

**Untersuchungen zur Bahnvorhersage tropischer
Wirbelstürme unter Verwendung eines experimentellen
barotropen Flachwassermodells**

Dissertation
an der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

von

Markus Adams
aus
Lingen

München, 14. August 2003

1. Gutachterin: Dr. habil. S. C. Jones
2. Gutachter: Prof. Dr. F. Schmidt

Tag der mündlichen Prüfung: 15.12.2003

Übersicht

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung von Verbesserungsmöglichkeiten der Bahnvorhersage tropischer Wirbelstürme mit konzeptionell einfachen barotropen Flachwassermodellen. Hierzu wurden ein existierendes Initialisierungsverfahren und ein neuentwickeltes barotropes genestetes Flachwassermodell zu einem experimentellen Vorhersagesystem (Nested Shallow-Water Model, NSWMOD) zusammengefügt. Um den genauen Einfluß der freien Initialisierungs- und Modellparameter NSWMOD's auf die Zugbahnen tropischer Stürme zu untersuchen, wurden diese Parameter in weiten Bereichen variiert und die daraus resultierenden Zugbahnvorhersagen mit den tatsächlichen Zugbahnen der Stürme verglichen. Dieser Untersuchung liegen sämtliche Sturmereignisse der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 zugrunde.

Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudien verdeutlichen, daß die Struktur und Anfangsdrift tropischer Stürme von den zur Initialisierung benutzten vertikal gemittelten Feldern des verwendeten globalen Modells aufgrund der spärlichen Wetterdaten im Bereich der tropischen Ozeane nicht realistisch repräsentiert werden. Die besten Bahnvorhersagen werden bei Einstellungen der Initialisierungsparameter erreicht, die einerseits in der Nähe des Sturmzentrums die Wirbel in den Feldern des globalen Modells sowie ihre azimutalen Asymmetrien eliminieren und durch realitätsnahe synthetische Wirbelstürme mit richtiger Anfangsdrift ersetzen, andererseits aber auch die äußeren Sturmbereiche und die Wettersysteme in den Umgebungen der Stürme möglichst gut erhalten, da diese von den Feldern des globalen Modells zufriedenstellend repräsentiert werden. Hierbei müssen die synthetischen Wirbelstürme so konstruiert werden, daß sie während des Verlaufs der Vorhersagen die äußeren Bereiche der Stürme nahe des Radius der äußersten geschlossenen Isobare möglichst realistisch wiedergeben. Die Adjustierung der anfänglichen Wirbel drift liefert die besten Ergebnisse, wenn die verwendeten synthetischen Asymmetrien eine Kompensationsgeschwindigkeit im Wirbelzentrum induzieren, die der Differenz zwischen der tatsächlichen Wirbel drift und der vom definierten Umgebungsfeld der Stürme induzierten Geschwindigkeit im Wirbelzentrum entspricht. Die Wahl der geeigneten Größe der synthetischen Asymmetrien hat sich in den Untersuchungen als besonders bedeutsam herausgestellt. Einerseits ist eine hinreichende Wirksamkeit der Asymmetrien auf die anfängliche Wirbel drift sicherzustellen, andererseits muß ihr Einfluß auf umliegende Wettersysteme begrenzt werden.

Die vorliegenden Untersuchungen weisen u. a. darauf hin, daß eine Verbesserung barotroper Bahnvorhersagemodelle nur durch die Verwendung zeitabhängiger Randbedingungen aus globalen baroklinen Modellen möglich ist. Diese müssen außerhalb des sturmszentrierten barotropen Modellgebiets die vorhergesagten Felder substituieren, da nur so eine hinreichend genaue Repräsentation der in vielen Vorhersagesituationen für die Sturm drift bedeutsamen Wettersysteme in der Umgebung der Stürme möglich ist. Die Konfiguration des barotropen Modellgebietes in NSWMOD beeinflußt die Zugbahnvorhersagen stark. Sie sollte für gute Bahnvorhersagen dergestalt sein, daß die Wirbelstürme selbst weitgehend barotroper Dynamik unterworfen sind, die Wettersysteme in den Sturmumgebungen aber so weit wie möglich durch die zeitabhängigen Randbedingungen eines baroklinen Modells repräsentiert werden.

Die Ergebnisse der vorliegenden Sensitivitätsstudien zeigen, daß sich eine relativ starke Gewichtung von Divergenz in NSWMOD vorteilhaft auf die Bahnvorhersagequalität auswirkt. Dagegen konnte mit einer zusätzlichen Parametrisierung von Landeinflüssen in NSWMOD keine eindeutige Verbesserung der Bahnvorhersagequalität erreicht werden.

Das optimierte Vorhersagesystem NSWMOD erreicht während der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 eine höhere mittlere jährliche Bahnvorhersagegenauigkeit als Modelle mit statistischen und klimatischen Prediktoren und das beste barotrope Modell. Der mittlere jährliche Vorhersagefehler ist allerdings geringfügig höher als der des besten baroklinen Modells. Werden drei relativ schwache Stürme, bei denen es Indizien dafür gibt, daß in den vertikal gemittelten Eingangsfeldern barokline Wettersysteme der oberen Troposphäre unrealistisch stark abgebildet sind, von der Berechnung des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers ausgenommen, so hat NSWMOD bei Vorhersagezeiten bis zu zwei Tagen im Vergleich mit allen numerischen Modellen den geringsten mittleren Vorhersagefehler.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Tropische Zyklone	5
2.1	Aufbau und Entstehung tropischer Zyklone	5
2.2	Theorie zur Bewegung tropischer Zyklone	7
2.3	Modelle zur Bahnvorhersage tropischer Zyklone	13
3	Das Bahnvorhersagesystem NSWMOD	17
3.1	Initialisierungsverfahren	17
3.1.1	Eingangsdatensätze	18
3.1.2	Analyse der globalen Eingangsdaten	19
3.1.3	Konstruktion der synthetischen Zyklone	22
3.2	Vorhersagemodell	26
4	Sensitivitätsstudien mit NSWMOD	29
4.1	Vorbereitende Untersuchungen zu grundlegenden Parametern	30
4.1.1	Randbedingung des Vorhersagemodells	30
4.1.2	Induzierte Geschwindigkeit im Zentrum des Sturmes	37
4.2	Einfluß der Initialisierungsparameter auf die Bahnvorhersagen	42

4.2.1	Näherungsweise Elimination des Wirbels der globalen Felder	42
4.2.2	Abbruchwellenlänge des Tiefpaßfilters für die globalen Felder	49
4.2.3	Filterung des symmetrischen Wirbels der globalen Felder	59
4.2.4	Filterung der asymmetrischen Wirbelkomponente der globalen Felder	64
4.2.5	Größe der synthetischen Asymmetrie zur Wirbeldriftanpassung	69
4.2.6	Alternative Methoden zur Wirbeldriftanpassung	72
4.2.7	Tangentialwindprofil des symmetrischen synthetischen Wirbels	77
4.2.8	Weitere Untersuchungen zur Initialisierung	82
4.3	Einfluß der Modellparameter auf die Bahnvorhersagen	83
4.3.1	Größe des barotropen Modellgebietes	83
4.3.2	Skalenhöhe der Flachwasserschicht	87
4.4	Untersuchungen zur Parametrisierung von Landeinflüssen	91
4.4.1	Reibung im Bereich von Landoberflächen	91
4.4.2	Orografie von Landoberflächen	93
4.5	Sensitivität der Vorhersagen bezüglich der Sturmparameter	96
4.6	Vergleich von NSWMOD mit anderen Bahnvorhersagemodellen	100
5	Zusammenfassung	111
A	Initialisierungsverfahren von NSWMOD	119
A.1	Aufspaltung der globalen Eingangsdatenfelder	119
A.2	Analyse und Elimination des Wirbels in den globalen Feldern	120
A.3	Spezifikation des symmetrischen Wirbels	122
A.4	Konstruktion der Wirbelasymmetrien	123

A.5	Definition der Anfangsbedingung	123
B	Vorhersagemodell von NSWMOD	125
B.1	Genereller Aufbau und Initialisierung des genesteten Modells	125
B.2	Modellgleichungen und deren numerische Lösung	127
B.3	Interaktives Nestungsverfahren und Randbedingungen	129
C	Symbolverzeichnis	131
D	Abkürzungsverzeichnis	133
E	Literaturverzeichnis	135
	Danksagung	141
	Lebenslauf	143

Kapitel 1

Einleitung

Tropische Zyklone sind intensive zyklonale Wirbel, die hauptsächlich in den Tropen und Subtropen beobachtet werden. Mit ihren verheerenden Winden, Sturmfluten und katastrophalen Regenfällen zählen sie zu den gefährlichsten Naturkatastrophen überhaupt. Kein anderes meteorologisches Phänomen fordert so viele Menschenleben und richtet so großen wirtschaftlichen Schaden an. In den Entwicklungsländern der von tropischen Zyklonen bedrohten Regionen, z. B. die Länder Mittelamerikas und Südostasiens, mangelt es oft an präzisen Wettervorhersagen und geeigneten Katastrophenschutzmaßnahmen. Darauf ist zurückzuführen, daß zum Beispiel in Bangladesh 1970 ein tropisches Sturmereignis nahezu 300000 Menschen das Leben kostete. Die sich entwickelnden Ökonomien dieser Länder werden bei Durchzug eines Wirbelsturms durch die hohen Personen- und Sachschäden schwer getroffen und teilweise um viele Jahre zurückgeworfen.

In hochentwickelten Ländern wie den USA, Japan und Australien sind zwar aufgrund besserer Wettervorhersagen und effektiver Katastrophenschutzpläne die Verluste an Menschenleben vergleichsweise niedrig, trotzdem kann der wirtschaftliche Schaden bei einem Wirbelsturmereignis extreme Dimensionen annehmen. Hurrikan Andrew verursachte beispielsweise im Jahre 1992 in Südflorida und Louisiana einen Schaden von 26.5 Milliarden US \$ (vgl. Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft, 1998), obwohl er noch nicht einmal durch dicht besiedelte Gebiete zog. Es muß daher erwartet werden, daß noch erheblich höhere Schäden entstehen, wenn ein tropischer Wirbelsturm das Zentrum einer großen Metropole direkt durchquert. Darüber hinaus führen die abgesehen von der Sturmgefahr günstigen klimatischen Bedingungen der subtropischen Küstenregionen der hochentwickelten Länder zu einer starken Bevölkerungszunahme. Diese ist mit einer stetig wachsenden Konzentration von Sach- und Vermögenswerten verbunden, die das Andauern des derzeitigen Trends zu immer kostspieligeren Wirbelsturmkatastrophen befürchten läßt.

Zur Vermeidung von Todesopfern und zur Reduktion wirtschaftlicher Schäden bei einem Sturmer-

eignis sind die rechtzeitige Evakuierung der Bevölkerung und kurzfristig durchführbare Schutzmaßnahmen (z. B. an Gebäuden) unerlässlich. Allerdings geht die Bereitschaft der Öffentlichkeit, die mit solchen Katastrophenschutzmaßnahmen verbundenen Kosten und Belastungen auf sich zu nehmen, durch häufige Fehlalarme stark zurück. Dies kann zu mehr Todesopfern und höheren Schäden führen, als nach dem Stand von Wissenschaft und Technik unvermeidbar sind. Deshalb sollten sich die Katastrophenwarnungen möglichst auf die tatsächlich sturmbetroffenen Gebiete beschränken, was eine hohe Genauigkeit in der Vorhersage tropischer Wirbelstürme voraussetzt. Diese ist allerdings derzeit sowohl bei den Intensitäts- als auch bei den Bahnvorhersagen in Hinblick auf die von der Öffentlichkeit gewünschte Präzision noch unzureichend. Um ein besseres Verständnis der Dynamik und Bewegung von Wirbelstürmen und damit eine Erhöhung der Vorhersagequalität zu erreichen, ist noch großer Forschungsbedarf gegeben.

Während bis in die sechziger Jahre Methoden mit klimatischen und statistischen Vorhersagegrößen zur operationellen Bahnvorhersage von Wirbelstürmen verwendet wurden, konnten in den siebziger und achtziger Jahren Erfolge in der Verbesserung von Bahnvorhersagen mithilfe konzeptionell einfacher barotroper Vorhersagemodelle erreicht werden. In den neunziger Jahren gelang es, mit der Verwendung sehr komplexer barokliner Vorhersagemodelle eine weitere allmähliche Steigerung der Bahnvorhersagequalität zu erzielen. Deshalb hat sich heutzutage allgemein die Auffassung verbreitet, daß nur barokline Vorhersagemodelle Potenzial zur Verbesserung der Vorhersagen aufweisen, insbesondere bei Vorhersageperioden von mehr als zwei Tagen. Die Konzentration der Forschung auf barokline Modelle führte daher zu einer Stagnation bei der Weiterentwicklung barotroper Modelle. Die Konzepte hochentwickelter Initialisierungsverfahren, die in den baroklinen Modellen bei der Erzeugung der Anfangsbedingungen zum Einsatz kommen, wurden nicht ausreichend daraufhin untersucht, inwieweit sie auch einen Beitrag zur Verbesserung barotroper Bahnvorhersagesysteme leisten können. Um die Methoden hochentwickelter Initialisierungsverfahren sowie weitere Parameter von Bahnvorhersagesystemen bezüglich ihres Einflusses auf die Bahnvorhersagequalität zu untersuchen, wurde in der vorliegenden Arbeit ein experimentelles genestetes barotropes Bahnvorhersagesystem (Nested Shallow-Water Model, NSWMOD) entwickelt. Dieses Vorhersagesystem besteht aus einem Initialisierungsverfahren, daß auf den Grundkonzepten der Initialisierung erfolgreicher barokliner Vorhersagemodelle beruht, und einem genesteten barotropen Vorhersagemodell. Ein genestetes Vorhersagemodell wurde bevorzugt, da es in der näheren Umgebung eines tropischen Wirbelsturmes eine hohe räumliche Auflösung erlaubt, ohne dabei zu einer drastischen Verlängerung der Rechenzeit zu führen.

Die Auswahl einer barotropen Methode als Grundlage für die Entwicklung von NSWMOD begründet sich auf den Vorteil ihrer konzeptionellen Einfachheit. In einem barotropen Modell wird die komplexe vertikale Struktur der Atmosphäre auf ein repräsentatives vertikales Mittel reduziert, wo-

durch die Beschreibung der Wirbelsturmdrift auf die grundlegenden dynamischen Prozesse beschränkt wird. Dies liefert Einsichten in für die Bewegung tropischer Zyklone wichtige Faktoren, die zu einer Vertiefung des Verständnisses der Entwicklung und Bewegung tropischer Wirbelstürme auch in baroklinem Kontext beitragen. Darüber hinaus führt die Einfachheit barotroper Modelle im Gegensatz zu den komplexen baroklinen Modellen zu einer Unabhängigkeit von aufwendigen Eingangsdaten. Dies ermöglicht ihren Einsatz in Bereichen, in denen nur relativ spärliche Daten- (wie in vielen Ozeanregionen) oder Computerkapazitäten zur Verfügung stehen (z. B. in Entwicklungsländern). Durch Ihre vergleichsweise kurze Rechenzeit eignen sie sich besonders für Ensemblevorhersagen¹. Ein barotropes Bahnvorhersagemodell mit guter Vorhersagequalität kann auch zur Verbesserung von Modellensemblevorhersagen² genutzt werden, da es eine zusätzliche, von anderen Vorhersagesystemen unabhängige Methode zur Bestimmung von Bahnvorhersagen bietet. Bestandteile von Initialisierungsschemen, die mit Hilfe barotroper Bahnvorhersagestudien entwickelt oder optimiert wurden, lassen sich darüber hinaus zur Verbesserung von Initialisierungsverfahren barokliner Modelle einsetzen.

In der vorliegenden Arbeit wird zunächst eine kurze Einführung in den Aufbau und die Entstehung tropischer Zyklone gegeben. Als Basis für die Untersuchungen dieser Arbeit wird anschließend die Theorie der Bewegung tropischer Zyklone dargestellt. Aufgrund der großen Anzahl von Forschungsarbeiten zu diesem Thema muß sich diese Darstellung jedoch auf die Bereiche beschränken, die für die vorliegende Arbeit direkt relevant sind. Es folgt eine ausführliche Beschreibung des im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten experimentellen Vorhersagesystems NSWMOD. Da das Vorhersagesystem eine Anzahl freier Initialisierungs- und Modellparameter enthält, deren optimale Einstellungen in Bezug auf die Bahnvorhersagegenauigkeit sich bisher nicht aus theoretischen Überlegungen ableiten lassen, sondern nur empirisch in Sensitivitätsstudien zu ermitteln sind, werden die Parameter in weiten Bereichen variiert und die daraus resultierenden Bahnvorhersagen mit den tatsächlichen Zugbahnen der Stürme verglichen. In einem weiteren Schritt werden die gewonnenen Erkenntnisse über die Prozesse, die die Drift der Stürme in NSWMOD beeinflussen, mittels eines Vergleichs der Vorhersagen mit den Vorhersagen der wichtigsten anderen Bahnvorhersagemodelle vertieft. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der signifikanten Ergebnisse ab.

¹Der Begriff Ensemblevorhersage bezeichnet einen statistischen Mittelwert einer größeren Anzahl von Einzelvorhersagen, bei dem die gleiche Vorhersagesituation mit jeweils veränderten Anfangsbedingungen in die Zeit integriert wird.

²Der Ausdruck Modellensemblevorhersage beschreibt eine Ensemblevorhersage, die Vorhersagen mehrerer Modelle berücksichtigt.

Kapitel 2

Tropische Zyklone

2.1 Aufbau und Entstehung tropischer Zyklone

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung eines tropischen Zyklons. Im Zentrum gibt es einen warmen ruhigen Bereich (das sogenannte „Auge“), der sich mit der Höhe trichterförmig verbreitert und durch niedrigen Luftdruck, absinkende Luftbewegung und geringe Bewölkung gekennzeichnet ist. Das Auge ist vom sogenannten „Eyewall“ umgeben, einem Ring intensiver Konvektion mit heftigem Niederschlag und einem starken radialen Druck- und Temperaturgradienten. Hier erreichen die Tangentialwinde (in azimuthaler Richtung relativ zum Sturmzentrum), die die sogenannte Primärzirkulation eines tropischen Wirbelsturmes darstellen, die höchsten Werte. Nach Willoughby (1990) resultiert die Primärzirkulation hauptsächlich aus einem Gleichgewicht zwischen der nach innen gerichteten Druckgradientkraft und den nach außen gerichteten Coriolis- und Zentrifugalkräften (Gradientwindbalance). Der warme Kern in der oberen Troposphäre ist korreliert mit einer schnellen Abnahme der zyklonalen Tangentialwinde mit der Höhe und mit einem Übergang zu antizyklonalen Winden in den obersten Troposphärenbereichen in größeren radialen Abständen vom Sturmzentrum (thermischer Wind; vgl. McBride, 1995). Darüber hinaus existiert in einem tropischen Wirbelsturm auch eine Sekundärzirkulation (auch Transversalzirkulation oder thermische Zirkulation genannt), die, wie Abb. 2.1 zeigt, durch konvergentes Einströmen im unteren Teil der Troposphäre, Aufsteigen im Eyewall und divergentes Ausströmen in den obersten Troposphärenschichten gekennzeichnet ist. In größerer Entfernung vom Sturmzentrum herrscht dagegen Absinken vor.

Es ist allgemein bekannt, daß sich tropische Zyklone nur über warmen tropischen Ozeanen mit Wassertemperaturen von mehr als 26.5° bilden (Palmén, 1948). Darüber hinaus muss die Corioliskraft stark genug sein, um atmosphärische Horizontalströmungen nennenswert beeinflussen zu können. Hieraus folgt, daß sich in beiden Hemisphären fast alle tropischen Zyklone in einem Band zwischen 5° und 30° geografischer Breite formieren (vgl. Abb. 2.2). Als Folge relativ kalter Meeresströmungen entwickeln

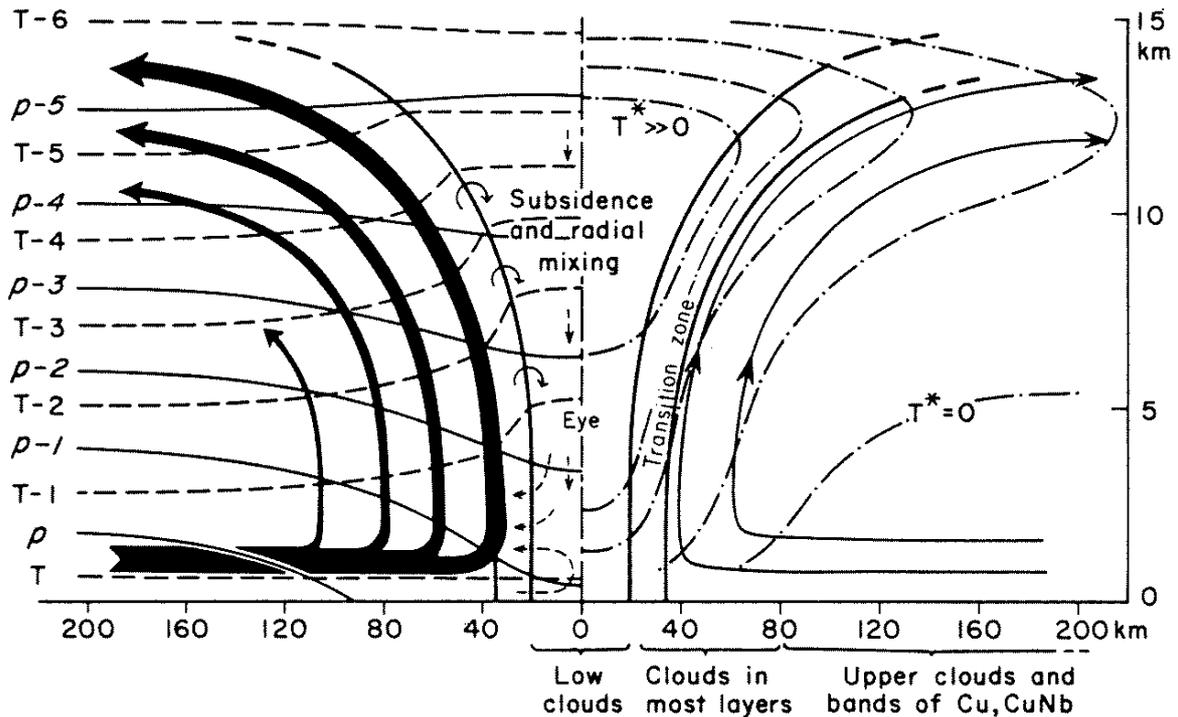


Abbildung 2.1: Schematischer radial-vertikaler Querschnitt durch einen tropischen Wirbelsturm. Dargestellt sind die thermische Sekundärzirkulation (Pfeile), die Isobaren (p , durchgezogene Linien), die Isothermen (T , gestrichelte Linien) und die Isothermen der Temperaturabweichung von einer Standardatmosphäre (T^* , strichpunktierte Linien). Nach Palmén und Newton (1969).

sich im Südostpazifik und Südatlantik überhaupt keine tropischen Zyklone.

McBride (1995; weitere Referenzen finden sich dort) hat dargelegt, daß bisher kein eindeutiger physikalischer Mechanismus für die Bildung tropischer Zyklone gefunden werden konnte. Trotzdem wird das Vorhandensein einer warmen Ozeanoberfläche, einer bereits existierenden schwachen zyklonalen Störung in mittleren Troposphärenschichten und einer durchgehend hohen Luftfeuchte als notwendige Voraussetzung für die Bildung tropischer Zyklone angesehen (z. B. Riehl, 1954). Solche Bedingungen findet man in Gebieten großräumiger Konvergenz in den unteren Atmosphärenschichten, wie zum Beispiel in der sogenannten „Inter Tropical Convergence Zone“ oder in Monsuntrögen. In diesen Regionen bilden sich nach Gray (1968) etwa 80% aller tropischen Zyklone. Ungefähr 15% entwickeln sich aus zyklonalen Störungen, die in die östlichen Passatwindzonen eingebettet sind, oft in Verbindung mit sogenannten „Tropical Upper Tropospheric Troughs“ (Sadler, 1978). Nur ein kleiner Teil bildet sich in stagnierenden Frontalzonen subtropischer Gebiete oder östlich von Höhenträgen, die sich von den mittleren Breiten in die Subtropen erstrecken (vgl. Frank, 1987, S. 53).

Gelangen tropische Zyklone über Land, lösen sie sich in der Regel mangels Nachschubs an latenter Wärme von der Meeresoberfläche relativ rasch auf (vgl. Miller, 1964; Tuleya und Kurihara, 1978). Aus dem gleichen Grund führt auch das Erreichen von Gebieten kälterer Meeresoberflächen meist zur Abschwächung tropischer Zyklone. Manchmal geschieht es jedoch, daß sie auch in höhere Breiten

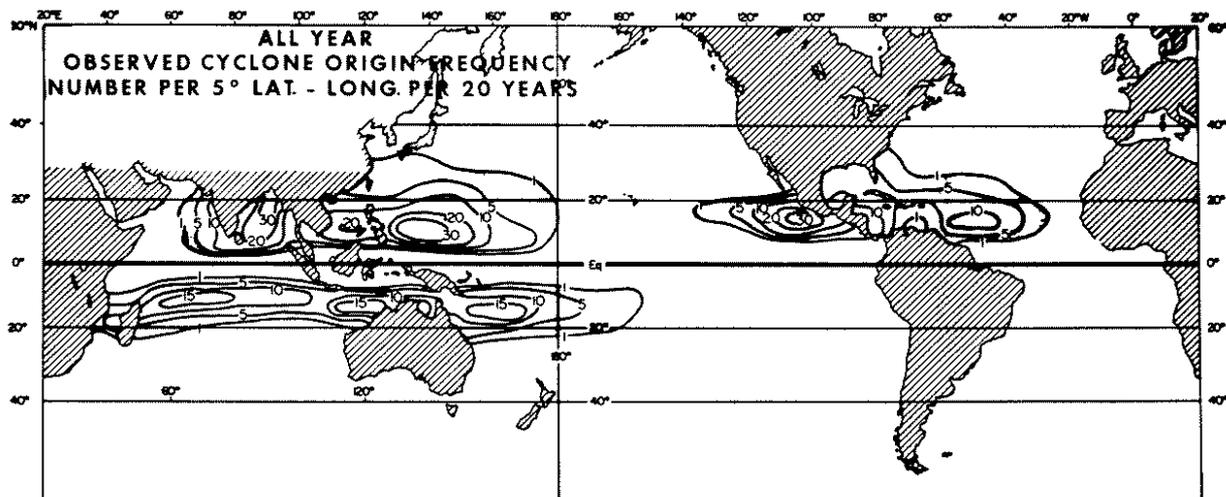


Abbildung 2.2: Beobachtete Häufigkeit der Bildung tropischer Zyklone innerhalb von Flächenelementen mit 5° geografischer Breite/ Länge über einen Zeitraum von 20 Jahren (nach Gray, 1975)

vordringen. In diesen Fällen können sie mit baroklinen Zonen wechselwirken und sich in außertropische Stürme umwandeln (s. z. B. Klein et al., 2000).

2.2 Theorie zur Bewegung tropischer Zyklone

Zahlreiche Studien über tropische Wirbelstürme zeigen, daß die Bewegung tropischer Zyklone anhand eines „Steuerungskonzepts“ verstanden werden kann. Es entstand ursprünglich durch die Vorstellung, daß ein tropischer Zyklon, der als ein isolierter „mesoskaliger“ Wirbel betrachtet wurde, von einer durch seine „großskalige“ Umgebungsströmung im Wirbelzentrum „induzierten Geschwindigkeit“ („Steuerungskonzept erster Ordnung“) getrieben wird (z. B. Riehl und Burgner 1950; Riehl et al., 1956; oder die Beobachtungsstudien von George und Gray, 1976; Neumann, 1979; Keenan; 1982). Abbildung 2.3 verdeutlicht, daß durch diese einfache Approximation die generellen Bewegungsmuster tropischer Wirbelstürme recht gut beschrieben werden können: So bewegen sich tropische Wirbelstürme durch den Einfluss der Passatwinde typischerweise zunächst westwärts. Später werden sie zumeist an der Westflanke subtropischer Hochdruckgebiete polwärts umgelenkt („Abdrehen“ der Stürme), bevor sie mit Erreichen des Westwindgürtels der gemäßigten Breiten in der nördlichen Hemisphäre nach Nordosten und in der südlichen Hemisphäre nach Südosten getrieben werden.

Andere Beobachtungsstudien (z. B. Chan und Gray, 1982; Holland, 1984; und Dong und Neumann, 1986) zeigten zusätzlich eine systematische westwärts und polwärts gerichtete Abweichung der Wirbelsturmdrift vom Steuerungsvektor erster Ordnung mit typischen Werten von $1 - 2.5 \text{ m s}^{-1}$ („Wirbelpropagation“ ; vgl. auch Carr und Elsberry, 1990). Kasahara und Platzman (1963) und DeMaria (1985, weitere Referenzen siehe dort) zeigten außerdem, daß der Betrag des „Propagationvektors“

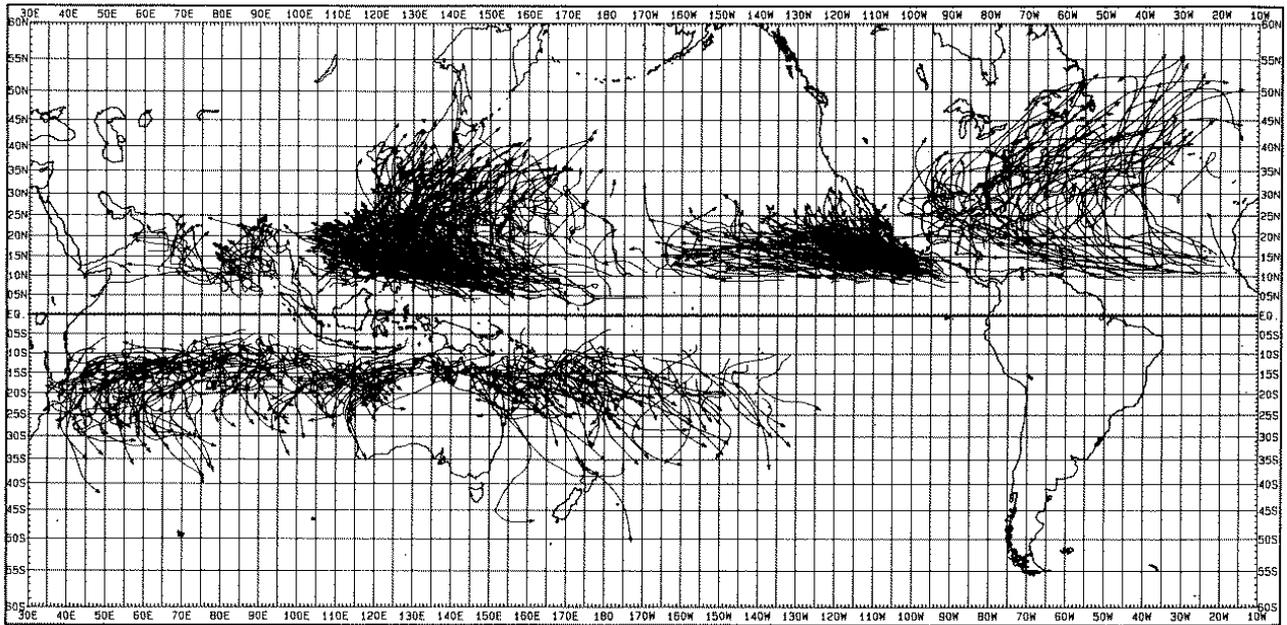


Abbildung 2.3: *Zugbahnen tropischer Zyklone zwischen 1979-1988 (nach Neumann, 1993)*

proportional zum absoluten Vorticitygradienten der Umgebungsströmung (definiert als Summe der relativen Vorticity der Umgebungsströmung und der planetaren Vorticity) war. Eine Komponente des Propagationvektors wies in Richtung des absoluten Vorticitygradienten und eine Komponente wies relativ zu ihm in der nördlichen Hemisphäre nach links. Hieraus folgt, daß die Bewegung tropischer Zyklone in einer besseren Näherung („Steuerungskonzept zweiter Ordnung“) durch einen „Steuerungsvektor zweiter Ordnung“ (Summe des Propagationvektors und des Steuerungsvektors erster Ordnung) beschrieben werden kann. In obigen Studien wurde als Ursache der Wirbelpropagation eine nichtlineare Wechselwirkung der Strömung des Wirbels mit seiner Umgebung verantwortlich gemacht, ohne daß die Mechanismen dieser Wechselwirkung genauer beleuchtet wurden.

Ein besseres Verständnis für die Ursache der Wirbelpropagation lieferten spätere, idealisierte Studien (z. B. Chan und Williams, 1987; Fiorino und Elsberry, 1989; Smith et al., 1990; Smith und Ulrich, 1990; Shapiro und Ooyama, 1990), in denen die zeitliche Entwicklung eines anfänglich symmetrischen Wirbels in einer ruhenden Umgebung auf einer Betaebene¹ betrachtet wurde. In den meisten dieser Studien wurde die barotrope Vorticitygleichung benutzt, um die Entwicklung der Strömungsfelder vorherzusagen. Es zeigte sich, daß der Wirbel zunächst nach Nordwesten beschleunigt, bevor er schließlich mit fast konstanter Geschwindigkeit in dieselbe Richtung driftet („Betadrift“; linke Grafik von Abbildung 2.4). Die Studien belegen einen Zusammenhang der Wirbel drift mit der Entwicklung einer Asymmetrie der Stromfunktion azimuthaler Wellenzahl eins relativ zum Wirbelzentrum, die die Form gegenläufig rotierender „Gyren“ hat (die sogenannten „Betagyren“, siehe Abb. 2.4 mittlere Gra-

¹Die Betaebene stellt eine Approximation an die Kugelform der Erde dar, bei der die meridionale Variation des Coriolisparameters (lokale vertikale Komponente des Vektors der Erdrotation) als lineare Funktion der geografischen Breite angenommen wird.

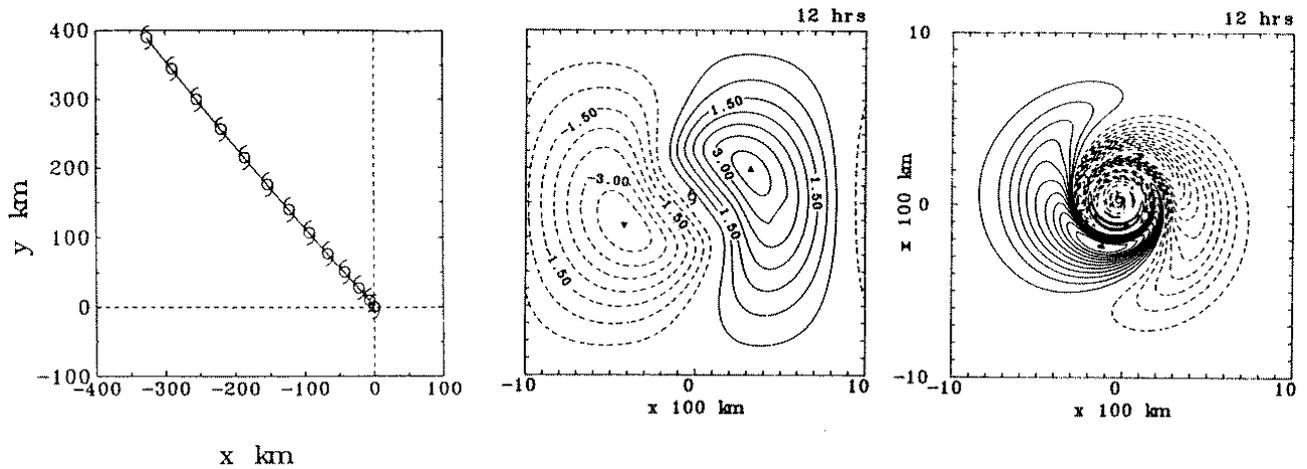


Abbildung 2.4: Zugbahn eines anfänglich symmetrischen Wirbels ohne großskalige Strömung in einem divergenzfreien barotropen Modell auf einer Betaebene (die Hurrikansymbole geben die 6-stündigen Positionen bis 72 h an, links) und die dazu korrespondierende azimuthale Asymmetrie der Wellenzahl eins (Betagyre) der Stromfunktion (Linienintervall $5.0 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, mitte) und der relativen Vorticity (Linienintervall $1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, rechts) nach 12 Stunden. Das im mittleren und rechten Bild dargestellte Gebiet beträgt $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$ (nach Smith et al., 1990).

fik, das rechte Bild zeigt die dazugehörige Asymmetrie der relativen Vorticity) und eine großräumige, nach Nordwesten orientierte Strömung durch das Wirbelzentrum induziert. Dabei hängt die Stärke der Betagyren und damit die Geschwindigkeit der Betadrift weniger von der anfänglichen Intensität des Wirbels (definiert durch die maximale Tangentialwindgeschwindigkeit) als von der Stärke des Tangentialwindes in den Bereichen außerhalb etwa des dreifachen Radius der maximalen Windgeschwindigkeit ab (Fiorino und Elsberry, op. cit.).

Smith et al., (1990) und Smith und Ulrich (1990) fanden anhand einer Analyse der azimuthalen Asymmetrie relativer Vorticity eine Erklärung für die Entstehung von Betagyren. Sie demonstrierten, daß die in der rechten Grafik von Abb. 2.4 gezeigte Struktur der Asymmetrie relativer Vorticity eine Folge der Erhaltung absoluter Vorticity im divergenzfreien barotropen System ist. Luftpakete, die sich auf der östlichen Seite des Wirbels polwärts bewegen, gelangen in Bereiche mit höherer planetarer Vorticity und erhalten daher niedrigere relative Vorticity, während umgekehrt der äquatorwärts gerichtete Transport auf der westlichen Seite des Wirbels zu einer Zunahme der relativen Vorticity der Luftpakete führt. Die obigen Autoren zeigten auch, daß die Entwicklung der Betagyren in einer ersten Approximation mit einem symmetrischen stationären Wirbel, der die Anfangsverteilung absoluter Vorticity der Umgebung advehiert, beschrieben werden kann². In Abhängigkeit von der Stärke des Tangentialwindes als Funktion des Radius' führt die Erhaltung der absoluten Vorticity zu einem Amplitudenwachstum der anfänglich in ost-west-Richtung relativ zum Wirbelzentrum orientierten relativen Vorticityextrema, zu ihrer Auswärtsverlagerung und zu ihrer Wanderung auf die nordöstliche und südwestliche Wirbelseite, wohingegen sie in der Nähe des Wirbelzentrums durch die starke

²In dieser Approximation wird angenommen, daß sich die Luftpakete auf Kreisbahnen um das Wirbelzentrum bewegen.

Scherung des Azimutalwindes in extrem schmale, quasi-zirkuläre Anomaliebänder mit alternierendem Vorzeichen aufgewickelt werden.

Aufbauend auf der o. a. Approximation der für die Entstehung der Betagyren relevanten Prozesse entwickelten Smith et al., op. cit., und Smith und Ulrich, op. cit., eine einfache analytische Theorie (als analytische Theorie nullter Ordnung bezeichnet) für die Wirbel drift auf einer Betaebene. Diese liefert während der ersten 12 Stunden im Vergleich zu einem numerischen Kontroll experiment eine recht gute Bahnvorhersage des Wirbels, später dann aber eine weit nach Westen abweichende Wirbel drift. Sowohl eine iterative Weiterentwicklung der Theorie um die Lösung nullter Ordnung (analytische Theorie erster Ordnung), die die Wirbel drift in der Berechnung der Asymmetrie relativer Vorticity berücksichtigt, als auch nachfolgende Erweiterungen einschließlich der Berücksichtigung von idealisierter Scherung des horizontalen Umgebungswindes führten zu einer deutlichen Verbesserung der Bahnvorhersage bis zu Vorhersagezeiten von etwa zwei Tagen (Smith, 1991; Smith und Weber, 1993). Dennoch wurden die Vorhersagen nach mehr als 48 Stunden zunehmend ungenau, da dann die Grundannahme der Theorie, daß sich die Luftpakete auf Kreisbahnen um das Wirbelzentrum bewegen, allmählich ihre Gültigkeit verliert.

Die erweiterte analytische Theorie (Smith, 1991; Smith und Weber, 1993) sowie neuere idealisierte numerische Experimente (z. B. Ulrich und Smith, 1991; Smith und Ulrich, 1993; Williams und Chan, 1994; Wang und Li, 1995) konnten zeigen, daß horizontal gescherte Umgebungsströmungen die Wirbelpropagation beeinflussen³, da diese einerseits den Wirbel sowie die Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins verzerren, andererseits mit ihrer relativen Vorticity zum absoluten Vorticitygradienten in der Wirbelumgebung beitragen. Diese Vorgänge führen direkt oder indirekt zur Modifizierung der Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins⁴. Wie später noch erläutert wird, führt die Beeinflussung der Wirbelpropagation durch umgebende Scherströmungen zu Schwierigkeiten bei der Initialisierung synthetischer Betagyren in Bahnvorhersagemodellen tropischer Zyklone (s. Kapitel 4.2.6).

Es bleibt anzumerken, daß es trotz der Bedeutung von Betagyren in der barotropen Theorie der Wirbelbewegung bisher nicht gelungen ist, ihre Existenz in der Natur eindeutig nachzuweisen (Weber und Smith, 1995; Glatz und Smith, 1996; Franklin et al., 1996; weitere Referenzen siehe dort). Ein Grund dafür könnte die begrenzte Genauigkeit der Beobachtungsdaten in der Umgebung tropischer Zyklone sein (vgl. Reeder et al., 1991, 1992). Außerdem erschwert die Unmöglichkeit einer eindeutigen Aufspaltung der Datenfelder in einen symmetrischen Wirbel, eine Asymmetrie azimuthaler

³Ohne Umgebungsströmung oder bei einer homogenen Umgebungsströmung entspricht die Wirbelpropagation der Betadrift.

⁴Die Verzerrung von Wirbel und Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins durch die Scherung des Windes führt auch zur Bildung von azimuthalen Asymmetrien höherer Wellenzahlen. Diese beeinflussen aber die Wirbelpropagation nur indirekt durch nichtlineare Wechselwirkungen mit der Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins, da sie direkt keine Geschwindigkeit im Wirbelzentrum induzieren können (vgl. Smith, 1991).

Wellenzahl eins und in eine Umgebungsströmung ein Auffinden von Betagyren in Beobachtungsdaten (vgl. Kasahara und Platzman, 1963; Weber und Smith, 1995).

Neben den oben diskutierten quasi-regulären Bewegungscharakteristiken zeigen nicht wenige tropische Zyklone auch zyklonale oder erratische Zugbahnmuster oder plötzliche Richtungswechsel, die mit dem Steuerungskonzept zweiter Ordnung nicht erklärt werden können. Die genauen Ursachen dieser unregelmäßigen Bewegungsmuster sind derzeit zwar noch nicht vollständig verstanden, aber es existieren verschiedene Theorien dazu (s. z. B. Weber, 1999; Smith und Ulrich, 2000).

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf die divergenzfreie barotrope Dynamik, die das einfachste physikalische System darstellt, mit dem sich die Bewegung von Wirbeln beschreiben läßt. Eine komplexere und realistischere Darstellung der Dynamik von Wirbeln ist durch die Beachtung divergenter Strömungsanteile, z. B. in den divergenten Flachwassergleichungen, möglich. Die Wirkung der Divergenz auf die Bewegung idealisierter barotroper Wirbel, die unter dem Einfluß des Betaeffekts auf der Nordhemisphäre nach Nordwesten driften, wurde von Shapiro und Ooyama (1990) und Zehnder und Reeder (1997) diskutiert. Diese Autoren nahmen an, daß die zyklonale Strömung des Wirbels auf seiner Nordwestseite vertikal komprimiert wird, was mit horizontaler Divergenz und Produktion negativer relativer Vorticity verbunden ist, wohingegen auf der Südostseite des Wirbels vertikale Streckung zu horizontaler Konvergenz und zur Erzeugung positiver relativer Vorticity führt. Dadurch wird die antizyklonale Gyre der Betagyren nach Westen und die zyklonale Gyre der Betagyren nach Osten ausgedehnt, was eine eher ost-westliche Ausrichtung der Betagyren und eine leichte westliche Bahnabweichung des Wirbels zur Folge hat. Sowohl Shapiro und Ooyama's Skalenanalyse der divergenten barotropen Vorticitygleichung als auch ihre vergleichenden numerischen Simulationen mit divergenten und divergenzfreien barotropen Modellen deuteten aber darauf hin, daß der Einfluß der Divergenz auf die Bewegung tropischer Zyklone nicht sehr groß ist. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit weisen jedoch auf einen signifikanten Einfluß der Divergenz auf die Bahnvorhersagen tropischer Zyklone mit barotropen Modellen hin (s. Abschnitt 4.3.2).

Das divergente barotrope System gestattet darüber hinaus eine Untersuchung des Einflusses der Orografie von Landflächen auf die Bewegung tropischer Zyklone (vgl. Zehnder und Reeder, 1997, weitere Referenzen siehe dort). Die Zugbahn eines Wirbels, der sich unter dem Einfluß der Betadrift von Südosten einer meridional orientierten Gebirgskette nähert, verläuft weiter südlich als ohne Orografie. Diese Ablenkung der Wirbelbahn entsteht dadurch, daß die hangaufwärts gerichtete zyklonale Strömung des Wirbels auf seiner Nordseite vertikal komprimiert wird. Durch die damit verbundene horizontale Divergenz wird negative relative Vorticity erzeugt. Umgekehrt konvergiert die hangabwärts gerichtete Strömung auf der Südseite des Wirbels, wodurch positive relative Vorticity produziert wird. Diese Prozesse ändern die Orientierung der Betagyren des Wirbels in eine eher ost-westliche Richtung.

Befindet sich der Wirbel dagegen westlich eines meridional orientierten Gebirges, vertauschen sich die o. a. Prozesse, was mit einer nordwärtigen Bahnabweichung und der Tendenz zum Abdrehen des Wirbels verbunden ist. Vergleichbare Einflüsse von Orografie auf die Zugbahnen von Wirbeln finden sich auch in Vorhersagen mit divergenten barotropen Modellen wie NSWMOD (s. Abschnitt 4.4.2). In Fällen, bei denen die Stürme in großskalige Umgebungsströmungen eingebettet sind, entstehen zusätzliche Ablenkungen der Wirbeldrift durch Blockierungs- und Ablenkungseffekte der Orografie auf die Umgebungsströmung (s. Yeh und Elsberry, 1993).

In den letzten zehn Jahren wurde vermehrt auch der Einfluß barokliner Prozesse auf die Bewegung tropischer Zyklone untersucht. Baroklinität manifestiert sich oft in horizontalen Temperaturgradienten und damit verbundener vertikaler Windscherung, die in der Regel zu einer Neigung der Wirbelachse und damit zu einem Einfluß auf die Bewegung tropischer Zyklone führt (z. B. Shapiro, 1992; Flatau et al., 1994; Jones, 1995; Smith et al., 2000; weitere Referenzen siehe dort). Smith et al, op. cit., konnten zeigen, daß ein Wirbel im Falle vertikaler Scherung vereinfacht als die Summe eines barotropen Wirbelpaares betrachtet werden kann, wobei sich ein Wirbel in der unteren und der andere Wirbel in der oberen Atmosphärensicht befindet. In Abhängigkeit von der Stärke der vertikalen Kopplung im Modell induziert jeder der beiden Wirbel eine Geschwindigkeit im Bereich des anderen Wirbels, wodurch sich beide Wirbel gegenseitig zyklonal umkreisen, während ihr gemeinsames Zentrum mit einem Bruchteil der mittleren Geschwindigkeit der Umgebungsströmung vorangetrieben wird. Starke vertikale Scherung in Verbindung mit schwacher vertikaler Kopplung kann dabei die Wirbel schließlich sogar voneinander trennen. Andere Studien, wie z. B. Lei und Chan (2000) deuten an, daß auch azimutale Asymmetrien der diabatischen Erwärmung, die durch eine asymmetrische Anordnung konvektiver Bewölkung um das Sturmzentrum erzeugt werden, einen Einfluß auf die Bewegung tropischer Zyklone ausüben können. Solche Asymmetrien können zum Beispiel durch horizontale Gradienten der Wassertemperatur erzeugt werden oder dadurch, daß sich der tropische Wirbelsturm teilweise über Land befindet. Die damit verbundene stärkere Erwärmung der Atmosphäre auf einer Seite des tropischen Zyklons kann dort einen stärkeren Luftdruckfall verursachen und das Zentrum tiefen Drucks dorthin ablenken (vgl. Elsberry, 1995, S. 155).

Der Einfluß von Landreibung (parametrisiert durch einen signifikant erhöhten Schubspannungskoeffizienten über Land) auf die Bewegung tropischer Zyklone, die unter Einfluß der Betadrift auf der Nordhalbkugel der Erde nach Nordwesten driften, wurde mit einem baroklinen dreischichtigen Flachwassermodell untersucht (Dengler, 1997). Es wurde gezeigt, daß Divergenz in der planetaren Grenzschicht im Bereich ablandiger Strömung des Wirbels Absinken verursacht, wodurch in der mittleren Atmosphärensicht positive potentielle Vorticity produziert wird. Bei Landflächen auf der Westseite (Nordseite) des Wirbels dehnt sich dadurch die Betagyre positiver potentieller Vorticity auf der

Südwestseite des Wirbels⁵ weniger nach Norden (mehr nach Nordwesten) aus und führt zu südlicheren (nördlicheren) Zugbahnen des Wirbels als im Fall ohne Landeffekte. Dagegen verändert sich die Orientierung der Betagyren potentieller Vorticity und damit die Zugbahn des Wirbels durch den Einfluß von Landflächen auf der Nordwestseite des Wirbels nicht signifikant. In Abschnitt 4.4.1 wird gezeigt, daß Landreibung in einem einschichtigen Flachwassermodell wie NSWMOD die Zugbahn von Wirbeln anders ablenkt als im baroklinen Fall.

2.3 Modelle zur Bahnvorhersage tropischer Zyklone

Seit mehr als 30 Jahren werden barotrope Modelle für Bahnvorhersagen tropischer Zyklone eingesetzt. Die ersten Versuche, Zugbahnen tropischer Wirbelstürme mit barotropen Methoden vorherzusagen (z. B. Kasahara, 1957), waren allerdings nicht sehr erfolgreich. Als Ursachen dafür werden in der Literatur u. a. die unbefriedigende Repräsentation von Wechselwirkungen zwischen Wirbelsturm und großskaliger Wetterlage (vgl. Kasahara und Platzman, 1963) und Schwierigkeiten bei der Erschließung des großskaligen Windfeldes in niedrigen Breiten (vgl. Sanders et al., 1980) angeführt. Erst gegen Ende der sechziger Jahre erreichte das barotrope Modell SANBAR (Sanders Barotropic Hurricane Track Forecast Model; Sanders und Burpee, 1968; Sanders et al., 1975) eine Vorhersagegenauigkeit, die mit Modellen statistischer und klimatischer Prediktoren (z. B. CLIPER: Climatology and Persistence; Neumann, 1972) konkurrieren konnte. SANBAR wurde ab dem Jahre 1968 am National Hurricane Center (NHC) in Miami, USA, operationell eingesetzt. Es benutzte als Eingangsdaten großskalige, vertikal massengewichtete 1000-100 hPa Deep-Layer-Mean⁶(DLM)-Windanalysen. Um daraus eine Anfangsbedingung für das Vorhersagemodell zu erzeugen, wurde ein relativ einfaches Initialisierungsverfahren verwendet: Innerhalb eines sogenannten „Einflußradius“ des Wirbelsturmes ersetzten ein synthetischer symmetrischer Wirbel und ein konstanter Windvektor, der die tatsächlich beobachtete Anfangsdrift des Sturmes repräsentierte, den Sturm in den großskaligen Windanalysen. Zur Vorhersage des Sturmes wurden die modifizierten Windanalysen mittels numerischer Lösung der barotropen Vorticitygleichung in die Zeit integriert. Zwischen 1973 und 1978 betrug der mittlere Vorhersagefehler dieses Modells im Atlantik nach 24, 48 und 72 Stunden 224, 474 und 720 km (Sanders et al., 1980). In den achtziger Jahren konnten diese Fehler durch eine Revision des Initialisierungsverfahrens, eine Einbeziehung zusätzlicher Winddaten und eine Erhöhung der räumlichen Auflösung um etwa 10 % reduziert werden (s. Goldenberg et. al., 1987).

Eine deutliche Verbesserung der Vorhersagequalität wurde mit der Entwicklung des semi-operatio-

⁵Im baroklinen Falle entwickeln sich durch den Betaeffekt Betagyren potentieller Vorticity, die den Betagyren relativer Vorticity im barotropen Falle entsprechen.

⁶Der Begriff „Deep-Layer-Mean“ kennzeichnet ein nach der vertikalen Massenverteilung gewichtetes Mittel einer atmosphärischen Variable.

nellen barotropen Modells VICBAR (Vic Ooyama's Barotropic Model; DeMaria et. al., 1992) erreicht. Mit mittleren Bahnvorhersagefehlern im Nordatlantik von 146, 302 und 536 km nach 24, 48 und 72 Stunden war VICBAR 1996 das beste barotrope Modell (vgl. Aberson und DeMaria, 1994). VICBAR liefert insbesondere bei starken Stürmen, bei Stürmen in niedrigen geografischen Breiten und früh in der Wirbelsturmsaison sehr gute Vorhersagen, was als Folge einer weitgehend barotropen Schichtung der Atmosphäre in diesen Vorhersagesituationen angesehen wird. Bei schwachen Stürmen, bei Stürmen in höheren geografischen Breiten, bei späten Stürmen der Hurrikansaison und bei abdrehenden Stürmen ergeben sich dagegen größere Vorhersagefehler. Als Grund hierfür werden von Aberson und DeMaria, op. cit., unter anderem eine barokline Schichtung der Atmosphäre im Einflußbereich der Stürme, die mit vertikaler Windscherung verbunden ist, angenommen. Auch die unbefriedigende Repräsentation der Wechselwirkung benachbarter Stürme im Modell wird als Ursache mißlungener barotroper Bahnvorhersagen angesehen. In VICBAR werden seit 1990 für die Konstruktion der Anfangsbedingungen und zeitabhängiger Randbedingungen gegebene 850-200 hPa DLM-Analysen und 72-stündige Vorhersagen des baroklinen globalen U. S. National Centers for Environmental Prediction (NCEP)-Aviation (AVN)-Modells verwendet. Auch in VICBAR wird ein relativ einfaches Initialisierungsverfahren benutzt. Zusätzliche Daten operationeller „Tropical Cyclone (TC)-Advisories“⁷ dienen zur Erzeugung synthetischer symmetrischer Wirbel und Feldern konstanter Windvektoren, die der tatsächlich beobachteten anfänglichen Bewegung der Wirbelstürme entsprechen. Die synthetischen Felder werden innerhalb eines kreisförmigen Gebietes mit einem Radius von 600 km um das Sturmzentrum mit den globalen Analysefeldern verschmolzen. In VICBAR werden die barotropen Flachwassergleichungen numerisch in die Zeit integriert. Wind- und Geopotentialfelder werden auf einer Mercatorprojektion in einer Sequenz von genesteten, wirbelzentrierten Modellgittern mit sukzessiv feinerer Auflösung dargestellt. Die barotropen Vorhersagen werden außerhalb einer Übergangszone, die einen Annulus von 1500 - 2500 km um das Sturmzentrum abdeckt, an die zeitabhängigen Randbedingungen des baroklinen NCEP-AVN-Modells adjustiert. VICBAR wird seit 1989 semi-operationell am NHC betrieben. 1996 wurde es mit einer einfacheren numerischen Lösungsmethode ausgestattet und wird seitdem am NHC unter der Bezeichnung LBAR (Limited-Area Sine Transform Barotropic Track Model) als operationelles Modell eingesetzt (Horsfall et al., 1997). Die Qualität der Vorhersagen vom LBAR entspricht weitgehend der von VICBAR. Aufgrund der relativ hohen Vorhersagequalität von VICBAR werden hiermit ermittelte Bahnvorhersagen in der vorliegenden Arbeit zu Vergleichszwecken herangezogen (s. Abschnitt 4.6).

Seit etwa zehn Jahren werden vermehrt barokline regionale und globale Vorhersagemodelle mit Parametrisierungen physikalischer Prozesse zur numerischen Vorhersage tropischer Zyklone eingesetzt. Hierzu zählen das genestete GFDL-Modell (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory; Kurihara et al.,

⁷TC-Advisories enthalten Informationen über die aktuell beobachtete Position, Drift und Struktur des vorherzusagenden Sturmes, siehe dazu auch Abschnitt 3.1.1.

1993, 1995 und 1998; Bender et al., 1993; weitere Referenzen siehe dort) oder das Tropical-Cyclone Limited-Area Prediction System (TC-LAPS; z. B. Davidson und Weber, 2000) des australischen Bureau of Meteorology (BoM). Der Einsatz solcher Modelle wurde erst durch leistungsstarke Computer möglich, die eine hohe räumliche Auflösung und eine Darstellung immer vielfältigerer und komplexerer physikalischer Prozesse in den Modellen erlaubten. Barokline Modelle gestatten im Gegensatz zu barotropen Modellen außerdem die Intensitätsvorhersage tropischer Zyklone, derzeit allerdings nur mit mäßigem Erfolg (vgl. dazu z. B. Kurihara et al., 1998).

Aufgrund der spärlichen Dichte und unregelmäßigen Verteilung der verfügbaren meteorologischen Daten in den tropischen Regionen enthalten die zur Initialisierung des GFDL-Modells und TC-LAPS benutzten globalen Analysen unrealistische Modellzyklone, die von den komplexen Initialisierungsverfahren dieser Modelle entfernt und durch realitätsnahe synthetische Wirbel ersetzt werden. Zur Repräsentation des Betaeffektes in den Anfangsbedingungen werden im GFDL-Modell synthetische Betagyren⁸ initialisiert. Dagegen werden im TC-LAPS zur Anpassung der anfänglichen Bewegung des Modellwirbels an die tatsächlich beobachtete Drift des tropischen Zyklons synthetische Asymmetrien⁹ implementiert. Die Verwendung komplexer Initialisierungsmethoden im GFDL-Modell und TC-LAPS trug zu einer deutlichen Steigerung der Bahnvorhersagequalität bei (vgl. Davidson und Weber, 2000; Kurihara et al., 1995 und 1998). In der Folge war z. B. 1996 das GFDL-Modell mit mittleren Vorhersagefehlern im Atlantik von 124, 223 und 330 km nach 24, 48 und 72 Stunden das beste operationelle Modell. Daher werden die Bahnvorhersagen vom GFDL-Modell in der vorliegenden Arbeit ebenfalls zum Vergleich herangezogen (s. Abschnitt 4.6).

⁸Zur Berechnung der Betagyren wird der symmetrische synthetische Wirbel auf einer Betaebene mittels eines einfachen barotropen Modelles in die Zeit integriert (vgl. Kurihara et al., 1998).

⁹Asymmetrien der Vorticity azimuthaler Wellenzahl eins, die mit der analytischen Theorie nullter Ordnung von Smith und Ulrich (1990), Smith (1991) und Smith und Weber (1993) berechnet werden. Vor der Implementierung werden diese Asymmetrien so adjustiert, daß die gesamte induzierte Geschwindigkeit im Wirbelzentrum der beobachteten Anfangsdrift eines tropischen Zyklons entspricht (vgl. Davidson und Weber, 2000).

Kapitel 3

Das Bahnvorhersagesystem NSWMOD

Das barotrope Bahnvorhersagesystem NSWMOD besteht aus einem Initialisierungsverfahren und einem Vorhersagemodell. Um die Bewegung tropischer Zyklone vorherzusagen, wird die Anfangsbedingung auf das genestete Gitter des Vorhersagemodells interpoliert und mittels numerischer Lösung der barotropen Flachwassergleichungen in die Zeit integriert. Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die grundsätzliche Methodik von NSWMOD. In den Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit wird NSWMOD jedoch fortlaufend aufgrund der ermittelten Zwischenergebnisse modifiziert.

3.1 Initialisierungsverfahren

Als Grundlage für die Initialisierung von NSWMOD dient das Initialisierungsverfahren von TC-LAPS (Davidson und Weber, 2000; s. auch Weber und Smith, 1995). Das Konzept dieses Initialisierungsverfahrens basiert auf zwei fundamentalen Annahmen, wie sie auch bei der Initialisierung des GFDL-Modells verwendet werden (Kurihara et al., 1998; weitere Referenzen s. dort): (1) In den zur Initialisierung benutzten globalen Analysen finden sich oft schwache und mißplazierte Wirbel, die nicht der Struktur der vorherzusagenden tropischen Wirbelstürme entsprechen. Zur Verbesserung der Anfangsbedingungen müssen diese Wirbel aus den globalen Analysen entfernt und durch synthetische, möglichst realitätsnahe Wirbel an der aktuell beobachteten tatsächlichen Position ersetzt werden; (2) Die globalen Analysen lassen sich, mehr oder minder willkürlich, in ein gewähltes großskaliges Umgebungsfeld (Grundzustand) und ein kleinskaliges Restfeld (Störungsfeld) aufspalten. Eine solche Aufspaltung erleichtert die Elimination des mißplazierten Wirbels und die Bestimmung der Geschwindigkeit, die im Zentrum des Wirbels induziert wird (induzierte Geschwindigkeit). Letztere ist in erster Näherung für die Drift des Wirbels verantwortlich. Die Kenntnis dieser Geschwindigkeit ermöglicht überdies die Konstruktion synthetischer Wirbelasymmetrien, die zur Adjustierung der anfänglichen Wirbel drift in NSWMOD an die tatsächlich beobachtete Drift eines tropischen Zyklons dienen.

3.1.1 Eingangsdatsätze

Zur Initialisierung von NSWMOD wurden in den Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit zwei Eingangsdatsätze benutzt: (1) Operationelle, gegebene und vertikal massengewichtete 850-200 hPa DLM-Analysen und 72-stündige DLM-Vorhersagen der Windkomponenten und des Geopotentials des globalen baroklinen NCEP-AVN-Modells¹. Die Geopotentialfelder sind dabei in Form von Höhenabweichungen bezüglich einer mittleren geopotentiellen Höhe gegeben. Die Daten des globalen Modells liegen für einen Ausschnitt von 140°W bis 10°O geografischer Länge und von 27.5°S bis 67.5°N geografischer Breite vor und decken damit den gesamten Nordatlantik, Nord- und Mittelamerika sowie die daran angrenzenden Gebiete ab. Die Gitterweite Δ_O der globalen Felder beträgt 2.5° und die Vorhersagefelder sind in zeitlichen Abständen von 12 Stunden gegeben; (2) Operationelle TC-Advisories des NCEP. Diese liefern aktuelle Informationen über die geografische Position eines Sturmes (Länge ϕ_o und Breite λ_o) zu den Anfangszeiten der Vorhersagen (t_0) sowie zu $t_0 - 12$ h und $t_0 - 24$ h, die maximale Tangentialwindgeschwindigkeit v_m , den Radius der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit r_m , den Einflußradius r_i (Radius der äußersten geschlossenen Isobare), die Driftrichtung c_d und die Driftgeschwindigkeit c_s eines Sturmes.

Beide Eingangsdatsätze wurden von S. Aberson der HRD (Hurricane Research Division in Miami, USA) zur Verfügung gestellt. Identische Datensätze werden von VICBAR und LBAR benutzt (s. DeMaria et al., 1992; S. 1634; Horsfall et al., 1997), jedoch verwendet VICBAR zusätzlich Winddaten aus Satellitenmessungen und Flugzeugbeobachtungen (z. B. Omega-Dropwindsonden; ODW; vgl. DeMaria et al., 1992; Aberson und DeMaria, 1994), die für die Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit nicht zur Verfügung standen.

Das Initialisierungsverfahren wird nur auf die zonalen und meridionalen Windfeldkomponenten (U_O, V_O) der globalen Analysen des NCEP-AVN-Modells bzw. auf deren radiale und tangentialen Komponenten relativ zum Wirbelzentrum (u_o, v_o) angewandt (in den folgenden Abschnitten als Vektorfeld \mathbf{F}_O abgekürzt). Die den Windfeldern entsprechenden Geopotentialfelder werden nachträglich diagnostisch mittels einer Divergenzgleichung erzeugt (s. Anhang B.1). Darüber hinaus werden vom Initialisierungsverfahren auch die globalen Vorhersagen des NCEP-AVN-Modells analysiert, da sie von NSWMOD als barokline zeitabhängige Randbedingungen verwendet werden (für Details s. Anhang B.3).

¹Diese Felder werden fortan als globale Analysen/Vorhersagen oder globale Felder bezeichnet.

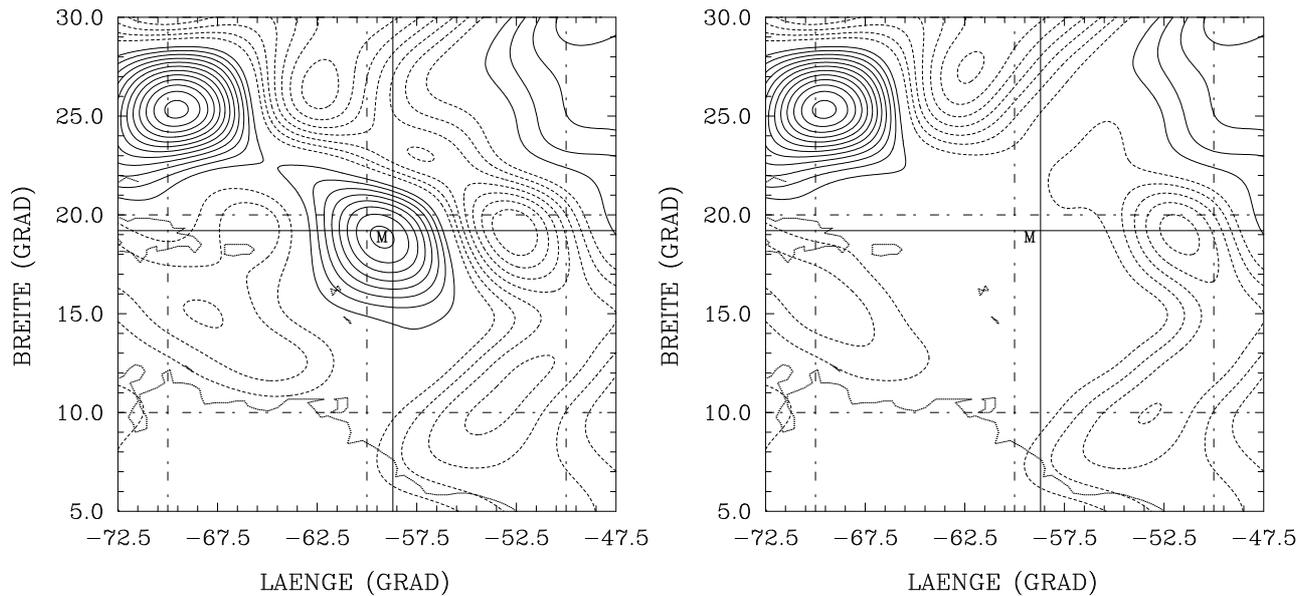


Abbildung 3.1: *Originales DLM-Feld der relativen Vorticity (ζ_0 , Linienintervall $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, negative Werte gestrichelt) der globalen NCEP-AVN-Analyse vom 30.08.1996, 0 UTC (links). Das M kennzeichnet das Zentrum des mißplazierten Wirbels in den globalen Feldern von Hurrikan Fran. Das rechte Bild zeigt das gleiche Feld nach einer näherungsweisen Elimination des Wirbels. Das Fadenkreuz kennzeichnet die tatsächliche Position von Fran. Die Längen- und Breitengrade sind durch strichpunktierte Linien gekennzeichnet.*

3.1.2 Analyse der globalen Eingangsdaten

Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt aus einer globalen Analyse des NCEP-AVN-Modells. Man sieht eine mißplazierte, relativ schwache, aber ausgedehnte Zirkulation im Bereich des vorherzusagenden Hurrikans Fran. Neben anderen zyklonalen Strukturen ist nordwestlich von Fran noch ein anderer Zyklon zu erkennen, bei dem es sich um Hurrikan Edouard handelt. Dieser (wie auch alle anderen Wirbelstürme in den globalen Feldern außer dem vorherzusagenden Sturm) wird jedoch definitionsgemäß als Teil des Umgebungsfeldes des vorherzusagenden Sturmes angesehen und nicht explizit analysiert.

