

Zur Dynamik
des
Antarktischen Zirkumpolarstromes

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Jörg-Olaf Wolff

aus Duisburg

HAMBURG 1990

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Prof. Dr. D. Olbers

und Prof. Dr. J. Sündermann

Hamburg, den 27.6.1990

Prof. Dr. M. Dunst
(Sprecher des Fachbereiches Geowissenschaften)

Inhalt

1	Einleitung	1
1.1	Zonale Strukturen und Transporte im Südlichen Ozean	4
1.2	Theorien und Modelle zur Dynamik des ACC's	9
2	Das quasigeostrophische Modell	18
3	Die zonale Impulsbilanz	26
4	Die Energiebilanz	42
5	Experimente mit idealisierten Topographien	47
5.1	Spin-up des Basisexperimentes	48
5.2	Zentrale Topographieanomalien	52
5.2.1	Strömungscharakteristika	53
5.2.2	Energie- und zonale Impulsbilanz	57
5.3	Randtopographien und totale Blockierung	60
5.3.1	Strömungscharakteristika	60
5.3.2	Energie- und zonale Impulsbilanz	66
5.4	Effekte veränderter Bodenreibung	70
5.4.1	Strömungscharakteristika	70
5.4.2	Energie- und zonale Impulsbilanz	75
6	Strömung über realistischer Topographie	77
6.1	Bathymetrie und Strömungsverhältnisse im Bereich des "Macquarie- Ridge-Complex"	77
6.2	Spin-up und Strömungscharakteristika	80
6.3	Energie- und zonale Impulsbilanz	84
7	Parametrisierung quasigeostrophischer Wirbel	90
7.1	Explizite Wirbelviskositäten	91
7.2	Transporte von potentieller Vorticity durch das Wirbelfeld	95

7.3	Vergleich dynamisch verschiedener Strömungsregime (Ost- und Westwindszenarien)	98
7.3.1	Energie- und zonale Impulsbilanz	101
7.4	Signaturen des Wirbeltransportes von potentieller Vorticity	105
8	Zusammenfassung	114
9	Literaturverzeichnis	118
10	Anhang A	125
11	Anhang B	135

ABSTRACT

This work gives a detailed account of the dynamical balance of a wind-driven zonally unbounded flow over topography. The problem is investigated with a quasigeostrophic β -plane channel model with two layers and eddy resolution. The channel has a width of 1500 km and a zonal periodicity of 4000 km. Apart from the dimensions the model structure is similar to the one used by McWilliams et al. (1978). The experiments with this model address the problem of the relative role of transient and standing eddies as well as bottom friction and topographic form stress in the balance of a current driven by a steady surface windstress. The response of the system is investigated for different values of the friction parameter and various locations of topographic obstacles in the bottom layer of the channel. The principal momentum balance emerging from these experiments supports the concept of Munk and Palmén (1951) for the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current, which proposes that the momentum input by the windstress is transferred to the deep ocean - in the present model by vigorous eddy activity - where it leaves the system by topographic form stress. Frictional effects in the balance of the circumpolar flow may thus be of minor importance. This concept is confirmed in simulations over more complex topographies. Here the channel dynamics are investigated for two differently scaled representations of the highly resolved bottom relief in the Macquarie Ridge area. The flow in these simulations is virtually frictionless.

Values from theoretical considerations of the parameterization of the quasigeostrophic eddy field (in terms of an explicit diffusion of potential vorticity) are compared with results from flat bottom experiments with eddy resolution. The transfer coefficients are of comparable magnitude but their horizontal variation is greatly underestimated in earlier parameterization schemes (Marshall 1981) and analytical calculations (Ivchenko 1984). A different parameterization (Ivchenko et al. 1990) is presented and discussed.

ÜBERSICHT

In dieser Arbeit wird die dynamische Balance einer windgetriebenen, in zonaler Richtung unbegrenzten Strömung über Topographie ausführlich diskutiert. Den Untersuchungen liegt ein quasigeostrophisches Kanalmodell auf einer β -Ebene zugrunde. In horizontaler Richtung wird die Skala der geostrophischen Wirbel aufgelöst. In der Vertikalen verfügt das Modell über zwei Schichten. Der zonale Ringkanal hat eine Breite von 1500 km und eine zonale Periodizitätslänge von 4000 km. Abgesehen von den horizontalen Ausdehnungen ist die Modellstruktur ähnlich zu der von McWilliams et al. (1978) verwendeten. Mit diesem Modell wird die relative Rolle sowohl der transienten und stehenden Wirbel als auch der Impulssenken, hier Bodenreibung und Druckaufnahme an der Bodentopographie ("topographic form stress"), in der dynamischen Balance einer durch konstanten Windschub angetriebenen Strömung untersucht. Hierbei wird die Reaktion des Systems auf Änderungen des Parameters der Bodenreibung und der Lage und Ausdehnung verschiedener topographischer Hindernisse in der unteren Schicht des Modells untersucht. Die prinzipielle Impulsbilanz in diesen Experimenten bestätigt das von Munk und Palmén (1951) für den Antarktischen Zirkumpolarstrom vorgeschlagene dynamische Konzept, welches besagt, daß der durch den Windschub eingetragene Impuls in tiefere Schichten des Ozeans transferiert wird – in den vorgestellten Experimenten durch die ausgeprägte mesoskalige Aktivität – und das System durch die Wirkung des "topographic form stress" wieder verläßt. Es ist möglich, daß aus diesem Grund Reibungseffekte in der dynamischen Balance des Antarktischen Zirkumpolarstromes von untergeordneter Bedeutung sind. Dieses Konzept bestätigt sich auch in Experimenten mit "realistischer", komplexer Topographie. Hierzu werden die Strömungsverhältnisse für zwei verschieden skalierte Darstellungen des hochaufgelösten Bodenreliefs in der Gegend des Macquarie-Rücken/Campbell-Plateaus untersucht. Die mittlere Strömung in diesen Experimenten ist nahezu reibungsfrei.

Werte aus theoretischen Überlegungen zur Parametrisierung des quasigeostrophischen Wirbelfeldes (durch Diffusion von potentieller Vorticity) werden mit Ergebnissen von wirbelauflösenden Experimenten über ebenem Boden verglichen. Die wirbelbedingten Transferkoeffizienten stimmen in ihrer Größe mit Werten aus früheren Parametrisierungsansätzen (Marshall 1981) und analytischen Lösungen (Ivchenko 1984) gut überein, aber ihre horizontale Variation ist dort deutlich unterschätzt. Es wird eine andere Parametrisierung vorgestellt (Ivchenko et al. 1990) und anhand der hier vorgestellten numerischen Experimente diskutiert.

1 Einleitung

Das größte zusammenhängende Stromsystem des Weltmeeres, der Antarktische Zirkumpolarstrom, spielt eine wichtige Rolle in der globalen ozeanischen Zirkulation. Auf seinem 24000 Kilometer langem und von kontinentalen Barrieren nahezu unbeeinflussten Weg verbindet er die drei großen ozeanischen Becken im Norden, den Pazifik, den Atlantik und den Indik, und ermöglicht somit einen Austausch der Wassermassen dieser Ozeane. Der ACC ("Antarctic Circumpolar Current") markiert die nördliche Grenze des Südlichen Ozean's ("Southern Ocean", SO), eines Meeresgebietes, dessen besondere Eigenschaften es zu einer wichtigen Komponente des globalen Klimasystems machen. Im Südlichen Ozean wird eine der dichtesten und kältesten Wassermassen des Weltozeans erzeugt. Durch Vertikalkonvektion und anschließende Ausbreitung in tieferen Schichten wird der größte Teil des Volumens der Weltmeere durch dieses relativ sauerstoffreiche Wasser ("Antarctic Bottom Water, AABW") ventiliert und gekühlt. Die Versorgung der polaren Atmosphäre mit ozeanischer Wärme ist ein weiterer wichtiger Aspekt in diesem Zusammenhang. Die hierfür dominanten Prozesse sind nur ungefähr bekannt und für die Raten der Bodenwasserproduktion und des meridionalen Wärme- und Frischwasserflusses gibt es nur wenige, grobe Schätzungen. Aussagen über die Stärke sowie die räumliche und zeitliche Verteilung des Austausches von Wärme und Frischwasser zwischen Ozean und Atmosphäre im Südlichen Ozean sind kaum mehr als Vermutungen (Gordon 1987).

Aufgrund der klimatisch rauhen Bedingungen (Luft- und Wassertemperaturen um den Gefrierpunkt selbst im Australsommer und Windstärken nicht selten über 8 Beaufort in den "Howling fifties" mit mittleren Wellenhöhen von über 10 m) und der relativen Bedeutungslosigkeit dieses Meeresgebietes als Seeweg für die kommerzielle Schifffahrt ist die Dichte ozeanischer und atmosphärischer Daten sowohl räumlich als auch zeitlich sehr gering (siehe z. B. Levitus 1982). Die wenigen vorhandenen Daten sind durch Forschungsschiffe und Versorger der antarktischen Landstationen gewonnen worden. Diese Daten sind weder räumlich noch zeitlich homogen verteilt. Expeditionen und Versorgungsfahrten finden fast ausschließlich im Australsommer statt, so daß z. B. Jahresmittelwerte der ozeanischen Parameter (Salzgehalt und Temperatur) durch die Sommersituation des SO dominiert (und verfälscht) sind. Die räumliche Datendichte ist konzentriert in wenigen, schmalen Bändern, d. h. den im wesentlichen konstanten Routen der Versorgungsschiffe, und dem Bereich der relativ intensiv untersuchten Drakestraße.

Die wissenschaftliche Erforschung des Systems Südlicher Ozean/Antarktischer Zirkumpolarstrom aus der Sicht der physikalischen Ozeanographie begann mit der Expedition der HMS CHALLENGER im Jahre 1874 und wurde im folgenden insbesondere durch die beiden deutschen Südpolar-Expeditionen in den Jahren 1901/1903 und 1911/1912 wei-

tergeführt (Brennecke 1921, Kosack 1954). Bis Mitte der siebziger Jahre wurden große Anstrengungen unternommen, um ein großskaliges und langfristig gemittelt Bild des Südlichen Ozeans zu gewinnen. Hier sei insbesondere auf die Fahrten der RRS DISCOVERY II (vor und nach dem 2. Weltkrieg), die Expeditionen während des Internationalen Geophysikalischen Jahres 1957–58 und die Expeditionen der USS ELTANIN in den sechziger Jahren hingewiesen (Deacon 1984). Die Darstellung dieser Ergebnisse – zumeist Karten der dynamischen Topographie und schematische Vertikalprofile – unterdrückt aber einen der wesentlichsten dynamischen Aspekte des Südlichen Ozeans, nämlich die starke zeitliche und kleinskalige Variabilität.

Die Anfang der siebziger Jahre entstandene Kontroverse bezüglich des Transportes des ACC's durch die Drakestraße (siehe weiter unten) führte zu einem Messprogramm über eine Gesamtdauer von 6 Jahren (ISOS, 1975–1981), dessen Auslegung erstmals auch die starke Variabilität des Systems berücksichtigte. Augenblicklich erlebt die ozeanographische Forschungsgemeinschaft den Anfang des wohl anspruchvollsten und größten Experimentes in der Geschichte dieses noch relativ jungen Zweiges der Geowissenschaften. Das "World Ocean Circulation Experiment" (WOCE) soll in einer Kernphase von 5 Jahren (1990–1995) eine globale Bestandsaufnahme der ozeanischen Parameter ermöglichen. Der zu erwartende Datensatz wird dringend benötigt, um die komplexen Fragen einer möglichen Klimaänderung aufgrund anthropogener Eingriffe in das System zu untersuchen. Der anerkannt wichtigen Rolle des SO/ACC im globalen Klimasystem wird dadurch Rechnung getragen, daß die Untersuchung dieses Meeresgebietes das zweite von nur drei Kernprojekten innerhalb von WOCE ist.

Eine schematische Darstellung des Antarktischen Zirkumpolarstromes (ACC), der im wesentlichen aus zwei starken Jetströmen besteht ist in Abb. 1 gezeigt. Die beiden Jetströme sind an die subantarktische Front im Norden und an die Polarfront im Süden gekoppelt. Dieses Frontensystem markiert die nördliche Grenze des Südlichen Ozeans. Die stärkeren Linien zeigen die Lage und ungefähre Ausdehnung der beiden großräumigen subpolaren Wirbel, den Weddellmeer Wirbel und den Rossmeer Wirbel. In diesen Gebieten, und wahrscheinlich überall entlang des antarktischen Schelfgebietes, wird eine der dichtesten Wassermassen des Weltmeeres geformt durch das Zusammenspiel von extrem kalten Luftmassen und einer Erhöhung des Salzgehaltes im Meerwasser durch Gefrierprozesse im Australwinter. Die Bedeutung des Südlichen Ozeans (SO) für die Ventilation der Tiefen- und Bodenwasser des Weltmeeres auf klimatisch relevanten Zeitskalen geht aus Abb. 2 hervor. Gezeigt ist hier die Verteilung des zonalen Jahresmittels der potentiellen Dichte (Levitus 1982). Wassermassen mit einer potentiellen Dichte $\sigma_\theta > 27.5$ machen über 70 % des Gesamtvolumens des Ozeans aus. Wasser dieses Dichtebereiches steht aber nur auf einer Fläche von weniger als 3 % der Gesamtoberfläche des Ozeans in direktem

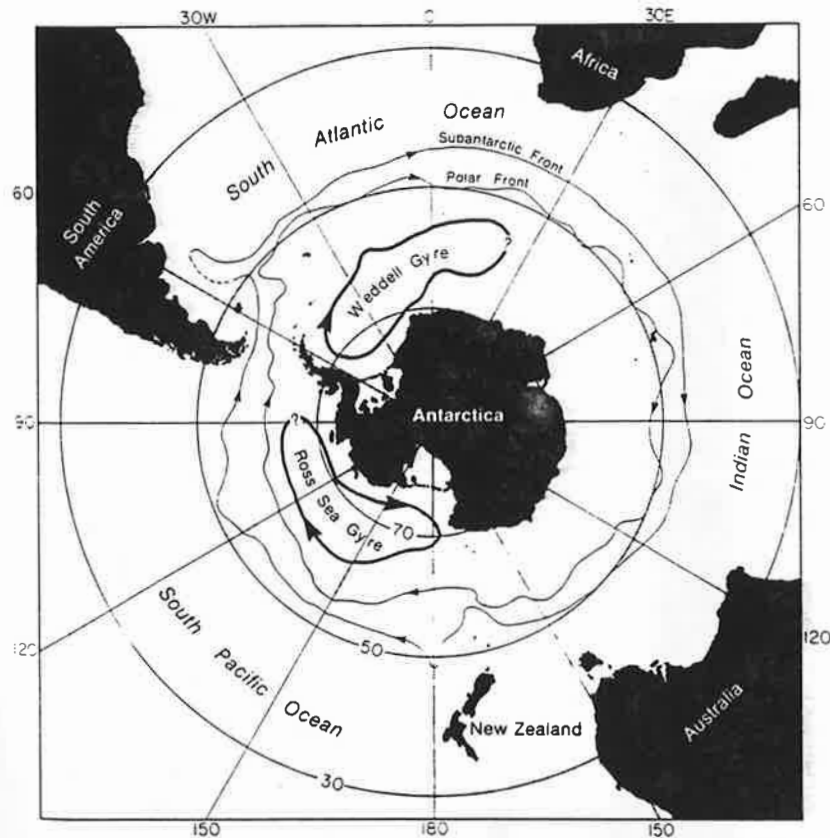


Abbildung 1: Schematisches Bild der beiden stärksten Jets des ACC's und der Lage und ungefähren Ausdehnung der großräumigen subpolaren Wirbel (Whitworth 1988).

Kontakt mit der Atmosphäre (Sarmiento und Toggweiler, 1984). Der Kontakt mit der Atmosphäre prägt die wesentlichen Anfangscharakteristika einer Wassermasse, welche im weiteren Verlauf ihrer Ausbreitung im tiefen Ozean noch durch Vermischung mit umliegenden Wasserkörpern und durch Diffusion modifiziert werden. Eine Beschreibung und Klassifizierung der Hydrographie des Systems Südlicher Ozean/Antarktischer Zirkumpolarstrom findet man z. B. bei Hellmer et al. (1985). Einen ausführlichen Überblick über den Kenntnisstand der physikalischen Ozeanographie Mitte der achtziger Jahre in bezug auf das System SO/ACC geben Nowlin und Klinck (1986) und Gordon und Owens (1987).

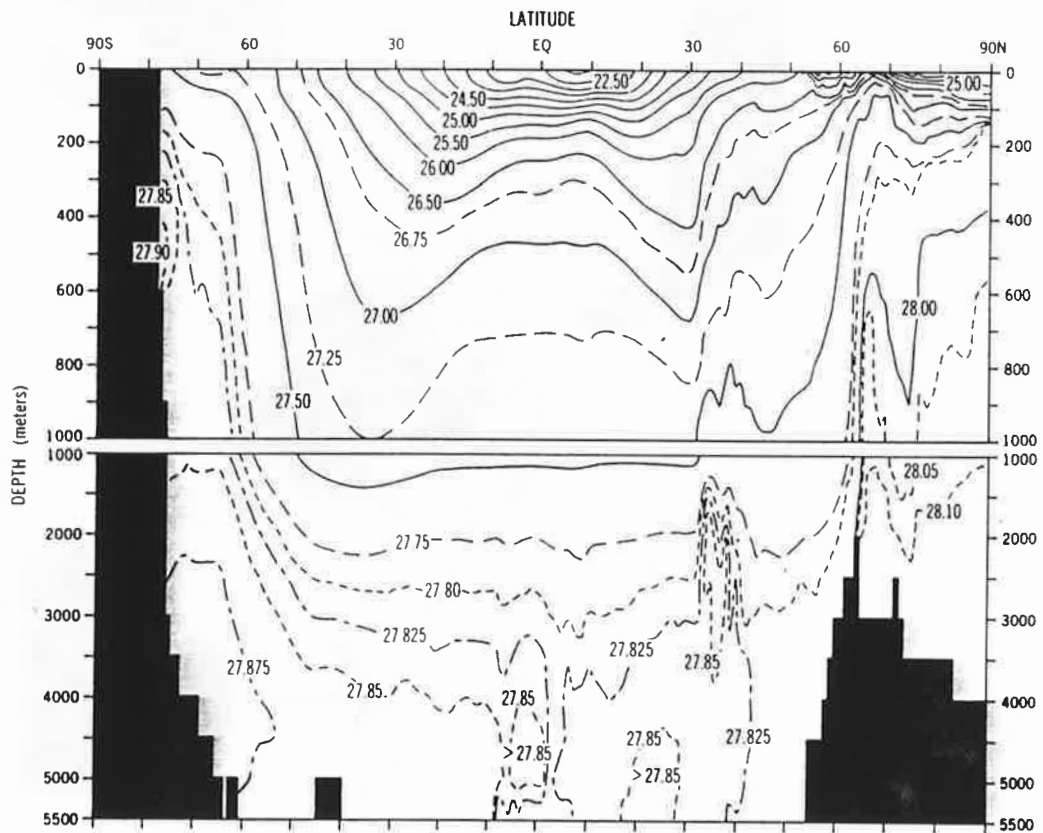


Abbildung 2: Mittlere jährliche Globalverteilung des zonalen Mittelwertes der potentiellen Dichte σ_θ (Levitus 1982).

1.1 Zonale Strukturen und Transporte im Südlichen Ozean

Ein wesentliches Merkmal des Südlichen Ozeans ist die zonale, zirkumpolare Struktur des Frontensystems ("Zonation"). Die Fronten sind sehr schmal, mit Breiten zwischen 50 km in der Drakestraße und 100 km im offenen Ozean, und weisen eine sehr tiefreichende vertikale Struktur auf. Abb. 3 zeigt einen typischen Vertikalschnitt der potentiellen Dichteanomalie in der Drakestraße. Der für ozeanographische Verhältnisse dramatische Anstieg der Isopyknen von Norden nach Süden (2000 m Höhenunterschied über eine Strecke von nur 600 km) ist in den Frontbereichen durch starke Gradienten unterbrochen, die bis zum Meeresboden durchgreifen. Diese Treppenform der Isolinien von Temperatur und Salzgehalt wurde schon 1937 von Deacon beschrieben. Gekoppelt an diese Gradienten sind die Jetströme mit Geschwindigkeiten im Kern bis zu 50 cm/s (siehe Abb. 4). Tiefreichende Wirbel an den Rändern der Jets belegen die starke mesoskalige Variabi-

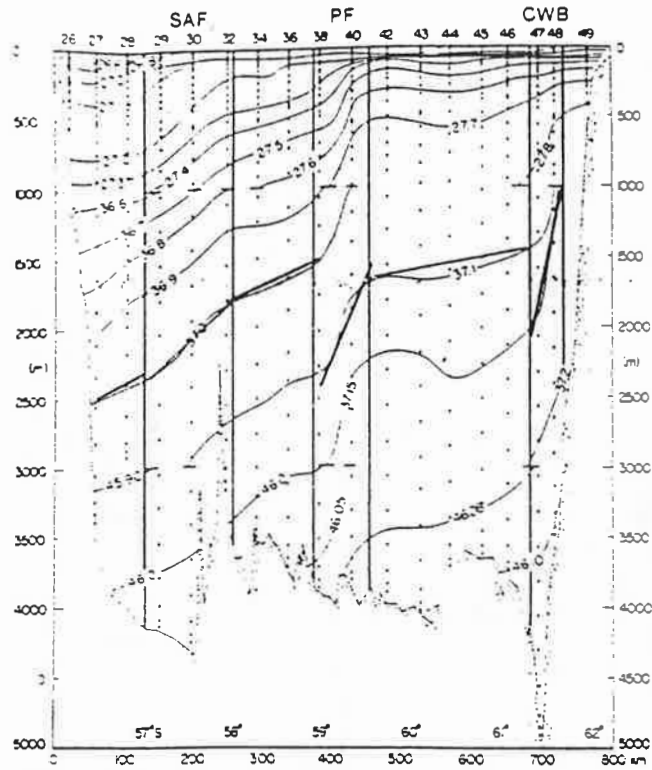


Abbildung 3: Potentielle Dichteanomalie auf einem Vertikalschnitt durch die Drakestraße, gemessen im Jahr 1976 von RV THOMPSON (Nowlin und Clifford 1982, Nowlin und Klinck 1986).

lität in diesem Gebiet. Diese Jets können sich innerhalb von ca. 2 Wochen um mehr als 100 km von ihrer mittleren Position nach Norden oder Süden verlagern. Mäander oder Wellen entstehen und breiten sich entlang den Fronten des ACC's aus. Teilweise werden aus diesen Mäandern geschlossene Wirbel gebildet, die dann antarktische Wassermassen in subantarktische Gewässer transportieren oder auch umgekehrt. Die erste dokumentierte Beobachtung der Entstehung eines geschlossenen Wirbels im ACC geht auf Joyce und Patterson (1977) zurück. Seit dieser Zeit sind antizyklonale und zyklonale Wirbel ("warm- and cold-core eddies") überall im ACC beobachtet worden. Dieser wirbelbedingte Wassermassenaustausch ist wahrscheinlich der dominierende Prozeß für die Aufrechterhaltung des polwärtigen Wärmetransportes.

Der mittlere jährliche Wärmeverlust von Ozean zu Atmosphäre südlich der Polarfront (im Mittel bei 53° S) wird zu 0.4 pW geschätzt (1 pW = 10^{15} Watt) (Gordon und Taylor 1975) und liegt südlich von 60° S sogar bei 0.54 pW (Gordon 1981). Zur Berechnung

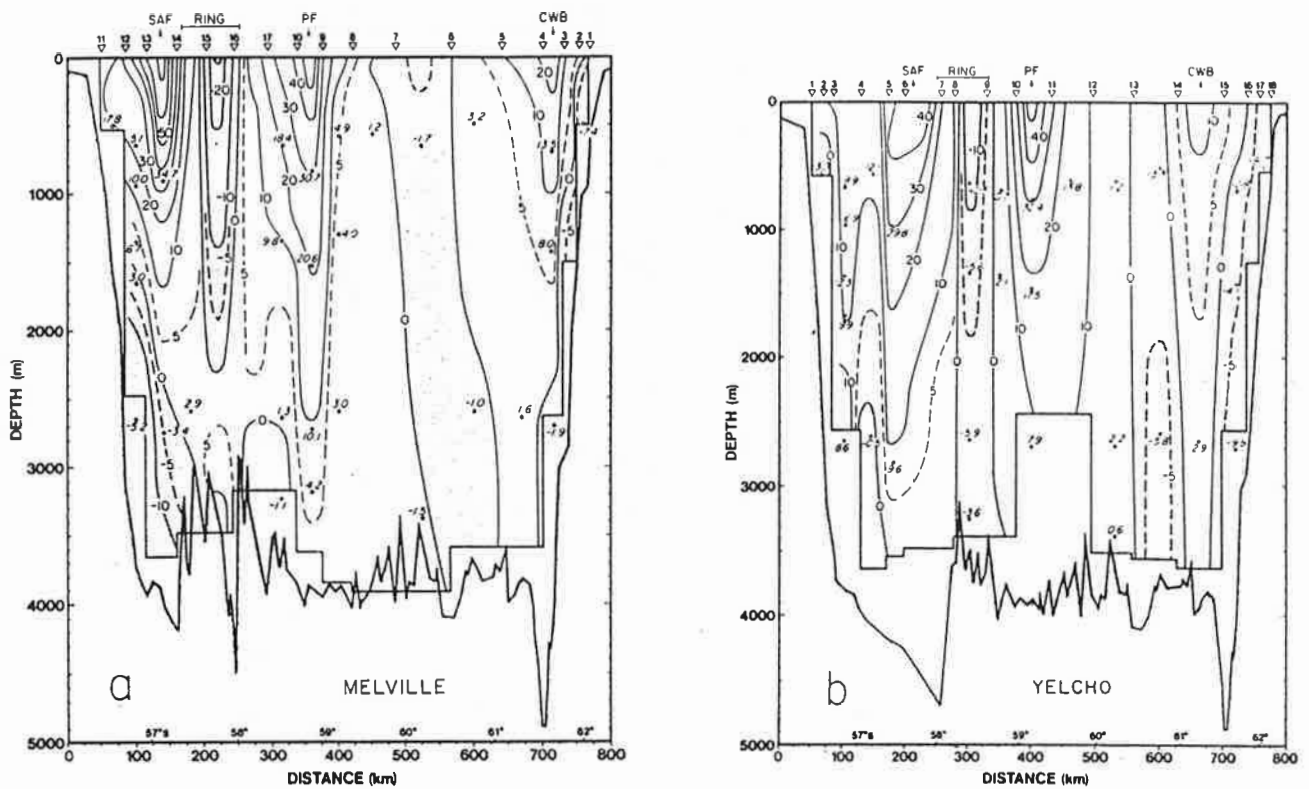


Abbildung 4: Vertikalschnitte der geostrophischen Geschwindigkeiten in der Drakestraße aus Daten des Experimentes DRAKE 79 gemessen von den Schiffen a) MELVILLE und b) YELCHO (Whitworth, Nowlin und Worley 1982).

des polwärtigen Wärmeflusses über die Polarfront hinweg, muß der Wärmegewinn des Ozeans zwischen 53° S und 60° S abgezogen werden (Nowlin und Klinck 1986). Gordon schätzt das Ergebnis zu 0.3 pW (nach de Szoek und Levine 1981). In der Ekman-schicht werden ca. 30 Sv nach Norden transportiert, was zu einem Wärmeverlust von ca. 0.15 pW führt, da diese Wassermasse wärmer ist die mittlere Wassermasse südlich des ACC's. Der gesamte ozeanische polwärtige Wärmetransport über den ACC muß deshalb ca. 0.45 pW betragen (Nowlin und Klinck 1986, de Szoek und Levine 1981, Gordon und Owens 1987). Es gibt im wesentlichen nur drei Mechanismen, die diesen Wärmetransport leisten können: die mittlere Strömung, tiefe Randströme und das Wirbelfeld. de Szoek und Levine haben 1981 gezeigt, daß die mittlere Strömung keinen signifikanten Beitrag dazu leisten kann. Gordon und Owens (1987) schätzen den Beitrag tiefer, kalter Randströme ("Antarctic Bottom Water"), die den Einfluß des nach Süden fließenden, wärmeren

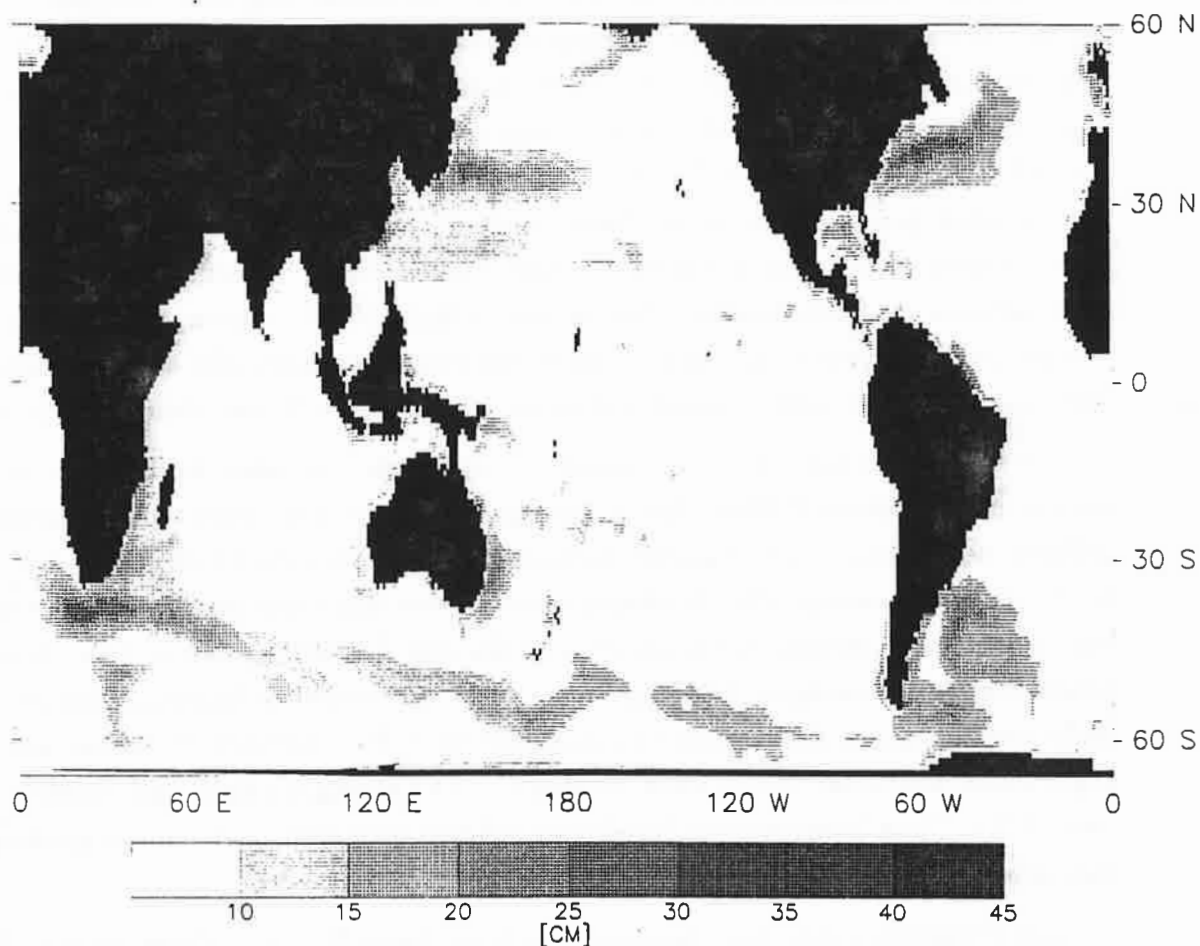


Abbildung 5: Mittlere quadratische Abweichung der Auslenkung der Meeresoberfläche berechnet aus Altimetriedaten des Satelliten GEOSAT (Koblinsky priv. Mitt.).

"Circumpolar Deep Water" balancieren, auf ca. 25 %. Abschätzungen des meridionalen Wärmetransportes durch das Eddyfeld (Nowlin, Worley und Whitworth 1985, Bryden und Heath 1985) ergeben Werte bis zum vierfachen des benötigten Wärmetransportes. Trotz der großen Unsicherheiten in der Berechnung und Extrapolation dieser Transporte läßt sich doch vermuten, daß das Wirbelfeld der wichtigste Kandidat für die Aufrechterhaltung der thermischen Balance des Südlichen Ozeans ist. Abb. 5 zeigt die Variabilität der Meeresoberfläche zwischen 60° N und 65° S, gewonnen aus Altimetriedaten des Satelliten GEOSAT. Neben den Gebieten der starken westlichen Randströme auf der Nordhalbkugel der Erde ist insbesondere das Gebiet des Südlichen Ozeans (entlang der Achse des ACC's) durch eine erhöhte mesoskalige Variabilität ausgezeichnet.

Eine der wichtigsten integralen Größen für die Bewertung von Theorien und Modellen zur Dynamik des Südlichen Ozeans ist der Massentransport durch die Drakestraße. Berechnungen des Transportes aus hydrographischen Daten (basierend auf der fiktiven Kenntnis einer Referenzfläche) in den sechziger und frühen siebziger Jahren variierten beträchtlich. Aufgrund der Tatsache, daß die geostrophische Scherung der Isobaren in den Fronten praktisch bis zum Meeresboden durchgreift, führt die Wahl einer stromlosen Schicht in mittleren Tiefen zu einem ostwärtigen Oberflächenstrom über einer westwärtigen Tiefenströmung (Nowlin und Klinck 1986). Trotz der unterschiedlichen Stärke der Transporte implizierten diese Berechnungen aber alle einen breiten, zeitlich und räumlich mehr oder weniger homogenen Strom nach Osten (siehe z. B. Kort 1964).

Die Unterschätzung der mesoskaligen Variabilität hat aller Voraussicht nach zu einer der bekanntesten Fehleinschätzungen bei der Auslegung ozeanischer Feldexperimente geführt, der Messung des Wassermassentransportes durch die Drakestraße mittels direkter Strömungsmessung. Die Messkampagnen zweier unabhängiger Gruppen waren darauf ausgelegt, einige wenige Strömungsmesser für den Zeitraum von ein paar Tagen in der Drakestraße auszubringen. Die Ergebnisse dieser Experimente führten zu der aus heutiger Sicht verständlichen Diskrepanz von über 250 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$), wobei eine Messung sogar einen mittleren Strom nach Westen (15 Sv) anzeigte (Reid und Nowlin 1971, Foster 1972). Diese kontroversen Ergebnisse führten letztendlich zu einem großangelegten, langjährigen Forschungsprogramm im Bereich der Drakestraße.

Eine Zielsetzung des "International Southern Ocean Studies"-Programmes (ISOS) war es, die dynamische Balance des ACC's zu verstehen. Zu diesem Zweck mußte der Transport des ACC's genauer gemessen werden, da er ein zeitliches und räumliches, integrales Maß der Antwortfunktion darstellt für alle Antriebskomponenten. Die Größe des Transportes liefert letztendlich eine Aussage über die Stärke des Antriebs und die langzeitlichen Fluktuationen sind verknüpft mit zeitlichen Variationen im Antrieb. Das wichtigste Ergebnis des "Dynamic Response And Kinematics Experiment" (DRAKE) im Rahmen des ISOS Programmes ist eine Zeitreihe des Transportes des ACC's durch die Drakestraße für die Dauer eines Jahres (Januar 1979 bis Januar 1980). Diese Zeitreihe (siehe Abb. 6) beseitigte die großen Unsicherheiten, die mit den früheren Messungen verbunden waren. Der Mittelwert des Transportes in diesem Zeitraum liegt bei 125 Sv mit einer Standardabweichung von 10 Sv. Aus dem Vergleich des Nettotransportes mit dem Transport der oberen 2500 m (relativ zu 2500 dbar) erkennt man, daß die höherfrequenten Fluktuationen im barotropen Anteil der Strömung liegen aber immerhin 70 % des Nettotransportes von den oberen 2500 m der Wassersäule getragen werden (Nowlin und Klinck, 1986). Änderungen des Gesamttransportes des ACC's beeinflussen die Erdrotation und somit die effektive Tageslänge ("length of day", LOD). Brosche und Sündermann (1985) haben Phase und

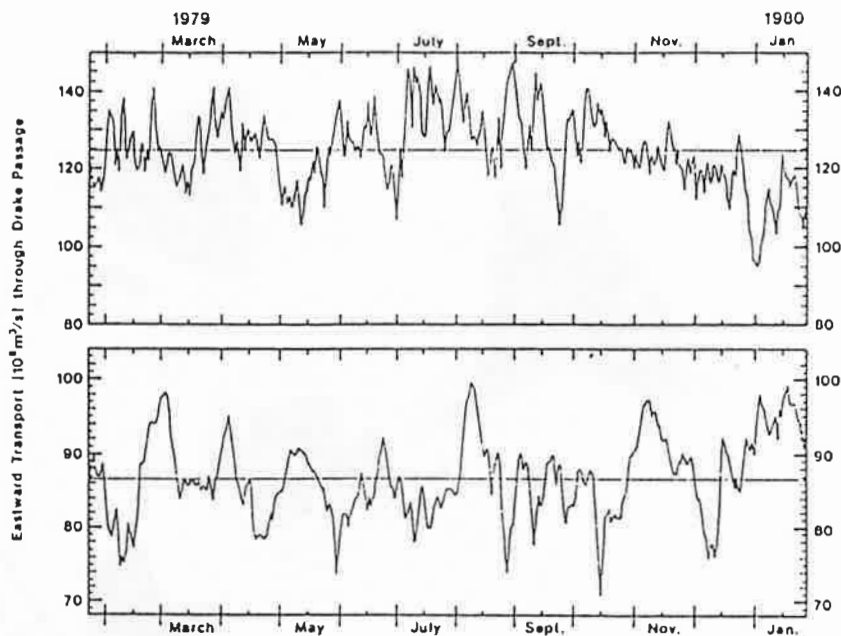


Abbildung 6: Transportzeitserien in der Drakestraße in Sv ($= 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$).
 Oberes Bild : Nettotransport. Unteres Bild : geostrophischer Transport der oberen 2500 m (relativ zu 2500 dbar)
 (Whitworth und Peterson 1985).

Amplitude des Drehimpulses abgeschätzt, der im ACC enthalten ist. Die Phasen stimmen gut überein und die Amplituden sind vergleichbar mit den Diskrepanzen, die bei Betrachtung des Systems feste Erde und Atmosphäre auftreten.

1.2 Theorien und Modelle zur Dynamik des ACC's

Der ACC wird zu einem großen Teil durch den beträchtlichen Impulseintrag der Westwinde angetrieben. Die relative Rolle des thermohalinen Antriebs ist weitgehend unerforscht. Geänderte Raten der Tiefenwasserproduktion führten in einem grobauflösenden Modell des Weltozeans zu Schwankungen des Gesamttransportes des ACC's zwischen 60 Sv und 170 Sv (Mikolajewicz und Maier-Reimer 1990). Abb. 7 zeigt das Jahresmittel des ostwärts gerichteten Windschubes über dem Südlichen Ozean, ein geschlossenes zirkumpolares Band mit großen Bereichen in denen Werte von 0.2 Nm^{-2} deutlich überschritten werden.

Dieser stetige Impulsfluß in das System ist nicht mit einem langfristigen Anwachsen des

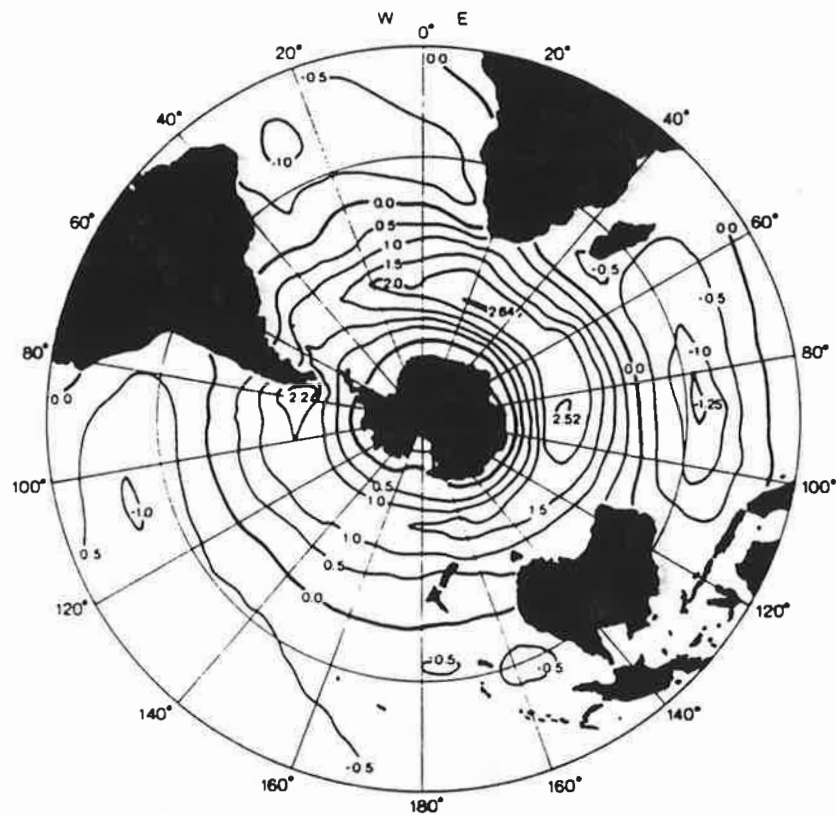


Abbildung 7: Jahresmittelwerte des ostwärtigen Windschubes über dem Südlichen Ozean in Einheiten von 0.1 Nm^{-2} berechnet von S. Patterson aus klimatologischen Winden von Han und Lee (1981) (Nowlin und Klinck 1986).

Transportes verbunden, d. h. es muß einen oder mehrere Mechanismen geben, die es dem Impuls ermöglichen, das System wieder zu verlassen. Diese Impulssinken zu identifizieren und auch zu quantifizieren ist Gegenstand intensiver Forschung von Gruppen in England, USA und Deutschland.

Das grundlegende dynamische Problem des ACC's liegt in der Tatsache begründet, daß es keine kontinentalen Barrieren zwischen 56° und 62° Süd gibt. Es ist der Strömung nicht möglich, einen mittleren zonalen Druckgradienten aufzubauen, der der Beschleunigung der Wassermassen durch den zonalen Windschub entgegenwirken könnte. Das führt dazu, daß die theoretischen Vorstellungen über die Dynamik der windgetriebenen Zirkulation in geschlossenen ozeanischen Becken, d. h. die Sverdrup-Dynamik mit Randbereichslösungen, nicht auf den gesamten Bereich des Zirkumpolarstromes übertragen

werden können.

Eine der ersten modelltheoretischen Untersuchungen des ACC's, eine Arbeit von Hidaka und Tsuchiya (1953), machte die besondere Problematik der Dynamik dieses Stromsystems auf verblüffende Weise deutlich. In einem zonalen Ringkanal wurde als Impulsquelle ein konstanter, zonaler Windschub simuliert. Für die Impulsdissipation standen laterale Reibung, vertikale, turbulente Viskosität und Bodenreibung zur Verfügung. Die resultierende Zirkulation für vernünftige Werte der Reibungsparameter war um eine Größenordnung zu groß (≈ 1000 Sv). Eine Reduzierung des Transportes auf einen angemessenen Wert von ca. 100 Sv erforderte unrealistisch hohe Werte für die Reibungsparameter (100-fach höhere Werte als die größten allgemein akzeptierten Werte). Dieses Ergebnis zeigte auch das Modell von Gill (1968). Die Größe des Transportes in den grobauflösenden Experimenten ist proportional zum verwendeten Windschub τ und umgekehrt proportional zu den Werten der Reibungsparameter, z. B. für die laterale Reibung A_H ergibt sich der Transport $T \sim \tau D^3 / A_H$ mit D als Breite des Stromes. Für $\tau = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ und $D = 1000 \text{ km}$ ergibt sich der beobachtete Transport von 100 Sv bei einem A_H von $10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Dieses auch als Hidaka's Dilemma bekanntgewordene Problem machte deutlich, daß die Dynamik des ACC's fundamental verschieden von der eines geschlossenen Beckens sein muß.

Eine der frühesten Arbeiten, die sich mit der Dynamik des ACC's auseinandersetzte, eine kurze Mitteilung im Tellus von Munk und Palmén (1951), schlug einen Ausweg aus einem von hoher Reibung kontrollierten Strömungszustand vor. Obwohl es keine meridionalen kontinentalen Barrieren zwischen 56° und 62° Süd gibt, existieren doch eine Reihe von unterseeischen Rücken (siehe Abb. 8), die in tieferen Schichten des Ozeans einen mittleren, zonalen Druckgradienten unterstützen könnten. Dieser Druckgradient könnte es dem horizontalen Impuls ermöglichen, das System in Richtung fester Erde zu verlassen. Um diesen Impulsfluß zu gewährleisten, müssen zwei wichtige, die dynamische Situation der Strömung entscheidend beeinflussende Faktoren berücksichtigt werden. Zum einen muß der an der Oberfläche der Wassersäule zur Verfügung gestellte horizontale Impuls irgendwie in tiefere Schichten transportiert werden, so daß der Impulsfluß durch Druckdifferenzen über einem topographischen Hindernis ("topographic form stress") wirksam werden kann. Dieses bedeutet aber auch, daß der vertikale Transport von horizontalem Impuls im ACC wesentlich größer sein müßte, als in anderen Regionen des Weltozeans. Um z. B. einen Windschubeintrag (pro Einheitsdichte) von $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ mittels vertikaler Diffusion (falls dieses Konzept in diesem Zusammenhang überhaupt sinnvoll ist) in der beobachteten Stromscherung von 0.1 ms^{-1} über eine Tiefe von 1000 m zu transportieren, würde man einen Wert für die vertikale, turbulente Viskosität von $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ benötigen. Zum anderen muß die Strömung die benötigten Druckdifferenzen mit dem richtigen Vor-

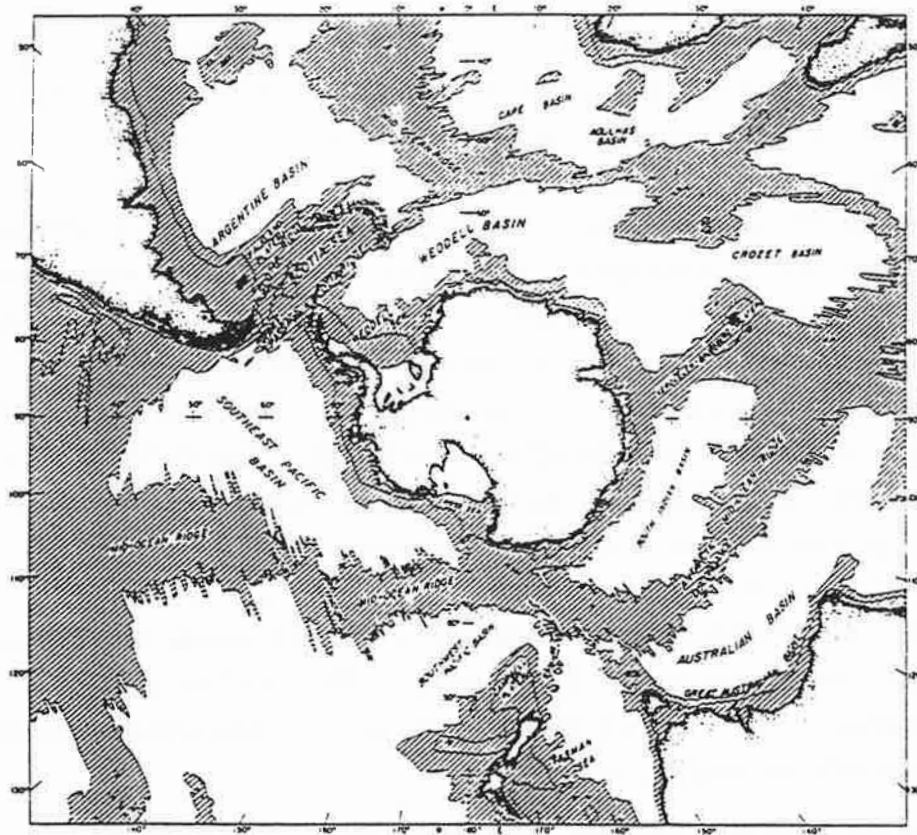


Abbildung 8: Bathymetrie des Südlichen Ozeans. Tiefen kleiner als 4000 m sind schattiert (Heezen et al. 1972).

zeichen (höherer Druck auf der Westseite eines Hindernisses für westliche Winde) und der richtigen Amplitude aufbauen. Diese beiden entscheidenden Prozesse in der Impulsbilanz können aber bislang nicht durch direkte Beobachtungen quantifiziert werden.

Um einen Windschub von $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ zu balancieren, ein durchaus moderater Wert in dem polaren Westwindgürtel (siehe Abb. 7), werden Druckdifferenzen von nur wenigen dynamischen Zentimetern über einem großen ozeanischen Rücken benötigt. Zur Bestimmung des Schubes gegen die Bodentopographie erfordert es Druckmessungen im tiefen Ozean auf einer Geopotentialfläche mit einer Genauigkeit von ca. 1 dynamischen Zentimeter. Diese Meßgenauigkeit liegt weit jenseits der Möglichkeiten moderner ozeanographischer Meßtechnik. Ebenso ist es bislang nicht möglich, die Korrelationen von vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitsfluktuationen, d. h. den vertikalen Transport von horizontalem Impuls, genau genug zu bestimmen.

Die bislang einzige Möglichkeit eines Ausweges aus dieser Situation bieten numerische

Modelle. Untersuchungen von Modellresultaten ergaben aber, daß verschiedene Modelle verschiedene Impulsbilanzen unterstützen. Allgemeine Modelle der ozeanischen Zirkulation ("OGCM's") mit grober Gitterauflösung (Gitterabstand \gg Eddy-Skala) verneinen im allgemeinen die von Munk und Palmén vorgeschlagene Balance, während wirbelaufösende Modelle dieses Konzept bestätigen.

Eine Serie von Experimenten von Gill und Bryan (1971) zeigte, daß die Berücksichtigung des gemeinsamen Effektes von Schichtung und Bodentopographie (Box-Ozean mit idealisiertem unterseeischen Rücken) in einem grobauflösenden Modell den Transport verstärkt, anstatt ihn zu reduzieren. In diesen Experimenten hat der "topographic form stress" (die Druckaufnahme an der Topographie) das gleiche Vorzeichen wie der Windschub und beschleunigt somit zusätzlich die Strömung. Eine ähnliche Aussage lieferten auch die Experimente von Bryan und Cox (1972) und Cox (1975) mit einem grobauflösenden globalen Ozeanmodell ($2^\circ \times 2^\circ$ horizontale Gitterauflösung mit Austauschkoefizienten $A_V = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (vertikal) und $A_H = 4 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (horizontal)), wengleich diese Ergebnisse auch etwas schwieriger zu interpretieren sind. Abb. 9 zeigt die Transportstromfunktion für homogene Dichteverteilung ($\rho(x, y, z, t) = \text{const.}$) in einem Ozean mit ebenem Boden. Nach 90 Tagen Integration liegt der Transport durch die Drakestraße bei über 600 Sv mit noch steigender Tendenz. Diese Situation entspricht dem Experiment von Hidaka und Tsuchiya (1953). In einem zweiten Experiment wurde eine realistische Bodentopographie berücksichtigt für den Fall homogener Dichte. Abb. 10 zeigt, daß der Transport des ACC's drastisch zurückgegangen ist auf einen Wert von 22 Sv. Hidaka's Dilemma wird hier umgangen durch den speziellen Verlauf der Linien $f/H = \text{const.}$ in der Umgebung der Drakestraße. Der Anstieg der Topographie von über 5000 m in den westlichen und östlichen Tiefseebecken auf weniger als 4000 m Tiefe in der Passage selbst und auf weniger als 2000 m direkt östlich davon wirkt als effektive Barriere für diese f/H -Konturen. Der kleine Bereich von f/H -Werten, der durch die Passage verläuft, ist stark an die kontinentalen Abhänge gebunden und reicht somit weit in die nördlichen Ozeanbecken hinein. Die barotrope Strömung folgt den Linien $f/H = \text{const.}$ (für den Fall geringer Reibungseinflüsse) und der zirkumpolare Strom verläuft dadurch im wesentlichen in den nördlichen Ozeanbecken. In diesem Fall dominiert die Sverdrup-Dynamik durch den Aufbau von mittleren zonalen Druckgradienten. Die Einführung einer zwar zeitlich konstanten aber "realistischen" Schichtung ($\rho(x, y, z, t) = C(x, y, z)$) resultierte in einem ACC-Transport von ca. 180 Sv (siehe Abb. 11, Cox (1975)). Obgleich Cox's Lösung bei Abbruch des Experimentes noch nicht stationär war, kann man doch den Schluß ziehen, daß der Effekt der Schichtung ("baroclinicity") einen Teil des Einflusses der Topographie kompensiert und zu einer Verstärkung des Transportes des ACC's beiträgt.

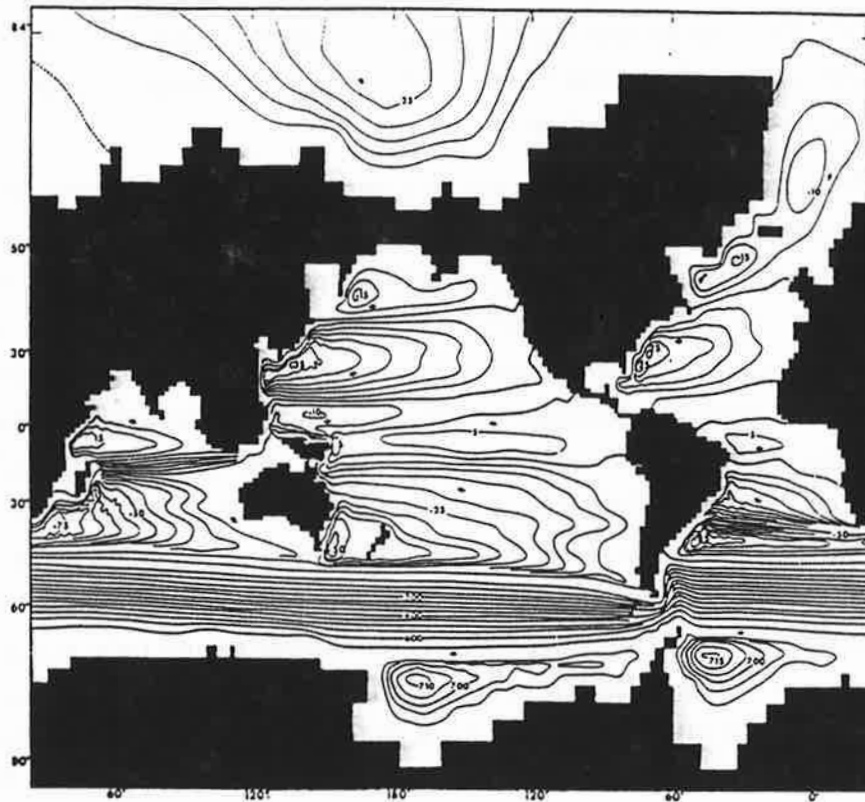


Abbildung 9: Transportstromfunktion für ein globales Ozeanmodell über ebenem Boden und mit homogener Dichte (Cox und Bryan 1972). Der Transport durch die Drakestraße ist größer als 600 Sv bei noch ansteigender Tendenz.

