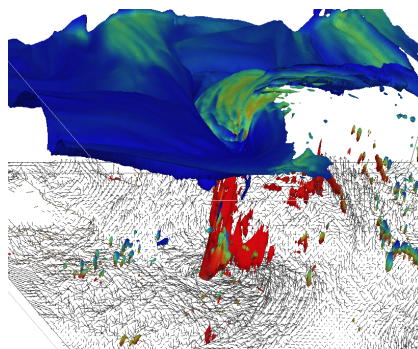


# **Dynamik diabatischer Rossby-Wellen**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

**Maxi Böttcher**  
geb. in Burgstädt



Mainz, Juli 2010

Tag der mündlichen Prüfung: 27. September 2010

D77 – Mainzer Dissertation

Titelbild: DRW während der Intensivierung am 20. Dez. 2005 19 UTC über dem Nordatlantik in COSMO-Daten: 2 pvu-Fläche eingefärbt mit relativer Feuchte und Windvektoren in Bodennähe.

# Dynamik diabatischer Rossby-Wellen

## Kurzzusammenfassung

Diabatische Rossby-Wellen (DRWs) sind zyklonale Wirbel in der unteren Troposphäre, welche sich durch einen thermodynamisch-dynamischen Mechanismus kontinuierlich regenerieren und dabei schnell propagieren können. Vorangehende Untersuchungen schreiben derartigen zyklonalen Wirbeln das Potential zu, unter Wechselwirkung mit einer Anomalie an der Tropopause eine rapide Zyklonenintensivierung und folglich extreme Wetterereignisse hervorrufen zu können. DRWs wurden bisher meist in idealisierten Studien untersucht, woraus sich noch einige offene Fragen zu diesem Phänomen, besonders in realen Modelldaten, ergeben.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Fallstudie einer DRW, die im Dezember 2005 über dem Nordatlantik auftrat. Der Lebenszyklus des Systems ist über mehrere Tage und durch verschiedene Phasen verfolgbar und resultiert in einer explosiven Druckvertiefung. Zur Untersuchung der Fallstudie wurde mit operationellen Daten eines Globalmodelles sowie mit den Resultaten eines feinskaligeren Regionalmodelles gearbeitet, auf welche unterschiedliche Analysewerkzeuge angewendet wurden.

Die eingehende Untersuchung der Propagationsphase der DRW bekräftigte das Vorhandensein von genügend Feuchte und Baroklinität als essentiell für den Propagationsmechanismus und die Intensität der DRW. Während der Propagationsphase arbeitet der selbsterhaltende DRW-Mechanismus unabhängig von einer von den Wellen an der Tropopause ausgehenden Anregung. Sensitivitätsstudien mit dem Regionalmodell, in denen die Umgebungsbedingungen der DRW lokal modifiziert wurden, ergaben, dass die Propagation einen relativ robusten Ablauf darstellt. Dementsprechend war in den vier untersuchten operationellen Vorhersagen die Propagationsphase gut wiedergegeben, während die rapide Intensivierung, wie sie gemäß den Analysen aufgetreten ist, von zwei der Vorhersagen verfehlt wurde.

Bei der Untersuchung der Intensivierungsphase stellten sich die Position und die zeitliche Abstimmung der Bewegung der Anomalie an der Tropopause relativ zur DRW in der unteren Troposphäre sowie die Stärke der Systeme als entscheidende Einflussfaktoren heraus. In den Entwicklungen der Sensitivitätssimulationen deutete sich an, dass ein unabhängig von der DRW an geeigneter Position entstandener zyklonaler Wirbel kon-

struktiver zu einer starken Zyklonenintensivierung beitragen kann als die DRW.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde ein Datensatz über die Nordhemisphäre für die Jahre 2004–2008 hinsichtlich des geographischen Vorkommens und der Intensivierung von DRWs untersucht. DRWs ereigneten sich in diesem Zeitraum über dem Atlantik (255 DRWs) halb so oft wie über dem Pazifik (515 DRWs). Ihre Entstehungsgebiete befanden sich über den Ostteilen der Kontinente und den Westhälften der Ozeane. Die Zugbahnen folgten größtenteils der baroklinen Zone der mittleren Breiten. Von den erfassten DRWs intensivierten sich im Atlantik 16% zu explosiven Tiefdruckgebieten, über dem Pazifik liegt der Anteil mit 11% etwas niedriger. Damit tragen DRWs zu etwa 20% der sich explosiv intensivierenden außertropischen Zyklonen bei.

# The dynamics of diabatic Rossby-waves

## Abstract

Diabatic Rossby waves (DRWs) are cyclonic vortices in the lower troposphere that regenerate themselves continuously through thermodynamic-dynamical processes. It has been hypothesized that DRWs can be important precursors for rapid cyclone development. Previously, the mechanism of DRWs has been studied mainly in idealized numerical experiments with zonally symmetric channel flows. Consequently, important questions related to the dynamics and climatological frequency of this phenomenon remain that should be investigated with the aid of full physics model data.

In the first part of the thesis a detailed case study is undertaken of a DRW that is involved in explosive cyclone development over the North Atlantic in December 2005. The DRW life cycle extends over several days and is characterized by distinct development phases, including rapid cyclone intensification. Data from global ECMWF analyses and forecasts, and from simulations with a regional model are used to investigate this event. Various tools have been developed in order to qualitatively analyse the various aspects of the DRW life cycle.

The thorough investigation of the propagation phase confirmed that the DRW propagation mechanism requires substantial moisture supply and intense baroclinicity. Furthermore, these two environmental conditions control the DRW intensity. The self-sustaining mechanism of the DRW operates without a forcing from upper-tropospheric waves. Sensitivity studies with locally modified environmental conditions revealed that the DRW propagation mechanism is fairly robust. Accordingly, the propagation phase of the DRW was well represented in the four operational forecasts investigated here, whereas the subsequent cyclone intensification failed in two of the forecasts.