Zur Aufspaltung der globalen Eingangsdatenfelder wird \mathbf{F}_O durch eine Extraktion des langwelligen Anteils in ein großskaliges Umgebungsfeld² \mathbf{F}_{EL} und ein kleinskaliges Restfeld \mathbf{F}_{RS} zerlegt. Dies geschieht mittels eines iterativen Prozesses in Form eines modifizierten Barnesverfahrens (Barnes, 1964; vgl. dazu Weber und Smith, 1995) in Kombination mit einem Tiefpaßfilter, der aus einer eindimensionalen schnellen Fouriertransformation besteht (FFT: Press et al., 1986, S. 495ff; weitere Details finden sich in Anhang A.1). Im Rahmen der Sensitivitätsstudien erfolgte eine genaue Untersuchung des Einflusses der Abbruchwellenlänge (λ_c) des Barnesverfahrens auf die Bahnvorhersage (s. Abschnitt 4.2.2). Um zu vermeiden, daß aufgrund der Filtercharakteristik des Barnesverfahrens möglicherweise

²Umgebungsfeld im Sinne von Raum und Spektrum.

Reste des globalen Wirbels im großskaligen Umgebungsfeld verbleiben, wird vor der Extraktion von \mathbf{F}_{EL} der schwache Wirbel in den globalen Feldern in einem wirbelzentrierten rechteckigen Gebiet (definiert durch die Kantenlänge Δ_e) mit einem einfachen 4-Punkt-Glättungsverfahren näherungsweise aus \mathbf{F}_O entfernt (vgl. rechtes Bild der Abb. 3.1). Die Abbildung eines unzureichend entfernten globalen Wirbels in der Anfangsbedingung könnte in den Vorhersagen zu einer unrealistischen Wechselwirkung mit dem synthetischen Modellwirbel in Form eines gegenseitigen Umkreisens (Fujiwharaeffekt) führen. Die Auswirkung der näherungsweisen Elimination des Wirbels auf die Zugbahnvorhersage der Stürme wird in Abschnitt 4.2.1 diskutiert. Nach der Extraktion von \mathbf{F}_{EL} wird der näherungsweise entfernte Wirbel wieder zu \mathbf{F}_O hinzugefügt. Abbildung 3.2 (links) zeigt, daß das mit dem Barnesverfahren erzeugte \mathbf{F}_{EL} aus sehr glatten großskaligen Strukturen besteht. Dadurch ist der Wirbel der globalen Felder nahezu vollständig in \mathbf{F}_{RS} enthalten (Abb. 3.2 rechts), das aus der Subtraktion von \mathbf{F}_{EL} von \mathbf{F}_O resultiert.

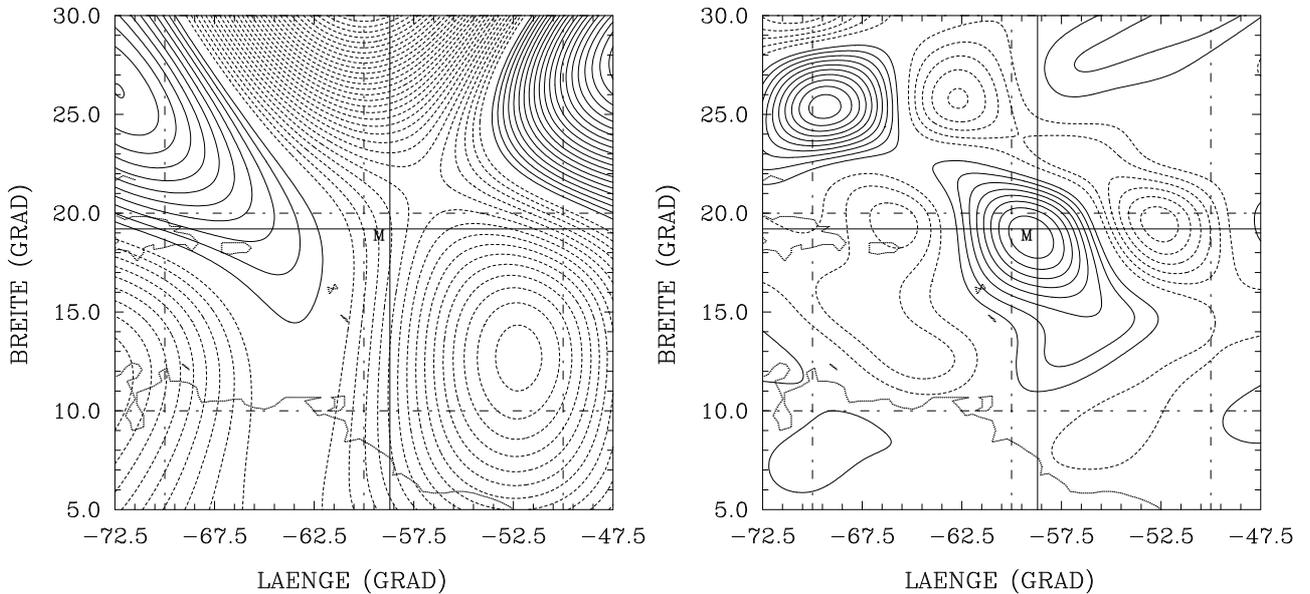


Abbildung 3.2: Wie Abb. 3.1, aber großskaliges Umgebungsfeld (ζ_{EL} , Linienintervall 10^{-6} s^{-1} , links) und kleinskaliges Restfeld (ζ_{RS} , Linienintervall $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, rechts). Der Vergleich mit dem linken Bild der Abb. 3.1 läßt erkennen, daß die glatten langwelligigen Komponenten der den Sturm umgebenden Wettersysteme durch ζ_{EL} repräsentiert werden, wohingegen kleinskaligere Zirkulationsysteme wie der Wirbel der globalen Felder in ζ_{RS} verbleiben.

Zur Bestimmung des Wirbels in den globalen Feldern wird in \mathbf{F}_{RS} eine azimutale Analyse durchgeführt (eine detaillierte Beschreibung findet sich im Anhang A.2). Hierfür wird zunächst die Position des Wirbelzentrums (λ_m, ϕ_m), definiert als Ort des relativen Vorticitymaximums/-minimums auf der Nord-/Südhalbkugel, mittels einer sogenannten „Downhill-Methode“ (Bach, 1969; s. auch Weber und Smith, 1993) bestimmt. Falls in einem experimentell bestimmten Gebiet um das tatsächlich beobachtete Sturmzentrum (λ_o, ϕ_o) kein Wirbelzentrum gefunden wird, entfällt die azimutale Analyse. Zur azimutalen Analyse werden die Zonal- und Meridionalwindkomponenten (U_{RS}, V_{RS}) in Radial-

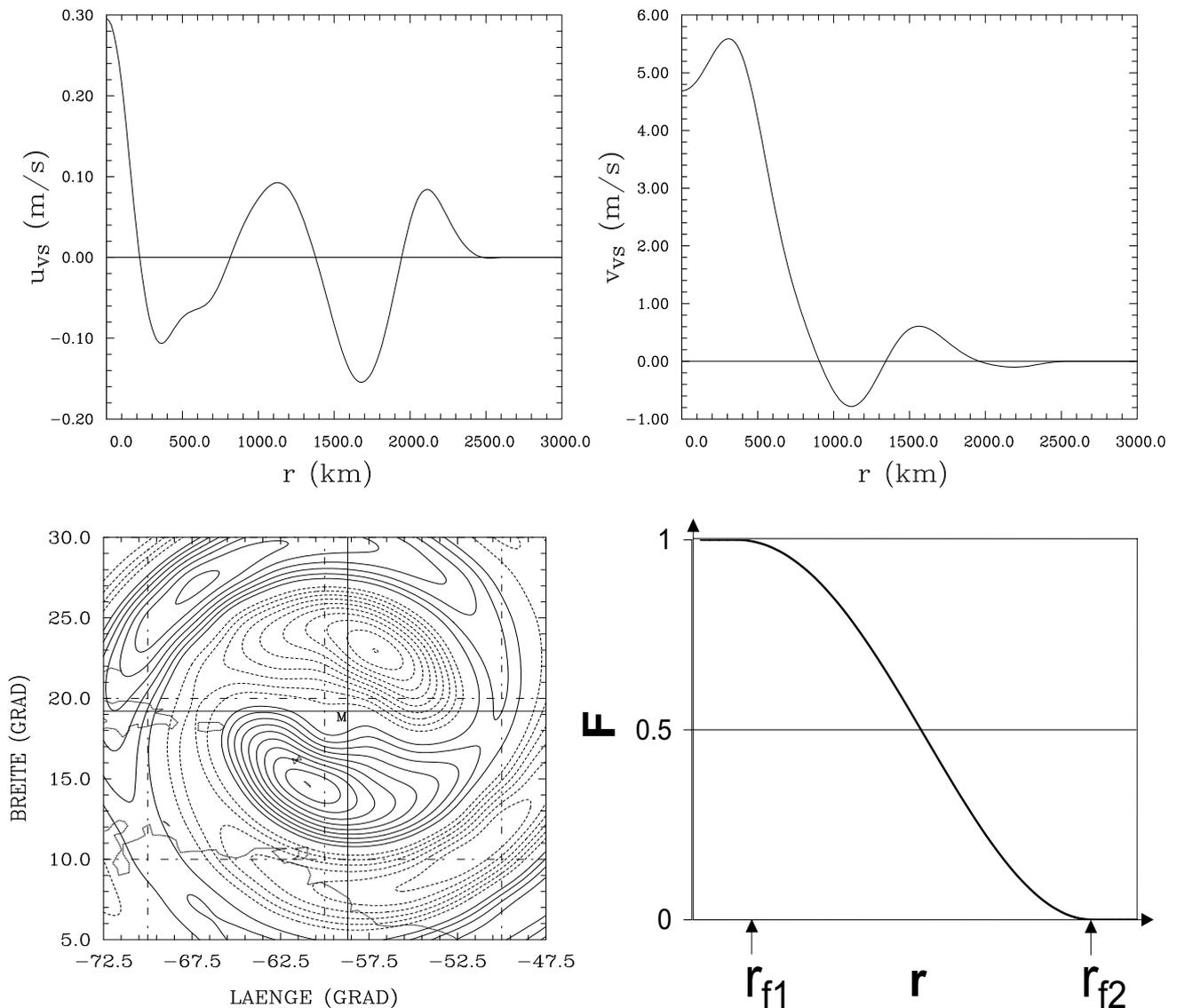


Abbildung 3.3: Radialer Querschnitt des analysierten symmetrischen Radial- (u_{VS} , links) und Tangentialwindes (v_{VS} , rechts) und die analysierte relative Vorticityasymmetrie ζ_{VA} azimuthaler Wellenzahl eins (Linienintervall $10^{-6} s^{-1}$, unten). Es ist deutlich zu erkennen, daß der Radialwind nur eine relativ geringe Amplitude aufweist und daß das Maximum der Tangentialwindgeschwindigkeit mit etwa $5.6 m s^{-1}$ unrealistisch schwach ist (tatsächlich beobachtetes $v_m 33.4 m s^{-1}$). Überdies zeigt sich eine gewisse Ähnlichkeit der analysierten relativen Vorticityasymmetrie in der Nähe des Wirbelzentrums zu Betagyren. Das Bild unten rechts zeigt schematisch den Verlauf der Filterfunktion für \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} .

und Tangentialwindkomponenten (u_{RS}, v_{RS}) relativ zum Zentrum des Wirbels in den globalen Feldern transformiert. Eine eindimensionale schnelle Fourieranalyse (FFT) dient dazu, die symmetrische Komponente \mathbf{F}_{VS} (Abb. 3.3 oben zeigt die Radialwindkomponente u_{VS} und die Tangentialwindkomponente v_{VS}) und die Asymmetrie der azimuthalen Wellenzahl eins³ \mathbf{F}_{VA} (Abb. 3.3 unten links zeigt das dazugehörige Feld der relativen Vorticity) des Radial- und Tangentialwindes als Funktion des Radius r innerhalb eines Begrenzungsradius R zu extrahieren. Komponenten höherer Wellenzahlen werden nicht analysiert, da sie wegen der groben Auflösung der globalen Felder nicht präzise bestimmt werden können und außerdem die Bewegung des Sturmes nicht direkt beeinflussen (vgl. Fiorino und Elsberry, 1989). Der in Abb. 3.3 erkennbare, von null verschiedene Wert der analysierten Radial- und Tangentialwinde bei $r = 0$ ist auf einen numerischen Effekt zurückzuführen, der durch die Interpolation der Windfelder am Ort des normalerweise zwischen Gitterpunkten befindlichen Wirbelzentrums entsteht. Die extrahierten Komponenten \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} werden so gefiltert, daß sie mit zunehmender Entfernung zum Wirbelzentrum zwischen zwei Radien r_{f1} und r_{f2} gegen Null streben (Abb. 3.3 unten rechts zeigt schematisch den Verlauf der Filterfunktion). Ein Einfluß dieser Filterradien auf die Bahnvorhersagen ist insbesondere im Falle von \mathbf{F}_{VA} zu erwarten, da die Asymmetrie der Wellenzahl eins einen direkten Einfluß auf die Wirbel drift hat. Allerdings besteht eine prinzipielle Schwierigkeit darin, festzustellen, ob ein analysiertes \mathbf{F}_{VA} tatsächlich vorhandene Wettersysteme in der Sturmumgebung darstellt oder die Komponente der azimuthalen Wellenzahl eins des unrealistischen Wirbels in den globalen Feldern repräsentiert, die z. B. auf den Betaeffekt im globalen Modell zurückgeführt werden könnte. Zum besseren Verständnis dieser Vorgänge werden in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 die Auswirkungen der Variation von r_{f1} und r_{f2} auf die vorhergesagten Wirbelbahnen diskutiert.

Zur Bestimmung des Umgebungsfeldes werden zunächst \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} aus \mathbf{F}_{RS} eliminiert. Dies liefert das kleinskalige Umgebungsfeld \mathbf{F}_{ES} (Abb. 3.4 links). Das Umgebungsfeld \mathbf{F}_E (Abb. 3.4 rechts) ergibt sich aus der Summe von \mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_{EL} .

3.1.3 Konstruktion der synthetischen Zyklone

Zur möglichst realistischen Darstellung der Anfangsbedingung im Bereich des vorherzusagenden Sturmes müssen synthetische Felder konstruiert werden. Da beim operationellen Einsatz eines Vorhersagesystems Informationen über die tatsächliche Struktur eines Sturmes nur zum Initialisierungszeitpunkt vorliegen und die Vorhersage der Felder Aufgabe des Vorhersagemodells ist, werden synthetische Felder nur für die globalen Analysen (nicht für die Vorhersagen) berechnet.

Zur Spezifikation des synthetischen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BI} (Abb. 3.5 oben links) wird mit der

³Asymmetrie der Wellenzahl eins des Radial- und Tangentialwindes bzw. der relativen Vorticity. Es ist zu beachten, daß diese den azimuthalen Wellenzahlen null und zwei des Zonal- und Meridionalwindes entspricht.

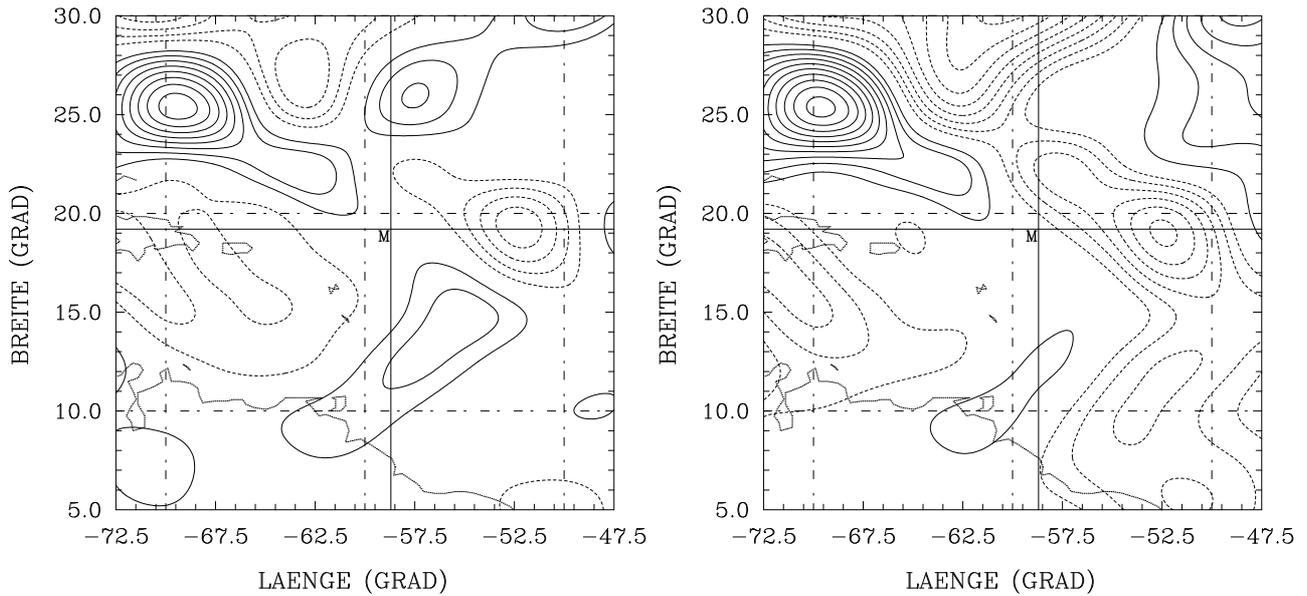


Abbildung 3.4: Wie Abb. 3.2, aber kleinskaliges Umgebungsfeld (ζ_{ES} , links) und (totales) Umgebungs-feld (ζ_E , rechts); Linienintervall beider Bilder $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Zu erkennen ist, daß in ζ_{ES} der Wirbel in den globalen Feldern nicht mehr enthalten ist, wohingegen die kleinskaligeren Wettersysteme in der Sturmumgebung abgebildet werden. Dagegen sind in ζ_E auch die großskaligen Komponenten des Umgebungs-feldes wieder präsent.

Formel A.4 (s. Anhang A.3) ein rein zyklonaler Wirbel erzeugt. Da das radiale Profil des symmetrischen Wirbels die Wirbel drift beeinflusst (s. Abschnitt 2.2), wird in den Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit der Einfluß der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit (v_{max}) und des Radius mit einer Tangentialwindgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} (r_5) des synthetischen symmetrischen Wirbels untersucht (s. Abschnitt 4.2.7). Das synthetische Radialwindprofil ist per Definition null, so daß \mathbf{F}_{BI} allein das synthetische Tangentialwindprofil wiedergibt. Tabelle 3.1 zeigt den Zusammenhang der Parameter v_{max} , r_5 und des Radius der maximalen Windgeschwindigkeit (r_{max}) des synthetischen symmetrischen Wirbels mit den TC-Advisory-Daten.

Der Konzeption des endgültigen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} liegt die Annahme zugrunde, daß die großskalige Struktur des symmetrischen Wirbels bei großen Radien von den globalen Analysen relativ gut aufgelöst wird. Deshalb werden \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{BI} auf die tatsächliche Position des Wirbelsturmes (λ_o, ϕ_o) verschoben und so verschmolzen, daß mit zunehmendem Abstand zum Wirbelzentrum zwischen zwei Radien r_{m1} und r_{m2} der synthetische symmetrische Wirbel allmählich in den analysierten symmetrischen Wirbel übergeht (s. auch Anhang A.3 und Abb. 3.5 unten). Ein Vergleich des rechten und des linken oberen Bildes von Abb. 3.5 zeigt, daß beim Standardinitialisierungsverfahren der Anteil von \mathbf{F}_{VS} nur bei größeren Radien geringfügig zu \mathbf{F}_{BS} beiträgt. Da jedoch die äußere Struktur eines Wirbels für seine Bewegung bedeutsam ist, hat auch diese relativ geringe Änderung durch den Anteil von \mathbf{F}_{VS} eine Wirkung auf die Wirbel drift (vgl. Abschnitt 2.2). Im Abschnitt 4.2.3 werden hierzu die

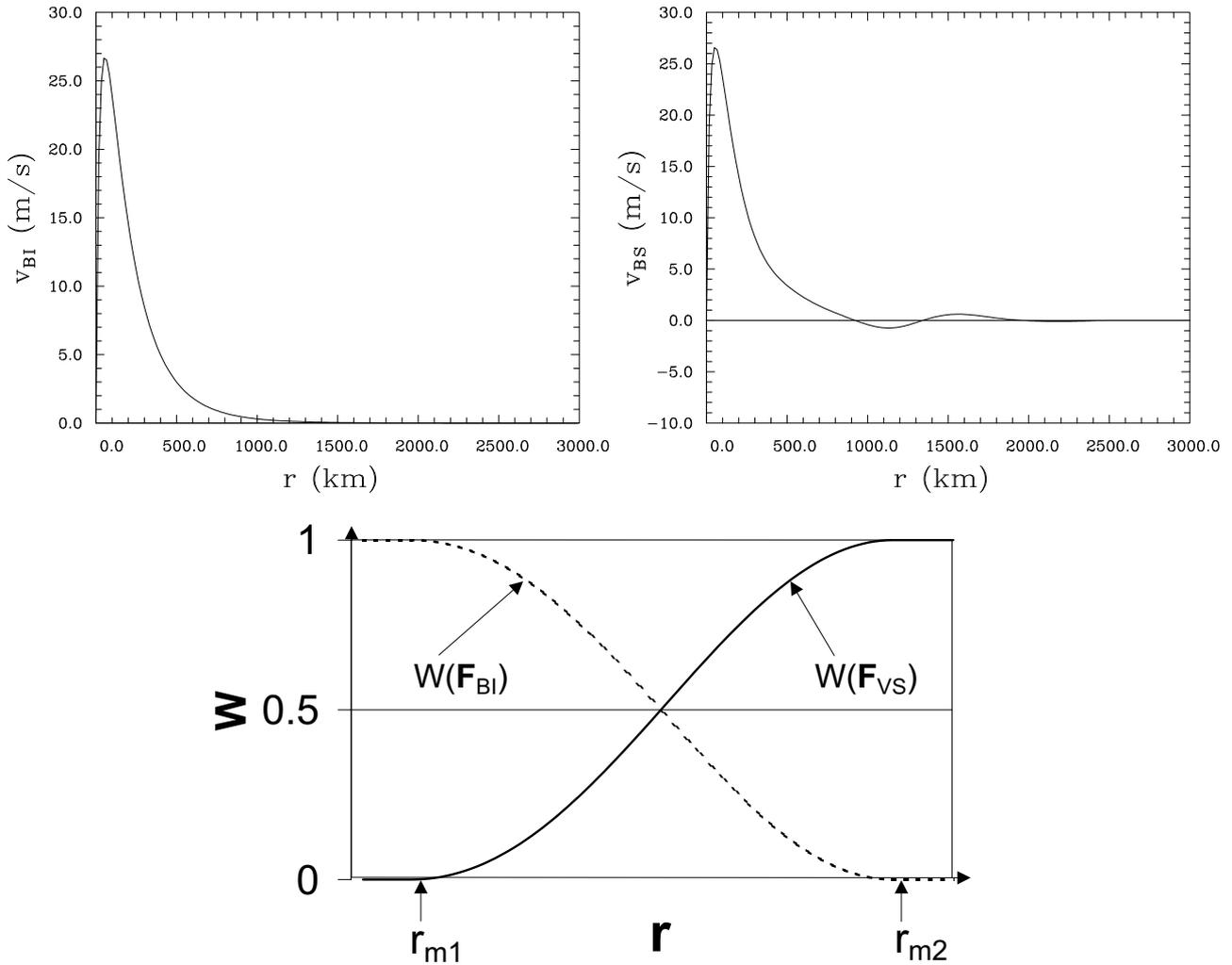


Abbildung 3.5: Wie Abb. 3.3 rechts oben, aber Tangentialwindprofil v_{BI} des synthetischen Wirbels \mathbf{F}_{BI} (links) und das endgültige Tangentialwindprofil v_{BS} des synthetischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} , gewonnen aus der Verschmelzung des analysierten symmetrischen Wirbels mit dem synthetischen Wirbel (rechts). Es ist zu erkennen, daß v_{BS} in der Nähe des Wirbelzentrums von v_{BI} geprägt ist, während sich bei größeren Radien der Einfluß von v_{BS} widerspiegelt. Das untere Bild zeigt schematisch den radialen Verlauf der Wichtungsfunktionen bei der Verschmelzung von \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS} .

Auswirkungen von Variationen in r_{m1} und r_{m2} auf die vorhergesagten Wirbelbahnen näher beleuchtet.

Zur Adjustierung der anfänglichen Bewegung des Modellwirbels an die tatsächliche Sturmdrift wird eine synthetische Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins konstruiert. Hierzu wird im Standardinitialisierungsverfahren eine Anpassungsannahme gemäß einer geringfügigen Modifizierung des Steuerungskonzeptes zweiter Ordnung (vgl. Abschnitt 2.2) angewandt, die besagt, daß die tatsächliche Wirbeldrift⁴ (\mathbf{c}_T) der berechneten induzierten Geschwindigkeit im Wirbelzentrum entspricht. Die Verwendung von berechneten induzierten Geschwindigkeiten ist jedoch nicht ganz unproblematisch, da unterschiedliche Berechnungsmethoden voneinander abweichende Ergebnisse liefern (s. Weber und Smith, 2000). Diese entstehen durch die willkürliche Aufspaltung der Felder und die nichtlineare Wech-

⁴Hierbei wird angenommen, daß die tatsächliche Wirbeldrift zum Initialisierungszeitpunkt durch die Parameter c_s und c_d der TC-Advisories gegeben ist.

Tabelle 3.1: Grundeinstellung der freien Parameter des Vorhersagesystems NSWMOD im Standardexperiment.

Parameter	Bedeutung	Grundeinstellung
Δ_e	Gebietsseitenlänge der näherungsweise Elimination des globalen Wirbels	$2r_i + \Delta_O$
λ_c	Abbruchwellenlänge des Barnesverfahrens	2000 km
r_{f1}, r_{f2}	innere und äußere Filterradien bei der Filterung des analysierten globalen Wirbels	$\mathbf{F}_{VS}: r_{f1}=2/3R, r_{f2} = R$ $\mathbf{F}_{VA}: r_{f1}=0, r_{f2}=0$
v_{max}	maximale Tangentialwindgeschwindigkeit des synthetischen Wirbelsturmes	$0.8v_m$
r_{max}	Radius der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit des synthetischen Wirbelsturmes	r_m
r_5	Radius der 5 m s^{-1} Tangentialwindgeschwindigkeit des synthetischen Wirbelsturmes	$1.2r_i$
r_{m1}, r_{m2}	innere und äußere Verschmelzungsradien bei der Konstruktion des endgültigen symmetrischen Wirbelsturmes	$r_{m1}=r_m, r_{m2} = 4r_i$
Angepaßte Feldkomp.		\mathbf{F}_{BA}
r_a	Radius der synthetischen Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins	$2r_i$
r_{bt}	Radius des vollständig barotropen Modellgebietes	$2r_i$
r_{bk}	Radius des Modellgebietes mit vollständiger Substitution der Modellvariablen durch die baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen	$6r_i$
H_{scal}	Skalenhöhe der Flachwasseratmosphäre	750 m

selwirkung zwischen dem Wirbel und den anderen Feldkomponenten, wodurch sich die Wirkung der Feldkomponenten auf die Bewegung der Wirbel nicht eindeutig mathematisch formulieren, sondern nur empirisch durch den Vergleich verschiedener Berechnungsverfahren annähern läßt. Im Abschnitt 4.1.2 werden daher mit verschiedenen Berechnungsmethoden ermittelte induzierte Geschwindigkeiten auf ihre Repräsentation der tatsächlichen Wirbel drift hin untersucht. Im Standardinitialisierungsverfahren wird angenommen, daß die induzierte Geschwindigkeit aus der Summe optimal berechneter induzierter Geschwindigkeitskomponenten des Umgebungsfeldes (\mathbf{c}_E) und der Asymmetrie der Wellenzahl eins (\mathbf{c}_A) besteht. Damit läßt sich mittels Definition einer Anpassungsdrift $\mathbf{c}_A = \mathbf{c}_T - \mathbf{c}_E$ ein Anpassungsfeld \mathbf{F}_{BA} innerhalb eines Radius r_a vom Sturmzentrum erzeugen (s. auch Anhang A.4), dessen Feld der relativen Vorticity die Form einer Asymmetrie der azimuthalen Wellenzahl eins aufweist (Abb. 3.6 links). In den Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit wird beschrieben, wie sich die horizontale Ausdehnung von \mathbf{F}_{BA} auf die Bahnvorhersagen auswirkt. Ferner werden alternative Verfahren zur Adjustierung der anfänglichen Wirbel drift diskutiert, die auf einer Modifizierung von \mathbf{F}_{EL} , \mathbf{F}_{ES} oder \mathbf{F}_E innerhalb von r_a oder auf der Implementierung synthetischer Betagyren beruhen (s. Abschnitt 4.2.6).

Die Anfangsbedingung \mathbf{F}_I für das Vorhersagemodell zur Zeit $t = t_0$ ist definiert als Summe von

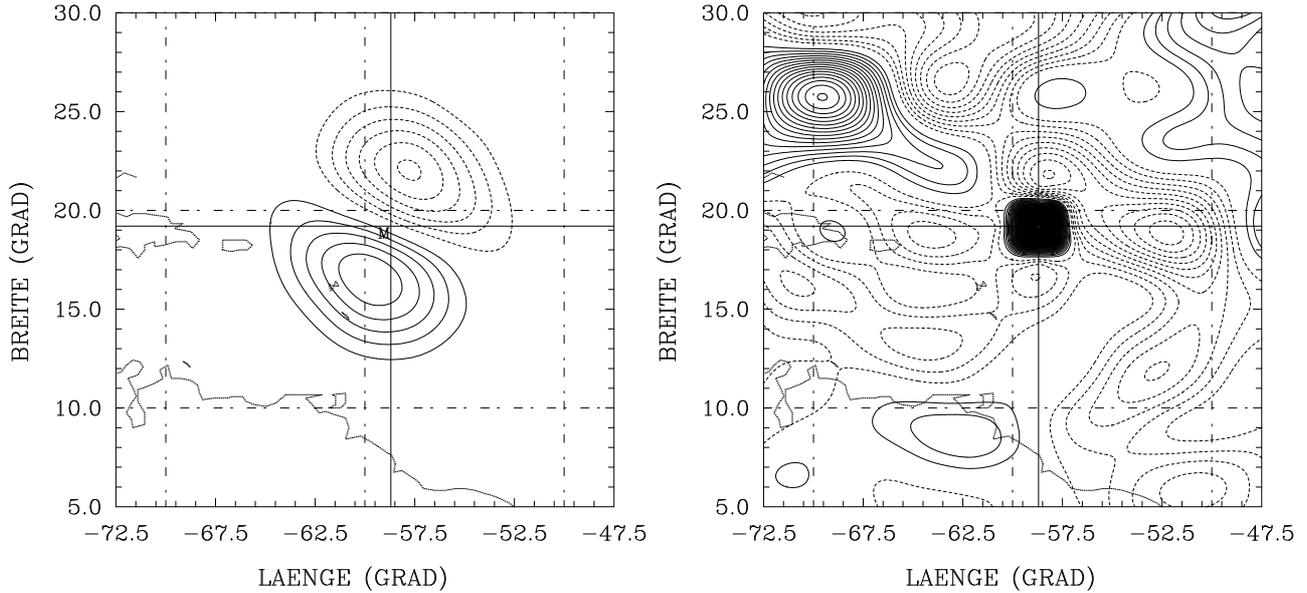


Abbildung 3.6: Wie Abb. 3.1, aber synthetische Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins nach der Anwendung einer Anpassungsannahme gemäß des modifizierten Steuerungskonzeptes zweiter Ordnung (ζ_{BA} , Linienintervall 10^{-6} s^{-1} ; links) und Anfangsbedingung für das Vorhersagemodell (ζ_I , Linienintervall $5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$; rechts). Der Vergleich des rechten Bildes mit Abb. 3.1 zeigt, daß der relativ schwache mißplazierte Wirbel in den globalen Feldern von einem intensiven Modellsturm an der richtigen Position ersetzt wird, während die Wettersysteme in der Sturmumgebung weitgehend erhalten bleiben. Die Vierkantform des Modellsturmes ist lediglich eine Folge der Aufbereitung durch die verwendete Grafiksoftware.

\mathbf{F}_{BS} , \mathbf{F}_{BA} und \mathbf{F}_E (Abb. 3.6 rechts). Ein Vergleich der Anfangsbedingung mit der originalen Analyse (s. Abb. 3.1 links) zeigt, daß der schwache mißplazierte Wirbel der globalen Felder durch einen intensiven Wirbel an der tatsächlich beobachteten Sturmposition ersetzt worden ist. Weiterhin ist zu erkennen, daß die Originalfelder in größerem Abstand zum Wirbelsturm weitgehend erhalten sind. Zu den Zeiten $t = t_0 + 12 \text{ h}$ bis $t = t_0 + 72 \text{ h}$ ist \mathbf{F}_I durch \mathbf{F}_E gegeben und repräsentiert die zeitabhängigen Randbedingungen.

3.2 Vorhersagemodell

Das Vorhersagemodell des experimentellen Vorhersagesystems NSWMOD wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und basiert auf einem Grundkonzept, das freundlicherweise von Dr. Weber vom Meteorologischen Institut der Universität München zur Verfügung gestellt wurde. Das Vorhersagemodell gründet auf den barotropen Flachwassergleichungen (s. Anhang B.2) und das Modellgitter besteht aus drei interaktiv genesteten Integrationsgebieten. In das feste äußere Gitter, das genau den Bereich der globalen Originalfelder abdeckt, sind zwei ineinander geschachtelte bewegliche innere Gitter eingesetzt, die während einer Vorhersage fortlaufend auf den Sturm zentriert werden (s. auch

Anhänge B.1 und B.3). Das Vorhersagemodell kann aber auch ohne die beiden inneren Gitter betrieben werden.

Zur Initialisierung der Modellgitter von NSWMOD wird eine bezüglich des Windfeldes balancierte Verteilung des Geopotentials H benötigt. Diese wird mittels einer nichtlinearen Divergenzgleichung ohne Zeittendenzterm bestimmt, die mit einer direkten Lösungsmethode für elliptische Gleichungen (BLKTRI; Swarztrauber und Sweet, 1975, Abschnitt VII, s. 115-131) gelöst wird (eine genaue Beschreibung findet sich in Anhang B.1). Anschließend wird der Verteilung des Geopotentials H die Skalenhöhe H_0 hinzuaddiert (s. auch Tab. 3.1 für die Grundeinstellung der freien Modellparameter). Die Wahl der Skalenhöhe bestimmt den Anteil der Divergenz relativ zur Vorticityadvektion im Flachwassergleichungssystem und wird im Rahmen der Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit untersucht (s. Abschnitt 4.3.2).

Tests des interaktiv genesteten Gitters zeigten, daß vorhergesagte Wettersysteme die Giterränder weitgehend unverzerrt durchqueren können. Im Vergleich zu ungenesteten Kontrollexperimenten wird eine unerwünschte starke Abschwächung der Modellstürme (vermutlich aufgrund numerischer Dispersion) verhindert, die bei schwachen Stürmen sogar zur Auflösung der Modellstürme führen kann.

In einem regionalen Vorhersagemodell wird die Entwicklung der Felder von der Randbedingung beeinflusst. In NSWMOD gibt es im Falle rein barotroper Vorhersagen die Wahl zwischen einer dirichletschen Randbedingung, einer Strahlungsrandbedingung und einer Randbedingung, bei der die Windkomponenten senkrecht zum Rand konstant sind. In der Grundeinstellung von NSWMOD (vgl. Tab. 3.1) werden barokline zeitabhängige Randbedingungen verwendet, die während der Zeitintegration aus den 12-stündigen analysierten globalen Analysen und Vorhersagen des baroklinen NCEP-AVN-Modells gewonnen werden (Details finden sich im Anhang B.3). Innerhalb eines wirbelzentrierten Kreises mit Radius r_{bt} ist die Vorhersage barotrop (definiert als „vollständig barotropes Modellgebiet“). In einem Übergangsbereich zwischen r_{bt} und einem weiteren Kreis mit Radius r_{bk} werden die Vorhersagen nach jedem Zeitschritt mit wachsendem Radius zunehmend an die zeitabhängigen Randwerte adjustiert. In den Gebieten außerhalb von r_{bk} werden die Modellvariablen komplett durch die zeitabhängigen Randbedingungen substituiert (im Folgenden als „vollständig baroklin substituiertes Modellgebiet“ bezeichnet). Die Auswirkungen der Randbedingungen auf die Entwicklung der Felder werden in Abschnitt 4.1.1 betrachtet, während der Einfluß der Radien r_{bt} und r_{bk} auf die Bahnvorhersagen im Abschnitt 4.3.1 gezeigt wird.

Kapitel 4

Sensitivitätsstudien mit NSWMOD

Die im vorliegenden Kapitel dargestellten Sensitivitätsstudien dienen zur Untersuchung des Einflusses der freien Initialisierungs- und Modellparameter auf die Vorhersagen von NSWMOD. Die Sensitivitätsstudien beinhalten numerische Vorhersageexperimente, die für sämtliche Sturmereignisse der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 im zeitlichen Abstand von 12 Stunden durchgeführt wurden. Zur Verifizierung der Bahnvorhersagen von NSWMOD wurden „Best-Track“-Daten von www.weather.unisys.com benutzt, die die bestmögliche Abschätzung der tatsächlichen Zugbahnen der Wirbelstürme darstellen. Darüber hinaus wurden zum besseren Verständnis der mit NSWMOD ermittelten Bahnvorhersagergebnisse unter anderem die Bahnvorhersagen der in Abschnitt 2.3 vorgestellten Modelle zum Vergleich herangezogen.

Tabelle 4.1: *Charakteristische Parameter der Stürme der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996, entnommen aus den operationellen NCEP TC-Advisories.*

Sturm	Datum	$v_m(ms^{-1})$	$r_m(km)$	$r_i(km)$	$\lambda_o(^{\circ}W)$	$\phi_o(^{\circ}N)$	$c_s(ms^{-1})$
Arthur	18.06.,00Z-20.06.,12Z	15-18	74	220-280	79-55	28-37	5-6
Bertha	05.07.,00Z-13.07.,12Z	18-51	46-111	280-370	79-35	10-39	5-13
Cesar	26.07.,12Z-27.07.,12Z	21-33	56-93	330-560	87-68	11-13	6-8
Dolly	20.08.,00Z-23.08.,00z	15-33	56	230-330	100-84	19-21	1-6
Edouard	22.08.,00Z-02.09.,12Z	15-64	19-185	370-560	71-30	13-40	4-7
Fran	24.08.,12Z -06.09.,00Z	15-51	37-74	280-460	80-25	14-34	2-9
Gustav	28.08.,00Z-01.09.,12Z	15-21	56-93	220-280	48-32	10-20	4-6
Hortense	05.09.,00Z-15.09.,00Z	13-62	28-93	230-500	72-47	14-45	3-17
Isidore	25.09.,00Z-01.10.,00Z	15-51	32-93	280-330	43-26	10-30	6-9
Josephine	05.10.,00Z-08.10.,00Z	15-31	46-167	220-560	96-78	23-30	0-10
Kyle	12.10.,00Z	23	56	220	88-87	17	1
Lili	15.10.,12Z-26.10.,12Z	15-51	56	370-670	85-29	16-41	0-12
Marco	19.11.,00Z-26.11.,12Z	15-33	37-74	230-560	86-74	14-20	0-7

Die nordatlantische Wirbelsturmsaison 1996 ist eine ideale Testbasis für Bahnvorhersagemodelle, da sie eine relativ große Anzahl von Stürmen aufweist, die das Spektrum der Struktur tropischer Zyklone weitgehend abdecken (s. Tabelle 4.1). Auch die Bewegungsmuster der Stürme waren vielfältig

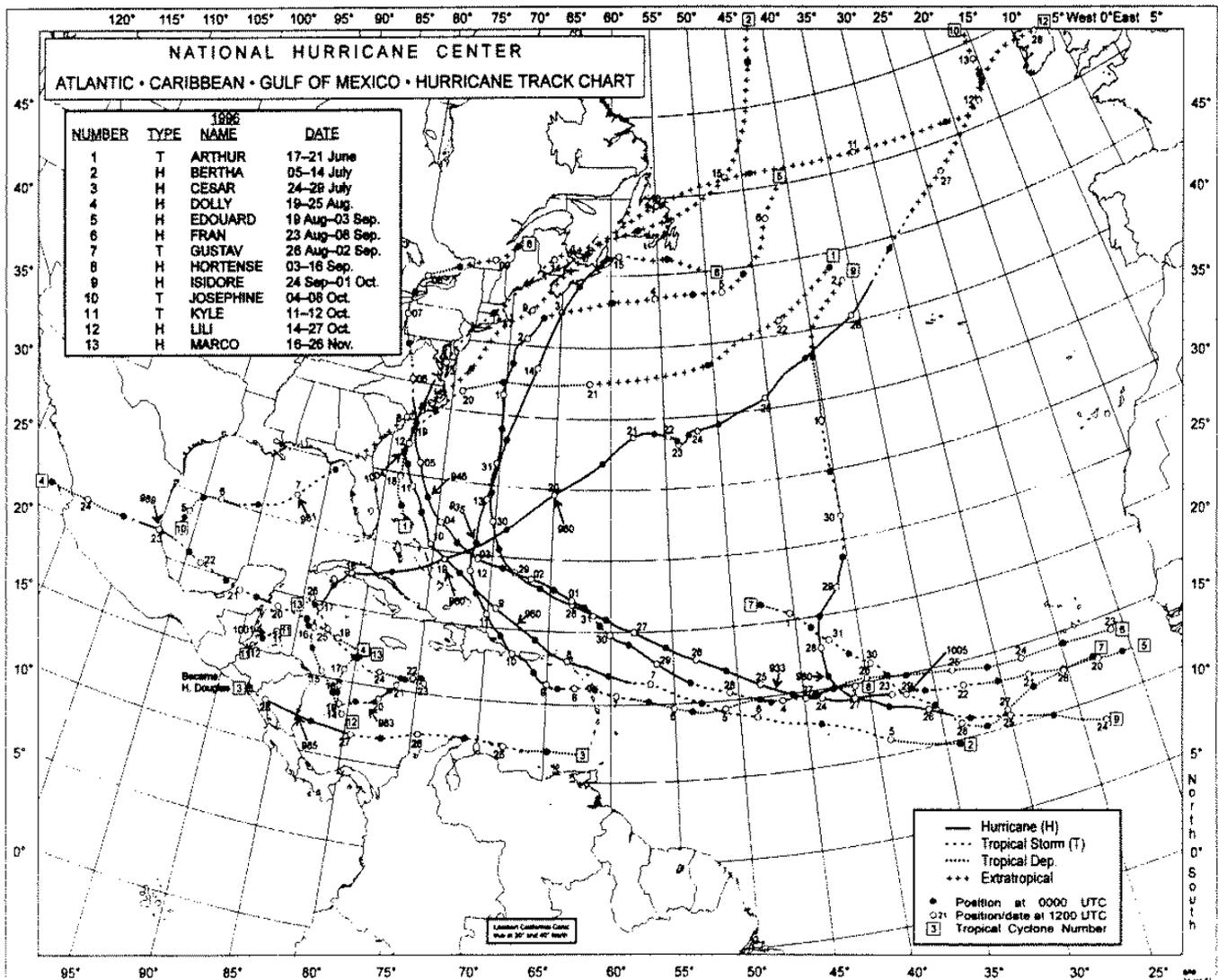


Abbildung 4.1: Zugbahnen der Stürme der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 (Quelle: www.nhc.com).

und beinhalteten Phasen gerader Bewegung (Bertha, Edouard und Fran), Phasen des Abdrehens (Arthur, Bertha, Edouard, Fran, Hortense und Isidore) sowie Phasen erratischer oder unregelmäßiger Drift (Fran, Hortense, Josephine, Lili und Marco; s. auch Abb. 4.1).

4.1 Vorbereitende Untersuchungen zu grundlegenden Parametern

4.1.1 Randbedingung des Vorhersagemodells

Der vorliegende Abschnitt befaßt sich mit dem Einfluß der Randbedingungen auf die Vorhersagegenauigkeit der großskaligen Strömung. Da frühere Studien (z. B. DeMaria et al., 1992) darauf hinwiesen, daß barotrope Bahnvorhersagemodelle durch zeitabhängige Randbedingungen aus globalen baroklinen Vorhersagemodellen erheblich verbessert werden können, soll insbesondere geklärt werden, ob dieser

Befund auch für NSWMOD gültig ist.

Die Untersuchung der Randbedingung beinhaltet Vorhersageexperimente, bei denen nur das äußere Gitter von NSWMOD benutzt wurde. Die Experimente bestanden zum Teil aus vollständig barotropen Vorhersagen mit verschiedenen Randbedingungen: feste Ränder (Dirichletsche Randbedingung; F), eine Randbedingung, bei der die Windkomponenten senkrecht zu den jeweiligen Rändern festgehalten werden (W), und die Strahlungsrandbedingung (S). Hierbei wurde jeweils das äußere Modellgitter von NSWMOD zu den Initialisierungszeitpunkten der Vorhersagen mit den originalen NCEP-AVN-Analysen initialisiert. In einem weiteren Experiment (N) wurden lediglich die originalen baroklinen NCEP-AVN-Analysen und Vorhersagen auf das äußere Gitter von NSWMOD interpoliert¹. Die Verifizierung der Vorhersagen geschieht anhand einer Berechnung von Feldern des Vorhersagefehlers. Hierbei wird angenommen, daß beim derzeitigen Qualitätsniveau numerischer Wettervorhersagen die Qualität der Analysen trotz der spärlichen Dichte meteorologischer Beobachtungen für eine hinreichend aussagekräftige Verifizierung und Bewertung der Vorhersagen ausreicht. Darüber hinaus wird angenommen, daß der Einfluß einer betrachteten NCEP-AVN-Vorhersage in der zum Vergleich verwendeten NCEP-AVN-Analyse (Datenassimilation) bei den untersuchten Vorhersagezeiten von mindestens 24 Stunden vernachlässigbar ist. Zur Bestimmung der Felder des systematischen bzw. mittleren Vorhersagefehlers wurden die individuellen Felder der Vorhersagefehler bzw. die individuellen Felder des Betrages der Vorhersagefehler über alle 135, 111 und 93 Einzelvorhersagen bei 24, 48 und 72 Stunden Vorhersagezeit gemittelt, die dieser Untersuchung zugrunde liegen. Der mittlere Vorhersagefehler ist durch die räumliche Mittelung über die Felder des mittleren Vorhersagefehlers definiert².

Abbildung 4.2 zeigt, daß der mittlere Vorhersagefehler von U und V des NCEP-AVN-Modells (mit N gekennzeichneten Balken in den Balkendiagrammen) bei allen dargestellten Vorhersagezeiten mit Maximalwerten von etwa 3 m s^{-1} bei 72 Stunden Vorhersagezeit deutlich kleiner ausfällt als bei den barotropen Vorhersagen mit Maximalwerten von bis zu 5 m s^{-1} bei 72 Stunden Vorhersagezeit (mit F, W und S gekennzeichnete Balken). Zwischen den barotropen Vorhersagen sind bereits nach 24 Stunden Unterschiede im mittleren Vorhersagefehler zu beobachten, was auf einen signifikanten Einfluß der Randbedingungen auf die Entwicklung der Windfelder im Innenraum des Integrationsgebietes schon nach relativ kurzen Vorhersagezeiten hindeutet.

Bei den vollständig barotropen Vorhersagen entstehen bei allen untersuchten Randbedingungen

¹Wenn nur die Ränder des äußeren Gitters von NSWMOD durch die zeitabhängigen Randbedingungen des baroklinen NCEP-AVN-Modells substituiert werden, wird die Grundeinstellung der Randbedingung von NSWMOD (wirbelzentriertes barotropes Modellgebiet innerhalb des baroklin substituierten Modellgebiets, s. Abschnitt 3.2) nicht zufriedenstellend approximiert. Für die Grundeinstellung der Randbedingung wäre die Berücksichtigung des synthetischen Wirbels erforderlich, der aber in den zum Vergleich herangezogenen NCEP-AVN-Analysen nicht vorhanden ist.

²Um bei diesen Berechnungen die Gewichtung auf jenen inneren Bereich des Modellgebiets zu legen, in dem sich die vorherzusagenden Stürme befinden, wurde nur ein Ausschnitt des Modellgebiets von $100^\circ\text{W} - 25^\circ\text{W}$ und von $5^\circ\text{N} - 50^\circ\text{N}$ berücksichtigt.

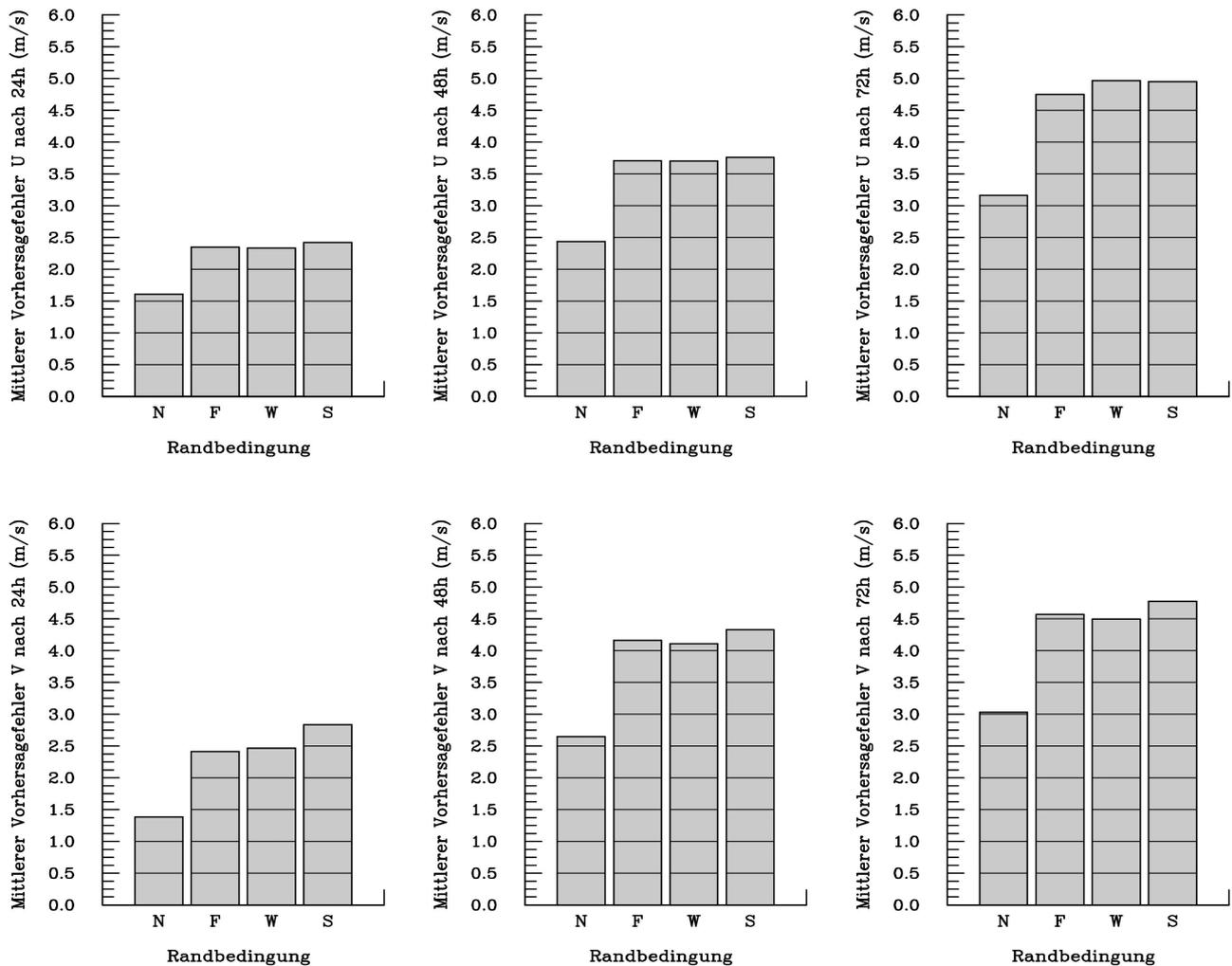


Abbildung 4.2: Balkendiagramme des mittleren Vorhersagefehlers der Windkomponenten U und V ($m s^{-1}$) im Innenraum des NSWMOD-Integrationsgebietes ($100^\circ W - 25^\circ W$; $5^\circ N - 50^\circ N$) der NCEP-AVN-Vorhersagen (N) und der barotropen NSWMOD-Vorhersagen bei festen (Dirichletschen) Rändern (F), bei festgehaltenen Normalwindkomponenten (W) und bei der Strahlungsrandbedingung (S) nach 24 (linke Diagramme), 48 (mittlere Diagramme) und 72 Stunden (rechte Diagramme) Vorhersagezeit. Deutlich sichtbar sind vergleichsweise kleine mittlere Vorhersagefehler des NCEP-AVN-Modells und relativ geringe Unterschiede in den Vorhersagefehlern zwischen den barotropen Vorhersagen.

im Randbereich des Integrationsgebietes schon nach 24 Stunden Vorhersagezeit große Vorhersagefehler von zum Teil mehr als $5 m s^{-1}$ in beiden Windkomponenten. Dies betrifft insbesondere den Bereich, in dem die Westwinde der gemäßigten Breiten in das Modellgebiet ein- und austreten und ist eine Folge der Vernachlässigung der Strömung außerhalb des Modellgebiets. Auch im Inneren des Modellgebiets erreichen die Vorhersagefehler im Bereich der Westwindzone recht hohe Werte von $3 - 4 m s^{-1}$ (Abb. 4.3 oben zeigt dies exemplarisch für die Dirichletsche Randbedingung). Als Ursache hierfür ist anzunehmen, daß die Verlagerung und Intensitätsänderung von baroklinen Wettersystemen der gemäßigten Breiten durch die barotrope Approximation nicht besonders gut vorhergesagt wird. Hinzu kommt, daß als Folge der großen räumlichen und zeitlichen Variabilität der Strömung in den gemäßigten Breiten bereits ein relativ geringer Vorhersagefehler in der Verlagerungsgeschwindigkeit

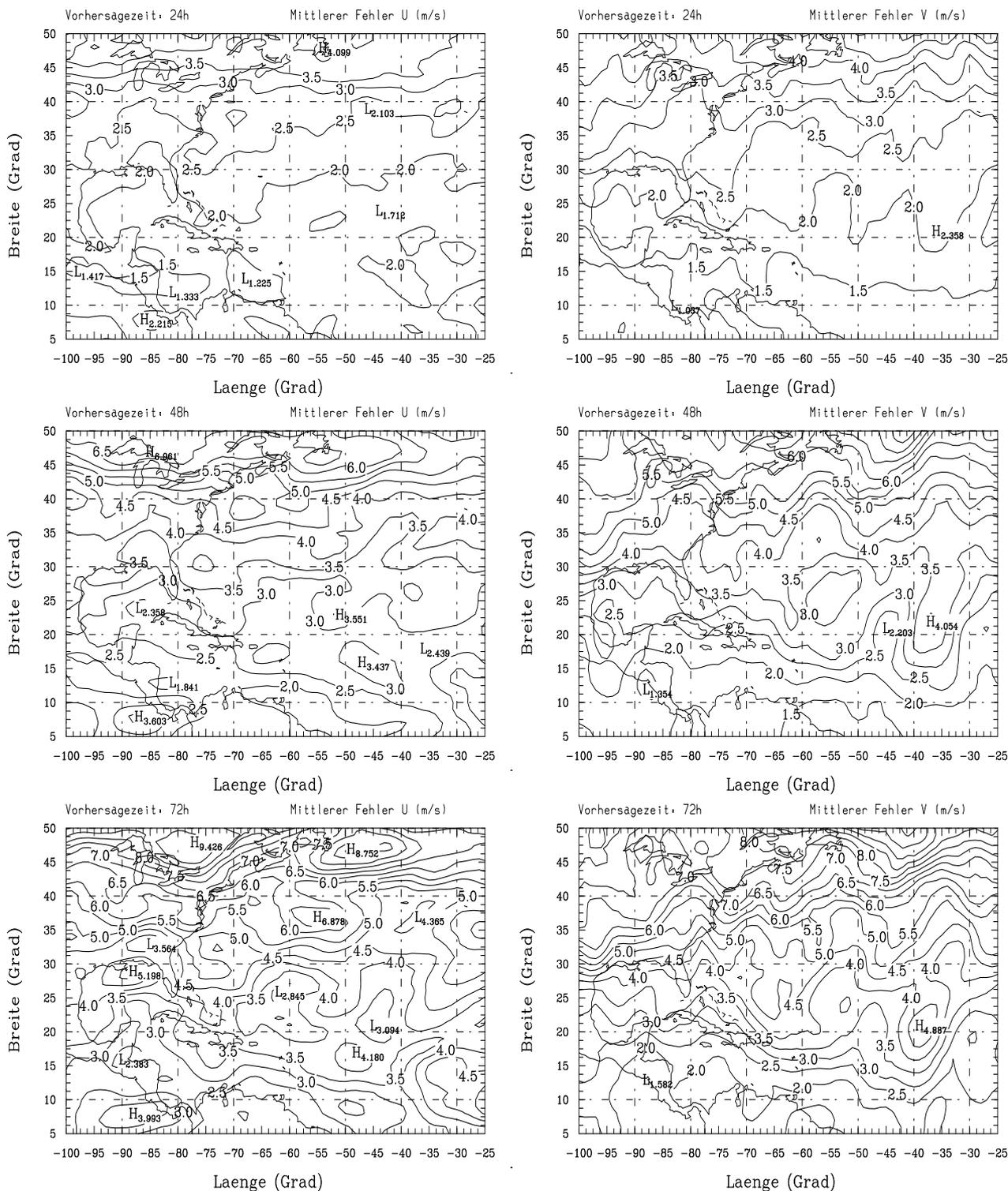


Abbildung 4.3: Räumliche Verteilung des mittleren Vorhersagefehlers von NSWMOD im Innenraum des Integrationsgebietes bei den Windkomponenten U (links) und V (rechts) bei barotropen Vorhersagen mit fester (dirichletscher) Randbedingung nach 24- (oben), 48- (mitte) und 72 Stunden (unten). Maxima bzw. Minima sind durch H bzw. L gekennzeichnet und das Isolinienintervall beträgt 0.5 m s^{-1} . Zu erkennen ist eine generelle Zunahme des mittleren Vorhersagefehlers in beiden Windkomponenten mit der geografischen Breite.

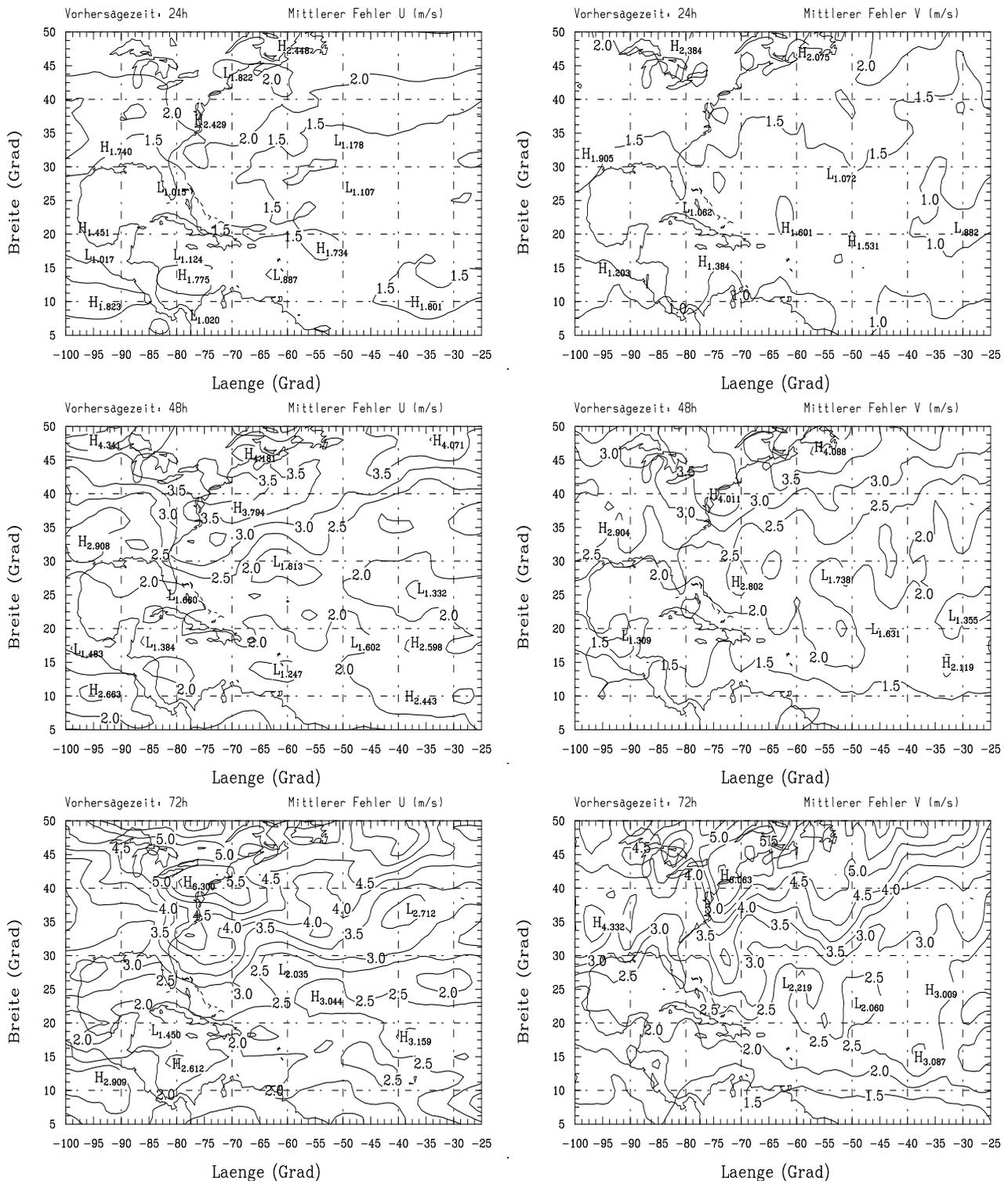


Abbildung 4.4: Wie Abb. 4.3, aber mittlerer Vorhersagefehler des NCEP-AVN-Globalmodells. Im Vergleich zu den Tropen, die durch niedrige Vorhersagefehler gekennzeichnet sind, finden sich in beiden Windkomponenten höhere Vorhersagefehler im nördlichen Bereich der amerikanischen Ostküste.

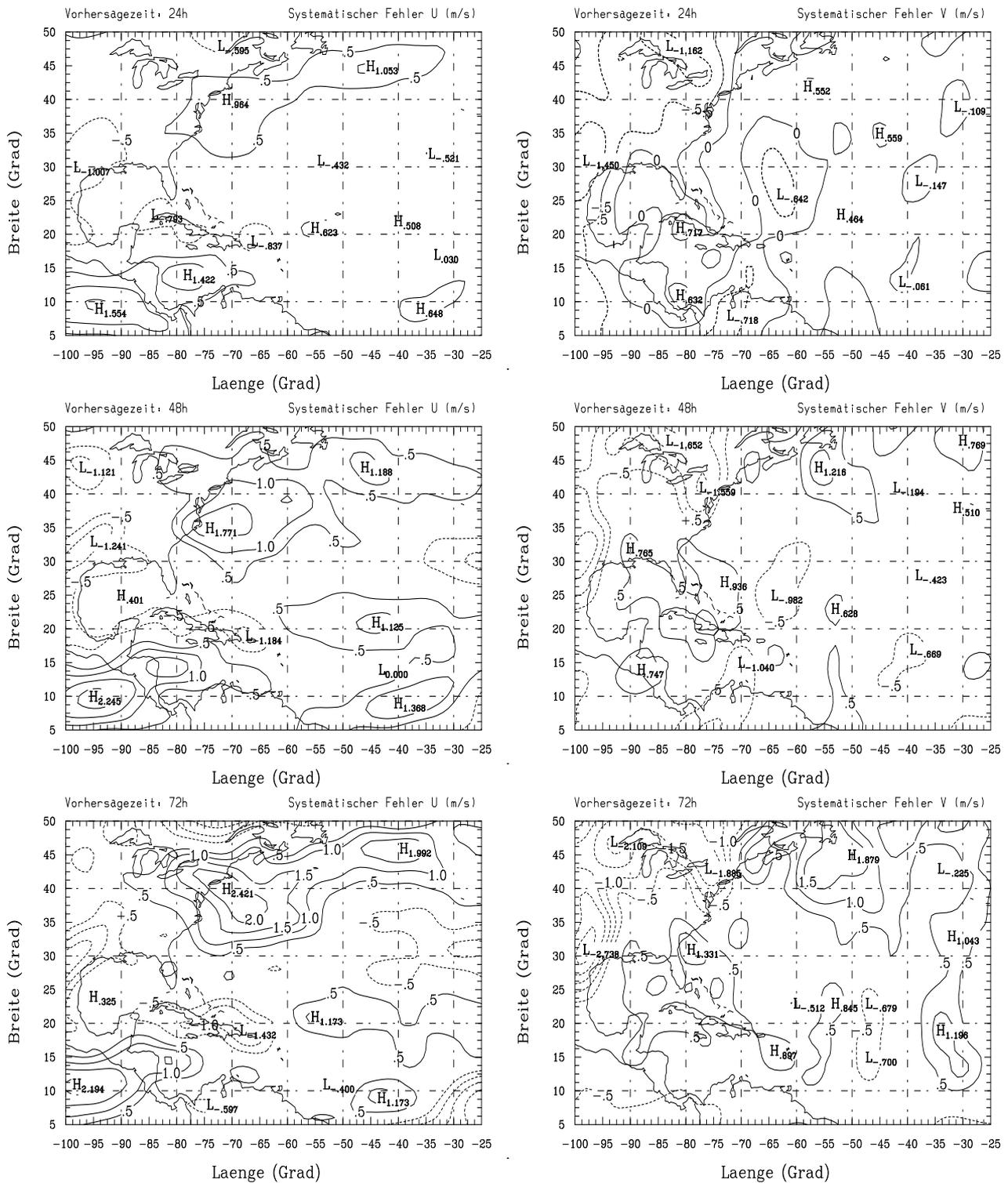


Abbildung 4.5: Wie Abb. 4.4, aber systematischer Vorhersagefehler. Auffällig ist die erhöhte positive Abweichung von U im Bereich der Ostküste Nordamerikas und in Teilen der Karibik.

oder der Intensität von Wettersystemen zu einem relativ hohen Fehler im vorhergesagten Windfeld führt. Im Gegensatz zu den gemäßigten Breiten sind die Gebiete der Subtropen und Tropen durch relativ niedrige Vorhersagefehler bei beiden Windkomponenten gekennzeichnet. In diesen Bereichen wirkt sich sowohl die vergleichsweise größere Persistenz der Strömung (Subtropen und Tropen) als auch die im Mittel geringere Windgeschwindigkeit und die näherungsweise barotrope Schichtung der Atmosphäre (Tropen) günstig auf die Vorhersagequalität aus.

