

Z 802

LS

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT KIEL

DOI 10.3289/IFM-BER-224

Nr. 224

1992

Über die mesoskalige Variabilität im Atlantischen Ozean

- Analyse und Assimilation von GEOSAT-Altimeterdaten -

von

Detlef Stammer



Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Theoretische Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1, -FRG-

ISSN 0341 - 8561 -

Diese Arbeit wurde von der Mathematisch-
Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Kiel als Dissertation angenommen.

Zusammenfassung

Es wird eine Analyse der GEOSAT-Altimeterdaten hinsichtlich des ozeanischen mesoskaligen Wirbelfeldes durchgeführt, und es werden Altimeterdaten in ein regionales wirbelauffösendes Zirkulationsmodell assimiliert, um zu einer dreidimensionalen Beschreibung des ozeanischen Bewegungsfeldes aus den Oberflächenbeobachtungen zu gelangen.

Hierzu wird das zeitlich variable Signal der GEOSAT-Daten mittels der kollinearen Methode über einen Zeitraum von $2\frac{1}{2}$ Jahren im gesamten Atlantischen Ozean zwischen 70°S und 65°N analysiert. Vergleichende Studien mit in-situ Ozeanbeobachtungen von Oberflächendriftern, hydrographischen Messungen und Daten verankerter Strommesser belegen, daß das altimetrische Signal der mesoskaligen Oberflächenvariabilität in unterschiedlichen geographischen Bereichen des Nordatlantiks in allgemeiner Übereinstimmung zu herkömmlichen Ozeanbeobachtungen steht. In nahezu allen Fällen führen die Altimeterdaten auf Wirbelsignale, die hinsichtlich ihrer räumlichen oder zeitlichen Strukturen und ihrer Amplituden mit den vorliegenden Vergleichsmessungen übereinstimmen. Dabei ist es wiederholt möglich, mit Hilfe der Altimeterfelder einzelne Wirbel über längere Zeiträume zu verfolgen.

Eine statistische Analyse der Altimeterdaten dient der systematischen Untersuchung von Wirbeleigenschaften und deren geographischen Variationen. Hierzu wird die Oberflächenvariabilität in unterschiedlichen Frequenzbändern untersucht. Wellenzahl- und Frequenzspektren, sowie räumliche und zeitliche Wirbelcharakteristiken werden in verschiedenen $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ Felder des gesamten Atlantiks untersucht. Im Vergleich zu früheren Ergebnissen kann ein wesentlich größerer Bereich des Atlantiks durch Wellenzahlspektren charakterisiert werden, die annähernd einer k^{-5} -Relation folgen. Ausnahmen hiervon beschränken sich auf die subtropischen Regionen mit erhöhter Datenunsicherheit. Aus den GEOSAT-Daten abgeleitete Wirbelcharakteristiken deuten auf eine ausgeprägte Abnahme der Wirbelskala vom Äquator zu höheren Breiten hin, die in einer linearen Beziehung zum Rossbydeformationsradius der ersten baroklinen Mode steht.

Unter Verwendung der 'Nudging'-Methode werden annähernd 2 Jahre GEOSAT-Daten in ein regionales quasigeostrophischen Modell des östlichen Nordatlantiks assimiliert. Das Modell erstreckt sich über ein 2000×2000 km Gebiet nördlich von 25°N und westlich von 8°W . Vergleiche der Modellergebnisse mit simultan zur Altimetrie gemessenen unabhängigen Ozeanbeobachtungen zeigen, daß eine Kombination der Altimeterdaten mit dynamischen Modellen zu einer kontinuierlichen Beschreibung der Ozeanzirkulation führen kann, die auch in tieferen Modellschichten hinsichtlich ihrer raum-zeitlichen Charakteristiken mit in-situ Beobachtungen vergleichbar ist.

Abstract

Based on the GEOSAT altimeter data the ocean mesoscale surface variability is analyzed and altimeter data are assimilated into a regional eddy resolving ocean circulation model in order to infer the three-dimensional current field from observations of the surface elevation.

The transient signal of the GEOSAT data is analyzed for a period of $2\frac{1}{2}$ years in the Atlantic Ocean between 70°S and 65°N using the collinear method. Comparison studies in different geographical areas of the North Atlantic with in-situ ocean observations from surface drifting buoys, hydrographic data and currentmeter measurements verify that the altimetric signal is compatible with conventional measurements and quantitatively represent ocean surface signal.

Characteristics of the mesoscale variability are investigated between 60°S and 60°N . The rms surface variability for various frequency bands is studied and wavenumber and frequency spectra are analyzed in separate $10^{\circ} \times 10^{\circ}$ areas covering both hemispheres of the Atlantic. Results show a wavenumber dependence close to a k^{-5} relation over almost the entire Atlantic except for areas in the tropics and subtropics which are characterized by a decreased signal/noise ratio. Inferred characteristic eddy length scales are linearly related to the deformation radius of the first baroclinic mode over the whole study area except in the equatorial regime (10°S to 10°N).

By using the nudging method about 2 years of GEOSAT data are assimilated into a regional quasi-geostrophic model of the eastern North Atlantic. The model covers a 2000×2000 km domain north of 25°N and west of 8°W with a spatial resolution of 10 km and 3 layers in the vertical. A comparison of the model results with independent observations from hydrographic and currentmeter data illustrates that the combination of the altimetric surface elevation with a dynamical circulation model can lead to a description of the three-dimensional current field which is compatible with the observed characteristics of the ocean state not only close to the surface but also in deeper layers.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

1	Einleitung	1
1.1	Elemente mesoskaliger Variabilität	1
1.2	Möglichkeiten der Satellitenaltimetrie	3
1.3	Assimilation von Altimeterdaten	4
1.4	Ziele der Arbeit	5
2	Grundlagen der Satellitenaltimetrie	7
2.1	Grundlagen der Mikrowellenfernerkundung	7
2.2	Satellitenaltimetrie	11
2.3	Das Radaraltimeter	16
2.4	Orbitbestimmung	19
2.5	Altimeterfehler	21
2.5.1	Atmosphärischer Brechungsindex	21
2.5.2	Wechselwirkungen an der Meeresoberfläche	25
2.5.3	Externe geophysikalische Korrekturen	25
3	Der GEOSAT-Altimeterdatensatz	27
3.1	Die GEOSAT-Mission	27
3.2	Datenaufbereitung	31
3.2.1	Die NODC-'Geophysical Data Records'	32
3.2.2	Korrekturen für Umgebungseffekte und Datenbereinigung	33
3.2.3	Kollineare Analyse	38
3.3	Fehlerbetrachtung	43
3.4	Externe Datensätze	46
3.4.1	Präzise Orbitbestimmungen	48
3.4.2	Korrekturen des troposphärischen Wasserdampfes	50

4	Verifikation der GEOSAT-Altimetrie	57
4.1	Vergleich mit Daten von Oberflächendriftern	60
4.2	Vergleich mit hydrographischen Beobachtungen	75
4.2.1	Vergleich entlang hydrographischer Schnitte im Nordwestatlantik	75
4.2.2	Vergleich mit hydrographischen Daten im Iberischen Becken . .	80
4.3	Vergleich mit Messungen verankerter Strommesser	89
4.4	Diskussion	95
5	Statistische Analyse mesoskaliger Variabilität	98
5.1	Mesoskalige Oberflächenvariabilität	99
5.2	Wellenzahlspektren und charakteristische Wirbelskalen	108
5.3	Frequenzspektren und Zeitskalen	120
5.4	Vergleich mit Ergebnissen des CME-Modells	126
5.5	Diskussion	129
6	Datenassimilation	135
6.1	Modellrealisierung und Assimilationsprozedur	136
6.1.1	Modellrealisierung	136
6.1.2	Assimilationsprozedur	140
6.2	Ergebnisse	143
6.3	Vergleich mit in-situ Beobachtungen	156
6.3.1	Hydrographie	156
6.3.2	Strömungsmessungen	163
6.4	Diskussion	168
7	Schlußbetrachtung	172
	Anhang	176
A.1	Das quasigeostrophische HOLLAND-Modell	176
A.2	Modellinitialisierung	178
	Literatur	184

Contents

Abstract

1	Introduction	1
1.1	Elements of mesoscale variability	1
1.2	The potential of satellite altimetry	3
1.3	Altimeter data assimilation	4
1.4	Aims of the thesis	5
2	Fundamentals of Satellite Altimetry	7
2.1	Fundamentals of microwave remote sensing	7
2.2	Satellite altimetry	11
2.3	The radar altimeter	16
2.4	Orbit determination	19
2.5	Altimetric errors	21
2.5.1	Atmospheric refraction correction	21
2.5.2	Air-sea interface correction	25
2.5.3	External geophysical correction	25
3	The GEOSAT Altimeter Data Set	27
3.1	The GEOSAT Mission	27
3.2	Data analysis	31
3.2.1	The NODC 'Geophysical Data Records'	32
3.2.2	Environmental data correction and editing	33
3.2.3	Collinear analysis	38
3.3	Error discussion	43
3.4	External data sets	46
3.4.1	Precise orbit determination	48
3.4.2	Water vapor corrections	50

4	Verification of the GEOSAT Altimetry	57
4.1	Comparison with surface drifting buoy data	60
4.2	Comparison with hydrographic observations	75
4.2.1	Comparison along sections in the western North Atlantic	75
4.2.2	Comparison in the Iberian Basin	80
4.3	Comparison with data of moored currentmeter	89
4.4	Discussion	95
5	Statistical Analysis of the Mesoscale Variability	98
5.1	Variability of the sea surface elevation	99
5.2	Wave number spectra and characteristic eddy scales	108
5.3	Frequency spectra and time scales	120
5.4	Comparison with results from CME modelling	126
5.5	Discussion	129
6	Data Assimilation	135
6.1	Model realisation and assimilation procedure	136
6.1.1	The model	136
6.1.2	The assimilation procedure	140
6.2	Results	143
6.3	Comparison with in-situ observations	156
6.3.1	Hydrographic data	156
6.3.2	Currentmeter data	163
6.4	Discussion	168
7	Conclusions	172
	Appendix	176
A.1	The quasi-geostrophic HOLLAND model	176
A.2	Model initialisation	178
	References	184

1 Einleitung

Die hier vorgelegte Arbeit befaßt sich in der Hauptsache mit dem Studium des ozeanischen Wirbelfeldes anhand von Altimeterdaten des Satelliten GEOSAT und der Möglichkeit, durch Kombination der altimetrischen Oberflächenbeobachtungen mit einem numerischen Zirkulationsmodell zu einer Beschreibung des dreidimensionalen Bewegungsfeldes zu gelangen.

1.1 Elemente mesoskaliger Variabilität

Der Ozean stellt ein komplexes Kontinuum von Bewegungsvorgängen dar, das sich über einen breiten raum-zeitlichen Skalenbereich erstreckt. Hierbei findet ein wechselseitiger Austausch von Energie zwischen den verschiedenen Spektralbereichen statt, so daß für die vollständige Beschreibung der allgemeinen Zirkulation die Kenntnis der Bewegungsvorgänge auf allen Skalen erforderlich ist. Es ist heute durch intensive Meßkampagnen belegt und allgemein akzeptiert, daß sich der Ozean in einem turbulenten Zustand befindet und von einer wirbelähnlichen Variabilität dominiert wird, die ein nahezu universales Phänomen der Zirkulation darstellt, sowohl in der Nähe von intensiven Randströmen wie dem Golfstrom und dem Kuroshio, als auch im zentralen Ozeanbecken (z.B. MODE GROUP, 1978; SCHMITZ, 1976, 1978; BRYDEN, 1979; BERNSTEIN and WHITE, 1974, 1977). Die Energie der Fluktuationen liegt im allg. weit über derjenigen der großskaligen und relativ stationären beckenweiten Zirkulation (WYRTKI et al., 1976), mit der das Wirbelfeld in enger Wechselwirkung steht. Die mit der Variabilität verknüpften Prozesse werden der Mesoskala zugeordnet. Sie schließen Rossbywellen, Wirbel, isolierte Strukturen und transiente Mäander von Strombändern ein, deren Skalen zwischen 50 und 500 km liegen, bei maximaler Variabilität nahe 100 km und Perioden von ca. 100 Tagen.

Die Bedeutung der Mesoskala liegt unter anderem in dem mit ihr verknüpften turbulenten Anteil des meridionalen Wärme- und Impulstransportes, so daß eine fundierte Kenntnis über Wirbelcharakteristiken für das Studium des globalen Wärmehaushaltes und klimatischer Schwankungen von erheblichem Interesse ist.

Als Quelle mesoskaliger Energie werden verschiedene Prozesse in Betracht gezogen, die mit zeitlich variablen Antriebsfeldern, internen Instabilitätsmechanismen und der Wechselwirkung der Zirkulation mit variabler Bodentopographie verknüpft sind. Prozeßstudien anhand eines vereinfachten Ozeanmodells belegen, daß fluktuierende Windfelder als ein möglicher Mechanismus zur Erzeugung von Wirbelenergie anzusehen ist

(FRANKIGNOUL und MÜLLER, 1979; MÜLLER und FRANKIGNOUL, 1981; TREGUIER und HUA, 1987). Eine, dieser externen Anregung zumindest gleichwertige Quelle an Wirbelenergie, ist durch interne (barokline und barotrope) Instabilitätsmechanismen einer mittleren Grundströmung gegeben. Dieser Mechanismus gilt als hauptsächliche Ursache von transienten Phänomenen nahe von Strahlströmen und Frontalzonen (CHARNEY und FLIERL, 1981). Abschätzungen von GILL et al. (1974) belegen jedoch, daß barokline Instabilität gleichwohl auch in Bereichen der zentralen subtropischen Ozeanwirbel ein effektiver Quellmechanismus von mesoskaliger Variabilität sein kann.

Innerhalb der letzten Jahrzehnte wurden erhebliche Anstrengungen unternommen, um die Dynamik der Mesoskala zu untersuchen. Eine zentrale Bedeutung kommt hierbei den hochaufgelösten regionalen Vermessungen des Ozeans zu, die während Studien von z.B. MODE ('Mid Ocean Dynamic Experiment'), POLYMODE und LDE ('Local Dynamic Experiment') im westlichen, bzw. TOURBILLON im östlichen Nordatlantik durchgeführt wurden. Durch die enge Verknüpfung dieser Meßkampagnen mit prozeßorientierten numerischen Modellstudien wurde in zunehmendem Maße eine theoretische Beschreibung der Wirbeldynamik möglich. Ergebnisse der Beobachtungen und der theoretischen Beschreibungen des Wirbelfeldes wurden in einer Reihe von Arbeiten von ROBINSON (1983) zusammengefaßt. Alle darin genannten Feldexperimente waren besonders geeignet, die Frequenzcharakteristiken der Mesoskala aus Zeitreihen verankerter Strommessungen zu studieren. Die Ergebnisse belegen den hohen Grad an räumlicher Inhomogenität der Wirbelenergie - sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung (WUNSCH, 1981). Anders als für den Frequenzbereich besteht jedoch eine konzeptionelle Schwierigkeit, durch herkömmliche hydrographische Meßverfahren über weite Distanzen und lange Perioden zu synoptischen Beobachtungen zu gelangen, wie sie zum Studium von Wellenzahlcharakteristiken erforderlich sind. Ergebnisse aus Experimenten wie MODE, POLYMODE oder TOURBILLON können daher nur als erste Abschätzung dienen. Sie repräsentieren zudem nur lokale Verhältnisse und können daher keine allgemeine Gültigkeit aufweisen. Statt dessen deuten sie auf eine ausgeprägte räumliche Veränderlichkeit der Wirbelskala hin (RICHMAN et al., 1977). So stellten MERCIER und COLIN DeVERDIERE (1985) anhand von MODE- und TOURBILLON-Daten einen Zusammenhang zwischen der Wirbelskala und dem internen Rossbydeformationsradius her. Diese Hypothese wurde von KRAUSS et al. (1990b) durch die Auswertung der Bewegung von Oberflächendrifter und von Satelliten-Infrarotszenen im östlichen Nordatlantik bekräftigt. Danach nehmen Wirbelskalen von den Subtropen zu höheren Breiten in direkter Proportionalität

lität zum Rossbyradius ab. Eine räumliche Inhomogenität von Wellenzahlcharakteristiken wurde ebenfalls von BERNSTEIN und WHITE (1974, 1977) auf der Basis von BT ('Bathythermograph') und XBT-Messungen ('Expendable Bathythermograph') im Nordpazifik belegt.

1.2 Möglichkeiten der Satellitenaltimetrie

Anders als konventionelle Meßverfahren erlaubt die Satellitenfernerkundung eine großräumige und nahezu synoptische Erfassung von Ozeanoberflächenstrukturen. Diese Möglichkeit der Ozeanbeobachtung findet heute zunehmend Beachtung und wird in den verschiedenen Bereichen zur Ozeanforschung genutzt. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der Satellitenaltimetrie zu. Diese Technik führt über lange Distanzen auf quasisynoptische Beobachtungen der Meeresoberflächenauslenkung und erlaubt prinzipiell aufgrund der annähernden geostrophischen und hydrostatischen Balance der Oberflächenströmung eine direkte Erfassung des Oberflächenbewegungsfeldes. Für eine quantitative Beschreibung von Ozeanstrukturen ist ein hohes Maß an Genauigkeit des Altimeter-Systems erforderlich. Zahlreiche Veröffentlichungen haben belegt, daß mit der jüngst beendeten GEOSAT-Altimetermission der U.S. Navy ein diesbezüglicher Grad an Präzision erreicht wurde, der eine quantitative Erfassung der Ozeanoberflächenströmungen grundsätzlich ermöglicht. Aufgrund der unzureichenden Kenntnis des Geoids auf Skalen ozeanischer Dynamik ist es momentan jedoch nicht möglich, die absolute Oberflächenbewegung, sondern nur deren zeitlich variablen Anteil, zu studieren, der überwiegend durch das mesoskalige Wirbelfeld dominiert wird. GEOSAT erstellte über einen Zeitraum von nahezu 3 Jahren einen globalen Datensatz von Ozeanbeobachtungen, der aufgrund seiner Dauer und seiner raum-zeitlichen Auflösung eine unerreichte Möglichkeit zum Studium der mesoskaligen Variabilität bietet.

Die grundsätzliche Möglichkeit, die mesoskalige Ozeanvariabilität anhand von Altimeterdaten zu analysieren, wurde bereits mehrfach anhand von Daten der früheren GEOS-3 und SEASAT-Missionen belegt (z.B. CHENEY et al., 1983; DOUGLAS et al., 1983; FU, 1983a; GORDON und BAKER, 1980; MENARD, 1983). Analysen dieser Daten führten z.B. auf globale Karten der Oberflächenvariabilität und der Wirbelenergie, sowie auf Abschätzungen von mittleren Wellenzahlspektren für Regionen mit jeweils hoher und niedriger Wirbelaktivität. Eine Zusammenfassung aller diesbezüglicher Ergebnisse wurde von FU (1983b) erstellt. Sie werden in Kapitel 5 im Zusammenhang neuerer Erkenntnisse diskutiert.

Erwähnung finden sollte ein Ansatz von KEFFER und HOLLOWAY (1988), der die

neuerlichen Möglichkeiten der Fernerkundung beim Studium von der Ozeanzirkulation demonstriert. Diese Autoren verwendeten Ergebnisse der von SEASAT gemessenen Oberflächenvariabilität, um im Zusammenhang mit hydrographischen Daten zu einer Abschätzung des turbulenten meridionalen Wärme- und Salztransportes zu gelangen. Die Ergebnisse weisen, bei aller Ungenauigkeit, dennoch realistische Strukturen auf und geben Hoffnung, daß im Zusammenhang mit den folgenden präzisen Altimetermissionen wie TOPEX/Poseidon eine mehr quantitative Abschätzung dieser Prozesse zu erwarten ist.

1.3 Assimilation von Altimeterdaten

Eine konzeptionelle Einschränkung der Altimetrie liegt darin begründet, daß dieses Meßsystem zwar hochaufgelöste und kontinuierliche Beobachtungen der Ozeanzirkulation an der Meeresoberfläche ermöglicht, jedoch keine Aussagen über das gesamte dreidimensionale Strömungsfeld zuläßt. Daher ist es ein allgemein erklärtes Ziel, durch die Assimilation von Altimeterdaten in dynamische Zirkulationsmodelle und in Verbindung mit herkömmlichen in-situ Messungen, zu einer zeitlichen Beschreibung des gesamten Bewegungsfeldes zu gelangen. Hierbei wird insbesondere auch angestrebt, durch die Kombination der Beobachtungen mit der Modelldynamik, zu einer Verbesserung der Zirkulationsmodelle und deren Vorhersagefähigkeit zu gelangen.

Das Problem der Datenassimilation hat im Kontext mit atmosphärischen Modellen eine längere Vergangenheit. Für die Ozeanographie ist die Datenassimilation dagegen relativ neu, nicht zuletzt auch deshalb, weil erst durch die jüngste Entwicklung auf dem Bereich der Fernerkundung zunehmend mehr Beobachtungen zur Verfügung stehen. Im Unterschied zur Meteorologie beschränken sich Ozeanbeobachtungen jedoch dabei überwiegend auf den Oberflächenbereich. Hierbei kommt der Altimetrie erneut eine besondere Bedeutung zu, da sie direkt auf dynamische Randbedingungen der Ozeanzirkulation führt.

Eine zentrale Frage ist jedoch, inwieweit es möglich ist, aus altimetrischen Oberflächenbeobachtungen das gesamte dreidimensionale Bewegungsfeld zu beschreiben und wie die Information für tiefergelegene Schichten aus den Oberflächendaten zu extrahieren ist. Beobachtungen deuten darauf hin, daß vertikale Ozeanstrukturen im allgemeinen durch wenige Moden beschrieben werden können (MÜLLER, 1987; FUKOMORI und WUNSCH, 1990), so daß die Bewegung in tieferen Schichten stark an die der Oberfläche gekoppelt ist. Darüberhinaus haben Modellstudien belegt, daß die Strömung der tiefen Schichten dominant durch ein vorgegebenes Oberflächenfeld bestimmt wird (z.B.

HOLLAND und MALANOTTE-RIZZOLI, 1989).

Verschiedene Methoden stehen zur Datenassimilierung von Ozeanbeobachtungen in numerische Modelle zur Verfügung (ROBINSON et al., 1989; HURLBURT et al., 1990, GHIL und MALANOTTE-RIZZOLI, 1991), die von der Technik der einfachen Datenersetzung, über die häufig verwendete Methode der Newton-Randbedingung ('Nudging') bis hin zu komplexen Methoden reichen, welche eine optimale Datenanpassung ermöglichen und eine Aussage über die Güte der erhaltenen Lösung zulassen. Zu nennen sind hierbei die adjungierte Methode, der Kalman-Filter, die oben erwähnte Relaxationsmethode und eine wiederholte Modellreinitialisierung. Anwendungen vieler der hier genannten Methoden sind in ANDERSON und WILLEBRAND (1989) gegeben und neuere Ergebnisse werden in ANDERSON (1991) diskutiert. Obwohl vom Konzept überlegen, so erweisen sich die adjungierte Methode und der Kalman-Filter in der Praxis als komplex und hinsichtlich der Anforderung an Rechnerkapazitäten wenig praktikabel. Beispiele für die Assimilation von GEOSAT-Daten unter Verwendung beider Methoden sind u. a. von MOORE (1991), SCHRÖTER et al. (1992) und FUKOMORI et al. (1992) gegeben.

Als praktikabler erweisen sich dagegen simple Assimilationsverfahren, wie z.B. die Newton-Relaxationsmethode ('Nudging'), die häufig im Zusammenhang mit quasi-geostrophischen Modellen und simulierten Altimeterdaten benutzt wurde. Diese und ähnliche Verfahren haben bei vereinfachten Modellläufen gezeigt, daß die Assimilation von Altimeterdaten zu einer Bestimmung des gesamten Störungfeldes führen kann (BARRY und MARSHALL, 1989; HURLBURT, 1986; HOLLAND und VERRON, 1989; HAINES, 1990; HURLBURT et al., 1990). Es konnte dagegen bisher nicht gezeigt werden, daß die Assimilation realistischer Altimeterdaten zu Bewegungsfeldern führt, welche die dreidimensionale Strömung des Ozeans tatsächlich beschreiben.

1.4 Ziele der Arbeit

Aus dem oben Gesagten lassen sich folgende Ziele der vorgelegten Arbeit formulieren: Die GEOSAT-Altimeterbeobachtungen sollen für eine Studie der mesoskaligen Variabilität im Atlantischen Ozean genutzt werden. Dabei soll eine statistische Analyse der Altimeterbeobachtungen zu einer Erweiterung bisheriger Erkenntnisse über das mesoskalige Wirbelfeld im Ozean führen. Darüber hinaus soll durch die Assimilation von Altimeteroberflächenbeobachtungen in ein dynamisches Zirkulationsmodell die Möglichkeit studiert werden, zu einer realistischen Beschreibung des dreidimensionalen Bewegungsfeldes des Ozeans zu gelangen. Hierzu sollen die Altimeteranomalien

in Kapitel 4 zunächst qualitativ und quantitativ mit unterschiedlichen in-situ Ozeanbeobachtungen verglichen und auf ihren Realitätsgrad hinsichtlich des mesoskaligen Wirbelfeldes in Regionen unterschiedlicher Wirbelaktivität und Datenqualität überprüft werden. Anschließend steht in Kapitel 5 eine statistische Analyse der Altimeterdaten im Vordergrund, um dominante Wirbelskalen und Zeitskalen in Abhängigkeit von der geographischen Position zu studieren und um mögliche Gesetzmäßigkeiten der dabei beobachteten Variationen der Skalen aufzuzeigen, wie sie früher wiederholt beobachtet wurden. Im Kapitel 6 schließlich sollen die GEOSAT-Daten in ein regionales quasi-geostrophisches Zirkulationsmodell assimiliert werden. Hier stehen mehrere Datensätze von zur Altimetrie simultanen Ozeanmessungen zur Verfügung, die eine Überprüfung der simulierten Wirbelfelder des Modells in allen Schichten hinsichtlich ihrer Repräsentation des ozeanischen Bewegungsfeldes gestatten. Zuvor wird in Kapitel 2 auf Grundlagen der Satellitenaltimetrie eingegangen und Kapitel 3 beschreibt die zugrundeliegenden Geosat-Daten und deren Aufbereitung. Das Ende der hier vorgelegten Arbeit stellt eine abschließende Zusammenfassung dar.

Es sei bemerkt, daß die in Kapitel 4 durchgeführten vergleichenden Studien im Zusammenhang mit vielen Arbeiten zu sehen sind, die jüngst anhand des GEOSAT-Datensatzes durchgeführt wurden. Teilergebnisse der hier vorgestellten Studien wurden in WILLEBRAND et al. (1990), STAMMER et al. (1991), und STAMMER und BÖNING (1992) veröffentlicht.

2 Grundlagen der Satellitenaltimetrie

In diesem Kapitel sollen die Grundlagen der Satellitenaltimetrie erläutert werden. Dabei werden die Wechselwirkung der elektromagnetischen Strahlung im Mikrowellenbereich mit der Erdatmosphäre und dem Ozean (Kapitel 2.1), Meßprinzipien der Satellitenaltimetrie (Kapitel 2.2), technische Aspekte der Radaraltimetermessungen (Kapitel 2.3) und der Satelliten-Bahnbestimmung (Kapitel 2.4), sowie wichtige Fehlerquellen (Kapitel 2.5) behandelt. Eine grundlegende Behandlung jedes einzelnen Teilaspektes ist komplex und würde den gegebenen Rahmen überschreiten. Für weiterführende Literatur der Mikrowellenfernerkundung i. allg. und der Satellitenaltimetrie im speziellen sei u. a. auf ROBINSON (1985), STEWART (1985), ELACHI (1987), und CHELTON (1988) verwiesen.

2.1 Grundlagen der Mikrowellenfernerkundung

Das grundlegende Prinzip der elektromagnetischen Fernerkundung beruht darauf, aus der Wechselwirkung der Strahlung mit einem zu beobachtenden Objekt (z.B. Emission, Streuung, Reflexion) Informationen über dessen physikalische Eigenschaften zu erhalten, ohne direkten physikalischen Kontakt mit dem Objekt herzustellen. Dabei bedient man sich i. allg. statistischer Beziehungen zwischen den zu beobachtenden Meßgrößen (z.B. Strahlungsintensität, räumliche, bzw. spektrale Varianz) und gesuchten physikalischen Parametern (wie Meeresoberflächentemperatur, -rauigkeit oder -auslenkung). Anwendungen der elektromagnetischen Fernerkundung sind in vielen naturwissenschaftlichen Disziplinen zu finden und erstrecken sich, wie in Abb. 2.1 dargestellt, über viele Dekaden des Spektrums der elektromagnetischen Strahlung.

Ozeanische Anwendungen beschränken sich bisher auf Frequenzen der sichtbaren (VIS) und der nahen und thermischen infraroten Strahlung (IR), sowie zunehmend auf den Mikrowellenbereich (MW). Die Anzahl der dabei verwendeten Spektralbänder ist durch den Anwendungsbereich, überwiegend jedoch durch die Transmission der terrestrischen Atmosphäre bestimmt. Die Erdatmosphäre erscheint über weite Frequenzbereiche im VIS und IR durch Wechselwirkungen der Strahlung mit atmosphärischen und ionosphärischen Komponenten (Absorption, Streuung, Reflexion) praktisch undurchsichtig. Davon ausgenommen sind wenige "Fensterbereiche", in denen die Absorption der Strahlung gering ist, obwohl die Attenuation verschiedener atmosphärischer Komponenten eine Reduzierung der Transmission verursachen kann.

Die primären atmosphärischen Fensterbereiche, deren Transmission und mögliche

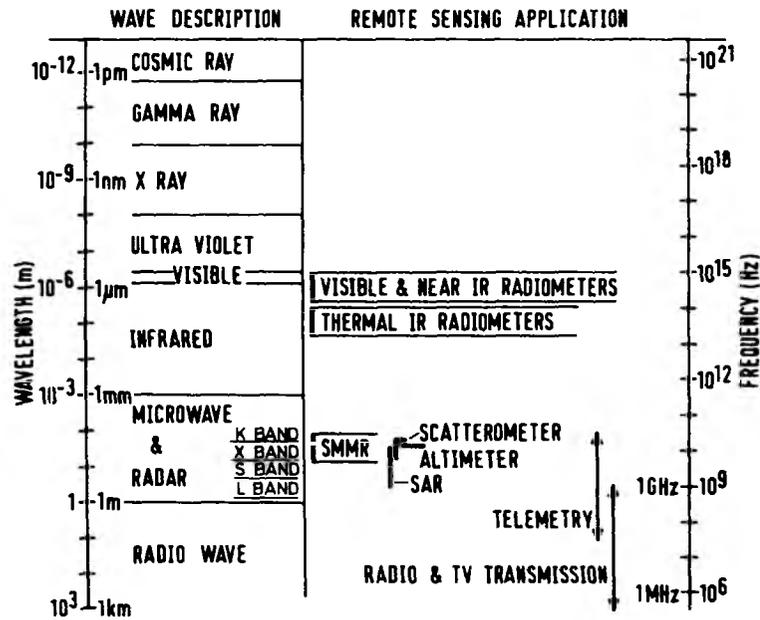


Abbildung 2.1: Definition einiger Wellenzahl/Frequenzbänder des elektromagnetischen Spektrums und typische Anwendungsbereiche in der Fernerkundung des Ozeans (nach ROBINSON, 1985).

Störeinflüsse unterschiedlicher atmosphärischer Komponenten, sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Neben Ozonen, Aerosolen und Wasserdampf, ist die Wolkenbedeckung die kritischste Störquelle im VIS und IR, die eine kontinuierliche Ozeanbeobachtung in diesen Frequenzbereichen über weite Bereiche des Weltozeans, besondere in mittleren und höheren Breiten, verhindert. Anders im Mikrowellenbereich: für diese relativ langen Wellen existiert nur sehr schwache Absorption und nahezu keine Streuung durch Ozon, Aerosole bzw. kleine Wasserpartikel in Wolken, so daß die Atmosphäre für Mikrowellen eine hohe Transmission (0.9–0.99) aufweist. Ausnahmen bilden zwei Absorptionslinien des Wasserdampfes bei 183 GHz und 22.2 GHz und je eine Absorptionslinie und Absorptionsbande des Sauerstoffs bei 118 GHz und 60 GHz. Mikrowellensensoren sind somit in der Lage, unabhängig von der Tages- und Jahreszeit und vom Wettergeschehen bzw. dem Bewölkungsgrad, den Ozean kontinuierlich zu beobachten. Eine Einschränkung dieser wichtigen Tatsache stellt Flüssigwasser in Form von Niederschlag dar, der die Mikrowellenstrahlung absorbiert und streut, so daß die Atmosphäre bei starkem Niederschlag auch für Mikrowellen undurchsichtig erscheint (siehe Kap. 2.2). Die spektrale Energieverteilung der solaren und terrestrischen Strahlung, welche die wesentliche Strahlungsquelle im VIS und IR darstellen, wird durch das Planck'sche

Spektralbereich	Bezeichnung	Transmission	Störkomponente
0.4 - 0.7 μm	sichtbares Licht	0.6 - 0.8	Ozone, Aerosole, Wolken
2.0 - 2.5 μm	nahes IR	0.9	Wasserdampf, Aerosole, Wolken
3.5 - 4.0 μm	mittleres IR	0.6 - 0.9	Wasserdampf, Wolken
8.0 - 9.0 μm	mittleres IR	0.5 - 0.9	Wasserdampf, Ozone, Wolken
10.0 - 13 μm	mittleres IR	0.2 - 0.9	Wasserdampf, Wolken
25 - 40 GHz	Mikrowelle	0.8 - 0.9	Wasserdampf, Regen
0.1 - 20 GHz	Mikrowelle	0.9 - 0.99	Wasserdampf, Regen

Tabelle 2.1: Primäre atmosphärische Fensterbereiche (nach STEWART, 1985)

Strahlungsgesetz beschrieben. Für Mikrowellen gilt in guter Näherung die Rayleigh-Jeans Approximation

$$S(\nu) = \frac{2\pi k_B}{c^2} \nu^2 T \quad (2.1)$$

Hierbei stellen k_B die Boltzmannkonstante, c die Lichtgeschwindigkeit, ν die Frequenz der Strahlung und T die Temperatur (in K) dar. Danach ist die am Satelliten empfangene Strahlung direkt proportional zu der thermischen Temperatur des beobachteten Objektes, weshalb die gemessene Strahlung als Helligkeitstemperatur bezeichnet wird.

Die passive MW-Fernerkundung nutzt die schwache thermische MW-Strahlung des Ozeans und der Atmosphäre u. a. zur Beobachtung der SST ('Sea Surface Temperature') von Bodenwinden, des atmosphärischen Wasserdampfgehaltes und von Niederschlag. Wichtig hierbei ist, daß die Emission der Meeresoberfläche auch vom Blickwinkel, von der Oberflächenrauigkeit (Bodenwind), der Schaumbedeckung und dem Salzgehalt abhängt. Eine quantitative Erfassung aller Komponenten ist möglich durch die im Vergleich zu Meereis, atmosphärischem Wasserdampf und Niederschlag relativ niedrige Emission ($\epsilon = 0.35 - 0.6$) der Meeresoberfläche.

Neben der passiven MW Fernerkundung werden neuerdings zunehmend aktive Radars ('Radio Detection And Ranging') genutzt. Diese Instrumente besitzen eine eigene Strahlungsquelle, mit welcher Objekte ausreichend stark „beleuchtet“ werden, so daß natürliche Emissionen der Erde und der Atmosphäre, bzw. Reflexionen der atmosphärischen, solaren und kosmischen Strahlung vernachlässigt werden können. Gebräuchliche, vom Satelliten getragene, aktive MW Radars sind Altimeter, Scatterometer und SAR ('Synthetic Apertur Radar').

Die Meßgröße aller aktiven Radars ist das Verhältnis der empfangenen zur ausgesendeten Strahlungsenergie, das durch die Radargleichung (siehe STEWART (1985), Seite

181) für einen Punkreflektor gegeben ist als

$$P_r = \frac{P_t G \lambda^2}{(4\pi)^3 R^4} \sigma \quad . \quad (2.2)$$

P_r und P_t bedeuten hier die empfangene (received) und gesendete (transmitted) Radar-Energie, G die Antennenempfindlichkeit (gain), R die Entfernung zwischen Radar und Reflektor, λ die Radarwellenlänge und σ den Radarrückstreuquerschnitt. Für einen Punktstreuer ist σ über das Verhältnis des rückgestreuten zum einfallenden Strahlungsfluß bestimmt. Im Ozean sind die streuenden Objekte jedoch über ein vom Satelliten beleuchtetes Gebiet A verteilt. Dann wird σ über den Streuquerschnitt pro Einheitsfläche σ_0 beschrieben :

$$\sigma = \int_A \sigma_0 dA \quad . \quad (2.3)$$

Der Radarrückstreuquerschnitt σ_0 hängt von der Frequenz, dem Sichtwinkel und der Oberflächenrauigkeit durch Wind und Wellen ab. Es ist diese Abhängigkeit von äußeren Gegebenheiten, die den Einsatz von MW-Sensoren zur Fernerkundung von Oberflächenbeschaffenheiten ermöglichen. Ausgenommen hiervon ist die Altimetrie, die als System zur Abstandsmessung nur indirekt von σ_0 abhängt. Wichtig für alle Bereiche ist, daß die Meeresoberfläche für die MW ein Dielektrikum darstellt und für Frequenzen von Fernerkundungsradars praktisch undurchsichtig ist, so daß die einfallende Strahlung vollständig reflektiert wird.

Die Art der Radarrückstreuung von der Meeresoberfläche hängt fundamental von dem Einfallswinkel der Strahlung ab. Während bei schrägem Einfall (SAR, Scatterometer) die resonante Bragg-Streuung dominiert, kann bei den für die Satellitenaltimetrie relevanten kleinen Einfallswinkeln ($\theta \simeq 0-2^\circ$) die Rückstreuung durch ein Facettenmodell beschrieben werden, das die (rauhe) Oberfläche durch eine Summe von Facetten (stückweise glatten Oberflächenelementen) approximiert; dabei gilt für jede Facette die Fresnelreflexion. Für die bei Radaraltimetern gebräuchlichen Frequenzen (5–15 GHz) beträgt die Reflektivität der Meeresoberfläche bei senkrechtem Blickwinkel 0.6–0.7 (MAUL, 1985), so daß bei glatter See ein großer Teil der eingestrahnten Energie zurück zum Satelliten reflektiert wird. Mit zunehmender Oberflächenrauigkeit nimmt die Neigung der Facetten ebenfalls zu und die zum Satelliten rückgestreute Energie entsprechend ab. Für Strahlung mit Radarwellenlängen wird die Oberflächenrauigkeit durch Kapillarwellen dominiert. Aufgrund einer Korrelation zwischen der Oberflächenrauigkeit mit der Windgeschwindigkeit ist der Radarrückstreuoeffizient σ_0 bei einem Nadir-Blickwinkel umgekehrt proportional zum Betrag der Oberflächenwindgeschwindigkeit, jedoch unabhängig von dessen Richtung.

2.2 Satellitenaltimetrie

Zur Bestimmung der Auslenkung der Meeresoberfläche relativ zu einem festen Bezugssystem werden bei der Satellitenaltimetrie zwei Teilkomponenten benötigt: (a) das Radaraltimeter (Kap. 2.3) und (b) die präzise Bahnbestimmung des Satelliten (Kap. 3.4). Das Radaraltimeter mißt den Abstand h_s des Satelliten zur Meeresoberfläche über die Laufzeit eines elektromagnetischen Pulses vom Satelliten zur Erdoberfläche und zurück. Davon unabhängige Informationen über die signifikante Wellenhöhe $H_{\frac{1}{3}}$ (SWH='Significant Wave Height') und der Oberflächenrauigkeit durch Bodenwinde können aus der Form und der Energie des reflektierten Pulses abgeleitet werden. Die präzise Orbitbestimmung führt auf den Abstand H des Satelliten von einer Bezugsfläche, üblicherweise einem geophysikalischen Referenzellipsoiden. Die eigentliche altimetrische Meßgröße, nämlich die Höhe h der Meeresoberfläche relativ zum Referenzellipsoiden, ist über die Differenz beider Messungen als $h = H - h_s$ gegeben (siehe Abb. 2.2). Die Höhe h setzt sich aus der Summe der Höhe h_g des Geoids relativ zu dem Bezugssystem und der Abweichung ζ der Meeresoberfläche vom Geoid zusammen

$$h = h_g + \zeta . \quad (2.4)$$

Als Geoid wird bekanntlich die Äquipotentialfläche des Gravitationsfeldes im mittleren Meeresniveau bezeichnet. Das Geoid kann annähernd durch ein Rotationsellipsoid dargestellt werden, dessen Parameter durch die mittlere Masse der Erde und die Erdrotation gegeben sind. Abweichungen des marinen Geoids vom Referenzellipsoid (Geoidundulationen) variieren zwischen -104m und +64m (siehe Abb. 3.4). Die Oberfläche eines ruhenden Ozeans würde mit dem Geoid zusammenfallen. Abweichungen der Meeresoberfläche vom Geoid, die bis zu ± 1 m betragen, werden durch Bewegungsvorgänge im Ozean verursacht. In erster Näherung kartieren Altimeter demnach das marine Geoid, welches eine Funktion der Ozeanbathymetrie, der Lithosphäre und der Struktur des Erdmantels ist. Dynamische Ozeanprozesse, die eine Oberflächenauslenkung relativ zum Geoid verursachen, sowie deren Oberflächensignal und typische Raum- und Zeitskalen, sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Maximale Auslenkungen von bis zu 1m werden durch westliche Randströme und deren Ausläufer verursacht. Typische Oberflächensignale der Zirkulation im offenen Ozean haben die Größenordnung von 10–50 cm. Die im Vergleich zum Geoid geringen Amplituden der Ozeansignale verdeutlichen die hohe Genauigkeitsanforderung, die an ozeanographische Altimetermissionen gestellt werden muß.

Im Rahmen der satellitengestützten Ozean-Fernerkundung kommt der Altimetrie

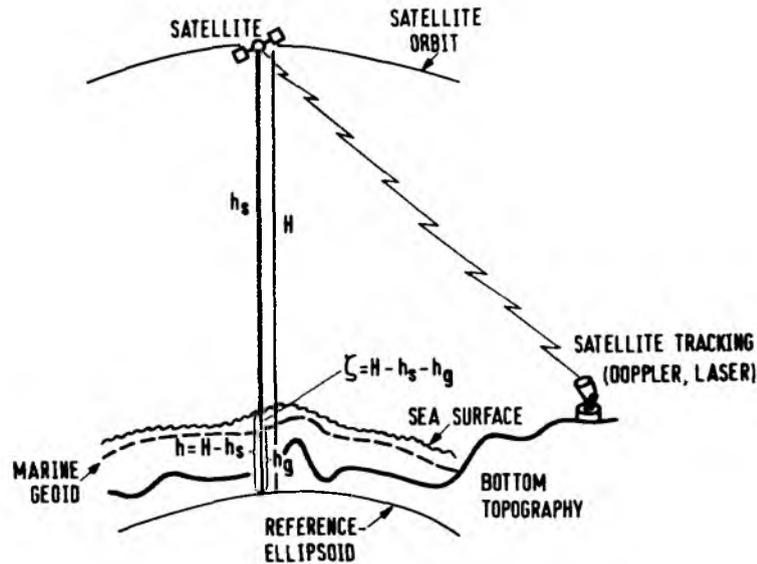


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Altimetermessungen: die altimetrische Abstandsmessung des Satelliten von der Meeresoberfläche ist h_s ; H und h_g sind die Bahnhöhe des Satelliten und die Auslenkung des Geoids, relativ zu einem geophysikalischen Bezugssystem

eine besondere Bedeutung bei der Erfassung von Ozeanströmungen zu (MUNK und WUNSCH, 1982), durch welche dynamisch relevante Prozesse direkt beobachtet werden können. Dies ist möglich, da sich die Ozeanströmung in guter Näherung im geostrophischen und hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Danach sind die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten (u, v) mit dem Druck p verknüpft über

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.5a)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.5b)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (2.5c)$$

Hierbei ist ein lokales, rechtshändiges Koordinatensystem mit x , y und z positiv nach Osten, Norden und aufwärts zugrundegelegt. $f = 2\Omega \sin(\varphi)$ ist der Coriolisparameter, $\Omega = 7.27210^{-5}$ rad/s die Erdrotation, φ die geographische Breite, g die Erdbeschleunigung und ρ die Dichte von Seewasser. Die Kombination von Gl.(2.5a) und (2.5b) mit (2.5c) führt auf die thermische Windgleichung (hier nur für die v -Komponente geschrieben)

$$f \frac{\partial}{\partial z}(\rho v) = g \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (2.6)$$

Phänomen	Oberflächensignal (m)	Strom (m/s)	Raumskala (km)	Zeitskala
allg. Zirkulation	0.5	0.01	3000	Jahr-Dekade
äquat. Zirkulation	0.3	0.01	5000	Monat-Jahr
westl. Randstrom	1.5	1.0	100	Tage-Jahr
Ringe und Wirbel	0.3	0.1	100	Woche-Jahr
Ozeangezeiten	1.0	0.1	1000	$\frac{1}{2}$ Tag-1 Jahr
Schelfgezeiten	5.0	1.0	100	Stunde-Jahr
Sturmfluten	1.0	1.0	100	Stunde-Tag

Tabelle 2.2: Raum- und Zeitskalen typischer dynamischer Oberflächenauslenkungen (nach ROBINSON, 1985)

welche vertikal integriert schließlich die geostrophische Geschwindigkeit

$$v = \frac{g}{\rho f} \int_{z_r}^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + v_r \quad (2.7)$$

aufgrund der internen Massenverteilung im Ozean relativ zur Referenzgeschwindigkeit v_r in einem Bezugsniveau z_r ergibt. Die klassische Ozeanographie war lange Zeit auf traditionelle hydrographische Daten angewiesen, mit deren Hilfe der erste Term in Gl.(2.7) bestimmt werden kann, nicht aber die Referenzgeschwindigkeit. Ein Ansatz zur Umgehung dieses Dilemmas war für lange Zeit die Hypothese eines 'level of no motion'. Neuere Ansätze zur Abschätzung von v_r basieren auf der Methode der inversen Modellierung und nutzen die Erhaltung konservativer Größen wie Masse, potentielle Vorticity oder sog. „Tracer“ des Seewassers (z.B. STOMMEL und SCHOTT, 1977; WUNSCH, 1978; OLBERS et al., 1985). Die Bedeutung der Altimetrie wird dadurch verdeutlicht, daß die vom Altimeter gemessene Oberflächenneigung ($\partial\zeta/\partial x, \partial\zeta/\partial y$) über die hydrostatische Balance direkt mit der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit (u_s, v_s) verknüpft ist (siehe Abb. 2.3)

$$v_s = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (2.8)$$

Dadurch ist es grundsätzlich bei (a) präziser Altimetrie und (b) bei bekanntem marinen Geoid möglich, in Verbindung mit dem Dichtefeld des Ozeans die dreidimensionale Struktur der absoluten geostrophischen Geschwindigkeit zu bestimmen.

Streng betrachtet ist die geostrophische Balance der Oberflächenströmung jedoch nicht exakt erfüllt. WUNSCH und GAPOSCHKIN (1980) diskutieren Abschätzungen von ageostrophischen Geschwindigkeitskomponenten, die in Grenzschichten nahe der Meeresoberfläche und entlang seitlicher Ozeanberandungen an Bedeutung gewinnen können. Die Bedeutung nichtlinearer Terme kann über die (dimensionslose) Rossby

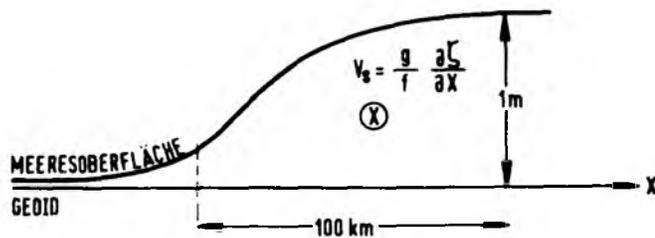


Abbildung 2.3: Die Neigung der Meeresoberfläche relativ zum Geoid ($\partial\zeta/\partial x$) ist über die geostrophische und hydrostatische Balance direkt mit der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit verknüpft

Zahl $R_o = U/fL$ abgeschätzt werden, wobei U und L die für das Bewegungsfeld charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenskalen sind. Über weite Bereiche des Weltozeans ist R_o sehr klein ($\leq 10^{-2}$), kann aber in Randströmen um ein bis zwei Größenordnungen anwachsen. Demnach ist Geostrophie außerhalb von nichtlinearen Randzonen in guter Näherung erfüllt. Nahe der Meeresoberfläche können Prozesse auftreten, die durch die Impuls-, Wärme- und Massenbilanz an der Meeresoberfläche bedingt sind (z.B. Ekmandrift, Stokestrift, Konvektion). Diese Prozesse sind jedoch i. allg. auf die Ekman-schicht ($E = (\nu/f)^{1/2} \simeq 100m$) begrenzt und die mit ihnen verknüpften Druckgradienten sind um die Größenordnung E/D ($D =$ Ozeantiefe) kleiner als die geostrophisch bedingte Neigung der Oberfläche. Ein Altimeter mißt demnach in guter Näherung nicht die gesamte Oberflächenströmung, sondern nur deren geostrophische Komponente. Schließlich gibt es nahe des Äquators eine Zone, in der die Corioliskraft verschwindet, so daß eine einfache geostrophische Balance hier nicht erfüllt sein kann; diese Zone ist jedoch auf eine 1° - 2° breite Region am Äquator begrenzt.

Anwendungen der Altimetrie zur Bestimmung der Ozeanströmung sind bisher durch (a) die ungenügende Kenntnis des marinen Geoids auf den für die Ozeandynamik relevanten Skalen und (b) den großen radialen Bahnfehler der Satelliten eingeschränkt. Letzterer Fehler liegt jedoch überwiegend auf Wellenlängen eines Bahnumlaufes (ca. 40.000 km) und kann deshalb prinzipiell aufgrund der gegebenen Skalentrennung zu ozeanischen Phänomenen durch ein geeignet gewähltes Polynom eliminiert werden. Durch die unzureichende Kenntnis des marinen Geoids sind Analysen von Altimeterdaten überwiegend auf zeitlich variable Signale beschränkt. Zunehmend befassen sich Studien aber auch mit der Analyse der mittleren (stationären) Zirkulation (z.B. TAI und WUNSCH, 1983; TAI, 1988; NEREM et al., 1990).

Die Analyse der Oberflächenvariabilität aus den Altimeterdaten beruht auf verschiedenen Ansätzen. Alle Methoden basieren auf der begründeten Annahme, daß das Geoid zeitlich konstant ist und zwischen wiederholten Beobachtungen eliminiert werden kann. Folgende Methoden werden dabei verwendet:

1. Variation relativ zu einer mittleren Fläche: hierbei wird die Differenz der Einzelbeobachtungen relativ zu einer a-priori bekannten mittleren Fläche untersucht. Ein Beispiel hierfür ist von CHENEY und MARSH (1981) gegeben, welche SEASAT-Daten im Bezug auf einen lokalen gravimetrischen Geoiden im westlichen Nordatlantik untersuchten. Verwendung finden neuerdings auch mittlere Meeresoberflächen (z.B. MARSH et al., 1986), bzw. synthetische Geoide (GLEN et al., 1991).

2. Kreuzpunktanalyse: diese Methode nutzt aus, daß Differenzen der gemessenen Meeresoberflächenauslenkung an Bahnkreuzungspunkten nahezu vollständig durch den Bahnfehler und dynamische Bewegungsvorgänge des Ozeans erzeugt werden. Der großskalige Orbitfehler wird durch eine globale Minimierung der Kreuzpunktdifferenzen über eine 'Least Squares' (LS) -Polynom Anpassung innerhalb einer Periode von einigen Tagen eliminiert. Der Vorteil dieser Methode liegt u. a. in der Tatsache, daß sie, unabhängig von der jeweiligen Orbitkonfiguration, Zeitreihen ozeanischer Variabilität aus Daten verschiedener Satellitenmissionen erzeugen kann. Ein Nachteil liegt jedoch in den zum Teil großen Abständen der Kreuzpunkte, so daß das Studium von z.B. Wellenzahlcharakteristiken des mesoskaligen Wirbelfeldes erschwert wird. Anwendungsbeispiele lassen sich bei CHENEY et al. (1989) für den tropischen Pazifik und bei FU und CHELTON (1985) für den Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC) finden.

3. Kollineare Methode: die kollineare Methode betrachtet Variationen der Meeresoberfläche entlang von exakt wiederholten Bahnen. Diese Methode findet z. Zt. am häufigsten Verwendung und liegt der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse von GEOSAT-Daten zugrunde. Bei der kollinearen Analyse wird das Geoidsignal zusammen mit dem Signal der mittleren Zirkulation über das Ensemblemittel von exakt wiederholenden Bahnen von den Messungen jeder individuellen Bahnwiederholung eliminiert. Die verbleibende Anomalie der Meeresoberflächenauslenkung setzt sich hauptsächlich aus den dynamischen Variationen der Ozeanoberfläche und dem Orbitfehler zusammen. Wie oben beschrieben, läßt sich letzterer durch ein geeignet gewähltes Polynom eliminieren. (Eine nähere Diskussion dieser Methode ist auf Kap. 3.2 zurückgestellt.) Anwendungen der kollinearen Methode sind vielfach an Daten von SEASAT und GEOSAT durchgeführt worden. Beispielhaft soll hier auf eine der grundlegenden Arbeiten von CHENEY et al. (1983) verwiesen werden.

2.3 Das Radaraltimeter

Vereinfacht dargestellt sendet ein Radaraltimeter scharfe em Pulse von einigen ns Dauer senkrecht zur Meeresoberfläche. Der Abstand $h = c \cdot \frac{t}{2}$ des Satelliten von der Meeresoberfläche wird über die Laufzeit t des reflektierten Pulses vom Satelliten zur Meeresoberfläche und zurück gemessen. In der Realität ist die Radartechnik wegen der hohen Genauigkeitsanforderung an altimetrische Messungen sehr komplex und beinhaltet eine Reihe von Korrekturen für

- (a) Instrumenteneffekte,
- (b) Änderung des atmosphärischen Brechungsindex und
- (c) geophysikalische Effekte an der Meeresoberfläche, die andere als ozeanische Ursachen haben.

Die Diskussion von (b) und (c) ist auf Kapitel 2.5 zurückgestellt.

Die tatsächlich von Altimetern verwendeten Techniken unterscheiden sich entscheidend von der pulslimitierten Altimetrie. Bei der sogenannten „Puls Kompressions Technik“ hat ein Altimeterpuls eine relativ lange Dauer von einigen μs , wobei das reflektierte Signal durch Filtertechniken entsprechend einem kurzen Puls analysiert wird. Für eine weiterführende Diskussion der technischen Aspekte sei auf CHELTON (1988) verwiesen. Die Bestimmung der Laufzeit mit ausreichend hoher Genauigkeit ($\approx 30 ps$) wäre mit einer unrealistisch großen Bandbreite (ca. 30 GHz) des Pulses verbunden. In Realität wird statt dessen eine relativ enge Bandbreite verwendet (0.3 GHz). Zur Bestimmung der Laufzeit wird der reflektierte Puls durch eine Kurve, der sogenannten 'return waveform', angepaßt und die erforderliche Genauigkeit wird durch anschließende Mittlung mehrerer Pulse erzielt (ca. 150 μs).

Der Durchmesser des vom Altimeter beleuchteten Fußpunktes wird durch den Antennenöffnungswinkel θ des Radars bestimmt; er sollte ausreichend groß sein, um Effekte von Oberflächenwellen zu eliminieren. Aussagen über einen mittleren Meeresspiegel sind jedoch nur über kleinere Distanzen als der Rossby-Radius der Deformation (30–50km) sinnvoll. Zur Erlangung dieser Anforderung unterscheidet man zwei Anordnungen: (a) die strahlbegrenzte (beam limited) und (b) die pulslimitierte Technik. Die erstere Technik stellt hohe Anforderungen an Antennen und deren Richtungsgenauigkeit. Für ozeanische Anwendungen gebräuchlicher ist deshalb das Prinzip der pulslimitierten Technik, die einen weiten Antennenöffnungswinkel ($1-2^\circ$) zuläßt, aber kurze Pulse verwendet. Ihr Prinzip ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt.

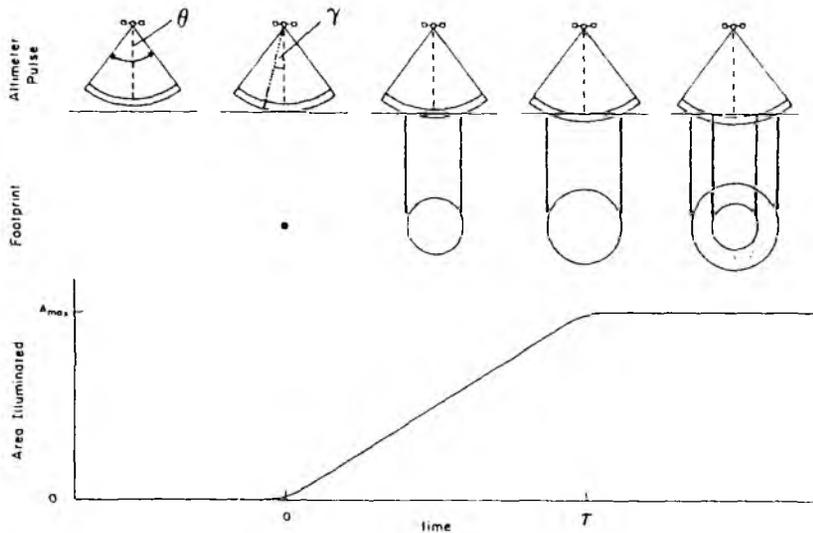


Abbildung 2.4: *Propagation eines kurzen elektromagnetischen Pulses bei weitem Antennenöffnungswinkel vom Satellit zur Meeresoberfläche (obere Zeile). Der beleuchtete Antennenfußpunkt an der Meeresoberfläche ist im mittleren Bildteil und dessen Fläche im unteren Bildteil als Funktion der Zeit abgebildet (aus CHELTON, 1988).*

Aus der Radargleichung (Gl. 2.2) folgt, daß die vom Satelliten empfangene reflektierte Energie proportional zu der vom Radar beleuchteten Meeresoberfläche ist. Ein sich kugelförmig ausbreitender Puls der Länge τ_p erreicht zum Zeitpunkt t_0 eine glatte Oberfläche zuerst mit seiner führenden Flanke. Die von dem Puls zunächst punktförmig beleuchtete Fläche wächst anschließend kreisförmig an, bis die hintere Flanke des Pulses die Oberfläche zum Zeitpunkt $t_0 + \tau$ erreicht. Hierbei stellt τ die in Gl.(2.9) gegebene modifizierte Pulslänge dar. Während der Zeitspanne τ ist ein lineares Anwachsen der reflektierten Energie am Satelliten zu verzeichnen, die anschließend annähernd konstant bleibt, sobald der sich ausdehnende beleuchtete Kreis zu einem Ring konstanter Fläche geworden ist. Die Laufzeit t_i des Pulses zur mittleren Meeresoberfläche wird über die Halbwertenergie (siehe Abb. 2.4) bestimmt. Dieses Verfahren ist relativ unempfindlich gegen Abweichungen des Antennenrichtungswinkels γ von Nadir, solange γ den halben Antennenöffnungswinkel $\theta/2$ nicht überschreitet. Der effektive Radius $r = 2\sqrt{hct}$ des Antennenfußpunktes, der zu der am Satelliten empfangenen Energie beiträgt, ist über

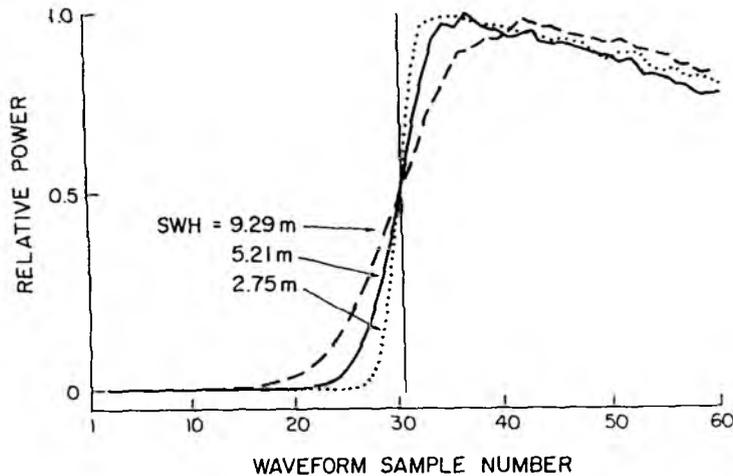


Abbildung 2.5: Beispiel einer SEASAT-Wellenform für signifikante Wellenhöhen von 2.75m, 5.21m und 9.29m (aus CHELTON, 1988).

die modifizierte Pulslänge τ bestimmt (WALSH, 1977; ELACHI, 1987):

$$\tau = \left(\tau_p^2 + \left(\frac{\ln 2H_{\frac{1}{3}}}{c} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

h ist wie bisher die Höhe des Satelliten über der Meeresoberfläche und c die Lichtgeschwindigkeit. Als signifikante Wellenhöhe $H_{\frac{1}{3}}$ wird die mittlere Amplitude der beobachteten $\frac{1}{3}$ höchsten Wellen verstanden. Dieser Begriff wurde mehr quantitativ definiert als (BARBER und TUCKER, 1962)

$$H_{\frac{1}{3}} = 4 (\zeta'^2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

wobei ζ' hier für die Oberflächenauslenkung durch Wellen steht. Oberflächenwellen bewirken, daß der einfallende Puls verzögert reflektiert wird, indem zuerst Wellenberge und später Wellentäler reflektieren. Diese Verzögerung wird vom Altimeter über die Neigung der ansteigenden Flanke der empfangenen Energie bestimmt und erlaubt die Beobachtung von $H_{\frac{1}{3}}$ durch Altimeter. Der Einfluß von Wellen auf die reflektierte Energie ist in Abb. 2.5 schematisch dargestellt. Eine Liste des maximalen Fußpunktradius d als Funktion von $H_{\frac{1}{3}}$ für GEOSAT-Parameter von 800km Satellitenhöhe und 3.1 ns Pulslänge ist in Tabelle 2.3 gegeben.

In der Praxis wird nicht, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, der normalisierte Raddarrückstreukoeffizient σ_0 bestimmt. Vielmehr wird die reflektierte Strahlungsener-

$H_{\frac{1}{2}}(m)$	Fußpunktradius (km)
0	1.7
1	3.1
3	4.7
5	5.9
10	8.2
15	9.9
20	11.4

Tabelle 2.3: Effektiver Fußpunktdurchmesser einer Altimeterantenne als Funktion der signifikanten Wellenhöhe $H_{\frac{1}{2}}$ bei einer Satellitenhöhe von 800km und einer Pulslänge von 3.1 ns (nach CHELTON et al., 1988)

gie im Radarinstrument über eine automatische Verstärkerkontrolle (AGC = 'automatic gain control') intern an ein Standardniveau angepaßt. σ_0 wird anschließend aus den AGC-Daten bestimmt und kann zur Ableitung von Oberflächenwinden genutzt werden. Eine empirische Beziehung zwischen σ_0 und der Windgeschwindigkeit (in 19.5m Höhe) wird z.B. von CHELTON und McCABE (1985) angegeben als $\sigma_0(db) = 10 \cdot [1.5 - 0.47 \log_{10} U_{19.5}]$.

Alle internen Instrumenten-Algorithmen verursachen Fehler in der Höhenbestimmung, die u. a. mit der Wellenformanpassung, der AGC, der Antennenempfindlichkeit und der Antennenrichtungsabweichung von Nadir verbunden sind. CHELTON (1988) und CHELTON et al. (1988) geben eine eingehende Diskussion dieser 'tracker'-Fehler, die durch Instrumentenkalibrierung berücksichtigt werden müssen.

2.4 Orbitbestimmung

Neben dem Radarinstrument ist die Bestimmung der genauen Satellitenumlaufbahn (Orbit) die zweite wichtige Komponente der Satellitenaltimetrie. Da der Orbit das Bezugssystem ist, von dem aus das Radaraltimeter seinen Abstand zur Meeresoberfläche mißt, erzeugen Bahnfehler (radial und in Bahnrichtung) Ungenauigkeiten in der Satellitenhöhe H und damit Fehler in der Bestimmung der Meeresoberflächenauslenkung.

Obwohl prinzipiell nicht erforderlich, ist für die ozeanographische Anwendung der Satellitenaltimetrie ein sogenannter „Repeat-Orbit“ wichtig, der nach einer gegebenen Anzahl von Umläufen seine Bahn exakt wiederholt. Dabei hängt die Wahl einer geeigneten Wiederholungsperiode (Repeatperiode) stark von der wissenschaftlichen Fragestellung

ab. Generell führt die Wahl der Repeatperiode auf das miteinander unvereinbare Problem von hoher räumlicher bei gleichzeitig hoher zeitlicher Datenerfassung.

Bei gegebener Satellitenhöhe entscheidet die Inklination über die geographische Abdeckung in hohen Breiten und über den Schnittwinkel von auf- und absteigenden Bahnzweigen. Idealerweise sollte dieser Winkel (in mittleren Breiten) nahe 90° sein, um die Oberflächenneigung an Kreuzungspunkten auf- und absteigender Bahnen in zwei orthogonale Richtungen bestimmen zu können. Vorsicht ist bei der Festlegung der Bahnparameter auch deshalb geboten, da für die Untersuchung von Gezeiten nur bestimmte Abtastraten sinnvoll sind (Aliasing).

Für altimetrische Satellitenbahnen ist z. Zt. eine Genauigkeit von einigen Dezimetern möglich. Diese Genauigkeit wird dadurch erreicht, daß an verschiedenen Orten die Position des Satelliten bestimmt wird und zwischen den Stationen die Satellitenbahn (Ephemeride) mit Hilfe eines dynamischen Orbitmodells rekonstruiert wird. Die Kräfte, die auf den Satelliten wirken, sind jedoch nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt, so daß die Messungen der Satellitenpositionen durch die „Tracking-Stationen“ in die Bahnberechnung als Zwangsbedingungen eingehen müssen. Zwei Klassen von Fehlern beeinflussen die Genauigkeit der Ephemeriden:

- Fehler in der Positionsmessung des Satelliten und
- Fehler in der Abschätzung der Kräfte, die auf den Satelliten wirken.

Das am häufigsten benutzte Trackingsystem basiert auf Mikrowellendopplertracking. Gemessen werden der Satellitenabstand und die radiale Geschwindigkeitskomponente. Atmosphärische Einflüsse auf die Bahnbestimmung werden durch Messungen mit zwei Frequenzen korrigiert. Die so arbeitenden Systeme sind z. Zt. TRANET (TRANSIT NETWORK) und DORIS (Determination of Orbit Radiopositioning Integrated from Satellite). Neuerdings wurde das PRARE -System (Precision Range and Range-rate Equipment) entwickelt, das im Gegensatz zu TRANET und DORIS aus einem Zweiwege- und Zweifrequenzen- Mikrowellensystem besteht und dadurch Synchronisationsfehler der Uhren vom Sender und Empfänger umgehen kann. Weitere Trackingsysteme sind die Abstandsmessungen durch optische Laser und das GPS Trackingsystem (Global Positioning System). Davon sind Laser-Systeme sehr genau ($\pm 5\text{cm}$), haben aber den Nachteil, daß Laserstationen nur spärlich verteilt sind und nur bei wolkenfreier Atmosphäre messen können. Erhoffte Genauigkeiten von GPS liegen bei 10cm .

Die größten Ungenauigkeiten in der Orbitbestimmung basieren z. Zt. auf Fehlern in den dynamischen Orbitmodellen, überwiegend durch Unsicherheiten im Schwerefeld

der Erde (TAPLEY und BORN, 1980; MARSH et al., 1988). Durch die Verbesserung der Erdschweremodelle war es jüngst möglich, den anfänglichen SEASAT-Orbitfehler von 1m (rms) auf 50 cm zu reduzieren. Für die GEOSAT-Mission wurde eine Verbesserung um eine Größenordnung von 4m (rms) auf weniger als 40 cm erreicht (HAINES et al., 1990). Für die bevorstehende TOPEX/Poseidon-Mission wird eine weitere Reduzierung des Orbitfehlers auf 13 cm erwartet (TOPEX Science Working Group, 1981).

2.5 Altimeterfehler

Konzeptionell läßt sich der Satellitenabstand h von der Meeresoberfläche direkt aus der Laufzeit t des reflektierten Radarpulses vom Satelliten zur Meeresoberfläche und zurück bestimmen :

$$h_0 = c_0 \frac{t}{2} . \quad (2.11)$$

Hierbei ist c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Für die präzise Bestimmung der Meeresoberflächenauslenkung muß der Einfluß einer Reihe von Prozessen auf die Abstandsbestimmung berücksichtigt werden. Erforderliche Korrekturen lassen sich in drei Gruppen einteilen, für :

1. den atmosphärischen Brechungsindex,
2. die Wechselwirkung mit der Meeresoberfläche und
3. externe geophysikalische Effekte.

2.5.1 Atmosphärischer Brechungsindex

In einem Medium wie der terrestrischen Atmosphäre ist die tatsächliche Lichtgeschwindigkeit c mit der im Vakuum über den komplexen Brechungsindex $n = \eta + i\chi$ verknüpft:

$$c = \frac{c_0}{n} . \quad (2.12)$$

Der imaginäre Anteil χ bewirkt die Attenuation der Strahlung (sie muß bei der Bestimmung von σ_0 berücksichtigt werden) und der reelle Anteil $\eta > 1$ führt auf eine Verringerung von c gegenüber c_0 , so daß der tatsächliche Satellitenabstand durch

$$h = \int_0^t \frac{c_0}{\eta} dt \quad (2.13)$$

gegeben ist. Die erforderliche Abstandskorrektur Δh (m) ist dann bestimmt durch

$$\Delta h = \int_0^t \frac{c_0}{\eta} (\eta - 1) dt . \quad (2.14)$$

Bei Einführung des Brechungs-Koindex $N = 10^6(\eta - 1)$ (refractivity), kann Δh mit $dz = (c_0/\eta)dt$ wie folgt geschrieben werden als

$$\Delta h = 10^6 \int_0^h N(z) dz . \quad (2.15)$$

Der totale atmosphärische Brechungs-Koindex $N(z)$ läßt sich in Beiträge für (i) atmosphärische Gase, (ii) freie Elektronen der Ionosphäre und (iii) Flüssigwasser in Form von Tropfen aufteilen.

(i) Atmosphärische Gase:

Nach SMITH und WEINTRAUB (1953) kann der Brechungsindex der atmosphärischen Gase im Frequenzbereich von Radaraltimetern in guter Näherung als Funktion des barometrischen Druckes $P(z)$ (in Pa), der Lufttemperatur $T(z)$ (in K) und des Partialdruckes von Wasserdampf $e(z)$ dargestellt werden :

$$N = a \frac{P(z)}{T(z)} + \frac{abe(z)}{T(z)^2} . \quad (2.16)$$

Hierbei sind $a = 0.776$ K/Pa und $b=4810$ K empirisch bestimmte Konstanten (siehe BEAM und DUTTEN, 1966). Unter Verwendung der idealen Gasgleichung läßt sich für den ersten Term der rechten Seite, eingesetzt in Gl.(2.15), eine Höhenänderung als Funktion des Bodendruckes P_0 (Pa) ableiten (SAASTAMOINEN, 1972) :

$$\Delta h_{dry} = 2.27 \cdot 10^{-5} P_0 . \quad (2.17)$$

Dieser Term wird als Korrektur der „trockenen“ (dry) Atmosphäre bezeichnet, beinhaltet aber den Effekt der totalen Masse der Atmosphäre einschließlich der von Wasserdampfmolekülen. Der zusätzliche Einfluß des Wasserdampfes auf den Brechungsindex ist durch den zweiten Term von Gl.(2.16) berücksichtigt. Einsetzen in Gl.(2.15) und die Berücksichtigung der idealen Gasgleichung für Wasserdampf $e = 4.619 \times 10^3 w(z)T(z)$ führt auf einen als „Feuchtekorrektur“ bezeichneten Term:

$$\Delta h_{wet} = 1723 \int_0^h \frac{w(z)}{T(z)} dz . \quad (2.18)$$

Hier bezeichnet $w(z)$ die Wasserdampfdichte der Atmosphäre in g/cm^3 . Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre nimmt exponentiell mit der Höhe ab und der größte Anteil befindet sich in den untersten 2000 m der Troposphäre. Mit der Annahme, daß die Atmosphäre in diesem unteren Bereich signifikanten Wasserdampfgehaltes eine effektive Temperatur T_{eff} besitzt, läßt sich Δh_{wet} abschätzen als

$$\Delta h_{wet} = \frac{1.723}{T_{eff}} W , \quad (2.19)$$

wobei W für den vertikal integrierten Wasserdampfgehalt der Atmosphäre in g/cm^2 steht. TAPLEY et al. (1982) konnten anhand von SEASAT SMMR-Daten (Scanning Multichannel Microwave Radiometer) zeigen, daß in guter Näherung gilt

$$\Delta h_{wet} = 6.36 \cdot 10^{-2} W \quad . \quad (2.20)$$

Stellt man dagegen die vertikale Abhängigkeit des Wasserdampfpartialdruckes als Funktion der Temperatur entsprechend $e = (T(z)/T_0)^\alpha$ mit $\alpha = konst.$ dar, so läßt sich bei konstanter Temperaturabnahme $dt/dz = konst.$ die Feuchtekorrektur als Funktion der Bodenwerte der Temperatur T_0 (K) und des Wasserdampfpartialdruckes e_0 (Pa) ausdrücken als (SAASTAMOINEN, 1972)

$$\Delta h_{wet} = 2.277 \cdot 10^{-5} \left(\frac{1255}{T_0} + 0.05 \right) e_0 \quad . \quad (2.21)$$

Von den beiden, den atmosphärischen Brechungsindex berücksichtigenden Termen Δh_{dry} und Δh_{wet} , ist der für den Wasserdampf der kritischere. Zwar ist die Korrektur der trockenen Atmosphäre mit $\Delta h_{dry} \approx 2.3m$ relativ groß; sie ist aber außerhalb von intensiven Tiefdruckgebieten zeitlich annähernd konstant und stellt keine wesentliche Fehlerquelle dar ($\pm 0.7cm$). Die Feuchtekorrektur ist proportional zum vertikal integrierten Wasserdampfgehalt der Atmosphäre; dieser variiert global zwischen 1–6 g/cm^2 und weist ein breites Spektrum an Raum- und Zeitskalen, mit einer resultierenden Variation in Δh_{wet} von 6–38 cm auf. Grundsätzlich läßt sich Δh_{wet} mit einer Genauigkeit von 2 cm (entsprechend 0.3 g/cm^2) aus passiven Mikrowellenradiometermessungen nahe der Wasserdampfabsorptionslinie bei 22 GHz abschätzen (TAPLEY et al., 1982). Alternativ dazu läßt sich Δh_{wet} mit Hilfe von Gl.(2.21) aus Bodenanalysefeldern meteorologischer Vorhersagemodelle berechnen. Dieses ist vor allem dann erforderlich, wenn, wie bei GEOSAT, keine Mikrowellenradiometermessungen zeitgleich zur Altimetrie durchgeführt wurden. Meteorologische Vorhersagemodelle repräsentieren kleinskalige Wetterphänomene jedoch nur unzureichend und beschreiben insbesondere den atmosphärischen Wasserdampfgehalt unbefriedigend. Der Fehler der Feuchtekorrektur aus Analysefeldern wurde dementsprechend mit ca. 5 cm um mehr als einen Faktor 2 größer als der von Radiometermessungen eingestuft (TAPLEY et al., 1982).

(ii) Ionosphärische freie Elektronen:

Der Brechungsindex der Ionosphäre steht in Verbindung mit dem Gehalt freier Elektronen und Ionen. Für em Strahlung auf Frequenzen oberhalb von 1 GHz läßt sich der Brechungsindex η nach GINZBURG (1964) darstellen als

$$\eta = 1 - \frac{\alpha E}{2f^2} \quad . \quad (2.22)$$

Hier stellt E (cm^{-3}) die Elektronendichte der Ionosphäre und $\alpha = 80.6 \cdot 10^6 \text{cm}^3/\text{s}^2$ eine Konstante dar. Damit ergibt sich eine Höhenkorrektur aufgrund freier ionosphärischer Elektronen von

$$\Delta h_{ion} = \frac{40.3 \cdot 10^6}{f^2} \int_0^h E(z) dz \quad . \quad (2.23)$$

Das Gros der freien Elektronen, die mit em Strahlung in Wechselwirkung treten können, befindet sich in Höhen zwischen 50 und 2000 km, mit maximalen Konzentrationen in einer Höhe nahe 300 km (RUSH, 1986). Die Ionisierung in diesen Höhen wird überwiegend durch solare UV Strahlung verursacht. Entsprechend weist die ionosphärische Korrektur eine ausgeprägte Breitenabhängigkeit auf, mit erheblichen (bis zu einer Größenordnung) täglichen und schwächeren saisonalen und längerfristigen Schwankungen. Dabei ist insbesondere eine Variation der Ionosphärenkorrektur durch den elfjährigen Sonnenfleckenzyklus gegeben. Typische Variationen der vertikal integrierten Elektronendichten bewegen sich in dem Bereich zwischen 10^{12} und 10^{14}cm^{-2} (SOICHER, 1986). Bei einer Frequenz von 13 GHz entspricht dieses einer Höhenänderung von 0.2 bis 20 cm .

Bisher wurde der ionosphärische Elektronengehalt aus der Faraday-Rotation (SEASAT), bzw. aus Ionosphärenmodellen (GEOSAT) mit einer Genauigkeit von 50% abgeschätzt. Der entsprechende Fehler in Δh_{ion} bewegt sich zwischen 3 und 5 cm (LORELL et al., 1982). Alternativ lassen sich Altimetermessungen auf zwei verschiedenen Frequenzen dazu nutzen, die ionosphärische Korrektur simultan zu bestimmen. Mit dieser Methode, die während der bevorstehenden TOPEX/Poseidon-Mission auf Frequenzen von 6 GHz und 13 GHz eingesetzt werden soll, lassen sich Genauigkeiten von 1 cm erzielen.

(iii) Flüssigwassergehalt:

Der atmosphärische Wassergehalt in Form von Flüssigwasser führt zu einem Fehler in der Höhenmessung, der über die Theorie der Mie-Streuung beschrieben werden kann. Empirisch wurde folgende lineare Beziehung zwischen dem effektiven Brechungskoeffizient N_{liq} und der Dichte von Flüssigwasser $L(z)$ (g/cm^3) von RESCH (1984) nachgewiesen:

$$N_{liq} = 1.5L(z) \quad . \quad (2.24)$$

Dieses entspricht einer Höhenänderung von

$$\Delta h_{liq} = 1.5 \cdot 10^{-6} \int_0^h L(z) dz \quad . \quad (2.25)$$

Für nichtregnende Wolken ergibt sich eine Änderung $\Delta h_{liq} = 0.35 \text{cm}$ (MAUL, 1885), was gegenüber den übrigen Fehlern vernachlässigt werden kann. Flüssigwasser in Form

von Niederschlag hingegen bewirkt eine Attenuation des Altimeterpulses, und leichter Regen bewirkt eine rasche Änderung in der reflektierten Energie beim Durchgang einer Regenzone. Beide Effekte bewirken eine verringerte Genauigkeit der Laufzeitbestimmung und Fehler von ca. 10 cm sind zu erwarten (MONALDO et al., 1986). Bei Regenraten $> 5\text{mm/h}$ ist das Betreiben eines Altimeters aus diesen Gründen nicht sinnvoll. Regenraten dieser Größenordnung sind jedoch selten (GOLDHIRSCH, 1983) ($< 1\%$ für $> 2\text{mm/h}$), und die durch Regen verfälschten Daten können aufgrund ihres Signalverlaufes eliminiert werden.

2.5.2 Wechselwirkungen an der Meeresoberfläche

Der normierte Radarrückstreuoeffizient σ_0 ist in Wellentälern größer als an Wellenkämmen. Ursache hierfür ist zum einen, daß der Krümmungsradius der Oberfläche an den spitzen Kämmen viel kleiner ist als in den breiten Wellentälern. Dazu kommt, daß die kleinskalige, windbedingte Oberflächenrauigkeit ebenfalls in Wellentälern abnimmt. Beide Effekte bewirken, daß mehr Energie von Wellentälern reflektiert wird, so daß die mittlere Höhe der spiegelnden Facetten unterhalb derjenigen der mittleren Meeresoberflächenauslenkung liegt und die mittlere altimetrische Meeresoberfläche von der tatsächlichen in Richtung Wellentäler verschoben ist (CHELTON et al., 1989). Der so entstehende Fehler wird als „em-Bias“ bzw. als „Sea State Bias“ bezeichnet. Da der em-Bias annähernd linear mit $H_{\frac{1}{3}}$ anwächst, wird er i. allg. in % der SWH angegeben. Abschätzungen des Fehlers liegen zwischen 1–3% der SWH. Für eine weiterführende Diskussion von Wechselwirkungsprozessen des Radarpulses mit der Meeresoberfläche (em-Bias und Skewnes-Bias) sei auf CHELTON et al. (1989) und WITTER und CHELTON (1988) verwiesen.