The investigation of the DRW intensification showed that the position and the timing of the upper-level waves relative to the DRW in the lower troposphere as well as the strength of the systems are the key parameters that determine the intensification rate. The sensitivity experiments suggest that in the absence of a DRW a well-positioned cyclonic vortex (induced by the upper-level wave) can even better contribute to the cyclone intensification than the DRW.

In a second part of the work a 5-year climatology of DRWs has been compiled, using

a refined DRW tracking algorithm. It is shown that DRW events occur about twice as often over the Pacific (515 cases) than over the Atlantic (255 cases). DRW genesis regions are the eastern parts of the continents and the western parts of the oceans. They typically propagate along the mid-latitude baroclinic zone. Only 16% of the DRWs intensify explosively in the Atlantic basin and 11% in the Pacific. Thereby, DRWs contribute to about 20% of all explosively intensifying extratropical cyclones.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Zyklognese und Zyklonenintensivierung . . . . .	2
1.3	PV Denkweise . . . . .	4
1.4	Historie der diabatischen Rossby-Welle . . . . .	7
1.5	Zielsetzungen dieser Arbeit . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Daten und Werkzeuge</b>	<b>12</b>
2.1	Daten und Kurzbeschreibung der zugrunde liegenden Modelle . . . . .	12
2.1.1	ECMWF . . . . .	12
2.1.2	COSMO . . . . .	13
2.1.3	Nachträglich berechnete Variablen . . . . .	16
2.2	Werkzeuge zur Datenanalyse . . . . .	17
2.2.1	Trajektorienmodell Lagranto . . . . .	17
2.2.2	Quasigeostrophische Omegadiagnostik . . . . .	18
2.2.3	DRW Suchalgorithmus . . . . .	20
2.2.4	Verfolgung des Bodendruckminimums . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Beschreibung der Fallstudie mit ECMWF-Analysen</b>	<b>23</b>
3.1	Synoptischer Überblick . . . . .	23
3.1.1	Entstehung . . . . .	24
3.1.2	Propagation . . . . .	24
3.1.3	Intensivierung . . . . .	27
3.1.4	Zerfall . . . . .	30
3.2	Vertikalstruktur der Zyklone in den einzelnen Entwicklungsphasen . . . . .	30
3.2.1	Subtropische Zyklone . . . . .	30
3.2.2	DRW . . . . .	32
3.2.3	Zyklone . . . . .	34

<b>4</b>	<b>Lagrangesche Untersuchung</b>	<b>36</b>
4.1	Charakteristik der Luftpakete beim Durchlaufen der DRW . . . . .	36
4.2	Einfluss der DRW auf Wellen an der Tropopause . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Untersuchung operationeller ECMWF-Vorhersagen</b>	<b>43</b>
5.1	Überblick über die Vorhersagen . . . . .	43
5.2	Objektive Untersuchung der DRW-Umgebung . . . . .	46
5.2.1	Intensität und Zugbahn . . . . .	47
5.2.2	Umgebungsbedingungen während der Propagationsphase . . . . .	50
5.2.3	Einflüsse der oberen Troposphäre auf die Intensivierung . . . . .	52
5.3	Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den Vorhersagen . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Simulation der DRW mit dem mesoskaligen COSMO-Modell</b>	<b>56</b>
6.1	Simulationsgebiete . . . . .	57
6.2	Lebenslauf der DRW im COSMO-Modell im Vergleich zum ECMWF . . . . .	57
6.3	Vertikalstruktur der Zyklone in den einzelnen Entwicklungsphasen im COSMO-Modell . . . . .	61
6.3.1	Subtropische Zyklone . . . . .	61
6.3.2	DRW . . . . .	62
6.3.3	Zyklone . . . . .	63
6.4	Erkenntnisse aus dem Vergleich ECMWF-COSMO . . . . .	64
<b>7</b>	<b>Experimente mit dem COSMO-Modell</b>	<b>65</b>
7.1	Manipulation grundlegender Voraussetzungen der DRW-Propagation . . . . .	65
7.1.1	Auswirkungen auf die Propagation . . . . .	66
7.1.2	Nachfolgende Entwicklung . . . . .	71
7.1.3	Schlussfolgerungen aus den Experimenten . . . . .	79
7.2	Weitere Sensitivitätsexperimente zur DRW-Propagation . . . . .	79
7.2.1	Beschreibung der zeitlichen Verläufe . . . . .	80
7.2.2	Objektive Untersuchung der Propagationsphase . . . . .	82
7.2.3	Überlegungen zur Struktur der PV-Anomalie . . . . .	84
7.2.4	Zusammenfassung und Fazit aus den Sensitivitätsexperimenten . . . . .	87
<b>8</b>	<b>DRW Statistik 2004–2008</b>	<b>89</b>
8.1	Übersicht . . . . .	89
8.2	Vorkommen . . . . .	90
8.3	Intensivierung . . . . .	94
8.4	Beispiele von DRWs . . . . .	96
8.4.1	DRW Nr. 51 im Atlantik . . . . .	97
8.4.2	DRW Nr. 371 im Pazifik . . . . .	98
8.5	Zusammenfassung und Diskussion der DRW-Statistik . . . . .	98



**9 Zusammenfassung und Ausblick**

**101**



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

An den Weihnachtstagen 1999 wurde West- und Mitteleuropa von einem der verheerendsten Stürme der letzten Jahrzehnte heimgesucht. Die Rekordwindgeschwindigkeiten von bis zu 200 km/h von Wintersturm 'Lothar' kosteten mehr als 50 Menschen das Leben, die Sachschäden beliefen sich auf mehrere Milliarden Euro (Wernli et al. 2002). Mit einem derart extremen Sturm hatte damals kaum jemand gerechnet, denn 'Lothar' war nur von vereinzelten europäischen Wettermodellen vorhergesagt worden.