Bei längeren Vorhersagezeiten dringen im Bereich der Westwindzone die Gebiete mit einem hohen Vorhersagefehler vom Rand her immer weiter in den Innenraum des Integrationsgebietes vor (mittlere und untere Bilder der Abb. 4.3). Darüber hinaus ist auch in den subtropischen Bereichen des Modellgebiets eine deutliche Zunahme der Vorhersagefehler zu beobachten, was teilweise als Konsequenz einer ungenauen Vorhersage der Wirbelstürme in den globalen Feldern angesehen werden kann. In der Folge beträgt nach 72 Stunden praktisch im gesamten Nordatlantik nördlich von $30 - 35^\circ\text{N}$ der Vorhersagefehler in U und V mehr als 5 m s^{-1} .

Da die in NSWMOD verwendeten NCEP-AVN-Vorhersagen einen Ausschnitt aus dem globalen Integrationsgebiet des NCEP-AVN-Modells repräsentieren, ist ihr Vorhersagefehler in den Randbereichen des Integrationsgebietes von NSWMOD nicht systematisch höher als im Innenraum. Auch beim NCEP-AVN-Modell führt im Bereich der Westwindzone die hohe Variabilität der Strömung zu höheren Vorhersagefehlern in U und V (z. B. $2 - 4 \text{ m s}^{-1}$ bei 48 Stunden Vorhersagezeit; Abb. 4.4 mitte; und $4 - 6 \text{ m s}^{-1}$ bei 72 Stunden Vorhersagezeit; Abb. 4.4 unten) als in den Tropen ($1 - 2 \text{ m s}^{-1}$ bei 48 und $2 - 3 \text{ m s}^{-1}$ bei 72 Stunden Vorhersagezeit). Bei dieser Fehlerverteilung ist zu erwarten, daß bei der Verwendung der zeitabhängigen Randbedingungen aus den globalen NCEP-AVN-Feldern die Bahnvorhersagen von NSWMOD in niedrigen Breiten genauer sind als in höheren Breiten. Die Felder des systematischen Vorhersagefehlers der NCEP-AVN-Vorhersagen (Abb. 4.5) zeigen im Nordatlantik vor der amerikanischen Ostküste (im nördlichen Teil der Karibik) eine Überschätzung (Unterschätzung) von U mit Größenordnungen von $1 - 2 \text{ m s}^{-1}$ bei 72 Stunden Vorhersagezeit. Daher kann in NSWMOD bei der Verwendung zeitabhängiger Randbedingungen bei Stürmen vor der amerikanischen Ostküste (in der nördlichen Karibik) eine Tendenz zu ostwärtigen (westwärtigen) Abweichungen der Bahnvorhersagen relativ zu den tatsächlichen Zugbahnen der Stürme erwartet werden. Dagegen sind in den anderen Gebieten sowie bei der meridionalen Windkomponente nur relativ geringe systematische Vorhersagefehler festzustellen.

Insgesamt zeigen diese Ergebnisse, daß vollständig barotrope Modelle unter Anderem durch den systembedingten Mangel an Genauigkeit in der Vorhersage barokliner Wettersysteme der gemäßigten- und subtropischen Breiten kein signifikantes Potential zur Verbesserung von Bahnvorhersagen aufweisen dürften. Das barokline NCEP-AVN-Modell liefert insbesondere in der Vorhersage barokliner

Wettersysteme niedrigere Vorhersagefehler als die barotropen Vorhersagen. Darüber hinaus weisen auch stichprobenartige Bahnvorhersagetests mit NSWMOD darauf hin, daß vollständig barotrope Modellläufe zu ungenaueren Bahnvorhersagen führen als Modellläufe mit den zeitabhängigen Randbedingungen des baroklinen NCEP-AVN-Modells. Da aufgrund dieser Erkenntnisse erwartet werden kann, daß durch die Verwendung von zeitabhängigen Randbedingungen des NCEP-AVN-Modells das Bahnvorhersagepotential von NSWMOD deutlich erhöht wird (vgl. DeMaria et al.; 1992), werden in allen nachfolgend beschriebenen Sensitivitätsstudien mit NSWMOD die NCEP-AVN-Vorhersagen als barokline zeitabhängige Randbedingungen verwendet.

4.1.2 Induzierte Geschwindigkeit im Zentrum des Sturmes

Das Ziel der Untersuchungen des vorliegenden Abschnitts ist die Ermittlung einer möglichst optimalen Methode zur Analyse der Geschwindigkeiten in NSWMOD im Wirbelzentrum. Zwei der drei untersuchten Methoden basieren auf einer Aufspaltung der vorhergesagten Windfelder auf dem äußeren Gitter von NSWMOD analog zur im Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Methodik. Um aus den Windfeldkomponenten \mathbf{F}_O , \mathbf{F}_{EL} , \mathbf{F}_{VS} , \mathbf{F}_{VA} , \mathbf{F}_{ES} , \mathbf{F}_{RS} und \mathbf{F}_E die Geschwindigkeitskomponenten \mathbf{c}_O , \mathbf{c}_L , \mathbf{c}_0 , \mathbf{c}_1 , \mathbf{c}_S , \mathbf{c}_R und \mathbf{c}_E im Wirbelzentrum abzuleiten, verwendet die erste Methode Interpolationen (birationale Interpolation und 12-Punkt Interpolation, definiert als Berechnungsverfahren I1 und I2), wohingegen die zweite Methode Mittelungen in wirbelzentrierten Kreisen benutzt, deren Radien in Abständen von $0.25r_i$ von $0.25r_i$ bis auf $2.0r_i$ anwachsen (Berechnungsverfahren A1 bis A8). Zu den Diagnosezeiten t_d (12, 24, 36, 48, 60 und 72 h) wurden die individuellen Abweichungen der induzierten Geschwindigkeitskomponenten bzw. verschiedener Kombinationen derselben zu den Driften der Wirbel in NSWMOD³ (\mathbf{c}_T) berechnet. Zur Bestimmung der mittleren Abweichungen wurde anschließend über alle Diagnosezeiten und über alle Vorhersagen gemittelt. Es ist anzumerken, daß die Feldkomponenten \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} vor der Berechnung der induzierten Geschwindigkeitskomponenten nicht mit einem radialen Filter geglättet wurden. Da die Aufspaltung der Windfelder und damit die induzierten Geschwindigkeitskomponenten der verschiedenen Windfeldkomponenten von der Abbruchwellenlänge des Barnesverfahrens abhängen, wurden zusätzlich zum Standardexperiment mit $\lambda_c=2000$ km Kontrollexperimente mit Abbruchwellenlängen von 1000 und 3000 km durchgeführt.

Die Untersuchungsergebnisse zeigen, daß bei den Methoden I und A keine der induzierten Geschwindigkeitskomponenten \mathbf{c}_L , \mathbf{c}_0 , \mathbf{c}_1 und \mathbf{c}_S im Mittel gut mit der beobachteten Wirbel drift übereinstimmt. Dabei liefert die Komponente mit der größten Amplitude (\mathbf{c}_L) noch die relativ beste Übereinstimmung mit \mathbf{c}_T . Dies ist gemäß den Aussagen der Theorie zur Bewegung tropischer Zyklone zu erwarten, da die Bewegung eines tropischen Wirbelsturmes nach dem Steuerungskonzept erster Ordnung

³Definiert durch die Positionsänderung des Wirbels zwischen $t_d - 0.5$ h und t_d .

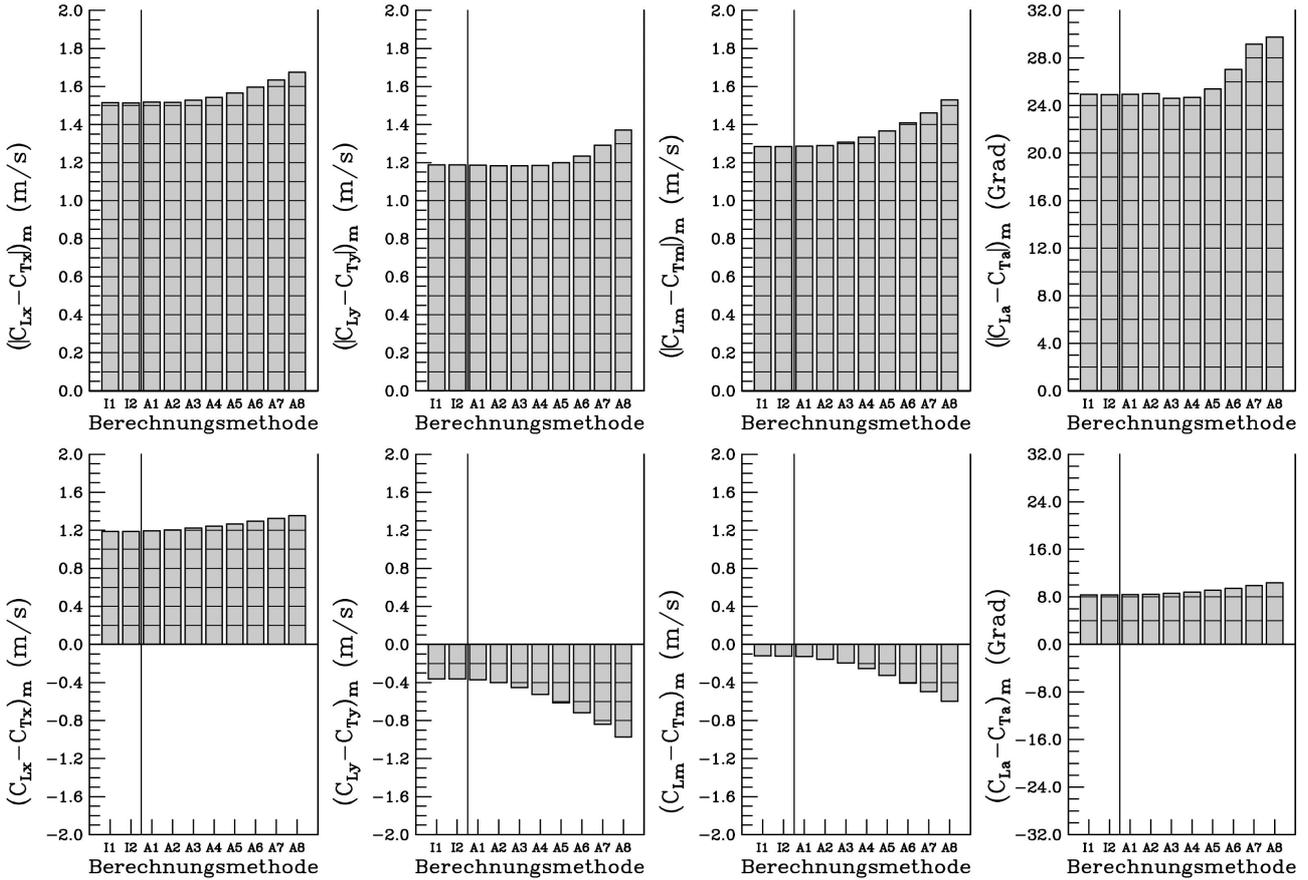


Abbildung 4.6: Mittlere Abweichungen $\| \mathbf{c}_L - \mathbf{c}_T \|_m$ (obere Bilder) und systematische Abweichungen $[\mathbf{c}_L - \mathbf{c}_T]_m$ (untere Bilder) der induzierten Geschwindigkeitskomponente \mathbf{c}_L von \mathbf{c}_T in Abhängigkeit von der Berechnungsmethode. Dargestellt sind die zonale Komponente, die meridionale Komponente, der Betrag (jeweils in m s^{-1}) und die Richtung (im Uhrzeigersinn positiv in $^\circ$) der Abweichungen, gemittelt über alle Vorhersagen und über die Diagnosezeiten 12 h, 24 h, 36 h, 48 h, 60 h und 72 h. Die Abkürzung I1 kennzeichnet die birationale Interpolation und I2 die 12-Punkt-Interpolation. Die Mittelungen in variablen Kreisen sind durch A1-A8 gekennzeichnet, dabei vergrößert sich der Radius der Kreise in Inkrementen von $0.25r_i$ von $0.25r_i$ (A1) bis $2.0r_i$ (A8). Die oberen Bilder zeigen eine relativ geringe Abhängigkeit der Abweichung $\| \mathbf{c}_L - \mathbf{c}_T \|_m$ von der Berechnungsmethode, wohingegen die unteren Bilder auf eine systematische Unterschätzung der nordwestlichen Driftkomponente der Wirbel durch \mathbf{c}_L hinweisen.

von \mathbf{F}_{EL} bestimmt wird (s. Abschnitt 2.2). Abbildung 4.6 zeigt, daß die mittleren und systematischen Abweichungen der induzierten Geschwindigkeitskomponente \mathbf{c}_L von \mathbf{c}_T nur relativ geringfügig vom Interpolationsverfahren bzw. vom Mittelungsradius abhängen, was sich auf die glatte Struktur von \mathbf{F}_{EL} zurückführen läßt. Ferner ist \mathbf{c}_L durch eine systematische Unterschätzung der westwärts gerichteten Wirbeldriftkomponente um $1.2 - 1.4 \text{ m s}^{-1}$ und der nordwärts gerichteten Wirbeldriftkomponente um $0.4 - 1.0 \text{ m s}^{-1}$ gekennzeichnet. Dies weist auf eine unzureichende Repräsentanz der Betadriftkomponente in \mathbf{c}_L hin. Anscheinend führt der Betaeffekt im Modell zur Entwicklung von Betagyren, die aber aufgrund ihrer mesoskaligen Ausdehnung nur in geringem Maße in \mathbf{F}_{EL} abgebildet werden, womit sich die systematische Unterschätzung der nordwestwärts gerichteten Driftkomponente des Wirbels durch \mathbf{c}_L erklären läßt. Die systematische Abweichung der Komponente \mathbf{c}_L von \mathbf{c}_T zeigt überdies nur eine

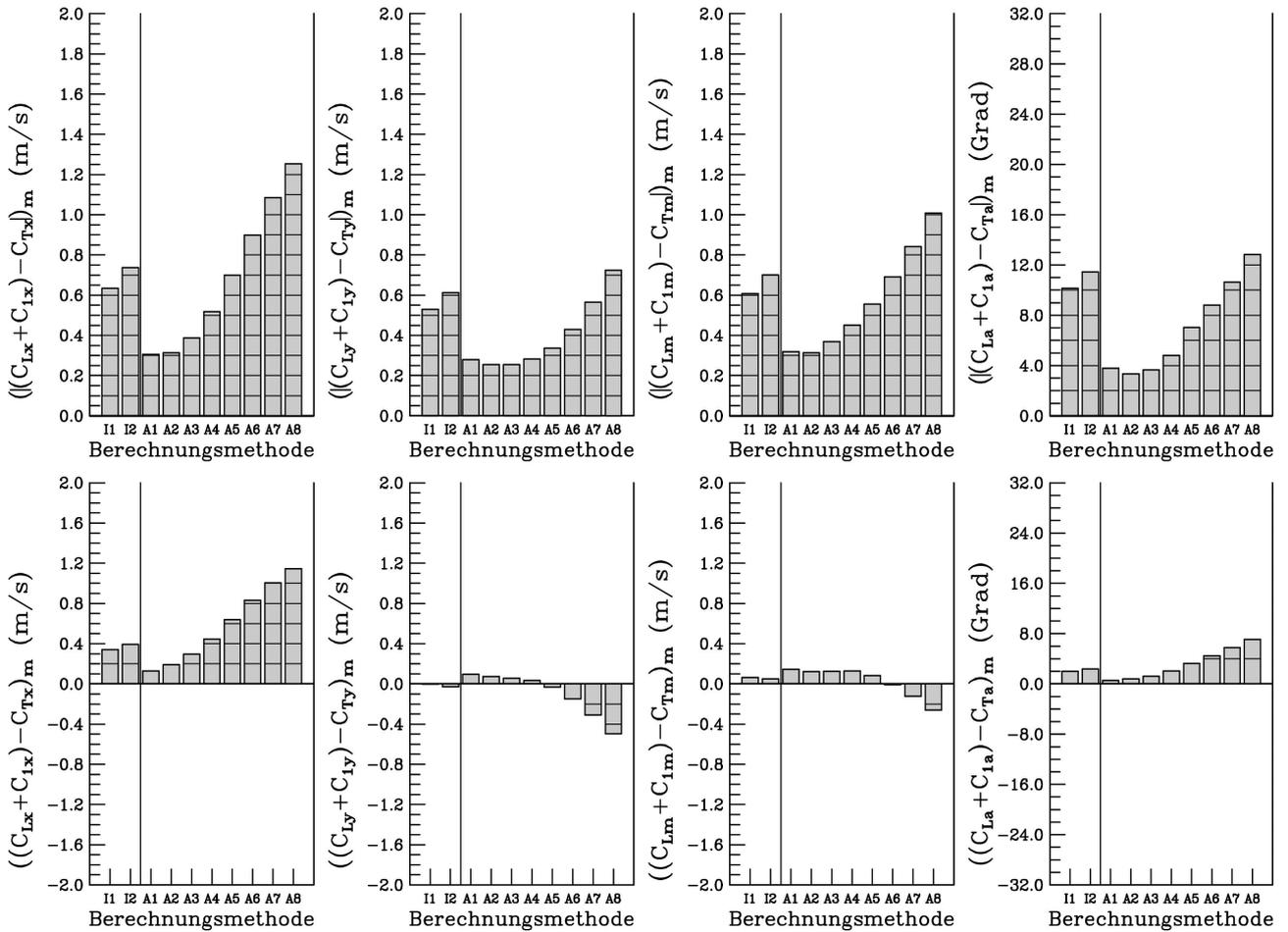


Abbildung 4.7: Wie Abb. 4.6, aber $[(\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1) - \mathbf{c}_T]_m$ (oben) und $[(\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1) - \mathbf{c}_T]_m$ (unten). Die oberen Bilder zeigen ein deutliches Minimum der Abweichung $[(\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1) - \mathbf{c}_T]_m$ bei der Mittelung in kleinen Kreisen (mit A1 und A2 gekennzeichneten Balken). Die unteren Bilder belegen, daß außer bei den Mittelungen in großen Kreisen (mit A5 bis A8 gekennzeichnete Balken) $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$ nicht wesentlich systematisch von \mathbf{c}_T abweicht.

geringe Abhängigkeit zur verwendeten Abbruchwellenlänge des Barnesverfahrens. Im Vergleich zur Grundeinstellung von 2000 km erhöht sich die Abweichung bei einer Abbruchwellenlänge von 3000 km auf Werte um 2 m s^{-1} , wohingegen sie sich bei einer Abbruchwellenlänge von 1000 km geringfügig erniedrigt. Dies läßt sich durch die mit kürzeren Abbruchwellenlängen verbundene Abbildung größerer Anteile der Betagyren in \mathbf{F}_{EL} erklären, wodurch die Übereinstimmung von \mathbf{c}_L mit \mathbf{c}_T etwas verbessert wird.

Eine im Mittel sehr viel bessere Übereinstimmung mit \mathbf{c}_T erreicht die induzierte Geschwindigkeit aus $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$, insbesondere dann, wenn die Mittelungsmethode in einem relativ kleinen Kreis ($r=0.5r_i$) angewandt wird (Abb. 4.7). Die mittleren Abweichungen von etwa 0.3 m s^{-1} in der U - und V -Komponente und von etwa 4° in der Richtung gehören zu den niedrigsten, die in der vorliegenden Untersuchung erreicht wurden. Dieses Ergebnis belegt, daß die Bewegung barotroper Wirbel im Mittel sehr gut durch das Steuerungskonzept zweiter Ordnung (s. Abschnitt 2.2) approximiert wird. Die

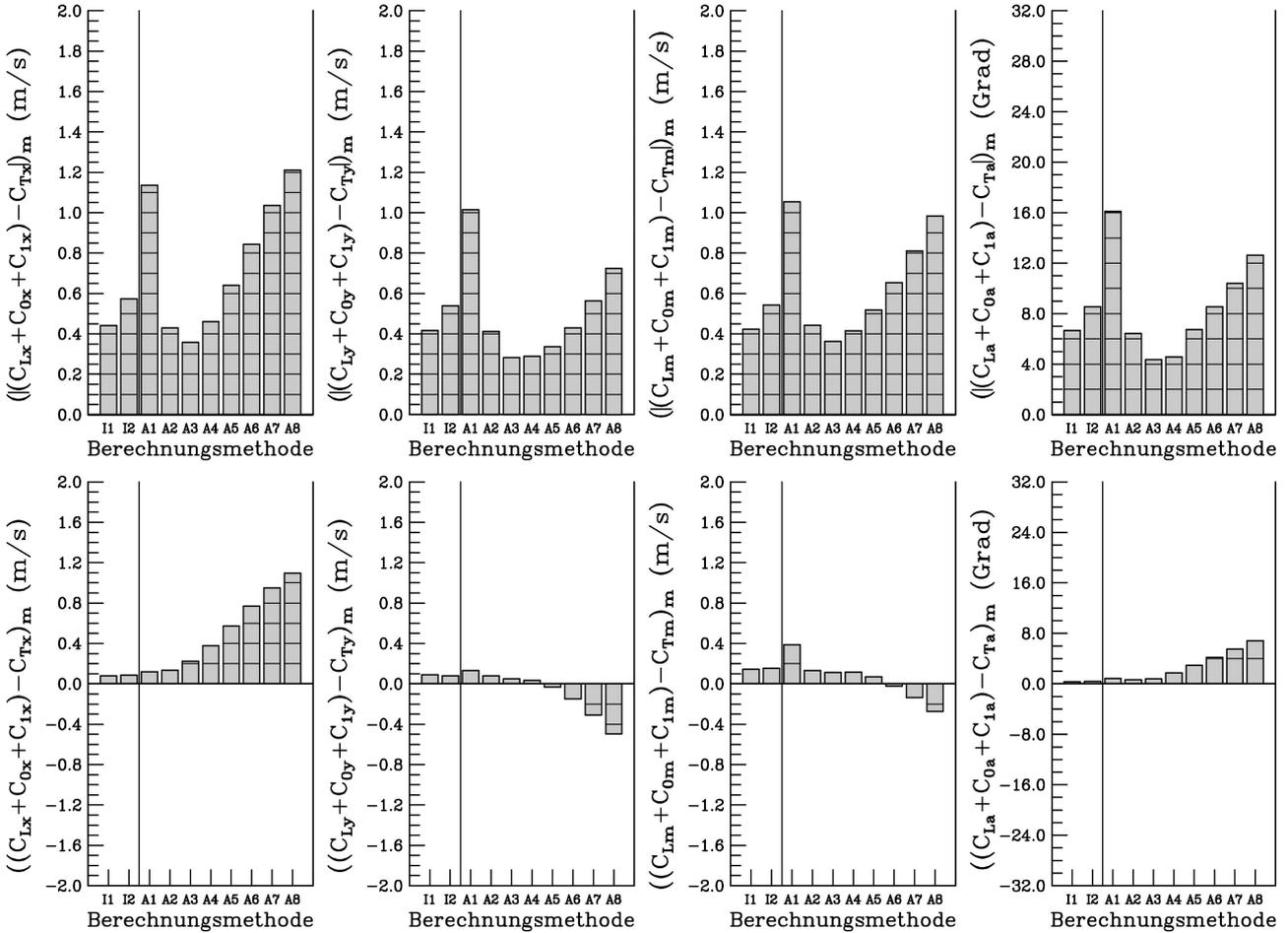


Abbildung 4.8: Wie Abb. 4.6, aber $||(\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_0 + \mathbf{c}_1) - \mathbf{c}_T||_m$ (oben) und $[(\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_0 + \mathbf{c}_1) - \mathbf{c}_T]_m$ (unten). Der Vergleich mit Abb. 4.7 zeigt deutlich, daß die Hinzunahme von \mathbf{c}_0 zu einer ungenaueren Repräsentation von \mathbf{c}_T durch die induzierte Geschwindigkeit bei den Mittelungen in kleinen Kreisen führt.

Mittelungen in größeren Kreisen und auch die Interpolationsmethoden führen allerdings zu etwas erhöhten mittleren Abweichungen zwischen der induzierten Geschwindigkeit $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$ und der tatsächlichen Wirbeldrift.

Ein Vergleich der Abb. 4.8 mit Abb. 4.7 zeigt, daß die Hinzunahme der induzierten Geschwindigkeitskomponente des symmetrischen Wirbels \mathbf{c}_0 zur induzierten Geschwindigkeit $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$ bei der Mittelung in kleinen Kreisen zu einer Erhöhung der mittleren Abweichung von \mathbf{c}_T führt. Bei der Mittelung in größeren Kreisen und bei den Interpolationsmethoden ergibt sich dagegen kaum eine Veränderung. Das kleinskalige Umgebungsfeld induziert nur geringfügige Geschwindigkeiten im Wirbelzentrum. Daher entspricht die induzierte Geschwindigkeit $\mathbf{c}_E (\cong \mathbf{c}_L + \mathbf{c}_s) + \mathbf{c}_1$ näherungsweise $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$ und die induzierte Geschwindigkeit des Originalfeldes \mathbf{c}_O weicht kaum von $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_0 + \mathbf{c}_1$ ab. Es ist überdies bemerkenswert, daß \mathbf{c}_O in der vorliegenden Untersuchung die tatsächliche Wirbeldrift erheblich besser repräsentiert als in der Studie von Weber und Smith (2000), in der mittels einer näherungsweise analogen Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten die Bewegung eines Monsuntiefs untersucht

wurde.

Nach der Theorie zur Bewegung tropischer Zyklone können alle azimutalen Asymmetrien mit einer Wellenzahl ungleich eins direkt keine Geschwindigkeit im Wirbelzentrum induzieren (s. Abschnitt 2.2). Das Resultat signifikant von Null verschiedener berechneter induzierter Geschwindigkeiten \mathbf{c}_0 und \mathbf{c}_s kann einem numerischen Effekt zugeschrieben werden. Wie durch obige Ergebnisse belegt wird, macht sich dieser insbesondere bei der Feldkomponente \mathbf{F}_{VS} bei der Mittelung in kleinen Kreisen bemerkbar. In diesem Falle befinden sich nur wenige und ungleichmäßig um das Wirbelzentrum verteilte Gitterpunkte im Mittelungsbereich. Dadurch mitteln sich die individuellen Beiträge der Windkomponenten auf den bei der Mittelung berücksichtigten Gitterpunkten in der Berechnung der induzierten Geschwindigkeit nicht vollständig heraus, wodurch die künstliche (unrealistische) induzierte Geschwindigkeitskomponente \mathbf{c}_0 entsteht. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß die Berücksichtigung solcher numerisch erzeugten induzierten Geschwindigkeitskomponenten in der Berechnung der induzierten Geschwindigkeit eher nachteilige Auswirkungen in Hinblick auf eine gute Repräsentation der tatsächlichen Wirbel drift hat.

Es bleibt noch anzumerken, daß bei den aus mehreren Feldkomponenten zusammengesetzten induzierten Geschwindigkeitskomponenten die Resultate der Kontrollexperimente mit den anderen Abbruchwellenlängen im Großen und Ganzen denen des Standardexperiments entsprechen. Damit läßt sich zusammenfassend folgern, daß die Bewegung der Wirbel in NSWMOD mit der von $\mathbf{F}_{EL} + \mathbf{F}_{VA}$ ($\cong \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_{VA}$) in unmittelbarer Nähe des Wirbelzentrums induzierten Geschwindigkeit am besten approximiert wird. Eine Berücksichtigung von Beiträgen dieser Feldkomponenten aus dem Bereich der Wirbelränder oder aus der näheren Umgebung der Wirbel wirkt sich dagegen ungünstig auf die Repräsentation der tatsächlichen Wirbel drift durch die induzierte Geschwindigkeitskomponente $\mathbf{c}_L + \mathbf{c}_1$ ($\cong \mathbf{c}_E + \mathbf{c}_1$) aus.

Die dritte der untersuchten Methoden zur Berechnung der induzierten Geschwindigkeiten beruht auf einer von Weber und Smith (2000) entwickelten Methode. Deren Basis ist im Wesentlichen die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Windfeldanalyse, die jedoch auf die vorhergesagten Felder der relativen Vorticity und der Divergenz angewandt wird. Im Unterschied zu den beiden anderen Methoden werden die induzierten Geschwindigkeitskomponenten mittels radialer Integration der im großskaligen Umgebungsfeld und im kleinskaligen Restfeld analysierten Vorticity- und Divergenzasymmetrien azimutaler Wellenzahl eins (von $r=0$ bis $r=R$; hierbei ist R wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben der Radius des azimutalen Analysegebietes) berechnet. Die Untersuchung ergab, daß keine der so berechneten induzierten Geschwindigkeitskomponenten im Mittel eine befriedigende Repräsentation von \mathbf{c}_T liefert, wobei die induzierte Geschwindigkeitskomponente der großskaligen Vorticityasymmetrie mit einer mittleren Betragsabweichung von 2.5 m s^{-1} noch die relativ beste Näherung für die tatsächliche Wirbel drift

liefert. Die anderen induzierten Geschwindigkeitskomponenten zeigen dagegen Abweichungen von \mathbf{c}_T , die annähernd der Größenordnung der Wirbeldriften selbst entsprechen. Auch verschiedene Kombinationen der induzierten Geschwindigkeitskomponente der großskaligen Vorticityasymmetrie mit den anderen induzierten Geschwindigkeitskomponenten konnten keine wesentlich genauere Repräsentation von \mathbf{c}_T liefern als die induzierte Geschwindigkeitskomponente der großskaligen Vorticityasymmetrie alleine.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit fanden Weber und Smith, *op. cit.*, eine sehr gute mittlere Übereinstimmung zwischen tatsächlicher Wirbeldrift und der Summe der induzierten Geschwindigkeiten der Vorticity und Divergenzasymmetrien. Da Monsuntiefs in ihrer dynamischen Struktur, abgesehen von einer geringeren Intensität, weitgehend jener von tropischen Zyklonen entsprechen, sollten die Ergebnisse zu einem gewissen Grade vergleichbar sein. Mögliche Ursachen für die hier beobachteten großen Abweichungen sind: (1) Die Vernachlässigung einer nicht notwendigerweise kleinen irrotationalen divergenzfreien (harmonischen) Geschwindigkeitskomponente; und (2) die Abhängigkeit der induzierten Geschwindigkeiten von der variablen radialen Ausdehnung des azimutalen Analysegebietes (s. Anhang A.2). Möglicherweise haben diese Faktoren die induzierten Geschwindigkeiten in der Untersuchung von Weber und Smith nicht signifikant beeinflusst. Auch wenn die genauen Gründe für die Diskrepanz der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zu den Untersuchungen von Weber und Smith, *op. cit.*, nicht mit vollständiger Gewißheit zu bestimmen sind, so weisen sie jedoch darauf hin, daß im Falle tropischer Zyklone eine Berechnung der induzierten Geschwindigkeit mittels radialer Integration der groß- und kleinskaligen Vorticity- und Divergenzasymmetrien azimutaler Wellenzahl eins nicht erfolgversprechend ist.

4.2 Einfluß der Initialisierungsparameter auf die Bahnvorhersagen

4.2.1 Näherungsweise Elimination des Wirbels der globalen Felder

Beim Ersatz der Wirbel der globalen Felder durch synthetische Wirbel werden zunächst die Wirbel in den globalen Feldern näherungsweise eliminiert (s. Abschnitt 3.1.2). Um festzustellen, wie die Art der Elimination als Teil des gesamten Ersetzungsverfahrens die Bahnvorhersagen von NSWMOD beeinflusst, wurde in den vorliegenden Untersuchungen die Größe des Eliminationsbereiches (definiert durch Δ_e) variiert. Diese Untersuchungen wurden mit und ohne Entfernung der analysierten Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins aus den globalen Feldern durchgeführt.

Abbildung 4.9 zeigt, daß der mittlere jährliche Vorhersagefehler der nordatlantischen Wirbelsturm-saison 1996 (ohne Entfernung der analysierten Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins) im Standardi-

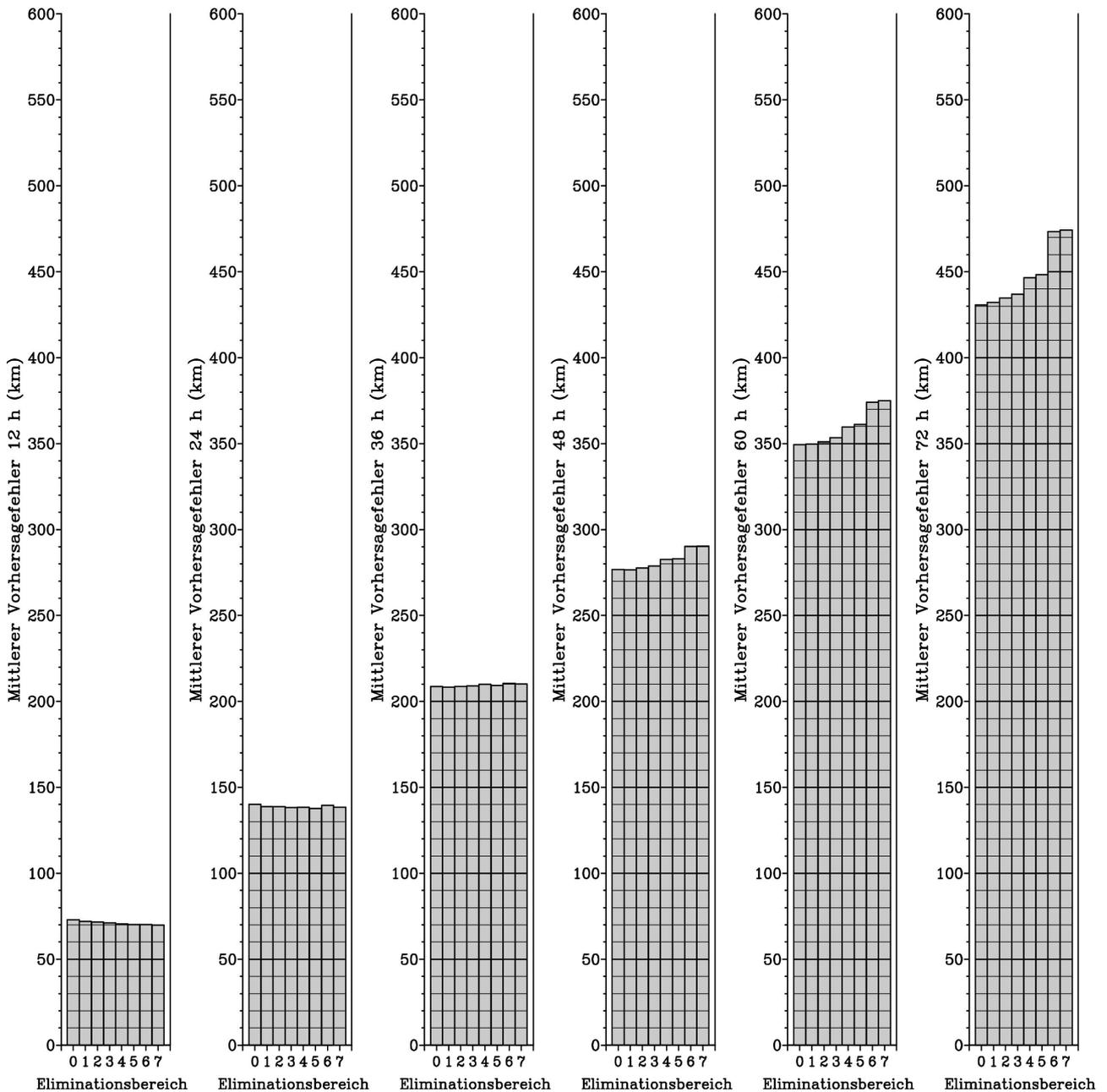


Abbildung 4.9: Balkendiagramme des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers aller Vorhersagen der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996, in Abhängigkeit von der Größe des quadratischen wirbelzentrierten Eliminationsbereiches (definiert durch die Seitenlänge Δ_e), in dem der Wirbel der globalen Felder vor der Extraktion des großskaligen Umgebungsfeldes näherungsweise aus den globalen Feldern eliminiert wird: keine Elimination (0), $\Delta_e=2r_i$ (1), $\Delta_e=2r_i+\Delta_O$ (2), $\Delta_e=2r_i+2\Delta_O$ (3), $\Delta_e=2r_i+3\Delta_O$ (4), $\Delta_e=2r_i+4\Delta_O$ (5), $\Delta_e=2r_i+5\Delta_O$ (6), $\Delta_e=2r_i+6\Delta_O$ (7). Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde nicht aus den globalen Feldern entfernt. Es ist zu erkennen, daß der mittlere jährliche Vorhersagefehler mit zunehmender Größe des Eliminationsbereiches bei kurzen Vorhersagezeiten minimal abnimmt und bei langen Vorhersagezeiten vergleichsweise etwas stärker zunimmt.

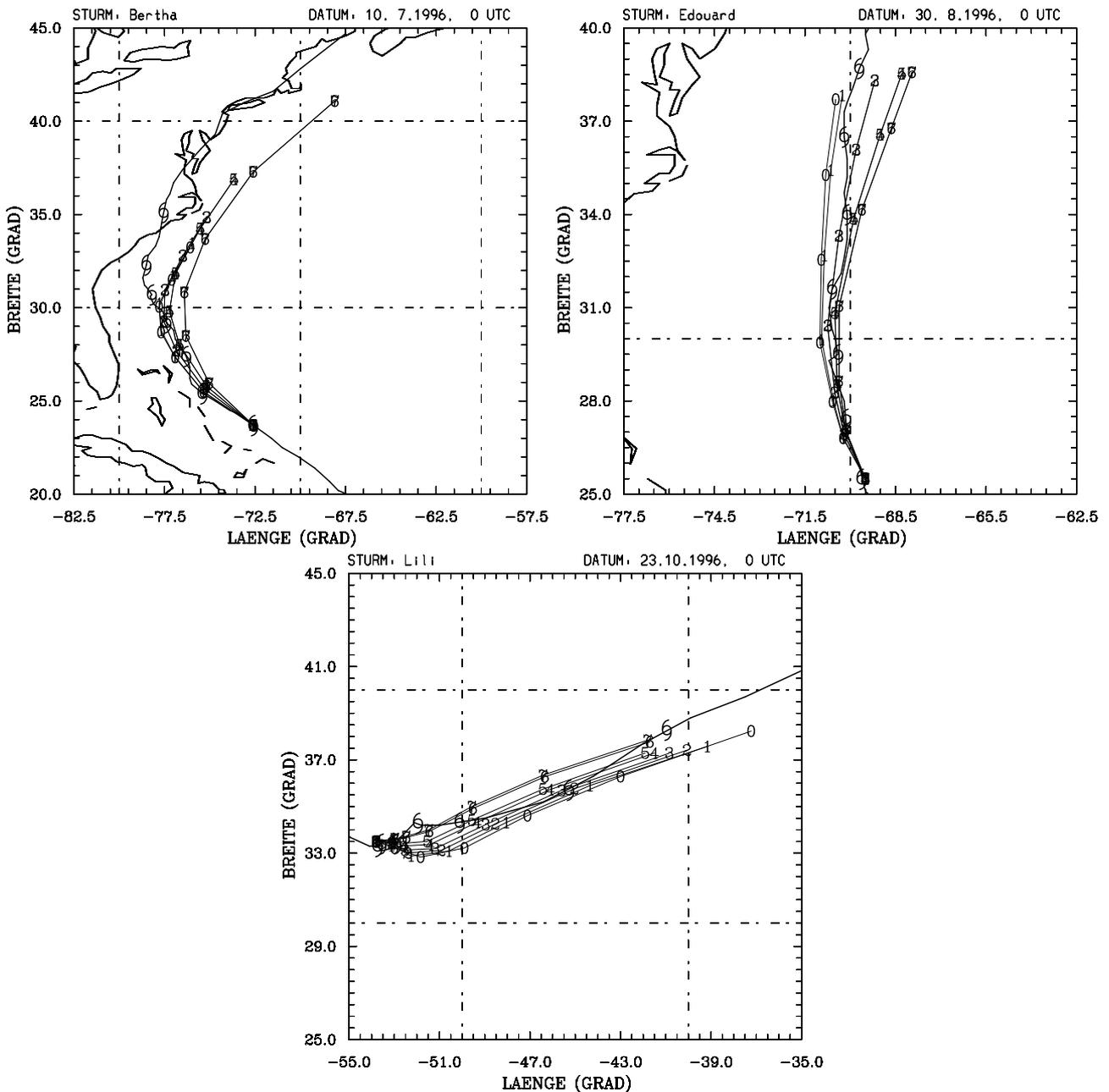


Abbildung 4.10: Bahnvorhersagen in Abhängigkeit von der Seitenlänge Δ_e des quadratischen wirbelzentrierten Eliminationsbereiches, in dem der Wirbel der globalen Felder vor der Extraktion des großskaligen Umgebungsfeldes näherungsweise aus den globalen Feldern eliminiert wird. Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde nicht aus den globalen Feldern entfernt. Die stark ausgezogenen Linien kennzeichnen die tatsächlich beobachteten und die schwach ausgezogenen Linien die vorhergesagten Zugbahnen der Wirbelstürme, dabei geben die Hurrikansymbole die tatsächlich beobachteten und die Zahlen die vorhergesagten Wirbelsturmpositionen bei den verschiedenen in Abb. 4.9 definierten Experimenten in 12-stündigem Abstand an. Der Ausstrahlungspunkt der Bahnvorhersagen markiert die Anfangspositionen der vorhergesagten Stürme und das über den Bildern angegebene Datum die Anfangszeitpunkte der Vorhersagen. Bei den hier gezeigten Bahnvorhersagen ist eine deutliche Streuung der Wirbelbahnen in Abhängigkeit von der Seitenlänge des Eliminationsbereiches zu beobachten. Zum Teil liegen vorhergesagte Zugbahnen übereinander. Dies kann in Fällen entstehen, in denen das Inkrement der Variation von Δ_e unterhalb des zweifachen Modellgitterinkrementes liegt.

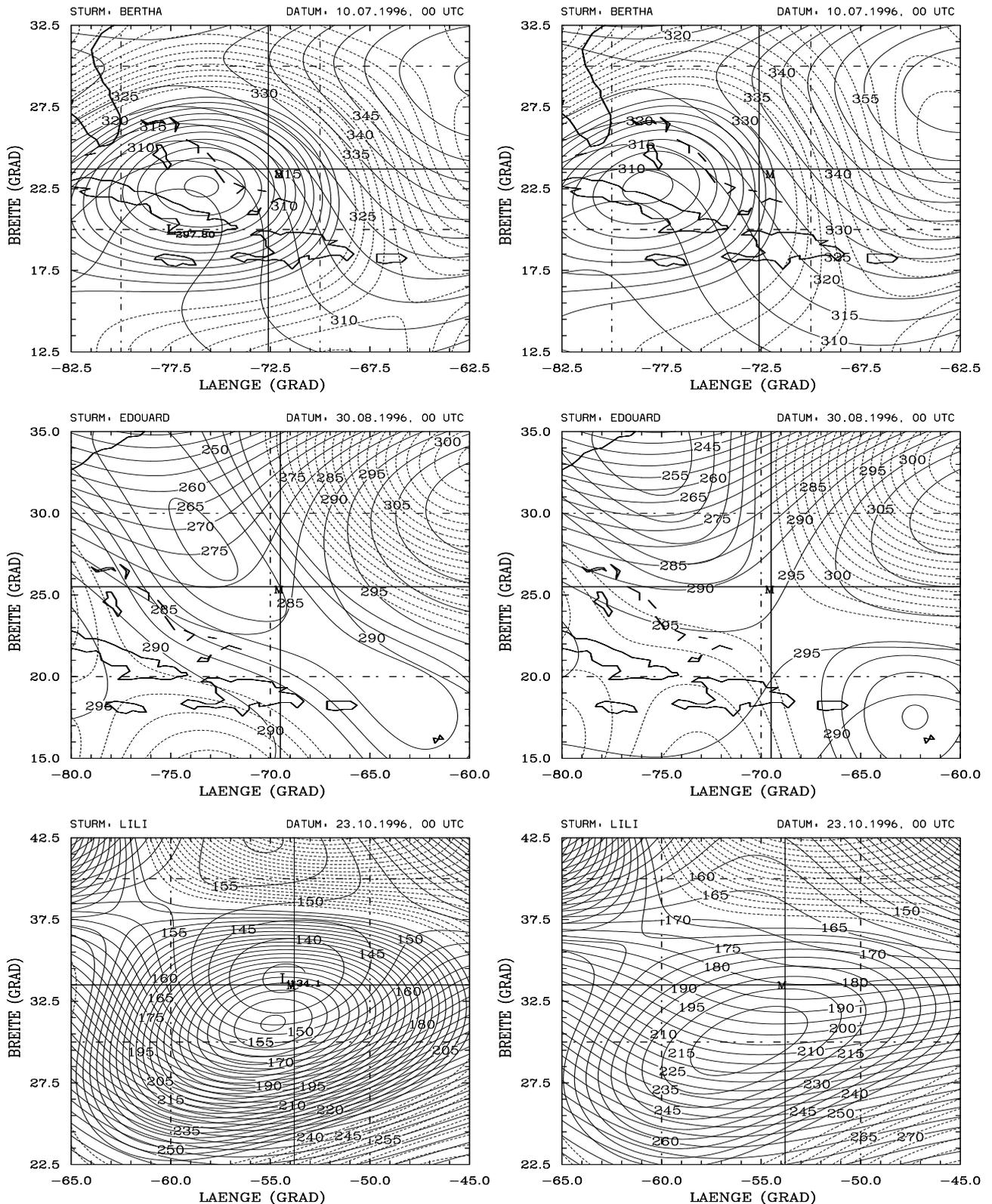


Abbildung 4.11: Großskalige Umgebungsfelder \mathbf{F}_{EL} ohne (links) und mit (rechts) näherungsweise Elimination der Wirbel in den globalen Feldern bei $\Delta_e = 2r_i + \Delta_O$. Das Geopotential ist durch stark ausgezogene Linien (in m) und die relative Vorticity durch schwach ausgezogene Linien (Linienintervall $2 \times 10^{-6} s^{-1}$) gekennzeichnet. Das M bezeichnet die Positionen der mißplazierten Wirbel in den globalen Analysen und das Fadenkreuz die tatsächlich beobachteten Positionen der Stürme. Es ist zu erkennen, daß die Feldstrukturen in den Umgebungen der Stürme in den rechten Bildern schwächer ausgeprägt sind im Vergleich zu den linken Bildern.

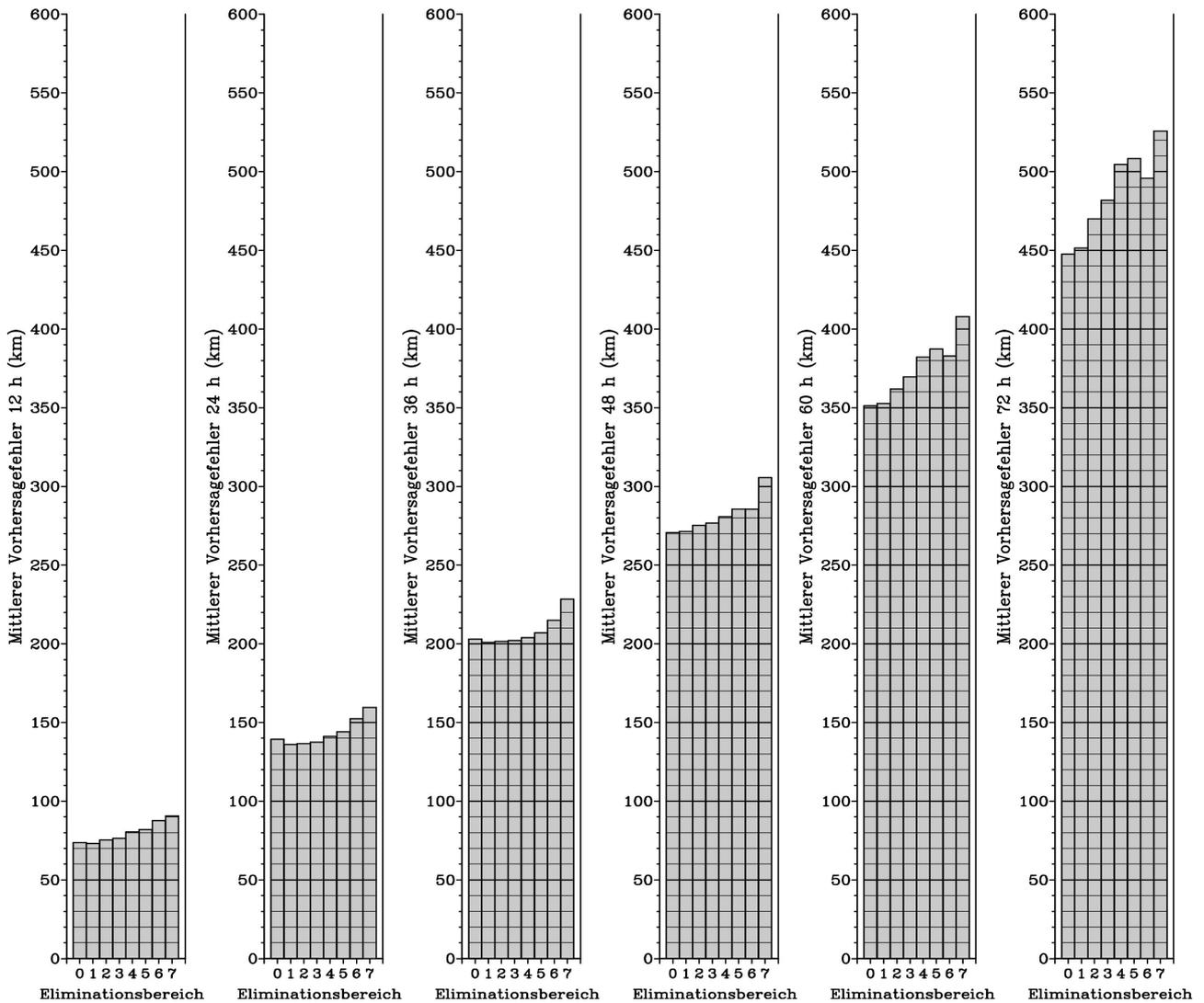


Abbildung 4.12: Wie Abb. 4.9, aber die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde aus den globalen Feldern entfernt. Im Vergleich zur Abb. 4.9 ist ein deutlich stärkerer Anstieg des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers mit der Größe des Eliminationsbereiches bei langen Vorhersagezeiten und eine Ausweitung dieses Anstiegs auf die kurzen Vorhersagezeiten festzustellen.

initialisierungsverfahren (vgl. Tab. 3.1) nur relativ mäßig von Δ_e abhängt: Bei Vorhersagezeiten von 12 und 24 Stunden führt eine Vergrößerung von Δ_e zu einer geringen Abnahme und bei Vorhersagezeiten von mehr als 36 Stunden zu einer vergleichsweise etwas deutlicheren Zunahme des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers. Diese relativ mäßige Sensitivität zu Δ_e impliziert, daß die Wirbel in den globalen Feldern in den meisten Fällen schon durch das Barnesverfahren alleine hinreichend aus \mathbf{F}_{EL} eliminiert werden.

Allerdings zeigen sich insbesondere bei großen und intensiven Stürmen in Einzelfällen trotzdem signifikante Streuungen der vorhergesagten Zugbahnen. Abbildung 4.10 zeigt dazu die Vorhersagen von Hurrikan Bertha vom 10.07.1996, 0 UTC, von Hurrikan Edouard vom 30.08.1996, 0 UTC, und von Hurrikan Lili vom 23.10.1996, 0 UTC. Im Falle von Bertha und Lili finden sich in \mathbf{F}_{EL} ohne nähe-

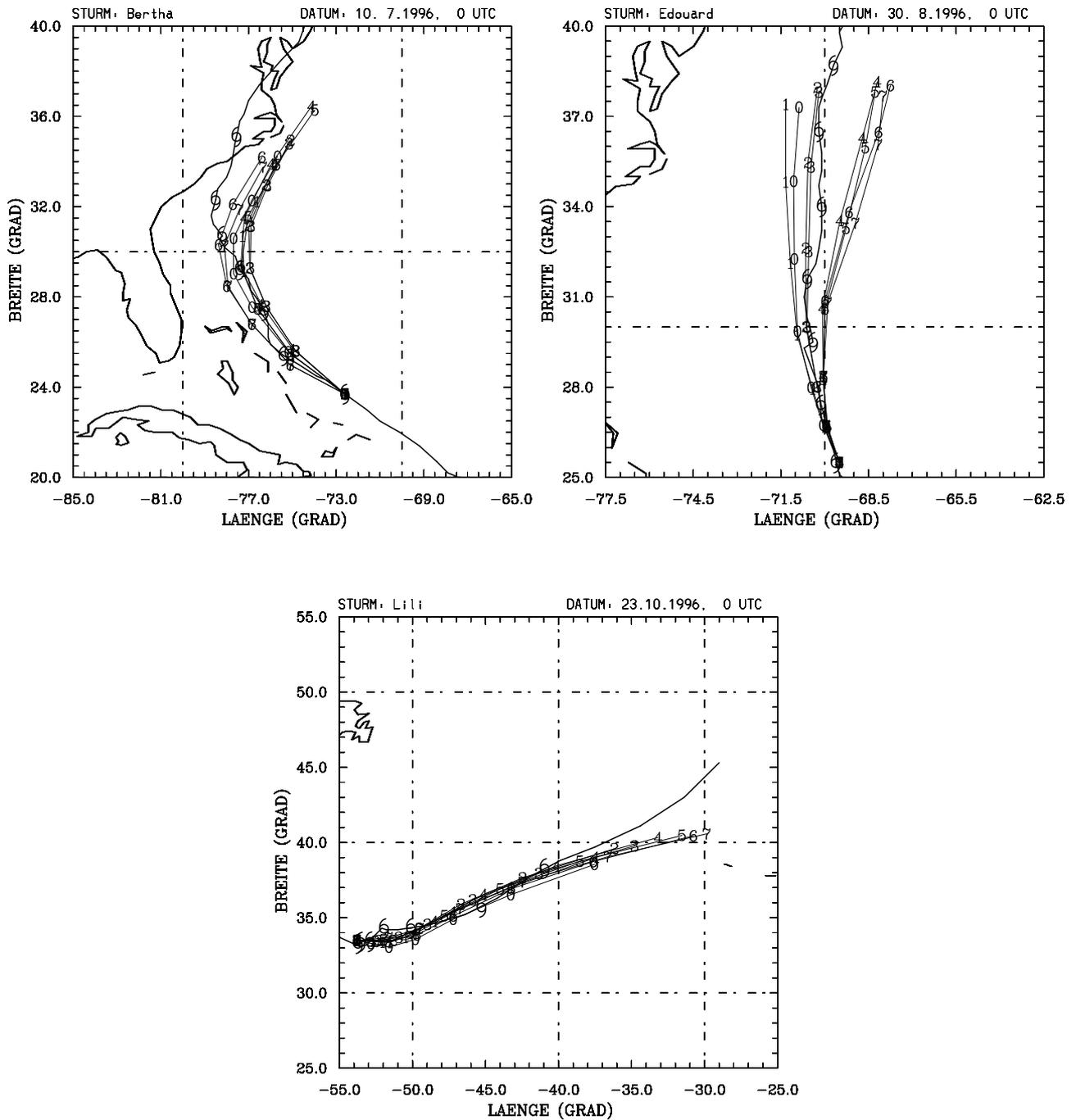


Abbildung 4.13: Wie Abb. 4.10, aber die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde aus den globalen Feldern entfernt. Im Vergleich zu Abb. 4.10 ist eine Veränderung in der Streucharakteristik der Bahnvorhersagen zu beobachten.

rungsweise Elimination der globalen Wirbel Vorticitymaxima und Geopotentialminima in der Nähe der Stürme (Abb. 4.11 obere und untere linke Bilder). Diese Strukturen könnten zumindest teilweise Überreste von unzureichend eliminierten Wirbeln der globalen Felder sein, auch wenn sich ihre Zentren, bedingt durch die starke Glättung bei der Extraktion von \mathbf{F}_{EL} , an anderen Positionen befinden als die Zentren der ursprünglichen Wirbel in den globalen Feldern. Dagegen ist in der Nähe von Edouard (mittleres linkes Bild der Abb. 4.11) keine Struktur zu finden, die eindeutig auf einen unvollständig entfernten Wirbel in der globalen Analyse hindeutet. Ein Vergleich mit dem rechten mittleren Bild der Abb. 4.11 zeigt aber, daß die Struktur von \mathbf{F}_{EL} im Bereich von Edouard trotzdem vom Wirbel in den globalen Feldern beeinflusst wird. Die etwaigen Überreste dieser globalen Wirbel in \mathbf{F}_{EL} sind wesentlich schwächer als die synthetischen Modellstürme. Trotzdem reicht anscheinend die induzierte Geschwindigkeit dieser Überreste für eine merkliche Ablenkung der synthetischen Modellwirbel in den Vorhersagen aus. Die oberen und unteren rechten Bilder von Abb. 4.11 zeigen, daß die näherungsweise Elimination der Wirbel in den globalen Feldern zu deutlichen Abschwächungen der Überreste von unzureichend entfernten globalen Wirbeln der Stürme Bertha und Lili führt. Dies scheint ihren Einfluß auf die Vorhersagen deutlich zu reduzieren. Der erhöhte mittlere Vorhersagefehler bei längeren Vorhersagezeiten und sehr großen Eliminationsgebieten weist aber darauf hin, daß der Erhalt der langwelligen Komponente der symmetrischen Wirbel der globalen Felder in größerer Entfernung zum Wirbelzentrum für eine möglichst realistische Repräsentation der Wirbel drift in NSWMOD ebenfalls wichtig ist.

Bei einer Entfernung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins aus den globalen Feldern führt eine Vergrößerung des Eliminationsbereiches ab einem Δ_e von $2r_i + 2\Delta_O$ (bei Vorhersagezeiten von 60 h und 72 h auch schon früher) zu einem deutlichen Anstieg des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers (Abb. 4.12). Bei praktisch allen Einzelvorhersagen tritt nun, unabhängig von der Größe der Wirbel in den globalen Feldern, eine relativ starke Streuung der vorhergesagten Zugbahnen auf. Abbildung 4.13 zeigt die Veränderungen in der Streucharakteristik der Zugbahnen für die drei oben genannten Stürme. Die erhöhte Zugbahnstreuung läßt sich damit erklären, daß die näherungsweise Elimination der Wirbel in den globalen Feldern nun auch zu einer Glättung von anderen Wettersystemen, wie z. B. von Trögen und Rücken, im Bereich eines Sturmes (vgl. dazu auch das linke und rechte untere Bild der Abb. 4.11) führt. Der durch die Glättung nicht mehr in \mathbf{F}_{EL} enthaltene Anteil dieser Wettersysteme wird dann in \mathbf{F}_{RS} abgebildet. Da gerade die Komponente der azimuthalen Wellenzahl eins der Wettersysteme in \mathbf{F}_{RS} relativ zum Wirbelzentrum die Bewegung der Wirbel direkt beeinflusst (s. Abschnitt 2.2), wird bei der Filterung von \mathbf{F}_{VA} der unmittelbare Einfluß der in \mathbf{F}_{RS} vorhandenen kleinskaligeren Komponenten der Wettersysteme auf die Bewegung der Stürme eliminiert. Dann können nur die in \mathbf{F}_{EL} abgebildeten relativ großskaligen Anteile der Wettersysteme die Drift der Stürme noch direkt beeinflussen.

Zu den obigen Untersuchungen ist anzumerken, daß die Streuung der vorhergesagten Zugbahnen durch die zur Adjustierung der anfänglichen Wirbeldriften durchgeführte Konstruktion synthetischer Asymmetrien azimuthaler Wellenzahl eins (s. Abschnitt 3.1.3) gemildert wird. Werden keine synthetischen Asymmetrien implementiert, so vergrößert sich die Streuung der Zugbahnen, wobei aber das generelle Muster der Zugbahnstreuungen im Wesentlichen so bleibt wie es in Abb. 4.10 und Abb. 4.13 zu erkennen ist.

Insgesamt ist festzustellen, daß die Sensitivität der vorhergesagten Zugbahnen bezüglich der näherungsweise Elimination der Wirbel in den globalen Feldern relativ mäßig ist, solange sich der Eliminationsbereich nicht wesentlich über den operationell ermittelten Radius der Stürme (definiert durch r_i) ausdehnt. Eine maßvolle Entfernung der Wirbel in den globalen Feldern in einem Bereich mit einer Seitenlänge von $\Delta_e = r_i + \Delta_O$ hat aber zumindest bei der Erhaltung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins einen geringen positiven Effekt auf die Vorhersagequalität von NSWMOD, da sie bei großen Stürmen unvorteilhafte Wechselwirkungen zwischen unzureichend entfernten globalen Wirbeln und den synthetischen Modellstürmen verhindert.

4.2.2 Abbruchwellenlänge des Tiefpaßfilters für die globalen Felder

Bei der Aufspaltung der globalen Felder bestimmt die Abbruchwellenlänge (λ_c) des Tiefpaßfilters für die globalen Felder (Barnesverfahren) die Aufteilung der Größenskalen zwischen \mathbf{F}_{EL} und \mathbf{F}_{RS} (s. Abschnitt 3.1.2). Im vorliegenden Abschnitt wird beschrieben, wie sich die Variation von λ_c auf die Bahnvorhersagen auswirkt. Die dieser Beschreibung zugrundeliegenden Untersuchungen wurden mit und ohne Elimination der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins aus den globalen Feldern durchgeführt.

Ohne Elimination von \mathbf{F}_{VA} hängt der mittlere jährliche Vorhersagefehler bei kurzen Vorhersagezeiten nur recht gering von der verwendeten Abbruchwellenlänge ab (s. Abb 4.14). Bei längeren Vorhersagezeiten ab 60 Stunden ist aber ein Minimum bei mittleren Abbruchwellenlängen (2500 km) festzustellen.

Einzelne Vorhersagen weisen aber wie in der vorhergehenden Untersuchung wiederum eine große Streuung der Zugbahnen auf. Diese betrifft hauptsächlich abdrehende (z. B. Bertha am 10.07.1996, 12 UTC; linkes oberes Bild von Abb. 4.15) und erratisch wandernde Stürme (z. B. Lili am 21.10.1996, 12 UTC; rechtes oberes Bild von Abb. 4.15). Bei gerade oder quasi gerade ziehenden Stürmen ist nur in wenigen Fällen (z.B. Dolly am 20.08.1996, 12 UTC, Abb. 4.15 unten) eine vergleichsweise geringe Streuung der Zugbahnen zu beobachten.

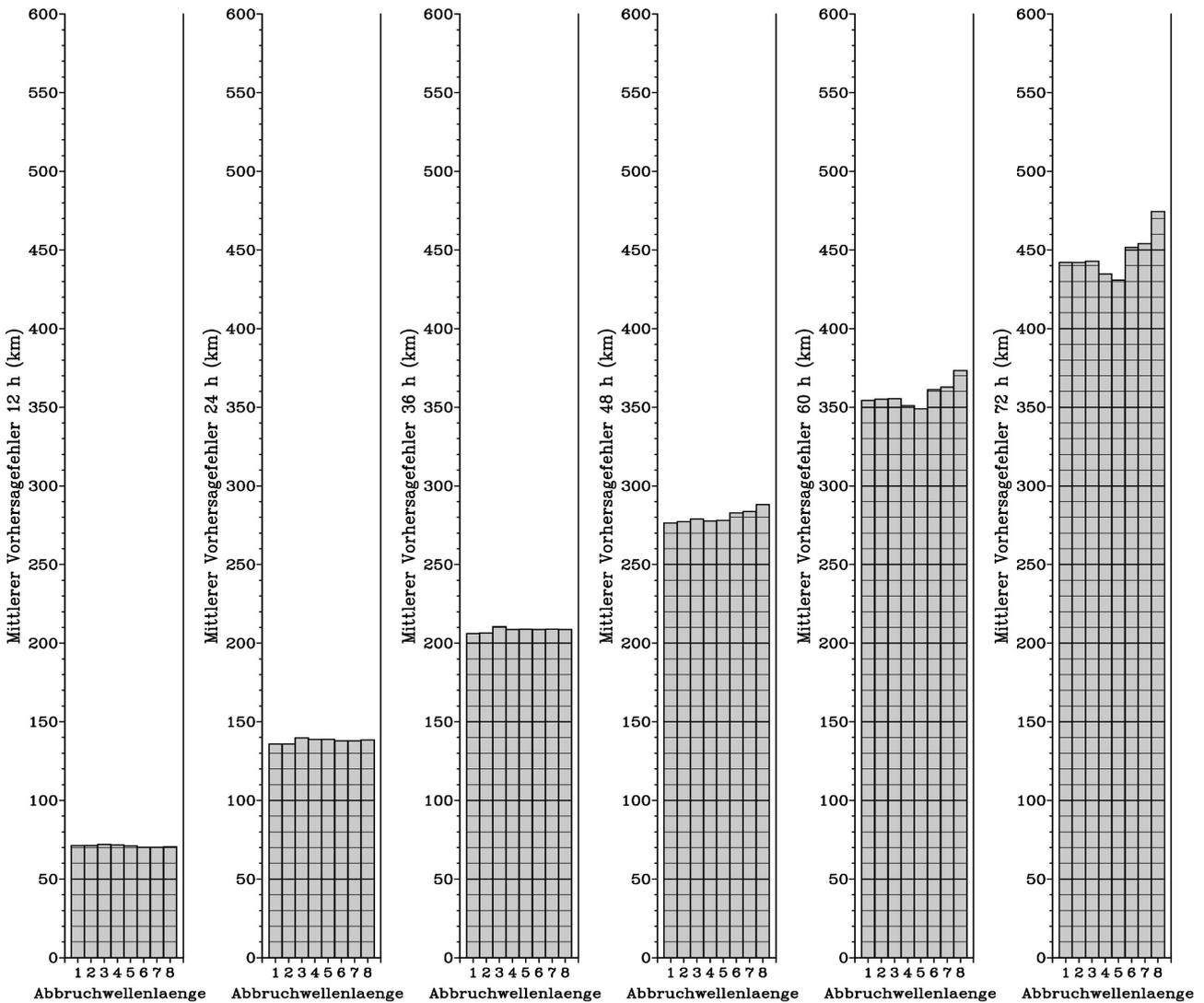


Abbildung 4.14: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von der Abbruchwellenlänge λ_c des Tiefpaßfilters für die globalen Felder (Barnesverfahren): $\lambda_c = 750$ km (1), 1000 km (2), 1500 km (3), 2000 km (4), 2500 km (5), 3000 km (6), 3500 km (7), 4000 km (8). Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{VA} wurde nicht aus den globalen Feldern eliminiert. Bei längeren Vorhersagezeiten ist ein Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei $\lambda_c = 2500$ km festzustellen.

