modellauf ACC_1b . . . . .	32
4.3	Potentielle Temperatur für den Modellauf ACC_1d . . . . .	32
4.4	Salzgehaltsverteilung für den Modellauf ACC_1 . . . . .	33
4.5	Salzgehaltsverteilung für den Modellauf ACC_1b . . . . .	33
4.6	Salzgehaltsverteilung für den Modellauf ACC_1d . . . . .	33
4.7	Barotrope Stromfunktion für den Modellauf ACC_1 . . . . .	34
4.8	Barotrope Stromfunktion für den Modellauf ACC_1b . . . . .	34
4.9	Barotrope Stromfunktion für den Modellauf ACC_1d . . . . .	34
4.10	Meridionaler Massentransport für den Modellauf ACC_1 . . . . .	35
4.11	Meridionaler Massentransport für den Modellauf ACC_1b . . . . .	35
4.12	Meridionaler Massentransport für den Modellauf ACC_1d . . . . .	35
4.13	Geschwindigkeiten an der Oberfläche zu ACC_1 . . . . .	37
4.14	Geschwindigkeiten an der Oberfläche für ACC_1b . . . . .	37

4.15	Geschwindigkeiten an der Oberfläche für ACC_1d . . . . .	37
4.16	Geschwindigkeiten am Boden für ACC_1 . . . . .	38
4.17	Geschwindigkeiten am Boden für ACC_1b . . . . .	38
4.18	Geschwindigkeiten am Boden für ACC_1d . . . . .	38
4.19	Vertikalgeschwindigkeiten für den Modellauf ACC_1 . . . . .	39
4.20	Potentielle Temperatur für den Modellauf ATL_+1 . . . . .	43
4.21	Potentielle Temperatur für den Modellauf ATL_+0 . . . . .	43
4.22	Salzgehaltsverteilung für den Modellauf ATL_+1 . . . . .	44
4.23	Salzgehaltsverteilung für den Modellauf ATL_+0 . . . . .	44
4.24	Barotrope Stromfunktion für den Modellauf ATL_+1 . . . . .	45
4.25	Barotrope Stromfunktion für den Modellauf ATL_+0 . . . . .	45
4.26	Meridionaler Massentransport für den Modellauf ATL_+1 . . . . .	46
4.27	Meridionaler Massentransport für den Modellauf ATL_+0 . . . . .	46
4.28	Geschwindigkeiten an der Oberfläche für ATL_+1 . . . . .	47
4.29	Geschwindigkeiten an der Oberfläche für ATL_+0 . . . . .	47
4.30	Geschwindigkeiten am Boden für ATL_+1 . . . . .	48
4.31	Geschwindigkeiten am Boden für ATL_+0 . . . . .	48
5.1	Vergleich der Terme der meridionalen Impulsbilanz . . . . .	53
5.2	Barokline potentielle Energie für ACC_1 . . . . .	54
5.3	Barokline potentielle Energie für ACC_1b . . . . .	54
5.4	Barokline potentielle Energie für ACC_1d . . . . .	54
5.5	Residuum der Näherung (Gleichung 5.6) der geostrophischen Balance . .	55
5.6	Topographie an der Drake-Passage auf Basis von ETOPO120 . . . . .	62
5.7	Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$ für den Modellauf ACC_1 . . . . .	65
5.8	Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \bar{\theta}})$ für den Modellauf ACC_1 . . . . .	65
5.9	Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v}' \cdot \theta'})$ für den Modellauf ACC_1 . . . . .	65
5.10	Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$ für den Modellauf ACC_1d . . . . .	66

---

5.11 Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v} \cdot \theta})$ für den Modellauf ACC_1d . . . . .	66
5.12 Divergenz $\nabla \cdot (\overline{\vec{v}' \cdot \theta'})$ für den Modellauf ACC_1d . . . . .	66
5.13 Das idealisierte analytische Modell . . . . .	68
5.14 Transport durch die Drake-Passage als Funktion der Windschubspannung	71
5.15 Zusätzlicher Transport $\Delta T_{ACC}$ durch Hinzunahme des Windantriebs . . .	73