Wernli et al. (2002) fielen in den Untersuchungen zu 'Lothar' auf, dass vor der Intensivierung bereits ein flaches Tief im Bodendruckfeld bestand, welches sich mit hoher Geschwindigkeit über den Atlantik auf Europa zubewegte. In Wechselwirkung mit einer Welle an der Tropopause wurde eine explosive Intensivierung der Zyklone ausgelöst. Der zyklonale Wirbel, welcher als Vorläufer des extremen Sturmes diente, wurde als diabatische Rossby-Welle (DRW) identifiziert. DRWs waren in den Jahren davor nur als Phänomene aus theoretischen Studien mit stark idealisierten Modellen bekannt (Raymond und Jiang 1990, Snyder und Lindzen 1991, Parker und Thorpe 1995).

Zyklonen mit verhängnisvollen Auswirkungen zogen seit jeher die Aufmerksamkeit der Wissenschaft auf sich, um die Mechanismen solcher Systeme aufzudecken. So wurden der QE II Sturm von 1978 (Gyakum 1991) und die President's Day Zyklone von 1979 (Whitaker et al. 1988), welche beide die nordamerikanische Ostküste beeinflussten, genau analysiert. Bei diesen Stürmen wurden wie später bei 'Lothar' der Intensivierung vorangehende Bodendruckminima gefunden. Gyakum et al. (1992) konnten ihre Hypothese, dass derartige zyklonale Wirbel eine Art Vorbedingung für den rapiden Druckabfall einer Zyklone sein könnten, durch Untersuchung einer größeren Anzahl von extremen Stürmen belegen. Wodurch solche Wirbel in der unteren Troposphäre entstehen und aufrecht erhalten werden können, wurde nicht erwähnt oder war noch nicht bekannt.

Die DRW stellt einen bodennahen Wirbel dar, welcher sich durch Feuchteprozesse

unter günstigen Bedingungen selbst erhalten kann und dabei eine rapide Propagationsgeschwindigkeit aufweist. Mit der Entdeckung dieses Phänomens wurde *eine* Möglichkeit für Vorläufer explosiver Zyklonenintensivierung gefunden. Nach dem Auffinden der DRW im Zusammenhang mit Sturm 'Lothar' von Wernli et al. (2002) wurde bisher nur eine weitere Fallstudie einer Zyklonenintensivierung, die von einer DRW beeinflusst wurde, von Moore et al. (2008) veröffentlicht.

Die DRW bildet eine relativ neuartige Erscheinung, welche noch viele Fragen offen lässt. Nicht nur der selbsterhaltende Mechanismus der DRW selbst, sondern auch die Bedingungen für eine Intensivierung, sowie das klimatologische Vorkommen der DRW sind Themen, die bisher nicht ausreichend inspiziert wurden. Gerade die Untersuchung mit modernen Daten der operationellen numerischen Modelle kann die bisherigen Beobachtungen mit den aus theoretischen Arbeiten aufgestellten Hypothesen in Einklang bringen und neue Kenntnisse zu DRWs liefern. Die DRW ist aus diesen Gründen und besonders wegen ihrem Potential, Extremwetter verursachen zu können, aktueller Gegenstand der Forschung.

## 1.2 Zyklogenese und Zyklonenintensivierung

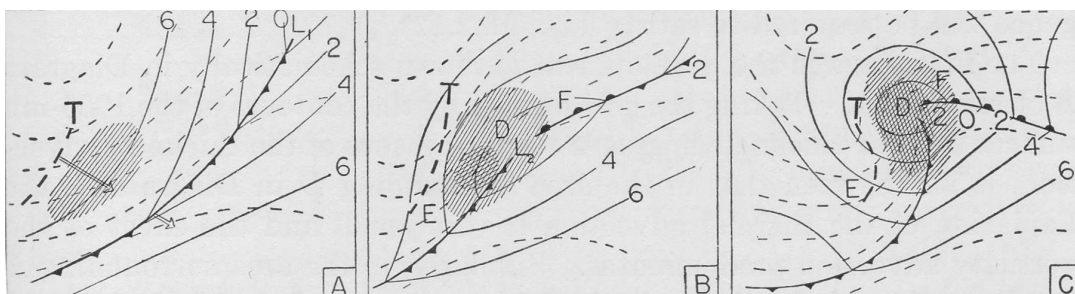
Das heutige Bild der Zyklogenese geht auf das Konzept der baroklinen Instabilität zurück (Charney 1947 und Eady 1949). Es beschreibt den Mechanismus, der als übliche Ursache für Zyklonen in den Außertropen angenommen wird. Demnach geht die Auslösung von Zyklonen am Boden vom Starkwindband (Jet) aus, welches in den mittleren Breiten auf Höhe der Tropopause die Erde umspannt.

Der Jet an der Tropopause ist eine Folge der Baroklinität. In der unteren Troposphäre macht sich die Baroklinität durch ein Temperaturgefälle nach Norden bemerkbar, welches in den mittleren Breiten besonders ausgeprägt ist. Sie setzt sich mit zunehmender Höhe in den auf der Nordhalbkugel nordwärts geneigten Isentropenflächen fort. Wellen des Jets bewegen sich näherungsweise adiabatisch. Damit findet bei einer Auslenkung nach Süden entlang den Isentropenflächen gleichzeitig ein Absinken statt. Eine auf der Nordhalbkugel nach Süden ausgelenkte Welle des Jets beinhaltet hohe potentielle Vorticity, tiefes Geopotential und bildet damit einen sogenannten Höhentrog.