Eine Betrachtung der analysierten symmetrischen Wirbel (s. Abb. 4.16) enthüllt eine mögliche Ursache für die Streuung der Zugbahnen: Es ist deutlich zu beobachten, daß sich die analysierten symmetrischen Wirbel in \mathbf{F}_{RS} mit anwachsenden Abbruchwellenlängen radial ausdehnen. Damit verbunden ist eine Zunahme von v_{VS} um mehrere m s^{-1} im Bereich von etwa $1r_i - 2r_i$ und das Erscheinen von antizyklonalen symmetrischen Zirkulationen bei Radien von etwa $3r_i - 5r_i$, die Größenordnungen von etwa 2 m s^{-1} aufweisen. Letztere entstehen vermutlich dadurch, daß sich das antizyklonale Ausströmen, das oft bei tropischen Zyklonen in oberen Atmosphärenschichten und bei größeren Radien zu beobachten ist, in den DLMs abbildet. Die Ausdehnung der analysierten symmetrischen Wirbel ist zu erwarten, da eine Erhöhung der Abbruchwellenlänge zur Abbildung gröberskaliger Anteile der globalen Felder in \mathbf{F}_{RS} führt. Die Änderungen, vornehmlich im äußeren Bereich des Tangentialwindprofils v_{VS} ,

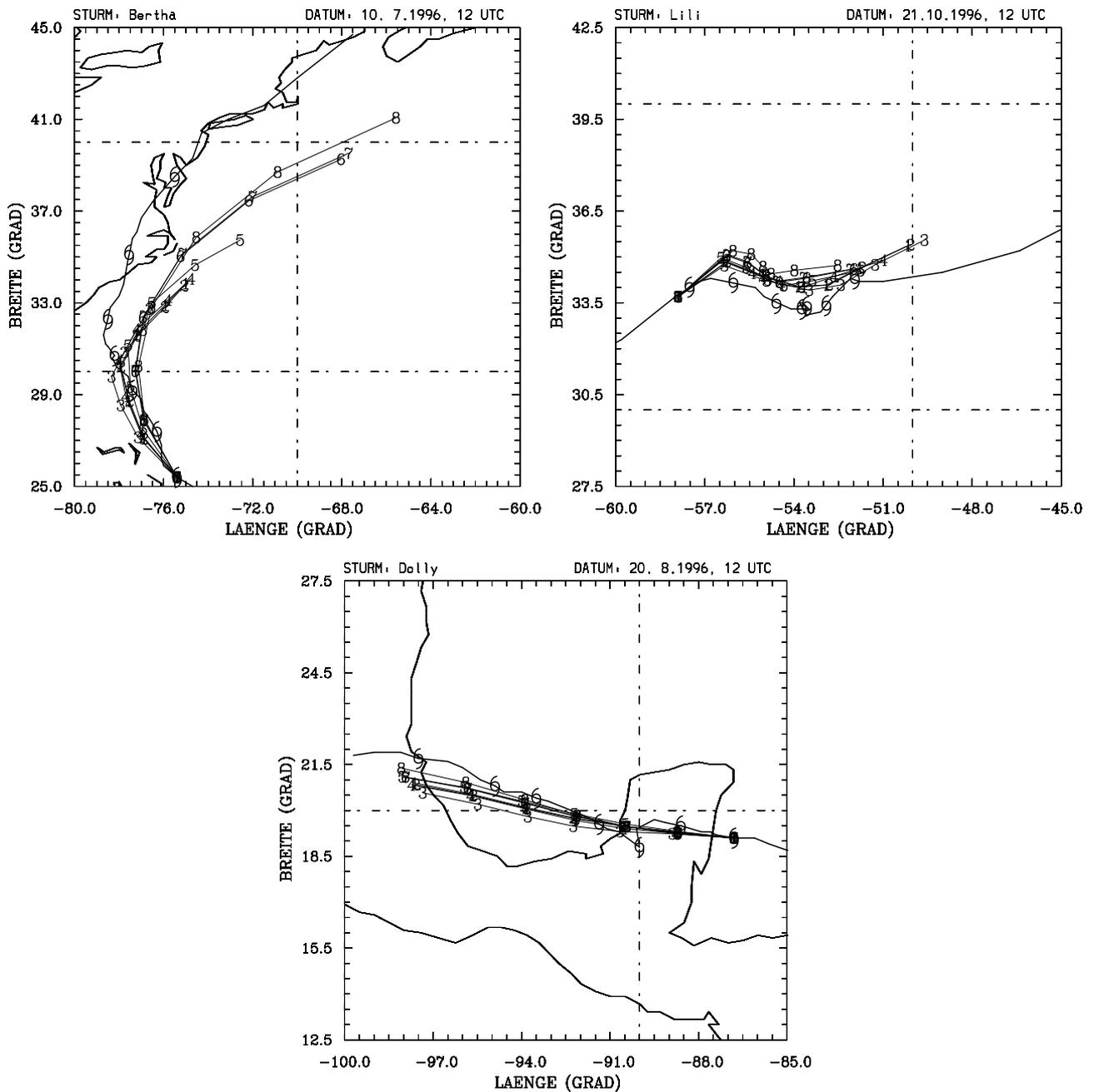


Abbildung 4.15: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Abbruchwellenlängen λ_c des Tiefpaßfilters für die globalen Felder (Barnesverfahren): $\lambda_c = 750$ km (1), 1000 km (2), 1500 km (3), 2000 km (4), 2500 km (5), 3000 km (6), 3500 km (7), 4000 km (8). Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins F_{VA} wurde nicht aus den globalen Feldern eliminiert. Es zeigt sich eine Streuung der vorhergesagten Zugbahnen, ein eindeutiger systematischer Trend in der Verlagerung der vorhergesagten Wirbelpositionen mit zunehmender Abbruchwellenlänge ist aber nicht zu erkennen.

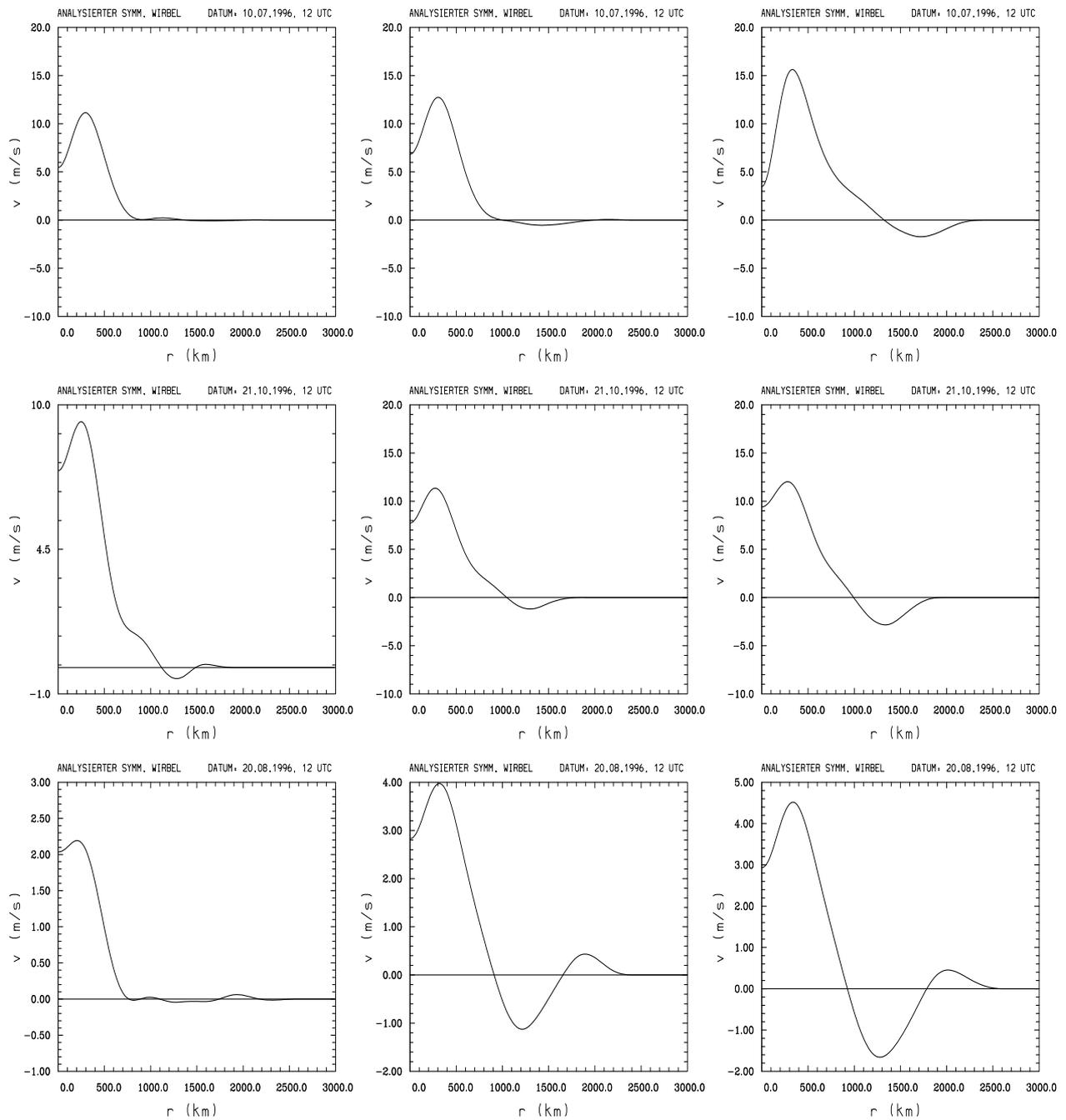


Abbildung 4.16: Radialer Querschnitt der Tangentialwindgeschwindigkeiten der analysierten symmetrischen Wirbel bei Abbruchwellenlängen des Barnesverfahrens von 1000 km (links), 2000 km (mitte) und 3000 km (rechts) bei Bertha am 10.07.1996, 00 UTC (oben), Lili am 21.10.1996, 12 UTC (mitte) und bei Dolly am 20.08.1996, 12 UTC (unten). Zu den betrachteten Zeitpunkten betrug r_i bei Bertha und Lili 370 km und bei Dolly 232 km. Bei Radien von etwa $1r_i - 2r_i$ ist eine deutliche Zunahme und bei Radien von etwa $3r_i - 5r_i$ eine Abnahme der Tangentialwindgeschwindigkeiten mit zunehmender Abbruchwellenlänge zu beobachten.

haben Auswirkungen auf die radiale Struktur des endgültigen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} . Damit ergibt sich ein indirekter Einfluß auf die Wirbeldrift, da die mit den Veränderungen in \mathbf{F}_{BS} verbundenen Fluktuationen in der Advektion von planetarer (Betaeffekt) und relativer Umgebungsvorticity durch den Wirbel die zeitliche Entwicklung der Wirbelasymmetrien beeinflussen. Weil in Abhängigkeit von Radius und Abbruchwellenlänge sowohl Verstärkungen als auch Abschwächungen in den Tangentialwindgeschwindigkeiten von \mathbf{F}_{BS} auftreten können, ist kein eindeutiger bzw. systematischer Effekt in den Zugbahnverlagerungen auszumachen.

Eine weiterer Grund für die Streuung der vorhergesagten Zugbahnen könnte auch in der Mißplatzierung der analysierten symmetrischen Wirbel liegen. Die Filterung der je nach Abbruchwellenlänge unterschiedlich starken mißplazierten symmetrischen Wirbel aus den globalen Feldern könnte eine zusätzliche Asymmetrie der azimutalen Wellenzahl eins in der Wirbelumgebung erzeugen, deren Stärke von der Abbruchwellenlänge abhängt und deren induzierte Geschwindigkeit die Wirbeldrift möglicherweise ebenfalls beeinflusst.

Wenn \mathbf{F}_{VA} aus den globalen Feldern eliminiert wird, zeigen die Vorhersagen eine erheblich größere Sensitivität zur Abbruchwellenlänge (Abb. 4.17), die von einer starken Zunahme des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers zu großen Abbruchwellenlängen hin gekennzeichnet ist. Erklären läßt sich dies durch die wachsende Präsenz immer größerskaliger Strukturen in \mathbf{F}_{RS} bei zunehmender Abbruchwellenlänge. Da nun \mathbf{F}_{VA} aus den globalen Feldern herausgefiltert wird, nimmt in der Anfangsbedingung der Anteil der azimutalen Wellenzahl eins der Feldstrukturen, die den Sturm umgeben, immer mehr ab und besteht schließlich nur noch aus sehr langen Wellen. Diese rigorose Elimination beseitigt nicht nur den für die Bahnvorhersage nachteiligen Anteil von \mathbf{F}_{VA} in unmittelbarer Nähe des Wirbels, der, wie in Abschnitt 4.2.4 noch gezeigt werden wird, die asymmetrische Komponente der Wirbel in den globalen Feldern repräsentiert. Die Elimination schwächt auch den für die Bahnvorhersage bedeutsamen direkten Einfluß der Wettersysteme auf die Sturm drift ab.

Die mit großen Werten von λ_c verbundene übermäßige Schwächung der Wettersysteme in der Umgebung der Stürme hat je nach Vorhersagesituation unterschiedliche Auswirkungen: Das linke obere Bild von Abb. 4.18 zeigt, daß die Vorhersagen von Arthur vom 18.06.1996, 12 UTC mit zunehmendem λ_c eine immer weiter südlich verlaufende Zugbahn aufweisen. Diese Zugbahntendenz ist Folge der unrealistischen Schwächung eines Tiefs (s. Abb. 4.19 oben), das sich zu diesem Zeitpunkt südwestlich von Arthur befand und in der Realität einen nach Norden steuernden Einfluß auf Arthur hatte. Bei abdrehenden Stürmen, wie z.B. bei Bertha am 10.07.1996, 0 UTC, verhindert die partielle Elimination der Tröge westlich- und der subtropischen Antizyklone östlich der Stürme (s. Abb. 4.19 mitte) sogar das Abdrehen des Sturmes in den Vorhersagen (Abb. 4.18 rechts oben). Ebenso resultiert aus einer Schwächung von mesoskaligen Wettersystemen in der unmittelbaren Sturmumgebung oft eine

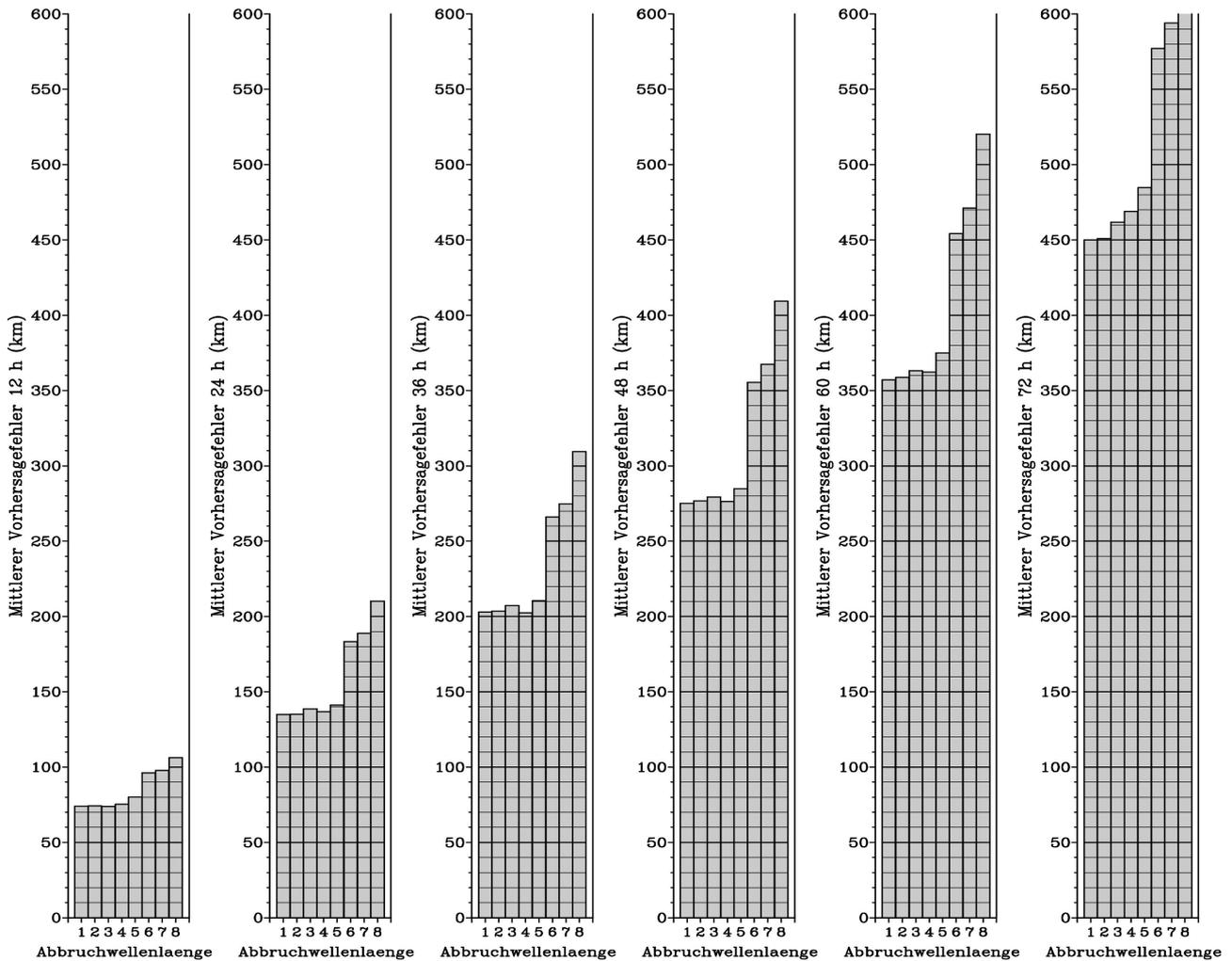


Abbildung 4.17: Wie Abb. 4.14, aber bei Elimination der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins. Auffällig ist unter Anderem der abrupte Anstieg des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers ab einer Abbruchwellenlänge von 3000 km. Bei 4000 km Abbruchwellenlänge und 72 h Vorhersagezeit (abgeschnittener Balken) beträgt der mittlere jährliche Vorhersagefehler 644 km.

drastische Erniedrigung der Vorhersagegenauigkeit bei erratisch wandernden Stürmen, wie z. B. bei Lili am 21.10.1996, 12 UTC. Abbildung 4.19 (unten) verdeutlicht dazu, daß in diesem Beispiel sowohl die Schwächung des Trog, in den Lili eingebettet ist, als auch die Elimination des Keiles unmittelbar nordöstlich von Lili (erkennbar am Verlauf der 180 m und 200 m Isohypsen in der Umgebung von Lili) zur Folge hat, daß die westliche Strömung im Bereich von Lili zu stark wird. Dadurch wird Lili in den Vorhersagen zu schnell nach Osten getrieben (mittleres linkes Bild der Abb. 4.18).

Die Zugbahnen junger Stürme streuen während der Phase gerader westnordwestwärts gerichteter Bewegung nur relativ wenig bei verschiedenen Abbruchwellenlängen, wie das Beispiel von Edouard vom 24.08.1996, 12 UTC, zeigt (Abb. 4.18 mitte rechts). Die Ursache dafür ist, daß solche Stürme oft in eine relativ großskalige Strömung (Passatwinde zwischen dem subtropischen Hochdruckgebiet und der äquatorialen Tiefdruckrinne) eingebettet sind. Diese großskaligen Zirkulationssysteme werden auch bei großen Abbruchwellenlängen weitgehend durch \mathbf{F}_{EL} repräsentiert, so daß ihr Anteil in \mathbf{F}_{RS} im

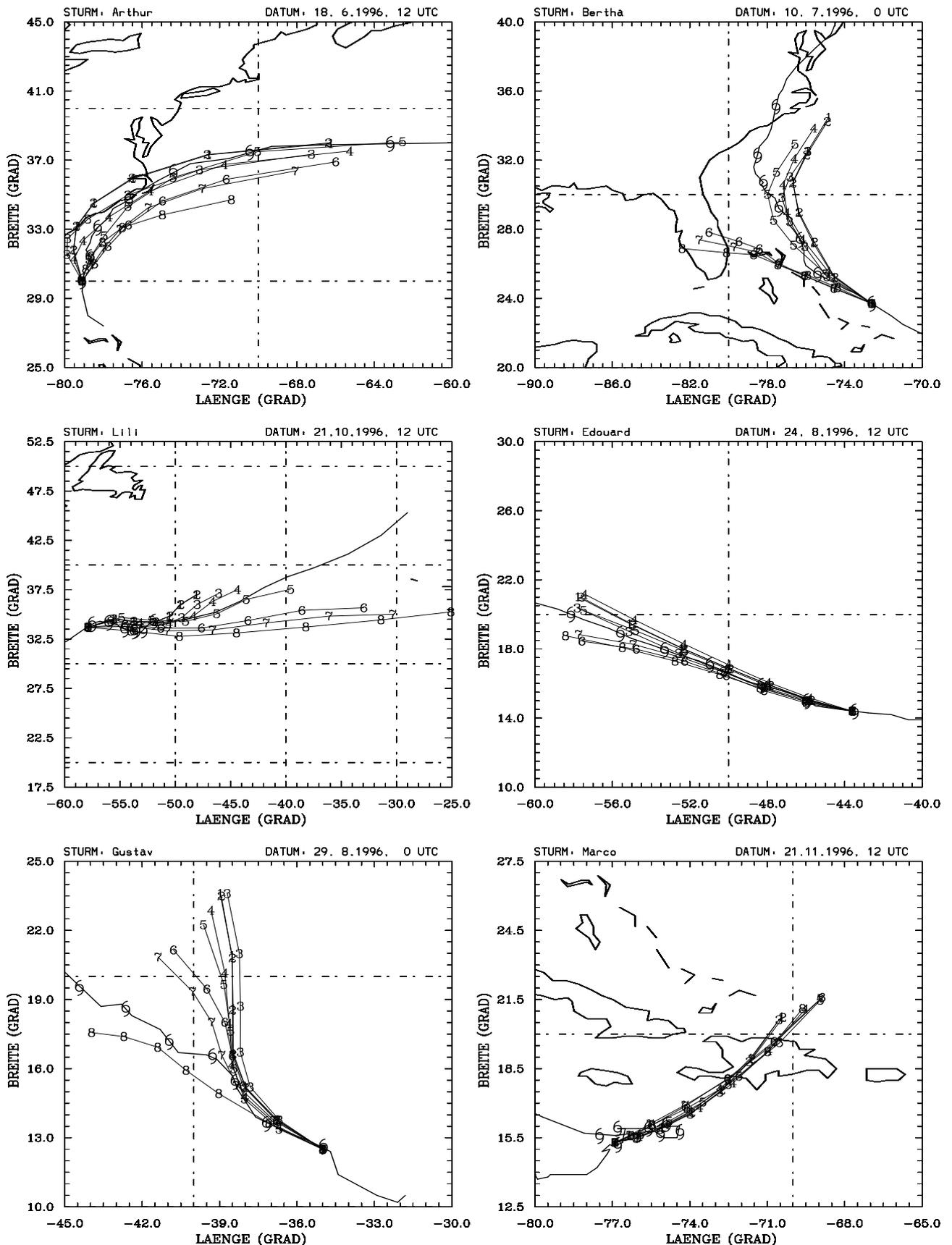


Abbildung 4.18: Wie Abb. 4.15, aber bei Elimination von F_{VA} . Auffällig ist die starke Streuung der vorhergesagten Zugbahnen bei den Stürmen, die während der Vorhersage mit mesoskaligen Wettersystemen wechselwirken (linke Bilder und rechtes oberes Bild). Dagegen ist die Streuung der vorhergesagten Zugbahnen bei den Stürmen, die während der Vorhersagen hauptsächlich von sehr großskaligen Wettersystemen beeinflusst werden, vergleichsweise gering (mittleres und unteres rechtes Bild).

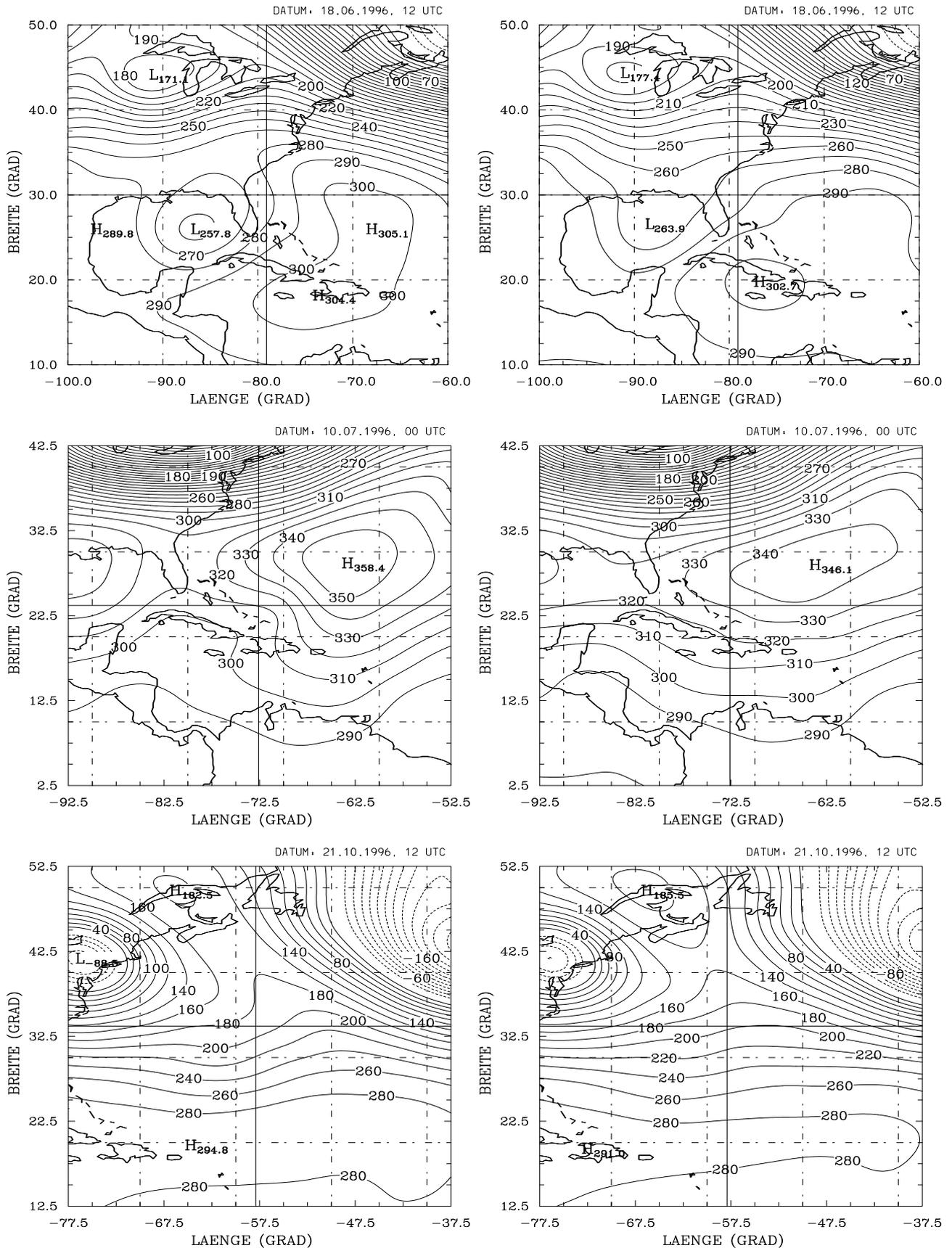


Abbildung 4.19: Umgebungsströmung F_E (H in m) bei einer Abbruchwellenlänge von 1000 km (links) und 3000 km (rechts) im Falle der Stürme Arthur am 18.06.1996, 12 UTC (oben), Bertha am 10.07.1996, 0 UTC (mitte) und Lili am 21.10.1996, 12 UTC (unten). Auffällig ist die Abschwächung der relativ kleinskaligen Wettersysteme in den Umgebungen der Stürme bei $\lambda_c = 3000$ km (rechte Bilder) im Vergleich zu $\lambda_c = 1000$ km (linke Bilder).

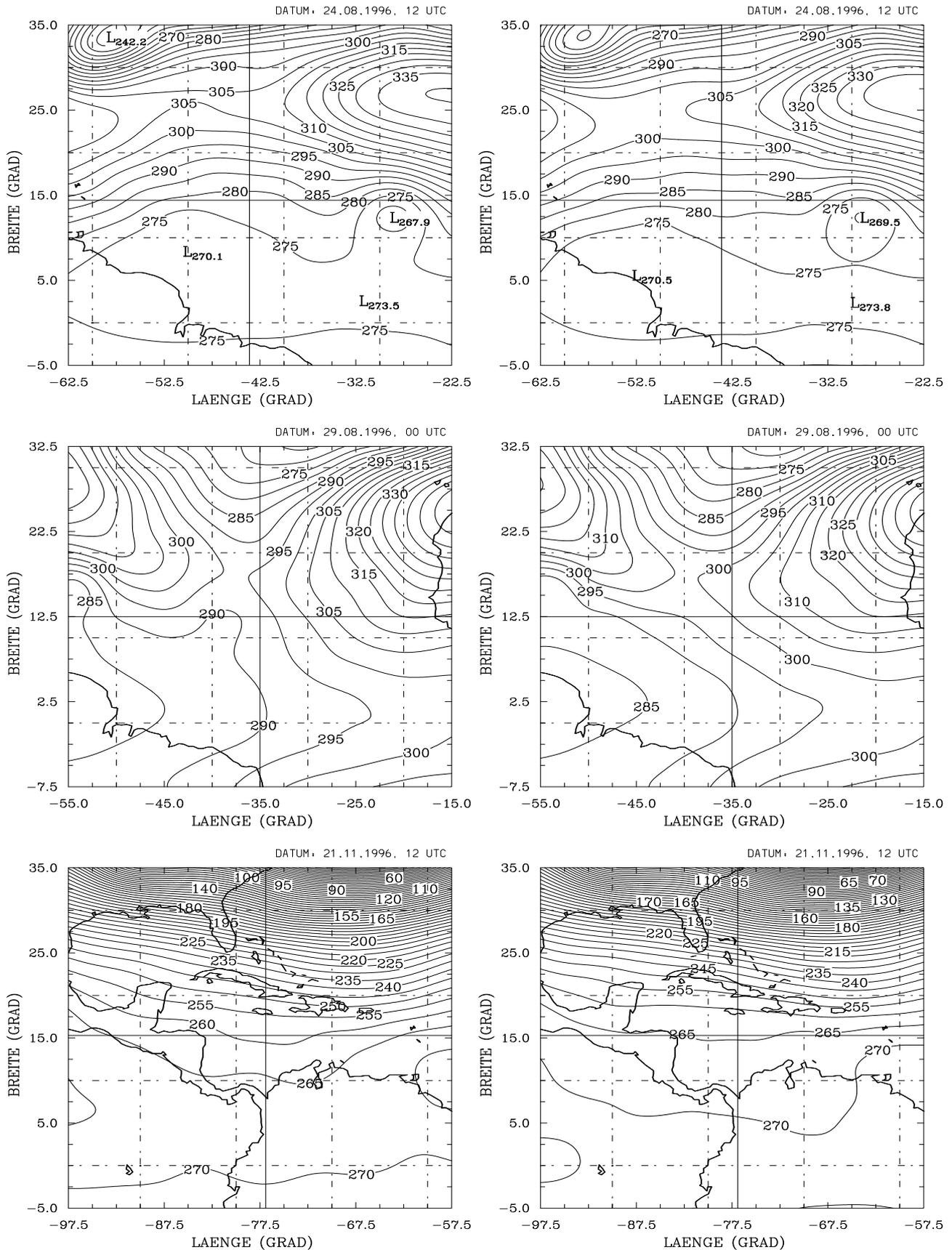


Abbildung 4.20: Wie Abb. 4.19, aber im Falle der Stürme Edouard am 24.08.1996, 12 UTC (oben), Gustav am 29.08.1996, 0 UTC (mitte) und Marco am 21.10.1996, 12 UTC (unten). Während die im linken mittleren Bild erkennbaren relativ kleinskaligen Wettersysteme in der Umgebung von Gustav im rechten mittleren Bild deutlich abgeschwächt sind, werden die großskaligen Strukturen, die bei $\lambda_c = 1000$ km die Stürme Edouard und Marco umgeben (linkes oberes und unteres Bild), durch eine Erhöhung von λ_c auf 3000 km (rechtes oberes und unteres Bild) kaum modifiziert.

untersuchten Abbruchwellenlängenbereich relativ unbedeutend bleibt. Die Entfernung von \mathbf{F}_{VA} aus den globalen Feldern führt dann nur zu geringen Änderungen im (totalen) Umgebungsfeld im Bereich der Stürme (Abb. 4.20 oben) und hat dementsprechend nur einen relativ geringen Einfluß auf die Wirbeldrift.

Im Gegensatz zum generellen Trend gibt es auch Einzelfälle, bei denen sich die Vorhersagegenauigkeit bei großen Abbruchwellenlängen erhöht. Es zeigte sich, daß eine solche Vorhersagecharakteristik fast ausschließlich Fälle betrifft, die von einer unrealistischen Beeinflussung relativ schwacher und damit vertikal nicht sehr hochreichender Stürme von Zirkulationssystemen der oberen Atmosphäre gekennzeichnet sind. Ein Beispiel ist der tropische Sturm Gustav am 29.08.1996, 0 UTC (Abb. 4.18 links unten). In diesem Fall befindet sich ein Trog nordnordwestlich von Gustav (s. Abb. 4.20 mitte). In den zeitabhängigen Randbedingungen löst sich der Trog während der Vorhersage zu einem eigenständigen Tief ab, das westlich an Gustav vorbei nach Süden zieht. Auch dieser Trog bzw. das sich daraus lösende Tief werden bei langen Abbruchwellenlängen durch die Elimination von \mathbf{F}_{VA} deutlich abgeschwächt. Die tatsächliche Zugrichtung von Gustav deutet aber darauf hin, daß seine Bewegung vom Trog bzw. Tief nicht oder nur geringfügig beeinflußt wurde. In Verbindung mit der südlichen Zugrichtung des Tiefs ergibt sich hieraus, daß es sich hier mit ziemlicher Sicherheit um einen Kaltluftvorstoß handelt, der mit der Ablösung eines Höhentiefs verbunden ist. Der vermutlich relativ flache Sturm Gustav wurde in der Realität wahrscheinlich hauptsächlich durch die Strömung in den unteren Atmosphärenschichten und weniger von der Strömung des Höhentiefs getrieben. Ein DLM kann barokline Schichtungen der Atmosphäre nicht darstellen und barokline Wettersysteme, die nur in der oberen Atmosphäre in Erscheinung treten wie z.B. das Höhentief, werden im vordefinierten DLM oft abgebildet. Erst die mit hohen Abbruchwellenlängen verbundene partielle Elimination dieser unrealistischen Strukturen aus den DLMs verringert ihren nachteiligen Einfluß auf die Bahnvorhersagen.

Im Gegensatz zum letztgenannten Beispiel ändern sich die Vorhersagen von Marco am 21.11.1996 nur relativ wenig mit der Abbruchwellenlänge, der Sturm zieht immer viel zu weit nach Nordosten (s. Abb. 4.18 unten rechts). Sowohl bei 1000 km als auch bei 3000 km Abbruchwellenlänge zeigt das Feld der (totalen) Umgebungsströmung eine großräumige westliche Strömung im Bereich von Marco, die nach Norden hin kräftiger wird (s. Abb. 4.20 unten) und einen starken Einfluß auf die vorhergesagten Zugbahnen von Marco ausübt. Aufgrund der fortgeschrittenen Jahreszeit ist es sehr wahrscheinlich, daß sich im Bereich von Marco ein meridionaler Temperaturgradient befunden hat, der mit einem thermischen Westwind in höheren Atmosphärenschichten verbunden war. Der thermische Wind wird im vordefinierten DLM abgebildet und überlagert etwaige schwache Wettersysteme der unteren Troposphäre, die sich vermutlich in der Nähe von Marco befanden und zu seiner erratischen Bewegung führten. Wie im Falle von Gustav repräsentiert in diesem Fall das vordefinierte DLM die

Strömung, die für die tatsächliche Bewegung des Sturmes bestimmend war, nicht zufriedenstellend. Da in diesem Fall die unrealistisch starke Westströmung sehr großskalig ist, wird sie auch durch hohe Abbruchwellenlängen nicht eliminiert.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Sensitivität zur Abbruchwellenlänge relativ gering ist, solange die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins nicht aus den globalen Feldern eliminiert wird. Dies ist dadurch bedingt, daß dann die Variation der Abbruchwellenlänge im Wesentlichen nur zu einer Veränderung in der Struktur des symmetrischen Modellwirbels führt. Bei einer Entfernung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins führen große Abbruchwellenlängen dagegen in den meisten Fällen zu einem starken Anstieg des Vorhersagefehlers, die mit der partiellen Elimination von Wettersystemen in der Sturmumgebung in Verbindung stehen. Wie in Abschnitt 4.2.4 noch gezeigt werden wird, kann aber eine radial gedämpfte Filterung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins, die die unrealistischen wirbelnahen Asymmetrien entfernt und dabei die realistischeren wirbelfernerer Asymmetrien in der Sturmumgebung weitgehend erhält, zu einer Verbesserung der Bahnvorhersagegenauigkeit führen.

4.2.3 Filterung des symmetrischen Wirbels der globalen Felder

Die im vorliegenden Abschnitt beschriebenen Betrachtungen analysieren den Einfluß der radialen Filterung von \mathbf{F}_{VS} und der Verschmelzung des endgültigen symmetrischen Wirbels aus \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS} auf die Bahnvorhersagen von NSWMOD.

Die inneren Filter- bzw. Verschmelzungsradien r_{f1} und r_{m1} (vgl. Abschnitte 3.1.2 und 3.1.3) beeinflussen die Bahnvorhersagen nur sehr geringfügig, solange sie im Vergleich zu den äußeren Filter- bzw. Verschmelzungsradien r_{f2} bzw. r_{m2} klein sind ($r_{f1} < (1/3)r_{f2}$, $r_{m1} < (1/3)r_{m2}$). Dies ist durch die spezielle Charakteristik der radialen Filter- bzw. Wichtungsfunktionen bedingt, die starke Gradienten bei Radien nahe $r_{f1} + 1/2(r_{f2} - r_{f1})$ und $r_{m1} + (1/2)(r_{m2} - r_{m1})$ und schwache Gradienten bei Radien nahe r_{f1} , r_{f2} , r_{m1} und r_{m2} aufweisen (s. rechtes unteres Bild der Abb. 3.3, unteres Bild der Abb. 3.5 sowie Anhänge A.2 und A.3). Aufgrund ihrer relativ geringen Relevanz in Bezug auf eine Beeinflussung der Bahnvorhersagen wurden r_{f1} und r_{m1} in dieser und in allen folgenden Untersuchungen willkürlich auf null gesetzt.

In der ersten Untersuchung wurde der äußere Filterradius r_{f2} variiert. Der endgültige symmetrische Wirbel \mathbf{F}_{BS} wurde aus dem ungefilterten \mathbf{F}_{BI} konstruiert. In der zweiten Untersuchung wurde ebenfalls r_{f2} variiert. Im Unterschied zur ersten Untersuchung wurde nun \mathbf{F}_{BI} näherungsweise spiegelbildlich zu \mathbf{F}_{VS} gefiltert. Im Prinzip entspricht dies einer Verschmelzung von \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS} mit dem Verschmelzungsradius $r_{m2}=r_{f2}$, bei der jener Anteil von \mathbf{F}_{VS} , der in den globalen Feldern verbleibt,

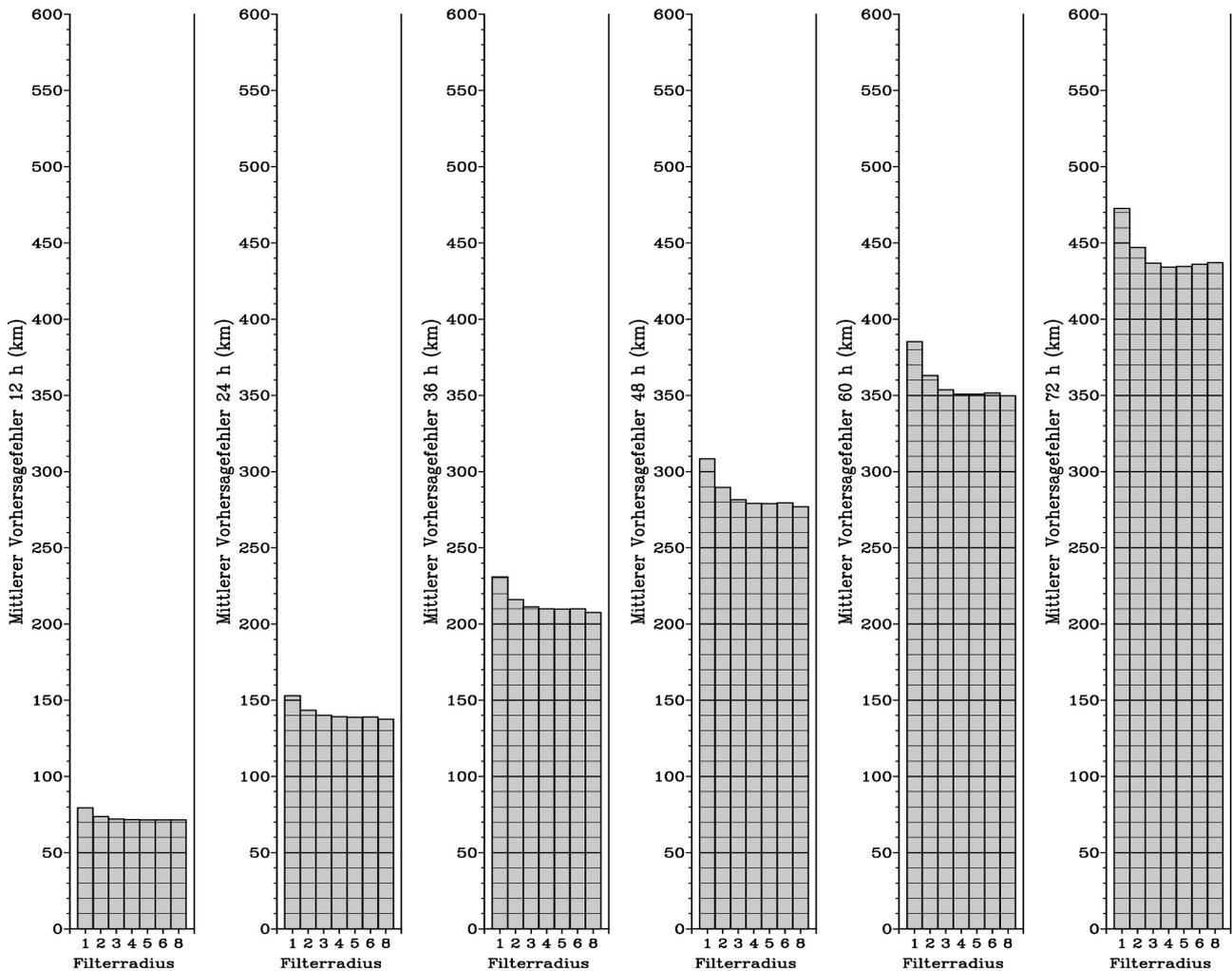


Abbildung 4.21: Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers vom Filterradius r_{f2} des analysierten symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{VS} bei näherungsweise spiegelbildlicher Filterung des synthetischen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} analog der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Vorgehensweise bei der Verschmelzung von \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{BS} , außer das \mathbf{F}_{VS} nicht auf die tatsächlich beobachtete Sturmposition verschoben wird. Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde nicht aus den globalen Feldern entfernt. Die Nummern an den Balken geben das jeweilige r_{f2} in Einheiten von r_i an. Es ist ein deutlicher Anstieg des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers zu kleinen Werten von r_{f2} hin zu beobachten.

nicht auf die tatsächliche Position des Sturmes zentriert wird. Die dritte Untersuchung beruhte auf einer Variation des äußeren Verschmelzungsradius r_{m2} bei der Konstruktion des endgültigen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} aus \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS} (s. Abschnitt 3.1.3). Bei dieser Verschmelzung wird \mathbf{F}_{VS} so gefiltert, daß $r_{f2} = r_{m2}$ ist, wobei \mathbf{F}_{VS} jeweils auf die tatsächliche Position der Stürme zentriert wird.

In allen drei Untersuchungen sind Verlauf und Größe des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers relativ ähnlich. Zu kleinen Werten von r_{f2} bzw. r_{m2} steigt der mittlere jährliche Vorhersagefehler an, wobei dieser Anstieg bei der zweiten Untersuchung (s. Abb. 4.21) am stärksten und bei der dritten Untersuchung am schwächsten ist. Bei großen Werten von r_{f2} bzw. r_{m2} ist die Sensitivität des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers relativ gering, wobei bei der dritten Untersuchung ein schwach

ausgeprägtes Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei mittleren Werten von r_{m2} (bei $r_{m2} = 3r_i$) zu beobachten ist. Bei diesem Wert dominiert innerhalb von etwa $1.5r_i$ der synthetische symmetrische Wirbel in \mathbf{F}_{BS} , wohingegen außerhalb dieses Radius' der analysierte symmetrische Wirbel den Hauptbeitrag zu \mathbf{F}_{BS} liefert.

Um die Interpretation der Ergebnisse zu erleichtern, werden wieder einzelne Vorhersagen betrachtet (s. Abb. 4.22). Diese zeigen ab einem r_{f2} bzw. $r_{m2} = 2r_i$ bei allen drei Untersuchungen übereinstimmende Andeutungen von systematischen Verlagerungen der vorhergesagten Wirbelpositionen mit zunehmendem r_{f2} bzw. r_{m2} : Bei gerade ziehenden Stürmen wie Dolly am 20.08.1996, 12 UTC (oben links) verschieben sie sich zumeist in nordwestlicher Richtung. Bei abdrehenden Stürmen wie Bertha am 10.07.1996, 0 UTC (rechtes oberes Bild) verlagern sie sich in nordöstlicher Richtung. Bei erratisch oder unregelmäßig ziehenden Stürmen wie Fran am 29.08.1996, 12 UTC ist die Richtung in der Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen uneinheitlich (das unteren Bild zeigt eine nördliche bis nordöstliche Verlagerung). Deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Experimenten zeigen sich im Wesentlichen nur bei den Bahnvorhersagen mit r_{f2} bzw. $r_{m2} = r_i$, wo bei der zweiten Untersuchung vergleichsweise stärkere Abweichungen der Zugbahnen zu den anderen Vorhersagen mit r_{f2} bzw. $r_{m2} > r_i$ zu beobachten sind.

Die ähnliche Sensitivität der Vorhersagen in den verschiedenen Experimenten bei einer Erhöhung von r_{m2} bzw. r_{f2} impliziert, daß sie durch eine Veränderung bedingt sein könnte, die in allen drei Experimenten präsent ist. Eine solche Veränderung ist der abnehmende Beitrag des analysierten symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{VS} in der Anfangsbedingung. Abbildung 4.23 zeigt, daß v_{VS} ab einem Radius, der zwischen 300 und 500 km liegt, ähnliche Magnituden erreicht wie v_{BI} . Da die analysierten symmetrischen Wirbel bei Radien von ungefähr $3r_i$ eine antizyklonale Zirkulation aufweisen, führt die Erhöhung von r_{f2} bzw. r_{m2} ab einem r_{f2} bzw. r_{m2} von etwa $2r_i$ zu einer vermehrt zyklonalen Strömung in den äußeren Bereichen von \mathbf{F}_{BS} . Eine vermehrt zyklonale Strömung wiederum erhöht die Advektion planetarer Vorticity im Modell durch den symmetrischen Wirbel, verstärkt damit die Betagyren bzw. die Betadrift und bedingt eine schnellere Nordwestdrift des Modellsturmes (vgl. Abschnitt 2.2). Auch die nichtlineare Wechselwirkung des Wirbels mit seiner Umgebungsströmung im Allgemeinen und die Advektion relativer Vorticity durch den symmetrischen Wirbel im Besonderen wird durch die Veränderung in den äußeren Bereichen von \mathbf{F}_{BS} modifiziert. Dadurch ist die Richtung in der Verlagerung der vorhergesagten Sturmpositionen bei der Variation von r_{m2} bzw. r_{f2} bei abdrehenden und erratisch wandernden Stürmen nicht notwendigerweise auf einer Südost-Nordwestachse orientiert. Zum Beispiel führt eine schnellere Nordwestdrift bei abdrehenden Stürmen oft zu einer früheren Annäherung an die Westwindzone bzw. an Tröge der gemäßigten Breiten, was das deutlichere Abdrehen nach Nordosten erklären könnte.

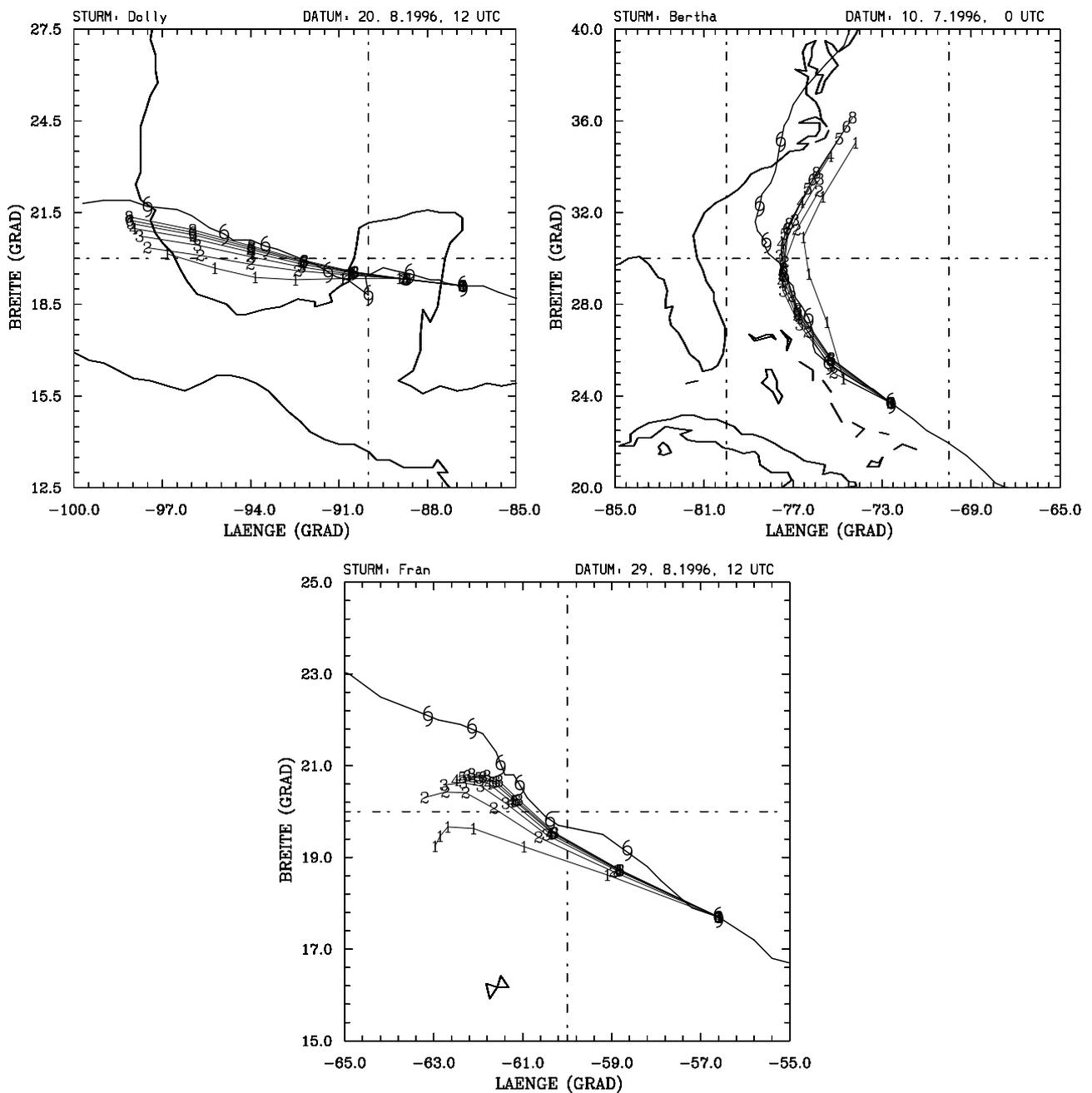


Abbildung 4.22: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Filterradien r_{f2} (die Nummern an den Bahnvorhersagen geben das jeweilige r_{f2} in Einheiten von r_i an) der analysierten symmetrischen Wirbel bei näherungsweise spiegelbildlicher Filterung der synthetischen symmetrischen Wirbel bei den Vorhersagen von Dolly vom 20.08.1996, 12 UTC, Bertha vom 10.07.1996, 0 UTC und von Fran vom 29.08.1996, 12 UTC. Die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins wurde nicht aus den globalen Feldern entfernt. Ab einem r_{f2} von $2r_i$ ist mit zunehmendem r_{f2} eine relativ systematische Verlagerung der vorhergesagten Wirbelpositionen zu beobachten.

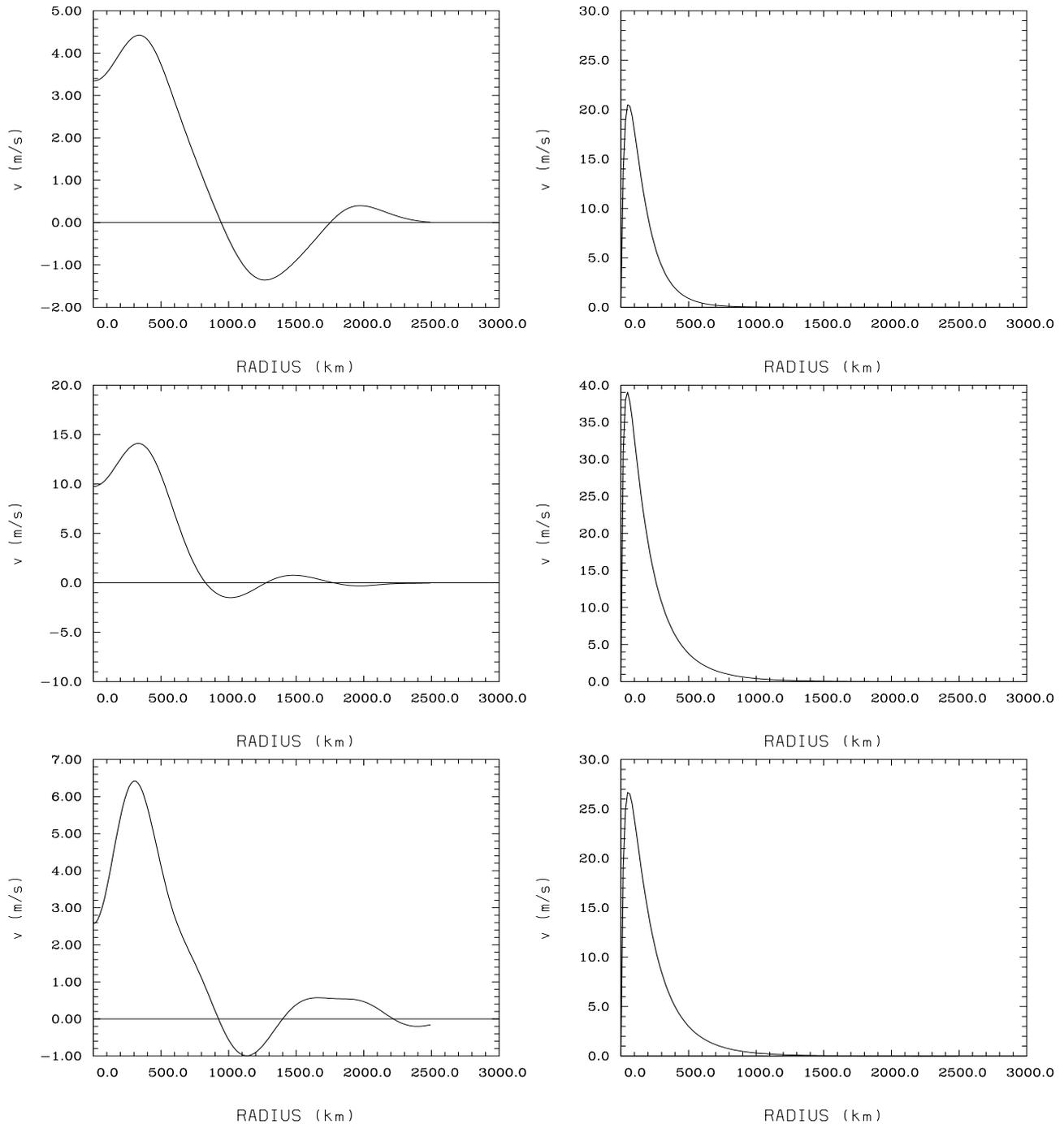


Abbildung 4.23: Analysiertes symmetrisches Tangentialwindprofil v_{VS} (links) und synthetisches symmetrisches Tangentialwindprofil v_{BI} (rechts) im Falle von Dolly am 20.08.1996, 12 UTC (oben), Bertha am 10.07.1996, 0 UTC (mitte) und von Fran am 29.08.1996, 12 UTC (unten). Die Einflußradien r_i betragen zu den genannten Zeitpunkten bei Dolly 232 km bei Bertha 370 km und bei Fran 333 km.

Die Unterschiede zwischen der ersten und zweiten Untersuchung bei den kleinen Filter- bzw. Verschmelzungsradien sind vermutlich durch die schnelle radiale Ausblendung von \mathbf{F}_{BI} im zweiten Experiment bedingt. Der dadurch entstehende extrem starke radiale Gradient am Rand von \mathbf{F}_{BS} tritt vermutlich insbesondere dann mit dem in den globalen Feldern verbleibenden Annulus von \mathbf{F}_{VS} in Wechselwirkung, wenn letztgenannter mißplaziert ist. Hierauf weisen taumelnde Bewegungen der Wirbel in den Vorhersagen des zweiten Experimentes hin, die besonders bei Bertha auftreten und die andeutungsweise auch in den vorhergesagten 12-stündigen Wirbelpositionen zu erkennen sind (rechtes oberes Bild der Abb. 4.22). Auch ein Vergleich zwischen dem zweiten und dritten Experiment weist auf eine nachteilige Wirkung der Mißplatzierung des in den globalen Feldern verbleibenden Annulus von \mathbf{F}_{VS} hin. Wird nämlich \mathbf{F}_{VS} vor der Verschmelzung mit \mathbf{F}_{BI} auf die tatsächliche Sturmposition zentriert (drittes Experiment), schwächen sich die taumelnden Bewegungen der Wirbel in den Bahnvorhersagen bei kleinen Werten von r_{m2} ab.

Insgesamt läßt sich aus den Ergebnissen der vorliegenden Bahnvorhersageexperimente ableiten, daß bis zu einem Radius von etwa $1.5r_i$ der synthetische symmetrische Wirbel die tatsächlich beobachteten Stürme im Vorhersagemodell besser repräsentiert. Die äußeren Bereiche der Stürme werden dagegen vom analysierten symmetrischen Wirbel realistischer dargestellt. Trotzdem erbringt die Konstruktion des endgültigen symmetrischen Wirbels aus der Verschmelzung von \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS} nur eine relativ geringe Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit im Vergleich zu einem vollständig synthetischen Wirbel.

4.2.4 Filterung der asymmetrischen Wirbelkomponente der globalen Felder

Um den Einfluß des in den globalen Feldern verbleibenden Anteils der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins auf die Bahnvorhersagen zu untersuchen, wurde bei der Filterung von \mathbf{F}_{VA} der Filterradius r_{f2} schrittweise in Einheiten des Einflußradius r_i variiert. Der Filterradius r_{f1} wurde wie in der vorhergehenden Untersuchung willkürlich auf null festgesetzt. Vorbereitende Tests zeigten, daß der Einfluß von r_{f1} auf die Bahnvorhersagen relativ klein ist, solange $r_{f1} < 1/3r_{f2}$ ist.