2.5.3 Externe geophysikalische Korrekturen

Ist man an dem Oberflächensignal geostrophischer Strömung interessiert, so müssen jene Signale der Oberflächenauslenkung korrigiert werden, die ihre Ursachen in externen geophysikalischen Prozessen haben. Dazu zählen Gezeiteneffekte der festen Erde (Lithosphäre) und des Ozeans, sowie Effekte durch (lokale) Schwankungen des barometrischen Atmosphärendruckes an der Meeresoberfläche (inverser Barometereffekt).

Zu einem hohen Näherungsgrad werden Gezeiten auf der Erde durch die Gezeitenpotentiale von Sonne und Mond bestimmt. Diese können für jeden Punkt auf der Erde mit einer hohen Genauigkeit berechnet werden, so daß sich prinzipiell dynamische

Ozeangezeiten vorhersagen lassen. In der Praxis werden Ozeangezeiten jedoch empirisch an ausgewählten Orten durch Pegelmessungen bestimmt, da Kontinentalränder, Bodentopographie und Erdrotation die Ozeangezeitenvorhersage sehr komplex gestalten. Globale dynamische Gezeitenmodelle werden anschließend den Zwangsbedingungen unterworfen, die durch Gezeitenamplituden und Gezeitenphasen an den Meßstationen entstehen. Typische Gezeitenamplituden liegen im offenen Ozean bei 1–2 m und weisen räumliche Skalen von 1000 km auf. Sie sind somit größer als das Signal der allgemeinen Ozeanzirkulation und müssen von dem Altimetersignal vor einer Analyse der oberflächennahen ozeanischen Strömung entfernt werden. Die Genauigkeit klassischer Gezeitenmodelle (z.B. SCHWIDERSKI, 1980; PARK und HENDERSHOTT, 1980) liegen global bei 5–10 cm. Fehler können jedoch erheblich auf den kontinentalen Schelfgebieten anwachsen und sind wegen der Lage der Pegelstationen geographisch nicht gleichverteilt. Satellitenbeobachtungen enthalten die geozentrische Gezeit. Deshalb müssen neben den Ozeangezeiten auch die der Lithosphäre berücksichtigt werden. Letztere haben jedoch wesentlich geringere Amplituden von 10–20 cm und können weitaus genauer modelliert werden ($\pm 1\text{cm}$) als Ozeangezeiten (z.B. MELCHIOR, 1983).

Die Änderung der Meeresoberfläche aufgrund lokaler Schwankungen des atmosphärischen Bodendrucks, der „inverse Barometereffekt“, beträgt in isostatischer Näherung etwa $1\text{cm}/\text{mb}$ Druckänderung. Diese Höhenänderung resultiert von einer Umverteilung der Wassermassen, die abhängig von den räumlichen und zeitlichen Skalen der Druckschwankungen sind. Pegelmessungen haben gezeigt, daß die Ozeanantwort auf atmosphärische Druckschwankungen für Perioden von 2 Tagen bis 2 Wochen annähernd isostatisch ist (WUNSCH, 1972). Detaillierte Frequenz-Wellenzahlcharakteristiken der Transferfunktion sind jedoch nicht bekannt, so daß der inverse Barometereffekt eine kritische Unsicherheit darstellt. Die Unsicherheit ist auch durch die Ungenauigkeit bedingt, mit der der atmosphärische Bodendruck aus Vorhersagemodellen bekannt ist. Eine übliche Unsicherheit von 3 mb erzeugt entsprechend einen Fehler von 3 cm in der Oberflächenauslenkung. In extremen Tiefdrucksystemen wurden jedoch Fehler bis zu 40 mb beobachtet (TRENBERT und OLSEN, 1988).

3 Der GEOSAT-Altimeterdatensatz

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse von Altimeterdaten basiert ausschließlich auf dem vom NODC ('National Oceanic Data Center') verteilten Datensatz der 'Exact Repeat Mission' (ERM) des U.S. NAVY Geodätischen Satelliten GEOSAT. Im folgenden wird zunächst ein Überblick über die GEOSAT-Mission gegeben (Kapitel 3.1), und anschließend die Datenaufbereitung beschrieben (Kapitel 3.2). Datenunsicherheiten werden in Kapitel 3.3 diskutiert. In Kapitel 3.4 schließlich werden externe Datensätze vorgestellt, die nachträglich zur Verbesserung des NODC-Datensatzes dienen, und deren Einflüsse auf bisherige Ergebnisse werden abgeschätzt.

3.1 Die GEOSAT-Mission

GEOSAT wurde vom Applied Laboratory (APL) der Johns Hopkins Universität (Laurel, U.S.A.) entwickelt und im März 1985 in 800 km Höhe auf eine Erdumlaufbahn mit 108° Inklination gebracht. Die geographische Datenabdeckung des Satelliten erstreckt sich dementsprechend auf den Bereich zwischen $\pm 72^\circ$ Breite. Die Radardaten der GEOSAT ERM wurden von APL empfangen und in geophysikalische Meßgrößen konvertiert, bevor sie zusammen mit externen Umgebungskorrekturen über das NODC an die Benutzer weiter geleitet wurden. Die wichtigsten Instrumentenkenngößen der GEOSAT ERM sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Eine schematische Darstellung des Satelliten und seiner Komponenten ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Er war neben dem Radaraltimeter mit Solarzellen zur Energieversorgung, einem Stabilisierungssystem ('Gravity Gradient Attitude Stabilizing System') zur Aufrechterhaltung der Nadir-Blickrichtung und mit einem TRANET-Doppler-Funkfeuer zur Bestimmung der Satellitenposition ausgestattet. Das Radarinstrument von GEOSAT ist eine verbesserte Version des pulslimitierten Instrumentes, das auf SEASAT eingesetzt wurde. Es arbeitet im „Pulskompressions-Modus“ bei 13.5 GHz. Durch Instrumentenverbesserungen konnte das Rauschniveau des Radars gegenüber dem auf SEASAT von 5 cm auf ca. 3.5 cm gesenkt werden (SAILOR und LeSCHACK, 1987).

Aus der Namensgebung von GEOSAT geht hervor, daß die primäre Aufgabe des Satelliten in einer verbesserten Bestimmung des marinen Geoids bestand. Dieses Ziel wurde in der 18 Monate dauernden ersten Mission, der „Geodätischen Mission“ (GM), verfolgt. Während der GM wurde die Meeresoberflächenauslenkung mit einer hohen räumlichen Auflösung (ca. 10km Bahnabstand am Äquator) mehrfach auf einer annähernd wiederholenden Satellitenbahn vermessen. Da eine bis zu kleinen Wellenlängen reichende

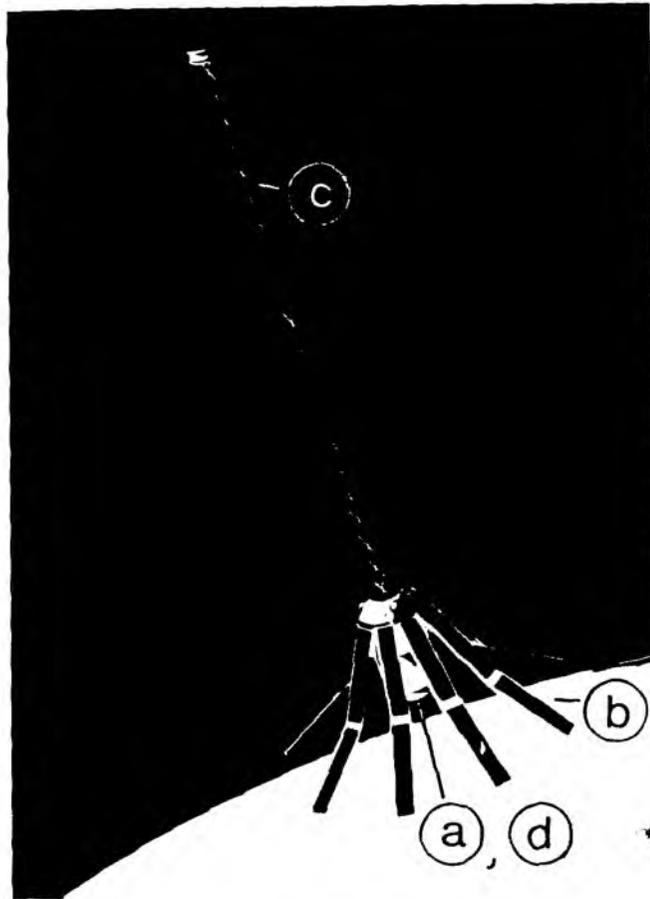


Abbildung 3.1: Der U.S. NAVY Geodätische Satellit GEOSAT mit seinen einzelnen Komponenten: (a) Radaraltimeter, (b) Solarkollektoren, (c) 'Gravity Gradient Stabilizing System' (d) Doppler-Funkfeuer (aus CHENEY et al., 1987).

Kenntnis des Geoids für militärische Belange von Bedeutung ist, sind die Altimeterdaten dieser Mission für wissenschaftliche Auswertungen bisher nicht zugänglich. Allgemein verfügbar sind z.Zt. lediglich die Daten der Kreuzpunktdifferenzen der GM (CHENEY et al., 1990).

Obwohl ursprünglich nicht für eine, über die erste Mission hinausgehende ozeanographische Anwendung konzipiert, wurde GEOSAT nach Beendigung der GM (September, 1986) aufgrund der vielversprechenden Resultate früherer Altimetermissionen von GEOS-3 und SEASAT und bedingt durch die hohe Instrumentenstabilität für eine zweite Mission, der 'Exact Repeat Mission' (ERM), auf eine neue Umlaufbahn manövriert. Auf diesem Orbit wiederholte der Satellit seine Bahn nach einer Wiederholungsperiode von 17 Tagen, bzw. nach 244 Umläufen, exakt innerhalb von $\pm 1\text{km}$ (BORN et al., 1987). Da diese Bahnen mit denen von SEASAT zusammenfallen und somit keine neue Geoidinformation liefern, sind die Altimeterdaten der ERM

Mission	Beginn	Ende
GM:	12.3.1985	30.9.1986
ERM:	8.11.1986	20.9.1989
Altimeter :	Frequenz	13.5 GHz
	Bandbreite	320 MHz
	Pulskompression	30000
	Pulswiederholungsrate	1020
	Pulslänge	102 μ s
	Mittelungsperiode	1000 ms
	Fußpunktdurchmesser	3 - 20 km
Bahnparameter:	Bahnhöhe	800 km
	Umlaufperiode	100.6 min
	Inklination	108°
	Wiederholungsperiode	17.05 Tage
	Subzyklus	3 Tage
Antennenparameter:	Durchmesser	1 m
	Öffnungswinkel	2°

Tabelle 3.1: Kenngrößen des Geodätischen Satelliten GEOSAT.

uneingeschränkt erhältlich. Die ERM begann am 8. November 1986; sie wurde nach 62 vollständigen Wiederholungszyklen am 20. September 1989 durch Ausfälle aller Datenaufzeichnungssysteme beendet. Die aufsteigenden Knoten der ERM liegen näherungsweise bei $1.05^\circ + n \cdot 1.475^\circ$ östlicher Länge mit $n = 0, \dots, 243$. Eine Umlaufperiode beträgt 100.6 Minuten bei $14\frac{6}{17}$ Umläufen pro Tag. Aufeinanderfolgende Umläufe sind um ca. 25° Länge westwärts versetzt, und es besteht ein dreitägiger ostwärtiger Subzyklus; d.h., benachbarte Bahnen werden um drei Tage verzögert gemessen. Die räumliche Datenabdeckung von GEOSAT ist in Abb. 3.2a für die 12. Wiederholungsperiode (14.–30. Mai, 1987) über dem Atlantischen Ozean dargestellt. Minimale Abstände benachbarter Bahnen nehmen von 156 km am Äquator auf wenige km in höheren Breiten ab und betragen in mittleren Breiten ca. 100 km (siehe Abb. 3.2b). Bei einer Auflösung der 1-Hz Messungen von ca. 7 km in Bahnrichtung erstellte GEOSAT somit einen Datensatz von Meeresoberflächenbeobachtungen, der bisher von keinem Meßsystem hinsichtlich seiner Dauer und seiner globalen raum-zeitlichen Auflösung erreicht werden konnte.

Die Anzahl der gültigen 1-Hz Messungen pro Tag, die während der ersten 58 Wiederholungsperioden über dem Atlantischen Ozean gemessen wurden, sind in Abb. 3.4 als Funktion der Zeit aufgetragen. Schwankungen in der Datenerfassung weisen einen

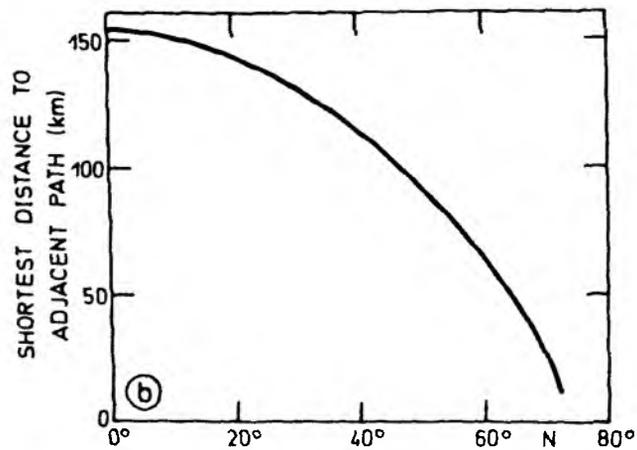
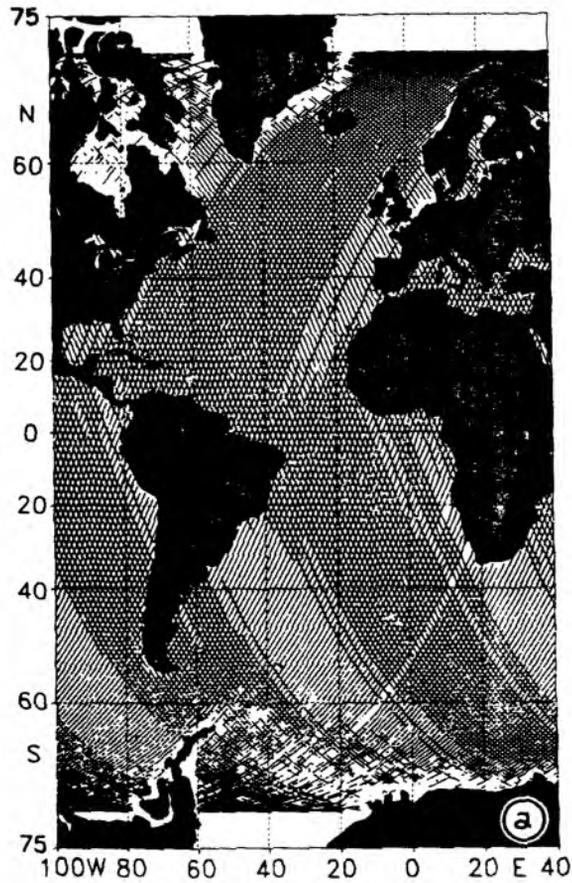


Abbildung 3.2: a) Grundspuren der GEOSAT ERM im Atlantischen Ozean. Gezeigt sind die Positionen aller gültigen 1-Hz Messungen während der 12. Wiederholungsperiode zwischen dem 14. und 30. Mai, 1987. b) Minimale Abstände benachbarter Bahnen während der GEOSAT ERM als Funktion der geographischen Breite (nach McCONATHY und KILGUS, 1987).

deutlich erkennbaren Jahresgang, mit maximaler Anzahl von Beobachtungen jeweils im Nordwinter, auf. Darüber hinaus verdeutlicht die Abbildung die erheblichen Datenverluste gegen Ende der Mission. Die Gründe hierfür sind mannigfaltig und schließen Probleme bei der Datenaufzeichnung auf dem Satelliten, der Datenübertragung zur Bodenstation, die Zunahme der Sonnenfleckenaktivität und den Einfluß des Sonnenwindes auf die Neigungsstabilität des Satelliten ein. Wegen der erheblichen Datenausfälle von bis zu 50% gegen Ende der ERM beschränkt sich die Auswertung der GEOSAT-Daten in dieser Arbeit auf die ersten 58 Wiederholungszyklen.

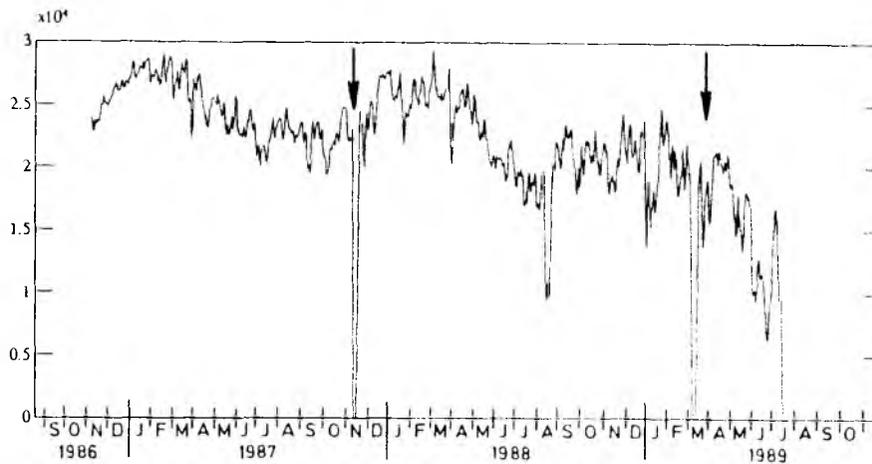


Abbildung 3.3: Anzahl gültiger 1-Hz Messungen pro Tag während der ersten 58 Wiederholungsperioden der GEOSAT ERM über dem Atlantischen Ozean in dem Bereich $70^{\circ}S - 65^{\circ}N$, $100^{\circ}W - 40^{\circ}E$. Pfeile markieren Zeiträume totaler Datenverluste durch technische Probleme, bzw. durch extrem starke Sonnenwinde (März 1989).

3.2 Datenaufbereitung

Die GEOSAT-Altimeterdaten wurden über dem Atlantischen Ozean in dem geographischen Bereich $70^{\circ}S - 65^{\circ}N$, $100^{\circ}W - 40^{\circ}E$ ausgewertet. Die durchgeführte Analyse basiert auf dem vom NODC (Washington, DC) verteilten 'Geophysical Data Records' (GDR). Eine Dokumentation dieses Datensatzes wurde von CHENEY et al. (1987) erstellt; zusammenfassende Berichte über die einzelnen Jahre der ERM wurden von CHENEY et al. (1988) und DOYLE et al. (1989,1990) veröffentlicht.

Die Verarbeitung der Altimeterdaten gliederte sich in verschiedene Arbeitsstufen. Diese umfassen :

1. die Korrektur von Umgebungseffekten auf die Messungen der Oberflächenauslenkung und die Beseitigung offensichtlich fehlerhafter Daten.
2. die Interpolation der 1-Hz Daten auf ein festes Gitter entlang der Bahnen und die anschließende kollineare Analyse.

3.2.1 Die NODC-'Geophysical Data Records'

Die GDR's enthalten 1-Hz Mittelwerte und Standardabweichungen (σ) der 10-Hz Einzelmessungen der geophysikalischen Meßgrößen des Satelliten, deren räumliche und zeitliche Koordinaten, sowie verschiedene Qualitätsmerkmale der Messungen. Geophysikalische Meßgrößen des Satelliten und deren nominelle Genauigkeiten sind (MacARTHUR et al., 1987):

- (a) die Oberflächenauslenkung h (SSH) relativ zu dem IUGG 1980 geodätischen Referenzellipsoiden (siehe MARSH et al., 1986) unter Zugrundelegung von Vakuumlichtgeschwindigkeit für die Atmosphäre mit einer Genauigkeit von 3.5 cm bei 2 m SWH;
- (b) die signifikante Wellenhöhe $H_{\frac{1}{3}}$ (SWH), deren Genauigkeit mit 10%, bzw. mindestens 0.5 m, angegeben wird;
- (c) der normierte Radarrückstreukoeffizient (σ_0), bzw. der Koeffizient der 'Automatic Gain Control' (AGC), aus dem sich der Betrag der Bodenwindgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von 1.8 m/s im Bereich 1–18 m/s bestimmen läßt.

Die Datenreduzierung der 10-Hz Messungen auf die 1 Hz SSH-Mittelwerte bestand nicht in der Bildung eines arithmetischen Mittels; vielmehr wurde h im Zentrum eines 1-s Intervalls durch die Anpassung einer Ausgleichsgeraden an die 10-Hz Einzelmessungen bestimmt. Hierdurch wurde ein systematischer Fehler der 1-Hz Werte bei großem Geoidgradienten und gleichzeitig mehreren Ausfällen der 10-Hz Einzelmessungen während eines Mittelungsintervalls vermieden.

Aus externen Bezugsquellen wurden dem Datensatz verschiedene, in Kap. 2.5 diskutierte Korrekturen für Wechselwirkungen des Radarpulses mit der Erdatmosphäre und für geophysikalische Effekte der Meeresoberfläche beigelegt. Dazu gehören folgende Korrekturen für:

1. die Ionosphäre δ_{ion} , die auf dem 'Global Positioning System' (GPS) Ionosphären-Modell basiert.

2. trockene atmosphärische Gase δ_{dry} , die aus der Modellvorhersage des 'Fleet Numerical Oceanographic Center' (FNOC) unter Berücksichtigung der Algorithmen von SAASTAMOINEN (1972) abgeschätzt wurde. Die dabei verwendeten Analysen des Atmosphärendruckes lagen alle 12 Stunden auf einem 2.5° globalen Gitter vor und wurden für 1-s Intervalle auf die GEOSAT-Bahnen interpoliert.
3. Wasserdampf δ_{wet} . Die Wasserdampfkorrekturen stehen aus zwei verschiedenen Quellen zur Verfügung. Zum einen existiert ein klimatologischer Wert monatlicher Mittelwerte, der auf NIMBUS-7 SMMR-Daten aus den Jahren 1979–1981 basiert (PRABHAKARA et al., 1985; TAPLEY et al., 1982) und für 1-s Intervalle von einem $3^\circ \times 5^\circ$ Gitter (Breite x Länge) auf die Satellitenbahnen interpoliert wurde. Die zweite Feuchtekorrektur wurde aus Bodenwerten des Wasserdampfpartialdruckes e_0 und der Temperatur T_0 des FNOC-Modells über Algorithmen von SAASTAMOINEN (1972) und TAPLEY et al. (1982) bestimmt. Die FNOC-Wasserdampfkorrekturen lagen alle 12 Stunden auf einem $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ globalen Gitter vor und wurden von den Analysefeldern für 1-s Intervalle raum-zeitlich auf GEOSAT-Bahnen interpoliert.
4. Gezeiten der festen Erde δ_{st} ; diese Korrektur basiert auf Modellen von CARTWRIGHT und TAYLOR (1971) und CARTWRIGHT und EDDEN (1973). Die Höhe der Erdgezeit wurde aus dem gezeitenerzeugenden Potential und dessen Gradienten für 30-s Intervalle berechnet und auf 1-s Intervalle interpoliert.
5. Ozeangezeit δ_{ot} ; sie wurde von einem 1° globalen Netz der 11 wichtigsten Gezeitenkomponenten des Schwiderski-Gezeitenmodells (1980) linear auf die Satellitenbahn interpoliert.

3.2.2 Korrekturen für Umgebungseffekte und Datenbereinigung

In der ersten Arbeitsstufe wurde die Oberflächenauslenkung h unter Verwendung der in den GDR's enthaltenen Korrekturen für Laufzeiteffekte der Ionosphäre δ_{ion} , der trockenen Atmosphäre δ_{dry} und des Wasserdampfes δ_{wet} (FNOC) korrigiert. Da Gezeiten nicht Gegenstand dieser Arbeit sind, wurden die Oberflächensignale der Erd- und Ozeangezeit durch δ_{st} und δ_{ot} eliminiert. Ebenfalls korrigiert wurden der sog. EM-Biasseffekt δ_{em} durch 2% der SWH sowie der inverse Barometereffekt δ_{ib} über den Bodendruck des FNOC-Modells entsprechend $\delta_{ib} = -0.9948 \frac{cm}{mbar} (P_a - 1013.3)$ (cm) (CHENEY et al., 1987). Die korrigierte Höhe h_c ergibt sich dann als $h_c = h - \sum \delta$,

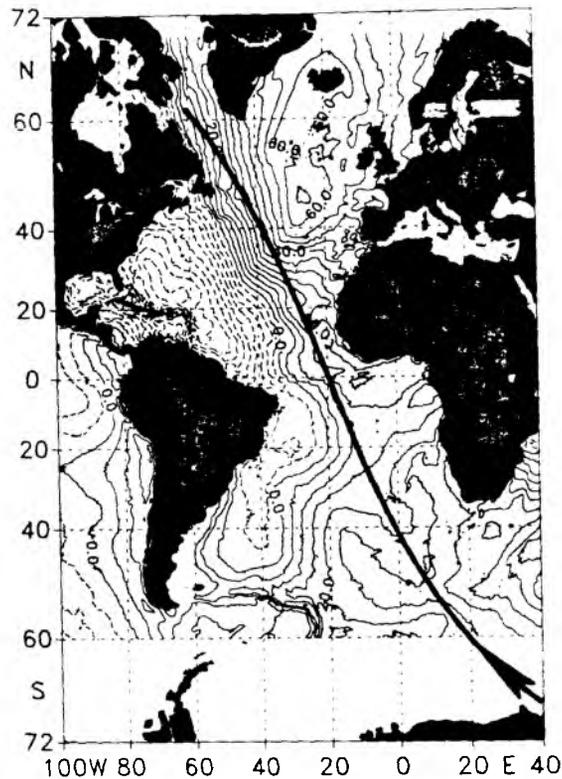


Abbildung 3.4: Mittlere Auslenkung der Meeresoberfläche relativ zu einem Referenzellipsoiden, abgeleitet aus altimetrischen Daten (MARSH, 1984). Die Fläche veranschaulicht im wesentlichen Geoidundulationen mit Amplituden von ± 60 m. Die eingezeichnete Linie markiert die Spur der GEOSAT-Bahn 16, für die Ergebnisse in Abb. 3.5 - Abb. 3.8 gezeigt werden.

wobei $\sum \delta = \delta_{ST} + \delta_{OT} + \delta_{ion} + \delta_{dry} + \delta_{wet} + \delta_{em} + \delta_{ib}$ die Summe aller genannten Korrekturen darstellt.

Zur Veranschaulichung der Charakteristiken der Umgebungskorrekturen wurden $\sum \delta$ und alle Einzelterme entlang der in Abb. 3.4 markierten Bahn 16 für die 4. Bahnwiederholung am 29. Dezember 1986 in Abb. 3.5 dargestellt. Die räumlichen Skalen der meisten Korrekturen sind wesentlich größer als diejenigen mesoskaliger Ozeanprozesse. Ausgenommen hiervon ist vor allem die Feuchtekorrektur, für die eine räumliche Skalentrennung zu Ozeanprozessen nicht klar gegeben ist. Diese Tatsache ist in Abb. 3.5b angedeutet; klarer zu erkennen ist sie an den gegenüber FNOC-Werten genaueren Feuchtekorrekturen in Abb. 3.16.

Fehlerhafte Daten z.B. durch den Einfluß von Inseln, Eisvorkommen oder Regenfeldern auf die Radarmessungen wurden unter Verwendung der Standardabweichungen σ der 10-Hz Einzelmessungen von SSH, SWH und AGC editiert. Dabei wurden alle Daten

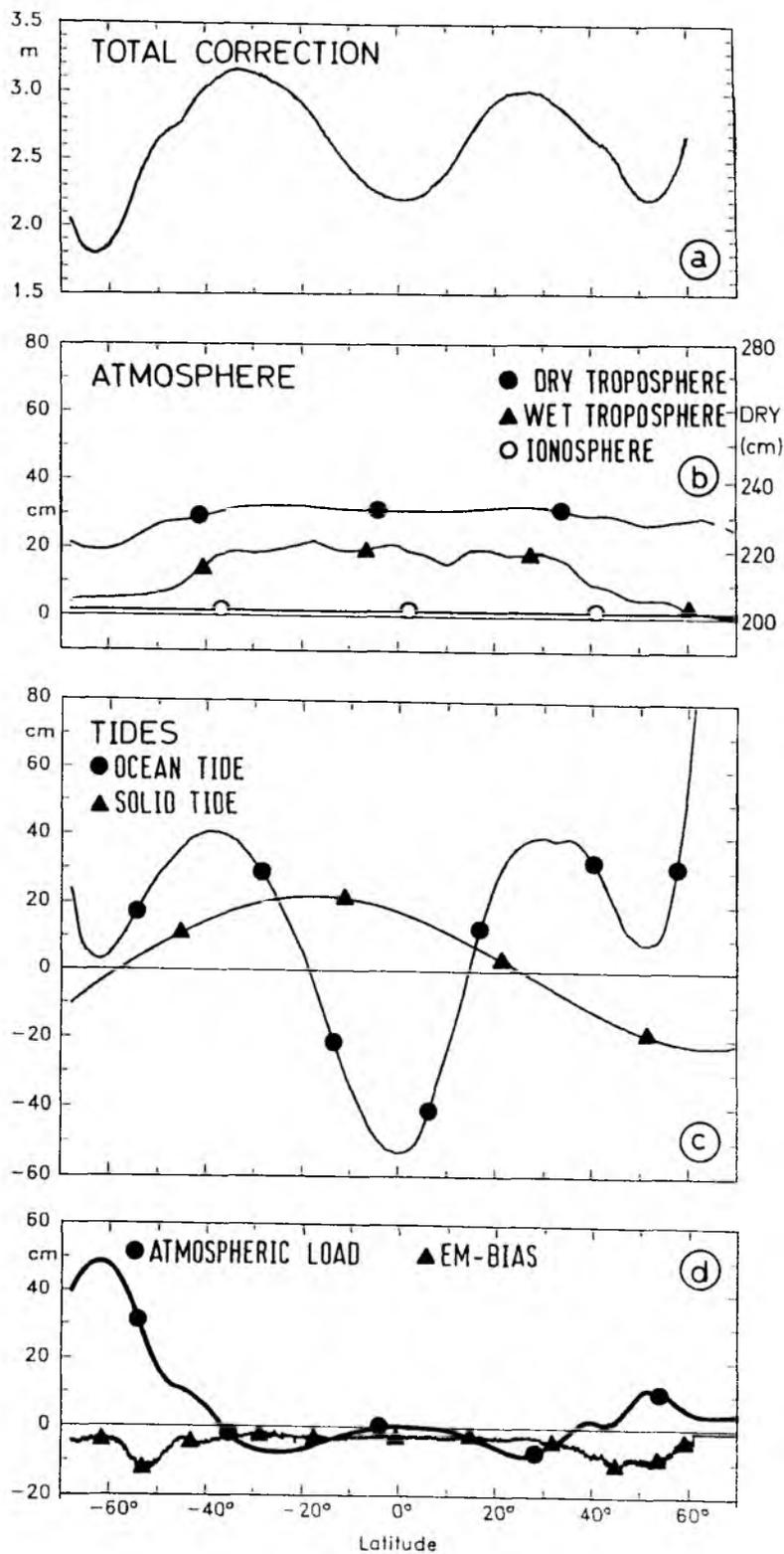


Abbildung 3.5: Umgebungskorrekturen entlang der Bahn 16 für die 4. Bahnwiederholung am 29. Dezember 1986. (a) Summe aller angewandten Korrekturen; (b) Atmosphärenkorrekturen; (c) Gezeiten; (d) Korrekturen des inversen Barometereffektes und des EM-Bias.

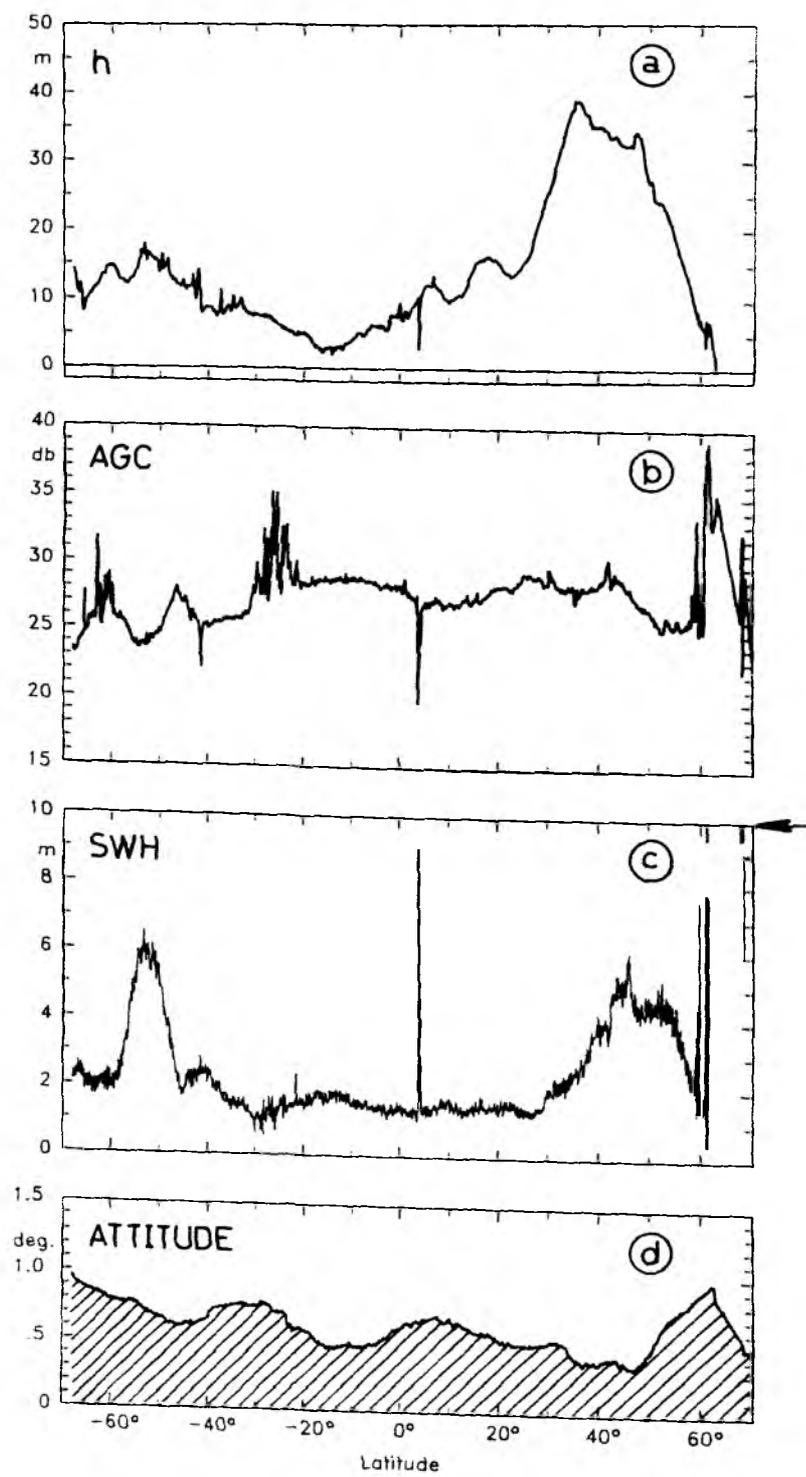


Abb. 3.6a-d

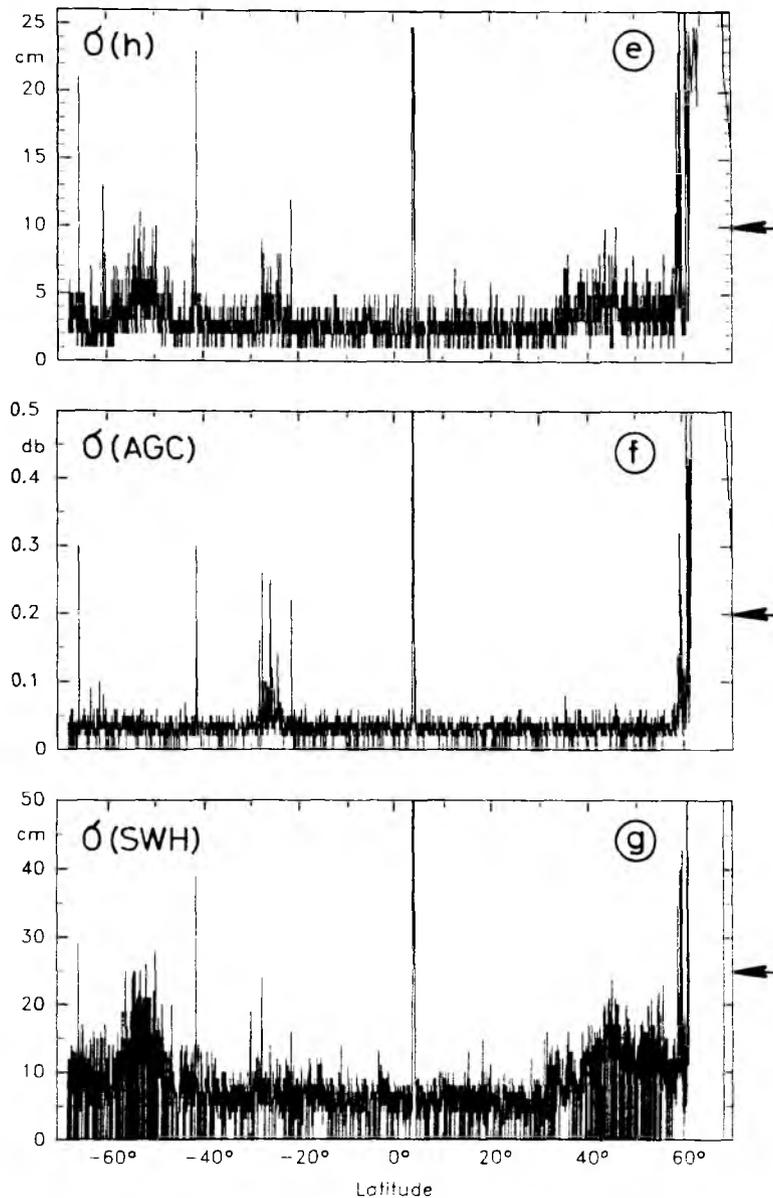


Abbildung 3.6: Parameter zur Datenbereinigung. Gezeigt sind 1-Hz Mittelwerte und Standardabweichungen der (unbereinigten) Oberflächenauslenkung h (a,e), der AGC (b,f) und der SWH (c,g). d) zeigt den Neigungswinkel γ des Satelliten relativ zu dessen Nadir-Richtung. Die zur Datenbereinigung verwendeten Schwellwerte sind durch Pfeile gekennzeichnet.

als fehlerhaft verworfen, für die eines der folgenden Kriterien erfüllt war:

- $\sigma(SSH) > 10 \text{ cm}$;
- $\sigma(SWH) > 25 \text{ cm}$;
- $\sigma(AGC) > 0.2 \text{ db}$;
- $SWH > 10 \text{ m}$.

Die genannten Qualitätskriterien wurden empirisch aus GEOSAT-Daten ermittelt und führten in Kombination aller Parameter zu besten Ergebnissen bei der Beseitigung offensichtlicher Datenfehler. Um Probleme aufgrund ungenauer Gezeitenkorrekturen in flachen Schelfregionen zu vermeiden, wurden darüber hinaus alle Daten in Randzonen mit Wassertiefen flacher als 1000 m von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Alle Qualitätsparameter sind zusammen mit der unbereinigten SSH in Abb. 3.6 beispielhaft entlang Bahn 16 für die 4. Bahnwiederholung gezeigt. Abb 3.6d veranschaulicht, daß Datenfehler nicht durch eine zu große Abweichung γ des Altimeters von seiner Nadir-Richtung verursacht wurden. Kritische Winkel von nahe 1° wurden nur an den polwärtigen Enden der Bahn erreicht. Klar erkennbar ist eine hohe Korrelation zwischen $\sigma(h)$ und $\sigma(AGC)$, die in den Tropen ein verlässliches Anzeichen von Regengebieten ist (CHENEY et al., 1987) und in hohen Breiten auf rauhe Oberflächen von Eisfeldern hindeutet. Entsprechend läßt sich die Anomalie des SSH bei ca. 4°N , die ebenfalls als klare Anomalie in den AGC- und SWH-Signalen zu erkennen ist, durch Regeneinfluß in der Tropischen Konvergenzzone erklären. Große Signale von $\sigma(h)$ und $\sigma(AGC)$ nahe 60°N hingegen deuten, der Jahreszeit entsprechend (Dezember, 1986), auf fehlerhafte Daten über Eisfeldern. Bemerkenswert ist die Verteilung der SWH (Abb. 3.6c), die maximale Amplituden im Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC) und in der Westwindzone nördlich von 40°N aufweist. Aus der Abbildung wird deutlich, daß die verschiedenen Schwellenwerte nur vereinzelt überschritten werden. Atlantikweit wurden durch die genannten Kriterien und über den Schelfgebieten ca. 1–2% der ursprünglichen Daten als unsicher verworfen.

3.2.3 Kollineare Analyse

In einer zweiten Arbeitsstufe wurde das zeitlich fluktuierende Ozeansignal mit Hilfe der kollinearen Methode analysiert (CHENEY et al., 1983). Hierfür wurden zunächst die Daten entlang jeder Bahn unter Verwendung eines quadratischen Polynoms auf

ein festes Gitter mit 6.8 km Gitterabstand interpoliert, was etwa der 1-Hz Abtastrate entspricht. Der relativ große Bahnfehler von ca. 3 m (rms=Mittlere quadratische Abweichung) erforderte dabei eine Modifikation der klassischen Analysemethode, um systematische Fehler durch Datenlücken bei der Bestimmung der mittleren Fläche zu vermeiden.

Die angewandte Methode ist wie folgt:

Mit Gl.(2.4) läßt sich die Messung der Oberflächenauslenkung für den i^{ten} Wiederholungszyklus schreiben als

$$h_i = h_g + \zeta_i + O_i ; \quad (3.1)$$

hierbei sind h_i, h_g und ζ_i wie oben beschrieben. O_i beschreibt den Meßfehler, der überwiegend durch den radialen Bahnfehler gegeben ist. Zur Schätzung der mittleren Meeresoberfläche, wurde zunächst das Signal h_r entlang einer Referenzwiederholung mit kleinster Anzahl von Datenlücken, bzw. mit längster räumlicher Erstreckung, von jeder Einzelwiederholung subtrahiert.

$$\delta h_i = h_i - h_r \quad (3.2a)$$

$$= (\zeta_i - \zeta_r) + (O_i - O_r) . \quad (3.2b)$$

Eliminieren des verbleibenden langwelligen Orbitfehlers durch Subtraktion eines LS-Polynoms $fit(\delta h_i)$ von jedem individuellen Differenzsignal δh_i und lokal-zeitliche Mittelung über das Ensemble an Wiederholungen führt bei Einführung von $\delta \zeta_i = \zeta_i - \zeta_r$, auf

$$\Delta(\delta h_i) = \delta h_i - fit(\delta h_i) \quad (3.3a)$$

$$= \delta \zeta_i + e_i \quad (3.3b)$$

$$\langle \Delta(\delta h_i) \rangle = \langle \delta \zeta_i \rangle + \langle e_i \rangle . \quad (3.4)$$

Hierbei bezeichnet $\langle \cdot \rangle$ ein lokal-zeitliches Mittel, und e_i steht für den Residuuum-Orbitfehler nach Polynomabzug (stochastischer und geographisch korrelierter Anteil), sowie für den Anteil $fit(\delta \zeta_i)$, der dem Ozeansignal durch die Bahnfehlerkorrektur entzogen wird. Die gesuchte mittlere Oberfläche ergibt sich anschließend als

$$\langle h_i \rangle = h_r + \langle \Delta(\delta h) \rangle \quad (3.5a)$$

$$= h_g + \langle \zeta_i \rangle + \langle e_i \rangle + O_r , \quad (3.5b)$$

und ist durch die Beseitigung des Orbitfehlers vor der Mittelwertbildung relativ unempfindlich gegen Datenlücken.

Die weitere Analyse folgt der klassischen kollinearen Methode. Subtraktion des Mittelwertes von Gl.(3.2) liefert:

$$h'_i = h_i - \langle h_i \rangle \quad (3.6a)$$

$$= (\zeta_i - \langle \zeta_i \rangle) + (O_i - O_r) - \langle e \rangle , \quad (3.6b)$$

und nach Eliminierung des Bahnfehlers durch Subtrahieren eines LS-Polynoms $fit(h'_i)$ von jedem individuellen Repeat ergibt sich der gesuchte transiente Anteil der Meeresoberflächenauslenkung, der im folgenden als SSH Anomalie bezeichnet wird:

$$\zeta'_i = h'_i - fit(h'_i) - \delta_i . \quad (3.7)$$

Der letzte Term dieser Gleichung berücksichtigt neben dem Instrumentenmessfehler die Residuen, sowohl des radialen Bahnfehlers als auch der Umgebungskorrekturen nach Eliminierung des LS-Polynoms.

Die SSH Anomalie wurden für 58 Wiederholungsperioden der GEOSAT ERM relativ zu einem Mittel über die ersten zwei Jahre (43 Wiederholungszyklen) analysiert. Hierbei wurde eine Bahnfehlerkorrektur über verschiedene, den Atlantik überdeckende, Teilgebiete verwendet (siehe Abb. 3.7), in denen sich typische Längen der Bahnsegmente von ca. 5000 km ergaben. Benachbarte Regionen überlappten 10° in Breite oder Länge, um Randeffekte in späteren Verarbeitungen auszuschließen. Zur Bahnfehleranpassung wurde i. allg. ein quadratisches Polynom verwendet. Für Bahnsegmente von weniger als 1000 km Länge wurde statt dessen eine lineare Polynom-Anpassung durchgeführt.

TAI (1989) und CHENEY et al. (1989) geben eine Abschätzung des Residuumfehlers für die Anpassung von LS-Polynomen an einen langwelligen Bahnfehler mit $\lambda = 40.000 \text{ km}$ Wellenlänge als Funktion der Polynomordnung und der verwendeten Bogenlänge. Die Güte der Approximation steigt erwartungsgemäß mit zunehmender Polynomordnung und abnehmender Bogenlänge an. Zusammen mit dem Bahnfehler wird jedoch auch ozeanisches Signal eliminiert, und zwar umgekehrt proportional zur Güte der Bahnfehleranpassung. Bei Verwendung eines quadratischen Polynoms werden Signale mit Wellenlängen der doppelten Bogenlänge um 90% reduziert. Solche auf Wellenlängen der ganzen, bzw der $\frac{1}{2}$ Bogenlänge bleiben mit 50% und 95% erhalten (TAI, 1989).

Die Ergebnisse der verschiedenen Verarbeitungsstufen während der kollinearen Analyse sind in Abb. 3.8 beispielhaft entlang der oben genannten Bahn 16 dargestellt. Die Analyse wurde über die, in Abb. 3.8b durch Balken markierten, Teilstücke durchgeführt. Die für Umgebungseinflüsse korrigierten und bereinigten Messungen der Mee-

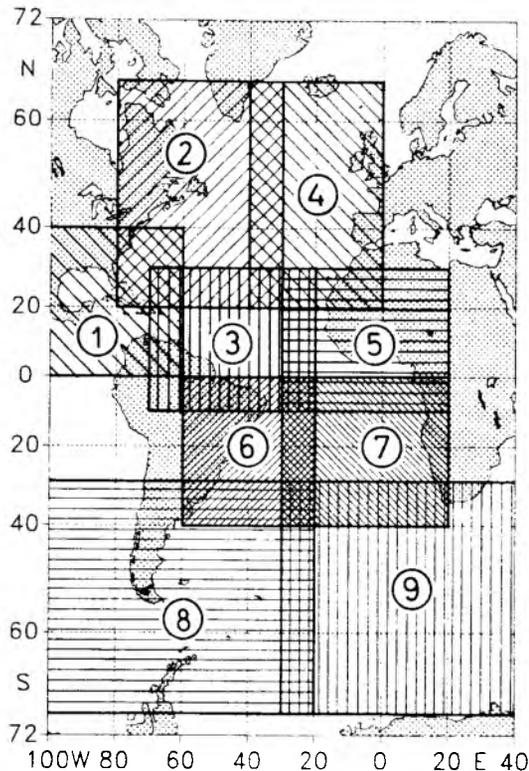


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der verschiedenen Regionen, über welche GEOSAT-Daten getrennt kollinear analysiert wurden. Die Überlappung der benachbarten Regionen beträgt 10° in Breite oder Länge, um Randeffekte in späteren Verarbeitungen auszuschließen.

resoberflächenauslenkung h_i der ersten 22 Wiederholungen sind in Abb. 3.8a nach Interpolation auf einem gleichabständigen Gitter gezeigt. Großskalige Strukturen der Messungen entsprechen der in Abb. 3.4 gezeigten mittleren Meeresoberfläche und kleinskalige Strukturen sind mit der Bathymetrie des Ozeans korreliert. Deutlich erkennbar ist der große radiale Bahnfehler, der auf der Südhemisphäre zu einer Aufspreizung der 22 Einzelmessungen um ca. 6 m führt. Die Residuen (h'_i) der kollinearen Analyse sind in Abb. 3.8b nach Abzug des Ensemblemittels und in Abb. 3.8c nach der Bahnfehlerkorrektur gezeigt. Die lokale rms-Variabilität der SSH-Anomalien aller 58 Wiederholungen ist in Abb. 3.8d dargestellt. Einige Stromsysteme, die von der Satellitenbahn gekreuzt werden und deren erhöhte Wirbelaktivität in den Altimeterdaten erkennbar ist, wurden in Abb. 3.8e gekennzeichnet. In guter Übereinstimmung mit bisherigen Erkenntnissen und früheren Altimetermissionen (z.B. CHENEY et al., 1983) ergeben sich große Signale des Altimeters im Bereich des Nordatlantischen Stromes (40° – 50° N), östlich von Labrador mit Amplituden von ± 50 cm und nahe der Azorenfront (30 – 35° N), sowie im

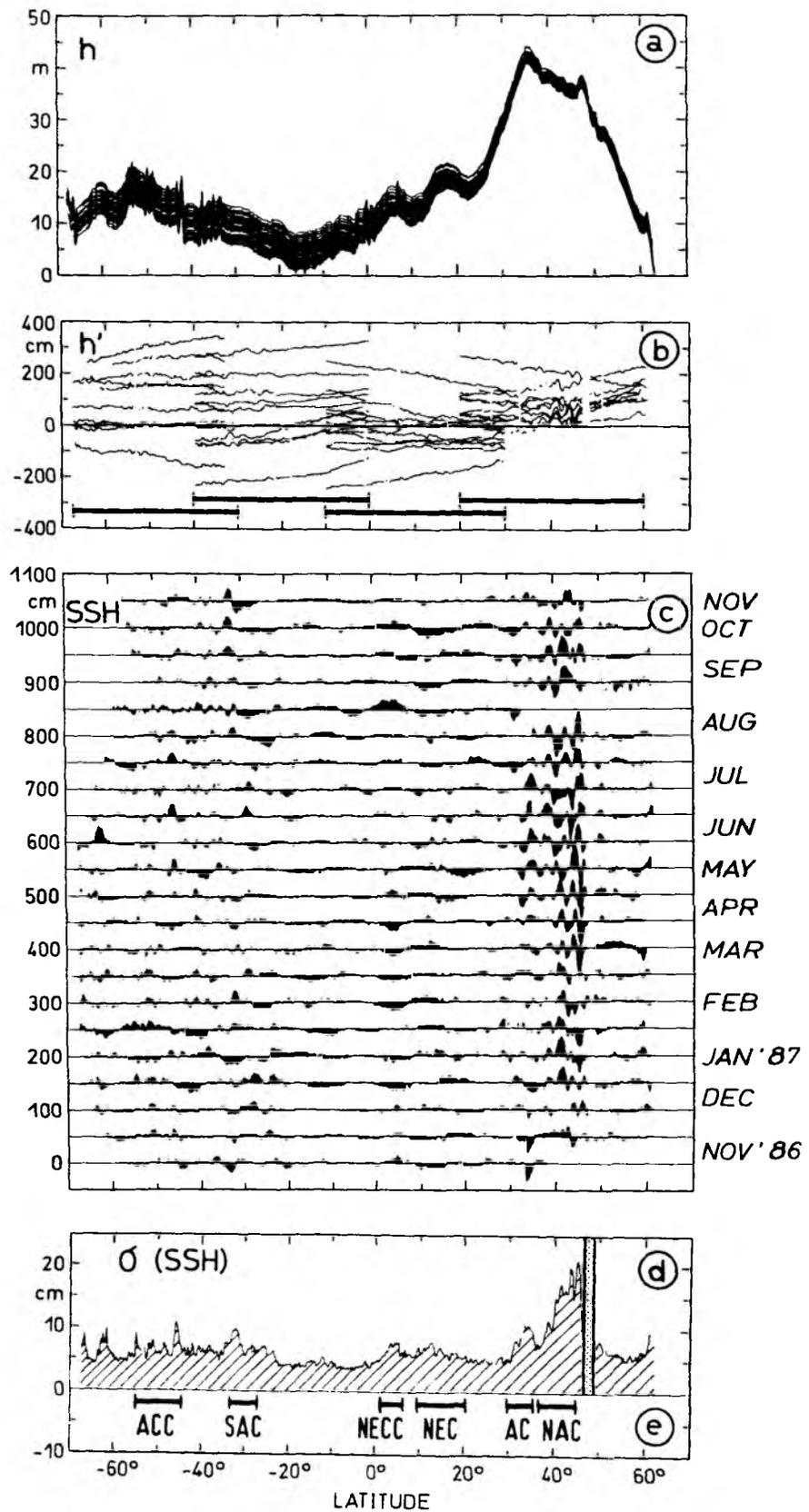


Abb. 3.8

Abbildung 3.8: Arbeitsstufen der kollinearen Analyse, gezeigt an den ersten 22 Wiederholungen entlang Bahn 16 (siehe Abb. 3.4). (a) Messungen der Meeresoberflächenauslenkung (h) relativ zu dem geodätischen Referenzsystem. (b) Residuen der Oberflächenauslenkung (h') nach Subtraktion des Ensemblemittels über 43 Bahnwiederholungen. (c) Residuen nach Bahnfehlerkorrektur durch ein quadratisches 'LS'-Polynom über die in (b) durch Balken markierten Segmente. Die Daten der einzelnen Wiederholungen wurden mit einem Offset von 50 cm gezeichnet. (d) Standardabweichung der SSH-Anomalien aller 58 Wiederholungen. Der gepunktete Streifen markiert eine Region mit Wassertiefen < 1000 m, in der keine Daten analysiert wurden. (e) Lage einiger Stromsysteme, die von der Satellitenbahn gekreuzt werden.

Bereich des äquatorialen Stromsystems ($5-15^\circ\text{N}$). In all diesen Bereichen ist aufgrund saisonaler Veränderlichkeit und hydrodynamischer Instabilität die Voraussetzung für eine große Oberflächenvariabilität gegeben. Bedingt durch den Verlauf der betrachteten Satellitenbahn ist die erhöhte Variabilität an Stromsystemen im Südatlantik nicht im gleichen Maße wie auf der Nordhalbkugel anzutreffen. Erhöhte Variabilität im Bereich des Agulhasausläufers, des ACC und nahe des Agulhas-Plateaus sind dennoch angedeutet. Ein klarerer Zusammenhang der erhöhten Oberflächenvariabilität mit der allgemeinen ozeanischen Zirkulation, als in Abb. 3.8 dargestellt, ist Abb. 5.1 zu entnehmen.

Die in Abb. 3.8 gezeigten Daten wurden zuvor räumlich mit einem Medianfilter zur Beseitigung verbleibender Ausreißer und anschließend mit einem gleitenden Mittel über jeweils drei Punkte (entsprechend einer räumlichen Glättungsskala von 20 km) gefiltert. Die Wirkung dieser Glättung, die in verschiedenen Analysen angewandt wurde, ist in Abb. 3.9 an der 10. Wiederholung der in Abb. 3.8c gezeigten SSH-Anomalien demonstriert. Die untere und obere Kurve zeigt jeweils die gefilterten und ungefilterten Daten. Es ist deutlich, daß kleinskaliges Rauschen auf einer Skala des doppelten Punktabstandes unterdrückt wird, größerskalige Strukturen jedoch erhalten bleiben. (In dem gezeigten Beispiel führt die Filterung zu einer Reduzierung der rms-Variabilität von 10.0 cm auf 9.6 cm.)

3.3 Fehlerbetrachtung

Alle wesentlichen Altimeterfehler, deren Ursachen, Amplituden und Skalen verbleibender Restfehler sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt. Die genannten Restfehler befinden sich überwiegend auf großen Wellenlängen und werden durch die Eliminierung eines

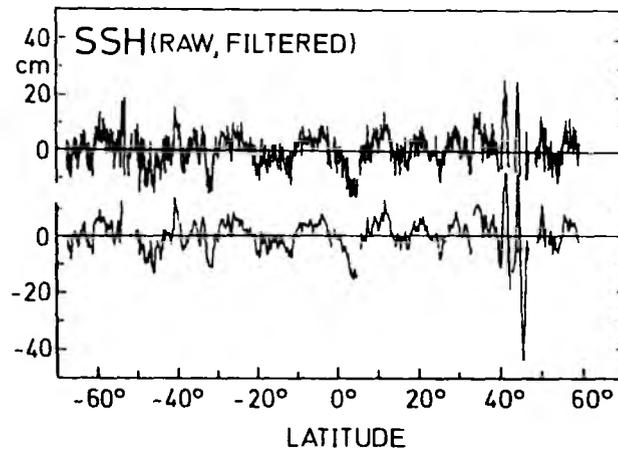


Abbildung 3.9: *Filterung der SSH-Anomalien. Die obere Kurve zeigt die ungefilterten Daten der 10. Wiederholungsperiode von Bahn 16. Die untere Kurve zeigt die gleichen Daten, nachdem sie mit einem Medianfilter und einem gleitenden Mittel über jeweils 3 Punkte (entsprechend einer Filterskala von 20 km) geglättet wurden.*

quadratischen 'LS'-Polynoms während der Bahnfehlerkorrektur reduziert (siehe auch Kap. 3.4).

Trotz seiner einzigartigen raum-zeitlichen Datenabdeckung weist der Geosat-Datensatz Probleme auf, die über eine allgemeine Fehlerbetrachtung hinaus einer besonderen Diskussion bedürfen. Diese satellitenspezifischen Probleme sind mit dem großen radialen Bahnfehler von 3 m (rms) (BORN et al., 1988), dem Fehlen von simultanen Messungen des atmosphärischen Wasserdampfgehaltes und den ungenauen Angaben über den Gehalt freier Elektronen in der Ionosphäre verbunden. Auf den Bahnfehler und die Wasserdampfkorrekturen wird im nächsten Abschnitt gesondert eingegangen.

Das Fehlen von genauen Ionosphärenkorrekturen hat nicht nur einen Effekt bei der Bestimmung der SSH, sondern geht auch direkt in die Berechnung der Ephemeriden ein. Die um ca. 50% ungenauen Modellvorhersagen des GPS-Ionosphärenmodells (CHENEY et al., 1987) führen zu einer erheblichen Minderung der Datenqualität. Glücklicherweise fällt der Beginn der ERM annähernd mit dem Minimum des 11-jährigen solaren Sonnenfleckenzyklus zusammen, so daß typische Ionosphärenkorrekturen anfänglich in der Größenordnung von 1–2 cm liegen. Die Korrekturen steigen jedoch ab Mitte 1987 bis zum Ende der Mission kontinuierlich auf ca. 20 cm an und weisen erhebliche räumliche und zeitliche Variationen auf (DOYLE et al., 1990). MONALDO (1991) diskutiert den Einfluß der Ionosphärenkorrektur auf die Beobachtung von Ozeanprozessen. Der Autor kommt zu dem Resultat, daß der Fehler der Korrektur

Parameter	Fehlerquelle	Amplitude (cm)	Restfehler (cm, 1σ)	Wellenlänge (km)
Altimeter	Noise		3.5	einige Tage 20.000
	Bias		2	
	Time tag		0.2	
Sea State Troposphäre	SWH	2% SWH	2	200–1000
	Masse der Luftmoleküle	240	0.7	1000
	Wasserdampf	10–40	5	50–500
Ionosphäre Flüssigwasser	freie Elektronen	2–20	4	> 1000
	Wolken, Regen	10–100		
Bahnfehler	Erdschwerefeld	10 km	300	> 10.000
	Luftreibung	300	10	10.000
	Strahlungsdruck	100	10	10.000
	Positionsbestimmung	100	10	10.000
Inverse Barometer	Luftdruckschwankungen	50	3	100
Erdgezeit	Gezeitenpotential	20	<1	10.000
Ozeangezeit	Gezeitenpotential	100	10	500–1000

Tabelle 3.2: Fehlercharakteristiken des GEOSAT-Altimeters und der verwendeten Umgebungskorrekturen (nach LYBANON und CROUT, 1987).

signifikant für die Analyse großskaliger Strukturen ist, jedoch nur von untergeordneter Bedeutung bei der Analyse mesoskaliger Ozeanprozesse, wie sie in dieser Arbeit im Vordergrund stehen. Signifikante Fehler können hingegen auch hierbei durch Diskontinuitäten aufgrund geomagnetischer Stürme auftreten (MUSMANN et al., 1990).

Ein weiteres GEOSAT-spezifisches Problem ist mit dem System zur Richtungsstabilisierung ('Gravity Gradient Stabilizing System') verbunden. Bei Satelliteneigungen von mehr als 1° führt die Trägheit interner Anpassungsalgorithmen beim Übergang von Land zum Ozean zu Datenausfällen. Neigungswinkel $> 1^\circ$ können in erster Linie auf den solaren Strahlungsdruck zurückgeführt werden, der zu charakteristischen Datenverlusten entlang von gleichmäßig verteilten Bändern führte (CHENEY et al., 1988; HOLDRIGE, 1988). Diesbezügliche Verluste waren zu Beginn der ERM gering; sie nahmen aber in Verbindung mit der anwachsenden solaren Aktivität gegen Ende der Mission an Häufigkeit und räumlicher Ausdehnung zu. Betroffene Regionen im Atlantik sind in Abb. 3.2 angedeutet. Sie verlaufen in der Nordhemisphäre jeweils am westlichen und östlichen Rand des Beckens. Der Südatlantik wird von zwei Bändern aufsteigender Bahnen im östlichen und westlichen Teil gekreuzt.

Der sog. 'Sea State Bias' setzt sich aus den drei Termen 'Tracker Bias', 'EM Bias'

und 'Skewnes Bias' zusammen (siehe Kap. 3.4). Hiervon wird der erste Term intern durch Instrumentenkalibrierung korrigiert. Theoretische und empirische Abschätzungen des 'EM Bias' sind frequenzabhängig und variieren zwischen 1%–6% der SWH (HAYNE und HANCOCK, 1982; BORN et al., 1982). Eine theoretische Diskussion dieser Effekte ist von WALSH et al. (1989) gegeben. Die Autoren geben für die 'EM Bias'-Korrektur einen Wert von 3% der SWH für Altimeterradars an. CHENEY et al., (1989) bestimmen anhand von GEOSAT-Daten einen empirischen Wert von ca 1% der SWH, wohingegen ZLOTNICKI et al. (1989), in Übereinstimmung mit Erkenntnissen aus GEOS-3 Daten (DOUGLAS und AGREEN, 1983), einen Wert von 2% der SWH anführen. FU und GLATZMAN (1991) zeigen, daß der 'Sea State Bias' nicht vollständig linear von der SWH abhängt, sondern ebenfalls auf anderen Faktoren, überwiegend dem Wellenalter, beruht. Der in dieser Arbeit verwendete Wert von 2% der SWH steht in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen von ZLOTNICKI et al. (1989) und neueren Ergebnissen von WALSH et al. (1991).

Neben den genannten äußeren Fehlerquellen birgt die Analysemethode selbst Fehlerquellen. Dazu zählt, daß alle Bahnwiederholungen während der kollinearen Analyse als exakt behandelt werden. Orbitfluktuationen führten zu Abweichungen von ± 1 km normal zur Bahn, so daß grundsätzlich Fehler in den SSH-Anomalien durch Geoidgradienten normal zu den Bahnen erzeugt werden können. Dieser Fehler ist i. allg. klein (< 2 cm), kann jedoch in der Nähe von steilen Grabensystemen oder Seebergen bis zu 20 cm erreichen (BRENNER et al., 1990). Betroffene Regionen im Atlantischen Ozean sind neben vereinzelt Seebergen die 'South Sandwich'- und 'Puerto Rio'-Grabensysteme (siehe Abb. 3.4). Zur Erfassung diesbezüglicher Fehler wurden die lokal-zeitlichen rms Variabilitäten entlang aller Bahnen ausgewertet. Bei einer deutlichen lokalen Erhöhung der rms-Variabilität einer einzelnen Bahn, die zudem mit der kleinskaligen Bodentopographie korreliert war, wurden die Daten an dieser Position verworfen.

3.4 Externe Datensätze

Der große radiale Bahnfehler des operationellen NAG-Orbits ('Navy Astonautics Group') von 3 m und das Fehlen von zur Altimetrie simultanen Wasserdampfkorrekturen gelten als die kritischsten Fehlerquellen der Altimeterdaten der GEOSAT ERM. Beide Fehler werden deshalb an dieser Stelle gesondert diskutiert. Darüber hinaus werden verbesserte Datensätze vorgestellt, die als Ergänzung der vom NODC verteilten GDR's dienen. Dazu gehören

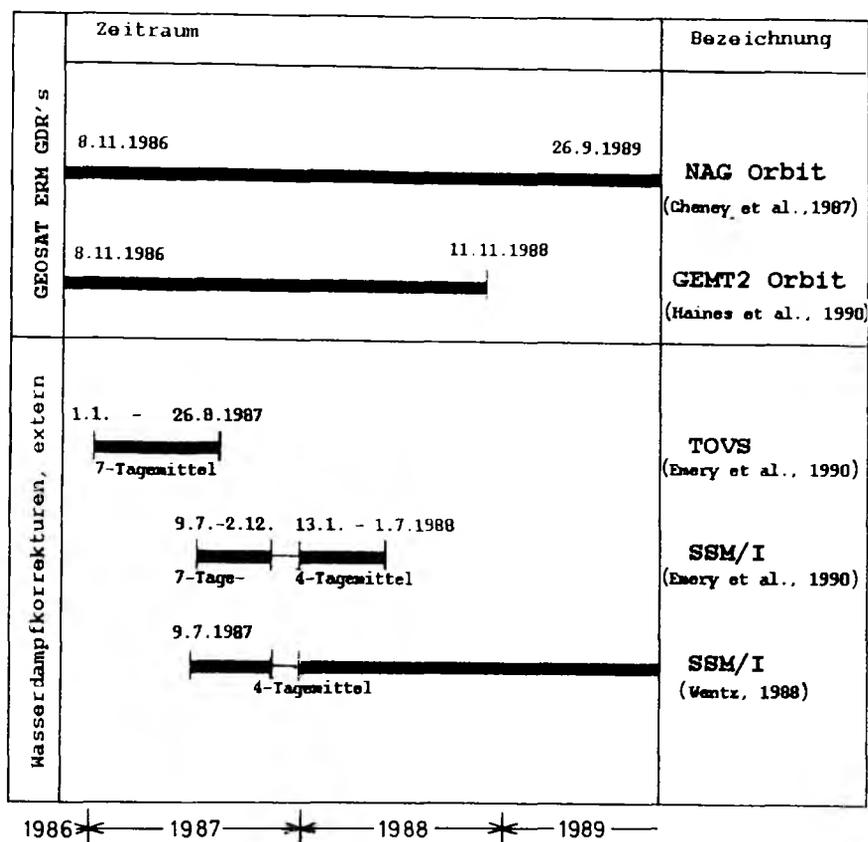


Abbildung 3.10: Der GEOSAT ERM Altimeterdatensatz am IfM, Kiel. Das obere Feld zeigt den Zeitraum der gesamten ERM und denjenigen, für den bisher präzise Satellitenbahnen verfügbar sind. Im unteren Feld sind verschiedene externe Feuchtekorrekturen aus TOVS- und SSM/I-Satellitenbeobachtungen angedeutet. Die dünne gezeichneten Zeiträume kennzeichnen Datenlücken, die linear interpoliert wurden.

- (a) die nachträgliche Berechnung von präzisen Orbits für die gesamte ERM, sowie
- (b) verschiedene, aus externen Satellitenbeobachtungen gewonnene Felder der Wasserdampfkorrektur für verschiedene Zeiträume der ERM.

Beide Datensätze gelten als weitaus genauer als die in den herkömmlichen GDR's enthaltenen Informationen und stellen somit eine wesentliche Verbesserung der Genauigkeit des GEOSAT-Datensatzes dar (CHENEY et al., 1991). Ihr Einfluß auf Ergebnisse des in dieser Arbeit betrachteten mesoskaligen Wirbelfeldes soll im folgenden betrachtet werden. Ein Überblick über den erweiterten GEOSAT ERM Datensatz am Institut für Meereskunde an der Universität Kiel sowie Quellennachweise sind in Abb. 3.10

gegeben.

3.4.1 Präzise Orbitbestimmungen

Die auf den GDR's bereitgestellten operationellen NAG-Orbits wurden durch Anpassung an OPNET-Dopplertrackingdaten (the U.S. NAVY's Operational Network) an vier Stationen in den U.S. Staaten Main, Minnesota, Californien und Hawaii und unter Verwendung des 'GODDARD Earth Model' GEM-10 (LERCH et al., 1979) des Erdschwerefeldes für jeweils überlappende 2-Tagesephemeriden erstellt. Der radiale Bahnfehler dieses Orbits wurde mit 3-4 m angegeben (BORN et al., 1988) und ist somit größer als das ozeanische Oberflächensignal. Dieser Fehler befindet sich jedoch hauptsächlich auf der Wellenlänge eines Erdumlaufes (ca. 40.000 km) (Abb. 3.11), so daß für die Beobachtung mesoskaliger Ozeanvariabilität, wie oben diskutiert, ein großer Anteil des radialen Bahnfehlers regional durch Anpassung eines geeignet gewählten Polynoms niedriger Ordnung beseitigt werden kann.

Genauer betrachtet setzt sich der radiale Bahnfehler aus einem zeitlich variablen Anteil und einem geographisch korrelierten Anteil zusammen. Für NAG-Orbits ist der geographisch korrelierte Bahnfehler von gleicher Größenordnung wie der zeitlich variable Anteil. Im Südatlantik wurden Differenzen zwischen den auf den NAG-Orbits basierenden Meeresoberflächenauslenkungen und verschiedenen Geoidmodellen von bis zu 15 m beobachtet (HAINES et al., 1990). Während der geographisch korrelierte Bahnfehler für die Untersuchungen des variablen Ozeansignals nicht von Bedeutung ist, stellt er bei der Studie der großskaligen Zirkulation ein wesentliches Problem dar.

Beide Orbitfehler, der geographisch korrelierte und der stochastische Anteil, wurden in den neueren, präzisen Orbits des 'Goddard Space Flight Centers' (GSFC) erheblich reduziert. Insbesondere konnte der zeitlich fluktuierende Anteil des Bahnfehlers um ca. eine Größenordnung auf weniger als 40 cm (rms) reduziert werden (HAINES et al., 1990). Die präzisen Orbits wurden unter Verwendung des verbesserten Erdschwerefeldmodells GEM-T2 (MARSH et al., 1989) und durch ein erweitertes Netz an Trackingstationen (OPNET plus französische, kanadische und belgische TRANET-2 (Transit Network) Stationen für 6 Tage überspannende Ephemeriden berechnet. Während die Bahnbestimmung kurzer Bögen hauptsächlich auf der Genauigkeit der Trackingdaten beruht, sind für längere Bögen die auf den Satelliten wirkenden Kräfte von Bedeutung. Dementsprechend verringert sich die Genauigkeit der GEM-T2 Ephemeriden gegen Ende der ERM durch die Zunahme des solaren Strahlungsflusses.

Abb. 3.12 zeigt einen Vergleich des operationellen NAG-Orbits mit dem präzisen GEM-

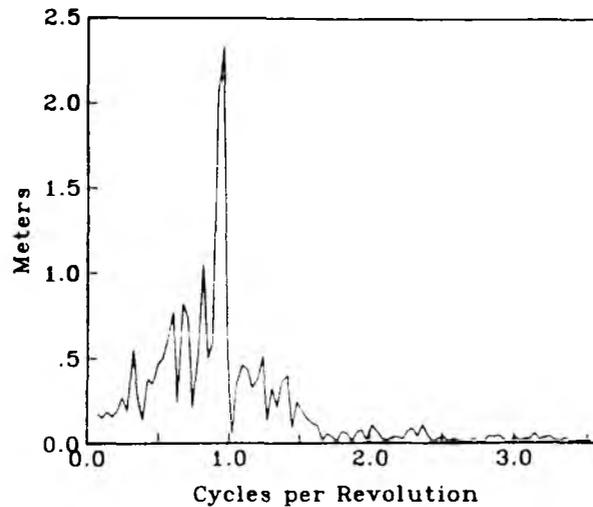


Abbildung 3.11: Amplitudenspektrum des NAG-Bahnfehlers. Der wesentliche Anteil des Fehlers liegt nahe einer Umlaufperiode mit entsprechender Wellenlänge von 40.000 km. Auf Frequenzen größer als die doppelte Umlauffrequenz sind Amplituden des Fehlers im Zentimeterbereich (aus CHENEY et al., 1989).

T2 Orbit beispielhaft entlang der oben diskutierten Bahn 16. Der radiale Bahnfehler des NAG-Orbits ist in der Abb. 3.12a deutlich durch das Aufspreizen der Meeresoberflächenauslenkung der 43 dargestellten Einzelmessungen zu erkennen. Ebenfalls sichtbar ist der geographisch korrelierte Bahnfehler durch die Abweichung der Meeresoberflächenauslenkung zu dem Geoidmodell von RAPP (1978). In Abb. 3.12b sind die gleichen Messungen, jedoch unter Verwendung des GEM-T2 Orbits, gezeigt. Die Variation der Meeresoberflächenauslenkung zwischen einzelnen Wiederholungsperioden sind deutlich geringer und liegen innerhalb der angegebenen Fehlergrenze. Gekennzeichnet ist die 43. Wiederholung, für die der Bahnfehler aufgrund des erhöhten solaren Strahlungsflusses deutlich über dem übrigen Ensemble liegt (KOBILINSKY et al., 1990).

Der geringere radiale Bahnfehler des GEM-T2 Orbits ermöglicht eine Orbitfehleranpassung über längere Bahnsegmente bei gleichzeitig reduzierter Ordnung des verwendeten Polynoms. Damit verknüpft ist eine geringere Dämpfung des langwelligen Ozeansignals während der Bahnfehlerkorrektur (z.B. ZLOTNICKI et al., 1989). CHENEY et al. (1991) verwenden eine lineare Anpassung des GEM-T2 Orbitfehlers über Bogenlängen von ca. 10.000 km; HALPERN et al. (1991) benutzten eine Sinuswelle über Bogenlängen von 40.000 km .

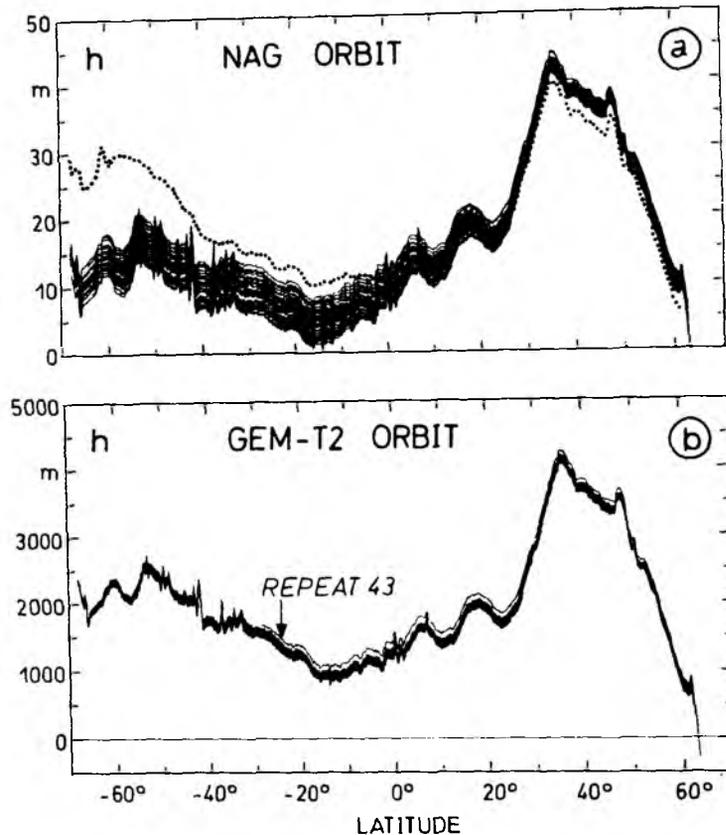


Abbildung 3.12: Messungen der Meeresoberflächenauslenkung entlang Bahn 16 für die ersten 43 Wiederholungsperioden bei Verwendung von (a) dem operationellen NAG-Orbit und (b) dem nachträglich berechneten präzisen GEM-T2 Orbit. Die gepunktete Linie in (a) kennzeichnet den Verlauf des Geoidmodells von RAPP (1978).

3.4.2 Korrekturen des troposphärischen Wasserdampfes

Die troposphärische Wasserdampfkorrektur (WV='water vapor') berücksichtigt die Laufzeitverzögerung des Radarsignals durch den atmosphärischen Gehalt an Wasserdampf. Wellenlängen und Amplituden (5–50 cm) dieses Termes sind denen des Ozeansignals unmittelbar vergleichbar (TAPLEY et al., 1982) und verfälschen häufig Beobachtungen mesoskaliger Ozeanprozesse (PHOEBUS und HAWKINS, 1990). Das Fehlen von simultanen Bestimmungen des atmosphärischen Feuchtegehalts auf GEOSAT machten es notwendig, die Wasserdampfkorrekturen über Analysen des FNOC-Atmosphärenmodells, bzw. durch klimatologische monatliche Mittelwerte der Feuchtekorrekturen aus SMMR-Messungen (NIMBUS-7) abzuschätzen. Zwar ergeben die auf SMMR-Daten beruhenden Korrekturen im Vergleich zu FNOC-Werten ein rea-

listischeres Niveau des vertikal integrierten Feuchtegehaltes in den Tropen; sie sind jedoch ungeeignet, kurzperiodische Fluktuationen der Feuchtekorrektur aufgrund von atmosphärischen Frontensystemen in mittleren und höheren Breiten wiederzugeben. Deshalb wurden in dieser Arbeit ausschließlich die, auf dem FNOC-Modell basierende, Feuchtekorrekturen verwendet. Die Genauigkeit dieser Daten beträgt etwa 5 cm über Distanzen von einigen 100 km; die Fehler können aber nahe atmosphärischer Fronten erheblich anwachsen (ZLOTNICKI et al., 1989). Eine Reihe von Arbeiten dokumentieren, daß die raum-zeitlichen Charakteristiken der FNOC-Feuchtekorrekturen für das Studium von Ozeanprozessen nicht adäquat sind (EMERY et al., 1990; MONALDO, 1990; ZIMBELMAN und BUSALACHI, 1990). Ergebnisse zeigen jedoch, daß der Fehler der FNOC-Korrekturen selbst in den kritischen tropischen Regionen deutlich geringer ist als das ozeanische Signal (CHENEY et al., 1989; TAI et al., 1989; CHENEY et al., 1991; DIDDEN und SCHOTT, 1992).

Adäquatere als FNOC-Feuchtekorrekturen wurden mittlerweile für GEOSAT-Altimeterdaten global aus externen Satellitendatensätzen gewonnen und überdecken die ERM nahezu vollständig (EMERY et al., 1990; WENTZ, 1988). Diese neueren Feuchtekorrekturen basieren seit Juli 1987 hauptsächlich auf Mikrowellenmessungen des SSM/I (Special Sensor Microwave Imager) der polar umlaufenden DMSP-Satelliten (Defense Meteorological Satellite Program). WENTZ (1988) leitete daraus Wasserdampfkorrekturen durch eine nichtlineare Kombination der Helligkeitstemperaturen der 22 GHz und 37 GHz-Kanäle ab. Dahingegen berechneten EMERY et al. (1990) Wasserdampfkorrekturen mittels eines linearen Algorithmus aus den Helligkeitstemperaturen der Kanäle 19 GHz und 22 GHz, deren Genauigkeit (global) von den Autoren mit 1.5 cm als geringfügig besser gegenüber den von Wentz benutzten Algorithmen (2 cm) angegeben wird. SSM/I-Daten werden mit 25 km Auflösung bei einer Schwenkbreite von 1394 km gemessen. Um daraus eine globale Überdeckung auf einem $1^\circ \times 1^\circ$ Gitter zu erlangen, wurden die Daten zeitlich über 4 Tage (WENTZ, EMERY) bzw. 7 Tage (EMERY) gemittelt. Neben SSM/I-Daten benutzten EMERY et al. (1990) TOVS-Daten (TIROS Operational Vertical Sounder), gemessen auf NOAA's polar umlaufenden Wettersatelliten, um aus IR-Messungen Wasserdampfprofile für GEOSAT-Daten abzuleiten. Der Einfluß von Wolken machte hierbei für eine globale Überdeckung eine Mittelung über jeweils 7 Tage erforderlich.