Als Ausgangspunkt für die Zyklogenese kursieren zwei Ansätze. Aus der analytischen Berechnung der baroklinen Instabilität ergibt sich, dass bei üblichen Werten für die Windscherung und die statische Stabilität die Wellen des Jets mit Wellenlängen im Bereich um 4000 km instabil anwachsen können. Voraussetzung für das Ingangsetzen der Aufwärtsbewegung, welche das Bodentief entstehen lässt, ist eine räumliche Phasenverzögerung der Temperatur- zur Geopotentialstörung. Bei der Betrachtung der baroklinen Instabilität nach dem Paketkonzept können durch den Phasenversatz die Luftpakete derart verschoben werden, dass sie in eine gegenüber ihrer Umgebung instabile Position gelangen und die Welle dadurch anwächst (Holton 2004). Ein weiterer Mechanismus bei neutralen,

kürzeren Wellenlängen kommt ohne Phasenverschiebung aus, erfordert jedoch eine höhere Windscherung bzw. Baroklinität (Holton 2004). Das Wellenwachstum gemäß diesem Konzept kommt durch die konstruktive Überlagerung von neutralen Wellen in der oberen und unteren Troposphäre zustande.

Über Vorticityadvektion in der Höhe und Aufsteigen an der Ostseite des Höhentrogens sorgen beide Ansätze der Zyklonogenese für Konvergenz am Boden, wo zunächst eine kleine Welle in der Temperaturfront mit einer warmen Anomalie und einem Bodendruckminimum entsteht (Abb. 1.1 (A)). Daraufhin setzt eine Wechselwirkung zwischen dem Bodentief und der Welle an der Tropopause ein, da nun auch an den Fronten der Bodenzyklone durch Temperaturadvektion Vertikalbewegungen ausgelöst werden. Das bewirkt die Verstärkung der Wellenamplitude in der Höhe und gleichzeitig die Druckvertiefung am Boden (Abb. 1.1 (B)). Diese Vorgänge laufen ab, bis die Bereiche tiefen Druckes an der Tropopause und am Boden vertikal in Phase und damit die Advektionen abgeschlossen sind (Abb. 1.1 (C)). Der Auslöser für diese Art der Zyklonogenese von Typ *B* nach Pettersen und Smebye (1971) liegt also in einer Welle im Bereich der Tropopause, die mit einer baroklinen Zone am Boden wechselwirkt. Diese häufigste Art der Zyklonenintensivierung wird heute auch 'top-down' Entwicklung genannt. Auf Typ *A* wird später eingegangen.



**Abbildung 1.1:** Schema der Zyklonenentwicklung aus Pettersen (1956): Position des Höhentrogens (dicke gestrichelte Kontur), Bodendruck (dünne durchgezogene Konturen) und Schichtdicke (dünn gestrichelt).

Mit welcher Intensität der Druckabfall in einer Bodenzyklone abläuft, ist von verschiedenen Faktoren abhängig. Einerseits spielen die Amplitude und/oder der Gradient des auslösenden Höhentrogens sowie die Stärke der Baroklinität eine Rolle, andererseits können hier noch nicht erwähnte Prozesse die Intensivierung unterstützen. Zyklonogenese und Intensivierung können auf die soeben beschriebene Art und Weise vollkommen ohne Luftfeuchtigkeit ablaufen. Dagegen führten Untersuchungen von meist intensiven Zyklonen zu einem nicht zu vernachlässigenden Beitrag von feucht-diabatischen Prozessen (z.B. Kuo und Reed 1988, Whitaker und Davis 1994, Rossa et al. 2000). Für die barokline Instabilität bewirken Feuchteprozesse die Reduktion der Wellenlänge für das instabile Wachstum sowie die Erhöhung der Wachstumsrate (Emanuel et al. 1987).

Anschaulich kann das so verstanden werden: Wenn in der aufsteigenden Luftbewegung zusätzlich Kondensationswärme freigesetzt wird, so verstärkt das die Vertikalbewegung und intensiviert die Konvergenz am Boden, was zu einem weiteren Druckabfall führt. Desweiteren können Wärme- und Feuchteflüsse von der Meeresoberfläche die Intensivierung unterstützen (z.B. Davis et al. 1993, Reed et al. 1993).

Zyklonen, welche bei ihrer Intensivierung besonders schnell einen tiefen Minimaldruck erreichen, finden durch ihr Potential für extreme Wetterereignisse in der Forschung besondere Beachtung. Unter dem Begriff 'Bombs' (dt. Bomben) untersuchten z.B. Sanders und Gyakum (1980), Roebber (1984) und Lim und Simmonds (2002) Zyklonen, deren Bodendruck sich innerhalb von 24 h um mindestens 1 Bergeron<sup>1</sup> reduzierte. Diese sich explosiv intensivierenden Zyklonen werden von den numerischen Modellen nicht immer gut vorhergesagt und können in der weiteren Integration zu großen Vorhersagefehlern führen (Gyakum et al. 1992). Als Regionen, wo 'Bombs' bevorzugt entstehen, wurden Gebiete mit starkem Gradienten der Meeresoberflächentemperatur an der Nordseite der warmen Ozeanströmungen und starke bodennahe barokline Zonen identifiziert.

Gyakum et al. (1992) werteten die Zyklonen aus 9 Wintersaisons aus und beobachteten vor den explosiven Intensivierungen existierende bodennahe zyklonale Wirbel. Sie fanden heraus, dass diese einen Beitrag zum rapiden Abfall des Bodendruckes liefern. Diese Art von Zyklonenentwicklung, bei welcher sich die Welle in der Höhe durch eine vorab bestehende Bodenzyklone ausbildet, wurde von Pettersen und Smebye (1971) als Typ A Zyklogenese deklariert. Diese auch 'bottom-up' genannten Vorgänge sind wesentlich seltener zu finden als der oben beschriebene Typ B. Gyakum et al. (1992) etablierten für derartige Phänomene den Begriff 2-Phasen-Entwicklung mit dem bodennahen Wirbel als erste und dem rapiden Druckabfall unter Einfluss eines Höhentrogas als zweite Phase. Die Ursache für die explosive Intensivierung vermuteten sie in der nichtlinearen Wechselwirkung zwischen den beiden Systemen unterschiedlichen Ursprungs.