Der mittlere jährliche Vorhersagefehler (Abb. 4.24) zeigt bei allen Vorhersagezeiten eine Sensitivität relativ zur sukzessiven Vergrößerung von r_{f2} : Einer Abnahme bis zu einem Minimum, das je nach Vorhersagezeit im Bereich von $r_{f2} = 2r_i$ bis $r_{f2} = 4r_i$ zu finden ist, folgt eine Zunahme zu größeren Werten von r_{f2} hin. Dieses Ergebnis läßt sich dadurch deuten, daß \mathbf{F}_{VA} je nach Entfernung zum Wirbelzentrum verschiedene Komponenten in den globalen Feldern repräsentiert. Abbildung 4.25 zeigt hierzu die Struktur von \mathbf{F}_{VA} für einige ausgewählte Stürme. Es ist zu erkennen, daß sich in den meisten Fällen Asymmetrien nahe der Wirbelzentren befinden. Die Amplitudenmaxima dieser wirbelnahen Asymmetrien liegen bei Radien von etwa $1r_i - 2r_i$. Daraus kann geschlossen werden, daß

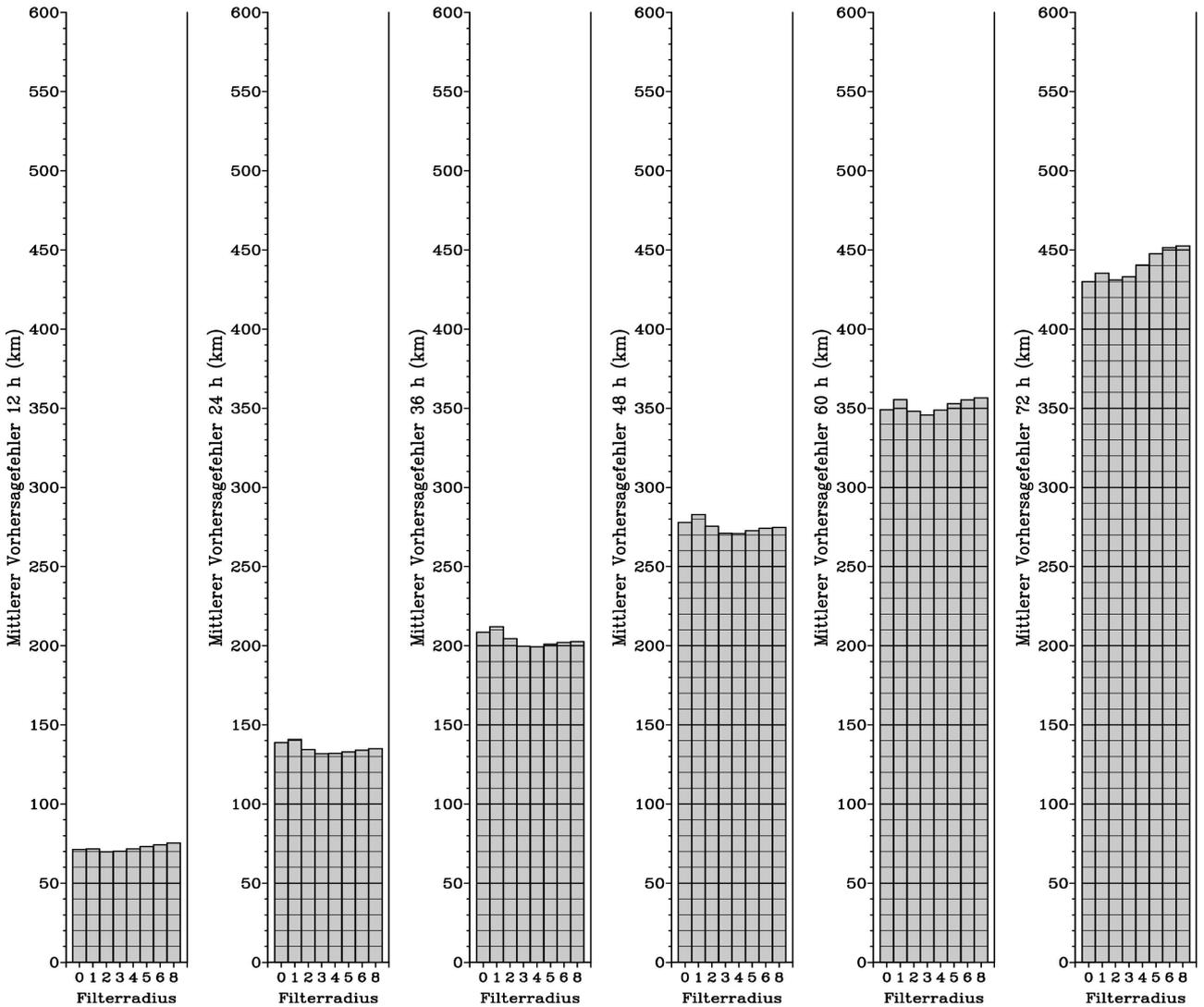


Abbildung 4.24: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers vom Filterradius r_{f_2} der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{VA} . Die Nummern kennzeichnen die in den Experimenten verwendeten Werte von r_{f_2} in Einheiten von r_i . Es ist zu erkennen, daß sich das Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers je nach Vorhersagezeit zumeist bei r_{f_2} -Werten von $2r_i$ bis $4r_i$ befindet.

diese Asymmetrien überwiegend die asymmetrische Komponente der Wirbel in den globalen Feldern abbilden. Die wirbelnahen Asymmetrien ähneln in vielen Fällen Betagyren. Dies weist darauf hin, daß sie möglicherweise durch den Betaeffekt während der Datenassimilation der Analysen ($t = t_0$) oder während der Vorhersagen ($t = t_0 + 12h$ bis $t = t_0 + 72h$) des globalen NCEP-AVN-Modells entstanden sind (in den globalen Vorhersagen befinden sich naturgemäß ebenfalls solche wirbelnahen Asymmetrien). Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß die symmetrischen Wirbel in den globalen Feldern die tatsächliche Struktur der Stürme nahe des Wirbelzentrums nicht naturgetreu wiedergeben. Folglich sind auch ihre Asymmetrien, die durch die Wechselwirkung der Wirbel mit ihrer Umgebung entstehen, als unrealistisch anzusehen. Darüber hinaus entsprechen die Asymmetrien der Wirbel in den globalen Feldern selbstverständlich nicht den implementierten synthetischen Wirbeln. Aus diesem Grund führt

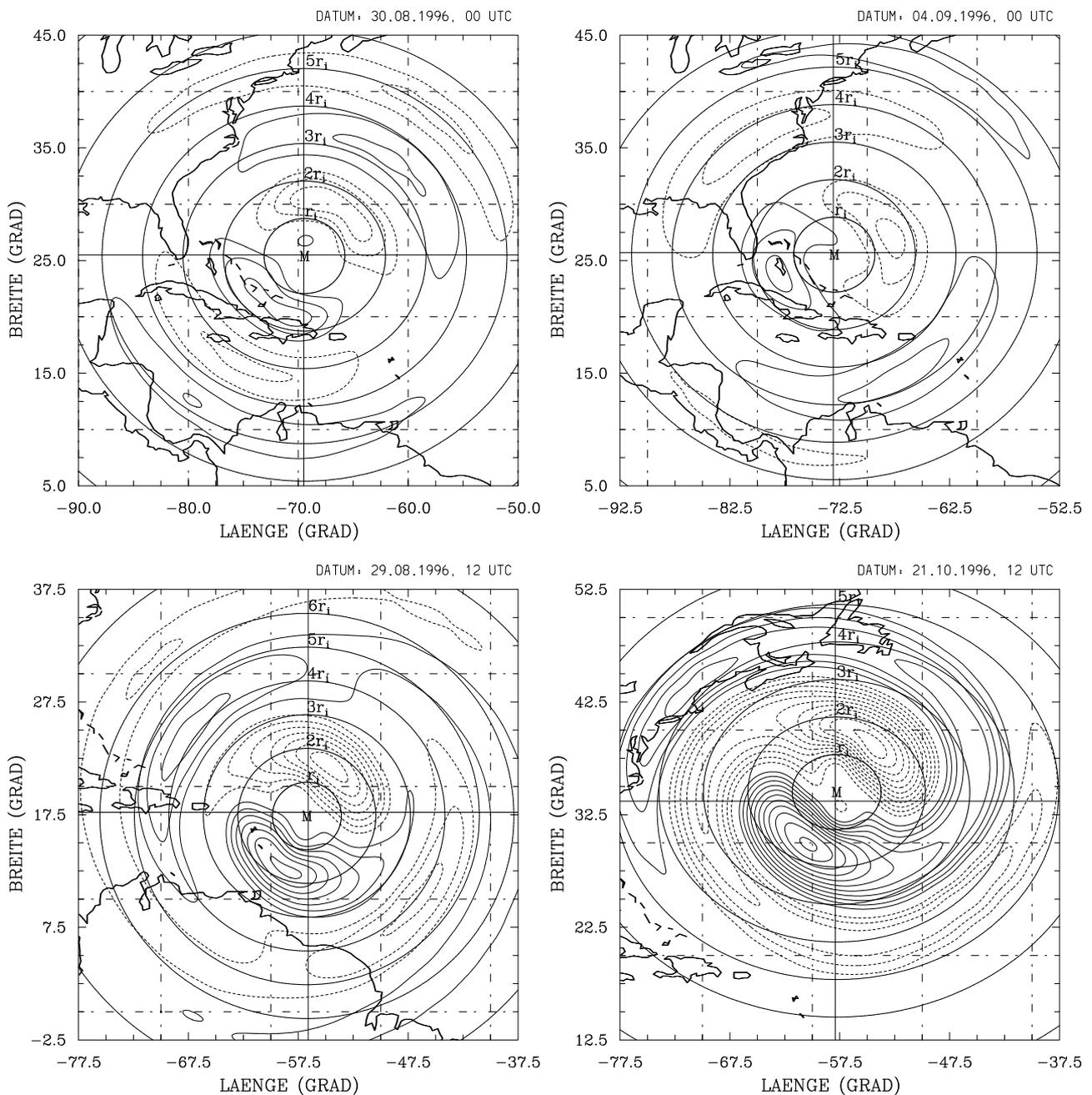


Abbildung 4.25: Analyzierte Asymmetrien azimuthaler Wellenzahl eins F_{VA} (relative Vorticity, Linienintervall $2 \times 10^{-6} s^{-1}$, negative Werte gestrichelt) vor der Filterung zum Initialisierungszeitpunkt bei Edouard am 30.08.1996, 0 UTC (oben links), Fran am 04.09.1996, 0 UTC (oben rechts), Fran am 29.08.1996, 12 UTC (unten links) und Lili am 21.10.1996, 12 UTC (unten rechts). Die Kreise bezeichnen die Radien r_i , $2r_i$, $3r_i$, $4r_i$, $5r_i$, $6r_i$ und $8r_i$. Bei Radien von $1r_i$ - $2r_i$ sind Asymmetrien zu erkennen, die in ihrer Struktur Betagyren ähneln. In größerer Entfernung zu den Wirbeln befinden sich ebenfalls Asymmetrien, die die azimuthale Wellenzahl eins der kleinskaligeren Komponenten der Wettersysteme in der Sturmumgebung abbilden.

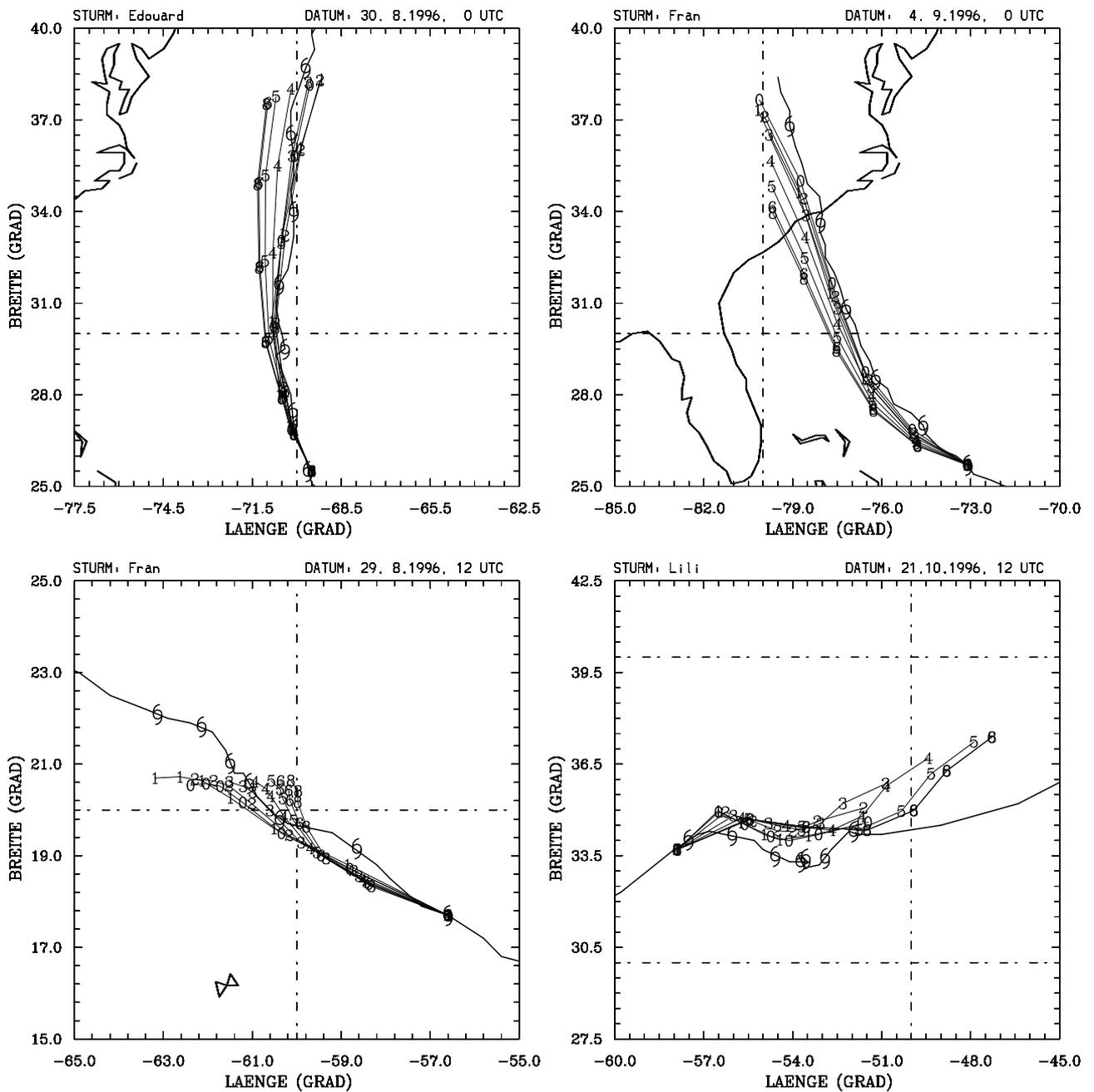


Abbildung 4.26: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Filterradien r_{f2} (in Inkrementen von r_i) der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{VA} . Mit zunehmendem r_{f2} ist eine deutliche und relativ systematische Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen zu erkennen.

eine maßvolle Entfernung dieser unrealistischen Feldstrukturen zu einer Verbesserung der mittleren Vorhersagegenauigkeit.

In Abbildung 4.25 ist zu erkennen, daß sich in größerer Entfernung zu den Wirbelzentren ebenfalls Asymmetrien befinden. Diese wirbelfernen Asymmetrien entsprechen Abbildungen anderer Wettersysteme in der Sturmumgebung, die nicht zum Wirbel gehören, auf die kleinskaligere Komponente der azimutalen Wellenzahl eins. Da diese Wettersysteme für die Bewegung der Stürme bedeutsam sind, müssen sie in NSWMOD möglichst gut erhalten werden. Deshalb werden die Vorhersagen im Mittel sehr ungenau, wenn durch zu große Werte von r_{f2} zu viele dieser kleinskaligeren Komponenten der Wettersysteme entfernt werden.

Bei einzelnen Vorhersagen ergeben sich je nach Stärke der wirbelnahen und wirbelfernen Asymmetrien bei einer Erhöhung von r_{f2} unterschiedliche Zugbahntendenzen (s. Abb. 4.26): In vielen Fällen werden die Vorhersagen bis zu mittleren Werten von r_{f2} genauer, in Verbindung mit der Elimination der unrealistischen wirbelnahen Asymmetrien (z. B. bei Edouard am 30.08.1996, 0 UTC oder Fran am 04.09.1996, 0 UTC; obere Bilder). Bei weiterer Vergrößerung von r_{f2} nimmt als Folge der sukzessiv zunehmenden Abschwächung der wirbelfernen Asymmetrien, die kleinskaligere Wettersysteme repräsentieren, die Vorhersagegenauigkeit wieder ab. Es gibt aber insbesondere bei den erratisch oder unregelmäßig wandernden Stürmen Fälle, bei denen die kleinsten Werte von r_{f2} zu den genauesten und große Werte von r_{f2} zu den ungenauesten Vorhersagen führen (z. B. bei Fran am 29.08.1996, 12 UTC und bei Lili am 21.10.1996, 12 UTC; untere Bilder). Bei solchen Stürmen besteht vermutlich eine Wechselwirkung mit anderen Wettersystemen, die sich recht nahe der Wirbel befinden, oder die Stürme sind sogar in andere Wettersysteme eingebettet. Darüber hinaus sind erratisch oder unregelmäßig wandernde Stürme oft relativ schnellen Veränderungen in ihrer Struktur oder in der Struktur der Umgebungsfelder unterworfen. Dadurch könnten im NCEP-AVN-Modell die Asymmetrien, die durch die Wechselwirkung der Wirbel in den globalen Feldern mit ihrer Umgebung entstehen können, ebenfalls in ihrer Ausbildung behindert worden sein. Unter Berücksichtigung der Vorhersageergebnisse deutet dies darauf hin, daß es wahrscheinlicher ist, daß die wirbelnahen Asymmetrien bei diesen speziellen Stürmen hauptsächlich Wettersysteme und weniger Asymmetrien der Wirbel in den globalen Feldern abbilden.

Insgesamt weisen die Ergebnisse dieses Experimentes darauf hin, daß die analysierten Asymmetrien azimutaler Wellenzahl eins in der Nähe der Stürme überwiegend die unrealistischen asymmetrischen Komponenten der Wirbel in den globalen Feldern darstellen, während sie in größerer Entfernung zu den Stürmen die Wettersysteme in der Sturmumgebung repräsentieren. Die niedrigsten mittleren Vorhersagefehler werden daher bei Werten von r_{f2} erreicht, die den bestmöglichen Kompromiß zwischen einer hinreichenden Entfernung der unrealistischen asymmetrischen Komponente der Wirbel in den

globalen Feldern und der Erhaltung von Wettersystemen, die nicht zum Wirbel gehören, liefern.

4.2.5 Größe der synthetischen Asymmetrie zur Wirbel driftanpassung

An dieser Stelle wird diskutiert, wie sich die Größe der synthetischen Asymmetrie (definiert durch den Anpassungsradius r_a), die in NSWMOD zur Adjustierung der anfänglichen Drift des Modellwirbels an die tatsächlich beobachtete Drift eines tropischen Zyklons dient, auf die Bahnvorhersagen auswirkt.

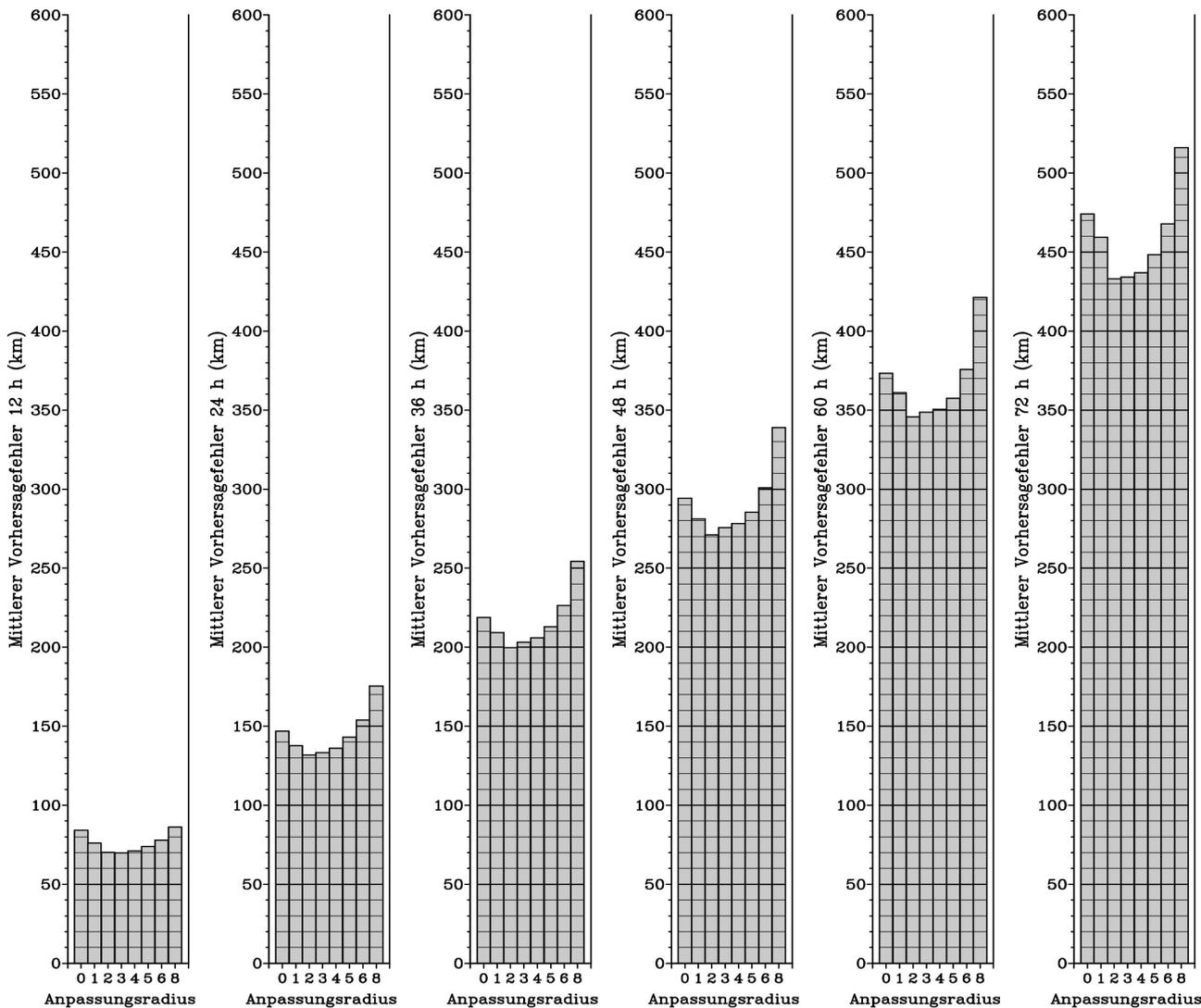


Abbildung 4.27: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren Vorhersagefehlers vom Anpassungsradius r_a der synthetischen Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{BA} . Die Nummern kennzeichnen die in den Experimenten angewendeten Werte von r_a in Einheiten von r_i . Bei den meisten Vorhersagezeiten ist ein ausgeprägtes Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei $r_a = 2r_i$ zu erkennen.

Abbildung 4.27 zeigt, daß der mittlere jährliche Vorhersagefehler ein Minimum bei einem r_a von $2r_i$ aufweist. Bei kleineren Werten von r_a und ohne eine Anpassung der anfänglichen Wirbel drift ergibt sich ein deutlich höherer mittlerer jährlicher Vorhersagefehler. Eine noch stärkere Zunahme des

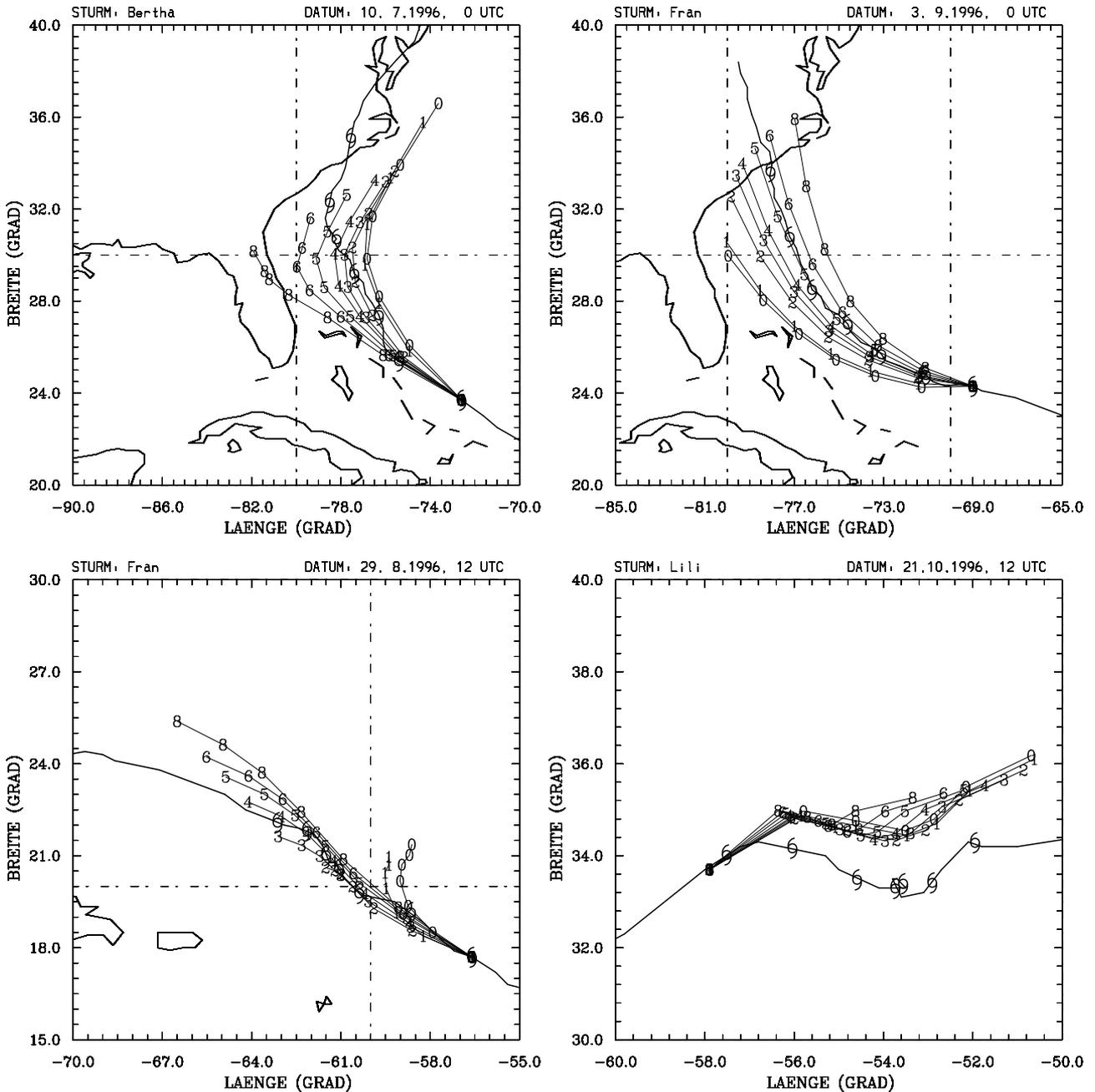


Abbildung 4.28: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Anpassungsradien r_a (Die Ziffern an den Zugbahnen kennzeichnen die jeweiligen r_a in Inkrementen von r_i) der synthetischen Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{BA} . Auffällig ist die starke Streuung der vorhergesagten Zugbahnen und eine relativ systematische Verlagerung der vorhergesagten Wirbelpositionen in Abhängigkeit von r_a .

mittleren jährlichen Vorhersagefehlers ist bei sehr großen synthetischen Asymmetrien zu verzeichnen.

Ein wichtiger Einflußfaktor für die Zugbahnstreuungen ist der Betrag des Anpassungsvektors \mathbf{c}_A . Wenn \mathbf{c}_A klein ist, führt das zu einer schwachen synthetischen Asymmetrie und die Veränderung in der Ausdehnung der Asymmetrie hat entsprechend kaum einen Einfluß auf die Zugbahnen der Stürme. Darüber hinaus ist die Richtung von \mathbf{c}_A relativ zur tatsächlichen Sturm drift \mathbf{c}_T eine wichtige Einflußgröße. Abbildung 4.28 oben links zeigt bei Bertha am 10.07.1996, 0 UTC, daß sich die Zugbahnen mit anwachsendem r_a immer weiter nach Westen verlagern, was mit einer Reduktion des Abdrehens verbunden ist. Diese Zugbahntendenzen korrespondieren mit der Richtung von \mathbf{c}_A , das in diesem Falle nach Südwesten weist. Dagegen zeigt bei Fran am 03.09.1996, 0 UTC (rechtes oberes Bild der Abb. 4.28) \mathbf{c}_A nach Norden. Damit verbunden sind immer nördlichere Zugbahnen mit höherem r_a , die in diesem Falle sogar zu einer Verstärkung des Abdrehens führen.

Ein weiterer mit der Zunahme von r_a verbundener Effekt ist eine wachsende Tendenz der Stürme, sich mit ihrer Anfangsdrift weiter zu bewegen. Diese wachsende Trägheit in ihrer Bewegung ist darauf zurückzuführen, daß ein größerskaliges Anpassungsfeld zeitstabiler ist und während der Vorhersagen nicht so schnell durch nichtlineare Wechselwirkungen mit den anderen Feldkomponenten zerstört werden kann. Bei sehr kleinen r_a dagegen liegen die Amplitudenmaxima von \mathbf{F}_{BA} im Bereich eines starken radialen Tangentialwindgradienten des symmetrischen Wirbels. Dies hat zur Folge, daß die synthetische Asymmetrie sofort vom symmetrischen Wirbel spiralförmig deformiert, aufgerollt und schließlich symmetrisiert wird, wodurch die Anpassung der anfänglichen Wirbel drift im Modell an die tatsächlich beobachtete Drift der Stürme nicht hinreichend funktioniert. Welches Maß an Persistenz in der anfänglichen Wirbel drift günstig ist, läßt sich gut anhand der Bahnvorhersagen von unregelmäßig oder erratisch wandernden Stürmen beobachten. Bei Fran (29.08.1996, 12 UTC; linkes unteres Bild der Abb. 4.28) ist der Anpassungsvektor ungefähr in Richtung der tatsächlichen Sturm drift orientiert. Die Anpassung der anfänglichen Wirbel drift an die tatsächlich beobachtete Drift des Sturmes gewährleistet bereits bei mittleren Werten von r_a eine realitätsnahe anfängliche Drift des Sturmes, von der die Vorhersagequalität auch über längere Vorhersagezeiten profitiert. Bei großen Werten von r_a wird die Drift des Modellsturmes schließlich so persistent, daß die Veränderungen in der tatsächlichen Sturm drift nicht mehr im Modell repräsentiert werden. Möglicherweise kommt bei sehr großen Werten von r_a noch ein weiterer negativer Effekt für die Bahnvorhersagequalität dazu: eine verstärkte nichtlineare Wechselwirkung der relativ zeitstabilen synthetischen Asymmetrie mit den Wettersystemen in der Sturmungebung. Diese könnte zu einer unrealistischen Modifikation oder sogar zur Zerstörung der Wettersysteme führen. Auch beim erratisch wandernden Sturm Lili am 21.10.1996, 12 UTC (Abb. 4.28 rechts unten), bei dem der Anpassungsvektor der tatsächlichen Sturm drift annähernd entgegengerichtet ist, führen mittlere Werte von r_a zu den relativ besten Vorhersagen.

Im Gegensatz zu den abdrehenden und unregelmäßig driftenden Stürmen konnte bei gerade und stetig wandernden Stürmen keine starke Sensitivität der Bahnvorhersagen zu r_a festgestellt werden. Bei solchen Stürmen ist oft eine relativ homogene Strömung für die Wirbel drift bestimmend, die durch die induzierte Geschwindigkeit von \mathbf{F}_{EL} recht zufriedenstellend wiedergegeben wird. Dementsprechend fällt der Anpassungsvektor \mathbf{c}_A relativ klein aus.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Wirbel drift sehr sensitiv zu r_a ist. Die höchste mittlere Bahnvorhersagegenauigkeit wird mit einer Größe der Asymmetrie erreicht, die den bestmöglichen Kompromiß liefert zwischen einer ausreichenden Anpassung der anfänglichen Wirbel drift an die tatsächlich beobachtete Drift eines Sturmes und der Nichtbeeinflussung von Wettersystemen in der Sturmumgebung, die für die Wirbel drift bedeutsam sind. Überdies fällt auf, daß die beste mittlere Vorhersagequalität gerade bei dem Wert von r_a ($2r_i$) erreicht wird, bei dem sich die Amplitudenmaxima von \mathbf{F}_{BA} in der Nähe der Einflußradien der Stürme befinden. Die Ausdehnung der Asymmetrien entspricht dann etwa der von Betagyren in ihrer quasi-stationären Phase und repräsentiert die minimale Größe, bei der Asymmetrien zu einem Wirbel über längere Zeit relativ stabil existieren können.

4.2.6 Alternative Methoden zur Wirbel driftanpassung

Im Standardinitialisierungsverfahren von NSWMOD (s. Abschnitt 3.1.3) werden die synthetischen Asymmetrien, die zur Anpassung der anfänglichen Driften der Modellstürme an die tatsächlich beobachteten Driften der Stürme dienen, zum totalen Umgebungsfeld addiert (definiert als Methode A). An dieser Stelle werden nun alternative Techniken zur Adjustierung der anfänglichen Wirbel drift diskutiert, die auf Anpassungen der anderen Feldkomponenten oder auf der Implementierung synthetischer Betagyren beruhen.

Bei der ersten der alternativen Methoden, die als Methode L definiert sei, wird \mathbf{F}_{EL} gemäß einer Berechnung von $\mathbf{F}_{EL}^{neu} = (1 - W) \mathbf{F}_{EL}^{alt} + W (\mathbf{c}_T - \mathbf{c}_S)$ mit $W = [1 - s^2 \exp(1 - s^2)]$ und $s = r/r_a$ adjustiert. Methode S basiert auf einer Anpassung von \mathbf{F}_{ES} mittels der Bestimmung von $\mathbf{F}_{ES}^{neu} = (1 - W) \mathbf{F}_{ES}^{alt} + W (\mathbf{c}_T - \mathbf{c}_L)$. Um \mathbf{c}_E zu adjustieren, benutzt Methode E eine Berechnung von $\mathbf{F}_E^{neu} = (1 - W) \mathbf{F}_E^{alt} + W (\mathbf{c}_T - \mathbf{c}_E)$. Die Methoden 1 bis 4 basieren auf Implementierungen von synthetischen Betagyren. Bei Methode 1 werden mit der analytischen Theorie erster Ordnung von Smith und Ulrich (1990, s. auch Abschnitt 2.2) Betagyren zu \mathbf{F}_{BS} berechnet und zur Anfangsbedingung hinzugefügt. Bei der Berechnung der Betagyren wird die Integrationszeit, ein zusätzlicher freier Parameter der analytischen Theorie von Smith und Ulrich, auf 18 h bei tropischen Depressionen und 36 h bei tropischen Stürmen und Hurrikanen festgesetzt (die gleichen Integrationszeiten werden im GFDL-Modell verwendet; s. z. B. Kurihara et al., 1995). Methode 3 basiert ebenfalls auf der Implementierung von Betagyren. Allerdings wird die Integrationszeit iterativ so variiert, daß der Betrag der Differenz (\mathbf{c}_E

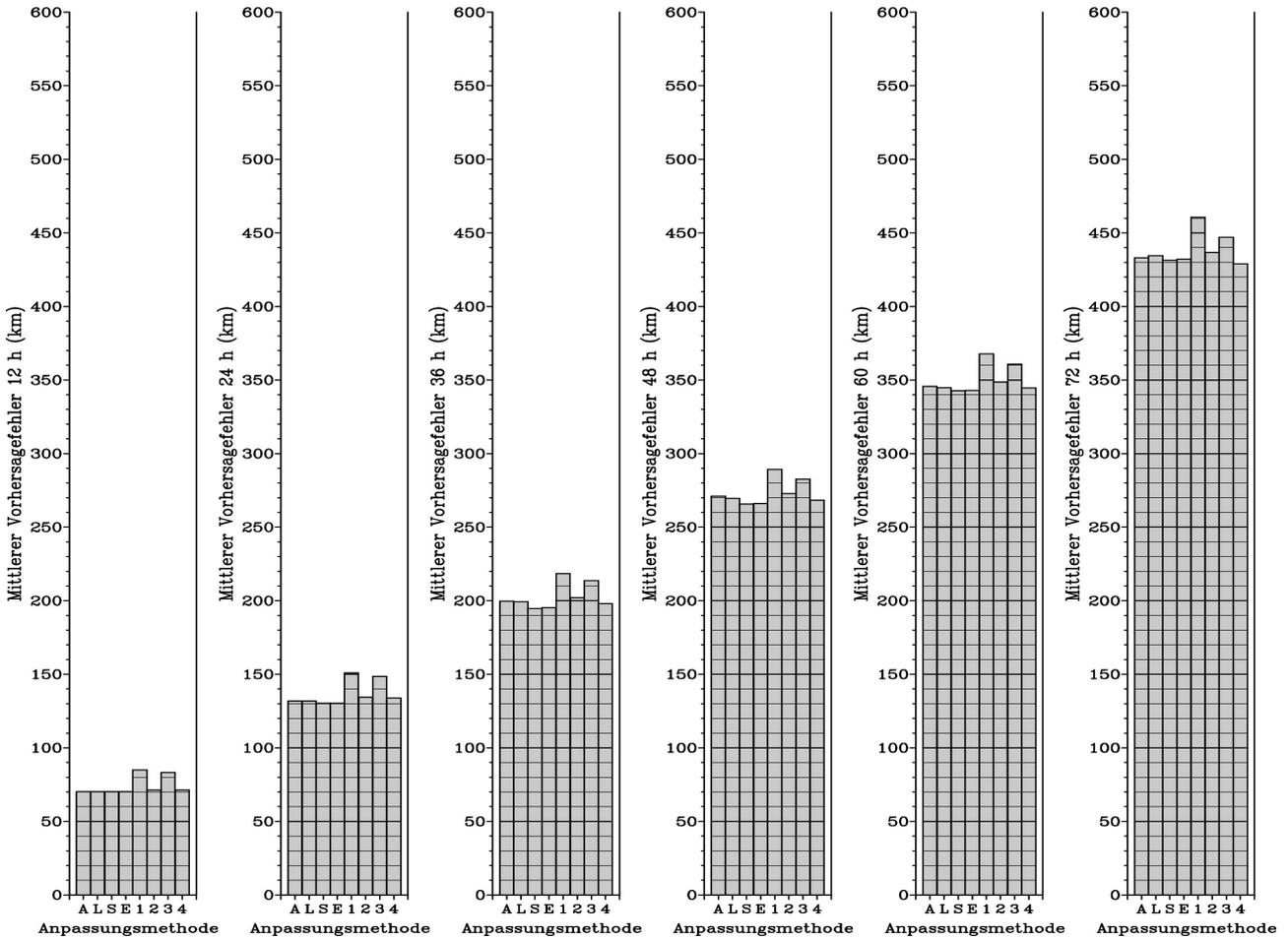


Abbildung 4.29: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren Vorhersagefehlers von der Anpassungsmethode zur Adjustierung der anfänglichen Wirbel drift: i) Anpassung der anfänglichen Wirbel drift an die beobachtete Drift der Stürme mittels Addition der angepassten synthetischen Asymmetrie (A), Anpassung des großskaligen Umgebungsfeldes (L), Anpassung des kleinskaligen Umgebungsfeldes (S) und Anpassung des (totalen) Umgebungsfeldes (E). ii) Anpassung der anfänglichen Wirbel drift mittels Implementierung synthetischer Betagyren, berechnet mit festen Integrationszeiten (1) und mit iterativ optimierten Integrationszeiten (3). Die Experimente 2 und 4 basieren auf den Experimenten 1 und 3, es wurde nur zusätzlich das (totale) Umgebungsfeld adjustiert. Zu beobachten ist ein deutlich höherer mittlerer jährlicher Vorhersagefehler bei den Experimenten 1 und 3.

+ \mathbf{c}_A) - \mathbf{c}_T möglichst klein wird. Hierbei ist \mathbf{c}_A , wie im Abschnitt 3.1.3 beschrieben, die induzierte Geschwindigkeit der synthetischen Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins, die in diesem Falle durch die Betagyre gegeben ist. Die Methoden 2 und 4 basieren auf den Methoden 1 und 2, es wird aber zusätzlich noch \mathbf{F}_E gemäß $\mathbf{F}_E^{neu} = (1 - W) \mathbf{F}_E^{alt} + W (\mathbf{c}_T - (\mathbf{c}_E + \mathbf{c}_A))$ adjustiert.

Abbildung 4.29 zeigt, daß sich zwischen den Experimenten A, L, S und E bei allen Vorhersagezeiten nur relativ geringfügige Unterschiede im mittleren jährlichen Vorhersagefehler ergeben. Die Experimente S und E liefern insgesamt etwas genauere Vorhersagen als die Experimente A und L. Auch bei den Einzelvorhersagen liegen die vorhergesagten Zugbahnen bei allen Stürmen relativ dicht zusammen, so daß daraus keine systematischen Tendenzen zu erkennen sind, wie die Wirbel drift von der Anpassungsmethode beeinflußt wird. Allerdings deuten die geringfügig niedrigeren mittleren jähr-

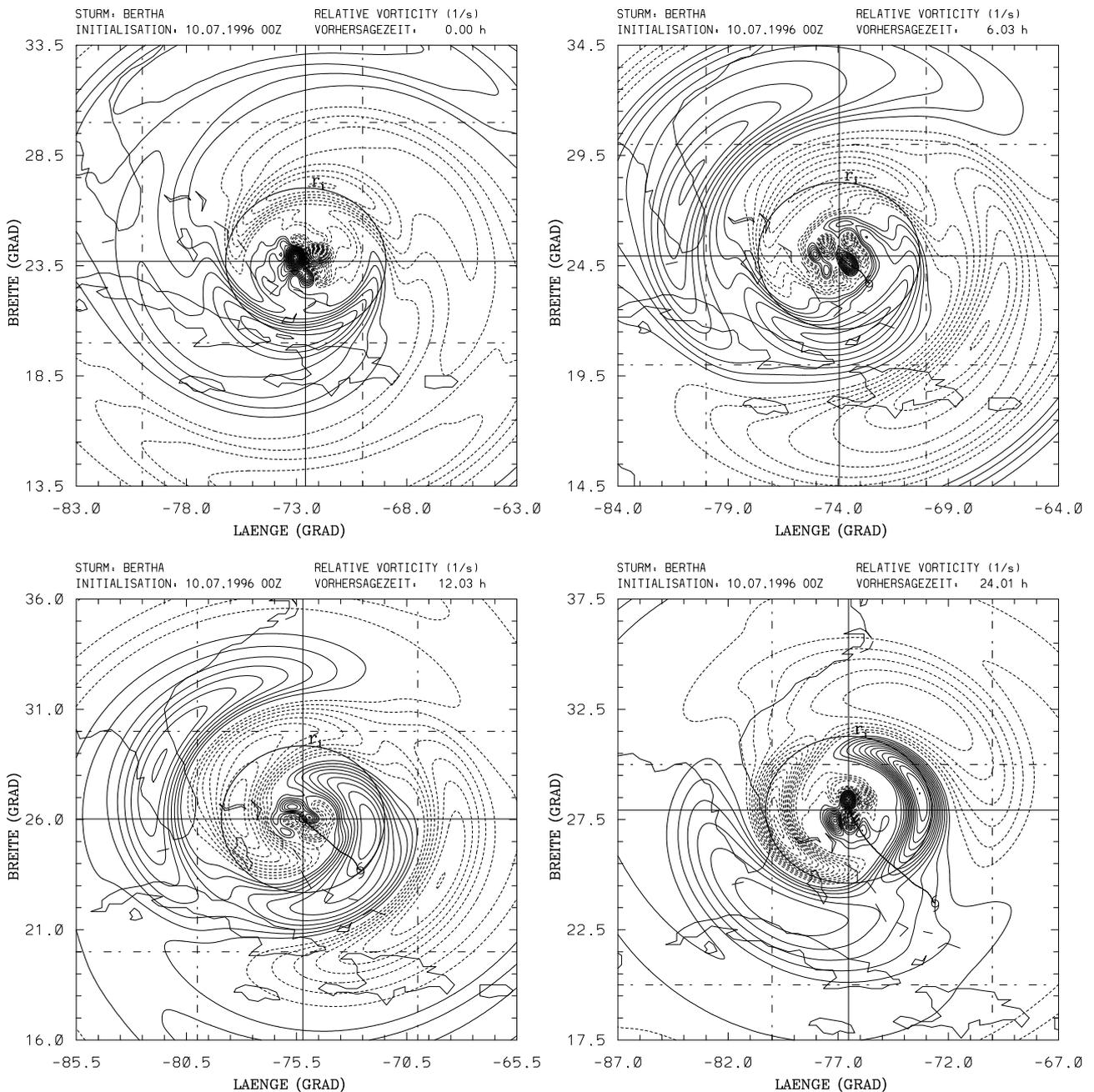


Abbildung 4.30: Entwicklung der Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins beim Vorhersageexperiment mit den implementierten synthetischen Betagyren (1) nach 0 h (links oben), 6h (rechts oben), 12 h (links unten) und 24 h (rechts unten) bei der Vorhersage von Bertha vom 10.07.1996, 0 UTC. Das Isolinienintervall der dargestellten Felder relativer Vorticity beträgt $2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und die Linie vom Hurrikansymbol zum Fadenkreuz kennzeichnet die vorhergesagte Zugbahn des Sturmes. Der Einflußradius r_i von Bertha in etwa 3° Abstand zum Sturmzentrum ist durch den Kreis gekennzeichnet. Die relativ schnelle Modifizierung der ursprünglichen Asymmetrie während der Vorhersage ist deutlich zu erkennen.

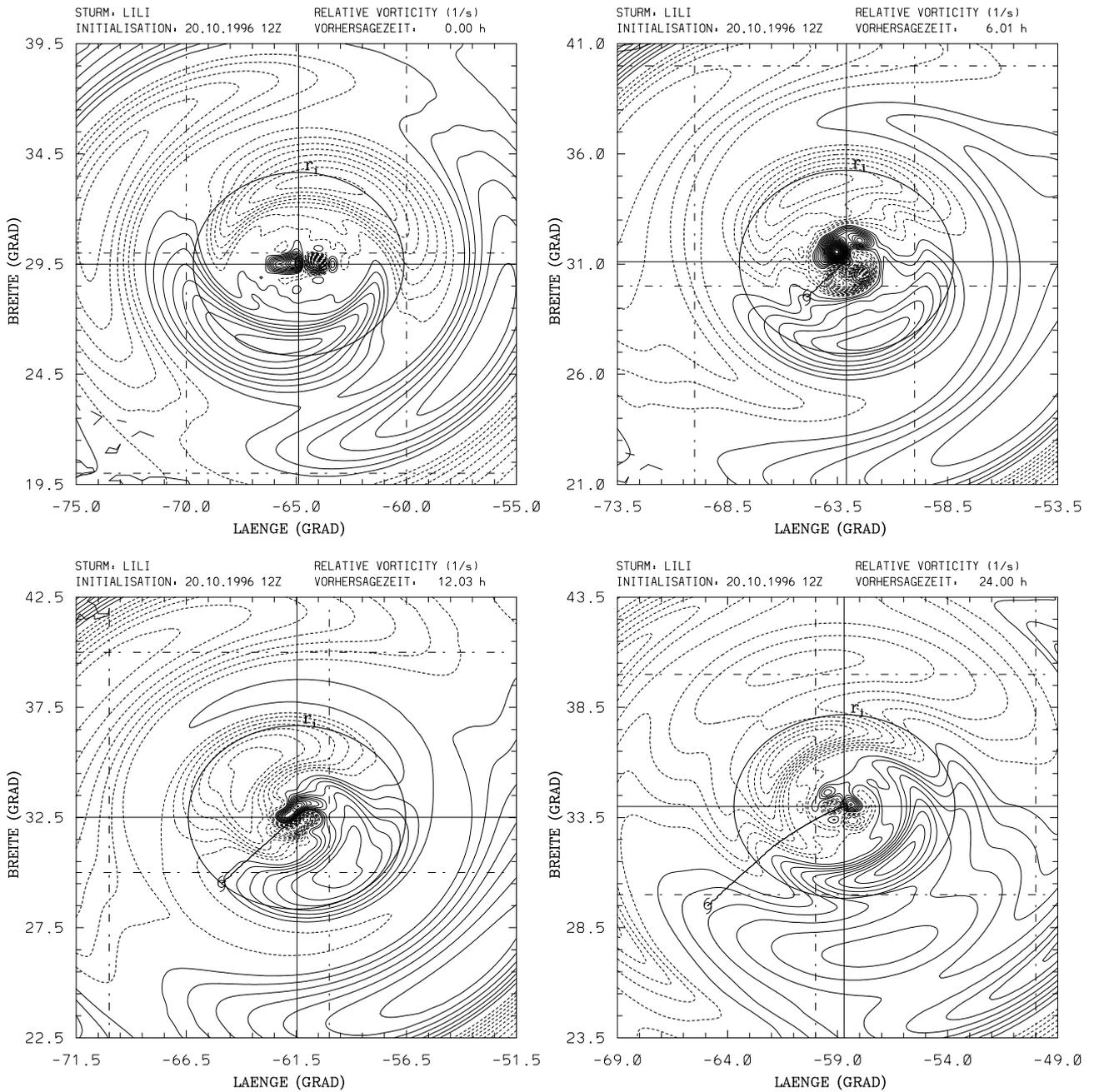


Abbildung 4.31: Wie Abb. 4.30, aber Vorhersage von Lili vom 20.10.1996, 12 UTC.

lichen Vorhersagefehler bei der Anpassung der Feldkomponenten, die klein- und mesoskalige Komponenten enthalten (\mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_E) darauf hin, daß vor der Anpassung Spuren unrealistischer klein- und mesoskaliger Strukturen im Bereich der Stürme vorhanden sind. Da die Anpassung der Feldkomponenten innerhalb von r_a zu einer radial abnehmenden Glättung von Feldstrukturen führt, werden diese Strukturen bei der Anpassung von \mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_E teilweise aus den globalen Feldern eliminiert. Bei den unrealistischen Strukturen könnte es sich z. B. um die Anteile der Wirbel in den globalen Feldern mit azimuthalen Wellenzahlen größer als eins handeln, die vom Initialisierungsverfahren nicht explizit aus den globalen Feldern eliminiert werden. Die für die Bewegung der Stürme bedeutsamen klein- und mesoskaligen Wettersysteme, die nicht zum Wirbel gehören, bleiben bei einem r_a von $2r_i$ anscheinend noch weitgehend erhalten. Dieses ist allerdings nicht mehr der Fall, wenn die radiale Ausdehnung der Asymmetrien verdoppelt wird. Kontrollexperimente mit $r_a = 4r_i$ zeigen, daß dann bei der Anpassung der Feldkomponenten \mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_E höhere mittlere Vorhersagefehler als bei den beiden anderen Methoden auftreten. Dies deutet auf eine zu starke Abschwächung der für die Wirbeldrift bedeutsamen klein- und mesoskaligen Wettersysteme hin.

Das Vorhersageexperiment mit den implementierten Betagyren (1) weist deutlich höhere mittlere jährliche Vorhersagefehler auf als die anderen Experimente, und auch iterativ optimierte Betagyren (Experiment 3) führen nicht zu einer Verbesserung der Ergebnisse (s. Abb. 4.29). Dies deutet auf prinzipielle Schwierigkeiten in der Anwendung der Theorie der Betadrift bei der Initialisierung von Bahnvorhersagemodellen hin. Hierfür gibt es mehrere Gründe:

i) Die Integrationszeit, die bei der Berechnung der Betagyren verwendet wird, ist ein weiterer freier Parameter eines barotropen Bahnvorhersagesystems, der schwer zu optimieren ist, da unter anderem die vorausgehende zeitliche Entwicklung des vorherzusagenden Sturmes mit den heutzutage zur Verfügung stehenden Wetteranalysemethoden nicht mit hinreichend hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung bestimmt werden kann. Daher ist nicht bekannt, wie lange sich eventuell tatsächlich in den Feldern existierende Betagyren ungestört hätten entwickeln können. Eine Folge davon ist, daß die analytisch berechneten Betagyren eine falsche Stärke oder Orientierung aufweisen können, wodurch die gesamten anfänglichen induzierten Geschwindigkeiten im Wirbelzentrum nicht den tatsächlich beobachteten anfänglichen Driften der Wirbel entsprechen.

ii) Bei der Berechnung der Betagyren ist der Einfluß der Umgebungsströmung nicht berücksichtigt. Beim Radius der maximalen Amplitude der Betagyren (etwa r_i) hat die Windgeschwindigkeit der Umgebungsströmung meist die gleiche Größenordnung wie die des symmetrischen Wirbels. Dies bedeutet, daß die Advektion relativer Vorticity des Umgebungsfeldes durch den Wirbel und die Advektion planetarer Vorticity durch die Umgebungsströmung die gleiche Magnitude aufweisen wie die Advektion planetarer Vorticity durch den Wirbel. Die Folge davon könnte sein, daß die implementierten Betagyren gerade in jenen radialen Bereichen, bei denen die Felder die Wirbeldrift stark beeinflussen, nicht

zur Gesamtströmung passen. Demzufolge werden sie in den ersten Stunden der Vorhersagen stark modifiziert oder sogar völlig zerstört. Abbildung 4.30 und Abb. 4.31 zeigen diesen Effekt bei den Stürmen Bertha am 10.07.1996, 0 UTC und bei Lili am 20.10.1996, 12 UTC. Nahe der Einflußradien der Stürme finden sich zum Initialisierungszeitpunkt ausgeprägte Asymmetrien, die die implementierten Betagyren repräsentieren (linke obere Bilder). Es ist deutlich zu erkennen, daß diese schon nach 6 Stunden Vorhersagezeit stark modifiziert sind (rechte obere Bilder). Ab 12 Stunden Vorhersagezeit sind sie verschwunden bzw. werden zu Asymmetrien umgeformt, die nicht mehr als Betagyren angesehen werden können (untere Bilder). Eine Berücksichtigung der Umgebungsströmung in der analytischen Berechnung der Betagyren (wie z.B. in den erweiterten analytischen Theorien höherer Ordnung von Smith und Weber, 1993) würde extrem aufwendige und komplizierte Berechnungen erfordern. Da aber selbst eine solche Berechnung nicht sicherstellen kann, daß die gesamte anfänglich induzierte Geschwindigkeit im Wirbelzentrum und damit näherungsweise die initiale Wirbel drift im Modell der beobachteten Anfangsdrift eines Sturmes entspricht, ist es fragwürdig, ob sich der hohe Aufwand ihrer Implementierung in ein Initialisierungsverfahren für ein barotropes Bahnvorhersagemodell lohnt.

Die Implementierung von Betagyren in Kombination mit der anschließenden Anpassung der (totalen) Umgebungsströmung (Experiment 2 und 4; s. Abb. 4.29) liefert im Vergleich zu den Experimenten 1 und 3 bessere Vorhersageergebnisse, da nun die gesamte anfänglich induzierte Geschwindigkeit im Wirbelzentrum die tatsächliche Anfangsdrift des Sturmes approximiert. Die Vorhersagequalität kann aber nicht jene der Experimente A, L, S und E erreichen, in denen keine Betagyren initialisiert werden. Dieses Resultat weist darauf hin, daß implementierte Betagyren keinen nützlichen Effekt auf die Vorhersagequalität haben.

Insgesamt kann festgestellt werden, daß mit geringem Abstand die besten Vorhersageergebnisse bei der Anpassung der Feldkomponenten, die relativ kleinskalige Strukturen enthalten (\mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_E), erreicht werden. Hierbei werden vermutlich unrealistische Feldstrukturen mit azimuthalen Wellenzahlen größer als eins in der Nähe der vorherzusagenden Stürme eliminiert.

4.2.7 Tangentialwindprofil des symmetrischen synthetischen Wirbels

Die bisherigen Untersuchungen über den Einfluß der Initialisierungsparameter dienten hauptsächlich dem Ziel, in NSWMOD eine möglichst realitätsnahe Darstellung der Anfangs- und zeitabhängigen Randbedingungen zu ermöglichen. Dagegen wurde die Modifikation der Parameter des symmetrischen Wirbels eher als eine Adjustierung der Anfangsbedingung angesehen, da die tatsächliche Struktur des symmetrischen Wirbelsturmes näherungsweise (je nach Datenqualität) durch die TC-Advisories gegeben ist. Aufgrund dieser Überlegung wird es als sinnvoll erachtet, die Parameter des symmetrischen Wirbels nach der Optimierung der anderen Initialisierungsparametern zu untersuchen.

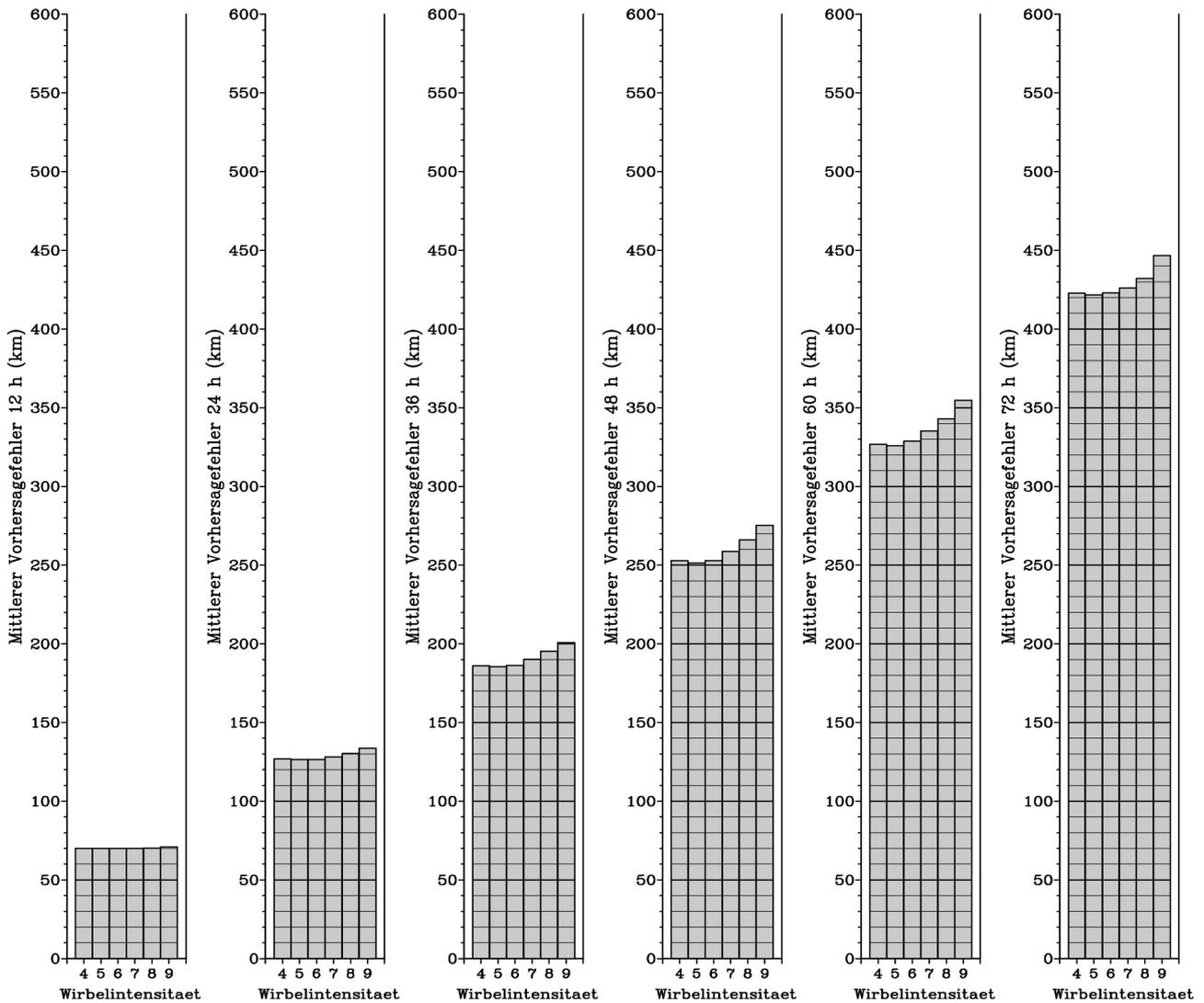


Abbildung 4.32: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von den Wirbelintensitäten der synthetischen Modellstürme, definiert durch die maximalen Tangentialwindgeschwindigkeiten: $v_{max} = 0.4v_m(4)$, $0.5v_m(5)$, $0.6v_m(6)$, $0.7v_m(7)$, $0.8v_m(8)$, $0.9v_m(9)$. Bei Vorhersagezeiten ab 24 Stunden ist ein Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei $v_{max} = 0.5v_m$ und ein Anstieg zu größeren v_{max} hin zu beobachten.

In der ersten Untersuchung wurde mittels einer Modifikation der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit v_{max} die Intensität der synthetischen symmetrischen Modellwirbel variiert. Hierbei war die Ermittlung des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers nur in einem Wertebereich von v_{max} zwischen $0.4v_m$ und $0.9v_m$ möglich. Dies war dadurch bedingt, daß sich bei kleineren Werten von v_{max} einige schwache Stürme während der Vorhersage aufgrund numerischer Dispersion auflösten, wohingegen sich bei größeren Werten von v_{max} im Falle sehr starker Stürme numerische Instabilitäten entwickelten und zum Abbruch der numerischen Integration in NSWMOD führten.

Die zweite Untersuchung basierte auf einer Variation der Größen der synthetischen symmetrischen Modellwirbel. Hierzu wurden die Radien mit einer Windgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} (r_5) sukzessive (in einem Bereich von $r_5 = r_i$ bis $r_5 = 3r_i$) verändert.

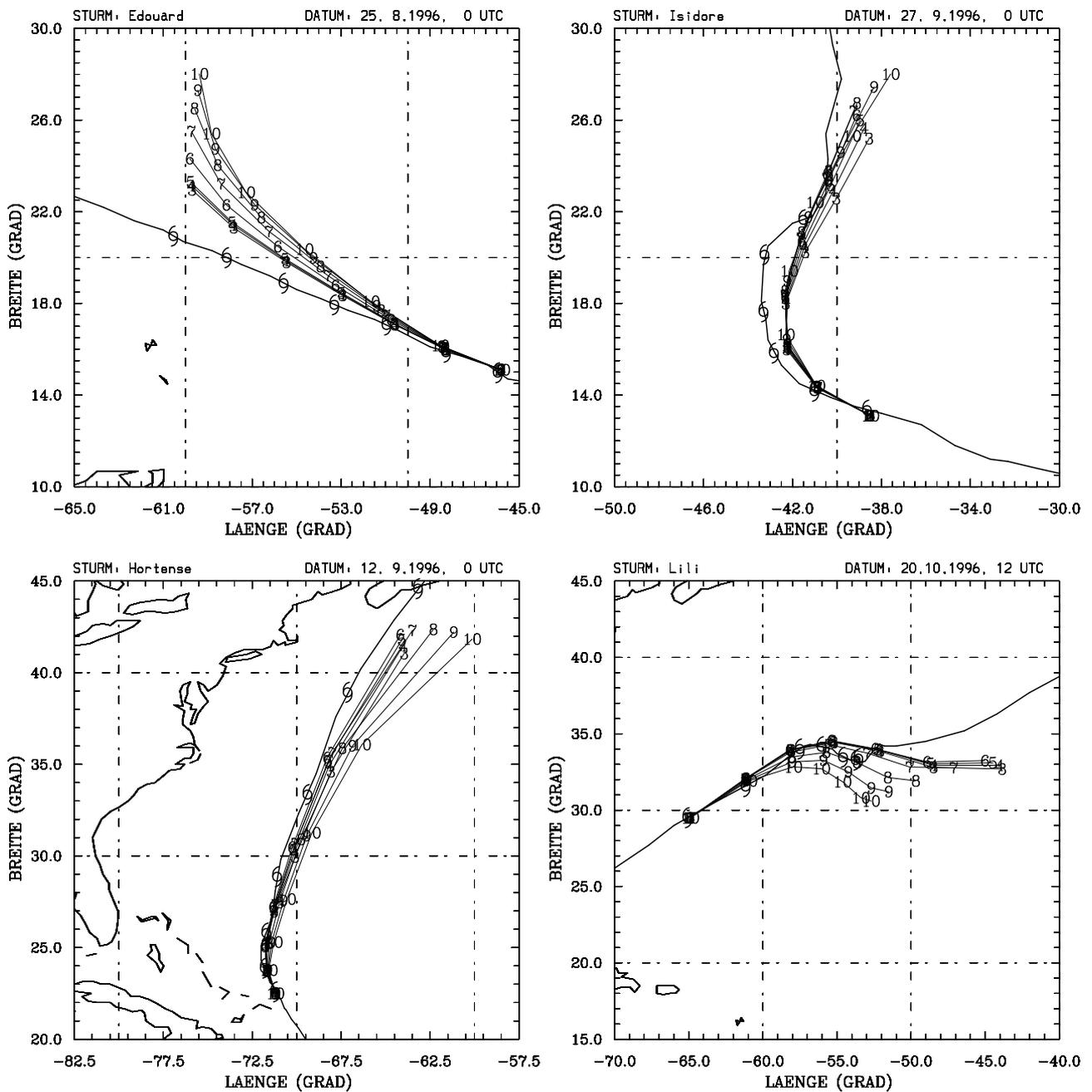


Abbildung 4.33: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Wirbelintensitäten der synthetischen Modellstürme, definiert durch die maximalen Tangentialwindgeschwindigkeiten: $v_{max} = 0.3v_m(3)$, $0.4v_m(4)$, $0.5v_m(5)$, $0.6v_m(6)$, $0.7v_m(7)$, $0.8v_m(8)$, $0.9v_m(9)$, $v_m(10)$. Mit zunehmendem v_{max} verschieben sich die vorhergesagten Wirbelpositionen zunächst nach Nordwesten. Anschließend dreht sich bei den abdrehenden Stürmen die Richtung dieser Verschiebung tendenziell nach Nordosten bis Osten (rechtes oberes und linkes unteres Bild) und bei den erratisch oder unregelmäßig wandernden Stürmen in verschiedene andere Richtungen (das rechte untere Bild zeigt eine südwestliche Wanderung).

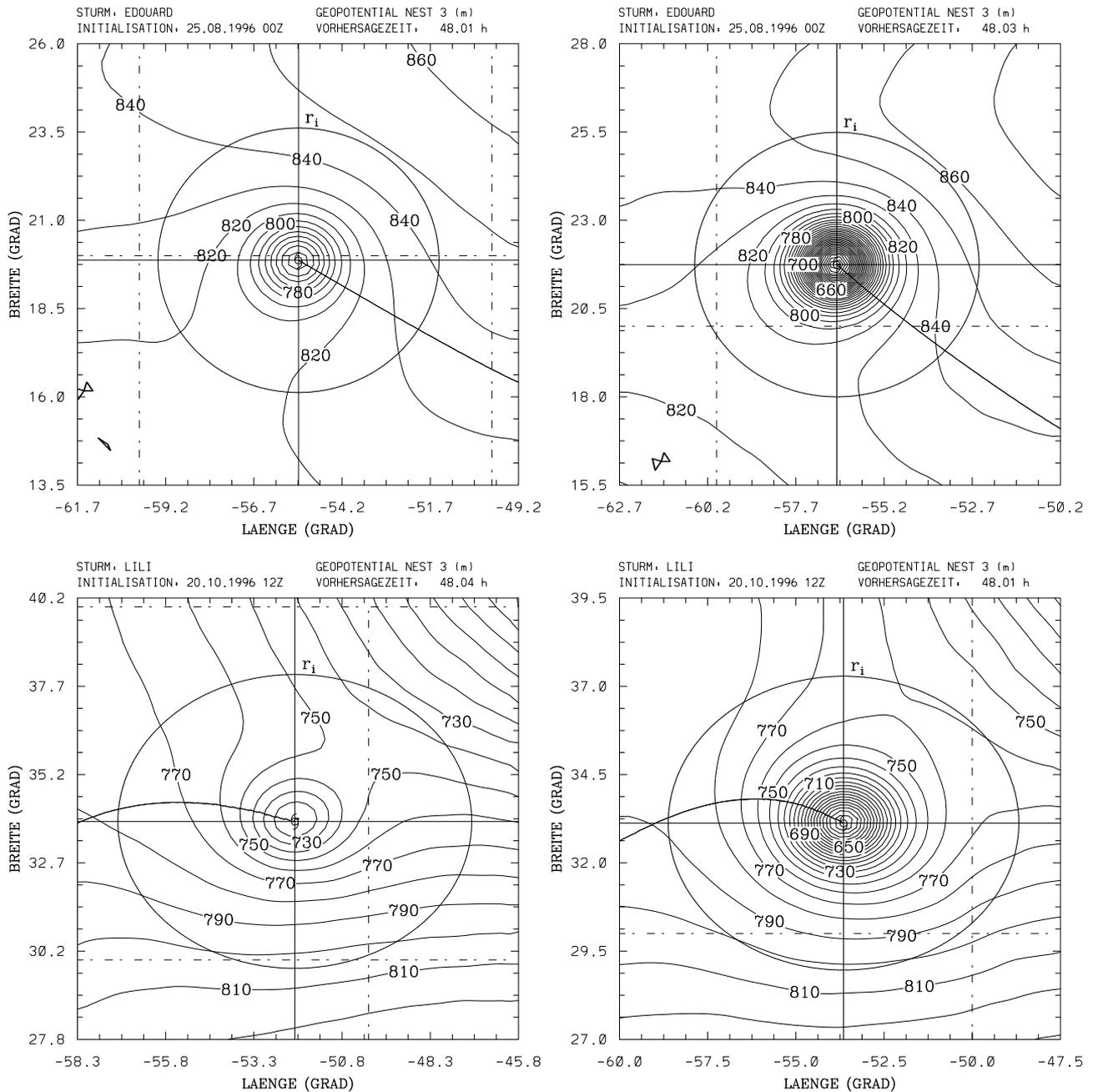


Abbildung 4.34: Vorhergesagte Geopotentialfelder (in m) nach 48 h Vorhersagezeit bei symmetrischen Wirbeln mit $v_{max} = 0.4v_m$ (links) und $v_{max} = 0.8v_m$ (rechts). Die Kreise kennzeichnen r_i und die dünnen im Wirbelzentrum endenden Linien die Zugbahn der Wirbel. Es ist zu erkennen, daß die Wirbel bei $v_{max} = 0.8v_m$ deutlich ausgedehnter sind.

Die Ergebnisse der ersten Untersuchung belegen einen Einfluß von v_{max} auf die mittlere Bahnvorhersagequalität. Der geringste mittlere jährliche Vorhersagefehler wird bei $v_{max} = 0.5v_m$ beobachtet (Abb. 4.32). Zu kleineren und deutlich stärker ausgeprägt zu größeren v_{max} hin ist ein Anstieg des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers festzustellen. Dieser Anstieg wird erst bei 24 Stunden Vorhersagezeit signifikant, da die Struktur des symmetrischen Wirbels nur einen indirekten Einfluß auf die Wirbeldrift hat. Die Sensitivität der mittleren Bahnvorhersagequalität zu v_{max} ist im Wesentlichen auf zwei Faktoren zurückzuführen: Durch die Variation von v_{max} wird auch das Tangentialwindprofil in den für die Wirbeldrift bedeutsamen äußeren Bereichen des Wirbels zwischen v_{max} und r_5 modifiziert. Darüber hinaus dehnen sich die Modellwirbel während der Vorhersagen aus, und zwar umso stärker, je größer v_{max} ist. Abbildung 4.34 verdeutlicht diesen Effekt, der mit ziemlicher Sicherheit durch numerische Dispersion bewirkt wird, exemplarisch für eine Verdoppelung von v_{max} am Beispiel der Stürme Edouard am 25.09.1996, 0 UTC, und Lili am 20.10.1996, 12 UTC. Mit der Ausdehnung der Wirbel ist auch eine deutliche Zunahme der tangentialen Windgeschwindigkeit in den für ihre Bewegung bedeutsamen äußeren Bereichen verbunden. Aufgrund der relativ schwachen radialen Gradienten der Tangentialwindgeschwindigkeiten im Bereich der Einflußradien der Stürme führen die Verschiebungen von r_5 zu geringeren Modifikationen im Tangentialwind als jene, die mit der Modifikation von v_{max} in Kombination mit numerischer Dispersion verbunden sind. Daher wird in der zweiten Untersuchung nur eine sehr geringe Sensitivität des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers zur radialen Verschiebung von r_5 beobachtet.