Die Ablehnung der von Munk und Palmén vorgeschlagenen Impulsbilanz durch die grobauflösenden Modelle ist eine direkte Folge der Parametrisierung der turbulenten Impuls Transporte in diesen Modellen. Die hier verwendeten diffusiven Ansätze mit vertikalen Viskositäten im traditionellen Bereich von 10^{-4} bis $10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und die sehr großen horizontalen turbulenten Viskositäten (diktiert durch die Berücksichtigung der Randstrombereiche, z. B. Han (1984) 5° Auflösung und $A_H = 8 \cdot 10^5 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) erzwingen mehr oder weniger folgenden Impulsfluß. Obwohl grobauflösende Modelle die beobachtete vertikale Stromscherung im ACC ungefähr reproduzieren, kann der Impuls aufgrund des sehr kleinen vertikalen Austauschkoefizienten A_V nicht in tiefere Schichten transportiert werden. Der durch den Windschub eingetragene Impuls diffundiert in lateraler Richtung weg von dem polaren Westwindgürtel in Richtung nördliche Ozeanbecken oder antarktische Schelfbereiche. Dort wird er dann durch zonale Nettodruckgradienten oder laterale Reibung

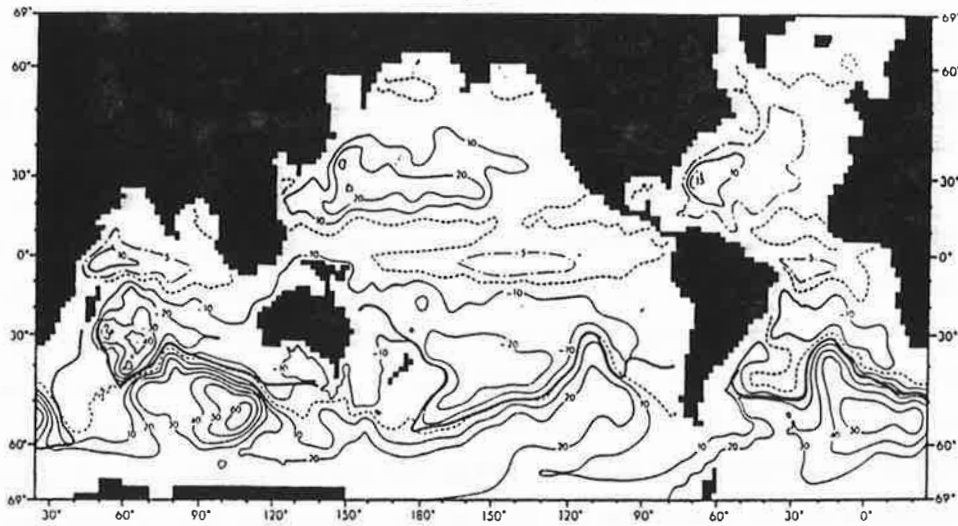


Abbildung 10: Transportstromfunktion für ein globales Ozeanmodell über realistischer Bodentopographie und mit homogener Dichte (Cox 1975). Der Transport durch die Drakestraße beträgt 22 Sv. Die stärkere Linie zeigt den Verlauf einer speziellen geostrophischen Kontur ($f/H = \text{const.}$).

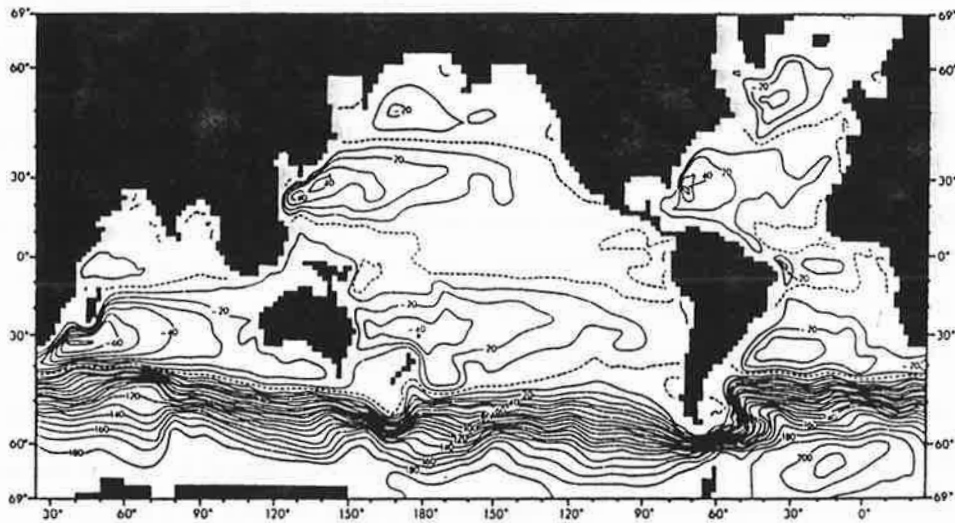


Abbildung 11: Transportstromfunktion für ein globales Ozeanmodell über realistischer Bodentopographie und mit zeitlich konstanter, realistischer Dichteverteilung (Cox 1975). Der Transport durch die Drakestraße ist 186 Sv.

("no-slip") an der Küste aufgefangen. Der "topographic form stress" ist somit von untergeordneter Bedeutung als Impulssenke und das barokline Feld (3-D Schichtung) kann sich weitgehend unbeeinflusst durch die Gesamtpulsbilanz frei entwickeln.

Inspiziert durch das Auftreten starker mesoskaliger Aktivität in den frühen Ergebnissen des ISOS-Programmes, entwickelten McWilliams et al. (1978) ein wirbelauflösendes Modell des ACC's. Sie verwendeten ein quasigeostrophisches Zwei-Schichten-Modell zur Untersuchung der windgetriebenen Strömung in einem zonalen Ringkanal unter Variation der Kanalgeometrie und des Windschubes. Zur Energiedissipation standen laterale und Bodenreibung zur Verfügung, wobei kein tangentialer Impulsaustausch mit den seitlichen Berandungen erlaubt war ("free-slip condition"). In diesem Satz von Experimenten verdeutlichen zwei Fälle die besondere Rolle des "topographic form stress" in der zonalen Impulsbilanz. In beiden Experimenten war die Kanalströmung durch partielle, meridionale Barrieren eingeschnürt, die die lateralen Landmassen in der Drakestraße simulieren sollten. Im ersten Experiment wurde auf Bodentopographie verzichtet und im zweiten Experiment wurde direkt in der Drakestraße ein meridionaler Rücken von 500 m Höhe berücksichtigt. Die Verwendung eines realistischen Parameters der linearen Bodenreibung ergab im Experiment mit flachem Boden Transporte von über 600 Sv (siehe Hidaka's Dilemma weiter oben). Die zonale Impulsbilanz des topographischen Experimentes zeigte hingegen die von Munk und Palmén (1951) vorgeschlagene dynamische Balance. In den geographischen Breiten der Passage wird der durch den Windschub in die obere Schicht eingebrachte Impuls durch Schub gegen die Zwischenfläche ("interfacial form stress") an die untere Schicht weitergegeben und verläßt das System durch die Wirkung des "topographic form stress". In diesem Fall liegt der Gesamttransport unter 100 Sv. Der vertikale Impulsfluß wird einzig durch das Wirbelfeld erzeugt, welches im wesentlichen durch barokline Instabilitäten entsteht und aufrechtgehalten wird. Die lateralen Reynolds'schen Schubspannungen durch die Eddies transportieren ostwärtigen Impuls in das Zentrum der ostwärtigen Strömung und konzentrieren und verstärken den dortigen Jetstrom. Diese Situation "negativer Impulsdiffusion" steht im völligen Gegensatz zu den expliziten, positiven Wirbelviskositäten grobauflösender Modelle.

In der hier vorliegenden Arbeit werden die von McWilliams et al. (1978) begonnenen Untersuchungen zur Dynamik der windgetriebenen Strömung in einem zonalen Ringkanal weitergeführt und ausgedehnt. Ein Hauptteil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung des Mechanismus des "topographic form stress" in einem wirbelauflösenden Modell unter Variation der verschiedenen Modellparameter und in Abhängigkeit von der Modelltopographie. Es werden Experimente mit verschiedenen Werten des Bodenreibungsparameters und verschiedenen idealisierten Bodentopographien mit einem, dem topographischen Experiment von McWilliams et al. (1978) ähnlichen, Basisexperiment

verglichen. Dazu werden detaillierte Analysen des Spin-up's und des quasistationären Zustandes der jeweiligen Strömungsfelder verglichen. Die Bilanzierung der Energie- und Impulsflüsse im quasistationären Gleichgewicht ermöglicht eine ausführliche Beschreibung und Klassifizierung der jeweiligen dynamischen Zustände. Diese Prinzipstudien werden ergänzt durch numerische Experimente mit einer realistischen, komplexen Bodentopographie im Bereich des "Macquarie-Ridge-Complex" südlich von Neuseeland.

Abschließend werden Theorien zur Parametrisierung der Effekte des geostrophischen Wirbelfeldes auf die mittlere Zirkulation einer Kanalströmung diskutiert. Hier wird gezeigt, daß die klassischen Formulierungen mittels expliziter Wirbelviskositäten ("eddy viscosities") die Strömungsverhältnisse nur unzureichend beschreiben. Explizite Diffusion von potentieller Vorticity mit positiven Transferkoeffizienten erscheint, zumindestens für Strömungen über ebenem Boden im Rahmen der quasigeostrophischen Näherung, angemessener zu sein.

Vorläufige Ergebnisse und Teile der Analysen dieser Arbeit sind auch bei Wolff und Olbers (1989), Wolff et al. (1990a, b und c) und Ivchenko et al. (1990) diskutiert.

2 Das quasigeostrophische Modell

Das in dieser Arbeit verwendete numerische Modell basiert auf der physikalischen Grundvorstellung eines rotierenden, hydrostatischen, adiabatischen Fluides, welches in zwei Schichten mit unterschiedlichen Dichten eingebettet ist und in einem zonalen Ringkanal in höheren Breiten auf der Südhalbkugel der Erde vorliegt. Die Trennfläche zwischen den beiden Schichten ist undurchlässig in Bezug auf den Massenfluß aber nicht für Impulsflüsse. Die obere Schicht wird angetrieben durch einen zonal konstanten und in meridionaler Richtung sinusoidalen Windschub. Die Energiedissipation wird in beiden Schichten durch einen lateralen, biharmonischen Reibungsansatz gewährleistet. Zusätzlich wirkt in der unteren Schicht eine lineare Bodenreibung.

Das numerische Modell basiert auf der Physik der Quasigeostrophie und ist in den meisten Aspekten identisch zu dem von McWilliams et al. (1978) beschriebenen Modell. Eine ausführliche Herleitung der Modellgleichungen und der benötigten Hilfsbedingungen ist im Anhang A gegeben.

Die grundlegenden Gleichungen sind die Erhaltungsgleichungen der potentiellen Vorticity in jeder Schicht

$$D_i [q_i] = F_i \quad (1)$$

wobei der Index $i = 1$ die obere und der Index $i = 2$ die untere Schicht bezeichnet. Der Operator $D_i [\cdot]$ in (1) bezeichnet die totale geostrophische Ableitung

$$D_i [\cdot] = \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_i^{(0)} \frac{\partial}{\partial x} + v_i^{(0)} \frac{\partial}{\partial y} \right) [\cdot] \quad (2)$$

$$= \frac{\partial}{\partial t} [\cdot] + J(\psi_i, \cdot) \quad (3)$$

mit J als Jacobi-Operator. Die Definitionen der potentiellen Vorticities, hier multipliziert mit dem Quadrat der mittleren Schichtmächtigkeit H_i , sind

$$q_1 = H_1 \nabla^2 \psi_1 - \frac{f_0^2}{g'} (\psi_1 - \psi_2) + H_1 f \quad (4)$$

$$q_2 = H_2 \nabla^2 \psi_2 + \frac{f_0^2}{g'} (\psi_1 - \psi_2) + H_2 f + f_0 B \quad (5)$$

mit den ψ_i als horizontalen, geostrophischen Geschwindigkeitsstromfunktionen

$$u_i^{(0)} = -\frac{\partial}{\partial y} \psi_i \quad (6)$$

$$v_i^{(0)} = \frac{\partial}{\partial x} \psi_i \quad (7)$$

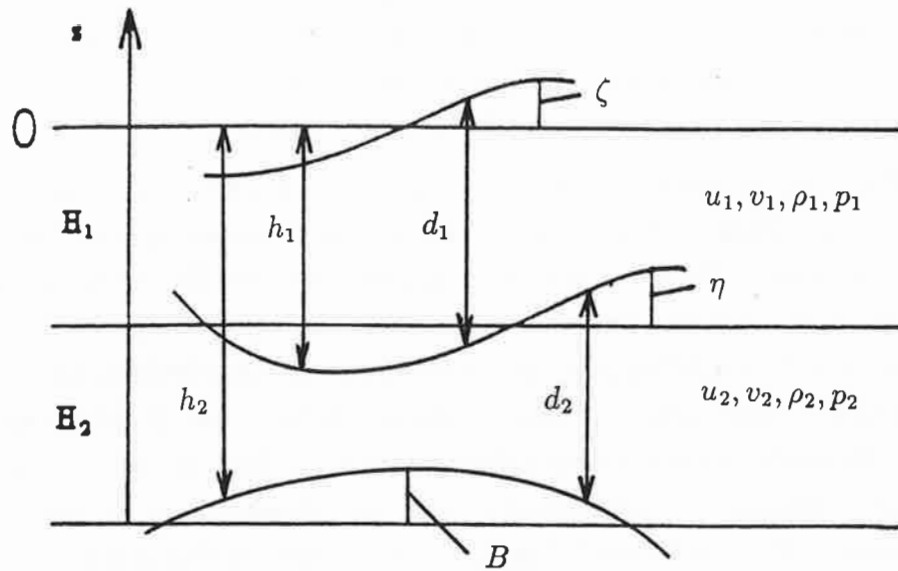


Abbildung 12: Schematische Darstellung des Zwei-Schichten-Modell's.

$f = f_0 + \beta(y - y_0)$ ist die Coriolisfrequenz auf einer β -Ebene, g' ist die reduzierte Gravitationskonstante und $B(x, y)$ die Abweichung der Bodentopographie vom konstanten Mittelwert. Die aktuellen Schichtdicken sind

$$d_1 = h_1 + \zeta = H_1 - \eta + \zeta \quad (8)$$

$$d_2 = h_2 - h_1 = H_2 + \eta - B \quad (9)$$

wobei ζ die Auslenkung der Meeresoberfläche und η die Auslenkung der Trennfläche zwischen beiden Schichten von ihren jeweiligen Ruhelagen symbolisieren (siehe Abb. 12). Die Kräfte in (1) wurden wie folgt gewählt

$$F_1 = \text{rot } \tau - A_4 H_1 \nabla^6 \psi_1 \quad (10)$$

$$F_2 = -\epsilon H_2 \nabla^2 \psi_2 - A_4 H_2 \nabla^6 \psi_2 \quad (11)$$

wobei τ den Windschub pro Einheitsdichte darstellt. A_4 und ϵ sind Koeffizienten der biharmonischen Reibung und der Bodenreibung. Die Randbedingungen für die Gl. (1) sind

$$\psi_i = \begin{cases} c_{iN}(t) & \text{auf dem nördlichen Rand } \delta\Omega_N \\ c_{iS}(t) & \text{auf dem südlichen Rand } \delta\Omega_S \end{cases} \quad (12)$$

$$\nabla^2 \psi_i = \nabla^4 \psi_i = 0 \quad \text{auf beiden Rändern} \quad (i = 1, 2).$$

Alle physikalischen Größen sind über die Kanallänge (X) periodisch angesetzt. Diese Bedingungen erzwingen die Tatsache, daß es weder einen geostrophischen Fluß durch die festen Wände gibt noch künstliche Quellen oder Senken für den Impuls oder die über das Volumen integrierte Energie an den Rändern entstehen.

Die Werte der Stromfunktionen an den Rändern legen den totalen Transport durch den Kanal fest. Diese 4 Werte sind aber noch nicht eindeutig durch die Randbedingungen (12) festgelegt. Durch den Übergang zur Vorticity-Dynamik ist diese Information verlorengegangen (formal durch die Elimination des ageostrophischen Anteils des Druckfeldes und der Vernachlässigung der kinematischen Randbedingungen für die ageostrophischen Geschwindigkeiten). Einen kompletten Satz von Hilfsbedingungen kann man durch die Betrachtung der Terme höherer Ordnung (hier bis zur 1. Ordnung) in der zonalen (ageostrophischen) Impulsbilanz und der Massenbilanz in jeder Schicht ableiten (McWilliams, 1977) (siehe auch Appendix A für eine ausführlichere Herleitung)

$$\frac{\partial}{\partial t} u_i^{(0)} + u_i^{(0)} \cdot \nabla u_i^{(0)} - f_0 v_i^{(1)} - \beta y v_i^{(0)} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial}{\partial x} p_i^{(1)} + \frac{(\tau_O - \tau_U)_i}{H_i} - A_4 \nabla^4 u_i^{(0)} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} + \text{div} (u_i^{(0)} d_i^{(1)} + u_i^{(1)} H_i) = 0 \quad (14)$$

wobei der hochgestellte Index 1 die ageostrophischen Anteile bezeichnet und τ_O und τ_U die Zonalkomponenten der Reibungsterme an der oberen und unteren Grenze der jeweiligen Schicht symbolisieren. Die Terme 1. Ordnung der Schichtdicken sind gegeben durch

$$d_1^{(1)} = -\eta = -\frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) \quad (15)$$

$$d_2^{(1)} = \eta - B = \frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) - B \quad (16)$$

Aufgrund der Tatsache, daß die Rotation von (13) die Vorticity-Gleichung (1) ergibt, garantieren die Bedingungen

$$-\left. \frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \right|_0^X = \int_0^X \left\{ \left(-\frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right] - f_0 v_i^{(1)} - \frac{1}{H_i} (\tau_O - \tau_U)_i^{(0)} - A_4 \nabla^4 \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) \right\} \Big|_{y^*} = 0 \quad (17)$$

(unter Berücksichtigung des Gauß'schen Satzes) die Existenz der ageostrophischen Druckfelder $p_i^{(1)}$ innerhalb der Schichten. Das Integral kann an einer beliebigen geographischen Breite $y = y^*$ im Kanalgebiet gebildet werden.

Der Coriolis-term 1. Ordnung läßt sich mit Hilfe der integrierten Form der Gleichung (14) eliminieren

$$\int_{y_S}^{y^*} \int_0^X \frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} dx dy + \int_0^X \left(v_i^{(0)} d_i^{(1)} + v_i^{(1)} H_i \right) \Big|_{y_S}^{y^*} dx = 0 \quad (18)$$

unter der Annahme, daß der gesamte ageostrophische Fluß normal zu den Berandungen verschwindet

$$\int_0^X v_i^{(1)} dx = 0 \quad \text{auf den Rändern } y_S \text{ und } y_N \quad (19)$$

Die Hilfsbedingungen von McWilliams (1977) resultieren wie folgt. (17) angewendet auf den Rand y_S ergibt

$$\frac{1}{X} \int_0^X \left[H_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + A_4 \nabla^4 \right) \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + \tau \right] \Big|_{y_S} dx = 0 \quad (20)$$

Die Addition von (17) über beide Schichten ergibt die Balance des vertikal integrierten Impulses

$$\begin{aligned} \frac{1}{X} \int_0^X \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial t} (H_1 \psi_1 + H_2 \psi_2) + H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right] + \tau + \right. \\ \left. + f_0 B \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + H_2 \epsilon \frac{\partial \psi_2}{\partial y} + A_4 \nabla^4 (H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial y}) \right\} \Big|_{y^*} dx = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

und Berücksichtigung von (18) für $y^* = y_N$ liefert mit Y als der Kanalbreite

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^Y \int_0^X (\psi_1 - \psi_2) dx dy = 0 \quad (22)$$

Dieser Satz von 3 Hilfsbedingungen (20–22) für die Randwerte kann durch die beliebige Spezifikation eines dieser Werte komplettiert werden. Hier wurde der Wert der Stromfunktion des totalen Massentransportes auf dem nördlichen Rand auf Null gesetzt, d. h.

$$H_1 \psi_1 + H_2 \psi_2 = 0 \quad \text{auf } \delta\Omega_N \quad (23)$$

Die Hilfsbedingungen (20) bis (23) sind identisch zu denen von McWilliams et al. (1978) in ihren numerischen Rechnungen verwendeten Bedingungen.

Die numerische Integration der Modellgleichungen basiert auf standardmäßigen Finite-Differenzen-Methoden zweiter Ordnung auf einem Arakawa-C-Gitter für die Geschwindigkeiten und Stromfunktionen. Zur Berechnung der mit dem Jakobi-Operator

behafteten Terme wurde eine energie- und enstrophieerhaltende Formulierung herangezogen (Arakawa und Lamb, 1977). Die zeitliche Diskretisierung wurde mit dem Leap-Frog-Verfahren realisiert (siehe z. B. Fletcher 1988), welches drei Zeitebenen miteinander verknüpft. Der mit diesem Verfahren verknüpfte Lösungszerfall in zwei voneinander unabhängige, auseinanderlaufende Lösungen wurde alle 100 Zeitschritte durch eine Projektion der Zeitebenen $n + 1$ und $n - 1$ auf die Zeitebene n aufgehoben. Der Bodenreibungsterm und die lateralen Viskositätsterme wurden mit Werten des Zeitschrittes $n - 1$ berechnet (Richtmyer 1967). Eine ausführliche Darstellung des numerischen Lösungsablaufes findet man bei Wolff (1986).

Die in dieser Arbeit vorgestellten wirbelaufösenden Experimente wurden in einem periodischen, zirkumpolaren, zweigeschichteten Kanal mit einer Breite von 1500 km und einer Länge von 4000 km durchgeführt. Die südliche Berandung des Kanals, der auf 60° südlicher Breite zentriert ist, stellt eine idealisierte Küstenlinie der Antarktis dar. Die mittleren Tiefen der beiden Schichten sind 1000 m für die obere und 4000 m für die untere Schicht. Die topographischen Anomalien sind in allen Fällen allein auf die untere Schicht begrenzt mit maximalen Höhen von 500 m und aus einfachen analytischen Funktionen erzeugt (unterseeische Rücken in der Art einer Gauß-Verteilung). Eine Ausnahme stellen die Experimente in Kap. 6 dar, denen eine skalierte reale Topographie des "Macquarie-Ridge-Complex" südlich von Australien zugrundeliegt.

Der Windschub τ wird konstant in zonalen Richtung und sinusoidal in meridionaler Richtung angesetzt

$$\tau = \tau_0 \sin\left(\frac{\pi y}{Y}\right) \quad (24)$$

mit einer maximalen Amplitude von $\tau_0 = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ in der Mitte des Kanals. Die reduzierte Gravitationskonstante $g' = g\Delta\rho/\rho$ ist hier 0.02 ms^{-2} , was zu einem ersten baroklinen Rossby-Radius $R_1 = f_0^{-1}[g'H_1H_2/(H_1 + H_2)]^{1/2}$ von 32 km führt (Tabelle 1 gibt einen Überblick über die in den Experimenten verwendeten Parameter). Dieser Wert ist wesentlich zu groß für das Gebiet des Südlichen Ozeans, in dem R_1 durchaus Werte von $< 10 \text{ km}$ annimmt (Houry et al. 1987). Eine der realen Schichtung angemessene Auflösung hätte aber angesichts der Vielfalt der numerischen Experimente die zur Verfügung gestandenen Computerressourcen überschritten.

Der Parameter der biharmonischen Reibung ist $A_4 = 10^{10} \text{ m}^4\text{s}^{-1}$. Der Wert des in den nachfolgend beschriebenen Experimenten verwendeten Bodenreibungsparameter ($\epsilon = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$) (ausgenommen die Experimente zur Variation dieses Parameters) dominiert aber die Effekte der lateralen Reibung. Die Abklingzeit ("Spin down time") ist $\epsilon^{-1} \approx 116$ Tage, wohingegen sich für die laterale Reibung Zeiten von $A_4^{-1}Y^4 \approx 3 \cdot 10^6$ Jahren (für Strömungen mit einer Skala von der Breite des Kanals) oder $A_4^{-1}(\Delta x)^4 \approx 170$ Tage

(Gitterabstand $\Delta x = 20$ km) ergeben. Der verwendete Zeitschritt betrug 2 Stunden.

Im folgenden werden alle wirbelaufösenden Experimente dieser Arbeit der Übersichtlichkeit halber kurz beschrieben und mit, auf der englischen Sprache basierenden, mnemotechnischen Abkürzungen versehen. Ein Teil der verwendeten idealisierten Topographien ist in Abb. 22 auf Seite 48 gezeigt.

A) Experimente mit ostwärtigem Windschub

Experiment mit ebenem Boden

- **FB** : ("Flat Bottom")

Experimente mit Variation der geographischen Lage eines isolierten Hindernisses relativ zur geographischen Breite des Windschubmaximums

- **SC** : topographisches Basisexperiment; um 125 km von der zentralen geographischen Breite des Kanals (=Windschubmaximum) nach Süden versetzter Gauß'scher Hügel (**South of Central latitude**)
- **C** : wie **SC**, nur in Nord-Süd-Richtung zentrierter Hügel (**Centered topography**)
- **NC** : wie **SC**, nur um 125 km von der zentralen Breite nach Norden versetzter Hügel (**North of Central latitude**)

Experimente zur Untersuchung der Effekte von Hindernissen, die von den Berandungen in den Kanal hineinragen

- **NB** : von der nördlichen Berandung in den Kanal ragender Gauß'scher Rücken (**Ridge at the Northern Boundary**)
- **SB** : von der südlichen Berandung in den Kanal ragender Rücken (**Ridge at the Southern Boundary**)
- **D1** : Kombination der Fälle **NB** und **SB**, wobei die Zungen in zonaler Richtung gegeneinander versetzt sind. Die meridionale Ausdehnung der maximalen Topographieamplitude ist jeweils 500 km (**Double Tongue Case 1**)
- **D2** : wie **D1**, nur beträgt die meridionale Ausdehnung der maximalen Topographieamplitude hier 1000 km (**Double Tongue Case 2**)

Experiment mit einem Hindernis über der gesamten Kanalbreite

- **BR** : wie **SC**, nur mit einer meridionalen Ausdehnung der maximalen Höhe des Hindernisses über die gesamte Kanalbreite (**Blocking Ridge**)

Experimente zur Untersuchung des Einflusses der Bodenreibung

Modellparameter			
Tiefe der Schicht 1	$H_1 = 1000 \text{ m}$	Kanallänge	$X = 4000 \text{ km}$
Tiefe der Schicht 2	$H_2 = 4000 \text{ m}$	Kanalbreite	$Y = 1500 \text{ km}$
zentrale geographische Breite	60° S	Coriolisparameter der Referenzbreite	$f_0 = -1.263 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
Reduzierte Gravitationskonstante	$g' = 0.02 \text{ ms}^{-2}$	1. barokliner Rossby-Radius	$R_1 = 32 \text{ km}$
Bodenreibungsparameter (außer HF, LF)	$\epsilon = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$	Parameter der biharmonischen Reibung	$A_4 = 10^{10} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$
Maximaler Windschub (pro Einheitsdichte)	$\tau = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	Amplitude der Topographieanomalie (außer M2)	$B_0 = 500 \text{ m}$

Tabelle 1: Modellparameter

- **LF** : wie **SC**, nur mit einer um den Faktor 6 reduzierten Bodenreibung $\epsilon = 1/6 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ("Low Friction")
- **HF** : wie **SC**, nur mit einer 6-fach höheren Bodenreibung $\epsilon = 6 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ("High Friction")

Experimente mit komplexer "realistischer" Topographie. Hierzu wurde das Gebiet des Macquarie-Rücken / Campbell-Plateau's südlich von Neuseeland ausgewählt ("Macquarie-Ridge-Complex").

- **M1** : Amplitude der Topographie normiert auf maximal 500 m ("Macquarie-Ridge-Complex Case 1")
- **M2** : Amplitude der Topographie normiert auf maximal 1500 m ("Macquarie-Ridge-Complex Case 2")

B) Experiment mit westwärtigem Windschub

- **WFB** : wie **FB** nur mit westwärtigem Windschub $\tau_0 < 0$ ("Westward windstress and Flat Bottom")

FALL	\overline{T}_1	\overline{T}_2	\overline{P}	\overline{K}_1	\overline{K}_2	Impulsbilanz			
	$10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$				$\text{m}^3 \text{ s}^{-2}$	$\text{m}^3 \text{ s}^{-2}$	$\text{m}^3 \text{ s}^{-2}$	IS
FB	377	982	724	65	97	0	100	0	100
WFB	-299	-954	152	30	74	0	100	0	100
NC	181	262	493	40	36	74	26	73	27
C	165	204	493	38	32	83	17	79	21
SC	168	198	507	40	33	84	16	79	21
HF	146	116	544	27	5	19	81	28	72
NB	278	664	608	53	74	30	70	34	66
SB	258	531	679	53	66	30	70	44	56
BR	84	-14	377	27	19	99	1	101	-1
D1	123	112	456	35	32	90	10	87	13
D2	73	-26	330	25	15	105	-5	103	-3
M1	132	69	657	40	30	93	7	92	8
M2	83	-31	561	31	15	107	-7	104	-4

Tabelle 2: Transporte, Energien und Impulsbilanzen aller Fälle (außer LF siehe Kap. 5.4). Die Transporte (\overline{T}_1 und \overline{T}_2) und die Energien (P , K_1 und K_2) sind jeweils über die letzten 11 Jahre eines Experimentes gemittelt worden. Die Impulsbilanz wird hier durch flächengemittelte Werte der folgenden Terme komprimiert beschrieben: "interfacial form stress" durch stehende (IS) und transiente (IT) Wirbel, "topographic form stress" (T) und Bodenreibung (F). Die angegebenen Zahlen sind prozentual zum Wert des Windschubes. Negative Zahlen bedeuten hier eine Beschleunigung des Fluides in Richtung des Windschubes.

3 Die zonale Impulsbilanz

Zur Untersuchung der dynamischen Prozesse in dem wirbelauffösenden zonalen Ringkanal werden in diesem Kapitel die verschiedenen physikalischen Prozesse vorgestellt, die in der zonalen Impulsbilanz im quasistationären Zustand eine wesentliche Rolle spielen. Ausgehend von einem Kanal mit ebenem Boden, dessen "Spin-up" anhand von analytischen Lösungen beschrieben wird, wird die Notwendigkeit zonal variabler Störungen für die Existenz eines geophysikalisch sinnvollen, quasistationären Zustandes unter den Einschränkungen der Quasigeostrophie erläutert. Diese Störungen, erzeugt durch in zonaler Richtung variabler Bodentopographie oder variables Forcing, werden durch barotrope und barokline Instabilitätsprozesse amplifiziert und ermöglichen einen vertikalen Impulstransfer durch Schubkräfte gegen die variable Zwischenfläche ("interfacial form stress"). Dieser Schub gegen die Zwischenfläche wird für den Fall zonal konstanter Bodentopographie einzig durch transiente Anteile des Strömungsfeldes erzeugt. Für den Fall in zonaler Richtung variabler Topographie entstehen neben den transienten auch nicht propagierende Abweichungen von dem zonal konstanten Grundzustand ("standing eddies"), die einen Teil des "interfacial form stress" tragen. Dieses wird an einem topographischen Basisexperiment verdeutlicht. Ein weiterer Effekt der nicht-zonalen Störungen entsteht durch Divergenzen der Reynolds'schen Schubspannungsterme, welche zu einer Konzentration und Verstärkung der Jetströme führen können ("negative viscosity effect", siehe z. B. Starr 1953, 1968).

Die Strömungen im Kanal werden ausschließlich durch den Windschub angetrieben. Das bedeutet für einen stationären oder quasistationären Zustand, daß der an der Oberfläche eingetragene Gesamtimpuls im zeitlichen Mittel das System wieder verlassen muß. Da keine laterale Reibung an den Rändern zugelassen ist, kann dieses nur am Boden geschehen. Das führt zu der Bedingung, daß der Impulsfluß durch die Zwischenfläche genauso groß sein muß wie der Impulsfluß durch die Oberfläche, wie auch immer die Dynamik des Systems das bewerkstelligt. Im folgenden wird die Impulsbilanz als Analysewerkzeug entwickelt, um tiefere Einsichten in die prinzipiellen dynamischen Prozesse zu gewinnen.

Die Bilanzgleichungen für den Impuls $d_i \vec{v}_i$ mit $\vec{v} = (u, v)$ und für die Masse d_i (Schichtdicke) für $i = 1, 2$ sind gegeben durch

$$\frac{\partial}{\partial t}(d_i \vec{v}_i) + \vec{\nabla}(\vec{v}_i d_i \vec{v}_i) + f \vec{k} \times d_i \vec{v}_i = -d_i \vec{\nabla} p_i + (\vec{\tau}_O - \vec{\tau}_U)_i - A_4 \nabla^4(d_i \vec{v}_i) \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} d_i + \text{div}(\vec{v}_i d_i) = 0 \quad (26)$$

Die Druckfelder sind dabei $p_1 = g\zeta$ und $p_2 = g\zeta + g'\eta$ mit den Auslenkungen der Oberfläche

ζ und der Zwischenfläche η . Für die obere Schicht ist τ_O gleich dem Windschub τ und $\tau_U = \tau_I$ ist ein Impulsfluß an der Zwischenfläche aufgrund expliziter Reibungseinflüsse. In der unteren Schicht ist τ_O gleich τ_I und τ_U ist gegeben durch die lineare Bodenreibung $\epsilon d_2 u_2$.

Falls keine explizite Reibung an der Zwischenfläche berücksichtigt wird ($\tau_I \equiv 0$), wie in den wirbelauflösenden Experimenten dieser Arbeit, existiert nur ein einziger Mechanismus der einen vertikalen Impulstransport realisieren kann: Schubkräfte durch Druckdifferenzen gegen die Auslenkung der Zwischenfläche ("interfacial form stress"). Die Bedeutung dieses Mechanismus für den quasistationären Zustand wird deutlich durch Integration der Impulsbilanz (25) über die gesamte Fläche des Kanals. Im quasistationären Zustand ergibt sich aus der Massenbilanz (26) ein Verschwinden des meridionalen Nettomassentransportes im Kanal

$$\int_0^X \overline{d_i v_i} dx = 0, \quad (27)$$

so daß für die zonalen Komponenten der Impulsbilanz gilt

$$\int_0^Y \int_0^X g \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \tau dx dy = 0 \quad (28)$$

$$\int_0^Y \int_0^X B \frac{\partial}{\partial x} (g \zeta + g' \eta) - g \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \epsilon d_2 u_2 dx dy = 0 \quad (29)$$

während die meridionale Komponente die geostrophische Balance unter Einfluß der Bodenreibung widerspiegelt. Die Mittelung über die Zeit ist hier mit einem Querstrich über den Termen gekennzeichnet. Gleichungen (28) und (29) zeigen, daß ein stationärer Zustand nur existieren kann, wenn sowohl die Oberfläche als auch die Zwischenfläche deformiert sind. Ein von Null verschiedener "interfacial form stress"

$$\int_0^Y \int_0^X \eta \frac{\partial}{\partial x} \zeta dx dy = - \int_0^Y \int_0^X \zeta \frac{\partial}{\partial x} \eta dx dy \quad (30)$$

ergibt sich auch nur dann, wenn die Auslenkungen der beiden Flächen nicht phasengleich sind.

Diese dynamischen Prozesse werden besonders deutlich im Experiment FB mit $B(x, y) = 0$ und ostwärtigem Windschub. Ausgehend vom Ruhezustand ("state of rest") entwickelt sich eine laminare Strömung, welche, entfernt von den Rändern an denen sich eine Randströmung aufgrund des Zusammenwirkens von der biharmonischen Reibung und der "free-slip-condition" entwickelt, die meridionale Struktur des Windschubes widerspiegelt. Eine ausführlichere Diskussion der Randlösungen ist in Appendix B gegeben. Es existieren keine zonalen Gradienten des Druckes (oder einer anderen Größe) und der zonale Impuls der unteren Schicht wird ausschließlich durch Massenverlagerungen im Kanal

erzeugt (Abflachung der oberen Schicht in der südlichen Hälfte des Kanals und Vertiefung in der nördlichen Hälfte) durch den Mechanismus des "vortex-stretching".

Die zeitliche Entwicklung der relevanten Größen läßt sich durch die Lösungen des folgenden vereinfachten linearisierten Differentialgleichungssystems unter Vernachlässigung der Effekte der lateralen Reibung ($A_4 = 0$) und somit der sich entwickelnden Randlösung veranschaulichen.

$$H_1 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_1) - \frac{f_0^2}{g'} \frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_2) = -\tau_0 k \cos(ky) \quad (31)$$

$$H_2 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_2) + \frac{f_0^2}{g'} \frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_2) + \epsilon H_2 \nabla^2 \psi_2 = 0 \quad (32)$$

Die Lösungen für ψ_1 und ψ_2 unter den Anfangsbedingungen $\psi_i(x, y, t = 0) = 0$ für $i = 1, 2$ ergeben sich zu

$$\psi_1 = \mu \left[c (1 - e^{-\lambda t}) + \frac{g' k}{f_0^2} \cdot t \right] \tau_0 \cos(ky) \quad (33)$$

$$\psi_2 = c (1 - e^{-\lambda t}) \tau_0 \cos(ky) \quad (34)$$

mit

$$k = \frac{\pi}{Y}$$

$$\mu = \frac{f_0^2}{f_0^2 + g' H_1 k^2} \approx 1$$

$$c = \frac{\mu}{\epsilon H_2 k}$$

$$\lambda = \frac{\epsilon H_2 (H_1 k^2 + f_0^2/g')}{H_1 H_2 k^2 + (H_1 + H_2)(f_0^2/g')} \approx \epsilon \cdot \frac{H_2}{H_1 + H_2}$$

Die Stromfunktion der unteren Schicht ψ_2 nähert sich asymptotisch einem konstanten Wert mit einer Zeitkonstanten $\lambda^{-1} \approx 144$ Tagen. Diese Zeitkonstante ist umgekehrt proportional zum Parameter der Bodenreibung und zum Verhältnis der Schichtdicke der oberen Schicht zur Gesamttiefe. In der oberen Schicht ist die Stromfunktion ψ_1 direkt proportional zur Zeit t (nach der ersten Aufbauphase, d. h. $\lambda t \gg 1$). Für die ersten 5 Monate ist $\psi_1 \approx \psi_2$, da $\mu \approx 1$ und $\lambda t \ll 1$ ist. Dieser barotrope Zustand zeigt deutlich den auch in anderen Experimenten beobachteten Verlauf der Entwicklung der Transporte, wobei der Unterschied der Transporte einzig durch das Schichtdickenverhältnis verursacht ist. Abb. 13 zeigt die zeitliche Entwicklung der potentiellen und der kinetischen Energien für dieses Experiment. Die oben beschriebene zonal einheitliche Phase des Experiments erstreckt sich über die ersten 11 Jahre. Die Auslenkung der Zwischenfläche und die zonale Geschwindigkeit der oberen Schicht steigen mit der Zeit linear an, was sich in dem Anstieg

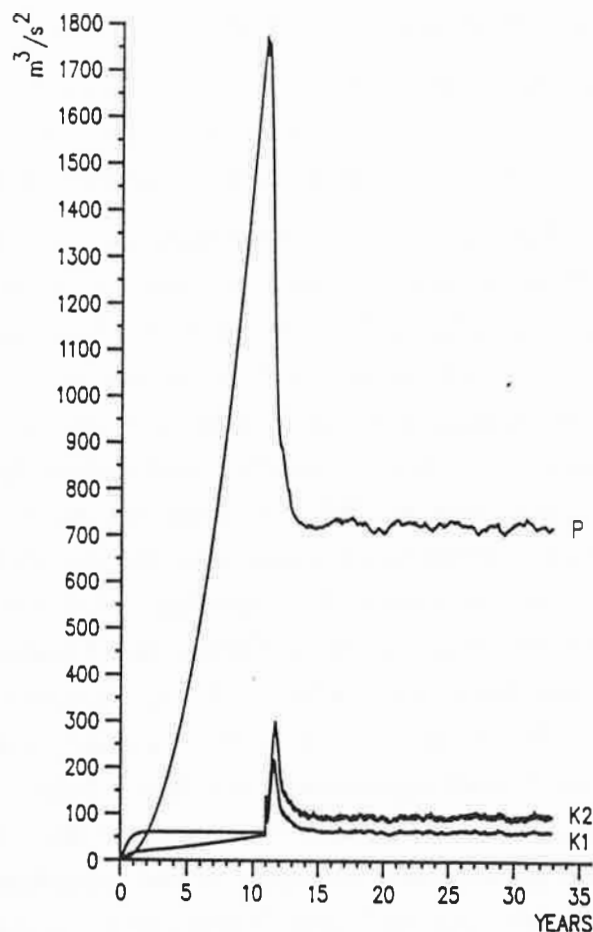


Abbildung 13: Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten potentiellen Energie (P) und der kinetischen Energien der beiden Schichten (K1,K2) für den Fall FB. Einheiten sind m^3s^{-2} . Die Änderung in der zeitlichen Entwicklung nach 11 Jahren ist durch eine von außen erzwungene Störung für die Dauer eines Zeitschrittes herbeigeführt worden.

der potentiellen Energie $P = g'\eta^2/2$ und der kinetischen Energie $K_1 = d_1(u_1^2 + v_1^2)/2$ manifestiert. Die kinetische Energie der unteren Schicht $K_2 = d_2(u_2^2 + v_2^2)/2$ hingegen bleibt nach der ersten Aufbauphase von ca. 1.5 Jahren konstant. Falls nun der Strom nicht von sich aus instabil wird und meridionale Störungen erzeugt, sind diesem linearen Anwachsen keine Grenzen gesetzt bis die obere Schicht an der südlichen Berandung keine Masse mehr enthält (oder je nach Wahl der mittleren Schichtdicken die untere Schicht an der nördlichen Berandung), d. h. die Schichtdicke geht auf den Wert Null zurück. Dann könnte der Windschub direkt auf die untere Schicht einwirken und von der Bodenreibung

kompensiert werden, was eventuell zu einem stationären Zustand führen würde.

Dem quasigeostrophischen Modell ist es aber auf jeden Fall nicht möglich, diesen Zustand zu simulieren, da die aktuellen Schichtdicken nicht direkt auf die quasigeostrophische Dynamik zurückwirken (es ist sogar möglich, daß sie negativ werden).

Nach den ersten 11 Jahren dieses Experimentes hat sich die Zwischenfläche am nördlichen Rand um 750 m vertieft und die maximalen Geschwindigkeiten sind auf 44 cm/s in der oberen Schicht und 25 cm/s in der unteren Schicht angewachsen. Die Transporte liegen bei $T_1 \approx 475$ Sv und $T_2 \approx 949$ Sv, d. h. einem Gesamttransport von über 1400 Sv. Das Strömungsfeld ist baroklin und barotrop instabil und eine von außen aufgeprägte Störung für die Dauer eines Zeitschrittes (nördlich und südlich der zentralen Kanalbreite auf einer rechteckigen Fläche von ca. 300×800 km mit einer Störungsamplitude von $\pm 2\%$ in der potentiellen Vorticity) führt unmittelbar zur Entwicklung einer turbulenten Strömung. Nach einem Zeitraum von ca. 200 Tagen hat sich das turbulente Gebiet auf die gesamte Kanallänge ausgeweitet mit starken Wirbeln und Mäandern (siehe Abb. 14). In den folgenden 3 Jahren der Integration geht das Strömungsgeschehen in einen quasistationären Zustand über (Abb. 15), mit einer wesentlich geringeren potentiellen Energie (die advektive Zeitskala für die Kanallänge beträgt ungefähr 1 Jahr). Der mittlere Transport der oberen Schicht beträgt $T_1 = 377$ Sv und der Transport der unteren Schicht $T_2 = 982$ Sv. Im Vergleich zu den gemessenen Transporten des Antarktischen Zirkumpolarstromes (ca. 130 Sv siehe Einleitung) sind diese Werte natürlich wesentlich zu groß. Eine Reduktion auf vernünftige Werte könnte nur erreicht werden durch Verwendung einer unrealistisch großen Bodenreibung. Der Transport in der unteren Schicht reflektiert das in der Einleitung erwähnte Dilemma von Hidaka, welches durch die Bilanzgleichung des Gesamtimpulses deutlich wird

$$\frac{1}{X} \int_0^X \int_0^Y \overline{d_2 u_2} = \frac{2\tau_0 Y}{\epsilon\pi} = 955 \text{ Sv} , \quad (35)$$

die abgeleitet werden kann durch Addition von (28) und (29) unter Berücksichtigung des flachen Bodens $B(x, y) = 0$. Bemerkenswert ist hier die Tatsache, daß der Transport der unteren Schicht selbst im Zustand vollausgebildeter Turbulenz exakt berechnet werden kann. Die Diskrepanz zwischen dem theoretischen Wert von 955 Sv aus (35) und dem zeitlich gemittelten Wert von 982 Sv läßt sich durch Betrachtung längerer Mittelungsintervalle reduzieren. Der Transport in der oberen Schicht entzieht sich einer einfachen Berechnung, da neben der unkomplizierten geostrophischen Balance, die mit der Auslenkung der Oberfläche verbunden ist, die nicht direkt zugänglichen Effekte des Schubes gegen die Zwischenfläche wirken.

In der zweiten Phase des Experimentes wird der Mechanismus des "interfacial form stress" durch nicht-zonale Störungen der Oberfläche und Zwischenfläche aktiviert, und

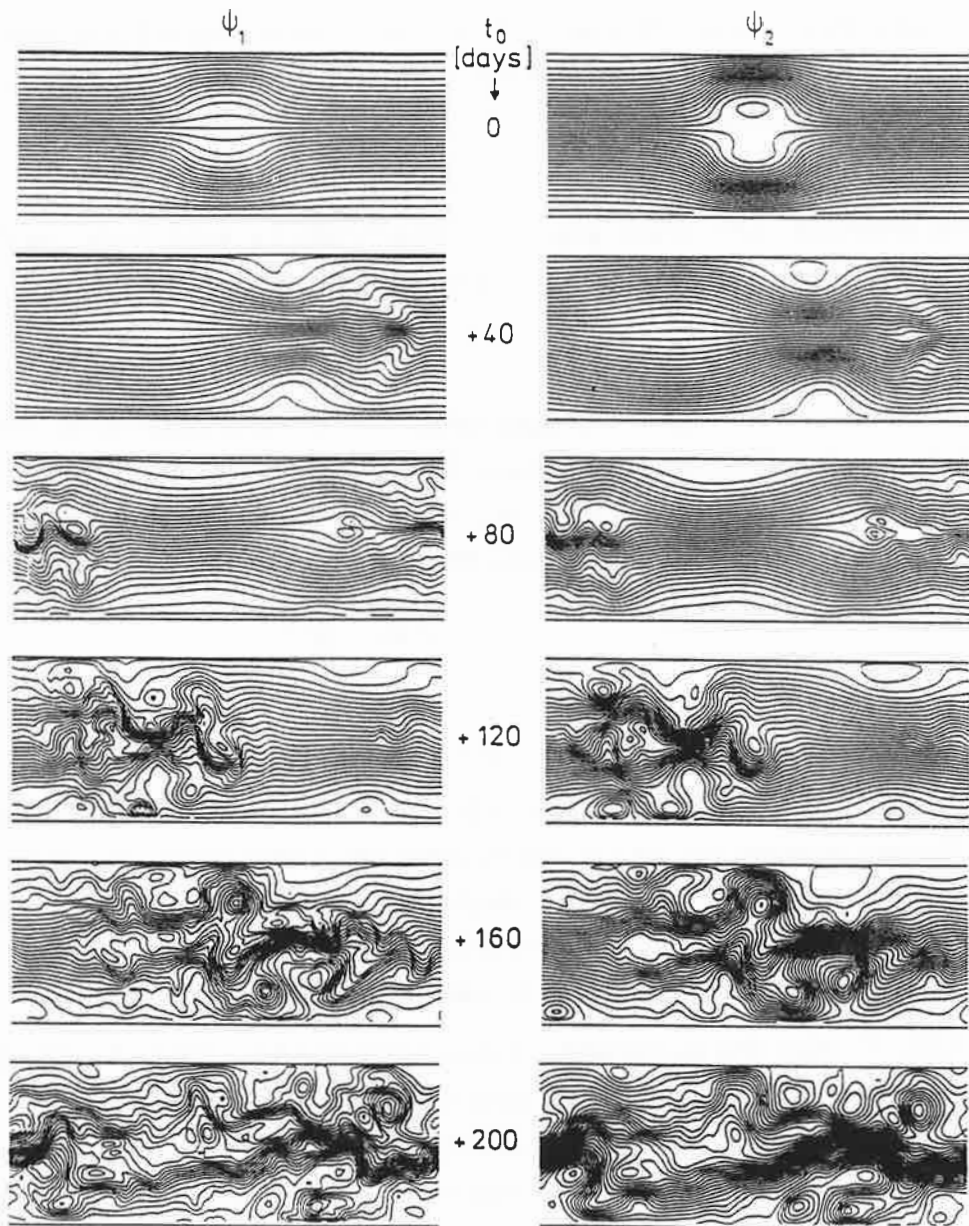


Abbildung 14: Zeitserien der Stromfunktionen der oberen Schicht (linke Spalte) und der unteren Schicht (rechte Spalte) für den Fall FB direkt nach der künstlichen Störung. Gezeigt sind die Felder mit einem Zeitintervall von 40 Tagen (von oben nach unten). Konturintervalle (KI) der Isolinien sind $2 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (obere Schicht) und $10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (untere Schicht).

die Impulsbilanz aus (28) und (29) ist nun in ihrer vollen Form anzuwenden. Da die geometrische Auslegung sowie das Forcing strikt zonal konstant sind, ist auch die zeitlich gemittelte Stromfunktion

$$\bar{\psi}_i = \frac{1}{T} \int_0^T \psi_i dt \quad (36)$$

zonal konstant. Der Schub gegen die Zwischenfläche wird einzig durch die transienten Störungen ("transient eddies") getragen, die definiert sind als

$$\psi'_i = \psi_i - \bar{\psi}_i \quad (37)$$

Falls die zonal homogene Konfiguration des Integrationsgebietes durch die Berücksichtigung einer Topographieanomalie $B(x, y) \neq 0$ in der unteren Schicht zerstört wird, können auch Anteile der zeitlich gemittelten Strömung zur Bildung des "interfacial form stress" in der Form von nicht propagierenden Störungen ("standing eddies")

$$\psi_{*i} = \bar{\psi}_i - \langle \bar{\psi}_i \rangle \quad (38)$$

mit

$$\langle \bar{\psi}_i \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{\psi}_i dx \quad (39)$$

beitragen. Diese Situation zeigt sich in dem Experiment SC, welches hier als prinzipielles Basisexperiment für die Untersuchungen der Kanalströmungen über topographischen Anomalien vorgestellt wird. Die Topographie ist ein Rücken in der Art einer Gauß'schen Verteilung, der hinsichtlich der zentralen geographischen Breite etwas nach Süden versetzt ist, mit einer maximalen Amplitude von 500 m (siehe Tab. 1 und Abb. 16).

Abb. 17 zeigt den instantanen Strömungszustand am Ende der 22-jährigen Integrationszeit sowie die mittleren Felder (zeitlich gemittelt über die letzten 11 Jahre) für beide Schichten. Der Berg spaltet die Anströmung im zeitlichen Mittel in beiden Schichten in einen starken nördlichen Jetstrom und einen schwächeren südlichen Strom. Der Einfluß der Topographie zeigt sich in einer Konzentration des nördlichen Jets und einer Ablenkung nach Süden hinter dem Hindernis. Der Auffächerung des Jets nach Umströmung des Berges ist ein stehendes Lee-Wellen-Signal überlagert. Dieser mittlere Zustand zeigt bemerkenswerte Ähnlichkeit mit den analytischen Lösungen von McCartney (1976) und Spillane (1978) für die zonale Anströmung einer isolierten unterseeischen Kuppe. Die mittleren Transporte des Falles SC sind 168 Sv für die obere Schicht und 198 Sv für die untere Schicht mit maximalen zonalen Geschwindigkeiten von 26 cm/s und 12 cm/s. Die instantanen Strömungsfelder sind charakterisiert durch energiereiche Wirbelfelder und stark deformierte Oberflächen und Zwischenflächen.

Die stehenden Anteile des Wirbelfeldes tragen nicht nur zum vertikalen Impulstransfer durch die Zwischenfläche bei, sie sind auch verantwortlich für den Impulsaustausch mit

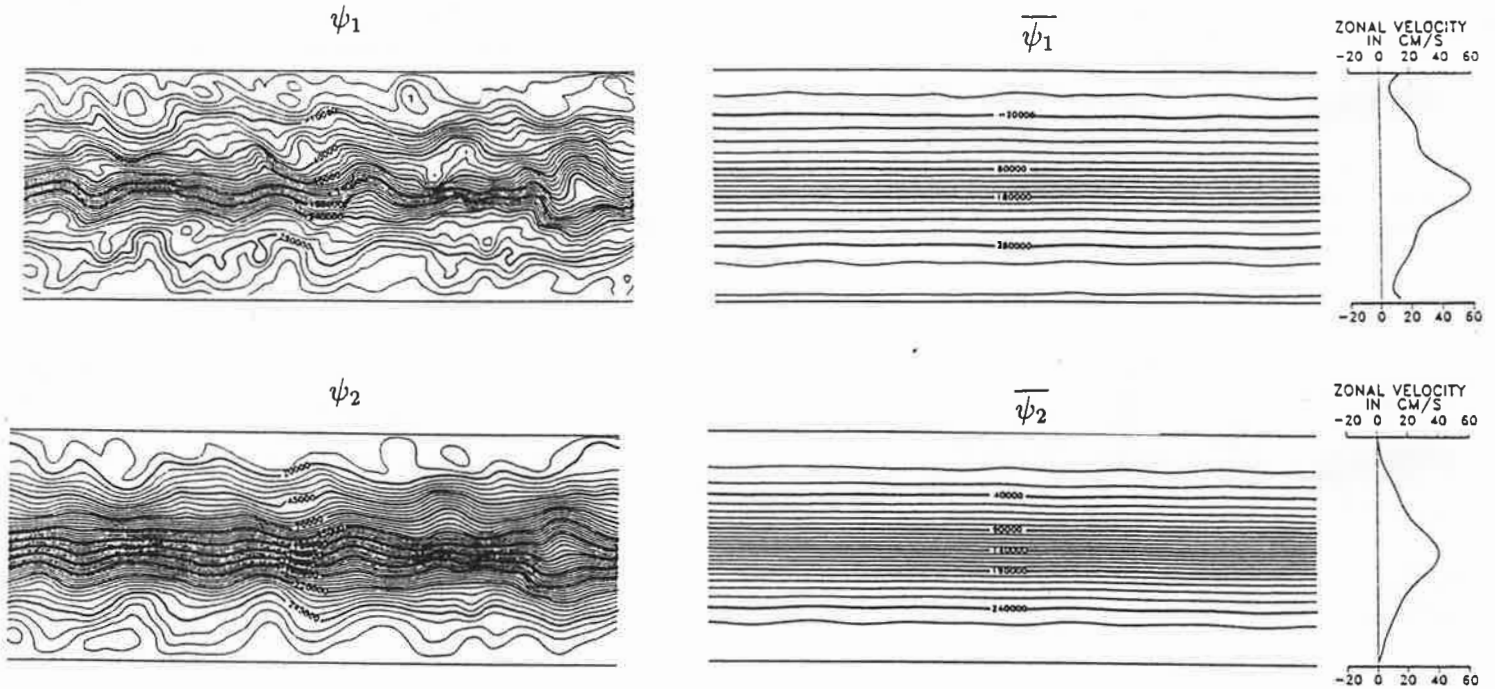


Abbildung 15: Fall FB : Instantane (links) und zeitlich gemittelte (22–33 Jahre) Stromfunktionen (rechts). Schicht 1 : $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (obere Reihe). Schicht 2 : $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (untere Reihe). Die zeitlich und zonal gemittelte Geschwindigkeitsverteilung ist in cm/s angegeben.

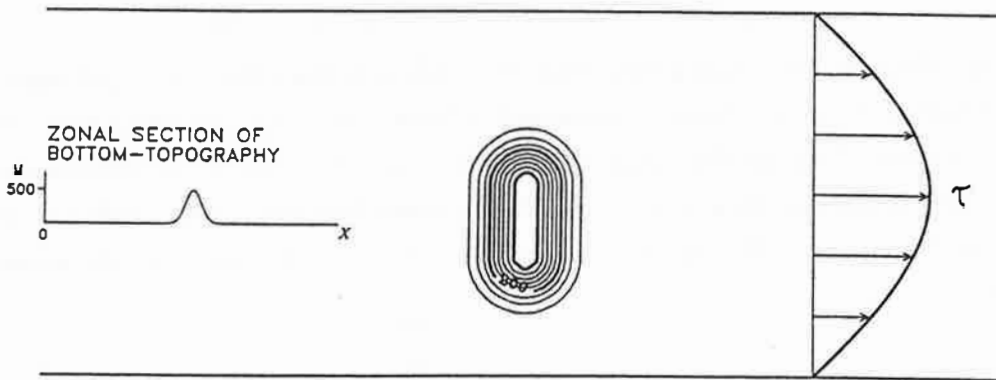


Abbildung 16: Topographie des Basisexperimentes SC ($KI = 50 \text{ m}$) und Windschubverteilung.