## Tabellenverzeichnis

3.1	Restoring-Temperaturen und Restoring-Salzgehalte . . . . .	28
3.2	Die verschiedenen Modellläufe des regionalen Modells . . . . .	28
3.3	Die verschiedenen Modellläufe des idealisierten Atlantikmodells . . . . .	29
3.4	Integrationsparameter . . . . .	29
4.1	Barotroper Transport für die Läufe des regionalen Modells . . . . .	40
4.2	Meridionales Overturning für die Läufe des regionalen Modells . . . . .	40
4.3	Barotroper Transport für die Läufe des idealisierten Atlantikmodells . . . . .	49
4.4	Meridionales Overturning für die Läufe des idealisierten Atlantikmodells . . . . .	49
5.1	Die für den ACC relevante Balance in Abhängigkeit von der Topographie . . . . .	62

---

## Literaturverzeichnis

- Baker, D. J., 1982:** A note on Sverdrup balance in the Southern Ocean, *J. Marine Res.*, **40** (Suppl.), 21-26.
- Best, S. E., Ivchenko, V. O., Richards, K. J., Smith, R. D., Malone, R. C., 1999:** Eddies in Numerical Models of the Antarctic Circumpolar Current and Their Influence on the Mean Flow, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 328-350.
- Bryan, K., 1969:** A Numerical Method for the Study of the Circulation of the World Ocean, *J. Comp. Phys.*, **4**, 347-376.
- Bryan, K., Cox, M. D., 1972:** An approximate equation of state for numerical models of the ocean circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **2**, 510-514.
- Bryan, K., 1984:** Accelerating the Convergence to Equilibrium of Ocean-Climate Models, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 666-673.
- Cai, W., 1994:** Circulation driven by observed surface thermohaline fields in a coarse resolution ocean general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **99**, 10,163-10,181.
- Cai, W., Baines, P. G., 1996:** Interactions between thermohaline- and wind-driven circulations and their relevance to the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, in a coarse-resolution global ocean general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,073-14,093.
- Cane, M. A., Kamenkovich, V. M., Krupitsky, A., 1998:** On the Utility and Disutility of JEBAR, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 519-526.
- Cox, M. D., 1984:** A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean, *GFDL Ocean Group Technical Report No. 1*.
- Deacon, G. E. R., 1937:** The hydrology of the Southern Ocean, *Discovery Reports*, **15**, 1-124.
- Döös, K., Webb, D. J., 1994:** The Deacon Cell and the Other Meridional Cells of the Southern Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 429-442.

- England, M. H., 1993:** Representing the Global-Scale Water Masses in Ocean General Circulation Models, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1523-1552.
- Gent, P. R., Large, W. G., Bryan, F. O., 1999:** What sets the mean transport through Drake Passage?, subm. *J. Phys. Oceanogr.*
- Gerdes, R., 1988:** Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation, *Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel*.
- Gill, A. E., 1968:** A linear model of the Antarctic Circumpolar Current, *J. Fluid Mech.*, **32**, 465-488.
- Gill, A. E., Bryan, K., 1971:** Effects of geometry on the circulation of a three-dimensional southern-hemisphere ocean model, *Deep-Sea Res.*, **18**, 685-721.
- Gille, S. T., 1997:** The Southern Ocean Momentum Balance: Evidence for Topographic Effects from Numerical Model Output and Altimeter Data, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2219-2232.
- Gnanadesikan, A., 1999:** A Simple Predictive Model for the Structure of the Oceanic Pycnocline, *Science*, **283**, 2077-2079.
- Gnanadesikan, A., Hallberg, R. W., 1999:** On the relationship of the Circumpolar Current to Southern Hemisphere Winds in Coarse-resolution Ocean Models, subm. *J. Phys. Oceanogr.*
- Goodman, P. J., 1998:** The Role of North Atlantic Deep Water Formation in an OGCM's Ventilation and Thermohaline Circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1759-1785.
- Gordon, A. L., 1996:** Communication between oceans, *Nature*, **382**, 399-400.
- Greatbatch, R. J., Fanning, A. F., Goulding, A. D., Levitus, S., 1991:** A Diagnosis of Interpentadal Circulation Changes in the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, **96**, 22,009-22,023.
- Hellerman, S., Rosenstein, M., 1983:** Normal Monthly Stress over the World Ocean with Error Estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093-1104.
- Hidaka, K., Tsuchiya, M., 1953:** On the Antarctic Circumpolar Current, *J. Marine Res.*, **12**, 214-222.
- Holland, W. R., 1973:** Baroclinic and Topographic Influences on the Transport in Western Boundary Currents, *Geophys. Fluid Dyn.*, **4**, 187-210.
- Hughes, C. W., 1997:** Comments on "On the Obscurantist Physics of "Form Drag" in Theorizing about the Circumpolar Current", *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 209-210.