Infolge der Ausdehnung der Wirbel während der Vorhersagen kann angenommen werden, daß in NSWMOD zur bestmöglichen Darstellung der äußeren Bereiche der Wirbel ihre maximale Windgeschwindigkeit relativ zu den Werten der TC-Advisories deutlich reduziert werden muss. Die besten Vorhersageergebnisse werden vermutlich bei den Werten von v_{max} beobachtet, die im Mittel während des Verlaufs der Vorhersagen die realistischste Darstellung der äußeren Bereiche der Modellwirbel ermöglichen ($v_{max} = 0.5v_m$ bei NSWMOD).

Wie in den vorhergehenden Sensitivitätsstudien gibt es auch bei der Sensitivität zu v_{max} bei einzelnen Vorhersagen wieder signifikante Unterschiede. Diese sind durch eine relativ geringe Sensitivität der Zugbahnen schwacher Stürme (tropische Depressionen und tropische Stürme) und durch eine deutliche Sensitivität der Drift starker Stürme (Hurrikane) gekennzeichnet. Abbildung 4.33 zeigt, wie sich die Erhöhung von v_{max} auf die Zugbahnen von Stürmen mit verschiedenen Zugbahnmustern auswirkt: Bei gerade ziehenden Stürmen (z.B. Edouard am 25.09.1996, 0 UTC, linkes oberes Bild) ist während der Phase westnordwestwärts gerichteter Bewegung eine Verlagerung der vorhergesagten Positionen in nordnordwestlicher Richtung zu beobachten. Diese kann auf eine Zunahme des Betaeffektes zurückgeführt werden, der mit der höheren Tangentialwindgeschwindigkeit in den äußeren Bereichen eines

Wirbels und der damit verbundenen stärkeren Advektion von planetarer Vorticity durch den Wirbel verbunden ist. Bei abdrehenden Stürmen, wie bei Isidore am 27.09.1996, 0 UTC (rechtes oberes Bild), wandern die vorhergesagten Positionen im Falle kurzer Vorhersagezeiten und bei relativ kleinem v_{max} auch in nordnordwestlicher Richtung, was ebenfalls mit einer Zunahme des Betaeffektes erklärt werden kann. Zu längeren Vorhersagezeiten und größeren v_{max} hin dreht sich jedoch die Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen in eine eher nordöstliche bis östliche Richtung. Letzterer Effekt ist insbesondere auch bei Hortense am 12.10.1996, 0 UTC besonders stark ausgeprägt (linkes unteres Bild). Erklärt werden kann dies nur damit, daß die abdrehenden Stürme durch die schnellere Drift nach Nordnordwesten früher oder an einem anderen Ort auf Tröge oder die Westwinde der gemäßigten Breiten treffen, was eine Tendenz zu einer Verstärkung des Abdrehens zu bewirken scheint. Bei erratisch wandernden Stürmen sind die Tendenzen in der Wanderung der vorhergesagten Wirbelpositionen uneinheitlich und werden vermutlich hauptsächlich durch die Modifikation in den Wechselwirkungen zwischen den Stürmen und Wettersystemen in ihrer Umgebung dominiert. Zum Beispiel verschieben sich bei Lili am 20.10.1996, 12 UTC die vorhergesagten Wirbelpositionen in westliche Richtung (Abb. 4.33 rechts unten). Dieser Sturm wird bei niedrigen v_{max} von einem im Nordosten vorbeiziehenden Trog nach Osten getrieben. Bei hohen v_{max} dagegen bildet der Wirbel (vermutlich durch einen verstärkten Betaeffekt) eine starke antizyklonale Gyre auf seiner Nordostseite aus, die anscheinend den Einfluß des Troges auf seine Bewegung vermindert.

Die beobachteten Streuungsmuster der Einzelvorhersagen im Experiment mit der Variation von r_5 entsprechen zwar weitgehend denen der Untersuchung mit der Variation von v_{max} , jedoch ist die Magnitude der Streuung sehr viel schwächer, was auf die geringeren Änderungen in der Tangentialwindgeschwindigkeit in den äußeren Bereichen der Stürme zurückzuführen ist.

Insgesamt läßt sich aus den vorliegenden Ergebnissen folgern, daß die Modifikation der Parameter des symmetrischen Wirbels entgegen der ursprünglichen Annahme nicht als reine Adjustierung der Anfangsbedingung anzusehen ist, sondern daß sie der Ermittlung einer möglichst realistischen Repräsentation der äußeren Bereiche der Modellwirbel dient. Demzufolge muß, um die nachteiligen Wirkungen numerisch bedingter Ausdehnungen der Modellwirbel während der Vorhersagen in NSWMOD zu mildern, die maximale Tangentialwindgeschwindigkeit der Modellwirbel um etwa die Hälfte niedriger gewählt werden als in den TC-Advisories vorgegeben.

4.2.8 Weitere Untersuchungen zur Initialisierung

An dieser Stelle sollen kurz Modifikationen des Initialisierungsverfahrens beschrieben werden, die nicht zur Erhöhung der Bahnvorhersagegenauigkeit von NSWMOD führten und deren weitere Untersuchung in nachfolgenden Forschungsarbeiten als nicht erfolgversprechend angesehen werden.

In der nordatlantischen Wirbelsturmsaison gab es ein Mehrfachsturmereignis, bei dem die Stürme Edouard, Fran und Gustav relativ dicht beieinander lagen. In einer Sensitivitätsstudie wurde untersucht, ob die Filterung benachbarter Wirbel in den globalen Feldern und deren Ersetzung durch realitätsnahe synthetische symmetrische Wirbel⁴ zu einer Erhöhung der Vorhersagequalität führt. Es zeigte sich aber, daß dieser Ansatz zu ungenaueren Bahnvorhersagen führt als die Erhaltung der benachbarten globalen Wirbel. Vermutlich werden mit dieser Filterung die für die Wirbel drift bedeutsamen äußeren Bereiche der Nachbarstürme, die von den globalen Feldern des NCEP-AVN-Modells relativ gut repräsentiert werden, zu stark eliminiert.

Eine weitere Untersuchung basierte auf einer Modifikation des synthetischen symmetrischen Modellwirbels nach Vorschlägen von Shapiro und Ooyama (1990) sowie DeMaria (1987). Diese Autoren empfahlen eine Absenkung des über den gesamten radialen Bereich integrierten relativen spezifischen Drehimpulses der Modellwirbel auf Null, um eine übermäßige Wechselwirkung der Modellwirbel mit ihren Umgebungen zu verhindern. Zur Umsetzung dieser Empfehlung wurden die Tangentialwindprofile der endgültigen symmetrischen Wirbel in NSWMOD in einer weiteren Sensitivitätsstudie iterativ erniedrigt, bis der integrierte relative Drehimpuls näherungsweise Null betrug. Dies führte jedoch zu einer geringfügigen Erhöhung des mittleren jährlichen Vorhersagefehles. Ein Problem in der praktischen Anwendung dieser Empfehlung ist, daß der integrierte relative Drehimpuls des endgültigen Modellwirbels vom Radius des Integrationsgebiets abhängt, für den in NSWMOD willkürlich der Radius der azimutalen Analyse gewählt wurde. Aufgrund des allmählichen Übergangs zwischen Modellsturm und seinem Umgebungsfeld ist aber eine Festsetzung des Radius des Integrationsgebietes nach physikalisch sinnvollen Gesichtspunkten kaum möglich. Überdies führt vermutlich die antizyklonale Zirkulation der analysierten symmetrischen Wirbel bei größeren Radien (vgl. Abschnitte 4.2.2 und 4.2.3) dazu, daß der integrierte relative Drehimpuls der unmodifizierten endgültigen symmetrischen Modellwirbel ohnehin nicht sehr hoch ist.

4.3 Einfluß der Modellparameter auf die Bahnvorhersagen

4.3.1 Größe des barotropen Modellgebietes

Um den Einfluß der baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen auf die Bewegung der Stürme in NSWMOD zu untersuchen, wurde die radiale Ausdehnung des Überganggebietes zwischen vollständig barotropen Modellgebiet und vollständig baroklin substituierten Modellgebiet durch radiale Verschiebung von r_{bk} variiert. In einer weiteren Untersuchung wurde die Größe des barotropen Modellgebietes mittels einer gleichzeitigen Verschiebung der Radien r_{bt} und r_{bk} verändert, wobei hierbei r_{bk} durch

⁴Hierbei wurde das Initialisierungsverfahren von NSWMOD in seiner Grundeinstellung verwendet

$r_{bk} = 2r_{bt}$ als Funktion von r_{bt} definiert ist (s. auch Anhang B.3 für eine Beschreibung der Modellgebietskonfiguration).

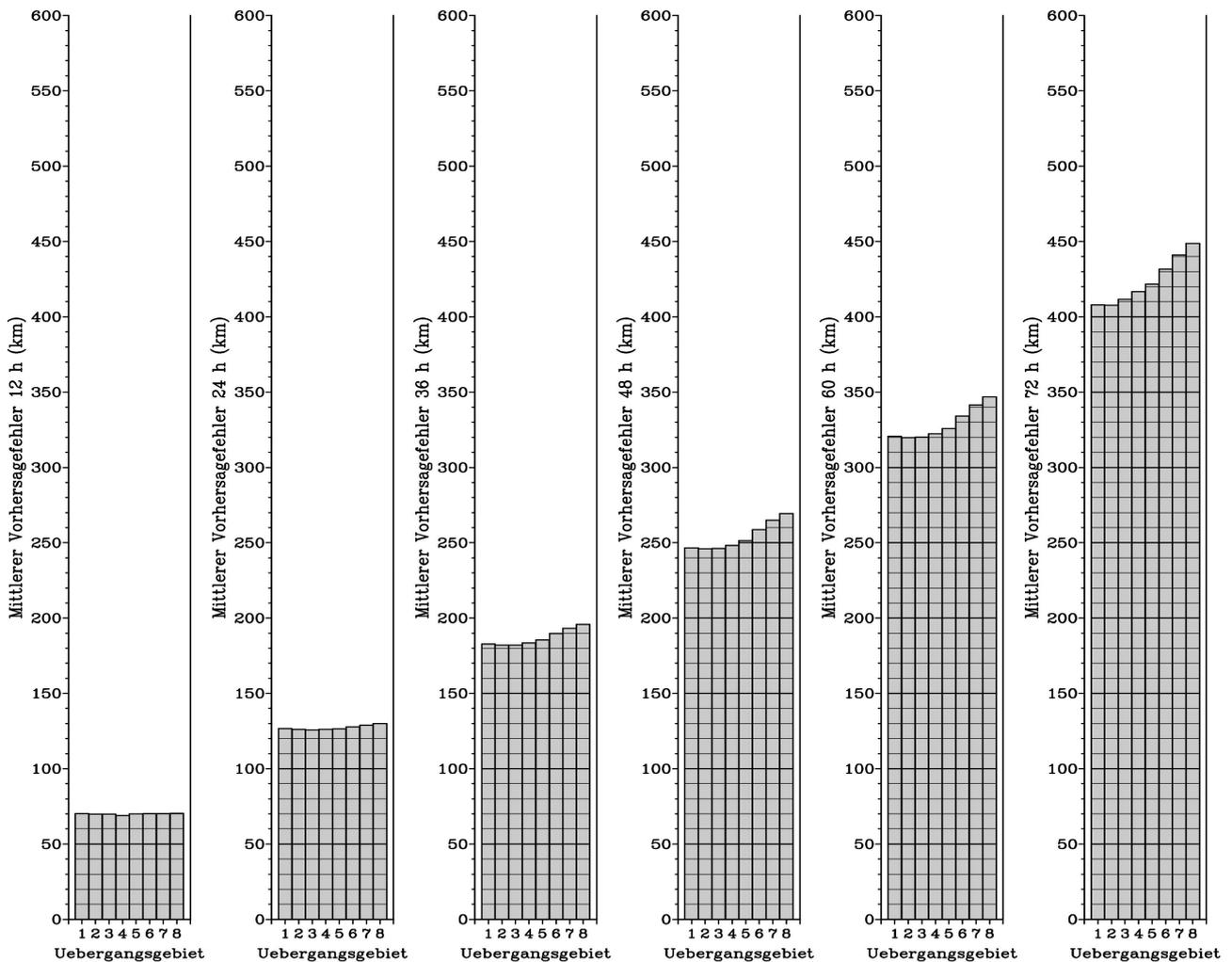


Abbildung 4.35: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von der radialen Größe des Übergangsgebiets zwischen vollständig barotropen und vollständig baroklin substituierten Modellgebiet: $(r_{bk} - r_{bt}) = 0.5r_i(1)$, $1.0r_i(2)$, $2.0r_i(3)$, $3.0r_i(4)$, $4.0r_i(5)$, $6.0r_i(6)$, $8.0r_i(7)$, $10.0r_i(8)$. Der Radius des vollständig barotropen Modellgebietes r_{bt} beträgt $2r_i$. Bei den meisten Vorhersagezeiten ist ein Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei $(r_{bk} - r_{bt}) = 1.0r_i$ oder $2.0r_i$ zu beobachten. Ausgedehntere Übergangszonen führen dagegen zu höheren mittleren Vorhersagefehlern.

Abbildung 4.35 verdeutlicht, daß der mittlere jährliche Vorhersagefehler bei einem recht schmalen Übergangsgebiet (je nach Vorhersagezeit bei $(r_{bk} - r_{bt}) = 1r_i$ bis $(r_{bk} - r_{bt}) = 2r_i$) seine niedrigsten Werte erreicht. Wird die Größe des barotropen Modellgebietes variiert (s. Abb. 4.36), so erreicht der mittlere jährliche Vorhersagefehler insbesondere bei längeren Vorhersagezeiten ein deutliches Minimum bei $r_{bt} = 1.75r_i$ bis $r_{bt} = 2.0r_i$. Kleinere und größere barotrope Modellgebiete führen dagegen im Mittel zu ungenaueren Vorhersagen. Daraus läßt sich ableiten, daß im Mittel ein relativ starker Einfluß der baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen auf die Entwicklung der Strömung in der Umgebung der Stürme von Vorteil ist. Dieses Resultat stimmt mit den Ergebnissen des Abschnitts 4.1.1 überein,

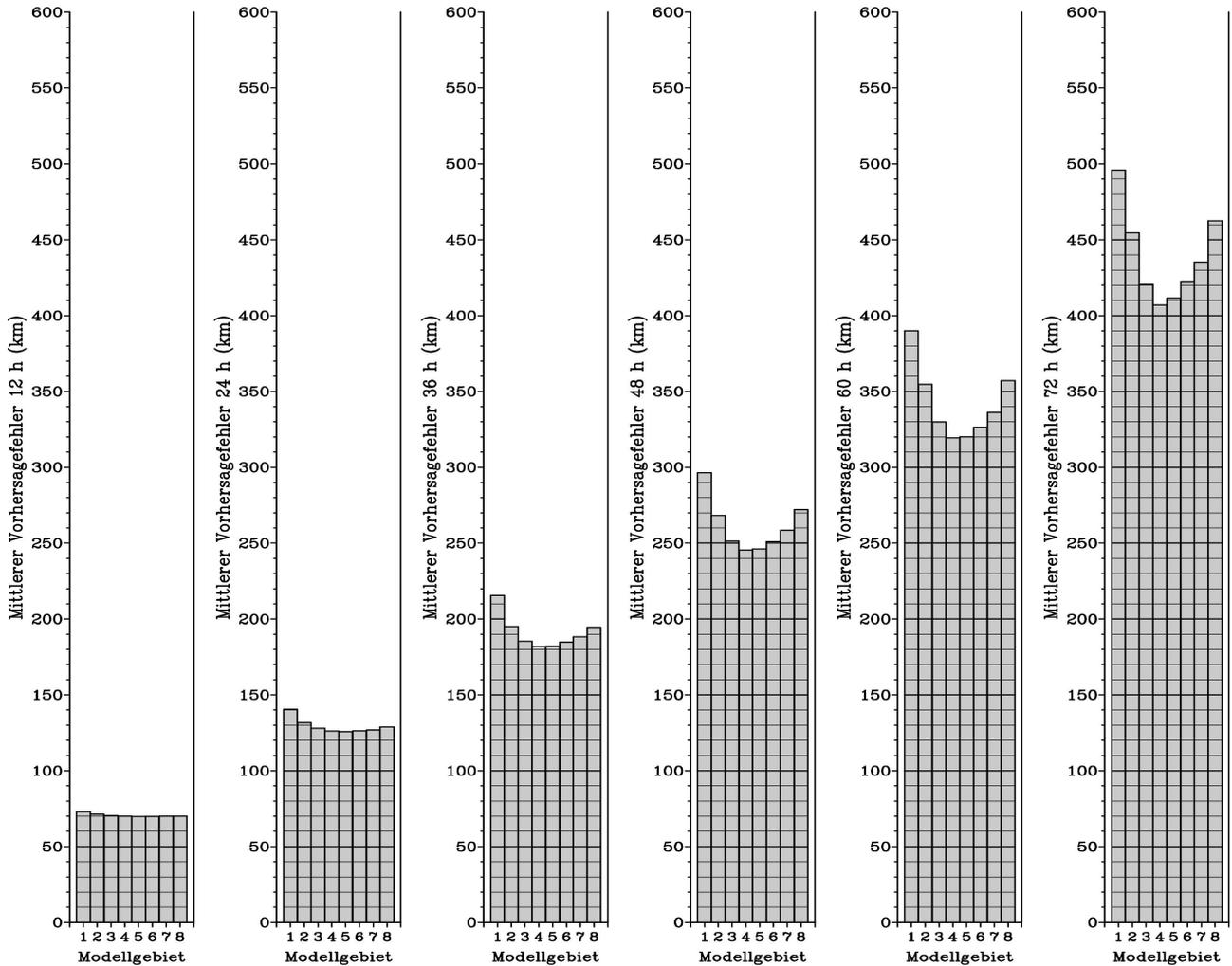


Abbildung 4.36: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von der Größe des barotropen Modellgebiets, definiert durch die Radien r_{bt} und r_{bk} : $r_{bt}=1.0r_i(1)$, $1.25r_i(2)$, $1.5r_i(3)$, $1.75r_i(4)$, $2.0r_i(5)$, $2.25r_i(6)$, $2.5r_i(7)$, $3.0r_i(8)$, dabei ist r_{bk} jeweils $2r_{bt}$. Auffällig ist bei Vorhersagezeiten ab 24 Stunden ein deutlich ausgeprägtes Minimum des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers bei $r_{bt}=1.75r_i$ bzw. $r_{bt}=2.0r_i$.

die zeigen, daß die Einbeziehung barokliner zeitabhängiger Randbedingungen im Mittel zu einer realistischeren Entwicklung der Wettersysteme in den Sturmumgebungen führt als vollständig barotrope Vorhersagen. Andererseits belegen aber auch relativ große mittlere jährliche Vorhersagefehler bei sehr kleinen Werten von r_{bt} ($r_{bt} < 1.75r_i$), daß ein starker Einfluß der baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen nur solange vorteilhaft ist, sofern noch eine weitgehend ungestörte barotrope Entwicklung der Wirbel selbst möglich ist. Darüber hinaus wurde festgestellt, daß bei zu kleinen barotropen Modellgebieten der symmetrische Modellwirbel durch einen übermäßigen Einfluß der zeitabhängigen Randbedingungen modifiziert oder sogar zerstört werden kann.

Die Betrachtung einzelner Vorhersagen verdeutlicht, daß für Stürme verschiedener Bewegungstypen unterschiedliche Konfigurationen des barotropen Modellgebietes die genauesten Bahnvorhersagen liefern. Zum Beispiel belegen die beiden oberen Bilder der Abb. 4.37 (Bertha am 10.07.1996, 0 UTC

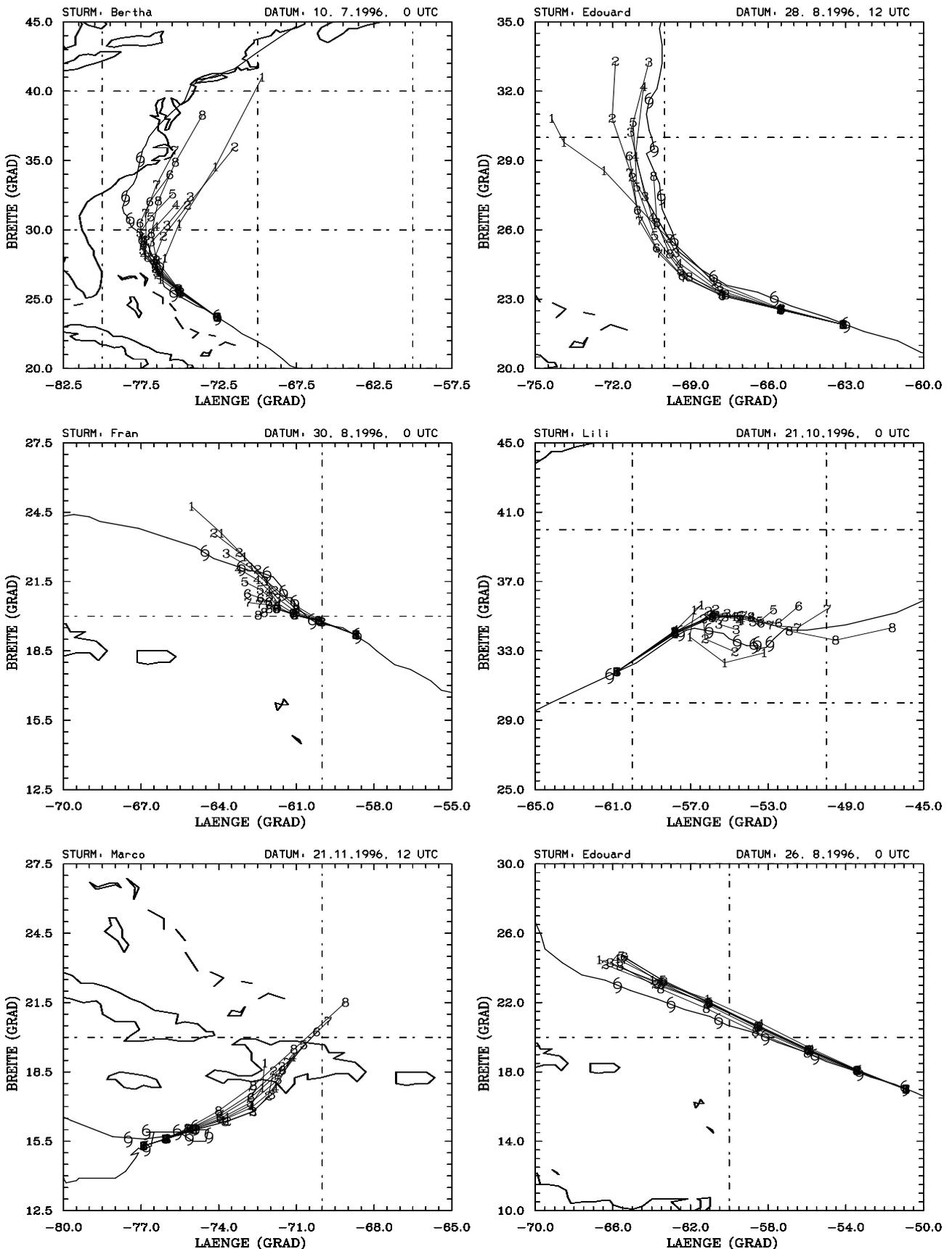


Abbildung 4.37: Wie Abb. 4.10, aber Abhängigkeit der Bahnvorhersagen von der Größe des barotropen Modellgebiets, definiert durch die Radien r_{bt} und r_{bk} : $r_{bt} = 1.0r_i(1)$, $1.25r_i(2)$, $1.5r_i(3)$, $1.75r_i(4)$, $2.0r_i(5)$, $2.25r_i(6)$, $2.5r_i(7)$, $3.0r_i(8)$, dabei ist r_{bk} jeweils $2r_{bt}$. Außer bei gerade ziehenden Stürmen (rechtes unteres Bild) ist eine signifikante Streuung der Bahnvorhersagen zu beobachten.

und Edouard am 26.08.1996, 0 UTC), daß bei abdrehenden Stürmen generell vergleichsweise große barotrope Modellgebiete zu den besten Bahnvorhersagen führen. Bei solchen Stürmen ist vermutlich eine weitgehend ungestörte barotrope Entwicklung der Wirbel und der zugehörigen Asymmetrien infolge der Advektion von planetarer und relativer Umgebungsvorticity durch den Wirbel besonders bedeutsam für genaue Vorhersagen. Erst in den Bereichen größerer Abstände zum Wirbel wird der Einfluß der zeitabhängigen Randbedingungen wichtig. Dagegen führt im Falle erratisch oder unregelmäßig wandernder Stürme (z.B. Fran am 30.08.1996, 0 UTC und Lili am 21.10.1996, 0 UTC; mittlere Bilder der Abb. 4.37) ein sehr starker Einfluß der zeitabhängigen Randbedingungen zu den genauesten Bahnvorhersagen, da für diese Stürme eine möglichst präzise Vorhersage von anderen Wettersystemen in der Umgebung der Stürme für eine möglichst realistische Wirbeldrift im Modell besonders wichtig ist. Selbst bei Marco am 21.11.1996, 12 UTC, (linkes unteres Bild der Abb. 4.37), der bei allen anderen Sensitivitätsstudien keine signifikanten Änderungen seiner vorhergesagten Zugbahn erkennen läßt, erhöht ein starker Einfluß der baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen die Vorhersagegenauigkeit etwas. Es sei angemerkt, daß bei gerade und mit konstanter Geschwindigkeit ziehenden Stürmen wie Edouard am 26.08.1996, 0 UTC die zeitabhängigen Randbedingungen nur einen relativ geringen Einfluß auf die Vorhersagen haben (rechtes unteres Bild der Abb. 4.37). Die großskaligen und recht zeitkonstanten Umgebungsströmungen dieser Stürme werden im Modell auch durch die barotrope Approximation zufriedenstellend repräsentiert.

Insgesamt ist die Größe des barotropen Modellgebietes ein Parameter, der die Bahnvorhersagen sehr stark beeinflusst. Im Mittel als ideal erweist sich eine Konfiguration des barotropen Modellgebietes, die den baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen einen deutlichen Einfluß auf die Sturm drift erlaubt, ohne dabei die Struktur des Modellwirbels übermäßig zu modifizieren.

4.3.2 Skalenhöhe der Flachwasserschicht

Um den Einfluß der Divergenz auf die Bahnvorhersagen zu untersuchen, wurde in der vorliegenden Untersuchung die Skalenhöhe der Flachwasserschicht von NSWMOD variiert. Die Gewichtung divergenter Strömungsanteile im Modell verringert sich mit zunehmender Skalenhöhe, da die Störung der freien Oberfläche relativ zur mittleren Höhe der Flachwasserschicht abnimmt.

Das Beispiel im linken oberen Bild der Abb. 4.38 zeigt, daß sich beim geradlinig ziehenden Sturm Edouard am 26.08.1996, 0 UTC die vorhergesagten Wirbelpositionen mit abnehmender Skalenhöhe tendenziell in nordöstlicher Richtung verlagern. Da gerade ziehende Stürme in eine mehr oder weniger homogene großskalige Strömung eingebettet sind, gibt ihr Verhalten Rückschlüsse auf den Einfluß der Divergenz auf Stürme, die nicht oder nur in geringem Maße mit mesoskaligen Wettersystemen wechselwirken. Eine divergenzbedingte Ausdehnung der Betagyre negativer relativer Vorticity auf der

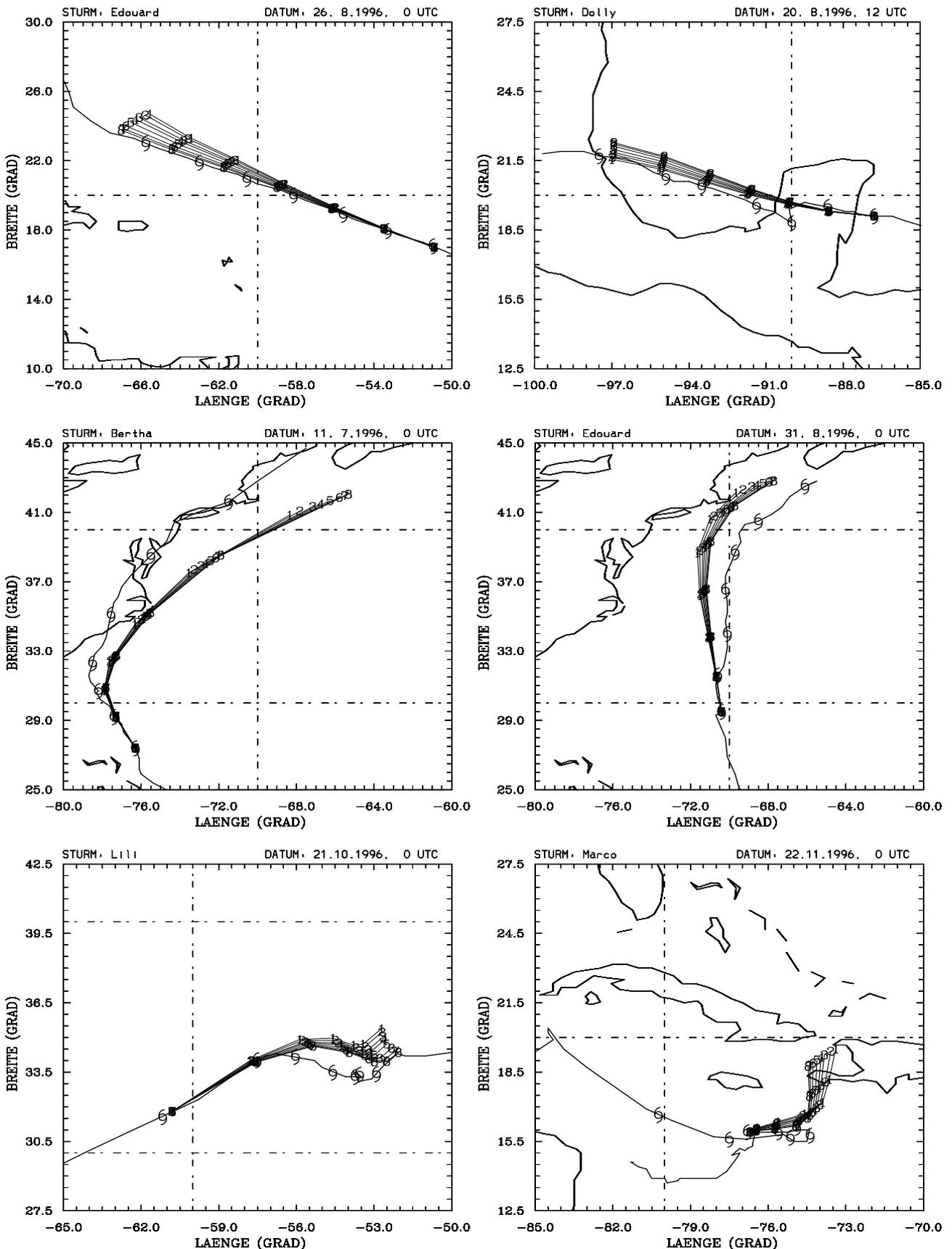


Abbildung 4.38: Wie Abb. 4.10, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von der Skalenhöhe H_{scal} der Flachwasseratmosphäre von NSWMOD: 750 m (1), 1000 m (2), 1500 m (3), 2000 m (4), 3000 m (5), 5000 m (6), 7500 m (7), 10000 m (8). Eine annähernd lineare Verlagerung der vorhergesagten Wirbelpositionen mit zunehmender Skalenhöhe der Flachwasseratmosphäre ist zu erkennen.

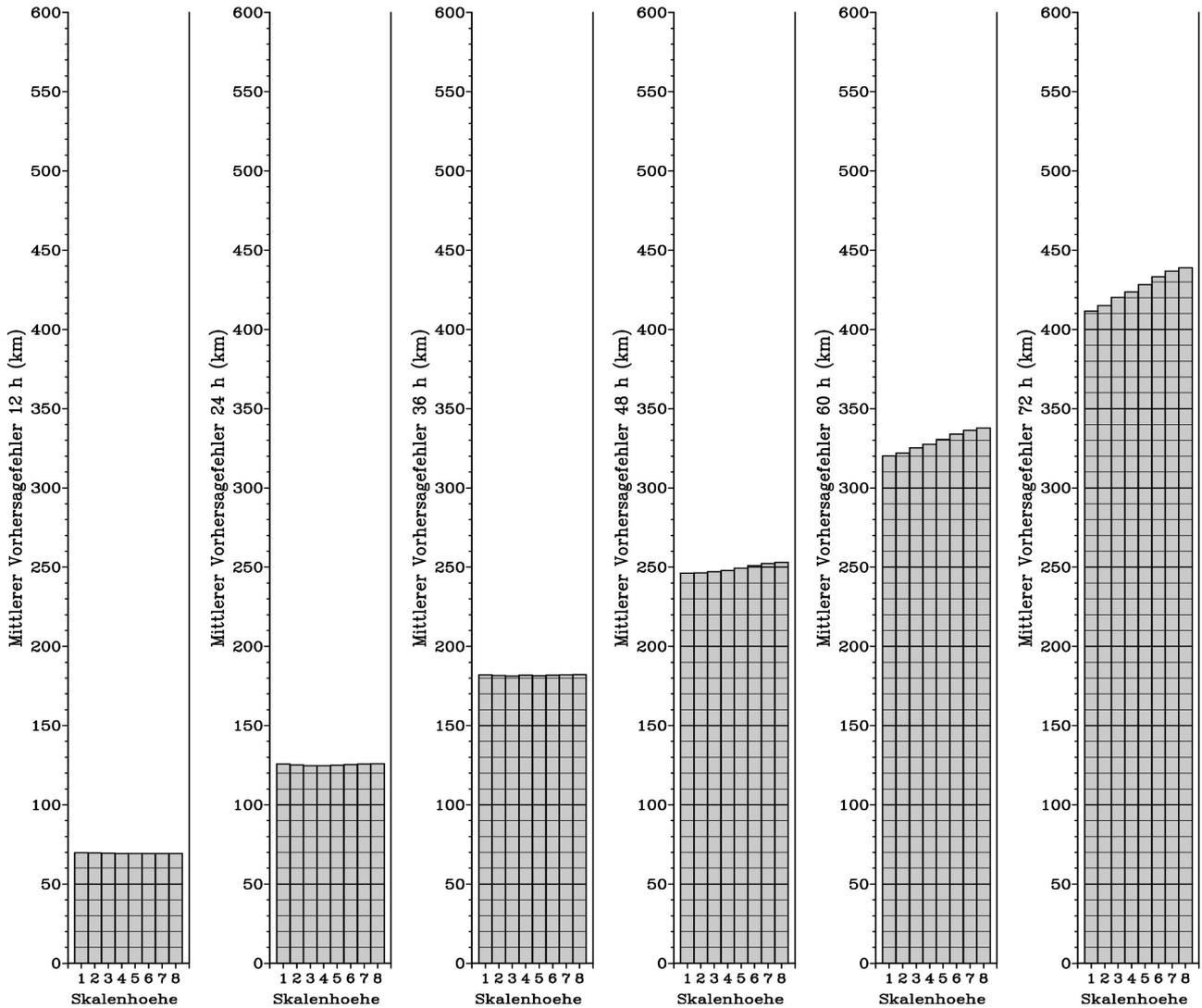


Abbildung 4.39: Wie Abb. 4.9, aber Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von der Skalenhöhe H_{scal} der Flachwasseratmosphäre von NSWMOD: 750 m (1), 1000 m (2), 1500 m (3), 2000 m (4), 3000 m (5), 5000 m (6), 7500 m (7), 10000 m (8). Es zeigt sich ab einer Vorhersagezeit von 48 Stunden eine näherungsweise lineare Zunahme des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers mit der Skalenhöhe.

Nordostseite des Wirbels nach Westen und der Betagyre positiver relativer Vorticity auf der Südwestseite des Wirbels nach Osten, wie in den Studien von Shapiro und Ooyama (1990) und Zehnder und Reeder (1997) beschrieben (s. auch Abschnitt 2.2), konnte aber in der vorliegenden Arbeit bei einer Diagnose der zeitlichen Entwicklung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins \mathbf{F}_{VA} in den Vorhersagen nicht festgestellt werden. Dagegen ist generell eine Abschwächung von \mathbf{F}_{VA} und der zugehörigen westnordwestwärts gerichteten induzierten Geschwindigkeit \mathbf{c}_1 mit zunehmender Divergenz zu beobachten, womit die nordöstliche Bahnabweichung von Edouard zumindest teilweise erklärt werden kann. Auch in der idealisierten Studie von Shapiro und Ooyama, op. cit., liegen die vorhergesagten Wirbelpositionen im divergenten Modell zunächst geringfügig östlicher oder südöstlicher als im divergenzfreien Modell, bis sich bei mehr als 72 Stunden Vorhersagezeit die beschriebene westliche

Bahnabweichung im divergenten Modell entwickelt (s. Abb. 4 in Shapiro und Ooyama), was ebenfalls auf schwächere Betagyren im divergenten Modell zurückgeführt werden könnte. Die von Shapiro und Ooyama und Zehnder und Reeder beschriebene divergenzbedingte Modifikation der Betagyren entwickelt sich möglicherweise erst bei längeren Vorhersagezeiten. Im Falle von Edouard bedingt vermutlich die Wirkung der Divergenz auf andere Feldkomponenten, daß die Richtung in der Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen nicht genau entgegengesetzt zu \mathbf{c}_1 ist. Bei den Vorhersagen von Dolly vom 20.08.1996, 12 UTC ist \mathbf{c}_1 nach Nordnordwest gerichtet. Die südliche Bahnabweichung mit zunehmender Divergenz könnte damit wiederum auf die zu beobachtende Abschwächung der Magnitude von \mathbf{c}_1 zurückgeführt werden (s. rechtes oberes Bild der Abb. 4.38).

Bei den abdrehenden Stürmen Bertha am 11.07.1996, 0 UTC und Edouard am 31.08.1996, 0 UTC (mittlere Bilder der Abb. 4.38) wird mit zunehmender Divergenz durch die Abschwächung des in diesen Vorhersagefällen nordnordwestwärts gerichteten \mathbf{c}_1 die meridionale Driftkomponente der Stürme reduziert. Die dadurch langsamer nordwärts driftenden Stürme werden daher erst später von vorbeiziehenden Trögen- oder den Westwinden der gemäßigten Breiten in nordöstlicher Richtung getrieben, was zu der beobachteten Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen in südwestlicher Richtung führt.

Im Falle erratisch oder unregelmäßig wandernder Stürme (wie Lili am 21.10.1996, 0 UTC oder Marco am 22.10.1996, 0 UTC, untere Bilder der Abb. 4.38) treten mit zunehmender Divergenz sehr unterschiedliche Verlagerungsrichtungen der vorhergesagten Wirbelpositionen auf. Es ist zu vermuten, daß hier der Einfluß der Divergenz auf die Entwicklung der relativ kleinskaligen anderen Wettersystemen in den Umgebungen der Stürme eine vergleichsweise große Bedeutung hat. Hierdurch ändert sich vermutlich die Wechselwirkung zwischen den Stürmen und den anderen Wettersystemen, was in jeder Vorhersagesituation zu fallspezifischen Wirkungen auf die Sturm drift führt.

Im mittleren jährlichen Vorhersagefehler spiegelt sich der Einfluß der Divergenz bei kurzen Vorhersagezeiten kaum wieder (s. Abb. 4.39). Dagegen ist bei längeren Vorhersagezeiten ab 48 Stunden mit zunehmender Divergenz eine näherungsweise lineare Abnahme des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers festzustellen. Hieraus kann gefolgert werden, daß die Entwicklung der Felder in NSWMOD mit einem relativ hohen Anteil von Divergenz insgesamt realistischer ist als im Falle eines geringen Einflusses der Divergenz.

4.4 Untersuchungen zur Parametrisierung von Landeinflüssen

Im vorliegenden Abschnitt wird ergänzend zu den obigen Sensitivitätsstudien untersucht, ob sich durch die Parametrisierung verschiedener Einflüsse von Landoberflächen wie Reibung oder Orografie Verbesserungen in der Bahnvorhersagequalität erreichen lassen.

4.4.1 Reibung im Bereich von Landoberflächen

Um den Einfluß von landabhängiger Reibung auf die Zugbahnen der Stürme in NSWMOD zu untersuchen, wurden den Bewegungsgleichungen des Flachwassergleichungssystems für die U- bzw. V-Windkomponente Schubspannungsterme der Form $-C_d|\mathbf{U}|\mathbf{U}$ beigefügt, wobei $|\mathbf{U}|$ den Betrag der Windgeschwindigkeit bezeichnet. Die Untersuchung basiert auf einer Variation des dimensionslosen Schubspannungskoeffizienten C_d im Landbereich, wogegen C_d in Bereichen über See auf Null gesetzt wurde. Um einen abrupten Übergang vom Land zum Meer und damit die Entwicklung von numerischen Instabilitäten zu vermeiden, wurde das Feld des Schubspannungskoeffizienten mit einem zentrierten Filter geglättet. Die Schubspannungsterme wurden im Modell mit der in Abschnitt B.2 beschriebenen Methodik normiert.

Abbildung 4.40 zeigt die Verlagerung der Sturmzugbahnen mit wachsender Landreibung: Stürme, die relativ senkrecht zur Küstenlinie an Land ziehen, werden immer weiter nach rechts (relativ zur Zugrichtung) abgelenkt (oberes linkes Bild) und ihre Driftgeschwindigkeit nimmt ab. Überqueren die Stürme eine Landzunge oder eine Insel (rechtes oberes bzw. mittlere Bilder), so scheinen sie, wenn sie wieder auf das Meer hinausziehen, eine (schwächere) Ablenkung in entgegengesetzter Richtung (nach links) und eine geringfügige Beschleunigung in Driftrichtung zu erfahren. Dadurch sind die Zugbahnen nach Überquerung einer Landfläche wieder mehr oder weniger parallel.

Die Verlagerung der Sturmzugbahnen durch die Landreibung könnte folgendermaßen erklärt werden: Eine Betrachtung der zeitlichen Entwicklung der Asymmetrien azimuthaler Wellenzahl eins von Divergenz und relativer Vorticity zeigt eine Neigung zur Entwicklung von Konvergenz verbunden mit positiven relativen Vorticitytendenzen im Bereich aufländiger Strömung des Wirbels. Im Bereich der ablandigen Strömung des Wirbels entsteht dagegen Divergenz in Kombination mit negativen relativen Vorticitytendenzen. Dieses Vorticitytendenzmuster ist vermutlich auf die abbremsende Wirkung der Landreibung auf die Strömung des Wirbels zurückzuführen. Es bewirkt relativ zum Fall ohne Landreibung eine Ablenkung der Sturmzugbahn in Richtung zum Konvergenzmaximum hin und modifiziert darüber hinaus die Betagyren der Wirbel dergestalt, daß eine weitere seewärts gerichtete Verschiebung der vorhergesagten Wirbelpositionen bewirkt wird. Darüber hinaus schwächt sich der symmetrische

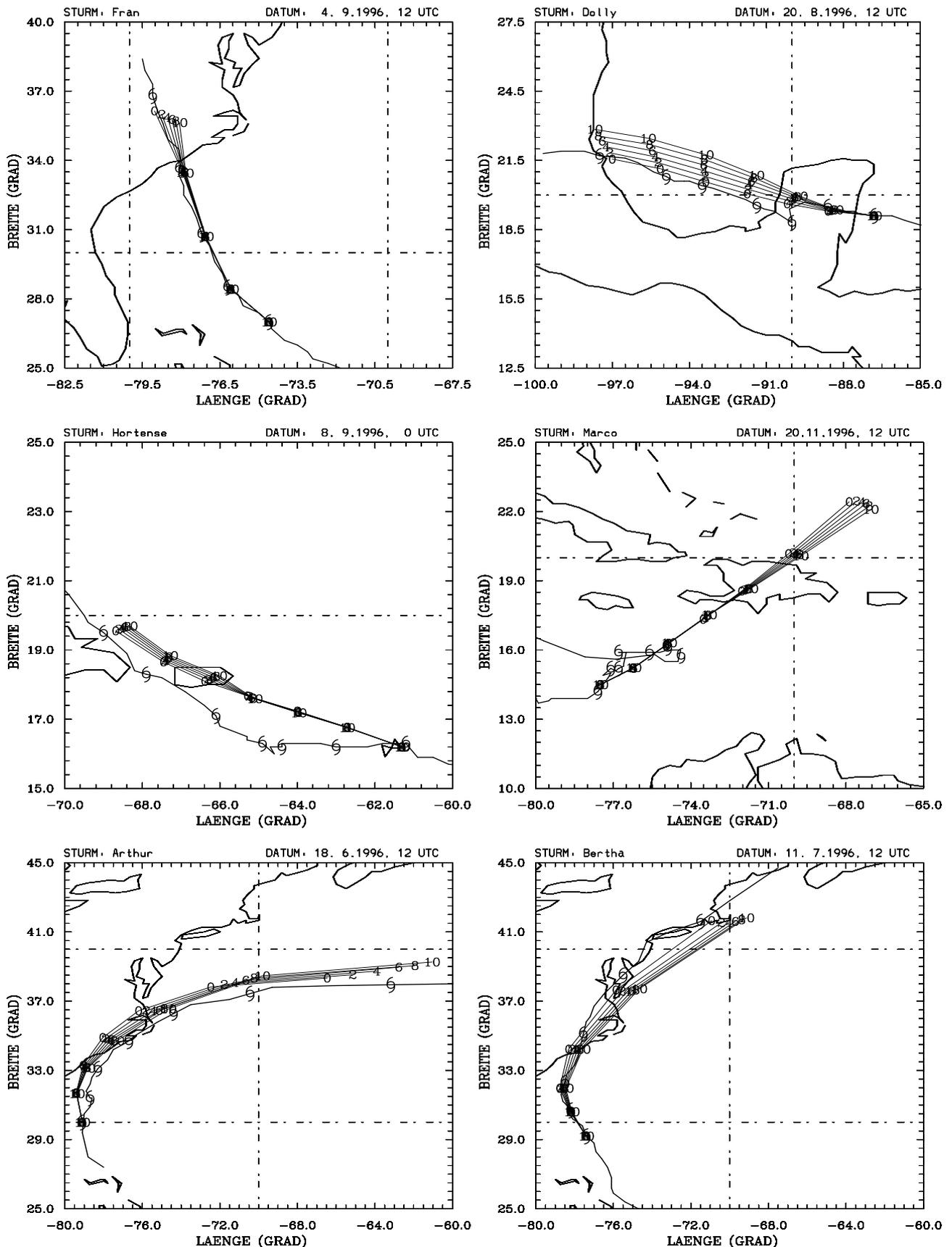


Abbildung 4.40: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedenen Werten des dimensionslosen Reibungskoeffizienten C_d : 0(0), 2×10^{-4} (2), 4×10^{-4} (4), 6×10^{-4} (6), 8×10^{-4} (8), 10×10^{-4} (10). In den oberen und mittleren Bildern ist unter Anderem zu erkennen, daß sich die vorhergesagten Zugbahnen wenn die Stürme an Land ziehen mit zunehmendem Reibungskoeffizienten relativ zur Zugrichtung nach rechts verlagern.

Wirbel proportional zum Reibungskoeffizienten immer schneller ab, sobald sich große Bereiche seiner Strömung über Land befinden. Auch die damit verbundene Abnahme des Betaeffektes könnte einen zusätzlichen Einfluß auf die Wirbeldrift ausüben. Vermutlich verliert auch der gesamte Sturm durch die Landreibung an Bewegungsimpuls, was ein weiterer Grund für die besonders im linken oberen Bild der Abb. 4.40 zu erkennende Verlangsamung der Wirbeldrift mit zunehmender Landreibung sein könnte. Ebenso werden andere Wettersysteme in der Sturmumgebung durch die Landreibung geschwächt. Damit wird ihr Einfluß auf die Wirbeldrift reduziert, was ebenfalls zu einer Verlangsamung der Wirbeldrift führen kann.

Bei Stürmen, die so im spitzen Winkel auf das Land zuziehen, daß sich die Landflächen links ihres Weges auf ihrer nordwestlichen Seite befinden (s. untere Bilder der Abb. 4.40), liegt das Amplitudenmaximum der mit der Landreibung verbundenen positiven relativen Vorticitytendenz in der Nähe des antizyklonalen Vorticitymaximums der Betagyren, während sich das Amplitudenmaximum der negativen relativen Vorticitytendenz im Bereich des zyklonalen Vorticitymaximums der Betagyren befindet. Dies führt zur starken Abschwächung der Betagyren und damit zu einer deutlichen seewärts gerichteten Zugbahnablenkung, wohingegen die Beschleunigung der Wirbeldrift auf die induzierte Geschwindigkeit des oben genannten Vorticitytendenzmusters zurückgeführt werden kann. Für den umgekehrten Fall (Landfläche befindet sich rechts der Sturmzugbahn) findet sich bei den Stürmen der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 kein zufriedenstellendes Beispiel.

Der mittlere jährliche Vorhersagefehler nimmt bei längeren Vorhersagezeiten mit anwachsender Landreibung zu (z.B. bei 72 h Vorhersagezeit 408 km ohne Landreibung und bis zu 442 km bei $C_d = 10 \times 10^{-4}$). Hierbei ist außerdem die Abwesenheit eines Landeinflusses bei vielen Einzelvorhersagen zu berücksichtigen. Dieses und auch der Vergleich mit der Studie von Dengler (1997) deutet darauf hin, daß der Einfluß der Landreibung auf die Bewegung von tropischen Wirbelstürmen in einem Flachwassermodell nicht realistisch darstellbar ist. Im dreidimensionalen Modell von Dengler wurde bei Landflächen auf der Westseite des Wirbels ein Divergenzmuster, daß mit dem in der vorliegenden Arbeit beobachteten vergleichbar ist, in der planetaren Grenzschicht festgestellt (s. auch Abschnitt 2.2). In der mittleren Atmosphäre wurde dadurch jedoch eine Veränderung der Betagyren potentieller Vorticity festgestellt, die den in der vorliegenden Arbeit beobachteten Modifikation der Betagyren relativer Vorticity näherungsweise entgegengesetzt ist.

4.4.2 Orografie von Landoberflächen

Die zweite Sensitivitätsstudie zur Untersuchung der Parametrisierung von Landeinflüssen in NSWMOD befaßt sich mit der Fragestellung, wie Orografie von Landoberflächen die Bewegung der Stürme beeinflusst. Die Originaldaten der Orografie des National Geophysical Data Center (NGDC)

der National Oceanic and Atmospheric Admistration (NOAA, USA), die in einer Auflösung von 0.5° gegeben sind, wurden mit einem zentrierten 5-Punkt Filter geglättet und auf die Modellgitter von NSWMOD interpoliert. Zur Repräsentation der Orografie im Modell wurde das Geopotential H in den Flachwassergleichungen durch die Variable $\Phi = (H - O)$ substituiert. Dabei bezeichnet O die Höhe der Orografie, die in NSWMOD relativ zur Höhenskala der Flachwasseratmosphäre skaliert wurde.

Das linke obere Bild der Abb. 4.41 zeigt, daß die Zugbahnen von Hurrikan Dolly am 20.08.1996, 12 UTC mit zunehmender Höhe der Orografie relativ zu seiner Zugrichtung immer mehr nach links abweichen. Diese Bahnabweichung entsteht vermutlich nicht durch den Einfluß der Orografie der Halbinsel Yucatan, die keine höheren Erhebungen aufweist. Es ist anzunehmen, daß die Strömung in den äußeren Bereichen des Sturmes bereits mit dem Gebirgszug der Sierra Madre in Wechselwirkung tritt. Dies ist mit einer südwärtigen Bahnabweichung verbunden, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Zehnder und Reeder (1997; vgl. auch Abschnitt 2.2), die fanden, daß ein Sturm schon ab einer Entfernung von etwa 500 km zu einem Gebirgszug von diesem beeinflusst wird. Auch der Sturm Josephine, dessen Drift insgesamt von NSWMOD sehr ungenau vorhergesagt wird, zeigt am 5.10.1996, 12 UTC mit zunehmender Höhe der Orografie die Tendenz, immer mehr parallel zur Orientierung der Sierra Madre nach Süden zu ziehen, anstatt sich wie im Falle ohne Orografie etwa im rechten Winkel zur Küste nach Ostnordost zu bewegen (rechtes oberes Bild der Abb. 4.41). Die Asymmetrien der azimuthalen Wellenzahl eins, deren anfängliche Ausbildung im Wesentlichen auf den Betaeffekt im Modell zurückgeführt werden dürfte, verdrehen in den betrachteten Vorhersagefällen bei Annäherung der Wirbel an den Gebirgszug ihre Orientierung wie in Zehnder und Reeder, op. cit., beschrieben gegen den Uhrzeigersinn in eine ost-westliche Ausrichtung.

Die Tendenz von Stürmen, bei der Annäherung an Höhenzüge von diesen nach links abgelenkt zu werden, beschränkt sich nicht nur auf zonal driftende Stürme. So verlagert sich z. B. die Zugbahn von Hurrikan Marco am 21.11.1996, 0 UTC, der sich den Höhenzügen von Haiti von Süden her nähert, nach Westen (linkes mittleres Bild der Abb. 4.41). In diesem Fall führt die Divergenz, die mit der hangaufwärts gerichteten Strömung auf der Nordostseite des Wirbels verbunden ist, zur Erzeugung negativer relativer Vorticity in diesem Bereich. Dies verstärkt die Asymmetrien der azimuthalen Wellenzahl eins und dreht ihre Orientierung etwas gegen den Uhrzeigersinn, was die westliche Verlagerung der vorhergesagten Wirbelpositionen mit zunehmender Höhe der Orografie erklären kann. Falls die Stürme Höhenzüge überqueren, werden sie auf deren Leeseite in entgegengesetzter Richtung (nach rechts) abgelenkt, wie die Zugbahnen von Lili vom 16.10.1996, 12 UTC andeuten (rechtes mittleres Bild der Abb. 4.41). Hier führt die Divergenz, die mit der hangaufwärts gerichteten Strömung auf der Südwestseite des Wirbels verbunden ist, zur Erzeugung negativer relativer Vorticity. Dies schwächt die Asymmetrien der azimuthalen Wellenzahl eins und dreht ihre Orientierung schließlich um etwa

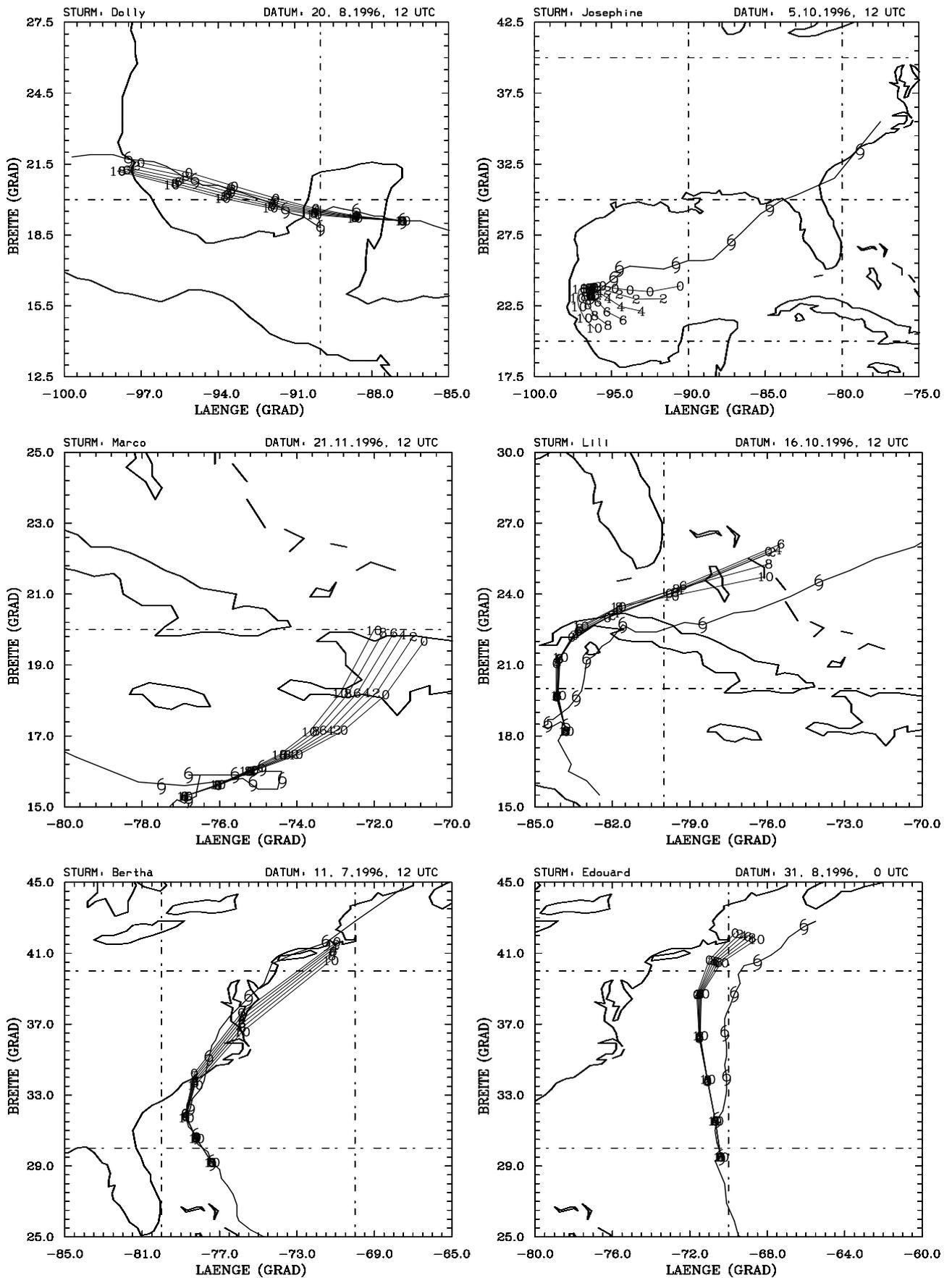


Abbildung 4.41: Wie Abb. 4.10, aber vorhergesagte Zugbahnen bei verschiedener Skalierung der Orografie in NSWMOD relativ zur Skalenhöhe der Flachwasseratmosphäre: 0(0), 0.2(2), 0.4(4), 0.6(6), 0.8(8), 1.0(10). Zu erkennen ist eine zunehmende Verschiebung der vorhergesagten Zugbahnen, die näherungsweise proportional ist zur skalierten Höhe der Orografie.

180°, was die südliche Abweichung der Wirbelbahn zumindest teilweise erklären kann. In diesem Fall führt ein starker Einfluß der Orografie auch zu einer Verbesserung in der Vorhersage der Richtung der Sturmdrift auf der Leeseite von Kuba.

Bei Stürmen, die im spitzen Winkel so auf Landflächen mit Gebirgen zuziehen, daß die Landflächen links ihrer Zugbahn im Nordwesten liegen, scheint von der Orografie zusätzlich zu den oben beschriebenen Wirkungen auch eine seewärts gerichtete Ablenkung der Zugbahn auszugehen (die unteren Bilder der Abb. 4.41 zeigen hierzu Vorhersagen von Bertha am 11.07.1996, 12 UTC und Edouard am 31.08.1996). Es ist nicht auszuschließen, daß diese zusätzliche Zugbahnablenkung durch Blockierungs- und Ablenkungseffekte der Orografie auf die Umgebungsströmung entsteht. Zur genaueren Klärung ist noch weiterer Forschungsbedarf gegeben.

Der mittlere jährliche Vorhersagefehler von NSWMOD weist in der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 unter Anderem aufgrund der relativ geringen Anzahl von mit Gebirgszügen wechselwirkenden Stürmen nur eine sehr geringe Sensitivität zur Orografie auf. Um zu klären, inwieweit der Einbau von Orografie in barotrope Modelle zur Erhöhung der Bahnvorhersagequalität führt, sind weitere Untersuchungen in anderen Hurrikansaisonen oder anderen Regionen notwendig.

4.5 Sensitivität der Vorhersagen bezüglich der Sturmparameter

Um das Verständnis für das Verhalten der Bahnvorhersagen von NSWMOD zu vertiefen, wird an dieser Stelle die Abhängigkeit des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers von wichtigen Parametern der TC-Advisories (wie der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit v_m , der Größe r_i , der geografischen Breite, der Driftgeschwindigkeit c_d und der Driftrichtung c_s) diskutiert. Für die zugrundeliegenden Bahnvorhersagen von NSWMOD wurde eine Einstellung der Initialisierungs- und Modellparameter gewählt, die nach den Ergebnissen der in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Sensitivitätsstudien als optimal angesehen werden kann (s. Tab. 4.2). In diesem Zusammenhang sind auch die äquivalenten Vorhersagefehlerverläufe der wichtigsten anderen operationellen oder semi-operationellen Modelle des NHC (CLIPER, VICBAR und GFDL; s. Abschnitt 2.3) aufschlußreich, die aus von S. Aberson von der HRD bereitgestellten Bahnvorhersagedaten ermittelt wurden⁵.

Zu den nachfolgend beschriebenen Ergebnissen muß einschränkend festgestellt werden, daß die Mittelwerte der Vorhersagefehler auf einer unterschiedlichen Zahl von Einzelvorhersagen beruhen. Da aber jedem in der folgenden Auswertung berücksichtigten Mittelwert definitionsgemäß mindestens 6

⁵Diese Bahnvorhersagen umfassen 12, 24, 36, 48 und 72- stündige Vorhersagen der Wirbelstürme. Da 60- stündige Vorhersagen nicht vorlagen, wurden die vorhergesagten Sturmpositionen zu dieser Vorhersagezeit mittels linearer Interpolation aus den 48 und 72- stündigen Vorhersagen angenähert.

Tabelle 4.2: *Optimierte Einstellung der freien Parameter des Vorhersagesystems NSWMOD.*

Parameter	Wert
Δ_e	$2r_i + \Delta_O$
λ_c	2500 km
r_{f1}, r_{f2} bei \mathbf{F}_{VS}	$r_{f1}=2/3R, r_{f2} = R$
r_{f1}, r_{f2} bei \mathbf{F}_{VA}	$r_{f1}=0, r_{f2}= 3r_i$
v_{max}	$0.5v_m$
r_{max}	r_m
r_5	$1.2r_i$
r_{m1}, r_{m2}	$r_{m1}=0, r_{m2}= 3r_i$
Angepaßte Feldkomponente	\mathbf{F}_E
r_a	$2r_i$
r_{bt}	$2r_i$
r_{bk}	$3r_i$
H_{scal}	750 m

Einzelvorhersagen zugrunde liegen, wird angenommen, daß die Qualität der Mittelwerte zur Ableitung von generellen Tendenzen in der Vorhersagequalität ausreicht.

Das linke obere Bild der Abb. 4.42 zeigt, daß der mittlere jährliche Vorhersagefehler von NSWMOD (über alle Vorhersagezeiten gemittelt) mit zunehmenden v_m von etwa 240 km bei schwachen Stürmen auf Werte von ungefähr 140 km bei den gefährlichen starken Hurrikanen abnimmt, die einer genauen Vorhersage besonders bedürfen. Die Vorhersagefehler des GFDL-Modells und von VICBAR zeigen einen relativ ähnlichen Verlauf, bei VICBAR allerdings auf einem vergleichsweise höheren Niveau. CLIPER hat insgesamt die größten Vorhersagefehler, wobei insbesondere die Vorhersagen von Stürmen mittlerer Stärke sehr ungenau sind. Bei den barotropen Modellen ist die höhere Vorhersagegenauigkeit bei starken Stürmen hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß die Steuerung von hochreichenden Systemen von den vordefinierten DLMs besser repräsentiert wird. Darüber hinaus könnte auch die bessere Qualität der Wetteranalysen bei starken Stürmen (bessere Überwachung, genauere Abbildung stark ausgeprägter Sturmsysteme in den relativ grob aufgelösten globalen Wetteranalysen des NCEP-AVN-Modells) zu relativ genaueren Vorhersagen beitragen, da auch beim GFDL-Modell der mittlere jährliche Vorhersagefehler mit zunehmenden v_m abnimmt.

Die Abhängigkeit des mittleren Vorhersagefehlers von der Größe der Stürme ist bei allen Modellen (CLIPER ausgenommen) relativ gering (rechtes oberes Bild der Abb. 4.42). Nur bei besonders großen Stürmen ist eine Abnahme des mittleren Vorhersagefehlers wahrzunehmen.