SC

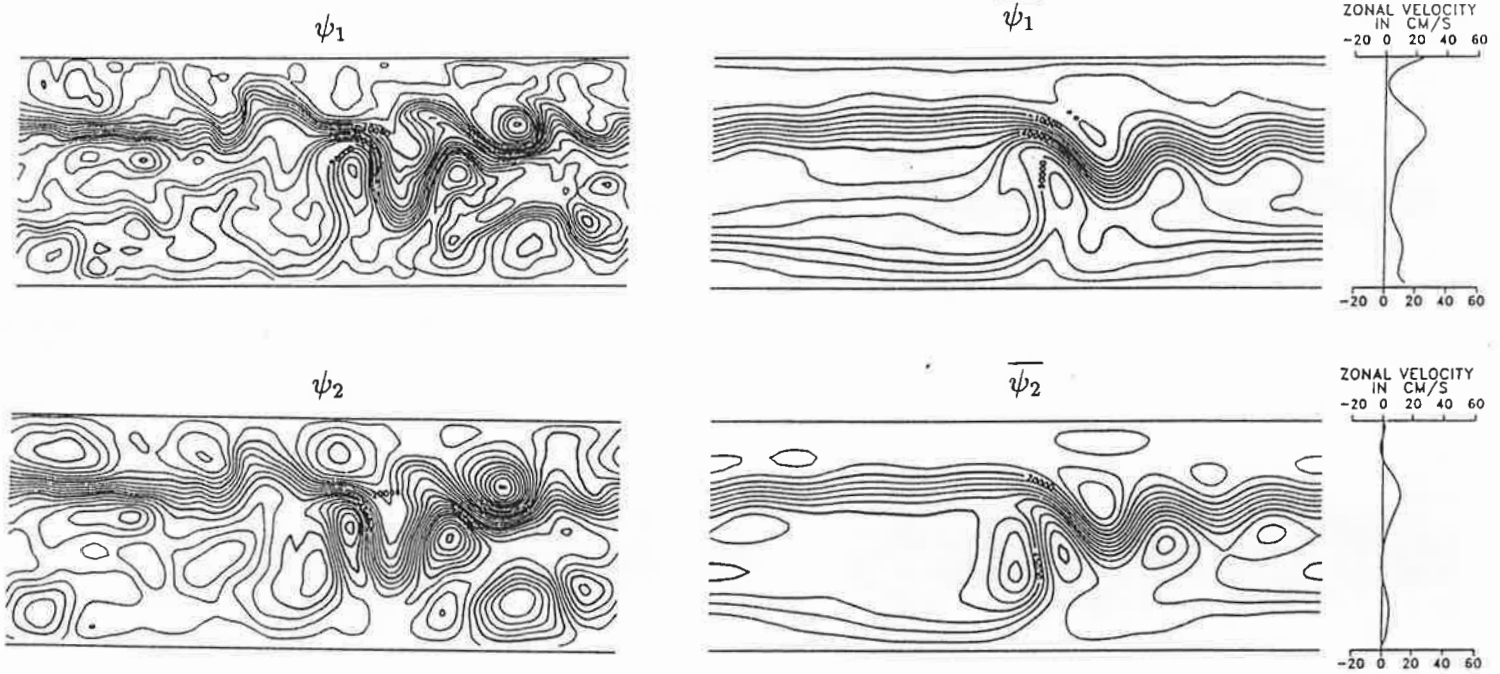


Abbildung 17: Fall SC : Instantane (links) und zeitlich gemittelte (11–22 Jahre) Stromfunktionen (rechts). Schicht 1 : $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (obere Reihe). Schicht 2 : $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (untere Reihe). Die zeitlich und zonal gemittelte Geschwindigkeitsverteilung ist in cm/s angegeben.

der festen Erde. Der Schub gegen die Bodentopographie

$$\int_0^Y \int_0^X B \frac{\partial}{\partial x} (g\bar{\zeta} + g'\bar{\eta}) dx dy = \int_0^Y \int_0^X B \frac{\partial \bar{p}_2}{\partial x} dx dy \quad (40)$$

wird ausschließlich von dem nicht-zonalen zeitlich gemitteltem Fluß getragen, d. h. von den stehenden Wirbeln. Dieser "topographic form stress" ist nur dann von Null verschieden, wenn zonale Druckdifferenzen über einem topographischen Hindernis existieren. Ein höherer Druck auf der Westseite eines Hindernisses bewirkt einen Fluß von ostwärtigem Impuls in den Boden. Für diese Situation ergibt sich dann mittels der geostrophischen Balance

$$v_2^{(0)} = \frac{1}{f} \frac{\partial p_2}{\partial x} \quad (41)$$

ein positives $v_2^{(0)}$, d. h. ein nach Norden setzender Strom über einem unterseeischen Rücken auf der Südhalbkugel der Erde. Dieses Verhalten läßt sich in der mittleren Stromfunktion der unteren Schicht für den Fall SC klar erkennen (Abb. 17). Die einfache Beziehung aus (35) gilt naturgemäß nicht mehr für das Auftreten nicht-zonaler Topographieano-

malien. Die Impulsbilanz im Kanal enthält nun zusätzlich den Effekt des "topographic form stress", so daß sich der Transport der unteren Schicht im zeitlichen Mittel qualitativ ergibt zu

$$\begin{aligned} \frac{1}{X} \int_0^Y \int_0^X \overline{d_2 u_2} dx dy &= \frac{1}{\epsilon X} \int_0^Y \int_0^X \left(B \frac{\partial \overline{p_2}}{\partial x} + \overline{\tau} \right) dx dy \\ &\approx \frac{2\tau_0 Y}{\epsilon \pi} + \frac{\Delta p_2}{\epsilon X} B \cdot W \cdot L, \end{aligned} \quad (42)$$

wobei Δp_2 die zonale Druckdifferenz über einem Hindernis mit zonaler Länge L und meridionaler Ausdehnung W ist. Die Druckdifferenz Δp_2 ist allerdings ein Parameter, der durch die innere Dynamik erzeugt wird, so daß (42) nicht für eine Abschätzung des Transportes verwendet werden kann.

In den folgenden Kapiteln werden Experimente für eine Reihe von verschiedenen Topographien, numerischen Werten des Bodenreibungsparameters, ost- und westwärtigen Winden und vergrößerter Gitterauflösung beschrieben und analysiert. Einige integrale Größen der resultierenden Strömungen sind in Tabelle 2 angegeben. Als grundlegendes Analysewerkzeug findet, wie auch schon bei McWilliams et al. (1978), die zonale Impulsbilanz Verwendung.

Die Bilanz (25) wird über einen relativ langen Zeitraum gemittelt (lang gegenüber der Lebensdauer eines einzelnen Wirbels von ≈ 3 Monaten), jeweils die letzten 11 Jahre einer 22- oder 33-jährigen Integration und ebenfalls zonal gemittelt über die Länge des Kanals. Das Interesse richtet sich also auf den zeitlich und zonal gemittelten Impuls im quasistationären Zustand.

$$\langle \overline{d_i u_i} \rangle = \frac{1}{X} \int_0^X \overline{d_i u_i} dx = \frac{1}{XT} \int_0^X \int_0^T d_i u_i dt dx \quad (43)$$

Da im quasistationären Zustand $\langle \overline{d_i v_i} \rangle = 0$ gilt (siehe 27), bleiben nur die Druck-, Reibungs- und advektiven Terme in der Bilanz. Wie schon weiter oben erläutert, kann bei Vernachlässigung einer expliziten Reibung an der Zwischenfläche ($\tau_I \equiv 0$) nur ein Nettotransport von horizontalem Impuls von der Oberfläche in tiefere Schichten durch den Schub gegen die variable Zwischenfläche erfolgen. Die Bilanz des mittleren zonalen Impulses in der oberen Schicht läßt sich somit schreiben als

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial y} \overline{v_1 d_1 u_1} \right\rangle = g \left\langle \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\rangle + \langle \overline{\tau} \rangle - A_4 \langle \overline{\nabla^4 d_1 u_1} \rangle \quad (44)$$

während sich der Druckterm in der unteren Schicht in die Anteile des "interfacial-" und

”topographic form stress” aufspaltet.

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial y} \overline{v_2 d_2 u_2} \right\rangle = -g \left\langle \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\rangle + \left\langle B \frac{\partial}{\partial x} (g \bar{\zeta} + g' \bar{\eta}) \right\rangle - \epsilon \langle \overline{d_2 u_2} \rangle - A_4 \langle \overline{\nabla^4 d_2 u_2} \rangle \quad (45)$$

Die aktuellen Schichtdicken d_i können hier durch die konstanten mittleren Schichtdicken H_i ersetzt werden. Es ist hier vielleicht erwähnenswert, daß diese Bilanzen des mittleren, zonalen Impulses ebensogut als Aussagen über die Vorticity-Dynamik des Systems interpretiert werden können. Man kann zeigen, unter Verwendung der Hilfsbedingungen von McWilliams (1977) in ihrer ursprünglichen Impulsform, daß (44) und (45) die Bilanzgleichungen der zeitlich gemittelten Zirkulation entlang einer Linie darstellen, die aus einem zonalen Segment entlang eines Breitenkreises besteht, der nördlichen oder der südlichen Berandung und schließenden, meridionalen Sektionen an den Periodizitätsgrenzen. Gleichmaßen stellen also diese Gleichungen die Bilanz der zeitlich gemittelten Vorticity dar, integriert über die von oben beschriebener Schleife eingeschlossene Fläche.

Unter Verwendung der quasigeostrophischen Approximationen (6), (7), (17) und (18) und nach Aufteilung der Felder in zeitlich gemittelte Anteile $\bar{\psi}_i$ und transiente und stehende Überlagerungen ψ'_i und ψ_{*i} (Definitionen siehe oben) entstehen die Bilanzgleichungen für den zeitlich und zonal gemittelten Impuls in beiden Schichten (hier in symbolischer Schreibweise)

$$H_1 \left\langle \frac{\partial u_1}{\partial t} \right\rangle = 0 = W + RS_1 + RT_1 + IS + IT + D_1 \quad (46)$$

$$H_2 \left\langle \frac{\partial u_2}{\partial t} \right\rangle = 0 = RS_2 + RT_2 - IS - IT + D_2 + T + F \quad (47)$$

Die Terme, die hier die Quellen und Senken beschreiben sind im folgenden beschrieben, wobei sich die in den eckigen Klammern angegebenen Zahlen auf die Beschriftung der Terme beziehen, die in den jeweiligen Abbildungen der zonalen Impulsbilanz gezeigt werden

Windschub [1]

$$W = \langle \bar{\tau} \rangle$$

Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen durch die stehenden Wirbel [2]

$$RS_i = H_i \left\langle J(\psi_{*i}, \frac{\partial \psi_{*i}}{\partial y}) \right\rangle$$

Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen durch die transienten Wirbel [3]

$$RT_i = H_i \left\langle J(\psi'_i, \frac{\partial \psi'_i}{\partial y}) \right\rangle$$

Schub gegen die Zwischenfläche durch die stehenden Wirbel [4]

$$IS = -\frac{f_0^2}{g'} \langle \psi_{*1} \frac{\partial \psi_{*2}}{\partial x} \rangle$$

Schub gegen die Zwischenfläche durch die transienten Wirbel [5]

$$IT = -\frac{f_0^2}{g'} \langle \psi'_1 \frac{\partial \psi'_2}{\partial x} \rangle$$

horizontale Impulsdiffusion [6]

$$D_i = H_i A_4 \langle \nabla^4 \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \rangle$$

mittlerer Schub durch Druckgradienten über der Topographie ("topographic form stress") [7]

$$T = -f_0 \langle \psi_{*2} \frac{\partial B}{\partial x} \rangle$$

und Bodenreibung [8]

$$F = -H_2 \epsilon \langle \bar{u}_2 \rangle$$

Die zonalen und zeitlich gemittelten Bilanzen des horizontalen Impulses für die Fälle FB und SC sind in Abb. 18 dargestellt. Die Diagramme auf der linken Seite zeigen die meridionale Verteilung der Terme, die in signifikanter Weise zur Bilanz des Impulses der oberen Schicht $H_1 \langle \bar{u}_1 \rangle$ beitragen, die rechten Diagramme sind für die Bilanz des barotropen Impulses $H_1 \langle \bar{u}_1 \rangle + H_2 \langle \bar{u}_2 \rangle$. Die Abzisse geht von 0 km (nördlicher Rand) bis 1500 km (Antarktis) und die zonal gemittelte Topographieanomalie ist mit einer normalisierten Amplitude in den unteren Diagrammen skizziert. Die gestrichelte Linie zeigt die Lage des Maximums der mittleren zonalen Geschwindigkeit ("time-mean jet axis") an.

Die primäre Quelle für östlichen Impuls ist für beide Fälle, FB und SC, der Windschub [1] mit einer maximalen Amplitude in der Mitte des Kanals. Zonaler Impuls wird durch die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen der Eddies [2] und [3] in horizontaler Richtung umverteilt. Der Schub gegen die Zwischenfläche [4] und [5] tauscht horizontalen Impuls zwischen den beiden Schichten aus. Schub gegen die Topographieanomalie [7] und Bodenreibung [8] stellen die einzigen Senken für den Impuls in der unteren Schicht dar. Zu berücksichtigen bleibt aber, daß die "form stresses" [4], [5] und [7] beide Vorzeichen aufweisen können, und daß die Bodenreibung nur durch ostwärts gerichtete Strömungen eine Senke für ein mit Westwinden angetriebenes System darstellt, d. h. ein westwärtiger Bodenstrom erscheint als eine Quelle für ostwärtigen Impuls (z. B. die schwache Randströmung nördlich der Topographie im Fall SC).

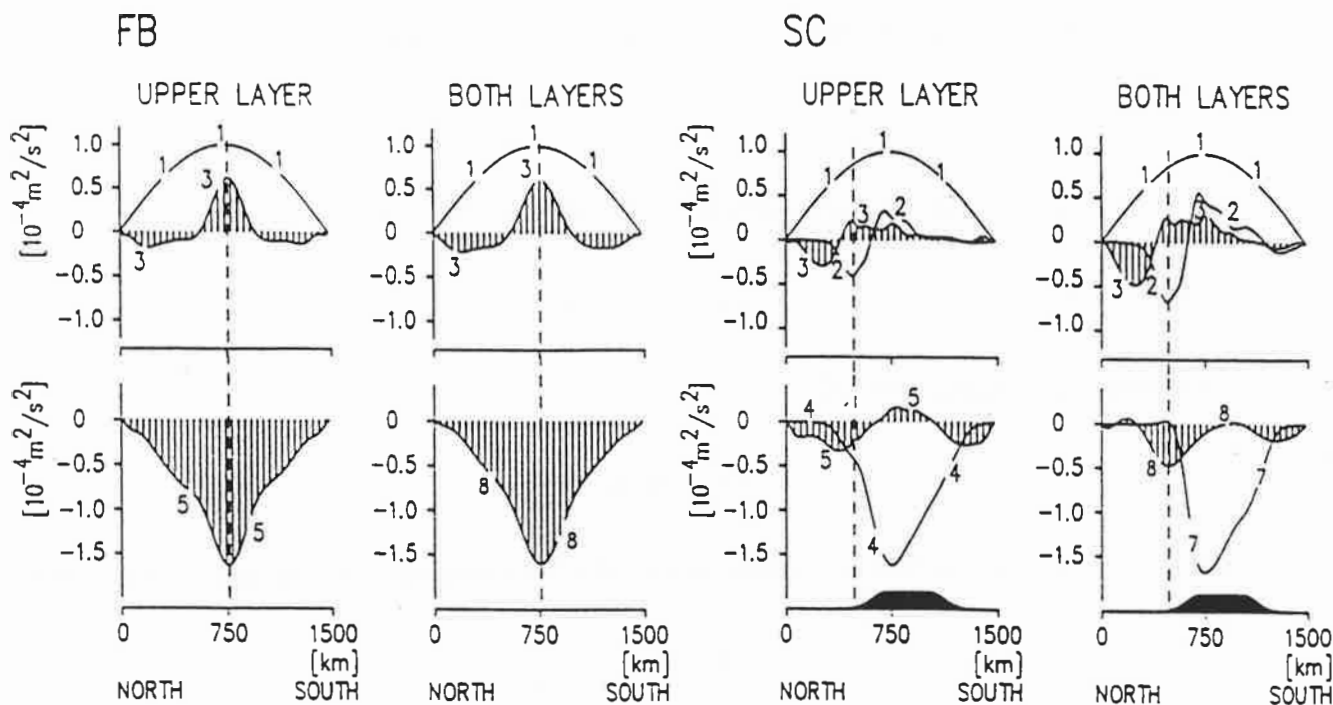


Abbildung 18: Zonale und zeitlich gemittelte Impulsbilanzen der Fälle FB und SC als Funktion der geographischen Breite. Die jeweils linken Diagramme zeigen die Impulsbilanz der oberen Schicht ("upper layer") und die rechten Diagramme zeigen die barotrope Impulsbilanz ("both layers"). Zur Erläuterung der einzelnen Terme siehe Text. Die horizontale Impulsdiffusion [6] ist nicht ausgewiesen, da sie nur von $O(10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-2})$ ist. Die geographische Breite mit der größten mittleren Zonalgeschwindigkeit ist durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet (Jetachse). In den unteren Diagrammen ist die zonal gemittelte Topographieanomalie angedeutet.

Die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen durch die transienten Eddies bewirkt eine Konzentration und Verstärkung des mittleren Jets. Im Fall der flachen Bodentopographie (FB) wird östlicher Impuls symmetrisch von beiden Flanken des Jets in sein Zentrum transportiert, so daß das Strömungsprofil schärfer wird als das Profil des Windschubes (siehe Abb. 16).

Die zonale Impulsbilanz im Fall SC ist wesentlich komplexer. Die Symmetrie ist zerstört, was nur zu einem geringen Teil an dem nicht exakt zentrierten Berg liegt, wie der Fall C (in Kapitel 5.2) zeigt, der nur durch einen verstärkten südlichen Jet etwas symmetrischer erscheint. Im Fall SC liegt die Hauptjetachse nördlich des Berges und

östlicher Impuls wird vom nördlichen Teil des Beckens zum Jetzentrum transportiert. Die Intensivierung und Konzentration des Stromes wird durch die transienten Eddies [3] geleistet. Der Effekt der stehenden Eddies [2] wirkt dieser Konzentration entgegen, durch Transport von östlichem Impuls zu den Breiten, die direkt von der Topographie beeinflusst werden. Die primäre Senke für den östlichen Impuls stellt der Schub gegen die Zwischenfläche durch die stehenden Eddies [4] dar, wohingegen der Anteil der transienten Eddies [5] an diesem Prozeß nur eine sekundäre Rolle als Senke nördlich und südlich der Topographie spielt. In der Bilanz des vertikal integrierten, zonalen Impulses (die beiden rechten Diagramme in Abb. 18) spielen die Reynolds'schen Schubspannungsterme eine ähnliche Rolle, nur mit verstärkten Amplituden. Die Senken für den östlichen Gesamtimpuls sind hier der Schub gegen die Bodentopographie [7] und die Bodenreibung [8], wobei der "topographic form stress", der natürlich nur auf den von der Topographie beeinflussten Breiten wirksam werden kann, bei weitem überwiegt. Der maximale Effekt der Bodenreibung liegt entlang der Jetachse (lineare Bodenreibung). Die Anteile der horizontalen Impulsdiffusion [6] sind nicht gezeigt, da sie eine Größenordnung kleiner sind als der kleinste Beitrag der übrigen Terme.

Hier sollte vielleicht noch einmal der fundamentale Unterschied der oben beschriebenen Impulsbilanz zu der bekannteren Situation eines geschlossenen Beckens betont werden. Im Kanal kann der durch den Wind eingebrachte Impuls das System nur durch Transfer in tiefere Schichten mittels des "interfacial form stress" verlassen. Verglichen mit den Bedingungen in einem Becken ist dieser vertikale Impulstransfer in den tiefen Ozean sehr groß. Der Impulsfluß von ca. $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ entspricht einem Koeffizienten der vertikalen Wirbelviskosität von $(10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2})/(\Delta u/\Delta z) \approx 1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, welcher die in einem grob auflösenden Modell verwendeten Koeffizienten um 2 bis 3 Größenordnungen übersteigt. Diese kleineren Werte sind durchaus angemessen für ein geschlossenes Becken in dem der Impulseintrag durch den Wind mittels eines Nettodruckgradienten über das Becken aufgefangen werden kann, d. h. es existiert ein Impulsfluß durch die lateralen Berandungen. Für ein Becken mit einer lateralen Ausdehnung von 4000 km und einer Schichttiefe von 1000 m könnte ein Impulseintrag durch den Wind von $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ durch einen Nettodruckgradienten von $(10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2} \cdot 4000 \text{ km})/1000 \text{ m} = 0.4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ oder gleichbedeutend mit 4 cm Oberflächenauslenkung über dem Basin aufgefangen werden. Diese Auslenkung ist sogar noch relativ klein gegenüber den Druckfeldern, die im allgemeinen mit der Sverdrup-Zirkulation verbunden sind. Daraus folgt, daß für ein Becken der vertikale Impulsfluß in den tiefen Ozean und im folgenden die Bodeneffekte in der Impulsbilanz vernachlässigbar sein können.

Einer Impulsbilanz des ACC ohne die Senke des "topographic form stress" ist es, wie schon in der Einleitung dargelegt wurde, kaum möglich, die beobachteten Transporte zu

erklären. Diese Impulsenke kann aber auch nur dann aktiviert werden, wenn der durch den Windschub eingetragene Impuls in tiefere Schichten transferiert wird.

In dem Bereich des Südlichen Ozeans gibt es deutliche Anzeichen für die Existenz von starken vertikalen Impulsflüssen. Messungen des meridionalen Wärmeflusses durch transiente und stehende Wirbel liefern ein indirektes Maß für die Stärke des vertikalen Impulsflusses. Unter Verwendung der geostrophischen Beziehung und durch Ersetzung der Auslenkung der Zwischenfläche η durch äquivalente Störungen des Temperaturfeldes T' läßt sich der Schub gegen die Zwischenfläche in Beziehung zum lateralen Störungswärmefluß setzen.

$$g \overline{\left\langle \eta \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right\rangle} = f \overline{\langle \eta v_1' \rangle} \approx f \overline{\langle v_1' T' \rangle} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{-1} \quad (48)$$

wobei ζ die Auslenkung der Meeresoberfläche ist, f der Coriolisparameter, g die Gravitationsbeschleunigung und θ die potentielle Temperatur. Johnson und Bryden (1989) haben unter Verwendung dieser Beziehung Werte für den vertikalen Impulsfluß in der Drakestraße abgeschätzt, die im Bereich von $1 - 8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ liegen. Diese Zahlen übertreffen sogar teilweise den mittleren zonalen Impulseintrag durch den Windschub. Daraus ergeben sich vertikale Wirbelviskositäten in der Größenordnung von mehreren $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$. Vergleichbar hohe Werte für die vertikalen Wirbelviskositäten wurden auch von Olbers und Wenzel (1989) mit einem auf hydrographischen Daten basierenden Inversmodell überall im Kern des ACC's gefunden (siehe Abb. 19).

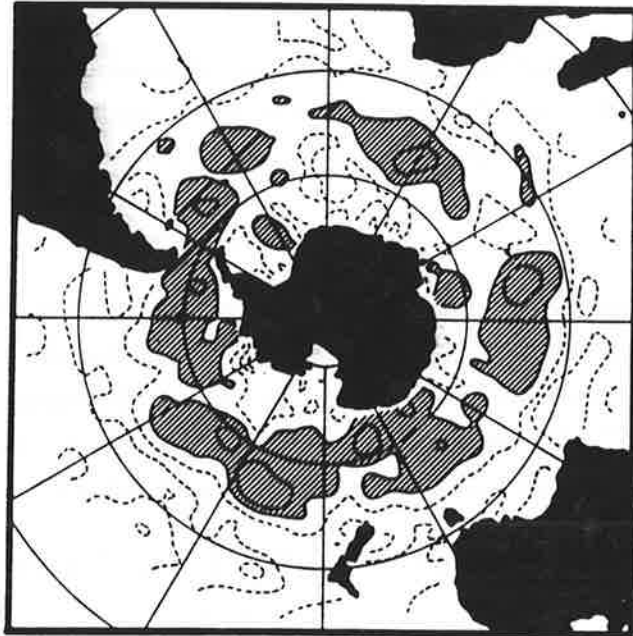


Abbildung 19: Vertikale Diffusivität von Vorticity und horizontalem Impuls im Tiefenbereich von 100 m bis 2000 m. Konturabstände sind logarithmisch eingeteilt mit Intervallen von 0.5. Gebiete mit Werten größer als $1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ sind schattiert (Olbers und Wenzel 1989).

4 Die Energiebilanz

Die zeitliche Entwicklung integraler Größen wie der Transporte und der Gesamtenergie liefert eine makroskopische Betrachtungsweise für die Beobachtung des Zustandes des Systems und seiner Entwicklung. Aus diesen Größen lassen sich Aussagen ableiten über die Dauer des Spin-up's, die Art und Weise des Übergangs in einen quasistationären Zustand und über die Stärke der Variabilität des Gesamtsystems. Die zonale Impulsbilanz ermöglicht dann tiefergehende Einsichten in die prinzipiellen dynamischen Prozesse, die den quasistationären Zustand kontrollieren.

Ein weiteres Standardinstrument zur Diagnose von quasistationären, turbulenten Strömungen liefert die Betrachtung der Energiebilanz. Die Entwicklungsgleichung der totalen, vertikal integrierten und über das Modellgebiet gemittelten Energie

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{E} = \frac{\partial}{\partial t} [\mathcal{K}_1 + \mathcal{K}_2 + P] = \text{Quellen} + \text{Senken} \quad (49)$$

wird, wie schon von Lorenz (1955) vorgeschlagen, in 4 verschiedene Energietypen zerlegt und zeitlich gemittelt. Diese Energietypen sind die kinetische Energie der zeitlich gemittelten Strömung K , die kinetische Energie der transienten Störungen ("eddy kinetic energy") K' , die verfügbare potentielle Energie der mittleren Strömung P und die verfügbare potentielle Energie der transienten Eddies P'

$$K_i \equiv \frac{1}{2} H_i \int \int_{\Omega} \nabla \bar{\psi}_i \cdot \nabla \bar{\psi}_i \, dx \, dy \quad (50)$$

$$K'_i \equiv \frac{1}{2} H_i \int \int_{\Omega} \overline{\nabla \psi'_i \cdot \nabla \psi'_i} \, dx \, dy \quad (51)$$

$$P \equiv \frac{f_0^2}{2g'} \int \int_{\Omega} (\bar{\psi}_1 - \bar{\psi}_2)^2 \, dx \, dy \quad (52)$$

$$P' \equiv \frac{f_0^2}{2g'} \int \int_{\Omega} \overline{(\psi'_1 - \psi'_2)^2} \, dx \, dy \quad (53)$$

wobei Ω die horizontale Ausdehnung des Integrationsgebietes umfaßt. Hierbei ist zu beachten, daß die Energien quadratische Funktionale der Stromfunktionen darstellen und deshalb zeitlich gemittelte Störungsenergien von Null verschieden sind. Die mittleren Gesamtenergien (angegeben in Tabelle 2) ergeben sich somit aus der Summe der aus dem mittleren Strömungsfeld und den transienten Störungen der Stromfunktionen konstruierten Anteile.

Die Bilanzgleichungen für die Energien (50–53) lassen sich dann wie folgt schreiben (siehe auch McWilliams et al., 1978)

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} K_1} = \{\tau, K_1\} - \{K_1, A_4\} + \{K'_1, K_1\} - \{K_1, P\} \quad (54)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} K_2} = -\{K_2, P\} - \{K_2, A_4\} - \{K_2, \epsilon\} + \{K'_2, K_2\} \quad (55)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} K'_1} = \{\tau, K'_1\} - \{K'_1, A_4\} - \{K'_1, K_1\} + \{P', K'_1\} \quad (56)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} K'_2} = -\{K'_2, A_4\} - \{K'_2, \epsilon\} - \{K'_2, K_2\} + \{P', K'_2\} \quad (57)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} P} = \{K_1, P\} + \{K_2, P\} - \{P, P'\} \quad (58)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} P'} = -\{P', K'_1\} - \{P', K'_2\} + \{P, P'\} \quad (59)$$

wobei die Transferterme in symbolischer Weise die Art des Energietransfers angeben. Im Einzelnen sind diese Transfers gegeben durch

$$\{\tau, K_1\} = -\vec{k} \cdot \int \int_{\Omega} \bar{\tau} \times \nabla \bar{\psi}_1 \, dx \, dy \quad (60)$$

$$\{\tau, K'_1\} = -\vec{k} \cdot \int \int_{\Omega} \bar{\tau}' \times \nabla \bar{\psi}'_1 \, dx \, dy \quad (61)$$

$$\{K_i, A_4\} = H_1 A_4 \int \int_{\Omega} (\nabla (\nabla^2 \bar{\psi}_i)) \cdot (\nabla (\nabla^2 \bar{\psi}_i)) \, dx \, dy \quad (62)$$

$$\{K'_i, A_4\} = H_1 A_4 \int \int_{\Omega} \overline{(\nabla (\nabla^2 \psi'_i)) \cdot (\nabla (\nabla^2 \psi'_i))} \, dx \, dy \quad (63)$$

$$\{K'_i, K_i\} = H_i \int \int_{\Omega} \bar{\psi}_i \overline{J(\psi'_i, \nabla^2 \psi'_i)} \, dx \, dy \quad (64)$$

$$\{K_i, P\} = (-1)^i f_0 \int \int_{\Omega} \bar{w} \bar{\psi}_i \, dx \, dy \quad (65)$$

$$\{P', K'_i\} = (-1)^{(3-i)} f_0 \int \int_{\Omega} \overline{w' \psi'_i} \, dx \, dy \quad (66)$$

$$\{K_2, \epsilon\} = H_2 \epsilon \int \int_{\Omega} \nabla \bar{\psi}_2 \cdot \nabla \bar{\psi}_2 \, dx \, dy \quad (67)$$

$$\{K'_2, \epsilon\} = H_2 \epsilon \int \int_{\Omega} \overline{\nabla \psi'_2 \cdot \nabla \psi'_2} \, dx \, dy \quad (68)$$

$$\{P, P'\} = f_0 \int \int_{\Omega} \bar{w} (\bar{\psi}_2 - \bar{\psi}_1) \, dx \, dy \quad (69)$$

Verschiedene partielle Integrationen und Berücksichtigungen der Hilfsbedingungen (20–23) sind bei der Herleitung der Transferterme zur Anwendung gekommen. Die in diesen Definitionen vorkommenden Vertikalgeschwindigkeiten w sind gegeben durch

$$\bar{w} = \frac{d}{dt} \bar{\eta} = \frac{f_0}{g'} [J(\bar{\psi}_1, \bar{\psi}_2) + \overline{J(\psi'_1, \psi'_2)}] \quad (70)$$

$$w' = \frac{d}{dt} \eta' = \frac{f_0}{g'} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\psi'_2 - \psi'_1) + J(\bar{\psi}_1, \psi'_2) + J(\psi'_1, \bar{\psi}_2) \right] \quad (71)$$

Die Bodentopographie spielt in der Energiebilanz nur eine indirekte Rolle, da hier kein Term existiert, der die Topographie explizit berücksichtigt. Abb. 20 zeigt ein symbolisches Energieflußdiagramm. In den Diagrammen für die einzelnen Fälle geben die umrahmten Zahlen den mittleren Wert der jeweiligen Energieform (pro Einheitsfläche und

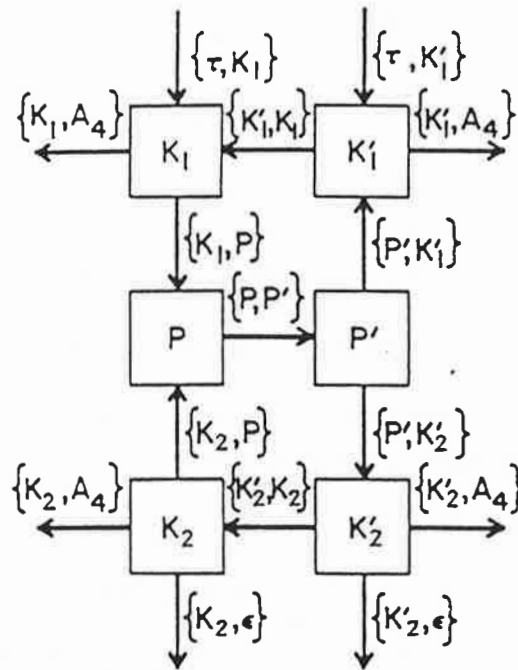


Abbildung 20: Symbolisches Energieflußdiagramm für die Mittelwerte der verschiedenen Energieformen und die Transferterme (nach McWilliams et al. 1978).

Einheitsdichte) im quasistationären Gleichgewicht an. Die Pfeile in Abb. 20 beschreiben Transferraten in Einheiten von $10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}$.

Das Energieflußdiagramm wird hier am Beispiel der Fälle FB und SC ausführlich diskutiert (siehe Abb. 21). Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Mittelwerte der Energien auf $1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$ und die Transferraten auf $0.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}$ gerundet. Dieses gilt auch für alle weiteren Diagramme dieser Art.

a) Fall FB (ebener Boden)

Die Energiequelle der Strömung ist die vom Windschub an der oberen Schicht geleistete Arbeit $\{\tau, K_1\}$. Dieser Energieeintrag fließt von der kinetischen Energie weiter in die potentielle Energie der mittleren Strömung via ($\{K_1, P\} > 0$). Von dort wird der größte Teil der Energie in kinetische Energie der mittleren Strömung der unteren Schicht umgewandelt ($\{P, K_2\} > 0$) und verläßt das System durch die Wirkung der Bodenreibung ($\{K_2, \epsilon\} > 0$). Zirka 30 % des Energietransfers $\{K_1, P\}$ werden zur Erzeugung von Störungsenergie durch die barokline Instabilität der mittleren Strömung aufgebracht ($\{P, P'\} > 0$). Dieser Energietransfer geht dann zu nahezu gleichen Teilen in die kinetischen Störungsenergien ($\{P', K_1'\} \approx \{P', K_2'\} > 0$). In der unteren Schicht geht dieser

Fluß dann an die Bodenreibung $\{K'_2, \epsilon\}$ verloren. In der oberen Schicht wird der andere Teil der Erzeugungsrate der baroklinen Störungsenergie im wesentlichen wieder der kinetischen Energie der mittleren Strömung zugeführt ($\{K'_1, K_1\} > 0$) ("reverse barotropic instability"). Dieser Fluß von Störungsenergie in die kinetische Energie der mittleren Strömung ist der energetische Ausdruck der Konzentration des mittleren Jets durch die Wirkung der Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungsterme in der zonalen Impulsbilanz. Die Verluste durch laterale Reibung sind sehr gering und in den meisten Fällen kleiner als $0.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-3}$, so daß sie in den Diagrammen nicht mehr ausgewiesen werden.

b) Fall SC (Gauß'scher Berg)

Die Transferraten in dem topographischen Basisexperiment sind wesentlich geringer als im oben diskutierten Fall FB, was auf die verminderte Arbeitsleistung des Windschubes (nur ca. 40 % im Vergleich zum Fall FB) zurückzuführen ist. Der Grund hierfür sind die auftretenden ausgeprägten Meridionalströmungen vor und hinter der Topographieanomalie bei insgesamt verringerten mittleren Zonalgeschwindigkeiten. Der zonal konstante Windschub kann an einer meridionalen Strömung keine Arbeit leisten, da das Skalarprodukt aus Krafrichtung und Massenpunktverschiebungsvektor hier verschwindet. Der Energiefluß im Fall SC zeichnet sich dadurch aus, daß neben der baroklinen Instabilität auch barotrope Instabilitätsprozesse in beiden Schichten eine Rolle spielen ($\{K'_i, K_i\} < 0$). Dies führt dazu, daß die Mittelwerte der Störungsenergien in diesem Fall deutlich größer sind als im Experiment mit flachem Boden. Im Fall SC kommt der Energiefluß durch die barokline Instabilität fast ausschließlich der kinetischen Störungsenergie der unteren Schicht zugute. Der gemeinsame Effekt der barotropen und baroklinen Instabilitätsprozesse bewirkt, daß die Energieverluste durch die Bodenreibung im wesentlichen vom Wirbelfeld getragen werden ($\{K'_1, \epsilon\}$ ist mehr als doppelt so groß wie $\{K_1, \epsilon\}$). Die geringen Reibungsverluste durch die laterale Reibung in der oberen Schicht werden im Gegensatz zum Fall FB nicht durch die barokline sondern durch die barotrope Instabilität der oberen Schicht gespeist. Der räumlich lokale Effekt der Konzentration der mittleren Strömung durch die transienten Wirbel wird hier im integralen Mittel überdeckt durch einen Energietransfer von mittlerer Strömung in Wirbelanteile.

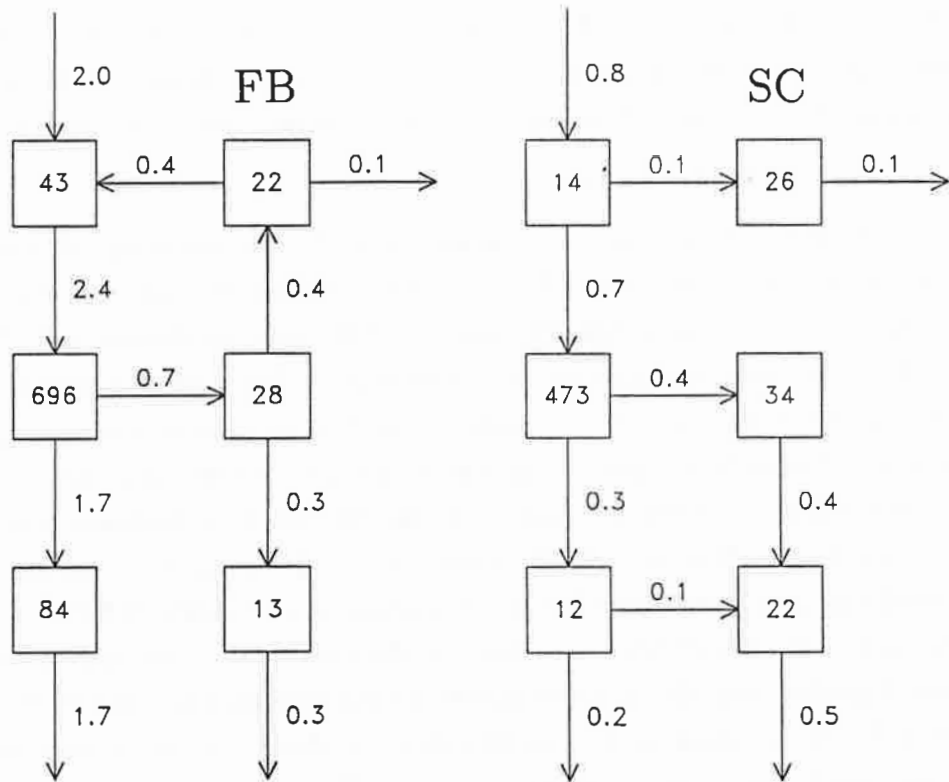


Abbildung 21: Energieflußdiagramme für die Mittelwerte der verschiedenen Energieformen (gerundet auf $1 \text{ m}^3\text{s}^{-2}$) und die Transferterme (gerundet auf $0.1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3\text{s}^{-3}$) für die Fälle FB (links) und SC (rechts). Siehe Abb. 20 auf S. 44 zur Erläuterung der einzelnen Terme.

5 Experimente mit idealisierten Topographien

In diesem Kapitel wird zunächst einmal die anfängliche Reaktion der Strömung ("spin-up"), ausgehend vom Zustand der Ruhe, auf das Einschalten des Windschubes anhand des topographischen Basisexperimentes SC verdeutlicht. Im folgenden werden dann die Strömungscharakteristika, Transporte, Energie- und Impulsbilanzen für Fälle einfacher isolierter Bodentopographien vorgestellt und diskutiert. Die Experimente mit verschiedenen Bodentopographien basieren alle auf dem Grundbaustein eines Gauß'schen Hindernisses, d. h. eines glatten Hügels mit einer zur Gesamttiefe des Kanals kleinen Amplitude von 500 m. Es soll untersucht werden, inwieweit die meridionale Lage und die horizontale Ausdehnung solcher Einzelhindernisse und Kombinationen davon die grundlegenden Eigenschaften der Kanalströmung beeinflussen.

Zur Untersuchung des Einflusses der meridionalen Lage eines Einzelhindernisses in der Kanalströmung wurden insgesamt fünf Experimente durchgeführt (Fälle NB, NC, C, SC und SB, siehe auch Abb. 22). Die Topographieanomalie wurde in den Fällen NB und SB an den Nord- bzw. Südrand des Kanals plazierte, im Fall C in die Kanalmitte und für NC und SC jeweils etwas nördlich bzw. südlich von der zentralen geographischen Breite des Kanals versetzt.

Die zentralen Topographien der Experimente NC, C und SC dienen zur Untersuchung der Auswirkung der relativen Lage der Topographieanomalie zur geographischen Position des Windschubmaximums. Der Fall C ist zentriert auf die Kanalmitte und liegt somit direkt auf der geographischen Breite des maximalen Windschubes. Die Fälle NC und SC sind an den Flanken des Maximums angesiedelt und beeinflussen dort jeweils Gebiete negativen bzw. positiven Vorticityeintrags durch die Rotation des Windschubes. Die Experimente NB und SB ergänzen diese Untersuchungen und stellen die extremen Randlagen der Topographieanomalien dar.

In drei weiteren Experimenten wird die Strömung durch immer ausgedehntere Bodentopographien eingeschränkt bis hin zu einem vom Nord- bis zum Südrand verlaufenden unterseeischen Rücken (Fall BR). Der kombinierte Effekt von NB und SB wird im Fall D1 realisiert, wobei die meridionale Ausdehnung der Einzelhindernisse im Fall D2 noch variiert wird, so daß sich im zonalen Mittel eine gegenseitige Überlappung der Topographien ergibt.

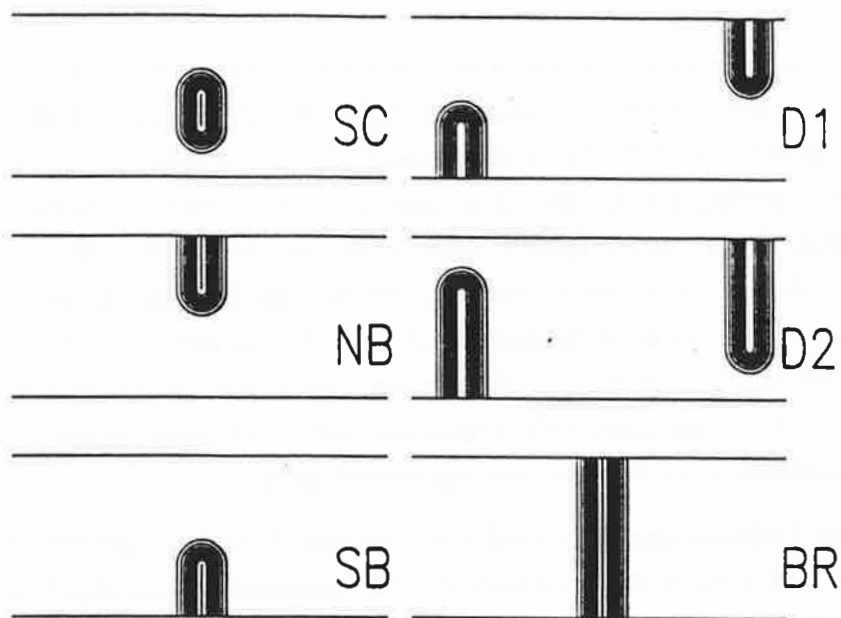


Abbildung 22: Bodentopographien der Fälle SC, NB, SB, D1, D2 und BR.
 KI = 50 m. Maximale Höhe der Topographieanomalien ist
 500 m.

5.1 Spin-up des Basisexperimentes

Die Experimente mit diesen einfachen isolierten Topographien sind alle unter identischen Bedingungen durchgeführt worden. Ausgehend vom Ruhezustand wurde über eine Zeitspanne von 22 Jahren integriert, welche in den meisten Fällen ausreichend war für eine stabile Modellstatistik im quasistationären Zustand. Dieser quasistationäre Zustand wurde im allgemeinen nach 5–8 Jahren erreicht und die letzten 11 Jahre der Integration wurden zur Analyse der Energie- und zonalen Impulsbilanz herangezogen. In den Fällen, in denen sich noch ein Trend in der zeitlichen Entwicklung mittlerer Größen feststellen ließ, wurden weitere 11 Jahre integriert (insgesamt 33 Jahre Integrationszeit). Danach waren auch für diese Fälle die Modellstatistiken stabil. Der Zeitraum von 11 Jahren erwies sich als ausreichend zur Erfassung der mittleren Effekte der Wirbel und transienten Störungen, die als Einzelereignisse eine Zeitskala von der Größenordnung weniger Wochen haben. Die Unsicherheiten in der Genauigkeit der mittleren Schichttransporte (2 – 4 Sv oder ca. 2%) werden in Abb. 23 deutlich, welche zeigt, wie sich die Mittelwerte ändern, ausgehend vom Intervall 11 – 22 Jahre, bei Berücksichtigung längerer Mittelungsintervalle (hier zusätzliche 11 Jahre für den Fall SC).

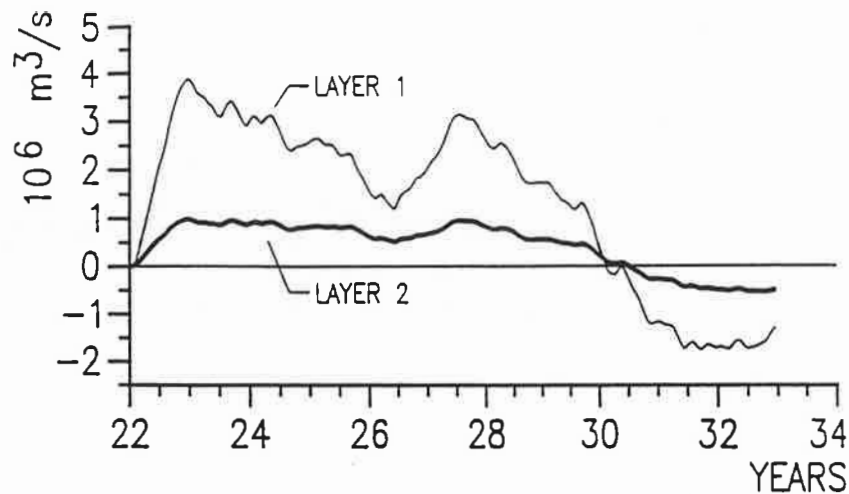


Abbildung 23: Änderung der Mittelwerte der Schichttransporte ausgehend von den Werten des Intervalls 11–22 Jahre bei sukzessiver Verlängerung des Mittelungsintervalls (hier weitere 11 Jahre) für den Fall SC.

Die Reaktion des anfänglich unbewegten Fluides auf das Einsetzen des Windes ("spin-up") wird hier am Basisexperiment SC vorgestellt. Abb. 24 zeigt die zeitliche Entwicklung zweier fundamentaler integraler Größen der Strömung, der Energien (potentielle und kinetische) und der Transporte. Die erste Reaktion der Wassersäule auf den einsetzenden Windschub ist barotrop, d. h. vertikal homogen. Dies zeigt sich im Verhältnis der Schichttransporte, welche die Schichtdickenverhältnisse direkt widerspiegeln. Diese barotrope Strömung ist verknüpft mit dem Aufbau eines meridionalen Druckgradienten in der oberen Schicht durch einen nordwärtigen Ekmantransport. Dieser meridionale Druckgradient erzeugt einen zonalen geostrophischen Transport der gesamten Wassersäule. Die Stromfunktionen, die Zwischenfläche und die Oberflächenauslenkung zeigen deutlich den Einfluß der Bodentopographie (siehe Abb. 25a). Nach ca. 6 Monaten ist der barotrope Aufbau der Strömung nahezu abgeschlossen, wobei die Zeitskala des asymptotischen Aufbaus im wesentlichen der Zeitskala für $\lambda^{-1} \approx (H_1 + H_2)/(\epsilon H_2) = 144$ Tagen entspricht (siehe analytische Lösung in Kap. 3).

Während dieser barotropen Phase (nach 80 Tagen Integration in Abb. 25a) ist die Oberfläche um 55 cm und die Zwischenfläche um 26 m am nördlichen Rand ausgelenkt mit gegenläufigen mittleren Gradienten. Beide Gradienten steigen über einen Zeitraum von mehreren Jahren nahezu linear an. Während dieser Zeit erkennt man in den Zeitserien der Transporte (Abb. 24b) schon erste Wirbelsignale (vermutlich in dieser ersten

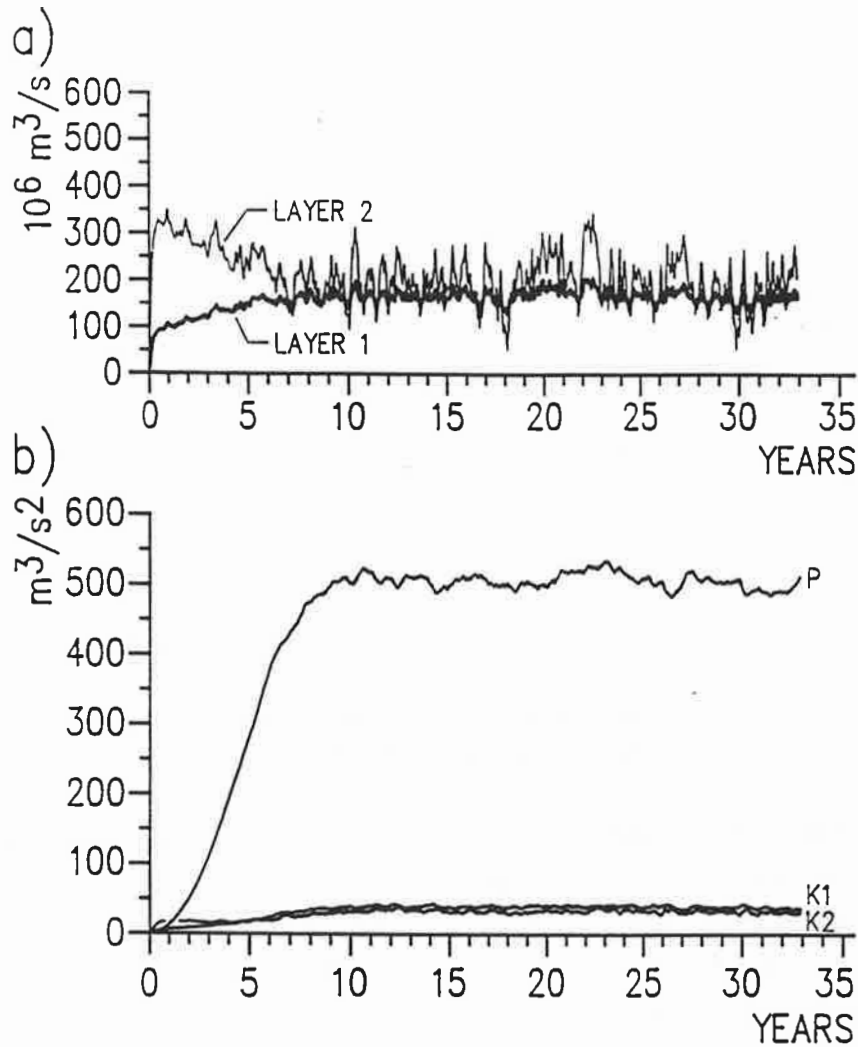


Abbildung 24: Fall SC. Zeitserien der a) Energien und b) Transporte. Energien in Einheiten von m^3s^{-2} und Transporte in Einheiten von Sv ($10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$).

Phase durch barotrope Instabilitäten). Nach ca. 8 Jahren sind die Geschwindigkeitsgradienten so stark angestiegen, daß auch barokline Instabilitätsprozesse in das Geschehen eingreifen. Dieser Mechanismus ist in den Zeitserien der Energien (Abb. 24a) deutlich erkennbar. Die zeitliche Entwicklung der potentiellen Energie wechselt von einem glatten graduellen Anstieg ($\sim t^2$, siehe Kap. 3) zu einem von starken irregulären Störungen überlagerten quasistationären mittleren Zustand. Dieser Übergang ist verbunden mit einem Anstieg der mittleren kinetischen Energien auf ein höheres Niveau und stärkeren

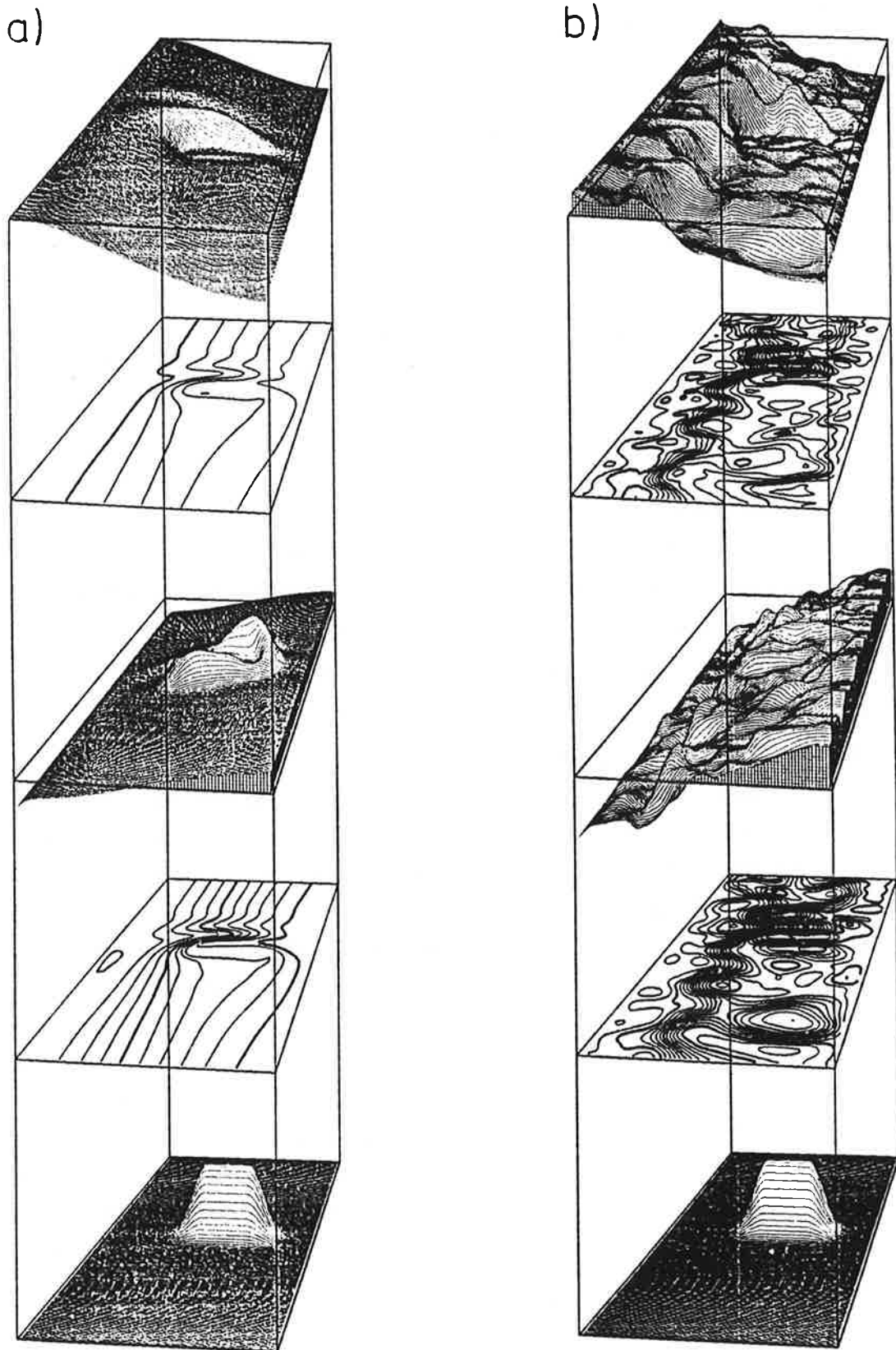


Abbildung 25: Fall SC. Stromfunktionen und Zwischenflächen nach a) 80 Tagen und b) 22 Jahren Integration. Gezeigt sind ζ , ψ_1 , η , ψ_2 und B von oben nach unten. Die Blickrichtung zeigt stromabwärts nach Osten.