Neben den Problemen, die mit der Ableitung von Feuchtekorrekturen aus Helligkeitstemperaturen verbunden sind (siehe LIU und MOCK, 1990; CREWELL et al., 1992), birgt der oben beschriebene Ansatz der zeitlichen Mittelung und die nachfolgende raum-zeitliche Interpolation auf GEOSAT-Bahnen von WENTZ und EMERY weitere

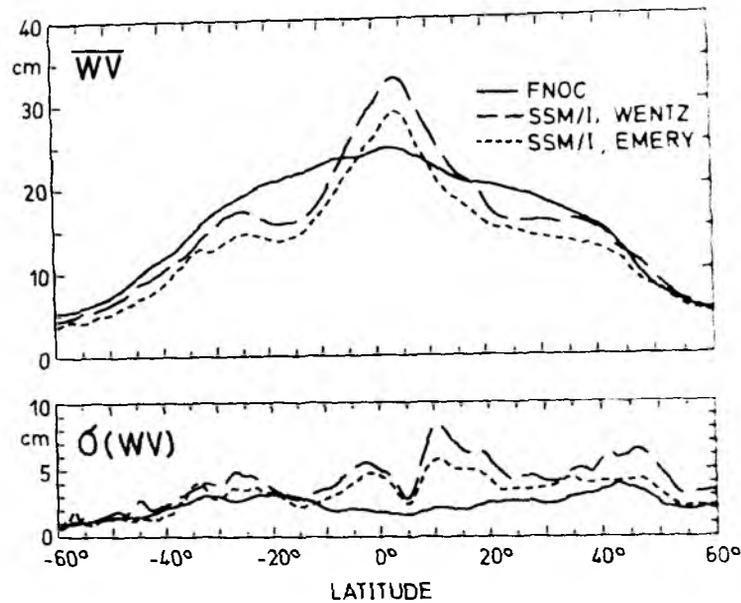


Abbildung 3.13: Mittelwerte \overline{WV} und Standardabweichungen $\sigma(WV)$ der FNOc-, WENTZ- und EMERY-Feuchtefelder eines Jahres für Bahn 16 (Wiederholungsperiode 15–36).

Unsicherheiten (PHOEBUS und HAWKINS, 1990; SCHMIDT, 1990; MINSTER et al., 1991), da typische Zeitskalen des atmosphärischen Feuchtegehaltes über weite Bereiche des Ozeans unterhalb von 4 Tagen liegen. Änderungen der Feuchtekorrektur von ca. 10 cm innerhalb von 12 Stunden wurden im Nordatlantik dokumentiert, wo Abweichungen der WENTZ-Korrekturen von momentanen Werten in der Größenordnung der FNOc-Fehler liegen (SCHMIDT, 1990). Zur Umgehung dieser Unsicherheit wurden von MINSTER et al. (1991) Feuchtekorrekturen aus den ursprünglichen (ungemittelten) SSM/I-Messungen durch objektive Analyse für 1-s Intervalle auf die GEOSAT-Bahnen interpoliert. Differenzen von bis zu ± 14 cm zwischen den objektiven Analysen und den WENTZ-Feldern wurden auf der Mesoskala gefunden.

Sowohl die Subtraktion des zeitlichen Mittelwertes als auch die Korrektur des radialen Bahnfehlers während der kollinearen Analyse reduzieren verbleibende Restfehler aller Umgebungskorrekturen. Demnach geht nicht die absolute WV-Korrektur, sondern nur deren zeitlich variable Komponente nach Abzug eines LS-Polynoms in die Berechnung ein. Im folgenden soll der Einfluß der kollinearen Analyse auf das Feuchtesignal untersucht und die Größenordnung des verbleibenden Restfehlers abgeschätzt werden. Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen jeweils Profile der Feuchtekorrektur entlang der Bahn 16 für (a) die FNOc-Korrektur (durchgezogene Linie), (b) der SSM/I-Korrektur

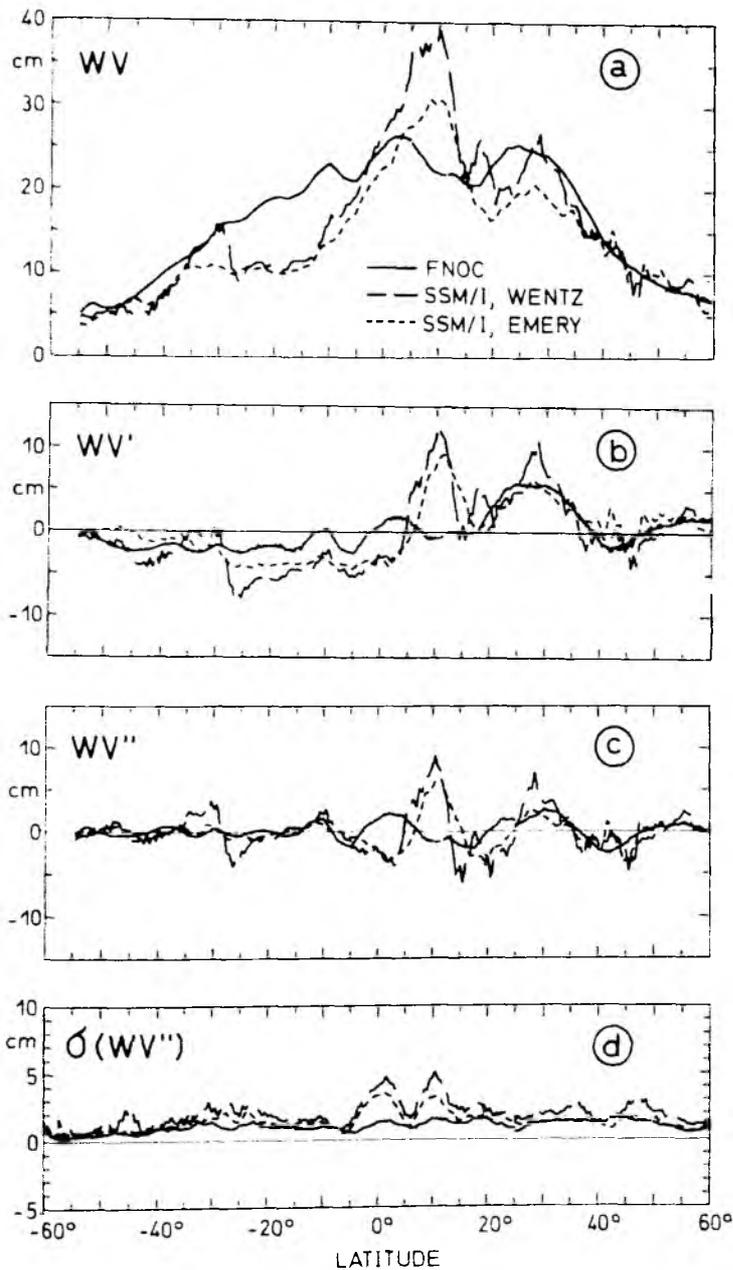


Abbildung 3.14: Kollineare Analyse der FNOC-, WENTZ- und EMERY-Feuchtekorrekturen entlang Bahn 16. (a) Absolute Feuchtekorrektur (WV) während der 20. Wiederholungsperiode im Oktober 1987. (b) Abweichungen (WV') der Feuchtekorrektur vom Jahresmittel (Wiederholungsperiode 15-36). (c) Anomalie der Feuchtekorrektur (WV'') nach Abzug eines quadratischen LS^2 -Polynoms über die in Abb. 3.8b markierten Segmente. (d) rms-Variabilität der Anomalie WV'' während des betrachteten Jahres

von WENTZ (langgestrichelte Linie) und der SSM/I-Korrekturen von EMERY et al. (1990). Statistische Angaben der Korrekturen sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt. Jeweils über ein Jahr gemittelte Profile \overline{WV} (Repeat 15-36) und deren Standardabweichungen $\sigma(WV)$ sind in Abb. 3.13 dargestellt. Es läßt sich zusammenfassen : die EMERY-Korrekturen sind hinsichtlich \overline{WV} und $\sigma(WV)$ systematisch niedriger als die entsprechenden Werte von WENTZ; beide Korrekturen zeigen aber vergleichbare Strukturen mit maximalen \overline{WV} -Werten von 33 cm (WENTZ) bzw. 29 cm (EMERY) in den Tropen und Nebenmaxima bei 30°S und 35°N. Polwärts von diesen Breiten stimmen die \overline{WV} - und $\sigma(WV)$ -Profile aller drei Korrekturen auffallend gut überein. Große Abweichungen von bis zu 5 cm zwischen den FNOC-Werten und den übrigen Kurven sind dagegen in den Tropen zu verzeichnen; hier fehlen insbesondere die ausgeprägten Maxima von \overline{WV} und $\sigma(WV)$ in den FNOC-Daten nahe der intertropischen Konvergenzzone.

Der Effekt der kollinearen Analyse auf individuelle einzelne Feuchteprofile ist in Abbildung 3.14 veranschaulicht. Hierbei zeigt Abb. 3.14a ein momentanes Profil der drei genannten Feuchtekorrekturen für die 20. Wiederholungsperiode im Oktober 1987. Erneut sind große Abweichungen der FNOC-Werte zu den auf SSM/I-Daten basierenden Korrekturen in niederen Breiten zu erkennen. Differenzen zwischen WENTZ- und EMERY-Werten beruhen zum Teil auf unterschiedlichen Mittelungsperioden über 4 Tage (WENTZ) bzw. 7 Tage (EMERY). Diese Differenzen sind zu späteren Zeitpunkten bei gleicher Mittelungsperiode kleiner, zeigen aber systematisch geringere und räumlich glattere EMERY-Profile. Im Vergleich zu den absoluten Werten sind Differenzen (WV') zwischen den verschiedenen Feuchtekorrekturen nach Abzug des Ensemblemittels (Abb. 3.13a) erheblich reduziert (Abb. 3.14b). Bemerkenswert ist dabei die gute Übereinstimmung des großskaligen Verlaufes aller Korrekturen, insbesondere nördlich von 15°N; gleiche Strukturen mit jedoch unterschiedlichen Amplituden sind auch südlich des tropischen Bereichs zu finden. Eine weitere Annäherung der verschiedenen Korrekturen wird im Zusammenhang mit der Bahnfehlerkorrektur durch Abzug eines quadratischen LS-Polynoms über die in Abb. 3.8b gekennzeichneten Teilstücke erreicht (Abb. 3.14c). Differenzen der so erhaltenen Restkorrekturen WV'' sind außerhalb des tropischen Atlantiks in der Größenordnung von 2-3 cm. Differenzen von bis zu 10 cm zwischen WENTZ und FNOC-Daten sind jedoch im Zusammenhang mit der ITCZ zu erkennen. Ein Vergleich der in Abb. 3.14d dargestellten lokal-zeitlichen RMS-Variabilität (über 22 Wiederholungen) $\sigma(WV''')$ mit den Variabilitäten der absoluten Korrekturen $\sigma(WV)$ (Abb. 3.13b) zeigt entlang der betrachteten Bahn um bis zu 50% reduzierte Werte (Tabelle 3.3). Dabei sinkt die Variabilität der FNOC-Daten

1) Mittlere Profile (Abb.3.13):					
		Mittel(cm)	σ (cm)	Min. (cm)	Max.(cm)
a) \overline{WV}	FNOC	15.8	6.4	5.2	24.7
	WENTZ	15.3	7.4	4.3	33.0
	EMERY	13.3	6.4	3.6	29.0
a) $\sigma(WV)$	FNOC	2.4	0.7	0.7	4.0
	WENTZ	4.1	1.6	0.6	8.5
	EMERY	3.2	1.2	0.8	5.8

2) Repeat 20 (Abb. 3.14)					
		Mittel(cm)	σ (cm)	Min. (cm)	Max.(cm)
a) WV	FNOC	16.2	6.8	5.1	26.5
	WENTZ	15.5	8.9	4.3	39.2
	EMERY	13.7	7.0	3.7	30.9
b) WV'	FNOC	0.1	2.3	-2.7	6.0
	WENTZ	-0.2	4.3	-8.2	12.7
	EMERY	0.1	3.2	-4.4	9.3
c) WV''	FNOC	0	1.0	-4.5	2.7
	WENTZ	0	2.3	-6.9	9.0
	EMERY	0	1.5	-4.2	6.2
d) rms(WV'') (Rep. 15-36)	FNOC	1.1		0.2	1.7
	WENTZ	2.0		0.3	5.0
	EMERY	1.7		0.4	3.4

Tabelle 3.3: Statistik der Wasserdampfkorrekturen für Bahn 16.

von 2.4 cm auf 1.1 cm; die Variabilität der WENTZ-Daten sinkt von 4.1 cm auf 2.0 cm. In Übereinstimmung mit JOURDAN et al. (1990) läßt sich zusammenfassen, daß der Residuumfehler der FNOC-Feuchtekorrektur außerhalb des tropischen Bereiches in den kollinear analysierten Daten erheblich reduziert ist und überwiegend in den Größenbereich des Radar-Instrumentenfehlers gelangt. Der Feuchtefehler wird darüberhinaus durch weiteres Filtern, wie z.B. durch objektive Analysen zur raum-zeitlichen Interpolation von Daten verschiedener Bahnen (siehe Kap. 4) (aufgrund der zeitlichen Skalentrennung atmosphärischer und ozeanischer Prozesse) weiter reduziert, so daß der Schluß naheliegt, daß dieser Fehler in den in Kapitel 4 diskutierten Vergleichen der GEOSAT-Altmetrie mit in-situ Messungen im Nordatlantik und bei der statistischen Analyse des mesoskaligen Ozeansignals in Kapitel 5 zu keinen grundsätzlich falschen Ergebnissen führt. In den tropischen Regionen dagegen führen die neueren Wasser-

dampfkorrekturen auf wesentlich verbesserte SSH-Analysen gegenüber den auf FNOC-Werten basierenden Oberflächenauslenkungen. Zwar werden auch hier die Feuchtefehler durch die kollineare Analyse um $\frac{2}{3}$ reduziert; der verbleibende Fehler liegt dennoch in der Größenordnung von 5 cm (CHENEY et al., 1991). Dieser Fehler befindet sich jedoch überwiegend auf großen Skalen, so daß die Analyse der Mesoskala auch hier gerechtfertigt ist.

4 Verifikation der GEOSAT-Altimetrie

In diesem und den folgenden Kapiteln sollen die GEOSAT-Altimeterdaten für eine Untersuchung der mesoskaligen Variabilität des Ozeans verwendet werden. Im nächsten Kapitel steht eine statistische Auswertung der Daten im Vordergrund, um bisherige Erkenntnisse über Charakteristiken des mesoskaligen Wirbelfeldes zu erweitern. In diesem Kapitel werden dagegen synoptische Felder der Meeresoberflächenauslenkung, bzw. der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit aus den raum-zeitlich ungleichverteilten Altimeterdaten erstellt und mit in-situ ozeanographischen Beobachtungen verglichen. Das Ziel dieser Untersuchung ist, Aussagen über den Grad der Repräsentation mesoskaliger Bewegungsvorgänge im Ozean durch die altimetrische Fernerkundung für verschiedene dynamische Regionen des Atlantischen Ozeans zu treffen, die durch unterschiedliche Amplituden der Oberflächenauslenkung, bzw. durch unterschiedliche Qualität der GEOSAT-Daten gekennzeichnet sind. Diese Untersuchung dient auch als Grundlage für die späteren statistischen Auswertungen (Kapitel 5) und die nachfolgende Assimilation der GEOSAT-Daten in ein regionales quasigeostrophisches Zirkulationsmodell im Bereich des Iberischen Beckens (Kapitel 6).

Es wurde jüngst für weite Bereiche des Weltozeans eine Vielzahl von Analysen der GEOSAT-Daten durchgeführt. Stellvertretend für alle diesbezüglichen Arbeiten sei hier auf die GEOSAT-Sonderausgaben des 'Journal of Geophysical Research' im März und Oktober 1990 verwiesen, in denen einige dieser Arbeiten zu finden sind. Im folgenden soll jedoch auf die jeweils relevanten Arbeiten verwiesen werden. In dieser Arbeit konzentriert sich die vergleichende Analyse der GEOSAT-Daten auf den Bereich des Nordatlantischen Ozeans, wo zeitgleich zur GEOSAT ERM verschiedene Datensätze hydrographischer Beobachtungen und Strömungsmessungen zur Verfügung stehen. Alle verwendeten Datensätze sind mit Quellenangaben in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die verwendeten hydrographischen Daten wurden zum einen im Frühjahr 1987 entlang von Schnitten zwischen den Azoren, den 'Grand Banks' und Bermuda gemessen (KRAUSS et al., 1990); weitere hydrographische Daten entstammen einem wirbelaufösenden Feldexperiment, das im Frühjahr 1988 im Iberischen Becken durchgeführt wurde (KÄSE et al., 1989). Für einen Vergleich der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeiten werden Trajektorien von 31 Oberflächendriftern mit Segeln in 100 m Tiefe aus dem Zeitraum März bis Dezember 1987 und Zeitreihen verankerter Strommesser im östlichen Nordatlantik herangezogen. Die geographische Zuordnung der einzelnen Experimente ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Die Abbildung zeigt darüber hinaus die mittlere dynamische Topographie in 50 m relativ zu einem Referenzniveau in 1500 m

Tiefe, die aus ROBINSON et al. (1979) (RBS im weiteren Verlauf) hydrographischen Atlasdaten abgeleitet wurde. Das Bild steht im Einklang mit dem allgemeinen Schema der Zirkulation des Nordatlantiks, wie es z.B. von KRAUSS (1986) und OLBERS et al. (1985) anhand von Erkenntnissen aus hydrographischen Daten und Driftertrajektorien gezeichnet wird. Der mittlere Verlauf des Golfstromes (GS) und seiner Ausläufer, dem Nordatlantischen Strom (NAC) und dem Azorenstrom (AC), ist klar an der erhöhten Oberflächenneigung quer zum Strom erkennbar. Südlich des GS und der Azorenfront schließt der subtropische Wirbel mit westwärtiger Rezirkulation an. Abb. 4.1 verdeutlicht, daß alle hier zur Verfügung stehenden Ozeandaten in unmittelbarer Umgebung von permanenten ozeanischen Frontensystemen gemessen wurden, so daß diese Daten neben mesoskaligen Fluktuationen auch das Signal der mittleren Zirkulation enthalten. Aus Kapitel 3 geht hervor, daß durch die kollineare Analyse das Signal der stationären Ozeanzirkulation aus den Altimeterdaten subtrahiert wurde. Um dieses Defizit auszugleichen, wird während der folgenden Vergleiche mit in-situ Daten die in Abb. 4.1 gezeigte dynamische Topographie 50/1500 dbar als Näherung des momentanen Hintergrundfeldes herangezogen.

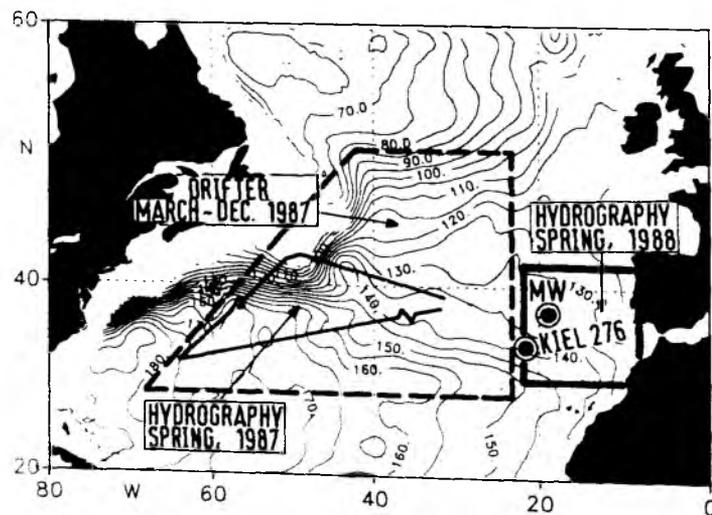


Abbildung 4.1: Klimatologische dynamische Topographie 50/1500 dbar im Nordatlantik, abgeleitet aus Robinson et al., (1979) hydrographische Atlasdaten. Dem überlagert sind schematisch die geographischen Regionen gezeigt, in denen Vergleiche von GEOSAT-Daten mit in-situ Ozeanbeobachtungen durchgeführt wurden.

Die GEOSAT-Daten liegen entlang von raum-zeitlich ungleichmäßig verteilten Satel-

Datentyp	Beschreibung
Oberflächendrifter:	
15.3. - 31.12. 1987	Tagesmittel der Position und der Geschwindigkeit von 31 Oberflächendriftern mit Segel in 100 m Tiefe; die Daten sind für Segelabrisse bereinigt (KRAUSS et al., 1990; BRÜGGE, 1992).
Hydrographische Daten:	
15.3. - 20.4. 1987; Nordwestatlantik	Hydrographische Messungen an 101 Stationen entlang von drei Schnitten mit Stationsabständen zwischen 20 und 70 km (KRAUSS et al., 1990).
4.3. - 26.3. 1988; Nordostatlantik	Hydrographische Messungen an 67 Stationen auf einem wirbelaufösenden Gitter mit mittlerem Stationsabstand < 60 km (KÄSE et al., 1989).
24.5. - 20.6. 1989; Nordostatlantik	Hydrographische Messungen auf einem wirbelaufösenden Gitter im Iberischen Becken (KÄSE, HINRICHSSEN et al., 1992).
Verankerungszeitreihen:	
4.11. 1987 - 8.1. 1989	Verankerung „MW“ (36°8.4'N, 18°23.4'W) : tiefpaßgefilterte Tagesmittelwerte der Strömung in 630 m und 1034 m Tiefe.
10.11. 1987 - 10.1. 1989	Verankerung „Kiel 276“ (33°8.5'N, 21°57.6'W) : tiefpaßgefilterte Tagesmittelwerte der Strömung in 450/630 m, 1050/1250 m und 3000 m Tiefe (beide Verankerungen: Zenk et al., 1989).

Tabelle 4.1: Liste der in-situ Vergleichsdatensätze

litenbahnen vor. Um Oberflächenauslenkungen auf einem regelmäßigen Gitter, bzw. an vorgegebenen Positionen zu erhalten, wurde ein lineares optimales Schätzverfahren verwendet (BRETHERTON et al., 1976). Die hierbei zugrundeliegende Korrelationsfunktion wurde in Zeit und Raum als homogen und isotrop angenommen und durch eine Gauß'sche Exponentialfunktion repräsentiert (HILLER und KÄSE, 1983)

$$r(l, t) = e^{-(l/\lambda)^2} \cdot e^{-(t/\tau)^2} \quad (4.1)$$

Hierbei ist l und t als räumlicher und zeitlicher Abstand zu verstehen. Nichtaufgelöste Anteile des Prozesses und Meßfehler wurden als unkorreliert angenommen und durch weißes Rauschen dargestellt. Aus ozeanischen Messungen abgeleitete Korrelationsfunktionen weisen üblicherweise einen Bereich negativer Korrelation auf (siehe Kap. 5.2). Innerhalb der Fehlergrenzen ist Gl.(4.1) jedoch mit Beobachtungen verträglich und führte gegenüber den aus MODE- und POLYMODE-Daten abgeleiteten Funktionen

(FREELAND und GOULD, 1976; DeMEY und ROBINSON, 1987) zu befriedigenderen Ergebnissen. Trotz einer Datenreduzierung von ca. 7 km auf 20 km Abständen in Bahnrichtung machte die hohe Datendichte der Altimeterdaten die Verwendung eines sub-optimalen Schätzverfahrens notwendig. Dieses Verfahren benutzt nur jene Beobachtungen, die quasi-unabhängig voneinander sind und innerhalb eines angegebenen Einflußradius um die jeweilige Schätzposition liegen. Das verwendete Programm „ADA“ wurde von P. DeMEY (Toulouse) zur Verfügung gestellt und ist in DeMEY und MÉNARD (1989) erläutert.

Die weitere Gliederung dieses Kapitels ist wie folgt: in Kap. 4.1 wird ein Vergleich von GEOSAT-Oberflächenauslenkungen und geostrophischen Oberflächengeschwindigkeiten mit den Trajektorien und Geschwindigkeiten von Oberflächendriftern durchgeführt. Hydrographische Daten werden in Kap. 4.2 für einen Vergleich verwendet und Kap. 4.3 behandelt den Vergleich von GEOSAT-Geschwindigkeiten mit Daten verankerter Strommessungen. Eine zusammenfassende Diskussion folgt in Kap. 4.4 .

4.1 Vergleich mit Daten von Oberflächendriftern

Im Frühjahr 1987 wurden 31 Oberflächendrifter mit Segel in 100 m Tiefe entlang der in Abb. 4.1 gezeigten hydrographischen Schnitte im Ausläuferbereich des Golfstromes ausgesetzt (KRAUSS et al., 1990). Dieses Gebiet ist durch viele Feldexperimente und numerische Modellierungen möglicherweise eines der am besten dokumentierten Bereiche des Weltozeans. Es repräsentiert eine Region komplexer dynamischer Bewegungsvorgänge mit stark ausgeprägter Wirbeltätigkeit (erzeugt durch Instabilität des Stromes) und intensiver Wechselwirkung zwischen der mittleren Zirkulation und zeitlichen Fluktuationen von Wirbeln, Mäandern und Ringen. Damit einher gehen starke Vermischungsvorgänge subtropischer und subarktischer Wassermassen (z.B. KRAUSS, 1986; KRAUSS et al., 1989; HINRICHSSEN und TOMCZAK, 1992).

Während der westliche Bereich durch den Golfstrom und dessen Mäander dominiert wird (FOFONOFF, 1981), nimmt östlich der 'New England Seamounts' (NES) die Mäanderamplitude und die Wirbelbildung deutlich zu (RICHARDSON, 1983; AUER, 1987). Gleichzeitig findet eine Reduzierung der kinetischen Energie um ca. 50% zwischen den NES und dem Neufundlandrücken statt (FOFONOFF und HALL, 1983; RICHARDSON, 1983). Nahe des NFR separiert der GS in seine Ausläufer (DIETRICH et al., 1975; KRAUSS, 1986), die als NAC und AC ein wichtiges Bindeglied zwischen den subtropischen und subarktischen Wirbeln des Nordatlantiks darstellen.

Die in Abb. 4.1 dargestellte mittlere dynamische Topographie in 50 dbar relativ

zu einem Referenzniveau in 1500 dbar spiegelt eine stark geglättete geostrophische Oberflächenzirkulation des Nordatlantiks wider. Der Anstieg der dynamischen Topographie quer zum Strom beträgt westlich von 50°W ca. 1 m über eine Distanz von 500 km, entsprechend einer mittleren zonalen Geschwindigkeit von ca. 20 cm/s. Die Oberflächenneigung über den NAC und den AC beträgt etwa 8 cm/100 km und 3–4 cm/100 km. Diese Werte sind wesentlich geringer, als synoptische Beobachtungen belegen (z.B. KRAUSS et al., 1990) und resultieren aus der Mittelung über mäandrierende, gebündelte Ströme. Fluktuationen der Oberflächenneigung quer zum GS und Variationen der Golfstrom-Oberflächentransporte wurden von ZLOTNICKI (1991) bzw. von KELLY und GILL (1990) und KELLY (1991) an GEOSAT-Daten studiert.

Im folgenden sollen Trajektorien und Geschwindigkeiten von Oberflächendrifter mit Segeln in 100 m Tiefe zum Vergleich mit synoptischen Analysen der altimetrischen Oberflächenauslenkung und der daraus resultierenden geostrophischen Oberflächegeschwindigkeit benutzt werden. Der dieser Studie zugrundeliegende Drifterdatensatz wurde von Prof. Dr. W. Krauss und Dipl.-Oz. B. Brügge zur Verfügung gestellt und ist in Abb. 4.2 anhand der Driftertrajektorien veranschaulicht. Der Datensatz besteht aus gefilterten und täglich gemittelten Driftergeschwindigkeiten über den Zeitraum März bis Dezember 1987 und wurde hinsichtlich der Segelabrißzeitpunkte bereinigt (BRÜGGE und DENGG, 1991; BRÜGGE, 1992). Diese Drifter folgen der Bewegung in der Segeltiefe von 100 m; d.h., sie messen die oberflächennahe, annähernd geostrophische Geschwindigkeit des Ozeans, die direkt mit der absoluten dynamischen Topographie verknüpft ist. Drifterdatensätze wurden in verschiedenen Experimenten zur Diagnose der Oberflächenströmung und zur Abschätzung der mittleren und eddykinetischen Energien genutzt (RICHARDSON, 1983; KRAUSS und BÖNING, 1987, DANIAULT und MÉNARD, 1985; PIOLA et al., 1987).

Für einen Vergleich der GEOSAT-Daten mit den Drifterbeobachtungen wurden objektive Analysen der altimetrischen SSH-Anomalien für verschiedene Zeitpunkte unter Verwendung der sub-optimalen Methode (DeMEY und MÉNARD, 1989) erstellt. In Anlehnung an a-priori Kenntnisse (z.B. McWILLIAMS, 1976; ROBINSON et al., 1974) wurden räumliche und zeitliche Dekorrelationsskalen der Felder mit 100 km und 10 Tage bei einem Datenfehler von 15% der Prozeßvarianz angenommen. Typische Beispiele der objektiven Analyse sind in Abb. 4.3 in der Region $30\text{--}50^{\circ}\text{N}$, $30\text{--}65^{\circ}\text{W}$ auf einem regelmäßigen Gitter mit 25 km Gitterabstand (zonal und meridional) dargestellt. Gezeigt sind Karten der SSH-Anomalie und der gesamten Oberflächenauslenkung für drei, jeweils 15 Tage auseinander liegende Zeitpunkte (17. Mai, 1. Juni, 18 Juni 1987), für die eine optimale Drifterverfügbarkeit gegeben war (siehe Abb. 4.5b). Die Kar-

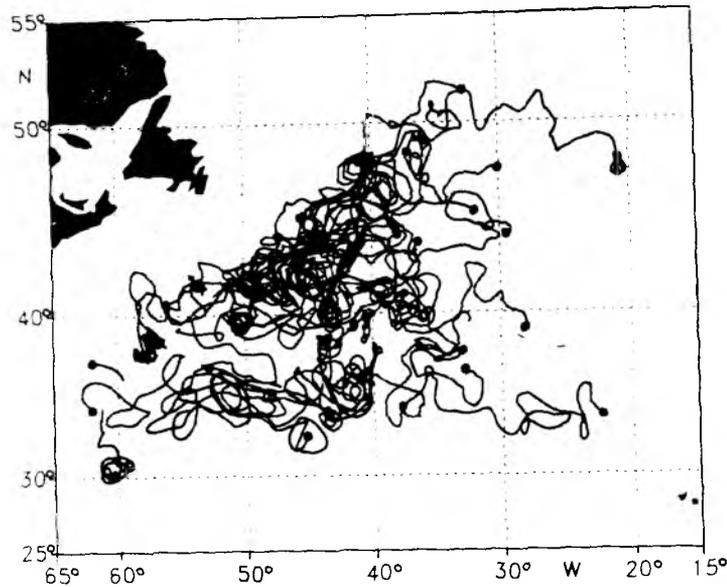


Abbildung 4.2: Der Drifterdatensatz für den Zeitraum März bis Dezember 1987. Gezeigt sind die Trajektorien von 31 Oberflächendriftern mit Segeln in 100 m Tiefe, die im März entlang der in Abb. 4.1 gezeigten Schnitte im westlichen Nordatlantik ausgesetzt wurden, und anschließend der allgemeinen oberflächennahen Zirkulation folgten (KRAUSS et al., 1990; BRÜGGE, 1992). Die Daten stellen Tagesmittelwerte dar und wurden hinsichtlich Trägheitsfrequenzen und Segelabriszeitpunkten korrigiert. Die jeweiligen Endpunkte der Trajektorien wurden durch ausgefüllte Punkte markiert.

ten der SSH-Anomalie (Abb. 4.3a–c) sind durch kohärente, über das gesamte Gebiet verteilte positive und negative Strukturen dominiert, wie sie antizyklonalen und zyklonalen Wirbeln von typischerweise 100–200 km Durchmesser entsprechen. Allgemein ist die räumliche Verteilung der Oberflächenvariabilität (Abb. 5.1) mit Karten der eddykinetischen Energie des Ozeans verträglich (RICHARDSON, 1983; LeTRAON et al., 1990). Maximale Amplituden der Anomalien von bis zu -70 cm und +60 cm sind im Bereich der mittleren GS-Lage zu finden; nördlich und südlich davon nehmen die Amplituden ab.

Die zu Abb 4.3a gehörende Karte des Erwartungswertes des relativen Schätzfehlers ist beispielhaft in Abb. 4.3j gezeigt. Das Bild ist deutlich durch die räumliche Datenverteilung auf Satellitenbahnen (Abb. 4.3k) gekennzeichnet. Die relative zeitliche Datenverfügbarkeit führt dabei in Abhängigkeit vom jeweiligen Schätzzeitpunkt auf lokale Extrema, für die der Schätzfehler auf über 60% der Prozessvarianz anwächst. Bereiche, in denen der Fehler 80% überschreitet, liegen in der flachen Schelfregion, in

der GEOSAT-Daten wegen möglicher Fehler der Gezeitenkorrektur von der Verarbeitung ausgeschlossen wurden.

Die Kombination der SSH-Anomalien mit der klimatologischen dynamischen Topographie 50/1500 dbar (im folgenden als CSSH abgekürzt) verdeutlicht einen mäandrierenden Golfstrom, der am westlichen Rand bei 38°N das betrachtete Gebiet erreicht (Abb.4.3d-f). Er ist begleitet von zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln entlang der südlichen und nördlichen Flanke. Generell bestätigen die CSSH-Felder das Bild der allgemeinen Zirkulation: einer engen Rezirkulation im südlichen Bereich und einer Golfstromaufspaltung bei ca. 40°N, 46°W in einen nördlich weiterführenden NAC und einen südöstlich fließenden AC (z.B. OLBERS et al., 1985; KLEIN und SIEDLER 1989). Anders als in Abb. 4.3f ist der NAC in Abb. 4.3d und 4.3e annähernd als direkte Fortführung des GS angedeutet. Dahingegen lassen die Abbildungen die Abspaltung des AC als komplexen Vorgang erscheinen, der einen Teil des Stromes um eine enge zyklonale Zunge zwischen 45°W und 50°W in südwestlicher Richtung herumführt, bevor er bei 35°N, 55°W nach Osten abknickt und auf dieser Breite das betrachtete Gebiet verläßt. Die Neigung der Oberfläche über den GS ist im Vergleich zur Klimatologie um einen Faktor 3-4 erhöht (ca. 60 cm auf 100 km) und läßt den GS als gebündelten und stark mäandrierenden Strom erscheinen, dessen transiente Mäander den großen Anomalien entlang der GS-Achse in Abb. 4.3a-c zuzuordnen sind. Ebenfalls verstärkt ist die in Abb. 4.1 nur schwach angedeutete quasi-permanente Hochdruckzelle bei 44°N, 42°W östlich der 'Grand Banks', die wiederholt während Expeditionen angetroffen wurde (MANN, 1967; CLARKE et al., 1980; KRAUSS et al., 1990). Die CSSH-Felder deuten eine Erzeugung dieser Hochdruckzelle durch eine meridionale Auslenkung der südlichen GS-Flanke an. Ähnlich weit ausgreifende Mäander der nördlichen Stromflanke in südöstliche Richtung östlich von 46°W sind möglicherweise an Vermischungsprozessen beteiligt, die kaltes und salzarmes Labradorseewasser über die Subpolarfront nach Südosten führen (HINRICHSSEN und TOMCZAK, 1992). Diese sind in Abb. 4.3e südlich von 40°N und entlang 46°W angedeutet. Die Analyse der GEOSAT-Felder zu früheren (nicht abgebildeten) Zeitpunkten läßt erkennen, daß der zyklonale Wirbel in Abb. 4.3d das Residuum eines weit südostwärts reichenden Mäanders der NAC-Stromflanke ist.

Aus den drei abgebildeten Karten läßt sich innerhalb des betrachteten Zeitraumes über 30 Tage eine erhebliche Veränderlichkeit des Stomfeldes belegen. Die Korrelation zwischen aufeinanderfolgenden Feldern beträgt jeweils 0.5 und 0.4; sie ist nach 30 Tagen auf 0.27 abgefallen und nach 45 kann kein direkter Zusammenhang festgestellt werden ($r=0.15$). Bemerkenswert ist hierbei die Veränderlichkeit des GS. Er verläuft

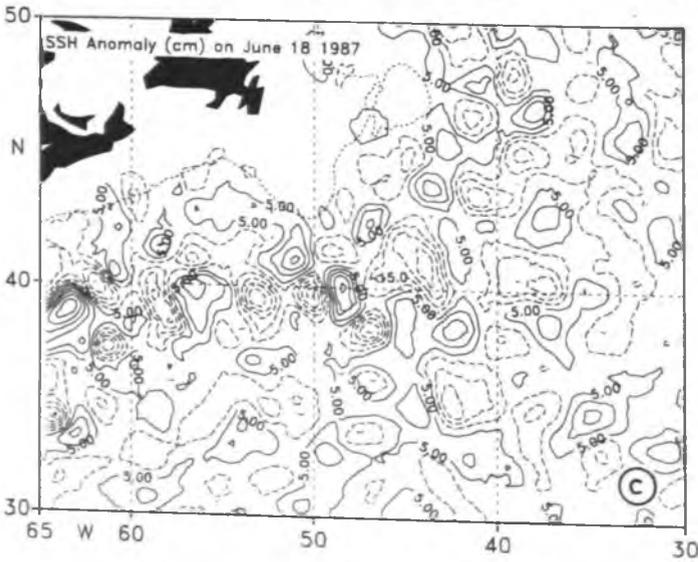
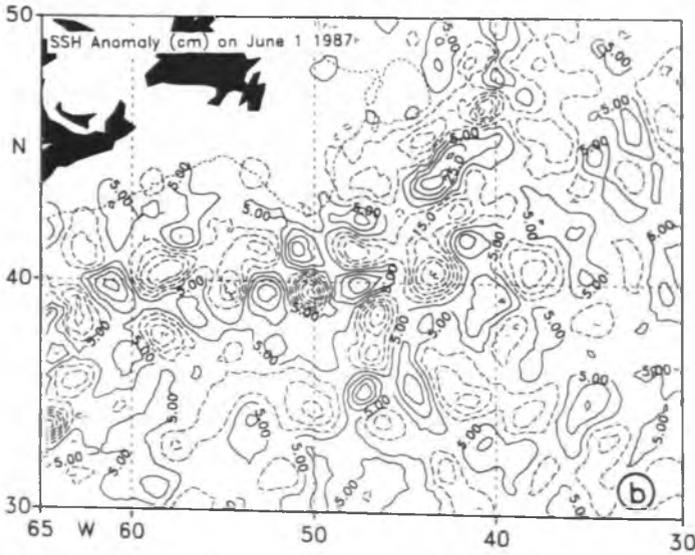
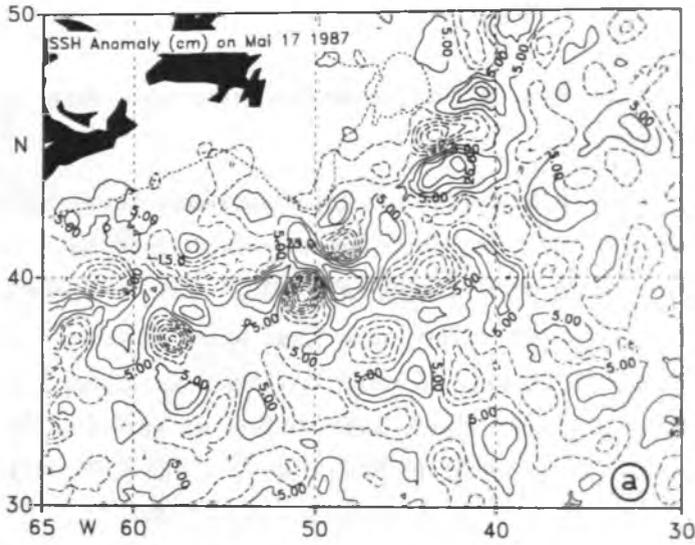


Abb. 4.3a-c

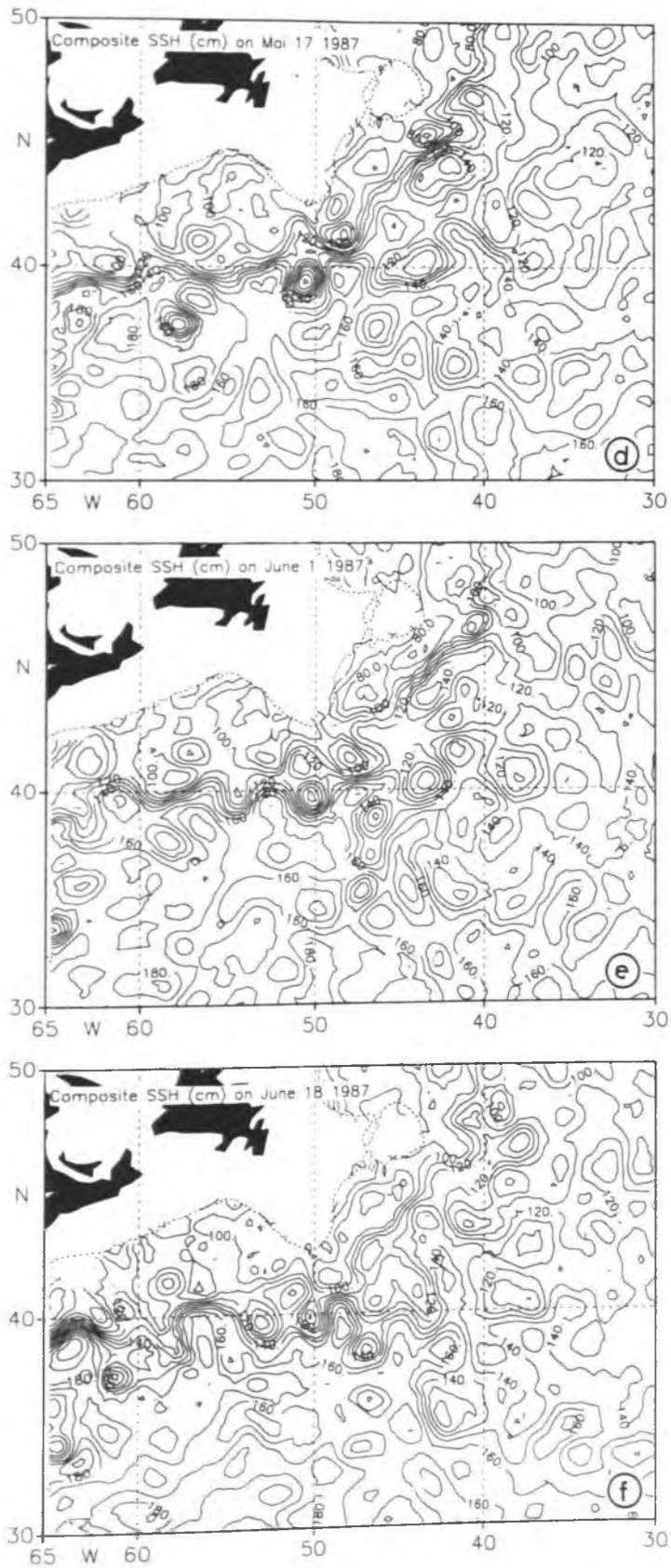


Abb. 4.3d-f

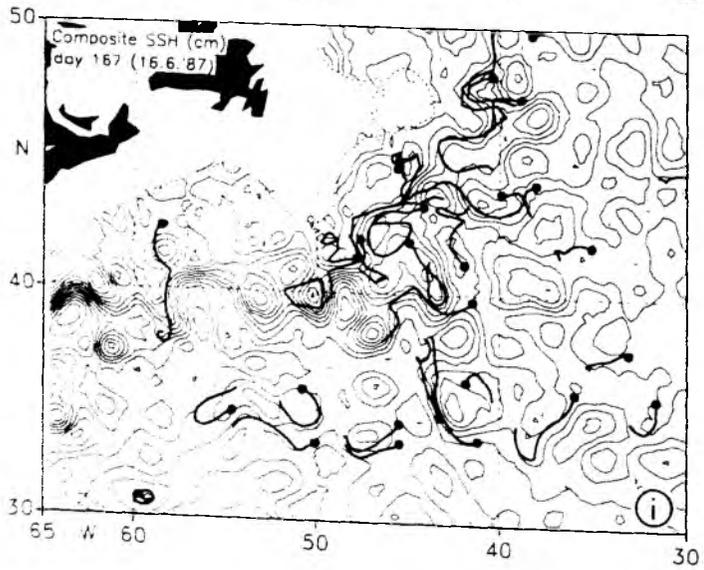
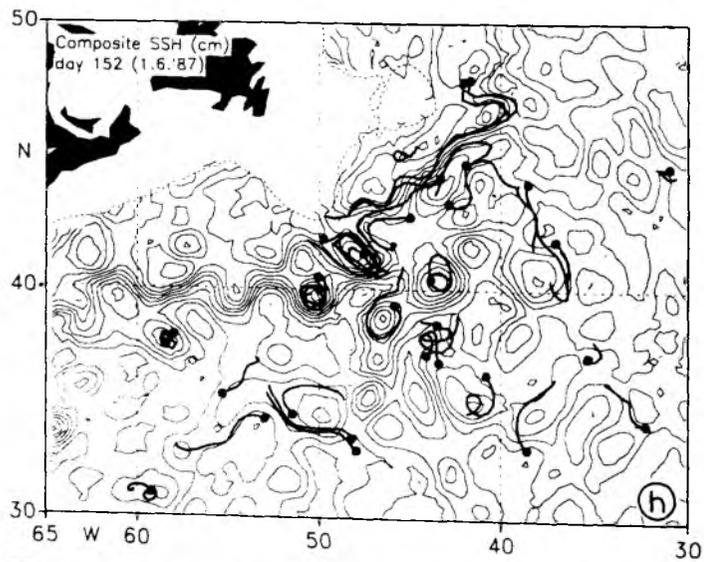
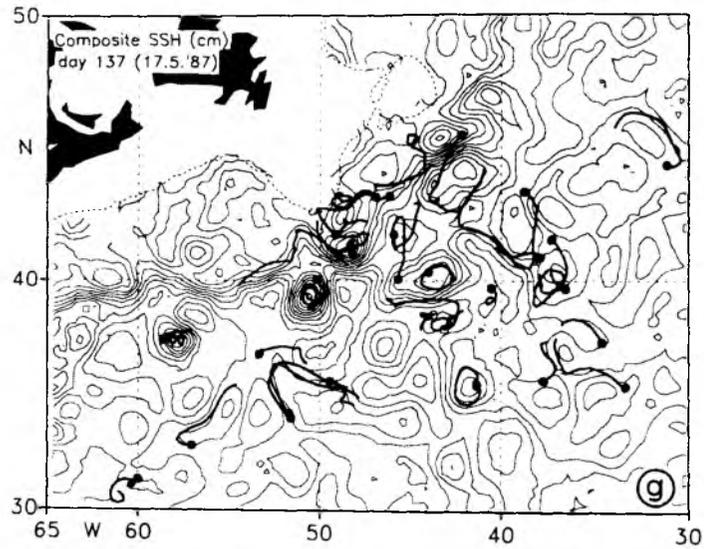


Abb. 4.3g-i

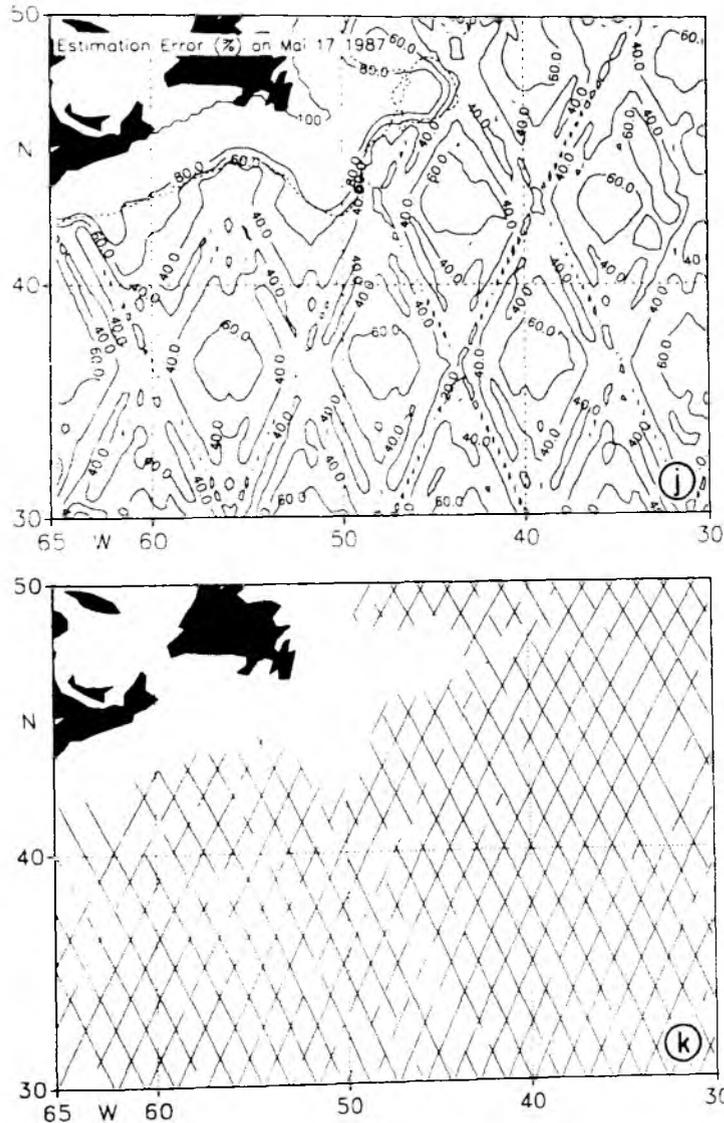


Abbildung 4.3: Objektive Analysen der GEOSAT-Oberflächenauslenkung. (a)–(c): Anomalien der GEOSAT SSH-Beobachtungen, die mit $\lambda=100$ km und $\tau=10$ Tage bei einem angenommenen Messfehler von 15% der Prozeßvarianz raumzeitlich für die Zeitpunkte 17.Mai, 1.Juni und 18.Juni 1987 auf einem regelmäßigen Gitter mit $\Delta x=25$ km geschätzt wurden. Das Konturintervall beträgt 10 cm und negative Bereiche wurden gestrichelt gezeichnet. Die kurzgestrichelte Linie des 1000 m Tiefenniveaus kennzeichnet flache Regionen, in denen keine Altimeterdaten analysiert wurden. (d)–(f): wie bisher, jedoch für die gesamte Oberflächenauslenkung als Summe der Klimatologie 50/1500 dbar (Abb. 4.1) und der in (a)–(c) abgebildeten GEOSAT-Anomalien. (g)–(i): die gesamte Oberflächenauslenkung wie in (d)–(f), zusammen mit den Trajektorien von 31 Oberflächendriftern für 21-tägige Perioden. Ausgefüllte mit den Trajektorien von 31 Oberflächendriftern für 21-tägige Perioden. Ausgefüllte mit den Trajektorien von 31 Oberflächendriftern für 21-tägige Perioden. (j): relativer Erwartungswert des Schätzfehlers der Analyse zum 17.Mai 1987. (k): GEOSAT ERM Bahnen zwischen dem 9.5. und dem 25.5. 1987.

Mitte Mai westlich von 50°W annähernd strahlförmig, weist jedoch 15–30 Tage später eine erhebliche Mäandertätigkeit auf. In diesem Zusammenhang ist das Ablösen eines antizyklonalen Ringes bei 41°N , 57°W zu erkennen, der Mitte Juni wieder in den Strom integriert zu werden scheint.

Die Trajektorien der 31 Driftbojen wurden in Abb. 4.3g–i für 21-tägige zentrierte Zeiträume den Karten der CSSH-Felder überlegt. Es ist eine grundsätzliche Übereinstimmung der Driftertrajektorien und deren Krümmungssinn mit den Konturen der CSSH-Felder zu erkennen. Große Driftergeschwindigkeiten sind, durch lange Trajektorien angedeutet, entlang des NAC zu finden; dort folgen die Drifter nahezu uneingeschränkt den diagnostizierten Mäanderstrukturen der Altimetrie. Aufgrund der großen Veränderlichkeit des Bewegungsfeldes ist jedoch eine gute Übereinstimmung beider Datensätze nur in mittleren Bereichen der Trajektorien zu erwarten, wo Differenzen i. allg. auf Skalen unterhalb der Korrelationslänge beschränkt sind.

Bemerkenswert ist eine Depression von mehr als 50 cm über 100 km, die in dem betrachteten Zeitraum nahe 38°N , 58°W zu finden ist und in den altimetrischen Feldern über einen längeren Zeitraum verfolgt werden konnte. Aus GEOSAT-Feldern ist ersichtlich, daß dieser zyklonale Wirbel Anfang März bei 38°N , 56°W durch Abschnürung eines Golfstrom-Mäanders entsteht; er wurde Ende März 1987 in hydrographischen Daten etwa 200 km nordöstlich der in Abb. 4.3d gezeigten Position nachgewiesen (KRAUSS et al., 1990). Seitdem deckt sich die Position dieses Tiefs in den Altimeterfeldern mit intensiver zyklonaler Bewegung eines Drifters, der während des Feldexperimentes in dessen Kern ausgesetzt wurde. In Übereinstimmung mit der Drifterbewegung belegt die abgebildete Sequenz von SSH-Feldern Mitte Juni die Integration des kalten Ringes in einen Golfstrommäander (Abb. 4.3i).

Die enge Übereinstimmung zwischen Drifterbewegungen und den analysierten SSH-Feldern verdeutlicht den hohen Grad, mit dem mesoskaliges Ozeansignal durch die GEOSAT-Altimetrie in der betrachteten Region repräsentiert wird. Darüberhinaus belegt sie, daß die Kombination der SSH-Anomalien mit der klimatologischen dynamischen Topographie aus historischen Atlasdaten eine mögliche Näherung der absoluten dynamischen Oberflächentopographie in der Golfstromregion darstellt. Ein vergleichbarer Ansatz wurde von HOLLAND et al. (1992) in der Region der Agulhasretroflexion gemacht. Ein unterschiedlicher Ansatz zur Abschätzung der absoluten Oberflächentopographie wurde von KELLY und GILL (1990), JOYCE et al. (1990) und KELLY (1991) verfolgt. Diese Autoren leiteten eine synthetische mittlere Meeresoberfläche durch die Modellierung des Golfstromprofils in Form eines Gauß'schen Geschwindigkeitsprofils quer zum Strom ab. In dem gleichen Gebiet westlich von 50°W verwendete

GLEN et al. (1990) ein synthetisches Geoid zur Erlangung absoluter Oberflächentopographien.

Für einen quantitativen Vergleich der GEOSAT-Daten mit Drifterbeobachtungen wurden geostrophische Oberflächengeschwindigkeiten orts- und zeitgleich zu den Drifterbeobachtungen aus Analysen der Oberflächenauslenkung bestimmt. Hierbei wurden geostrophische Geschwindigkeiten mittels zentraler Differenzen über Distanzen von 50 km in jeweils zonale und meridionale Richtung berechnet. Die Ergebnisse des Vergleiches von GEOSAT- und Driftergeschwindigkeiten sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

In Abb. 4.4 sind Streudiagramme der zonalen (u) und der meridionalen (v) Geschwindigkeitskomponenten aus beiden Datensätzen für die gesamte Dauer des Drifterdatensatzes von März bis Dezember 1987 dargestellt. Die Streudiagramme zeigen eine signifikante Korrelation der jeweiligen Komponenten, die bei über 4000 Einzelbeobachtungen Werte von 0.72 und 0.64 für jeweils die U- und V-Komponenten ergeben. Die Steigungen der Ausgleichsgeraden ($y = a + bx$) betragen für beide Komponenten $b_u = 0.52$ und $b_v = 0.48$. Dieses Ergebnis spiegelt die gegenüber den Drifterbeobachtungen um ca. 50% geringere Varianzen der GEOSAT-Geschwindigkeiten wider. So führen GEOSAT-Daten für die zonale Komponente auf $440 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ gegenüber $860 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ der in-situ Beobachtungen; für die V-Komponente ergibt sich entsprechend $400 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ gegenüber $720 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. Berücksichtigt man statt der CSSH nur die GEOSAT-Anomalien, so ergibt sich eine geringfügig schlechtere Übereinstimmung mit der beobachteten Drifterbewegung (siehe Tabelle 4.2).

Die systematische Diskrepanz zwischen den in-situ Beobachtungen und den abgeleiteten Oberflächengeschwindigkeiten ist zum Teil auf die Analyse der GEOSAT-Daten zurückzuführen. Durch die objektive Analyse wird alle Variabilität auf Skalen unterhalb der Korrelationskala von $\lambda = 100 \text{ km}$ und auf kürzere Perioden als $\tau = 10$ Tage stark geglättet. Dagegen stellen die Drifterbewegungen ungefilterte Beobachtungen von Wirbelgeschwindigkeiten dar, die signifikante Energie auf Skalen unterhalb von 100 km aufzeigen (z.B. KRAUSS und KÄSE, 1984). Daher kann eine direkte, quantitative Übereinstimmung zwischen GEOSAT-Analysen und den in-situ Oberflächenströmungen nicht erwartet werden. Im Einklang hiermit steht, daß die weiter unten diskutierten hydrographischen Daten im Zusammenhang mit der oben erwähnten kalten Depression bei 38°N , 58°W einen um den Faktor 2 größeren Gradienten in Abb. 4.8 b bei 1000 km zeigen, als durch die Altimetrie angedeutet wird. Betrachtet man jedoch die hochaufgelösten Daten entlang individueller Bahnen, so führt die Varianz der normal zu den Bahnen verlaufenden Geschwindigkeitskomponenten auf Werte zwischen 600 und

a) U-Komponente; Zeitraum März–Dezember 1987

Gebiet	Δx (km)	τ (Tage)	N	σ^2 Drifter (cm^2/s^2)	σ^2 Geosat (cm^2/s^2)	r	b	Bemerkung
global	50	10	4553	864	441	0.72	0.52	SSH-Anomalie
	50	10			410	0.68	0.47	
	50	15			488	0.72	0.54	
	100	10			324	0.73	0.45	
	150	10			217	0.71	0.36	
$\phi > 40^\circ N$, $\lambda > 40^\circ W$	50	10	990	1398	653	0.73	0.50	
	50	15	1366	1444	681	0.69	0.48	
$\phi > 40^\circ N$, $\lambda < 40^\circ W$	50	10	549	593	232	0.73	0.46	
	50	15	767	567	257	0.69	0.46	
$\phi < 40^\circ N$	50	10	1744	633	430	0.78	0.64	
	50	15	2324	618	455	0.76	0.65	

b) V-Komponente; Zeitraum März–Dezember 1987

Gebiet	Δx (km)	τ (Tage)	N	σ^2 Drifter (cm^2/s^2)	σ^2 Geosat (cm^2/s^2)	r	b	Bemerkung
global	50	10	4553	723	402	0.64	0.48	SSH-Anomalie
	50	10			362	0.64	0.45	
	50	15			452	0.65	0.51	
	100	10			300	0.67	0.43	
	150	10			209	0.66	0.35	
$\phi > 40^\circ N$, $\lambda > 40^\circ W$	50	10	990	1144	588	0.63	0.45	
	50	15	1366	1187	594	0.62	0.44	
$\phi > 40^\circ N$, $\lambda < 40^\circ W$	50	10	549	543	227	0.66	0.43	
	50	15	767	550	217	0.66	0.42	
$\phi < 40^\circ N$	50	10	1744	515	427	0.72	0.66	
	50	15	2324	500	449	0.69	0.65	

c) Periode 24.5.–9.6.1987

Δx	τ	N	r_u	b_u	r_v	b_v	Bemerkung
50	10	481	0.84	0.65	0.73	0.59	stationär; 17-Tagezeitraum
50	15	481	0.81	0.66	0.69	0.58	
50	∞	453	0.79	0.64	0.68	0.57	
100	10	481	0.82	0.54	0.70	0.50	
150	10	481	0.80	0.42	0.71	0.41	
150	∞	453	0.79	0.41	0.73	0.41	stationär; 17-Tagezeitraum

Tabelle 4.2: Vergleich der GEOSAT- mit Driftergeschwindigkeiten.

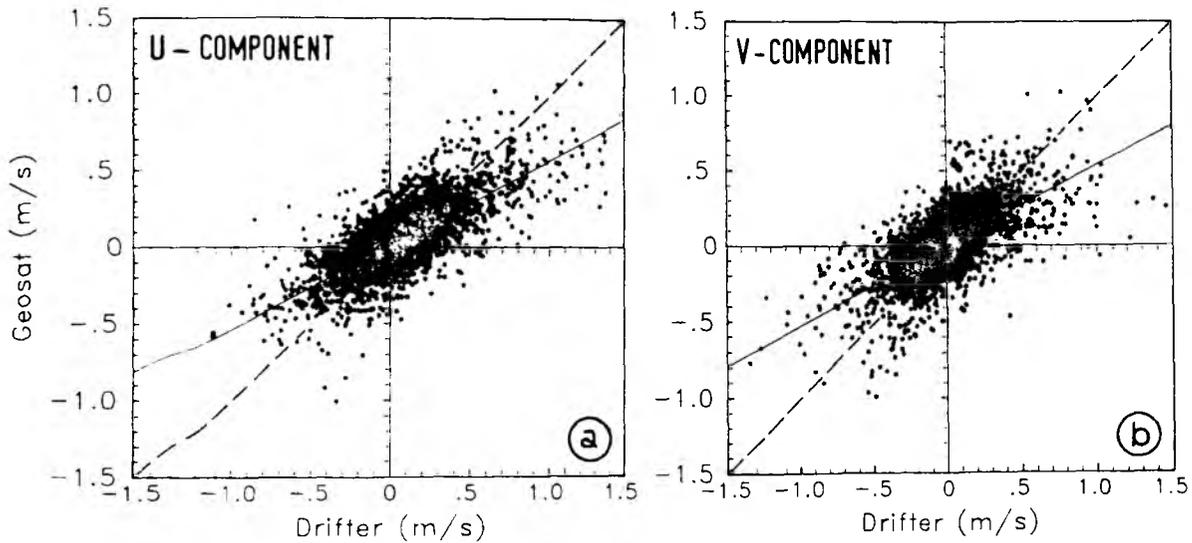


Abbildung 4.4: Streudiagramm (a) der zonalen und (b) der meridionalen Komponenten der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit aus der gesamten GEOSAT-Oberflächenauslenkung (siehe Abb. 4.3d), aufgetragen gegen die aktuelle Driftergeschwindigkeit für den Zeitraum März–Dezember 1987. Die jeweiligen Ausgleichsgeraden (durchgezogene Linien) ergeben Steigungen von $b_u = 0.52(\pm 0.01)$ und $b_v = 0.48(\pm 0.01)$ bei Korrelationen von $r_u = 0.72$ und $r_v = 0.69$. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Winkelhalbierenden.

$700 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. Unter der Annahme von Isotropie lassen sich hiermit auch quantitativ Übereinstimmungen mit Drifterbeobachtungen herleiten (LeTRAON et al., 1990; KELLY, 1991).

Andere Ursachen für Abweichungen zwischen GEOSAT- und Driftergeschwindigkeiten können grundsätzlich auch von einer ageostrophischen Komponente der Drifterdaten herrühren (Windeinfluß, Stokesdrift, Ekmanstrom), die in den geostrophischen GEOSAT-Geschwindigkeiten nicht enthalten sind. KRAUSS et al. (1989) schätzen Fehler der Driftergeschwindigkeit aufgrund von direktem Windeinfluß und Stokesdrift auf weniger als 2 cm/s . Da sich die Driftsegel in einer Tiefe von 100 m annähernd unterhalb der Ekmanngrenzschicht befinden, und der Einfluß von Trägheitsfrequenzen eliminiert wurde, folgen die Drifter daher annähernd der Wasserbewegung in dieser Tiefe, so daß man diese Fehlerquelle vernachlässigen kann. Unterschiede können prinzipiell auch von einer Phasenverschiebung des lokalen Beobachtungszeitpunktes beider Systeme aufgrund des Satellitenbahnschemas herrühren. Bei Berücksichtigung nur jener Wertepaare, für die der Schätzfehler kleiner als 60% ist, d.h. die zeitlich dicht zusammenfallen, ergeben sich jedoch nur geringfügig verbesserte Ergebnisse mit $b_u = 0.55$ und $b_v = 0.53$, bei Korrelationen von 0.75 und 0.67 .

Bemerkenswert ist die quantitative Abweichung der hier für den Zeitraum März-Dezember 1987 erhaltenen Resultate zu dem in WILLEBRAND et al. (1990) für den Zeitraum 24. Mai-9. Juni 1987 gezeigten Vergleich zwischen GEOSAT- und Drifterdaten. Dort wurden Steigungen der Ausgleichsgeraden von $b_u = 0.36$ und $b_v = 0.33$ gefunden, die bei Korrelationen von $r_u = 0.66$ und $r_v = 0.62$ wesentlich geringer als die hier dokumentierten sind. Zur Untersuchung möglicher Ursachen dieser Abweichungen soll im folgenden geprüft werden, ob (a) die Übereinstimmung der Datensätze zeitlichen oder räumlichen Fluktuationen unterliegt und (b) wie sensitiv obige Ergebnisse hinsichtlich der Parameterwahl während der Analyseprozedur sind. Zu berücksichtigen sind hierbei methodische Unterschiede: anders als in dieser Arbeit wurden GEOSAT-Daten in WILLEBRAND et al. (1990) über Perioden von 17 Tagen als stationär betrachtet; ferner wurden geostrophische Geschwindigkeiten über Distanzen von 150 km und auf einem regelmäßigen Gitter berechnet, das in der Regel nicht mit Drifterpositionen zusammenfiel. Aus Tabelle 4.2 ist ersichtlich, daß eine Vergrößerung der räumlichen Distanz zur Berechnung der geostrophischen Geschwindigkeit von hier 50 km auf 150 km zu glatteren Geschwindigkeitsfeldern und einer Reduzierung der Geschwindigkeitsvarianzen führt. Dabei sind die Ergebnisse bei $\Delta x = 150$ km denen von WILLEBRAND et al. (1990) vergleichbar (z.B., $r_u = 0.71$, $b_u = 0.36$).

Abb. 4.5a und 4.5b zeigt eine Zeitreihe der Korrelationen zwischen den U- und V-Komponenten der GEOSAT- und Driftergeschwindigkeiten, die jeweils über Intervalle von 15 Tagen aus Analysen berechnet wurden, die mit unterschiedlichen Korrelationszeiten von $\tau = 10$ und $\tau = 15$ Tagen geschätzt wurden. Die Anzahl der dabei zugrundeliegenden Wertepaare ist in Abb. 4.5c aufgetragen. Hierbei spiegelt die Abnahme der zugrundeliegenden Wertepaare von ca. 350 pro Zeitintervall auf unter 20 zwischen Tag 150 und Tag 350 die abnehmende Verfügbarkeit der Drifterdaten aufgrund von Segelabrissen oder ähnlicher Probleme wider. Allgemein lassen sich Variationen der Korrelation von 0.05-0.1 über Perioden von ca. 60 Tagen erkennen, die jedoch auf dem 95%-Niveau nicht signifikant sind. Für den Zeitraum zwischen Tag 250 und Tag 300 kann eine hohe Datenausfallsrate der GEOSAT-Beobachtungen als mögliche Ursache einer geringeren Übereinstimmung genannt werden. Abb. 4.5 verdeutlicht, daß keine saisonalen Unterschiede in der Übereinstimmung zwischen GEOSAT- und Drifterdaten zu verzeichnen sind. Eine Saisonalität könnte hierbei z.B. durch den Fehler der Feuchtekorrektur erwartet werden, da wegen des erhöhten Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre in den Sommermonaten ein größerer Fehler der FNOC-Abschätzungen gegeben ist. Die in Abb. 4.5 gezeigten Ergebnisse stützen die Annahme, daß der Fehler der Feuchtekorrektur keinen ernsten Einfluß auf die Analyse des mesoskaligen

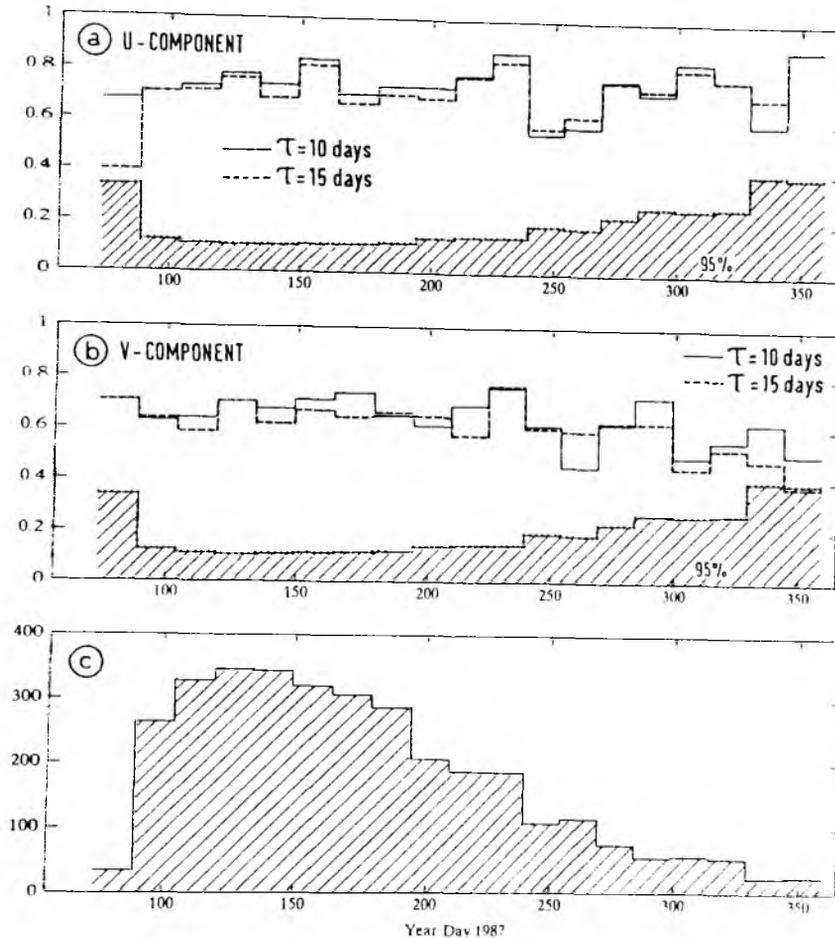


Abbildung 4.5: Korrelation der GEOSAT- und Drifterbeobachtungen über jeweils 15-tägige Zeiträume für (a) die U-Komponenten und (b) die V-Komponenten beider Datensätze. Durchgezogene und gestrichelte Linien basieren auf Schätzungen der GEOSAT-Felder mit jeweils $\tau = 10$ und $\tau = 15$ Tagen. In (c) ist die Anzahl der verwendeten Wertepaare für 15-Tagezeiträume aufgetragen.

Ozeansignals in mittleren und hohen Breiten darstellt. Nicht signifikant sind auch die Unterschiede, die von einer Variation der Korrelationszeit zwischen 10 und 15 Tagen bei der Analyse der GEOSAT-Felder herrühren. Es ergibt sich jedoch die Tendenz zu besseren Ergebnissen bei Verwendung von $\tau = 10$ Tagen. Aus Tabelle 4.2 geht hervor, daß dieses Ergebnis am augenscheinlichsten in der unmittelbaren Umgebung der Golfstromausläufer in der Region nördlich von 40°N und westlich von 40°W ist. Die großen rms-Geschwindigkeitsdifferenzen von 25 cm/s und die relativ geringe Steigung der Ausgleichsgeraden deuten darauf hin, daß die oben diskutierten Unterschiede der Wellenzahl-Frequenzcharakteristiken beider Datensätze am ausgeprägtesten in dieser Region kleiner Raum- und Zeitskalen in Erscheinung tritt. Anders in der südlich

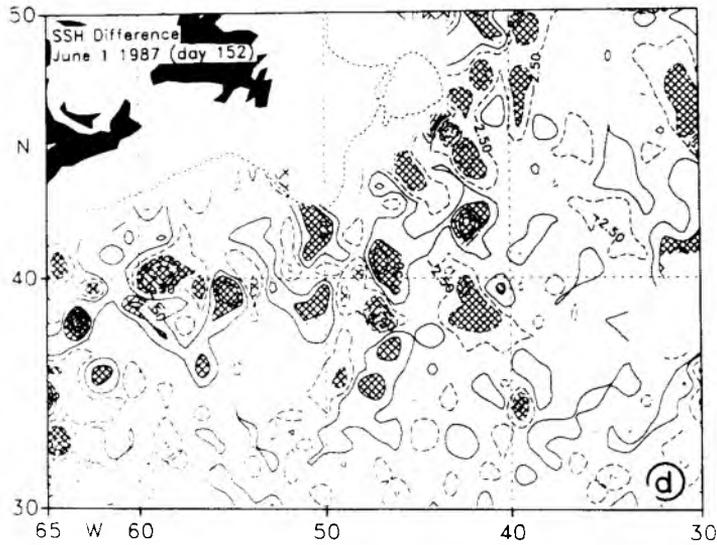


Abbildung 4.6: Differenzkarte der Oberflächentopographie aus GEOSAT-Daten, die mit $\tau = 10$ Tage, bzw. über einen 17-Tagezeitraum (25.5.–9.6.1987) mit $\tau = \infty$ geschätzt wurde. Das Konturintervall ist 5 cm und Differenzbeträge > 7.5 cm wurden gerastert.

von 40°N gelegenen Region des Subtropenwirbels, wo rms-Differenzen der Geschwindigkeiten 16 cm/s betragen. Hier repräsentieren GEOSAT-Analysen etwa 70% (u), bzw. 80% der beobachteten Varianzen bei entsprechend hohen Werten der Korrelation ($r_u = 0.78, r_v = 0.72$) und der Steigung der Ausgleichsgeraden ($b_u = 0.64, b_v = 0.66$).

Für einen direkten Vergleich mit den Resultaten aus WILLEBRAND et al. (1990) wurden in Tabelle 4.2c die Ergebnisse einer Parameterstudie gesondert für den Zeitraum 24. 5.–9. 6. 1987 aufgeführt. Hierbei wurden sowohl räumliche Skalen zur Ableitung der geostrophischen Geschwindigkeit, als auch zeitliche Korrelationsskalen der objektiven Analyse unter Berücksichtigung der Parameter von WILLEBRAND et al. (1990) variiert. Abb. 4.5 ist zu entnehmen, daß sich dieser Zeitraum durch eine relativ gute Übereinstimmung der Satelliten- und Drifterbeobachtungen auszeichnete. Für diese Periode ergeben sich (mit $\tau = 10$ Tage) Steigungen der Ausgleichsgeraden von $b_u = 0.65$ und $b_v = 0.59$ bei Korrelationen von $r_u = 0.84$ und $r_v = 0.73$. Dahingegen führen GEOSAT-Geschwindigkeiten, berechnet über 150 km Distanzen, auf Werte von $b_u = 0.42$ und $b_v = 0.41$. Die Berechnung der Geschwindigkeiten über diese Distanz kommt einer Glättung der GEOSAT-Beobachtungen über die Korrelationsskala von $\lambda = 100$ km hinaus gleich. Die Annahme von stationären Beobachtungen während der betrachteten Periode bewirkt eine weitere Glättung und verringert die quantitative Übereinstimmung geringfügig. Dennoch führt ein Vergleich beider Datensätze auch

dann zu quantitativen Übereinstimmungen, wenn man jeweils nur das Signal auf Skalen oberhalb von 150 km vergleicht. Hierfür ergibt sich ein Wert von $b_u = 0.93$, der bei einer Korrelation von $r_u = 0.81$ dicht an dem idealen Wert liegt (WILLEBRAND et al., 1990).

Die Differenz zwischen SSH-Feldern, die mit $\tau = 10$ Tagen, bzw. über einen Zeitraum von 17 Tagen mit $\tau = \infty$ (stationär) geschätzt wurden, ist in Abb. 4.6 gezeigt. Während die mittlere rms-Differenz über die gesamte Region 5.5 cm beträgt, können Extrema von -25 cm und +30 cm nahe des Golfstromes und des NAC beobachtet werden. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit LeTRAON et al. (1990), welche dokumentieren, daß die Korrelation der GEOSAT-Beobachtungen von aufeinanderfolgenden Wiederholungsperioden in der genannten Region aufgrund der kurzen dynamischen Skalen weniger als 40% beträgt.

4.2 Vergleich mit hydrographischen Beobachtungen

Für einen Vergleich der GEOSAT-Daten mit hydrographischen Beobachtungen stehen zwei Datensätze aus dem westlichen und östlichen Nordatlantik zur Verfügung (siehe Tabelle 4.1). Der Vergleich der Altimetrie mit der Anomalie des Geopotentials aus den hydrographischen Daten wird im folgenden für die beiden Regionen getrennt durchgeführt.

4.2.1 Vergleich entlang hydrographischer Schnitte im Nordwestatlantik

Die in Abb. 4.7 gezeigten drei hydrographischen Schnitte zwischen den Azoren (AZ), den 'Grand Banks' (GB) und Bermuda (BE) wurden von KRAUSS et al. (1990) im Frühjahr 1987 während des Zeitraumes 15.-22. März (S 1), 22. März-3. April (S 2) und 5.-25. April (S 3) vermessen. Ebenfalls gezeigt ist in Abb. 4.7 die aktuelle Verteilung der GEOSAT-Beobachtungen während der hydrographischen Expedition.

Für den Vergleich der altimetrischen Oberflächenauslenkung mit der hydrographischen dynamischen Topographie 50/1500 dbar entlang der Schnitte S1-S3 wurden SSH-Anomalien raum-zeitlich auf den Stationspositionen und synchron zu den hydrographischen Messungen analysiert. Ergebnisse sind in Abb. 4.8 als absolute Oberflächen-topographie (durchgezogene Linie) zusammen mit den hydrographischen Ergebnissen (gestrichelte Linie) aufgetragen. Hierbei wurde erneut die klimatologische dynamische Topographie 50/1500 dbar als Näherung des fehlenden Hintergrundfeldes verwendet

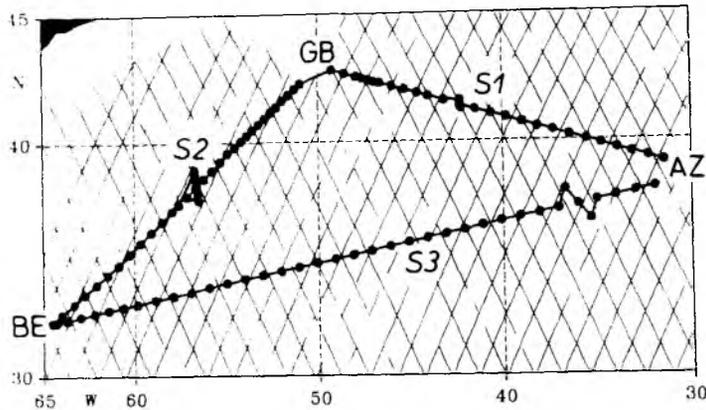


Abbildung 4.7: *Hydrographische Schnitte zwischen den Azoren (AZ), den 'Grand Banks' (GB) und Bermuda (BE), auf denen hydrographische Daten vom 15.3 bis 20.4 1987 gemessen wurden (KRAUSS et al., 1989). Stationspositionen sind durch Punkte markiert. Ebenfalls gezeigt ist die GEOSAT-Datenabdeckung während dieser Vermessungsperiode.*

(gepunktete Linie). Gemäß der in KRAUSS et al. (1990) dokumentierten hydrographischen Struktur, ist in allen drei Schnitten die Neigung der Oberfläche aufgrund der großskaligen Zirkulation zu finden, wie sie durch die Klimatologie in geglätteter Form wiedergegeben wird. Die Lage des NAC ist in S1 und S2 deutlich durch die starke Neigung der Oberfläche bei 1500 km in Abb. 4.8a und bei 1200 km in Abb. 4.8b gekennzeichnet. Dem großskaligen Trend überlagert ist das Signal der mesoskaligen Variabilität aufgrund von Wirbeln und Mäandern, dessen Amplituden (zwischen 10–50 cm) und Wellenlängen räumlich stark variieren.