Die Vorhersagegenauigkeit der Modelle nimmt in Abhängigkeit von der geografischen Breite der Stürme von den Tropen zu den Subtropen zunächst mehr (VICBAR) oder weniger deutlich ab (Aus-

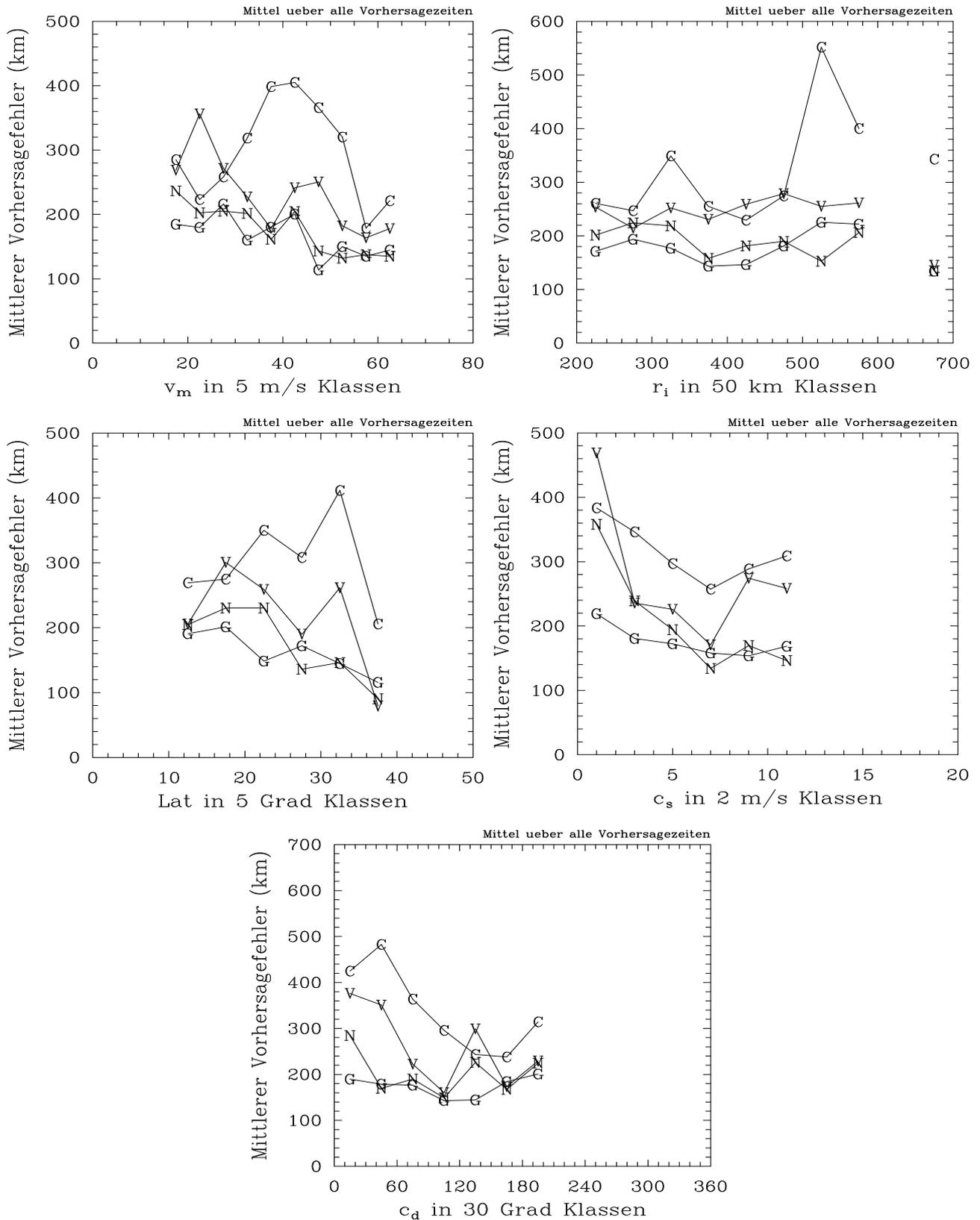


Abbildung 4.42: Verläufe der mittleren jährlichen Vorhersagefehler in Abhängigkeit von den Sturmparametern der TC-Advisories des NHC: v_m (oben links), r_i (oben rechts), geographische Breite (mitte links), c_s (mitte rechts), und c_d (relativ zu Ost gegen den Uhrzeigersinn in $^\circ$, unten). Die Buchstaben N, C, V und G kennzeichnen dabei die Modelle NSWMOD, CLIPER, VICBAR und das GFDL-Modell. Mit Ausnahme der dynamischen Modelle bei r_i (rechtes oberes Bild) sind signifikante Abhängigkeiten der mittleren jährlichen Vorhersagefehler von den Sturmparametern zu erkennen. Im rechten oberen Bild fehlt ein Mittelwert bei $r_i=625$ km, da in den TC-Advisories von 1996 Stürme dieser Größe nicht vorkommen.

nahme: GFDL-Modell), um dann anschließend zu den mittleren Breiten hin wieder zuzunehmen (linkes mittleres Bild der Abb. 4.42). Dies deutet darauf hin, daß die Modelle, mit Ausnahme des GFDL-Modells, Probleme mit der Vorhersage von Stürmen haben, die gerade mit dem Abdrehen beginnen. Die vergleichsweise präzisen Bahnvorhersagen der barotropen Modelle in höheren Breiten zeigen, daß diese Modelle entgegen anderslautender Feststellungen (z. B. DeMaria et al., 1992) sehr wohl in der Lage sind, von Baroklinität beeinflusste Stürme genau vorherzusagen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß die Stürme in höheren Breiten zumeist recht stark und hochreichend sind und demzufolge ihre Steuerung durch die vordefinierten DLMS des NCEP-AVN-Modells gut repräsentiert wird. Diese Repräsentanz ist anscheinend sogar so gut, daß der relativ hohe mittlere Vorhersagefehler der in beiden barotropen Modellen verwendeten zeitabhängigen Randbedingungen des baroklinen NCEP-AVN-Modells bei der großskaligen Strömung in höheren Breiten (s. Abschnitt 4.1.1) kompensiert wird.

Bei allen Modellen vergrößert sich der mittlere Vorhersagefehler deutlich mit abnehmender Zuggeschwindigkeit der Stürme, wenn diese unter 7 m s^{-1} liegt, dabei ist dieser Trend bei den barotropen Modellen am stärksten und beim baroklinen GFDL-Modell am schwächsten ausgeprägt (mittleres rechtes Bild der Abb. 4.42). Schnell ziehende Stürme weisen im Allgemeinen eine höhere Erhaltungseignung in ihrer Drift auf und bereiten dadurch den Modellen kaum Probleme. Dagegen handelt es sich bei langsameren Stürmen meist um solche mit unregelmäßiger oder erratischer Drift. Diese sind aufgrund ihrer un stetigen Bewegung generell sehr schwer vorhersagbar, da es hier einer besonders genauen Repräsentation selbst relativ kleinskaliger Wettersysteme in der Umgebung der Stürme bedarf. Eine genaue Darstellung solcher Wettersysteme in den Modellen ist aber aufgrund der spärlichen Wetterdaten in den Bereichen der tropischen Ozeane schwierig bzw. sogar unmöglich. Da erratisch ziehende Stürme auch oft zusätzlich von baroklinen Wettersystemen beeinflusst werden, erreicht das barokline GFDL-Modell bei diesen Stürmen die relativ höchste Vorhersagequalität. Der mittlere Vorhersagefehler von NSWMOD ist zwar etwas höher als beim GFDL-Modell, dafür ist er aber deutlich niedriger als bei VICBAR. Dies ist vermutlich durch die relativ gute Erhaltung relativ kleinskaliger Wettersysteme in der Sturmumgebung bedingt, wohingegen in VICBAR der konstante Windvektor zur Adjustierung der anfänglichen Wirbeldrift innerhalb eines Radius' von 600 km um den Sturm alle Strukturen in den Originalfeldern glättet.

Die mittlere Vorhersagequalität der Modelle wird auch von der Driftrichtung der Stürme beeinflusst (unteres Bild der Abb. 4.42). Der mittlere Vorhersagefehler ist bei Stürmen, die sich nach Westnordwest bewegen, vergleichsweise niedrig, weil es sich hierbei meist um relativ gerade und mit konstanter Geschwindigkeit ziehende Stürme handelt. Der starke Anstieg in einem schmalen Winkelbereich bei Nordwest bei den barotropen Modellen steht vermutlich in Zusammenhang mit ihren relativ großen Problemen in der Vorhersage von Stürmen, die gerade mit dem Abdrehen beginnen. Die Vorhersage-

qualität ist generell etwas niedriger bei südwestwärts (oft erratisch ziehenden) und nordostwärts wandernden Stürmen. Die relativ gute Qualität des baroklinen GFDL-Modells in der Vorhersage erratisch- und unregelmäßig ziehender Stürme spiegelt sich in einem vergleichsweise gleichmäßigen Verlauf des Vorhersagefehlers wieder.

4.6 Vergleich von NSWMOD mit anderen Bahnvorhersagemodellen

Zur weiteren Vertiefung des Verständnisses für die Bahnvorhersagen von NSWMOD soll ein Vergleich mit den Bahnvorhersagen von CLIPER, VICBAR und dem GFDL-Modell dienen. Zusätzlich werden die mittleren jährlichen Vorhersagefehler von NSWMOD mit denen des kürzlich entwickelten ungenesteten barotropen Vorhersagesystems WBAR (Webers Barotropic Model; Weber, 2001) verglichen.

Die oberen Bilder der Abb. 4.43 zeigen, daß die Zugbahnen schwacher und geradlinig ziehender Stürme wie Bertha am 06.07.1996, 0 UTC und Fran am 25.08.1996, 0 UTC am genauesten von VICBAR vorhergesagt werden. Die Zugbahnvorhersagen der anderen Modelle weichen jeweils mehr oder weniger stark von den tatsächlichen Sturmzugbahnen ab. Bei NSWMOD ist eine generelle Neigung zu südwardigen Bahnabweichungen festzustellen. Dagegen wird Hortense am 06.08.1996, 0 UTC von beiden barotropen Modellen im Vergleich zu den anderen Modellen genauer vorhergesagt (linkes mittleres Bild der Abb. 4.43).

Bei stärkeren, geradlinig ziehenden Stürmen (wie bei Edouard am 25.08.1996, 0 UTC, rechtes mittleres Bild der Abb. 4.43) verschwindet bei NSWMOD die Tendenz zu südlichen Bahnabweichungen. Dagegen zeigen die Vorhersagen von VICBAR die stärksten nördlichen Bahnabweichungen. In VICBAR wird ein sehr ausgedehnter und intensiver synthetischer Modellsturm verwendet, der bei starken Stürmen möglicherweise zu einem unrealistisch starken Betaeffekt im Modell führt, oder auch zur schnellen Wirbel drift von Dolly am 20.08.1996, 12 UTC (linkes unteres Bild der Abb. 4.43). Auffällig sind bei den letztgenannten Stürmen auch die relativ unpräzisen Vorhersagen des GFDL-Modells. Diese könnten damit zusammenhängen, daß im GFDL-Modell die anfängliche Wirbel drift nicht an die tatsächlich beobachtete Drift der Stürme adjustiert wird, einer insbesondere bei relativ stetig driftenden Stürmen sehr vorteilhaften Prozedur. Stattdessen werden synthetische Betagyren implementiert. Diese Methode ist aufgrund der in Abschnitt 4.2.6 beschriebenen Probleme nicht gut geeignet, die anfängliche Wirbel drift im Modell befriedigend an die tatsächlich beobachteten Driften der Stürme anzupassen. Die Vorhersagen von CLIPER sind erwartungsgemäß sehr akkurat bei sehr gleichmäßig driftenden Stürmen wie Bertha am 06.07.1996, 0 UTC oder Edouard am 25.08.1996, 0 UTC. CLIPER ist aber nicht in der Lage, die Zugbahn von Stürmen, die leichte Unregelmäßigkeiten in ihrer Drift aufweisen, wie z.B. Lili am 18.10.1996, 12 UTC, genau wiederzugeben (rechtes unteres

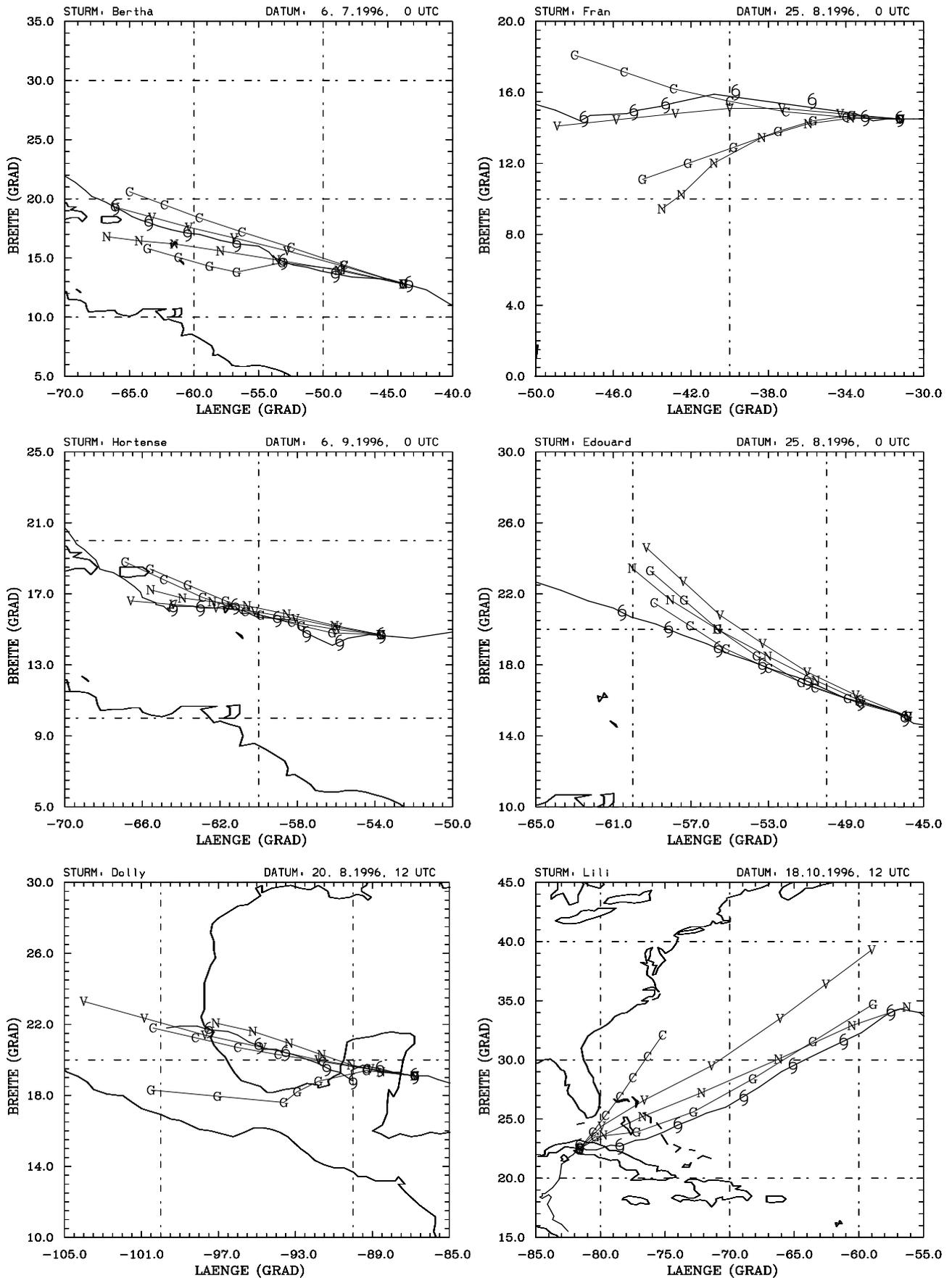


Abbildung 4.43: Wie Abb. 4.10, aber Vergleich der Zugbahnvorhersagen von NSWMOD (N), CLIPER (C), VICBAR (V) und dem GFDL-Modell (G).

Bild der Abb. 4.43). Auch bei diesem Sturm deutet bei VICBAR die relativ starke nordwestliche Bahnabweichung auf einen überproportional starken Betaeffekt in diesem Modell hin.

In der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 findet sich nur ein schwacher abdrehender Sturm (Arthur, das linke obere Bild der Abb. 4.44 zeigt die Vorhersage vom 18.06.1996, 12 UTC). Beide barotropen Modelle liefern hier im Vergleich zu den anderen Modellen relativ präzise Bahnvorhersagen. Die Signifikanz dieses Befundes darf jedoch aufgrund der geringen Anzahl der betrachteten Fälle in Zweifel gezogen werden.

Bei relativ starken, abdrehenden Stürmen zeigt sich in der Karibik (besonders bei Bertha, Fran und Hortense, weniger bei Edouard und Isidore; das rechte obere und linke mittlere Bild der Abb. 4.44 zeigt dazu die Vorhersagen von Hortense vom 09.09.1996, 0 UTC und von Fran am 03.09.1996, 0 UTC) bei allen dynamischen Modellen eine Tendenz zu einer westwärtigen Bahnabweichung. Möglicherweise besteht hier ein Zusammenhang mit der systematischen Unterschätzung der zonalen Windkomponente des NCEP-AVN-Modells, dessen globale Felder in allen drei hier untersuchten dynamischen Modellen in der Initialisierung verwendet werden (s. auch Abschnitt 2.3 und Abb. 4.5). Die Bahnvorhersagen von VICBAR liegen bei abdrehenden Stürmen im Vergleich zu den anderen Modellen generell weiter östlich, deshalb liefert es recht genaue Vorhersagen. Diese Vorhersagecharakteristik von VICBAR führt aber z. B. bei den abdrehenden Stürmen Bertha und Edouard vor der nordamerikanischen Ostküste, bei denen die Vorhersagen aller dynamischen Modelle generell eher nach Osten abweichen (möglicherweise bedingt durch die systematische Überschätzung der zonalen Windkomponente des NCEP-AVN-Modells in diesem Bereich, s. Abb. 4.5), zu extrem schlechten Bahnvorhersagen (s. Vorhersagen von Bertha vom 09.07.1996, 12 UTC, rechtes mittleres Bild und Edouard vom 28.08.1996, 0 UTC, unteres Bild). Diese spezielle Eigenheit der VICBAR-Vorhersagen lassen sich unter anderem dadurch erklären, daß der relativ starke und ausgedehnte Modellwirbel in VICBAR infolge des starken Betaeffektes im Modell schneller nach Nordwesten driftet als in den anderen Modellen und dadurch zu früh auf die Westwindzone oder Tröge der gemäßigten Breiten trifft. Da der Modellwirbel überdies auch noch aufgrund seiner Größe stärker mit der Westwindzone oder Trögen der gemäßigten Breiten wechselwirkt, wird er vermutlich von diesen Strukturen unrealistisch stark beeinflusst und damit viel zu weit nach Nordosten getrieben. Im Gegensatz dazu führt der relativ schwache Modellwirbel von NSWMOD zu deutlich genaueren Vorhersagen bei den abdrehenden Stürmen vor der nordamerikanischen Ostküste.

Besondere Herausforderungen für Bahnvorhersagemodelle sind erratisch oder unregelmäßig wandernde Stürme. Der am 21.10.1996, 12 UTC erratisch ziehende, starke Sturm Lili wird von NSWMOD und dem GFDL-Modell präzise vorhergesagt, während er in den Bahnvorhersagen von VICBAR und CLIPER viel zu schnell nach Osten bzw. Nordosten driftet (linkes oberes Bild der Abb. 4.45). Barokline Vorhersagesysteme wie das GFDL-Modell eignen sich generell vergleichsweise gut zur Vorhersage

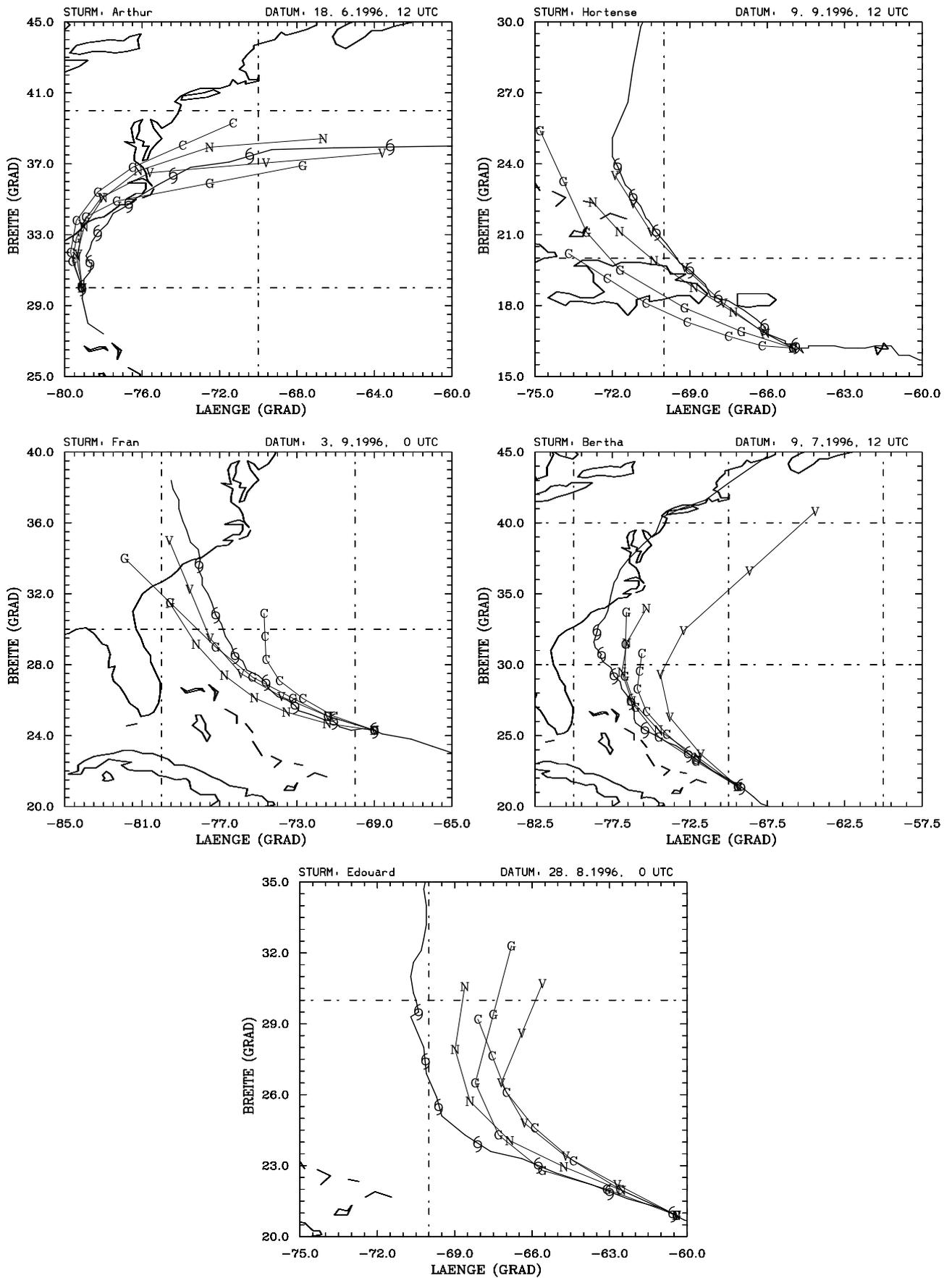


Abbildung 4.44: Wie Abb. 4.43, aber abdrehende Stürme.

der Bewegung dieser oft von baroklinen Wettersystemen beeinflussten Stürme. Das gute Abschneiden von NSWMOD zeigt aber auch, daß andere Wettersysteme in der unmittelbaren Umgebung eines Sturmes (hier der Trog, in den Lili eingebettet ist) durch das schonende Initialisierungsverfahren soweit wie möglich erhalten bleiben, im Gegensatz zu dem in VICBAR verwendeten konstanten Windvektor, der die Existenz solcher Wettersysteme im Adjustierungsbereich kaum gestattet (zur Adjustierung in VICBAR s. auch Abschnitt 2.3). Auch in NSWMOD neigt der Wirbel bei Einstellungen der Initialisierungsparameter, die der Erhaltung anderer Wettersysteme in der Umgebung der Stürme nicht förderlich sind, dazu zu schnell nach Osten abzutreiben (vgl. Abschnitt 4.2.4). Überdies wird in VICBAR ein sehr großes barotropes Modellgebiet verwendet (z.B. Radius des vollständig barotropen Modellgebiets 1500 km, s. Abschnitt 2.3). Die Untersuchungen des Abschnitts 4.3.1 zeigten, daß eine Modellkonfiguration, die den baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen einen vergleichsweise stärkeren Einfluß auf die Wirbeldrift erlaubt, in vielen Vorhersagesituationen zu genaueren Bahnvorhersagen führt. Der unregelmäßig wandernde und relativ starke Sturm Fran wird dagegen am 30.08.1996, 0 UTC von beiden barotropen Modellen vergleichsweise präzise vorhergesagt (rechtes oberes Bild der Abb. 4.45). Daß VICBAR hier bessere Bahnvorhersagen liefert, ist wahrscheinlich auf die Abwesenheit relativ kleinskaliger driftbestimmender Wettersysteme in der näheren Sturmumgebung zurückzuführen. Stattdessen gab es in dieser Vorhersagesituation eine generelle Umstellung der großskaligen Wetterlage, gekennzeichnet durch die Verstärkung eines ausgedehnten Hochdruckgebietes nördlich von Fran.

Im Gegensatz zu letztgenanntem Beispiel liefern beim relativ starken, erratisch wandernden Sturm Marco am 20.11.1996, 12 UTC (linkes mittleres Bild der Abb. 4.45) alle Modelle recht ungenaue Bahnvorhersagen, wobei insbesondere die barotropen Modelle einen sehr großen Vorhersagefehler haben. Anscheinend geben hier die globalen NCEP-AVN-Felder die tatsächliche Wetterlage im Bereich des Sturmes nicht richtig wieder. Bei den barotropen Modellen kommt vermutlich noch der unrealistisch starke Einfluß eines thermischen Windes im DLM hinzu (s. dazu auch die Diskussion in Abschnitt 4.2.2). Ein weiteres Beispiel für eine wahrscheinlich mangelhafte Wiedergabe der Wetterlage durch die globalen NCEP-AVN-Felder ist der schwache Sturm Josephine am 05.10.1996, 0 UTC (Abb. 4.45 mitte rechts), bei dem ebenfalls alle Modelle extrem schlechte Vorhersagen liefern.

Bei den ebenfalls relativ schwachen und damit vermutlich nicht sehr hochreichenden Stürmen Gustav am 29.08.1996, 12 UTC und Marco am 21.11.1996, 12 UTC (untere Bilder der Abb. 4.45) gibt es keine deutlichen Indizien für eine mangelhafte Repräsentation der Wetterlage durch das NCEP-AVN-Modell. Dagegen scheint sich eine übermäßige Abbildung thermischer Winde im vordefinierten DLM durch einen Höhentrog, der sich im Verlauf der Vorhersage zu einem Kaltlufttropfen abtrennt (Gustav) bzw. durch den jahreszeitlich bedingten meridionalen Temperaturgradienten (Marco) sehr ungünstig auf die Vorhersagegenauigkeit der barotropen Modelle auszuwirken (s. dazu ebenfalls die

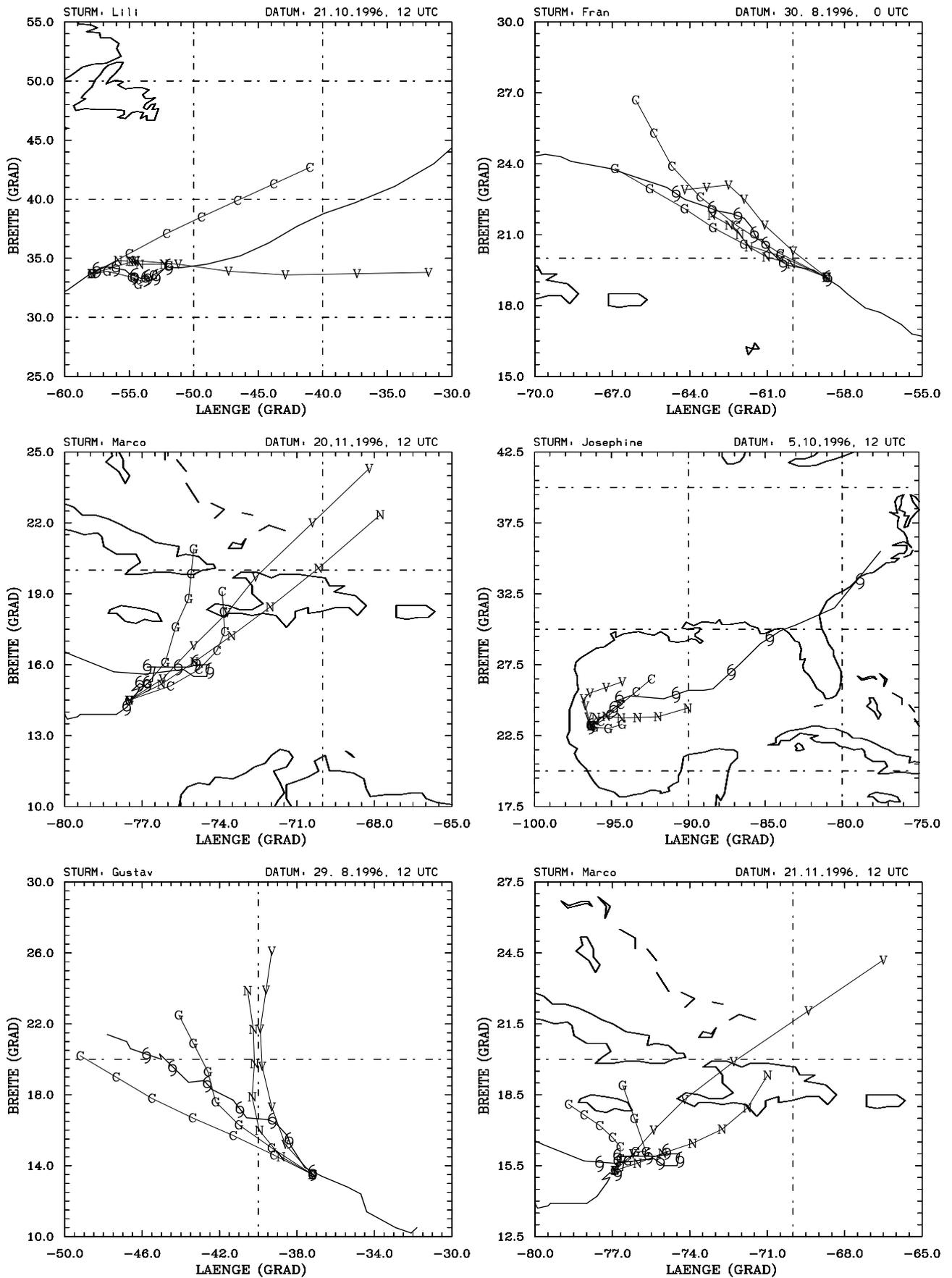


Abbildung 4.45: Wie Abb. 4.43, aber erratisch oder unregelmäßig wandernde Stürme.

Diskussion in Abschnitt 4.2.2). Auch hier sind die Bahnvorhersagen von NSWMOD präziser als die von VICBAR, was vermutlich wieder durch die vergleichsweise bessere Erhaltung der Wettersysteme in der Umgebung der Stürme in NSWMOD bedingt ist. Das GFDL-Modell jedoch kann die barokline Schichtung der Atmosphäre gut abbilden und liefert dadurch deutlich genauere Vorhersagen als die anderen Modelle.

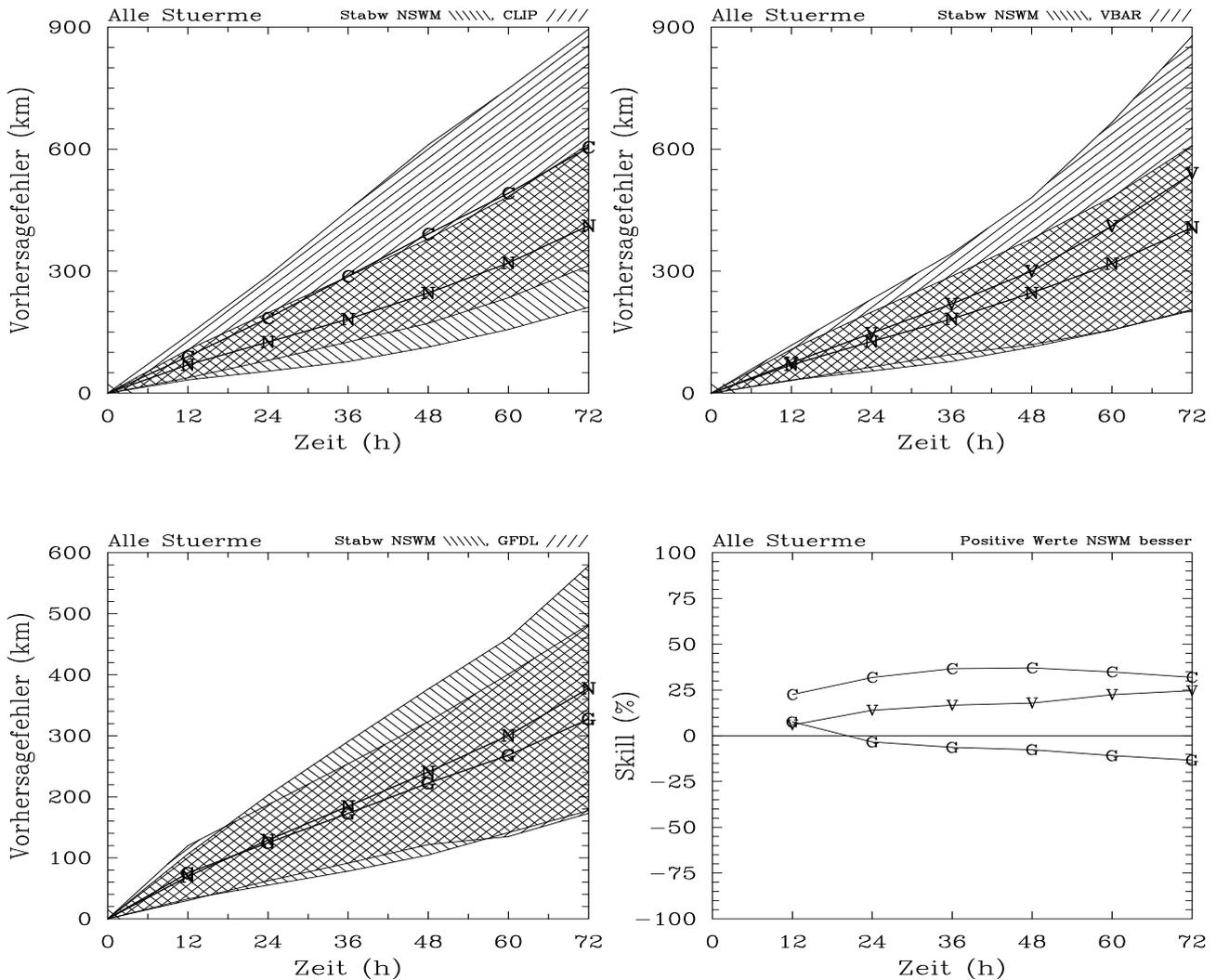


Abbildung 4.46: Vergleich der mittleren jährlichen Vorhersagefehler von NSWMOD in Abhängigkeit von der Vorhersagezeit mit CLIPER (oben links), VICBAR (oben rechts) und dem GFDL-Modell (unten links). Die Standardabweichungen der Vorhersagefehler sind durch die schraffierten Bereiche gekennzeichnet. Das rechte untere Bild zeigt die prozentuale Abweichung der Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD relativ zu den o. a. Modellen (Skill), die jeweils am mittleren Vorhersagefehler des ungenaueren Modells skaliert wird. Positive Werte kennzeichnen eine höhere Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD gegenüber dem jeweiligen Vergleichsmodell.

Die Aussagekraft der Interpretationen von Sensitivitätsstudien zu freien Parametern eines Vorhersagesystems, wie sie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, ist natürlich auch von der generellen Vorhersagequalität des Vorhersagesystems abhängig. Zur Darstellung der allgemein guten Vorhersagequalität von NSWMOD dient ein Vergleich der mittleren jährlichen Vorhersagefehler mit

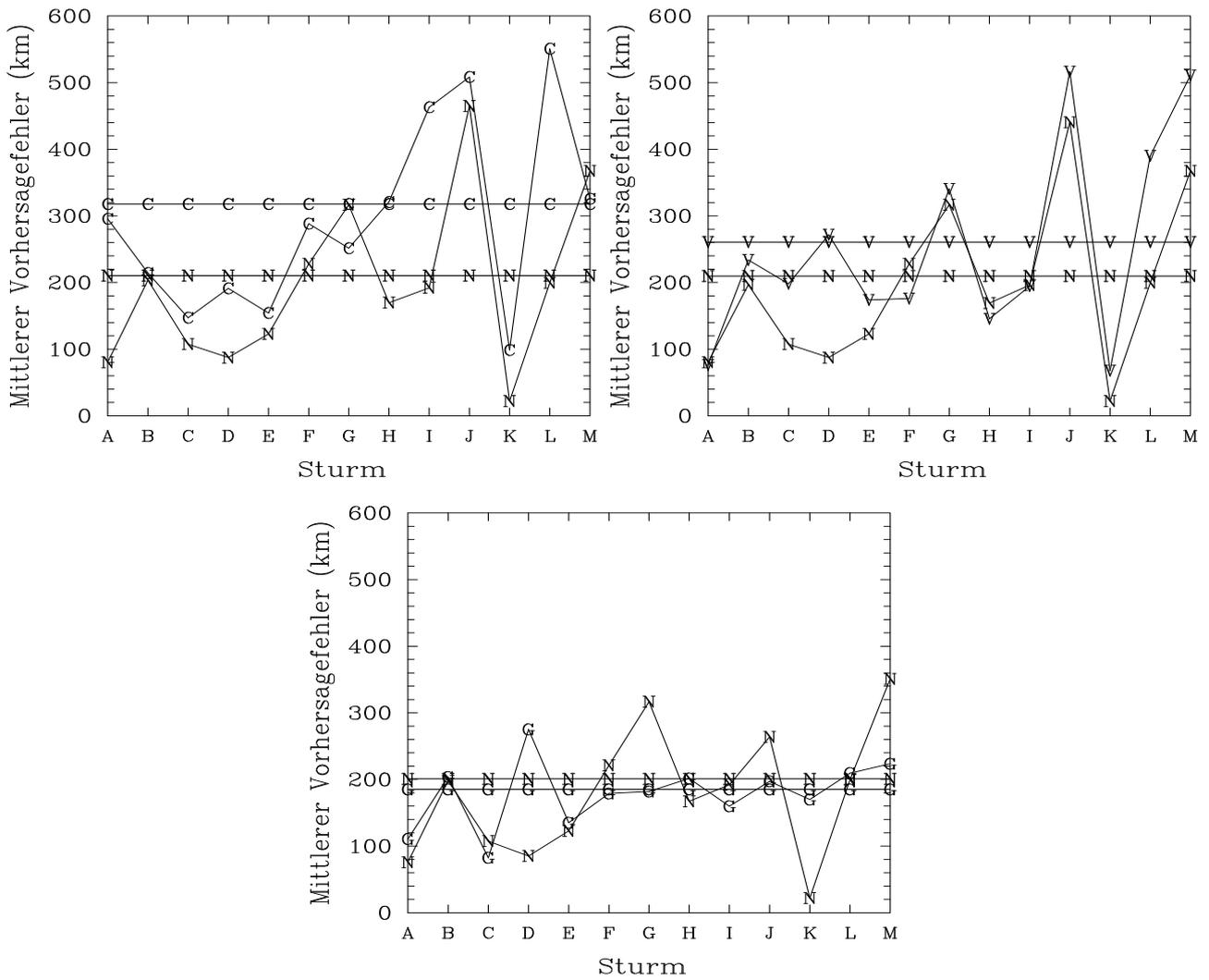


Abbildung 4.47: Vergleich der mittleren Vorhersagefehler von NSWMOD (gemittelt über alle Vorhersagezeiten) bei den verschiedenen Stürmen (durch ihre Anfangsbuchstaben gekennzeichnet) mit CLIPER (oben links), VICBAR (oben rechts) und dem GFDL-Modell (unten). Die stark ausgezogenen horizontalen Linien kennzeichnen den über alle Vorhersagezeiten gemittelten jährlichen Vorhersagefehler der o. a. Modelle.

den mittleren jährlichen Vorhersagefehlern von CLIPER, VICBAR und dem GFDL-Modell.

Das linke obere Bild der Abb. 4.46 zeigt, daß NSWMOD bei allen Vorhersagezeiten sehr viel geringere mittlere jährliche Vorhersagefehler aufweist als das statistisch-klimatische Modell CLIPER, dessen Vorhersagequalität als Referenz für dynamische Vorhersagemodelle dient. Die Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD ist auch höher als beim genauesten während der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 am NHC verwendeten barotropen Modell VICBAR (rechtes oberes Bild der Abb. 4.46). Bei 12 h Vorhersagezeit ist der mittlere jährliche Vorhersagefehler von NSWMOD sogar geringer als beim GFDL-Modell, dem besten operationellen Modell am NHC während der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 (linkes unteres Bild der Abb. 4.46). Bei längeren Vorhersagezeiten fällt die Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD im Vergleich zum GFDL-Modell jedoch allmählich ab. In der prozentualen Abweichung der

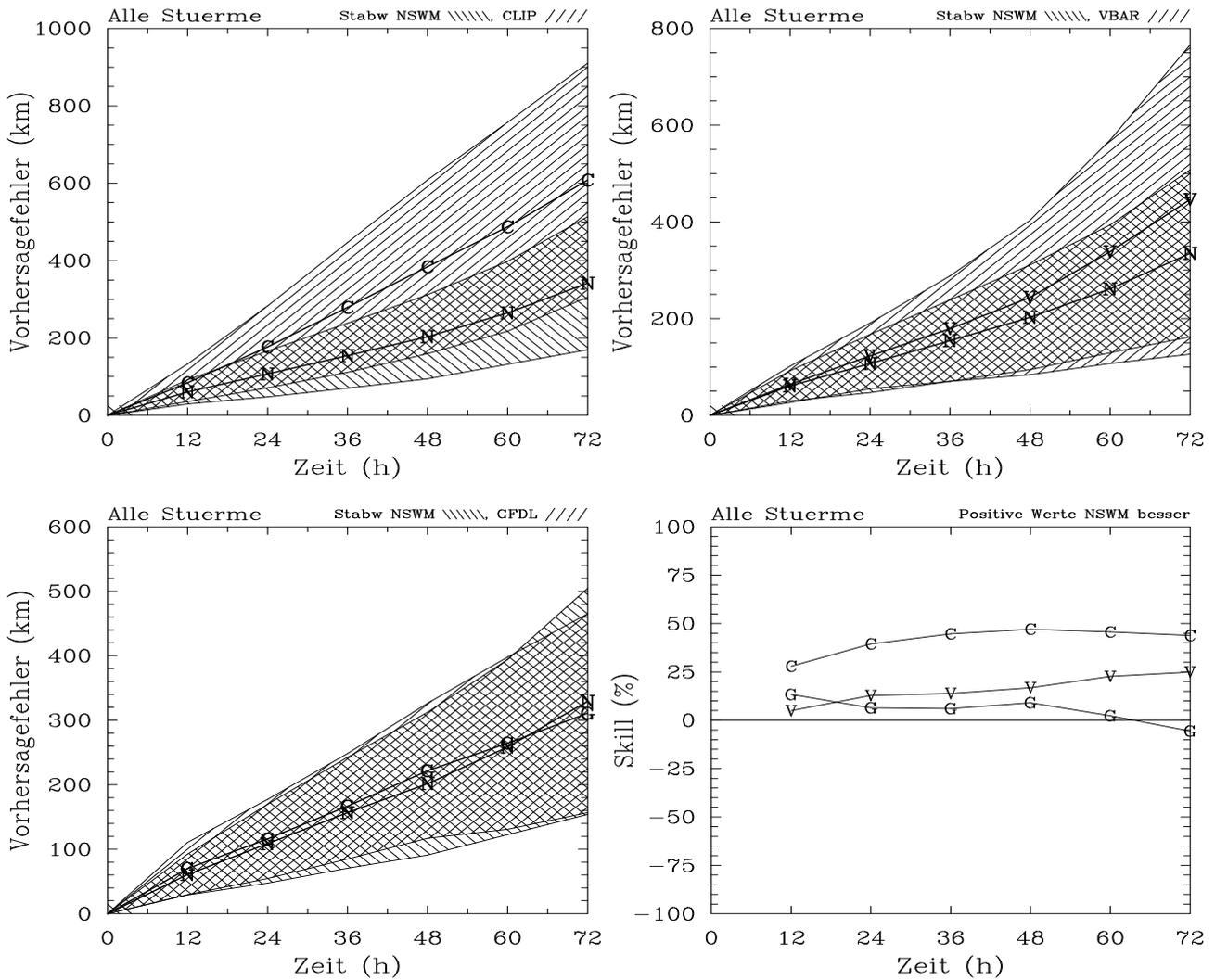


Abbildung 4.48: Wie Abb. 4.46, aber ohne die Stürme Gustav, Josephine und Marco.

Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD relativ zu den anderen Modellen (definiert als „Skill“) ist der Abstand zum GFDL-Modell aber geringer als zu den anderen Modellen, wie durch das rechte untere Bild der Abb. 4.46 belegt wird. Es ist bemerkenswert, daß die relativ hohe Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD ohne zusätzliche Eingangsdaten wie die Messungen von Omega Dropwindsonden oder spezielle Flugzeugbeobachtungen erreicht wird, die für die am NHC betriebenen Modelle wie VICBAR und dem GFDL-Modell zur Verbesserung der Anfangsbedingungen zur Verfügung stehen.

Es fällt auf, daß der mittlere Vorhersagefehler einzelner Stürme bei NSWMOD nur im Falle dreier Stürme vom mittleren jährlichen Vorhersagefehler erheblich nach oben abweicht (Abb. 4.47). Interessanterweise betrifft dies genau die schon o. a. und auch teilweise im Abschnitt 4.2.2 diskutierten relativ schwachen oder späten Stürme Gustav, Josephine und Marco, bei denen es deutliche Indizien für eine zu starke Repräsentanz barokliner Wettersysteme der oberen Troposphäre im DLM gibt. Diese führt im Falle von Gustav sogar zu einer geringeren mittleren Vorhersagegenauigkeit als bei CLIPER (linkes oberes Bild). VICBAR weist bei diesen drei Stürmen noch höhere mittlere Vorhersagefehler auf als

NSWMOD (rechtes oberes Bild), wohingegen das GFDL-Modell durch die explizite Berücksichtigung barokliner Prozesse kaum signifikant erhöhte Vorhersagefehler hat (unteres Bild). Erwähnenswert ist die relativ hohe Vorhersagegenauigkeit von NSWMOD im Falle des schwachen, abdrehenden Sturmes Arthur und der karibischen Stürme Caesar, Kyle und Dolly. Bei Dolly sind darüber hinaus die mittleren Vorhersagefehler auch relativ zu VICBAR und insbesondere relativ zum GFDL-Modell, das bei diesem Sturm im Vergleich zu den anderen Stürmen und anderen Modellen den höchsten Vorhersagefehler aufweist, um mehr als die Hälfte niedriger. Dieser Befund ist vermutlich vor allem der genauen Adjustierung der anfänglichen Wirbeldrift an die tatsächlich beobachteten Driften der Stürme in NSWMOD zuzuschreiben. Weiterhin fällt noch die sehr viel höhere Vorhersagegenauigkeit NSWMOD's bei Lili im Vergleich zu VICBAR auf. Dies ist hauptsächlich durch die deutlich geringeren Vorhersagefehler NSWMOD's während der Phase erratischer Sturm drift bedingt, was wahrscheinlich an der besseren Darstellung von Wettersystemen der Sturmumgebung liegt. Bei den anderen Stürmen mit Ausnahme von Caesar und Dolly ist der Verlauf der mittleren Vorhersagefehler in Abhängigkeit vom Sturmergebnis zwischen den beiden barotropen Modellen recht gleichartig, was teilweise darauf zurückgeführt werden kann, daß beide Modelle außer ähnlichen Modellgleichungen auch näherungsweise die gleichen Eingangsdatensätze verwenden.

Werden die drei Stürme, bei denen es Indizien für mangelhafte globale DLMS gibt, von der Berechnung des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers ausgenommen, so erhöht sich die Vorhersagegenauigkeit NSWMOD's relativ zu CLIPER und dem GFDL-Modell erheblich, während der relative Abstand zu VICBAR ungefähr gleich bleibt (Abb. 4.48). Der mittlere Vorhersagefehler ist dann von 12 bis 48 h Vorhersagezeit sogar um 6 bis 12 % niedriger als beim GFDL-Modell (rechtes unteres Bild). Nur bei 72 h Vorhersagezeit hat das GFDL-Modell noch einen niedrigeren mittleren Vorhersagefehler. Damit kann NSWMOD bei hinreichender Qualität der Eingangsdaten im Falle von Bahnvorhersagen von bis zu zwei Tagen im Vergleich zu den operationellen und semi-operationellen Modellen des Jahres 1996 als genauestes Bahnvorhersagemodell eingestuft werden.

Mit mittleren jährlichen Vorhersagefehlern bei der nordatlantischen Hurrikansaison 1996 von 70, 126, 182, 246, 320 und 408 km nach 12, 24, 36, 48, 60 und 72 Stunden liefert NSWMOD im Vergleich zum neuentwickelten Vorhersagemodell WBAR (77, 129, 185, 236, 296 und 361 km) bei kurzfristigen Vorhersagen bis zu 36 Stunden genauere Vorhersagen als WBAR, wohingegen bei längeren Vorhersagezeiten ab 48 Stunden die mittleren Vorhersagefehler höher sind als bei WBAR. Werden dagegen die Stürme Gustav, Josephine und Marco aus der Berechnung des mittleren jährlichen Vorhersagefehlers ausgenommen, so erhöht sich die Vorhersagegenauigkeit NSWMOD's relativ zu WBAR, so daß dann NSWMOD außer bei 60 und 72 Stunden Vorhersagezeit einen niedrigeren mittleren jährlichen Vorhersagefehler aufweist als WBAR (vgl. linkes unteres Bild der Abb. 4.48 mit dem linken unteren

Bild der Abb. 8 in Weber, 2001). Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß im zur operationellen Anwendung konzipierten WBAR alle quasi zirkulären isolierten Strukturen positiver relativer Vorticity in einem Radius von 1200 km um die vorherzusagenden Stürme eliminiert werden, um nachteilige Auswirkungen der Abbildungen von unrealistischen Strukturen der oberen Troposphärenschichten in den DLMs zu mildern. Dies erklärt die genaueren Vorhersagen von WBAR bei den Stürmen Gustav, Josephine und Marco insbesondere bei den längeren Vorhersagezeiten. Bei kurzen Vorhersagezeiten und bei den anderen Stürmen scheint dieses Verfahren die Vorhersagegenauigkeit jedoch geringfügig zu erniedrigen.

Insgesamt belegen die vorliegenden Ergebnisse, daß NSWMOD aufgrund seiner relativ hohen Vorhersagegenauigkeit zur Untersuchung freier Initialisierungs- und Modellparameter sehr gut geeignet ist. Die mäßigen Vorhersageergebnisse bei den Stürmen Gustav, Josephine und Marco lassen sich auf mangelhafte globale DLMs zurückführen. In Hinblick auf eine mögliche Weiterentwicklung NSWMOD's zu einem operationellen Vorhersagesystem sind aber noch intensive Vorhersage- und Sensitivitätstests mit einer großen Anzahl von Stürmen auch aus anderen Jahren und in anderen Ozeanregionen notwendig, die auch eine Prüfung der Initialisierung mit globalen Feldern anderer Wetterdienste einschließen sollte. Das Vorhersagesystem NSWMOD ließe sich sicherlich insbesondere durch die Verwendung sturmabhängig produzierter DLMs, die eine überproportionale Abbildung barokliner Wettersysteme der höheren Atmosphärenschichten im Falle relativ flacher bodennaher Stürme mildert, noch deutlich verbessern. Auf jeden Fall sind die Erkenntnisse aus den Sensitivitätsstudien mit NSWMOD sehr nützlich in Hinblick auf eine Weiterentwicklung und Verbesserung operationeller Bahnvorhersagemodelle wie WBAR, VICBAR oder dem GFDL-Modell.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden mit dem experimentellen barotropen Bahnvorhersagesystem NSWMOD Untersuchungen zur Bahnvorhersage tropischer Zyklone durchgeführt. Diese Untersuchungen beinhalteten numerische Vorhersageexperimente unter Variation der freien Initialisierungs- und Modellparameter des Vorhersagesystems, wobei sämtliche Sturmereignisse der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 verwendet wurden. Darüber hinaus wurden die optimierten Bahnvorhersagen NSWMOD's mit den Ergebnissen anderer Bahnvorhersagemodelle verglichen. Ziele der Untersuchungen waren unter Anderem: i) die Ermittlung des Einflusses der freien Initialisierungs- und Modellparameter auf die Bewegung der Stürme in NSWMOD. ii) die Erlangung eines besseren Verständnisses für die Bahnvorhersagen von NSWMOD, um aus der Quantifizierung von Modellschwächen gezielte Weiterentwicklungen und Verbesserungen numerischer Bahnvorhersagemodelle zu ermöglichen.

In den vorbereitenden Untersuchungen (s. Abschnitt 4.1.1) konnte gezeigt werden, daß bei zeitabhängigen Randbedingungen aus den Vorhersagen des baroklinen NCEP-AVN-Globalmodells die Entwicklung der großskaligen Strömung im Modellgebiet von NSWMOD deutlich genauer wiedergeben wird als bei vollständig barotropen Vorhersagen bei allen untersuchten Randbedingungen. Letztgenannte erlauben keine ausreichend präzise Vorhersage von Intensität, Struktur und Bewegung der baroklinen Wettersysteme (wie z.B. Tröge und Rücken) der subtropischen und gemäßigten Breiten. Da diese in vielen Vorhersagesituationen (z. B. bei abdrehenden oder erratisch wandernden Stürmen) in der Steuerung der Sturm drift sehr bedeutsam sind, scheinen vollständig barotrope Modelle zur weiteren Erhöhung der Bahnvorhersagegenauigkeit ungeeignet zu sein. Im Gegensatz dazu darf angenommen werden, daß zeitabhängige Randbedingungen aus baroklinen globalen Modellen ein signifikantes Potential zur generellen Verbesserung der Bahnvorhersagequalität mit barotropen Modellen aufweisen, da sie eine genauere Vorhersage der Wettersysteme in den Umgebungen der Stürme ermöglichen.

Die Bewegung der Modellstürme in NSWMOD wird von einer optimal berechneten induzierten

Geschwindigkeit im Wirbelzentrum sehr gut repräsentiert, die sich aus der Summe der induzierten Geschwindigkeitskomponente des großskaligen Umgebungsfeldes und der induzierten Geschwindigkeitskomponente der Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins zusammensetzt (vgl. Abschnitt 4.1.2). Dies stimmt mit der theoretischen Erkenntnis überein, daß einzig diese beiden Feldkomponenten eine Geschwindigkeit im Wirbelzentrum induzieren können. Im verwendeten realen Datenmaterial (NCEP-AVN-Felder) führen aber aufgrund der begrenzten horizontalen Auflösung des Modellgitters numerische Effekte zu berechneten induzierten Geschwindigkeiten bei Feldkomponenten, die nach den theoretischen Aussagen keine Geschwindigkeiten im Wirbelzentrum induzieren können. Die Ergebnisse des Abschnitts 4.1.2 belegen, daß die Berücksichtigung solcher numerisch erzeugter induzierter Geschwindigkeitskomponenten in der Berechnung der induzierten Geschwindigkeit deren Übereinstimmung mit der tatsächlichen Wirbeldrift vermindert.

Die näherungsweise Elimination der Wirbel in den globalen Analysen und Vorhersagen vor der Extraktion der großskaligen Umgebungsströmungen (s. Abschnitt 4.2.1) führt im Eliminationsbereich zu glatteren großskaligen Umgebungsfeldern, wodurch langwelligere Feldkomponenten im kleinskaligen Restfeld abgebildet werden. Die Größe des Eliminationsbereiches beeinflusst die Bahnvorhersagen insgesamt nur relativ mäßig (sehr große Stürme ausgenommen), solange die analysierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins nicht aus den globalen Feldern herausgefiltert wird. Dies zeigt, daß schon das zur Extraktion der großskaligen Umgebungsströmung angewandte modifizierte Barnesverfahren die Wirbel in den globalen Feldern zumeist ausreichend aus den Feldern entfernt, womit Fujiwharaeffekte mit den synthetischen Modellstürmen vermieden werden. Der bei großen Eliminationsgebieten und längeren Vorhersagezeiten zu beobachtende Anstieg des mittleren Vorhersagefehlers weist aber auch auf einen positiven Beitrag der langwelligen Komponente des symmetrischen Wirbels in den globalen Feldern in großer Entfernung zum Wirbelzentrum für eine realistische Darstellung der Wirbeldrift in NSWMOD hin. Bei Filterung der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins werden die bei glatteren großskaligen Umgebungsfeldern zusätzlich in der kleinskaligen Restströmung abgebildeten Feldkomponenten der azimuthalen Wellenzahl eins, bei denen es sich überwiegend um großskalige Anteile der Wettersysteme in der Umgebung der Stürme handelt, eliminiert. Damit wird der steuernde Einfluß der großskaligen Wettersysteme auf die Bewegung der Stürme unrealistisch stark abgeschwächt. Sowohl unzureichend aus den globalen Feldern eliminierte Wirbel bei großen Stürmen als auch eine übermäßige Glättung langwelliger Wettersysteme in den Umgebungen der Stürme haben ungünstige Auswirkungen auf die Bahnvorhersagen. Daher erweist sich insgesamt ein variables Glättungsgebiet, das etwa den Bereich der Wirbel in den globalen Feldern abdeckt, als bestmöglicher Kompromiß, auch wenn die damit verbundene Verbesserung der Bahnvorhersagequalität gegenüber einem Verzicht auf die näherungsweise Elimination der globalen Wirbel nur relativ gering ist.

Die Vergrößerung der Abbruchwellenlänge des Barnesverfahrens (s. Abschnitt 4.2.2) führt dazu, daß die kleinskalige Restströmung zunehmend auch größerskalige Komponenten der Wettersysteme enthält, während der Anteil kleinskaliger Feldstrukturen im großskaligen Umgebungsfeld abnimmt. Damit verbunden ist eine Ausdehnung und Verstärkung der Wiedergabe von Wirbeln der globalen Felder im kleinskaligen Restfeld. Da die Wirbel der globalen Felder in den endgültigen symmetrischen Modellwirbeln berücksichtigt werden, werden letztgenannte auch modifiziert. Bei Erhaltung der analysierten Asymmetrien der azimuthalen Wellenzahl eins können die mit dieser Modifikation verbundenen Veränderungen in der Advektion von absoluter Vorticity durch die Wirbel, die durch die damit verbundene Variation in der Entwicklung der Wirbelasymmetrien einen indirekten Einfluß auf die Bewegung der Wirbel hat, als Ursache für die Streuung vorhergesagter Wirbelbahnen angenommen werden. Möglicherweise spielt auch die Mißplatzierung der je nach Abbruchwellenlänge unterschiedlich stark ausgeprägten analysierten Wirbel eine Rolle: da damit der entfernte Anteil des analysierten Wirbels unterschiedlich stark ist, wird möglicherweise eine von der Abbruchwellenlänge abhängige zusätzliche Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins relativ zum endgültigen Modellwirbel erzeugt. Da beide genannten Effekte die Anfangsbedingung in den meisten Fällen nur relativ geringfügig modifizieren, ist die Streuung der Wirbelbahnen entsprechend gering. Bei Filterung der analysierten Asymmetrien dagegen werden nun die mit wachsender Abbruchwellenlänge im kleinskaligen Restfeld zunehmend ausgedehnten Abbildungen der azimuthalen Wellenzahl eins der Wettersysteme in der Sturmumgebung ebenfalls herausgefiltert, was zu einer starken Modifikation der Anfangsbedingung führt. Dadurch wird schließlich ab einer kritischen Abbruchwellenlänge, die zwischen 2500 und 3000 km liegt, der direkte Einfluß der Wettersysteme auf die Stürme so unrealistisch stark abgeschwächt, daß befriedigende Bahnvorhersagen nicht mehr möglich sind.

Aus den Bahnvorhersagexperimenten zur Filterung des symmetrischen Wirbels in den globalen Feldern (s. Abschnitt 4.2.3) läßt sich folgern, daß diese bis zu Radien von im Mittel etwa $1.5r_i$ die tatsächliche symmetrische Struktur von Stürmen nicht realistisch wiedergeben und daher in diesem Bereich gründlich aus den globalen Feldern herausgefiltert werden müssen. Außerhalb dieses Radius' scheinen die analysierten Wirbel den synthetischen Wirbeln in der Repräsentation der tatsächlichen symmetrischen Wirbelsturmstruktur geringfügig überlegen zu sein. Daher führt die Verschmelzung der synthetischen Wirbel bei kleinen- mit den analysierten symmetrischen Wirbeln bei großen Radien zu geringfügig besseren Bahnvorhersagen als die Verwendung von vollständig synthetischen Wirbelstürmen. Hierbei ist es allerdings vorteilhaft, die oft mißplazierte gefilterte Komponente des analysierten symmetrischen Wirbels auf die tatsächliche Sturmposition zu zentrieren, damit unerwünschte Wechselwirkungen mit dem synthetischen Wirbelsturm, die taumelnde Bewegungen des endgültigen Modellsturmes auslösen können, vermieden werden.

Die analysierte Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins bildet im wesentlichen zwei verschiedene Komponenten der globalen Felder ab: In der Nähe der Wirbel vorwiegend die unrealistische asymmetrische Komponente der Wirbel in den globalen Feldern, die vermutlich hauptsächlich auf den Betaeffekt im globalen Modell zurückzuführen ist (Datenassimilation), und bei größeren Radien die kleinskaligeren Komponenten der azimutalen Wellenzahl eins von Wettersystemen in der Sturmumgebung (s. Abschnitt 4.2.4). Die Bahnvorhersageexperimente zur Filterung der analysierten Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins deuten darauf hin, daß die unrealistischen asymmetrischen Komponenten der globalen Wirbel im Mittel ungefähr bis zum Radius reichen, innerhalb jenem auch die symmetrischen globalen Wirbel die tatsächliche Sturmstruktur nicht befriedigend repräsentieren (etwa bis $1.5r_i$). Die beste Bahnvorhersagequalität wird bei Filterradien erreicht, die eine ausreichende Elimination der unrealistischen wirbelnahen Asymmetrien erlauben, ohne dabei die für die Sturm drift bedeutsamen Asymmetrien in größerer Entfernung vom Wirbel zu stark zu schwächen.

Bei der Anpassung der anfänglichen Wirbel drift an die tatsächlich beobachtete Drift von Stürmen ist die Größe der dazu verwendeten synthetischen Asymmetrien ein Faktor, der die Bewegung der Stürme in NSWMOD sehr stark beeinflußt (s. Abschnitt 4.2.5). Die Dauer der Existenz der Asymmetrien wächst mit ihrer Größe, womit eine wachsende Tendenz der Stürme verbunden ist, sich mit ihrer Anfangsdrift weiter zu bewegen. Mit der Größe der Asymmetrien findet jedoch auch zunehmend eine unerwünschte Modifikation von Wettersystemen in der Sturmumgebung statt, die durch nichtlineare Wechselwirkung mit den immer zeitstabileren Asymmetrien entsteht. Kleine Asymmetrien werden sehr rasch vom symmetrischen Wirbel zerstört und symmetrisiert, wodurch ihr Effekt in der Anpassung der anfänglichen Wirbel drift entsprechend klein ist. Die optimale Größe der Asymmetrien, bei der die Amplitudenmaxima der zugehörigen Felder der relativen Vorticity etwa im Bereich der Einflußradien der Stürme liegen, ist die Mindestgröße, bei der Asymmetrien über einen längeren Zeitraum relativ stabil bestehen können. Dadurch können sie gewährleisten, daß sich die anfängliche Wirbel drift hinreichend an die tatsächlich beobachtete Drift von Stürmen anpaßt. Gleichzeitig werden die Wettersysteme in den Umgebungen der Stürme so wenig wie möglich modifiziert, so daß sie die Drift der Stürme während der Vorhersagen nahezu ungestört beeinflussen können.

Bei der optimalen Größe des Anpassungsbereiches ($r_a = 2r_i$) liefert die Anpassung des kleinskaligen Umgebungsfeldes und der (totalen) Umgebungsströmung geringfügig niedrigere mittlere Vorhersagefehler als die Anpassung des großskaligen Umgebungsfeldes oder die Addition der synthetischen Asymmetrie (s. Abschnitt 4.2.6). Dies deutet darauf hin, daß sich in der Nähe der Wirbel Spuren von unrealistischen und relativ kleinskaligen Strukturen in den Feldern befinden, die bei der Anpassung des kleinskaligen Umgebungsfeldes und der (totalen) Umgebungsströmung gedämpft werden. Es handelt sich hierbei vermutlich um Anteile der Wirbel in den globalen Feldern mit azimutalen Wellenzahlen

größer als eins, die vom Initialisierungsverfahren nicht eliminiert werden.

Eine Implementierung analytisch berechneter Betagyren führt nicht zu einer erfolgreichen Anpassung der anfänglichen Wirbel drift in NSWMOD an die tatsächlich beobachtete Drift von Stürmen. Betagyren entwickeln sich zeitlich in Abhängigkeit von der Struktur des Wirbels, wogegen in einer aktuellen Vorhersagesituation die vorhergehende zeitliche Entwicklung der Sturmstruktur nicht genau bekannt ist. Dadurch kann weder die Integrationszeit in der analytischen Berechnung der Betagyren noch die repräsentative Struktur des Sturmes so bestimmt werden, daß eventuell tatsächlich in den Feldern existierende Betagyren realistisch approximiert werden. Überdies ist der Einfluß der Umgebungsströmung des Sturmes auf die Entwicklung der Betagyren mit vertretbarem algebraischen Rechenaufwand kaum darstellbar. Aufgrund der genannten Gründe passen die implementierten Betagyren daher zumeist nicht zu den vorherzusagenden Stürmen und zu deren Umgebungsströmungen und werden deshalb in den Vorhersagen, wie die Ergebnisse von Abschnitt 4.2.6 eindrucksvoll belegen, meist recht schnell modifiziert oder sogar völlig zerstört, mit negativen Folgen für die Qualität der Bahnvorhersagen.

In NSWMOD reagieren die Zugbahnen der Stürme auf eine Variation ihrer maximalen Windgeschwindigkeiten (s. Abschnitt 4.2.7). Die Ursache dafür ist unter Anderem eine zur maximalen Windgeschwindigkeit proportionale Ausdehnung der Modellstürme während der Vorhersagen, die vermutlich durch numerische Dispersion verursacht wird. Diese führt zu einer stärkeren Veränderung der Magnitude der Tangentialwindgeschwindigkeit in den äußeren Bereichen der Modellstürme als die radiale Verschiebung des 5 m s^{-1} Radius (bei gleicher relativer Variation), weil das Tangentialwindprofil bei diesem Radius in der Regel bereits recht flach ist. Nach den vorliegenden Ergebnissen ist zu vermuten, daß die besten Bahnvorhersagen insgesamt mit maximalen Windgeschwindigkeiten der Modellstürme erreicht werden, bei der im Verlauf der Vorhersagen die mittlere Tangentialwindgeschwindigkeiten der Modellstürme in ihren äußeren Bereichen am realistischsten ist. Hierzu muß die maximale Windgeschwindigkeit der Modellstürme in NSWMOD um etwa die Hälfte gegenüber den durch die TC-Advisories gegebenen Werte reduziert werden.

Die Bahnvorhersagen NSWMOD's werden sehr stark von der Größe des barotropen Modellgebietes beeinflusst (s. Abschnitt 4.3.1). Die niedrigsten mittleren Vorhersagefehler werden mit einem relativ kleinen vollständig barotropen Modellgebiet von etwa dem zweifachen Sturmradius und einer relativ schmalen Übergangszone von etwa einem Sturmradius zu dem Bereich, in dem die barotropen Vorhersagen vollständig durch die baroklinen zeitabhängigen Randwerte ersetzt werden, erreicht. Die Ursache dafür ist darin zu finden, daß die globalen baroklinen NCEP-AVN-Vorhersagen die Entwicklung der Strömung im Modellgebiet von NSWMOD realistischer repräsentieren als vollständig barotrope Vorhersagen. Dadurch werden die in vielen Vorhersagesituationen (wie im Falle abdreher und erratisch

wandernder Stürme) für die Wirbel drift bedeutsamen baroklinen Wettersysteme in der Umgebung der Stürme besser vorhergesagt. Um den Vorhersagefehler zu minimieren, muss das vollständig barotrope Gebiet allerdings auch die Mindestgröße von etwa dem doppelten Einflußradius der Stürme haben, damit der Modellwirbel nicht durch die verstärkte Wirkung der baroklinen zeitabhängigen Randwerte modifiziert oder sogar zerstört wird.