Amplituden der kinetischen Energien der Störungen. Der Mechanismus der baroklinen Instabilität amplifiziert Störungen auf der horizontalen Skala des internen Rossbyradius der Deformation, der für die hier verwendeten Parameter ca. 32 km beträgt, durch Abbau der mittleren potentiellen Energie in potentielle und kinetische Störungsenergie. Die notwendige Bedingung für barokline Instabilität der linearisierten mittleren Strömung in einem quasigeostrophischen Zwei-Schichten-Modell (siehe z. B. Kamenkovich et al., 1986) für eine positive vertikale Geschwindigkeitsscherung ($u_1 - u_2 > 0$) ist

$$u_1 - u_2 > \frac{\beta g' H_2}{f_0^2} \quad (72)$$

Eine Abschätzung der benötigten Integrationsdauer bis zu diesem baroklin instabilen Zustand liefert die analytische Lösung für den Fall ebenen Bodens (siehe Kap. 3)

$$t \geq \frac{\beta H_2}{\tau_0 k^2} \approx 4 \text{ Jahre} \quad (73)$$

Unter Berücksichtigung des sinusoidalen Windschubsignals (d. h. die notwendige Bedingung (72) ist nach dieser Zeit nur für die geographische Breite des Windschubmaximums erfüllt) und des verminderten Gesamttransportaufbaus durch den Bodentopographieeinfluß deckt sich dieser Zeitraum gut mit dem Verhalten des Modells im Fall SC.

Die Transporte gehen ebenso wie die flächengemittelten Energien in einen quasistationären Zustand über mit einer wesentlich stärkeren Variabilität in der unteren Schicht.

Abb. 25b zeigt das Strömungsfeld im Zustand voll ausgeprägter geostrophischer Turbulenz in der quasistationären Phase. Gezeigt sind hier die instantanen Stromfunktionen und Trennflächen nach 22 Jahren Integration. Die Stromfunktionen entsprechen denen aus Abb. 17. Erkennbar ist ein stark mäandrierender Jetstrom nördlich der Bodentopographie in beiden Schichten, der von energiereichen Wirbelstrukturen flankiert ist. Die Breite des Jets ist selbst im zeitlichen Mittel wesentlich schmäler als die Skala des Windschubsignals (siehe Abb. 16). Die Oberfläche und die Zwischenfläche zeigen irreguläre Deformationen auf der Skala der geostrophischen Wirbel. Trotzdem läßt sich die Position des Jets klar erkennen durch den markanten Anstieg (bzw. Abfall) der Gradienten der beiden Flächen nördlich des Rückens. Die Zwischenfläche senkt sich nach Norden ab (ca. 750 m über die gesamte Kanalbreite) und kompensiert so teilweise das barotrope Drucksignal der Oberflächenauslenkung. Der mittlere Transport in der unteren Schicht ist deshalb wesentlich geringer als in der barotropen Anfangsphase des Spin-up's.

5.2 Zentrale Topographieanomalien

Zuerst werden die Experimente NC, C und SC beschrieben, welche eine freie Umströmung des Hindernisses erlauben. Die zwei wesentlichen Faktoren in diesem Zusammenhang sind

die relative Lage des Hügels zum Windschubmaximum und die Lage im planetarischen Vorticityfeld.

5.2.1 Strömungscharakteristika

Die zeitliche Entwicklung der Transporte (Abb. 26) veranschaulicht die unerwartet großen Unterschiede im Strömungsgeschehen, die durch diese leichte meridionale Variation (jeweils nur 125 km nach Süden oder Norden) in der Position der Topographieanomalie entstehen. Der Spin-up zeigt den in Kapitel 3 diskutierten barotropen Verlauf, aber schon in dieser Phase werden erste Unterschiede deutlich. Die Fälle C und SC weisen eine wesentlich kürzere Aufbauphase ($\approx 3-6$ Monate) auf als der Fall NC (≈ 1 Jahr), wobei die Transporte der unteren Schicht mit ca. 320 Sv im ersten lokalen Maximum kleiner sind als im Fall NC mit ca. 380 Sv. Im weiteren zeitlichen Verlauf der nächsten 3-4 Jahre bleibt der Transport in Schicht 2 für NC und C auf einem nahezu konstanten Niveau mit Schwankungsamplituden von ≈ 50 Sv (NC) und ≈ 20 Sv (C), während im Fall SC der Transport T_2 nach Erreichen des ersten Maximums einen von Störungen überlagerten rückläufigen Trend aufweist. Die Transporte der oberen Schicht entwickeln sich nahezu parallel mit den stärksten Störungsamplituden im Fall NC. Ein Zwischenbereich in den Jahren 7-10 zeigt sich im Fall NC mit relativ hochfrequenten Störungen aber kleinen Amplituden in T_2 . Nach dieser Phase entstehen Störungen mit wesentlich stärkeren Amplituden und längeren Perioden, wobei die Amplituden von der Größenordnung des mittleren Transportes sind (≈ 200 Sv). Im Fall SC ändert sich der rückläufige Trend in T_2 nach 8 Jahren und für einen Zeitraum von 3 Jahren steigt der Transport wieder auf größere Werte. Während die mittleren Schichttransporte der Fälle C und SC

$$\begin{aligned} \overline{T_1}(C) &= 165 \text{ Sv} & \overline{T_1}(SC) &= 168 \text{ Sv} \\ \overline{T_2}(C) &= 204 \text{ Sv} & \overline{T_2}(SC) &= 198 \text{ Sv} \end{aligned}$$

keinen signifikanten Unterschied aufweisen, liegen die Transporte im Fall des nach Norden versetzten unterseeischen Rückens deutlich höher mit

$$\overline{T_1}(NC) = 181 \text{ Sv} \quad \overline{T_2}(NC) = 262 \text{ Sv}$$

Für alle Fälle liegt der mittlere Transport der unteren Schicht im quasistationären Zustand über dem Transport in der oberen Schicht mit im wesentlichen barotropen Schwankungen. Die zeitliche Entwicklung der Energien der Fälle C und NC ist nahezu identisch mit der in Abb. 24 gezeigten Entwicklung für den Fall SC, weshalb auf die explizite Darstellung hier verzichtet wird.

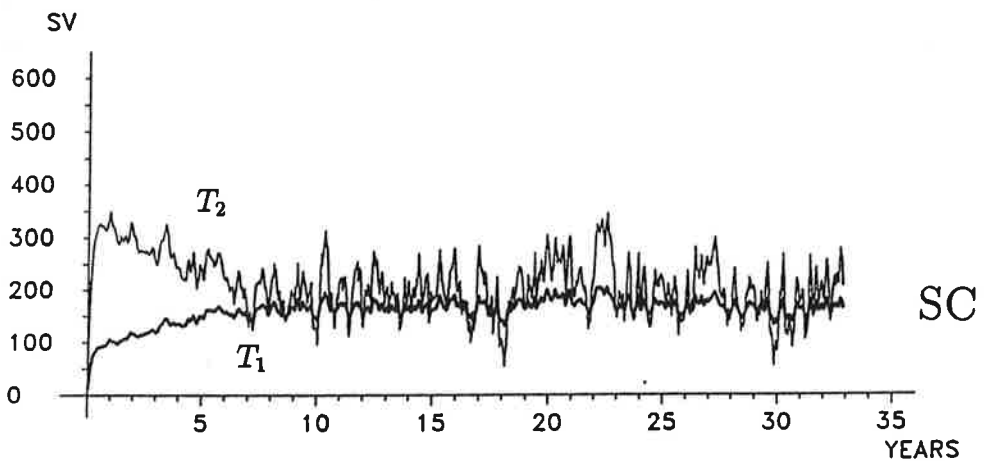
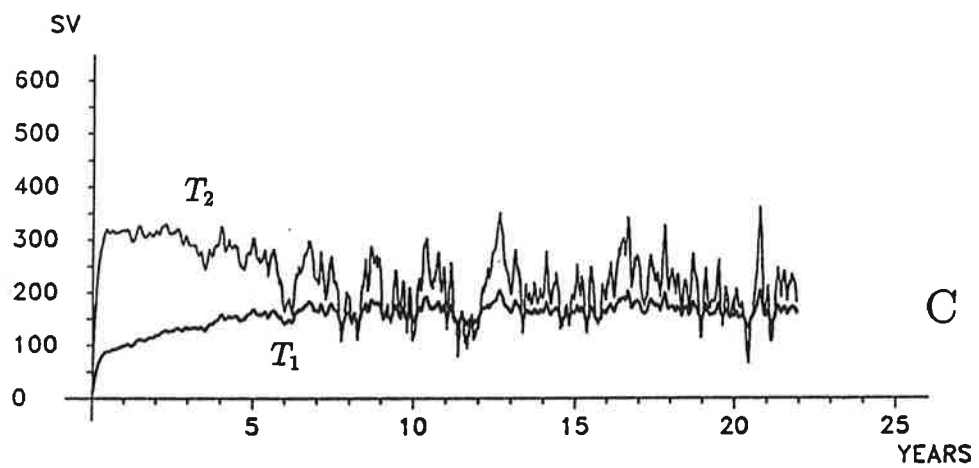
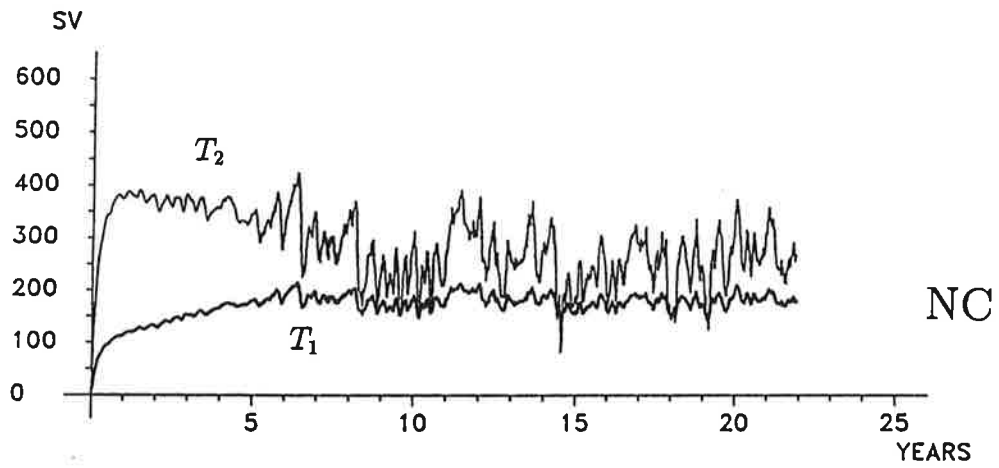


Abbildung 26: Zeitserien der Transporte der Experimente NC, C und SC von oben nach unten. Transporte in Einheiten von Sv ($10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$).

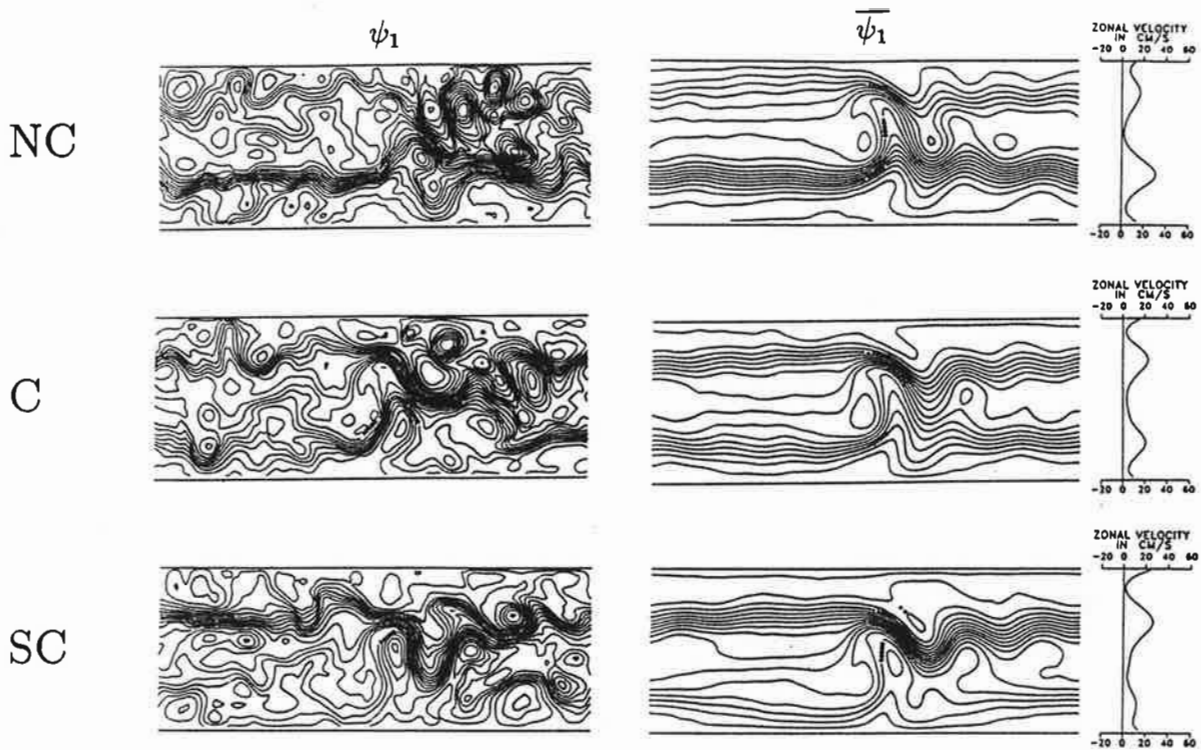


Abbildung 27: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der oberen Schicht für die Fälle NC, C und SC. $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

In den Abb. 27 und 28 sind momentane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen in beiden Schichten für die Fälle NC, C und SC dargestellt (jeweils von oben nach unten). In den instantanen Stromfunktionsbildern erkennt man deutlich den barotropen Charakter der Strömung. Die Wirbelstrukturen der unteren Schicht sind größer und ausgeprägter, was zu einem Teil dem stabilisierenden Effekt der Topographieanomalie in dieser Schicht zuzuschreiben ist und zum anderen Teil durch die geringeren Strömungsgeschwindigkeiten bedingt wird. Einzig im Bereich des Hindernisses sind stehende Wirbel und stärkere Abweichungen von der Zonalität in $\overline{\psi_2}$ vorhanden (siehe Abb. 28), d. h. daß der vertikale Impulstransfer durch stehende Anteile des "interfacial form stress" im wesentlichen im Bereich des Hindernisses erfolgt.

Die zeitlich gemittelten Stromfunktionen der oberen Schicht zeigen eine Aufspaltung der Anströmung in zwei Jets, die je nach Lage der Topographie stärker oder schwächer ausgebildet sind. Im Fall C erscheint eine nahezu symmetrische Umströmung mit maximalen zeitlich und zonal gemittelten Zonalgeschwindigkeiten $\langle \overline{u_1} \rangle$ von 23 cm/s im nördlichen Jet und 20 cm/s im südlichen Jet. Im Fall NC liegen die Geschwindigkeiten bei 16,5 cm/s und 27 cm/s und für den Fall SC bei 26,5 cm/s und 10 cm/s. In allen Fällen zeigt sich ein ausgeprägtes stationäres Lee-Wellen-Signal stromabwärts des Hindernisses mit einer

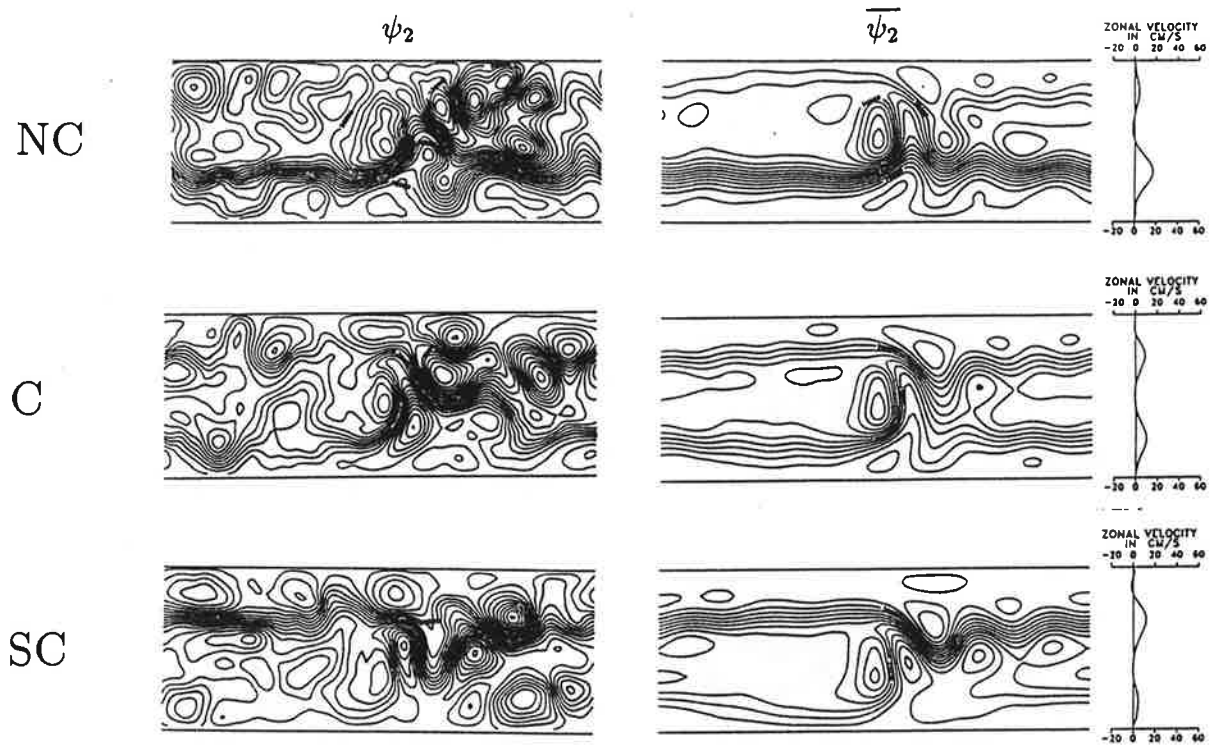


Abbildung 28: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der unteren Schicht für die Fälle NC, C und SC. $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

horizontalen Skala in der Größenordnung der Skala stationärer Rossby-Wellen ($\sqrt{u/\beta}$: hier für Fall SC ca. 1300 km in der oberen Schicht und ca. 850 km für die untere Schicht). In allen Fällen entstehen signifikante Randströmungen mit Geschwindigkeiten bis zu 20 cm/s durch die Randbedingung des freien Gleitens des Fluids an der Nord- und Südwand des Kanals in Kombination mit der biharmonischen, lateralen Reibung (siehe Anhang B für eine Diskussion der Randströmungen).

In der unteren Schicht ist das mittlere Strömungsbild von stärkeren, stehenden, geschlossenen Zellen im Bereich der Topographie geprägt, wobei die Stärke der Wirbel direkt über dem Hügel mit der Verlagerung des Hindernisses nach Süden abnimmt. Die maximalen zonalen Geschwindigkeiten in den Jets der unteren Schicht im quasistationären Zustand sind für Fall NC : 3,7 cm/s und 14,4 cm/s, für den Fall C : 8,7 cm/s und 9,4 cm/s und für den Fall SC : 11,6 cm/s und 3,1 cm/s (jeweils zuerst der nördliche und dann der südliche Jet). Der Fall SC sticht aus diesem Bild hervor, da er als einziger dieser drei Realisationen eine leichte Westströmung nahe des Nordrandes aufweist und eine geschlossene Rezirkulationszelle östlich des Hindernisses zeigt. Der Vergleich der mittleren mit den instantanen Strömungsfeldern gibt einen Eindruck von der Stärke der transienten Wirbelaktivität.

5.2.2 Energie- und zonale Impulsbilanz

In Abb. 29 ist die Bilanz des Zonalimpulses gezeigt für alle drei Fälle (inklusive des schon in Kap. 3 diskutierten Experimentes SC zur direkteren Vergleichbarkeit). Der durch den Windschub [1] in das System eingetragene ostwärtige Impuls wird durch die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen der stehenden [2] und transienten [3] Wirbel in horizontaler Richtung umverteilt. Hierbei fällt wieder das Experiment SC besonders auf durch die starken Amplituden dieser Terme. Der in diesem Fall der Konzentration des Jets durch die transienten Anteile [3] entgegenwirkende Anteil der stehenden Wirbel [2] ist auf den lokalen horizontalen Bereich des Topographieeinflusses beschränkt. Der Konzentrationseffekt ("negative eddy viscosity") wirkt im wesentlichen entlang der Jetachse stromabwärts des Hindernisses. Die primäre Senke für den ostwärtigen Impuls stellen die stehenden Anteile des "interfacial form stress" [4] dar. Diese Terme sind für alle Fälle über der gesamten Kanalbreite negativ. Die transienten Anteile dieses vertikalen Impulstransfermechanismus [5] zeigen eine Quell-/Senken-Verteilung, wobei der positive Bereich ausschließlich über der Topographieanomalie liegt und mit der Topographieverlagerung nach Süden abnimmt.

Aus der barotropen Impulsbilanz (untere Diagramme in Abb. 29) erkennt man, daß die stärkeren Anteile der stehenden Wirbel [2] an der Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen aus der unteren Schicht kommen und so im barotropen Signal wesentlich größere Amplituden erzeugen. Die transienten Beiträge [3] sind nahezu gleichverteilt in beiden Schichten. Die effektivste Senke für den ostwärtigen Impulseintrag stellt in allen drei Fällen der Schub gegen die Bodentopographie [7] dar. Die Bodenreibung [8] als sekundäre Senke ist nur über den meridionalen Abschnitten ohne Topographieeinfluß von Bedeutung.

In diesem Satz von Experimenten wird besonders die hohe Korrelation zwischen den stehenden Anteilen des "interfacial form stress" [4] und dem "topographic form stress" [7] deutlich. Dazu zeigt sich ebenfalls eine starke Antikorrelation zwischen den stehenden Anteilen der Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen [2] und des "topographic form stress" [7], insbesondere für die positiven relativen Maxima von [2]. Die stärksten Gradienten des Signals [7] sind in der Nähe der jeweiligen Jets zu finden, dabei entstehen im Fall C für beide Jets lokale Maxima in [7], für die Fälle SC und NC jedoch nur in der Nähe des stärkeren Jets.

Die Energiebilanzen der Fälle NC, C und SC sind nahezu identisch (siehe Abb. 30). Die Mittelwerte der kinetischen Störungsenergien sind ungefähr doppelt so groß wie die kinetischen Energien der mittleren Strömungen in den beiden Schichten. Die potentielle Störungsenergie beträgt dagegen weniger als 10 % der potentiellen Energie der mittleren

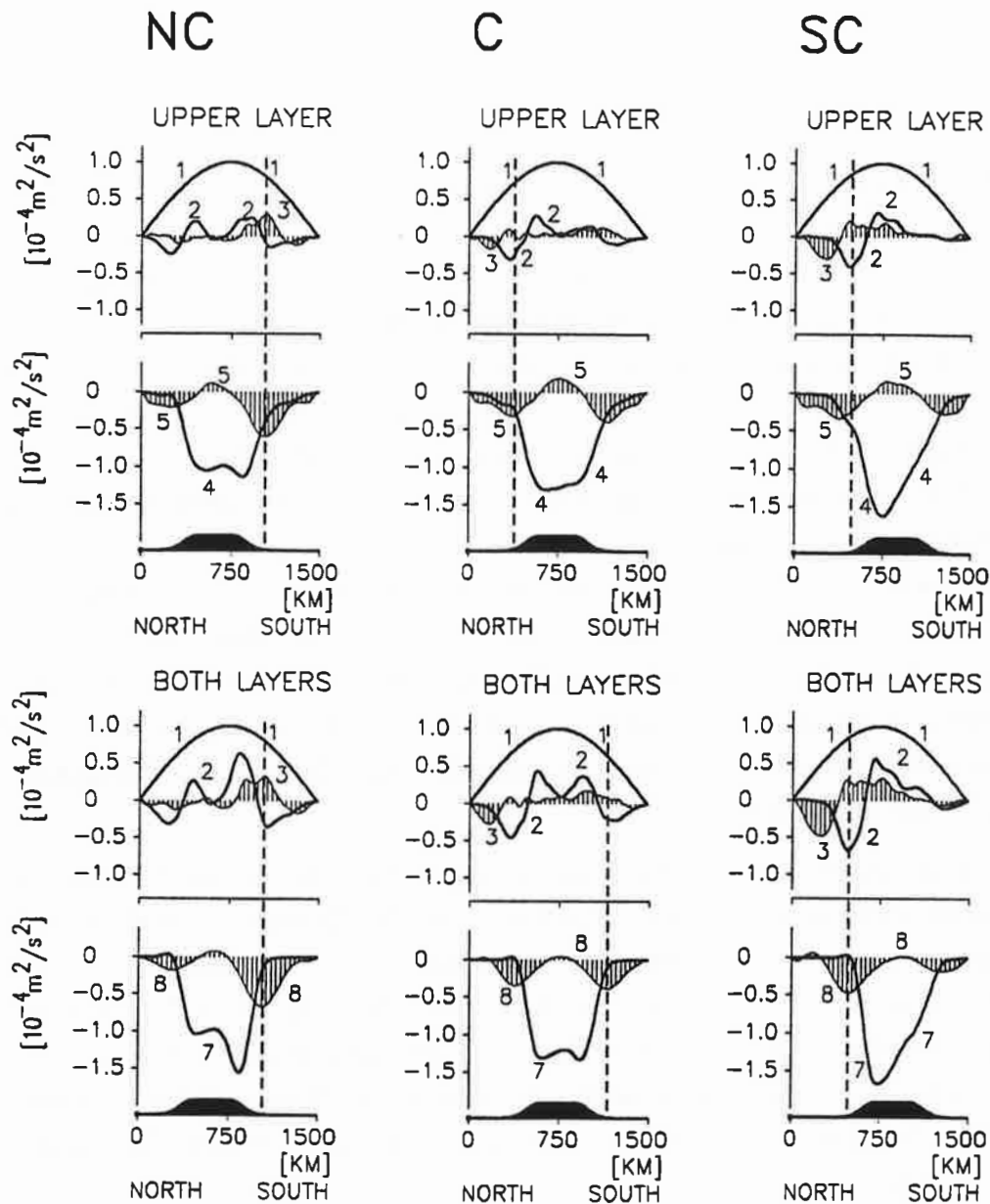


Abbildung 29: Impulsbilanzen der Experimente mit den zentralen Topographieanomalien NC, C und SC (siehe dazu auch Abb. 18 auf S. 38).

Strömung. Der hauptsächliche Energiefluß von mittlerer zu Störungsenergie ist der baroklinen Instabilität zuzuschreiben und wird unterstützt durch den Fluß von kinetischer Energie der mittleren Strömung in kinetische Störungsenergie (barotrope Instabilität) in beiden Schichten. In allen 3 Fällen sind die Reibungsverluste durch das Wirbelfeld größer als die der mittleren Strömung.

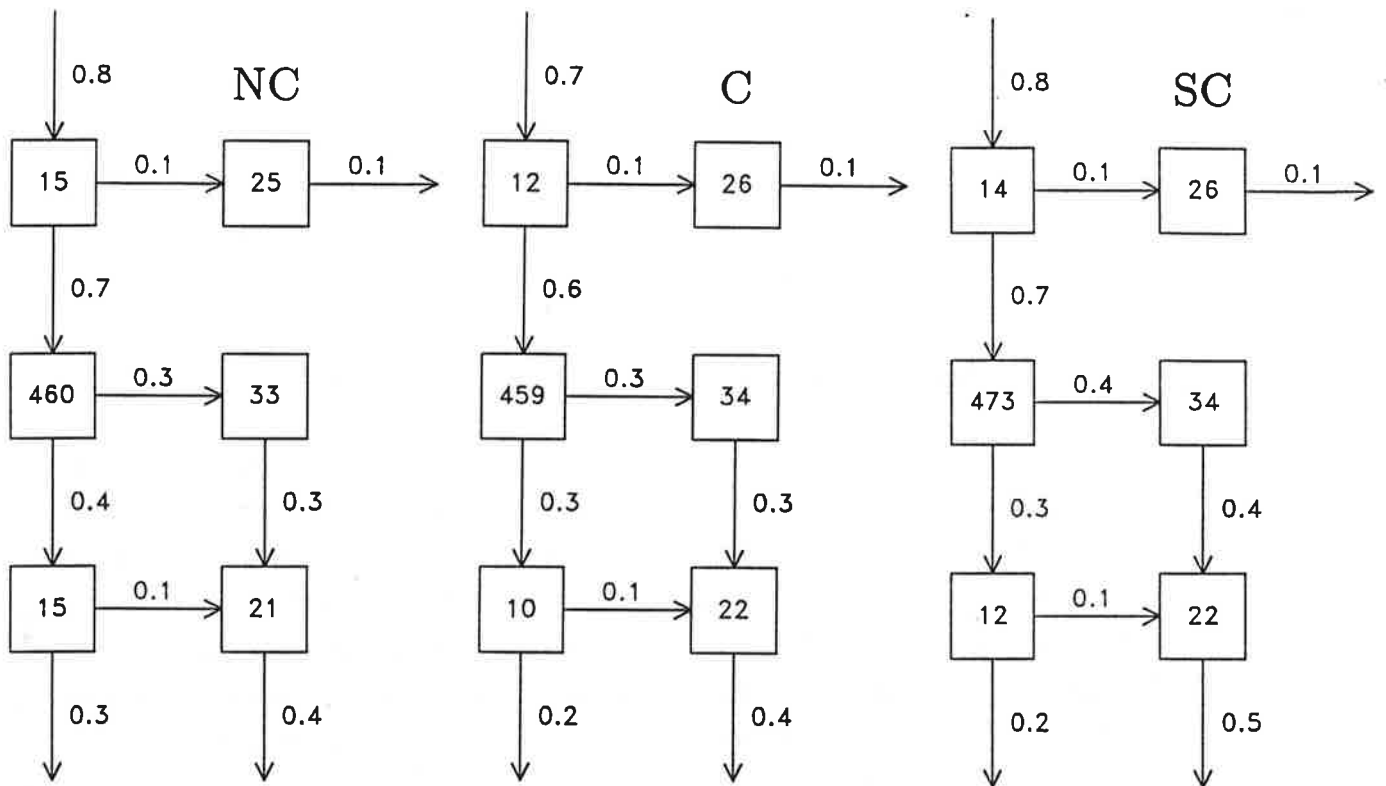


Abbildung 30: Energiebilanzen der Experimente mit den zentralen Topographianomalien NC, C und SC (siehe dazu auch Abb. 20 auf S. 44).

5.3 Randtopographien und totale Blockierung

Die Experimente NB und SB (Rücken am Nord- bzw. Südrand des Kanals) erlauben keine Umströmung des Hindernisses wie in den Experimenten in Kap. 5.2. Trotzdem ist der Einfluß der Bodentopographieanomalien auf die Strömungen hier geringer, da jeweils etwas mehr als 50 % der Kanalbreite von Topographieeinschränkungen unbeeinflusst bleibt. In den Experimenten D1, D2 und BR wird die Topographieanomalie (im zonalen Mittel) immer weiter ausgedehnt bis zu einem über die gesamte Kanalbreite verlaufenden meridionalen Rücken.

5.3.1 Strömungscharakteristika

Abb. 31 zeigt die zeitliche Entwicklung der flächengemittelten potentiellen Energie und der kinetischen Energien in den beiden Schichten für alle fünf Fälle. Im folgenden werden zunächst die Experimente SB und NB diskutiert. In den ersten fünf Jahren der zeitlichen Entwicklung zeigen diese beiden Experimente den theoretischen Verlauf der analytischen Flachbodenlösung (33) und (34), d. h. einen zeitlich parabolischen Anstieg der potentiellen Energie, einen linearen Anstieg der kinetischen Energie der oberen Schicht und den asymptotischen von der Bodenreibung diktierten Anstieg der kinetischen Energie in der unteren Schicht. Diese Strukturen machen deutlich, daß die Gesamtdynamik dieser Experimente im wesentlichen von der Flachbodendynamik dominiert wird. Nach 6–8 Jahren erzwingt die barokline Instabilität den Übergang in den quasistationären Zustand, der wie im Fall FB dadurch ausgezeichnet ist, daß die mittlere kinetische Energie der unteren Schicht ca. doppelt so groß ist wie die der oberen Schicht. In der vom Topographieeinfluß freien Hälfte der Kanalbreite wird der Impulseintrag durch den Windschub teilweise durch die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen verstärkt. Auf diesen Breiten steht aber in der barotropen Impulsbilanz nur die Bodenreibung als Impulssenke zur Verfügung. Diese Tatsache impliziert, wie schon in Kap. 3 gezeigt, daß bei der vorgegebenen Stärke des Parameters der linearen Bodenreibung große Strömungsgeschwindigkeiten in der unteren Schicht erwartet werden müssen. Die Zeitserien der Schichttransporte (Abb. 32) sind demgemäß auch dadurch ausgezeichnet, daß die Transporte in der unteren Schicht mehr als doppelt so groß sind wie die der oberen Schicht.

Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen dieser Experimente sind in Abb. 33 und 34 gezeigt. In beiden Fällen (SB und NB) dominiert ein breiter, jeweils nördlich bzw. südlich der Flanke der topographischen Barrieren gelegener, baroklin instabiler Jet das mittlere Strömungsbild.

Der markanteste Unterschied in den mittleren Stromfunktionen ist die Existenz ei-

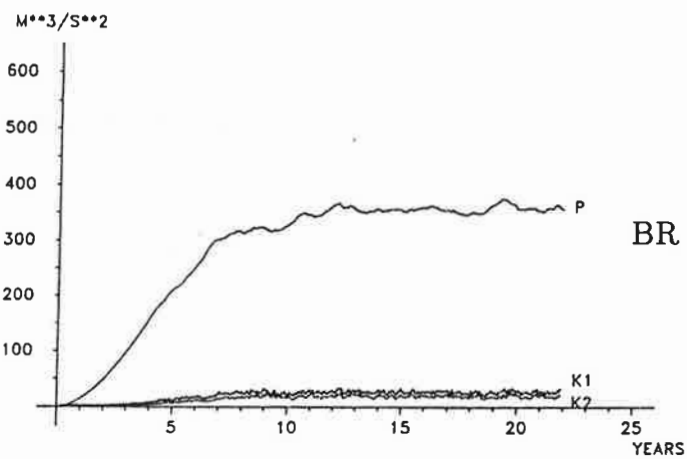
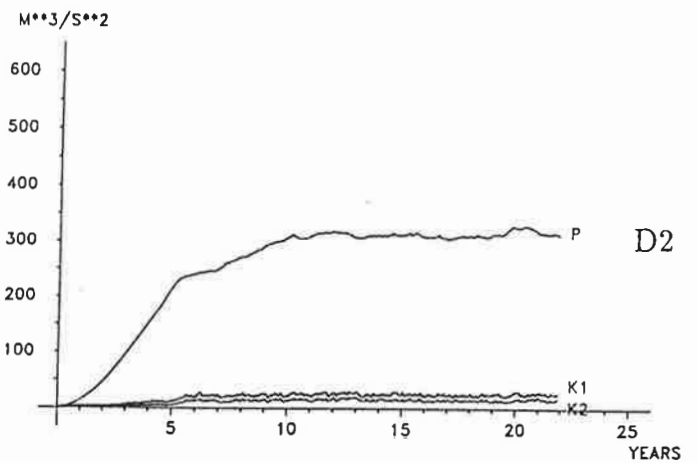
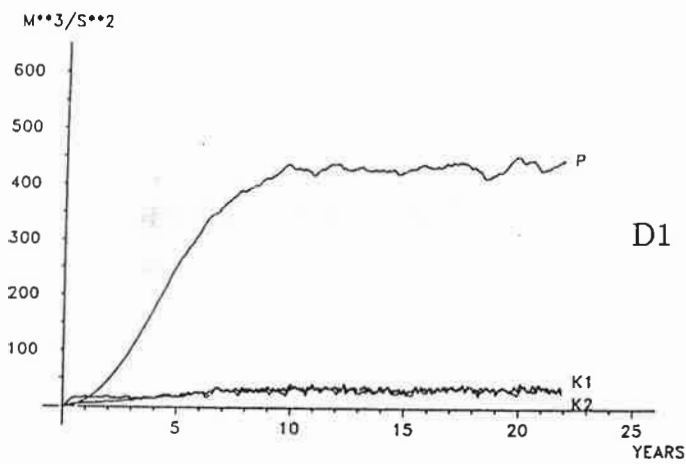
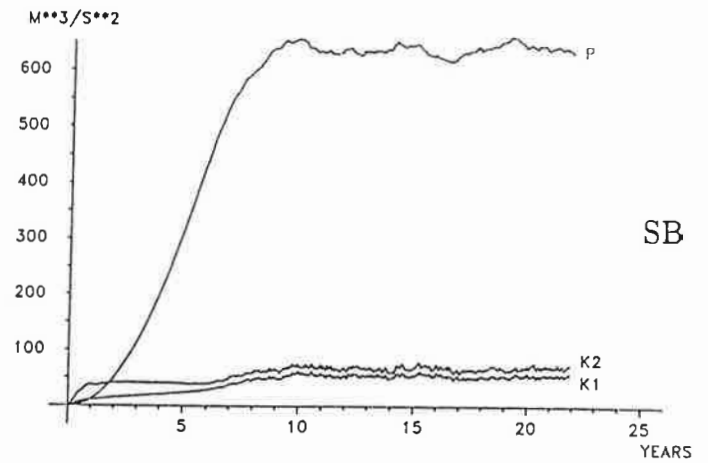
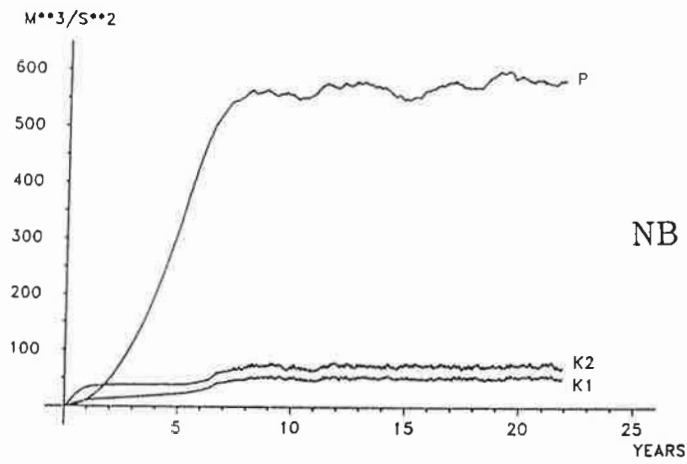


Abbildung 31: Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten potentiellen Energie (P) und der kinetischen Energien der beiden Schichten (K1,K2) für die Fälle NB, SB, D1, D2 und BR. Einheiten sind m^3s^{-2} .

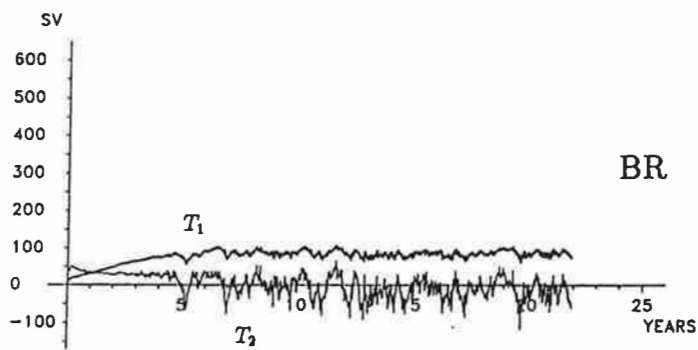
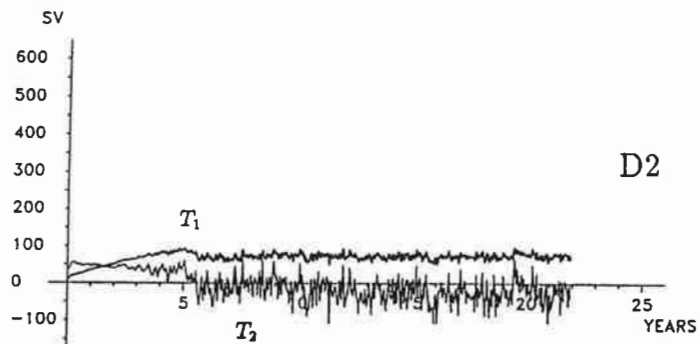
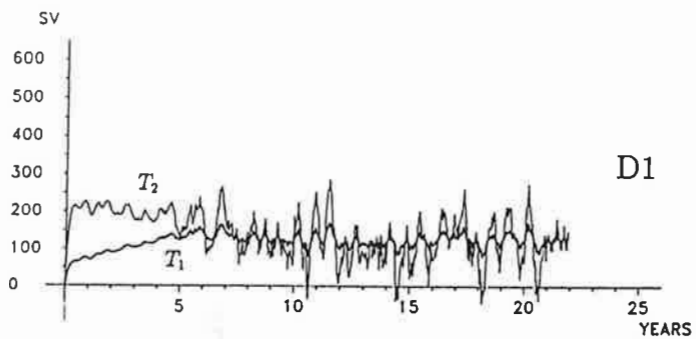
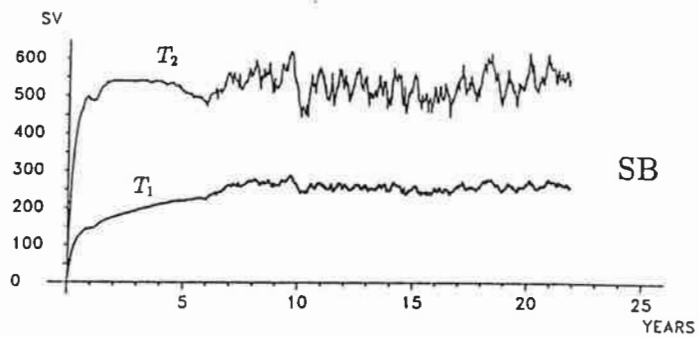
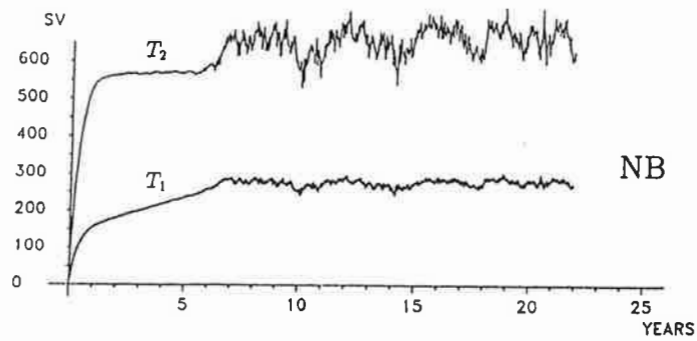


Abbildung 32: Zeitliche Entwicklung der Schichttransporte der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR in Sv.

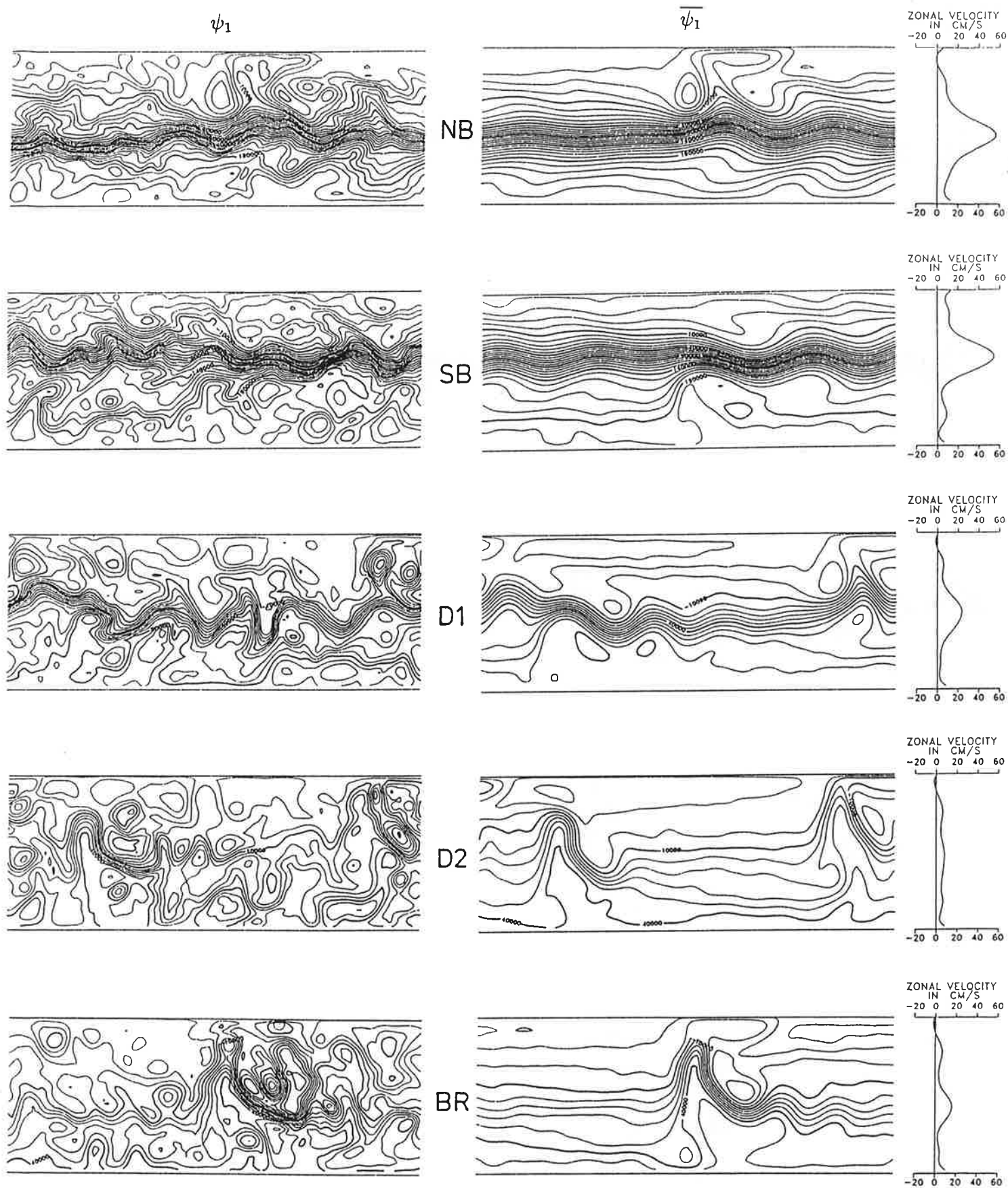


Abbildung 33: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der oberen Schicht der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR. $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

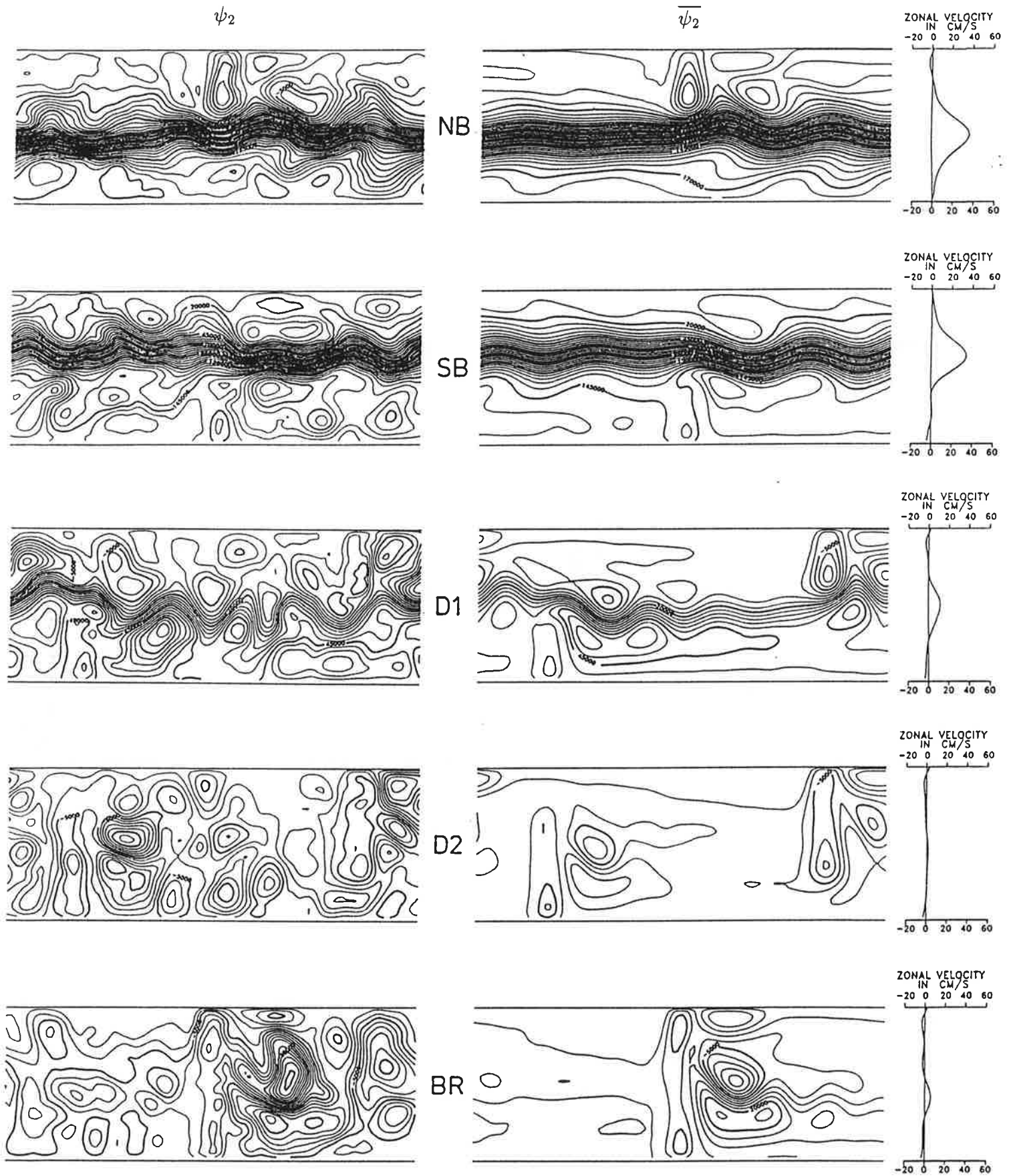


Abbildung 34: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der unteren Schicht der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR. $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

ner starken, geschlossenen, barotropen Zirkulationszelle direkt über dem unterseeischen Rücken im Fall NB. Der Grund für das Auftreten dieser Zelle und der im Gegensatz zum Fall SB erhöhten Transporte liegt vermutlich an den, in diesem Fall auftretenden, geschlossenen geostrophischen Konturen ($f/H = \text{const.}$). Da der Rücken im Fall NB mit der nördlichen Kanalwand in Kontakt steht, ist es den geostrophischen Konturen nicht möglich den Effekt der geringeren Wassertiefe durch eine Verringerung der planetarischen Vorticity zu kompensieren, d. h. nach Norden zu kleineren Werten der Coriolisbeschleunigung auszuweichen. Geschlossene geostrophische Konturen treten somit in diesem Satz von Experimenten nur für die Fälle auf in denen die Topographieanomalien an die nördliche Wand grenzen. Die besondere Bedeutung in sich geschlossener, geostrophischer Konturen wird deutlich bei der Betrachtung der Erhaltungsgleichung der barotropen potentiellen Vorticity unter Vernachlässigung von antreibenden Kräften und Dissipation im stationären Zustand

$$J(\psi, q) = 0 \quad (74)$$

Die allgemeine Lösung von (74) ist dann

$$\psi = G(q) \quad (75)$$

für jede differenzierbare Funktion G . Das heißt, daß (74) keine eindeutige Lösung besitzt. Eine eindeutige Lösung kann durch Spezifikation von antreibenden Kräften und Dissipation erzeugt werden. Bei der in diesen Experimenten gewählten schwachen lateralen Reibung wird die Strömung entlang einer geschlossenen geostrophischen Kontur durch das Drehmoment des Windschubes solange beschleunigt bis die Bodenreibung die Stärke der Strömung limitiert. Ein weiterer Effekt einer barotropen Zellzirkulation direkt über der Topographieanomalie besteht in der verringerten Wirkung des "topographic form stress", da der Druck entlang den geostrophischen Konturen konstant ist (im Idealfall reibungsfreier Strömung) und somit kein zonaler Nettodruckgradient aufgebaut werden kann. Die geringere Impulsaufnahme durch den "topographic form stress" im Bereich des Rückens im Fall NB ist in Abb. 36 klar zu erkennen. Das wiederum bedeutet für die Gesamtimpulsbilanz, daß der Anteil des Impulsflusses, der nicht vom "topographic form stress" aufgefangen wird, von der Bodenreibung kompensiert werden muß. Bei der hier verwendeten linearen Bodenreibung ergibt sich somit die Notwendigkeit eines erhöhten Transportes zumindestens in der unteren Schicht.

Die Kombination der Rücken aus NB und SB zum Experiment D1 und die weiteren Experimente zur Ausdehnung des mittleren zonalen Topographieeinflusses D2 und BR zeigen zunächst einmal eine veränderte barotrope Aufbauphase. In den Zeitserien der Transporte (Abb. 32) wird deutlich, daß der barotrope Spin-up, hier definiert als die Zeit, die bis zum Erreichen des 1. Plateaus des Transportes der unteren Schicht vergeht,

nur einige wenige Monate umfaßt. Für den Fall D1 liegt dieses Niveau bei ca. 200 Sv und für die Fälle D2 und BR bei ca. 50 Sv. Interessant ist hier wieder der Fall D1, der in den ersten fünf Jahren des Experimentes relative starke Schwankungen in den Transporten aufweist. Gemeinsam ist allen drei Fällen, daß der mittlere Transport $\overline{T_2}$ im quasistationären Gleichgewicht kleiner ist als in der barotropen Anfangsphase, wobei besonders bemerkenswert ist, daß die Fälle D2 und BR sogar eine mittlere Strömung nach Westen in der unteren Schicht aufweisen. Die Transporte in den unteren Schichten der Fälle D2 und BR sind gekennzeichnet durch wesentlich höherfrequente Fluktuationen, bei verminderter Amplitude, als im Fall D1. Während D1 noch einen mittleren Jet in dieser Schicht aufweist, zerfällt die Strömung in D2 und BR im zeitlichen Mittel in 2–3 stehende Wirbel hinter den jeweiligen Hindernissen (siehe Abb. 34).

5.3.2 Energie- und zonale Impulsbilanz

Abb. 35 zeigt die Energieflußdiagramme der in diesem Kapitel beschriebenen Experimente. Die durch den verstärkten Topographieeinfluß bedingten, geringeren Zonalströmungen resultieren zunächst einmal in einer verringerten effektiven Arbeitsleistung des Windschubes. Alle drei Fälle (D1, D2 und BR) zeigen die typischen Energieflüsse gemischter barotroper und barokliner Instabilität, wobei einzig der Fall D1 einen nennenswerten Energietransfer ($\{K'_2, K_2\} < 0$) aufweist. Das Experiment D1 zeigt außerdem die jeweils größten Energien (sowohl der mittleren Strömung als auch der Störungen) und ist mit dem Fall SB in Bezug auf die Störungsenergien nahezu identisch. Alle drei Experimente zeigen im Gegensatz zu den Fällen NB und SB einen für die barotrope Instabilität maßgeblichen Energietransfer von kinetischer Energie der mittleren Strömung zu kinetischer Energie der Störungen in der oberen Schicht ($\{K'_1, K_1\} < 0$). Der dominierende Reibungsverlust wird aber in den Fällen D1, D2 und BR vom Wirbelfeld erzeugt ($\{K'_2, \epsilon\} \gg \{K_2, \epsilon\}$).