Der Vergleich der Altimetrie mit den hydrographischen Beobachtungen belegt eine allgemeine Übereinstimmung zwischen beiden Beobachtungsmethoden sowohl hinsichtlich der Amplituden als auch der Skalen mesoskaliger Anomalien. Allerdings geben die GEOSAT-Beobachtungen, durch die Analyse bedingt, das Wirbelfeld in stark geglätteter Form wieder. Die Übereinstimmung ist am augenscheinlichsten entlang S 3 (Abb. 4.8c); dort beträgt die rms-Differenz zwischen Hydrographie und Altimetrie 5 cm (siehe Tabelle 4.3). Sie ist bei einer rms-Differenz von 14 cm weniger gut entlang S 2 (Abb.4.8b), wo Strukturen unterhalb der Korrelationsskala (z.B. bei 1300 km) nahezu geglättet wurden. Ausgeprägte Differenzen treten in Abb. 4.8a auf. Die rms-Differenz beträgt hier 10 cm; nahe der Lage des NAC nördlich von 1100 km sind jedoch Abweichungen von mehr als 20 cm zu beobachten. Hier weicht die CSSH nur unwesentlich von der Klimatologie ab, während die Hydrographie eine Depression bei 1200 km

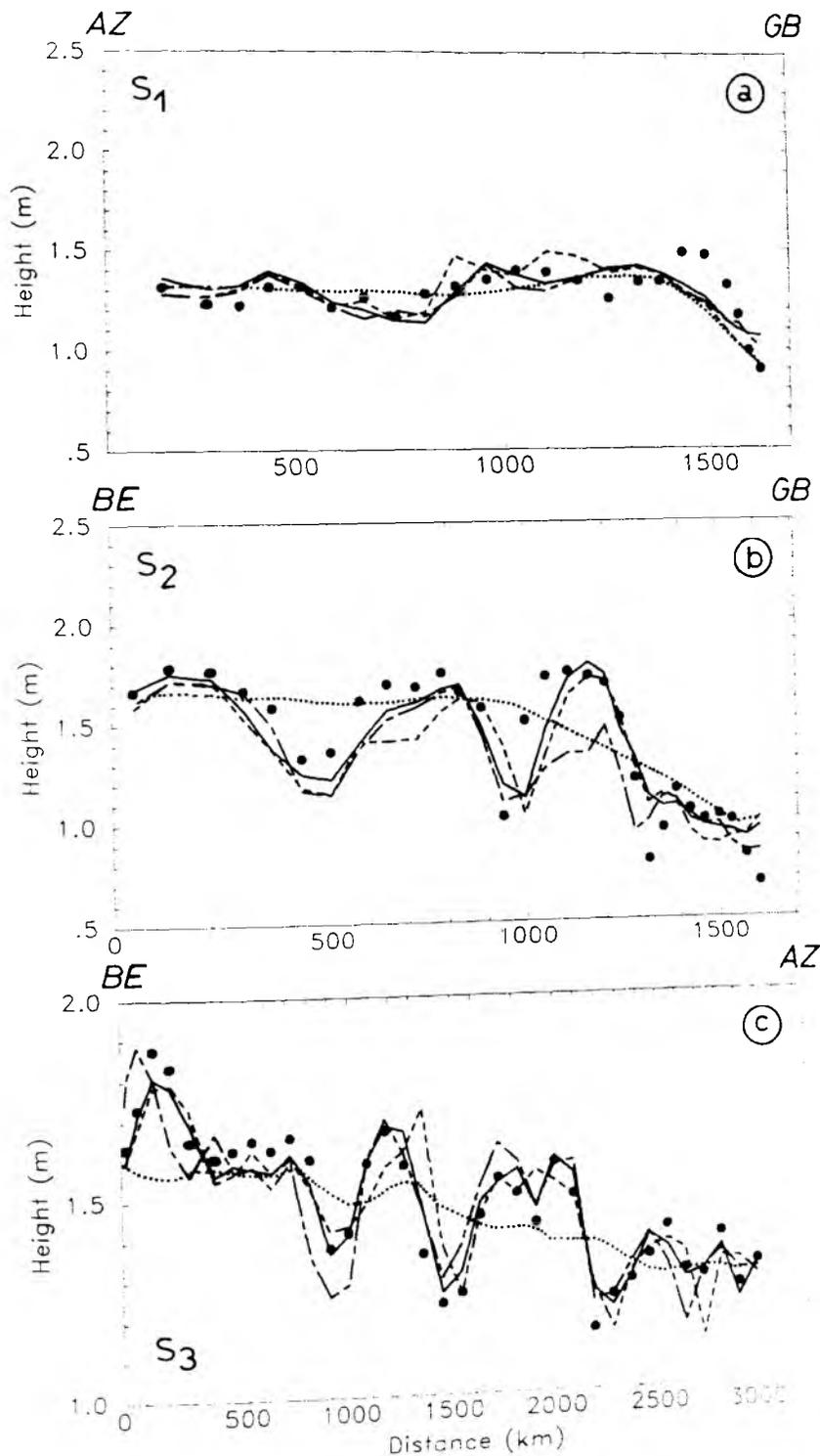


Abbildung 4.8: Dynamische Topographie 50/1500 dbar (ausgefüllt Punkte) und die gesamte Oberflächenauslenkung der Altimetrie und Klimatologie entlang der in Abb. 4.7 gezeigten Schnitte (a) S1, (b) S2 und (c) S3 zwischen den Azoren, den 'Grand Banks' und Bermuda. Hierbei stellt die durchgezogene Linie objektive Analysen mit $\lambda = 100$ km und $\tau = 10$ Tagen dar, die simultan zur Hydrographie an den Stationspositionen geschätzt wurde. Dagegen kennzeichnen die kurz und lang-kurz gestrichelten Linien solche Schätzungen, die über 17-Tagezeiträume mit $\tau = \infty$ erhalten wurden, die jeweils auf den Beginn und das Ende jedes Schnittes zentriert waren. Die gepunktete Linie stellt die Klimatologie 50/1500 dbar aus ROBINSON et al. (1979) Daten dar.

a) Statistik der Hydrographie und der Altimetrie (siehe Abb. 4.8)

Schnitt	$\langle \cdot \rangle$ (m)	$\sigma(\cdot)$ (m)	Min. (m)	Max. (m)	rms Δ (cm)	r
S1, Hydrographie	1.28	0.13	0.90	1.49	-	-
Geosat, synoptisch	1.29	0.12	1.08	1.44	10.1	0.68
Geosat, Start (Tag74)	1.30	0.16	0.93	1.55	10.9	0.72
Geosat, Mitte (Tag77)	1.27	0.13	0.99	1.44	10.1	0.69
Geosat, Ende (Tag80)	1.28	0.11	1.02	1.44	10.1	0.66
Klimatologie	1.27	0.13	0.93	1.38	10.6	0.59
S2, Hydrographie	1.37	0.34	0.68	1.79	-	-
Geosat, synoptisch	1.34	0.29	0.92	1.80	14.3	0.90
Geosat, Start (Tag80)	1.35	0.27	0.91	1.75	18.6	0.84
Geosat, Mitte (Tag86)	1.31	0.27	0.88	1.76	15.8	0.89
Geosat, Ende (Tag92)	1.31	0.27	0.89	1.78	16.4	0.88
Klimatologie	1.47	0.29	0.88	1.76	21.0	0.71
S3, Hydrographie	1.48	0.18	1.16	1.88	-	-
Geosat, synoptisch	1.53	0.17	1.27	1.86	4.7	0.97
Geosat, Start (Tag92)	1.53	0.17	1.19	1.85	9.0	0.87
Geosat, Mitte (Tag104)	1.54	0.18	1.28	1.93	7.7	0.90
Geosat, Ende (Tag111)	1.53	0.19	1.22	1.94	9.6	0.86
Klimatologie	1.59	0.15	1.38	1.78	12.3	0.75

b) Korrelation und Steigung der Ausgleichsgeraden SSH-Hydrographie

τ (Tage)	global		S1		S2		S3	
	r	b	r	b	r	b	r	b
5	0.90	0.91	0.64	0.59	0.90	0.67	0.94	0.83
10	0.90	1.0	0.68	0.52	0.90	0.78	0.97	0.90
15	0.89	0.99	0.67	0.60	0.89	0.76	0.97	0.88

Tabelle 4.3: Vergleich der GEOSAT-Beobachtungen mit hydrographischen Schnitten.

und einen stark gebündelten NAC nahe 1500 km erkennen läßt. Ursachen für diese Abweichungen können nicht eindeutig belegt werden. Möglich ist, daß permanente Phänomene wie die oben erwähnte antizyklonale Hochdruckzelle nahe der betrachteten Position (MANN, 1967; CLARKE et al., 1980) nicht hinreichend durch die geglättete Klimatologie repräsentiert wird. Andererseits existieren in dieser, durch extreme zeitliche Veränderlichkeit gekennzeichneten Region keine GEOSAT-Beobachtungen, die näher als ± 5 Tage an die Hydrographie heranreichen. Daher erscheint es plausibler, daß die Altimeterbeobachtungen hier keine gute Näherung der schnell variierenden Oberflächenauslenkung darstellen. Es sei darauf hingewiesen, daß es prinzipiell Unterschiede zwischen der dynamischen Topographie relativ zu einer festen (und nicht notwendigerweise bewegungsfreien) Bezugsfläche und der aktuellen SSH gibt. Es ist aber eher unwahrscheinlich, daß durch diesen Unterschied Differenzen von bis zu 20 cm auftreten können.

Zur Demonstration der raschen Veränderlichkeit der Oberflächenauslenkung in der Golfstromregion ist in Abb. 4.8 die SSH-Analyse eingezeichnet, die sich jeweils für 17-tägige Perioden ergab, welche als stationär betrachtet und auf den Beginn (kurz gestrichelt) und das Ende der Schnitte (lang gestrichelt) zentriert waren. Es lassen sich deutliche Abweichungen dieser Kurven von der synoptischen Schätzung erkennen, die nahe der Stromachse bis zu 40 cm betragen (Abb. 4.8b); hierbei liegen Differenzen der stationären Schätzung zur Hydrographie allgemein über denjenigen der synoptischen Analysen (siehe Tabelle 4.3). Für S 3 ergeben sich Abweichungen der stationären Analysen, zentriert jeweils auf den Anfangs-, Mittel- und Endzeitpunkt der Schnittvermessung von 9.0, 7.7 und 9.6 cm gegenüber 4.7 cm aus der synoptischen Schätzung. Eine gemeinsame Analyse der GEOSAT- und Drifterdaten führte zu einem leicht verbesserten Wert von 6.5 cm (WILLEBRAND et al., 1990).

Bemerkenswert ist die westwärtige Phasenausbreitung einzelner Wirbelstrukturen, die entlang des annähernd zonal verlaufenden Schnittes 3 zu beobachten ist (Abb. 4.8c). In Übereinstimmung mit Abb. 5.19 ergibt sich aus der Verlagerung der Wirbelstrukturen zwischen dem Beginn und dem Ende der Vermessungen eine westwärtige Geschwindigkeit von ca. 4 cm/s. Dieser Wert ist der Phasengeschwindigkeit von baroklinen Rossbywellen bei Anwesenheit einer westwärtigen Geschwindigkeit des rezirkulierenden Hintergrundfeldes vergleichbar.

Ein Streudiagramm der GEOSAT-CSSH, aufgetragen gegen die hydrographische dynamische Topographie 50/1550 dbar, ist in Abb. 4.9a für die Daten aller Schnitte gezeigt. Die Regressionsgerade führt auf eine Steigung von $b = 1$ bei einer Korrelation von 0.91. Das Ergebnis verbessert sich entlang Schnitt 3 (Abb. 4.9b); hier ergibt sich eine

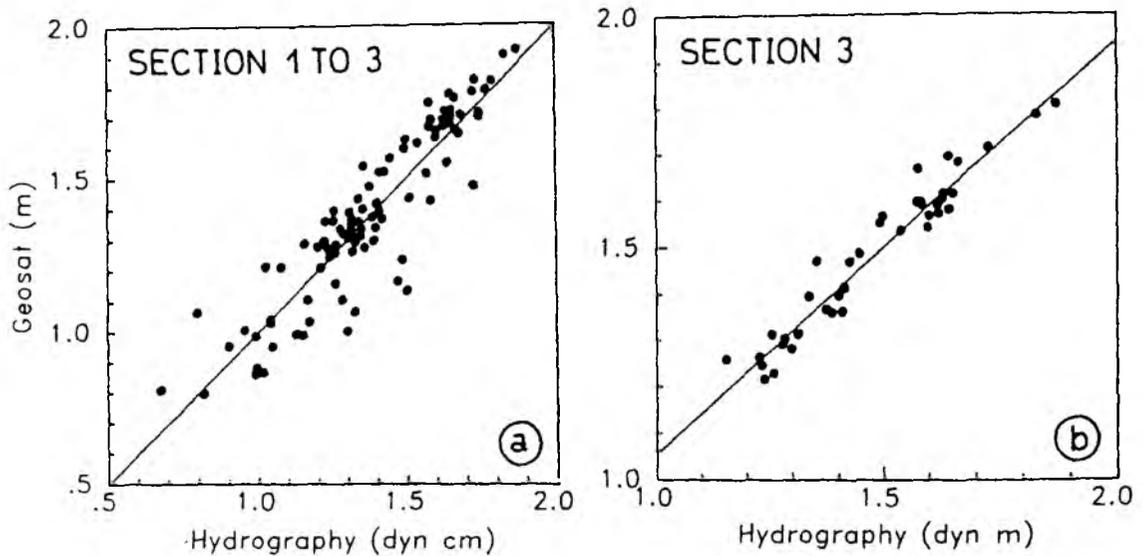


Abbildung 4.9: Streudiagramm der synoptischen Schätzung der gesamten SSH gegen die dynamische Topographie 50/1500 dbar aus Abb. 4.8 (a) bei Verwendung aller Daten und (b) nur der Werte entlang Schnitt 3. Die Steigungen der Ausgleichgeraden betragen für (a) $b=1.0$ und (b) $b=0.9$ bei Korrelationen von (a) $r=0.9$ und (b) $r=0.97$.

geringfügig flachere Ausgleichsgerade ($b=0.89$) bei einer Korrelation nahe des idealen Wertes ($r=0.97$). (Unterschiede der jeweiligen Mittelwerte wurden in Abb.4.9 korrigiert.) Tabelle 4.3a ist zu entnehmen, daß die CSSH gegenüber der RBS-Klimatologie zu einer deutlich verbesserten Übereinstimmung mit der Hydrographie entlang aller Schnitte führt. Für Schnitt 3 ergibt sich eine um 0.2 höhere Korrelation und eine Reduzierung der rms-Differenz von 12 cm auf 5 cm.

Die bisherigen Ergebnisse der synoptischen Schätzungen basieren auf der Annahme einer Dekorrelationszeit von $\tau = 10$ Tagen. Für eine Sensitivitätsstudie wurden Vergleiche zwischen GEOSAT-Analysen und der dynamischen Topographie in Abhängigkeit von τ erstellt, deren Ergebnisse in Tabelle 4.3b zusammengefaßt sind. Obwohl die Unterschiede nicht signifikant sind, ergeben sich in Übereinstimmung mit den früheren Vergleichen mit Drifterdaten beste Resultate bei einer Wahl von $\tau = 10$ Tagen.

4.2.2 Vergleich mit hydrographischen Daten im Iberischen Becken

Im März 1988 wurde ein hydrographisches Feldexperiment im Iberischen Becken von KÄSE et al. (1989) durchgeführt. Diese Region zeichnet sich unter anderem durch

den Einfluß des Mittelmeerwasserausstromes aus; hierdurch entstehen Linsen von salzreichem, warmen Mittelmeerwasser, die durch Absinken in ihr entsprechendes Dichtenniveau und anschließendem Anpassungsprozeß einen antizyklonalen Rotationssinn erhalten (BRYDEN und STOMMEL, 1984). Mittelmeerwasserlinsen befinden sich etwa zwischen 800 m und 1500 m Tiefe mit Kern in ca. 1000 m. Eine weitere Hypothese zur Entstehung dieser sogenannten „Meddies“ wurde von KÄSE et al. (1989) gegeben. Die Autoren zeigten anhand numerischer Studien, daß ein baroklin instabiler Strahlstrom von Mittelmeerwasser entlang des Portugiesischen Schelfs ebenfalls zur Bildung von Meddies führen kann. Ziel des Feldexperimentes von KÄSE et al. (1989) war es, eine aktuelle Verteilung von Meddies und deren typische Skalen zu kartieren, um zu einem geeigneten Anfangszustand für numerische Studien zu gelangen. Hierzu wurden hydrographische Daten an 67 Stationen auf einem hochaufgelösten Stationsnetz mit typischen Stationsabständen von weniger als 60 km in dem Zeitraum zwischen dem 4. und 24. März 1988 vermessen. In Bereichen erhöhter Variabilität wurde ein engerer Stationsabstand gewählt. Das Expeditionsgebiet erstreckte sich bei einer mittleren Wassertiefe von ca. 4500 m über 7° Länge und 8° Breite nördlich von Madeira. Abb. 4.10d zeigt das Stationsnetz des Experimentes zusammen mit der Altimeterdatenbedeckung während des Expeditionszeitraumes. Auffällig sind Bereiche, in denen aufgrund von Datenausfällen eine ungewöhnlich niedrige Abdeckung der GEOSAT-Beobachtungen vorlag. Wie in Kap. 3 dargelegt, ist ein erhöhter Datenausfall typisch für diese Region, die sich darüber hinaus durch eine, im Vergleich zum übrigen Nordatlantik, niedrige Oberflächenvariabilität auszeichnet (siehe Abb. 5.1). Die niedrige Qualität der Altimeterdaten aufgrund der hohen Ausfallsrate und das niedrige Signal/Rauschverhältnis stellen somit für die Altimetrie im Iberischen Becken kritische Bedingungen dar.

Die beobachteten Oberflächenstrukturen aus hydrographischen Daten sind in Abb. 4.10a als dynamische Topographie der Schicht 50 m relativ zu einem unterhalb des Mittelmeerwassers gelegenen Niveau in 3000 m Tiefe abgebildet. Das Feld wurde durch objektive Analyse der Stationsdaten unter Verwendung einer Korrelationslänge von $\lambda = 100$ km und einem Datenfehler von 15% der Prozeßvarianz erstellt. Anders als für GEOSAT-Daten wurden die hydrographischen Beobachtungen als zeitgleich gemessen betrachtet. Die Anwesenheit mehrerer zyklonaler und antizyklonaler Wirbel im Bereich des nördlichen Canarenbeckens und des Iberischen Beckens ist klar erkennbar, welche bei Skalen von 200 km im Zusammenhang mit einer mäandrierenden Azorenfront bei ca. 35°N stehen. Das Aufspalten der Thermokline in zwei Tiefenbereiche verdeutlicht, daß die mesoskaligen Oberflächenstrukturen überwiegend durch Bewegungsvorgänge in tiefen Schichten zwischen 500 und 3000 dbar bestimmt werden (Abb. 4.10c), während

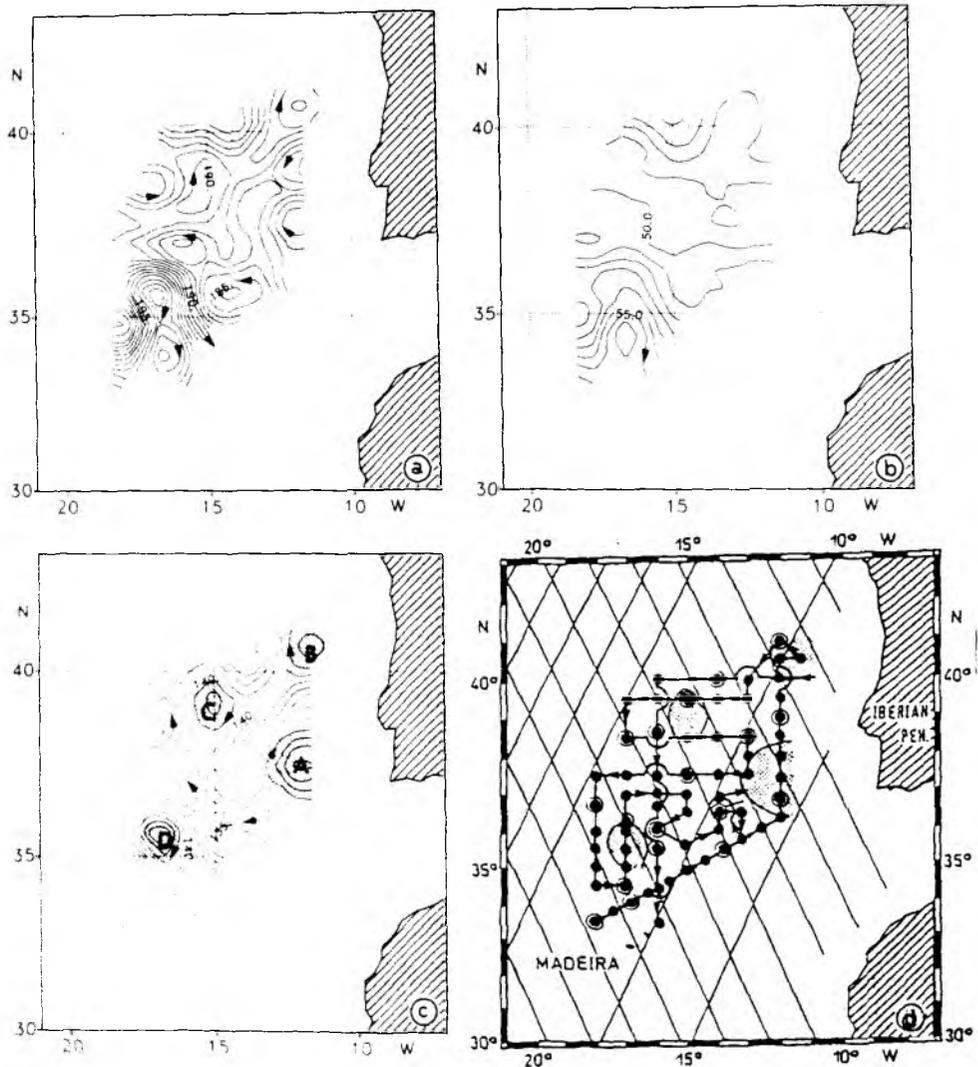


Abbildung 4.10: Dynamische Topographie aus hydrographischen Beobachtungen, die vom 4.3–26.3. 1988 auf einem wirbelauflösenden Stationsnetz vermessen wurden (KÄSE et al., 1989). Das Stationsnetz ist in (d) zusammen mit der aktuellen GEOSAT-Datenabdeckung während der Expedition dargestellt. (a)–(c) zeigen die Analysen der dynamischen Topographie (a) 50/3000 dbar, (b) 50/500 dbar und (c) 50/3000 dbar, die mit $\lambda = 100$ km bei einem angenommenen Messfehler von 15% auf einem regelmäßigen Gitter geschätzt wurden. Das Konturintervall ist in allen Karten 1 dyn cm. Zyklonale und antizyklonale Wirbel sind in (a) durch ihren Rotationssinn angedeutet. Die in (c) und (d) durch „A“–„D“ markierten antizyklonalen Wirbel korrespondieren mit rotierenden Mittelmeerwasserlinsen (Meddies).

die dynamische Topographie 50/500 dbar (Abb. 4.10b) annähernd eine meridional geneigte Fläche ohne ausgeprägte Wirbelstruktur ergibt. Positive Anomalien >4 dyn cm sind hier nur im Bereich der oberflächennahen Azorenfront zu verzeichnen. Wie in KÄSE et al. (1989) diskutiert, befinden sich unter den Wirbeln mehrere, in Abb. 4.10c markierte, antizyklonale Strukturen, die aufgrund ihrer anomal hohen Temperatur- und Salzgehaltswerte und ihrer Geschwindigkeitsmaxima in Tiefenbereichen zwischen 800 und 1000 dbar als Meddies identifiziert wurden.

Für einen Vergleich der Altimetrie mit den hydrographischen Daten wurden wie im westlichen Nordatlantik objektive Analysen der GEOSAT SSH-Anomalien zeitgleich zur Hydrographie und an den jeweiligen Positionen erstellt. Wegen des geringen Signal/Rauschverhältnisses wurde hierbei jedoch ein höherer Fehleranteil von $e=50\%$ zugrunde gelegt. Um auch hier systematische Differenzen aufgrund von permanenten Strukturen zu reduzieren, die im Iberischen Becken durch den Verlauf der Azorenfront und durch den Portugalstrom gegeben sind, wurde erneut die klimatologische dynamische Topographie 50/1500 dbar als Näherung der mittleren Zirkulation verwendet. Die Tatsache, daß hier statt der Klimatologie 50/3000 dbar die Klimatologie 50/1500 dbar als Näherung des Hintergrundfeldes verwendet wurde, deutet an, daß die Klimatologie nicht mit dem tatsächlichen mittleren Feld im Ostatlantik übereinstimmt. Im Vergleich zu einem tiefer gelegenen Referenzniveau führte die Klimatologie 50/1500 dbar jedoch zu besten Ergebnissen. Abb. 4.11 zeigt einen Vergleich der GEOSAT-Daten mit den hydrographischen Beobachtungen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Das Streudiagramm der SSH gegen die Hydrographie 50/3000 dbar (Abb. 4.11a) zeigt einen signifikanten Zusammenhang zwischen beiden Datensätzen. Die rms-Differenz beträgt 3 cm und die Ausgleichsgerade weist eine Steigung von $0.69 (\pm 0.1)$ bei einer Korrelation von 0.73 auf. (Die in Abb. 4.11a gezeigten Werte stellen die Abweichungen von den jeweiligen Mittelwerten dar.) Unterschiede rühren besonders von der oberflächennahen Schicht her, in der die Hydrographie im Zusammenhang mit der Azorenfront kleinskalige Strukturen aufweist, die in den geglätteten Altimeteranalysen nicht enthalten sind. Deshalb ist in Abb. 4.11b ein Vergleich zwischen der SSH (unter Verwendung der dynamischen Topographie 500/1500 dbar) mit der Hydrographie 500/3000 dbar gezeigt; der Ausschluß der oberflächennahen Schicht führt zu einer verbesserten Übereinstimmung der Wirbelstrukturen. Die signifikante Übereinstimmung der Altimeterdaten mit der Hydrographie des Iberischen Beckens ist insofern bemerkenswert, als sie zeigt, daß Satellitenaltimetrie auch entfernt von Randstromregionen in Gebieten mit erhöhter Datenunsicherheit zur Beobachtung von Ozeanstrukturen eingesetzt werden kann.

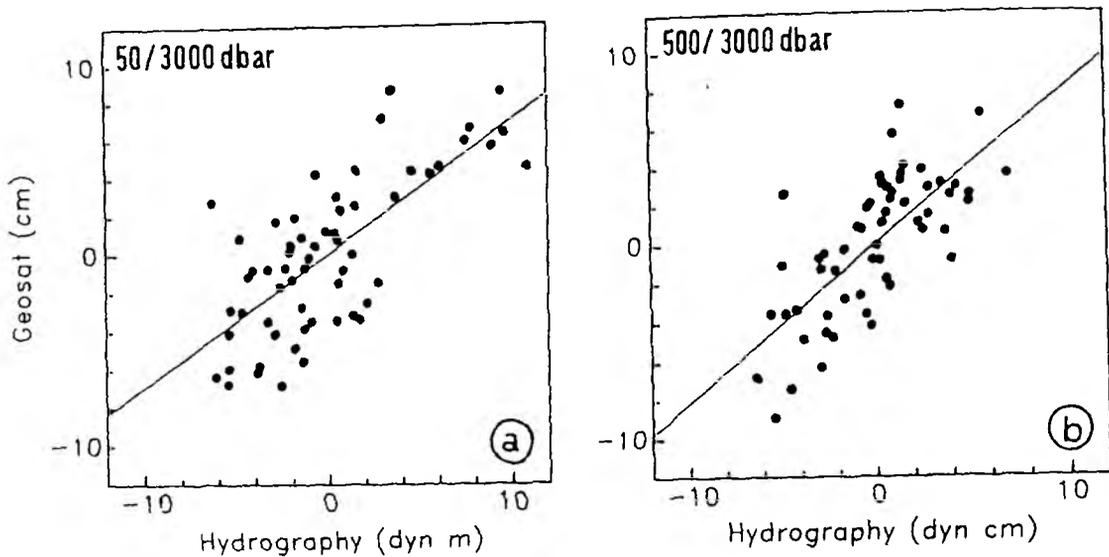


Abbildung 4.11: (a) Streudiagramme der gesamten Oberflächenauslenkung gegen die dynamische Topographie 50/3000 dbar (Abb. 4.10). Die GEOSAT-Daten wurden simultan zur Hydrographie an den Stationspositionen mit $\lambda = 100$ km und $\tau = 15$ Tagen geschätzt. Die Neigung der Ausgleichsgeraden ist $b=0.69 (\pm 0.12)$ bei einer Korrelation von $r=0.73$. (b) Wie in (a), jedoch für die Wasserschicht unterhalb von 500 dbar. Hierbei sind $b=0.81 (\pm 0.17)$ und $r=0.71$.

Ein zweidimensionales Feld der SSH-Anomalien ist in Abb. 4.12a für den 18. März 1988 gezeigt, das sich auf den mittleren Zeitpunkt der Expedition bezieht. Das Feld ist durch verschiedene positive und negative Anomalien dominiert, die mit maximalen Amplituden von 6 cm und Skalen von 200–400 km mit zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln und mit der mäandrierenden Azorenfront korrespondieren. Der Vergleich mit Abb. 4.12 zeigt eine generelle Übereinstimmung der SSH-Felder mit den hydrographischen Beobachtungen, sowohl hinsichtlich der Amplituden und Skalen der Strukturen als auch hinsichtlich ihrer Lage. Dies gilt insbesondere für die vier positiven, mit „A“ bis „D“ gekennzeichneten Wirbel, die aufgrund der hydrographischen Beobachtungen als Oberflächensignal von Meddies interpretiert werden können. Eine genauere Betrachtung läßt jedoch Differenzen zur Hydrographie erkennen. So ist z.B. die Position von Struktur „C“ gegenüber den in-situ Messungen in Abb. 4.12 um ca. 50 km nach Südwesten verschoben. Als Grund hierfür kann das Satellitenbahnschema angeführt werden, das in diesem Fall keine Beobachtungen an der tatsächlichen Meddie-Position lieferte (siehe Abb. 4.10). Zu Unterschieden können darüber hinaus auch die von-

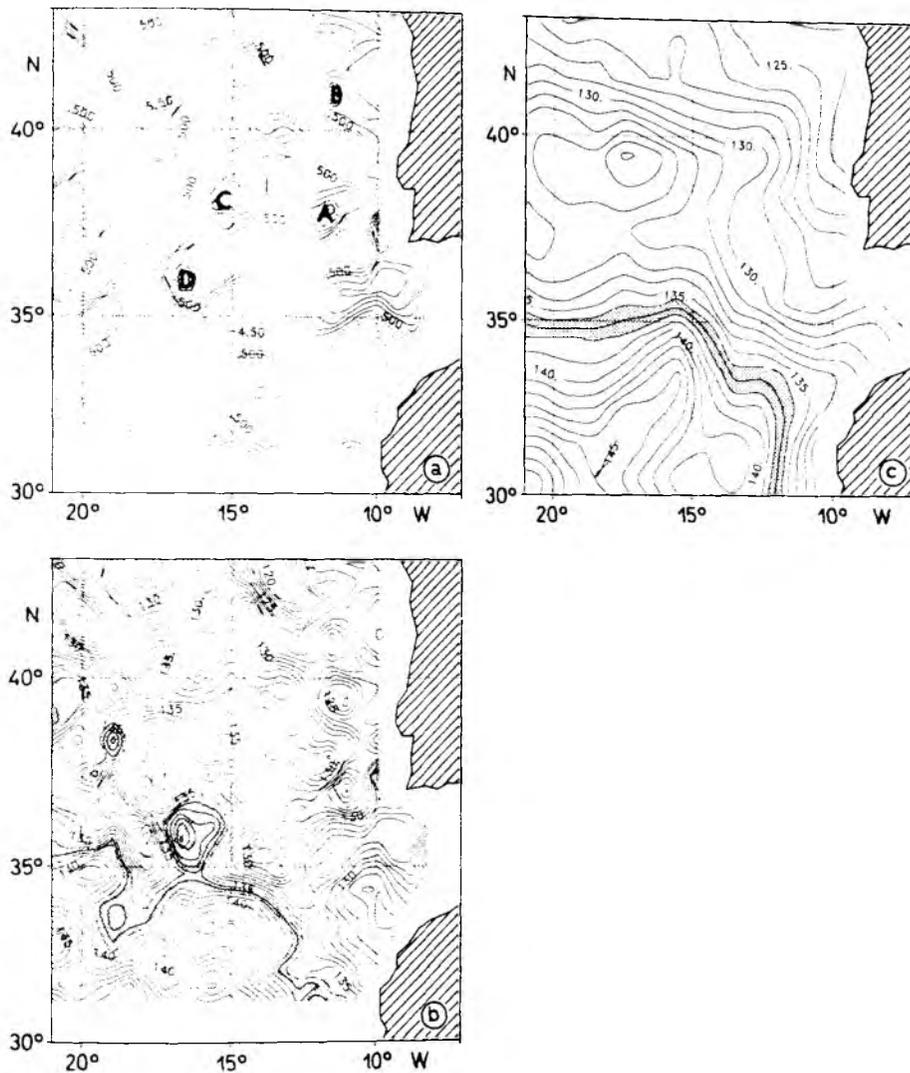


Abbildung 4.12: (a) Objektive Analysen der GEOSAT SSH-Anomalien, die mit den Parametern $\lambda = 100$ km und $\tau = 15$ Tage bei einem angenommenen Datenfehler von $e=50\%$ für den mittleren Zeitpunkt der hydrographischen Expedition am 18. März 1988 geschätzt wurde. Das Konturintervall beträgt 1 cm. Die mit „A“–„D“ aus Abb. 4.10a korrespondierenden Strukturen wurden gepunktet. (b) Die gesamte Oberflächenauslenkung aus SSH-Anomalien und der in (c) gezeigten Klimatologie 50/1500 dbar. Regionen mit Werten zwischen 136–138 cm wurden gepunktet, um den Einfluß der SSH-Anomalien auf die Klimatologie zu verdeutlichen.

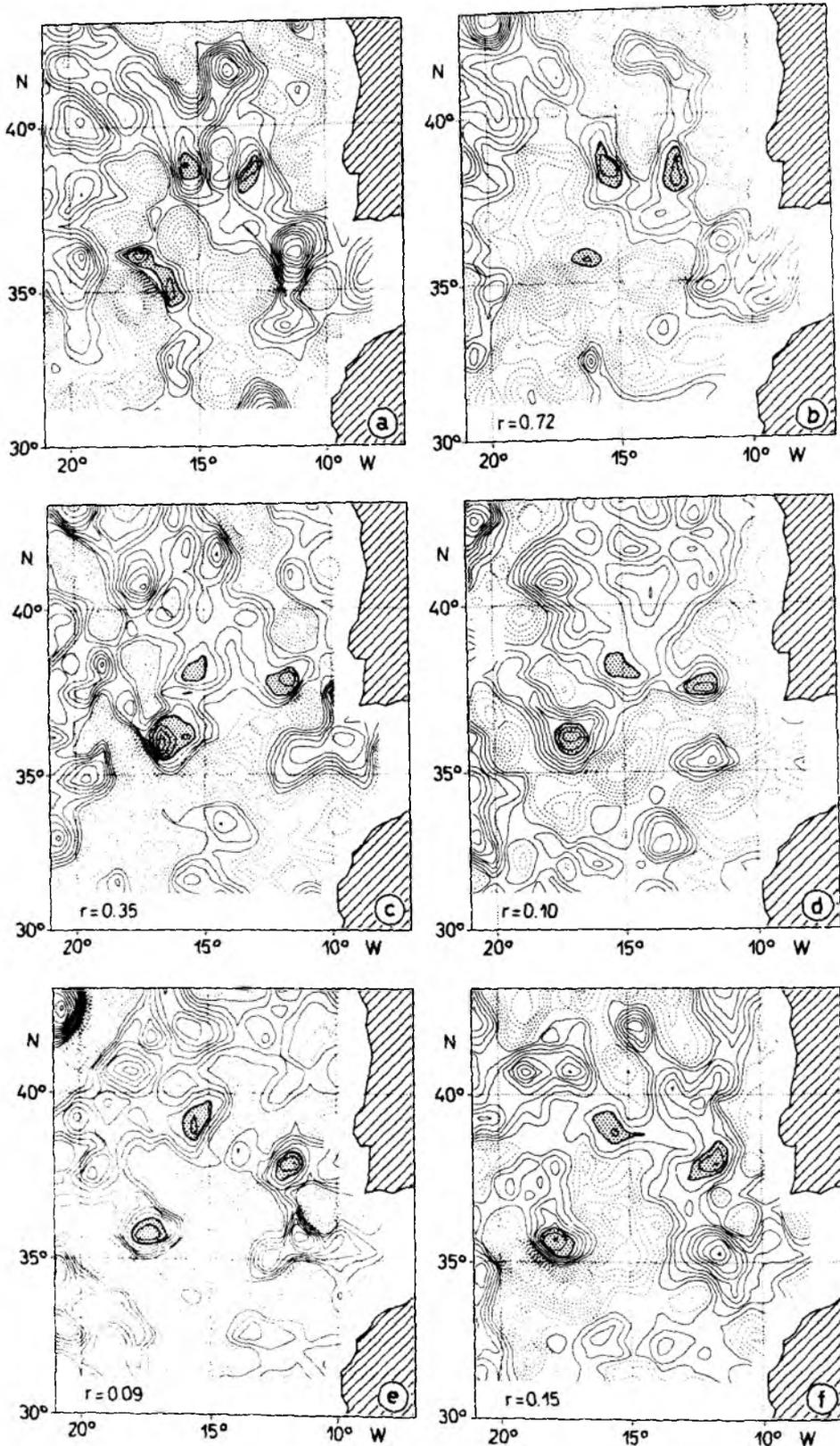


Abbildung 4.13: Wie in Abb. 4.12a, jedoch für 6, jeweils 15 Tage auseinanderliegende Zeitpunkte am (a) 16. Februar, (b) 3. März, (c) 18. März (wie Abb. 4.12a), (d) 4. April, (e) 17. April und (f) 2. Mai 1988. Die drei Wirbelstrukturen „A“, „C“ und „D“ wurden markiert, um ihre Verlagerung während des gezeigten Zeitraumes zu verdeutlichen. Konturintervall 1 cm.

a) Statistische Parameter der hydrographischen und GEOSAT-Daten

Parameter	$\langle \cdot \rangle$ (cm)	$\sigma^2(\cdot)$ (cm ²)
HDT 50/3000 dbar	189.3	17.7
500/3000 dbar	138.6	9.3
SSH-Anomalie	-0.1	11.8
CSSH 50/1500 dbar	132.7	15.6
CSSH 500/1500 dbar	73.3	11.6

b) Statistische Parameter des Vergleiches der Hydrographie und der Altimetrie

Altimetrie	Hydrographie	rms Δ (cm)	r	b
SSH-Anomalie	50/3000	4.8	0.21	0.17
CSSH 50/1500		3.0	0.73	0.69
SSH-Anomalie	500/3000	3.0	0.56	0.70
CSSH 500/1500		2.4	0.71	0.81

Tabelle 4.4: Vergleich der GEOSAT-Beobachtungen mit hydrographischen Feldern. In (b) bedeutet r und b den Korrelationskoeffizient zwischen den Datensätzen und die Steigung der Ausgleichsgeraden.

einander abweichenden Datenanalysen führen, bei der GEOSAT-Daten raum-zeitlich gewichtet wurden, während die Hydrographie als synoptisch behandelt wurde, tatsächlich aber einen Zeitraum von ca. 3 Wochen abdeckte.

Die Summe der SSH-Anomalien und der Klimatologie 50/1500 dbar (Abb. 4.12b) ist in Abb. 4.12c dargestellt. Die mäandrierende Azorenfront, welche Struktur „D“ einschließt, ist in guter Übereinstimmung zur Hydrographie reproduziert. Sichtbar ist ebenfalls eine zweite, dem Portugalstrom zugehörige Front, die in Abb. 4.10 bei 40°N, 15°W angedeutet ist, dort aber nicht als solche interpretiert werden konnte. Abb. 4.12c vermittelt den Eindruck, daß diese Front parallel zur Iberischen Halbinsel äquatorwärts verläuft und ein dünnes Band kalten Wassers nach Süden führt. Zur Verdeutlichung der Veränderung der großskaligen Strukturen der Klimatologie durch das Hinzufügen der GEOSAT-Anomalien, wurden in Abb. 4.12b und Abb. 4.13c der Wertebereich 136–138 cm gepunktet, der die mittlere Lage der Azorenfront markiert. Statt der im Mittel glatten Gestalt ist in der momentanen absoluten SSH eine kräftig mäandrierende Frontalstruktur zu finden, die gegenüber der Klimatologie lokal eine bis zu 2.5-fache Oberflächenneigung aufweist.

Für eine Analyse zeitlicher Entwicklungen des mesoskaligen Wirbelfeldes wurde in der betrachteten Region eine Sequenz von Analysen der SSH-Anomalien erstellt, die in

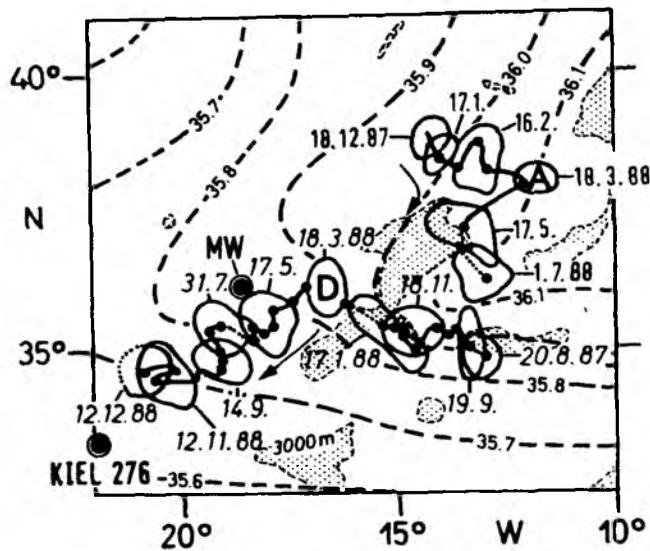


Abbildung 4.14: Die Verlagerung der beiden Strukturen „A“ und „D“, abgeleitet aus einer Sequenz von SSH-Feldern. Es sind die Positionen der Strukturen in Abständen von 30 („A“) bzw. 60 Tagen („D“) abgebildet. Die durchgezogenen Linien verbinden die jeweiligen geometrischen Zentren der Strukturen und deuten deren Verlagerung an. Gepunktete Teilstücke markieren Zeiträume, während der eine Bestimmung der Wirbellage unsicher war. Die gestrichelten Linien stellen die Salzgehaltsverteilung im 1000 m Tiefenniveau des Mittelmeerwasserausstroms aus historischen Daten dar (nach KÄSE und ZENK, 1987). Gepunktete Bereiche korrespondieren mit Wassertiefen kleiner 3000 m.

Abb. 4.13 für den Zeitraum 16. Februar bis 17. April 1988 in Abständen von 15 Tagen gezeigt ist. Jeweils zwei aufeinanderfolgende Felder lassen räumliche Verlagerungen einzelner positiver und negativer Anomalien erkennen und deuten Zeitskalen des Wirbelfeldes an, die kurz genug sind, um innerhalb der 3 Wochen dauernden hydrographischen Vermessungsperiode signifikante Veränderungen von Ozeanstrukturen zu erzeugen. Die Korrelation zwischen den ersten beiden Feldern beträgt 0.72 und ist damit über den gleichen Zeitraum deutlich höher als in der Golfstromregion (0.5). Nach 30 Tagen ist sie auf 0.35 abgefallen, während nach weiteren 15 Tagen keine merkliche Korrelation zu verzeichnen ist. Dies erklärt, warum Abb. 4.13b (3. März) im nördlichen Bereich polwärts von ca. 38°N besser mit der Hydrographie übereinstimmt als in Abb. 4.13c (18. März), wo hydrographische Beobachtungen begannen. Herausragende Anomalien lassen sich über mehrere Felder verfolgen. Hierzu gehören die gekennzeichneten Anomalien „A“, „C“ und „D“. Unter der Annahme, daß das geometrische Zentrum der Strukturen jeweils mit dem Kern der Wirbel zusammenfällt, läßt sich

aus Abb. 4.13 für „D“ zwischen dem 16. Februar und dem 2. Mai eine Verlagerung von 35°N , 16°W nach 36°N , 18°W nachweisen. Wie an dieser relativ kurzen Sequenz demonstriert, lassen sich verschiedene Strukturen auch über einen längeren Zeitraum verfolgen. Abb. 4.14 zeigt die so entstandenen Trajektorien der zwei Anomalien „A“ und „D“. Aufgetragen ist jeweils die relative Position und die Gestalt der Anomalien in Abständen von 30 („A“) bzw. 60 Tagen („D“). Die durchgezogenen Linien verbinden die Zentren der Strukturen und deuten deren Weg an. Zeiträume mit vorübergehend unsicherer Positionsbestimmung wurden durch eine gepunktete Linie gekennzeichnet. Die Ursache hierfür ist nicht geklärt. Möglich ist, daß das entsprechende Wirbelsignal durch das Satellitenbahnschema oder durch Datenausfälle nur abgeschwächt beobachtet werden konnte. Die Position von „D“ konnte über einen Zeitraum von mehr als einem Jahr von August 1987 bis Dezember 1988 bestimmt werden, und die daraus abgeleitete Bahn reicht von ca. 34°N , 13°W bis zum westlichen Rand des der betrachteten Region. Dieses Wirbelsignal ist gleichfalls in einem Phasendiagramm entlang 35°N (Abb. 5.19) als westwärts wandernde Anomalie verzeichnet. Der Zeitraum, über den „A“ lokalisiert werden konnte, ist mit 1/2 Jahr wesentlich kürzer und die Verbindungslinie deutet auf eine überwiegend äquatorwärtige Verlagerung hin. Die Methode der Verfolgung einzelner Strukturen aus einer Sequenz von Feldern wurde wiederholt in verschiedenen Bereichen der Fernerkundung angewandt. So analysierten z.B. GORDON und HAXBY (1990) die westwärtige Wanderung von antizyklonalen Wirbeln über den Südatlantik, die sich von der Agulhasretroflexion abgelöst hatten. Die in dieser Arbeit abgeleiteten Bahnen einzelner, mit Meddie-Strukturen verbundenen, Anomalien ist mit Unsicherheiten behaftet. Dennoch sind die gezeigten Ergebnisse mit a-priori Erkenntnissen verträglich. Aus Abb. 4.14 ist ersichtlich, daß beide Strukturen überwiegend den Konturen des Salzgehaltsmaximums in 1000 m Tiefe aus historischen Daten folgen (KÄSE und ZENK, 1987), welche die Ausbreitung von Mittelmeerwasser andeuten. Die Trajektorien sind ebenfalls verträglich mit modellierten und beobachteten Meddie-Bewegungen. Eine integrale Verlagerungsgeschwindigkeit ergibt für „D“ einen Wert von ca. 2 cm/s, der einer beobachteten Geschwindigkeit von 1.7 cm/s gegenüber steht (ARMI et al., 1988). Eine Verifizierung der abgeleiteten Bahn von „D“ anhand von unabhängigen Informationen aus Verankerungsdaten ist auf Kap. 4.3 zurückgestellt.

4.3 Vergleich mit Messungen verankerter Strommesser

Neben den in Kap. 4.2.2 diskutierten hydrographischen Daten konnten im Iberischen Becken zusätzlich Stömungsmessungen an zwei, in Abb. 4.14 markierten Positionen der Verankerungen „MW“ ($36^{\circ}8.4'\text{N}$, $18^{\circ}23.4'\text{W}$) und „Kiel 276“ ($33^{\circ}8.5'\text{N}$, $21^{\circ}57.6'\text{W}$)

des IfM zu Vergleichen mit GEOSAT-Daten herangezogen werden. Die Verankerungen dienten dem Studium von Mittelmeerwasserlinsen und deren Vertikalstruktur, sowie der Beobachtung kurzperiodischer und zwischenzeitlicher Schwankungen im Bereich der Azorenfront und wurden von MÜLLER (1987) und MÜLLER und SIEDLER (1992) dahingehend ausgewertet. Die Verankerungsdaten wurden von Prof. Dr. G. Siedler, Dr. T. Müller und Dr. W. Zenk freundlicherweise bereitgestellt. Angaben über die Verankerungen und deren Datenaufbereitung sind in MÜLLER (1987), MÜLLER et al. (1988) und ZENK et al. (1989) beschrieben. Ziel dieses Vergleiches ist es u. a., die in Abb. 4.14 abgebildete Trajektorie der Antizyklone „D“ anhand der unabhängigen Strömungsdaten zu überprüfen. Zu diesem Zweck werden geostrophische Oberflächengeschwindigkeiten aus GEOSAT-Daten qualitativ mit den Strömungsbeobachtungen in tieferen Schichten verglichen. Aus Abb. 4.14 ist zu entnehmen, daß der Wirbel „D“ die Verankerungsposition von „MW“ im Spätfrühling 1987 mit südwestlicher Bewegungsrichtung erreicht und das Gebiet nahe von „Kiel 276“ Ende 1988 verläßt. Es ist zu erwarten, daß die Zeitreihen der Verankerungen und der GEOSAT-Oberflächengeschwindigkeit zu den jeweiligen Zeiträumen die Bewegung einer Antizyklone erkennen lassen.

Ein quantitativer Vergleich der GEOSAT-Strömungskomponente normal zu individuellen Satellitenbahnen mit Messungen einer Vielzahl von Verankerungen wurde von TURLA (1992) und von ZLOTNICKI et al. (1992) nach einer modalen Extrapolation der Verankerungsdaten an die Meeresoberfläche durchgeführt. Hier wurden dagegen zonale und meridionale Geschwindigkeitskomponenten aus täglichen raum-zeitlichen objektiven Analysen der SSH-Anomalie an den jeweiligen Verankerungspositionen mit zentralen Differenzen über 50 km bestimmt. Dabei wurden erneut die Klimatologie 50/1500 dbar als Abschätzung des fehlenden Hintergrundfeldes verwendet. Die Parameter bei der objektiven Analyse waren wie bisher $\lambda = 100$ km und $\tau = 10$ Tage. Eine Zeitreihe der GEOSAT-Oberflächengeschwindigkeit an den Verankerungspositionen ist in Abb. 4.15 zusammen mit den in-situ Messungen der Verankerungen als Vektorzeitreihe dargestellt. Angaben über Mittelwerte und Varianzen, sowie Korrelationen der Zeitreihen sind in Tabelle 4.5 gegeben. Allgemein läßt sich eine deutliche Übereinstimmung beider Datensätze erkennen. Es sind jedoch neben Perioden gleicher Strömungsrichtung an der Oberfläche und in 450 m bzw. 600 m Tiefe (z.B. um den 25.5. 1987 in Abb. 4.15a und vom 17. Februar bis 27. Mai 1987 in Abb. 4.15b) auch solche Zeiträume vollständiger Dekorrelation zu erkennen (z.B. um den 15. Februar 1987 in Abb. 4.15a). Ein vertikal kohärentes Bild ergibt sich jedoch an der Position von „MW“ zwischen Anfang April und Ende Juli 1988. Während dieses Zeitraumes

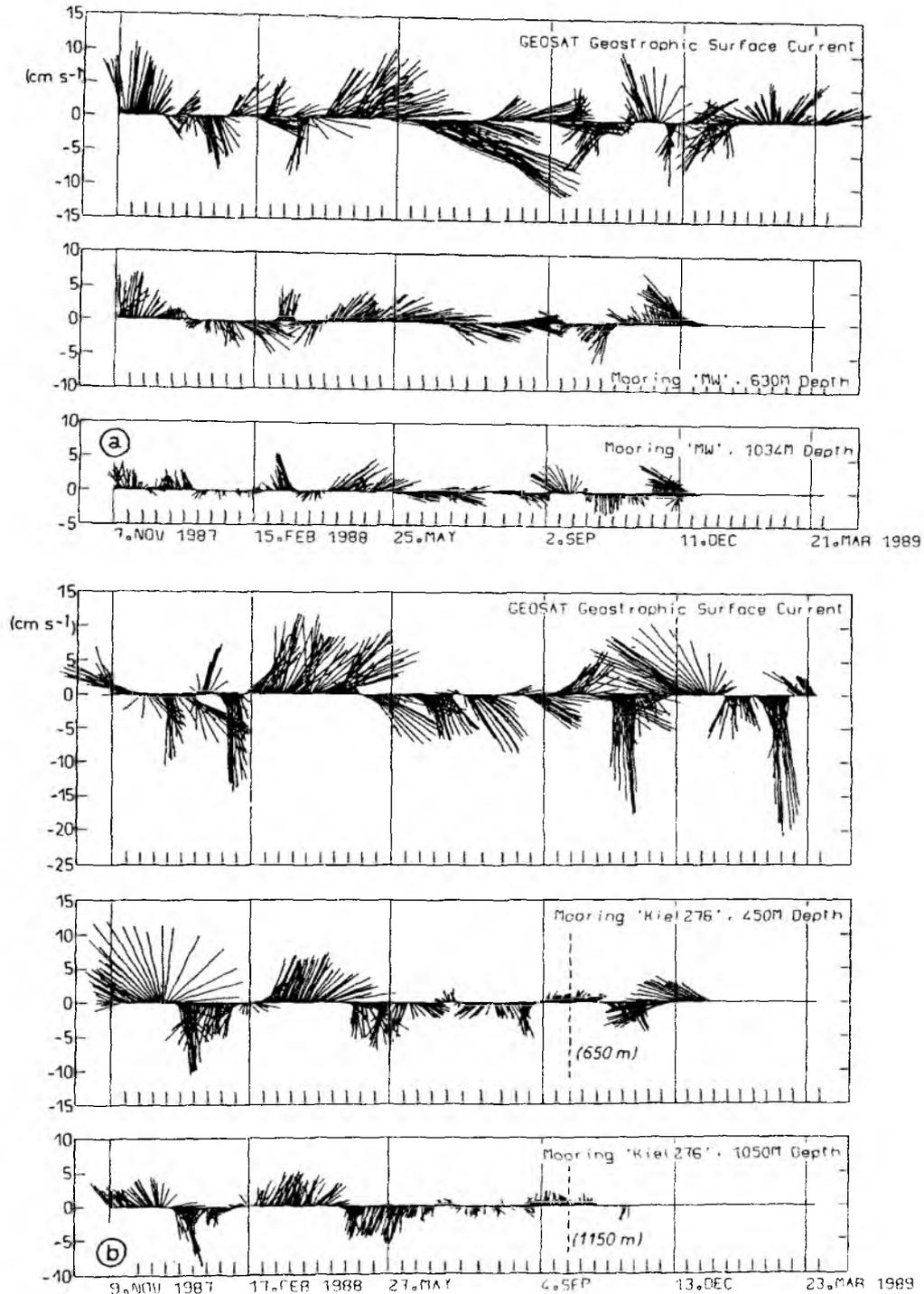


Abbildung 4.15: Vektorzeitreihen der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit aus täglichen Analysen der gesamten Oberflächenauslenkung mit $\lambda = 100 \text{ km}$ und $\tau = 10$ Tage. Die Geschwindigkeiten wurden mit zentralen Differenzen über Distanzen von $\Delta x = 50 \text{ km}$ berechnet und sind an den Positionen der Verankerungen (a) „MW“ und (b) „Kiel 276“ zusammen mit deren Daten in den Tiefenbereichen 450–630 m und um 1000 m dargestellt.

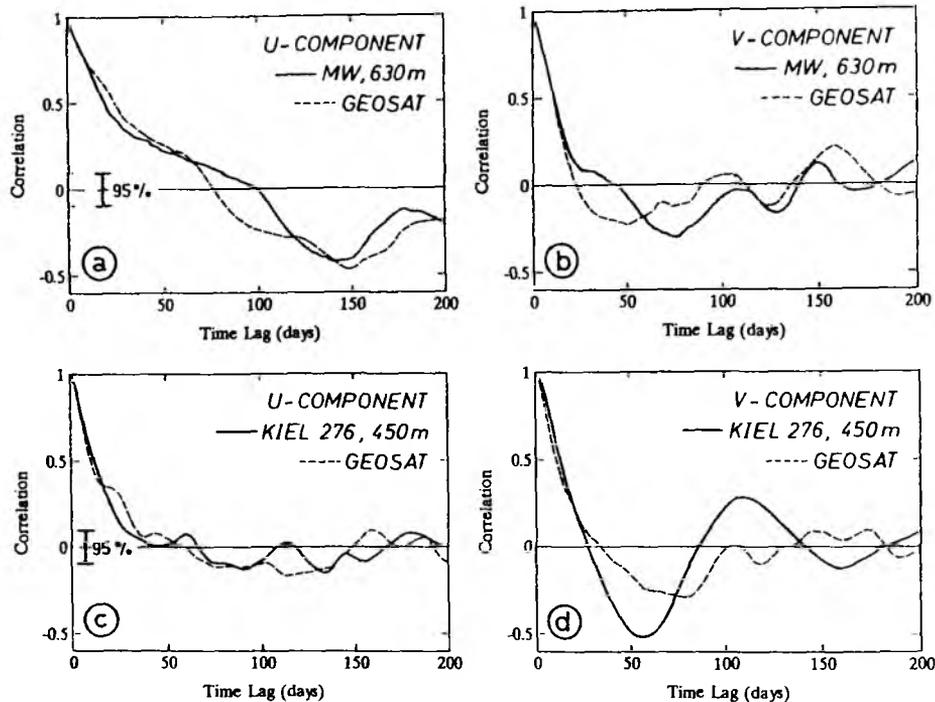


Abbildung 4.16: Autokorrelationsfunktionen der in Abb 4.15 gezeigten GEOSAT und Verankerungsdaten in 450 m bzw. 630 m Tiefe. Gezeigt sind jeweils die Funktionen der U- und V-Komponenten (a,b) an der Position von „MW“ und (c,d) für „Kiel 276“.

ist eine Rotation der Strömung von nördlicher in südliche Richtung zu verzeichnen, wie sie typisch ist für die, aus der Altimetrie vorhergesagte Passage einer Antizyklone südlich der Verankerung mit westwärtiger Richtung. Die gute Übereinstimmung beider Datensätze während dieses Zeitraumes kann als ein Ergebnis gewertet werden, das die aus einzelnen Altimeterfeldern abgeleitete Verlagerung der Struktur „D“ (Abb. 4.14) bestätigt.

Zeitweilige Unterschiede zwischen GEOSAT- und Verankerungsdaten können neben Fehlern in der Altimetrie grundsätzlich auch durch ozeanische Dynamik mit komplexer Vertikalstruktur bedingt sein. Dabei ist zu berücksichtigen, daß Oberflächenströmungen nicht grundsätzlich der Strömung in Tiefen um 500 m folgen. Diese liegen zwar oberhalb des Einflußbereiches von Mittelmeerwasser, befinden sich aber schon in der mittleren Sprungschicht. Quantitative Übereinstimmungen sind deshalb nicht zu erwarten. Perioden mit deutlichen Unterschieden in der Oberflächengeschwindigkeit und den Strömungsmessungen können daher auch als Ausdruck starker Baroklinität gewertet werden. Die relativ gute Übereinstimmung der GEOSAT-Geschwindigkeiten mit den Drifterbeobachtungen stützt diese Hypothese. MÜLLER (1987) zeigt jedoch an-

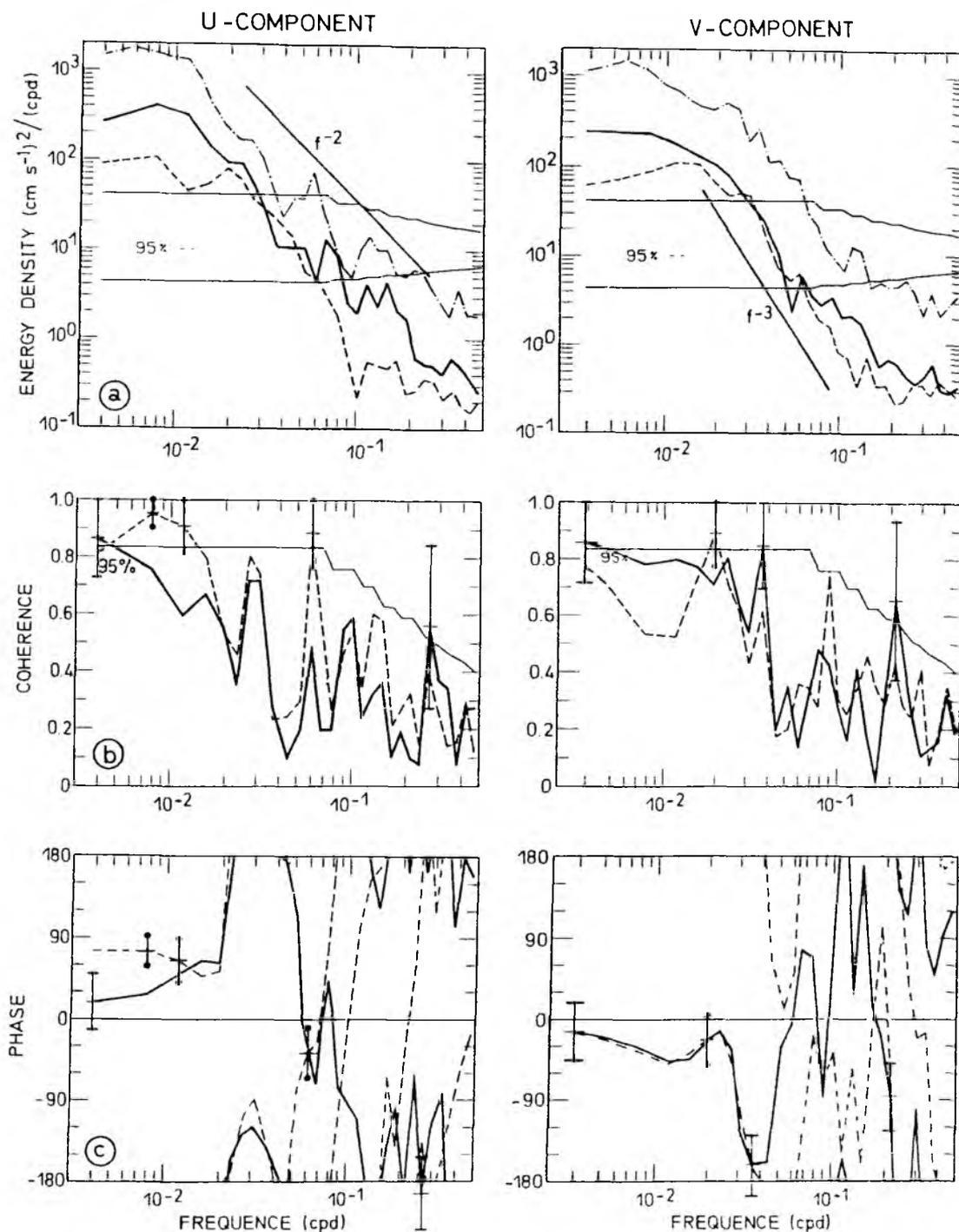


Abbildung 4.17: Spektralanalyse der in Abb. 4.15a gezeigten Daten an der Position „MW“: (a) Energiedichtespektren der Verankerungsdaten in 630 m (durchgezogene Linie) und 1030 m Tiefe (gestrichelte Linie), sowie diejenigen aus GEOSAT-Daten (punktgestrichelte Linie), getrennt für die U-Komponenten (linke Bildseite) und V-Komponenten (rechte Bildseite). (b) und (c) zeigen die Kohärenz- und Phasenspektren der GEOSAT-Daten mit den Verankerungsdaten in 630 m Tiefe (durchgezogene Linie) und 1030 m Tiefe (gestrichelte Linie).

Zeitreihe	$\langle u \rangle$ (cm)	$\sigma^2(u)$ (cm ² /s ²)	r_u	$\langle v \rangle$ (cm)	$\sigma^2(v)$ (cm ² /s ²)	r_v
GEOSAT	4.5	31		0.1	26	
MW, 630 m	1.3	16	0.64	0.5	6.2	0.45
MW, 1034 m	0.6	7.9	0.56	0.4	3.2	0.38
GEOSAT	2.1	29		-0.4	38	
Kiel 276, 450 m	-0.2	14	0.64	-0.5	17	0.44
Kiel 276, 1050 m	0	3	0.43	-0.2	6	0.49

Tabelle 4.5: Vergleich der GEOSAT-Beobachtungen mit Verankerungsdaten.

hand dieser und anderer Verankerungsdaten, daß vertikale Ozeanstrukturen in der hier betrachteten Region in guter Näherung durch wenige Moden (überwiegend die barotrope und erste barokline Mode) beschrieben werden können, so daß der Vergleich der Oberflächengeschwindigkeit mit den Messungen in Tiefen nahe 500 m dennoch sinnvoll erscheint.

Abb. 4.16 zeigt die zeitliche Autokorrelationsfunktion der GEOSAT-Geschwindigkeiten zusammen mit den in-situ Beobachtungen der beiden Verankerungen, jeweils getrennt für die zonalen und meridionalen Komponenten. Der Verlauf der einzelnen Kurven deckt sich annähernd für kleine Zeitdifferenzen. Für „Kiel 276“ ergeben sich Zeitskalen des ersten Nulldurchganges von 60 (u) bzw. 34 (v) Tagen an der Oberfläche gegenüber 45 (u) und 27 Tagen (v) in 450 m Tiefe. Aus längeren Zeitreihen ermittelten MÜLLER und SIEDLER (1992) dagegen 69 (u) bzw. 20 Tage (v) ebenfalls im 450 m Tiefenniveau.

Varianzdichtespektren der GEOSAT-Geschwindigkeiten und der „MW“ Verankerungsdaten in 630 m und 1034 m Tiefe sind in Abb. 4.17a für die U- und V-Komponenten gezeigt. Entsprechend der höheren Varianz der Oberflächengeschwindigkeiten liegen die GEOSAT-Kurven über denjenigen der Verankerungsdaten; sie zeigen grundsätzlich jedoch einen ähnlichen spektralen Verlauf, der für die U-Komponente mit einem f^{-2} Abfall auf Frequenzen oberhalb von $1.5 \cdot 10^{-2}$ cpd und einem Plateau unterhalb dieser Frequenz charakterisiert werden kann. Für die V-Komponenten folgen dagegen alle Spektren einem etwas steileren Verlauf von nahe f^{-3} für Perioden kleiner als 50 Tage. Kohärenz und Phasenspektren sind in Abb. 4.17b und c gezeigt. Eine signifikante Kohärenz zwischen den Oberflächenbeobachtungen und den tiefergelegenen Daten ist auf Perioden > 50 Tage zu erkennen. Auffällig dabei ist, daß für beide Komponenten die Kohärenz der Oberflächengeschwindigkeit mit den Daten in 1000 m Tiefe leicht über derjenigen für 600 m Tiefe liegt. Während die U-Komponente der Verankerungsdaten

die Oberflächengeschwindigkeit mit nach unten zunehmender Phase von etwa 30° und 90° anführen, liegen die Verhältnisse bei der V-Komponente kontrahär: hier führen die GEOSAT-Daten mit 45° auf Perioden signifikanter Kohärenz.

4.4 Diskussion

In diesem Kapitel wurden verschiedene in-situ ozeanische Beobachtungen dazu verwendet, um die Altimeterdaten auf ihren Realitätsgrad hinsichtlich mesoskaliger Ozeanprozesse zu überprüfen. Hierzu wurden folgende Vergleiche durchgeführt:

- (i) Vergleich der altimetrischen Felder der Oberflächenauslenkung und der daraus abgeleiteten Oberflächengeschwindigkeit mit den Trajektorien und den Geschwindigkeiten von Oberflächendriftern.
- (ii) Vergleich der Altimetrie mit der dynamischen Oberflächentopographie entlang von hydrographischen Schnitten im westlichen Nordatlantik und mit Feldern der Oberflächentopographie aus hydrographischen Messungen auf einem wirbelauflösenden Gitter im Iberischen Becken.
- (iii) Vergleiche der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit aus Altimeteranalysen mit Zeitreihen verankerter Strommesser im östlichen Nordatlantik.

Bei allen Vergleichen wurde die klimatologische dynamische Topographie 50/1500 dbar als Näherung der stationären Ozeanstrukturen verwendet, die durch die Altimeteranomalien nicht repräsentiert sind. Die hier gezeigten Ergebnisse rechtfertigen diesen Schritt. Es ergeben sich jedoch Anzeichen, daß die Klimatologie nur als Näherung des tatsächlichen mittleren Feldes angesehen werden kann.

Grundsätzlich müssen bei vergleichenden Studien die unterschiedlichen Charakteristiken berücksichtigt werden, mit denen verschiedene Meßsysteme das zweidimensionale Wellenzahl-Frequenzspektrum ozeanischer Prozesse erfassen. So führen Drifterbeobachtungen auf eine Lagrang'sche Beschreibung der Oberflächenströmung, während Verankerungsdaten eine rein Euler'sche Darstellung des Bewegungsfeldes ergeben, die als einzelne Meßreihe keine Aussagen über räumliche Skalen ermöglicht. Darüberhinaus beinhalten die Datenanalysen während vergleichender Studien häufig verschieden geartete spektrale Filtercharakteristiken, wie z.B. eine raum-zeitliche Glättung der Satellitendaten während der objektiven Analyse oder eine rein zeitliche Filterung der Verankerungszeitreihen. Dennoch ergibt sich eine signifikante Übereinstimmung der

Altimetrie mit allen hier betrachteten in-situ Beobachtungen, die auf einen hohen Grad an Ozeansignalen in den Altimeteranomalien hindeutet.

In der Region der Golfstromausläufer fallen Driftertrajektorien allgemein mit den Höhenkonturen der altimetrischen Oberflächenauslenkung zusammen, und es ergeben sich signifikante Übereinstimmungen der GEOSAT- und Driftergeschwindigkeiten. Aufgrund der, durch die objektive Analyse, geglätteten Altimeterfelder führen die Drifterdaten auf eine um den Faktor 2 höhere Wirbelenergie. Hierbei sind Unterschiede besonders deutlich im Randstrombereich, der durch erhöhte Energie auf kleinen Raum- und Zeitskalen gekennzeichnet ist. Dagegen ergeben sich aus den GEOSAT-Daten 70%–80% der beobachteten Varianz im subtropischen Wirbel südlich von 40°N. Ein Vergleich der Daten jeweils auf Skalen oberhalb der Korrelationskala der Analyse führt jedoch auch in der Randstromregion auf quantitativ gleiche Ergebnisse aus beiden Datensätzen. Probleme während des Vergleiches der Altimetrie mit Drifterdaten rühren zum Teil von den unterschiedlichen Datentypen (Euler/Lagrange), bzw. von nichtsynchronen Beobachtungen beider Datensätze her.

Eine allgemeine Übereinstimmung der Altimetrie ist auch mit den hydrographischen Beobachtungen des Wirbelfeldes gegeben. Hierbei läßt sich sowohl im westlichen Nordatlantik mit hoher Oberflächenvariabilität, als auch im östlichen Teil des Beckens, der durch geringe Oberflächensignale gekennzeichnet ist, eine signifikante Korrelation beider Daten aufzeigen. In beiden Regionen zeigen die Altimeterfelder eine hohe räumliche Kohärenz, die es erlaubt, das synoptische Wirbelfeld zu beobachten und einzelne herausragende Strukturen über längere Zeiträume zu verfolgen. Probleme bei dem Vergleich mit hydrographischen Daten ergeben sich durch die i. allg. nichtsynchronen Beobachtungen beider Systeme, die häufig räumlich und zeitlich nicht zusammenfallen. Hierdurch entstehende Unterschiede in der Oberflächentopographie wurden besonders augenscheinlich in der Golfstromregion. Jedoch auch im übrigen Ozean ist die Veränderlichkeit von Ozeanstrukturen ausreichend groß, um innerhalb der 3–4 Wochen dauernden Feldexperimente signifikante Veränderungen hervorzurufen, die einen Vergleich der Daten erschweren.

Ein Vergleich der geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit mit Zeitreihen verankerter Strommesser zeigt einen deutlichen Zusammenhang der GEOSAT-Beobachtungen mit der Ozeangeschwindigkeit in tiefer gelegenen Schichten um 500 m. Dabei werden Perioden mit klarer Übereinstimmung von solchen gefolgt, in denen die Signale beider Daten annähernd unkorreliert sind. Ob dies auf Fehler der Altimeterdaten zurückzuführen ist, oder Ausdruck der Vertikalstruktur des dreidimensionalen Bewegungsfeldes ist, kann z.Zt. nicht beantwortet werden. Die im allgemeinen gute Übereinstim-

mung der Altimetergeschwindigkeiten mit den Drifteroberflächengeschwindigkeiten läßt eher auf Prozesse mit erhöhter Vertikalstruktur schließen.

Wie eingangs erwähnt, sind die hier vorgestellten Ergebnisse im Zusammenhang mit vielen vergleichbaren Studien zu sehen, die jüngst global mit den GEOSAT-Daten durchgeführt wurden. Neben den bereits erwähnten Arbeiten aus dem Atlantischen Ozean gehören dazu auch die Studien im Pazifik. Dort wurde die GEOSAT-Variabilität unter anderem mit Daten von Gezeitenpegeln und XBT-Messungen verglichen (z.B. TAI et al., 1989; CHENEY und MILLER, 1990; WYRTKI und MITCHUM, 1990). Im tropischen Atlantik wurden Fluktuationen des äquatoriale Stromsystems aus GEOSAT-Daten analysiert und mit Modellfeldern verglichen (DIDDEN und SCHOTT, 1992). ARNAULT et al. (1992) studierten dort das Oberflächensignal aus GEOSAT-Daten und XBT-Messungen. Im südlichen Ozean analysierte CHELTON et al. (1990) die Oberflächenzirkulation durch eine EOF-Analyse (Empirische Orthogonale Funktionen) der GEOSAT-Variabilität und GORDON und HAXBY (1990) verfolgten mehrere Agulhas-Wirbel auf ihrem Weg über den Südatlantik. Wie die hier vorgestellten Ergebnisse belegen alle beispielhaft genannten Studien, daß die GEOSAT-Altimetrie die Beobachtung der Variabilität über weite Bereiche des Weltozeans zuläßt und bei gegebener raum-zeitlichen Datenaufösung, dort quantitative Beobachtungen des mesoskaligen Wirbelfeldes ermöglicht.

5 Statistische Analyse mesoskaliger Variabilität

In diesem Kapitel soll eine statistische Analyse der mesoskaligen Variabilität aus GEOSAT-Altimeterdaten benutzt werden, um Charakteristiken des ozeanischen Wirbelfeldes zu studieren. Wie in der Einleitung erwähnt, ergaben diesbezügliche Studien anhand früherer Datensätze der GEOS-3 und Seasat-Missionen bereits vielversprechende Resultate (FU, 1983b).

Frühere Untersuchungen über Wellenzahlspektren wurden von FU und ZLOTNICKI (1989) (FZ im folgenden) an GEOSAT-Daten wiederholt. Ähnlich wie FU (1983a) leiteten die Autoren zwei Wellenzahlspektren ab, die jeweils Gebiete hoher und geringer Wirbelenergie des Weltozeans repräsentieren. Dabei ergab sich für Gebiete hoher Wirbelaktivität nahe westlicher Randströme eine eindimensionale spektrale Energieverteilung, die für Wellenlängen zwischen 100 km und 300 km annähernd durch ein k^{-5} Gesetz beschrieben werden kann. Hierbei bezeichnet k die Wellenzahl in Bahnrichtung. Dieses Ergebnis erscheint konsistent mit der Theorie der geostrophischen Turbulenz (CHARNEY, 1971, RHINES, 1979), der zufolge eine κ^{-3} -Abhängigkeit der spektralen Verteilung der wirbelkinetischen Energie in energiereichen Regionen existiert, in denen die Dissipation von Rossbywellen vernachlässigt werden kann. Unter der Annahme von Geostrophie ergibt sich daraus eine κ^{-5} -Abhängigkeit für die SSH-Varianz, wobei κ für die skalare Wellenzahl steht. Für Gebiete geringer Wirbelenergie konnte jedoch kein Wellenzahlband energiereicher Wirbel dokumentiert werden; stattdessen wurde ein Wellenzahlspektrum gefunden, das ein k^{-2} -Abfall auf Wellenlängen unterhalb von 1000 km aufweist. Dieses Ergebnis ist insofern erstaunlich, als es ein „weißes“ Spektrum der kinetischen Energie über die von FU (1983a) gekennzeichneten weiten Bereiche des Weltozeans impliziert. Im Nordatlantik erstreckt sich der so gekennzeichnete Bereich von 20° bis 60°N östlich von 40°W und schließt die Frontenregionen des Nordatlantischen Stromes (NAC) und des Azorenstromes (AC) mit ein.

Die markanten Unterschiede der spektralen Eigenschaften zwischen Regionen hoher und geringer Wirbelenergie wurden von FU (1983a) durch den Effekt linearer Rossbywellendynamik in energiearmen Regionen gedeutet, im Unterschied zur nichtlinearen Dynamik der wirbelaktiven Randstromregionen. Zu einer ähnlichen Interpretation kommen jüngst LeTRAON et al. (1990), die Wellenzahlspektren und räumliche Wirbelskalen entlang von GEOSAT-Bahnen in regional begrenzten Gebieten von $10^\circ \times 10^\circ$ in Breite und Länge im Nordatlantik nördlich von 20°N untersuchten. Die Autoren fanden eine deutliche geographische Abhängigkeit der Wellenzahlspektren, was sie unterschiedlichen Wirbelanregungsmechanismen, bzw. einer voneinander abweichenden

Ozeandynamik zuordnen. Zeitskalen mesoskaliger Variabilität aus GEOSAT-Daten wurden von LeTRAON (1991) ebenfalls nördlich von 20°N untersucht.

Ähnlich wie in LeTRAON et al. (1990) und LeTRAON (1991) sollen in diesem Kapitel Wirbelcharakteristiken in verschiedenen, den ganzen Atlantik überdeckenden Bereichen untersucht werden. Hierbei soll der Einfluß der Länge der analysierten Bahnsegmente auf Wellenzahlspektren geprüft werden. Es ist zu erwarten, daß die Berechnung von Spektren aus Bahnsegmenten mit großer meridionalen Erstreckung, wie sie von FU (1983a) durchgeführt wurde, bei einer meridionalen Variation von Wellenzahlcharakteristiken zu einer Glättung der Wellenzahlspektren führt. Darüber hinaus sollen für eine ozeanographische Interpretation der Ergebnisse Bereiche gekennzeichnet werden, in denen aufgrund geringer Datenqualität das Ozeansignal möglicherweise maskiert wird. Beide Fragestellungen wurden in früheren Arbeiten nicht untersucht und dienen der Klärung, inwieweit die genannten Unsicherheiten Rückschlüsse auf ozeanische Prozesse fraglich erscheinen lassen. Im Vordergrund sollen jedoch folgende Fragestellungen stehen:

- Kann eine systematische geographische Abhängigkeit der vorherrschenden Wirbelskala gefunden werden, vergleichbar derjenigen des Rossbyradius der Deformation? Und
- inwieweit ist die mesoskalige Variabilität durch ein universelles Wellenzahlspektrum zu charakterisieren?

Zu diesem Zweck wurden die SSH-Anomalien über mehr als $2\frac{1}{2}$ Jahre im Atlantischen Ozean zwischen 60°S und 60°N auf ihre Wirbeleigenschaften hin untersucht. Hierzu werden in Kapitel 5.1 zunächst räumliche Strukturen und Amplituden der Oberflächenvariabilität diskutiert. Kapitel 5.2 beschreibt die geographische Abhängigkeit von Wellenzahlspektren und räumlichen Skalen, während Frequenzspektren und Zeitskalen in Kapitel 5.3 dargestellt werden. Vergleiche mit Ergebnissen aus einem hochauflösenden Zirkulationsmodell werden in Kapitel 5.4 gegeben, und es folgt eine allgemeine Diskussion in Kapitel 5.5.

5.1 Mesoskalige Oberflächenvariabilität

Die rms-Oberflächenvariabilität, die in $2^\circ \times 2^\circ$ geographischen Feldern über den Zeitraum 8. November 1986–20. Juli 1989 (58 Wiederholungsperioden) berechnet wurde, ist in Abb. 5.1a dargestellt. Die Anzahl der dabei verwendeten Daten liegt i. allg.

zwischen 4000 und 5000 Messungen pro Feld (Abb. 5.1b); sie nimmt jedoch in den Regionen, die durch wiederholte Datenausfälle gekennzeichnet waren (vergl. Kap. 3), deutlich ab. In Übereinstimmung mit der Verteilung der wirbelkinetischen Energie, wie sie aus Schiffsdriften (WYRTKI et al., 1976) und Bewegungen von Oberflächendriftern (RICHARDSON, 1983) abgeleitet wurde, zeigt Abb. 5.1a eine ausgeprägte räumliche Inhomogenität der Oberflächenvariabilität, deren Strukturen und Amplituden konsistent mit früheren Veröffentlichungen sind (z.B. KOBLINSKY, 1989; ZLOTNICKI et al., 1989). Geringe Abweichungen können auf unterschiedliche Auswerteperioden, bzw. auf Details der Auswerteprozedur zurückgeführt werden (Umgebungskorrekturen oder Bahnfehlerkorrektur). Große Amplituden kennzeichnen die herausragenden Stromsysteme wie etwa den Golfstrom, den Brasil-Falkland-Zusammenfluß und den Agulhasstrom, den eine maximale Oberflächenvariabilität von bis zu 40 cm auszeichnet. Im Bereich des Golfstromes werden nahe 40°N , 62°W Amplituden von 35 cm erreicht. Erhöhte Variabilität kennzeichnet auch die Ausläufer der Randstromsysteme wie den NAC und den AC.

Die zentralen subtropischen Wirbel beider Hemisphären zeichnen sich dagegen durch geringe Variabilität aus. Im Nordatlantik liegen hier Werte unterhalb von 5 cm (10°N – 30°N). Im Südatlantik ist der Bereich geringer Variabilität um etwa 10° nordwärts verschoben, und das (atlantikweite) Minimum an Variabilität im Guinea Becken entspricht dem von SAILOR und LeSCHACK (1987) abgeschätzten Instrumentenrauschniveau des Radaraltimeters von 3.5 cm. Gleich der räumlichen Verteilung der potentiellen Energie des Wirbelfeldes (DANZLER, 1977; EMERY, 1983), steigt die Oberflächenvariabilität von den Subtropen aus jeweils pol- und äquatorwärts an. Das Maximum an Variabilität im tropischen Atlantik ist etwas südlich von 10°N bei ca. 40°W zu finden und ist verknüpft mit der Veränderlichkeit des äquatorialen Stromsystems (DIDDEN und SCHOTT, 1992).

Auf der Südhemisphäre steht die erhöhte Variabilität bei ca. 30°S , und zwischen 45°S und 48°S im Zusammenhang mit den dort vorherrschenden Stromsystemen: dem Zirkumpolarstrom (ACC) und dem Südatlantischen Strom (SAC). (Ein Überblick über die oberflächennahe Zirkulation im Südatlantik wird von GORDON (1988) und von PETERSON und STRAMMA (1991) diskutiert.) Die von GORDON und HAXBY (1990) anhand von GEOSAT-Feldern dokumentierte Abspaltung und nachfolgende westwärtige Propagation einzelner Agulhas-Wirbel über den Südatlantik fällt mit der Region erhöhter Variabilität bei 35°S zusammen. Südlich des ACC ist die Variabilität mit Werten unterhalb 6 cm relativ gering.