Im Gegensatz zur Größe des barotropen Modellgebietes ist die Divergenz, deren Einfluß in NSWMOD mittels der Skalenhöhe der Flachwasserschicht variiert werden kann, ein Parameter, der nur einen mäßigen Einfluß auf die Bahnvorhersagen hat (s. Abschnitt 4.3.2). Trotzdem ist eine systematische Abnahme des mittleren Vorhersagefehlers zu hohen Divergenzwerten hin zu beobachten. Es ist anzunehmen, daß die Berücksichtigung horizontaler Konvergenz bzw. Divergenz in Verbindung mit der damit verbundenen vertikalen Streckung bzw. Stauchung der Flachwasserschicht in NSWMOD zu einer realistischeren Repräsentation der tatsächlichen Strömungsentwicklung führt.

Wird in NSWMOD über Landflächen eine Reibung in das Modell eingebaut, so erzeugt die abbremsende Wirkung der Landreibung auf die Strömung des Wirbels Konvergenz im Bereich aufländiger Wirbelströmung und Divergenz im Bereich ablandiger Wirbelströmung. In Kombination mit der damit verbundenen Modifikation der Betagryen erfahren die Stürme eine Ablenkung, die eine Komponente in Richtung der Konvergenzgebiete und eine seewärts gerichtete Komponente enthält (s. Abschnitt 4.4.1). Der mittlere Vorhersagefehler erhöht sich aber in Abhängigkeit von der Stärke der Reibung deutlich. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Landreibung in der realen Atmosphäre dreidimensionale Strömungsmuster bewirkt, die sich im zweidimensionalen barotropen Modell nicht entwickeln können. Hieraus kann geschlossen werden, daß sich die Vorhersagequalität barotroper Modelle durch den Einbau von Landreibung nicht verbessern läßt. Im Gegensatz dazu kann vermutet werden, daß eine Darstellung der Orografie von Landoberflächen in barotropen Flachwassermodellen zu einer generellen Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit führt. Die Zugbahnen der Stürme in NSWMOD werden bei Überquerung einer Gebirgskette auf der Luvseite des Gebirges nach links und auf der Leeseite des Gebirges nach rechts (relativ zur Zugrichtung) abgelenkt (s. Abschnitt 4.4.2). Da sich in der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 ungünstigerweise nur vereinzelt Stürme in die Nähe von Gebirgen befinden, zeigt sich im mittleren Vorhersagefehler von NSWMOD kein deutlicher systematischer Trend in Abhängigkeit vom relativen Einfluß der Orografie. Bei Betrachtung einzelner Vorhersagen sind aber zum Teil Verbesserungen in der Vorhersagequalität zu beobachten. Weiterführende Untersuchungen zum Einfluß von Orografie auf die Bewegung von Wirbeln in barotropen Flachwassermodellen sind nötig.

Die Vorhersagequalität von NSWMOD ist signifikant von den aktuellen Struktur- und Positionsparametern der Stürme in den TC-Advisories abhängig. Die Ergebnisse des Abschnitts 4.5 implizieren,

daß die vordefinierten NCEP-AVN-DLMs die Steuerung von vertikal hochreichenden, starken Stürmen, die oft schon in höhere geografische Breiten vorgedrungen sind, besser approximieren als die Bewegung der sich entwickelnden, meist noch relativ flachen und schwachen Stürme im Übergangsbereich zwischen Tropen und Subtropen, die oft nur bis in mittlere Troposphärenniveaus reichen. Darüber hinaus werden die schnell (oft relativ stetig gerade westnordwestwärts) driftenden Stürme besser vorhergesagt als die langsamen, oft unregelmäßig oder erratisch südwest- oder nordostwärts wandernden Stürme, da die Drift letztgenannter von Ungenauigkeiten in der Darstellung ihrer Umgebungsströmung stärker nachteilig beeinflusst wird. Die Größe der Stürme beeinflusst die mittlere Vorhersagequalität dagegen wenig.

Der Vergleich der Bahnvorhersagen mit bedeutenden anderen Modellen der nordatlantischen Wirbelsturmsaison 1996 (s. Abschnitt 4.6) zeigt eine deutlich höhere mittlere Bahnvorhersagequalität NSWMOD's im Vergleich zum statistisch klimatischen Modell CLIPER, da Letzteres individuelle und oft vom klimatischen Mittelwert abweichende Wetterlagen nicht angemessen berücksichtigen kann. Der mittlere Vorhersagefehler NSWMOD's ist auch signifikant geringer als jener von VICBAR, dem besten 1996 am NHC verwendeten barotropen Modell. Dies liegt erstens an den genaueren Bahnvorhersagen NSWMOD's bei relativ starken gerade ziehenden oder abdrehenden Stürmen, die der realistischeren Darstellung der äußeren Bereiche des Modellwirbels in NSWMOD zu verdanken sind, wodurch die Betadrift und die beim Abdrehen relevante Steuerung des Wirbels von relativ großskaligen Wettersystemen besser repräsentiert werden. Zweitens sind die Vorhersagen unregelmäßig oder erratisch wandernder Stürme generell genauer als bei VICBAR, was sich auf die weitgehende Erhaltung relativ kleinskaliger Wettersysteme in der Sturmumgebung und den relativ stärkeren Einfluß der baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen auf die Wirbel drift in NSWMOD zurückführen läßt. Da diese Wettersysteme oft eine barokline Struktur aufweisen, liefert das GFDL-Modell bei unregelmäßig oder erratisch wandernden Stürmen wie auch in Fällen, bei denen sich barokline Wettersysteme der oberen Troposphäre unrealistisch stark in den NCEP-AVN-DLMs abbilden, genauere Bahnvorhersagen als NSWMOD. In den meisten anderen Vorhersagesituationen sind die Bahnvorhersagen NSWMOD's aber präziser als beim GFDL-Modell. Die Ursache dafür ist unter Anderem darin zu finden, daß in NSWMOD eine genaue Anpassung der anfänglichen Wirbel drift an die tatsächlich beobachtete Drift der Stürme durchgeführt wird.

Im Vergleich zum kürzlich entwickelten barotropen Vorhersagemodell WBAR sind die mittleren jährlichen Vorhersagefehler von NSWMOD bei kurzen Vorhersagezeiten bis 36 Stunden geringer und bei langen Vorhersagezeiten höher. Ohne die Stürme Gustav, Josephine und Marco verbessert sich die Vorhersagegenauigkeit NSWMOD's relativ zu WBAR. Die Unterschiede im mittleren Vorhersagefehler zwischen NSWMOD und WBAR sind wahrscheinlich hauptsächlich auf die Filterung isolierter und

quasi-zirkulärer Vorticitymaxima in den Umgebungen der Stürme in WBAR zurückzuführen. Diese Filterung mildert nachteilige Auswirkungen von baroklinen Wettersystemen der oberen Troposphäre in den vordefinierten DLMS auf die Bahnvorhersagen und erhöht die Genauigkeit in der Vorhersage der Stürme Gustav, Josephine und Marco erheblich. In Vorhersagefällen, bei denen die vordefinierten DLMS die steuernde Strömung gut abbilden, kann dagegen eine solche Filterung auch zur partiellen Elimination von realistischen Feldstrukturen und dadurch zu ungenaueren Bahnvorhersagen führen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß in den einfachen, mit baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen betriebenen barotropen Modellen erhebliches Potential zur Verbesserung von Bahnvorhersagen vorhanden ist. Die bei den Sensitivitätsstudien der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse lassen sich aber sicherlich auch zur Verbesserung der gängigen (auch baroklinen) operationellen Bahnvorhersagemodelle anwenden. Weitere Verbesserungsmöglichkeiten für barotrope Modelle wie NSWMOD finden sich insbesondere noch in der Verwendung räumlich höher aufgelöster und sturmabhängig berechneter DLMS, die kleinskaligere Wettersysteme in den Sturmumgebungen besser darstellen und den unrealistischen Einfluß barokliner Wettersysteme der oberen Troposphäre auf weniger hochreichende relativ schwache Stürme mildern. Auch die Optimierung der Initialisierungs- und Modellparameter ließe sich durch mehrfache iterative Wiederholung sämtlicher Sensitivitätsstudien und die Erweiterung der Vorhersageexperimente auf mehrere Jahre und andere Wirbelsturmregionen weiter verfeinern und verbessern. Überdies werden weitergehende Untersuchungen zum Einbau von Orografie von Landflächen in barotrope Flachwassermodelle als durchaus sinnvoll erachtet.

Anhang A

Initialisierungsverfahren von NSWMOD

A.1 Aufspaltung der globalen Eingangsdatenfelder

Abb. 3.1 zeigt einen Ausschnitt aus einer globalen Analyse des NCEP-AVN-Modells (s. Abschnitt 3.1.2). Zur Aufspaltung der globalen Eingangsdatenfelder wird \mathbf{F}_O durch eine Extraktion des langwelligeren Anteils in ein großskaliges Umgebungsfeld \mathbf{F}_{EL} und ein kleinskaliges Restfeld \mathbf{F}_{RS} zerlegt:

$$\mathbf{F}_O = \mathbf{F}_{EL} + \mathbf{F}_{RS} \tag{A.1}$$

Dies geschieht mittels eines iterativen Prozesses in Form eines modifizierten Barnesverfahrens (Barnes, 1964; vgl. dazu Weber und Smith, 1995), in Kombination mit einem Tiefpaßfilter. Letzterer besteht aus einer eindimensionalen schnellen Fouriertransformation (FFT: Press et al., 1986, S. 495ff). Der Filter eliminiert Wellen, deren Wellenlängen kürzer sind als eine vorgegebene Abbruchwellenlänge (λ_c). Diese wird zweckmäßigerweise so gewählt, daß sich \mathbf{F}_{EL} aus Feldstrukturen größerer und \mathbf{F}_{RS} aus Feldstrukturen gleicher oder kleinerer Wellenlänge als die des Wirbels in den globalen Feldern zusammensetzt. In Bezug auf die Iteration ist zu beachten, daß Wellenamplituden mit kleinerer Wellenlänge als die Abbruchwellenlänge nicht vollständig eliminiert werden, sondern daß in einem relativ breiten Übergangsbereich sowohl Wellen größerer als auch kleinerer Wellenlängen sukzessive gedämpft werden. Um zu vermeiden, daß aufgrund dieser Charakteristik des Filters möglicherweise Reste des Wirbels in den globalen Feldern in \mathbf{F}_{EL} verbleiben und somit dieser Wirbel nur unvollständig in \mathbf{F}_{RS} enthalten ist, wird er vor der iterativen Extraktion von \mathbf{F}_{EL} näherungsweise aus den globalen Analysen entfernt. Dazu wird in einem rechteckigen Gebiet, das auf die beobachtete Position des Sturmes zentriert ist und dessen Größe (definiert durch die Kantentlänge Δ_e) sturmabhängig gewählt wird, ein einfaches 4-Punkt-Glättungsverfahren angewendet.

Da das Barnesverfahren für ein äquidistantes Gitter konzipiert ist, müssen die auf einem latitudinalen/longitudinalen Gitter definierten globalen Windfelder vor der Extraktion von \mathbf{F}_{EL} auf ein kartesisches Gitter interpoliert werden. Dieses ist durch eine Kantenlänge von 7000 km und eine Gitterweite von 250 km definiert und wird auf die beobachtete Position des tropischen Zyklons zentriert. Wenn sich das Sturmzentrum in der Nähe der Ränder der Datenfelder aus der globalen Analyse befindet, wird das kartesische Gitter so verschoben und/oder derart verkleinert, daß es sich komplett innerhalb des globalen Analysegebietes befindet. Zur Interpolation der Windfelder auf das kartesische Gitter (sowie für alle weiteren Interpolationen während des Analyseprozesses) wird die Methode der birationalen Interpolation (Späth, 1991; vgl. auch Weber und Smith, 1995, S. 636) verwendet, wobei alle Abstände mittels sphärischer Geometrie berechnet werden. Der Tiefpaßfilter des Barnesverfahrens wird im kartesischen Gitter jeweils abwechselnd auf alle Zeilen- und Spaltenvektoren der Windfelder U und V angewandt. Das auf diese Weise bestimmte \mathbf{F}_{EL} wird sodann auf das globale Gitter zurück interpoliert und der näherungsweise entfernte Wirbel wird wieder zu \mathbf{F}_O hinzugefügt. Das linke Bild der Abb. 3.2 (s. Abschnitt 3.1.2) zeigt, daß \mathbf{F}_{EL} aus sehr glatten großskaligen Strukturen besteht, wodurch der Wirbel in den globalen Feldern nahezu vollständig in \mathbf{F}_{RS} enthalten ist, das aus der Subtraktion von \mathbf{F}_{EL} von \mathbf{F}_O resultiert (Abb. 3.2 rechts).

A.2 Analyse und Elimination des Wirbels in den globalen Feldern

Zur Bestimmung des Wirbels in den globalen Feldern wird in \mathbf{F}_{RS} eine azimutale Analyse durchgeführt. Zur genauen Ermittlung der symmetrischen und asymmetrischen Strukturen des Wirbels ist eine möglichst exakte Kenntnis der Position seines Zentrums (λ_m, ϕ_m) , definiert als Ort des relativen Vorticitymaximums/-minimums auf der Nord-/Südhalbkugel unbedingt erforderlich. Die Zentrumsuche erfolgt mittels einer sogenannten „Downhill-Methode“ (Bach, 1969; s. auch Weber und Smith, 1993), die durch eine Reihe vordefinierter Schrittmuster solange nach dem Extremum einer analytischen zweidimensionalen Funktion sucht, bis dessen Position innerhalb einer Abbruchdistanz (derzeit 250 m) bestimmt ist. Die analytische Funktion ist dabei durch die Interpolationskoeffizienten eines birationalen Interpolationsverfahrens gegeben. Die möglichst exakte Lokalisierung des Zentrums mildert das Auftreten einer sogenannten Pseudo-Asymmetrie azimutaler Wellenzahl eins in der Nähe des Wirbelzentrums, die u. a. durch eine azimutale Analyse relativ zu einem fehlerhaft verschobenen Zentrum hervorgerufen wird (vgl. Smith und Weber, 1993).

Um sicherzustellen, daß das Zentrum des Wirbels in den globalen Feldern und nicht das Zentrum eines anderen zyklonalen Objektes gefunden wird, ist das Suchgebiet begrenzt. In den globalen Analysen ist es durch einen Kreis mit einem Radius von 500 km um die beobachteten geografischen Zentrumskoordinaten (λ_o, ϕ_o) des Sturmes definiert. Im Falle der Analyse globaler Vorhersagen liefert die Position

des Wirbelzentrums der jeweils zeitlich vorhergehenden globalen Analyse oder Vorhersage eine erste Abschätzung der Koordinaten des Wirbelzentrums. Da aufgrund der Verlagerung des Wirbels in der globalen Vorhersage zwischen zwei zeitlich aufeinanderfolgenden globalen Feldern die Lokalisierung des Wirbelzentrums schwierig durchzuführen ist, wurde eine geeignete Auslegung des Suchgebietes mittels zweier in der vorliegenden Arbeit experimentell bestimmter Bedingungen festgelegt: (1) Das neue Wirbelzentrum muß innerhalb eines Kreissektors liegen, der bezüglich der vorhergehenden globalen Analyse oder Vorhersage auf den Driftvektor des Wirbels in den globalen Feldern (\mathbf{c}_m) zentriert wird. Bei der 12-stündigen Vorhersage ist \mathbf{c}_m durch die Parameter c_d und c_s des TC-Advisories definiert. Bei den 24-72-stündigen Vorhersagen wird \mathbf{c}_m dagegen aus der Verlagerung des Wirbels in den globalen Feldern zwischen den beiden zeitlich vorhergehenden globalen Feldern bestimmt. Die Größe des Kreissektors ist dabei als Funktion der Driftgeschwindigkeit des Wirbels in den globalen Feldern definiert und nimmt im Intervall von 0 bis 25 m s⁻¹ linear von 180° auf 45° ab. Dieser Definition liegt die Annahme zugrunde, daß schnell ziehende Stürme eine größere Erhaltungsneigung bezüglich ihrer Driftrichtung aufweisen als langsame Stürme. Um eine mögliche Beschleunigung der Drift des Wirbels in den globalen Feldern bei der Auslegung des Suchgebietes zu berücksichtigen, entspricht der Radius des Kreissektors dem dreifachen jener Strecke, die der Wirbel in den globalen Feldern bei konstanter Drift mit \mathbf{c}_m in 12 Stunden zurücklegen würde. (2) Ein Wirbelzentrum wird auch außerhalb des Kreissektors berücksichtigt, wenn es nicht weiter als 250 km vom Wirbelzentrum der jeweils zeitlich vorhergehenden globalen Analyse- oder Vorhersage entfernt ist. Diese Maßnahme soll quasi-stationäre, erratisch oder unregelmäßig wandernde Stürme berücksichtigen, deren Drift sich schnell und unvorhersehbar ändern kann. Sollte im Suchgebiet kein Wirbelzentrum gefunden werden, wird angenommen, daß in \mathbf{F}_{RS} kein Wirbel in den globalen Feldern vorhanden ist. In diesem Fall entfällt die azimutale Analyse.

Vor der azimutalen Analyse werden die Zonal- und Meridionalwindkomponenten (U_{RS}, V_{RS}) in Radial- und Tangentialwindkomponenten (u_{RS}, v_{RS}) relativ zum Zentrum des Wirbels in den globalen Feldern transformiert und auf ein hochaufgelöstes, auf (λ_m, ϕ_m) zentriertes Zylinderkoordinatensystem interpoliert. Der Begrenzungsradius R des Zylinderkoordinatensystems wird so gewählt, daß es vollständig in das kartesische Gebiet zur Bestimmung von \mathbf{F}_{EL} paßt. Eine schnelle Fourieranalyse (FFT) dient dazu, die symmetrische Komponente \mathbf{F}_{VS} (Abb. 3.3 oben des Abschnitts 3.1.2 zeigt die Radialwindkomponente u_{VS} und die Tangentialwindkomponente v_{VS}) und die Asymmetrie der azimutalen Wellenzahl eins \mathbf{F}_{VA} (Abb. 3.3 unten zeigt das dazugehörige Feld der relativen Vorticity) des Radial- und Tangentialwindes als Funktion des Radius r herauszufiltern. Die extrahierten Komponenten \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} werden anschließend so manipuliert, daß sie zwischen zwei Radien r_{f1} und r_{f2} mit $r_{f1} < r_{f2} \leq R$ gegen Null streben. Der dafür verwendete Filter ist durch $F(r) = 1 - s^2 \exp(1 - s^2)$ definiert, wobei $s = (r - r_{f1}) / (r_{f2} - r_{f1})$ und $r_{f1} \leq r \leq r_{f2}$ ist.

Zur Bestimmung des Umgebungsfeldes werden zunächst \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} aus \mathbf{F}_{RS} eliminiert. Dies liefert das kleinskalige Umgebungsfeld \mathbf{F}_{ES} (Abb. 3.4 links des Abschnitts 3.1.2):

$$\mathbf{F}_{ES} = \mathbf{F}_{RS} - (\mathbf{F}_{VS} + \mathbf{F}_{VA}). \quad (\text{A.2})$$

Das Umgebungsfeld \mathbf{F}_E (Abb. 3.4 rechts) ergibt sich als Summe von \mathbf{F}_{ES} und \mathbf{F}_{EL} zu:

$$\mathbf{F}_E = \mathbf{F}_{EL} + \mathbf{F}_{ES}. \quad (\text{A.3})$$

A.3 Spezifikation des symmetrischen Wirbels

Der synthetische symmetrische Wirbel \mathbf{F}_{BI} (Abb. 3.5 links des Abschnitts 3.1.3) wird im hochaufgelösten Zylinderkoordinatensystem der azimuthalen Analyse spezifiziert. Hierzu wird die Formel (Chan und Williams, 1987)

$$v_{BI}(r) = v_{max} \left(\frac{r}{r_{max}} \right) \exp \left(\frac{1}{b} \left(1 - \left(\frac{r}{r_{max}} \right)^b \right) \right) \quad (\text{A.4})$$

verwendet. Dabei bezeichnen r den Radius, v_{max} die maximale Tangentialwindgeschwindigkeit und r_{max} den Radius der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit. Der Parameter b bestimmt die Steilheit des Tangentialwindprofiles im äußeren Bereich des Wirbels. Zur Bestimmung von b wird ein weiterer Parameter definiert (r_5), der den Radius einer Tangentialwindgeschwindigkeit von 5 m s^{-1} repräsentiert. Mit einem iterativen Verfahren wird b so ermittelt, daß Glg. A.4 einen rein zyklonalen Wirbel darstellt. Der Zusammenhang der Parameter v_{max} , r_{max} und r_5 mit den TC-Advisory-Daten ist in Tab. 3.1 des Abschnitts 3.1.3 gezeigt.

Zur Konzeption des endgültigen symmetrischen Wirbels \mathbf{F}_{BS} werden im hochaufgelösten Zylinderkoordinatensystem \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{BI} gemäß $\mathbf{F}_{BS} = (1 - W) \mathbf{F}_{BI} + W \mathbf{F}_{VS}$ miteinander verschmolzen, wobei die Wichtungsfunktion durch $W = s^2 \exp(1 - s^2)$ und s durch $s = (r - r_{m1}) / (r_{m2} - r_{m1})$ gegeben ist. Dies bedeutet, daß der endgültige symmetrische Wirbel \mathbf{F}_{BS} (s. Abb. 3.5) innerhalb von r_{m1} dem synthetischen symmetrischen Wirbel und außerhalb von r_{m2} dem analysierten symmetrischen Wirbel entspricht. Zwischen r_{m1} und r_{m2} nimmt der Anteil von \mathbf{F}_{BI} an \mathbf{F}_{BS} allmählich ab und der Anteil von \mathbf{F}_{VS} an \mathbf{F}_{BS} entsprechend zu.

A.4 Konstruktion der Wirbelasymmetrien

Zur Adjustierung der anfänglichen Bewegung des Modellwirbels an die tatsächliche Sturmdrift wird eine synthetische Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins verwendet. Zur Konstruktion der Asymmetrie wird im Standardinitialisierungsverfahren eine Anpassungsannahme gemäß einer geringfügigen Modifizierung des Steuerungskonzeptes zweiter Ordnung (vgl. Abschnitt 2.2) angewandt. Diese Anpassungsannahme besagt, daß die tatsächliche Wirbeldrift (\mathbf{c}_T) der berechneten induzierten Geschwindigkeit im Wirbelzentrum entspricht. Im Standardinitialisierungsverfahren wird angenommen, daß die induzierte Geschwindigkeit aus der Summe optimal berechneter induzierter Geschwindigkeitskomponenten des Umgebungsfeldes (\mathbf{c}_E) und der Asymmetrie der Wellenzahl eins (\mathbf{c}_A) besteht, womit sich eine Anpassungsdrift $\mathbf{c}_A = \mathbf{c}_T - \mathbf{c}_E$ festlegen läßt. Mittels \mathbf{c}_A wird innerhalb eines definierten Kreises mit Radius r_a ein Anpassungsfeld \mathbf{F}_{BA} erzeugt. Dessen Feld der relativen Vorticity weist die Form einer Asymmetrie der azimuthalen Wellenzahl eins auf (Abb. 3.6 links des Abschnitts 3.1.3), und das zugehörige Windfeld ist durch $\mathbf{F}_{BA} = \mathbf{c}_A [1 - s^2 \exp(1 - s^2)]$, mit $s = r/r_a$ für $s \leq 1$ und $\mathbf{F}_{BA} = 0$ für $s > 1$ gegeben.

A.5 Definition der Anfangsbedingung

Die Anfangsbedingung \mathbf{F}_I für das Vorhersagemodell zur Zeit $t = t_0$ ist definiert als die Summe von \mathbf{F}_E , \mathbf{F}_{BA} und dem auf die tatsächlich beobachtete Sturmposition verschobenen \mathbf{F}_{BS} (Abb. 3.6 rechts). Damit ersetzt das Initialisierungsverfahren den schwachen mißplazierten Wirbel der globalen Felder durch einen intensiven Wirbel an der korrekten Sturmposition (vgl. Abb. 3.1)), wohingegen in größerem Abstand zum Wirbelsturm die Originalfelder weitgehend erhalten bleiben. Zu den Zeiten $t = t_0 + 12$ h bis $t = t_0 + 72$ h ist \mathbf{F}_I durch \mathbf{F}_E gegeben und dient als Grundlage für die Berechnung der zeitabhängigen Randbedingungen.

Anhang B

Vorhersagemodell von NSWMOD

B.1 Genereller Aufbau und Initialisierung des genesteten Modells

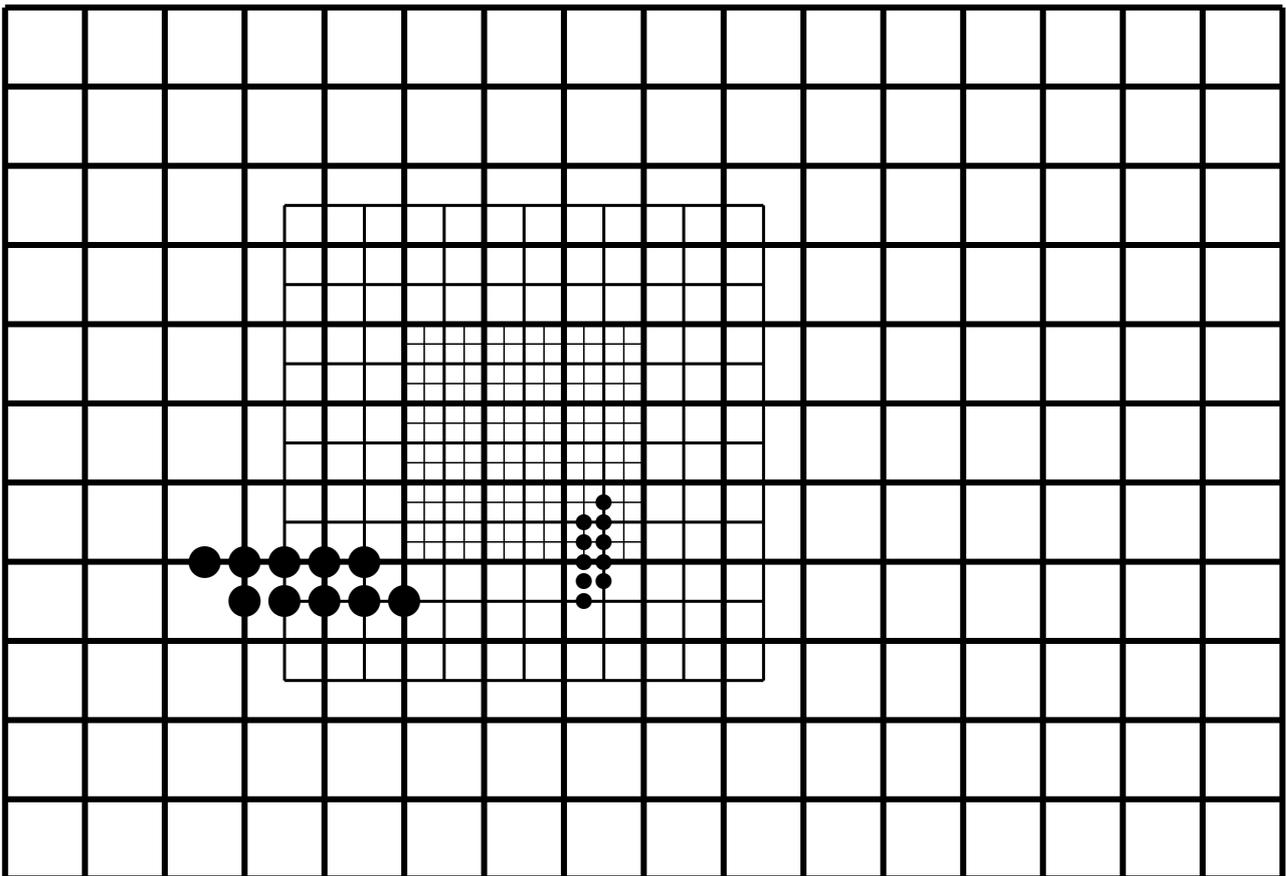


Abbildung B.1: Schematische Darstellung der drei genesteten Modellgitter von NSWMOD. Die Punkte kennzeichnen die Stützstellen von jeweils zwei Differenzenquotienten an den Rändern des mittleren und inneren Gitters.

Der generelle Aufbau des Modellgitters des experimentellen genesteten Vorhersagemodells NSWMOD ist in Abb. B.1 dargestellt. Alle Gitter sind in geografischen Koordinaten (λ, ϕ) definiert. Das Integrationsgebiet besteht aus einem äußeren Gitter, das genau den Bereich der globalen

Originalfelder mit einer räumlichen Auflösung von 1° abdeckt. Zwei ineinander geschachtelte sturmzentrierte innere Gitter mit variabler Größe und Auflösung sind in das äußere Gebiet eingefügt. In den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurde für das mittlere Gitter eine Größe von $25^\circ \times 25^\circ$ mit einer Gitterweite von 0.5° und für das innere Gitter eine Größe von $12.5^\circ \times 12.5^\circ$ mit einer Gitterweite von 0.25° gewählt. Das Vorhersagemodell kann außerdem ohne die beiden inneren Gitter betrieben werden.

Bei der Initialisierung der genesteten Gitter des Vorhersagemodells muß beachtet werden, daß das Initialisierungsverfahren nur eine Anfangsbedingung des Windfeldes erzeugt. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß die Anfangsbedingung (U_I, V_I) zur Zeit $t = t_0$ vom Initialisierungsverfahren in zwei separaten Komponenten geliefert wird: die Summe von (U_E, V_E) und (U_{BA}, V_{BA}) auf dem globalen geografischen Gitter und (U_{BS}, V_{BS}) auf dem sturmzentrierten, in radialer Richtung hochaufgelösten Zylinderkoordinatensystem, damit die hohe Auflösung des synthetischen Tangentialwindprofils bei der Initialisierung der genesteten Gitter genutzt werden kann. Die analysierten globalen Vorhersagen zu den Zeiten $t = t_0 + 12h$ bis $t = t_0 + 72h$ liegen nur auf dem globalen geografischen Gitter vor, da in diesem Falle die Komponenten (U_{BS}, V_{BS}) definitionsgemäß null sind.

Zur Bestimmung einer bezüglich des Windfeldes balancierten Verteilung des Geopotentials H werden die individuellen Komponenten von (U_I, V_I) auf ein hochaufgelöstes geografisches Gitter mit einer Gitterweite von 0.25° interpoliert, das genau den Bereich der globalen Felder abdeckt. Die Verteilung von H ergibt sich dann durch Lösung einer nichtlinearen Divergenzgleichung ohne Zeittendenzterm der Form

$$\begin{aligned}
ga^2 \cos^2 \phi \nabla^2 H = & - U \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda^2} - V \cos^2 \phi \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \\
& - \cos \phi \left[V \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda \partial \phi} + U \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda \partial \phi} \right] \\
& - \frac{\partial U}{\partial \lambda} \left[\frac{\partial U}{\partial \lambda} - V \sin \phi \right] \\
& - \frac{\partial V}{\partial \lambda} \left[2 \cos \phi \frac{\partial U}{\partial \phi} - U \sin \phi - f \cos \phi \right] \\
& - \cos \phi \frac{\partial U}{\partial \phi} [2U \sin \phi + f \cos \phi] \\
& - \cos \phi \frac{\partial V}{\partial \phi} \left[\cos \phi \frac{\partial V}{\partial \phi} - V \sin \phi \right] \\
& - aU \cos \phi \left[\frac{U \cos \phi}{a} - f \sin \phi + \cos \phi \frac{\partial f}{\partial \phi} \right],
\end{aligned} \tag{B.1}$$

wobei U, V, H die abhängigen Modellvariablen (Zonal- und Meridionalwind sowie Geopotential), a den Erdradius, g die Schwerebeschleunigung, Ω die Rotationsfrequenz der Erde und $f = 2\Omega \sin \phi$

die Vertikalkomponente des Coriolisparameters bezeichnen. Die Divergenzgleichung wird mit finiten Differenzenquotienten zweiter Ordnung diskretisiert und mittels einer direkten Lösungsmethode für elliptische Gleichungen (BLKTRI; Swarztrauber und Sweet, 1975, Abschnitt VII, s. 115-131) gelöst. Die hierfür erforderlichen festen (dirichletschen) Randbedingungen für H werden durch Interpolation der auf dem globalen Gitter definierten Randwerte von H auf das hochaufgelöste Koordinatensystem bestimmt. Anschließend wird der Verteilung der geopotentiellen Höhe die Skalenhöhe H_0 hinzuaddiert, die in der Grundeinstellung 750 m beträgt (s. auch Abschnitt B.2 zur Skalierung und Tab. 3.1 des Abschnitts 3.1.3 für die Grundeinstellungen der freien Modellparameter). Falls das so bestimmte H dann noch irgendwo negative Werte aufweist, werden zu allen H -Feldern so lange Inkremente von 100 m addiert, bis H überall positiv ist.

Nach der Bestimmung von H werden die inneren Gitter auf die Position des Sturmes zentriert und die Variablen vom geografischen Gitter hoher Auflösung auf alle anderen Modellgitter geringerer Auflösung interpoliert. Die hohe Auflösung des genesteten Modells führt dazu, daß bei der Initialisierung und auch während der Vorhersage (s. Abschnitt B.3) auf eine sehr große Anzahl von Gitterpunkten interpoliert werden muß. Um den für den Betrieb des Vorhersagemodells notwendigen Computeraufwand zu begrenzen, werden alle Interpolationen im Modell mit einem einfachen und schnellen 12-Punkt Interpolationsverfahren durchgeführt. Dieses Verfahren bestimmt den gewünschten Interpolationswert durch Berechnung eines mit dem Abstand gewichteten Mittels, wobei die umgebenden 12 Gitterpunkte des Ursprungsgitters berücksichtigt werden.

B.2 Modellgleichungen und deren numerische Lösung

Die barotropen Flachwassergleichungen, auf denen das numerische Vorhersagemodell basiert (s. z. B. Shapiro und Ooyama, 1990), sind in geografischen Koordinaten folgendermaßen formuliert:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \eta V - \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial E}{\partial \lambda}, \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\eta U - \frac{1}{a} \frac{\partial E}{\partial \phi}, \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos(\phi)} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (HU) + \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi} (HV) - HV \sin(\phi) \right]. \quad (\text{B.4})$$

Dabei bezeichnet t die Zeit. Die Gesamtenergie E ist durch

$$E = gH + \frac{1}{2} (U^2 + V^2) \quad (\text{B.5})$$

und die absolute Vorticity η durch

$$\eta = \frac{1}{a \cos(\phi)} \left[\frac{\partial V}{\partial \lambda} - \cos(\phi) \frac{\partial U}{\partial \phi} + U \sin(\phi) \right] + 2\Omega \sin(\phi) \quad (\text{B.6})$$

gegeben. Im numerischen Modell werden die Variablen skaliert. Dazu werden zusätzlich zur Höhenkala eine Geschwindigkeitsskala V_0 , die durch das anfängliche Maximum von (U, V) im Modellgebiet definiert wird, und eine Längenskala L_0 von 200 km benutzt. Die Zeit wird mittels einer advektiven Zeitskala L_0/V_0 normiert.

Zur numerischen Lösung der Modellgleichungen werden diese in allen Gittern mit finiten Differenzenquotienten vierter Ordnung diskretisiert. Da hierbei die Formulierung der Differenzenquotienten Werte der abhängigen Variablen an fünf Gitterpunkten (Stützstellen) benötigt (vgl. Abb. B.1), können an den Rändern des äußeren Gitters nur unzentrierte Differenzenquotienten verwendet werden, während sich im Inneren des Integrationsgebietes zentrierte Differenzenquotienten anwenden lassen. Die hohe Ordnung der Differenzenquotienten wurde gewählt, um Rundungsfehler der Diskretisierung zu minimieren. Die Zeitintegration startet mit einem Euler-Vorwärts Zeitschritt, gefolgt von einem Adams-Bashforth Zeitschritt zweiter Ordnung. Ab dem dritten Zeitschritt wird ein Adams-Bashforth-Verfahren dritter Ordnung (Durrant, 1991) verwendet. Die Zeitschrittgröße wird in allen Gittern automatisch durch die Anwendung des Courant-Friedrichs-Levy (CFL)-Kriteriums auf die aktuellen Felder der abhängigen Variablen berechnet. Um numerische Stabilität zu gewährleisten, werden die so berechneten Zeitschritte zusätzlich mit einem Sicherheitsfaktor von 0.3 multipliziert.

Bedingt durch die Unterschiede in der horizontalen Auflösung sind die Zeitschritte in einem größeren Gitter deutlich größer als im angrenzenden feineren Gitter. Bei der Zeitintegration wird daher immer zuerst im jeweils größeren Gitter ein Zeitschritt ausgeführt. Dann erfolgen im angrenzenden feineren Gitter solange Zeitschritte, bis sich die Integrationszeit¹ t_i im feineren Gitter der Integrationszeit im größeren Gitter nähert. Als Folge der automatischen Zeitschrittberechnung stimmt eine Summe mehrerer Zeitschritte des feineren Gitters nicht genau mit einem Zeitschritt des größeren Gitters überein. Um die Zeitintegration in den verschiedenen Gittern zu synchronisieren, wird immer der letzte Zeitschritt in einem feineren Gitter vor Ausführung des nächsten Zeitschritts im angrenzenden größeren Gitter modifiziert, so daß t_i in beiden Gittern übereinstimmt.

Erste Vorhersageversuche mit dem neuen Modell zeigten, daß sich in den Feldern recht schnell numerischer Lärm in Form sogenannter „2- Δ -Wellen“² entwickelt. Der Einbau biharmonischer Dämpfungsterme in die Flachwassergleichungen reduzierte zwar den Lärm, führte aber während der Vor-

¹Die Integrationszeit t_i ist als Summe aller Zeitschritte im jeweiligen Gitter definiert.

²2- Δ -Wellen haben eine Wellenlänge von zweifacher Gitterweite und stellen die kürzeste Wellenlänge dar, die in einem Gitter noch aufgelöst werden kann. Numerischer Lärm entwickelt sich insbesondere bei dieser Wellenlänge.

hersage zu einer starken Abschwächung des Modellsturmes und der umliegenden mesoskaligen Zirkulationssysteme. Das Problem konnte schließlich durch die stündliche Verwendung eines „Smoother-Desmooher“ Glättungsalgorithmus behoben werden, der ursprünglich von Shapiro (1970) entwickelt wurde und in einer Formulierung des Pennsylvania State/National Center for Atmospheric Research (NCAR) Mesoscale Model (MM5; siehe Grell et al., 1994, s. 27f) verwendet wird. Dieser Filter entfernt 2- Δ -Wellen, ohne dabei die Amplitude längerer Wellen signifikant abzuschwächen.

B.3 Interaktives Nestungsverfahren und Randbedingungen

Das Vorhersagemodell verwendet ein interaktives Nestungsverfahren. Damit wird ermöglicht, daß Wettersysteme in die Bereiche der inneren Gitter eintreten und diese wieder verlassen können. Die feineren Gitter sind über ihre Randbedingungen an die jeweils gröberen Gitter gekoppelt: Die finiten Differenzenquotienten der zwei äußersten Gittermaschen eines feineren Gitters benutzen Stützstellen (hypothetische Gitterpunkte) außerhalb des feineren Gitters (s. Abb. B.1). Diese werden mit Werten der Variablen aus dem angrenzenden gröberen Gitter belegt. Da erstens die hypothetischen Gitterpunkte normalerweise nicht mit Gitterpunkten des angrenzenden gröberen Gitters zusammenfallen und zweitens die Werte der Variablen eines gröberen Gitters zum benötigten Integrationszeitpunkt im Allgemeinen nicht definiert sind, werden zunächst zeitabhängige Polynome zweiter Ordnung an die Werte der Variablen der Gitterpunkte des gröberen Gitters, die die hypothetischen Gitterpunkte umgeben, angepaßt³. Anschließend werden zum benötigten Integrationszeitpunkt die Funktionswerte der zeitabhängigen Polynome unter Anwendung des 12-Punkt Interpolationsverfahrens auf die hypothetischen Gitterpunkte interpoliert.

Die gröberen Gitter sind dadurch an die feineren Gitter angekoppelt, daß im Überschneidungsbereich zweier Gitter die Werte der Variablen des gröberen Gitters durch die Werte der Variablen des feineren Gitters substituiert werden. Bei der Substitution ist zu beachten, daß eine Einschleppung kleinskaliger Strukturen in das gröbere Gitter möglichst zu vermeiden ist, da diese dort nicht aufgelöst werden können und die Entwicklung von numerischem Lärm begünstigen. Deshalb werden die Felder des feineren Gitters vor der Substitution in einem Bereich gemittelt, der etwa einer Gitterbox des gröberen Gitters entspricht.

Eine wesentliche Voraussetzung für eine erfolgreiche Sturmvorhersage mit einem genesteten Modell liegt in der fortlaufenden Zentrierung der inneren Gitter auf den Bereich des Sturmes. Hierzu wird die Position des Sturmes nach jedem Zeitschritt im äußeren Gitter mit dem Downhillverfahren ermittelt. Wenn sich der Sturm weiter als eine halbe Gitterweite vom Gitterzentrum entfernt, wird das Gitter

³Hierbei werden die Werte der Variablen beim aktuellen- und bei den beiden vorhergehenden Zeitschritten berücksichtigt.

so um eine oder mehrere Gitterweiten verschoben, daß der Abstand des Sturmes von der Gittermitte minimiert wird. Die Verschiebung des Gitters führt dazu, daß sich auf den Gitterpunkten der Seite in Bewegungsrichtung, die sich nicht mit Gitterpunkten des unverschobenen Gitters überschneiden, keine Werte der Variablen befinden. Daher müssen die fehlenden Werte der Variablen aus den Feldern des angrenzenden größeren Gitters mittels des o. a. 12-Punkt Verfahrens interpoliert werden. Im Überschneidungsbereich des verschobenen- mit dem unverschobenen Gitter werden die Variablen aus den zusammenfallenden Gitterpunkten substituiert. Zur Vermeidung numerischer Instabilitäten darf der Abstand zwischen zwei Gitterrändern nicht kleiner als drei Gittermaschen werden. Folglich ist das Mitführen der inneren Gitter nicht mehr möglich, wenn der Wirbelsturm in den Randbereich des Integrationsgebietes zieht.

In der Grundeinstellung von NSWMOD (vgl. Tab. 3.1 des Abschnitts 3.1.3) werden kontinuierliche zeitabhängige Randbedingungen $(U, V, H)_{bk}$ verwendet, die während der Zeitintegration aus den 12-stündigen analysierten globalen Analysen und baroklinen Vorhersagen gewonnen werden. Hierzu wird von $t_i = t_0 + 12$ h bis $t_i = t_0 + 60$ h eine eindimensionale rationale Interpolationsmethode (Späth, 1990) und bei $t_i < t_0 + 12$ h und $t_i > t_0 + 60$ h ein Differenzenverfahren erster Ordnung benutzt. In einem wirbelzentrierten Kreis mit Radius r_{bt} ist die Vorhersage barotrop. In einem Übergangsbereich zwischen r_{bt} und einem weiteren Kreis mit Radius r_{bk} werden die barotropen Vorhersagen $(U, V, H)_{bt}$ nach jedem Zeitschritt mit $(U, V, H) = (1 - M)(U, V, H)_{bt} + M(U, V, H)_{bk}$ an die zeitabhängigen Randwerte adjustiert, wobei die Wichtungsfunktion M durch $M = 0.5 [1 - \cos(\pi s)]$ mit $s = (r - r_{bt}) / (r_{bk} - r_{bt})$ definiert ist (vgl. DeMaria et al., 1992; deren Glg. 3.5). In den Gebieten außerhalb von r_{bk} werden die Modellvariablen vollständig durch die zeitabhängigen Randbedingungen substituiert.

Anhang C

Symbolverzeichnis

a	Erdradius
\mathbf{c}_A	induzierte Geschwindigkeit der Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins im Wirbelzentrum
c_d	aktuelle Driftrichtung des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
\mathbf{c}_E	induzierte Geschwindigkeit des (totalen) Umgebungsfeldes im Wirbelzentrum
\mathbf{c}_L	induzierte Geschwindigkeit des großskaligen Umgebungsfeldes im Wirbelzentrum
\mathbf{c}_m	Driftvektor des Wirbels in den globalen Feldern
\mathbf{c}_R	induzierte Geschwindigkeit des kleinskaligen Restfeldes im Wirbelzentrum
\mathbf{c}_S	induzierte Geschwindigkeit des kleinskaligen Umgebungsfeldes im Wirbelzentrum
c_s	aktuelle Driftgeschwindigkeit des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
\mathbf{c}_T	tatsächlich gefundene Sturmdrift im Modell bzw. aktuelle Drift des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
\mathbf{c}_0	induzierte Geschwindigkeit des analysierten symmetrischen Wirbels im Wirbelzentrum
\mathbf{c}_1	induzierte Geschwindigkeit der analysierten Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins im Wirbelzentrum
E	Gesamtenergie (Summe aus kinetischer und potentieller Energie)
F	radiale Filterfunktion bei der Filterung des analysierten globalen Wirbels
\mathbf{F}	Vektorfeld, Substitution für die Variablen NSWMOD's
\mathbf{F}_O	originales DLM-Windfeld des globalen NCEP-AVN-Modells bzw. vorhergesagtes Windfeld von NSWMOD (Abschnitt 4.1.2)
\mathbf{F}_{EL}	großskaliges Umgebungsfeld in \mathbf{F}_O
\mathbf{F}_{RS}	kleinskaliges Restfeld in \mathbf{F}_O
\mathbf{F}_{VS}	analysierter symmetrischer Wirbel in \mathbf{F}_{RS}
\mathbf{F}_{VA}	analyisierte Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins in \mathbf{F}_{RS}
\mathbf{F}_{ES}	kleinskaliges Umgebungsfeld in \mathbf{F}_O
\mathbf{F}_E	(totales) Umgebungsfeld in \mathbf{F}_O
\mathbf{F}_{BI}	symmetrischer synthetischer Wirbelsturm
\mathbf{F}_{BS}	endgültiger symmetrischer Wirbelsturm aus Verschmelzung von \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{BI}
\mathbf{F}_{BA}	synthetische Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins
\mathbf{F}_I	Anfangsbedingung für das Vorhersagemodell
f	Vertikalkomponente des Coriolisparameters ($= 2\Omega \sin\phi$)
g	Schwerebeschleunigung der Erde
H	Geopotential
H_{scal}	Skalenhöhe des Flachwassermodells
M	radiale Wichtungsfunktion der barotropen Vorhersagen
O	Höhe der Orografie

R	Radius des azimuthalen Analysegebietes
r	Radius
r_a	Radius der synthetischen Asymmetrie azimuthaler Wellenzahl eins
r_{bk}	Radius des Modellgebietes von NSWMOD mit vollständiger Substitution der Modellvariablen durch die baroklinen zeitabhängigen Randbedingungen
r_{bt}	Radius des vollständig barotropen Modellgebietes von NSWMOD
r_{f1}	innerer Filterradius für die Filterung von \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} (Einsetzradius der Filterung)
r_{f2}	äußerer Filterradius für die Filterung von \mathbf{F}_{VS} und \mathbf{F}_{VA} (Radius der vollständigen Filterung)
r_i	aktueller Einflußradius des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
r_m	aktueller Radius der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
r_{m1}	innerer Verschmelzungsradius für die Verschmelzung von \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS}
r_{m2}	äußerer Verschmelzungsradius für die Verschmelzung von \mathbf{F}_{BI} und \mathbf{F}_{VS}
r_{max}	Radius der maximalen Tangentialwindgeschwindigkeit des synthetischen symmetrischen Wirbelsturmes
r_5	Radius des 5 m s^{-1} Tangentialwindes des synthetischen symmetrischen Wirbelsturms
t_0	aktueller Termin des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes
t_i	Integrationszeit
t_d	Diagnosezeit
U	zonale Windkomponente
u	radiale Windkomponente
V	meridionale Windkomponente
v	tangentiale Windkomponente
v_m	aktuelle maximale Tangentialwindgeschwindigkeit des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes aus den TC-Advisories
v_{max}	maximale Tangentialwindgeschwindigkeit des synthetischen symmetrischen Wirbelsturms
W	radiale Wichtungsfunktion bei der Konstruktion des endgültigen symmetrischen Wirbelsturmes bzw. bei der Konstruktion der synthetischen Asymmetrie
Δ_e	Seitenlänge des Eliminationsgebietes für die näherungsweise Elimination des globalen Wirbels
Δ_O	Gitterinkrement des globalen NCEP-AVN-Modellgitters
λ	Längenkoordinate
λ_c	Abbruchwellenlänge des Barnesverfahrens
λ_m	Längenkoordinate des Wirbels in den originalen Windfeldern
λ_o	tatsächlich beobachtete Längenkoordinate des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes
η	absolute Vorticity
Ω	Rotationsfrequenz der Erde
Φ	relative Schichtdicke (H-O)
ϕ	Breitenkoordinate
ϕ_m	Breitenkoordinate des Wirbels in den originalen Windfeldern
ϕ_o	tatsächlich beobachtete Breitenkoordinate des vorherzusagenden tropischen Wirbelsturmes
ζ	relative Vorticity

Anhang D

Abkürzungsverzeichnis

AVN-Modell	<u>A</u> viation-Modell des NCEP
BoM	<u>B</u> ureau of <u>M</u> eteorology, Melbourne, Australia
CLIPER	<u>C</u> limatology and <u>P</u> ersistence
CFL-Kriterium	<u>C</u> ourant- <u>F</u> riedrichs- <u>L</u> evy-Kriterium
DLM	<u>D</u> eep- <u>L</u> ayer- <u>M</u> ean
FFT	<u>F</u> ast <u>F</u> ourier <u>T</u> ransform
GFDL	<u>G</u> eophysical <u>F</u> luid <u>D</u> ynamics <u>L</u> aboratory, Princeton, USA
HRD	<u>H</u> urricane <u>R</u> esearch <u>D</u> ivision, Miami, USA
ITCZ	<u>I</u> nter <u>T</u> ropical <u>C</u> onvergence <u>Z</u> one
LBAR	<u>L</u> imited-Area Sine Transform <u>B</u> arotropic Track Model
MM5	<u>M</u> esoscale <u>M</u> odel 5 des NCAR
NCAR	<u>N</u> ational <u>C</u> enter for <u>A</u> tmospheric <u>R</u> esearch, Boulder, USA
NCEP	<u>U.</u> <u>S.</u> <u>N</u> ational <u>C</u> enters for <u>E</u> nvironmental <u>P</u> rediction, USA
NGDC	<u>N</u> ational <u>G</u> eophysical <u>D</u> ata <u>C</u> enter, USA
NHC	<u>N</u> ational <u>H</u> urricane <u>C</u> entre, Miami, USA
NSWMOD	<u>N</u> ested <u>S</u> hallow- <u>W</u> ater <u>M</u> odel
NOAA	<u>N</u> ational <u>O</u> ceanic and <u>A</u> tmospheric <u>A</u> dmistration, USA
ODW	<u>O</u> mega- <u>D</u> ropwindsonden
SANBAR	<u>S</u> anders <u>B</u> arotropic Hurricane Track Forecast Model
TC-LAPS	<u>T</u> ropical <u>C</u> yclone <u>L</u> imited <u>A</u> rea <u>P</u> rediction <u>S</u> ystem
TUTT	<u>T</u> ropical <u>U</u> pper <u>T</u> ropospheric <u>T</u> rough
VICBAR	<u>V</u> ic Ooyama's <u>B</u> arotropic Model

Anhang E

Literaturverzeichnis

- Aberson, S. D., and M. DeMaria, 1994: Verification of a nested barotropic hurricane track forecast model (VICBAR). *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 2804-2815.
- Bach, H., 1969: On the downhill method. *Comm. of the ACM*, **12**, 675-687.
- Barnes, S. L., 1964: A technique for maximizing details in numerical weather map analysis. *J. Appl. Met.*, **3**, 396-409.
- Bender, M. A., R. J. Ross, R. E. Tuleya and Y. Kurihara, 1993: Improvements in tropical cyclone track and intensity forecasts using the GFDL initialisation scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2046-2061.
- Carr, L.E., III, and R. L. Elsberry, 1990: Observational evidence for predictions of tropical cyclone propagation relative to steering. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 542-546.
- Chan, J. C.-L., and W. M. Gray, 1982: Tropical cyclone movement and surrounding flow relationships. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1354-1374.
- Chan, J. C.-L., and R. T. Williams, 1987: Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I: Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1257-1264.
- Davidson, N. E., and H. C. Weber, 2000: The BMRC High Resolution Tropical Cyclone Prediction System: TC-LAPS. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1245-1265.
- DeMaria, M. S., 1985: Tropical cyclone motion in a nondivergent barotropic model. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1199-1210.
- DeMaria, M. S., D. Aberson, K. V. Ooyama, and S. J. Lord, 1992: A nested spectral model for hurricane track forecasting. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1628-1643.

- Dengler, K., 1997: A numerical study of the effects of land proximity and changes in sea surface temperature on hurricane tracks. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 1307-1321.
- Dong, K., and C. J. Neumann, 1986: The relationship between tropical cyclone motion and environmental geostrophic flows. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 115-122.
- Durran, D. R., 1991: The third-order Adams-Bashforth method: an attractive alternative to leapfrog differencing. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 702-720.
- Elsberry, 1995: Tropical cyclone motion. Chap. 4 *Global perspectives on Tropical Cyclones*, Tech. Doc. WMO/TD No. 693, World Meteor. Organ., Geneva, 106-197.
- Fiorino, M., and R. L. Elsberry, 1989a: Some aspects of vortex structure in tropical cyclone motion. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 979-990.
- Flatau, M., W. H. Schubert, and D. E. Stevens, 1994: The role of baroclinic processes in tropical cyclone motion: The influence of vertical tilt. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2589-2601.
- Frank, W. M., 1987: Tropical cyclone formation. Chap. 4 *A global view of tropical cyclones.*, Office of Naval Research, Arlington, VA 22217, 53-90.
- Franklin, J. L., S. E. Feuer, J. Kaplan and S. D. Aberson 1996: Tropical cyclone motion and surrounding flow relationships: searching for the beta gyres in omega dropwindsonde datasets. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 64-84.
- George, J. E., and W. M. Gray, 1976: Tropical cyclone motion and surrounding parameter relationships. *J. Appl. Meteor.*, **15**, 1252-1264.
- Glatz, A., and Smith, R. K., 1996: Vorticity asymmetries in Hurricane Josephine (1984). *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 391-413.
- Gray, W. M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 669-700.
- Gray, W. M., 1975: Tropical cyclone genesis. *Dept. of Atmos Sci. Paper No. 23*, Colorado State University, Ft. Collins CO 80523. 121 pp.
- Goldenberg, S. B., S. D. Aberson and R. E. Kohler, 1987: An updated fine-grid version of the operational barotropic hurricane-track prediction model. *Prep. 17th Conf. Hurr. Trop. Meteor.*, Miami FL, Amer. Met. Soc. 104-105.
- Grell, G. A., J. Dudhia and D. R. Stauffer, 1994: A description of the fifth-generation Penn State/NCAR Mesoscale Model MM5. *NCAR Technical Note, NCAR/TN-398+STR*, National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA. 138 pp.

- Holland, G. J., 1984: Tropical cyclone motion: A comparison of theory and observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 68-75.
- Horsfall, F., M. DeMaria and J. M. Gross, 1997: Optimal use of large-scale boundary and initial fields for limited-area hurricane forecast models. *Prep. 22th Conf. Hurr. Trop. Meteor.*, Ft. Collins, Co, Amer. Met. Soc. 571-572.
- Jones, S. C., 1995: The evolution of vortices in vertical shear: I: Initially barotropic vortices. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 821-851.
- Kasahara, A. 1957: The numerical prediction of hurricane movement with the barotropic model. *J. Meteor.*, **14**, 386-402.
- Kasahara, A., and G. W. Platzman, 1963: Interaction of a hurricane with the steering flow and its effect upon the hurricane trajectory. *Tellus*, **15**, 321-335.
- Keenan, K. D., 1982: A diagnostic study of tropical cyclone forecasting in Australia. *Aust. Meteor. Mag.*, **30**, 69-80.
- Klein, P. M., P. A. Harr and R. L. Elsberry, 2000: Extratropical transition of western North Pacific tropical cyclones: an overview and conceptual model of the transformation stage. *Wea. Forecasting*, **15**, 373-396.
- Kurihara, Y., M. A. Bender and R. J. Ross, 1993: An initialisation scheme for hurricane models by vortex specification. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2030-2045.
- Kurihara, Y., M. A. Bender, R. E. Tuleya and R. J. Ross, 1995: Improvements in the GFDL hurricane prediction system. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 2791-2801.
- Kurihara, Y., R. E. Tuleya and M. A. Bender, 1998: The GFDL hurricane prediction system and its performance in the 1995 hurricane season. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 1306-1322.
- Lei, Y. M., and J. C. L. Chan, 2000: Non-barotropic processes of tropical cyclone motion. Part II: Contributions from diabatic heating. *Prep. 24th Conf. Hurr. Trop. Meteor.*, Ft. Lauderdale, FL, Amer. Met. Soc., 104-105.
- McBride, J. L., 1995: Tropical cyclone formation. Chap. 3, *Global Perspectives on Tropical Cyclones*. Tech. Doc. WMO/TD No. 693, World Meteor. Organ., Geneva, 63-105.
- Miller, B. I., 1964: A study of the filling of Hurricane Donna (1960) over land. *Mon. Wea. Rev.*, **92**, 389-406.
- Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft, 1998: Weltkarte der Naturgefahren, 3. Aufl., München.

- Neumann, C. J., 1972: An alternate to the HURRAN tropical cyclone forecasting system. *NOAA Tech. Memo. NWS SR-62*.
- Neumann, C. J., 1979: On the use of deep-layer mean geopotential height fields in statistical prediction of tropical cyclone motion. *Preprints 6th Conf. Statist. Atmos. Sci.*, Amer. Meteor. Soc., Boston, MA 02108, 32-38.
- Neumann, C. J., 1993: Global overview. *Global Guide to Tropical Cyclone Forecasting*, World Meteor. Organiz., Geneva, Switzerland, 1.1-1.56
- Palmen, E., 1948: On the formation and structure of tropical hurricanes. *Geophysica*, **3**, 26-38.
- Palmen, E., and C. W. Newton, 1969: *Atmospheric Circulation Systems: Their Structure and Physical Interpretation*. Academic Press, New York. 603 pp.
- Press, W. H., and B. P. Flannery, S. A. Teukolsky and W. T. Vetterling, 1986: *Numerical Recipes*. First edition, Cambridge University Press. 818 pp.
- Reeder, M. J., R. K. Smith and S. J. Lord, 1991: The detection of large scale asymmetries in the cyclone environment. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 848-854.
- Reeder, M. J., R. K. Smith and S. J. Lord, 1992: Reply to comments by Holland et al.. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 2398-2400.
- Riehl, H., and N. M. Burgner, 1950: Further studies of the movement and formation of hurricanes and their forecasting. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **31**, 244-253.
- Riehl, H., 1954: *Tropical Meteorology*. McGraw-Hill, New York. 392 pp.
- Riehl, H., W. H. Haggard and R. W. Sanborn, 1956: On the prediction of 24-hour hurricane motion. *J. Meteor.*, **13**, 415-421.
- Sadler, J. C., 1978: A role of the tropical upper tropospheric trough in early season typhoon development. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1266-1278.
- Sanders, F., and R. W. Burpee, 1968: Experiments in barotropic hurricane track forecasting. *J. Appl. Met.*, **7**, 313-323.
- Sanders, F., A. C. Pike and J. P. Gaertner, 1975: A barotropic model for the operational prediction of tropical storms. *J. Appl. Met.*, **14**, 265-280.
- Sanders, F., A. F. Adams, N. J. B. Gordon and W. D. Jensen, 1980: Further development of barotropic operational model for predicting paths of tropical storms. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 642-654.

- Shapiro, L. J., and Ooyama K. V., 1990: Barotropic vortex evolution on a beta-plane. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 170-187.
- Shapiro, L. J., 1992: Hurricane vortex motion and evolution in a three-layer model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 140-153.
- Smith, R. K., W. Ulrich and G. Dietachmayer 1990: A numerical study of tropical cyclone motion using a barotropic model. Part I: The role of vortex asymmetries. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **116**, 337-362.
- Smith, R. K., and W. Ulrich 1990: An analytical theory of tropical cyclone motion using a barotropic model. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1973-1986.
- Smith, R. K., 1991: An analytic theory of tropical-cyclone motion in a barotropic shear flow. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 685-714.
- Smith, R. K., and W. Ulrich 1993: Vortex motion in relation to the absolute vorticity gradient of the vortex environment. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **119**, 207-215.
- Smith, R. K., and H. C. Weber 1993: An extended analytical theory of tropical-cyclone motion in a barotropic shear flow. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **119**, 1149-1166.
- Smith, R. K., W. Ulrich, and G. Sneddon, 2000: On the dynamics of hurricane-like vortices in vertical shear flows. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 2653-2670.
- Späth, H., 1990: *Eindimensionale Spline-Interpolationsalgorithmen*. Oldenbourg Verlag, Munich, Germany. 391 pp.
- Späth, H., 1991: *Zweidimensionale Spline-Interpolationsalgorithmen*. Oldenbourg Verlag, Munich, Germany. 293 pp.
- Swarztrauber, P., and R. Sweet, 1975: Efficient FORTRAN subprograms for the solution of elliptic partial differential equations. *NCAR Technical Note, NCAR-TN/IA-109* National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA. 139 pp.
- Tuleya, R. E., and Y. Kurihara, 1978: A numerical simulation of the landfall of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 242-257.
- Ulrich, W., and Smith, R. K., 1991: A numerical study of tropical cyclone motion using a barotropic model. Part II: Spatially-varying large-scale flows. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **117**, 107-124.
- Wang, B., and X. Li, 1995: Propagation of a tropical cyclone in a meridionally varying zonal flow: An energetics analysis *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1421-1433.

- Weber, H. C., and R. K. Smith, 1993: The stability of barotropic vortices: Implications for tropical cyclone motion. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **70**, 1-30.
- Weber, H. C., and R. K. Smith, 1995: Data sparsity and the tropical-cyclone analysis and prediction problem: some simulation experiments with a barotropic numerical model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **121**, 631-654.
- Weber, H. C., 1999: A numerical study of tropical cyclone structure: Quasi-stationary spiral bands. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 811-836.
- Weber, H. C., and R. K. Smith, 2000: A monsoon depression over northwestern Australia. Part III: Motion. *Aust. Met. Mag.*, **49**, 1-21.
- Weber, H. C., 2001: Hurricane track prediction with a new barotropic model. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1834-1858.
- Williams, R. T., and J. C. L. Chan, 1994: Numerical studies of the beta effect in tropical cyclone motion. Part II: Zonal mean flow effects. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1065-1076.
- Willoughby, H. E., 1990b: Gradient balance in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 265-274.
- Yeh, T. C., und R. L. Elsberry, 1993: Interactions of Typhoons with the Taiwan orography. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3193-3212.
- Zehnder, J. A., and M. J. Reeder, 1997: A numerical study of barotropic vortex motion near a large scale mountain range with application to the motion of tropical cyclones approaching the Sierra Madre. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **64**, 1-19.

Danksagung

Für das interessante Thema und die geduldige Betreuung möchte ich mich zunächst ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. Roger K. Smith und Herrn Dr. Harry Weber bedanken. Sie unterstützten mich nicht nur mit wertvollen Ratschlägen, sondern mir wurden auch großzügig Teilnahmen an Konferenzen, Workshops und ein Aufenthalt an einem ausländischen Institut gestattet. Dadurch konnte ich zusätzliche Anregungen erhalten, die die vorliegende Arbeit mit geprägt haben. Danken möchte ich auch Herrn Dr. Gerhard Berz und Herrn Dipl. Geoph. Ernst Rauch von der Münchener Rückversicherungsgesellschaft für anregende Diskussionen und Gespräche, die mir die Augen für einige zusätzliche Aspekte geöffnet haben, die ich sonst unbeachtet gelassen hätte. Danken möchte ich auch Sim Aberson von der HRD für die Erlaubnis zur Benutzung der von ihm zur Verfügung gestellten Datensätze, ohne die die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit nicht möglich gewesen wären.

Besonders danken möchte ich auch Herrn Dr. Wolfgang Ulrich, der mir bei Fragen zur Numerik immer wertvolle Hilfestellungen geben konnte. Auch die Diskussionen mit Herrn Dr. Günther Zängl halfen mir bei der Verbesserung des Vorhersagemodells.

Meiner Freundin Ulli möchte ich insbesondere für die kontinuierlichen Ermutigungen danken, die mir in schwierigen Phasen der Arbeit sehr weitergeholfen haben. Ihre Bereitschaft, mir die zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit notwendige Zeit zu schenken und damit auf viele gemeinsame Unternehmungen verzichten zu müssen, hat auch wesentlich zur vorliegenden Arbeit beigetragen.

Weiterhin möchte ich Frau Dipl. Met. Helga Weindl danken, die sich ein Büro mit mir teilen musste und mein Frischluftbedürfnis selbst im Winter zumeist geduldig ertragen hat.

Überdies möchte ich mich für die großzügige finanzielle Unterstützung danken, die ich vom US Office of Naval Research und von der Münchener Rückversicherungsgesellschaft erhalten habe.

Zum Schluß noch ein Dank an meine Eltern, die auf dem steinigen Weg des Studiums und der Promotion immer für mich da waren und ein offenes Ohr hatten, wenn es Schwierigkeiten und Probleme gab.

Lebenslauf

Name: Markus Adams
Geburtsdatum: 05.01.1969
Geburtsort: Lingen
1975 - 1979 Grundschole Marienschule Lingen
1979 - 1981 Orientierungsstufe Marienschule Lingen
1981 - 1988 Gymnasium Johanneum Lingen
1988 Abitur
10/1988 - 12/1989 Wehrdienst
01/1990 - 06/1997 Studium der Meteorologie an der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
und der Christian-Albrechts-Universität Kiel
06/1997 Diplom in Meteorologie
05/1997 - 09/1997 Meteorologe bei der Firma Wetter und Reise Television in Düsseldorf
10/1997 - 03/2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Meteorologischen Institut der Ludwig-
Maximilians-Universität München
seit 09/2001 Referent im Aufgabengebiet Risikomanagement für Naturgefahren bei der
Allianz-Versicherungs-AG in München