## 1.3 PV Denkweise

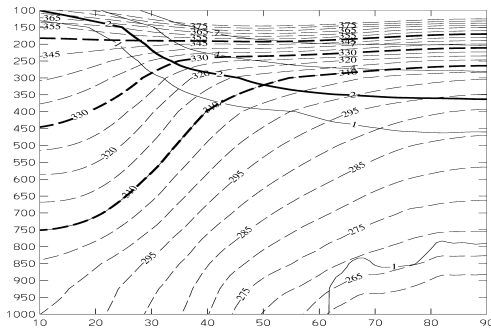
Mit der potentiellen Vorticity (PV) hat sich in der modernen Meteorologie eine Variable etabliert, welche die dynamischen mit den thermodynamischen Eigenschaften von Wettersystemen verknüpft:

$$PV = -g(f\mathbf{k} + \nabla_p \times \mathbf{u}) \cdot \nabla_p \Theta \quad (1.1)$$

In Gleichung 1.1 bedeutet  $f\mathbf{k}$  die Vertikalkomponente der planetaren Vorticity,  $\nabla_p$  den dreidimensionalen Gradientenoperator in Druckkoordinaten,  $\mathbf{u}$  den Wind in drei Komponenten und  $\Theta$  die potentielle Temperatur. Die PV, oft auch mit den Buchstaben  $Q$  oder  $P$  abgekürzt, besteht aus dem Produkt von absoluter Vorticity im Klammerausdruck und dem Gradienten der potentiellen Temperatur  $\Theta$  sowie der Schwerebeschleunigung.

<sup>1</sup>  $\Delta p$  [in Bergeron] =  $\frac{\Delta p \text{ [in hPa]}}{24 \text{ h}} \cdot \frac{\sin(60^\circ)}{\sin(\text{geogr. Breite})}$ , nähere Erläuterung in Abschnitt 8.3

nigung  $g$ . Damit ergibt sich für die in Gleichung 1.1 dargestellte Ertelsche PV die Einheit  $\text{pvu} = 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{Kkg}^{-1}$ . Hinter der Größe steht die Idee, dass sich die Wirbelhaftigkeit unter Veränderung der geographischen Breite und/oder der adiabatischen Dickeänderung der Isentropenschicht erhöhen kann (Hoskins et al. 1985). Die PV bleibt dabei unter adiabatischen und reibungsfreien Bedingungen materiell erhalten.

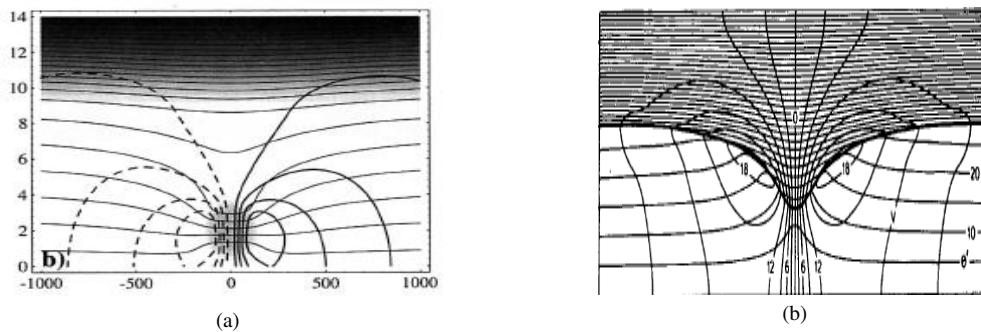


**Abbildung 1.2:** Zonal gemittelte klimatologische Verteilung der potentiellen Temperatur (gestrichelte Konturen) und der PV (durchgezogene Linien) für den Winter der Nordhalbkugel aus dem ERA-15 Datensatz des ECMWF von Wernli (2006).

stehen dort durch die Südwärtsbewegung mit gleichzeitigem Hinabgleiten hoher stratosphärischer PV entlang der Isentropenflächen (Abb.1.2). Sie sind mit den Höhenträgen des Geopotentials aus der konventionellen Meteorologie, wo tiefer Druck die Tropopause absenkt, vergleichbar.

Die Anteile der dynamischen und thermodynamischen Komponenten der PV lassen sich aus der bloßen Größe nicht abschätzen. Darüber gibt eine PV-Inversion Aufschluss, durch welche sich Druck-, Temperatur- und ein horizontales, balanciertes Windfeld einer PV-Verteilung eindeutig bestimmen lassen. Die Bedingungen für die Lösung der PV-Gleichung sind ein angenommener Gleichgewichtszustand, ein vorgegebener Grundzustand der Schichtung und geeignete Randbedingungen (Hoskins et al. 1985). Vertikal wirkt sich eine positive PV-Anomalie auf die Schichtung aus, indem sie die Isentropen in sich verdichtet. Das führt zu erhöhter Stabilität im Inneren der Anomalie und verminderter über und unter ihr (Abb. 1.3 (a)). Damit ergibt sich oberhalb der PV-Anomalie eine warme und darunter eine kalte Temperaturanomalie. Auf Höhe der Tropopause ist eine positive PV-Anomalie mit einer kalten Temperaturanomalie verbunden, hervorgerufen durch abgesenkte, stark geschichtete stratosphärische Luft (Abb. 1.3 (b)). Eine PV-Anomalie induziert ein horizontal zyklonales Windfeld mit einem Maximum am Rand der Anomalie auf Höhe der höchsten PV. Bei negativen PV-Anomalien zeigen sich die genau umgekehrten Effekte mit einer antizyklonalen Umströmung und dem Auswölben der Isentropenflächen mit reduzierter Stabilität im Inneren (ohne Abb.).