Die zonale Impulsbilanz der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR ist in Abb. 36 gezeigt. Der vertikale Impulstransfer von der oberen Schicht in die untere Schicht, durch Schub gegen die variable Zwischenfläche ("interfacial form stress"), wird im allgemeinen über ebenem Boden von den transienten Eddies und im Bereich der Topographieanomalien von den stehenden Eddies getragen. Stehende Wirbel oder Mäander des mittleren Jets entstehen vornehmlich stromabwärts der topographischen Hindernisse, während transiente Störungen vermehrt in den von Topographie freien Passagen auftreten. Dieses Verhalten erklärt die Differenzen der Fälle NB bzw. SB, in denen die transienten Anteile des "interfacial form stress" dominieren und den topographisch mehr blockierten Fällen D1, D2 und BR, in denen die stehenden Wirbel den Hauptteil des vertikalen Impulstransfers

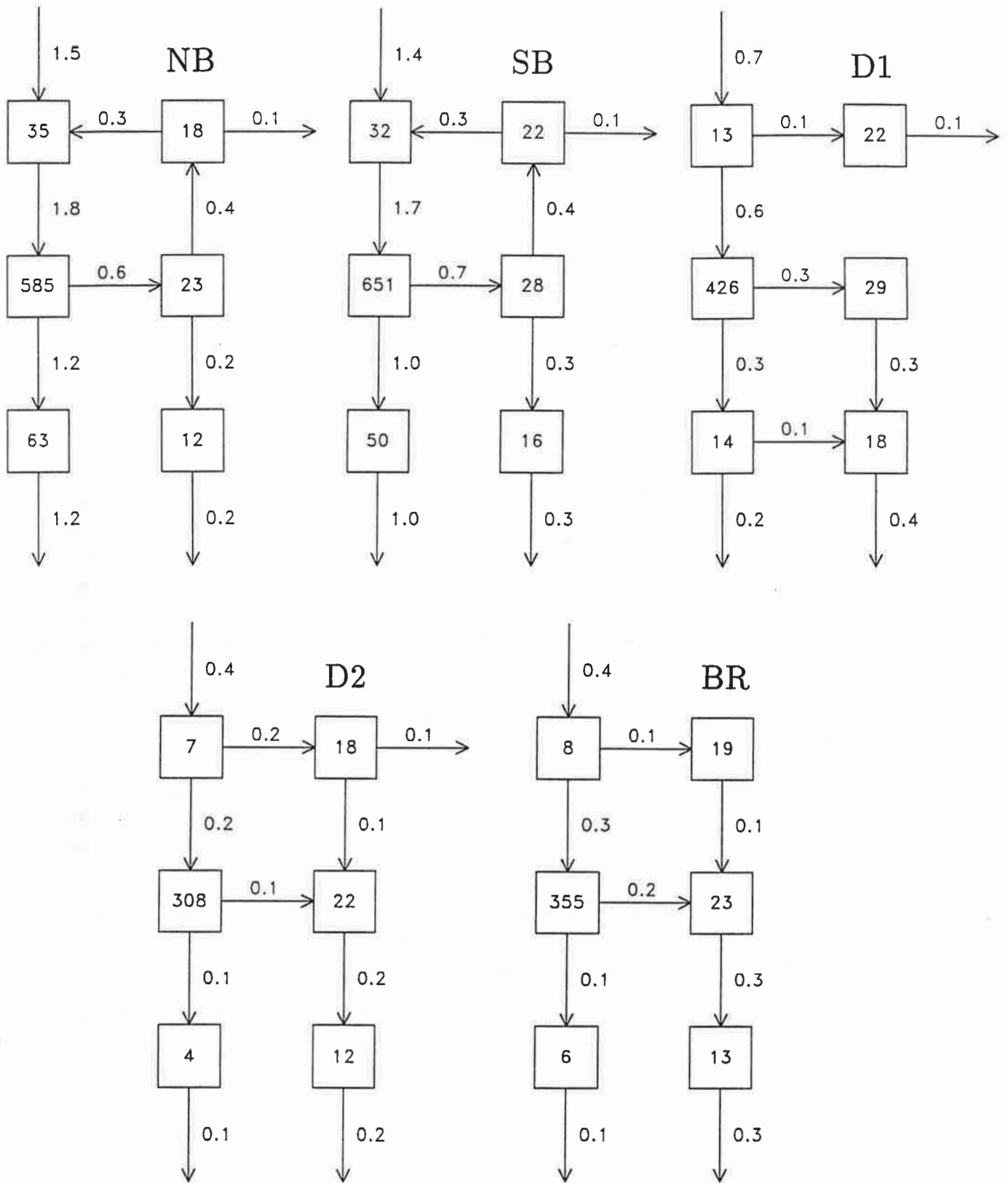


Abbildung 35: Energieflußdiagramme der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR

verursachen.

In allen fünf Fällen ist der durch die "standing eddies" erzeugte vertikale Impulstransfer [4] eine Senke für ostwärtigen Impuls in der oberen Schicht. Die transienten Anteile [5] hingegen zeigen insbesondere in den Fällen ausgedehnteren Topographieinflusses eine Quell-/Senkenverteilung, wobei auffällt, daß die Strömung der oberen Schicht in der nördlichen Kanalhälfte in Richtung des Windschubes beschleunigt wird und in der südlichen Hälfte gebremst wird. Anders ausgedrückt bedeutet dies, daß im nördlichen Teil des Modellgebietes ostwärtiger Impuls von der unteren Schicht an die obere abgegeben wird und im südlichen Part umgekehrt. Dieser Effekt der transienten Wirbel wird aber durch die größeren Anteile des stehenden Eddyfeldes in einen Nettovertikaltransfer von ostwärtigem Impuls auf allen geographischen Breiten umgewandelt.

Die Strömung wird in allen Fällen (bis auf D2) in der oberen Schicht durch die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen der transienten Wirbel konzentriert und intensiviert ("negative viscosity effect"). Das stehende Wirbelfeld zeigt in diesen Experimenten nicht mehr den kompensierenden Effekt im zonalen Mittel, der im Fall SC (Kap. 3) auftrat.

Der barotrope Charakter der mittleren Strömungen wird besonders deutlich durch die hohen Korrelationen der Struktur der Impulssenken, die durch die stehenden Anteile des Störungfeldes bedingt sind, d. h. den Schub gegen die Zwischenfläche [4] und den "topographic form stress" [7]. Meridionale Integration der einzelnen Terme in der zonalen Impulsbilanz liefert eine komprimierte Aussage über die relative Rolle der transienten und stehenden Wirbel im quasistationären Zustand (siehe Tab. 2): Geringerer Topographieeinfluß und, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, auch ein höherer Parameter der Bodenreibung, reduzieren die Stärke und das Auftreten des stehenden Wirbelfeldes, so daß der vertikale Impulstransfer verstärkt von den transienten Störungen übernommen werden muß. Eine Reduktion des nichtpropagierenden Wirbelfeldes bewirkt auch einen geringeren Effekt des "topographic form stress", der einzig von den stehenden Störungen getragen wird. Dies führt dazu, daß die Bodenreibung in der zonalen Impulsbilanz der unteren Schicht mehr an Bedeutung gewinnen muß.

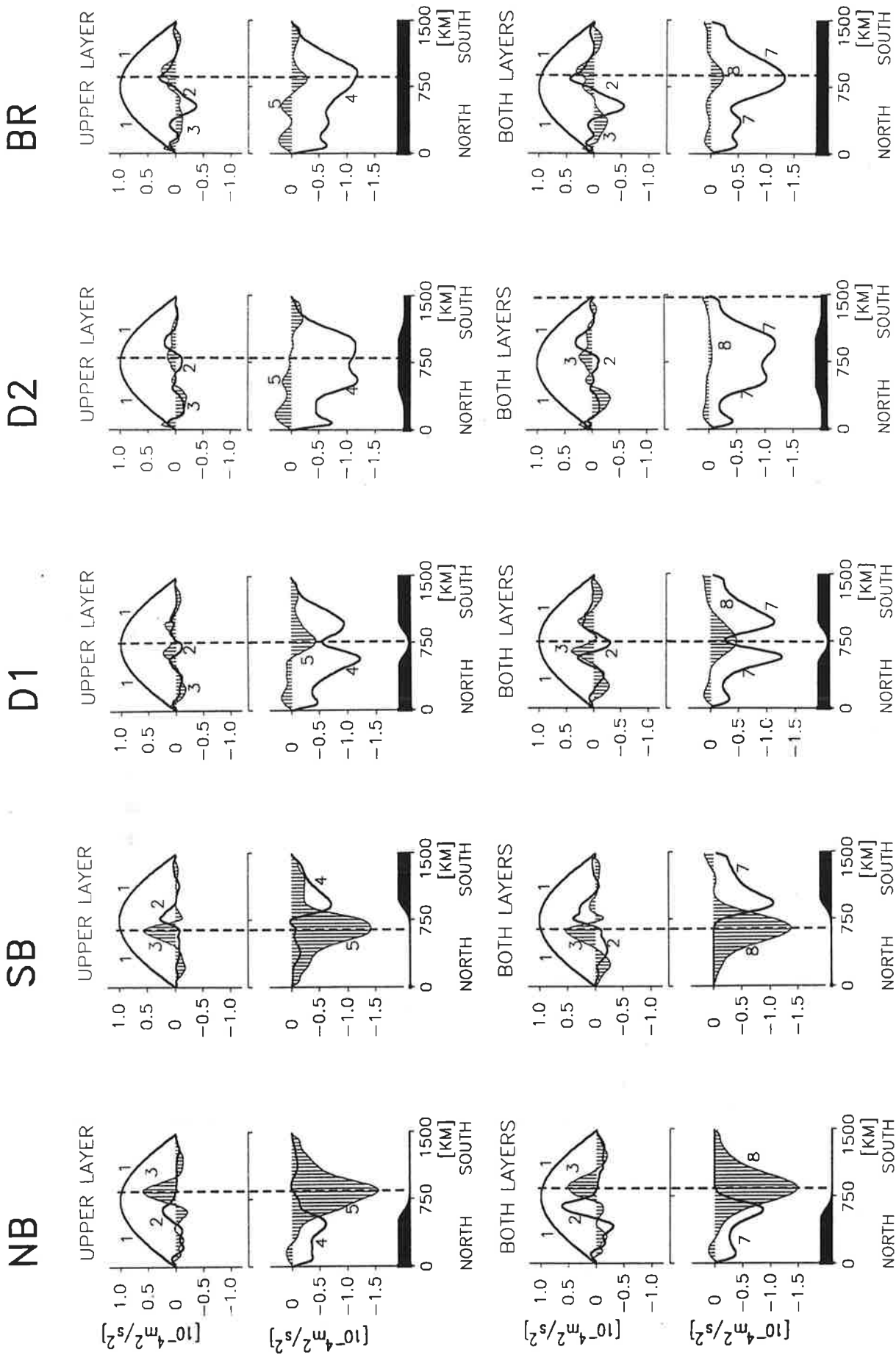


Abbildung 36: Impulsbilanzen der Fälle NB, SB, D1, D2 und BR

5.4 Effekte veränderter Bodenreibung

In diesem Kapitel wird anhand von zwei zusätzlichen Experimenten, LF und HF ("low and high friction"), untersucht wie die Kanalströmung auf einen kleineren oder größeren Parameter der linearen Bodenreibung reagiert. Die Bodentopographie entspricht der des Basisexperimentes SC und die Bodenreibungsparameter ϵ wurden wie folgt gewählt

$$\epsilon(\text{LF}) = \frac{1}{6} \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (76)$$

$$\epsilon(\text{SC}) = 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (77)$$

$$\epsilon(\text{HF}) = 6 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1} \quad (78)$$

Diesen Reibungsparametern entsprechen Abklingzeiten δ (in Tagen) von

$$\delta(\text{LF}) = 695 \text{ d} \quad (79)$$

$$\delta(\text{SC}) = 116 \text{ d} \quad (80)$$

$$\delta(\text{HF}) = 19 \text{ d} \quad (81)$$

5.4.1 Strömungscharakteristika

Die Variation der Stärke des Bodenreibungsparameters mit Faktoren von 1/6 und 6 ausgehend von der Situation des Basisexperimentes SC erzeugt dramatische Unterschiede im Verhalten der Strömung. Der Spin-up der Experimente wird hier wieder an den Zeitserien der flächengemittelten Energien (Abb. 37) und den Schichttransporten (Abb. 38) demonstriert. Zur direkteren Vergleichbarkeit sind in diesem Kapitel den jeweiligen Abbildungen die Ergebnisse des Basisexperimentes beigelegt.

Die Vergrößerung der Bodenreibung (HF) führt zunächst zu einem schnelleren Aufbau der potentiellen Energie in den ersten 6 Jahren der Integration. Damit einher geht eine drastische Reduktion der Niveaus der kinetischen Energien in dieser Phase. Die sehr großen kinetischen Energien des Falles LF sind bedingt durch relativ hochfrequente transiente Störungen des Strömungsfeldes, die sich auch in den Transportzeitserien (Abb. 38) manifestieren. Abgesehen von diesen Schwankungen sind sich die Schichttransporte der Fälle SC und LF verblüffend ähnlich in dieser Phase der Integration (man beachte die verschiedenen Skalierungen der Energieachse in Abb. 37). Die geringsten Transporte weist erwartungsgemäß der Fall HF auf, wobei auffällt, daß durch den Einfluß der Bodentopographie der Transport der unteren Schicht von dem asymptotisch erreichten Niveau (vergl. analytische Lösung in Kap. 3) langsam auf geringere Werte zurückgeht (vor dem Einsetzen des baroklinen Instabilitätsprozesses).

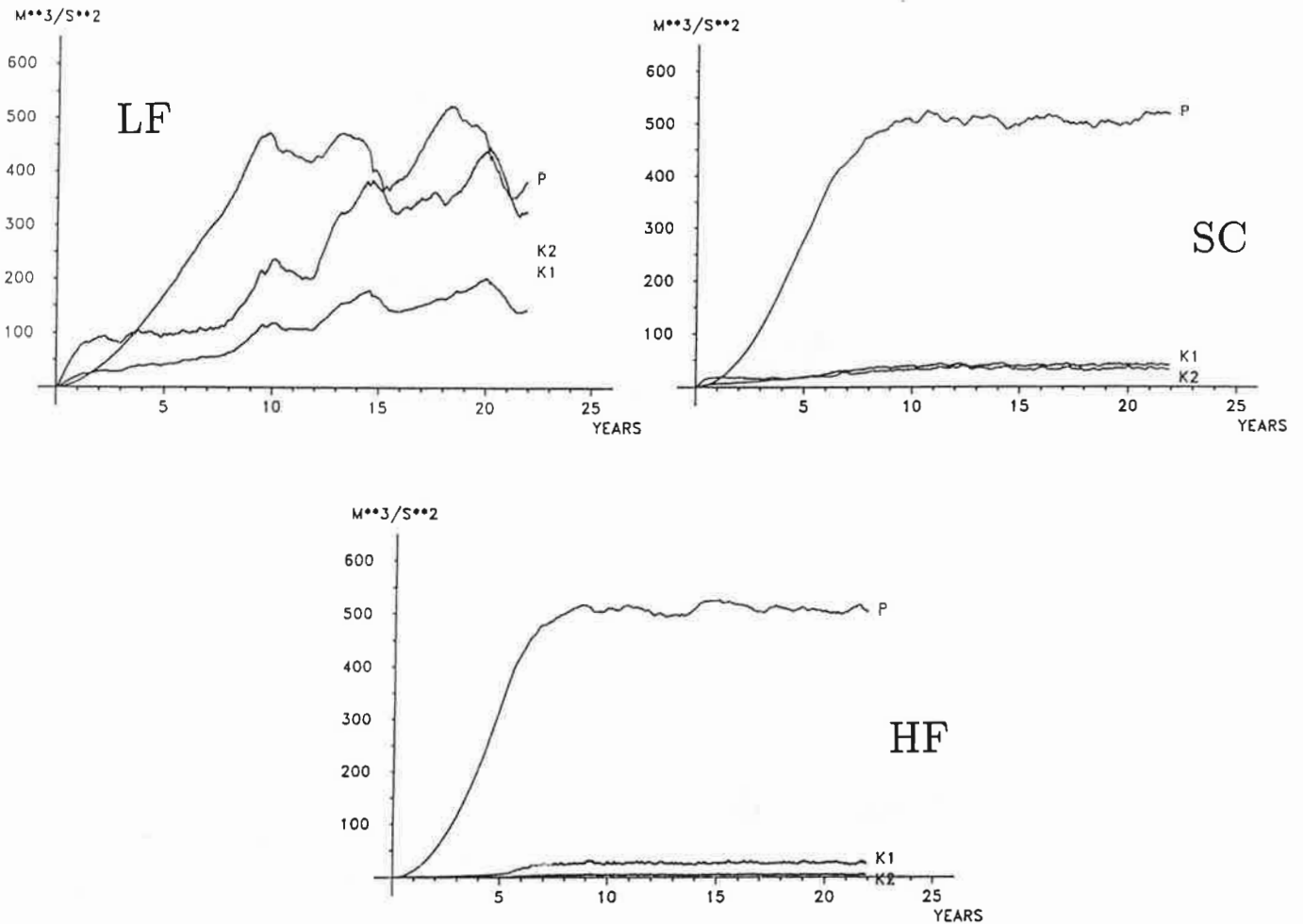


Abbildung 37: Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten potentiellen Energie (P) und der kinetischen Energien der beiden Schichten (K1,K2) für die Fälle LF, SC und HF. Einheiten sind m^3s^{-2} .

Der Übergang in den baroklin instabilen Bereich der zeitlichen Integration bewirkt einen dramatischen Anstieg der Transporte und kinetischen Energien für den Fall sehr geringer Bodenreibung (LF), der selbst nach 33 Jahren Integration nicht in einen quasistationären Zustand führt. Der Gesamttransport des Experimentes LF liegt nach dieser Zeit bei über 2500 Sv mit steigender Tendenz. Das Experiment wurde an dieser Stelle aus mehreren Gründen abgebrochen. Zum einen prognostiziert die Impulsbilanz des Flachbodenexperimentes FB für den Fall LF einen mittleren Transport in der unteren Schicht von ca. 6000 Sv im quasistationären Zustand. Eine grobe Abschätzung des Trends von T_2

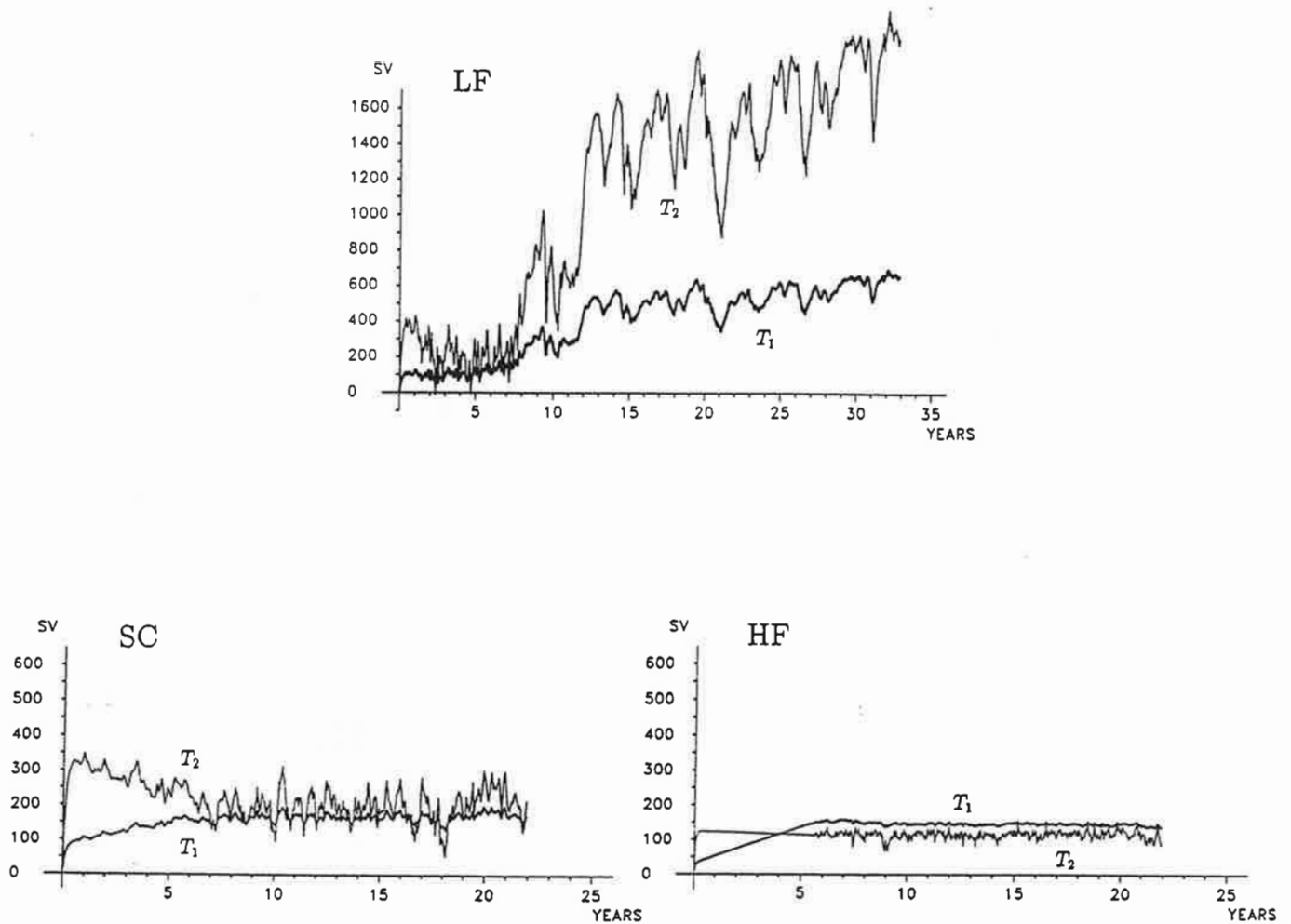


Abbildung 38: Zeitliche Entwicklung der Schichttransporte der Fälle LF, SC und HF in Sv.

für den Fall LF zeigt, daß dieses Niveau erst nach ungefähr der 10-fachen Integrationszeit ($O(300 \text{ Jahre})$) erreicht werden würde. Zum anderen hat diese Simulation bereits den Einfluß zu geringer Bodenreibung veranschaulicht, so daß auf die Auswertung der Energie- und zonalen Impulsbilanzen im quasistationären Zustand verzichtet werden kann.

Die vergrößerte Bodenreibung bewirkt insgesamt eine Reduzierung des Gesamttransportes, wobei insbesondere der Transport in der unteren Schicht verringert wird. Die Frequenz der Fluktuationen wird größer bei gleichzeitig verminderter Amplitude. Im Fall HF ist der Transport der unteren Schicht dann sogar kleiner als der der oberen Schicht.

Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der drei Fälle sind für die obere

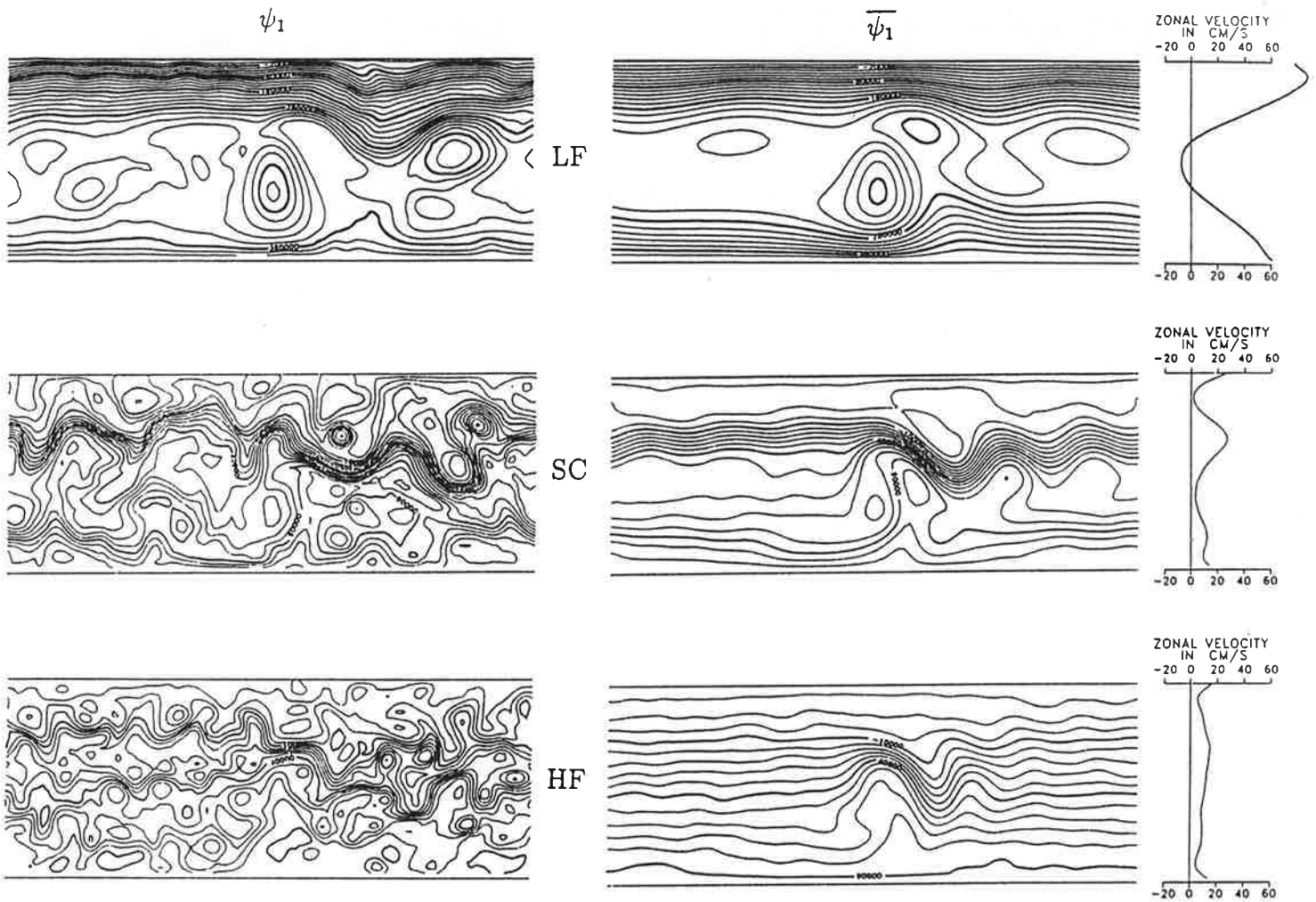


Abbildung 39: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der Fälle LF, SC und HF (obere Schicht) Für LF ist $KI = 2 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ansonsten ist $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Schicht in Abb. 39 und für die untere Schicht in Abb. 40 gezeigt. Die Vergrößerung der Bodenreibung führt dazu, daß die Jetströme nördlich und südlich der Topographieanomalie geringer werden bis hin zu einem mehr oder weniger homogenen Strömungsbild im Fall HF (abgesehen von dem lokalen Einfluß des Hindernisses). Die Wirbelstrukturen in den instantanen Bildern werden mit größerer Bodenreibung kleiner, wobei der Anteil der stehenden Störungen mehr und mehr abnimmt. Das Paar geschlossener Wirbel über dem Rücken im Fall LF ist im Fall SC nur noch andeutungsweise in der oberen Schicht zu erkennen und im Fall HF gänzlich verschwunden. Ein weiterer Effekt verstärkter Bo-

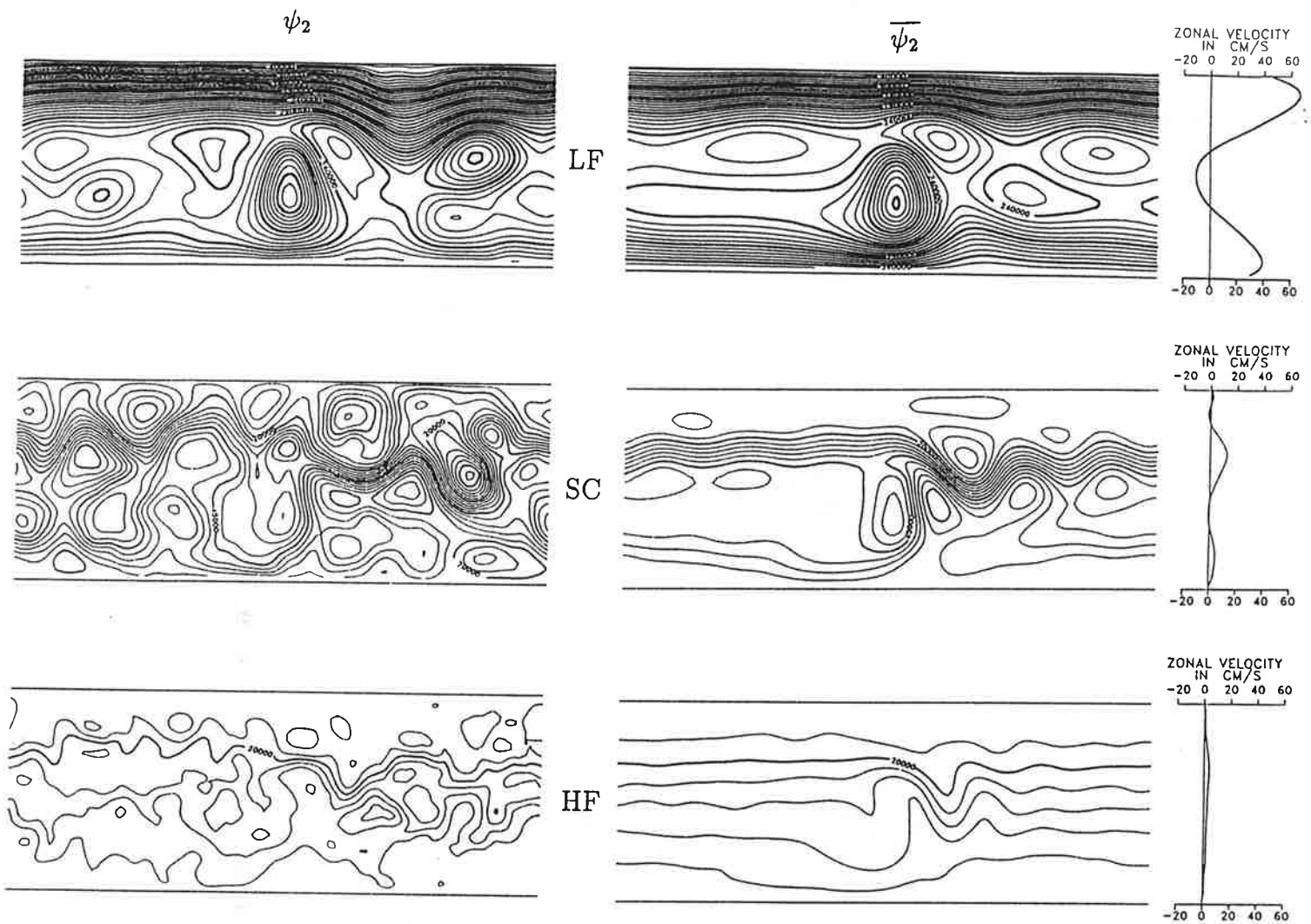


Abbildung 40: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der Fälle LF, SC und HF (untere Schicht) Für LF ist $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ ansonsten ist $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

denreibung liegt in einer größeren Ablenkung des Jets nach Süden direkt stromabwärts des Rückens mit einer deutlich reduzierten Wellenlänge der Leewellen. Für die untere Schicht ergibt sich ein ähnliches Bild (Abb. 40), wobei im Fall SC die instantanen Wirbel insgesamt größer sind als in der oberen Schicht. Im Fall HF sind nur noch sehr schwach ausgeprägte Strukturen geschlossener Stromlinien zu erkennen.

5.4.2 Energie- und zonale Impulsbilanz

Da der Fall LF nicht bis zum quasistationären Gleichgewicht gerechnet wurde, werden hier nur die beiden Experimente SC und HF verglichen. Die Energiebilanz von SC wurde zwar schon ausführlich in Kap. 3 besprochen, ist aber trotzdem hier noch einmal zusammen mit der des Falles HF in Abb. 41 gezeigt. Die effektive Arbeitsleistung des Windschubes an der Strömung der oberen Schicht ist in beiden Fällen nahezu gleich. Der erste Unterschied zeigt sich beim Energietransfer von kinetischer Störungsenergie in mittlere kinetische Energie der oberen Schicht im Fall HF. Während der Fall SC hier eine leichte barotrope Instabilität zeigt, ergibt sich eine "umgekehrte" barotrope Instabilität im Fall HF. Dieses führt dann zu einem verstärkten Energiefluß von kinetischer Energie der mittleren Strömung der oberen Schicht in potentielle Energie der mittleren Strömung. Beide Fälle sind baroklin instabil, wobei der Fall HF hier erhöhte Transferraten aufweist. Die barotrope Instabilität der unteren Schicht im Fall SC ist bei HF nicht vorhanden, die stärkeren Energietransferraten $\{P, P'\}$ und $\{P', K'_2\}$ sorgen aber dafür, daß die Reibungsverluste beider Fälle nahezu gleich sind. Hierbei ist von besonderem Interesse, daß auch im Fall höherer Bodenreibung das Wirbelfeld die weitaus größeren Reibungsverluste im Gegensatz zur mittleren Strömung aufweist. Insgesamt sind die Mittelwerte der kinetischen Störungsenergien in beiden Fällen deutlich größer als die kinetischen Energien der mittleren Strömung. Die potentiellen Energien verhalten sich umgekehrt (siehe auch Kap. 3).

Abb. 42 zeigt die zonalen Impulsbilanzen der Experimente SC und HF. Die Amplituden der Divergenzen der Reynolds'schen Schubspannungen durch das Wirbelfeld sind bei erhöhter Reibung reduziert, zeigen aber für beide Fälle eine sehr ähnliche Struktur. Der markanteste Unterschied wird durch die Änderung der Wirbelcharakteristik hervorgerufen, gemeint ist hier der Wechsel von einem durch stehende Wirbel geprägten Zustand (SC) in einen von transienten Wirbeln dominierten Zustand (HF). Die verstärkte Bodenreibung ändert somit auch die Signaturen der beiden Anteile des "interfacial form stress". Die Quell-/Senkenverteilung der transienten Anteile (in SC) wird zu einer einzigen, dominierenden Senke für den ostwärtigen Impuls der oberen Schicht im Fall HF. Ebenso wechselt die relative Bedeutung des "topographic form stress", der mit der Reduktion des stehenden Wirbelfeldes gleichermaßen zurückgeht, und der Bodenreibung. Im Fall HF ist die Zonalimpulsbilanz der unteren Schicht von der Bodenreibung dominiert und im Fall SC von dem "topographic form stress".

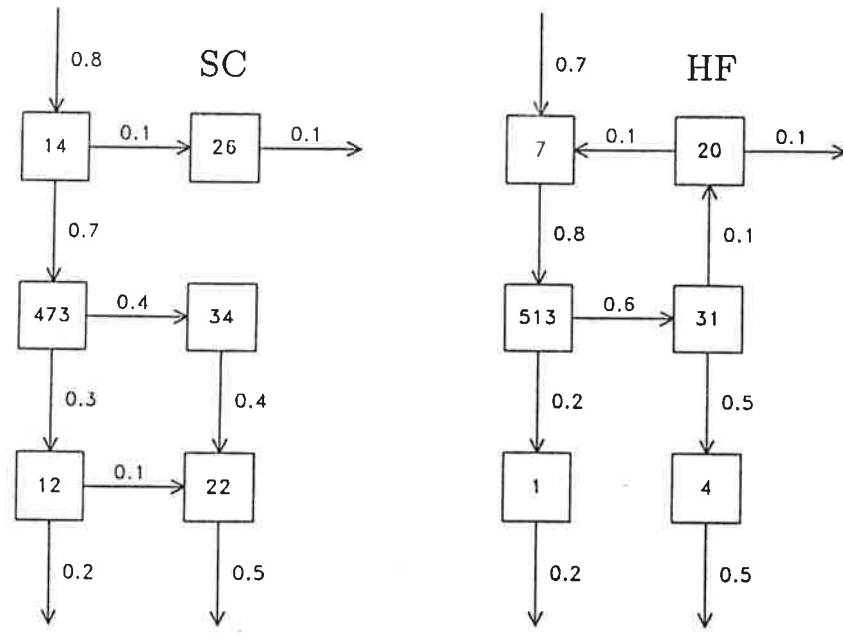


Abbildung 41: Energieflußdiagramme der Fälle SC und HF (siehe Abb. 20 auf S. 44).

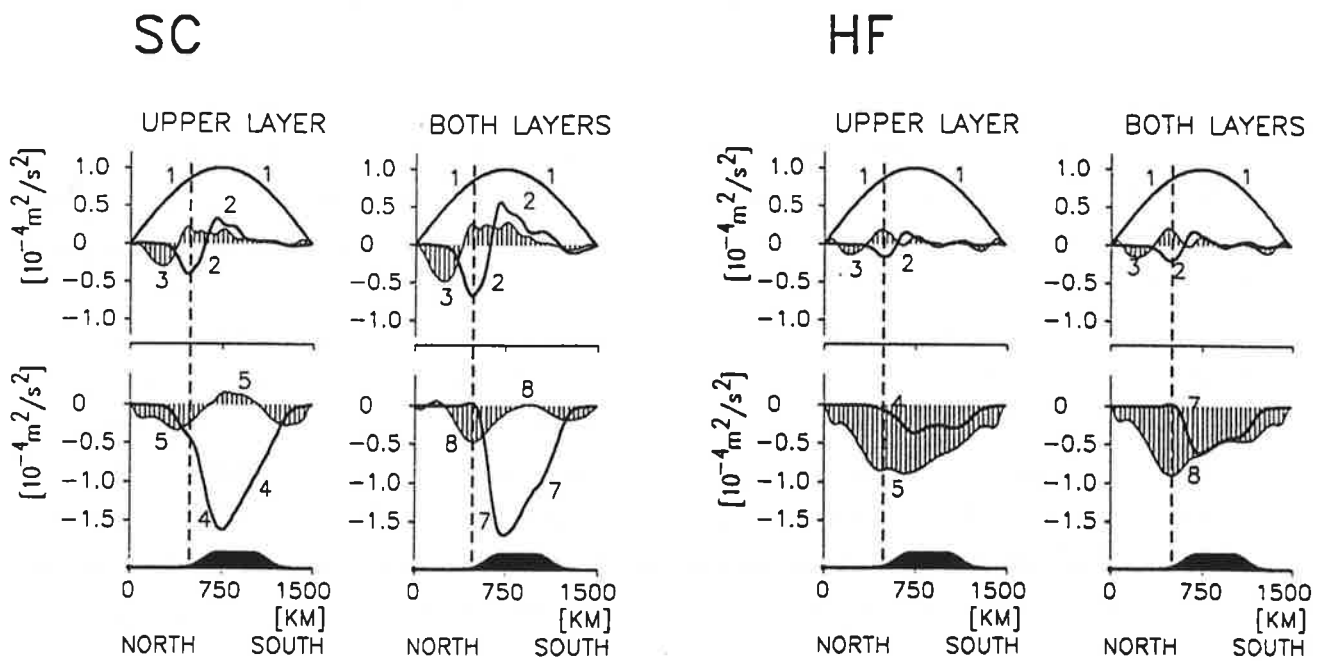


Abbildung 42: Impulsbilanzen der Fälle SC und HF (siehe auch Abb. 18 auf S. 38).

6 Strömung über realistischer Topographie

Die Strömungsregime in dem hier verwendeten Kanalmodell sind dem Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC) in mancherlei Hinsicht ähnlich. Trotzdem gibt es verschiedene Gründe dafür, die Anwendbarkeit der Ergebnisse der vorherigen Kapitel auf die reale Situation des ACC's in Frage zu stellen. Zum einen ist das Modellgebiet in meridionaler und zonaler Richtung sehr viel kleiner als der Südliche Ozean, so daß die Modellergebnisse nur ein vielleicht typisches und in gewisser Hinsicht mittleres Bild vermitteln können. Zum anderen sind die verwendeten Bodentopographien viel zu einfach und glatt, um der Bathymetrie des Südlichen Ozeans nahezu kommen. Die verwendeten isolierten, glatten Rücken ließen der Strömung in vielen Fällen breite, vom Topographieeinfluß freie, Passagen. Nichtsdestotrotz ist die zonale Symmetrie der Strömungen im allgemeinen erheblich gestört und die Untersuchung der zonalen Impulsbilanzen zeigte deutlich den starken Einfluß der Bodentopographien in der dynamischen Balance der verschiedenen Strömungsregime. Ein weiteres Problem stellt die, in gewissen Grenzen, beliebige, vertikale Ausdehnung topographischer Hindernisse dar. Ein unterseeischer Rücken von 1000 m Höhe verletzt sicherlich nicht die quasigeostrophischen Approximationen, aber kommt der Einfluß dieses Rückens einer realen Situation im Zirkumpolarstrom näher?

Einige dieser Punkte werden in diesem Kapitel untersucht. Hier werden die Experimente M1 und M2 vorgestellt, die eine skalierte Form der hochstrukturierten Bathymetrie des "Macquarie-Ridge-Complex" südwestlich von Neuseeland als Bodentopographie berücksichtigen. Die Bathymetriedaten wurden dem Datensatz DBDB5 ("Digital Bathymetric Data Base 5") entnommen, der eine horizontale Auflösung von 1/12 Grad hat und vom "U.S. National Geophysical Center" in Boulder/Colorado vertrieben wird. Skaliert wurde diese Topographie im Fall M1 auf eine maximale Amplitude von 500 m um das mittlere Tiefenniveau von 4000 m und im Fall M2 auf maximal 1500 m. Alle anderen Modellparameter entsprechen denen des Basisexperimentes SC.

6.1 Bathymetrie und Strömungsverhältnisse im Bereich des "Macquarie-Ridge-Complex"

Der "Macquarie-Ridge-Complex" ist ein System vom schmalen, unterseeischen Rücken und Gräben, welches sich über eine Länge von ca. 1000 km zwischen 50° S und 60° S südwestlich von Neuseeland erstreckt. Das Rückensystem ist unterbrochen von drei tiefen Passagen (die bedeutendste liegt bei 56° S) und teilweise begrenzt durch tiefe Gräben. Nach Süden hin geht dieses System in den Mittelozeanischen Rücken über (Südostindischer und Pazifisch-Antarktischer Rücken). Die Bathymetrie ist für das hier

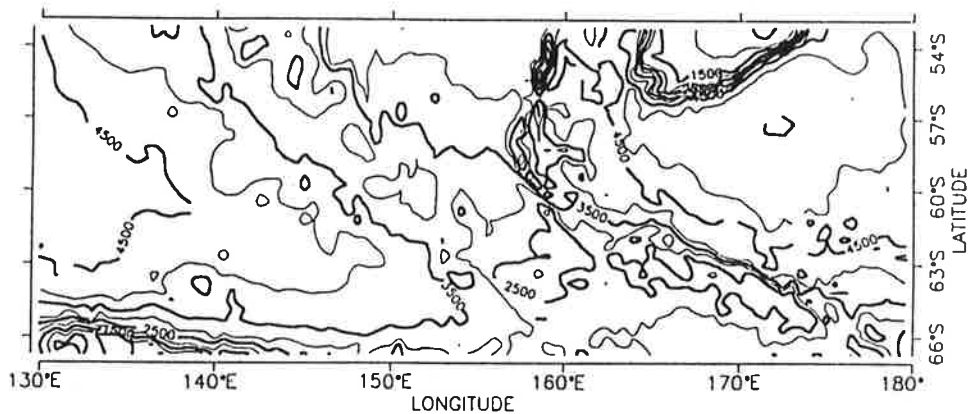


Abbildung 43: Bathymetrie des "Macquarie-Ridge-Complex" für das verwendete Kanalgebiet. KI = 500 m.

verwendete Modellgebiet in Abb. 43 gezeigt. An der Periodizitätsgrenze des Kanals wurde die Topographie über einen Bereich von 10 Gitterpunkten (200 km) linear interpoliert. Aufgrund der Vergleichbarkeit mit den vorangegangenen Experimenten (kartesisches Gitter) wurde auf die Berücksichtigung des Effektes der Meridionaldivergenz verzichtet. Neben dem hervorstechenden Macquarie-Rücken wird die Topographie besonders durch das Campbell-Plateau geprägt, welches sich von der nördlichen Berandung über ca. 1/4 der Kanalbreite nach Süden ausdehnt. Diagonal durch den Kanal in südöstlicher Richtung erstreckt sich der relativ rauhe Mittelozeanische Rücken. Östlich und westlich davon liegen mehr oder weniger glatte Tiefseebecken, das Südwestliche Pazifikbecken und das Australisch-Antarktische Becken. Der im wesentlichen zonal homogene Anstieg der Topographie im südlichen Teil des Kanals ist der Sockel des Antarktischen Kontinents.

Diese Region des Südlichen Ozeans wurde für diese Experimente aus zwei Gründen ausgewählt.

Der erste Grund liegt in der starken topographischen Führung des ACC's durch das mittelozeanische Rückensystem, klar erkennbar in Bildern der dynamischen Topographie (Abb. 44) (Gordon et al. 1978, Lutjeharms 1982, Reid 1986). Dieses Rückensystem verlagert sich zwischen 140° O und 160° O um mehr als 1000 km nach Süden. Der Hauptstrom des ACC's folgt diesem Rücken aber nur teilweise im Bereich des "Macquarie-Ridge-Complex" (siehe Gordon 1972, Patterson 1985). Die Anströmung wird aufgespalten; ein nördlicher Zweig des ACC's überquert die Passagen des "Macquarie-Ridge-Complex", wird dort verstärkt und folgt schließlich der Topographie des Campbell-Plateaus nach Nordosten. Der südliche Zweig des ACC's folgt dem mittelozeanischen Rücken entlang der

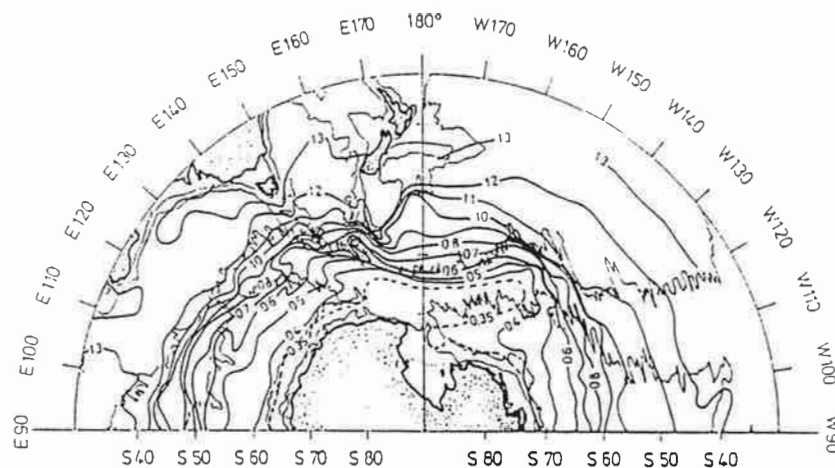


Abbildung 44: Dynamische Topographie 0/1000 dbar im Bereich des "Macquarie-Ridge-Complex" (nach Gordon et al. 1978). KI = 0.1 m. Die 4000 m Tiefenlinie ist durch die dünneren Linien gekennzeichnet.

südlichen Spitze des Macquarie-Rückens und fließt nördlich des Pazifisch-Antarktischen-Rückens. Ein Teil dieser Strömung wird durch Wassermassen aus dem Bereich der südindischen Tiefseebene ergänzt.

Der zweite und für die hier untersuchten Fragestellungen interessantere Grund, dieses Gebiet im Modell zu simulieren, liegt in der starken mesoskaligen Aktivität dieser Region. Bilder der Variabilität der Meeresoberflächenauslenkung (siehe Abb. 5 auf S. 7) oder der Verteilung der kinetischen Energie der Strömungen, gewonnen aus Altimeterdaten der Satelliten SEASAT und GEOSAT (Cheney et al. 1983, Patterson 1985, Daniault und Menard 1985, Koblinsky 1988), zeigen eine Reihe von Maxima entlang der Hauptachse des ACC's. Diese Maxima sind entweder verknüpft mit westlichen Randstrombereichen (z. B. der Falklandstrom) oder erscheinen über ausgeprägten submarinen Topographieanomalien. Das Maximum in der Gegend des "Macquarie-Ridge-Complex" gehört zur letzteren Klasse und ist das stärkste seiner Art. Gordon hat schon 1972, auf der Basis hydrographischer Daten der ELTANNIN-Expedition, vermutet, daß das Auftreffen des ACC's auf den Macquarie-Rücken zur Erzeugung und Abspaltung von mesoskaligen Wirbeln führt ("eddy-shedding"). Dieser Prozeß wurde von Boyer und Guala (1972) in Labormessungen und mit Hilfe eines theoretischen Modells, basierend auf der barotropen Vorticitybilanz, untersucht. Überzeugende Beweise für das Auftreten von Eddies hinter dem Rücken wurden später durch die Satellitendaten von SEASAT (Colton und Chase

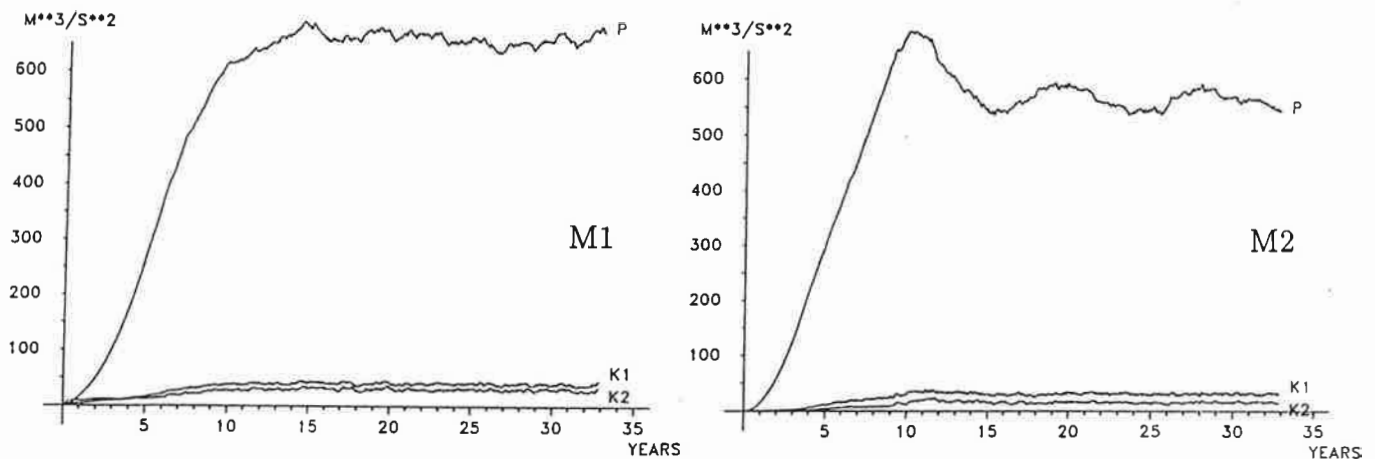


Abbildung 45: Zeitserien der Energien der Fälle M1 und M2

1983) und GEOSAT (Chelton et al. 1989) erbracht.

6.2 Spin-up und Strömungscharakteristika

Das quasigeostrophische Zwei-Schichten-Modell ist natürlich eine viel zu grobe Approximation der realen Verhältnisse, um alle oben beschriebenen Details des Strömungsgeschehens zu simulieren. Die wesentlichen Unterschiede entstehen aber durch die künstliche Periodizitätsbedingung und die feste Wand im Norden, welche insgesamt zur Folge haben, daß eine realistische Anströmung in der Westseite des Kanals verhindert wird.

Der Spin-up der Strömung über komplexer, realistischer Topographie, zu sehen in den Zeitserien der Energien (Abb. 45) und der Transporte (Abb. 46), ist dem anfänglichen Strömungsaufbau der Experimente mit einfacher Topographie (z. B. D1, D2 und BR) sehr ähnlich. Die größeren Topographieamplituden im Fall M2 bewirken im Transport der unteren Schicht eine stark verkürzte barotrope Aufbauphase ($O(\text{Wochen})$) auf einem stark reduzierten Transportniveau. Beiden Fällen M1 und M2 ist gemeinsam, daß die mittleren Transporte der unteren Schicht im quasistationären Gleichgewichtszustand kleiner sind als in der ersten Aufbauphase (oder sogar wie im Fall M2 eine mittlere Westströmung aufweisen). Ein bemerkenswerter Unterschied in diesem Zustand zeigt sich in der zeitlichen Entwicklung der potentiellen Energie. Zum einen liegen die mittleren potentiellen Energien von M1 und M2 auf einem höheren Niveau als die der Fälle D1, D2 und BR und zum anderen ist die potentielle Energie im Fall M2 von einer starken Oszillation mit rela-

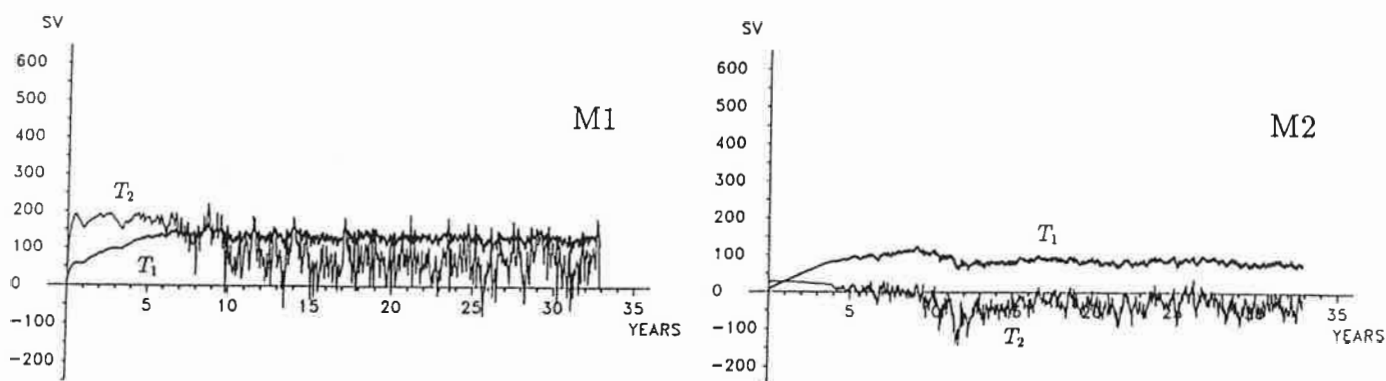


Abbildung 46: Zeitserien der Transporte der Fälle M1 und M2 in Sv.

tiv großer Amplitude bei einer Periode von mehreren Jahren geprägt. Aus diesem Grund sind beide Experimente über die längere Zeitspanne von 33 Jahren integriert worden. Beide Experimente zeigen relativ hochfrequente Schwankungen in den Transportzeitserien, deren Amplitude mit Vergrößerung der Topographieamplitude zurückgeht.

In den Abbildungen 47 und 48 sind instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen jeweils für die obere und untere Schicht am Ende der Integration gezeigt. Die Simulationen zeigen teilweise gute Übereinstimmung aber auch teilweise deutliche Unterschiede zu den oben beschriebenen Beobachtungen. In beiden Experimenten wird die Zirkulation der oberen Schicht in einen Jetstrom konzentriert, der entlang der Nordflanke des mittelozeanischen Rückens verläuft. Aufgrund der Periodizitätsbedingung muß dieser den Kanal nach Südosten verlassende Jet an der Westseite des Modellgebietes wieder in den Kanal eintreten. Dadurch liegt der Modelljet im Gegensatz zu den Beobachtungen zu weit im Süden und wird im Fall M2 von dem Kontinentalabhang des antarktischen Kontinents geführt. Das Auftreffen auf den mittelozeanischen Rücken bewirkt eine Aufspaltung des Jets in einen stärkeren nach Nordosten setzenden Strom (in Übereinstimmung mit der Erhaltung potentieller Vorticity) und einen südlichen, mehr zonalen Zweig. Die Ablenkung des nördlichen Hauptstromes ist ausgeprägter im Fall M2, der hier eine nahezu meridionale Strömung über einen Bereich von ca. 1000 km aufweist. Der südliche Jet kommt erst weiter östlich in Kontakt mit dem mittelozeanischen Rückensystem. Dort wird er dann ebenfalls aufgrund der Erhaltung der potentiellen Vorticity gezwungen, nach Norden auszuweichen, wo er sich teilweise wieder mit dem Hauptstrom vereinigt. Diese allgemeine Strömungsstruktur, durch die unterschiedlichen Topographieamplituden mehr oder weniger ausgeprägt, zeigt insgesamt eine relativ gute Übereinstimmung mit den dynamischen Topographien von Gordon et al. (1978, siehe Abb. 44) und Reid (1986).