Bemerkenswert ist das lokale Maximum der Variabilität bei 50°S , 30°E über dem

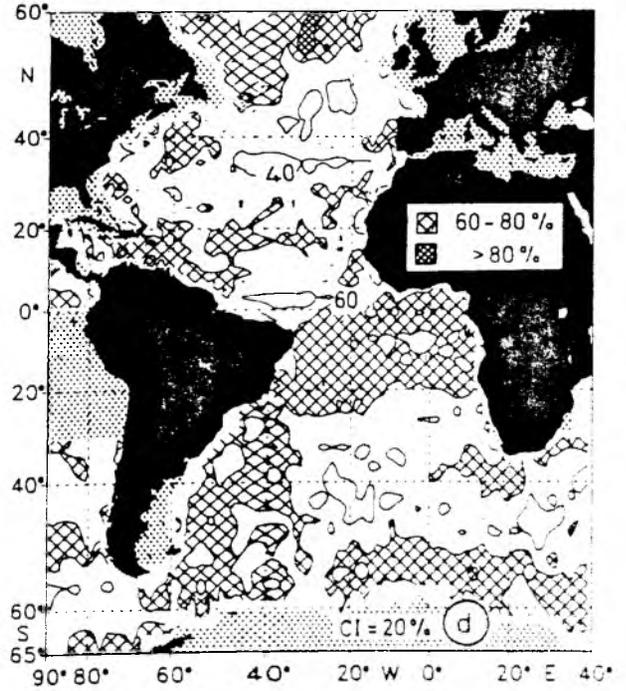
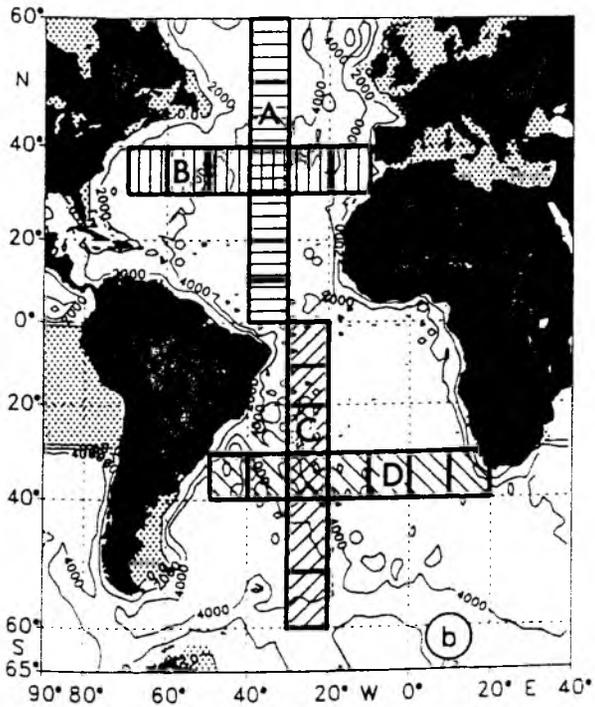
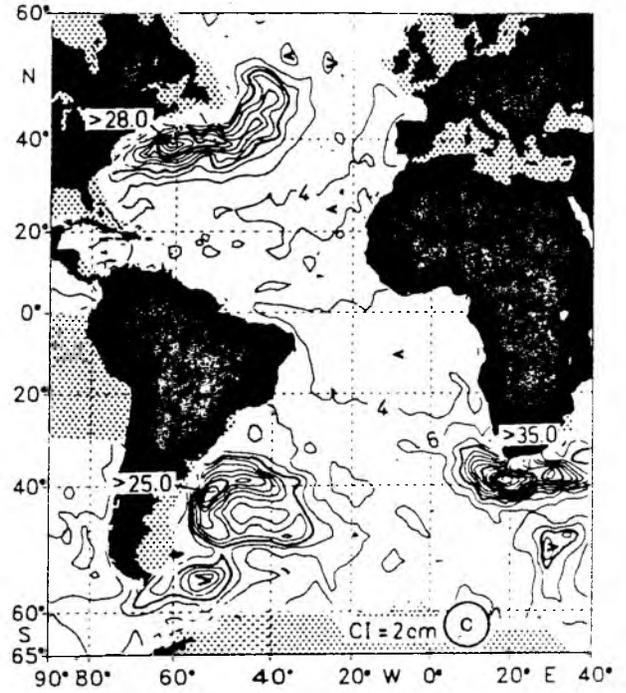
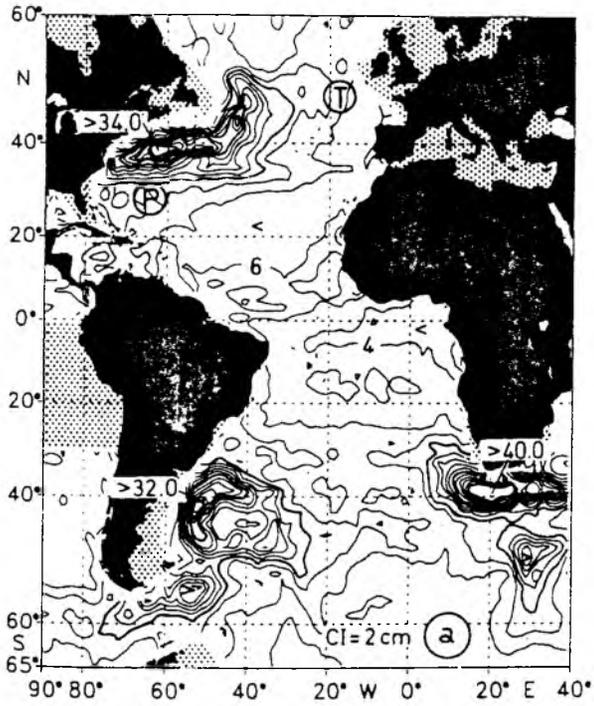


Abb. 5.1

Abbildung 5.1: (a) Rms-Oberflächenvariabilität der GEOSAT-Altimeteranomalien, berechnet in $2^\circ \times 2^\circ$ -Feldern über den Zeitraum 8. November 1986–20. Juli 1989. Die Buchstaben „P“ und „T“ markieren die Expeditionsgebiete von POLYMODE und TOURBILLON, aus denen Ergebnisse zu Vergleichszwecken verwendet wurden (Abb. 5.7). Konturen oberhalb von 30 cm wurden unterdrückt, und der gepunktete Bereich gekennzeichnet flache Schelfregionen, in denen keine Altimeterdaten analysiert wurden. (b) Anzahl gültiger 1-Hz Messungen pro $2^\circ \times 2^\circ$ -Feld über den in (a) genannten Zeitraum. Gerasterte Bereiche kennzeichnen Schnitte „A“ bis „D“, für die Resultate in den Abbildg. 5.5 und 5.8 gezeigt werden. Das Konturintervall ist 2000. (c) Wie Abb. 5.1a, jedoch für den, aus hochpaß-gefilterten Daten berechneten Wirbelanteil der Oberflächenvariabilität mit Perioden < 150 Tage. (d) Prozentualer Anteil der GEOSAT-Oberflächenvariabilität, der durch den hochfrequenten Anteil erklärt wird. Das Konturintervall ist 20% für Werte oberhalb von 40%. Bereiche oberhalb von 60% und 80% wurden leicht, bzw. stark gerastert.

Atlantisch-Indischen Rücken. Dieses Maximum ist konsistent mit Abschätzungen der Wirbelenergie aus Drifterbewegungen, welche hier eine erhöhte Wirbelaktivität aufgrund der Wechselwirkung des ACC mit der Bodentopographie belegen (DANIAUL und MÉNARD, 1985; PIOLA et al., 1987). Eine erhöhte Variabilität kann hier ebenfalls in Ergebnissen numerischer Zirkulationsmodelle gefunden werden (z.B. SEMTNER und CHERVIN, 1990).

Einige Strukturen, die mit der Variabilität des Golfstromes verknüpft sind, erscheinen ebenfalls erwähnenswert. Die Variabilität ist relativ gering über dem 'Blake Plateau' und nimmt stromab von Kap Hatteras zu. In guter Übereinstimmung mit Erkenntnissen aus Driftertrajektorien (RICHARDSON, 1983) und der Analyse der Golfstromflanke aus Infrarot-Szenen der Oberflächentemperatur (AUER, 1987) werden maximale Werte östlich der 'New England Seamounts' gefunden. KELLEY (1991) analysierte das geostrophische Oberflächengeschwindigkeitsfeld des Golfstromes anhand von GEOSAT-Daten im Hinblick auf dessen Lage, Struktur und Oberflächentransporte westlich von 45°W . Dabei zeigte sich die Existenz von zwei unterschiedlichen Strömungsregimen, die durch eine enge, mit den 'New England Seamounts' zusammenfallende, Übergangszone verknüpft sind. Die Region stromauf hiervon ist durch einen strahlförmigen Strom mit langen Euler-Zeitskalen gekennzeichnet, während östlich der Übergangszone Mäander mit großer meridionaler Auslenkung zu finden sind. Die Ergebnisse von Kelley stehen ebenfalls im Einklang mit der hier durchgeführten Analyse der GEOSAT-Oberflächenvariabilität. Bemerkenswert ist weiterhin ein sekundäres

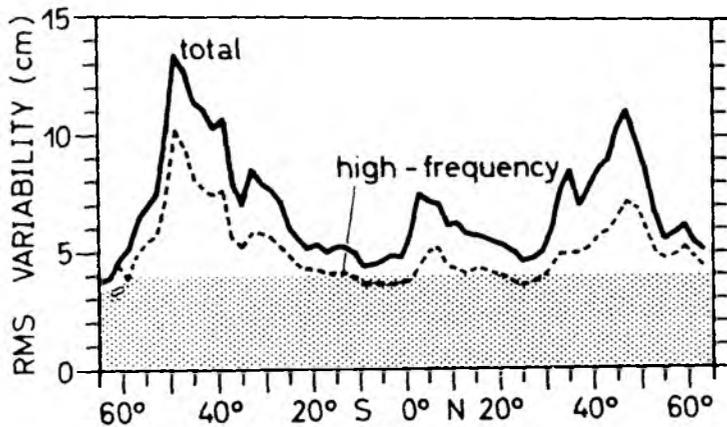


Abbildung 5.2: Zonal zwischen 20° W und 40° W gemittelte Werte der in Abb. 5.1a und Abb. 5.1c gezeigten totalen (durchgezogene Linie) und hochfrequenten Oberflächenvariabilität (gestrichelte Linie) aus GEOSAT SSH-Anomalien. Werte unterhalb von 4 cm wurden gepunktet, um das Niveau der Datenunsicherheit zu kennzeichnen.

Maximum der SSH-Variabilität (> 22 cm) entlang des NAC nördlich von 'Flemish Cap'. Es gibt Anzeichen dafür, daß der scharfe Wassermassenkontrast entlang der NAC-Stromachse zwischen dem kalten und salzarmen Labradorstromwasser und dem warmen Wasser subtropischen Ursprungs eine Quelle mesoskaliger Wirbelaktivität in dieser Region darstellt (KRAUSS et al., 1990a). Die mit dem NAC verknüpfte Variabilität verliert nachfolgend rasch an Intensität in östlicher Richtung.

Im allgemeinen wird die Variabilität der Meeresoberfläche durch eine Reihe von Prozessen hervorgerufen, deren Zeitskalen einen weiten Spektralbereich abdecken und die zwischenjährliche Veränderlichkeit, saisonale Variationen und mesoskalige Prozesse einschließen. Demnach enthält Abb. 5.1a, neben der Variabilität energiereicherer Wirbel mit Perioden zwischen 50 und 150 Tagen (RICHMAN et al., 1977), auch Beiträge aller Prozesse, deren Perioden unterhalb des Beobachtungszeitraumes von 2½ Jahren liegen. Um die mesoskalige Variabilität gesondert von langperiodischen Beiträgen zu studieren, wurden die GEOSAT-Daten mittels eines Hannig-Filters mit einer Grenzperiode von 150 Tagen hochpaßgefiltert. Abb. 5.1c zeigt die so erhaltene Wirbelvariabilität, wovon prozentualer Anteil an der gesamten Variabilität in Abb. 5.1d abgebildet, wozu bei einem höheren als 60%-Anteil durch ein Raster markiert wurde. Zonal zwischen 20° W

und 40°W gemittelte Werte der totalen und der Wirbelvariabilität sind gesondert in Abb. 5.2 dargestellt. Die geographische Verteilung des Wirbelsignals ist generell dem der totalen Variabilität vergleichbar. Große Werte der hochfrequenten Variabilität sind in der Nähe von Randströmen zu finden und sind hier gegenüber der gesamten Variabilität (Abb. 5.1a) um ca. 20% reduziert. Im Gegensatz dazu beläuft sich der Anteil an Wirbelvariabilität in anderen Regionen auf weniger als 40%. Hierzu gehört insbesondere der Bereich des AC bei 35°N zwischen 20°W und 40°W, sowie der tropische Ozean, wo transiente Phänomene durch den Jahresgang des äquatorialen Stromsystems dominiert sind (DIDDEN und SCHOTT, 1992; STAMMER und BÖNING, 1992).

Zwischen 20°S und 30°N liegt die Wirbelvariabilität unterhalb von 4 cm; lediglich im tropischen Bereich (0°– 10°N) sind leicht erhöhte Werte (4–5 cm) anzutreffen. Das bedeutet, daß der, die Mesoskala auszeichnende, hochfrequente Anteil der Variabilität in diesem Ozeanbereich nicht wesentlich verschieden von dem Rauschniveau des Radaraltimeters ist, der in Abb. 5.2 durch den gepunkteten Bereich angedeutet wurde. Ein hoher Anteil an kurzperiodischen Fluktuationen ist darüberhinaus in hohen Breiten beider Hemisphären polwärts von 50° zu finden. Diese Region schließt im Südatlantik südlich an den ACC an; desgleichen im Nordatlantik, wo ein prozentual hoher Anteil der hochfrequenten Variabilität im wesentlichen nördlich der Sub-Polarfront zu finden ist. Beide Regionen sind, wie die Subtropen, durch relativ geringe Signalamplituden gekennzeichnet, so daß auch hier eine relativ geringe Datenqualität vermutet werden kann.

Dagegen steht die erhöhte Wirbelaktivität entlang der Nordbrasilianischen Küste im Einklang mit Erkenntnissen aus historischen Schiffsdriftdaten (RICHARDSON und McKEE, 1984) und mit Daten verankerter Strommesser (JOHNS et al. 1990), die für diese Region eine vorherrschende Wirbelperiode von 50 Tagen belegen. Das von dort ausgehende Band erhöhter Wirbelvariabilität in nordöstlicher Richtung entlang des westwärts fließenden südlichen Subtropenwirbels ist gleichfalls durch erhöhte eddy potentielle Energie gekennzeichnet (DANZLER, 1977; EMERY, 1983). In der betrachteten Region wurden für das Auftreten barokliner Instabilität begünstigende Bedingungen aus der Verteilung der potentiellen Vorticity belegt (GILL et al., 1974; KEFFER, 1983; McDOWELL et al., 1982); sie ist ebenfalls in numerischen Modellen als Quellregion barokliner Instabilität gekennzeichnet (COX, 1985).

Die von herkömmlichen Meßtechniken unerreichte hohe Datendichte der Altimeterbeobachtungen bietet die Möglichkeit, die Frage nach einer saisonalen Veränderlichkeit der Wirbelaktivität zu untersuchen, die im Zusammenhang mit der Diskussion möglicher Wirbelerzeugungsmechanismen steht. Eine saisonale Variation der Oberflächen-

variabilität wurde bereits von ZLOTNICKI et al. (1989) (ZFP im folgenden) auf der Basis von GEOSAT-Daten über ein Jahr durchgeführt. Die Autoren dokumentieren einen statistisch signifikanten Jahrgang der Oberflächenvariabilität insbesondere im östlichen Nordatlantik (30–60° N; 30–10° W), wo ein Variabilitätsmaximum im Zeitraum Oktober–Dezember und ein Minimum im Zeitraum April–Juni gefunden wurde. Eine ähnliche Untersuchung soll hier an dem längeren Altimeterdatensatz durchgeführt werden. Anders als in ZFP wird im folgenden jedoch nur der hochfrequente Anteil der Variabilität auf Perioden unterhalb von ca. 200 Tagen auf seine saisonale Veränderlichkeit hin untersucht, um den Einfluß eines zeitlich veränderlichen Mittelwertes auf die Ergebnisse zu vermeiden. Ein weiterer Unterschied gegenüber ZFP beruht auf dem dort nicht berücksichtigten EM-Biasseffekt.

Saisonale Abweichungen der hochpaßgefilterten Oberflächenvariabilität der Jahre 1987–1988 von der hochfrequenten Variabilität über alle 58 Wiederholungszyklen sind in Abb. 5.3a für die Zeiträume März–Mai und in Abb. 5.3b für den Zeitraum September–November in 2° × 2°-Feldern gezeigt. (Zur Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen von ZFP wurde hier nicht die Differenz der Varianzen, sondern deren Quadratwurzel gezeigt.) Neben Variationen auf Skalen von Ozeanwirbeln, die Amplituden in Randstromregionen von bis zu ± 10 cm erreichen, sind besonders in den Zentralen Ozeanbecken Bereiche zu finden, in denen die Variabilität auf nahezu Beckenskala von der Varianz über den Gesamtzeitraum abweichen. Eine Fehlerabschätzung auf dem 95%-Vertrauensniveau der χ^2 -Verteilung ergibt für Varianzen (BENDAT und PIERSOL, 1986) $s^2 \cdot \frac{\nu}{\chi^2_{\nu, \frac{\alpha}{2}}} \leq \sigma^2 \leq s^2 \cdot \frac{\nu}{\chi^2_{\nu, 1 - \frac{\alpha}{2}}}$. Hierbei steht s für die Standardabweichung der Messungen und ν für die Anzahl der Freiheitsgrade der χ^2 -Verteilung. Die Anzahl der Freiheitsgrade wurde hier über die Anzahl der Einzelmessungen abgeschätzt, die entlang von Satellitenbahnen 100 km voneinander entfernt waren. Bei einer Datendichte von ca. 800 Beobachtungen pro Feld ergibt sich eine Anzahl von Freiheitsgraden von etwa $\nu = 60$. Damit folgt für die Fehlerabschätzung der in Abb. 5.3 gezeigten rms-Werte $\sqrt{s^2 \cdot 0.72} \leq \sigma \leq \sqrt{s^2 \cdot 1.46}$, so daß sich für Abb. 5.3 in Abhängigkeit der räumlichen Varianzverteilung eine Unsicherheit von ca. ± 1–2 cm ergibt. Positive und negative Anomalien, die betragsmäßig 1 cm überschreiten, sind durch ein gekreuztes bzw. horizontales Raster gekennzeichnet. Während der Nordatlantik im Frühjahr überwiegend durch reduzierte Variabilität und im Herbst durch ein entgegengesetztes Verhalten gekennzeichnet ist, kann im Südatlantik ein um 180° phasenverschobenes Bild gefunden werden. Ausnahmen von diesem allgemeinen Zustand sind auf der Nordhemisphäre am westlichen Rand zu finden, wo entlang des Nordbrasilstromes, in der Karibik und entlang des Floridastromes eine erhöhte Variabilität im Frühjahr und eine reduzierte

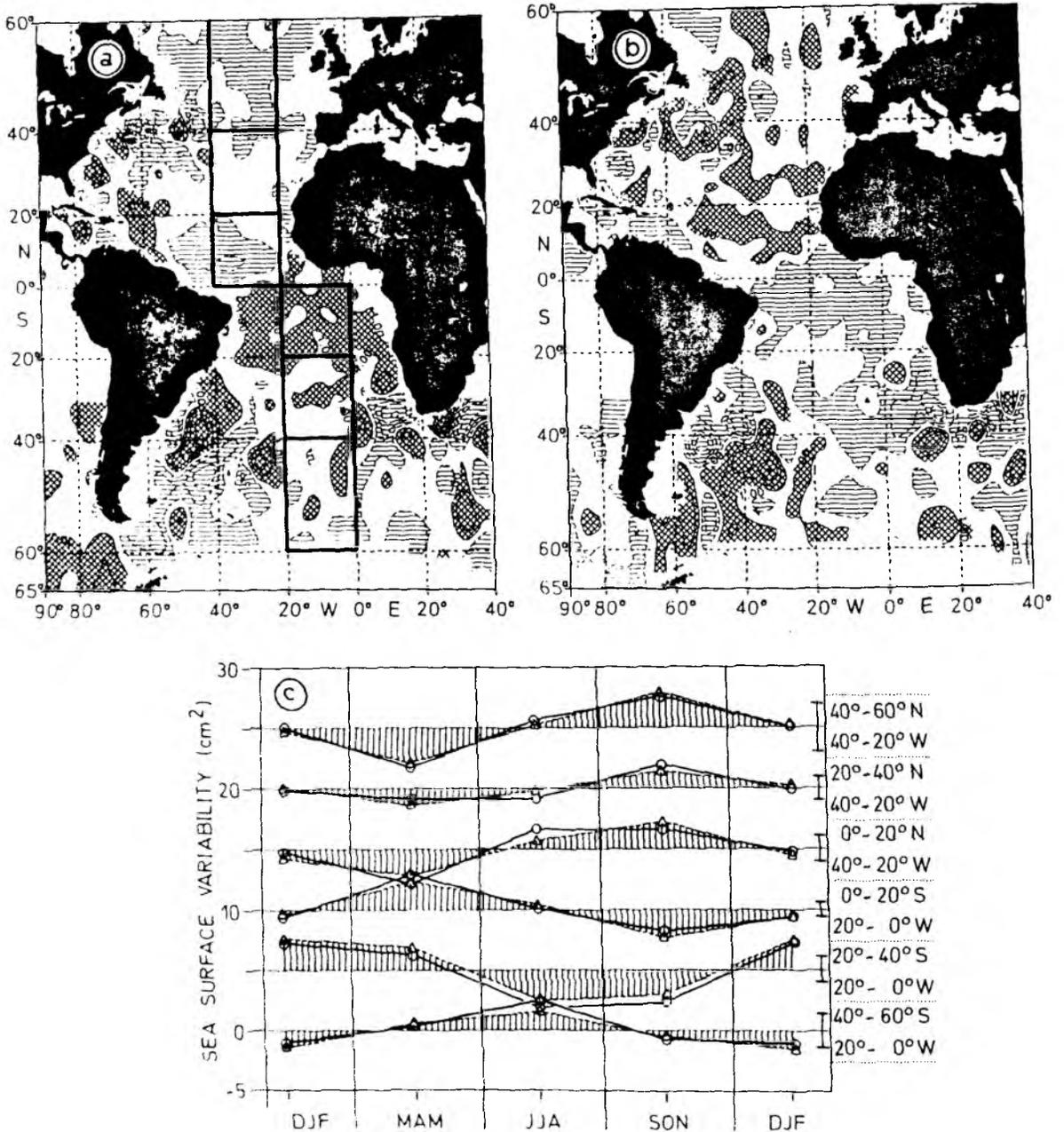


Abbildung 5.3: Abweichungen der rms-Oberflächenvariabilität in $2^\circ \times 2^\circ$ -Feldern aus hochpaßgefilterten SSH-Anomalien auf Perioden < 200 Tage für (a) März-April und (b) September-November der Jahre 1987/1988 relativ zur Gesamtperiode über 58 Wiederholungszyklen. Positive und negative Abweichungen, die einen Betrag von 1 cm überschreiten, wurden jeweils mit einem gekreuzten und einem waagrechtem Raster markiert. Das Konturintervall ist 2 cm. (c) Saisonale Oberflächenvarianz (in cm^2) in den in (a) gekennzeichneten 20° -Felder aus hochpaßgefilterten Daten der Jahre 1987/1988 für alle vier Jahreszeiten. Die durchgezogenen Kurven stellen die Abweichungen von den in Tabelle 5.1 genannten mittleren Varianzen dar und wurden mit einem Versatz von 5 cm^2 gezeichnet. Gestrichelte Linie repräsentieren die an die Werte angepassten jährlichen Harmonischen.

Variabilität im Herbst zu erkennen ist. Abweichungen vom großräumigen Verhalten ergeben sich auch im westlichen Becken des Südatlantiks südlich von 30°S.

Die oben angeführten Vertrauensbereiche geben statistische Signifikanzbereiche im Sinne einer voneinander abweichenden Variabilität an. Sie lassen jedoch keinen Schluß auf physikalische Eindeutigkeit zu. So ist es grundsätzlich möglich, daß die Veränderlichkeit der Variabilität von Restfehlern der Umgebungskorrekturen herrühren. ZFP diskutieren einen möglichen Einfluß der Feuchte- und EM-Biaskorrektur sowie den Einfluß des inversen Barometereffektes, die alle eine ausgeprägte Saisonalität aufweisen. Sie kommen jedoch zu dem Schluß, daß aufgrund der Datenanalyse von den jeweiligen Fehlern nur ein untergeordneter Beitrag zu erwarten ist. Dies gilt jedoch nicht für den Feuchtefehler in den Tropen. Da dort der Feuchtefehler jedoch überwiegend auf der Jahresperiode liegt, die hier nicht betrachtet wird, kann dort ebenfalls ein wesentlicher Einfluß ausgeschlossen werden.

Es ist wahrscheinlich, daß die überwiegend auf Randstromregionen beschränkten Anomalien mit Wirbelskalen auf einzelne, dominante Wirbel oder Strommäander zurückzuführen sind, deren Einfluß aufgrund der kurzen Mittelungsperiode nicht eliminiert werden konnte. Um großräumige Schwankungen stärker herauszustellen und um signifikantere Ergebnisse als in Abb. 5.3a,b zu erhalten, zeigt Abb. 5.3c die über jeweils 20° × 20°-Bereiche (siehe Abb. 5.3a) der zentralen Ozeanbecken gemittelten saisonalen Werte der Varianzen aus allen vier Jahreszeiten der Jahre 1987/1988, die jeweils als Abweichungen zu den in Tabelle 5.1 genannten mittleren Varianzen dargestellt sind. Die gestrichelt gezeichneten Linien kennzeichnen die an die Varianzen angepaßten jährlichen Harmonischen, deren Amplituden und Phasen ebenfalls Tabelle 5.1 zu entnehmen sind. Das Signal, das auf dem 95%-Niveau signifikant ist, zeigt in allen Regionen einen ausgeprägten Jahresgang, der zu 80% durch die jährliche Harmonische erklärt werden kann. In Übereinstimmung mit ZFP ist ein Maximum der Variabilität im Nordatlantik in den Herbstmonaten zu beobachten. Dieses Verhalten ist im Südatlantik 180° phasenverschoben, abgesehen von der Region südlich von 40°S, in der ein Maximum der Variabilität im Südwinter zu finden ist.

Ursachen für die beobachtete Veränderlichkeit der Wirbelvariabilität der Meeresoberfläche sind Gegenstand momentaner Forschung und können zur Zeit nicht schlüssig beantwortet werden. Als mögliche Ursachen wurden von ZFP die Veränderlichkeit des Windantriebes genannt, für den auf der Nordhemisphäre ein Maximum im Herbst und Winter beobachtet wird (HELLERMAN und ROSENSTEIN, 1983). Ein, der beobachteten Veränderlichkeit der Oberflächenvariabilität, vergleichbares Verhalten der kinetischen Energie wurde von RICHARDSON (1983) für den NAC aus Drifterbewegungen

Gebiet	$\langle \cdot \rangle$ (cm^2)	σ (cm^2)	a (cm^2)	ϕ ($^\circ$)	e (cm^2)
40°–60°N, 20°–40°W	44.8	2.1	2.9	282	± 2
20°–40°N, 20°–40°W	26.2	1.2	1.4	292	± 1
0°–20°N, 20°–40°W	25.3	1.8	2.3	269	± 1
0°–20°S, 0°–20°W	12.0	1.8	2.4	114	± 0.5
20°–40°S, 0°–20°W	28.3	2.7	3.3	50	± 1
40°–60°S, 0°–20°W	32.8	1.5	1.6	174	± 1.5

Tabelle 5.1: Statistik der saisonalen Variation der Oberflächenvarianzen aus Abb. 5.3c. $\langle \cdot \rangle$ und σ stehen für den Mittelwert und die Standardabweichung der in Abb. 5.3c gezeigten Varianzen. a und ϕ geben die Amplitude und die Phase der daran angepaßten jährlichen Harmonischen an. e gibt Fehlerabschätzungen der Varianzen an.

belegt. Dort wurde eine Jahresamplitude von $90 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ gegenüber einem mittleren Wert von $250 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ gefunden, mit jedoch maximalen Werten im Zeitraum Mai-Juli. Ein saisonales Signal der wirbelkinetischen Energie wurde weiter von DICKSON et al. (1982) im östlichen Nordatlantik in Daten verankerter Strommesser gefunden. TAI und WHITE (1990) analysierten vergleichbare Ergebnisse für die Kuroshio-Region im Pazifik, dort fanden ebenfalls FRANKIGNOUL und MÜLLER (1979) signifikant erhöhte mesoskalige Variabilität aus XBT-Schnitten. Die Frage, ob eine veränderliche lokale Wirbelanregung durch ein variables Windfeld für die Veränderlichkeit der Variabilität verantwortlich ist, oder ob vielmehr Fernwirkungen von Wind und anderen Antriebseffekten, wie z.B. Schwankungen der Randströmtransporte, Wellen oder Instabilitätsprozesse zur Erklärung der Beobachtungen herangezogen werden müssen, ist Gegenstand weiterer Untersuchungen, die im Zusammenhang mit numerischen Modellen geklärt werden muß.

5.2 Wellenzahlspektren und charakteristische Wirbelskalen

Zur Untersuchung einer geographischen Abhängigkeit von Wirbelcharakteristiken wurden mittlere Wellenzahlspektren und charakteristische Wirbelskalen in verschiedenen, den ganzen Atlantik überdeckenden regional begrenzten Gebieten berechnet. Wellenzahlspektren geben Aufschluß über die spektrale Verteilung der Prozeßvarianz (JENKINS und WATTS, 1968). Voraussetzung hierfür ist die Stationarität, bzw. Homogenität der betrachteten Meßreihe. In der Praxis geht man hierbei von Meßreihen endlicher Länge $L = N\Delta$ auf regelmäßigen Meßintervallen Δ aus; der dann vom Spektrum

abgedeckte Wellenzahlbereich ist durch die Fundamental- und die Nyquistwellenzahl $k_{min}=1/L$ und $k_{max}=1/2\Delta$ beschränkt. Das Wellenzahlspektrum entlang individueller Satellitenbahnen ist gegeben als

$$E(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} c(s) \cdot e^{(-2\pi i k s)} ds \quad . \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet $c(s)$ die Autokorrelationsfunktion und k und s die Wellenzahl und die Koordinate in Bahnrichtung. Grundsätzlich unterscheidet sich das hierdurch definierte Spektrum von einem eindimensionalen Spektrum $E_0(\kappa)$ der skalaren Wellenzahl $\kappa = (k_1^2 + k_2^2)^{\frac{1}{2}}$, wobei k_1 und k_2 orthogonale Wellenzahlkomponenten sind. Unter isotropen Bedingungen läßt sich das skalare Wellenzahlspektrum $E_0(\kappa)$ und weiterführend das kinetische Energiespektrum $F_0(\kappa)$ aus $E(k)$ abschätzen. Beispiele und eine Herleitung für diese Zusammenhänge sind von FU (1983) und LeTRAON et al. (1990) gegeben.

Das Wellenzahlspektrum (5.1) ist mit der Autokorrelationsfunktion $c(s)$ in Bahnrichtung über dessen Fouriertransformierte verknüpft. Aus $c(s)$ lassen sich integrale Skalen bestimmen, die üblicherweise als Maß charakteristischer, das Wirbelfeld dominieren der Skalen angesehen werden. Autokorrelationsfunktionen aus Meßreihen endlicher Länge weisen jedoch i. allg. Bereiche signifikanter negativer Korrelationen auf. Anders als die eigentliche Definition der integralen Skala werden deshalb in der Praxis häufig modifizierte Formen verwendet. In dieser Arbeit wurden folgende in der Literatur gebräuchliche Skalen berechnet (RICHMANN et al., 1977) :

$$L_1 = \frac{1}{c(0)} \int_0^{L_0} c(s) ds \quad (5.2a)$$

$$L_2 = \frac{1}{c^2(0)} \int_0^{s_{max}} c^2(s) ds \quad . \quad (5.2b)$$

L_0 kennzeichnet den räumlichen Distanz des ersten Nulldurchganges von $c(s)$, und s_{max} ist der maximale Verschiebung einer Meßreihe.

Um der Forderung nach einer ausreichend langen Meßreihe einerseits, und der Anforderung an räumlich homogene Verhältnisse andererseits, Rechnung zu tragen, wurden mittlere Wellenzahlspektren und Autokorrelationsfunktionen, bzw. charakteristische Skalen in verschiedenen, den Atlantik überdeckenden Gebieten bestimmt (siehe Abb. 5.9), die eine meridionale und zonale Erstreckung von 10° hatten. In allen Fällen wurden ensembledgemittelte Spektren aus ungefilterten Daten individueller Bahnwiederholungen berechnet, die bei einer Auflösung von 6.8 km in Bahnrichtung das Gebiet vollständig überdeckten. Zur Erhöhung der statistischen Unabhängigkeit wurden nur Daten jeder zweiten Wiederholungsperiode verwendet, die keine Lücken >40 km aufwiesen. Kleinere Datenlücken wurden durch lineare Interpolation geschlossen.

Mittlere Wellenzahlspektren für drei verschiedene Regionen des Nordatlantiks sind in Abb. 5.4 jeweils getrennt für aufsteigende (durchgezogene Linien) und absteigende Bahnen (gestrichelt gezeichnete Linien) dargestellt. Diese Spektren repräsentieren (a) die Region der Golfstromausläufer (30° – 40° N, 60° – 70° W), (b) den zentralen subtropischen Wirbel (20° – 30° N, 40° – 50° W) und (c) das äquatoriale Stromsystem (0° – 10° N, 30° – 40° W). Die Spektren aus auf- und absteigenden Bahnen stimmen in allen gezeigten Fällen innerhalb der 95%-Vertrauensbereiche überein. In Übereinstimmung mit der beobachteten Isotropie des Wirbelfeldes (MODE GROUP, 1978; BERNSTEIN und WHITE, 1974; KRAUSS und BÖNING, 1987) ergibt sich für den gesamten Atlantik, daß keine signifikanten Differenzen zwischen den, annähernd in orthogonalen Richtungen verlaufenden, Spektren verzeichnet werden können. Ausgeprägte Unterschiede der spektralen Charakteristiken können jedoch zwischen den unterschiedlichen Regionen gefunden werden. Hierbei sind die Spektren aus der Golfstromregion (Abb. 5.4a) durch eine deutliche Abnahme der Wirbelenergie bei einer 'cut-off'-Wellenzahl von ca. $(300 \text{ km})^{-1}$ gekennzeichnet. In guter Übereinstimmung mit FZ und der Theorie geostrophischer Turbulenz kann der Abfall der Varianz auf Wellenlängen zwischen 300 und 100 km durch ein k^{-5} -Exponentialgesetz charakterisiert werden. Wie bereits erwähnt, führt die Theorie der geostrophischen Turbulenz bei isotropen Bedingungen auf ein Wellenzahlspektrum der Oberflächenauslenkung mit k^{-5} -Abfall unterhalb der Wirbelerzeugungswellenlänge. Die Wellenlänge größter Anwachsrate von baroklinen Instabilitätsprozessen sind über den internen Rossbyradius der Deformation R_i als $L_R = 2\pi r_i$ gegeben. Werte für L_R wurden aus mittleren Rossbyradien von EMERY et al. (1984) berechnet und sind in Abb. 5.4 jeweils auf der Abszisse markiert. Für Abb. 5.4a beträgt L_R ca. 200 km und liegt damit etwas unterhalb der beobachteten 'cut-off'-Wellenzahl. In dem tropischen Atlantik zeigen die Spektren ein gegenüber Abb. 5.4a etwas flacheren Abfall und keine Tendenz zur Abflachung bei kleinen Wellenzahlen. Um abzuschätzen, inwieweit die in den Tropen über 10° berechneten Spektren dynamische Prozesse repräsentieren, wo ein deutliches Anwachsen von R_i zu beobachten ist, wurde in Abb. 5.4c ein Wellenzahlspektrum aus einer vergrößerten Region 0° – 20° N, 30° – 50° W als gepunktete Linie eingezeichnet. Dieses Spektrum deckt sich annähernd mit den übrigen Kurven, deutet jedoch jetzt ein Abflachen bei kleinen Wellenzahlen an. Im Unterschied zu den oben genannten Regionen, ist im zentralen Subtropenwirbel kein klares Abknicken des spektralen Energieverlaufes zu beobachten (Abb. 5.4b). Statt dessen kann das Spektrum über den gesamten Wellenzahlbereich durch ein k^{-2} -Gesetz charakterisiert werden; lediglich für Wellenlängen unterhalb ca. 80 km ist ein Abflachen des Spektrums im Rauschniveau zu erkennen.

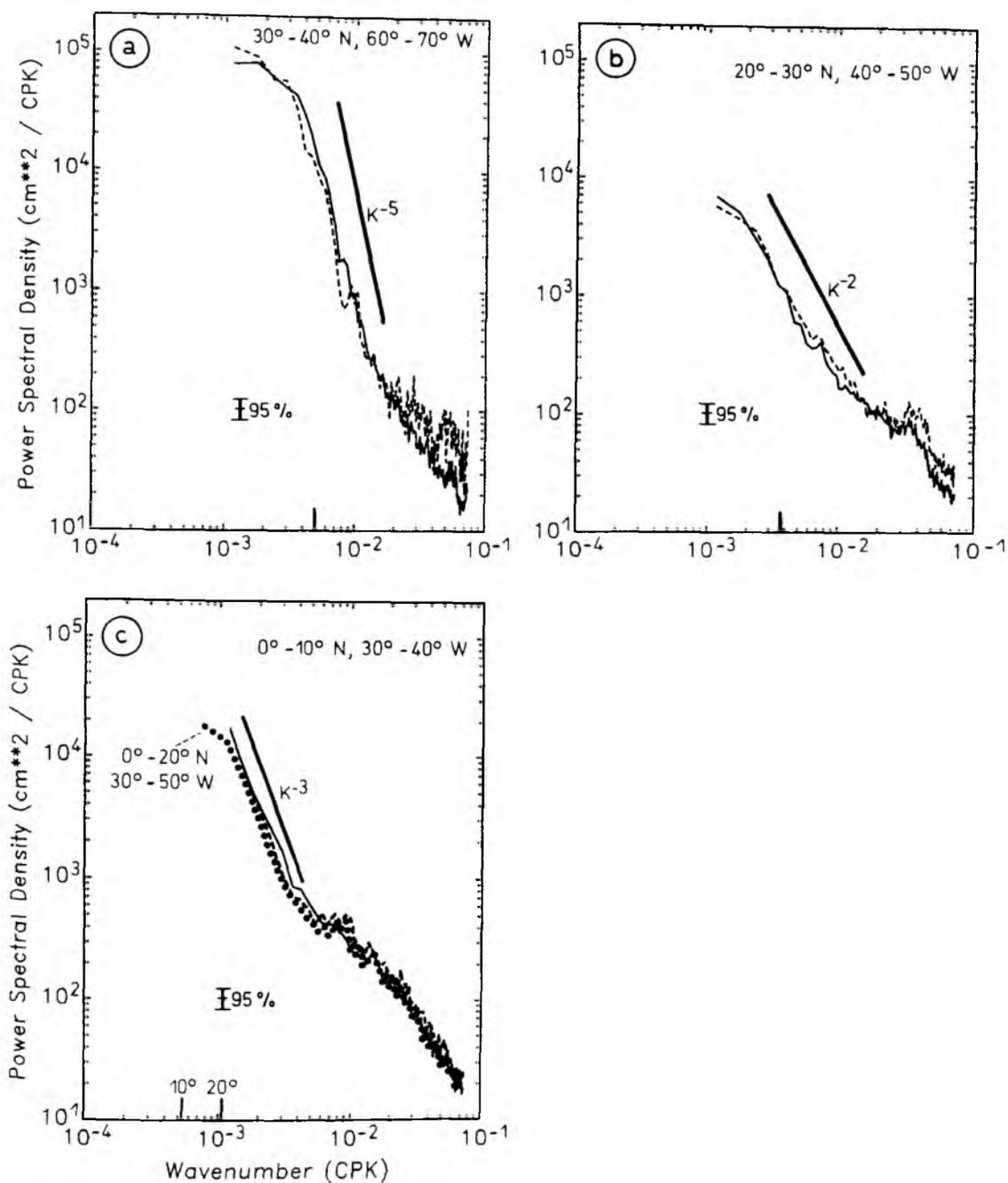


Abbildung 5.4: Mittlere Wellenzahlspektren der SSH-Anomalien entlang von aufsteigenden (durchgezogene Kurven) und absteigende (gestrichelte Kurven) GEOSAT-Bahnen in $10^\circ \times 10^\circ$ -Feldern (a) der Golfstromausläuferregion ($30^\circ - 40^\circ \text{ N}, 60^\circ - 70^\circ \text{ W}$), (b) des zentralen subtropischen Wirbels ($20^\circ - 30^\circ \text{ N}, 40^\circ - 50^\circ \text{ W}$) und (c) des äquatorialen Atlantiks ($0^\circ - 10^\circ \text{ N}, 30^\circ - 40^\circ \text{ W}$). (c) enthält ferner ein mittleres Spektrum eines 20° -Feldes als gepunktete Kurve. Kräftige Striche auf der Frequenzachse repräsentieren den Rossbydeformationsradius der 1. Mode, abgeleitet aus Werten von EMERY et al. (1984).

In Abb. 5.4 ist eine Abnahme der dominierenden Wirbelskala zu höheren Breiten hin angedeutet. Zur Verdeutlichung dieses Verhaltens wurden in Abb. 5.5 mittlere Spektren entlang zonaler und meridionaler Schnitte dargestellt, die, wie in Abb. 5.1b angedeutet, den Atlantik auf beiden Hemisphären kreuzen. Ein Anwachsen der 'cut-off'-Wellenzahl mit zunehmender Breite wird auf der Nordhalbkugel entlang des Längengrades 35°W deutlich. Diese Eigenschaft tritt noch klarer in Abb. 5.5c auf der Südhemisphäre entlang 25°W zutage. Es ist hierbei bemerkenswert, daß spektrale Abfälle von k^{-4} - k^{-5} über weite Bereiche des Ozeans zu finden sind. Ausnahmen beschränken sich auf Regionen der Subtropen zwischen 10°N-30°N und 0°-20°S, die durch geringe Oberflächenvariabilität, bzw. durch geringe Qualität der Altimeterdaten gekennzeichnet sind. Entsprechend der Asymmetrie dieser Bereiche hinsichtlich des Äquators, sind Regionen mit k^{-2} -Abfällen auf der Südhemisphäre um 10° äquatorwärts verschoben zu erkennen.

Anders als in meridionaler Richtung lassen sich in zonaler Richtung entlang 35°N (Abb. 5.5b) und 35°S (Abb. 5.5d) keine signifikanten Unterschiede in spektralen Eigenschaften erkennen. Entlang beider Breitenkreise ist ein Abflachen der Spektren bei Wellenlängen größer 300 km zu erkennen, und Abfälle auf kleineren Wellenlängen sind allgemein mit einer k^{-5} -Relation vergleichbar. Hierbei weisen Unterschiede eher auf ein Anwachsen der Wirbelenergie in Randströmen hin, als auf eine Variation der Wirbelskala. Das Anwachsen der Wirbelenergie ist im Nordatlantik am westlichen Rand gegeben. Im Südatlantik befinden sich dagegen wirbelaktive Bereiche sowohl am westlichen Rand als auch in der Agulhasretroflexion, die beide zu vergleichbaren spektralen Eigenschaften führen (Abb. 5.5d).

Die ausgeprägte Verschiebung der 'cut-off'-Wellenlänge zu kleineren Werten in höheren Breiten kann als Ursache für einen zu glatten Verlauf von Spektren verstanden werden, die von FU (1983a) entlang von mehr als 30°-Breite überspannenden Satellitenbahnsegmenten berechnet wurden. Das damit verbundene Mittel über verschiedene dominierende Wirbelskalen muß zu einem Abflachen der spektralen Energieverteilung führen. Zur Verdeutlichung dieser Aussage wurden in Abb. 5.6 Spektren gezeigt, die über unterschiedliche Breitenerstreckungen berechnet wurden. Im Vergleich zu den Spektren aus einer 10°-Region, lassen die über 20°- und 30°-Breite berechneten Spektren einen kontinuierlichen Übergang zu flacheren Relationen erkennen.

Autokorrelationsfunktionen wurden entsprechend Wellenzahlspektren in den gleichen 10° × 10°-Regionen aus den GEOSAT-Anomalien abgeleitet. In Abb. 5.7 sind mittlere Autokorrelationsfunktionen entlang aufsteigender und absteigender Bahnen aus je einer Region (a) des westlichen (20°-30°N, 60°-70°W) und (b) des östlichen Nordatlantiks (40°-50°N, 10°-20°W) dargestellt. Diese Regionen fallen mit den in Abb. 5.1 gekenn-

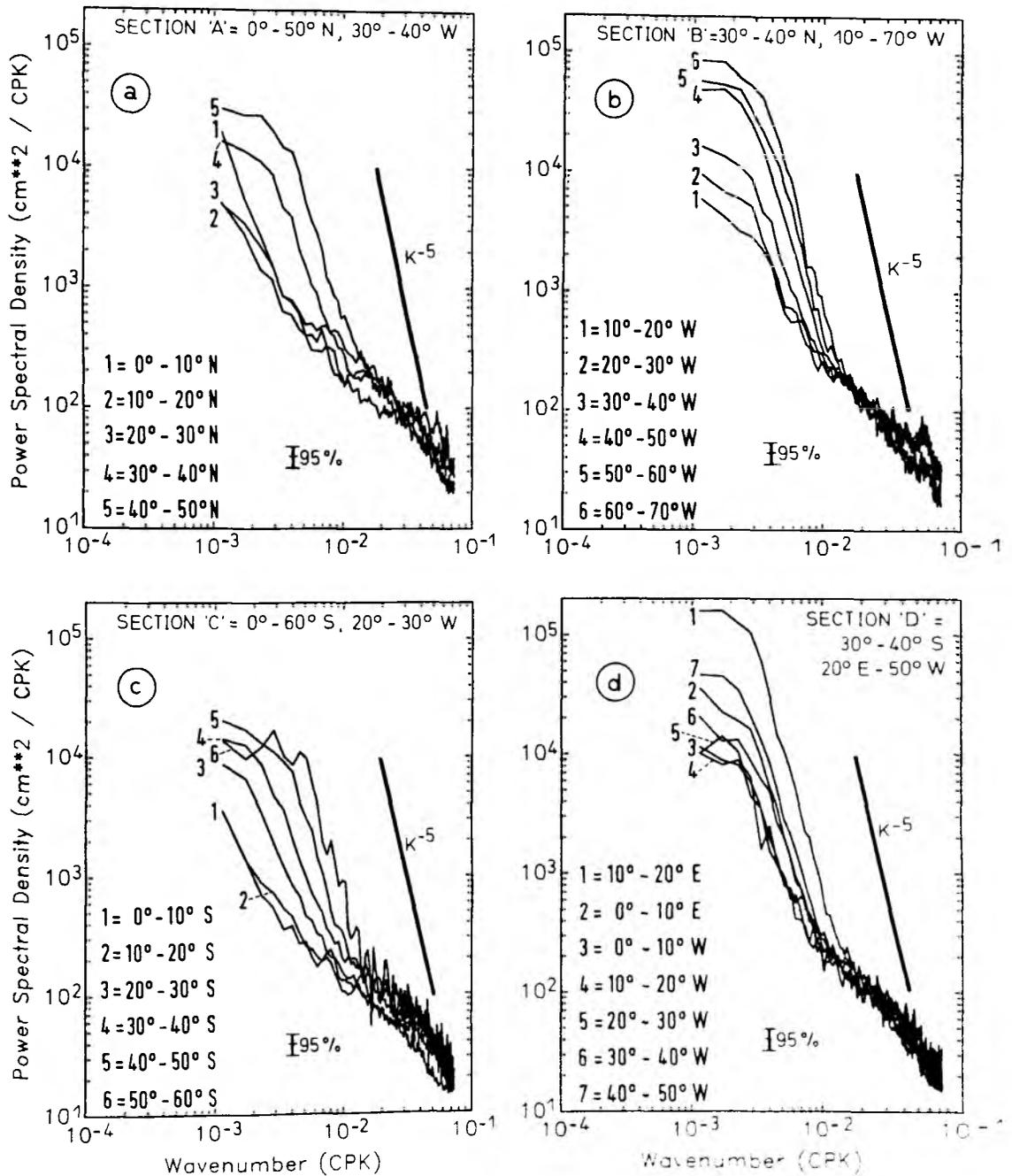


Abbildung 5.5: Mittlere Wellenzahlspektren der SSH-Anomalien in 10° -Feldern, die den in Abb. 5.1b gekennzeichneten Schnitten „A“ bis „D“ folgen.

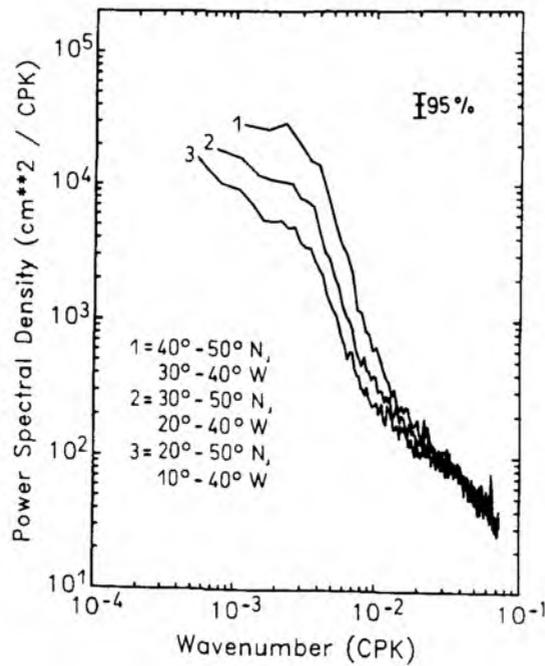


Abbildung 5.6: Mittlere Wellenzahlspektren aus drei verschiedenen Regionen mit jeweils einer Erstreckung von 10°, 20° und 30° in Länge und Breite.

zeichneten Expeditionsgebieten von POLYMODE und TOURBILLON zusammen, deren Ergebnisse zu Vergleichen mit der Altimeterstatistik herangezogen werden können. Zu diesem Zweck wurden zwei analytische Funktionen in Abb. 5.7 verstärkt gezeichnet, welche lokale Statistiken der dynamischen Oberflächentopographie aus POLYMODE- (DeMEY und ROBINSON, 1987) und TOURBILLON-Beobachtungen (ARHAN und COLIN DeVerdière, 1985) repräsentieren. Wie bei Spektren, so ist auch aus Autokorrelationsfunktionen kein signifikanter Unterschied der Resultate aus auf- und absteigenden Bahnen zu erkennen. Beide Kurven fallen in Abb. 5.7a eng mit dem Ergebnis aus den POLYMODE-Beobachtungen zusammen, und der Nulldurchgang L_0 aus beiden Datensätzen ist identisch $L_0 = 140$ km. Anders im östlichen Nordatlantik, wo GEOSAT-Daten auf erheblich größere Skalen ($L_0 = 163$ km) als TOURBILLON-Beobachtungen ($L_0 = 75$ km) führen. In dem gleichen Gebiet fanden LeTRAON et al. (1990) ebenfalls aus GEOSAT-Daten einen mit den Beobachtungen besser übereinstimmenden Wert von $L_0 = 125$ km. Eine Begründung für diese Unsicherheit kann z.Zt. nicht gegeben werden. Es sei jedoch erwähnt, daß der Wert von $L_0 = 124$ km in der im Westen anschließenden Box mit den Angaben von LeTRAON et al. (1990) konsistent ist. Darüberhinaus lag das TOURBILLON-Expeditionsgebiet bei 47°N, 15°W am nördlichen Rand der betrachteten Region. Zum Vergleich wurde deshalb die mittlere Autokorrelationsfunktion des im Norden anschließenden Feldes als gepunktete Linie in

Abb. 5.7b eingezeichnet, welche TOURBILLON-Ergebnisse besser repräsentiert.

Aufgrund der prinzipiellen Schwierigkeiten, aus konventionellen hydrographischen Messungen Informationen über das ozeanische Wirbelfeld zu gewinnen, ist man für eine Verifizierung der Altimeterergebnisse auf die wenigen diesbezüglichen Abschätzungen angewiesen. In Abb. 5.7 ist gezeigt, daß sich die altimetrischen Autokorrelationsfunktionen durch in-situ Beobachtungen aus dem POLYMODE und dem TOURBILLON-Experiment bestätigen lassen, auch wenn die an Beobachtungen angepaßten analytischen Funktionen ihrerseits mit relativ großen Fehlern behaftet sind. Zusammen mit der in Kap. 4 dokumentierten generellen Übereinstimmung zwischen Altimetrie und verschiedenen in-situ Ozeanbeobachtungen, rechtfertigt die in Abb. 5.7 gezeigte qualitative Übereinstimmung der Autokorrelationsfunktionen die Annahme, daß Charakteristiken des mesoskaligen Wirbelfeldes aus den Altimeterdaten untersucht werden können.

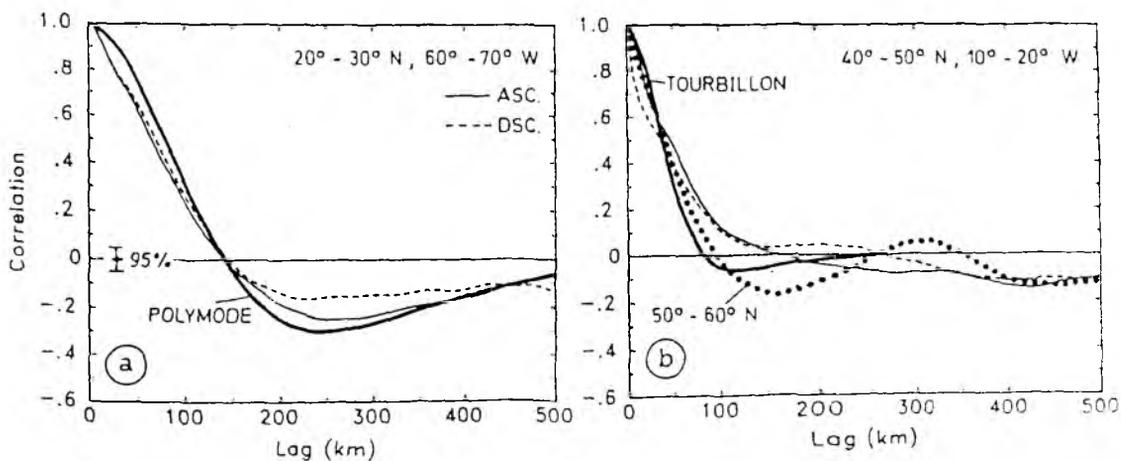


Abbildung 5.7: (a) Mittlere Autokorrelationsfunktionen aus aufsteigenden (durchgezogene Linie) und absteigenden (gestrichelte Linie) GEOSAT-Bahnen in dem $10^\circ \times 10^\circ$ -Feld $20^\circ - 30^\circ \text{ N}$, $60^\circ - 70^\circ \text{ W}$. Die kräftig gezeichnete Kurve repräsentiert typische POLYMODE-Oberflächenstatistiken für Stromfunktionen (DeMEY und ROBINSON, 1987). (b) Wie (a), jedoch für das Gebiet $40^\circ - 50^\circ \text{ N}$, $10^\circ - 20^\circ \text{ W}$. Die kräftige Kurve stellt typische Verhältnisse für die Oberflächenstromfunktion aus TOURBILLON-Messungen dar (ARHAN und COLIN DeVERDIERE, 1985). Enthalten ist ferner die Autokorrelationsfunktion des Gebietes $50^\circ - 60^\circ \text{ N}$, $10^\circ - 20^\circ \text{ W}$ (gepunktete Kurve).

Mittlere Autokorrelationsfunktionen entlang der in Abb. 5.1b markierten zonalen und meridionalen Schnitte sind in Abb. 5.8 dargestellt. Eine ausgeprägte Abnahme der Korrelationslängen zu höheren Breiten beider Hemisphären ist in Abb. 5.8a und 5.8b verzeichnet. Hierbei nimmt L_0 um mehr als 50% von 250 km nahe des Äquators auf

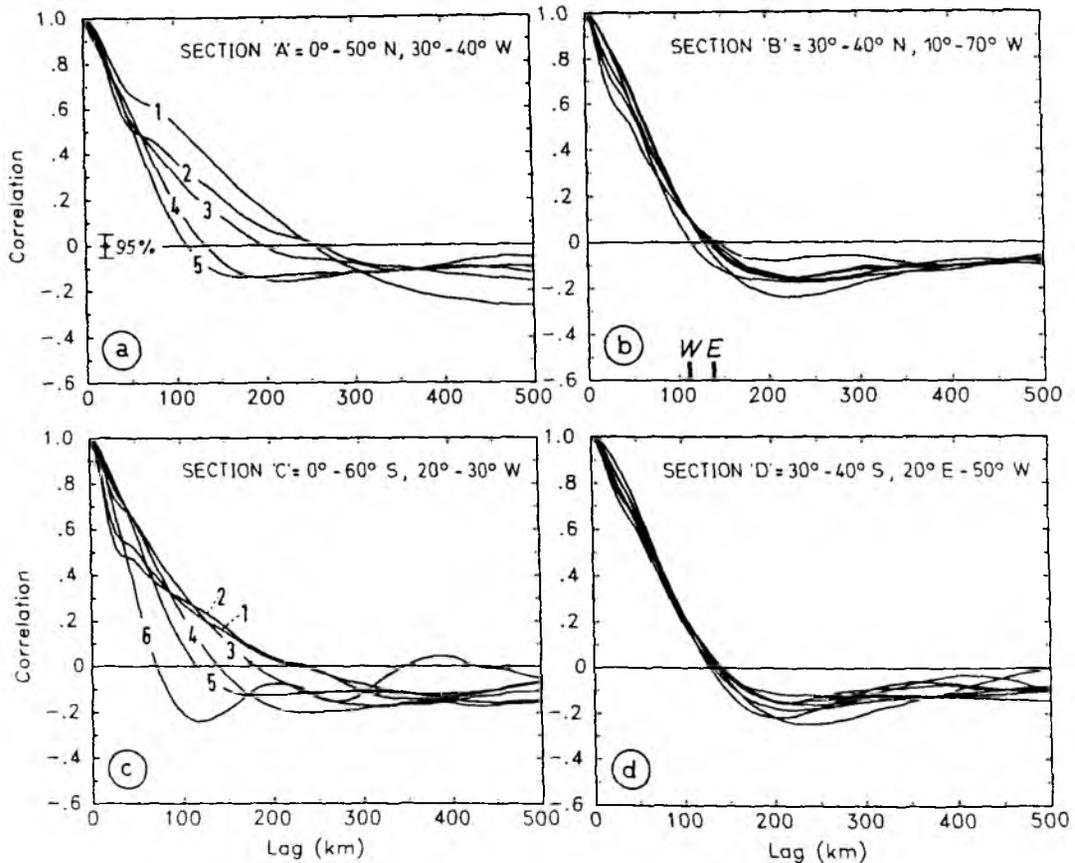


Abbildung 5.8: Wie Abb. 5.5, aber für mittlere Autokorrelationsfunktionen entlang von GEOSAT-Bahnen. Für die Legende von (a) und (c) siehe Abb. 5.5a und 5.5c. Die Buchstaben E und W in (b) markieren die Nulldurchgänge der Kurven nahe der östlichen und westlichen Ozeanberandung.

ca. 90 km bei 55°N ab. Die gleiche Tendenz ist im Südatlantik zu erkennen, wo L_0 von 260 km auf 90 km abnimmt. Die Autokorrelationsfunktionen aus den Tropen und Subtropen sind aufgrund von Meßfehlern durch eine rasche Abnahme der Korrelation auf kleinen Distanzen entartet. In Übereinstimmung mit der oben diskutierten Datenunsicherheit ist dieses am augenscheinlichsten zwischen 10°N und 30°N und zwischen 20°S und dem Äquator zu finden. Anders als in meridionaler Richtung kann eine zonale Variation der Wirbelskala erneut nicht belegt werden (Abb. 5.8b, 5.8d). Statt dessen fallen die Autokorrelationsfunktionen aller Einzelgebiete innerhalb der Vertrauensgrenzen zusammen, und lediglich am westlichen Rand ist in Abb.5.8b eine Abnahme der Wirbelskala angedeutet.

Unter Verwendung von Gl.(5.2) wurden mittlere lineare und quadratische integrale Skalen aus individuellen Autokorrelationsfunktionen in allen $10^\circ \times 10^\circ$ -Feldern bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.9a für die lineare Skala L_1 und in Abb. 5.9b

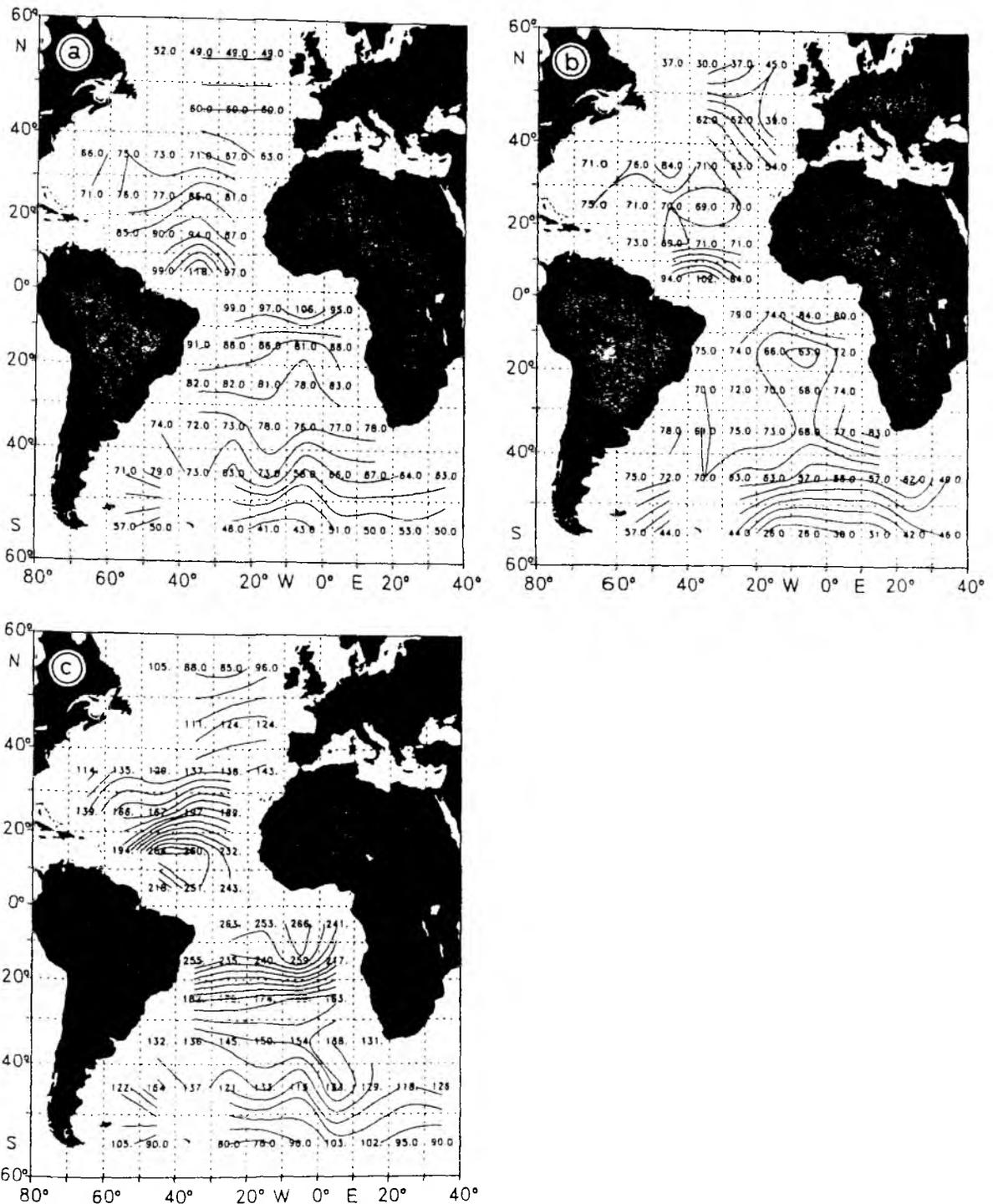


Abbildung 5.9: Charakteristische räumliche Wirbelskalen, abgeschätzt aus Autokorrelationsfunktionen aus auf- und absteigenden GEOSAT-Bahnen in $10^\circ \times 10^\circ$ -Feldern. Dargestellt sind die Werte für (a) die lineare integrale Skala L_1 , (b) die quadratische integrale Skala L_2 und (c) der Versatz des ersten Nulldurchgangs L_0 der Autokorrelationsfunktionen. Das Konturintervall ist für (a) und (b) 5 km und für (c) 10 km.

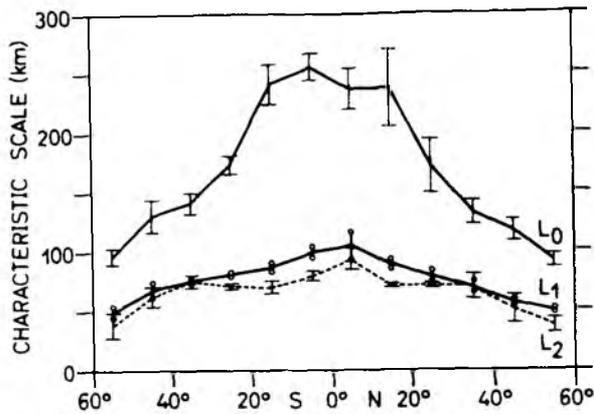


Abbildung 5.10: Zonale Mittel der in Abb. 5.9 dargestellten linearen (L_1) und quadratischen (L_2) Skalen, sowie des Nulldurchgangs (L_0). Die Fehlerbalken korrespondieren mit den Standardabweichungen der zonalen Mittelung.

für die quadratische Skala L_2 zusammengefaßt; Abb. 5.9c zeigt die ebenfalls häufig zur Abschätzung von Wirbelskalen verwendete Distanz des ersten Nulldurchgangs L_0 . Neben der oben diskutierten Breitenabhängigkeit ist aus allen drei Karten die erwähnte Tendenz zu kleineren Skalen nahe der Berandung zu erkennen. So z.B. entlang von 35°S, wo L_0 um 10% zwischen dem zentralen Becken und den Rändern variiert.

Zonal gemittelte Werte von L_1 , L_2 und L_0 sind in Abb. 5.10 zusammen mit den Standardabweichungen der Einzelwerte dargestellt. Generell läßt sich eine enge Übereinstimmung zwischen beiden Hemisphären feststellen. Die Abnahme der Wirbelskalen polwärts erweist sich als zum Äquator symmetrisch, abgesehen von dem Bereich 0°–10°N, wo L_0 etwas geringer als auf der Südhemisphäre ist. Gegenüber den integralen Skalen zeigt L_0 eine deutlich höhere meridionale Variation; diese kann grundsätzlich darauf zurückgeführt werden, daß integrale Skalen durch den Einfluß des Meßfehlers auf die Autokorrelationsfunktionen die Wirbelskala in den niederen Breiten systematisch unterschätzen. Hierbei läßt sich für individuelle Felder eine enge Beziehung zwischen L_1 und L_2 erkennen (Abb. 5.11). Polwärts von 30° ergibt sich bei einer Korrelation von 0.93 eine lineare Beziehung von $L_2 = -31.5 + 1.4L_1$. Eine hiervon unterschiedliche lineare Beziehung kann für die niederen Breiten bei einer reduzierten Korrelation von 0.79 gefunden werden: $L_2 = 16.9 + 0.7L_1$.

Grundsätzlich sind die hier abgebildeten Wellenzahlspektren mit Ergebnissen von FU (1983a) und FZ verträglich. Dabei wurden spektrale Abfälle von k^{-5} in Regionen hoher Wirbelenergie und k^{-2} in Regionen mit geringer Oberflächenvariabilität gefunden. Ein

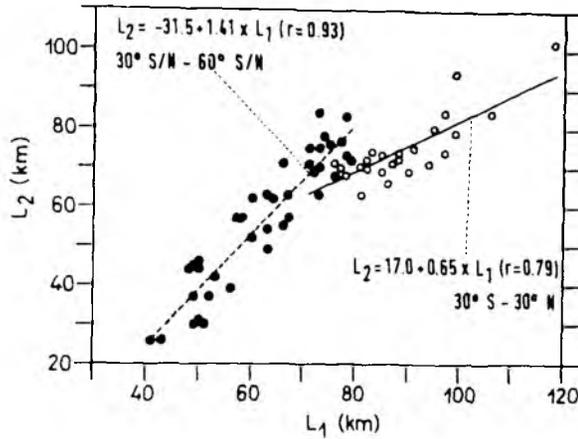


Abbildung 5.11: Streudiagramm von L_2 gegen L_1 aus allen, in Abb. 5.9 abgebildeten 10° -Feldern. Die Wertepaare aus Feldern jeweils nördlich und südlich von 30° Breite sind durch geschlossene und offene Kreise gekennzeichnet.

markanter Unterschied zu den früheren Arbeiten besteht jedoch in der geographischen Abhängigkeit von spektralen Eigenschaften, die hier über weite Bereiche des Atlantiks zu k^{-4} - k^{-5} -Relationen führt, welche von FU (1983a) durch k^{-2} -Relationen charakterisiert wurden. Dieser wichtige Unterschied kann als direkte Konsequenz der monotonen Abnahme der vorherrschenden Wirbelskala in polwärtiger Richtung verstanden werden. Die Abschätzung von Spektren über Bahnsegmente, die 30° Breite und mehr überspannen, kommt dabei einer Mittelung des räumlich inhomogenen Wirbelfeldes gleich und bedingt wie in Abb. 5.6 gezeigt einen glatteren spektralen Energieverlauf.

Die hier gefundenen schwachen k^{-2} -Relationen beschränken sich dahingegen auf jene Bereiche der Subtropen, in denen die rms Wirbelvariabilität 5 cm unterschreitet. Wie oben erwähnt, impliziert dies ein reduziertes Signal/Rausch-Verhältnis der Daten und erschwert jede Aussage über mögliche zugrundeliegende ozeanische Prozesse. Die jüngst von LeTRAON et al. (1990) ebenfalls aus GEOSAT-Daten im Nordatlantik durchgeführte Analyse räumlicher Skalen der Mesoskala ist grundsätzlich mit den hier erzielten Resultaten vergleichbar. In Anlehnung an die Argumentation von FU (1983a) begründen die Autoren räumliche Variationen von Wirbelskalen und Wellenzahlspektren durch die Existenz unterschiedlicher dynamischer Regime, bzw. durch unterschiedliche Wirbelerzeugungsmechanismen. Flachere als k^{-4} - k^{-5} -Relationen werden auf die Erzeugung von Wirbeln durch fluktuierenden Windantrieb erklärt (MÜLLER und FRANKIGNOUL, 1981), bzw. auf eine Wechselwirkung der Strömung mit dem Ozeanboden (TRÉGUIER und HUA, 1988) zurückgeführt. Für Regionen mit k^{-2} -Relation schließlich wird lineare Rossbywellendispersion als dynamische Ursache ge-

nannt. Die in Kap. 5.4 angeführten Argumente deuten dagegen hierfür eher auf einen hohen Grad an Verfälschung der Ergebnisse durch Meßfehler hin.

5.3 Frequenzspektren und Zeitskalen

Entsprechend der Analyse von Wellenzahlspektren und Wirbelskalen lassen sich mittlere Frequenzspektren und Zeitskalen der Mesoskala aus dem $2\frac{1}{2}$ Jahre überspannenden Datensatz der SSH-Anomalien untersuchen. Resultierende Ergebnisse sollen hier diskutiert werden. Bei der Berechnung der Frequenzspektren wurden keine lokalen Zeitreihen verwendet, die kürzer als 1 Jahr waren oder mehr als 5 fehlende Datenzyklen aufwiesen. Kürzere Datenlücken (meist 1–2 Zyklen) wurden zunächst räumlich entlang einer Bahn durch lineare Interpolation geschlossen, falls diese in Bahnrichtung nicht länger als 40 km war. Größere Lücken wurden anschließend mit einem kubischen „Spline“ zeitlich interpoliert. Zur Bestimmung des 95%-Vertrauensniveaus wurden nur die Daten als unabhängig betrachtet, die entlang einer Bahn mehr als 100 km voneinander getrennt waren.

Der zeitlichen Analyse der SSH-Variabilität haften Fehlerquellen an, die bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden müssen. Neben den unbekanntem spektralen Charakteristiken der verbleibenden Umgebungsfehler gehören dazu die relativ lange Wiederholungsperiode der Satellitenbahn von 17 Tagen, wodurch ein „Aliasing“-Fehler durch Oberflächenfluktuationen mit kürzeren Perioden als die Nyquistperiode von 34 Tagen erzeugt werden kann. Wie bereits in Kap. 4 diskutiert, können Oberflächenvariationen mit Perioden kürzer als 34 Tagen insbesondere in der Nähe von Randstromregionen erwartet werden (DICKSON, 1983; WUNSCH, 1983). Sie können aufgrund schneller planetarischer Wellen ebenfalls nahe des Äquators an Einfluß gewinnen. Wegen der genannten Unsicherheiten und der relativ kurzen Zeitreihe können daher die folgenden Resultate nur als qualitative Abschätzungen betrachtet werden. Sie ermöglichen dennoch, Aussagen über regionale Unterschiede in spektralen Eigenschaften der zeitlichen Variabilität aufzuzeigen. Ein Beispiel hierfür wurde bereits in Abb. 5.1c durch den hochfrequenten Anteil der Oberflächenvariabilität gegeben und vieles des dort Gesagten läßt sich auf die folgenden Resultate übertragen.

Mittlere Frequenzspektren aus (a) Randstromregionen, (b) den zentralen Ozeanbecken und (c) dem äquatorialen Atlantik sind in Abb. 5.12 zusammengefaßt. Gezeigt sind hierbei jeweils Spektren in log-log-Form; für ausgewählte Regionen wurden die Spektren auch in energieerhaltender Darstellung gezeichnet. Die Spektren aller nicht gezeigten Bereiche lassen sich durch die abgebildeten Charakteristiken erklären. Die Spektren

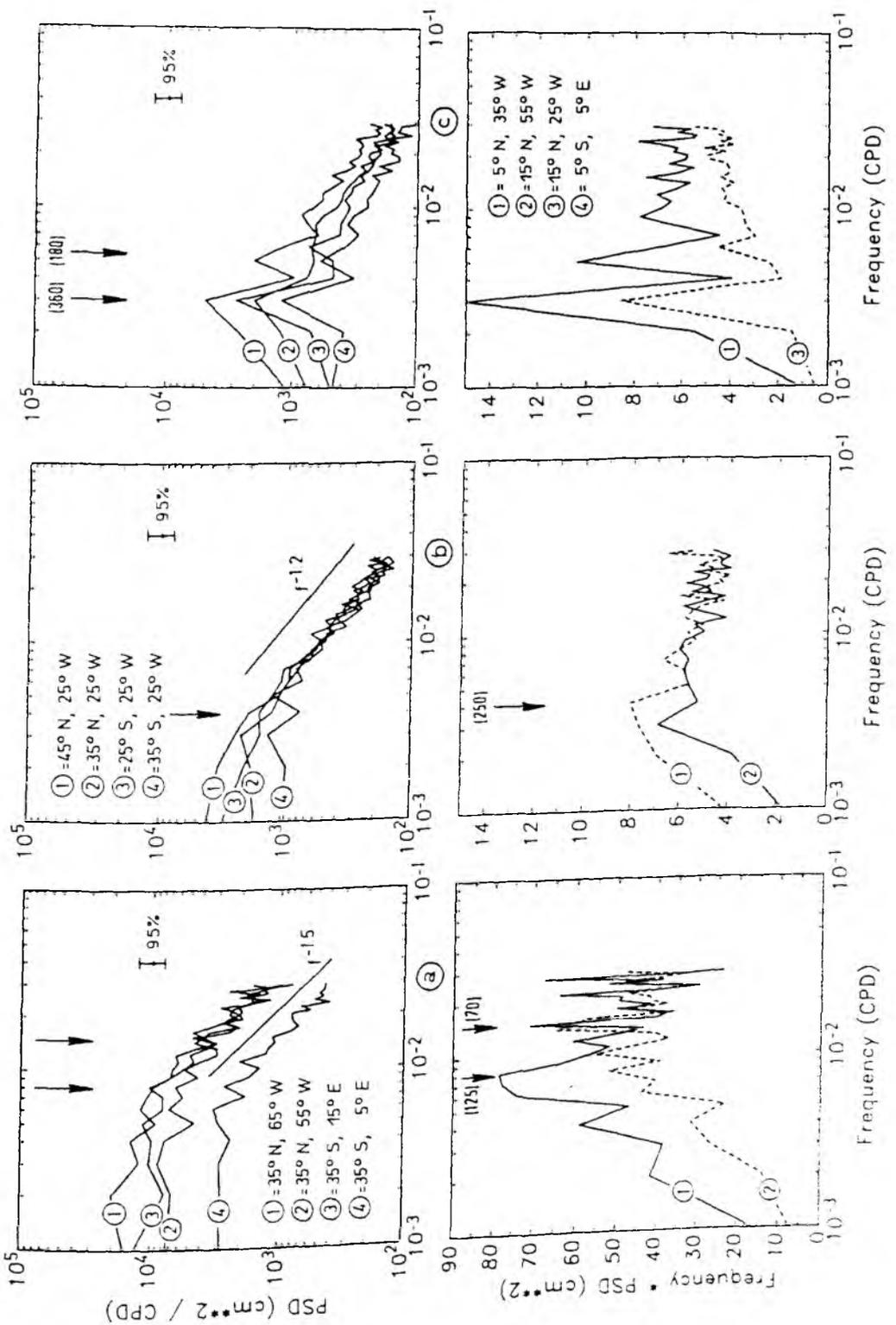


Abbildung 5.12: Mittlere Frequenzspektren aus GEOSAT-Zeitreihen der SSH-Anomalie aufsteigender und absteigender Bahnen in $10^\circ \times 10^\circ$ -Feldern für (a) Randstromregionen, (b) zentrale Ozeanbecken und (c) den tropischen Atlantik. Gezeigt sind Spektren in log-log-Form (oberes Feld); für einzelne Regionen wurden die Spektren auch in energierhaltender Form dargestellt (unteres Feld). Pfeile markieren Perioden (in Tagen) maximaler Variabilität.