Grob kann die wetterbestimmende Atmosphäre mittels der PV in zwei Teile getrennt werden: die troposphärische mit niedrigen und die stratosphärische aufgrund ihrer starken Schichtung mit hohen Werten der PV (Abb. 1.2). Als Trennfläche zwischen den beiden Schichten unterschiedlicher PV wird oft die 2 pvu-Fläche als 'dynamische' Tropopause angenommen. Die adiabatische Erhaltungseigenschaft und der starke Gradient beim Übergang von Tropo- zu Stratosphäre machen die PV zu einem guten Tracer für die dynamischen Vorgänge in der oberen Troposphäre. Positive Anomalien der PV entstehen dort durch die Südwärtsbewegung mit gleichzeitigem Hinabgleiten hoher stratosphärischer PV entlang der Isentropenflächen (Abb.1.2). Sie sind mit den Höhenträgen des Geopotentials aus der konventionellen Meteorologie, wo tiefer Druck die Tropopause absenkt, vergleichbar.



**Abbildung 1.3:** (a) Vertikalschnitte durch Felder der potentiellen Temperatur mit zyklonaler Windströmung, welche positive PV-Anomalien repräsentieren (a) in der unteren Troposphäre aus Fehlmann (1997) und (b) an der Tropopause aus Thorpe (1986).

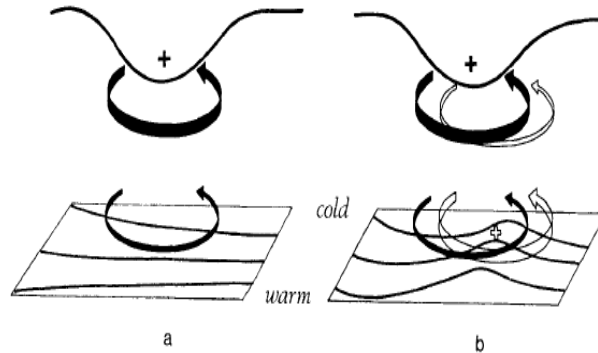
In Abb. 1.3 sind die Felder von Wind und potentieller Temperatur, welche aus Inversion von idealisierten positiven PV-Anomalien hervorgehen, gezeigt. Die Anomalie in Abb. 1.3 (a) befindet sich isoliert in der unteren Troposphäre in einer Höhe von 2 km über dem Boden. Da sie keine Verbindung zum stratosphärischen PV-Reservoir besitzt, muss sie ihre erhöhte PV durch diabatische Prozesse gewonnen haben, wie im Abschnitt weiter unten beschrieben wird. Die PV-Anomalie auf der rechten Seite der Abbildung befindet sich auf Höhe der Tropopause. Sie wird durch die äquatorwärts gerichtete adiabatische Bewegung stratosphärischer Luft entstanden sein, durch die die 2 pvu-Tropopause an dieser Stelle stark abgesenkt wird.

Abbildung 1.3 zeigt auch, dass die Effekte der PV-Anomalie nicht abrupt enden, sondern mit zunehmender Entfernung von der Anomalie sukzessive abnehmen. Diese Fernwirkung des Wind- und Temperaturfeldes von PV-Anomalien ist mit dem Feld um eine elektrische Ladung aus der Elektrostatik vergleichbar (Bishop und Thorpe 1994). Es ermöglicht die gegenseitige Beeinflussung von PV-Anomalien bis zu einem entsprechenden Abstand voneinander.

Mit dieser Vorstellung kann nochmals auf die Zyklonogenese und Intensivierung mit barokliner Instabilität geblickt werden. Die anfängliche Südauslenkung des Jets entspricht einer positiven PV-Anomalie. Mit ihrem zyklonalen Windfeld induziert sie an ihrer Vorderseite eine Südströmung am Boden (Abb. 1.4 (a)). Diese löst eine Welle im Temperaturfeld aus, wo eine warme Temperaturanomalie entsteht. Eine warme Anomalie in Bodennähe ist mit positiver PV und einer zyklonalen Rotation des Windfeldes verbunden. Beide PV-Anomalien ergänzen sich durch ihr gleichsinniges Rotationsfeld und können somit aufeinander einwirken und sich gegenseitig verstärken (Abb. 1.4 (b)).

Die adiabatische Näherung ist gerade für Strömungen in unteren Troposphärenschichten nicht immer eine gute Annahme. Dort kann PV durch z.B. feucht-diabatische Prozesse





**Abbildung 1.4:** Zyklonogenese durch Annäherung einer positiven PV-Anomalie in der oberen Troposphäre an eine barokline Zone in unteren Troposphärenschichten aus Hoskins et al. (1985).