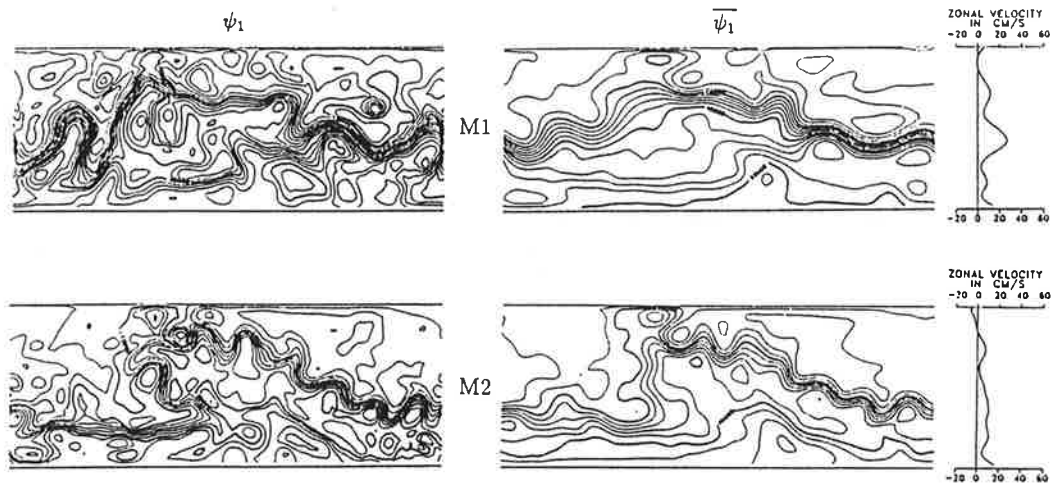


Abbildung 47: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der Fälle M1 und M2 für die obere Schicht. $KI = 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

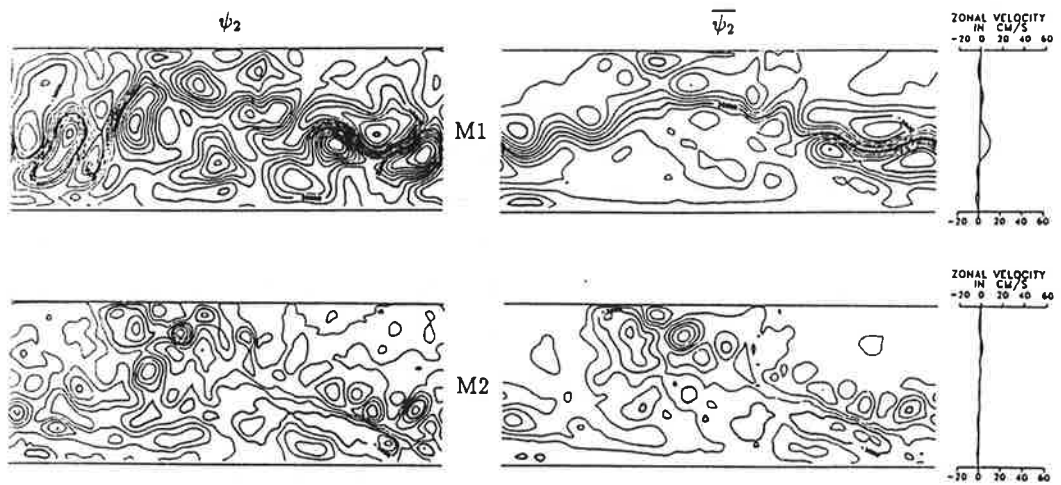


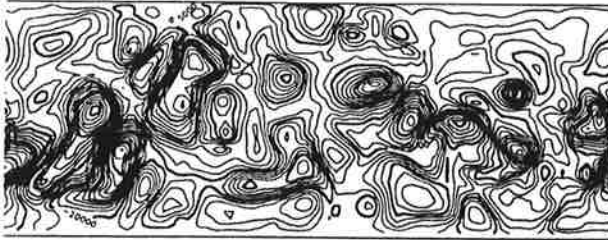
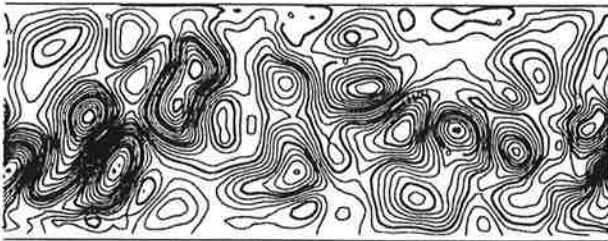
Abbildung 48: Instantane und zeitlich gemittelte Stromfunktionen der Fälle M1 und M2 für die untere Schicht. $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

Der Hauptunterschied zwischen Modell und Beobachtung ist das Fehlen der ausgeprägten westlichen Randströmung an der Ostflanke des Campbell-Plateaus in der Simulation. Dafür verantwortlich sind insbesondere die künstliche nördliche Wand und die relative Nähe zur Periodizitätsgrenze. Zweifelsohne würde ein in meridionaler und zonaler Richtung ausgedehnteres Modellgebiet diese Randströmung erlauben.

Die mittlere Strömung in M1 ist stark barotrop, d. h. die Stromlinien der unteren Schicht sind im wesentlichen ein Abbild der Stromlinien der oberen Schicht. Im Experiment M2 zerfällt die mittlere Strömung in der unteren Schicht in mehrere kleine Wirbel bei fast verschwindenden zonal gemittelten Geschwindigkeiten (im Mittel 0.5 cm/s nach Westen). Die beiden Experimente zeigen auch untereinander interessante Unterschiede, insbesondere im Bereich des Macquarie-Rückens. In dem Fall geringer Topographieamplitude (M1) liegt der relativ breite nördliche Hauptstrom über dem Rücken südlich von 58° S. In der mittleren Tiefenzirkulation ist dieser Jet flankiert von großen geschlossenen Zellen, wobei die markanteste Zelle über dem Westpazifischen Becken liegt. Im Fall M2 ist der Jet in der oberen Schicht etwas konzentrierter und fließt genau durch den Sattel bei 56° S. Der südliche Teil des Rückens ist in diesem Fall hoch genug um einen Blockierungseffekt auf die Strömung auszuüben. Die Mäander des Jets sind in diesem Fall ausgeprägter als im Fall M1 bei einer merklich verkürzten Wellenlänge. Die großen Zellstrukturen über dem Westpazifischen Becken sind verschwunden, bzw. in mehrere kleinere stehende Wirbel zerfallen.

Die Frage nach der Erzeugung von mesoskaliger Variabilität ("eddy-shedding") durch den "Macquarie-Ridge-Complex" läßt sich anhand der beiden Experimente relativ eindeutig beantworten. Abb. 49 und 50 zeigen instantane Eddystromfunktionen und das stehende Wirbelfeld beider Fälle. Im Fall M1 ist zwar das gesamte Modellgebiet angefüllt mit starken, transienten, barotropen Eddies, dennoch erkennt man klar eine Kette von Wirbeln, die ausgehend von dem Rückensystem entlang der Achse des Jets nach Südosten reicht. Auch das stehende Eddyfeld zeigt eine Reihe geschlossener Zellen in diesem Bereich. Insbesondere im Fall M2 ist in den transienten Störungen des mittleren Feldes der oberen Schicht diese Kette von Wirbeln deutlich zu sehen. In der unteren Schicht ist diese Variabilität deutlich geringer, d. h. das Rückensystem erzeugt hier Eddies mit einer stärkeren baroklinen Komponente, die in der Oberflächenschicht konzentriert ist. Die Wirbelstrukturen sind im Fall M2 kleiner als in M1; das bedeutet, daß die komplexere Struktur der Topographie mesoskalige Variabilität auf kleineren Horizontalskalen erzeugt.

M1

 ψ'_1  ψ'_2 

M2

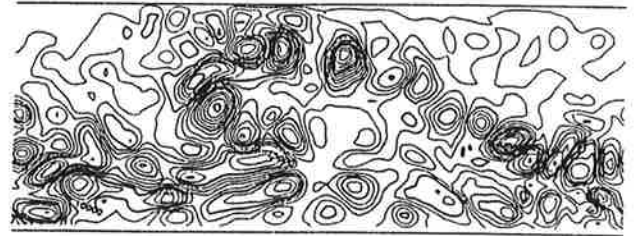
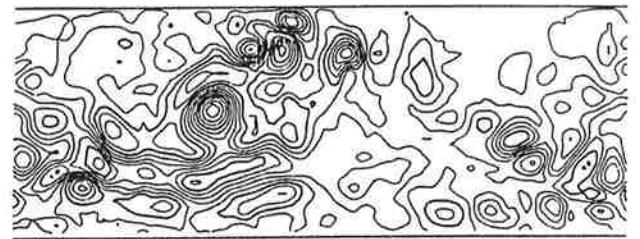
 ψ'_1  ψ'_2 

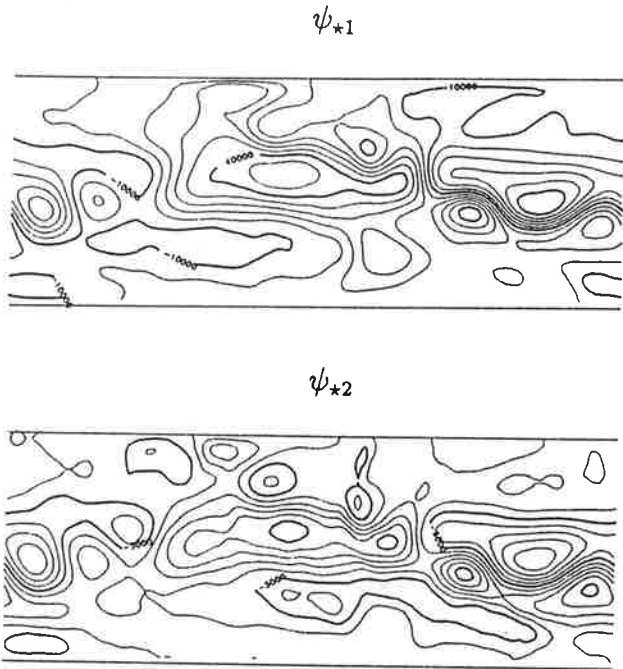
Abbildung 49: Transiente Eddystromfunktionen der Fälle M1 und M2. $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ für die obere Schicht und $KI = 2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ für die untere Schicht.

6.3 Energie- und zonale Impulsbilanz

In den Energiebilanzen (Abb. 51) der Fälle M1 und M2 zeigt sich ein deutlicher Unterschied in den Instabilitätsmechanismen, d. h. dem Transfer von mittleren Energien in Störungsenergien. Der Fall M1 ist von dem baroklinen Instabilitätsprozeß dominiert. Die Arbeitsleistung des Windschubes an der Strömung der oberen Schicht, aufgrund der eher zonalen Strömung größer als in M2, wird ohne Verluste von mittlerer kinetischer Energie in potentielle Energie der mittleren Strömung transferiert $\{\tau, K_1\} \approx \{K_1, P\}$. Von dort geht etwa die Hälfte in kinetische Energie der mittleren Tiefenströmung und wird letztlich durch die Bodenreibung vernichtet. Die andere Hälfte wird von der potentiellen Energie der mittleren Strömung in potentielle Störungsenergie transferiert. Ein Drittel dieses Energieflusses wird an die kinetische Störungsenergie der oberen Schicht abgegeben und letztlich durch laterale Reibung verbraucht. Die anderen zwei Drittel fließen in die kinetische Energie der Störungen der unteren Schicht und werden dort an die Bodenreibung abgegeben, so daß die Bodenreibungsverluste durch die mittlere Strömung und das Wirbelfeld ungefähr gleichgroß sind.

Im Fall der größeren Topographieamplituden (M2) wird in der oberen Schicht ca. ein

M1



M2

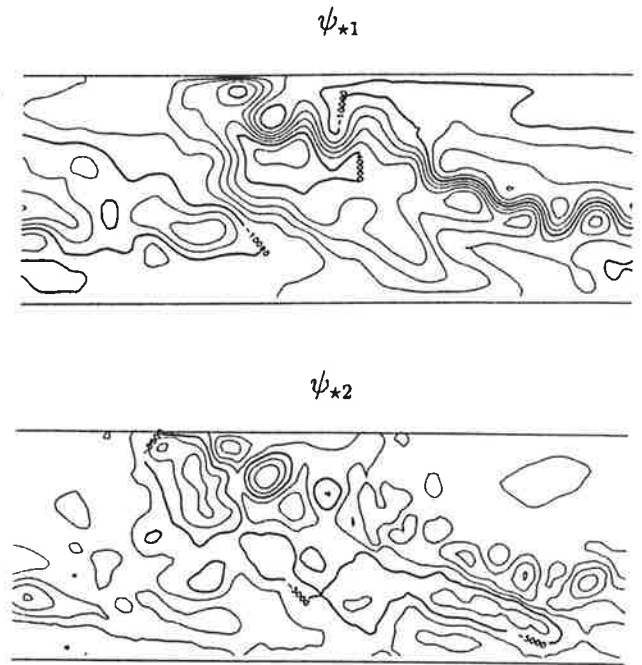


Abbildung 50: Stehende Eddystromfunktionen der Fälle Fälle M1 und M2.
 $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ für die obere Schicht und $KI = 2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ für die untere Schicht.

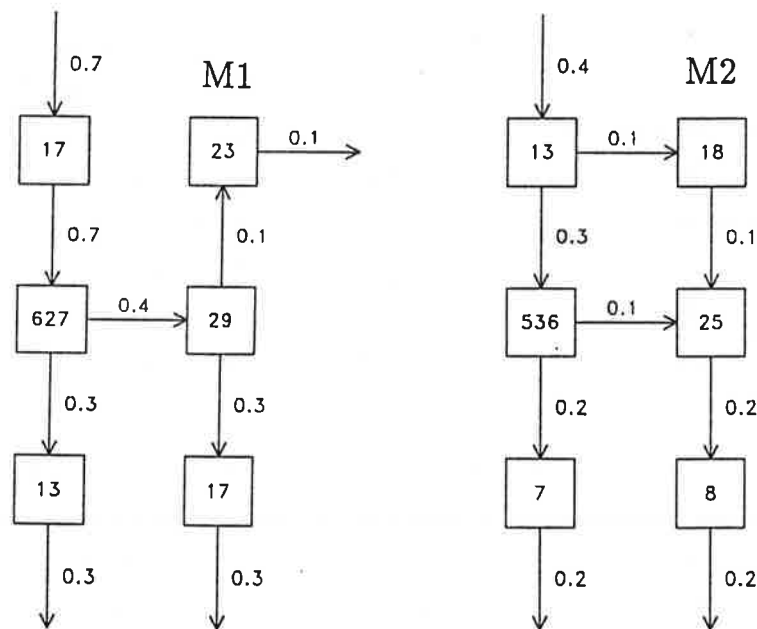


Abbildung 51: Energieflußdiagramme der Fälle M1 und M2 (siehe Abb. 20 auf S. 44).

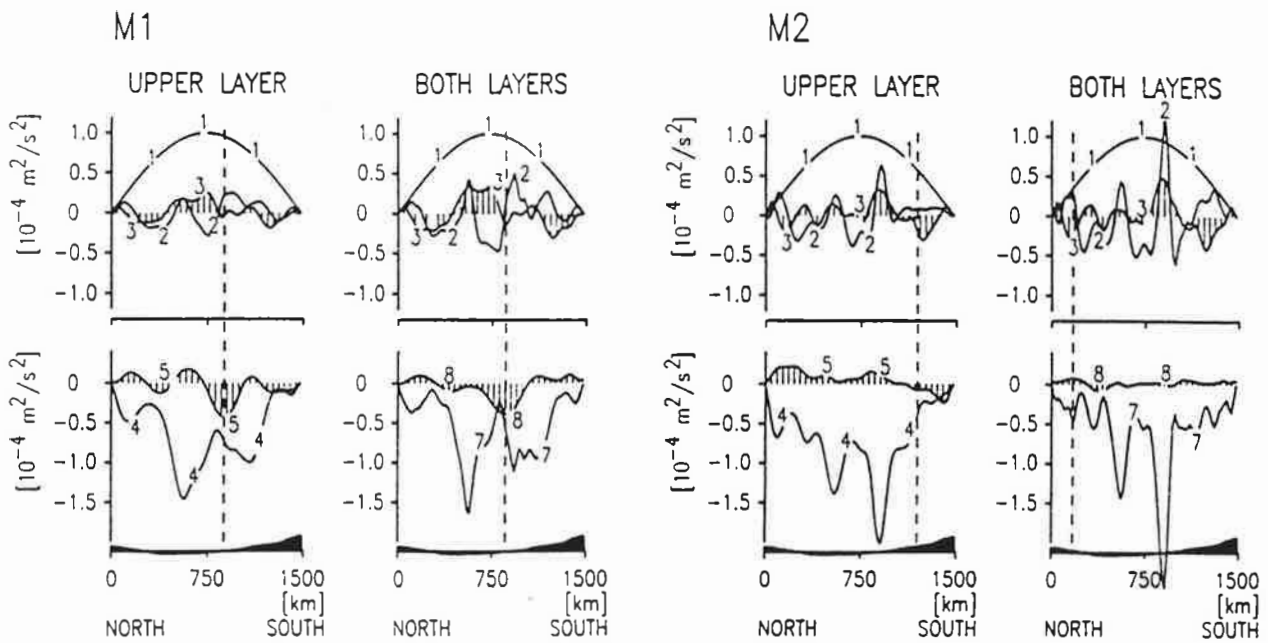


Abbildung 52: Zonale Impulsbilanzen der Fälle M1 und M2.

Drittel der effektiven Arbeit des Windschubes durch eine leichte barotrope Instabilität an die kinetische Energie des Eddyfeldes abgegeben. Der Rest fließt in die potentielle Energie des mittleren Feldes. Zwei Drittel dieser Energietransferrate gehen direkt in die kinetische Energie der mittleren Tiefenströmung. Interessant ist in diesem Falle, daß die barokline Instabilität Energieflüsse bedingt, die von der gleichen Größenordnung sind wie die der barotropen Instabilität der oberen Schicht. Eine weitere bemerkenswerte Tatsache ist die Umkehr der Richtung des Energietransfers von potentieller Störungsenergie in kinetische Eddyenergie der oberen Schicht. Einzig im Fall BR (siehe Kap. 3), der bezogen auf die Transferraten der Energien mit M2 nahezu identisch ist, wurde diese Umkehr ebenfalls beobachtet. Die Reibungsverluste durch das mittlere und durch das Wirbelfeld sind im Fall M2, wie auch in M1, nahezu gleichgroß.

Die zonalen Impulsbilanzen der Macquarie-Rücken-Experimente sind in Abb. 52 gezeigt. Obgleich die prinzipiellen dynamischen Beziehungen den Experimenten mit einfacher, glatter Bodentopographie (Kap. 5) sehr ähnlich sind, fällt doch der höhere Grad an meridionaler Struktur, insbesondere im Fall M2, in den Kurven der einzelnen Terme der Impulsbilanz auf. Alle internen Komponenten zeigen eine verstärkte Variation auf einer Skala von ca. 100–150 km. Dieses Ergebnis stimmt mit numerischen Simulationen mittels eines quasigeostrophischen Mehrschichtenkanals über zufälliger, rauher Topographie

qualitativ überein (Treguier und McWilliams 1990). Im Gegensatz zu den Experimenten von Treguier und McWilliams, die eine hohe Antikorrelation nur zwischen dem totalen Effekt der Reynolds'schen Schubspannungen (transiente und stehende Anteile) und dem "topographic form stress" in der untersten Schicht ergaben, zeigen die Experimente M1 und M2 kleinskalige Korrelation in allen internen Komponenten, die mit dem stehenden Wirbelfeld verknüpft sind. Die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen der stehenden Wirbel (RS) ist in der oberen Schicht antikorreliert zum "interfacial form stress" der stehenden Eddies und in der unteren Schicht zum "topographic form stress". Weiterhin sind diese Korrelationen stärker ausgeprägt im Fall größerer Topographieamplituden (M2), der durch einen nahezu reibungsfreien Zustand in der unteren Schicht gekennzeichnet ist. Der Anteil der Bodenreibung in der zonalen Impulsbilanz beträgt hier nur 4 % (siehe Tabelle 2).

Treguier und McWilliams beobachteten in ihren Experimenten, daß in der tiefsten Schicht ihres Kanals eine hohe Antikorrelation zwischen relativer Vorticity $\nabla^2\psi_*$ des stehenden Wirbelfeldes und der verwendeten kleinskaligen Topographie besteht. Da die transienten Anteile der Reynolds'schen Schubspannungen gegenüber den stehenden Anteilen in dieser Schicht nur einen verschwindenden Einfluß haben, schlossen die Autoren, daß die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen des stehenden Störungfeldes (RS) den negativen "topographic form stress" (T) balancieren. Weiter argumentieren sie unter der Annahme einer funktionalen Beziehung zwischen potentieller Vorticity q und Stromfunktion ψ

$$H\nabla^2\bar{\psi} + f_0B + H\beta y = G(\bar{\psi}) \quad (82)$$

wie sie für eine barotrope Strömung ohne Antrieb und Reibung gilt, daß für eine lineare Funktion G und für kleine Skalen gilt

$$\nabla^2\psi_* \approx -\frac{f_0}{H}B \quad (83)$$

Daraus ergibt sich dann sofort die Behauptung $RS = -T$. Die Gültigkeit dieser Beziehung ist natürlich auf kleine Skalen beschränkt.

Das Experiment M2 hingegen deutet an, daß die Korrelationsstruktur in direkter Beziehung zu dem nahezu reibungsfreien Zustand der Strömung steht. In Abb. 53 sind "scatterplots" von potentieller Vorticity und Stromfunktion für beide Schichten von M2 gezeigt, aufgespalten in mittlere, stehende und transiente Anteile. Zwischen q und ψ besteht in der oberen Schicht eine hohe Korrelation, obwohl diese Schicht direkt durch den Windschub angetrieben ist. Die Bilder zeigen eine nahezu lineare Beziehung in den mittleren und stehenden Anteilen der Felder, während die transienten Anteile ein etwas diffuseres Bild vermitteln. Das bedeutet, daß die Reibungseffekte (Windschub und horizontale Diffusion) und der Wirbeltransport von potentieller Vorticity sehr klein sind

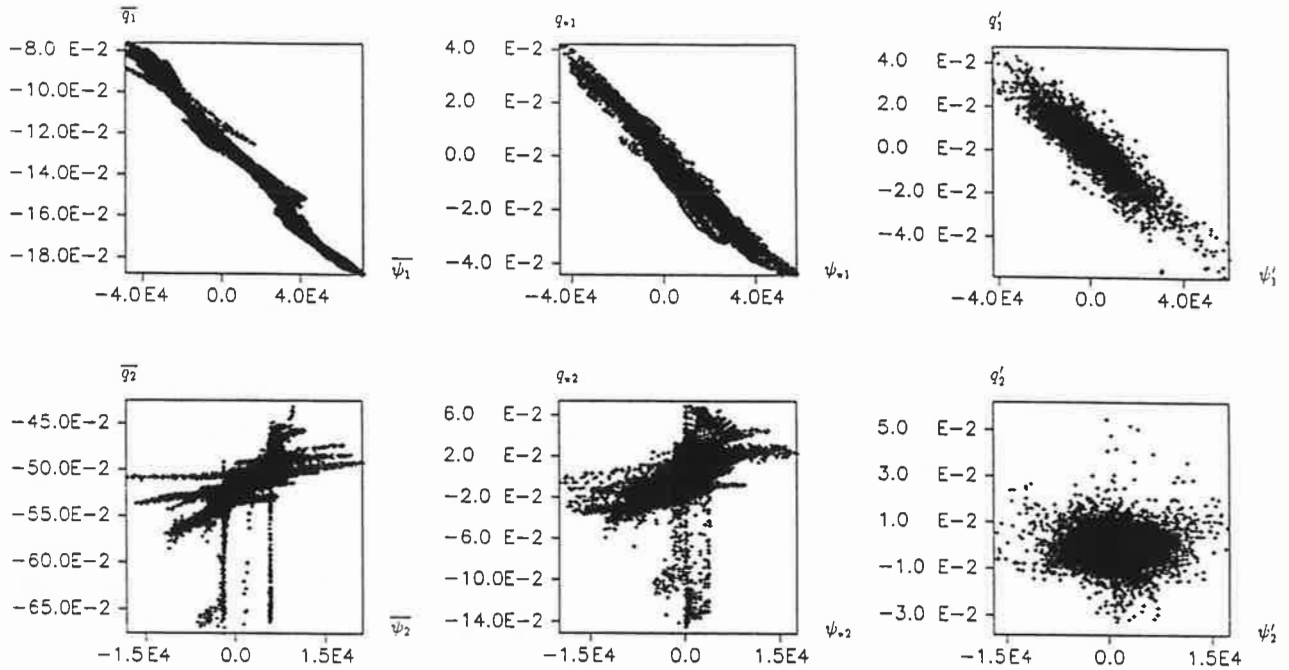


Abbildung 53: "Scatterplots" der potentiellen Vorticities q (Ordinaten) in $\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ und der Stromfunktionen ψ (Abszissen) in m^2s^{-1} für den Fall M2 für mittlere, stehende und transiente Anteile von links nach rechts. Schicht 1 obere Reihe und Schicht 2 untere Reihe.

gegenüber den Anteilen der mittleren Advektion in der Balance

$$J(\overline{\psi}_1, \overline{q}_1) = \frac{1}{H} \text{rot } \tau - \overline{J(\psi'_1, q'_1)} - A_4 \nabla^6 \overline{\psi}_1 \approx 0 \quad (84)$$

Multiplikation von $\overline{q}_1 = g(\overline{\psi}_1)$ mit $\overline{v}_1 = \partial \overline{\psi}_1 / \partial x$ und zonale Integration liefert

$$RS_1 = -IS \quad (85)$$

Dies erklärt die beobachtete Antikorrelation dieser Größen.

In der unteren Schicht zeigt sich ein komplexeres Bild. Der Zusammenhang zwischen den transienten Anteilen der potentiellen Vorticity und der Stromfunktion erscheint diffuser als in der oberen Schicht, während die mittleren Felder eine Überlagerung von verschiedenen, mehr oder weniger, linearen Korrelationsmustern zeigen. Die vertikalen Linien entstehen durch die konstanten Werte der Stromfunktion und den variablen Anteil der Bodentopographie an der potentiellen Vorticity ($f_0 B$) an den lateralen Kanalwänden. Die verschiedenen linearen Relationen sind hier verknüpft mit den geschlossenen Zirku-

lationszellen in dieser Schicht (siehe Abb. 48). Ein funktionaler Zusammenhang

$$\bar{q}_2 = G_n(\bar{\psi}_2) \quad (86)$$

für jede Zelle n würde implizieren, daß die Impulsbilanz nahezu geschlossen ist für den stehenden Anteil des Wirbelfeldes. Multiplikation von (86) mit $\bar{v}_2 = \partial\bar{\psi}_2/\partial x$ und Integration über jede einzelne Zelle liefert

$$IS + RS_2 - T = 0 \quad (87)$$

Offensichtlich muß eine kleinskalige Struktur in irgendeinem der Terme von (85) und (87) die anderen Terme in der Balance dazu veranlassen, diese Struktur zu reflektieren. Im zonalen Mittel ergibt sich aus (86) für Skalen größer als $(g'H_2/f_0)^{1/2}$ und $(|\partial G/\partial\psi_2|)^{1/2}$ die im Fall M2 beobachtete Balance zwischen den beiden "form stresses" $IS=T$.

7 Parametrisierung quasigeostrophischer Wirbel

Satellitendaten haben gezeigt, daß insbesondere der Südliche Ozean ein Gebiet hoher mesoskaliger Aktivität ist. Die Transporte von Impuls, Wärme und Frischwasser, die mit diesen geostrophischen Wirbeln verknüpft sind, beeinflussen mit hoher Wahrscheinlichkeit die Struktur der großräumigen Zirkulation in diesem Gebiet. Messungen des meridionalen Wärmetransportes über den ACC hinweg deuten an, daß das Wirbelfeld den für einen stationären Zustand benötigten polwärtigen Wärmetransport von ca. 0.45 pW (1 pW = 10^{15} Watt) vollständig bewerkstelligen kann. Unter den quasigeostrophischen Voraussetzungen ist ein meridionaler Wärmefluß dynamisch gleichbedeutend einem vertikalen Transport von horizontalem Impuls. Dieser vertikale Impulstransfer ist, wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, eine wesentliche Voraussetzung für die dynamische Balance des ACC's nach dem Konzept von Munk und Palmén (1951).

Die ozeanische mesoskalige Aktivität ist dynamisch analog zu der synoptischen Wetteraktivität in der Atmosphäre. Beide Bewegungen sind quasihorizontal und quasigeostrophisch und laufen auf der Skala der jeweiligen Rossby-Radien ab. Die Modellierung der ozeanischen Komponente des Klimasystems steht aber vor einem größeren Auflösungsproblem. Das Verhältnis der Skala des Gesamtmodellgebietes zum Rossby-Radius ist z. B. im Südlichen Ozean $L/R_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ km}/20 \text{ km} = 1000$ und in der Atmosphäre $L/R_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ km}/10^3 \text{ km} = 20$. Das heißt die wirbelauflösende Berechnung des Südlichen Ozeans, welcher ca. 1000 Wirbeldurchmesser in zonaler Richtung umfaßt, ist wesentlich aufwendiger als die synoptische Modellierung der Atmosphäre, die nur wenige 10 Wirbeldurchmesser in dieser Region beinhaltet.

Das in den neunziger Jahren dieses Jahrhunderts zur Verfügung stehende Potential an Computerressourcen wird aller Voraussicht nach nicht ausreichen, um die mesoskaligen Prozesse in einem globalen, mit einem Atmosphären- und Eismodell gekoppelten Ozeanmodell vollständig zu berücksichtigen und gleichzeitig die benötigten langzeitlichen Integrationen über tausende von Jahren durchzuführen. Dazu kommen die augenblicklichen Beschränkungen in der Qualität und Dichte der zur Verfügung stehenden Antriebs- und Validationsdaten für eine solche Simulation (siehe auch die Einleitung dazu).

Modelle, die die mesoskaligen Prozesse explizit auflösen, EGCM's ("eddy resolving general circulation model") zeigen, daß sich Eddies aufgrund von internen Instabilitäten entwickeln und eine bemerkenswerte Rolle in der großskaligen Dynamik spielen. Sollten die mesoskaligen Wirbel im realen Ozean so wichtig sein wie sie es in den EGCM's sind, dann muß der beste Weg gefunden werden, um sie in grobauflösenden Modellen zu parametrisieren (Marshall 1981).

Globale Ozeanmodelle müssen gegenwärtig so strukturiert sein, daß sie die langzeitliche dreidimensionale Strömung korrekt erfassen und den statistischen Einfluß der überlagerten mesoskaligen Aktivität parametrisieren. Dies ist zumindestens für das Gebiet der Klimaforschung unerlässlich, da hier Sensitivitäts- und Impaktstudien unter Umständen für mehrere tausend Jahre integriert werden müssen (der tiefe Ozean braucht diese Zeitskalen zur Umwälzung, d. h. einer Anpassung an geänderte Charakteristiken der thermohalinen Zirkulation, siehe dazu z. B. Mikolajewicz und Maier-Reimer 1990).

Parametrisierung bedeutet, daß das Interesse von der Betrachtung eines einzelnen Wirbels und dessen Auswirkung auf die lokalzeitliche Zirkulation umgelenkt und auf die Beschreibung des statistischen Einflusses vieler solcher Wirbel ausgerichtet wird. Ein vernünftiges Ziel scheint die Entwicklung von adäquaten Parametrisierungen der mesoskaligen Wirbel zu sein, die es ermöglichen mit den mittleren Größen direkt umzugehen.

7.1 Explizite Wirbelviskositäten

Zunächst soll gezeigt werden, daß die Parametrisierung der Wirbeleffekte durch konstante, positive Austauschkoefizienten für den Impuls ("eddy viscosities") nur sehr unbefriedigende Resultate erzeugt. Positive Wirbelviskositäten sind naturgemäß nicht in der Lage einen Jet zu verstärken und zu konzentrieren.

Für diese Untersuchungen wurde das Basisexperiment SC (siehe Tab. 1) mit einem Gitterabstand von 150 km und veränderter Impulsdiffusion wiederholt. Die Skalenselektivität der biharmonischen Formulierung der lateralen Reibung ist unter diesen Umständen nicht mehr sinnvoll, so daß hier die klassische harmonische Formulierung der lateralen Wirbelviskosität gewählt wurde. Da zum anderen wegen der großen Gitterpunktabstände die Instabilitätsmechanismen nicht wirken können und somit der vertikale Impulstransfer durch ein Wirbelfeld nicht gegeben ist, muß hier über eine explizite, vertikale Wirbelviskosität Impuls in die untere Schicht gebracht werden. Die Forcingterme in der Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity (1) sehen somit wie folgt aus

$$F_1 = \text{rot } \tau + A_H H_1 \nabla^4 \psi_1 - \frac{2A_V}{H_1 + H_2} \nabla^2 (\psi_1 - \psi_2) \quad (88)$$

$$F_2 = -\epsilon H_2 \nabla^2 \psi_2 + A_H H_2 \nabla^4 \psi_2 + \frac{2A_V}{H_1 + H_2} \nabla^2 (\psi_1 - \psi_2) \quad (89)$$

Diese veränderten Terme sind natürlich auch in den Hilfsbedingungen (20–23) zu beachten. Für das Basisexperiment wurde nun versucht unter Variation der expliziten Wirbelviskositäten A_V und A_H und des Bodenreibungsparameters die mittleren Transporte des wirbelaflösenden Experimentes zu reproduzieren. Zunächst einmal ergab sich für die Variation der lateralen Reibung kein spürbarer Unterschied in den Strömungsfeldern,

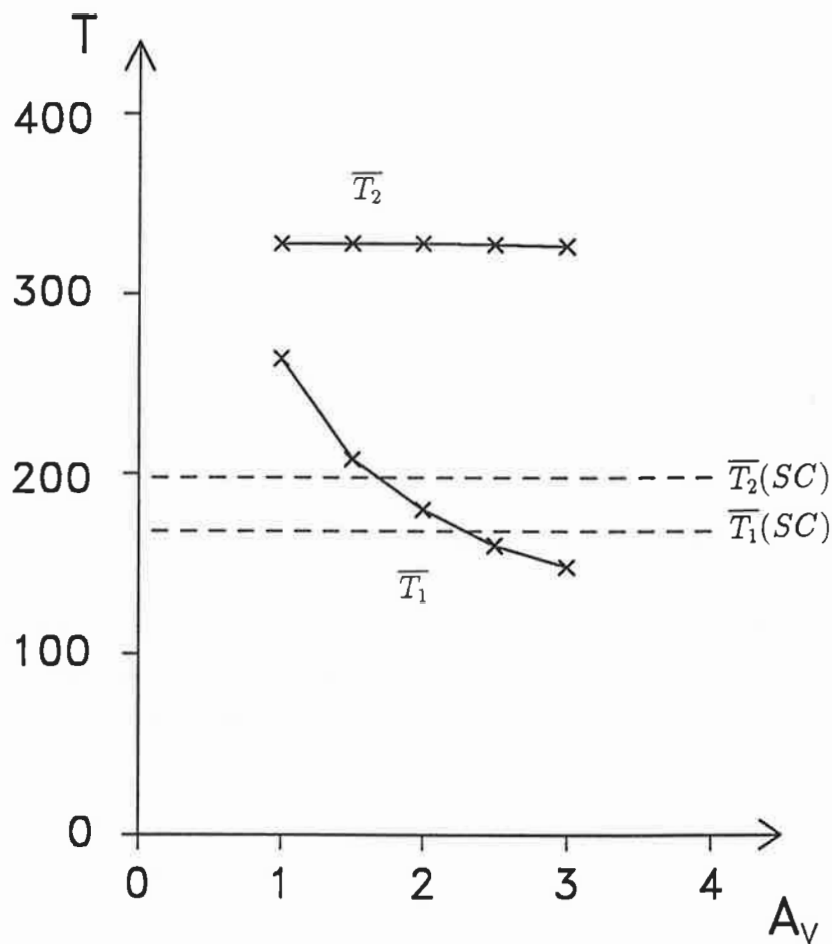


Abbildung 54: Abhängigkeit der Schichttransporte in Sv des grob-auflösenden Modell's von der expliziten, vertikalen Wirbelviskosität A_V in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ mit $A_H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ und $\epsilon = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (für die Topographie des Basisexperimentes SC).

zumindestens nicht in dem Bereich, der durch die numerische Stabilität diktiert ist. Aufgrund der Randbedingung des freien Gleitens ("free-slip condition") ergibt sich nur eine mehr oder weniger verschmierte laterale Verteilung der Strömung.

In einer ersten Reihe von Experimenten wurde der Parameter der vertikalen Wirbelviskosität variiert. Abb. 54 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Schichttransporte von der Größe des A_V für konstante Werte von $A_H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ und $\epsilon = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Die

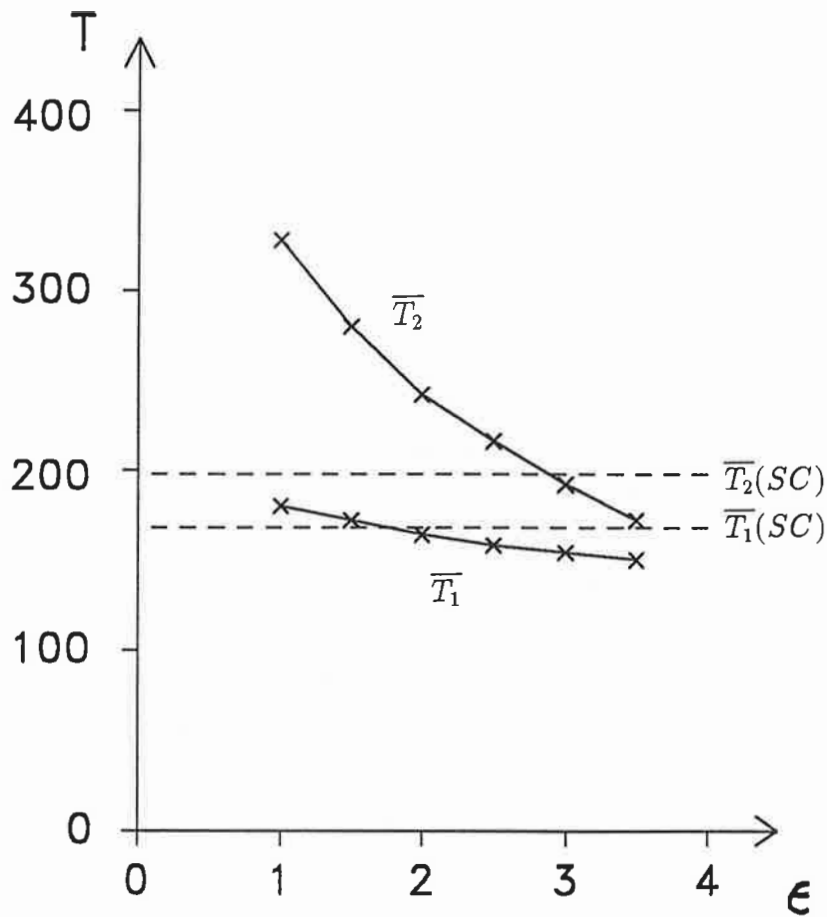


Abbildung 55: Abhängigkeit der Schichttransporte in Sv des grob-auflösenden Modell's von dem Parameter der linearen Bodenreibung ϵ in 10^{-7} s^{-1} mit $A_H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $A_V = 2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (für die Topographie des Basisexperimentes SC).

gestrichelte Linie gibt die jeweiligen Schichttransporte des Experimentes SC an. Der interessanteste Aspekt ist hier, daß einzig der Transport der oberen Schicht von einer Veränderung der expliziten vertikalen Wirbelviskosität A_V beeinflusst wird. Der Transport der unteren Schicht ($\approx 330 \text{ Sv}$) ist mehr als anderthalb mal so groß wie der des wirbelaufösenden Experimentes SC (198 Sv) und variiert nur um ca. 2 Sv über dem untersuchten Bereich von A_V . Diese Situation entsteht dadurch, daß der vertikale Impulstransfer durch den "interfacial form stress" in dem Maße zurückgeht wie der explizite

Impulstransfer zunimmt und somit der Nettoimpulsfluß in die untere Schicht gleichbleibt. Der Transport der oberen Schicht läßt sich an den vom Fall SC vorgegebenen Wert anpassen mit einem $A_V = 2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (ein 1000-fach größerer Wert als die in grobauflösenden Modellen üblicherweise verwendeten Zahlen, siehe Einleitung).

In einem zweiten Satz von Experimenten wurde dann versucht, den Transport der unteren Schicht durch Variation des Bodenreibungparameter an das wirbelauflösende Modell anzupassen. Abb. 55 zeigt die Abhängigkeit der Schichttransporte von der Wahl von ϵ für konstante Werte $A_V = 2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $A_H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Hier zeigt sich, daß der Transport der unteren Schicht wesentlich stärker auf eine Veränderung des Bodenreibungparameters reagiert als der Transport der oberen Schicht. Für einen Wert von $\epsilon = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ kann der Transport der unteren Schicht an den Wert des Falles SC angepaßt werden. Für diese Situation ist aber der Wert des Transportes der oberen Schicht etwas zu gering. Dadurch, daß die Strömungsgeschwindigkeiten in der unteren Schicht schneller abnehmen als in der oberen Schicht, vergrößert sich der explizite, vertikale Impulstransfer und erzeugt somit den in Abb. 54 dokumentierten Effekt des verringerten Transportes \bar{T}_1 . Die Ergebnisse der ersten Reihe von Experimenten hatten aber gezeigt, daß der Transport \bar{T}_2 von der Wahl des A_V nahezu unabhängig ist, so daß sich durch Verringerung von A_V bei Beibehaltung des Wertes für $\epsilon = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ beide Schichttransporte des grobaufgelösten Modell's an das Experiment SC anpassen lassen. Dieses bedeutet zunächst einmal, daß es für dieses Experiment prinzipiell möglich ist, einen Satz von Parametern zu finden (für die verwendete Parametrisierung), der zumindest die wichtige integrale Größe des Gesamtmassentransportes in einem grobaufgelösten Modell zufriedenstellend reproduziert.

Eine Parametrisierung ist aber nur dann sinnvoll, wenn sie auch für andere Strömungssituationen wirksam ist. Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurde der zweite Satz von Experimenten (Variation von ϵ) für den Fall BR, d. h. die vollständige Blockierung der unteren Schicht, wiederholt. Abb. 56 zeigt die Abhängigkeit der Schichttransporte von der Bodenreibung für den Fall BR in grober Auflösung. Für diesen Fall ergibt sich eine vollständig andere Situation. Eine Erhöhung der Bodenreibung führt zu einer Divergenz der Schichttransporte (in dem hier untersuchten Intervall). Da in diesem Fall in der unteren Schicht keine geschlossene Zellzirkulation stattfinden kann (wie im Fall BR), ist es auch nicht möglich den Transport in dieser Schicht mit sinnvollen Bodenreibungparametern an den sogar westwärtigen Transport des Falles BR anzupassen.

Die Simulation der beiden Fälle SC und BR mit dem grobauflösenden Modell zeigt deutlich, daß die Parametrisierung der Wirbeleffekte mittels konstanter, positiver Wir-

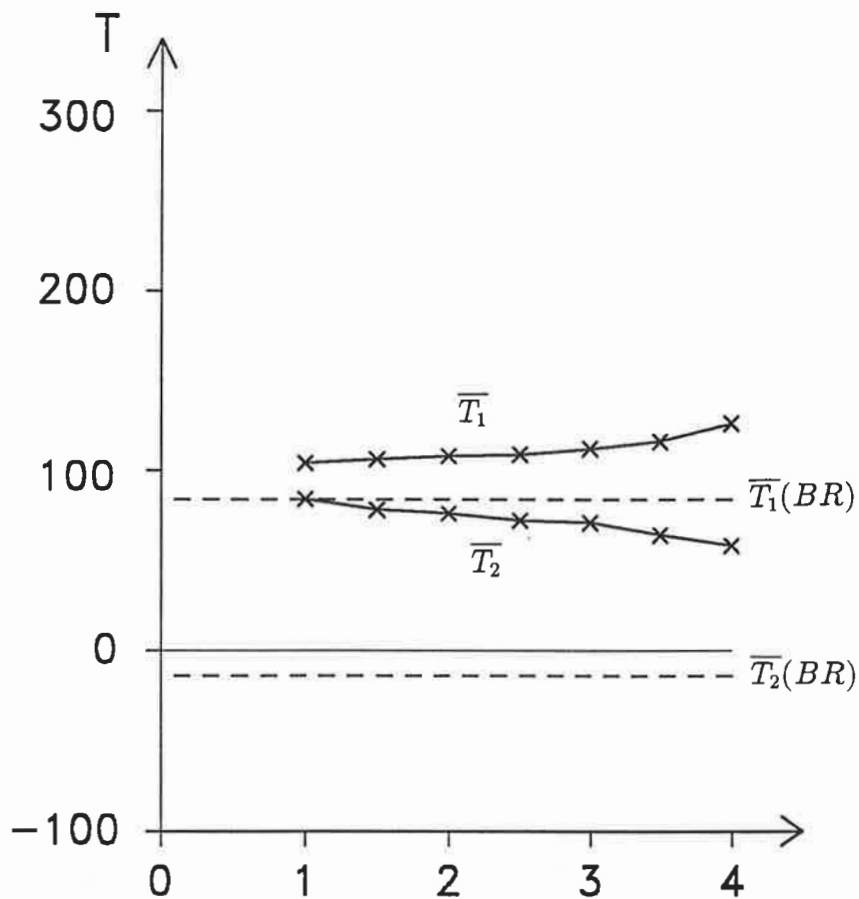


Abbildung 56: Abhängigkeit der Schichttransporte in Sv des grob-auflösenden Modell's von dem Parameter der linearen Bodenreibung ϵ in 10^{-7} s^{-1} mit $A_H = 5 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und $A_V = 2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (für die Topographie des Experimentes BR).

belviskositäten unbefriedigend, wenn nicht gar illusorisch, ist.

7.2 Transporte von potentieller Vorticity durch das Wirbelfeld

Die Parametrisierung des wirbelbedingten Flußes von potentieller Vorticity als Diffusionsprozeß scheint zumindestens für Strömungen über ebener Topographie erfolgversprechender zu sein. Zum einen enthält diese Parametrisierung die beiden Einzelaspekte der Wirbeltransporte von Wärme und Impuls und reduziert somit die Anzahl der zu bestimmenden unbekanntenen Wirbeltransportkoeffizienten und zum anderen ist die potentielle Vorticity eine Erhaltungsgröße in bezug auf die Advektion (im Gegensatz zu relativer

Vorticity).

Die hier dargelegten theoretischen Überlegungen zur Parametrisierung des Effektes des mesoskaligen Wirbelfeldes auf die mittlere Zirkulation basieren auf den Arbeiten von Green (1970), Stone (1970, 1972), Rhines und Holland (1979), Holland und Rhines (1980), Marshall (1981), Ivchenko (1984, 1985) und Young (1987).

Im folgenden wird der Weg zu einer Parametrisierung der Wirbeltransporte von potentieller Vorticity für den Fall einer Kanalströmung über ebenem Boden ($B = 0$) diskutiert. Dazu werden die Variablen in der Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity (1) in sowohl zeitlich als auch zonal gemittelte Anteile und instantane Abweichungen aufgespalten, z. B.

$$\psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (90)$$

mit

$$\bar{\psi} = \frac{1}{XT} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_0^X \psi \, dx \, dt \quad (91)$$

wobei das zeitliche Mittelungsintervall einige charakteristische Eddyzeitskalen umfaßt. Die Entwicklungsgleichungen für die so gemittelten potentiellen Vorticities ergibt sich dann zu ($i=1,2$)

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_i + \overline{J(\psi'_i, q'_i)} = \bar{F}_i \quad (92)$$

Wegen der Divergenzfreiheit der Störungsgeschwindigkeiten ($\nabla \cdot \mathbf{v}'_i = 0$ mit $\mathbf{v} = (u, v)$) läßt sich der 2. Term auf der linken Seite von (92) auch als Divergenz des Wirbeltransportes von potentieller Störungsvorticity schreiben

$$\overline{J(\psi'_i, q'_i)} = \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}'_i q'_i} \quad (93)$$

wobei gilt

$$\overline{\mathbf{v}'_i q'_i} = H_1 \overline{\mathbf{v}'_i \Delta \psi'_i} + (-1)^i \frac{f_0^2}{g'} \overline{\mathbf{v}'_i (\psi'_1 - \psi'_2)} \quad (94)$$

In (94) beschreibt der 1. Term der rechten Seite den Wirbeltransport von relativer Vorticity und der 2. Term ist dynamisch analog zum Wirbeltransport von Wärme (hier die Zwischenflächenauslenkung η). Die Entwicklungsgleichung (92) läßt sich somit schreiben als

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{q}_i + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'_i q'_i} = \bar{F}_i \quad (95)$$

Da die Effekte expliziter lateraler Reibung (A_4) vernachlässigbar sind, wie in den vorherigen Kapiteln demonstriert, zeigt (95) noch einmal eindrucksvoll die besondere Rolle des Wirbelfeldes in der Kanalströmung. Im quasistationären Zustand kann die Rotation des Windschubes in der oberen Schicht im zonalen Mittel einzig von der Divergenz des Wirbeltransportes der potentiellen Vorticity balanciert werden.

Das Ziel der Parametrisierung ist es nun, eine Beziehung zwischen der Divergenz der Eddyflüsse $\overline{v'_i q'_i}$ und den mittleren potentiellen Vorticities oder ihren Gradienten zu finden. Eine der einfachsten und gradlinigsten Argumentationen liefert hier eine Variante der Überlegungen Taylor's (1915) zur Lagrange'schen Diffusivität κ von markierten Partikeln in einer homogen-turbulenten Strömung (siehe dazu auch Rhines und Holland 1979 und Young 1987).

Dazu wird zunächst angenommen, daß q ein passiver Skalar ist und einer Erhaltungsgleichung

$$\frac{dq}{dt} = F \quad (96)$$

genügt. Die Annahme der dynamischen Passivität ist etwas problematisch, da die Störungsgeschwindigkeiten v' nicht unabhängig von der potentiellen Störungsvorticity q' sind. Eine ausführliche Diskussion der damit verbundenen Schwierigkeiten und Möglichkeiten diese zu umgehen, findet man bei Young (1987). Die Effekte der nicht-konservativen und dissipativen Prozesse F werden als gering angesehen. Das bedeutet insbesondere, daß die Dekorrelationszeit T' der Geschwindigkeit v' , mit der q' advektiert wird, sehr viel kleiner ist als die Zeitskala T_D , auf der dissipative Prozesse die potentielle Vorticity eines Partikels ändern

$$T'/T_D \ll 1 \quad (97)$$

Des weiteren wurde von Taylor (1915) angenommen, daß die Distanz, die ein Partikel innerhalb der Dekorrelationszeitskala T' zurücklegt, wesentlich geringer ist als die horizontale Skala, auf der sich die Werte des mittleren Feldes ändern

$$(U'T')/\bar{L} \ll 1 \quad (98)$$

wobei U' eine Geschwindigkeitsskala ist und \bar{L} die charakteristische Horizontalskala des mittleren Feldes darstellt. Taylor konnte zeigen, daß für Zeitskalen τ , für die gilt

$$T' \ll \tau \ll T_D, \bar{T} \quad (99)$$

(wobei \bar{T} die Zeitskala ist, auf der sich das mittlere Feld ändert) die effektive Wirbeldiffusivität κ durch

$$\kappa = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \overline{(\gamma')^2}^E = \overline{\gamma' v'}^E \quad (100)$$

gegeben ist, wobei $\gamma' = y(t_0 + \tau) - y(t_0)$ die Distanz bezeichnet, die ein Teilchen während der Zeit τ zurückgelegt hat. Das Mittelungssymbol mit dem Index E stellt ein Ensemblemittel dar. Falls die potentielle Vorticity eines Teilchens für die kurze Wegstrecke γ' nahezu erhalten bleibt, ergibt sich für die Störung der potentiellen Vorticity am Ort $y_\tau = y(t_0 + \tau)$

$$q'(y_\tau) = -\gamma' \left. \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right|_{y(t_0)} \quad (101)$$

(101) eingesetzt in (100) liefert

$$\kappa = -\frac{\overline{v'q'^E}}{\partial\bar{q}/\partial y} \quad (102)$$

Ersetzung des Ensemblemittelwertes in (102) durch ein zeitliches und zonales Mittel (nach der Ergodenhypothese) ergibt die gewünschte Beziehung der Wirbeltransporte zum Gradienten des mittleren Feldes

$$\langle\overline{v'q'}\rangle = -k\frac{\partial\langle\bar{q}\rangle}{\partial y} \quad (103)$$

wobei hier die effektive Wirbeldiffusivität κ durch einen wirbelbedingten Transferkoeffizienten k ersetzt wurde. Für eine zonale Strömung über ebenem Boden zeigt sich (siehe z. B. McWilliams und Chow 1981), daß der Transferkoeffizient k (oder k_i für mehrere Schichten) positiv ist (siehe auch Green 1970). Prinzipiell kann der Transferkoeffizient von Raum und Zeit abhängig sein. Diese Transferfunktionale sind, wie im folgenden noch gezeigt wird, auch abhängig von dem dynamischen Zustand der Strömung. Nachdem nun eine Transfertheorie (103) ausgewählt wurde, stellt sich die Frage nach der Größe und räumlichen Struktur der Koeffizienten k_i . Die Form und Größe dieser Funktionale dürfte stark von der Intensität, Längen- und Zeitskala und der vertikalen Struktur der Wirbel abhängen, welche den Transfer bewerkstelligen. In diesem Zusammenhang sind natürlich die Erzeugungsmechanismen des Wirbelfeldes von Interesse, insbesondere der Prozeß der baroklinen Instabilität. Ergebnisse der klassischen, linearen Instabilitätstheorie in Verbindung mit gewissen Integralbedingungen (siehe weiter unten) erlauben, die Größe und Form der Transferkoeffizienten näher zu spezifizieren (Marshall 1981, Ivchenko 1984, Wolff et al. 1990a,b).

Zur Untersuchung dynamisch unterschiedlicher Strömungszustände, in denen die barokline Instabilität eine große Rolle spielt, wird zunächst ein Experiment mit dem wirbelauflösenden Modell vorgestellt, welches mit zonal konstanten Ostwinden ($\tau < 0$) angetrieben wird. Hier wird die bekannte Tatsache ausgenutzt, daß westwärtige Strömungen leichter baroklin instabil werden als ostwärtige Strömungen (siehe Kamenkovich et al. 1986).