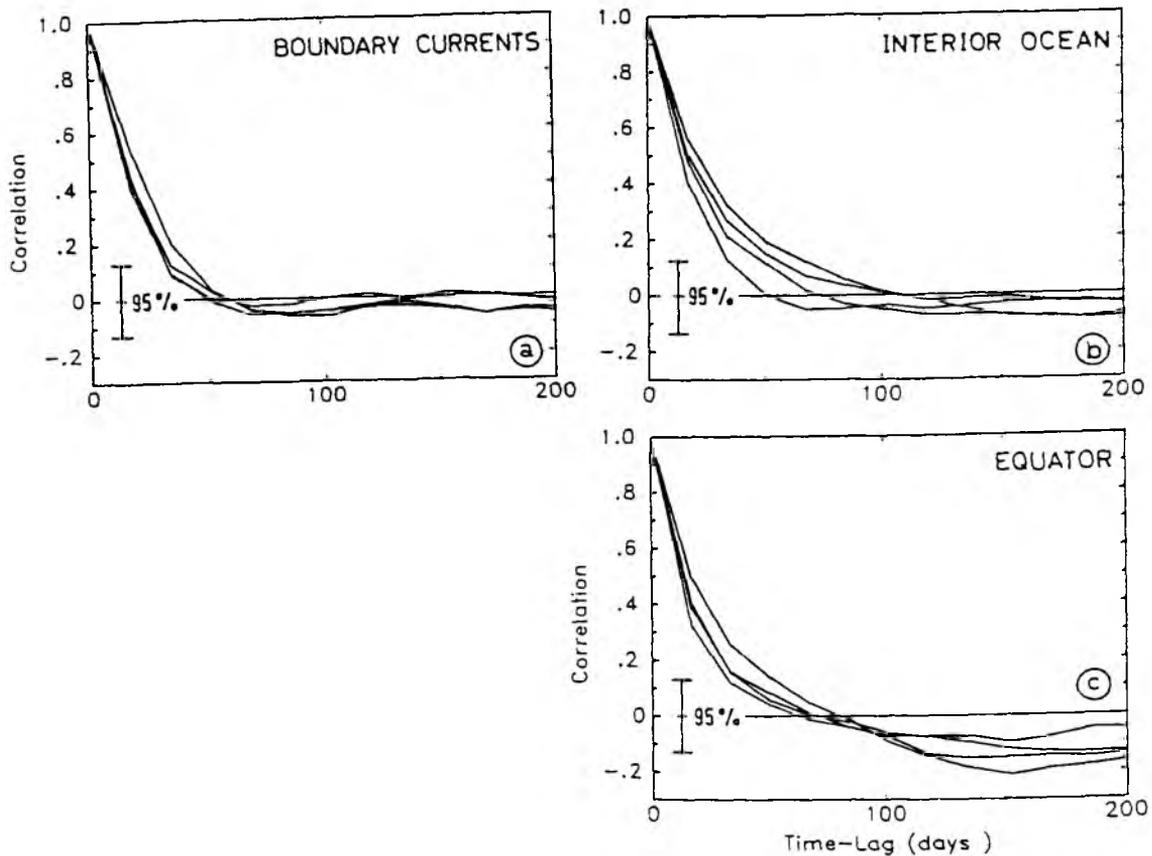


Abbildung 5.13: Wie Abb. 5.12, jedoch für die entsprechenden Autokorrelationsfunktionen.

der Randstromregionen sind in Abb. 5.12a für jeweils zwei 10° -Feldern des Golfstrombereichs und der Agulhasretroflexion dargestellt. Abgesehen von unterschiedlichen Energieniveaus zeigen die Spektren in log-log-Form vergleichbare spektrale Eigenschaften mit einem Plateau bei niedrigen Frequenzen, das bei einer 'cut-off'-Frequenz nahe $7 \cdot 10^{-3}$ cpd durch einen Abfall von etwa $f^{-\frac{3}{2}}$ zu höheren Frequenzen hin abgelöst wird. Darüberhinaus lassen sich jedoch Unterschiede entlang der Golfstromachse feststellen, die bemerkenswert erscheinen. In Übereinstimmung mit den, anhand der Oberflächenvariabilität in Kap. 5.1 diskutierten, Beobachtungen veränderlicher Wirbelaktivität und Zeitskalen, läßt sich östlich der 'New England Seamounts' (NES) eine signifikante Abnahme der langperiodischen Variabilität gegenüber der weiter westlich gelegenen Region verzeichnen, wodurch vorherrschende Zeitskalen von 140 Tagen auf 70 Tage abnehmen (Abb. 5.12a, unteres Feld). In den zentralen Becken ist ein geringfügig flacherer Abfall von nahe f^{-1} auf allen Frequenzen oberhalb eines 'cut-off' von $3 \cdot 10^{-3}$ cpd

zu beobachten (Abb. 5.12b, oberes Feld). Auf kleineren Frequenzen bildet sich jedoch ein Plateau nur schwach aus. Statt dessen ergeben sich hier markante Unterschiede der Varianzdichten: während zwei der gezeigten Kurven einen Anstieg der Energie zu kleineren Frequenzen hin zeigen (Nr.1,3), ist bei den anderen ein umgekehrtes Verhalten zu finden. Auf die Auswirkungen dieser Unterschiede auf charakteristische Zeitskalen wird weiter unten eingegangen. In der Äquatorregion schließlich ist die Jahresperiode die dominierende Zeitskala. Mit Ausnahme eines sekundären Maximums auf der $\frac{1}{2}$ -Jahresperiode ($5.4 \cdot 10^{-3}$ cpd) ist für größere und kleinere Frequenzen eine annähernd gleichverteilte Varianzdichte zu erkennen.

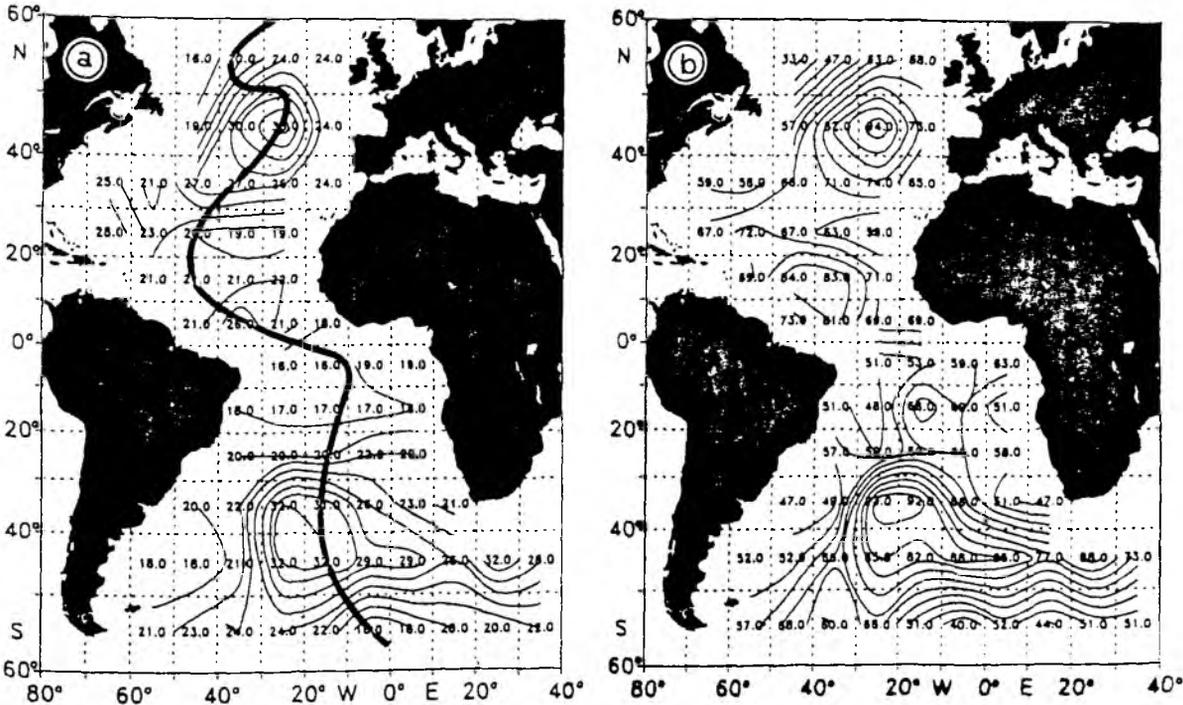


Abbildung 5.14: Charakteristische Zeitskalen der mesoskaligen Oberflächenvariabilität, geschätzt aus GEOSAT-Zeitreihen in $10^\circ \times 10^\circ$ -Feldern. Gezeigt sind die Werte (a) der linearen integralen Skala T_1 und (b) die Skalen des Nulldurchganges T_0 . Das Konturintervall ist jeweils 2 Tage und 5 Tage.

Für einen Vergleich der Frequenzspektren aus GEOSAT-Daten bieten sich Resultate aus Pegelmessungen an (WUNSCH, 1972). Die spektralen Abfälle aus der Golfstromregion sind deutlich flacher als die von WUNSCH (1972) abgeleiteten $f^{-2.5}$ -Beziehungen für die Region um Bermuda. Ebenfalls aus GEOSAT-Zeitreihen wurden Frequenzspektren von VAZQUEZ et al. (1990) an ausgesuchten Positionen im westlichen Nordat-

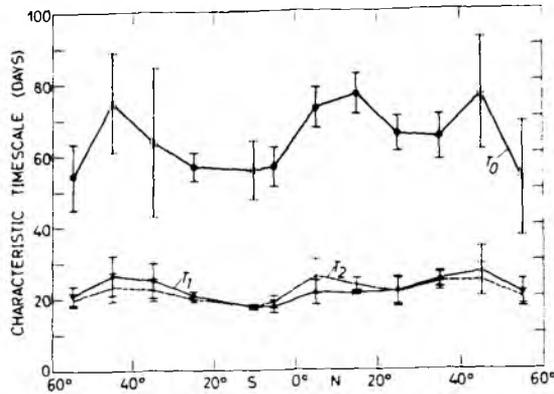


Abbildung 5.15: Zonale Mittel der, wie in Abb. 5.14 gezeigten Zeitskalen T_1 , T_2 und T_0 . Fehlerbalken korrespondieren mit der Standardabweichung der zonalen Mittelung.

lantik untersucht. Dabei ergab sich in der unmittelbaren Umgebung von Bermuda eine spektrale Energieverteilung der Oberflächenauslenkung, die innerhalb der Fehlergrenzen mit den Ergebnissen von WUNSCH kompatibel ist. Die Autoren dokumentieren darüberhinaus eine Variation spektraler Abfälle in Richtung des Golfstromes zwischen $f^{-1.5}$ und $f^{-0.9}$, mit zunehmend hochfrequenterer Variabilität östlich der NES. Unterschiede der Resultate von VASQUEZ et al. (1990) zu den hier gezeigten Ergebnissen lassen sich durch die räumliche Mittelung erklären, die in dieser Analyse zu geglätteten Resultaten führt.

In Abb. 5.13 sind Autokorrelationsfunktionen für die gleichen geographischen Bereiche wie in Abb. 5.12 abgebildet. Mit Ausnahme der Region der zentralen Becken, zeigen die Funktionen aus Randstromregionen (Abb. 5.13a) und dem tropischen Atlantik (Abb. 5.13c) jeweils einen ähnlichen Verlauf. Dabei liegen die Skalen des ersten Nulldurchganges T_0 in der Nähe von Randströmen bei 55 Tagen und nahe des Äquators zwischen 60 und 70 Tagen. Eine größere Variation der Zeitskalen ist dagegen in den zentralen Becken zu beobachten (Abb. 5.13b), wo Werte für T_0 zwischen 70 und 90 Tagen schwanken. Die längeren Zeitskalen korrespondieren hierbei mit den in Abb. 5.12b diskutierten Spektren (1,3) und werden durch den höheren Anteil an langperiodischer Variabilität hervorgerufen. In Abb. 5.14a ist gezeigt, daß sich die hierdurch gekennzeichneten Regionen auf beiden Hemisphären in der unmittelbaren Umgebung des Mittelatlantischen Rückens befinden, der dort von dem NAC und dem ACC überströmt wird. Eine dabei angeregte erhöhte Mäanderierung der Ströme durch Wechselwirkung mit der Bodentopographie ist möglicherweise Ursache dieser erhöhten Zeitskalen. Eine

Zunahme der Wirbelzeitskala beim Überströmen des NAC über den mittelatlantischen Rücken wurde bereits früher entlang 48°N anhand von Verankerungsdaten beobachtet (COLIN DeVERDIÈRE et al., 1989).

Entsprechend Gl.(5.2) lassen sich lineare und quadratische Zeitskalen

$$T_1 = \frac{1}{c(0)} \int_0^{T_0} c(\tau) d\tau \quad (5.3a)$$

$$T_2 = \frac{1}{c^2(0)} \int_0^{\tau^{max}} c^2(\tau) d\tau \quad (5.3b)$$

aus den zeitlichen Autokorrelationsfunktionen bestimmen. Räumlich gemittelte Zeitskalen T_1 und T_0 sind für alle einzelnen $10^\circ \times 10^\circ$ -Regionen in Abb. 5.14 zusammengefaßt. Die Verteilung von T_2 unterscheidet sich nicht wesentlich von T_1 und wurde deshalb nicht gezeigt. Falls die Autokorrelationsfunktion keinen deutlichen Vorzeichenwechsel aufzeigte, die Funktion aber unter 0.05 abfiel, wurde hierbei T_0 gleich dem ersten lokalen Minimum gesetzt. Zonal gemittelte Werte aller drei Zeitskalen und deren Standardabweichungen sind in Abb. 5.15 abgebildet.

Allgemein besteht eine enge Korrespondenz der räumlichen Variation der Zeitskala mit der in Abb. 5.1c diskutierten Wirbelvariabilität, bzw. mit deren prozentualem Anteil an der Gesamtvariabilität (Abb. 5.1d). Anders als bei räumlichen Skalen ist bei den Zeitskalen nur wenig geographische Veränderlichkeit zu beobachten und Werte der drei Skalen schwanken ca. 15–20% um den jeweiligen Mittelwert. Die meridionalen Variationen von T_1 und T_2 ist gegenüber der von T_0 geringer; dennoch ist eine qualitativ gute Übereinstimmung aller drei Abschätzungen der Zeitskala festzustellen. Statt einer monotonen Abnahme der Skalen zu höheren Breiten, sind in den zonal gemittelten Skalen (Abb. 5.15) lokale Maxima bei 45°Breite auf beiden Hemisphären und zwischen 5° und 15°N zu finden, die mit den oben diskutierten Regionen erhöhter langperiodischer Variabilität in der Nähe des mittelatlantischen Rückens, und mit dem äquatorialen Stromsystem korrespondieren, das durch einen Jahresgang dominiert wird (Abb. 5.12c). Minimale Zeitskalen liegen in hohen Breiten und es ist eine Abnahme der Skalen von den zentralen Becken zu den Randstromregionen hin zu verzeichnen. So variiert z.B. T_1 entlang 35°S um ca. 30% zwischen dem Bereich des Mittelatlantischen Rückens und Beckenrändern beider Seiten. Diese zonale Variation ist weniger ausgeprägt auch auf anderen Breiten zu finden. Ein Anwachsen der Wirbelskala vom westlichen Rand zum inneren Ozean hin wurde bereits früher von RICHMAN et al. (1977) und WUNSCH (1983) entlang 28°N aus MODE- und POLYMODE-Daten dokumentiert. Dieses Verhalten tritt in den Altimeterergebnissen in den Subtropen beider Hemisphären weniger in Erscheinung. Möglich ist jedoch, daß geringe Werte insbesondere der integralen

Skalen in diesen Bereichen erneut Ausdruck von erhöhtem Meßfehler sind.

Die hier erhaltenen Ergebnisse der Zeitskalen nördlich von 20°N stimmen mit den von LeTRAON (1991) ebenfalls aus GEOSAT-Daten abgeleiteten Werten überein. Gemessen an T_1 kommen beide Studien zu quantitativ gleichen Werten. Geringe Unterschiede nördlich von 50°N lassen sich durch Abweichungen der Analyseprozedur erklären.

5.4 Vergleich mit Ergebnissen des CME-Modells

Um Rückschlüsse zu überprüfen, die aus der räumlichen Variation der spektralen Varianzdichteverteilung und der Wirbelskala aus der Altimetrie auf die zugrundeliegende Ozeandynamik gezogen werden, wurde ein Vergleich der aus GEOSAT-Daten abgeleiteten Oberflächenvariabilität und Wirbelskalen mit Ergebnissen eines hochauflösenden numerischen Modells des äquatorialen und nördlichen Atlantiks durchgeführt. Dieser Vergleich dient darüber hinaus auch der Demonstration, daß Satellitenaltimetrie ein nützliches und wichtiges Instrumentarium zur Verifizierung der Modellvariabilität darstellt, die als Grundlage für weiterführende Modellverbesserungen angesehen werden kann. Eine umfassende Beschreibung aller dabei durchgeführten Vergleiche ist von STAMMER und BÖNING (1992) gegeben. Hier soll sich der Vergleich auf räumliche Wirbelskalen aus beiden Datensätzen beschränken, die für eine weiterführende Interpretation der Ergebnisse aus dieser Studie in Kap. 5.5 verwendet werden.

Das Modell wurde im Rahmen des 'Community Modelling Effort' (CME) des 'World Ocean Circulation Experiments' (WOCE) am NCAR ('National Center of Atmospheric Research') entwickelt und basiert auf dem Primitiven-Gleichungs-Modell der windgetriebenen und thermohalinen Zirkulation von BRYAN (1969) und COX (1984). Das Modellgebiet erstreckt sich bei einer Auflösung von $\frac{2}{5}^\circ$ und $\frac{1}{3}^\circ$ in Länge und Breite und 30 Schichten in der Vertikalen, zwischen 10°S und 65°N im Nordatlantik. Es besitzt realistische Küstenlinien und Bodentopographie. Aufbauend auf den anfänglichen Experimenten am NCAR wurden am IfM Kiel Sensitivitätsstudien bzgl. Reibungsparameter und Windantrieb durchgeführt (BÖNING et al. 1991). Auf der Grundlage von Feldern des Modelloberflächendrucks in Abständen von drei Tagen aus drei fortlaufenden Modelljahren wurden Vergleiche mit der mesoskaligen Variabilität aus GEOSAT-Daten durchgeführt. Die hier verwendeten Felder entstammen einem Modellauf, der mit der Klimatologie monatlicher Windschubspannungen von ISEMER und HASSE (1987) angetrieben wurden. Der Oberflächendruck p ist mit der Auslenkung der Meeresoberfläche ζ aus einem Ruhezustand über die hydrostatische Balance verknüpft als $\zeta(x,y,t) = \frac{1}{g\rho_0} p(x,y,t)$. Hierbei ist g die Erdbeschleunigung und ρ_0 eine Referenzdichte.

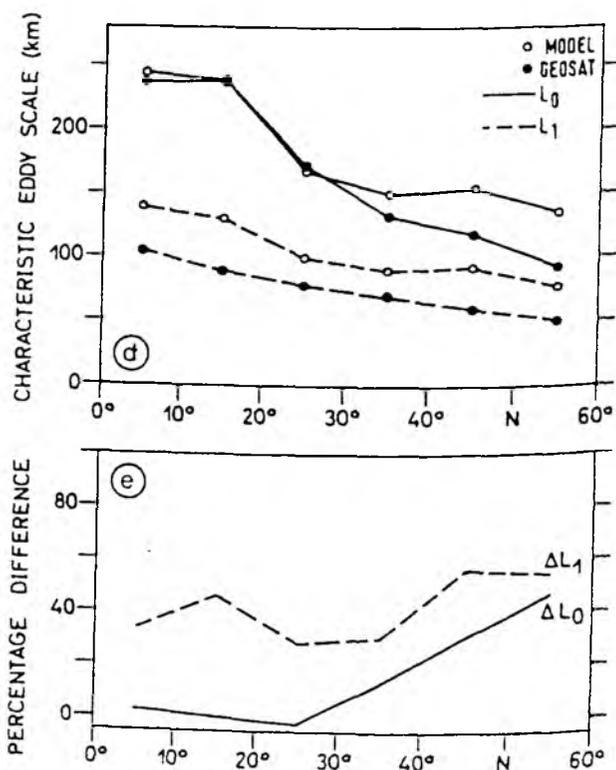
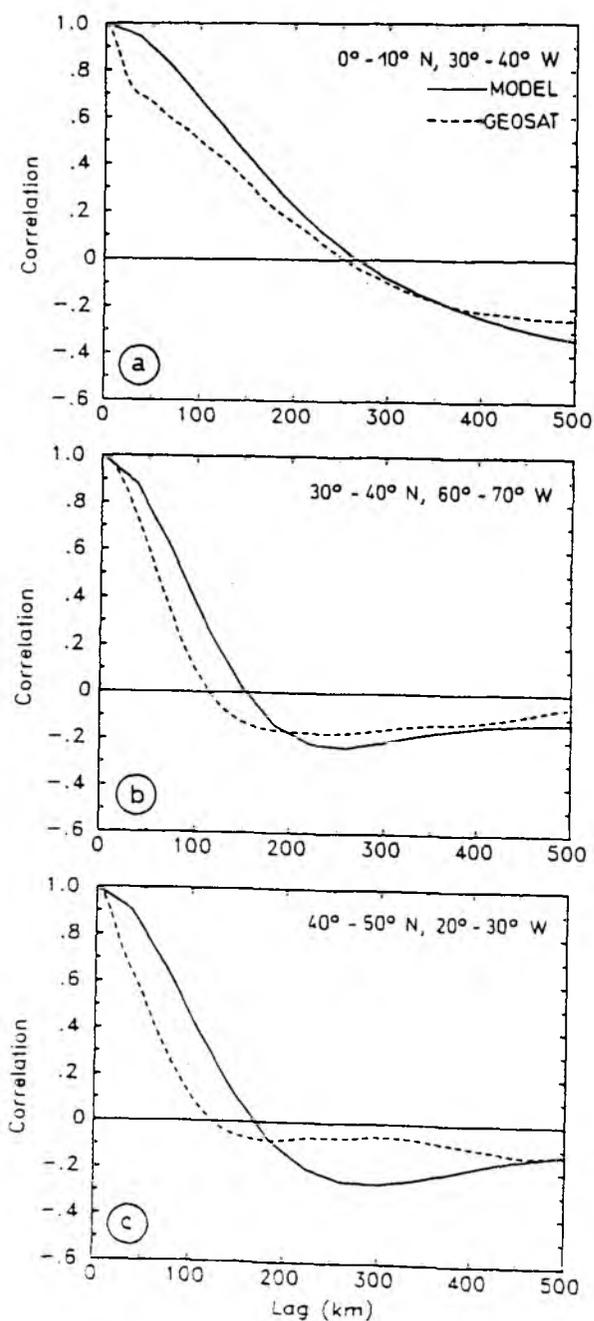


Abbildung 5.16: Mittlere Modell-Autokorrelationsfunktionen der Anomalie der Oberflächenauslenkung (durchgezogene Linie) aus drei 10° -Feldern, die (a) den tropischen Atlantik ($0^{\circ} - 10^{\circ} \text{ N}, 30^{\circ} - 40^{\circ} \text{ W}$), (b) die Region der Golfstromausläufer ($30^{\circ} - 40^{\circ} \text{ N}, 60^{\circ} - 70^{\circ} \text{ W}$) und (c) den östlichen Nordatlantik ($40^{\circ} - 50^{\circ} \text{ N}, 20^{\circ} - 30^{\circ} \text{ W}$) repräsentieren. Die gestrichelt gezeichneten Kurven stellen die entsprechenden GEOSAT-Ergebnisse dar. (d) Zonale Mittel der charakteristischen Skalen L_1 und L_0 , abgeleitet aus Modell- und GEOSAT-Ergebnissen der Nordhemisphäre. Deren relative Differenz ist in (e) gezeigt.

Wirbelskalen, so daß das Ergebnis von LeTRAON et al. (1990) nicht als repräsentativ gelten kann. Während integrale Skalen aus der Altimetrie in diesen Breitenbereichen möglicherweise durch Meßfehler entartet sind, konnten dort jedoch keine merklichen Unterschiede in den Nulldurchgängen der Autokorrelationsfunktion aus Modell- und GEOSAT-Daten festgestellt werden. Unter der Annahme, daß die Modellskalen südlich von 30°N als repräsentativ für Ozeansignale gelten können, wurden in Abb. 5.17b eine neue integrale Skala L'_1 gegen R_i aufgetragen, bei der die GEOSAT-Skalen südlich von 30°N durch die Modelläquivalente ersetzt wurden. Für L'_1 kennzeichnet eine lineare Beziehung $L'_1 = 34 + 1.4R_i$ den gesamten Nordatlantik nördlich von 10°N bei einer Korrelation von $r=0.95$. Eine universelle Beziehung zwischen der GEOSAT-Wirbelskala und R_i kann darüberhinaus unter Verwendung von L_0 auch für den gesamten Atlantischen Ozean außerhalb der tropischen Region (10°S–10°N) gefunden werden (Abb. 5.17c), für die eine Ausgleichsrechnung auf $L_0 = 79 + 2.2R_i$ bei $r=0.91$ führt.

Die lineare Beziehung zwischen L'_1 und R_i im Nordatlantik und zwischen L_0 und R_i über den ganzen Atlantik birgt wichtige Schlußfolgerungen für die Interpretation der GEOSAT-Ergebnisse und auf mögliche, der mesoskaligen Variabilität zugrundeliegende ozeanische Dynamik.

Sie steht insbesondere im Widerspruch zu den früheren Ergebnissen aus Altimeterdaten und deren Interpretation. Eine Proportionalität der Wirbelskala zum Rossbyradius kann dann erwartet werden, wenn barokline Instabilität den dominierenden Erzeugungsmechanismus von Wirbelenergie darstellt (z.B. Gill et al., 1974). Im Zusammenhang mit den andeutungsweise universellen Charakteristiken von Wellenzahlenspektren kann die Existenz einer linearen Beziehung zwischen L und R_i als Hinweis darauf gewertet werden, daß Wirbelskalen kontrollierende dynamische Prozesse räumlich homogen sind. Sie deutet insbesondere auch an, daß der Prozeß der baroklinen Instabilität möglicherweise nicht nur in der unmittelbaren Umgebung von Randströmen und Frontalzonen, sondern auch im offenen Ozean eine wichtige Energiequelle mesoskaliger Variabilität darstellt. Offen ist hierbei jedoch die Frage nach der Abweichung von einer direkten Proportionalität zwischen der Wirbelskala und dem Rossbyradius, wie sie von der Theorie gefordert wird.

Im Gegensatz zu räumlichen Skalen lassen sich Zeitskalen der Mesoskala nicht direkt mit einer dynamisch relevanten Größe in Beziehung setzen. MERCIER und COLIN DeVERDIÈRE (1985) beobachteten jedoch aus Verankerungsdaten zwischen der MODE-Region und dem TOURBILLON-Experiment eine Proportionalität zwischen räumlichen Wirbelskalen und deren Zeitskalen. Bei einer einfachen Proportionalität beider Skalen würde die mesoskalige Variabilität über eine turbulente Dispersionsre-

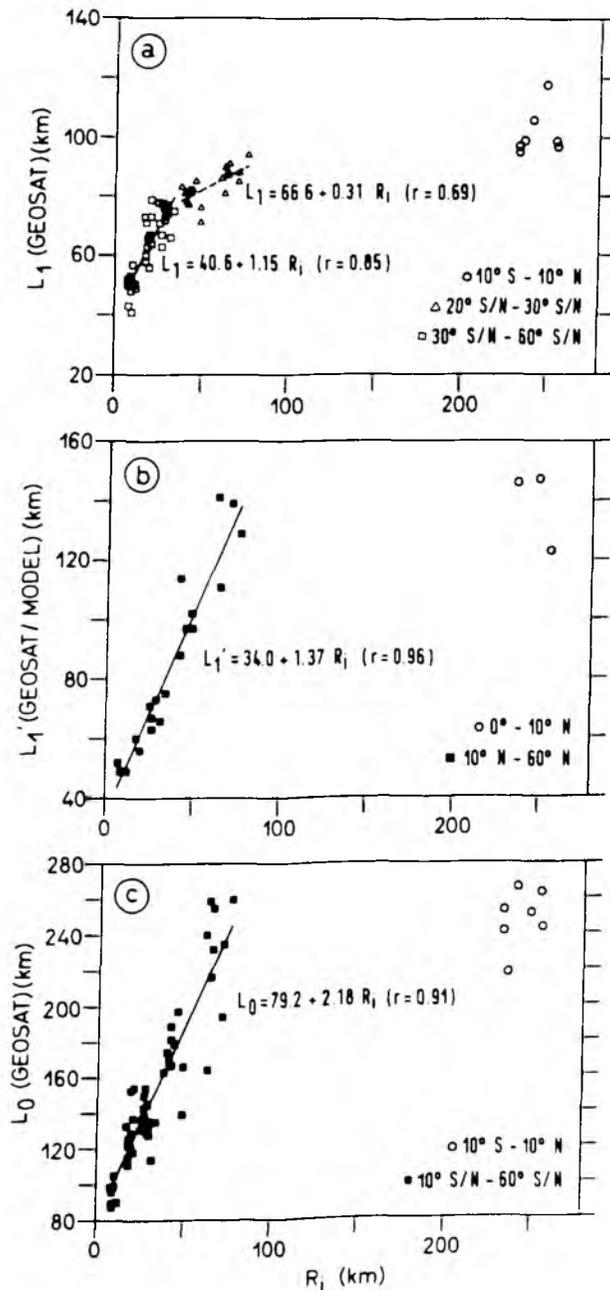


Abbildung 5.17: (a) Streudiagramm der linearen räumlichen Skala L_1 aus GEOSAT-Beobachtungen für den ganzen Atlantik (Abb. 5.9a), aufgetragen gegen die entsprechenden Rossbyradien der 1. baroklinen Mode, die aus Werten von EMERY et al. (1984) für den Nordatlantik, und von HOURY et al. (1987) für den Südatlantik berechnet wurden. Werte polwärts (Quadrate) und äquatorwärts (Dreiecke) von 30° Breite sind außerhalb des tropischen Bereiches $10^\circ \text{ S} - 10^\circ \text{ N}$ (offene Kreise) linear mit dem Rossbyradius verknüpft. (b) Wie in (a), jedoch für L_1' im Nordatlantik, bei der GEOSAT-Skalen L_1 äquatorwärts von 30° N durch die entsprechenden Skalen aus Modelldaten ersetzt wurden. (c) Wie in (a), jedoch für die Skala L_0 , die einen engen linearen Zusammenhang mit dem Rossbyradius über den ganzen Atlantik außerhalb von $10^\circ \text{ S} - 10^\circ \text{ N}$ darstellt.

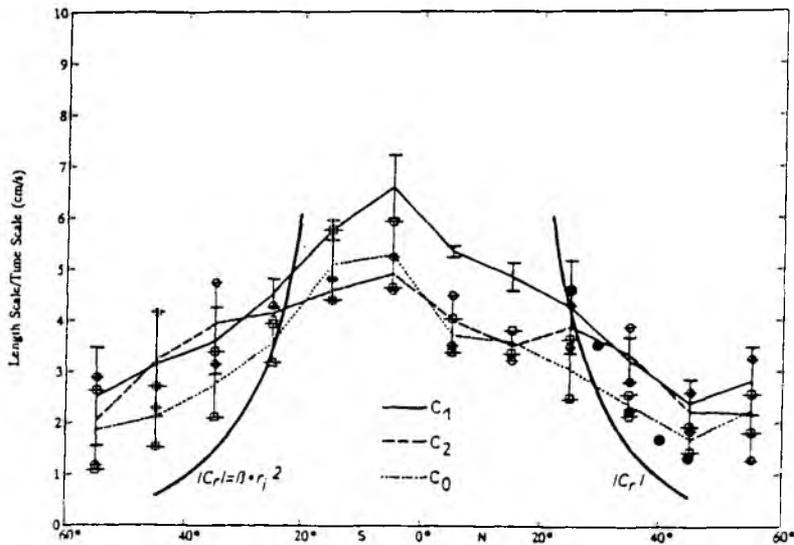


Abbildung 5.18: Zonale Mittelwerte von charakteristischen mesoskaligen Geschwindigkeiten $C_1 = L_1/T_1$, $C_2 = L_2/T_2$ und $C_0 = L_0/T_0$ aus den in Abb. 5.9 und Abb. 5.14 gezeigten Werten. Fehlerbalken korrespondieren mit der Standardabweichung der zonalen Mittelung. Die ausgefüllten Punkte kennzeichnen die aus Phasendiagrammen wie Abb. 5.19 abgeleiteten Phasenausbreitungen einzelner Anomalien im östlichen Atlantik, und die kräftige Linie stellt den Betrag der Phasengeschwindigkeit langer barokliner Rossbywellen dar.

lation $C = \frac{\langle f \rangle}{\langle |k| \rangle}$ verknüpft sein, in der $\langle f \rangle$ und $\langle |k| \rangle$ für die Frequenzen und Wellenzahlen energiereicher Wirbel stehen. C stellt dann eine typische Eulersche Verlagerungsgeschwindigkeit mesoskaliger Wirbel dar. So geartete mesoskalige Geschwindigkeit wurde aus den in Kap. 5.2 und 5.3 gewonnenen drei verschiedenen Raum- und Zeitskalen abgeschätzt und sind in Abb. 5.18 als zonale Mittel dargestellt. Bemerkenswert ist der enge Zusammenhang aller drei Geschwindigkeiten, der für die einzelnen räumlichen, bzw. zeitlichen Skalen nicht gegeben war. So zeigt $C_0 = \frac{L_0}{T_0}$ gegenüber $C_1 = \frac{L_1}{T_1}$ neben einem systematischen Unterschied von ca. 1 cm/s eine ansonsten gleiche Meridionalstruktur. Dabei ergeben sich minimale Werte von 1–2 cm/s bei 45° Breite, und Maxima von etwa 6 cm/s liegen südlich des Äquators.

Eine physikalische Interpretation der mesoskaligen Geschwindigkeit kann in mittleren Breiten mittels Rossbywellendynamik gegeben werden. Wie in Abb. 5.19 lassen sich Phasengeschwindigkeiten einzelner westwärts wandernder Anomalien aus Zonalschnitten der SSH-Anomalien bestimmen. Diese Abbildung zeigt die objektive Analyse der SSH-Anomalie, die entlang 35°N für 58 Wiederholungsperioden gegen die Zeit aufge-

GEOSAT ERM: SSH ANOMALY ALONG 35°N; REPEAT 1-58

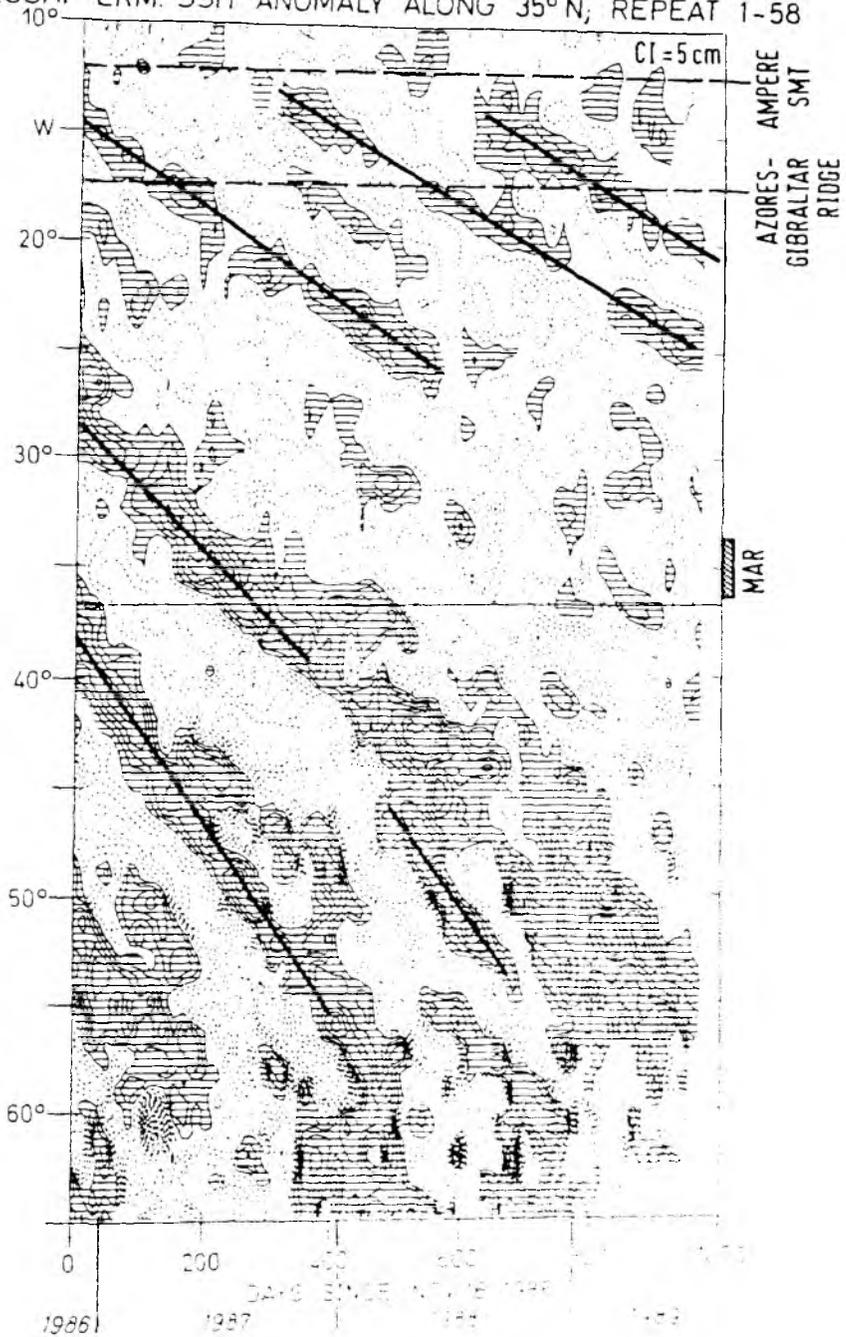


Abbildung 5.19: Phasendiagramm der GEOSAT-Anomalien entlang $\phi = 35^\circ\text{N}$. Das Diagramm wurde objektiven Analysen entnommen, die in Abständen von 17 Tagen für alle 58 Wiederholungszyklen getrennt für den westlichen und östlichen Nordatlantik erstellt wurden. Gerasterte Bereiche kennzeichnen positive Anomalien der Oberflächenauslenkung und kräftige Geraden kennzeichnen deren Phasenausbreitung entsprechend ca. 2 cm/s im östlichen, und 4 cm/s im westlichen Becken.

tragen wurde. Dabei kann die westwärtige Phasenausbreitung einzelner Anomalien beobachtet werden, die im östlichen Becken etwa 2 cm/s beträgt. Die Phasenausbreitung liegt im westlichen Teil des Diagramms bei 4 cm/s. Dort ist zunehmend die Überlagerung einzelner isolierter Wirbel als Ausdruck einer anwachsenden Nichtlinearität der Strömung zu beobachten. Beide genannten Werte der westwärtigen Phasenausbreitung sind mit der Phasengeschwindigkeit langer barokliner Rossbywellen bei einem variierenden Hintergrundfeld verträglich.

Wie aus Abb. 5.19 lassen sich Geschwindigkeiten der Phasenausbreitung einzelner Strukturen an verschiedenen Breiten bestimmen. Die sich für den östlichen Atlantik zwischen 25° und 45°N ergebenden Werte wurden in Abb. 5.18 zusammen mit dem Betrag der Phasengeschwindigkeit langer barokliner Rossbywellen in mittleren Breiten $|C_r| = \frac{\beta}{R_i - r}$ aufgetragen. Bei der Berechnung von C_r wurden erneut die Rossbyradien von EMERY et al. (1984) verwendet. Beide Werte weichen voneinander und von den Werten von C ab. Es ergibt sich jedoch ein Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit einzelner Strukturen, sowohl aus den Phasendiagrammen als auch aus der räumlichen Verteilung der mesoskaligen Geschwindigkeit c , der qualitativ mit dem Anstieg der Phasengeschwindigkeit langer barokliner Rossbywellen vergleichbar ist. In den Tropen sind die Werte von c möglicherweise Ausdruck der dort existierenden schnelleren Planetarischen Wellen.

6 Datenassimilation

Wie bereits in der Einleitung diskutiert, besteht eine primäre Zielsetzung altimetrischer Satellitenmissionen darin, durch Kombination der raum-zeitlich hochaufgelösten Altimeterbeobachtungen der Meeresoberflächenauslenkung mit dynamischen Ozeanmodellen zu einem konsistenten Bild der Ozeanzirkulation, sowohl in Oberflächennähe als auch in tiefer gelegenen Schichten zu gelangen. Methoden zur Assimilation von Beobachtungen in Zirkulationsmodelle wurden bereits in Kap. 1.3 erwähnt.

Die Fragestellung nach einer möglichen Rekonstruktion des dreidimensionalen Bewegungsfeldes aus Beobachtungen der Meeresoberflächenauslenkung wurde bereits wiederholt an sog. „Zwillingsexperimenten“ studiert (z.B. BERRY und MARSHALL, 1989; HOLLAND und MALANOTTE-RIZZOLI, 1989; HAINES, 1991), bei denen das dynamische Modell zunächst selbst synthetische Altimeterbeobachtungen simuliert, welche nachfolgend in das gleiche Modell assimiliert werden. Beispiele der Assimilation von realistischen Altimeterbeobachtungen werden neuerdings u. a. von DeMEY und MENARD (1989), und HOLLAND et al., (1992) gegeben. Anders als bei Zwillingsexperimenten stehen realistische Altimeterdaten jedoch nicht notwendigerweise mit der Modelldynamik im Einklang; vielmehr ist es grundsätzlich möglich, daß die Beobachtungen nicht durch die Modellphysik repräsentiert werden. Darüber hinaus können die beobachteten Felder anteilig mit Fehlern behaftet sein, die mit Ozeanprozessen nicht verträglich sind. Daher muß überprüft werden, ob die Ergebnisse aus Prozeßstudien auf die Ozeanwirklichkeit zu übertragen sind. Aufgrund fehlender in-situ Beobachtungen konnten jedoch die an die Oberflächenbeobachtungen angepaßten Modellfelder bisher nicht mit der Ozeanwirklichkeit unterhalb der Meeresoberfläche verglichen werden.

In diesem Kapitel sollen GEOSAT-Beobachtungen mittels der Methode der Newton-Relaxation ('Nudging') in ein regionales quasigeostrophisches Zirkulationsmodell assimiliert werden. Zu diesem Zweck wurde ein hochauflösendes regionales Zirkulationsmodell für den östlichen Nordatlantik eingerichtet, wo hydrographische Beobachtungen aus den Jahren 1988 und 1989 und Daten verankerter Strommesser für einen Vergleich der Modellergebnisse mit der Ozeanwirklichkeit in den verschiedenen Tiefenbereichen zur Verfügung stehen. Die Zielsetzung beschränkt sich hierbei zunächst auf die Fragestellung einer dynamischen Extrapolation der Oberflächeninformation horizontal in beobachtungsfreie Regionen, besonders aber vertikal von der Meeresoberfläche in größeren Tiefen.

Im folgenden wird in Kap. 6.1 zunächst das regionale Modell und die Assimilationsprozedur erläutert. Kap. 6.2 befaßt sich mit den Ergebnissen verschiedener Assimilations-

experimente, die in Kap. 6.3 mit den oben erwähnten Ozeanbeobachtungen verglichen werden sollen. Eine Diskussion der hier vorgestellten Resultate und ein Ausblick auf sich daraus ergebende Fragestellungen für weitere Assimilationsexperimente schließen in Kap. 6.4 an.

6.1 Modellrealisierung und Assimilationsprozedur

6.1.1 Modellrealisierung

Das verwendete quasigeostrophische (QG) Modell basiert auf dem Zweischichten-Modell eines abgeschlossenen Modellgebiets von HOLLAND (1978). Es ist für N beliebige Schichten formuliert und wurde von CHOW und HOLLAND (1988) dokumentiert. Für eine nähere Beschreibung der Physik und der Numerik des Modells sei auf den Anhang A.1 verwiesen. Das HOLLAND-Modell wurde bisher vielseitig bei wirbelauflösenden Experimenten in geschlossenen und offenen Modellregionen verwendet. Ein Überblick der dabei erzielten Ergebnisse wurde von HOLLAND (1986) gegeben.

Das hier realisierte Modellgebiet ist in Abb. 6.1 abgebildet und erstreckt sich über ein 2000×2000 km großes Seegebiet des östlichen Nordatlantik nördlich der Kanarischen Inseln und östlich der Azoren zwischen 25°N – 45°N und 8°W – 32°W . Die Bodentopographie der betrachteten Region (Abb. 6.1a) wird im westlichen Teil durch Ausläufer des mittelatlantischen Rückens dominiert, während der kontinentale Schelf eine natürliche Berandung im Osten darstellt. Die übrigen Bereiche können bei einer mittleren Wassertiefe von 4500 m als annähernd eben betrachtet werden. Die Hydrographie des Kanarenbeckens wurde in den letzten Jahren wiederholt untersucht (z.B. KÄSE et al., 1986, 1989). Neben einem ausgeprägten Wirbelfeld ist hier das Frontalsystem des Azorenstromes als permanente Struktur anzutreffen. Abb. 6.1b zeigt die, aus RBS hydrographischen Daten berechnete, mittlere geostrophische Oberflächenströmung relativ zu einem Referenzniveau in 1500 dbar Tiefe. Ein mittlerer Verlauf des ostwärts setzenden Azorenstromes von ca. 5 cm/s entlang 34°N ist deutlich, der sich in verschiedenen südwardigen Ausläufern fortsetzt; durch erhöhte mittlere Geschwindigkeiten angedeutet ist ferner der Portugalstrom in der oberen Bildhälfte.

Die folgenden Assimilationsexperimente wurden mit einer 3-Schichtenversion des HOLLAND-Modells durchgeführt. Alle dabei verwendeten Modellparameter, die zum Teil auf früheren Experimenten von HOLLAND und MALANOTTE-RIZZOLI (1989) basieren, sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Um den, in Abb. 4.14 angedeuteten, Einfluß einzelner topographischer Erhebungen auf das Bewegungsfeld zu berücksich-

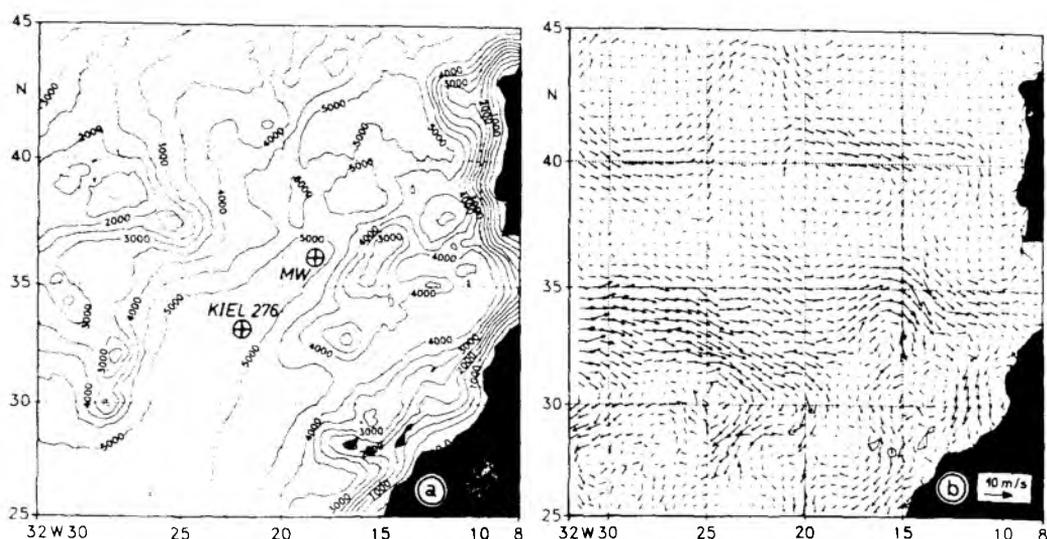


Abbildung 6.1: (a) Modellregion und realistische Bodentopographie des östlichen Nordatlantiks. Gekennzeichnet sind die Positionen der Verankerung „MW“ und „Kiel 276“, deren Daten zu Vergleichen mit Modellergebnissen verwendet wurden. Das Konturintervall beträgt 500 m. (b) Mittlere geostrophische Oberflächengeschwindigkeit in 50 m relativ zu 1500 m, abgeleitet aus klimatologischen Atlasdaten (ROBINSON et al., 1979).

tigen, wurde eine realistische Bodentopographie unterhalb von 2500 m Tiefe in dem Modell vorgeschrieben. Hierbei wurden die Amplituden der Bodentopographie jedoch auf 20% reduziert, um einer QG-Limitierung der Bodenneigung Rechnung zu tragen. Die horizontale Auflösung betrug 10 km und der Zeitschritt war 5400 s entsprechend einem $\frac{1}{16}$ -Tag.

Für ein Modell mit N Schichten führt die Vertikalstruktur der N-1^{ten} baroklinen Mode auf geeignete vertikale Schichtbegrenzungen (FLIERL, 1978). Für die vertikale Diskretisierung des Modells wurden daher zunächst die Strukturen der vertikalen Eigenmoden betrachtet, die sich aus dem Eigenwertproblem

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\frac{f_0}{N^2} \right) \frac{\partial F}{\partial z} \right) + \lambda^2 F = 0 \quad , \quad (6.1)$$

mit Randbedingungen $\partial F / \partial z = 0$ für $z=0, -H$ ergeben. f_0 steht hier für den Coriolisparameter und $N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ für die Bunt-Väisälä-Stabilitätsfrequenz. Die resultierenden Eigenwerte λ_i sind mit dem Rossbyradius der Deformation r_i über $\lambda_i = r_i^{-2}$, $i=0,1,\dots$ verknüpft. Ein aus RBS-Daten berechnetes und über das Modellgebiet gemittelt σ_θ -Profil ist in Abb. 6.2a zusammen mit dem daraus abgeleiteten Profil der Stabilitätsfrequenz N gezeigt. Die sich entsprechend Gl.(6.1) ergebenden Profile der ersten drei

$L_x \times L_y = 2000 \times 2000$ km	Beckendimensionen
$\delta x = 10$ km	Gitterabstand
$\delta t = 5400$ s	Zeitschritt
$H_1 = 500$ m	Schichtdicken
$H_2 = 1000$ m	
$H_3 = 3000$ m	
$\phi_c = 35^\circ$ N	Referenzbreite
$\lambda = 20^\circ$ W	Referenzlänge
$f_0 = 8.365 \cdot 10^{-5}$	Coriolisparameter an der Referenzbreite
$\beta = 1.875 \cdot 10^{-11}$	Änderung des Coriolisparameters mit der Breite
$A_4 = 8 \cdot 10^9 \frac{m^4}{s}$	biharmonische Reibung
$\epsilon = 1 \cdot 10^{-7} s^{-1}$	Bodenreibung
$g'_1 = 9.63 \cdot 10^{-3} \frac{m}{s^2}$	Schichtungsparameter
$g'_2 = 1.95 \cdot 10^{-3} \frac{m}{s^2}$	

Tabelle 6.1: Modellparameter.

Eigenmoden F_i , $i=0,1,2$ (barotroper und 1. und 2. barokliner Mode) sind in Abb. 6.2b abgebildet. Hierbei wurde von einer Wassertiefe von 4500 m und einer vertikalen Diskretisierung mit $\Delta z = 20$ m ausgegangen. In Übereinstimmung mit EMERY et al. (1984) ergeben sich aus den Eigenwerten Rossbyradien mit Werten von $r_0=1330$ km, $r_1=25.7$ km und $r_2=10.3$ km. Der Nulldurchgang der 1. baroklinen Mode liegt mit 1200 m etwa in Tiefen des mit Mittelmeerwasserausstrom verbundenen Salzgehaltsmaximums; für die 2. barokline Mode ergeben sich Vorzeichenwechsel in 350 m und 1580 m Tiefe. In Anlehnung an die Vertikalstruktur der 2. baroklinen Mode wurden die Schichtdicken des Modells H_k bei einer mittleren Tiefe von 4500 m als 500 m, 1000 m und 3000 m (abwärts) gewählt. Die reduzierten Schwere $g_{k+\frac{1}{2}}$ wurden aus den in Abb. 6.2a gezeigten mittleren Schichtungsverhältnissen bestimmt. Damit ergeben sich Rossbyradien der 1. und 2. baroklinen Mode des diskreten 3-Schichtenmodells von 26 km und 13 km.

Das regional begrenzte Modellgebiet und die Tatsache, daß das Modell einen Teil des aktuellen Ozeans simulieren soll, machen es notwendig, offene Randbedingungen zu schaffen, die den Einfluß der großräumigen Zirkulation auf die betrachtete Region repräsentieren. Darüberhinaus ist es notwendig, eine, für die Altimeterdaten geeignete, Wahl des Oberflächenantriebs zu treffen. Grundsätzlich ist es möglich, den kompletten Windantrieb durch tägliche und zur Altimetrie simultane Windfelder, etwa durch

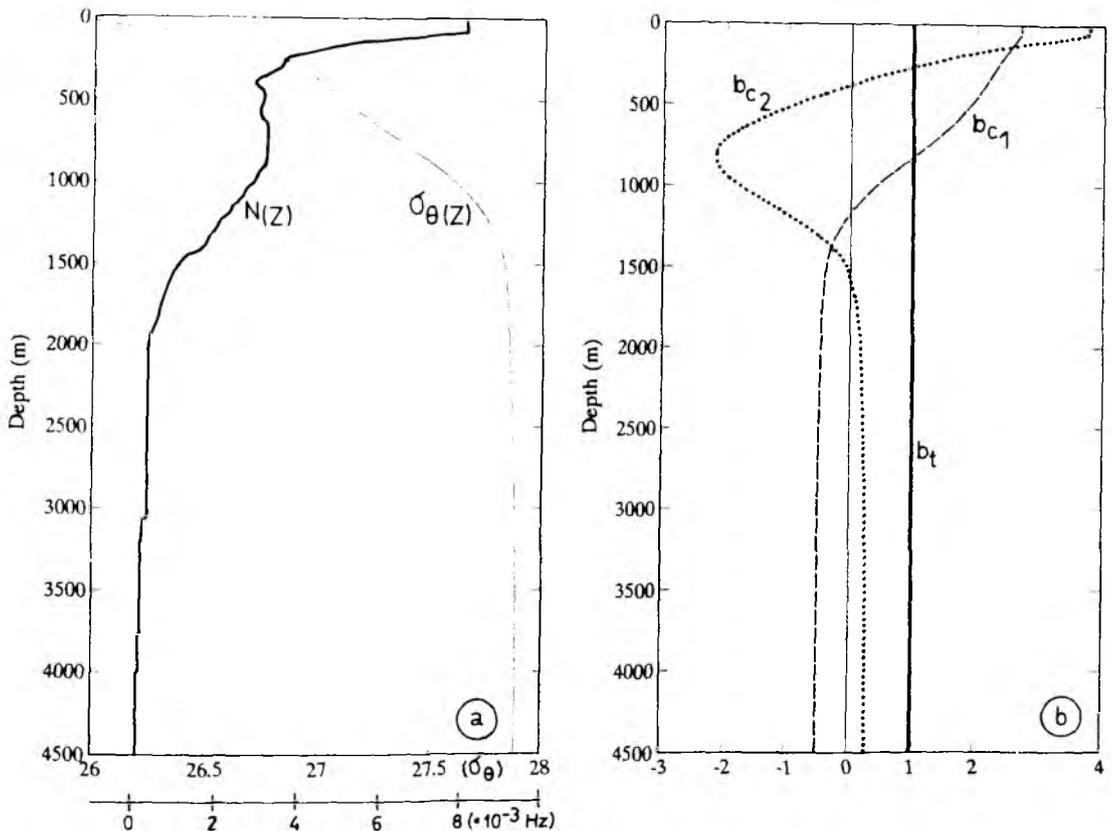


Abbildung 6.2: (a) Mittlere Profile der Dichteschichtung σ_θ und der Brunt-Väisälä Stabilitätsfrequenz N , abgeleitet aus ROBINSON et al. (1979) hydrographischer Daten der Modellregion. (b) Eigenfunktionen der barotropen und 1. und 2. baroklinen Mode.

die ECMWF-Modellanalyse, vorzuschreiben. Statt dessen wurde hier die Philosophie vertreten, daß die Assimilation der Oberflächenauslenkung den fehlenden Windantrieb ersetzt. Dementsprechend wird das Modell durch die offenen Randbedingungen angetrieben, welche den Ein- und Ausstrom der allgemeinen Zirkulation in das Modellgebiet bestimmen; die Assimilation der Altimeterdaten dient dagegen als Vorticity-Quelle, welche notwendig ist, um die Modellfelder nahe an die GEOSAT-Beobachtungen zu führen. In der Modellformulierung repräsentiert diese Quelle zeitlich fluktuierende Windfelder; physikalisch verbergen sich jedoch dahinter auch die in Kapitel 5 diskutierten Mechanismen der Wirbelanregung, die überwiegend durch Instabilitätsprozesse gegeben sind.

Für die Realisierung seitlicher Randbedingungen wurden die von CHARNEY et al. (1950) beschriebenen Randbedingungen implementiert. Dabei wird die Stromfunktion Ψ_k und die relative Vorticity $\xi = \nabla^2 \Psi_k$ bei Einstrom in jeder Schicht k auf dem kompletten Rand C des Modellgebietes vorgeschrieben; bei Ausstromverhältnissen wird ξ aus dem inneren Modellgebiet auf den Rand extrapoliert. Die Randbedingungen für Ψ

wurden passend zur Ozeanklimatologie gewählt und über die dynamische Topographie in den mittleren Niveaus der 1. und 2. Schicht in 250 dbar und 1000 dbar relativ zu einem Referenzniveau in 1500 dbar Tiefe aus RBS-Daten bestimmt. Aufgrund fehlender andersartiger Informationen wurde die Bodenschicht als im Mittel in Ruhe befindlich angenommen. Die dynamischen Höhen führen entsprechend Gl.(6.7) direkt auf die QG-Stromfunktion.

Objektive Analysen der dynamischen Topographie 250/1500 dbar und 1000/1500 dbar sind in Abb. A.2 auf dem Modellgitter gezeigt. Die Werte auf dem Rand führen auf die stationären Randbedingungen während der Modellintegration; die Werte im inneren Modellgebiet dienen zur Realisierung der Anfangsfelder (siehe Anhang A.2) und in Schicht 1 als Referenz der GEOSAT-Anomalien. Randwerte für $\nabla^2\Psi$ wurden aus den gleichen Feldern bestimmt. Die biharmonische Parameterisierung der lateralen Reibung erfordert ferner die Vorgabe von $\nabla^4\Psi_k$ auf dem Rand C. In Anlehnung an 'free-slip'-Randbedingungen eines geschlossenen Modellgebietes (HOLLAND, 1978), wurde hier $\nabla\Psi_k = 0$ gesetzt.

6.1.2 Assimilationsprozedur

Zur Assimilation der Altimeterdaten in das QG-Modell wurde die Methode der Newton-Relaxation verwendet. Diese Methode wurde anfänglich im Zusammenhang mit der dynamischen Initialisierung meteorologischer Zirkulationsmodelle eingesetzt (ANTHES, 1974) und ist in der Literatur seitdem als 'Nudging-Methode' bekannt. In Verbindung mit der Assimilation von synthetischen Altimeterbeobachtungen wurde sie ausführlich von VERRON und HOLLAND (1989) und HOLLAND und MALANOTTE-RIZZOLI (1989) (im folgenden HMR) beschrieben, welche zeigten, daß es sich hierbei um eine effektive Methode zur Rekonstruktion des dreidimensionalen Bewegungsfeldes aus Beobachtungen der Oberflächenauslenkung handelt.

Bei der Nudging-Methode wird die Vorticity-Gleichung der obersten Modellschicht um einen Relaxationsterm erweitert, der die Modell-Vorticity an die beobachtete Vorticity heranführt :

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\Psi_1 = G_1 + R(\nabla^2\Psi_{obs} - \nabla^2\Psi_1) . \quad (6.2)$$

Hierbei repräsentiert G_1 die Modellphysik auf der rechten Seite von Gl. (A.1) und die QG-Stromfunktion Ψ_{obs} ist mit Beobachtungen der Oberflächenauslenkung h_{obs} verknüpft durch

$$\Psi_{obs} = \frac{g}{f_0} h_{obs} . \quad (6.3)$$

Durch die Invertierung des dreidimensionalen Helmholtzoperators, der die neue potentielle Vorticity Q zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ beschreibt (siehe Gleichung A.14), wird anschließend das ganze Stromfunktionsfeld sowohl in der oberen Schicht, als auch in tiefer gelegenen Schichten modifiziert (HMR). Aufgrund seiner Reibungseigenschaften muß dabei der Nudging-Term entsprechend den übrigen Reibungstermen in G_1 aus numerischen Stabilitätsgründen zum Zeitpunkt $t - \Delta t$ ausgewertet werden.

Die positive Funktion R , welche die Dimension einer inversen Zeit besitzt, bestimmt das Gewicht des Relaxationstermes relativ zur Modellphysik G_1 ; das effektive Gewicht des Nudgingtermes hängt jedoch zusätzlich auch von der Differenz zwischen Modell- und Beobachtungsfeldern ab. Grundsätzlich kann der Relaxationskoeffizient im Rahmen der allgemeinen linearen Optimierungstheorie (GHIL, 1989) als vereinfachte Form der 'Gain'-Matrix angesehen werden. Eine theoretische Abschätzung der Größenordnung von R erweist sich jedoch als schwierig. Allgemein sollte R von der raum-zeitlichen Verteilung der Beobachtungen, deren Genauigkeit und von den typischen Größenordnungen der anderen Terme der Bewegungsgleichung abhängen. Eine im Vergleich zur Modellphysik kurze Relaxationszeitskala $\tau_r = R^{-1}$ bewirkt, daß der künstliche (unphysikalische) Reibungsterm in Gl.(6.3) die Vorticitybalance vollständig dominiert. Dieses kommt im Grenzfall einem Ersetzen der Modellstromfunktion durch die Beobachtungen gleich. Eine zu große Relaxationsskala hingegen bewirkt, daß die Beobachtungen nur einen untergeordneten Einfluß auf die Modellösung haben.

ANTHES (1974) wählte τ_r proportional zur charakteristischen Zeitskala des betrachteten physikalischen Systems. HALTINER und WILLIAMS (1980) legen dagegen nahe, daß die Relaxationsskala τ_r kleiner als die Zeitskala der veränderlichen Beobachtungen sein sollte. Im Zusammenhang mit der Assimilation von synthetischen Ozeanoberflächenfeldern erzielten VERRON und HOLLAND (1989) und HMR während Prozeßstudien beste Ergebnisse mit $\tau_r \simeq 0.5$ Tage. Ein ähnlicher Wert ($R^{-1} = 1 \text{ Tag}$) wurde von HOLLAND et al. (1992) für die Assimilation von GEOSAT-Daten in ein regionales Modell der Agulhasretroflexion verwendet. Anders als bei Zwillingsexperimenten können Analysen der GEOSAT-Beobachtungen jedoch Fehler enthalten, die z.B. von unvollständigen Umgebungskorrekturen, dem raum-zeitlichen Satellitenbahnschema oder einem nicht exakten Hintergrundfeld herrühren. Um diesen Fehlern Rechnung zu tragen, erscheint ein gegenüber Zwillingsexperimenten reduzierter Wert von τ_r angebracht, damit die Modellphysik gegenüber den Beobachtungsfehlern ein größeres Gewicht erhält.

In dieser Arbeit wurden GEOSAT-Daten assimiliert, die zu diskreten Zeitpunkten als raum-zeitliche objektive Analysen auf dem Modellgitter vorlagen. HMR untersuchten

zwei Ansätze, um die so gearteten Beobachtungen mit dem Modell zu verschmelzen:

1. Kontinuierliche Assimilation mit konstantem $R = R_0$ durch lineare Interpolation von Ψ_{obs} zwischen Beobachtungszeitpunkten.
2. Über eine Beobachtungsperiode konstante Beobachtungsfelder bei einer Variation von R durch eine Gauß'sche Exponentialfunktion in der Zeit $R = R_0 \cdot e^{-(\Delta t/\tau_p)^2}$.

Hierbei ist $\Delta t = t - t_{obs}$ die betragsmäßige Zeitdifferenz zwischen Modell und Beobachtungen und τ_p eine exponentielle Abklingzeit (Persistenz), die durch die Dekorrelationszeit der Beobachtungen repräsentiert werden kann. Aus den GEOSAT-Beobachtungen von ξ_{obs} ergibt sich hierfür eine obere Grenze von $\tau_p = 5$ Tagen.

Von den genannten Ansätzen führte der zweite zu einer schnelleren Konvergenz bei Zwillingsexperimenten (HMR) und wird deshalb im folgenden ausschließlich verwendet. Um einer Datenunsicherheit Rechnung zu tragen, die etwa durch fehlende GEOSAT-Beobachtungen entsteht, wurde R in der Form geschrieben

$$R = R_0 \cdot \epsilon \cdot e^{-(\frac{\Delta t}{\tau_p})^2}, \quad (6.4)$$

wobei $R_0^{-1} = \tau_r$ die Relaxationszeitskala und $\epsilon \leq 1$ ein positiver Wichtungsfaktor ist, der die Unsicherheit e der geschätzten Beobachtungsfelder berücksichtigt, wie sie durch die objektive Analyse gegeben wird (siehe Abb. 4.3j). Um lokale Diskontinuitäten des Relaxationstermes zu vermeiden, die zu starken Oszillationen des Modells führen, wurde dabei statt des relativen Schätzfehlers folgender Term verwendet $\epsilon = \frac{1}{2}[1 + \tanh(10 \cdot (e_{max} - e))]$. Diese Funktion, die in Abb. 6.3b skizziert ist, gestattet eine annähernd gleichbleibende Wichtung unterhalb eines maximalen Fehlers e_{max} bei glattem Übergang zu unberücksichtigten Beobachtungen, deren Schätzfehler e oberhalb dieses Grenzwertes liegt. Der maximale Fehler e_{max} , bei dem $\epsilon = 0.5$ ist, wurde in allen folgenden Experimenten als 0.7 angesetzt.

Eine schematische Darstellung des Modells ist in Abb. 6.3a gezeigt. Angedeutet ist eine Reibungsgrenzschicht, die eine Reflexion von planetarischen Wellen an den vorgeschriebenen Rändern dämpfen soll. Die Reibungsgrenzschicht wurde durch eine kontinuierliche Relaxation der Modellfelder in allen Schichten an die Hintergrundfelder mit einer Skala von 100 Tagen implementiert. Das eigentliche Assimilationsgebiet schließt an diese 100 km breite Randzone an. Um den Einfluß von verbleibenden Randeffekten auf diagnostische Größen zu vermeiden, wurden die kinetische Energie bzw. Modell-Datendifferenzen in der inneren, gestrichelt gezeichneten Box ausgewertet.

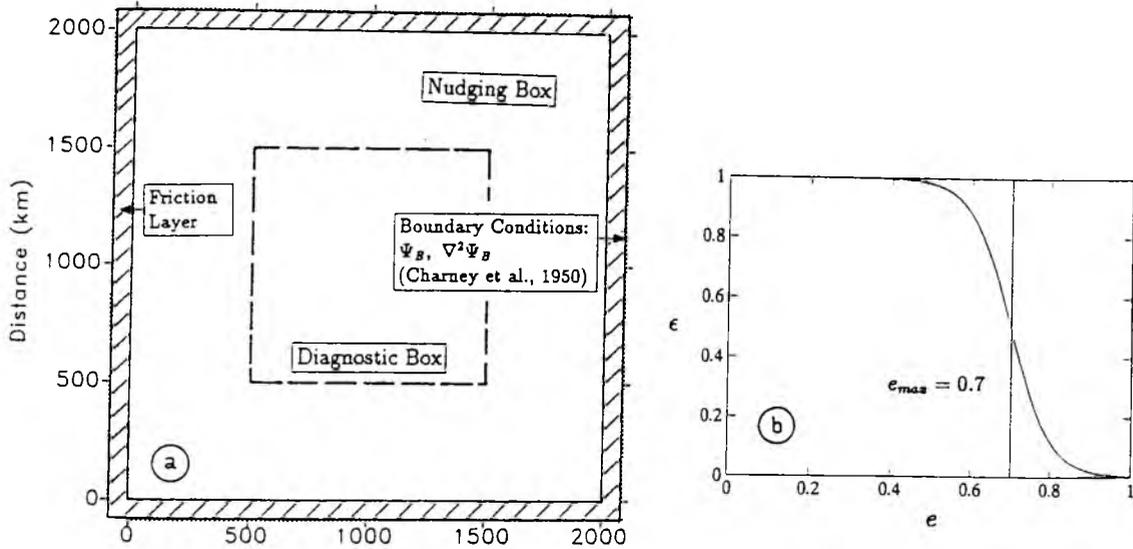


Abbildung 6.3: (a) Schematische Darstellung des regionalen quasi-geostrophischen HOLLAND-Modells (1978) zur Assimilation von GEOSAT-Altimeterdaten in der in Abb. 6.1 gezeigten Modellregion. (b) Wichtungsfaktor $\epsilon = \frac{1}{2}[1 + \tanh(10 \cdot (e_{max} - e))]$ des Relaxationskoeffizienten.

6.2 Ergebnisse

GEOSAT-Daten wurden über einen Zeitraum von annähernd 2 Jahren in das oben beschriebene regionale QG-Modell assimiliert. Dabei wurde das Modell mittels der im Anhang A.2 beschriebenen Prozedur initialisiert und nachfolgend kontinuierlich durch den Relaxationsterm an die beobachtete relative Vorticity $\nabla^2 \Psi_{obs}$ angepaßt. Der Zeitpunkt der Modellinitialisierung $t = t_0$ bezieht sich dabei auf den 15. August 1987; die Modellläufe enden nach 688 Tagen am 3. Juli 1989.

Bei allen durchgeführten Experimenten lagen die Beobachtungen der Meeresoberflächenauslenkung h_{obs} in Abständen von 5 Tagen als raum-zeitliche objektive Analysen auf dem Modellgitter vor. Die dabei verwendeten Korrelationsparameter waren wie vormals $\lambda = 100$ km und $\tau = 15$ Tage (siehe Kap. 4.2). Die gesamte Oberflächenauslenkung h_{obs} ergab sich anschließend als Summe der GEOSAT-Anomalien h' und der in Abb. A.2a gezeigten klimatologischen dynamischen Topographie \bar{h} im Zentrum der obersten Modellschicht in 250 m Tiefe relativ zu einem Referenzniveau in 1500 m

$$h_{obs} = \bar{h} + h' . \quad (6.5)$$

Experiment	τ_r	τ_p	T_{obs}	T_1	T_2	T_3	$rms\Delta\zeta$	\bar{r}	e_{max}	btfac
	(Tage)	(Tage)	10^6 Erg/cm^2			(cm)				
SD	0	-	1.54	0.46	0.13	0.19	4.7	0.02	-	20%
$N\frac{1}{2}1$	0.5	1		1.34	0.43	1.16	2.4	0.80	0.7	20%
N11	1	1		1.16	0.33	0.82	2.6	0.74	0.7	20%
N21	2	1		0.92	0.24	0.54	3.0	0.63	0.7	20%
N51	5	1		0.57	0.15	0.28	3.5	0.47	0.7	20%
N52	5	2		0.80	0.21	0.21	3.2	0.59	0.7	20%
N21-2	2	1		0.93	0.25	0.56	2.8	0.67	1	20%
N21-3	2	1		0.86	0.29	0.70	3.0	0.63	0.7	0

Tabelle 6.2: Assimilationsexperimente. Die zweite und dritte Spalte geben jeweils die Relaxions- und Persistenzzeitskala an. Die Spalten 4–7 beziehen sich auf mittlere Energie-werteüber die letzten 500 Modelltage (vergleiche Abb. 6.4). Die Spalten 8 und 9 geben mittlere Modellfehler und Korrelationen der Modellfelder mit den GEOSAT-Beobachtungen über den gleichen Zeitraum an (siehe Abb. 6.9). btfac steht für den Faktor der Bodentopographie.

Im folgenden sollen Ergebnisse der Assimilationsexperimente vorgestellt werden, die zusammen mit den dabei variierten Parameter wie τ_r und τ_p in Tabelle 6.2 aufgeführt sind. Die totale kinetische Energie des QG-Modells $T_k = \frac{1}{2}H_k \int \int (\nabla\Psi_i)^2 dx dy$ (HOLLAND, 1978) der drei Modellschichten ($k=1,3$) ist in Abb. 6.4a zusammen mit der kinetischen Energie der Beobachtungen beispielhaft für das Experiment N21 gezeigt. Auffällig sind die großen Schwankungen von ca. 30% im Niveau der beobachteten Energie. In Übereinstimmung mit der in Kap. 5.1 diskutierten Variation der Oberflächenvariabilität ergibt eine genauere Betrachtung, daß Perioden geringer Wirbelenergie jeweils mit dem Zeitraum des Frühsommers zusammenfallen, und maximale Wirbelenergie im Herbst zu beobachten ist. Im Vergleich zu den Beobachtungen ist das Niveau der kinetischen Energie in Schicht 1 um ca. 1/3 reduziert vorzufinden. Gleichwohl folgt das Modell den langperiodischen Schwankungen der beobachteten Energie, nachdem es sich innerhalb weniger Tage von dem Anfangszustand an ein mit dem Modell verträglichen Zustand angepaßt hat. Die rasche Abnahme von T_1 während dieser Einschwingphase läßt sich durch die Dämpfung der Energie auf kleinen Skalen erklären, wie sie durch die biharmonische Reibung bevorzugt bewirkt wird. Die Dämpfungszeitskala für Wellenlängen $< 100 \text{ km}$ liegt bei der gegebenen Wahl des biharmonischen Reibungsparameters von $\alpha = 8 \cdot 10^9 \text{ m}^4/\text{s}$ unterhalb der beobachteten 25 Tage (HOLLAND, 1978). Ein Einschwingvorgang der mittleren und unteren Modellschicht kann dagegen anhand von T_2 und T_3 nicht beobachtet werden. In diesen Schichten steht das anfänglich durch die

Modellinitialisierung vorgegebene Energieniveau in guter Übereinstimmung mit demjenigen während der weiteren Modellintegration, und kurzperiodische Fluktuationen auf der Relaxationszeitsperiode von 5 Tagen sind untergeordnet. Darüberhinaus ist ein direkter Zusammenhang zwischen den Variationen von T_2 und T_3 mit denen der beobachteten Energie T_{obs} nicht klar erkennbar.

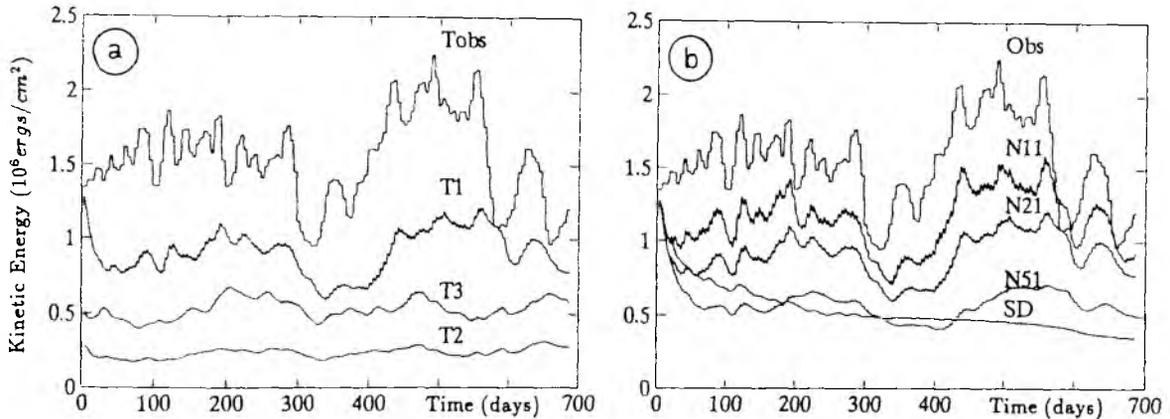


Abbildung 6.4: (a) Totale, räumlich gemittelte kinetische Energie für die 3 Schichten des quasigeostrophischen Modells T_i ($i=1,3$) zusammen mit der entsprechenden Energie aus den GEOSAT-Beobachtungen T_{obs} . Die Werte korrespondieren mit Experiment „N21“ und beziehen sich auf die, in Abb. 6.3a gestrichelt gezeichnete, Box und sind für den gesamten Assimilationszeitraum über 689 Tage (15. August 1987–3. Juli 1989) dargestellt.

(b) Wie (a), jedoch nur in der oberen Modellschicht und für verschiedene Modelleexperimente. Die Beschriftungen der Kurven beziehen sich auf Tabelle 6.2.

Abb. 6.4b veranschaulicht den Einfluß der Relaxationszeitskala auf das Energieniveau von Schicht 1. Die kinetische Energie des Modells entfernt sich mit abnehmenden $R_0 = \tau^{-1}$ zunehmend von der Beobachtung und nähert sich mit, auf der Nudging-Periode abnehmender, Amplitude dem Wertebereich an, der einem ungestörten Modellzustand ohne Datenassimilation entspricht. Dieser ungestörte Modellzustand ist durch die mit „SD“ ('spin-down') markierte Kurve eines Modellaufes gekennzeichnet, der nach der üblichen Modellinitialisierung ohne Datenassimilation vorwärts integriert wurde. Die Energie klingt hierbei mit einer Zeitskala von ca. 200 Tagen aufgrund von dissipativen Prozessen ab. Der Reibungscharakter des Nudgingtermes wird hierbei durch die zu beobachtende anfängliche Abnahme der kinetischen Energie verdeutlicht, die im Vergleich zu allen Assimilationsexperimenten deutlich langsamer verläuft. Bei der Datenassimilation mit $\tau_r = 5$ Tagen liegen die Werte von T_1 in der gleichen Größenordnung wie bei Experiment „SD“, so daß sich für diesen Parameterbereich die be-

schleunigende Wirkung und die Dissipation des Nudging-Terms im Mittel ausgleicht. (Eine Vergrößerung von τ_p von 1 auf 2 Tage führt dahingegen auf Energieniveaus, die denen von Experiment N21 vergleichbar sind.)

Mittlere Felder der Stromfunktion Ψ und der potentiellen Vorticity Q , sowie die Varianz von Ψ während des 2-jährigen Assimilationszeitraumes, sind in Abb. 6.5 ebenfalls für Experiment N21 gezeigt. Allgemein ist eine deutliche Übereinstimmung der $\bar{\Psi}$ - und \bar{Q} -Felder mit denjenigen aus klimatologischen Daten zu erkennen (siehe Abb. A.2). Wie zuvor ergibt sich in Schicht 1 und Schicht 2 im Zusammenhang mit dem Azorenstrom ein Einstrom in das Modellgebiet am westlichen Rand südlich von $y=1000$ km (35°N). Der Strom verläßt das Modell in Schicht 1 überwiegend am südlichen Rand. Eine einzelne Stromlinienkontur deutet jedoch auch auf einen schwachen Ausstrom am östlichen Rand auf der Breite von Gibraltar an. An der gleichen Position ergibt sich dagegen in Verbindung mit dem Mittelmeerausstrom ein Einstrom in das Modell in Schicht 2.

Unterschiede der mittleren Modellfelder zur Ozeanklimatologie ergeben sich aufgrund der, gegenüber Abb. A.2, glatteren Modellfelder. So ist das Modell in der Lage, die anfänglich kleinskaligen Strukturen in Ψ_2^b in der südöstlichen Modellregion während der dynamischen Vorwärtsintegration zu korrigieren (Abb. 6.5b); gleichzeitig werden dabei Frontalstrukturen in Q_2^b und Anomalien in Q_3^b in dieser Region ausgeglichen (Abb. 6.5h,i). Abweichend zur a priori Annahme einer im Mittel ruhenden unteren Modellschicht ist in Abb. 6.5c eine westwärtige Zirkulation von ca. 0.5 cm/s zu erkennen, die zusammen mit Schicht 2 einen, zum ostwärts setzenden Azorenstrom, gegenläufigen Unterstrom darstellt. Der Einfluß der Bodentopographie auf die mittlere Ψ_3 -Verteilung ist deutlich. (Zum Vergleich wurde die 3000 m Tiefenlinie als langgestrichelte Linie in Abb. 6.5c,f eingezeichnet.) So spiegelt sich im Westen die Lage des mittelatlantischen Rückens im Verlauf der Ψ -Konturen wider, während im Osten eine zyklonale mittlere Strömung bei $x=1500$ km, $y=1200$ km im Zusammenhang mit den 'Horseshoe-Seamounts' steht.

Die Varianz von Ψ_1 über die betrachteten 2 Jahre ist entlang der Lage des Azorenstromes maximal, wobei Werte entlang der Front zonal von West nach Ost kontinuierlich abnehmen. Eine erhöhte Varianz ist weiterhin im nördlichen Bereich zu finden, die im Zusammenhang mit Ausläufern der NAC steht. Im Gegensatz zu Schicht 1 ist den tieferen Schichten 2 und 3 eine zunehmende Gleichverteilung der Ψ -Varianz in meridionaler Richtung zu entnehmen; gleichwohl liegen auch hier hohe Werte im Bereich des Azorenstromes und im nordwestlichen Modellgebiet, während der östliche Modellbereich allgemein durch geringe Variabilität gekennzeichnet ist.

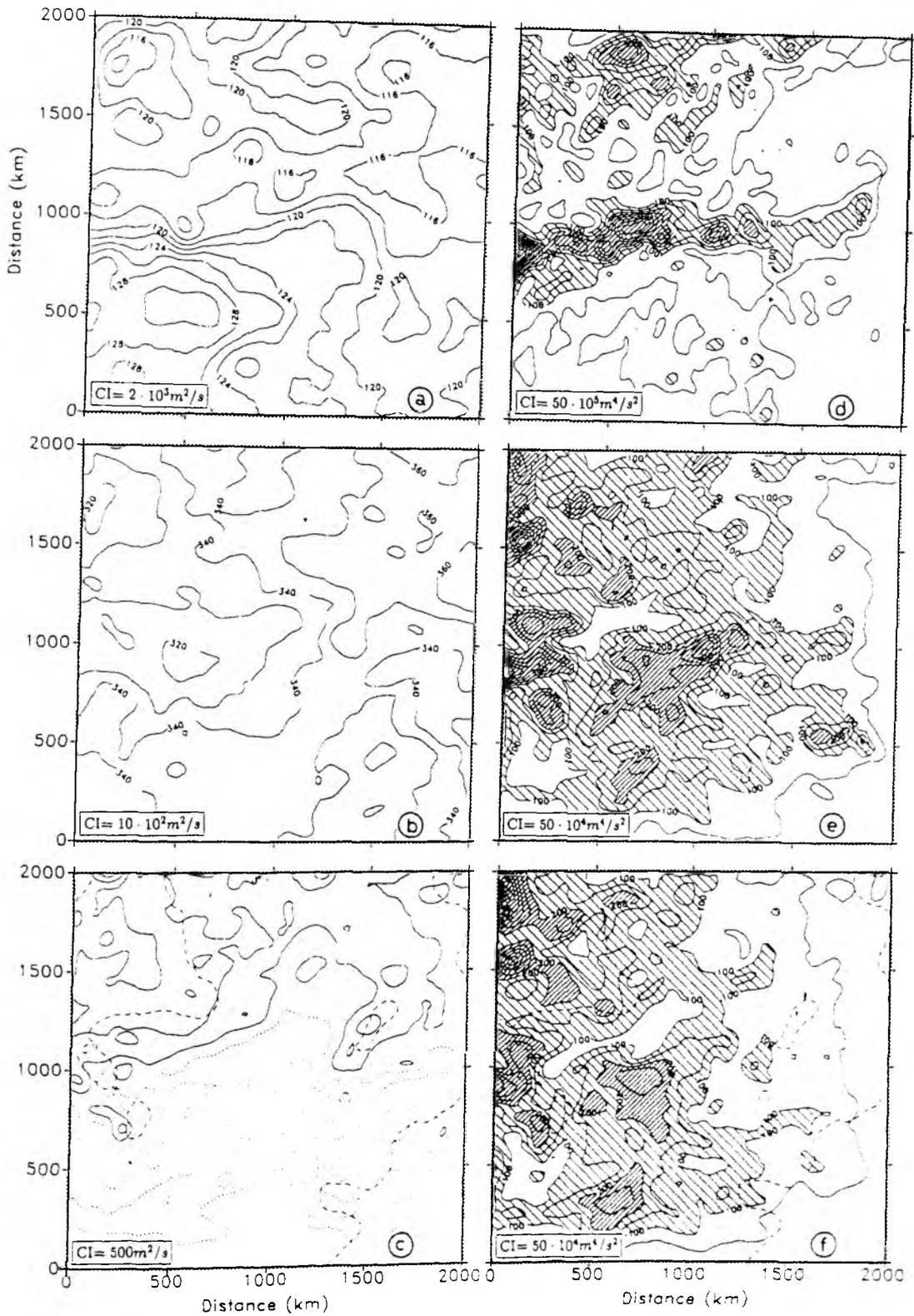


Abbildung 6.5: Über 2 Jahre Assimilationszeit gemittelte Felder der quasi-geostrophischen Stromfunktion Ψ für Schicht 1-3 (a-c), deren Varianz (d-f), sowie Felder der potentiellen Vorticity Q (g-i).