oder Reibung gebildet oder abgebaut werden. Es gilt

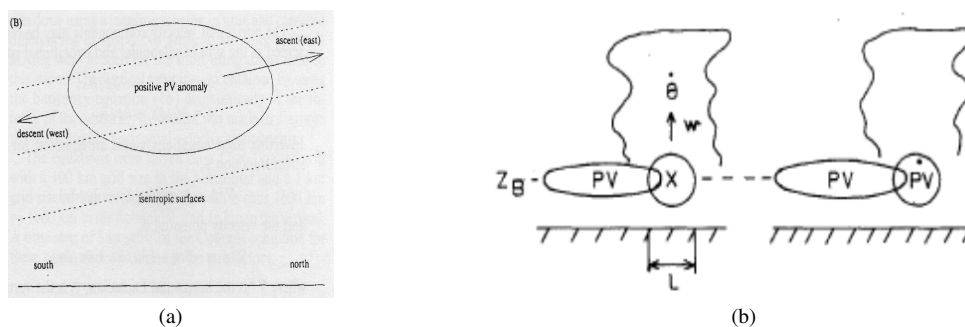
$$\frac{DPV}{Dt} = -g(f\mathbf{k} + \nabla_p \times \mathbf{u}) \cdot \nabla_p \dot{\Theta} - g\nabla_p \Theta \cdot (\nabla_p \times \mathbf{F}) \quad (1.2)$$

mit der materiellen Änderung der potentiellen Temperatur  $\dot{\Theta} = \frac{\partial \Theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Theta$  und den nicht-konservativen Kräften  $\mathbf{F}$ , welche sich als Quellen oder Senken für die PV ergeben (Hoskins et al. 1985). Über ein Volumen integriert wird PV dann erzeugt, wenn Luftmasse die Isentropenschichten verlässt und sich dadurch deren Dicke verengt (Haynes und McIntyre 1990). Wegen der PV-Erhaltung in diesem Volumen wird gleichzeitig an anderer Stelle durch Verdickung von Isentropenschichten PV abgebaut. Latente Wärme-freisetzung bei Kondensation ist ein derartiger Vorgang, bei welchem sich als Folge die Isentropenschichten unterhalb verjüngen und an dieser Stelle eine positive PV-Anomalie entsteht (Abb. 1.3 (a)). Aus mathematischer Sicht ist in Gln. 1.2 ersichtlich, dass PV dort erzeugt wird, wo der Gradient der latenten Heizrate  $\dot{\Theta}$  in Richtung des absoluten Vorticityvektors zeigt (Stoelinga 1996). Für synoptisch-skalige Prozesse kann davon ausgegangen werden, dass die Vertikalkomponenten der absoluten Vorticity und des latenten Heizens dominieren und somit die PV-Produktion unterhalb des latenten Heizmaximums zu finden ist.

## 1.4 Historie der diabatischen Rossby-Welle

Der Mechanismus der DRW wurde erstmalig in einem Gedankenexperiment von Raymond und Jiang (1990) beschrieben, welche nach einer Funktionsweise für langlebige mesoskalige konvektive Systeme ohne äußeren Antrieb suchten. Sie stellten sich eine bodennahe positive PV-Anomalie in einer vertikalen Windscherung vor (welche laut thermischer Windgleichung einer baroklinen Umgebung gleichkommt) (Abb. 1.5 (a)). Dabei

erkannten sie, dass die schräge zyklonale Strömung entlang der baroklinen Zone Vertikalbewegungen verursacht. Die Hebung östlich der PV-Anomalie verursacht einen isobarenkreuzenden Massenfluss und somit PV-Produktion<sup>2</sup>. Gleichzeitig zu den Ideen von Raymond und Jiang (1990) trafen Snyder und Lindzen (1991) durch Simulation in einem stark idealisierten zweidimensionalen Modell auf den oben beschriebenen Mechanismus. Er ergab sich aus einem Experiment mit einem zonalen baroklinen Grundstrom und parametrisierter Kumuluskonvektion. Snyder (1991) verglich den aus ihrem Modell resultierenden Mechanismus mit dem einer Rossby-Welle, da in beiden Systemen die Ausbreitungsrichtung der PV-Anomalie durch Advektion an deren Ostflanke vollzogen wird, bei der Rossby-Welle durch PV-Advektion und bei der DRW durch Warmluft- und Feuchteadvektion, die zu diabatischer PV-Produktion führt.



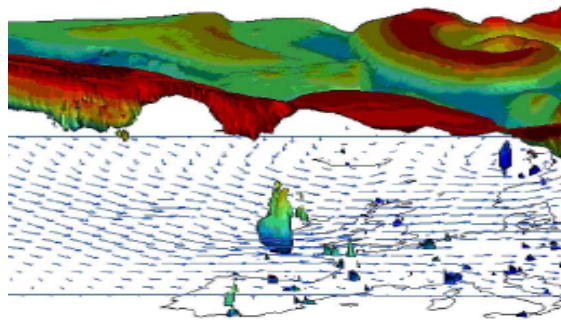
**Abbildung 1.5:** Theorie der diabatischen Rossby-Welle: (a) Mechanismus für Hebung in Anwesenheit einer PV-Anomalie in einer gescherten Umgebung aus Raymond und Jiang (1990) und (b) Funktionsweise einer DRW im Vertikalschnitt aus Parker und Thorpe (1995).

Parker und Thorpe (1995) simulierten das gleiche Phänomen in einem zweidimensionalen semigeostrophischen Modell mit zusätzlicher Feuchtkonvektion in Zusammenhang mit Frontogenese. Sie interpretierten den daraus resultierenden Mechanismus in Bezug auf Snyder (1991) unter der Bezeichnung 'diabatische Rossby-Welle': Meridionalwind an der Vorderseite der positiven PV-Anomalie verursacht Warmluftadvektion und treibt eine Aufwärtsbewegung an, die zu diabatischem Heizen als PV-Quelle führt (Abb. 1.5 (b)). Diese feucht-diabatisch entstandene zyklonale PV-Anomalie propagiert somit in die Richtung des thermischen Windes. Parker und Thorpe (1995) erkannten, dass diese Verbindung von Feuchteprozessen und Baroklinität ohne den Einfluss einer entfernten Störung ablaufen kann, konnten den Einfluss der obertroposphärischen Wellen aber nicht ausschließen. Das Aufsteigen der Warmluft mit anschließender Kondensation brachten sie mit dem Konzept der warmen Transportbänder (engl. warm conveyor belts) in Verbind-

<sup>2</sup>Ob dieser Mechanismus eindeutig einer DRW zugeordnet wird oder auch der Aufrechterhaltung eines mesoskaligen konvektiven Systems oder Wirbels ist noch heute Gegenstand der Diskussion (Conzemius et al. 2007). Für mesoskalige konvektive Systeme oder Wirbel wurde außerdem eine Selbsterhaltung in einer labil geschichteten und weniger gescherten Umgebung beobachtet (Trier und Davis 2007).

derung und der Möglichkeit, dass die Konvektion die großskalige Strömung beeinflussen kann.