- 
- Johnson, G. C., Bryden, H. L., 1989:** On the size of the Antarctic Circumpolar Current, *Deep-Sea Res.*, **36**, 39-53.
- Krupitsky, A. E., Cane, M. A., 1994:** On topographic pressure drag in a zonal channel, *J. Marine Res.*, **52**, 1-23.
- Levitus, S., 1982:** Climatological atlas of the world ocean, *NOAA Prof. Pap. 13*, 173 pp. U. S. Government Printing Office, Washington, D. C.
- Lohmann, G., 1996:** Stabilität der thermohalinen Zirkulation in analytischen und numerischen Modellen, *Berichte zur Polarforschung, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung*, **200**.
- Marshall, D., 1995:** Influence of Topography on the Large-Scale Ocean Circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1622-1635.
- McDermott, D. A., 1996:** The Regulations of Northern Overturning by Southern Hemisphere Winds, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 1234-1255.
- Mertz, G., Wright, D. G., 1992:** Interpretations of the JEBAR Term, *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 301-305.
- Müller, P., Willebrand, J., 1989:** Equations for oceanic motions, *Landolt-Börnstein, New Series V/3b*, 1-14.
- Munk, W. H., Palmén, E., 1951:** Note on the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, *Tellus*, **3**, 53-55.
- Olbers, D. J., Wübber, Ch., 1991:** The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic Circumpolar Current, *Strategies for Future Climate Research*, Latif, M. (ed), Max Planck Institut für Meteorologie, 161-191.
- Olbers, D. J., Wübber, Ch., Wolff, J.-O., 1992:** The dynamical balance of wind and buoyancy driven circumpolar currents, *Berichte aus dem Fachbereich Physik, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung*, 37 pp.
- Olbers, D. J., 1998:** Comments on "On the Obscurantist Physics of "Form Drag" in Theorizing about the Circumpolar Current", *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1647-1654.
- Pacanowski, R. C., 1995:** MOM 2 Documentation User's Guide and Reference Manual, *GFDL Ocean Technical Report 3*.
- Pedlosky, J., 1996:** Ocean Circulation Theory, *Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York*.
- Rahmstorf, S., England, M. H., 1997:** Influence of Southern Hemisphere Winds on North Atlantic Deep Water Flow, *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2040-2054.

- Rintoul, S. R., Hughes, C., Olbers, D., 1999: The Antarctic Circumpolar Current System, *Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Berichte aus dem Fachbereich Physik*, 94.
- Stevens, D. P., Ivchenko, V. O., 1997: The zonal momentum balance in an eddy-resolving general-circulation model of the Southern Ocean, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 929-951.
- Stommel, H., 1957: A survey of ocean current theory, *Deep-Sea Res.*, **4**, 149-184.
- Toggweiler, J. R., Samuels, B., 1993: Is the Magnitude of the Deep Outflow from the Atlantic Ocean Actually Governed by Southern Hemisphere Winds? In: *The global carbon cycle*, M. Heimann (ed.), NATA ASI Series, Springer Verlag, Berlin, 333-366.
- Toggweiler, J. R., Samuels, B., 1995: Effect of Drake Passage on the global thermohaline circulation, *Deep-Sea Res.*, **42**, 477-500.
- Toggweiler, J. R., Samuels, B., 1998: On the Oceans Large-Scale Circulation near the Limit of No Vertical Mixing, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1832-1852.
- Völker, C., 1995: Barokline Strömung über periodischer Topographie: Untersuchungen an analytischen und numerischen Modellen, *Dissertation*, Universität Bremen.
- Wang, L., Huang, R. X., 1995: A Linear Homogeneous Model of Wind-Driven Circulation in a  $\beta$ -Plane Channel, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 587-603.
- Warren, B. A., LaCasce, J. H., Robbins, P. E., 1996: On the Obscurantist Physics of "Form Drag" in Theorizing about the Circumpolar Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2297-2301.
- Whitworth, T., III, Peterson, R. G., 1985: Volume Transport of the Antarctic Circumpolar Current from Bottom Pressure Measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 810-816.
- Whitworth, T., III: The Antarctic Circumpolar Current, *Oceanus*, **31**, 53-58.
- Wolff, J.-O., Maier-Reimer, E., Olbers, D. J., 1991: Wind-Driven Flow over Topography in a Zonal  $\beta$ -Plane Channel: A Quasi-geostrophic Model of the Antarctic Circumpolar Current, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 236-264.