7.3 Vergleich dynamisch verschiedener Strömungsregime (Ost- und Westwindszenarien)

Das in diesem Kapitel vorgestellte Experiment WFB ist bis auf die Richtung des zonalen Windschubes (hier $\tau < 0$, westwärtiger Windschub) identisch zu dem Fall FB ("flat bottom", Kap. 3). Ausgehend vom Ruhezustand entwickelt sich eine laminare Strömung, die ein exaktes Spiegelbild des Falles FB darstellt. Es existieren weder zonale Gradienten

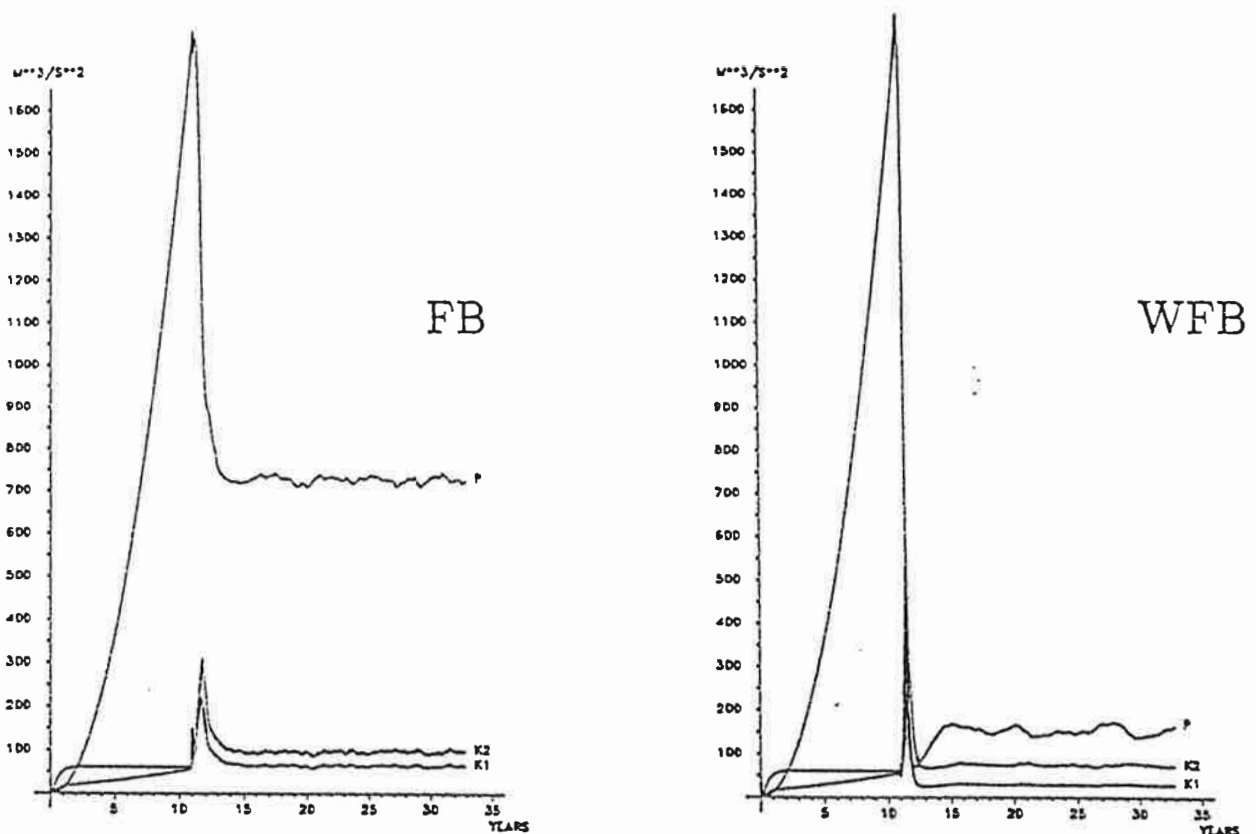


Abbildung 57: Zeitserien der potentiellen (P) und kinetischen (K1,K2) Energien der Fälle FB und WFB in m^3s^{-2} .

des Druckes noch einer anderen Größe und der Zonalimpuls der unteren Schicht wird durch "vortex stretching", erzeugt. Die zeitliche Entwicklung der Modellvariablen läßt sich ebenfalls durch die analytischen Lösungen (33 und 34 auf S. 28) beschreiben. Abb. 57 zeigt die Zeitserien der potentiellen und kinetischen Energien für beide Fälle FB und WFB. In der ersten Phase der Experimente ist die Entwicklung der Energien identisch (siehe auch Kap. 3). Nach 11 Jahren Integration wird, wie auch im Experiment FB, dem Strömungsfeld eine Störung für die Dauer eines Zeitschrittes überlagert. Ähnlich wie in FB wird die verfügbare potentielle Energie des Grundzustandes sofort durch barokline Instabilität in kinetische Störungsenergien umgewandelt (wobei in dieser Phase die barotrope Instabilität auch eine große Rolle spielt), d. h. es entsteht innerhalb weniger Monate ein voll turbulentes Strömungsbild in beiden Schichten (siehe Abb. 58). Auffällig ist im Experiment WFB der wesentlich heftigere Übergang in den turbulenten Zustand, ausgezeichnet durch stärkere Wirbelaktivität in beiden Schichten. Ein Vergleich

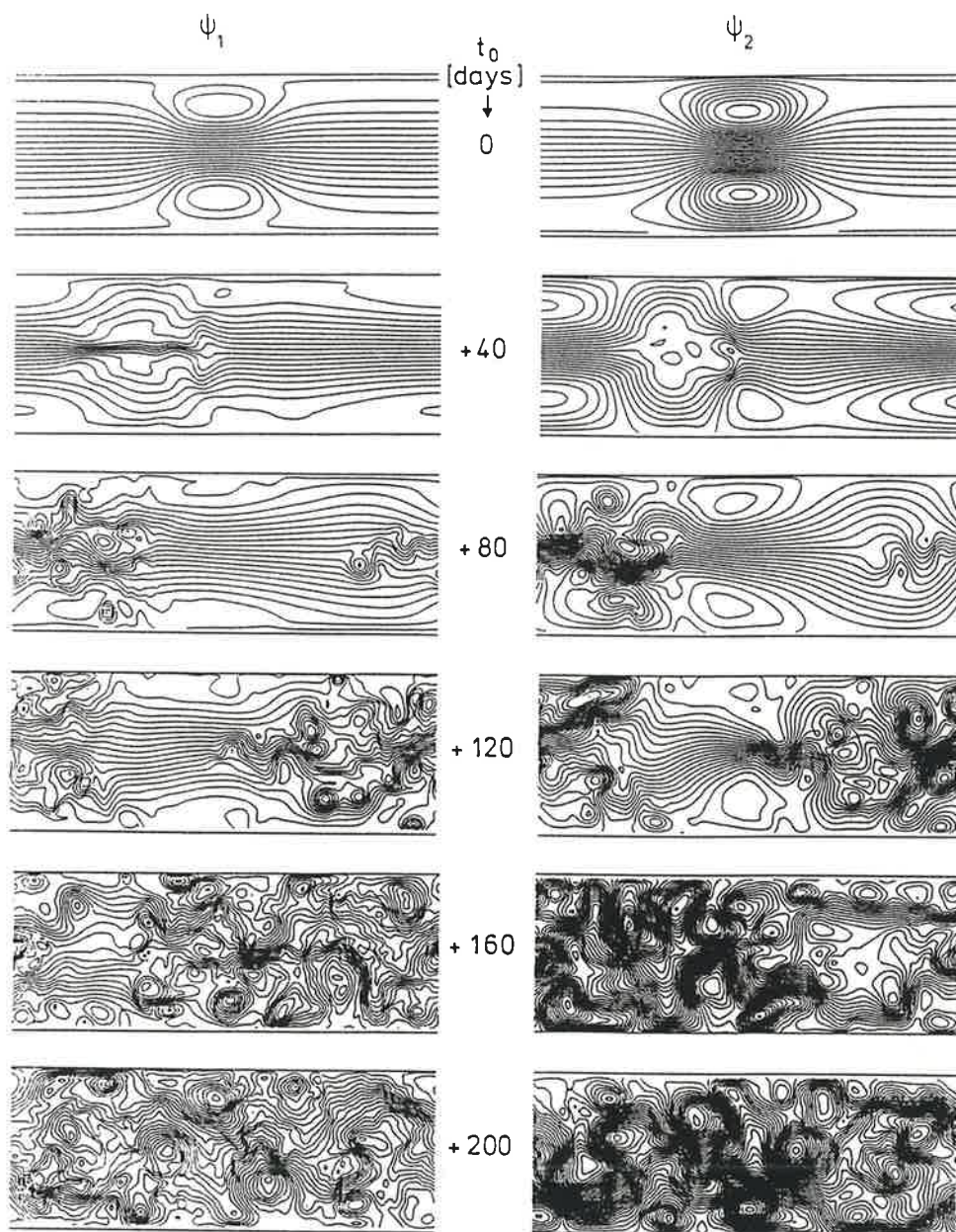


Abbildung 58: Zeitserien der Stromfunktionen der oberen Schicht (linke Spalte) und der unteren Schicht (rechte Spalte) für den Fall WFB direkt nach der künstlichen Störung. Gezeigt sind die Felder mit einem Zeitintervall von 40 Tagen (von oben nach unten). Konturintervalle (KI) der Isolinien sind $2 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (obere Schicht) und $10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (untere Schicht).

der Wirbelstrukturen in beiden Schichten für beide Fälle im Zeitraum 120–200 Tage nach der Störung zeigt, daß wesentlich mehr geschlossene Wirbel im Fall WFB auftreten als in FB (vergl. Abb. 58 mit Abb. 14 auf S. 31). Der große Unterschied zwischen diesen beiden Fällen wird ebenfalls in der zeitlichen Entwicklung der Energien in dieser Übergangsphase und im quasistationären Zustand (siehe Abb. 57) deutlich. Im Fall WFB wird die potentielle Energie innerhalb eines Jahres von über $1800 \text{ m}^3\text{s}^{-2}$ auf Werte unter $100 \text{ m}^3\text{s}^{-2}$ abgebaut. Der quasistationäre Zustand ist in diesem Fall durch wesentlich kleinere potentielle und kinetische Energien als im Fall FB gekennzeichnet (siehe auch Tab. 2). Diese Situation läßt sich durch Ergebnisse der linearen Instabilitätstheorie und Überlegungen zum Verhältnis der Energiedichten von potentieller und kinetischer Energie einer linearen Rossbywelle erklären (Kamenkovich et al. 1986 und Gill, Green und Simmons 1974). Die notwendigen Bedingungen für barokline Instabilität im Zwei-Schichten-Modell sind

$$\bar{u}_1 - \bar{u}_2 > \frac{\beta g' H_2}{f_0^2} \quad \text{für } \bar{u}_1 - \bar{u}_2 > 0 \quad (104)$$

$$\bar{u}_1 - \bar{u}_2 < -\frac{\beta g' H_1}{f_0^2} \quad \text{für } \bar{u}_1 - \bar{u}_2 < 0 \quad (105)$$

Für unterschiedliche Schichtdicken $H_1 < H_2$ ergibt sich sofort, daß für die barokline Instabilität einer westwärtigen Strömung eine um den Faktor H_2/H_1 geringere Vertikalscherung der Strömungsgeschwindigkeiten genügt. Die Kurven marginaler Instabilität zeigen, daß für westwärtige Strömungen barokline Instabilität schon bei kürzeren Wellenlängen einsetzt als für ostwärtige Strömungen (siehe z. B. Pedlosky 1982 und Kamenkovich et al. 1986). Betrachtung des Verhältnisses der Energiedichten von potentieller Energie $\rho(P)$ und kinetischer Energie $\rho(K)$ in einer linearen Rossbywelle liefert (Gill, Green und Simmons 1974)

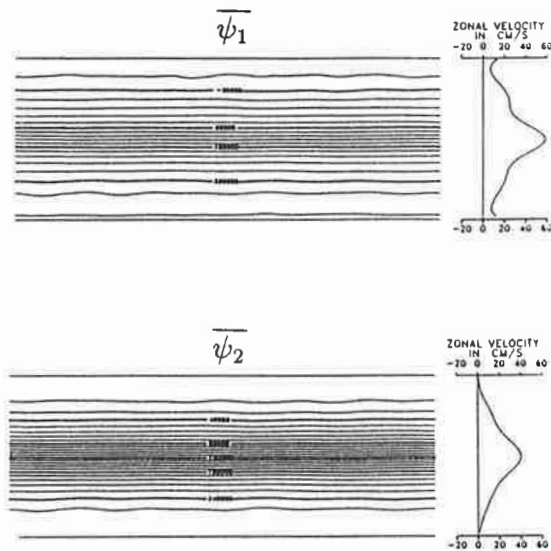
$$\frac{\rho(P)}{\rho(K)} = O\left(\frac{1}{R_1 l}\right)^2 \quad (106)$$

wobei R_1 der 1. barokline Rossy-Radius und l die horizontale Wellenzahl ist. (106) zeigt, daß für den Fall FB (ostwärtige Strömung mit größeren stabilen Wellenlängen) das Verhältnis von potentieller Energie zu kinetischer Energie größer sein muß als im Fall WFB, wobei dieses Verhältnis mit dem Quadrat der Wellenlänge anwächst.

7.3.1 Energie- und zonale Impulsbilanz

Die unterschiedliche Wirkung der baroklinen Instabilität auf ost- und westwärtige Strömungen für unterschiedliche Schichtmächtigkeiten führt zu einem erstaunlichen Unterschied in den mittleren Strömungen des quasistationären Zustandes. Abb. 59 zeigt

FB



WFB

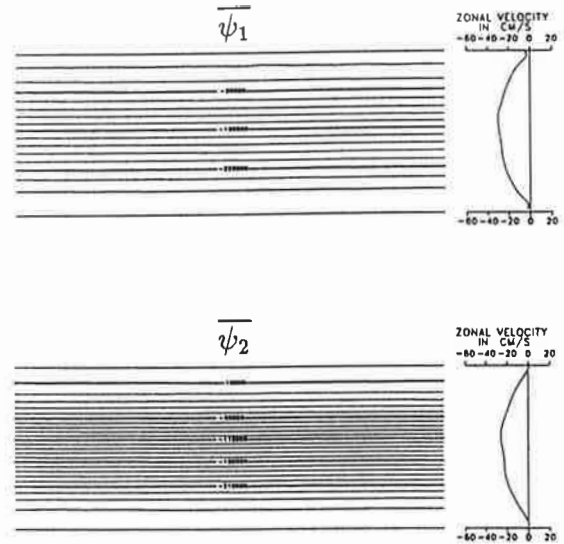


Abbildung 59: Mittlere Stromfunktionen der Fälle FB und WFB. $KI = 2 \cdot 10^4 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

die mittleren Stromfunktionen in beiden Schichten für die Fälle FB und WFB. Während im Fall FB (siehe Kap. 3) ein ausgeprägter zonaler Jetstrom in der Mitte des Kanals das Strömungsbild dominiert, zeigt die Strömung im Fall WFB einzig die sinusoidale Struktur des Windschubes. Das bedeutet für den Fall der westwärtigen Strömung, daß das transiente Wirbelfeld eine vollständig andere Struktur aufweisen muß als in FB. Der "negative viscosity effect", d. h. eine mittlere Konzentration von Impuls durch das Wirbelfeld, ist im Fall WFB unwirksam.

Diese Situation spiegelt sich zu einem Teil in der Energiebilanz wieder (Abb. 60). Zur besseren Vergleichbarkeit ist in Abb. 60 nochmals die Energiebilanz des Falles FB angegeben (siehe dazu auch die Diskussion des Falles FB in Kap. 4). Das Auftreten einer Jetströmung, bei gleichzeitig höherem Transport in der oberen Schicht, in FB ermöglicht einen um 25 % höheren Energieeintrag in das System durch die Arbeit des Windschubes, der sich dann in insgesamt größeren Energietransferraten niederschlägt. Die Richtung aller Energieflüsse ist aber in beiden Systemen identisch. In beiden Fällen wird Störungsenergie durch barokline Instabilität erzeugt ($\{P, P'\} > 0$), wobei diese Transfer-rate im Fall FB mehr als doppelt so groß ist wie in WFB. Der wesentliche Unterschied in den Transferraten beider Experimente wird deutlich bei der Betrachtung der Transfers von potentieller Energie des Wirbelfeldes in kinetische Energie der transienten Störungen. Im Fall FB wird mehr als die Hälfte des Energietransfers $\{P, P'\}$ an die kinetische Eddy-

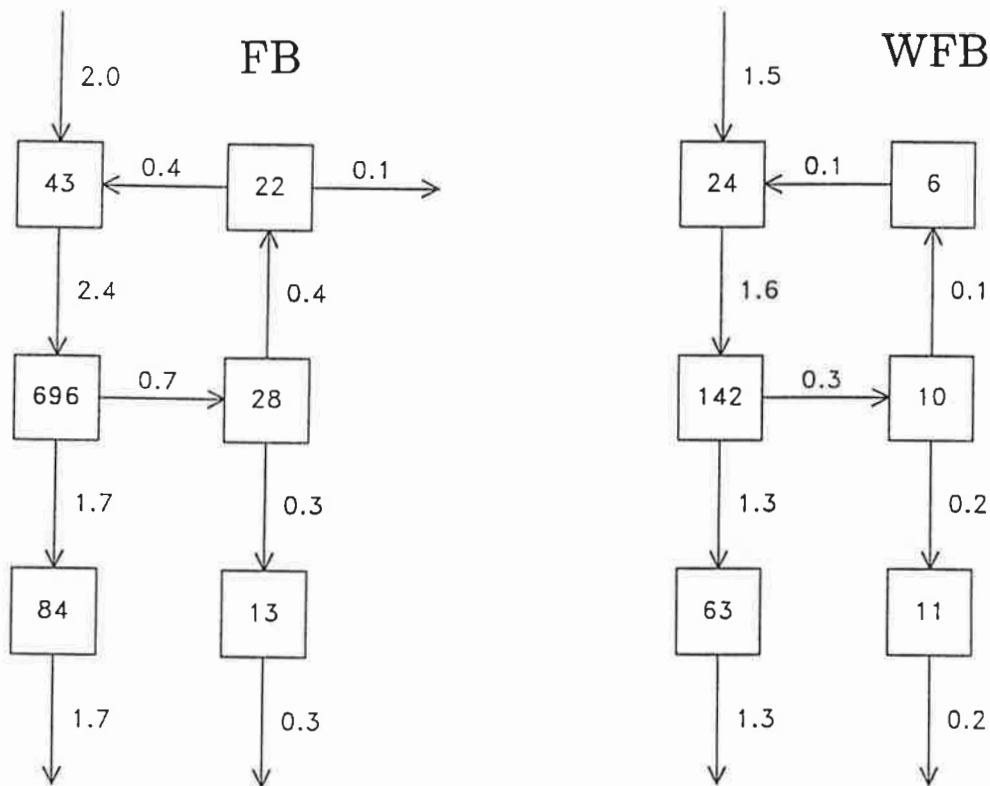


Abbildung 60: Energieflußdiagramme der Fälle FB und WFB (siehe Abb. 20 auf S. 44).

energie der oberen Schicht $\{P', K'_1\}$ abgegeben und der größte Teil fließt von dort weiter in die kinetische Energie des mittleren Feldes ($\{K'_1, K_1\} > 0$) ("inverse barotropic instability"). Im Fall WFB wird nur ca. 1/3 von $\{P, P'\}$ für diesen Transfer aufgebracht. 2/3 des Energietransfers $\{P, P'\}$ fließen in die kinetische Eddyenergie der unteren Schicht und werden dort von der Bodenreibung vernichtet. Insgesamt erkennt man, daß die Energieniveaus sowohl der mittleren Strömung als auch des transienten Wirbelfeldes im Fall WFB wesentlich geringer sind als im Fall FB, wobei hier insbesondere der drastische Rückgang der potentiellen Energie der mittleren Strömung auffällt. Interessant sind ebenfalls die Unterschiede in den Niveaus der kinetischen Energie der Wirbelfelder. Während die Niveaus in der unteren Schicht beider Fälle nahezu identisch sind, ist die kinetische Energie des Wirbelfeldes im Fall FB fast viermal so groß wie die des Falles WFB. Dies wird auch in Abb. 61 deutlich, welche instantane Eddystromfunktionen beider Experimente zeigt.

Im Fall FB fällt besonders in der unteren Schicht die hohe Konzentration der geschlossenen Wirbel entlang der Jetachse auf, während die Wirbelintensität in WFB über dem

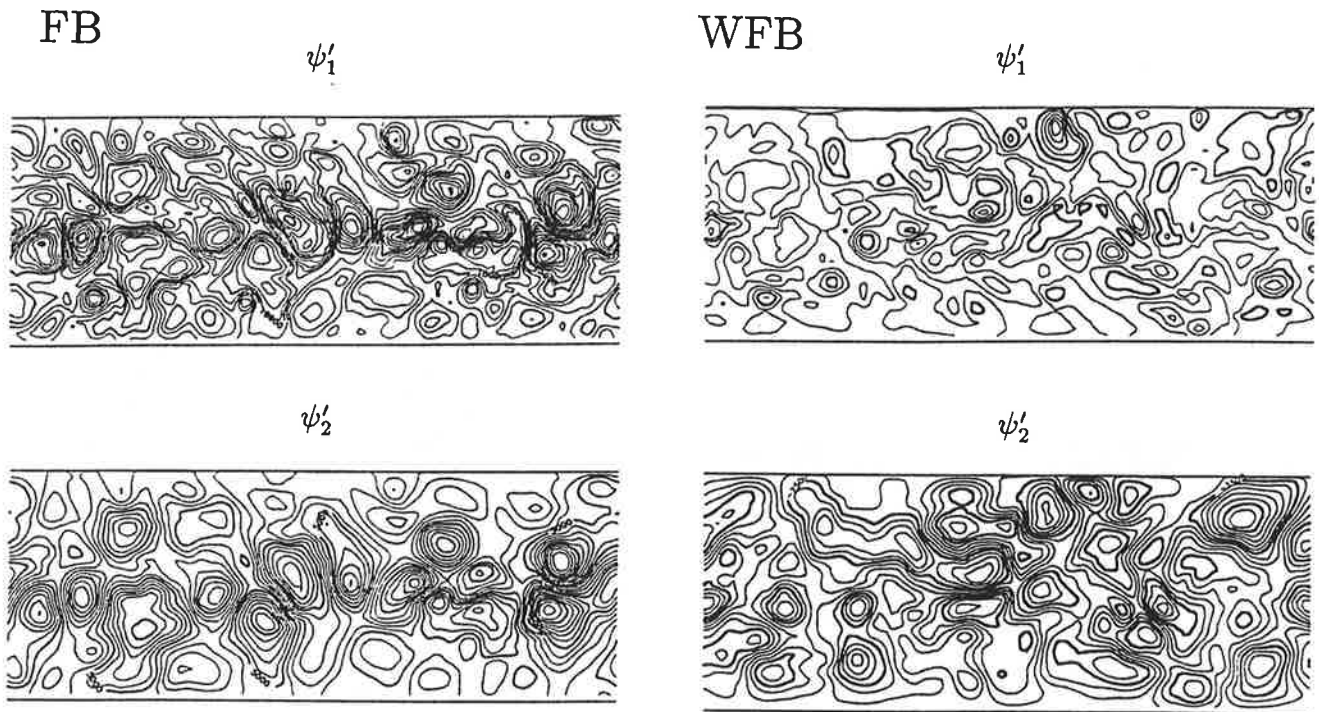


Abbildung 61: Instantane Eddystromfunktionen der Fälle FB und WFB.
 Schicht 1: $KI = 5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ und Schicht 2: $KI = 2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$

gesamten Kanalgebiet mehr oder weniger homogen verteilt ist. Der Vergleich der transienten Störungen der oberen Schicht beider Experimente verdeutlicht die wesentlich geringere mesoskalige Aktivität im Fall WFB. Hier sind nur sehr schwache Wirbelstrukturen zu erkennen, die aber nichtsdestotrotz aufgrund ihrer ausgeprägten vertikalen Struktur den gesamten vertikalen Impulstransfer ermöglichen.

Die zonale Impulsbilanz für die Flachbodenexperimente ist in Abb. 62 gezeigt. Die Divergenz der Reynolds'schen Schubspannungen der transienten Wirbel, die im Fall FB für die Existenz des zonalen Jets verantwortlich war, ist im Fall WFB völlig vernachlässigbar. Der durch den Windschub eingetragene westwärtige Impuls (negativ in Abb. 62) wird durch den "interfacial form stress" ohne strukturelle Veränderung in die untere Schicht transportiert und dort von der Bodenreibung balanciert. Für diese Situation wäre eine Parametrisierung der Wirbeleffekte mittels konstanter Wirbelviskositäten durchaus unproblematisch.

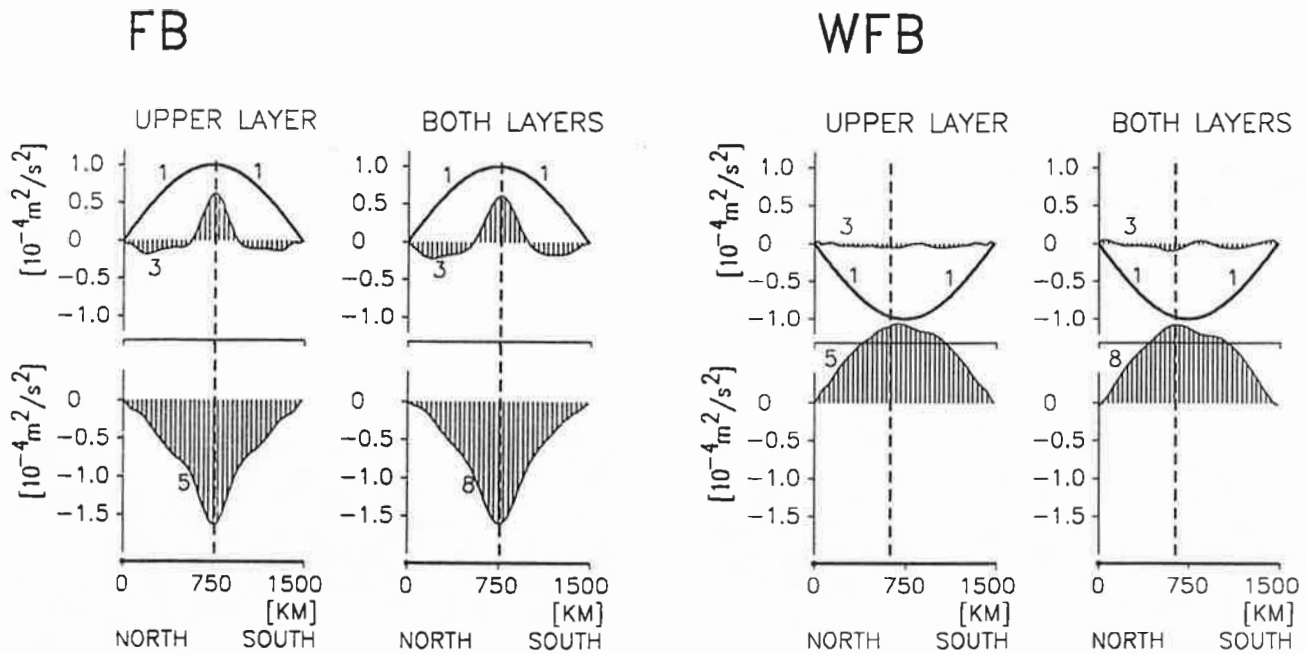


Abbildung 62: Zonale Impulsbilanzen der Fälle FB und WFB (siehe Abb. 18 auf S. 38).

7.4 Signaturen des Wirbeltransportes von potentieller Vorticity

Abb. 63 zeigt die meridionale Struktur und Größe der Transferkoeffizienten, die Gradienten der mittleren Vorticities und die Wirbeltransporte von Störungsvorticity des Falles FB in beiden Schichten. Der zonale Jet in der oberen Schicht (angedeutet durch das mittlere Zonalgeschwindigkeitsprofil \bar{u}_i) erzeugt ein lokales Maximum in dem Meridionalgradienten der mittleren potentiellen Vorticity in dieser Schicht. Dieses Maximum führt dazu, daß die meridionale Struktur des Transferkoeffizienten an dieser Stelle ein lokales Minimum aufweisen muß, um die relativ glatte Verteilung des meridionalen Wirbeltransportes von potentieller Vorticity $\overline{v'q'}$ zu reproduzieren. Dieses lokale Minimum existiert auch in der Verteilung des Transferkoeffizienten der unteren Schicht, wobei $k_2 > k_1$ ist. Hierbei ist noch zu bemerken, daß sowohl das Vorzeichen des Gradienten von $\langle \bar{q} \rangle$ als auch des Wirbeltransportes von oberer zu unterer Schicht wechselt. Die Gradienten der mittleren potentiellen Vorticities des Falles WFB (siehe Abb. 64) weisen nicht diese markante Struktur auf, so daß die Verteilung der Transferkoeffizienten mehr oder weniger glatt ist. Die unruhige Struktur des Transferkoeffizienten der oberen Schicht entsteht durch die kleinen Abweichungen des Gradienten der mittleren potentiellen Vorticity von dem im wesentlichen konstanten Wert (entfernt von den Randbereichen). Im Fall WFB ist nunmehr $k_1 > k_2$.

Die relative Größe der k_i ist durch eine Integralbedingung für den vertikal integrierten

FB

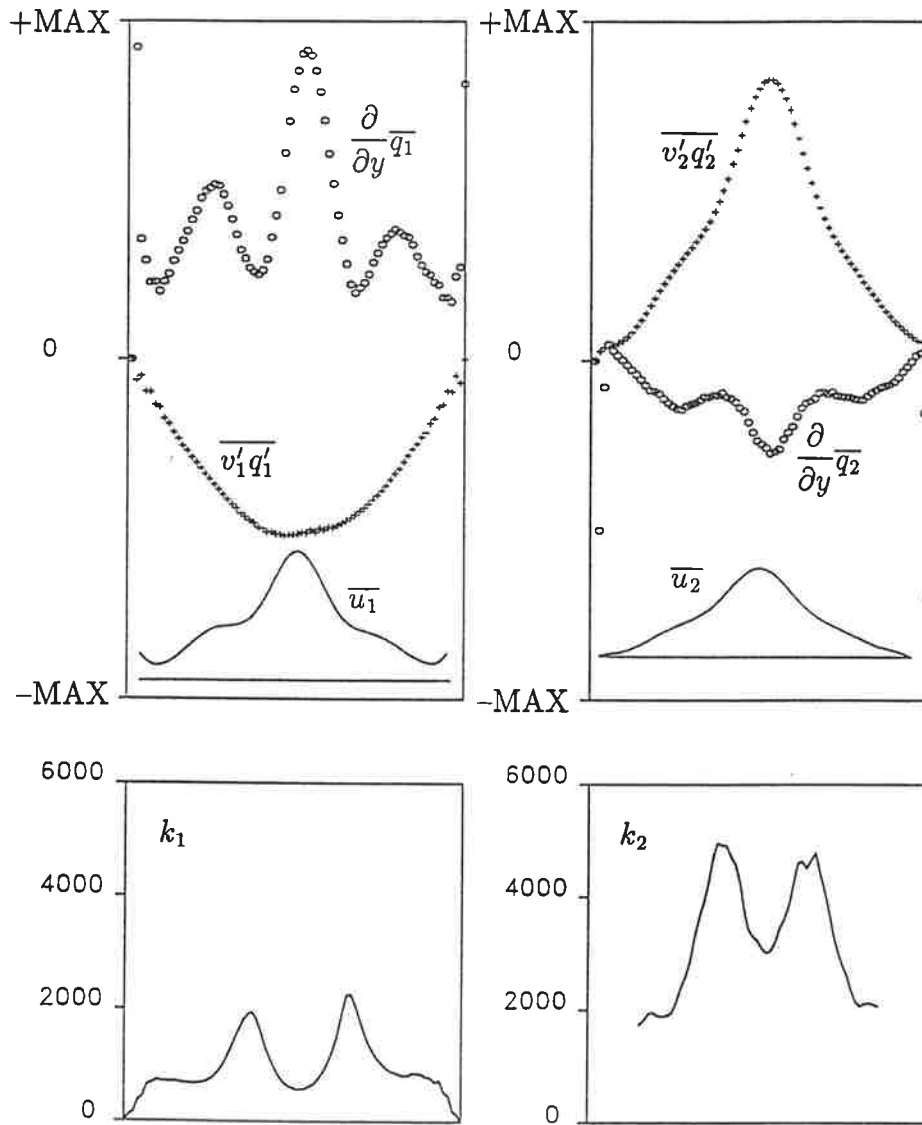


Abbildung 63: Transferkoeffizienten von potentieller Vorticity in m^2s^{-1} , Gradienten der mittleren potentiellen Vorticity ($\text{MAX} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$) und Wirbeltransporte von potentieller Vorticity ($\text{MAX} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) des Falles FB. Das mittlere Zonalgeschwindigkeitsprofil ist in den oberen Diagrammen angedeutet.

WFB

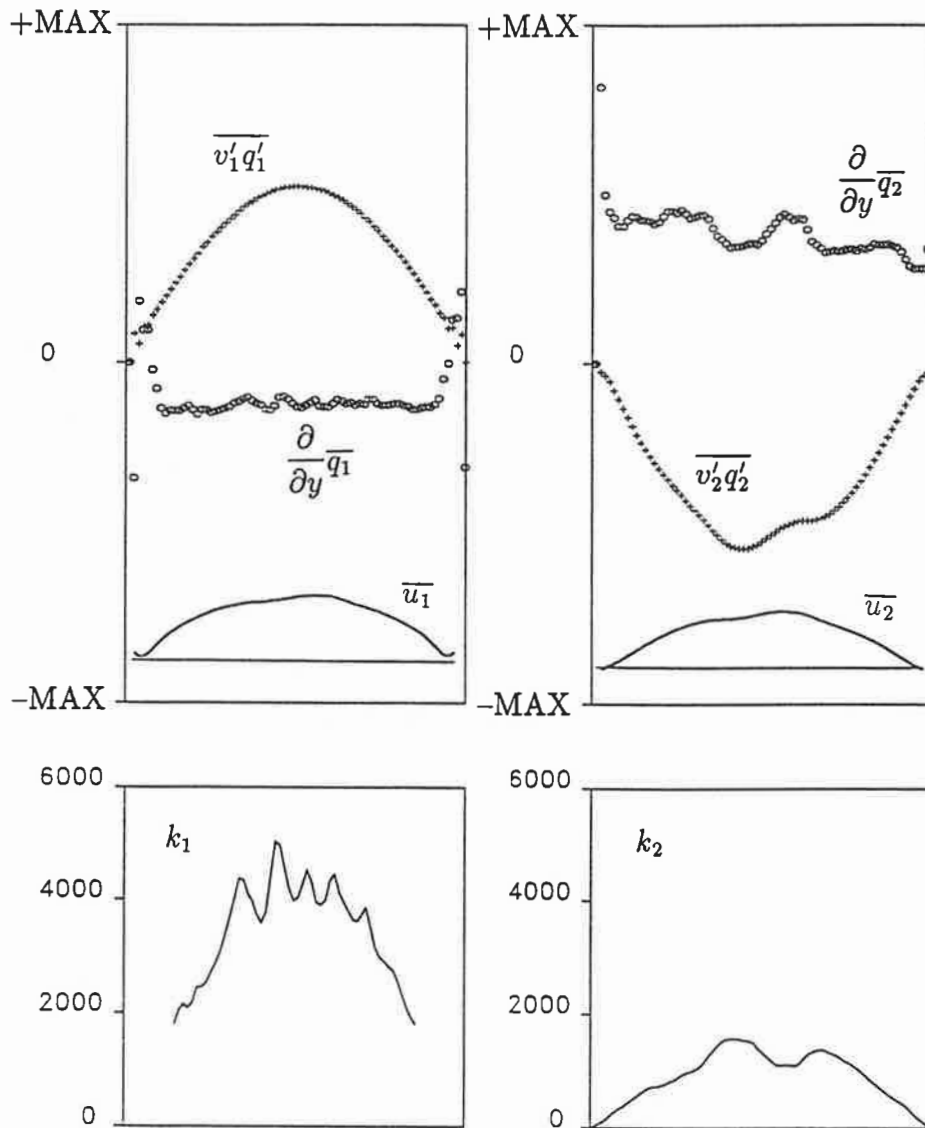


Abbildung 64: Transferkoeffizienten von potentieller Vorticity in m^2s^{-1} , Gradienten der mittleren potentiellen Vorticity ($\text{MAX} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$) und Wirbeltransporte von potentieller Vorticity ($\text{MAX} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-2}$) des Falles WFB. Das mittlere Zonalgeschwindigkeitsprofil ist in den oberen Diagrammen angedeutet.

Fluß von potentieller Vorticity eingeschränkt (Bretherton 1966). Vertikale Integration des Zonalmittels von (94) liefert

$$\begin{aligned} \langle \overline{v'_1 q'_1} \rangle + \langle \overline{v'_2 q'_2} \rangle &= H_1 \langle \overline{v'_1 \Delta \psi'_1} \rangle + H_2 \langle \overline{v'_2 \Delta \psi'_2} \rangle \\ &= -H_1 \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'_1 v'_1} \right\rangle - H_2 \left\langle \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'_2 v'_2} \right\rangle \end{aligned} \quad (107)$$

Meridionale Integration von (107) ergibt dann

$$\int_0^Y \langle \overline{v'_1 q'_1} \rangle + \langle \overline{v'_2 q'_2} \rangle = 0 \quad (108)$$

da die Reynolds'schen Schubspannungen $\overline{u'v'}$ an den Rändern des Kanals verschwinden. Diese, auch Bretherton'sches Theorem genannte, Integralgleichung besagt, daß das quasi-geostrophische Wirbelfeld keine Nettobeschleunigung des Fluides bewirken kann, sondern einzig Zonalimpuls in meridionaler Richtung umverteilt (bei Abwesenheit von Quellen und Senken in der Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity (1)) (Marshall 1981). Einsetzen der Parametrisierung (103) in (108) liefert

$$\int_0^Y k_1 \frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{q_1} \rangle + k_2 \frac{\partial}{\partial y} \langle \overline{q_2} \rangle = 0 \quad (109)$$

Für $k_i \geq 0$ bedeutet dies, daß die mittleren potentiellen Vorticities in den beiden Schichten Gradienten mit unterschiedlichem Vorzeichen haben müssen. Diese Situation reflektiert Pedlosky's notwendige Bedingung für barokline Instabilität, die besagt, daß $\partial \langle \overline{q} \rangle / \partial y$ beide Vorzeichen im Strömungsgebiet annehmen muß (Pedlosky 1964). In den Experimenten FB und WFB sind die $k_i \geq 0$ und die Vorzeichen der Gradienten der mittleren potentiellen Vorticities wechseln von einer Schicht zur anderen.

Das Bretherton'sche Theorem (108) erlaubt nun eine Aussage über die relative Größe der k_i für ost- und westwärtige Strömungen. Für horizontale Skalen größer als der Rossby-Radius ist der Anteil der relativen Vorticity an der potentiellen Vorticity vernachlässigbar, d. h.

$$\langle \overline{q_i} \rangle \approx (-1)^i \frac{f_0^2}{g'} (\psi_1 - \psi_2) + H_i f \quad (110)$$

Einsetzen des Meridionalgradienten von (110) in (109) liefert

$$\int_0^Y k_1 \left(\langle \overline{u_1} \rangle - \langle \overline{u_2} \rangle + \frac{\beta g' H_1}{f_0^2} \right) - k_2 \left(\langle \overline{u_1} \rangle - \langle \overline{u_2} \rangle - \frac{\beta g' H_2}{f_0^2} \right) dy = 0 \quad (111)$$

Für ostwärtige Strömungen unter der Berücksichtigung der notwendigen Bedingung für barokline Instabilität (104) ergibt sich sofort, daß der 2. Klammerausdruck positiv und

kleiner als der 1. Klammerausdruck ist. Daraus folgt

$$k_2 > k_1 \text{ für } \langle \bar{u}_1 \rangle - \langle \bar{u}_2 \rangle > \frac{\beta g' H_2}{f_0^2} > 0 \quad (112)$$

Ebenso ergibt sich für westwärtige Strömungen mit (105)

$$k_1 > k_2 \text{ für } \langle \bar{u}_1 \rangle - \langle \bar{u}_2 \rangle < \frac{\beta g' H_1}{f_0^2} < 0 \quad (113)$$

Ivchenko (1984) konnte zeigen (mittels einer analytischen Lösung der Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity mit (103) für konstante k_i über dem Hauptteil des Kanals und schmalen Randbereichen in denen die k_i linear auf den Wert Null zurück gehen), daß für ostwärtige Strömungen der Wert des Transferkoeffizienten der oberen Schicht nach oben limitiert ist. Ivchenko berechnete das Verhältnis der Koeffizienten unter Vernachlässigung expliziter lateraler Reibung ($A_4, A_H = 0$) zu

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{2Re \delta_1}{2Re \delta_1 \pm \pi^2} + O(\gamma, \Delta) \quad (114)$$

wobei $Re = (U_S L)/k_1$ eine modifizierte Reynoldszahl darstellt, $U_S = \pi \tau_0 / (H_1 \beta L)$ eine charakteristische Geschwindigkeit der oberen Schicht ist, $\delta_1 = H_1 / (H_1 + H_2)$ ein relatives Schichtdickenverhältnis, $\gamma = R_1 / L \ll 1$ das Verhältnis zwischen Rossby-Radius und einer charakteristischen Länge ist und Δ die Breite der linearen Randbereiche bestimmt. Aus $k_i > 0$ folgt sofort, daß es für ostwärtige Strömung ($-\pi$ in (114)) eine kritische Reynoldszahl gibt mit

$$Re > Re_{cr} = \frac{\pi^2}{2\delta_1} \quad (115)$$

Weiters ergibt sich daraus die Limitierung von k_1 zu

$$k_1 < \frac{2\delta_1 U_S L}{\pi^2} \quad (116)$$

Unter der Annahme, daß die potentiellen Vorticities in den Experimenten FB und WFB lineare Funktionen der Stromfunktionen sind (siehe Abb. 65)

$$\langle \bar{q}_1 \rangle = A_1 \langle \bar{\psi}_1 \rangle + B_1 \quad (117)$$

$$\langle \bar{q}_2 \rangle = A_2 \langle \bar{\psi}_2 \rangle + B_2 \quad (118)$$

mit konstanten Koeffizienten A_1, A_2, B_1 und B_2 lassen sich die Transferkoeffizienten k_i wie folgt abschätzen. Im stationären Zustand gilt für die Balance der unteren Schicht

$$\frac{\partial}{\partial y} k_2 \frac{\partial}{\partial y} \langle \bar{q}_2 \rangle = -\epsilon \frac{\partial}{\partial y} \langle \bar{u}_2 \rangle \quad (119)$$

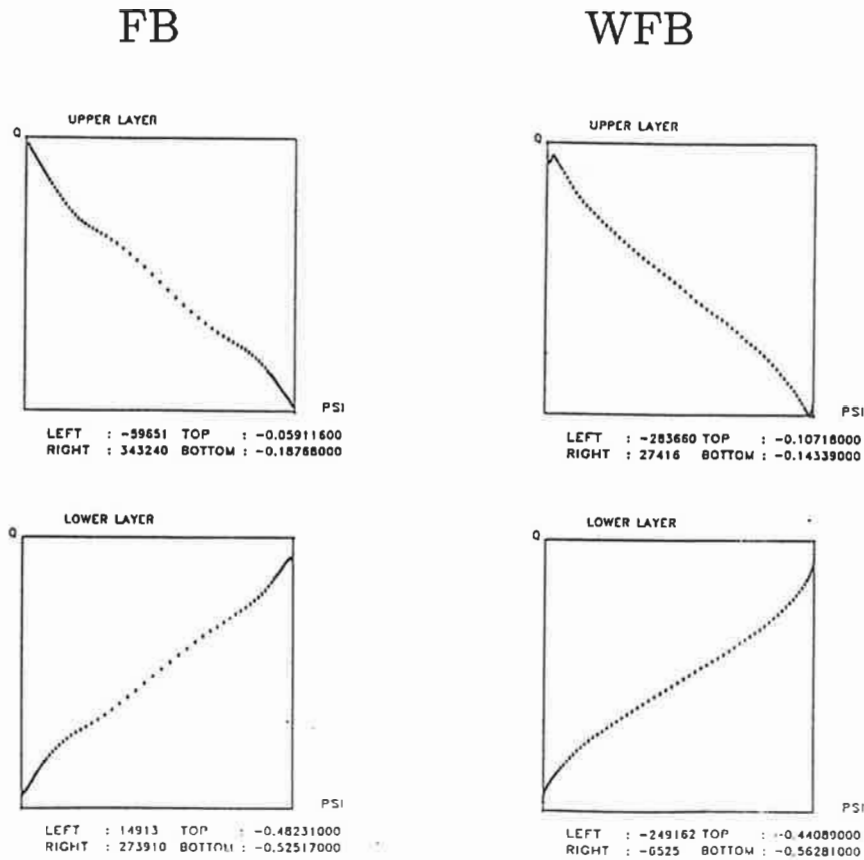


Abbildung 65: Potentielle Vorticities \bar{q}_i in Abhängigkeit von den Stromfunktionen $\bar{\psi}_i$ der Fälle FB und WFB.

Einsetzen von (118) und meridionale Integration ergibt

$$k_2 = \frac{\epsilon}{A_2} \quad (120)$$

(120) in Verbindung mit dem Bretherton'schen Theorem (108) liefert eine Abschätzung für k_1

$$k_1 = -\frac{\epsilon H_2}{A_1 H_1} \cdot \frac{\int_0^Y \langle \bar{u}_2 \rangle dy}{\int_0^Y \langle \bar{u}_1 \rangle dy} \quad (121)$$

Berechnung der k_i aus (121) mit den Werten aus den Experimenten FB und WFB ergibt

$$k_1 \approx 1.3 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}; k_2 \approx 3.3 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ für } \langle \bar{u}_1 \rangle - \langle \bar{u}_2 \rangle > 0 \quad (122)$$

$$k_1 \approx 3.3 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}; k_2 \approx 1.2 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ für } \langle \bar{u}_1 \rangle - \langle \bar{u}_2 \rangle < 0 \quad (123)$$

Diese Werte (für konstante k_i) stimmen gut überein mit der Größenordnung der aus den Experimenten direkt bestimmten Transferkoeffizienten.

Marshall's Schließungshypothese (1981) für die Bestimmung der Meridionalstruktur der Transferkoeffizienten

$$k_i = \frac{|u_1 - u_2|}{|u_1 - u_2|_{MAX}} \quad (124)$$

führte zwar zu qualitativ vernünftigen Resultaten, konnte aber nicht die Jetintensivierung für den Fall FB reproduzieren. Da in FB die maximale vertikale Geschwindigkeitsscherung mit der Jetachse verknüpft ist, liefert (124) hier auch ein Maximum für die Transferkoeffizienten. Aus der Balance der oberen Schicht im stationären Zustand ergibt sich, zumindestens für die Annahme (117)

$$\frac{\partial}{\partial y} (k_1 A_1 \frac{\partial}{\partial y} \psi_1) = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\tau}{H_1} \quad (125)$$

Meridionale Integration von (125)

$$k_1 = -\frac{1}{A_1 H_1} \left(\frac{\tau}{\langle \bar{u}_1 \rangle} \right) \quad (126)$$

zeigt aber, daß ein lokales Maximum in $\langle \bar{u}_1 \rangle$ mit einem lokalen Minimum in k_1 verbunden sein muß.

Aufgrund dieser Ergebnisse scheint eine andere Form der Parametrisierung angemessener zu sein (siehe auch Abb. 63 und 64), d. h.

$$k_1 = |\langle \bar{u}_1 \rangle - \langle \bar{u}_2 \rangle| \cdot \left(\mu_1 \left(\frac{\partial \langle \bar{q}_1 \rangle}{\partial y} \right)^2 + \mu_2 \right)^{-1} \quad (127)$$

mit Konstanten μ_1 und μ_2 (Ivchenko et al. 1990). In Regionen kleiner Gradienten der mittleren potentiellen Vorticity ergibt sich aus (127) die Hypothese (124) von Marshall (1981). Unter der Annahme, daß die Strukturfunktionen der $k_i(y)$ in beiden Schichten gleich sind, läßt sich aus dem Bretherton'schen Theorem (108) dann $k_2(y)$ berechnen. Mittels der Ergebnisse der Experimente FB und WFB haben Ivchenko et al. (1990) Profile für $k_1(y)$ für die ost- und westwärtigen Strömungen berechnet (siehe Abb. 66). Das lokale Minimum in $k_1(y)$ für die ostwärtige Strömung ist klar erkennbar, während für die westwärtige Strömung kein solches markantes Signal vorhanden ist. Insgesamt spiegeln diese Abschätzungen die einfache Tatsache wieder, daß bei einer konstanten Grundströmung und

$$\beta y u + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (128)$$

ein Partikel bei einer Auslenkung um δy fokussiert wird für $u > 0$ und stark abgelenkt wird für $u < 0$.

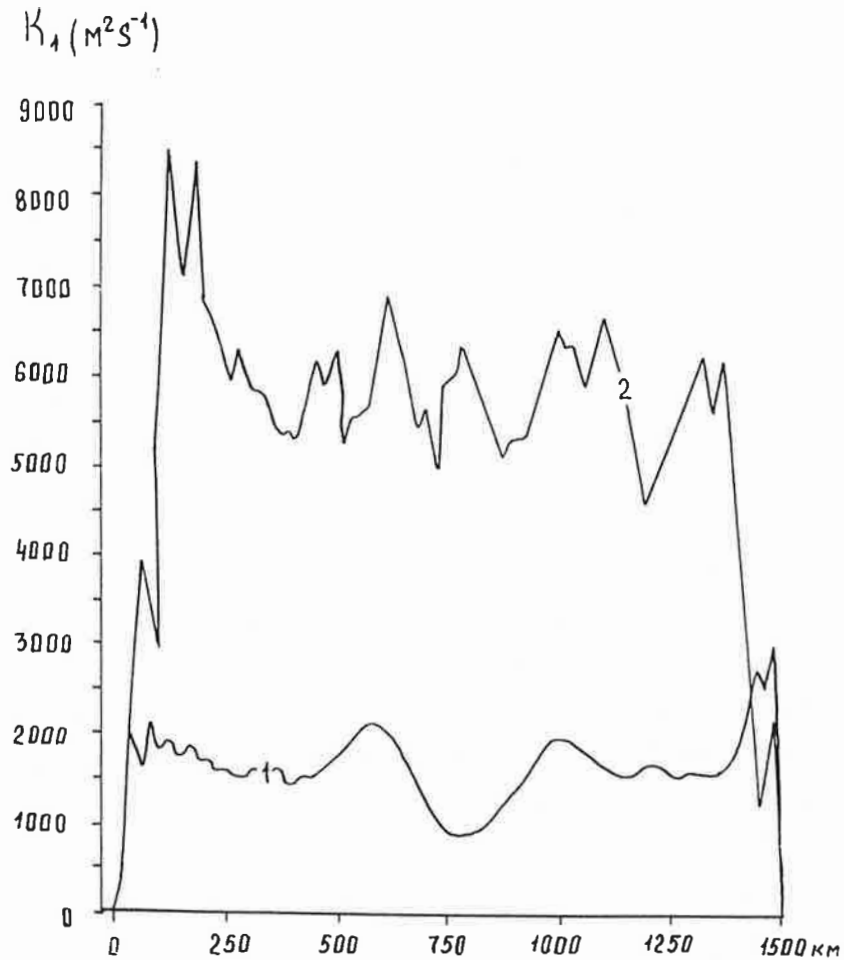


Abbildung 66: Transferkoeffizienten k_1 für ostwärtige (1) und westwärtige (2) Strömungen abgeschätzt aus Gleichung (127).

Die hier vorgestellten Überlegungen zur Parametrisierung des Effektes des geostrophischen Wirbelfeldes auf die mittlere Zirkulation mittels Diffusion von potentieller Vorticity sind natürlich unvollständig und nur ein weiterer Schritt in die Richtung einer besseren Parametrisierung. Experimente mit Bodentopographie zeigen, daß die Transferfunktionale eine wesentlich komplexere Struktur aufweisen und teilweise sogar negative Werte annehmen, wie sie auch schon von Holland und Rhines (1979) in numerischen Experimenten mit geschlossenen Becken beobachtet wurden.

8 Zusammenfassung

Die zonale Impulsbilanz in einem wirbelauflösenden, quasigeostrophischen, zweigeschichteten, zonalen Ringkanal, zuerst von McWilliams et al. (1978) vorgestellt, erscheint relativ robust gegenüber moderaten Änderungen des Parameters der linearen Bodenreibung und der Bodentopographie. Der Eintrag von ostwärtigem Impuls in die obere Schicht durch den Windschub wird durch Schub gegen die variable Zwischenfläche ("interfacial form stress") in die untere Schicht transferiert. Dieser Impulseintrag verläßt das System im quasistationären Zustand durch die Wirkung der Bodenreibung in den von Topographieeinflüssen freien Breiten und durch Schub gegen Topographieanomalien ("topographic form stress") in den durch Bodentopographie blockierten Breiten. Der vertikale Impulstransfer wird einzig vom Wirbelfeld geleistet. Transiente Anteile des Wirbelfeldes dominieren den "interfacial form stress" in den von Topographie freien Passagen oder für sehr große Werte des Parameters der Bodenreibung, während stehende Wirbel im Lee der Topographieanomalien für diesen vertikalen Impulsaustausch verantwortlich zeichnen. Die Wirbel entstehen spontan durch interne Instabilitäten (außer in den Flachbodenexperimenten, siehe Kap. 3), wobei die barokline Instabilität im quasistationären Zustand dominiert. Die barokline Instabilität ist in der Energiebilanz definiert durch den Transfer von kinetischer Energie der mittleren Strömung der oberen Schicht in potentielle Energie der mittleren Strömung und von dort weiter in potentielle und kinetische Störungsenergien.

Reynolds'sche Schubspannungsdivergenzen durch die Anteile des Wirbelfeldes konzentrieren Zonalimpuls im Zentrum von Jetströmen (in einigen Experimenten mit ostwärtigem Windschub) und transportieren somit Impuls in entgegengesetzter Richtung zum mittleren Gradienten ("negative viscosity effect"). Dieser Effekt wird auch deutlich in der Energiebilanz durch Transfer von kinetischer Störungsenergie in kinetische Energie der mittleren Strömung. Die Experimente mit einem mittleren zonalen Topographieeinfluß über der gesamten Kanalbreite zeigen, daß der "topographic form stress" die wichtigste Impulssenke in der quasistationären Balance darstellt. Im Flächenmittel balanciert er durchweg über 90 % des durch den Windschub eingetragenen ostwärtigen Zonalimpulses, wobei in einigen Fällen sogar eine leichte westwärtige Tiefenströmung entsteht.

Die Experimente mit der komplexen, "realistischen" Bathymetrie des "Macquarie-Ridge-Complex" integrieren die Einzelaspekte der Prinzipstudien mit den idealisierten Bodentopographien. Abgesehen von Diskrepanzen aufgrund der unrealistischen Anströmung (Periodizitätsgrenze) und der fehlenden westlichen Randströmung östlich des Campbell-Plateau's (nördliche Kanalwand) entsteht eine sehr realistische Strömung im Bereich des Macquarie-Rückens und über dem mittelozeanischen Rückensystem. Ins-

besondere der Fall hoher Topographie (skaliert auf eine maximale Amplitude von 1500 m) repräsentiert ein nahezu reibungsfreies Modell einer zonalen Kanalströmung. Der "interfacial form stress" wird hauptsächlich von dem stehenden Anteil des Wirbelfeldes ("standing eddies") getragen. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu dem kürzlich von Johnson und Bryden (1989) vorgestellten, analytischen Modell, in dem der vertikale Impulstransfer einzig durch transiente Wirbel geleistet wird (die Autoren untersuchten den, dem vertikalen Impulstransport dynamisch äquivalenten, lateralen Wärmetransport).

Die oben beschriebene Impulsbilanz wurde schon 1951 von Munk und Palmén als dynamisches Modell für den Antarktischen Zirkumpolarstrom postuliert. Sind nun die Ergebnisse der quasigeostrophischen wirbelauflösenden Experimente dieser und anderer Arbeiten (McWilliams et al. 1978, Treguier und McWilliams 1990) ein Beweis für diese Hypothese und geben sie einen tieferen Einblick in die Impulsbilanz des realen Antarktischen Zirkumpolarstromes?

Die Ergebnisse mit grobauflösenden Modellen, die eine vollständig andere Impulsbilanz aufweisen, sind in manchen Aspekten fragwürdig. In diesen Modellen wird der Impulseintrag durch den Windschub im allgemeinen durch laterale Diffusion von zonalem Impuls balanciert. In den nördlichen Ozeanbecken kann der Zonalimpuls dann durch die Sverdrup-Dynamik balanciert werden (zonale Nettodruckgradienten) und im Süden kann er durch die "no-slip-condition" in Randbereichen am Antarktischen Kontinent aufgefangen werden. Der vertikale Impulstransfer ist vernachlässigbar und die Rolle, die der "topographic form stress" in diesen Modellen spielt, ist nicht vollständig verstanden. Alle diese Eigenschaften widersprechen den Ergebnissen der wirbelauflösenden Experimente.

Beobachtungen, insbesondere durch Satelliten, haben die starke mesoskalige Aktivität im ACC dokumentiert und es erscheint als durchaus wahrscheinlich, daß diese Wirbel eine dynamisch gleichartige Kausalkette erzeugen, wie die Wirbel in den Modellen. Das bedeutet, daß die in grobauflösenden Modellen verwendeten Wirbelviskositäten zumindestens in der dynamischen Balance ein verfälschtes Bild der Realität wiedergeben. Inverse Modelle, basierend auf hydrographischen Daten, zeigen zudem, daß der vertikale Impulstransfer im ACC genausogroß ist wie der Impulseintrag durch den Windschub (Olbers und Wenzel 1989). Hierbei ist wiederum der "interfacial form stress" erzeugt durch das Wirbelfeld der wahrscheinlichste Kandidat für diesen vertikalen Impulstransfer. Die beobachtete Größenordnung des polwärtigen Wärmetransportes durch die mesoskaligen Wirbel (siehe z. B. Bryden 1983) unterstützt ebenfalls einen vertikalen Impulstransfer in dieser Größenordnung.