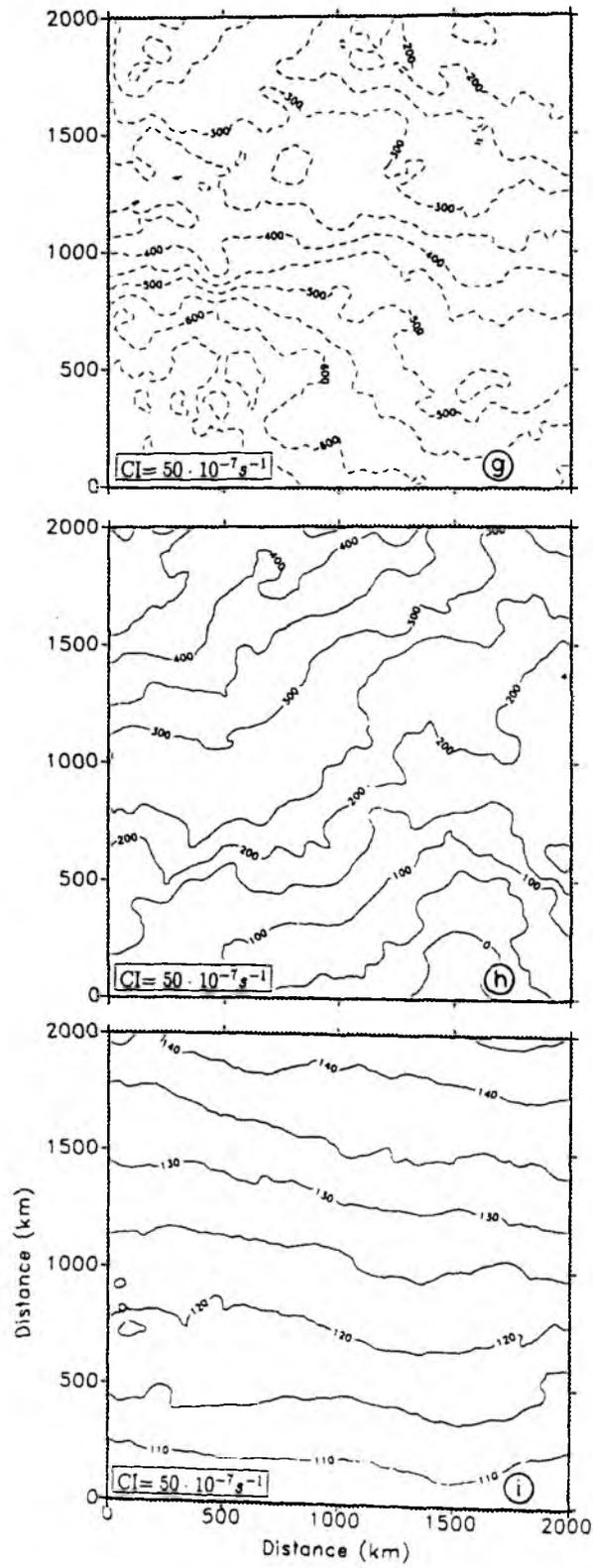


Abb.6.5g-i

Momentane Felder der Stromfunktion Ψ in den drei Modellschichten, bzw. die des Wirbelfeldes relativ zum 2-jährigen Mittel (Abb. 6.5) sind in Abb. 6.6 für den Modelltag 210 am 12. März 1988 dargestellt. Die obere Modellschicht ist durch ein, über das ganze Modellgebiet verteiltes, intensives Wirbelfeld gekennzeichnet (Abb. 6.6a). Dieses Wirbelfeld ist den Strukturen des Azorenstromes und seiner südwardigen Ausläufer überlagert, die andeutungsweise in der Bildmitte und im unteren Bildbereich als Bandstrukturen zu erkennen sind. Hierbei korrespondieren maximale Wirbelamplituden in Abb. 6.6d mit Mäandern der Front. Bemerkenswert erscheint die kräftige Antizyklone nahe $x=700$ km, $y=1000$ km. Dieser Wirbel ist im Begriff, sich durch Abschnüren eines Azorenstrommäanders zu bilden.

In der vertikalen Richtung betrachtet, nehmen die räumlichen Skalen der Wirbelstrukturen, bei einer um eine Größenordnung reduzierter Amplitude, zu tieferen Schichten hin deutlich zu. Ein Vergleich mit Abb. A.3 zeigt jedoch, daß sich im Vergleich zu den Anfangsfeldern durch die kontinuierliche Assimilation der Oberflächendaten in diesen Schichten erheblich mehr Variationen auf kleineren Skalen gebildet haben. Dabei ist i. allg. kein vertikal kohärentes Bild zu erkennen. Dieses wird besonders im westlichen Teil von Abb. 6.6d-f anhand der Lage von Zyklonen und Antizyklonen in den verschiedenen Schichten deutlich. So ist die oben erwähnte kräftige Antizyklone und die sie umgebenden zyklonalen Strukturen in Schicht 3 nur schwach angedeutet zu finden und südlich und nördlich hiervon befinden sich die antizyklonalen Strukturen in Schicht 1 bei $x=700$ km und $y=250$ km, sowie $y=700$ km direkt über Zyklonen in Schicht 2 und 3.

Ein Phasendiagramm des Wirbelfeldes ist in Abb. 6.7 als Zonalschnitt entlang von $y=1000$ km (35° N) für die drei Modellschichten gegen die Zeit aufgetragen. Hierbei zeigt die linke Bildseite Ergebnisse des Laufes N21 (Abb. 6.7a-c); im Vergleich dazu sind auf der rechten Bildseite die Ergebnisse eines Experimentes dargestellt, bei dem alle Beobachtungen ohne Datenwichtung bei sonst gleicher Parameterwahl assimiliert wurden.

In beiden Experimenten ist eine westwardige Phasenausbreitung der Wirbelstrukturen in allen drei Schichten zu beobachten. Dabei ist ein geringes Anwachsen der Phasengeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe von 1.85 cm/s in Schicht 1 auf 2 cm/s in Schicht 2 zu verzeichnen, während in Schicht 3 die Propagation einzelner Strukturen nur schwach angedeutet ist und keine Aussage über deren Geschwindigkeit zuläßt. Die gleichmäßige Phasenpropagation positiver und negativer Anomalien in den Schichten 1 und 2, die gleichfalls 5° nördlich und südlich hiervon beobachtet werden kann, deutet auf eine überwiegend lineare Modelldynamik hin. In Übereinstimmung

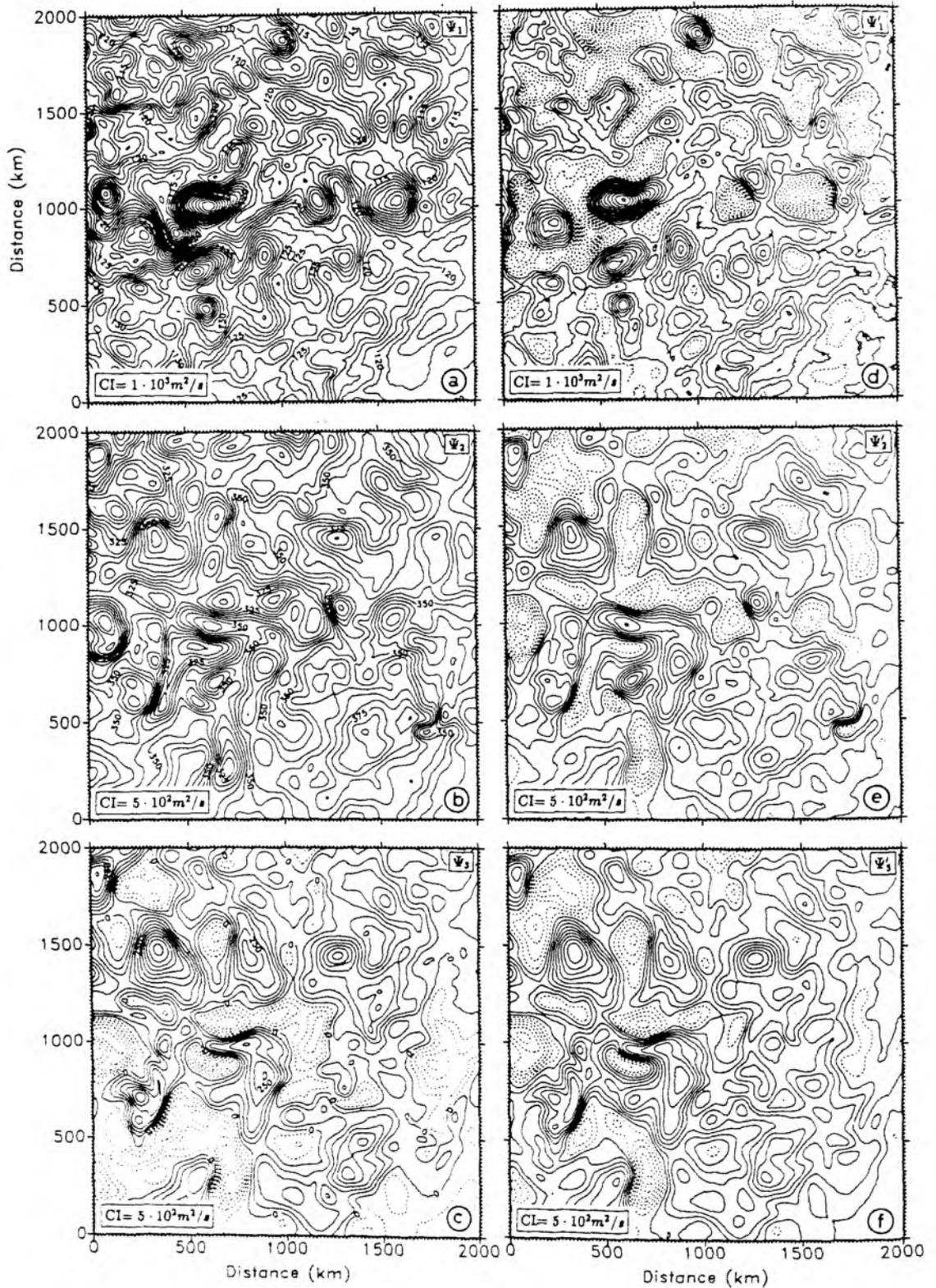


Abbildung 6.6: Momentane Felder der Modellstromfunktion des Modellaufes „N21“ für Tag 210 am 12.März 1988 in den Schichten 1-3 (a-c). Die entsprechenden Wirbelfelder (relativ zu den mittleren Feldern in Abb. 6.5a-c) sind für die Schichten 1-3 in (d)-(f) gezeichnet. Negative Bereiche wurden gestrichelt gezeichnet und Konturintervalle sind jeweils angegeben.

hierzu ergibt sich aus den Modellfeldern bei maximalen Geschwindigkeiten von etwa 10 cm/s (siehe Abb. 6.12) und räumlichen Skalen von 100–200 km eine Rossbyzahl $R_o = U/(fL) = 10^{-2}$. Zwar ist die Phasengeschwindigkeit von ca. 2 cm/s in Schicht 1 um einen Faktor 1.5 höher als die von langen baroklinen Rossbywellen ($c=1.25$ cm/s); diese Differenz läßt sich jedoch durch eine mittlere westwärtige Advektionsgeschwindigkeit von etwa 0.5 cm/s erklären, wie sie in Abb. 6.5 entlang von $\phi = 35^\circ$ in Schicht 2 und 3 gefunden wird.

Abweichend von der allgemein erkennbaren westwärtigen Phasenausbreitung mit $c=2$ cm/s, läßt sich in Übereinstimmung mit den assimilierten GEOSAT-Feldern in Abb. 6.7a,d für die kräftig ausgeprägte Antizyklone in der westlichen Bildhälfte eine Periode zwischen Tag 300 und 500 erkennen, während der eine deutliche Verlangsamung dieser Struktur zu beobachten ist. Eine Erklärung hierfür ist möglicherweise der Einfluß des mittelatlantischen Rückens, dessen östliche Ausläufer an dieser Position bei 35°N von der Antizyklone erreicht werden. Bemerkenswert ist ferner die auffällige vertikale Kohärenz vereinzelter Strukturen. Besonders deutlich kann dieses an einer positiven Anomalie belegt werden, die zu Beginn bei $x=1600$ km liegt und am Ende des Assimilationszeitraumes nahe $x=500$ km zu finden ist. Diese Antizyklone korrespondiert mit der in Kap. 4.2.2 diskutierten Struktur „D“ eines Meddies und ist im Modell mit einer entsprechenden Anomalie in Schicht 2, andeutungsweise auch in Schicht 3, verbunden. Eine vergleichbare vertikale Kohärenz ist dagegen für die oben erwähnte kräftige Antizyklone aus Abb. 6.6a nicht zu beobachten.

Obwohl sich die großskaligen Strukturen beider Experimente entsprechen, ist in Experiment N21 besonders in Schicht 2 und 3 erheblich mehr Feinstruktur erkennbar. Diese kurzperiodischen Fluktuationen können als Antwort des Modells auf lokale Fluktuationen im Nudging-Antrieb verstanden werden. Die damit verbundene Modellanpassung ist als überwiegend barotropes und schnell nach Westen propagierendes Signal in den Phasendiagrammen aller Schichten erkennbar, gewinnt jedoch zu größeren Tiefen hin an Bedeutung relativ zu dem übrigen Signal. Diese Modellanpassungen sind während verschiedener Perioden verstärkt zu beobachten, die sich durch eine geringe Abdeckung verlässlicher Beobachtungen auszeichnen. Aus Abb. 6.9c ist zu entnehmen, daß hierzu insbesondere auch die Zeiträume Tag 350–400 und Tag 550–600 gerechnet werden können.

Ein Vergleich von Abb. 6.9a,d mit Abb. 5.19 zeigt, daß die Modellfelder relativ zu den GEOSAT-Beobachtungen ein horizontal kohärenteres Bild der westwärtigen Phasenausbreitung einzelner Strukturen ergeben. Besonders deutlich erscheint dies anhand der eben genannten positiven Anomalien, die in den Altimeterdaten, möglicherweise

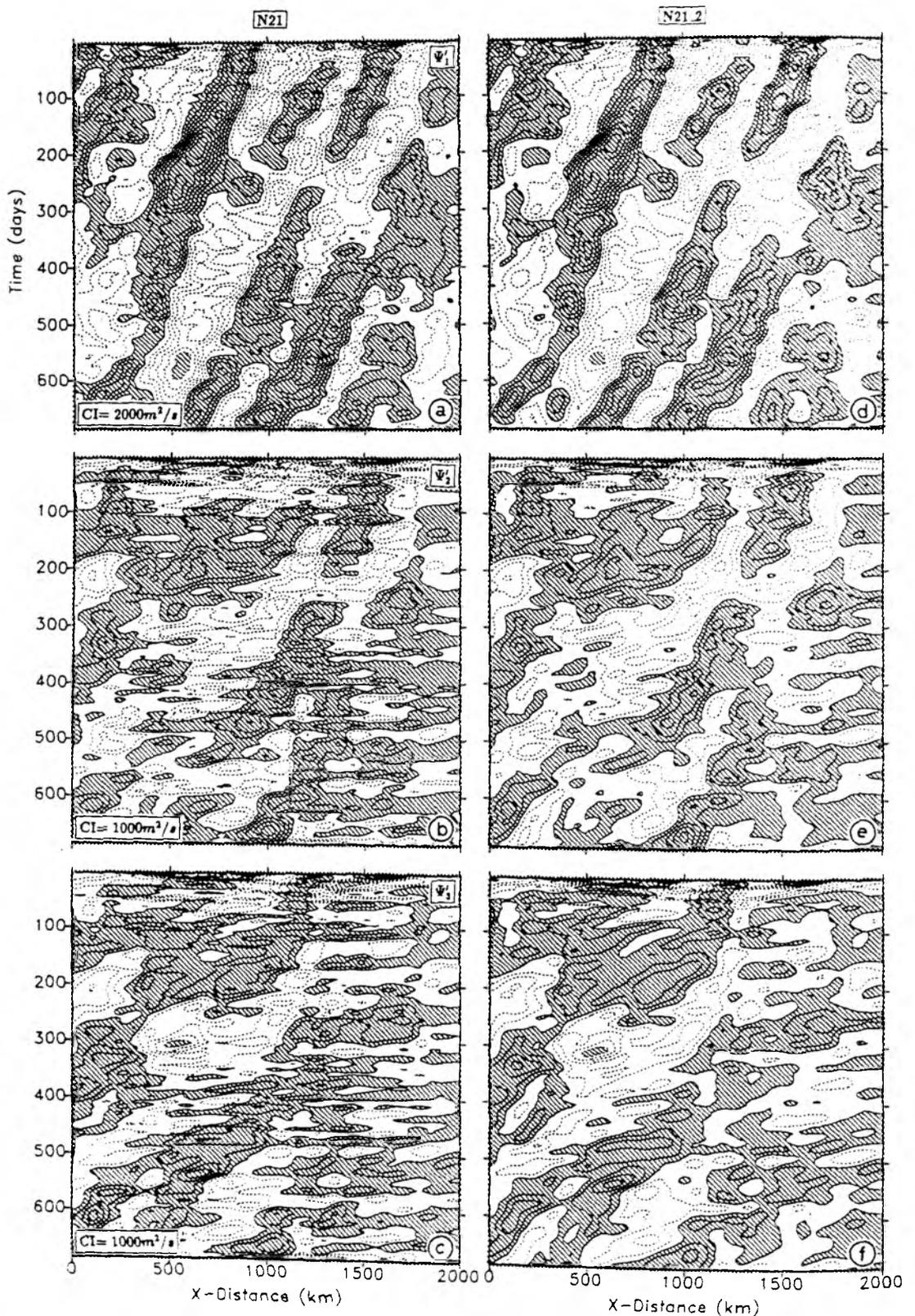


Abbildung 6.7: Phasendiagramm der Wirbelfelder relativ zu den mittleren Feldern (Abb. 6.5a-c) in den Modellschichten 1-3 (von oben nach unten) entlang eines Zonalschnittes bei $y=1000$ km (35° N). Gezeigt sind die Ergebnisse aus zwei Modellläufen mit (a-c) Wichtung der Altimeterbeobachtungen hinsichtlich des Schätzfehlers (Experiment N21) und (d-f) ohne Wichtung (N21-2) bei sonst gleicher Parametereinstellung (siehe Tabelle 6.2). Positive Bereiche wurden gerastert; Konturintervall wie angegeben.

aufgrund von Datenfehlern, nicht als zusammenhängende Strukturen zu finden sind.

Für einen Vergleich der Modellergebnisse mit den assimilierten GEOSAT-Feldern zeigt Abb. 6.8 die beobachtete Oberflächenauslenkung h_{obs} (Abb. 6.8a) und das Wirbelsignal h' (Abb. 6.8b) zusammen mit den entsprechenden Modellfeldern des Experimentes N21 (Abb. 6.8c,d). Beide Datensätze beziehen sich erneut auf Tag 210 am 12. März 1988. Regionen erhöhter Datenunsicherheit wurden in Abb. 6.8a durch die Rasterung derjenigen Bereiche markiert, in denen der Schätzfehler einen Wert von 0.6 überstieg. Diese Bereiche, in denen die Beobachtungen nicht vollständig assimiliert wurden, befinden sich überwiegend im östlichen Modellgebiet und kennzeichnen den geographischen Bereich reduzierter Datenverfügbarkeit (siehe Kap. 3).

Um einen Vergleich der Wirbelfelder zu erleichtern, wurden positive Anomalien in Abb. 6.8b,d diagonal gerastert. Es wird deutlich, daß herausragende beobachtete Anomalien gleichfalls in den Modellfeldern repräsentiert sind. Im Unterschied zu den GEOSAT-Beobachtungen finden sich im Modell jedoch überwiegend isolierte Wirbelstrukturen, während die Beobachtungen am nördlichen Rand größere Bereiche positiver und negativer Anomalien aufweisen. Abweichungen zwischen dem Altimeter- und Modellfeld lassen sich überwiegend in der Nähe von Bereichen reduzierter Datenverfügbarkeit finden. Deutliche Unterschiede zwischen den Wirbelfeldern hinsichtlich der Lage einzelner Wirbel und deren Amplituden sind jedoch besonders im westlichen Modellbereich südlich von 35°N zu erkennen. Hier führt das Modell zu dem betrachteten Zeitpunkt auf generell größere Wirbelamplituden und die ausgeprägten antizyklonalen Strukturen bei 34°N , 28°W und 32°N , 25°W sind in den Beobachtungen nur als schwache positive Anomalien vorgegeben. Die rms Differenz zwischen beiden Wirbelfeldern beträgt ≈ 2.5 cm bei einer Korrelation von $r \approx 0.7$. Markant sind die allgemein deutlich geringeren Wirbelamplituden des Modells, die zu einer Reduzierung der beobachteten Feldvarianz von $\sigma^2 = 12 \text{ cm}^2$ auf $\sigma^2 = 4 \text{ cm}^2$ führt. Minima und Maxima der Beobachtungen von -15 cm und +13 cm stehen dabei Modellwerten von -9 cm und +12 cm gegenüber.

Die rms-Differenz zwischen den beobachteten Anomalien und den Modellfeldern und deren Korrelation ist in Abb. 6.9a und 6.9b über die gesamte Assimilationsperiode für die Läufe N11 und N51 gezeigt. Berücksichtigt wurden dabei nur jene Wertepaare, für die der Beobachtungsfehler unterhalb von 0.6 lag. Die Kurven der rms-Differenz dieser Läufe variieren zwischen 2 cm und 4 cm. Dabei kennzeichnet ihre relative Abweichung von etwa 1 cm den Variationsbereich des hier verwendeten Parameterbereichs. (siehe Tabelle 6.2). Im Vergleich zu den genannten Kurven stellt die mit „Obs“ markierte Kurve eine obere Fehlergrenze von ca. 6 cm dar, die sich durch die rms-Differenz der

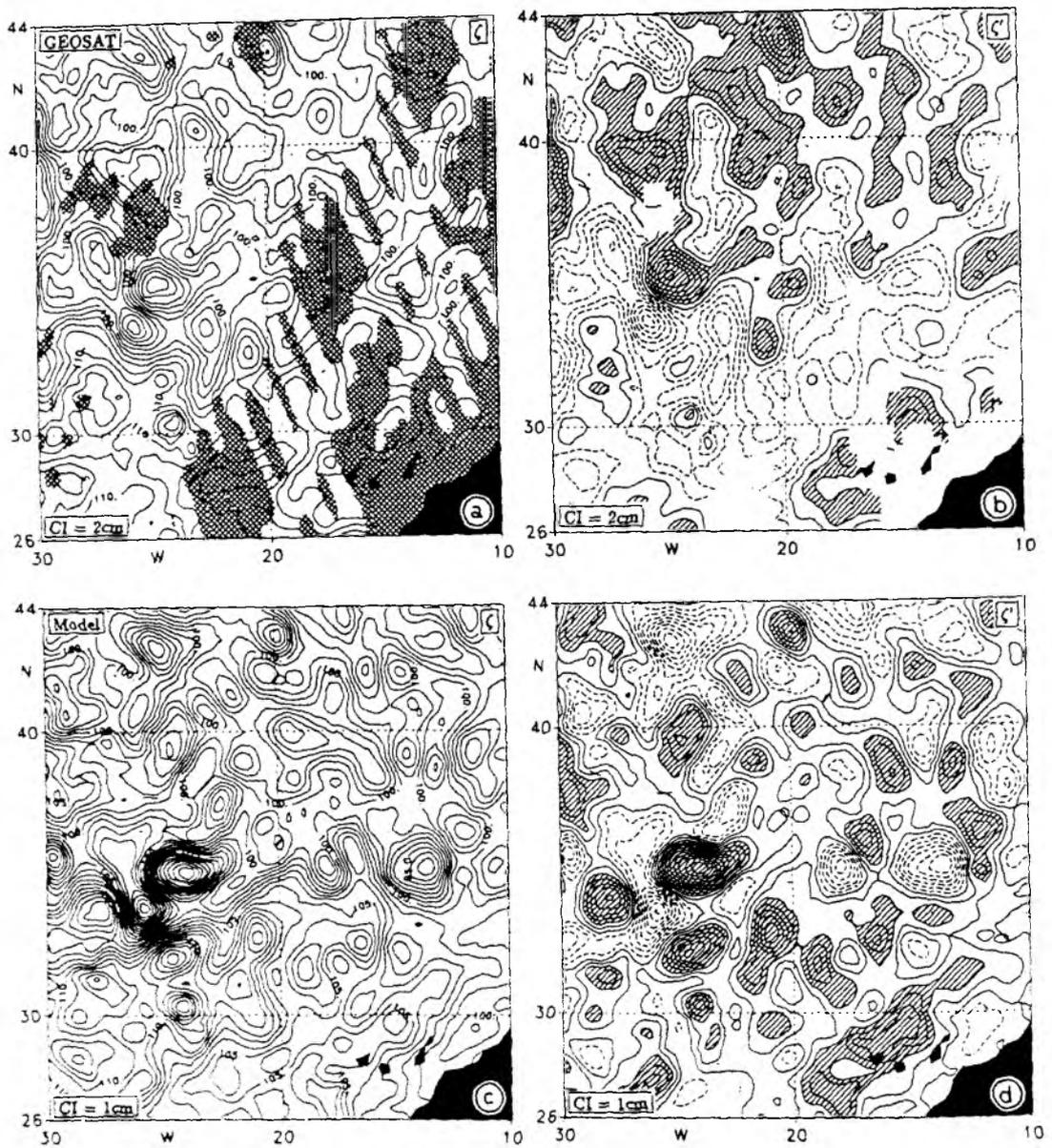


Abbildung 6.8: Momentane Felder der gesamten Oberflächenauslenkung und deren Wirbelsignal am 12. März 1988 für (a,b) GEOSAT-Beobachtungen und (c,d) Modellfelder (Lauf N21) der oberen Schicht. Positive Wirbelanomalien wurden in (b) und (d) diagonal gerastert. Der gekreuzte Raster in (a) kennzeichnet Regionen, in denen der relative Schätzfehler aufgrund der aktuellen GEOSAT-Datenabdeckung 60% übersteigt.

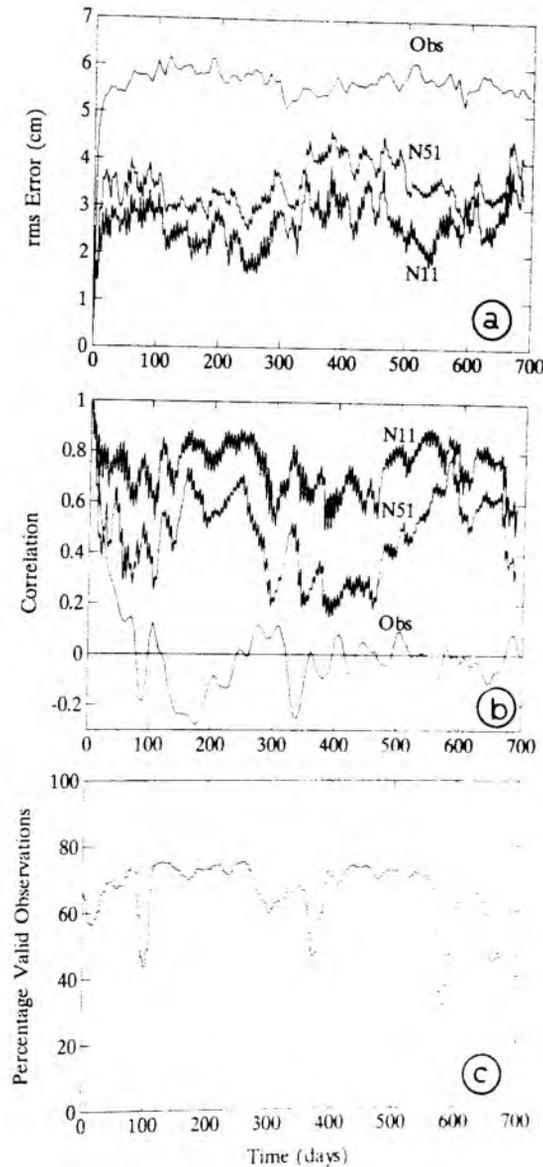


Abbildung 6.9: (a) rms-Modellfehler der Oberflächenauslenkung ζ relativ zu den GEOSAT-Beobachtungen. Die mit „N11“ und „N51“ gekennzeichneten Kurven korrespondieren mit den entsprechenden Experimenten in Tabelle 6.2. Die mit „Obs“ markierte Kurve stellt eine obere Fehlergrenze dar und resultiert aus der rms-Differenz der Beobachtungswirbelfelder relativ zum Anfangsfeld. (b) Wie (a), jedoch für die Kreuzkorrelation der Wirbelfelder aus GEOSAT-Beobachtungen und Modellergebnissen. (c) Anzahl der Modellgitterpunkte, an denen der relative Schätzfehler der GEOSAT-Analysen unterhalb von 60% liegt.

Beobachtungen relativ zum Anfangsfeld ergibt. Die Modell-Datendifferenz liegt für alle Assimilationsläufe deutlich unterhalb dieses Niveaus, welches während des Experimentes „SD“ annähernd erreicht wird.

Der relative Anteil des Modellgitters, auf dem der Schätzfehler unterhalb von 0.6 liegt, ist in Abb. 6.9c gezeigt. Eine Obergrenze von ca. 70% korrespondiert hierbei mit den Bereichen des Modells, in denen bei Wassertiefen flacher als 1000 m keine glaubwürdigen Beobachtungen auf dem Gitter vorliegen. Es ist deutlich, daß Perioden mit erhöhten Modellfehlern bzw. mit reduzierten Kreuzkorrelationen jeweils mit Perioden reduzierter Datenverfügbarkeit zusammenfallen. Während für $\tau_r=1$ Tag die Korrelation zu diesen Zeitpunkten von 0.8 auf 0.6 abfällt, ist für $\tau_r=5$ Tage bei Werten von sonst 0.6 nahezu keine Korrelation der Modellfelder mit den Beobachtungen aufrechtzuerhalten.

6.3 Vergleich mit in-situ Beobachtungen

In diesem Abschnitt sollen die Modellergebnisse in den verschiedenen Schichten gegen unabhängige Informationen aus in-situ Beobachtungen auf ihren Realitätsgrad hin überprüft werden. Hierzu stehen verschiedene Datensätze zur Verfügung, die alle in Tabelle 4.1 aufgeführt zu finden sind. Neben den in Kap. 4.2 beschriebenen hydrographischen Beobachtungen aus dem Frühjahr 1988 (KÄSE et al., 1989) können weiterhin hydrographische Daten aus dem Zeitraum Mai/Juni 1989 in annähernd der gleichen Region zur Verifikation der Modellstromfunktion in der oberen und mittleren Modellschicht herangezogen werden. Darüber hinaus können die in Abschnitt 4.3 diskutierten Verankerungsdaten für einen direkten Vergleich der Modellgeschwindigkeiten mit in-situ Messungen in allen Tiefenniveaus verwendet werden.

6.3.1 Hydrographie

Für die Verifikation der Modellstromfunktion dient die dynamische Topographie aus den hydrographischen Beobachtungen als Beobachtungäquivalent von Ψ . Die Daten des Zeitraumes März 1988, die in Kap. 4 für einen Vergleich mit GEOSAT-Beobachtungen verwendet wurden, wurden innerhalb von 3 Wochen zwischen dem 4. und 26. März auf einem wirbelaufösenden Gitter vermessen. In Abb. 6.10 wurden die Modellergebnisse des Laufes N21 am 21. Februar 1988 nach einer Assimilationsperiode von 210 Tagen zusammen mit GEOSAT-Beobachtungen des gleichen Tages und der objektiven Analyse der hydrographischen dynamischen Topographie im Expeditionsgebiet

dargestellt. Gezeigt sind auf der linken Bildseite jeweils die Felder der Altimetrie (h_{obs}) (Abb. 6.10a), der Modellauslenkung $\zeta = \frac{f_0}{g} \Psi$ der Schicht 1 in 250 m Tiefe (Abb. 6.10c) und der Schicht 2 in 1000 m Tiefe (Abb. 6.10g), sowie die dynamische Topographie in 50 dbar (Abb. 6.10e) und in 1000 dbar (Abb. 6.10i) jeweils relativ zu einem Referenzniveau in 3000 dbar. Die entsprechenden Wirbelsignale der Felder sind auf der rechten Bildseite abgebildet. Hierbei beziehen sich die Anomalien der hydrographischen Felder auf eine angepaßte Fläche 2. Ordnung. In Abb. 6.10a wurden erneut Bereiche mit erhöhten Schätzfehlern der Beobachtungen durch ein gekreuztes Raster markiert. Positive Wirbelanomalien wurden in der rechten Bildhälfte von Abb. 6.10 diagonal gerastert, um einen Vergleich der Wirbelstrukturen zu erleichtern. Hierbei wurden zyklonale und antizyklonale Wirbel, die einander zugeordnet werden können, jeweils mit großen und kleinen Buchstaben gekennzeichnet.

Neben einigen offensichtlichen Unterschieden sind dennoch deutliche Übereinstimmungen zwischen den Modellergebnissen und den unabhängigen in-situ Beobachtungen in beiden Schichten zu verzeichnen. Hierbei stimmt die Lage herausragender positiver und negativer Wirbel des Modells und deren Skalen mit den hydrographischen Beobachtungen überein. Insbesondere sind die vier Anomalien „A“–„D“ der dynamischen Topographie 50/3000 dbar, die mit Mittelmeerwasserlinsen im mittleren Tiefenniveau korrespondieren (siehe Kap. 4.2), deutlich in den Modellfeldern repräsentiert. Abweichend von den Beobachtungen ist „B“ jedoch durch eine negative Anomalie von „C“ getrennt, während eine Antizyklone „C“ durch einen Rücken positiver Werte mit „A“ und „C“ verbunden ist. Gleichfalls gut ist die Übereinstimmung der Position zyklonaler Wirbel der Modellsimulation des Iberischen Beckens mit den hydrographischen Beobachtungen. So sind die Wirbel „a“–„d“ des Modells nahezu deckungsgleich mit den Beobachtungen zu finden. Relativ zu den Altimeterfeldern ergibt sich aus dem Modell ein erheblich glatteres Bild, das sich von der Altimetrie hinsichtlich räumlicher Skalen als auch hinsichtlich der Lage großer Strukturen unterscheidet. So ist z.B. die positive Antizyklone „B“ des Modells mit der Hydrographie konsistent, in den GEOSAT-Beobachtungen jedoch nicht enthalten. Weitere offensichtliche Unterschiede sind im unteren Bildteil und im Nordwesten zu finden, von denen einige in Regionen reduzierter Datenverläßlichkeit fallen.

Anders als Schicht 1, die direkt an die Altimeterbeobachtungen gekoppelt ist, wurde Schicht 2 zu keinem Zeitpunkt direkt durch Beobachtungen angetrieben. Dennoch ist auch in dieser Schicht ein deutlicher Zusammenhang der Modellsimulation mit den hydrographischen Beobachtungen zu erkennen. Zwar sind im Unterschied zu Schicht 1 die Modellamplituden der gekennzeichneten positiven und negativen Anomalien hier

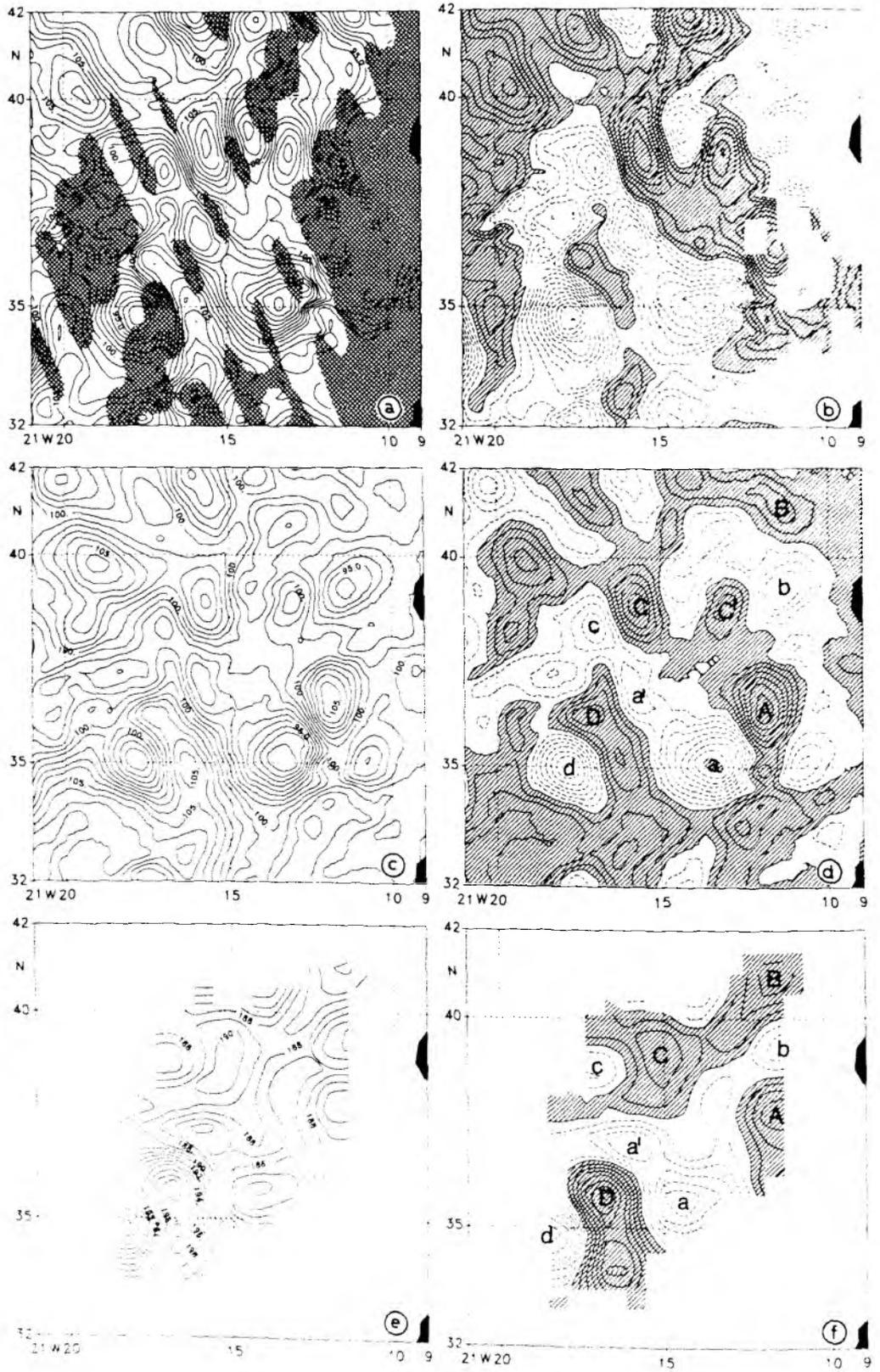


Abb. 6.10a-f

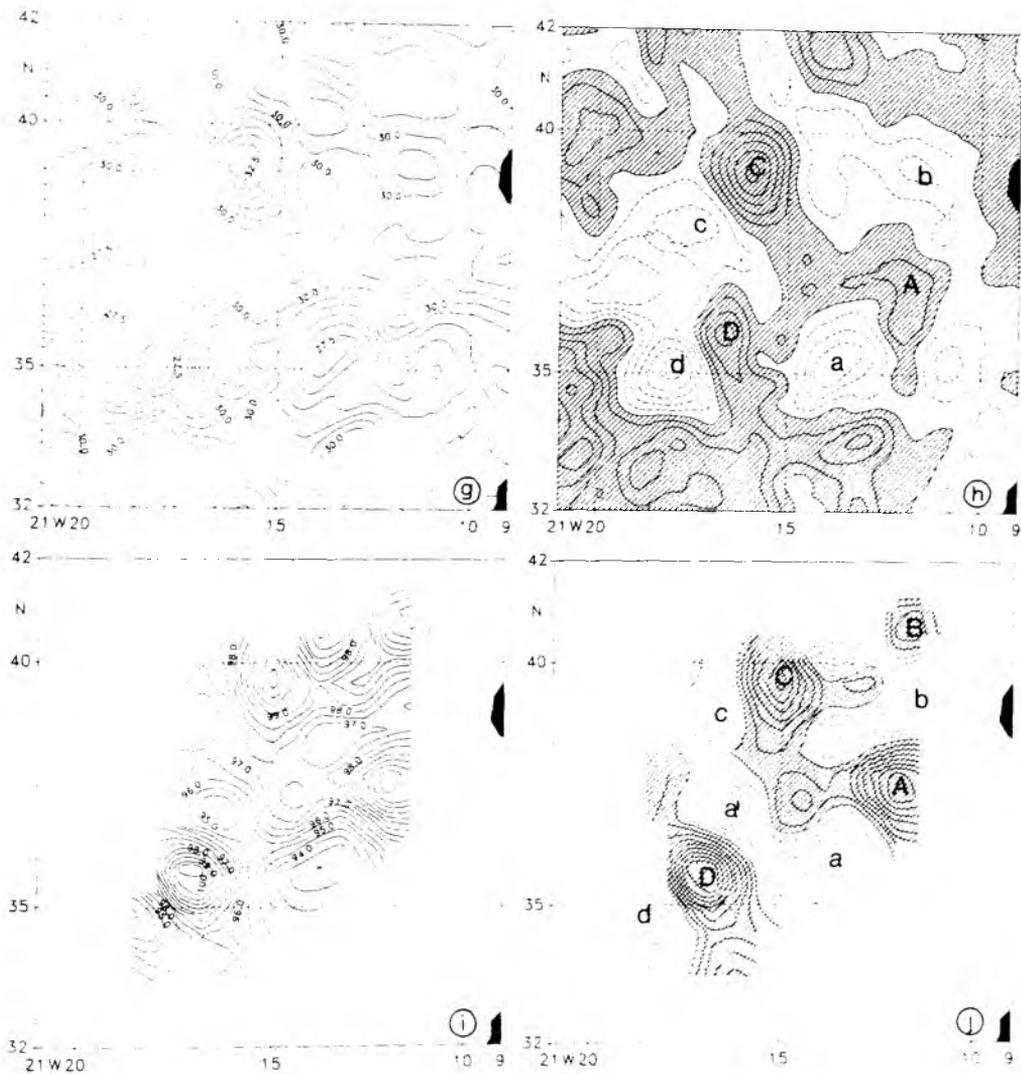


Abbildung 6.10: Vergleich der Modellergebnisse mit hydrographischen Messungen zwischen 4. und 26. März, 1988 (KÄSE et al., 1989). Gezeigt sind Felder der gesamten Oberflächenauslenkung und deren Wirbelsignal für Tag 210 am 21. Februar 1988 im Expeditionsgebiet für (a),(b) GEOSAT-Beobachtungen, (c),(d) Modellergebnisse in Schicht 1, (e),(f) dynamische Topographie 50/3000 dbar, (g),(h) Modellergebnisse in Schicht 2 und (i),(j) dynamische Topographie 1000/3000 dbar. Die Wirbelfelder der dynamischen Topographien beziehen sich auf eine angepasste zweidimensionale Fläche. Positive Anomalien wurden in allen Wirbelfeldern diagonal gerastert und korrespondierende Wirbelstrukturen aus Hydrographie und Modellergebnissen wurden mit großen und kleinen Buchstaben markiert. Der gekreuzte Raster in (a) kennzeichnet die Regionen, in denen der Schätzfehler der GEOSAT-Beobachtungen oberhalb von 60% liegt. Das Konturintervall beträgt 1 cm für die Felder der oberen Schicht (a-f) und 0.5 cm für die Felder aus Schicht 2 (g-j).

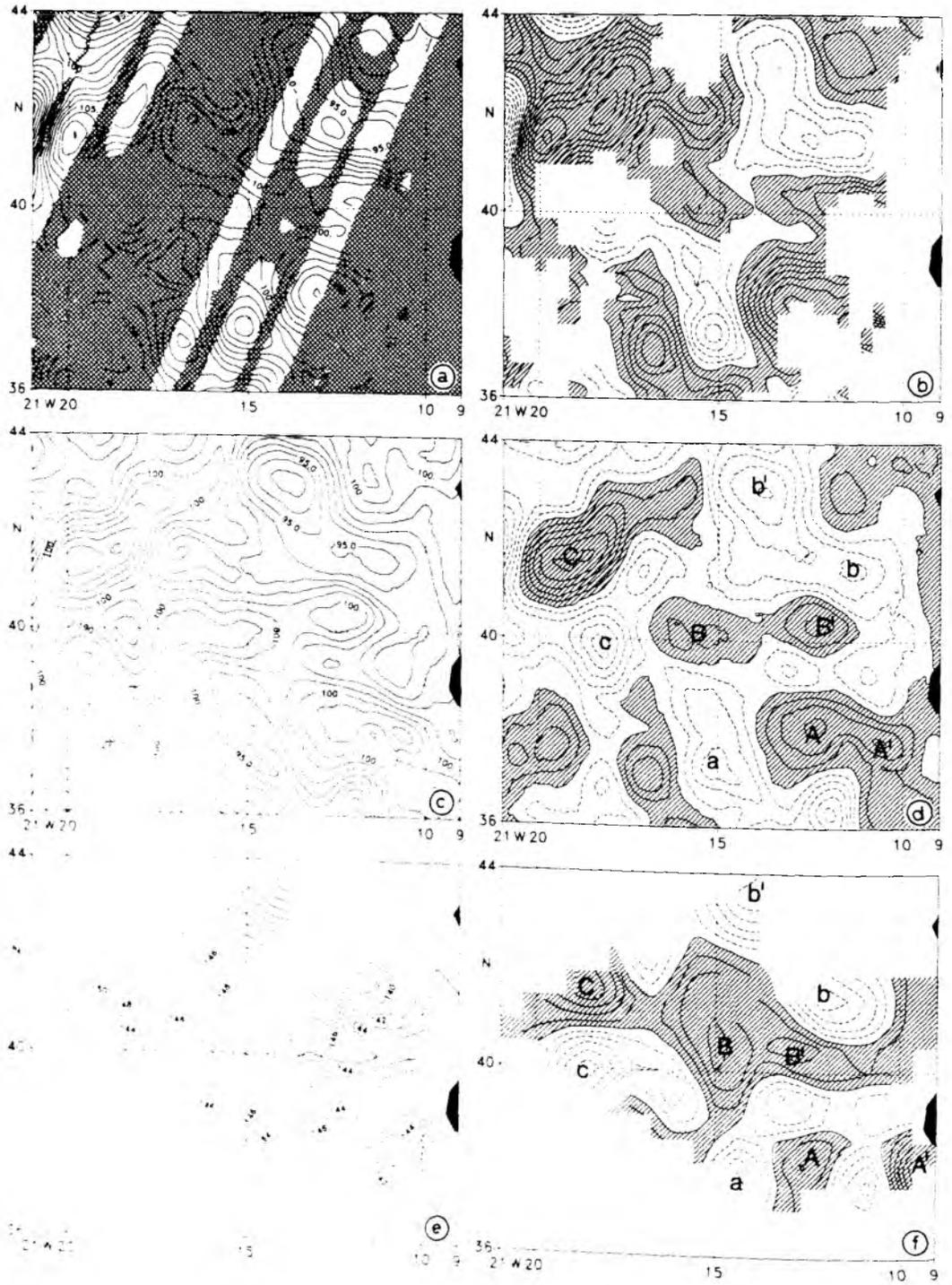


Abb. 6.11a-f

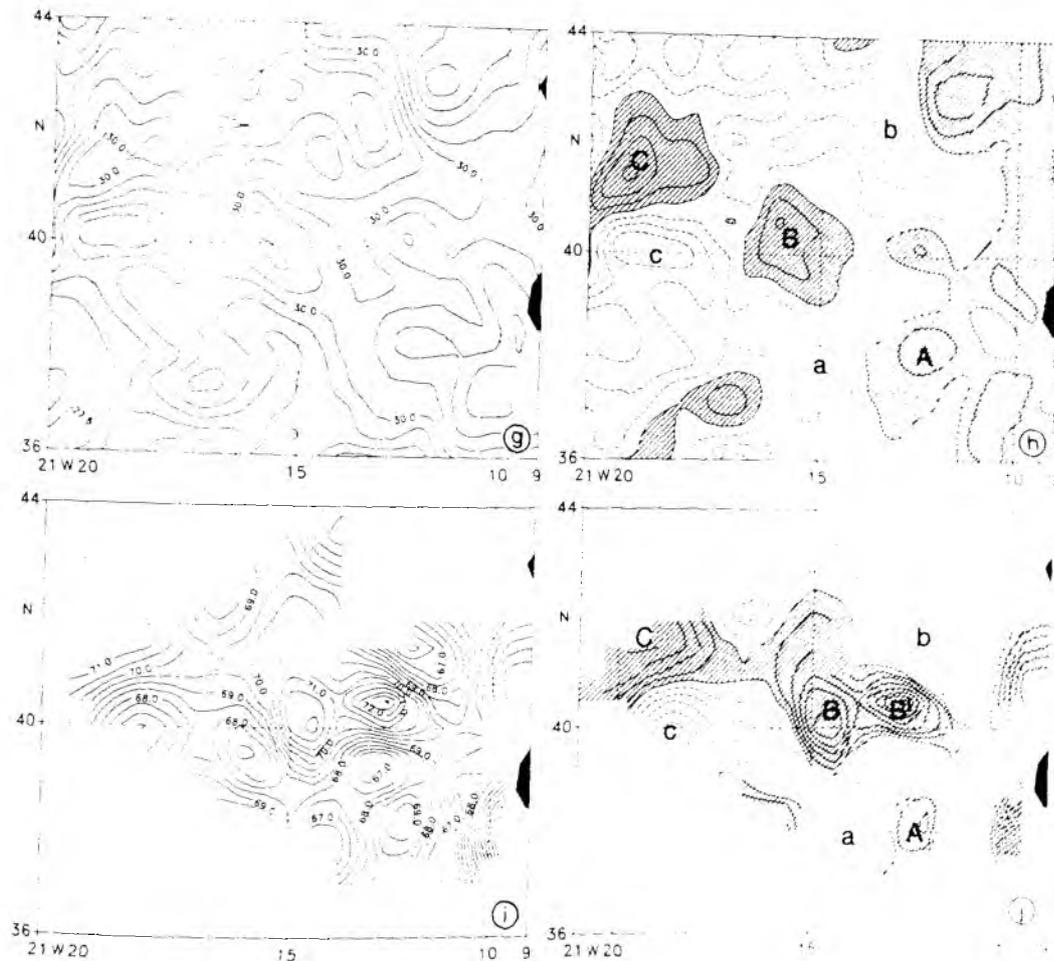


Abbildung 6.11: Vergleich der Modellergebnisse mit hydrographischen Messungen zwischen 24.5. und 20. 6. 1989. Gezeigt sind Felder der gesamten Oberflächenauslenkung und deren Wirbelsignal am 21.Mai 1989 im Expeditionsgebiet für (a),(b) GEOSAT-Beobachtungen, (c),(d) Modellergebnisse in Schicht 1, (e),(f) dynamische Topographie 50/2000 dbar, (g),(h) Modellergebnisse in Schicht 2 und (i),(j) dynamische Topographie 800/2000 dbar. Die Wirbelfelder der dynamischen Topographien beziehen sich auf eine angepasste zweidimensionale Fläche. Positive Anomalien wurden in allen Wirbelfeldern diagonal gerastert und korrespondierende Wirbelstrukturen aus Hydrographie und Modellergebnissen wurden mit großen und kleinen Buchstaben markiert. Der gekreuzte Raster in (a) kennzeichnet die Regionen, in denen der Schätzfehler der GEOSAT-Beobachtungen oberhalb von 60% liegt. Das Konturintervall beträgt 1 cm für die Felder der oberen Schicht (a-f) und 0.5 cm für die Felder aus Schicht 2 (g-j).

kleiner als beobachtete; die Lage der Antizyklonen „A“, „C“ und „D“, bzw. der Zyklonen „a“–„d“ ist jedoch ebenfalls mit den Beobachtungen kompatibel. Im Modell nicht als isolierte Wirbellstrukturen zu finden sind allerdings „A“ „C“ und „a“.

Die Korrelation zwischen den Modellfeldern und der Hydrographie beträgt in den Schichten 1 und 2 jeweils $r=0.58$ und $r=0.51$. Obgleich nicht hoch, so sind diese Werte in beiden Schichten auf dem 95% Niveau dennoch als signifikant zu betrachten. Der hierbei durchgeführte Vergleich basiert auf objektiven Analysen der Hydrographie an 120 Gitterpunkten mit 50 km Gitterabstand nahe der tatsächlichen Stationspositionen. Wegen der dabei verwendeten Korrelationslänge $\lambda = 100$ km wurden jedoch nur 1/4 der Daten als unabhängig betrachtet, so daß sich eine effektive Anzahl von 30 Freiheitsgraden ergibt. Bemerkenswert ist, daß eine maximale Korrelation zwischen Modellfeldern und der Hydrographie in beiden Tiefenniveaus nicht direkt in den Zeitraum der hydrographischen Expedition fällt, sondern um 10–20 Tage den Beobachtungen vorausseilt. Für Schicht 1 ergibt sich eine beste Übereinstimmung 10 Tage vor Beginn der Expedition bei annähernd gleichbleibender Korrelation während der Feldvermessung. Dagegen ist eine signifikante Übereinstimmung zwischen Modell und Hydrographie in Schicht 2 nur 10–20 Tage vor dem Beginn der Expedition zu finden. Aus diesem Grund wurden in Abb. 6.10 die Modell- und Altimeterfelder bei maximaler Übereinstimmung zur Hydrographie, jedoch zeitlich versetzt, gezeichnet. Es ist hierbei zu beachten, daß die dynamische Topographie keinen synoptischen Zustand des Ozeans beschreibt, sondern sich aus Messungen ergibt, die innerhalb von 3 Wochen vom 4.–26. März 1988 vermessen wurden. Darüber hinaus stellt auch die Altimetrie nur eine Näherung der momentanen Meeresoberfläche dar, die sich als raum-zeitliche Schätzung aus den ungleichmäßig verteilten Daten ergibt.

Ein wesentlich kritischerer Test der Modellergebnisse im Hinblick auf die dynamische Propagation der Oberflächeninformation vertikal in die unteren Modellschichten und horizontal in beobachtungsfreie Bereiche, als der oben diskutierte Vergleich, kann in der folgenden Gegenüberstellung der Modellsimulation mit hydrographischen Beobachtungen aus dem Jahr 1989 gesehen werden. Diese Daten wurden zwischen dem 25. Mai und dem 20. Juni 1989 ebenfalls auf einem hochauflösenden Gitter im Iberischen Becken vermessen und dokumentieren erneut ein intensives Wirbelfeld, das zum Teil auf den Einfluß von Mittelmeerwasserlinsen zurückgeführt werden kann. Eine Beschreibung des hydrographischen Datensatzes und die Diskussion der beobachteten hydrographischen Strukturen ist in HINRICHSSEN et al. (1992) gegeben.

Ein Vergleich der Modellergebnisse mit der Hydrographie aus dem Jahr 1989 ist in Abb. 6.11 gegeben. Hierbei beziehen sich die abgebildeten GEOSAT- und Modellfelder

am 21. Mai auf den Beginn der Feldvermessung, und den Modellfeldern in Schicht 1 und 2 ist die Hydrographie in Form der dynamischen Topographie in 50 dbar und 800 dbar relativ zu 2000 dbar gegenübergestellt. Positive Wirbelanomalien wurden erneut diagonal gerastert und vergleichbare positive und negative Anomalien durch große und kleine Buchstaben gekennzeichnet. Anhand von T- und S-Profilen wurden die Antizyklonen „B“ und „B“ der dynamischen Topographie 50/2000 dbar (Abb. 6.11f) und 800/2000 dbar (Abb. 6.11j) als Signal von Meddies identifiziert. Ein direkter Vergleich der Altimetrie mit diesem in-situ Datensatz ist aufgrund der unzureichenden Altimeterdatenabdeckung während des Expeditionszeitraumes nicht möglich (siehe Abb. 6.11a). Dennoch ergeben die Modellfelder im gesamten Modellgebiet ein räumlich kohärentes Bild mit deutlichen Übereinstimmungen zur Hydrographie. So z.B. die Anomalien „B“ und „B“, die jedoch in den Modellfeldern in beiden Tiefenbereichen mit deutlich reduzierten Amplituden und voneinander getrennt gefunden werden können. Dagegen sind die Antizyklonen „A“ und „A“, die im Ozean als voneinander getrennt beobachtet wurden, im Modell als nahezu gemeinsamer Wirbel zu finden.

Die Korrelation zwischen den entsprechenden Feldern des Modells und der Hydrographie ist mit $r=0.53$ und $r=0.40$ gegenüber den in Abb. 6.10 diskutierten Ergebnissen reduziert. Sie muß bei gleicher Anzahl von Freiheitsgraden jedoch ebenfalls als signifikant angesehen werden. Im Unterschied zu dem früheren Zeitraum fallen hier jedoch maximale Korrelationen direkt in den Zeitraum des hydrographischen Experimentes.

6.3.2 Strömungsmessungen

Für einen Vergleich der Modellgeschwindigkeiten mit Ozeanbeobachtungen stehen Zeitreihen von verankerten Strommessern an den in Abb. 6.1a markierten Positionen zur Verfügung. Die Daten dieser Zeitreihen wurden bereits in Kap. 4.3 während eines Vergleiches mit geostrophischen Oberflächengeschwindigkeiten aus GEOSAT-Beobachtungen diskutiert. Sie sollen hier zur Verifizierung der Modellergebnisse besonders in tieferen Modellschichten dienen. Da die Daten der Verankerung „MW“ nur den Tiefenbereich oberhalb von 1000 m abdecken, stützt sich der folgende Vergleich hauptsächlich auf die Langzeitverankerung „Kiel 276“.

Abb. 6.12 zeigt Zeitreihen von täglichen Modellgeschwindigkeiten (Lauf N21) an der Position von „Kiel 276“ (22°W , 33.2°N) in den Schichten 1 bis 3 zusammen mit Tagesmittelwerten der Strömungsmessungen. Während die Strommesser in 1050 m und 3000 m mit den Tiefenniveaus der Schichten 2 und 3 zusammenfallen, entstammen die Daten in 450 m aus einem Tiefenbereich nahe der Grenzfläche zwischen der 1. und 2.

Schicht. Statistiken der einzelnen Zeitreihen sind zusammen mit Ergebnissen für „MW“ in Tabelle 6.3 zusammengefaßt. Es ist deutlich, daß die Geschwindigkeitsbeträge des Modells in allen Schichten von gleicher Größenordnung wie die der Beobachtungen sind; die Varianzen der Modellgeschwindigkeiten liegen jedoch zum Teil (den glatteren Modellzeitreihen entsprechend) um einen Faktor 2–3 unterhalb der beobachteten Werte. Abgesehen von anfänglichen Unterschieden sind deutliche Übereinstimmungen der Zeitreihen festzustellen. Dieses ist besonders deutlich anhand der beiden oberen Modellschichten zu beobachten, wo beobachtete Strömungsfuktuationen bis hin zu kleinen Perioden vom Modell repräsentiert werden. Besonders deutlich kann dieser Zusammenhang während der Periode um den 10. Juni 1988 in Abb. 6.12a und 6.12b beobachtet werden. In der unteren Modellschicht tritt der Zusammenhang der Modellgeschwindigkeit mit dem realen Ozean jedoch weniger deutlich in Erscheinung.

1) Verankerungsposition „MW“:

Schicht	Verankerung				Modell			
	\bar{u} (cm)	σ_u^2 (cm ²)	\bar{v} (cm)	σ_v^2 (cm ²)	\bar{u} (cm)	σ_u^2 (cm ²)	\bar{v} (cm)	σ_v^2 (cm ²)
S1	1.3	16	0.5	6	3.6	12	0.9	13
S2	0.6	7	0.4	3	0.6	2	0.2	1

2) Verankerungsposition „Kiel 276“

Schicht	Verankerung				Modell			
	\bar{u} (cm)	σ_u^2 (cm ²)	\bar{v} (cm)	σ_v^2 (cm ²)	\bar{u} (cm)	σ_u^2 (cm ²)	\bar{v} (cm)	σ_v^2 (cm ²)
S1	0.4	11	-0.3	16	1.3	8	-1.3	22
S2	-0.2	3	-0.3	7	0.4	1	0.1	2
S3	-0.6	1	-0.2	1	-0.3	1	-0.1	1

Tabelle 6.3: Vergleich der Modellergebnisse mit Verankerungsdaten.

Varianzspektren der oben gezeigten Geschwindigkeitszeitreihen an der Position von „Kiel 276“ sind in Abb. 6.13 jeweils für die U- und V-Komponenten getrennt dargestellt. Die Modell- und Verankerungs-Spektren wurden in der Abbildung jeweils als kräftige, bzw. dünne Linie gezeichnet. In Schicht 1 sind die Spektren der Modell- und Verankerungsdaten auf dem 95% Niveau nicht zu unterscheiden und folgen annähernd der gleichen Relation von f^{-2} bzw. f^{-3} für die U- und V-Komponenten. Differenzen ergeben sich lediglich durch dissipative Effekte im Modell auf Frequenzen oberhalb der

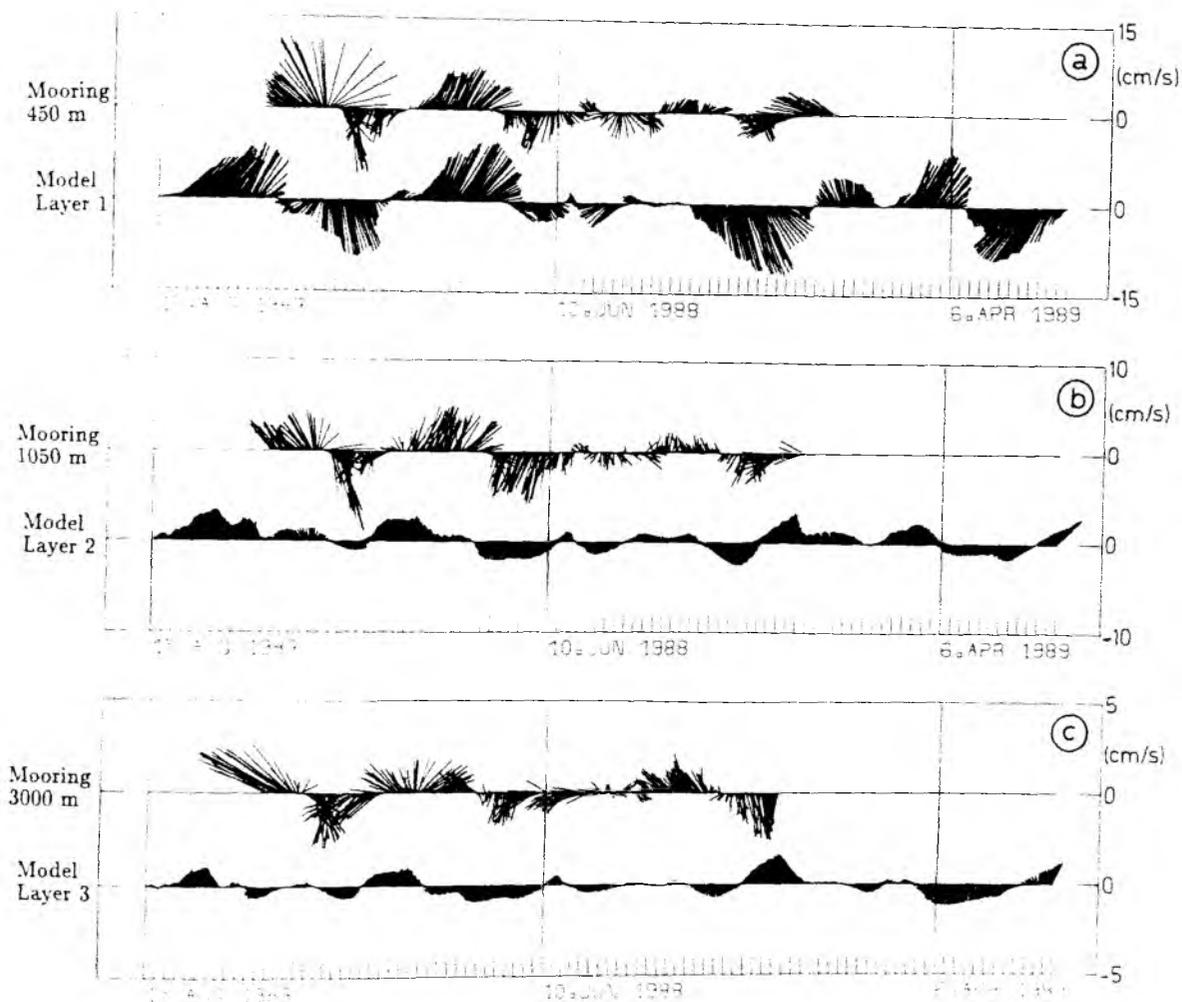


Abbildung 6.12: Vektorzeitreihen täglicher Modellgeschwindigkeiten des Experimentes „N21“ in den Schichten 1–3 (a–c), zusammen mit Tagesmittelwerten aus Verankerungsdaten an der Position von „Kiel 276“ in 450 m (a), 1050 m (b) und 3000 m (c) Tiefe.

'Nudging-Frequenz' von $2 \cdot 10^{-1}$ pro Tag. Im Gegensatz hierzu lassen sich für die tiefen Schichten systematische Unterschiede zwischen den Spektren beider Datensätze erkennen, die sich auf kleinen Frequenzen teilweise auf unterschiedliche Energieniveaus zurückführen lassen. Während die spektrale Energieverteilung des Modells in Schicht 3 auf Frequenzen unterhalb von $3 \cdot 10^{-2}$ pro Tag annähernd mit der beobachteten vergleichbar ist, treten Unterschiede besonders deutlich in Schicht 2 in Erscheinung. Hier ergeben sich zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $1 \cdot 10^{-2}$ pro Tag spektrale Energieabfälle nahe von f^{-3} bis f^{-4} in den Modelldaten, gegenüber f^{-2} in den Beobachtungen. Oberhalb von $f \approx 10^{-1}$ pro Tag zeigen die Beobachtungen eine annähernd weiße Energieverteilung, wohingegen die Energie im Modell auf Frequenzen nahe der 'Nudging-Frequenz' konzentriert ist.

Der Einfluß der Datenassimilation auf die Modellfelder in den verschiedenen Tiefenbereichen läßt sich anhand der in Abb. 6.13 gestrichelt gezeichneten Spektren studieren, welche den Modellauf „SD“ ohne Datenassimilation bei sonst gleichen Parametern charakterisieren. Die Spektren dieses Laufes basieren, wie diejenigen des Assimilationslaufes, auf dem von den Verankerungsdaten überdeckten Zeitraum und schließen somit anfängliche Einschwingvorgänge aus. Ein Vergleich der Modellspektren zeigt, daß alle Modellschichten signifikant durch die Assimilation der Oberflächendaten beeinflusst werden. Dies geschieht in Schicht 1 über den gesamten Frequenzbereich, bei einer um etwa 1–2 Größenordnungen höheren Varianzdichte des Assimilationslaufes gegenüber dem ungestörten Modell. Ein anderes Bild ergibt sich für Schicht 2 und 3 : Signifikante Unterschiede der Spektren sind hier auf Frequenzen unterhalb von $3 \cdot 10^{-2}$ pro Tag beschränkt, abgesehen von dem lokalen Energiemaximum auf der Nudging-Frequenz. Die Grenzfrequenz von $3 \cdot 10^{-2}$ entspricht etwa der Grenzfrequenz, die durch die Korrelationskala von 15 Tagen der objektiven Analyse vorgegeben ist. Ein kausaler Zusammenhang dieser 'cut-off'-Frequenz mit der auf niedrige Frequenzen beschränkten Modellantwort in den nicht direkt durch Oberflächendaten angetriebenen Modellschichten ist möglich. Denkbar ist andererseits, daß es sich hierbei um eine barokline Modellantwort auf die Datenassimilation in Schicht 1 handelt (MÜLLER und FARNKIGNOUL, 1981).

Kohärenz und Phasenspektren der in Abb. 6.13 gezeigten Daten sind in Abb. 6.14 beispielhaft für die V-Komponenten gezeigt. Abb. 6.14a verdeutlicht die oben diskutierte signifikante Kohärenz zwischen Modell- und Verankerungsdaten in allen Schichten auf Perioden oberhalb von ca. 80 Tagen an. Abb. 6.14b belegt darüber hinaus eine auf diesen Perioden signifikante Phase zwischen beiden Datensätzen, die zu größeren Tiefen hin anwächst und in Schicht 3 zwischen 60° und 90° beträgt. Diese Phase, die schon

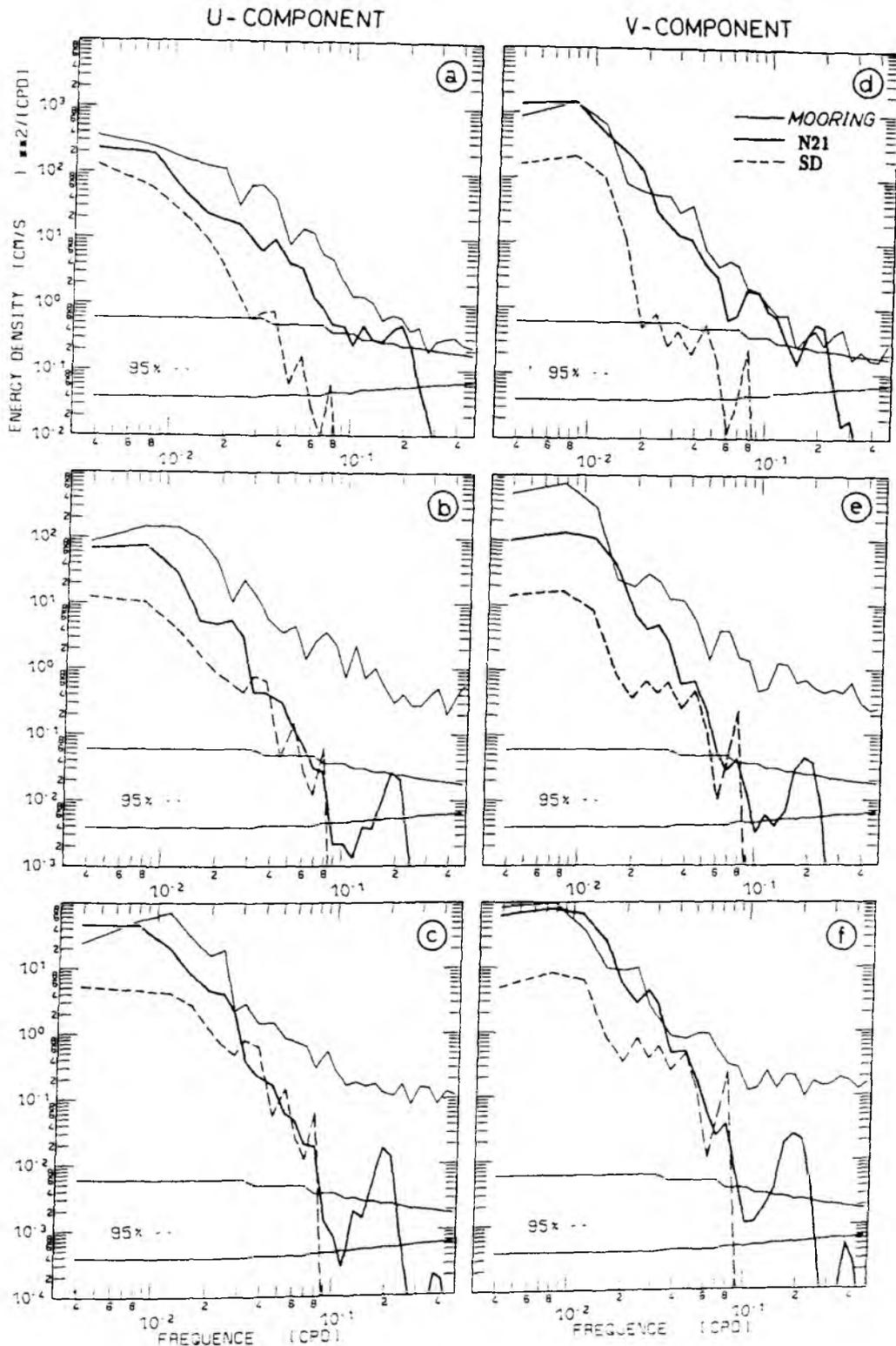


Abbildung 6.13: Varianzdichtespektren der in Abb. 6.12 gezeigten Vektorzeitreihen, jeweils für die U- (a-c) und V-Komponenten (d-f) der Schichten 1-3 (von oben nach unten). Die mit „N21“ und „SD“ gekennzeichneten Kurven korrespondieren mit den Experimenten in Tabelle 6.2. Die Modellspektren wurden über den Zeitraum der Verankerungsdaten ausgewertet.

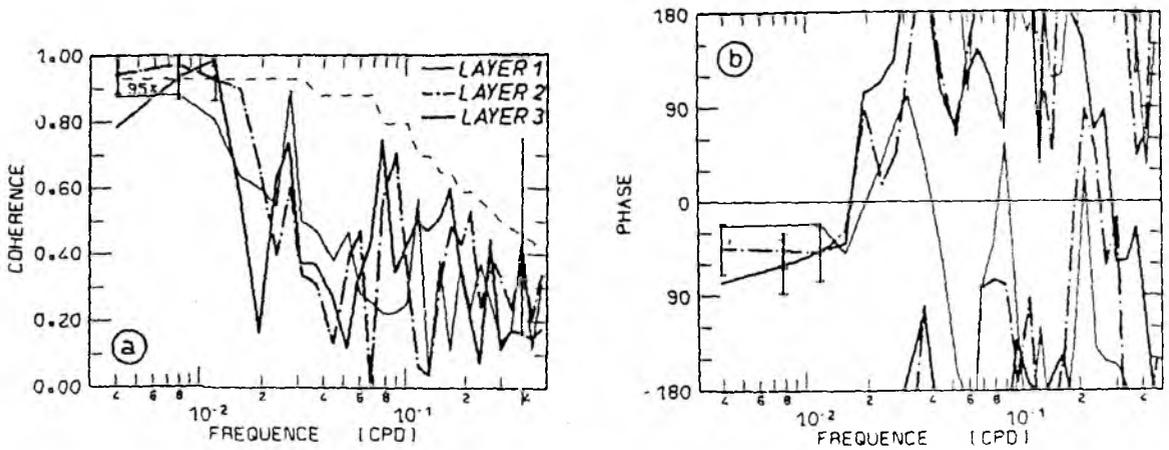


Abbildung 6.14: (a) Kohärenz- und (b) Phasenspektrum der V-Komponenten der in Abb. 6.12 dargestellten Vektorzeitreihen aus Verankerungsdaten und Modellergebnissen (Lauf N21).

anhand der Zeitreihen sichtbar ist, belegt ein mit der Tiefe zunehmendes Führen der Modellsimulationen vor den in-situ Beobachtungen, wie sie bereits bei dem Vergleich mit der Hydrographie angedeutet gefunden wurde.

6.4 Diskussion

Bei den Untersuchungen dieses Kapitels stand die Fragestellung nach der Möglichkeit im Vordergrund, das dreidimensionale Bewegungsfeld des Ozeans durch die Assimilation von Altimeteroberflächenbeobachtungen in ein numerisches Zirkulationsmodell zu rekonstruieren. Diese Fragestellung wurde verschiedentlich anhand von synthetischen Ozeanbeobachtungen studiert, konnte aber bisher im Zusammenhang mit realistischen Altimeterdaten nicht beantwortet werden.

Zu diesem Zweck wurden GEOSAT-Beobachtungen der Meeresoberfläche über einen Zeitraum von ca. 2 Jahren zwischen August 1987 und Juli 1989 mittels der Nudging-Methode in ein QG-Modell assimiliert. Das Modell basiert auf dem HOLLAND-Modell (1978) und wurde als regionales 3-Schichtenmodell mit offenen Rändern und 10 km horizontaler Auflösung im Iberischen Becken implementiert. Hierbei wurden Altimeterdaten in Form von raum-zeitlichen objektiven Analysen assimiliert, die alle 5 Tage auf dem Modellgitter vorlagen. Um den Einfluß der beckenweiten Zirkulation auf das Modellgebiet zu berücksichtigen, wurden die Altimeteranomalien auf die klimatologische dynamische Topographie 250/1500 dbar bezogen.

Aus den vorgestellten Experimenten ergibt sich, daß das Modell in allen 3 Schichten von den Oberflächenbeobachtungen signifikant beeinflusst wird. Mittlere Modellfelder führen dabei in Schicht 1 und Schicht 2 auf die durch die RBS-Ozeanklimatologie gekennzeichnete Ozeanbewegung. Abweichend von der a priori Annahme einer im Mittel ruhenden Bodenschicht, ergab sich im Modell eine schwache Bodenzirkulation, die bei 35°N im Zusammenhang mit Schicht 2 auf einen zum Azorenstrom entgegengesetzten Unterstrom führte. Die kontinuierliche Assimilation der Altimeterdaten ergab, daß sich in allen Schichten ein intensives Wirbelfeld ausbildete, das sich in Übereinstimmung mit linearer Rossbywellendynamik mit ca. 2 cm/s nach Westen verlagerte. Abweichungen von diesem Verhalten ergeben sich in der Bodenschicht, in der kohärente Propagationen einzelner Anomalien nicht klar zutage treten.

Im Vergleich zur Altimetrie führen die Modellfelder auf ein kohärenteres Wirbelfeld mit isolierten antizyklonalen und zyklonalen Wirbeln, die gegenüber den GEOSAT-Beobachtungen jedoch deutlich reduzierte Amplituden und größere Skalen aufwiesen. Beides läßt sich auf Reibungseffekte zurückführen, welche Variabilität auf kleinen Skalen bevorzugt dämpfen. Zu berücksichtigen ist dabei jedoch auch, daß sich die Altimeteramplituden auf die Meeresoberfläche beziehen, während die Modellfelder Verhältnisse in der mittleren Tiefe der 1. Schicht in 250 m wiedergeben. Bei einer Variation der Relaxationszeitskala τ_r zwischen 1 und 5 Tagen ergeben sich, über den gesamten Assimilationszeitraum betrachtet, signifikante Korrelationen der Modellergebnisse in der Oberflächenschicht mit den GEOSAT-Analysen während jener Zeiträume, in denen eine nahezu vollständige GEOSAT-Datenabdeckung existierte. Dagegen konnte mit $\tau_r = 5$ Tagen keine Korrelation der Modellfelder mit den glaubwürdigen Altimeteranalysen (bei einem Schätzfehler $< 60\%$) aufrecht erhalten werden, sobald die Anzahl der assimilierten Gitterpunkte aufgrund einer lokal reduzierten Datenqualität deutlich abnahm (Abb. 6.9).

Es konnte anhand verschiedener in-situ Beobachtungen gezeigt werden, daß sich die Modellsimulationen des dreidimensionalen Bewegungsfeldes, die sich durch die kontinuierliche Assimilation der Oberflächenbeobachtungen in Schicht 1 ergeben, signifikant mit der Ozeanwirklichkeit zu verschiedenen Zeitpunkten übereinstimmt. Zwar können Unterschiede in der Stärke der simulierten Wirbelfelder unterhalb der Oberflächenschicht im Vergleich zu Beobachtungen gefunden werden. Hinsichtlich der Lage und der raum-zeitlichen Skalen der Modellergebnisse besteht jedoch ein guter Zusammenhang zu den beobachteten hydrographischen Feldern und Verankerungsdaten. Es lassen sich folgende Teilresultate formulieren :

- Die Übereinstimmung der Modellfelder mit Ozeanbeobachtungen ist nicht auf die direkt angetriebene Oberflächenschicht des Modells beschränkt, sondern läßt sich gleichwohl auch für die darunterliegenden Schichten nachweisen.
- Eine Übereinstimmung mit Ozeanbeobachtungen ist nicht beschränkt auf Regionen, in denen glaubwürdige GEOSAT-Beobachtungen an der Meeresoberfläche vorliegen. Hierbei ergeben sich dort zum Teil verbesserte Übereinstimmungen der Modellfelder zu hydrographischen Daten, als aus der Altimetrie alleine belegt werden konnte (Abb. 6.10).
- Darüberhinaus kann ein deutlicher Zusammenhang der Modellsimulationen mit den hydrographischen Feldern auch in den Zeiträumen belegt werden, in denen nahezu keine GEOSAT-Beobachtungen simultan zur Hydrographie im Expeditionsgebiet vorlagen. Während dieser Zeiträume muß die Modellphysik die fehlenden Oberflächenbeobachtungen durch die raum-zeitliche Propagation der Information von früheren Zeitpunkten, bzw. aus entfernt gelegenen Bereichen mit glaubwürdigen Altimeterbeobachtungen ersetzen. Die Ergebnisse in Abb. 6.11 demonstrieren die Möglichkeiten dieser dynamischen Interpolation fehlender Oberflächeninformation.
- In Übereinstimmung mit der allgemeinen Korrespondenz der Modellergebnisse mit den hydrographischen Beobachtungen, führt der Vergleich der Modellgeschwindigkeiten mit Daten verankerter Strommesser im zentralen Modellgebiet über den ganzen zu vergleichenden Zeitraum auf einen auffälligen Zusammenhang der beiden Datensätze. Dieser ist besonders augenscheinlich in den beiden oberen Modellschichten. Eine Kohärenzanalyse ergibt jedoch auch für die Bodenschicht in 3000 m Tiefe eine signifikante Korrelation auf Perioden > 80 Tagen, auf denen die Modell- und Verankerungsdaten zu vergleichbaren spektralen Energieverteilungen führen.