Ogleich die wirbelauflösenden Modelle eine wesentlich größere Anzahl von Freiheitsgraden besitzen als die grobauflösenden Modelle, um eine mittlere Strömung zu erzeugen,

ist die allgemeine Impulsbilanz in diesen Experimenten doch sehr durch die verwendeten Randbedingungen eingeschränkt. Da kein Impulsaustausch mit den festen Wänden im Norden und Süden des Kanals erlaubt ist, muß der Zonalimpuls im quasistationären Zustand das System am Boden wieder verlassen. Das heißt insbesondere, daß der vertikale Impulstransfer durch den "interfacial form stress" genauso groß sein muß wie der Impulseintrag durch den Windschub. Das Wirbelfeld ist gezwungen sich so einzustellen, daß dieser Mechanismus in der entsprechenden Stärke wirksam werden kann. Der interessanteste Aspekt dabei ist, daß die Wirbel aber auch die Tiefenzirkulation so strukturieren, daß der "topographic form stress" die überragende Rolle als Impulssenke wahrnehmen kann und somit den Einfluß einer unphysikalisch großen Bodenreibung begrenzt.

Sowohl Abschätzungen des polwärtigen Wärmetransportes durch mesoskalige Störungen ("eddies") als auch Ergebnisse von auf hydrographischen Daten basierenden Inversmodellen und eine durch wirbelaufösende Modelle demonstrierte, dazu konsistente Impulsbilanz belegen eindrucksvoll die besondere Bedeutung des Wirbelfeldes im Südlichen Ozean. Dieses Meeresgebiet ist eine der wichtigsten (und zugleich am wenigsten erforschten) Komponenten des globalen Klimasystems. Erschwerend (für die numerische Modellierung) kommt hier die Kürze der Skalen, aufgrund der Schichtung und geographischen Lage hinzu. Schon der erste barokline Rossby-Radius (Skala der Eddies) ist kleiner als 10 km in großen Bereichen des Südlichen Ozeans (Houry et al. 1987). Das in den nächsten 10–20 Jahren zur Verfügung stehende Potential an Computerressourcen wird aller Voraussicht nicht ausreichend sein, um Klimasensitivitäts- und Impaktstudien mit gekoppelten Eis-Ozean-Atmosphäre-Modellen unter expliziter Auflösung der mesoskaligen Prozesse im Ozean durchzuführen.

Das letzte Kapitel dieser Arbeit beschäftigt sich deshalb mit der Parametrisierung des Effektes des Wirbelfeldes auf die mittlere Zirkulation in grobauflösenden Modellen. Es wurde gezeigt, daß eine explizite Impulsdiffusion ("eddy viscosity") mit positiven Transferkoeffizienten ("Austausch") nur relativ unbefriedigende Resultate im Vergleich zur wirbelaufösenden Kanalströmung bringt. Insbesondere sind verschiedene Koeffizienten für den vertikalen Impulsaustausch und die Bodenreibung für verschiedene Strömungsszenarien zu verwenden, um integrale Größen, wie z. B. den Gesamtmassentransport, an Ergebnisse des wirbelaufösenden Modells anzupassen. Erfolgversprechender scheint in diesem Zusammenhang die Parametrisierung des wirbelbedingten Flusses von potentieller Vorticity als Diffusionsprozeß zu sein. Diese Parametrisierung beinhaltet den kombinierten Effekt der Wirbeltransporte von Impuls und Wärme. Am Beispiel einer ebenen Kanalströmung mit ost- und westwärtigem Windschub wird die Signatur dieses Transportes mit dem wirbelaufösenden Modell berechnet und mit bestehenden Theorien (z. B. Marshall 1981, Ivchenko 1984) verglichen. Dabei zeigt sich, daß die

Abschätzungen aus analytischen Methoden in Verbindung mit einer Integralbedingung für den vertikal integrierten, meridionalen Fluß von potentieller Vorticity für diese Experimente gut übereinstimmen, aber die bisherigen Annahmen über die meridionale Struktur der Transferkoeffizienten unzureichend sind. Es wird eine andere Parametrisierung vorgestellt (Ivchenko et al. 1990) und anhand von numerischen Experimenten diskutiert.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dirk Olbers und Herrn Dr. Ernst Maier-Reimer für die intensive Betreuung dieser Arbeit. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Klaus Hasselmann für die Möglichkeit, in der stimulierenden und überaus herzlichen Atmosphäre des Max-Planck-Institutes für Meteorologie arbeiten zu können.

Für die immer freundliche, professionelle und prompte Hilfe in Fragen graphischer Gestaltung und deren Ausführung danke ich Frau Marion Grunert. Trotz großer persönlicher Belastung hat Frau Ulli Hohmann es sich nicht nehmen lassen, einen korrigierenden Einfluß auf diese Arbeit zu nehmen. Dafür bin ich sehr dankbar.

Danken möchte ich insbesondere Herrn Dr. Otto Böhringer für die Hilfe in allen Fragen der modernen "Komputerey".

Letztendlich möchte ich mich bedanken für konstruktive Kritik, Anteilnahme und Hilfe bei Christoph Heinze, Uwe Mikolajewicz, Ute Luksch, Dr. Benjamin Santer, Katharina Kurz, Jin-Song Xu, Dr. Hans von Storch, Dr. Mojib Latif, Udo Weese, Dr. Josef Oberhuber, Achim Stössel, Michael Böttinger, Monika Esch, Ingo Jessel, Reiner Schnur, Moritz Flügel, Dr. Michael Lautenschlager, Dr. Pavel Demtschenko, Dr. Vladimir Ivchenko, Dr. Alexander Klepikov, Dr. Andreas Hense, Dr. Anne-Marie Treguier, Dr. Greg Holloway, Dr. Jim McWilliams, Dr. Bill Holland und Dr. George Kiladis.

9 Literaturverzeichnis

- Arakawa, A. und V.R. Lamb, (1977)**, "Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model", *Meth. Comput. Phys.*, 17, 173–265
- Brennecke, W., (1921)**, "Die ozeanographischen Arbeiten der deutschen antarktischen Expedition 1911–1912", *Arch. deut. Seewarte*, 39
- Bretherton, F.P., (1966)**, "Critical layer instability in baroclinic flows", *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 92(393), 325–334
- Brosche, P. und J. Sündermann, (1985)**, "The Antarctic Circumpolar Current and its influence on the earth's rotation", *Dt. hydrogr. Z.*, 38, 1–6
- Bryan, K. und M.D. Cox, (1972)**, "The circulation of the World Ocean : A numerical study. Part I, A homogenous model", *J. Phys. Oceanogr.*, 2, 319–335
- Bryden, H.L., (1983)**, "The Southern Ocean", in "Eddies in Marine Science", ed. A. Robinson, Springer-Verlag, 265–277
- Bryden, H.L. und R.A. Heath, (1985)**, "Energetic eddies at the northern edge of the Antarctic Circumpolar Current in the southwest Pacific", *Prog. Oceanogr.*, 14, 65–87
- Chelton, D.B., M.G. Schlax, D.L. Witter und J.G. Richman, (1989)**, "GEO-SAT altimeter observations of the surface circulation of the Southern Ocean", *J. Geophys. Res.*, zur Veröffentlichung eingereicht
- Cheney, R.E., J.G. Marsh und B.D. Beckley, (1983)**, "Global mesoscale variability from collinear tracks of SEASAT altimeter data", *J. Geophys. Res.*, 88, 4343–4354
- Colton, M.T. und R.R.P. Chase, (1983)**, "Interaction of the Antarctic Circumpolar Current with bottom topography: An investigation using satellite altimetry", *J. Geophys. Res.*, 88, 1825–1843
- Cox, M.D., (1975)**, "A baroclinic numerical model of the World Ocean : Preliminary Results", in *Numerical Models of Ocean Circulation, Proc. of a Symp.*, Durham, New Hampshire, Oct. 17–20, 1972

- Daniault, N. und Y. Menárd, (1985),** "Eddy kinetic energy distribution in the Southern Ocean from altimetry and FGGE drifting buoys", *J. Geophys. Res.*, 90, 11877–11889
- Deacon, G.E.R., (1937),** "The hydrology of the Southern Ocean", *Discovery Rep.*, 15, 3–122
- Deacon, G.E.R., (1984),** "The Antarctic Circumpolar Current", Cambridge University Press
- de Szoeko, R.A. und M.D. Levine, (1981),** "The advective flux of heat by mean geostrophic motions in the Southern Ocean", *Deep-Sea Res.*, 28(10), 1057–1085
- Fletcher, C.A.J., (1988),** "Computational Techniques for Fluid Dynamics", Vol. I+II, Springer-Verlag
- Foster, L.A., (1972),** "Current measurements in Drake Passage", MS Thesis, Dalhousie University, Halifax, N.S., Kanada
- Gill, A.E., (1968),** "A linear model of the Antarctic Circumpolar Current", *J. Fluid Mech.*, 32, 465–488
- Gill, A.E. und K. Bryan, (1971),** "Effects of geometry on the circulation of a three-dimensional southern hemisphere ocean model", *Deep-Sea Res.*, 18, 685–721
- Gill, A.E., J.S.A. Green und A.J. Simmons, (1974),** "Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies", *Deep-Sea Res.*, 21, 499–528
- Gordon, A.L., (1972),** "On the interaction of the Antarctic Circumpolar Current and the Macquarie Ridge", *Antarctic Oceanology II, Antarctic Res. Ser.*, 19, ed. D. E. Hayes, 71 – 78, AGU, Washington D.C.
- Gordon, A.L., (1981),** "Seasonality of Southern Ocean sea ice", *J. Geophys. Res.*, 86(C5), 4193–4197
- Gordon, A.L., (1987),** "Southern Ocean Oceanography – An Overview", WCP-Report Nr. 138, WOCE Core Project 2 Planning Meeting on the Southern Ocean (Bremerhaven, F.R.G., 20–23 Mai 1986), 7–15
- Gordon, A.L., E. Molinelli und T. Baker, (1978),** "Large-scale relative dynamic topography of the southern ocean", *J. Geophys. Res.*, 83, 3023–3032

- Gordon, A.L. und W. B. Owens (1987)**, "Polar Oceans", *Rev. of Geophys.*, 25(2), 227-233
- Gordon, A.L. und H.W. Taylor, (1975)**, "Heat and salt balance within the cold waters of the world ocean", in *Numerical Models of Ocean Circulation*, National Academy of Science, Washington, D.C., 54-56
- Green, J.S.A., (1970)**, "Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere", *Quart. J. R. Met. Soc.*, 96, 157-185
- Han, Y.-J., (1984)**, "A numerical world ocean general circulation model. Part I. Basic design and barotropic experiment", *Dyn. Atmos. Oceans*, 8, 107-140
- Han, Y.-J. und S.-W. Lee, (1981)**, "A new analysis of monthly mean wind stress over the global ocean", Rep. 26, *Clim. Res. Inst.*, Oregon State University, Corvallis
- Hellmer, H.H., M. Bersch, E. Augstein und I. Grabemann, (1985)**, "The Southern Ocean", *Berichte zur Polarforschung Nr. 26*, Alfred-Wegener-Institut für Polarforschung, Bremerhaven
- Heezen, D.E., M. Tharp und C. Bentley, (1972)**, "Morphology of the Earth in the Antarctic and Sub-Antarctic", *Antarctic Map Folio Series*, 16, American Geographical Society
- Hidaka, K. und M. Tsuchiya, (1953)**, "On the Antarctic Circumpolar Current", *J. Mar. Res.*, 12, 214-222
- Holland, W.R. und P.B. Rhines (1980)**, "An example of eddy-induced ocean circulation", *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1010-1031
- Houry, S., E. Dombrowsky, P. DeMey und J.-F. Minster, (1987)**, "Brunt-Väisälä Frequency and Rossby Radii in the South Atlantic", *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 1619-1626
- Ivchenko, V.O., (1984)**, "Parameterization of the eddy fluxes of the geostrophic potential vorticity in zonal flows", *Dokladi Akademii Nauk, USSR*, 277(4), 972-976
- Ivchenko, V.O., (1985)**, "Parameterization of the eddy flows of geostrophic potential vorticity in zonal ocean currents", *Izvestiya, Atmos. Ocean. Phys.*, 21(8), 660-664
- Ivchenko, V.O., A.V. Klepikov, D. Olbers und J.-O. Wolff, (1990)**, "On the dynamics of zonal flows in the Ocean", *Manuskript in Vorbereitung*

- Johnson, G.C. und H.L. Bryden, (1989)**, "On the size of the Antarctic Circumpolar Current", *Deep-Sea Res.*, 36, 39-53
- Joyce, T.M. und S.L. Patterson, (1977)**, "Cyclonic ring formation at the polar front in the Drake Passage", *Nature*, 265(5590), 131-133
- Kamenkovich, V.M., M.N. Koshlyakov und A.S. Monin, (1986)**, "Synoptic eddies in the ocean", *D. Reidel Publ. Comp.*
- Koblinsky, C., (1988)**, "GEOSAT vs. SEASAT", *EOS*, 69(44), 1026
- Kort, V.G., (1964)**, "Antarctic oceanography", in "Solid earth and interface phenomena", H. Odishaw Ed., Cambridge/Mass., 2, 309-333
- Kosack, H.-P., (1954)**, "Die Antarktis", Keyserische Verlagsbuchhandlung, Heidelberg
- Levitus, S., (1982)**, "Climatological Atlas of the World Ocean", NOAA Professional Paper 13, U.S. Department of Commerce
- Lutjeharms, J.R.E., (1982)**, "Baroclinic volume transport in the Southern Ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 3-7
- Lorenz, E.N., (1955)**, "Available potential energy and the maintenance of the general circulation", *Tellus*, 7, 157-167
- Marshall, J.C., (1981)**, "On the parameterization of geostrophic eddies in the ocean", *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 257-271
- McCartney, M.S., (1976)**, "The interaction of zonal currents with topography with application to the Southern Ocean", *Deep-Sea Res.*, 23, 413-427
- McWilliams, J.C., (1977)**, "A note on a consistent quasi-geostrophic model in a multiply connected domain", *Dyn. Atmos. Oceans*, 1, 427-441
- McWilliams, J.C., W.R. Holland und J.H.S. Chow, (1978)**, "A description of numerical Antarctic Circumpolar Currents", *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 213-291
- McWilliams, J.C. und J.H.S. Chow, (1981)**, "Equilibrium geostrophic turbulence. I: A reference solution in a β -plane channel", *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 921-949
- Mikolajewicz, U. und E. Maier-Reimer, (1990)**, "Internal secular variability in an ocean general circulation model", *Clim. Dyn.*, im Druck

- Munk, W.H. und E. Palmén, (1951),** "Note on the dynamics of the Antarctic Circumpolar Current", *Tellus*, 3, 53–55
- Nowlin, W.D. und M. Clifford, (1982),** "The kinematic and thermohaline zonation of the Antarctic Circumpolar Current at Drake Passage", *J. Mar. Res.*, 40, suppl., 481–507
- Nowlin, W.D. Jr. und J.M. Klinck, (1986),** "The Physics of the Antarctic Circumpolar Current", *Rev. of Geophys.*, 24(3), 469–491
- Nowlin, W.D.Jr., S.J. Worley und T. Whitworth III, (1985),** "Methods for making point estimates of eddy heat flux as applied to the Antarctic Circumpolar Current", *J. Geophys. Res.*, 90, 3305–3324
- Olbers, D.J. und M. Wenzel, (1989),** "Determining diffusivities from hydrographic data by inverse methods with applications to the circumpolar current", *Modelling the ocean general circulation and geochemical tracer transport*. J. Willebrand and D.L.T. Anderson, Eds., NATO ASI Series C, Kluwer Acad. Publ., 284, 95–122
- Patterson, S.L., (1985),** "Surface circulation and kinetic energy distributions in the southern hemisphere oceans from FGGE drifting buoys", *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 865–884
- Pedlosky, J., (1964),** "The stability of currents in the atmosphere and the oceans. Part I", *J. Atmos. Sci.*, 27, 201–219
- Pedlosky, J., (1982),** "Geophysical Fluid Dynamics", 2. Ausgabe, Springer-Verlag
- Reid, J.L., (1986),** "On the total geostrophic circulation of the South Pacific Ocean: Flow patterns, tracers and transports", *Prog. Oceanogr.*, 16, 1–61
- Reid, J.L. und W.D. Nowlin Jr., (1971),** "Transport of water through the Drake Passage", *Deep-Sea Res.*, 18, 51–64
- Rhines, P.B. und W.R. Holland, (1979),** "A theoretical discussion of eddy-driven mean flows", *Dyn. Atmos. Oceans*, 3, 289–325
- Richtmyer, R.D., (1967),** "Difference methods for Initial-Value-Problems", *Interscience*, 2. Ausgabe
- Sarmiento, J.L. und J.R. Toggweiler, (1984),** "A new model for the role of the oceans in determining atmospheric $p\text{CO}_2$ ", *Nature*, 308, 621–624

- Spillane, M., (1978)**, "Topographic generation of intermediate-scale motions by wind-driven currents – a model for the circulation in the vicinity of the Indian–Antarctic Ridge", *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 427–453
- Starr, V.P., (1953)**, "Note concerning the nature of the large-scale eddies in the atmosphere", *Tellus*, 5, 39–43
- Starr, V.P., (1968)**, "Physics of Negative Viscosity Phenomena", New York City, McGraw–Hill Book Co.
- Stone, P.H., (1970)**, "On nongeostrophic baroclinic stability. Part II", *J. Atmos. Sci.*, 27, 721–726
- Stone, P.H., (1972)**, "On nongeostrophic baroclinic stability. Part III", *J. Atmos. Sci.*, 29, 419–426
- Taylor, G.I., (1915)**, "Eddy motion in the Atmosphere", *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, A, 140, 1–26
- Treguier, A.M. und J.C. McWilliams, (1990)**, "Topographic influences on wind-driven, stratified flow in a β -plane channel: an idealized model for the Antarctic Circumpolar Current", *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 321–343
- Whitworth, T., III, (1988)**, "The Antarctic Circumpolar Current", *Oceanus*, 31(2), 53–58
- Whitworth, T., III und R.G. Peterson, (1985)**, "The volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from three-year bottom pressure measurements", *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 810–816
- Whitworth, T., III, W.D. Nowlin und S.J. Worley, (1982)**, "The net transport of the Antarctic Circumpolar Current through Drake Passage", *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 960–971
- Wolff, J.–O., (1986)**, "Turbulenzcharakteristiken in einem quasigeostrophischen Modell", Diplomarbeit am Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg
- Wolff, J.–O. und D.J. Olbers, (1989)**, "The dynamical balance of the Antarctic Circumpolar Current studied with an eddy resolving quasigeostrophic model", in "Mesoscale/Synoptic Coherent Structures in Geophysical Turbulence", ed. J.C.J. Nihoul and B.M. Jamart, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam

- Wolff, J.-O., V.O. Ivchenko, A.V. Klepikov und D.J. Olbers**, (1990a), "On the dynamics of zonal flow in the ocean", Dokladi Akademii Nauk, USSR, zur Veröffentlichung akzeptiert
- Wolff, J.-O., V.O. Ivchenko, A.V. Klepikov und D.J. Olbers**, (1990b), "On the influence of bottom topography on the dynamics of zonal flow in the ocean", Dokladi Akademii Nauk, USSR, zur Veröffentlichung akzeptiert
- Wolff, J.-O., E. Maier-Reimer und D.J. Olbers**, (1990c), "Wind-driven flow over topography in a zonal β -plane channel: A quasigeostrophic model of the Antarctic Circumpolar Current", in Report Nr. 51 des Max-Planck-Institutes für Meteorologie (zur Veröffentlichung eingereicht bei J. Phys. Oceanogr.)
- Young, W.R.**, (1987), "Baroclinic theories of the wind driven circulation", in "General Circulation of the Ocean", Eds. H.D.I. Abarbanel und W.R. Young, Springer-Verlag, 134-201

10 Anhang A

Herleitung des quasigeostrophischen Zwei-Schichten-Modell's

Ausgehend von den Bewegungsgleichungen mit Boussinesq- und hydrostatischer Approximation werden in diesem Kapitel die grundlegenden Gleichungen des quasigeostrophischen Zwei-Schichten-Modell's und dazu konsistente Randbedingungen hergeleitet.

Das Modell (siehe Abb. 12 auf S. 19) besteht aus zwei homogenen Wasserkörpern mit verschiedenen, konstanten Dichten ρ_1 und ρ_2 , wobei die Trennfläche η zwischen beiden Wassermassen undurchlässig ist. Es wird weiterhin angenommen, daß die horizontalen Geschwindigkeiten $\mathbf{v}_i = (u_i, v_i)$ in jeder Schicht ($i = 1, 2$) vertikal konstant sind. Die aktuellen Schichtdicken sind

$$d_1 = h_1 + \zeta = H_1 - \eta + \zeta \quad (129)$$

$$d_2 = h_2 - h_1 = H_2 - B + \eta \quad (130)$$

wobei H_1 und H_2 die mittleren Schichtmächtigkeiten, B die Bodentopographie und ζ und η die jeweiligen Auslenkungen der Wasseroberfläche und der Zwischenfläche von ihren Ruhelagen bezeichnen.

Die horizontalen Bewegungsgleichungen, die Kontinuitätsgleichung und die hydrostatische Gleichung lauten wie folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i + w \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_i + f \hat{\mathbf{v}}_i = -\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \mathbf{F}_i \quad (131)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_i + \frac{\partial}{\partial z} w = 0 \quad (132)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} p = -g\rho \quad (133)$$

mit den kinematischen Grenzflächenbedingungen

$$w|_{\zeta} = w(z = \zeta) = \frac{d\zeta}{dt} \quad (134)$$

$$w|_{-h_2} = w(z = -h_2) = -\mathbf{v}_2 \cdot \nabla h_2 \quad (135)$$

Hierbei ist w die vertikale Geschwindigkeitskomponente, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ der horizontale Gradientoperator, $f = 2\Omega \sin\phi$ der Coriolisparameter, $\hat{\mathbf{v}} = (-v, u)$ der um 90 Grad gedrehte Vektor der Horizontalgeschwindigkeit und \mathbf{F} die Summe der Reibungs- und äußeren Kräfte pro Masseneinheit.

Die vertikale Integration der Kontinuitätsgleichung liefert eine Massenerhaltungsgleichung für die obere Schicht ($i=1$)

$$\int_{-h_1}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial z} w dz = - \int_{-h_1}^{\zeta} \nabla \cdot \mathbf{v}_1 dz \quad (136)$$

$$\rightarrow w|_{\zeta} - w|_{-h_1} = -\nabla \cdot \int_{-h_1}^{\zeta} \mathbf{v}_1 dz + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla h_1 \quad (137)$$

mit $z = -h_1$ als materieller Fläche folgt

$$\frac{d\zeta}{dt} + \frac{dh_1}{dt} = -\nabla \cdot (h_1 + \zeta)\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \zeta + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla h_1 \quad (138)$$

$$\rightarrow \frac{\partial}{\partial t}(\zeta + h_1) + \nabla \cdot (\zeta + h_1)\mathbf{v}_1 = 0 \quad (139)$$

Ebenso folgt für die untere Schicht ($i=2$)

$$\frac{\partial}{\partial t}(h_2 - h_1) + \nabla \cdot (h_2 - h_1)\mathbf{v}_2 = 0 \quad (140)$$

oder formuliert für die aktuellen Schichtdicken ($i = 1, 2$)

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}d_i + \nabla \cdot (d_i\mathbf{v}_i) = 0} \quad (141)$$

Die vertikale Integration der Bewegungsgleichungen (131) erzeugt Impulsbilanzgleichungen wie folgt (hier für $i=1$)

$$\underbrace{\int_{-h_1}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_1 dz}_a + \underbrace{\int_{-h_1}^{\zeta} (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 + w \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_1 dz}_b + \underbrace{\int_{-h_1}^{\zeta} f \hat{\mathbf{v}}_1 dz}_c = - \underbrace{\int_{-h_1}^{\zeta} \left(\frac{1}{\rho_1} \nabla p_1 + \mathbf{F}_1 \right) dz}_d \quad (142)$$

wobei \mathbf{F} und ∇p in jeder Schicht vertikal konstant sind.

$$a \rightarrow \int_{-h_1}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_1 dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h_1}^{\zeta} \mathbf{v}_1 dz - \mathbf{v}_1 \frac{\partial}{\partial t} \zeta - \mathbf{v}_1 \frac{\partial}{\partial t} h_1 \quad (143)$$

$$= \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{v}_1 d_1) - \mathbf{v}_1 \frac{\partial}{\partial t} d_1 \quad (144)$$

$$b \rightarrow \int_{-h_1}^{\zeta} (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 + w \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_1 dz = \int_{-h_1}^{\zeta} \left(\nabla \cdot (\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1) + \frac{\partial}{\partial z} (w \mathbf{v}_1) \right) dz \quad (145)$$

$$= \nabla \cdot \int_{-h_1}^{\zeta} \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 dz - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 \nabla \zeta - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 \nabla h_1 + \mathbf{v}_1 w \Big|_{-h_1}^{\zeta} \quad (146)$$

$$= \nabla \cdot (d_1 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1) - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 \cdot \nabla d_1 + \mathbf{v}_1 \frac{d}{dt} d_1 \quad (147)$$

unter Verwendung von (141). Insgesamt folgt somit für $i = 1$

$$\frac{\partial}{\partial t}(d_1 \mathbf{v}_1) + \nabla \cdot (\mathbf{v}_1 d_1 \mathbf{v}_1) + f(d_1 \hat{\mathbf{v}}_1) = -\frac{d_1}{\rho_1} \nabla p_1 + d_1 \mathbf{F}_1 \quad (148)$$

Für $i = 2$ ergibt sich gleichermaßen

$$\frac{\partial}{\partial t}(d_2 \mathbf{v}_2) + \nabla \cdot (\mathbf{v}_2 d_2 \mathbf{v}_2) + f(d_2 \hat{\mathbf{v}}_2) = -\frac{d_2}{\rho_2} \nabla p_2 + d_2 \mathbf{F}_2 \quad (149)$$

oder allgemein für beide Schichten

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t}(d_i \mathbf{v}_i) + \nabla \cdot (\mathbf{v}_i d_i \mathbf{v}_i) + f(d_i \hat{\mathbf{v}}_i) = -\frac{d_i}{\rho_i} \nabla p_i + d_i \mathbf{F}_i} \quad (150)$$

Eine alternative Impulsbilanzgleichung liefert die Kombination von (141) und (150)

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i + f \hat{\mathbf{v}}_i = -\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \mathbf{F}_i} \quad (151)$$

Balancegleichungen für die Vorticity erhält man durch Anwendung des Operators "Rotation" auf die Gleichungen (151)

$$\underbrace{\nabla \times \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i \right)}_e + \underbrace{\nabla \times [(\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i]}_f + \underbrace{\nabla \times (f \hat{\mathbf{v}}_i)}_g = \underbrace{\nabla \times \left(-\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \mathbf{F}_i \right)}_h \quad (152)$$

Die relative Vorticity ist definiert wie folgt

$$\boldsymbol{\omega}_i = \nabla \times \mathbf{v}_i \quad (153)$$

damit lassen sich obige Terme umformen zu

$$e \rightarrow \nabla \times \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i \right) = \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\omega}_i \quad (154)$$

$$f \rightarrow \nabla \times [(\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i] = (\mathbf{v}_i \cdot \nabla)(\nabla \times \mathbf{v}_i) + (\nabla \times \mathbf{v}_i)(\nabla \cdot \mathbf{v}_i) \quad (155)$$

$$= (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}_i + \boldsymbol{\omega}_i (\nabla \cdot \mathbf{v}_i) \quad (156)$$

$$= (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}_i - \boldsymbol{\omega}_i \frac{1}{d_i} \left(\frac{\partial}{\partial t} d_i + \mathbf{v}_i \cdot \nabla d_i \right) \quad (157)$$

$$g \rightarrow \nabla \times (f \hat{\mathbf{v}}_i) = f \nabla \cdot \mathbf{v}_i + \mathbf{v}_i \cdot \nabla f \quad (158)$$

$$h \rightarrow \nabla \times \left(-\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i + \mathbf{F}_i \right) = \nabla \times \mathbf{F}_i \quad (159)$$

Insgesamt ergibt sich also

$$\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{\omega}_i + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega}_i + (\boldsymbol{\omega}_i + f)(\nabla \cdot \mathbf{v}_i) + \beta \mathbf{v}_i = \nabla \times \mathbf{F}_i \quad (160)$$

mit

$$\beta = \nabla f|_{y=y_0} \quad (161)$$

Eine Balancegleichung für die potentielle Vorticity erhält man durch Multiplikation der Gleichung (160) mit den aktuellen Schichtdicken d_i und nachfolgender Umformung wie folgt

$$d_i \frac{\partial}{\partial t} \omega_i + d_i (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \omega_i - \left[\frac{\partial}{\partial t} d_i + \mathbf{v}_i \cdot \nabla d_i \right] (\omega_i + f) + \beta d_i v_i = d_i \nabla \times \mathbf{F}_i \quad (162)$$

Unter Berücksichtigung der Identität

$$d \frac{d}{dt} (\omega + f) - (\omega + f) \frac{d}{dt} d \equiv d^2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\omega + f}{d} \right) \quad (163)$$

ergibt sich die Balancegleichung für die potentielle Vorticity

$$\boxed{\frac{d}{dt} \left(\frac{\omega_i + f}{d_i} \right) = \frac{1}{d_i} \nabla \times \mathbf{F}_i} \quad (164)$$

Unter der Annahme, daß die Rossbyzahl ϵ und das Aspektverhältnis δ klein gegen den Wert 1 sind

$$\epsilon = \frac{U}{f_0 L} \ll 1 \quad (165)$$

$$\delta = \frac{D}{L} \ll 1 \quad (166)$$

sind die Bewegungen des Fluides nahezu geostrophisch balanciert. Hierbei sind die charakteristischen vertikalen und horizontalen Skalen mit D und L bezeichnet und U ist die charakteristische Skala für die Horizontalgeschwindigkeiten. Spaltet man nun alle Variablen in geostrophische und ageostrophische Anteile auf

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}^{(0)} + \mathbf{v}^{(1)} \quad (167)$$

$$w = w^{(0)} + w^{(1)} \quad (168)$$

$$p = p^{(0)} + p^{(1)} \quad (169)$$

$$d = d^{(0)} + d^{(1)} \quad (170)$$

$$f = f_0 + \beta y \quad (171)$$

$$\dots = \dots$$

usw., lassen sich die quasigeostrophischen potentiellen Vorticity-Gleichungen für die beiden Schichten wie folgt herleiten.

Die geostrophischen Gleichungen lauten

$$-f_0 v_i^{(0)} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial}{\partial x} p_i^{(0)} \quad (172)$$

$$f_0 u_i^{(0)} = -\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial}{\partial y} p_i^{(0)} \quad (173)$$

$$\nabla \cdot (d_i^{(0)} \mathbf{v}_i^{(0)}) = 0 \quad (174)$$

In der quasigeostrophischen Näherung sind die Strömungen divergenzfrei ($w^{(0)} \equiv 0$), d. h. es läßt sich eine Stromfunktion ψ_i einführen mit

$$u_i^{(0)} = -\frac{\partial}{\partial y}\psi_i \quad (175)$$

$$v_i^{(0)} = \frac{\partial}{\partial x}\psi_i \quad (176)$$

so daß sich die Druckterme und die Auslenkungen von Meeresoberfläche und Zwischenfläche in Beziehung zur Stromfunktion setzen lassen

$$\psi_1 = \frac{1}{f_0\rho_1}p_1^{(0)} = \frac{g}{f_0}\zeta^{(0)} \quad (177)$$

$$\psi_2 = \frac{1}{f_0\rho_2}p_2^{(0)} = \frac{g}{f_0}\zeta^{(0)} + \frac{g'}{f_0}\eta^{(0)} \quad (178)$$

mit der reduzierten Gravitationsbeschleunigung $g' = g\Delta\rho/\rho_0$. Diese Beziehungen zeigen, daß in einem quasigeostrophischen Schichtenmodell die Neigung einer Zwischenfläche direkt von der vertikalen Differenz der Horizontalgeschwindigkeiten oberhalb und unterhalb der jeweiligen Zwischenfläche abhängt (für die Meeresoberfläche setze man Geschwindigkeit und Dichte der Atmosphäre gleich Null).

Die potentiellen Vorticities sind dann wie folgt definiert

$$\frac{\omega_1^{(0)} + f}{d_1} = \frac{\nabla^2\psi_1 + f_0 + \beta y}{H_1 + \zeta - \eta} \approx \frac{1}{H_1} \left(\nabla^2\psi_1 + \beta y - \frac{f_0}{H_1}\zeta^{(0)} + \frac{f_0}{H_1}\eta^{(0)} \right) \quad (179)$$

$$\frac{\omega_2^{(0)} + f}{d_2} = \frac{\nabla^2\psi_2 + f_0 + \beta y}{H_2 + \eta - B} \approx \frac{1}{H_2} \left(\nabla^2\psi_2 + \beta y - \frac{f_0}{H_2}\eta^{(0)} + \frac{f_0}{H_2}B \right) \quad (180)$$

Die quasigeostrophischen potentiellen Vorticities sind somit

$$q_1^* = \frac{1}{H_1} \left[\nabla^2\psi_1 + \beta y - \frac{f_0^2}{gH_1}\psi_1 + \frac{f_0^2}{g'H_1}(\psi_2 - \psi_1) \right] \quad (181)$$

$$q_2^* = \frac{1}{H_2} \left[\nabla^2\psi_2 + \beta y - \frac{f_0^2}{g'H_1}(\psi_2 - \psi_1) + \frac{f_0}{H_2}B \right] \quad (182)$$

Die Bewegung der Meeresoberfläche $\zeta^{(0)}$ ist vernachlässigbar klein (von der Ordnung $\Delta\rho/\rho_0$) gegenüber der Bewegung der Zwischenfläche $\eta^{(0)}$ und erscheint somit bewegungslos ("rigid-lid"), soweit es die Vertikalgeschwindigkeit betrifft. Das heißt, daß der Beitrag von $\zeta^{(0)}$ zur quasigeostrophischen potentiellen Vorticity q_1^* vernachlässigbar ist und wie weiter unten gezeigt wird, ist diese Vernachlässigung auch notwendig zur Formulierung konsistenter Randbedingungen. Multipliziert man die q_i^* mit den jeweiligen Quadraten der mittleren Schichtdicken und vernachlässigt man den Beitrag von $\zeta^{(0)}$ zu q_1^* ergeben

sich die in dieser Arbeit verwendeten Ausdrücke für die quasigeostrophischen potentiellen Vorticities

$$q_1 = H_1 \nabla^2 \psi_1 - \frac{f_0^2}{g'} (\psi_1 - \psi_2) + H_1 f \quad (183)$$

$$q_2 = H_2 \nabla^2 \psi_2 + \frac{f_0^2}{g'} (\psi_1 - \psi_2) + H_2 f + f_0 B \quad (184)$$

Nun wird die zu den quasigeostrophischen Approximationen konsistente Impulsbilanz (unter Berücksichtigung der ageostrophischen Terme) hergeleitet. Die Gleichungen 1. Ordnung lauten wie folgt

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i^{(0)} + (\mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{v}_i^{(0)} + f_0 \hat{\mathbf{v}}_i^{(1)} + \beta y \hat{\mathbf{v}}_i^{(0)} = -\nabla \left(\frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \right) + \frac{\mathbf{F}_i^{(0)}}{d_i^{(0)}} \quad (185)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} + \nabla \cdot (d_i^{(1)} \mathbf{v}_i^{(0)} + d_i^{(0)} \mathbf{v}_i^{(1)}) = 0 \quad (186)$$

Nach Multiplikation von (185) mit $d_i^{(0)}$ und anschließender Rotation folgt

$$\begin{aligned} \left(\nabla \times d_i^{(0)} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i^{(0)} \right) + \nabla \times [d_i^{(0)} (\mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{v}_i^{(0)}] + \nabla \times d_i^{(0)} f_0 \hat{\mathbf{v}}_i^{(1)} + \\ + \nabla \times d_i^{(0)} \beta y \hat{\mathbf{v}}_i^{(0)} = -\nabla \times \left(d_i^{(0)} \nabla \frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \right) + \nabla \times \mathbf{F}_i^{(0)} \end{aligned} \quad (187)$$

Damit die ageostrophischen Druckterme hier identisch verschwinden können, müssen die $d_i^{(0)}$ konstant seien, d. h. die Topographieanomalie B muß klein sein gegenüber der mittleren Mächtigkeit der unteren Schicht und die Auslenkung der Zwischenfläche η muß klein bleiben gegenüber der mittleren Ausdehnung der oberen Schicht

$$\boxed{d_i^{(0)} = H_i} \quad (188)$$

Damit wird (187) zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \omega_i^{(0)} + (\mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{v}_i^{(0)} + f_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(1)} + \beta v_i^{(0)} = \frac{\nabla \times \mathbf{F}_i^{(0)}}{d_i^{(0)}} \quad (189)$$

Aus (185) wird nun die Divergenz der ageostrophischen Horizontalgeschwindigkeiten isoliert (unter Berücksichtigung von $\nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(0)} \equiv 0$)

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(1)} = -\frac{1}{H_i} \left[\frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} + \mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla d_i^{(1)} \right] \quad (190)$$

und in (189) eingesetzt

$$\frac{\partial}{\partial t} \omega_i^{(0)} + (\mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{v}_i^{(0)} - \frac{f_0}{H_i} \left[\frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} + \mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla d_i^{(1)} \right] + \beta v_i^{(0)} = \frac{\nabla \times \mathbf{F}_i^{(0)}}{H_i} \quad (191)$$

Daraus ergibt sich nach Umformung

$$\boxed{\frac{d}{dt} \left(\omega_i^{(0)} + \beta y - \frac{f_0}{H_i} d_i^{(1)} \right) = \frac{\nabla \times \mathbf{F}_i}{H_i}} \quad (192)$$

(192) sind die Erhaltungsgleichungen der quasigeostrophischen potentiellen Vorticities q_i^* mit

$$d_1^{(1)} = \zeta^{(0)} - \eta^{(0)} = \frac{f_0}{g} \psi_1 - \frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) \quad (193)$$

$$d_2^{(1)} = \eta^{(0)} - B = \frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) - B \quad (194)$$

Die dazu konsistenten Impulsbilanzgleichungen und Kontinuitätsgleichungen lauten somit

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i^{(0)} + (\mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla) \mathbf{v}_i^{(0)} + f_0 \hat{\mathbf{v}}_i^{(1)} + \beta y \hat{\mathbf{v}}_i^{(0)} = - \left(\nabla \frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \right) + \frac{\mathbf{F}_i^{(0)}}{H_i} \quad (195)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} d_i^{(1)} + \mathbf{v}_i^{(0)} \cdot \nabla d_i^{(1)} + H_i \nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(1)} = 0 \quad (196)$$

Rand- und konsistente Hilfsbedingungen

Die Randbedingungen für die Erhaltungsgleichungen der quasigeostrophischen potentiellen Vorticities in den beiden Schichten lauten

$$\psi_i = c_i(t) \text{ und } \nabla^2 \psi_i = \nabla^4 \psi_i = 0 \text{ auf den Rändern } \delta\Omega_{N,S} \quad (197)$$

(d. h. $\partial\psi_i/\partial x = v_i^{(0)} = 0$ auf beiden Rändern in beiden Schichten).

Die Werte der Stromfunktionen auf den Rändern bestimmen den Gesamttransport durch den Kanal, sind aber durch die Randbedingungen noch nicht eindeutig festgelegt. Diese Information ist beim Übergang zur quasigeostrophischen Vorticitydynamik verloren gegangen (durch Elimination der ageostrophischen Druckfelder bei der Rotationsbildung und Vernachlässigung der kinematischen Randbedingung für die ageostrophischen Geschwindigkeiten). Unter Verwendung der flächenintegrierten Massenerhaltung und der Forderung der Existenz und Kontinuität der ageostrophischen Druckfelder lassen sich 3 der benötigten 4 Hilfsbedingungen zur Bestimmung der $c_i(t)$ konsistent zur quasigeostrophischen Näherung herleiten. Die über das Gebiet Ω integrierten Kontinuitätsgleichungen (186)

$$\int \int_{\Omega} \left[\frac{d}{dt} d_i^{(1)} + H_i \nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(1)} \right] dx dy = 0 \quad (198)$$

liefern unter Verwendung des Gauß'schen Satzes und unter Berücksichtigung von $v_i^{(0)} = 0$ auf den Rändern und $\nabla \cdot \mathbf{v}_i^{(0)} \equiv 0$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int_{\Omega} d_i^{(1)} dx dy + H_i \left[\int_{\delta\Omega_N} v_i^{(1)} dx - \int_{\delta\Omega_S} v_i^{(1)} dx \right] = 0 \quad (199)$$

Die Kontinuität der ageostrophischen Druckfelder

$$\frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \Big|_0^X = 0 \quad (200)$$

mit X als zonaler Periodizitätsgrenze, ist nicht automatisch für eine Lösung der quasi-geostrophischen, potentiellen Vorticitygleichungen erfüllt. Das Linienintegral über die zonale Komponente der Impulsgleichungen (195) liefert Bedingungen für die Existenz der ageostrophischen Druckfelder $p_i^{(1)}$

$$-\frac{p_i^{(1)}}{\rho_i} \Big|_0^X (y = y^*) = \int_{y^*} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right] + f_0 v_i^{(1)} + \frac{(\mathbf{F}_i^{(0)})^{(x)}}{H_i} \right\} dx = 0 \quad (201)$$

an einer beliebigen geographischen Breite y^* . Der ageostrophische Coriolisterm läßt sich eliminieren durch Integration von (198) über eine in meridionaler Richtung verkürzten Ausschnitt A des Kanals (von $y = 0$ bis $y = y^*$ und in zonaler Richtung von 0 bis X)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int_A d_i^{(1)} dx dy - H_i \int_{\delta\Omega_S} v_i^{(1)} dx - \int_{y^*} d_i^{(1)} v_i^{(0)} dx - H_i \int_{y^*} v_i^{(1)} dx = 0 \quad (202)$$

Damit der ageostrophische Coriolisterm in (201) ersetzt werden kann, muß hier zusätzlich benutzt werden, daß

$$\boxed{\int_{\delta\Omega} v_i^{(1)} dx = 0} \quad (203)$$

auf beiden Ränder $\delta\Omega_{S,N}$ und in beiden Schichten ($i=1,2$).

(198) wird dann inkonsistent, wenn der Beitrag von $\zeta^{(0)}$ zum ageostrophischen Anteil der Schichtdicke der oberen Schicht nicht vernachlässigt wird. Diese Vernachlässigung ist gerechtfertigt, wie weiter oben schon angedeutet, wegen $\partial\zeta/\partial t \ll \partial\eta/\partial t$ und $\zeta \ll \eta$. Das bedeutet für die ageostrophischen Schichtmächtigkeiten

$$d_1^{(1)} = -\eta^{(0)} \quad (204)$$

$$d_2^{(1)} = \eta^{(0)} - B \quad (205)$$

so daß (198) zu einer Gleichung degeneriert

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \int \int_{\Omega} \eta^{(0)} dx dy = 0} \quad (206)$$

Mit $\eta^{(0)}$ aus (177) und (178)

$$\eta^{(0)} = \frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) \quad (207)$$

ergibt sich somit als 1. Hilfsbedingung

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} \int \int_{\Omega} (\psi_1 - \psi_2) dx dy = 0} \quad (208)$$

(202) wird jetzt dazu verwendet um den ageostrophischen Coriolisterm in (201) zu ersetzen

$$\begin{aligned} H_i \int_{y^*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\partial \psi_i}{\partial x} \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right] + (\mathbf{F}_i^{(0)})^{(x)} dx + \\ + f_0 \frac{\partial}{\partial t} \int \int_{\Omega} d_i^{(1)} dx dy - f_0 \int_{y^*} d_i^{(1)} v_i^{(0)} dx = 0 \end{aligned} \quad (209)$$

(209) angewendet für $y^* = \delta\Omega_S$ und $i = 1$ liefert die 2. Hilfsbedingung

$$\boxed{H_1 \int_{\delta\Omega_S} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y \partial t} + (\mathbf{F}_1^{(0)})^{(x)} dx = 0} \quad (210)$$

da $v_1^{(0)} = 0$ und $\int \int_{\Omega} \equiv 0$ auf $\delta\Omega_S$. (209) angewendet für $y^* \neq \delta\Omega_S$ und summiert über beide Schichten (zur Elimination des Flächenintegrals über Ω) ergibt

$$\begin{aligned} \int_{y^*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial t} (H_1 \psi_1 + H_2 \psi_2) + H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right] + \\ + [\mathbf{F}_1^{(0)} + \mathbf{F}_2^{(0)}]^{(x)} - f_0 [-\eta^{(0)} v_1^{(0)} + (\eta^{(0)} - B) v_2^{(0)}] dx = 0 \end{aligned} \quad (211)$$

Umformung des letzten Terms im Linienintegral liefert

$$-f_0 \int_{y^*} \eta^{(0)} (v_2^{(0)} - v_1^{(0)}) - B v_2^{(0)} dx = \quad (212)$$

$$= -f_0 \int_{y^*} \frac{f_0}{g'} (\psi_2 - \psi_1) \frac{\partial}{\partial x} (\psi_2 - \psi_1) - B \frac{\partial \psi_2}{\partial x} dx \quad (213)$$

$$= f_0 \int_{y^*} B \frac{\partial \psi_2}{\partial x} dx \quad (214)$$

da das Linienintegral einer totalen Ableitung entlang einer geschlossenen Linie identisch verschwindet. Somit ergibt sich als 3. Hilfsbedingung

$$\boxed{\int_{y^*} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial t} (H_1 \psi_1 + H_2 \psi_2) + H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right] + \\ + [\mathbf{F}_1^{(0)} + \mathbf{F}_2^{(0)}]^{(x)} + f_0 B \frac{\partial \psi_2}{\partial x} dx = 0} \quad (215)$$

Diese Hilfsbedingungen zur Bestimmung der Randwerte $c_i(t)$ können durch Spezifikation eines (oder einer Kombination) dieser Werte komplettiert werden, z. B. durch Festsetzung des Wertes der barotropen Stromfunktion auf einem Rand

$$\boxed{\Phi = \frac{H_1\psi_1 + H_2\psi_2}{H_1 + H_2} = 0 \text{ auf } \delta\Omega_N} \quad (216)$$

Die Reibungs- und Antriebskräfte $\mathbf{F}_i^{(0)}$ wurden für das hier verwendete Modell wie folgt festgelegt

$$\mathbf{F}_1^{(0)} = \frac{\tau}{H_1} - A_4 \nabla^4 \mathbf{v}_1^{(0)} \quad (217)$$

$$\mathbf{F}_2^{(0)} = -\epsilon \mathbf{v}_2^{(0)} - A_4 \nabla^4 \mathbf{v}_2^{(0)} \quad (218)$$

mit τ als Windstress (pro Einheitsdichte), A_4 einem Parameter der lateralen, biharmonischen Reibung und ϵ dem Parameter der linearen Bodenreibung. Damit ergeben sich die in dieser Arbeit verwendeten Hilfsbedingungen zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \int_{\Omega} (\psi_1 - \psi_2) dx dy = 0 \quad (219)$$

$$H_1\psi_1 + H_2\psi_2 = 0 \text{ auf } \delta\Omega_N \quad (220)$$

$$\int_0^X \left[H_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + A_4 \nabla^4 \right) \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + \tau \right] \Big|_{\delta\Omega_S} dx = 0 \quad (221)$$

$$\int_0^X \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial t} (H_1\psi_1 + H_2\psi_2) + H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \right] + \tau + \right. \\ \left. + f_0 B \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + H_2 \epsilon \frac{\partial \psi_2}{\partial y} + A_4 \nabla^4 (H_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial y} + H_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial y}) \right\} \Big|_{y^*} dx = 0 \quad (222)$$

11 Anhang B

Entwicklung der Randlösungen

Die meisten der in dieser Arbeit gezeigten mittleren Stromfunktionen der oberen Schicht zeigen eine mehr oder weniger breite Randbereichslösung, die scheinbar ohne einsichtige physikalische Grundlage ist. Die Skala der lateralen Reibung ist $(A_4/\epsilon)^{(1/4)}$ und für die hier verwendeten Parameter ergibt sich daraus eine Breite von 17 km. Eine weitere interne Längenskala ist die des baroklinen Eigenmodes

$$(\nabla^2 - R_1^{-2})[\psi_1 - \psi_2] = 0 \quad (B1)$$

mit 32 km für die in dieser Arbeit verwendeten Parameter.

Zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Randlösungen (und um mögliche Programmierfehler auszuschließen) wird hier die analytisch einfacher zugängliche Situation der Strömung über ebenem Boden betrachtet. Die Annahme zonaler Symmetrie reduziert das Problem auf eine räumliche Dimension. Die Anwendung der Laplace Transformation auf die zeitabhängige Erhaltungsgleichungen der potentiellen Vorticities in den beiden Schichten (1)

$$\Phi_i(s, y) = \int_0^\infty e^{-st} \psi_i(t, y) dt \quad (B2)$$

ersetzt die Zeitableitungen durch eine Multiplikation mit dem Parameter s . Das lineare, homogene System ist dann

$$s \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} \Phi_1 - \frac{f_0^2}{g'H_1} (\Phi_1 - \Phi_2) \right) + A_4 \frac{\partial^6}{\partial y^6} \Phi_1 = 0 \quad (B3)$$

$$s \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} \Phi_2 + \frac{f_0^2}{g'H_2} (\Phi_1 - \Phi_2) \right) + \epsilon \frac{\partial^2}{\partial y^2} \Phi_2 + A_4 \frac{\partial^6}{\partial y^6} \Phi_2 = 0 \quad (B4)$$

Für jedes s läßt sich die Lösung als charakteristische Lösung für die durch s festgelegte Zeitskala definieren. Für ein von Null verschiedenes s zeigt sich ein exponentielles Verhalten e^{ky} und (B4) ergibt

$$\Phi_2(y) = \frac{s f_0^2 / (g'H_2)}{[s f_0^2 / (g'H_2) - s k^2 - \epsilon k^2 - A_4 k^6]} \Phi_1(y) \quad (B5)$$

mit $\lambda = k^2$ erhält man die charakteristische Gleichung

$$\begin{vmatrix} s[\lambda - f_0^2 / (g'H_1)] + A_4 \lambda^3 & s f_0^2 / (g'H_1) \\ s f_0^2 / (g'H_2) & s[\lambda - f_0^2 / (g'H_2)] + \epsilon \lambda + A_4 \lambda^3 \end{vmatrix} = 0 \quad (B6)$$

die ein Polynom 6. Ordnung $P(\lambda)$ darstellt, wobei $\lambda = 0$ eine der Lösungen ist.

Im Grenzfall $s = 0$ für den stationären Zustand ist das System entkoppelt und man erhält eine Lösung dritter Ordnung für λ (6. Ordnung für k) in der oberen Schicht, die Polynome 5. Ordnung in y für Φ_1 erlaubt. In der unteren Schicht ergeben sich Lösungen für die Werte 0 und $(\epsilon/A_4)^{1/2}$ mit der Skala $(A_4/\epsilon)^{1/4}$.

Für endliche Werte von s ergeben sich zusätzlich zu $\lambda = 0$ eine zweite reale und vier komplexe Lösungen für P . Diese Lösungen lassen sich durch eine Newton'sche Iteration in der komplexen Ebene bestimmen (von E. Maier-Reimer vorgeschlagen und durchgeführt). Ausgehend von $\lambda = 0$ als 1. Lösung läßt sich die n -te Lösung durch das folgende reduzierte Polynom bestimmen

$$F_n = F \cdot \left(\prod_{k=1}^{n-1} (\lambda - \lambda_k) \right)^{-1} \quad (B7)$$

Abb. 67 zeigt die Realteile der resultierenden k 's, transformiert in Längenskalen als Funktion der Zeitskala. Es lassen sich drei verschiedene Zweige von Längenskalen und drei Asymptoten $L = \text{const.}$, $L \approx T^{1/4}$ und $L \approx T^{1/6}$, charakteristisch für die Bodenreibung und die Wirkung der lateralen biharmonischen Reibung auf sowohl die relative Vorticity als auch das "vortex stretching" erkennen. Der erste Zweig (1), zugehörig zum realen Eigenwert, beginnt bei der Längenskala des baroklinen Rossby-Radius und erreicht für $T > 10^9$ Sekunden das asymptotische $T^{1/6}$ -Verhalten. Die zu den komplexen Eigenwerten gehörenden Zweige beginnen beide für kleine Zeitskalen mit $k = (\epsilon/A_4)^{1/4}$. Für $T > 10^6$ Sekunden spalten sich in zwei unterschiedliche Zweige auf, wobei der eine (2) sich der Bodenreibungsskala annähert und der andere (3) in die $T^{1/6}$ -Asymptote einschwenkt.

Nahezu alle Experimente dieser Arbeit zeigen diese Randbereichslösung insbesondere in der oberen Schicht. Für die Zeitdauer der hier durchgeführten Integrationen 10^9 Sekunden ergibt sich als Skala der Abnahme der normierten Amplitude der Randbereichslösung auf den Wert $1/e$ eine Breite von 80 km. Abb. 67 zeigt wie diese Skala sich mit längerer Integrationsdauer ausweiten würde (für den Fall ebenen Bodens).

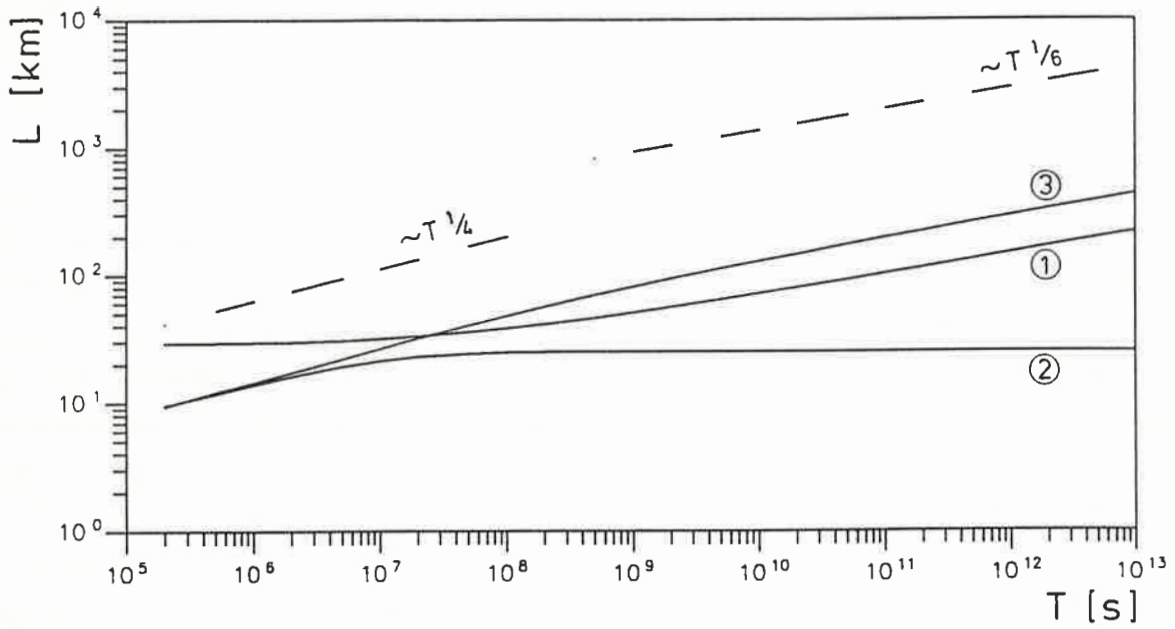


Abbildung 67: Zeitliche Entwicklung der verschiedenen charakteristischen Längenskalen der Randlösungen für den Fall FB in Einheiten von km für die Längenskalen (Ordinate) und Sekunden für die Zeitskalen (Abzisse).

EXAMENSARBEIT Nr. 1
Juli 1990

**Modellierung des gekoppelten Systems
Ozean-Atmosphäre in den Tropen**
Mojib Latif

EXAMENSARBEIT Nr. 2
Juli 1990

**Zur Dynamik des antarktischen Zirkumpolar-
stromes**
Jörg-Olaf Wolff