Neben den genannten Übereinstimmungen lassen sich verschiedentlich Diskrepanzen der Modellergebnisse zur Ozeanwirklichkeit finden. Auffällig in diesem Zusammenhang ist die rasche Zunahme des Modellfehlers in Schicht 1 während der anfänglichen 25 Tage Integrationszeit (Abb. 6.9a), die gleichfalls mit der Abnahme der totalen kinetischen Energie auf $2/3$ des anfänglichen Wertes einhergeht. Darüberhinaus deuten hydrographische Beobachtungen und Verankerungsdaten an, daß das Modell mit zunehmender Tiefe den Beobachtungen verstärkt vorseilt. Dieses Verhalten nimmt jedoch mit zunehmender Bodenreibung und bei Verwendung einer realistischen Bodentopographie

ab. Es ist jedoch zu beachten, daß die vertikale Modelldiskretisierung von 3 Schichten und die horizontale Auflösung von 10 km nur zu einer Annäherung wirklicher Ozeanverhältnisse führen kann. Daher ist denkbar, daß der barotrope Mode in der 3000 m mächtigen Bodenschicht einen relativ großen Einfluß erhält, Bewegungsvorgänge mit komplizierteren Vertikalstrukturen jedoch unterrepräsentiert werden.

Es ergeben sich daher aus den hier gezeigten Resultaten folgende Fragestellungen für spätere Experimenten:

- Inwieweit verbessern sich die Ergebnisse der Assimilationsexperimente bei verbesserter Modellphysik? Im Zusammenhang mit quasigeostrophischen Modellen, kann dieses eine Erhöhung der horizontalen und vertikalen Modelldiskretisierung bzw. die Variation von Modellparametern wie Bodenreibung und vertikale Schichtung betreffen. Denkbar ist jedoch auch der Übergang zu Primitivengleichungs-Modellen, die einen höheren Approximationsgrad Ozeanischer Bewegungsvorgänge darstellen.
- Wie wirkt sich, unter Umgehung der rechenzeitaufwendigen raum-zeitlichen objektiven Analyse der Altimeterdaten auf das Modellgitter, die Assimilation der Altimeterdaten entlang diskreter Satellitenbahnen auf die Ergebnisse aus?
- Allem übergeordnet ist jedoch die Frage nach einer Verbesserung der Modellvorhersage durch die Assimilation der Altimeterdaten. Vorläufige Ergebnisse deuten an, daß Modellvorhersagen nach ca. 10-20 Tagen von Altimeterbeobachtungen dekorreliert sind. Im Zusammenhang mit einer Modellverbesserung muß daher untersucht werden, ob eine langfristige Modellvorhersage durch die Assimilation von Altimeterdaten und herkömmlicher in-situ Beobachtungen erzielt werden kann.

7 Schlußbetrachtung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Studium des mesoskaligen ozeanischen Wirbelfeldes aus altimetrischen Oberflächenbeobachtungen. Das Ziel hierbei ist die Untersuchung der Möglichkeit, durch Altimeterfernerkundungen der Meeresoberfläche zu einer kontinuierlichen Beschreibung des Bewegungsfeldes an der Oberfläche und in tieferen Bereichen des Ozeans zu gelangen, und es sollen Charakteristiken der mesoskaligen Ozeanvariabilität aufgezeigt werden. Diese Untersuchung gliedert sich in drei Bereiche, die eine Verifizierung der Altimetrie, das Studium charakteristischer Wirbeleigenschaften und die Assimilation der Altimeterdaten in ein dynamisches Zirkulationsmodell umfassen.

Zunächst wurden die Altimeterbeobachtungen des Wirbelfeldes durch verschiedene vergleichende Studien mit herkömmlichen Ozeanbeobachtungen, wie hydrographische Daten, Bewegungen von Oberflächendriftern und Daten verankerter Strommesser, auf ihren Repräsentationsgrad mesoskaliger Prozesse hin untersucht. Hierzu wurden GEOSAT-Daten über mehr als $2\frac{1}{2}$ Jahre mittels der kollinearen Methode analysiert, und es wurden raum-zeitliche objektive Analysen der Oberflächenauslenkung, bzw. der daraus resultierenden geostrophischen Oberflächengeschwindigkeit aus den ungleichmäßig verteilten Altimeterbeobachtungen erstellt. Um bei den Vergleichen das Problem zu umgehen, das mit dem fehlenden Signal der mittleren Zirkulation in den Altimeteranomalien verknüpft ist, wurde bei allen Vergleichen die klimatologische dynamische Topographie 50/1500 dbar aus ROBINSON et al. (1979) Atlasdaten als Näherung des tatsächlichen Hintergrundfeldes verwendet.

Alle vergleichenden Studien belegen, daß das Signal der mesoskaligen Oberflächenanomalie nicht durch Restfehler der Umgebungskorrekturen und durch die Analyseprozedur kritisch beeinträchtigt ist. Statt dessen zeigen die abgeleiteten Felder der Meeresoberflächenauslenkung eine allgemeine Übereinstimmung mit allen verwendeten in-situ Beobachtungen im Nordatlantik und verdeutlichen wiederholt den hohen Grad, mit dem mesoskalige Ozeanprozesse durch die Altimetrie an der Meeresoberfläche erfaßt werden. In nahezu allen Fällen führten die Altimeterbeobachtungen auf Wirbelstrukturen, die hinsichtlich ihrer Lage, ihrer räumlichen Skalen und ihrer Amplituden qualitativ und quantitativ mit den vorliegenden Vergleichsmessungen übereinstimmten. Unterschiede hierbei lassen sich zum Teil darauf zurückführen, daß die objektiven Analysen der Meeresoberflächenauslenkung nur solche Strukturen repräsentieren, deren Skalen größer als die Korrelationslänge von 100 km, und deren Perioden länger als 10 Tage waren, während die Vergleichsmessungen i. allg. einen hiervon abwei-

chenden Wellenzahl-Frequenzbereich der Ozeanprozesse erfassen. Diese Unterschiede machen sich besonders in unmittelbarer Umgebung des Golfstromes bemerkbar, der durch hohe Variabilität auf kleinen räumlichen und zeitlichen Skalen gekennzeichnet ist, welche durch das Satellitenbahnschema nicht hinreichend erfaßt werden kann. Die Unterschiede sind merklich geringer in den zentralen Ozeanregionen.

Der Vergleich der Altimetrie mit den Bahnen und Geschwindigkeiten von Oberflächen-driftern ergab einen signifikante Zusammenhang beider Datensätze, wobei die Bewegung der Drifter überwiegend den Konturen der SSH-Felder folgten und die daraus abgeleiteten geostrophischen Geschwindigkeiten mit denen der Drifter qualitativ übereinstimmen. Eine deutliche Übereinstimmung der GEOSAT-Daten mit Ozeanbeobachtungen ist nicht nur auf den westlichen Atlantik beschränkt, der sich durch große Wirbelamplituden auszeichnet, sondern kennzeichnet ein allgemeines Verhalten in allen Bereichen des Nordatlantiks, in denen Vergleichsmessungen vorlagen. So läßt sich eine generelle Übereinstimmung der Altimetrie auch mit der dynamischen Oberflächentopographie aus hydrographischen Beobachtungen entlang von einzelnen Schnitten im westlichen Atlantik und aus wirbelaufösenden hydrographischen Feldvermessungen im Iberischen Becken aufzeigen. Dabei war es wiederholt möglich, einzelne Wirbelstrukturen über längere Zeiträume mit Hilfe der Altimeterfelder zu verfolgen. Die Bewegungen der Strukturen wurden durch Drifterbeobachtungen im westlichen Nordatlantik und durch Daten verankerter Strommesser bestätigt, welche im Iberischen Becken vorlagen und gleichfalls einen signifikanten Zusammenhang mit den Geosatoberflächenbeobachtungen aufzeigten.

Eine statistische Analyse der Altimeteranomalien diente einer systematischen Untersuchung von Wirbeleigenschaften und deren geographischen Variationen. Hierbei führte die Oberflächenvariabilität in $2^\circ \times 2^\circ$ -Feldern auf eine deutliche geographische Abhängigkeit der Oberflächenvariabilität, die eng mit vorherrschenden Stromsystemen verküpft sind. Dabei zeigte sich, daß entlang von vorherrschenden Stromsystemen ein großer prozentualer Anteil der gesamten Variabilität ($>60\%$) durch die Variabilität auf Wirbelzeitskalen mit Perioden < 150 Tagen erklärt werden kann. Wellenzahlspektren wurden entlang von Satellitenbahnen für verschiedene, den Atlantik überdeckende $10^\circ \times 10^\circ$ -Bereiche berechnet, und charakteristische Wirbelskalen wurden von den entsprechende Autokorrelationsfunktionen bestimmt. Im Vergleich zu früheren Ergebnissen konnte ein wesentlich größerer Bereich des Atlantiks durch Wellenzahlspektren charakterisiert werden, welche eine k^{-4} bis k^{-5} Relation ergeben, wie sie von der Theorie der geostrophischen Turbulenz gefordert werden. Ausnahmen hiervon wurden nur in den Regionen gefunden, die durch geringe Amplituden der Wirbelvariabilität (< 5 cm) ge-

kennzeichnen sind. Hier wurde in Übereinstimmung mit früheren Arbeiten ebenfalls ein k^{-2} Verhalten gefunden. Die große räumliche Erstreckung dieser anomal flachen Spektren aus früheren Arbeiten muß als Effekt des Analyseschemas angesehen werden, das, bei einer großen meridionalen Erstreckung der analysierten Bahnsegmente, aufgrund einer inhomogenen Wirbelstatistik direkt zu einer Glättung der korrespondierenden Wellenzahlspektren führt.

Autokorrelationsfunktionen in Bahnrichtung ergaben eine ausgeprägte Abnahme von charakteristischen Wirbelskalen vom Äquator zu hohen Breiten hin. Dagegen ist die Abnahme der Wirbelskalen zonal zu Randströmen hin untergeordnet. Der Nulldurchgang L_0 zeigt dabei einen linearen Zusammenhang mit dem inneren Rossbydeformationsradius über den gesamten Atlantischen Ozean außerhalb des tropischen Bereiches. Dieses gilt ebenfalls für die lineare Integrale Skala L_1 nördlich von 30° Breite auf beiden Hemisphären. Dagegen scheinen integrale Skalen in den Subtropen und Tropen äquatorwärts von 30° keine geeignete Abschätzung der Wirbelskala zu sein. Statt dessen zeigen Autokorrelationsfunktionen in diese Bereichen deutliche Anzeichen einer Entartung, wie sie typisch für Meßfehler sind, so daß integrale Skalen zu einer generellen Unterschätzung der Wirbelskalen in diesen Regionen führen. Die Entartung der Autokorrelationsfunktion kann auch als Hinweis dafür gewertet werden, daß die entsprechenden Wellenzahlspektren mit k^{-2} -Relationen möglicherweise durch Meßfehler dominiert sind und daher von einer ozeanographischen Interpretation ausgeschlossen werden sollten.

Die lineare Relation der Wirbelskala zum Rossbyradius unterstreicht und erweitert frühere Ergebnisse aus Analysen der Oberflächentemperatur im Nordatlantik. Sie erscheint konsistent mit der Ähnlichkeit der Wellenzahlspektren nahe von Randströmen mit dem inneren Ozeanbecken und legt nahe, daß barokline Instabilität ein führender Mechanismus zur Erzeugung von Ozeanvariabilität nicht nur in der Nähe von Randströmen und Ozeanfronten, sondern ebenfalls in weniger energetischen Regionen der zentralen Becken darstellt.

Im Vergleich zur Analyse von Wirbelskalen kann die Untersuchung von Frequenzspektren und Zeitskalen durch die Wiederholungsperiode und den relativ kurzen Datensatz bedingt nur als qualitative Abschätzung gelten. Dennoch lassen sich auch hierbei geographische Variationen der Variabilitätseigenschaften finden. So ergeben sich kurze Zeitskalen in Regionen von Randströmen wie dem Golfstrom. Meridional gemittelte Skalen führen dagegen im Zusammenhang mit der Saisonalität des äquatorialen Stromsystems auf maximale Skalen in niederen Breiten zwischen 0° und 20° N, aber auch jeweils bei 40° Breite beider Hemisphären, die möglicherweise durch eine Wechselwirkung

der Ozeanströmung mit dem mittelatlantischen Rücken entstehen.

Die Assimilation von Altimeterdaten in ein regionales quasigeostrophisches Modell des östlichen Nordatlantiks belegt, daß alle Modellschichten durch die Assimilation der Oberflächenbeobachtungen deutlich beeinflusst werden. Hierbei zeigen Vergleiche mit simultan zur Altimetrie gemessenen Ozeanbeobachtungen, daß die Kombination der Oberflächendaten mit einem dynamischen Modell zu einer Beschreibung von Bewegungsfeldern führt, die mit der Ozeanwirklichkeit auch unterhalb der Meeresoberfläche vergleichbar sind. Dabei ergaben sich zu verschiedenen Zeitpunkten deutliche Zusammenhänge der Modellstromfunktionen in Schicht 1 und 2 mit der gemessenen dynamischen Topographie. Einzelne beobachtete Wirbel konnten in den Modellfeldern identifiziert werden und stimmten hinsichtlich ihrer Lage und ihrer Skalen mit Beobachtungen überein. Ein Vergleich mit Daten verankerter Strommesser ergab darüberhinaus auch eine deutliche Übereinstimmung der Modellgeschwindigkeiten mit Ozeanbeobachtungen in allen Modellschichten. Dies ist besonders deutlich in den Schichten 1 und 2; jedoch auch für die Bodenschicht ergab sich eine signifikante Kohärenz zwischen Modellgeschwindigkeiten und Verankerungsdaten auf Perioden größer als 80 Tage.

Die hier vorgelegten Ergebnisse belegen den hohen Grad, mit dem mesoskalige Ozeanoberflächenprozesse durch die Satellitenaltimetrie erfaßt werden. Sie demonstriert, daß die altimetrische Ozeanbeobachtung zu einer realistischen Beschreibung der Oberflächenzirkulation führt und ein wichtiges Instrumentarium zur Erweiterung der Erkenntnisse über mesoskalige Prozesse darstellt. Die Kombination der Altimeterdaten mit numerischen Modellen ermöglicht darüberhinaus, zu einer kontinuierlichen Beschreibung des dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes zu gelangen.

A Anhang

Im folgenden sollen das quasigeostrophische Modell von HOLLAND (1978) beschrieben und die Initialisierungsmethode erläutert werden.

A.1 Das quasigeostrophische HOLLAND-Modell

Die dem Modell zugrunde liegenden prognostischen Gleichungen für die relative Vorticity $\xi = \nabla^2 \Psi$ und die Auslenkung der Grenzflächen zwischen benachbarten Schichten aus ihrem Ruhezustand lassen sich in semi-diskreter Form allgemein für N Schichten schreiben als :

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_k = J(f + \nabla \Psi_k, \Psi_k) + \frac{f_0}{H_k} (w_{k+\frac{1}{2}} - w_{k-\frac{1}{2}}) + F_k \quad , \quad (\text{A.1})$$

mit

$$w_{k+\frac{1}{2}} = \frac{f_0}{g'_{k+\frac{1}{2}}} \{ J(\Psi_k - \Psi_{k+1}, \Psi_{k+\frac{1}{2}}) - \frac{\partial}{\partial t} (\Psi_k - \Psi_{k+1}) \} \quad (\text{A.2})$$

und

$$\Psi_{k+\frac{1}{2}} = \frac{H_{k+1}}{H_k + H_{k+1}} \Psi_k + \frac{H_k}{H_k + H_{k+1}} \Psi_{k+1} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Ganze Indizes k bezeichnen die vertikalen Schichten (mit der Tiefe zunehmend), in denen die quasigeostrophische Stromfunktion Ψ_k definiert ist, und gebrochene Indizes bezeichnen die Grenzfläche zwischen benachbarten Schichten, auf denen die vertikale Geschwindigkeit $w_{k+\frac{1}{2}}$ und die Grenzflächenauslenkung $h_{k+\frac{1}{2}}$ aus dem Ruhezustand definiert sind (beide positiv aufwärts). Eine schematische Modelldarstellung ist in Abb. A.1 gezeigt. Horizontale Koordinaten sind x (ostwärts) und y (nordwärts) und der Coriolisparameter ist $f = f_0 + \beta y$. Die mittlere Hintergrundsschichtung wurde in Gl.(A.2) in Form der reduzierten Schwere $g'_{k+\frac{1}{2}} = g(\rho_{k+1} - \rho_k)/\rho$ geschrieben. Der Term F_k in Gl.(A.1) repräsentiert den Windantrieb und Reibungseffekte :

$$F_k = \delta_{k,1} \frac{1}{H_1} \text{curl} \tau - A_4 \nabla^6 \Psi_k - \delta_{k,N} \epsilon \nabla^2 \Psi_N \quad . \quad (\text{A.4})$$

Hierbei ist $\delta_{k,l}$ das Kroneckersymbol, und die laterale Reibung ist in biharmonischer Form parameterisiert (HOLLAND, 1978). Vertikale Randbedingungen sind durch $w_{\frac{1}{2}} = 0$ an der Meeresoberfläche und $w_{N+\frac{1}{2}} = J(\Psi_N, h_B)$ am Boden mit variabler Bodentopographie $h_B(x, y)$ gegeben.

Gleichungen (A.1)–(A.3) lassen sich als Erhaltungsgleichung der potentiellen Vorticity Q schreiben :

$$\frac{DQ_k}{Dt} = F_k \quad . \quad (\text{A.5})$$

Hierbei ist

$$Q_k = \nabla^2 \Psi_k + f_0 + \beta y + \frac{f_0}{H_k} (h_{k+\frac{1}{2}} - h_{k-\frac{1}{2}}) , \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + J(\Psi_k, \cdot) \text{ und} \quad (\text{A.7})$$

$$h_{k+\frac{1}{2}} = \frac{f_0}{g'_{k+\frac{1}{2}}} (\Psi_{k+1} - \Psi_k) \quad (\text{A.8})$$

$$(\text{A.9})$$

und es ist $h_{\frac{1}{2}} = 0$ und $h_{N+\frac{1}{2}} = h_B$.

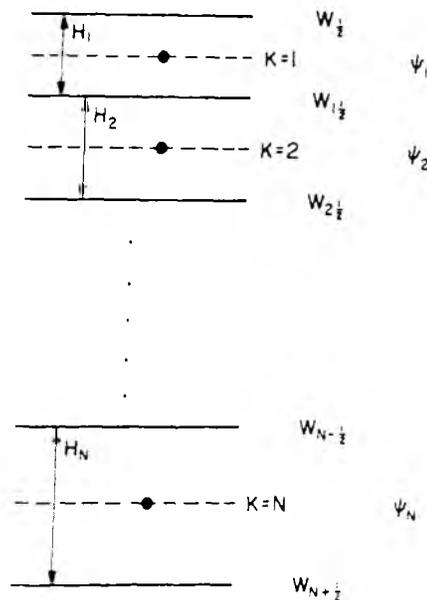


Abbildung A.1: Vertikalstruktur des N -Schichten quasigeostrophischen HOLLAND-Modells (aus HOLLAND und MALANOTTE-RIZZOLI, 1989).

Wie von HOLLAND (1978) und CHAW und HOLLAND (1986) beschrieben, wird das Modell in modaler Form durch lineare Kombination der Gl.(A.1) vorwärts integriert. Diese Transformation verwandelt (A.1) in einen Satz entkoppelter Helmholtzgleichungen. Die modale Stromfunktion Φ_l ist mit Ψ_k verknüpft über

$$\Phi_l = d_{k,l} \Psi_k, \quad k, l \in [1, N] , \quad (\text{A.10})$$

und die Transformationsmatrix $d_{k,l}$ ist so definiert, daß die lineare Kombination des 'Stretching-Terms'

$$q_k^s = \frac{f_0^2}{H_k} \left\{ \frac{1}{g'_{k-\frac{1}{2}}} (\Psi_{k-1} - \Psi_k) - \frac{1}{g'_{k+\frac{1}{2}}} (\Psi_k - \Psi_{k+1}) \right\} \quad (\text{A.11})$$

diagonal in Φ_l ist :

$$d_{k,l} q_k^2 = \Lambda_l \Phi_l . \quad (\text{A.12})$$

Gleichungen (A.7)-(A.9) definieren ein Eigenwertproblem, dessen Eigenwerte λ_l^2 über die inversen Rossbydeformationsradien gegeben sind. Die Eigenvektoren d werden wie folgt normiert :

$$\sum_k (d_{k,l})^2 \frac{H_0}{H_k} = 1 . \quad (\text{A.13})$$

Mit dieser Transformation kann (A.1) geschrieben werden als :

$$(\nabla^2 - \lambda_l^2) \frac{\partial \Phi_l}{\partial t} = G_l , \quad (\text{A.14})$$

wobei $G_l = d_{k,l} G_k$ und G_k alle Terme der rechten Seite von (A.1) außer den zeitlichen Ableitungen enthält.

Für jeden Zeitschritt wird Gl.(A.11) gelöst und die neue Stromfunktion Ψ_k zum Zeitschritt $n+1$ ergibt sich anschließend als

$$\Psi_k^{n+1} = d_{k,l}^{-1} \Phi_l^{n+1} . \quad (\text{A.15})$$

Die Assimilationsexperimente wurden mit einer 3-Schichten Version des oben beschriebenen Modells durchgeführt. Die numerische Integration des Modells benutzt zentrale Differenzen und eine energie- und enstrophieerhaltende Formulierung des Jakobi-Operators $J(a,b)$ (ARAKAWA und LAMB, 1977). Das Modell wird über ein 'Leap-Frog'-Schema vorwärtsintegriert. Hierbei wurde zur Unterdrückung numerischer Moden alle 80 Zeitschritte ein Euler-Vorwärtsschritt zwischengeschaltet. Aus numerischen Stabilitätsgründen werden alle Reibungsterme zum Zeitschritt $n-1$ ausgewertet.

Das Modellgebiet erstreckte sich bei einer horizontalen Auflösung von 10 km und 3 Schichten in der Vertikalen über ein 2000×2000 km Gebiet des östlichen Nordatlantiks. Damit ergeben sich 219×219 Gitterpunkte pro Schicht. Der Zeitschritt während einer Modellintegration betrug 5400 Sekunden (1/16 Tag). Bei einer Integration über die 688 Tage dauernde Assimilationsperiode (11000 Zeitschritte) wurde im Mittel 3300 Sekunden CPU-Zeit auf der CRAY X-MP der Universität Kiel benötigt.

A.2 Modellinitialisierung

Üblicherweise müssen wirbelaufösende Modelle während einer Anfangsphase eine lange Zeit (ca. 10-20 Jahre) integriert werden, bis die Modellklimatologie (mittlere Zirkulation und Wirbelstatistik) einen Gleichgewichtszustand erreicht hat. Bei Assimilationsexperimenten hingegen wird das Modellwirbelfeld über die Oberflächenrandbedingung

erzeugt, so daß hierbei kein statistisches Gleichgewicht im Sinne eines klimatologischen Modells existiert. Vielmehr wird das Modell kontinuierlich in Richtung auf die Beobachtungen korrigiert, und Balancen wie die der kinetischen und potentiellen Energie sind durch die Modellphysik alleine nicht mehr erfüllt.

Bedingt durch die Datenverfügbarkeit und den regionalen Modellcharakter können Assimilationsläufe nicht über einen längeren Zeitraum durchgeführt werden, welcher notwendig wäre, um die tieferen Modellschichten in ein Gleichgewicht mit der Oberflächenrandbedingung zu bringen. Daher muß eine Modellinitialisierung dazu dienen, das Altimeterwirbelfeld dynamisch konsistent in tiefere Schichten zu extrapolieren, und es muß hierbei das mittlere Hintergrundfeld berücksichtigt werden, welches zu späteren Zeitschritten als Randbedingung wirkt. Zur Extrapolation des anfänglichen Oberflächensignals in tiefere Schichten sind verschiedene Ansätze möglich. So benutzten z.B. DeMEY und ROBINSON (1987) vertikale empirische orthogonale Moden (EOF's) zur Projektion der Oberflächeninformation in tiefere Schichten. Dagegen benutzt HOLLAND et al. (1992) zwei hierzu unterschiedliche Ansätze. Zum einen wurde das Oberflächenwirbelsignal entsprechend der Vertikalstruktur von Modellwirbeln aus klimatologischen Modellläufen in tieferen Schichten projiziert und dort zum Hintergrundfeld addiert. In dieser Arbeit fand eine zweite, komplexere Methode Verwendung, welche die klimatologische Verteilung der potentiellen Vortivity Q_k in den Schichten mit $k > 1$, und die beobachtete Stromfunktion Ψ_{obs} in der oberen Modellschicht dazu benutzt, um einen konsistenten Satz an Stromfunktionsfeldern Ψ_1, \dots, Ψ_3 , bzw. von Feldern der potentiellen Vortivity Q_1, \dots, Q_3 , für die gesamte Wassersäule abzuleiten. Diese Methode wurde von HAINES (1991) und HOLLAND et al. (1992) über eine Modellinitialisierung hinausgehend auch zur Assimilierung von Altimeterdaten durch kontinuierliche Reinitialisierung des Modells verwendet.

Die physikalische Rechtfertigung des betrachteten Initialisierungsverfahrens beruht auf der Erhaltung von Q in den mittleren und unteren Modellschichten, sieht man von Reibungseffekten ab. Während einer Modellintegration erhalten Wasserpartikel demnach ihre Q -Werte anfänglich durch das klimatologische Bewegungsfeld und nachfolgend kontinuierlich durch die klimatologischen Randbedingungen bei Einstrom. Die verwendete Initialisierungsmethode gewährleistet die Ableitung anfänglicher Felder von Ψ_k , die mit dieser Verteilung konsistent ist, d.h. es werden keine Anomalien in Q erzeugt. Der Arbeit von HAINES (1991) folgend, wird hierfür Gl.(A.6) auf die gesuchten Stromfunktionen Ψ_k , $k > 1$ umgestellt zu

$$\nabla^2 \Psi_2 - \gamma_{2,3}^2 (\Psi_2 - \Psi_3) - \gamma_{2,1}^2 \Psi_2 = Q_2^b - \beta y - \gamma_{2,1}^2 \Psi_{obs} \quad (\text{A.16a})$$

$$\nabla^2 \Psi_3 - \gamma_{3,2}^2 (\Psi_3 - \Psi_2) = Q_3^b - \beta y . \quad (\text{A.16b})$$

Hierbei ist $\gamma_{k,k\pm 1}^2 = \frac{f_0^2}{H_k g_{k\pm 1}}$ und die Beobachtungen der Schicht 1 stehen als „Antrieb“ auf der rechten Seite des, gegenüber Gl.(A.6) um einen Freiheitsgrad reduzierten, Systems. In Anlehnung an die in Anhang A.1 beschriebene Lösungsmethode des quasi-geostrophischen Modells, werden modale Stromfunktionen $\tilde{\Phi}_m$ und ein modaler Antrieb \tilde{G}_m eingeführt, mit denen sich Gl.(A.13) schreiben lassen als

$$\nabla^2 \tilde{\Phi}_m - \tilde{\lambda}_m^2 \tilde{\Phi}_m = \tilde{G}_m, \quad m = 1, 2 . \quad (\text{A.17})$$

Diese modalen Stromfunktionen $\tilde{\Phi}_m$ unterscheiden sich von den oben eingeführten Stromfunktionen Φ_m dadurch, daß sie das reduzierte System repräsentieren. Die gesuchten Stromfunktionen Ψ_2 , und Ψ_3 ergeben sich als Lösung der Helmholtzgleichung (A.14).

Die, aus klimatologischen RBS-Daten abgeleiteten, Stromfunktionen Ψ^b der mittleren Zirkulation sind in Abb. A.2a,b für die oberen beiden Modellschichten gezeigt. Die Abbildungen charakterisieren die großräumigen Strömungsverhältnisse der Modellregion, die in beiden Schichten zu einem westlichen Einstrom in das Modellgebiet führt, der im Zusammenhang mit dem Azorenstrom, zum Teil aber auch mit Ausläufern des Nordatlantischen Stromes und dem daraus folgenden Portugalstrom steht. Während in Schicht 1 der Azorenstrom das Modell überwiegend über den südlichen Rand verläßt, ist dagegen in Schicht 2 ein Ausstrom hauptsächlich am nördlichen Rand gegeben. In dieser Schicht sind auch vereinzelte kleinskalige Strukturen nahe der Afrikanischen Schelfkante im südöstlichen Modellgebiet zu finden, die möglicherweise auf fälschliche Messungen hindeuten.

Unter der Annahme einer im Mittel ruhenden Schicht 3 ergeben sich aus den in Abb. A.2 gezeigten Feldern mit Gl.(A.6) die in Abb. A.2c–e abgebildeten Felder der klimatologischen potentiellen Vorticity Q^b . Diese zeigen in den unteren Schichten überwiegend den meridionalen Gradienten der planetarischen Vorticity, wobei die kleinskaligen Strukturen im Südwesten mit den Unsicherheiten von Ψ_2^b in Verbindung stehen. Dagegen ergibt sich in der oberen Modellschicht im westlichen Teil eine Zone erhöhter horizontaler Vorticity-Gradienten, die dem Verlauf der Azorenfront folgt.

Unter Vorgabe von Ψ_{obs} in Schicht 1 und der klimatologischen potentiellen Vorticity Q_2^b und Q_3^b , ergeben sich aus der oben beschriebenen Initialisierungsprozedur die in Abb. A.3a–c dargestellten Anfangsfelder der Stromfunktion $\Psi(t_0)$ zum Zeitpunkt $t = t_0$. Die anfänglichen Wirbelfelder $\Psi'(t_0)$ sind in Abb. A.3d–f als Differenz $\Psi(t_0) - \Psi^b$ gezeigt. Es ergeben sich deutliche vertikale Kohärenzen des anfänglichen

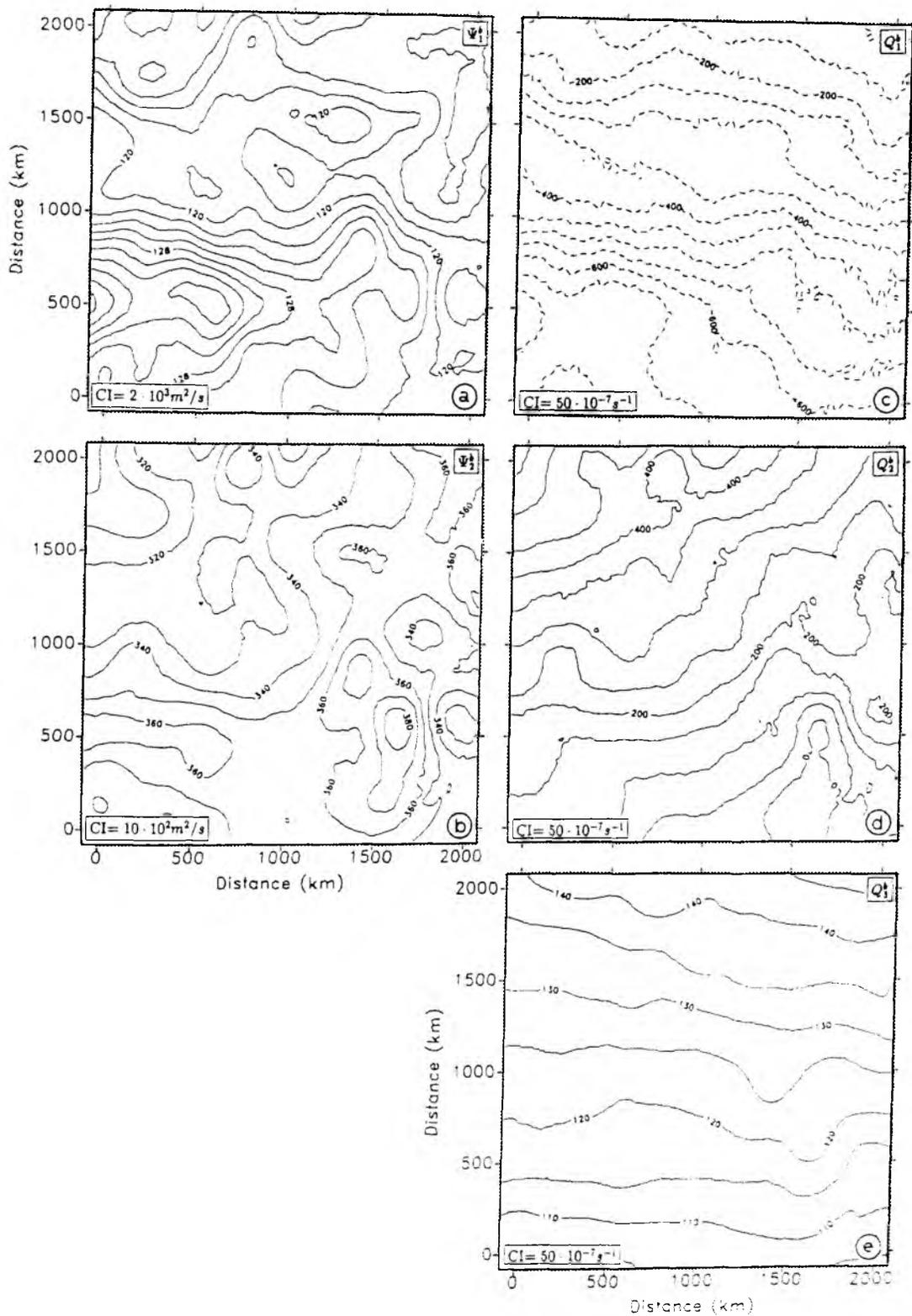


Abbildung A.2: Felder der quasigeostrophischen Stromfunktion Ψ^b , die auf der klimatologischen dynamischen Topographie aus ROBINSON et al. (1979) Atlasdaten in (a) 250 m und (b) 1000 m relativ zu 1500 m basieren. (c)-(e): klimatologische potentielle Vorticity Q^b , berechnet aus den in (a) und (b) gezeigten Feldern bei Annahme einer Ruhenden Schicht 3.

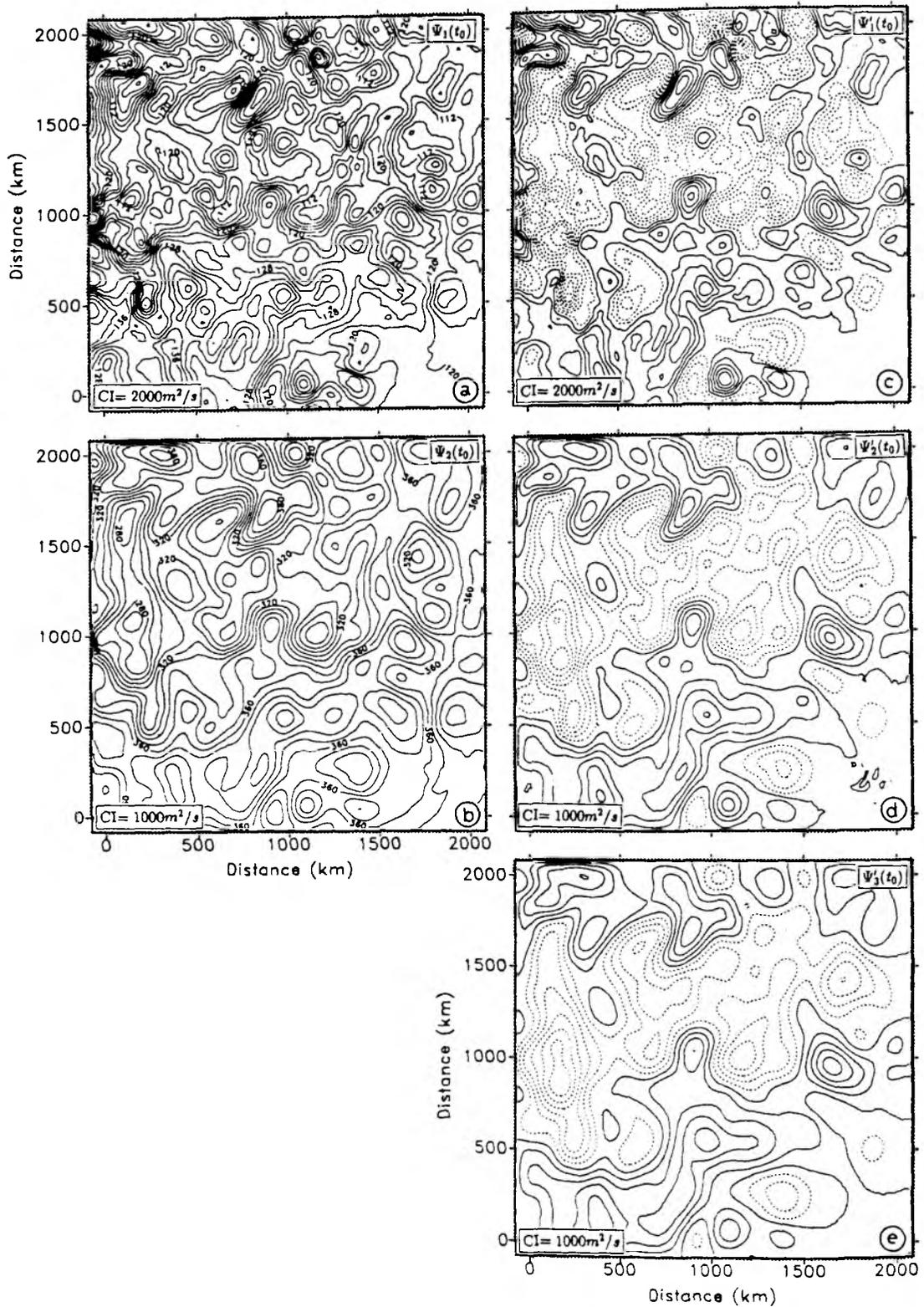


Abbildung A.3: Anfangsfelder der Stromfunktion $\Psi(t_0)$ zum Zeitpunkt $t=t_0$ am 15. August 1987, die sich bei Vorgabe von Ψ_{obs} in Schicht 1 und den in Abb. A.2d und e gezeigten Feldern von Q_2^b und Q_3^b aus der oben beschriebenen Initialisierungsprozedur ergeben. Die entsprechenden Wirbelfelder sind in (c)-(d) als Abweichungen von der in Abb. A.2a und b gezeigten Klimatologie Ψ_1^b und Ψ_2^b gegeben. Negative Bereiche wurden gestrichelt gezeichnet.

Wirbelfeldes, dessen Amplituden mit der Tiefe um eine Größenordnung abnehmen, und dessen räumliche Skalen gegenüber Schicht 1 erheblich anwachsen. Betrachtet man die modale Form der Stromfunktion (siehe Anhang A.1), so läßt sich zeigen, daß bei der durchgeführten Initialisierung die Oberflächenanomalien zu gleichen Teilen auf die barotrope und 1. barokline Mode projiziert werden, während die 2. barokline Mode nahezu unverändert bleibt.

Literatur

- [1] Anderson, D.L.T., 1991: Data assimilation in ocean models. In: *Mojib Latif (Ed.) Strategies for future Research*, Max Plank Inst. für Meteorologie, Bundesstr. 55, Hamburg, 193–225.
- [2] Anderson, D.L.T., and J. Willebrand (Eds.), 1989: *Oceanic circulation models: Combining data and dynamics*. Kluwer Academic Publ., 605 pp
- [3] Anthes, R., 1974: Data assimilation and initialization of hurricane prediction models. *J. Atmos. Sci.*, 31, 702–718.
- [4] Arakawa, A., and V.R. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Meth. Comput. Phys.*, 17, 173–265.
- [5] Arhan, M., and A. Colin de Verdere, 1985: Dynamics of Eddy Motions in the Eastern North Atlantic. *J. Phys Oceanogr.*, 15, 153–170
- [6] Armi, L., D. Hebert, N. Oakey, J. Price, P. Richardson, T. Rossby, and B. Ruddick, 1988: The travels and decay of a Mediterranean salt lens, *Nature*, 333, 649–651.
- [7] Arnault, S., L. Gourdeau, and Y. Menard, 1992: Comparison of the altimetric signal with in-situ measurements in the tropical Atlantic Ocean. *Deep Sea Res.*, 39, 481–500.
- [8] Auer, S.J., 1987: Five-Year Climatological Survey of the Gulf Stream System and its Associated Rings. *J. Geophys. Res.*, 92, 11,709–11,726
- [9] Barber, N.F., and M.J. Tucker, 1962: Wind waves. In: M.N. Hill, *The Sea, Band 1*, Kap. 19, 664–699, John Wiley and Sons.
- [10] Bean, B.R., and Dutton, E.J., 1966: *Radio meteorology*. NBS Monogr. 92.
- [11] Bendat, J.S., and A.G. Piersol, 1986: *Random Data*. John Wiley and Sons, 566 pp.
- [12] Bernstein, R.L., and W.B. White, 1974: Time and length scales of baroclinic eddies in the central North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 613–624.
- [13] Bernstein, R.L., and W.B. White, 1977: Zonal variability in the distribution of eddy energy in the mid-latitude North Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 123–126.
- [14] Berry, P. and J. Marshall, 1989: Ocean modelling studies in support of altimetry. *Dyn. Atm. Oceans*, 13, 269–300.
- [15] Böning, and G. Budich, 1992: Eddy dynamics in a primitive equation model: sensitivity to horizontal resolution and friction. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 361–381.
- [16] Böning, C.W., R. Döscher, and G. Budich, 1991: Seasonal transport variation in the western subtropical North Atlantic: Experiments with an eddy-resolving model. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 1271–1289.
- [17] Born, G.H., M.A. Richards, and G.W. Rosborough, 1982: An empirical determination on the effects of sea state bias on SEASAT Altimetry. *J. Geophys. Res.*, 87, 3221–3226.

- [18] Born, G.H, J.L. Mitchell, and G.A. Heyler, 1987: GEOSAT ERM - Mission design. *J. Astronaut. Soc.*, 35, 119-134.
- [19] Born, G.H, F.G. Lemoine, and M.J. Crawford, 1988: GEOSAT ERM-Orbit determination. *Adv. Astronautical Sci.*, 65, 65-81.
- [20] Brenner, A.C., C.J. Koblinsky, and B.D. Beckley, 1990: A preliminary estimate of GEOSAT-induced variations in repeat orbit satellite altimeter observations. *J. Geophys. Res.*, 95, 3033-3040.
- [21] Bretherton, F., R.Davis and C.Fandry, 1976: A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73, *Deep Sea Res.*, 23, 559-582.
- [22] Brügge, B., 1992: Phänomene der Oberflächenzirkulation des Nordatlantiks, abgeleitet aus Satellitendriftern. *Dissertation*, Inst. Meereskunde Kiel. in Vorbereitung.
- [23] Brügge, B., and J. Dengg, 1991: Differences in drift behavior between drogued and undrogued satellite-tracked drifting buoys. *J. Geophys. Res.*, 96, 7249-7263.
- [24] Bryden, H, 1979: Poleward heat flux and conversion of available potential energy in the Drake Passage. *J. Map. Res.*, 37, 1-22.
- [25] Bryden, L.H.,and H.M.Stommel, 1984: Limiting processes that determine basic features of the circulation in the Mediterranean Sea, *Oceanol.Acta*, 7 (3), 189-296.
- [26] Cartwright, D.E., and A.C. Edden, 1973: Corrected tables of tidal harmonics. *Geophys. J. of the Roy. Soc.*, 23, 253-264.
- [27] Cartwright, D.E., and R.J. Tayler, 1983: New computations of the tide generating potential. *Geophys. J. of the Roy. Soc.*, 23, 45-74.
- [28] Charney, J.G., 1971: Geostropic Turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1087-1095
- [29] Charney, J.G., R. Fjørtoft, and J. von Neumann, 1950: Numerical integration of the barotropic vorticity equation. *Quartely J. Geophys.*, 2, 237-254.
- [30] Charney, J.G., and G.R. Flierl, 1981: Ocean analogues of large-scale atmospheric motions. In: Warren, B.A., and C. Wunsch (Eds.) *Evolution of physical oceanography*. MIT-Press, Cambridge, Mass.
- [31] Chelton, D.B., 1988: WOCE/NASA Altimeter Algorithm Workshop, U.S. WOCE Tech. Report, 2, 70 pp., U.S. Planning Office for WOCE, College Station, TX.
- [32] Chelton, D.B., and P.J. McCabe, 1985: A review of satellite altimeter measurement of sea surface wind speed: with a proposed new algorithm. *J. Geophys. Res.*, 90, 4707-4720.
- [33] Chelton, D.B., M.G. Schlax, D.L. Witter and J.G. Richman, 1990: GEOSAT altimeter observations in the surface circulation of the southern ocean. *J. Geophys. Res.*, 95, 17,877-17,903.
- [34] Chelton, D.B., E.J. Walsh, and J.L. MacArthur, 1989: Pulse compression and sea level tracking in satellite altimetry. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 6, 407-438.

- [35] Cheney, R.E., and J.G. Marsh, 1981: SEASAT altimeter observations of ocean dynamic topography in the western North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 86, 473-483.
- [36] Cheney, R.E., J.G. Marsh, and B.D. Beckley, 1983: Global mesoscale variability from repeat tracks of SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 88, 4343-4354.
- [37] Cheney, R.E., B.C. Douglas, R.W. Miller, D.L. Porter, and N.S. Doyle, 1987: GEOSAT altimeter Geophysical Data Record User Handbook, *NOAA Tech. Mem. NOS NGS-46*, Natl. Ocean Surv., Rockville, Md.
- [38] Cheney, R.E., B.C. Douglas, R.W. Agreen, L. Miller, and N.S. Doyle, 1988: The NOAA GEOSAT Geophysical Data Records: Summary of the first year of Exact Repeat Mission, *NOAA Tech. Mem. NOS NGS-48*, 20 pp.
- [39] Cheney, R.E., B.C. Douglas, and L. Miller, 1989: Evaluation of GEOSAT altimeter data with application to tropical Pacific sea level variability. *J. Geophys. Res.*, 94, 4737-4747.
- [40] Cheney, R.E., B.C. Douglas, and R.W. Agreen, 1990: GEOSAT Altimeter Crossover Difference Record; User Handbook. *NOAA Technical Memo.*, NOS NGS-xx.
- [41] Cheney, R.E., and L. Miller, 1990: Recovery of the sea level signal in the western Pacific from GEOSAT altimetry. *J. Geophys. Res.*, 95, 2977-2985.
- [42] Cheney, R.E., W.J. Emery, B.J. Haines, and F. Wentz, 1991: Recent improvements in GEOSAT altimeter data. *EOS, Trans. AGU*, 72, 577-570.
- [43] Chow, H.S., and W.R. Holland, 1986: Description of a quasi-geostrophic multi-layer box ocean model. *NCAR, P.O. Box 3000, Boulder, Colorado 80307*.
- [44] Clarke, R.A., H.W. Hill, R.F. Reiniger, and B. Warren, 1980: Current systems south and east of the Grand Banks of Newfoundland. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 25-65.
- [45] Colin de Verdiere, A., H. Mercier, and M. Arhan, 1989: Mesoscale variability transition from the western to the eastern Atlantic along 48°N. *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 1149-1166.
- [46] Cox, M.D., 1985: An eddy resolving model of the ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1312-1324.
- [47] Crewell, S., E. Ruprecht, and C. Simmer, 1991: Latent heat flux over the North Atlantic Ocean - a case study. *J. Appl. Meteor.*, 30, 1627-1635
- [48] Danialt, N., and Y. Menard, 1985: Eddy Kinetic Energy Distribution in the Southern Ocean from Altimetry and FGGE Drifting Buoys. *J. Geophys. Res.*, 90, 11,877-11,889.
- [49] Dansler, H.L., Jr., 1977: Potential energy maxima in the tropical and subtropical North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 512-519.
- [50] DeMey, P., and Y. Menard, 1989: Analysis and assimilation of altimeter residuals and in-situ measurements in the POLYMODE area, *J. Geophys. Res.*, 94, 6221-6231.
- [51] DeMey, P., and A.R. Robinson, 1987: Assimilation of altimeter eddy fields in a limited-area quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 2280-2293.

- [52] Dickson, R.R. 1983: Global summaries and intercomparison: flow statistics from long-term current meter moorings. In: *Robinson, A.R., 1983 Eddies in Marine Science. Springer Verlag, Berlin.*
- [53] Dickson, R.R., W.J. Gould, P.A. Gurbutt, and P.D. Killworth, 1982: A seasonal signal in ocean currents to abyssal depths. *Nature*, 295, 193–198.
- [54] Didden, N., and F. Schott, 1992: Seasonal Variations in the Western Tropical Atlantic: Surface Circulation from GEOSAT Altimetry and Woce Model Results. *J. Geophys. Res.*, 97, 3529–3542.
- [55] Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss, und G. Siedler, 1975: *Allgemeine Meereskunde. Gebrüder Bornträger*, 593 pp.
- [56] Douglas, B.C., and R.W. Agreen, 1983: The sea state correction for GEOS-3 and SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 88, 1655–1661.
- [57] Douglas, B.C., D.C. McAdoo, and R.E. Cheney, 1983: Oceanographic and geophysical applications of satellite altimetry. *Rev. Geophys.*, 25, 875–880.
- [58] Doyle, N.S., R.E. Cheney, B.C. Douglas, R.W. Agreen, L. Miller, and E.L. Timmerman, 1989: The NOAA GEOSAT Geophysical Data Records: Summary of the second year of exact repeat mission, *NOAA Tech. Mem. NOS NGS-49*, 20 pp.
- [59] Doyle, N.S., R.E. Cheney, B.C. Douglas, R.W. Agreen, L. Miller, and E.L. Timmerman, 1990: The NOAA GEOSAT Geophysical Data Records: Summary of the third year of exact repeat mission, *NOAA Tech. Mem. NOS NGS-51*, 20 pp.
- [60] Elachi, C., 1987: *Introduction to the physics and techniques of remote sensing. John Wiley and Sons*, 413 pp.
- [61] Emery, W.J., 1983: On the geographical variability of the upper level mean and eddy fields in the North Atlantic and North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 269–291.
- [62] Emery, W.J., G.H. Born, D.G. Baldwin, and C.L. Norris, 1990: Satellite-derived water vapor corrections for GEOSAT altimetry. *J. Geophys. Res.*, 95, 2953–2964.
- [63] Emery, W.J., W.G. Lee and L. Magaard, 1984: Geographic and seasonal distribution of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 294–317.
- [64] Flierl, G.R., 1978: Models of vertical structure and the calibration of two-layer models. *Dyn. Atmos. Oceans*, 2, 341–381.
- [65] Fofonoff, N.P., 1981: The Gulf Stream system. In: *Warren, B.A., and C. Wunsch (Eds.) Evolution of physical oceanography. MIT-Press, Cambridge, Mass.*
- [66] Fofonoff, N.P., and M.M. Hall, 1983: Estimates of mass, momentum and kinetic energy fluxes of the Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1868–1877.
- [67] Frankignoul, C., and P. Muller, 1979: Quasi-geostrophic response of an infinite beta-plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 104–127.

- [68] Freeland, H.J., and Gould, 1976: Objective analysis of mesoscale ocean circulation features. *Deep Sea Res.*, 23, 915-923.
- [69] Fu, L.-L., 1983a: On the Wave Number Spectrum of Oceanic Mesoscale Variability Observed by the SEASAT Altimeter. *J. Geophys. Res.*, 88, 4331-4341.
- [70] Fu, L.-L., 1983b: Recent Progress in the Application of Satellite Altimetry to Observing the Mesoscale Variability and General Circulation of the Oceans. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1657-1666.
- [71] Fu, L.-L., and D.B. Chelton, 1985: Observing large-scale temporal variability of ocean currents by satellite altimetry: with application to the Antarctic Circumpolar Current. *J. Geophys. Res.*, 90, 4721-4739.
- [72] Fu, L.-L., and R. Glatzman, 1991: The effect of the degree of wave development on the sea state bias in radar altimetry measurement. *J. Geophys. Res.*, 96, 829-835.
- [73] Fu, L.-L., and V.Zlotnicki 1989: Observing ocean mesoscale eddies from GEOSAT altimetry: preliminary results, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 457-460.
- [74] Fukumori, I., and C. Wunsch, 1991: Efficient representation of the North Atlantic hydrographic and chemical distribution. *Progress in Oceanogr.*, 27, 111-195.
- [75] Fukumori, I., J. Benveniste, C. Wunsch, and D.B. Haidvogel, 1992: Assimilation of sea surface topography into an ocean circulation model using a steady-state smoother. submitted.
- [76] Ghil, M., 1989: Meteorological data assimilation for oceanographers. Part 1: description and theoretical framework. *Dyn. Atmos. Oceans*, 13, 219-267.
- [77] Ghil, M., and P. Malanotte-Rizzoli, 1991: Data assimilation in meteorology and oceanography. *Advances in Geophysics*, 33, 141-266.
- [78] Gill, A.E., J.S.A. Green and 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.
- [79] Ginzburg, V.L., 1964: The propagation of electromagnetic waves in plasma. Addison-Wesley Publishing Co.
- [80] Glenn, S.M., D.L. Porter, and A.R. Robinson, 1991: A synthetic geoid validation of GEOSAT mesoscale dynamic topography in the Gulf Stream region. *J. Geophys. Res.*, 96, 7145-7166.
- [81] Goldhirsh, J., 1983: Rain cell size statistics as a function of rain rate for attenuation modeling. *IEEE Trans. Anten. Propag.*, AP-31, 799-801.
- [82] Gordon, A.L., 1988: The South Atlantic: An overview of Results from 1983-88 Research. *Oceanography*, Nov., 12-17.
- [83] Gordon, A.L., and T.N. Baker, 1980: Ocean transients as observed by GEOS 3 coincident orbits. *J. Geophys. Res.*, 85, 502-506.

- [84] Gordon, A.L., and W.F. Haxby, 1990: Agulhas eddies invade the South Atlantic: Evidence from Geosat Altimeter and Shipboard Conductivity-Temperature- Depth Survey. *J. Geophys. Res.*, 95, 3117-3125.
- [85] Haines, B.J., G.H. Born, G.W. Rosborough, J.G. Marsh, and R.G. Williamson, 1990: Precise orbit computation for the GEOSAT Exact Repeat Mission. *J. Geophys. Res.*, 95, 2871-2886.
- [86] Haines, K., 1991: A direct method for assimilating sea surface height data into ocean models with adjustments of the deep circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 843-868.
- [87] Halpern, D., V. Zlotnicki, J. Neuman, O. Brown, and F. Wentz, 1991: An atlas of monthly mean distributions of GEOSAT sea surface height, SSM/I surface wind speed, AVHRR/2 sea surface temperature, and ECMWF surface wind components during 1988. *JPL-Publicaton 91-8*, 110 pp.
- [88] Haltiner, G.J., and R.T Williams, 1980: Numerical prediction and dynamical meteorology. *John Wiley and Sons*, 477 pp.
- [89] Hayne, G.S., and D.W Hancock, 1982: Sea-state-related altimeter errors in the SEASAT radar altimeter. *J. Geophys. Res.*, 87, 3227-3231.
- [90] Hellerman, S., and M. Rosenstein, 1983: Normal monthly wind stress over the World Ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1093-1104.
- [91] Hiller, W., and R.H. Käse, 1983: Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys. *Ber. Inst. Meereskunde Kiel*, 116, 78 pp.
- [92] Hinrichsen, H.-H., and M. Tomczak, 1992: Optimum multiparameter analysis of the watermass structure in the western North Atlantic Ocean. *J. Geophys. Res.*, accepted.
- [93] Hinrichsen, H.-H., M. Rhein, R.H. Käse, and W. Zenk, 1992: The Mediterranean water tongue and its chlorofluoromethanes signal in the Iberian Basin in early summer 1989. *J. Geophys. Res.*, submitted.
- [94] Holdridge, M.E., 1988: Results from GEOSAT ERM data gap/attitude analysis. *Johns Hopkins APL Momo.*, April 11, Laurel, MD 20707.
- [95] Holland, W., 1978: The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean - numerical experiments using a wind-driven quasigeostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 363-392.
- [96] Holland, W., 1986: Quasigeostrophic modelling of eddy-resolving ocean circulation. In: *J.J. O'Brien (Ed.), Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling*, 203-231. D. Reidel Publishing Company.
- [97] Holland, W.R., and P. Malanotte-Rizzoli, 1989: Assimilation of altimeter data into an ocean circulation model: space versus time resolution studies. *J. Phys. Oceanogr.*, 89, 1507-1534.
- [98] Holland, W.R., V. Zlotnicki, and L.-L. Fu, 1992: Modelled time dependened flow in the Agulhas Retroflection region as deduced from altimeter data assimilation. *South African J. of Marine Sci.*, 10, 407-427.

- [99] Houry, S., E. Dombrowsky, P. DeMey, and J.-F. Minster, 1987: Brunt-Väisälä Frequency and Rossby Radii in the South Atlantic. *J.Phys.Oceanogr.*, 17, 1619-1626.
- [100] Hurlburt, H.E., 1986: Dynamic transfer of simulated altimeter data into subsurface information by a numerical model. *J. Geophys. Res.*, 91, 2372-2400.
- [101] Hurlburt, H.E., D.N. Fox, and E.J. Metzger, 1990: Statistical inference of weakly correlated subthermocline fields from satellite altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 95, 11,375-11,409.
- [102] Isemer, H.-J., and L. Hasse, 1987: The BUNKER Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 2: Air-Sea Interactions. Springer Verlag, 256 PP.
- [103] Jenkins, G.M., and D.G. Watts, 1968: Spectral Analysis and its applications. *Holden-Day*, 524 pp.
- [104] Johns, W.E., T.N. Lee, F.A. Schott, R.J. Zantopp, and R.H. Evans, 1990: The North Brazil Current retroflection: seasonal structure and eddy variability. *J. Geophys. Res.*, 95, 22,103-22,120.
- [105] Joyce, T.M., K.A. Kelley, D.M. Schubert, and M.J. Caruso, 1990: Shipboard and altimetric studies of rapid Gulf Stream variability between Cape Cod and Bermuda. *Deep Sea Res.*, 37, 897-910.
- [106] Jourdan, D., C. Brossier, A. Braun, and J.-F. Minster: Influence of wet tropospheric correction on mesoscale dynamic topography as derived from satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, 95, 17,993-18,004.
- [107] Käse, R.H., and W.Zenk, 1987: Reconstructed Mediterranean salt lens trajectories, *J.Phys.Oceanogr.*, 17, 158-163.
- [108] Käse, R.H., J.F. Price, P.L. Richardson, and W. Zenk, 1986: A quasi-synoptic survey of the thermocline circulation and water mass distribution within the Canary Basin. *J.Geophys. Res.*, 91, 9739-9748.
- [109] Käse, R.H., A. Beckmann and H.-H. Hinrichsen, Observational evidence of salt lens formation in the Iberian Basin, *J.Geophys. Res.*, 94, C4, 4905-4912, 1989.
- [110] Keffer, T., 1983: The Baroclinic Stability of the Atlantic North Equatorial Current. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 624-631.
- [111] Keffer, T., and G. Holloway, 1988: Estimating southern ocean eddy flux of heat and salt from satellite altimetry. *Nature*, 332, 91-147.
- [112] Kelley, K.A., 1991: The meandering Gulf Stream as seen by the GEOSAT altimeter: surface transport, position and velocity variance from 73° to 45°W. *J. Geophys. Res.*, 96, 16,721-16,738.
- [113] Kelley, K.A., and S.T. Gille, 1990: Gulf Stream surface transport and statistics at 69°W from the GEOSAT altimeter. *J. Geophys. Res.*, 95, 3149-3161.
- [114] Klein, B., and G. Siedler, 1989: On the origin of the Azores Current. *J. Geophys. Res.*, 94, 6159-6168.

- [115] Koblinsky, C.J., 1988: Geosat vs. Seasat. *EOS Trans. AGU*, 69, 1026.
- [116] Koblinsky, C.J., J.G. Marsh, B. Beckley, A. Brenner, and R. Williamson, 1990: GEO-SAT Orbit replacement software for altimeter geophysical data records. *Goddard Space Flight Center, Greenbelt Maryland 20771*.
- [117] Krauss, W., 1986: The North Atlantic Current. *J. Geophys. Res.*, 91, 5061–5074.
- [118] Krauss, W., and C.W. Böning, 1987: Lagrangian properties of eddy fields in the northern North Atlantic as deduced from satellite-tracked buoys. *J. Map. Res.*, 45, 259–291.
- [119] Krauss, W., J. Dengg, and H.-H. Hinrichsen, 1989: The response of drifting buoys to currents and wind. *J. Geophys. Res.*, 94, 3201–3210.
- [120] Krauss, W., and R.H.Käse, Mean circulation and eddy kinetic energy in the eastern North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 89, 3407–3415, 1984.
- [121] Krauss, W., R.H. Käse, and H.-H. Hinrichsen, 1990a: The branching of the Gulf Stream southeast of the Grand Banks. *J. Geophys. Res.*, 95, 13,009–13,103.
- [122] Krauss, W., R. Döscher, A. Lehmann, and T. Viehoff, 1990b: On eddy scales in the eastern and northern Atlantic Ocean as a function of latitude. *J. Geophys. Res.*, 95, 18,049–18,056.
- [123] LeTraon, P.Y., 1991: Time scales of mesoscale variability and their relationship with space scales in the North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 49, 467–492.
- [124] LeTraon, P.Y., M.C. Rouquet, and C. Boissier, 1990: Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat Data. *J. Geophys. Res.*, 95, 20,267–20,285.
- [125] Liu, W.T., and D. Mock, 1990: The variability of atmospheric equivalent temperature for radar altimeter range correction. *J. Geophys. Res.*, 95, 2933–2938.
- [126] Lorell, J., E. Colquitt, and R.J. Anderle, 1982: Ionospheric correction for SEASAT altimeter height measurements. *J. Geophys. Res.*, 87, 3207–3212.
- [127] Lybanon, M., and R.L. Crout, 1987: The NORDA GEOSAT ocean application program. *Johns Hopkins APL Techn. Dig.*, 8(2), 212–218.
- [128] Mann, C.R., 1967: The termination of the Gulf Stream and the beginning of the North Atlantic Current. *Deep Sea Res.*, 14, 337–359.
- [129] Marsh, J.G., B. Beckley, and T. Martin, 1986: Global mean sea surface based upon the SEASAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 91, 3501–3506.
- [130] Marsh, J.G. (und 19 weitere Autoren), 1988: A new gravitational model for the earth from satellite tracking data: GEM-T1. *J. Geophys. Res.*, 93, 6160–6215.
- [131] Marsh, J.G. (und 16 weitere Autoren), 1989: The GEM-T2 gravitational model NASA *Tech. Memo.*, 100746, 94 pp.

- [132] Maul, G.A., 1985: Introduction to Satellite Oceanography. Martinus Nijhoff Publishers, 606 pp.
- [133] MacArthur, P.C. Marth Jr., J.G. Wall, R.V. Sailor, and A.R. LeSchack, 1987: The GEOSAT Radar altimeter. *Johns Hopkins APL Techn.Dig.*, 8(2), 176–181.
- [134] McConathy, and C.C. Kilgus, 1987: The Navy GEOSAT Mission: An overview. *Johns Hopkins APL Techn.Dig.*, 8(2), 170–175.
- [135] McDowell, S.E., P. Rhines, and T. Keffer, 1982: North Atlantic potential vorticity and its relation to the general circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1417–1436.
- [136] McWilliams, J.C., 1976: Maps from the Mid Ocean Dynamic Experiment, Part 1: Geostrophic streamfunction. *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 810–827.
- [137] Melchior, P., 1983: The Tides of the Planet Earth, Pergamon Press, Oxford.
- [138] Menard, Y., 1983: Observations of the eddy fields in the Northwest Atlantic and Northwest Pacific by SEASAT Altimeter Data. *J. Geophys. Res.*, 88, 1853–1866.
- [139] Mercier, H., and A. Colin de Verdiere, 1985: Space and Time Scales of Mesoscale Motions in the Eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 171–183.
- [140] Minster, J.-F., D. Jourdan, E. Normant, C. Brossier, and M.C. Gennero, 1992: An improved SSM/I water vapor correction for GEOSAT altimeter data. *J. Geophys. Res.*, submitted.
- [141] MODE Group, 1978: The Mid Ocean Dynamic Experiment. *Deep Sea Res.* 25, 859–910.
- [142] Monaldo, F.M., 1990: Path length variation caused by atmospheric water vapour and their effects on the measurement of mesoscale ocean circulation features by a radar altimeter. *J. Geophys. Res.*, 95, 2923–2932.
- [143] Monaldo, F.M., 1991: Ionospheric variability and measurement of ocean mesoscale circulation with spaceborne radar altimeter. *J. Geophys. Res.*, 96, 4925–4938.
- [144] Monaldo, F.M., J. Goldhirsh, and E.J. Walsh, 1986: Altimeter height measurement error introduced by the presence of variable cloud and rain attenuation. *J. Geophys. Res.*, 91, 2345–2350.
- [145] Moore, A., 1991: Data assimilation in a quasigeostrophic open-ocean model of the Gulf Stream region using the adjoint method. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 398–427.
- [146] Müller, P., and Frankignoul, C., 1981: Direct atmospheric forcing of geostrophic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 287–308.
- [147] Müller, T.J., 1987: Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik. *Ber. Inst.f.Meeresk. Kiel*, Nr.170, 134 p.
- [148] Müller, T.J., und G. Siedler, 1992: Multi-year current time series in the North Atlantic Ocean. *J. of Mar. Res.*, im Druck.

- [149] Müller, T.J., G. Siedler, and W. Zenk, 1988: Forschungsschiff METEOR Reise Nr. 6: Atlantik 87/88. *Ber. Inst.f.Meeresk. Kiel*, Nr.184, 77 pp.
- [150] Munk, W.H., and C. Wunsch, 1982: Observing the ocean in the 1990s. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* A307, 439-464.
- [151] Musman, S., A. Drew, and B. Douglas, 1990: Ionospheric effects on GEOSAT altimeter observations. *J.Geophys. Res.*, 95, 2965-2968.
- [152] Nerem, R.S., B.D. Tapley, and C.K. Shum, 1990: Determination of the ocean circulation using GEOSAT altimetry. *J. Geophys. Res.*, 95, 3163-3180.
- [153] Olbers, D.J., M. Wenzel, and J. Willebrand, 1985: The inference of the North Atlantic circulation patterns from climatological hydrographic data. *Rev.Geophys.*, 23, 313-356.
- [154] Parke, M.E. and M.C. Henderschott, 1980: M2, S2, K1 models of the global ocean tide on an elastic earth. *Mar. Geod.*, 3, 379-408.
- [155] Peterson, R.G., and L. Stramma, 1991: Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Prog. Oceanogr.*, 26, 1-73.
- [156] Phoebus, P.A., and J.D. Hawkins, 1990: The impact of the wet tropospheric correction on the interpretation of altimeter-derived ocean topography in the Northeast Pacific. *J. Geophys. Res.*, 95, 2939-2953.
- [157] Piola, A.R., H.A. Figueroa, and A.A. Bianchi, 1987: Some Aspects of the Surface Circulation South of 20°S Revealed by First GARP Global Experiment Drifters. *J. Geophys. Res.*, 92, 5101-5114.
- [158] Prabhakara, R.H., D.A. Short, and B.E. Vollmer, 1985: El Nino and atmospheric water vapor: observations from NIMBUS-7 SMMR. *J. Clim. Appl. Met.*, 24, 1311-1324.
- [159] Rapp, R.H., 1978: A global 1° × 1° anomaly field combining satellite, GEOS-3 altimeter and terrestrial anomaly data. *Reports of The Department of Geodetic Science and Surveying*, Report No. 278, The Ohio State University, Columbus, OH 43210.
- [160] Resh, G.M., 1984: Water vapor radiometers in geodetic applications. In *Geodetic Refraction*, by F.K. Brunner (Ed.), Springer Verlag.
- [161] Richardson, P.L., 1983: Eddy kinetic energy in the North Atlantic from surface drifters. *J. Geophys. Res.*, 88, 4355-4367.
- [162] Richardson, P.L. and T.K. McKee, 1984: Averaged Seasonal Variation of the Atlantic equatorial currents from historical ship drifts. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1226-1238.
- [163] Richman, J.G., C. Wunsch and N.G. Hogg, 1977: Space and time scales and mesoscale motion in the sea. *Rev. Geophys. Space Physics*, 15, 385-420.
- [164] Rhines, P.B., 1979: Geostrophic Turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 11, 401-441.
- [165] Robinson, A.R., 1983: *Eddies in Marine Science*. Springer Verlag, Berlin.

- [166] Robinson, A.R., J.R. Luyten, and F.L. Fuglister, 1974: Transient Gulf Stream meandering, Part 1: an observational experiment. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 237–255.
- [167] Robinson, A.R., M.A. Spall, L.J. Walstad, and W.G. Leslie, 1989: Data assimilation and dynamical interpolation in Gulfcast experiments. *Dyn. Atmos. Oceans*, 13, 269–300.
- [168] Robinson, I.S., 1985: *Satellite Oceanography*. Ellis Horwood Limited, 455 pp.
- [169] Robinson M., R. Bauer and E. Schroeder, 1979: Atlas of North Atlantic–Indian Ocean monthly mean temperatures and mean salinities of the surface layer. Ref. Publ. 18, Dept. of the U.S. Naval Oceanographic Office, Washington, D.C.
- [170] Rush, C.M., 1986: Ionospheric radio propagation models and predictions - a mini review. *IEEE Trans. Anten. Propag.*, AP-34, 1163–1170.
- [171] Saastamoinen, J., 1972: Atmospheric correction for the troposphere and stratosphere in radio ranging of satellites. *Geophysical Monographs*, 15, Amer. Geophys. Union, Washington D.C.
- [172] Sailor, R.V., and A.R. LeSchack, 1987: Preliminary determination of the GEOSAT radar altimeter noise spectrum. *Johns Hopkins APL Techn.Dig.*, 8(2), 182-183.
- [173] Schmidt, A., 1990: Feuchtekorekturen für GEOSAT-Altimeterdaten. *Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Universität Kiel*.
- [174] Schmitz, W.J., 1976: Eddy kinetic energy in the deep western North Atlantic. *J. Geophys. Res.* 81, 4981–4982.
- [175] Schmitz, W.J., Jr., and W.R. Holland, 1986: Observed and modelled mesoscale variability near the Gulf Stream and Kuroshio Extension. *J. Geophys. Res.*, 91, 9624–9638.
- [176] Schröter, J., U. Seiler, and M. Wenzel, 1992: Variational assimilation of GEOSAT data into an eddy-resolving model of the Gulf Stream extension area. *J. Phys. Oceanogr.*, submitted.
- [177] Schwiderski, E.W., 1980: Ocean tides, Part 1: Global ocean tide equations. *Mar. Geod.*, 3, 161–218.
- [178] Schwiderski, E.W., 1980: On charting global tides. *Rev. Geophys.* 18, 243–268.
- [179] Semtner, A.J., Jr., and R.M. Chervin, 1990: Environmental Effects on Accoustic Measures of Global Ocean Warming. *J. Geophys. Res.*, 95, 12,973-12,982.
- [180] Smith, E.K., and S. Weintraub, 1953: The constants in the equation for atmospheric refraction index at radio frequencies. *Inst. Radio Eng.*, 41, 1035–1037.
- [181] Soicher, H., 1986: Variability of transionospheric signal time delay at subauroral latitudes. *IEEE Trans. Anten. Propag.*, AP-34, 1313–1319.
- [182] Stammer, D., and C.W. Böning, 1992: Mesoscale variability in the Atlantic Ocean from GEOSAT altimetry and WOCE high-resolution numerical modeling. *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 732–752.

- [183] Stammer, D., H.-H. Hinrichsen, and R.H. Käse, 1991: Can meddies be detected by satellite altimetry? *J. Geophys. Res.*, 96, 7005–7014.
- [184] Stewart, R.H., 1985: *Methods of satellite oceanography*. University of California Press, 360 pp.
- [185] Stommel, H., and F. Schott, 1977: The beta spiral and the determination of the absolute velocity field from hydrographic station data. *Deep Sea Res.*, 24, 325–329.
- [186] Tai, C.-K., 1988: Estimating the basin-scale ocean circulation from satellite altimetry. Part 1: straightforward spherical harmonic expansion. *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1398–1413.
- [187] Tai, C.-K., 1989: Accuracy assessment of widely used orbit error approximations in satellite altimetry. *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 6, 147–150.
- [188] Tai, C.-K., and W.B. White, 1990: Eddy variability in the Kuroshio extension as revealed by GEOSAT altimetry: Energy propagation away from the jet, Reynolds stress and seasonal cycle. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 1761–1777.
- [189] Tai, C.-K., W.B. White, and S.E. Pazan, 1989: GEOSAT crossover analysis in the tropical Pacific, 2: Verification analysis of altimetric sea level maps with expendable bathythermograph and island sea level data. *J. Geophys. Res.*, 94, 897–908.
- [190] Tai, C.-K., and C. Wunsch, 1983: Absolute measurement by satellite altimetry of dynamic topography of the Pacific Ocean. *Nature*, 301, 408–410.
- [191] Tapley, B.D., and G.H. Born, 1980: The SEASAT precision orbit determination experiment. *J. Astronaut. Soc.*, 28, 315–326.
- [192] Tapley, B.D., G.H. Born, and M.E. Parke, 1982a: The SEASAT altimeter data and its accuracy assessment. *J. Geophys. Res.*, 87, 3179–3188.
- [193] Tapley, B.D., J.B. Lundberg, and G.H. Born, 1982b: The SEASAT altimeter wet tropospheric range correction. *J. Geophys. Res.*, 87, 3213–3220.
- [194] Treguier, A.M. and B.L. Hua, 1987: Oceanic quasi-geostrophic turbulence forced by stochastic wind fluctuations. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 397–411.
- [195] Trenberth, K.E., and J.G. Olson, 1988: Intercomparison of NMC and ECMWF global analyses: 1980–1986. *NCAR Tech. Note*, NCAR/TN-301+STR, 81 pp.
- [196] Turla, T., 1992: Wirbelenergie im Kanarenbecken nach GEOSAT- und Verankerungsdaten. Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Universität Kiel.
- [197] Vazquez, J., V. Zlotnicki, and L.-L. Fu, 1990: Sea Level Variability in the Gulf Stream Between Cape Hatteras and 50W: A Geosat Study. *J. Geophys. Res.*, 95, 17,957–17,964.
- [198] Verron, J., and W.R. Holland, 1989: Impacts de données d'altimétrie satellitaire sur les simulations numériques des circulations générales océaniques aux latitudes moyennes. *Ann. Geophys.*, 7, 31–46.

- [199] Walsh, C.A., 1977: Problems inherent in using aircraft for radio oceanographic studies. *IEEE Trans. Anten. Propag.*, AP-25, 145-149.
- [200] Walsh, C.A., F.C. Jackson, E.A. Uliana, and R.N. Swift: Observations on electromagnetic bias in radar altimeter sea surface measurements. *J. Geophys. Res.*, 94, 14,575-14,584.
- [201] Walsh, C.A., (und 10 weitere Autoren), 1991: Frequency dependence of electromagnetic bias in radar altimeter sea surface range. *J. Geophys. Res.*, 96, 20,571-20,598.
- [202] Wentz, F., 1989: User's manual for the collocated GEOSAT SSM/I tape, Remote Sensing System, Santa Rosa, CA.
- [203] White, W.B., C.-K. Tai, and W.R. Holland, 1990: Continuous assimilation of simulated Geosat altimeter sea level into an eddy-resolving numerical ocean model, Part 1: Sea Level Differences. *J. Geophys. Res.*, 95, 3219-3234.
- [204] Willebrand, J., R.H.Käse, D.Stammer, H.-H.Hinrichsen, and W.Krauss, 1990: Verification of GEOSAT sea surface topography in the Gulf Stream extension with surface drifting buoys and hydrographic measurements, *J. Geophys. Res.*, 95, 3007-3014.
- [205] Witter, D.L., and D.B. Chelton, 1988: Temporal variability of sea state bias in SEASAT altimeter height measurements. In: *WOCE/NASA Altimeter Algorithm Workshop*, Appendix to U.S. WOCE Tech. Report, 2, U.S. Planning Office for WOCE, College Station, TX.
- [206] Wunsch, C., 1972: Bermuda sea level in relation to tides, weather, and baroclinic fluctuations. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 10, 1-49.
- [207] Wunsch, C., 1983: Western North Atlantic interior. In: *Robinson, A.R., 1983 Eddies in Marine Science. Springer Verlag, Berlin.*
- [208] Wunsch, C., 1978: The general circulation in the North Atlantic west of 50°W determined from inverse methods. *Rev. Geophys.*, 16, 583-620.
- [209] Wunsch, C. 1981: Low-frequency variability in the sea. In: *Warren, B.A., and C. Wunsch (Eds.) Evolution of physical oceanography. MIT-Press, Cambridge, Mass.*
- [210] Wunsch, C., and E.M. Gaposchkin, 1980: On using altimetry to determine the general circulation of the oceans with application to geoid improvement. *Rev. Geophys. Space Physics*, 18, 725-745.
- [211] Wyrski, K., L. Magaard, and J. Haager, 1976: Eddy energy in the oceans. *J. Geophys. Res.* 81, 2641-2646.
- [212] Wyrski, K., and G. Mitchum, 1980: Interannual difference of GEOSAT heights and sea level: The importance of a datum. *J. Geophys. Res.* 81, 2641-2646.
- [213] Zenk, W., T.J. Müller, and G. Wefer, 1989: Barlavento-Expedition, Meteor Ber. 89(2), 238 pp., Inst. Meereskunde, Universität Hamburg.

- [214] Zimbelman, D.F., and A.J. Busalacchi, 1990: The wet tropospheric range correction: Product intercomparison and the simulated effect for tropical Pacific altimeter retrievals. *J. Geophys. Res.*, 95, 2899–2922.
- [215] Zlotnicki, V., 1991: Sea level differences across the Gulf Stream and Kuroshio extension. *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 599–609.
- [216] Zlotnicki, V., L.-L. Fu and W. Patzert, 1989: Seasonal Variability in Global Sea Level observed with Geosat Altimetry. *J. Geophys. Res.*, 95, 17,959-17,970.
- [217] Zlotnicki, V., G. Siedler, and B. Klein, 1992: The surface currents of the Cape Verde Frontal Zone viewed with altimetry, hydrography and current meters between November 1986 and March 1989. *J. Geophys. Res.*, submitted.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich während meiner Promotionszeit begleiteten.

Vor allem bedanke ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. J. Willebrand für die Betreuung dieser Arbeit, viele fruchtbare Anregungen und Diskussionen und die stete Unterstützung, die ich während meiner Promotionszeit erfahren habe. Ein besonderer Dank gebührt auch Dr. Norbert Didden für die freundschaftliche Zusammenarbeit bei der Entwicklung der Analyseprogramme und der Verarbeitung der GEOSAT-Altimeterdaten, viele hilfreiche Diskussionen und nützliche Anregungen. Prof. Dr. F. Schott danke ich für seine Hinweise, die zur Verbesserung des Manuskriptes beitrugen und Prof. Dr. W. Holland für die Überlassung seines quasigeostrophischen Modells.

Für die freundschaftliche Aufnahme und die angenehme Atmosphäre möchte ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Theoretische Ozeanographie des Institutes für Meereskunde bedanken, in der diese Arbeit entstand. Namentlich erwähnt sei hierbei Dr. Claus Böning, Dipl.-Oz. Hans-Harald Hinrichsen und Prof. Dr. Rolf Käse, die durch ihr Interesse, ihre Zusammenarbeit und ihre Hilfsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank gilt auch Dr. J. Kielmann und seinen Mitarbeitern des Institutrechnenzentrums, die durch ihre Kooperation die Bewältigung großer Datenmengen ermöglichten, sowie Frau Annegret Schurbohm für die Assistenz bei der Erstellung vieler Zeichnungen. Prof. Dr. W. Krauss, Prof. Dr. G. Siedler und Dr. W. Zenk stellten verschiedene Datensätze für vergleichende Studien, und Dr. P. DeMey das Programm „ADA“ zur Verfügung; allen sei für diese Unterstützung gedankt.

Ein Dank gebührt ebenfalls der Teerunde der „Alten Botanik“, die durch viele Kekse, Diskussionen und ausgiebige Feiern sehr zur angenehmen Seite meiner Promotionszeit beigetragen hat. Dieser Dank richtet sich besonders an Dr. Jochem Marotzke, Andreas Schiller, Marek Zwierz und an meiner „Leidensgefährtin“ Birgit Klein, mit der ich in den letzten Wochen der Promotion viele gemeinsame Erfahrungen geteilt habe.

Meinen Eltern danke ich für ihre menschliche Unterstützung während der letzten Jahre und meiner Frau Bärbel für ihre ungezählten Beiträge, die zum Gelingen dieser Arbeit erforderlich waren.