Wernli et al. (2002) fanden bei ihrer Untersuchung zum Wintersturm 'Lothar' in ECMWF Analysen, dass die rapide Intensivierung von einem flachen, entlang der baroklinen Zone rasch ostwärts ziehenden Bodentief eingeleitet wurde. Sie erkannten in der zyklonalen PV-Anomalie, die sich feucht-diabatisch regenerierte, eine DRW (Abb. 1.6). Ihre Propagation fand weit südlich eines starken, zonal ausgerichteten Jets statt. Bislang war die DRW nur aus idealisierten Studien bekannt. In einem Experiment mit einem Regionalmodell, in welchem Wernli et al. (2002) auf die Feuchte in der Modellphysik verzichteten, verlangsamte sich die Vorwärtsbewegung des Bodentiefs und es vertiefte sich im Anschluss kaum. Damit konnten sie die Unverzichtbarkeit der diabatischen Effekte für die rasche Propagation und schließlich die explosive Intensivierung nachweisen. Die Entwicklung von 'Lothar' wurde nur in wenigen europäischen operationellen Wettervorhersagemodellen richtig erfasst.



**Abbildung 1.6:** DRW vor ihrer Intensivierung: potentielle Temperatur (farbig) auf der 2 pvu Fläche und Windvektoren auf 850 hPa aus Wernli et al. (2002).

Inspiziert von der Entdeckung von Wernli et al. (2002) setzten Moore und Montgomery (2004) und Moore und Montgomery (2005) die theoretischen Untersuchungen zu DRWs fort. Sie stellten die Hypothese auf, dass DRWs zu den Wirbeln gehören, welche gemäß Gyakum et al. (1992) in der unteren Troposphäre die Vorläufer von explosiver Zyklonenintensivierung darstellen. Sie postulierten die DRW als ein robustes Phänomen der feuchten, baroklinen Atmosphäre, welches unter den Umgebungsbedingungen von ausreichend Feuchte und Baroklinität existieren könne. Die Zugbahn und die Propagationsgeschwindigkeit wären von der Stärke und Größe des Wirbels abhängig. Moore und Montgomery (2004) führten den Begriff 'diabatischer Rossby-Wirbel' (engl. diabatic Rossby-vortex, DRV) ein, da eine DRW einen einzelnen Wirbel von geschlossener Zirkulation anstatt einer Welle im herkömmlichen Sinne darstellt.

Eine weitere Fallstudie zu einer Zyklone mit raschem Druckabfall und enormem Schneefall im Februar 2005 vor der Amerikanischen Ostküste, an der eine DRW beteiligt war, folgte von Moore et al. (2008). Die DRW entstand durch das Auftreffen der Strömung

eines mesoskaligen konvektiven Wirbels auf eine barokline Zone. Die Intensivierung wurde in diesem Fall von einem herannahenden Kurzwellentrog ausgelöst, der mit der DRW in Wechselwirkung trat. Moore et al. (2008) führten Sensitivitätsexperimente mit einem Regionalmodell durch, wobei sie die Notwendigkeit der latenten Wärmefreisetzung und der Oberflächenflüsse, sowie beider zyklonalen PV-Anomalien für eine akkurate Wiedergabe der Zyklonenintensivierung herausstellten.

Eine bedeutende Vorarbeit zu der hier vorliegenden bildete die Diplomarbeit von Kenzelmann (2005). Darin wurden die 50 Mitglieder des ECMWF-Ensemblevorhersagesystems zur Entwicklung von 'Lothar' analysiert, sowie erste Schritte der Untersuchung zum Einfluss der Umgebungsbedingungen auf die DRW-Propagation und Intensivierung gemacht. Die bedeutsame Erkenntnis aus der Arbeit ist die Abhängigkeit der Intensivierung von der vorherigen Struktur und Zugbahn der DRW (Heckendorn et al., Manuskript in Bearbeitung). Auch Rivière et al. (2010) stellten weitere Untersuchungen zu Wintersturm 'Lothar' an, in denen sie vergleichbare Ergebnisse wie Heckendorn et al. erzielten.

## 1.5 Zielsetzungen dieser Arbeit

Eine Fallstudie einer DRW, welche im Dezember 2005 eine explosive Zyklonogenese über dem Nordatlantik mitbestimmte, steht im Mittelpunkt dieser Arbeit. Diese weitere Fallstudie soll dazu führen, das Konzept der DRW mit modernen Untersuchungsmethoden zu erweitern. Operationelle Analyse- und Vorhersagedaten des ECMWF liegen für den Zeitraum der Fallstudie vor, zudem wird ein Regionalmodell verwendet sowie verschiedene erprobte und weiterentwickelte Analysemethoden. Aus den vorgestellten bisherigen Untersuchungen zu DRWs ergeben sich noch verschiedene Fragen, die in dieser Arbeit aufgegriffen werden:

1. Welchen Beitrag leisten Tropopausenwellen an der Entwicklung der DRW?
2. Von welchen Umgebungsbedingungen ist die Propagation der DRW abhängig?
3. Durch welche Prozesse werden die hohen PV-Werte einer DRW wieder abgebaut?
4. Können DRWs Tropopausenwellen anregen?
5. Wie gut sind Entstehung, Propagation und Intensivierung der DRW in operationellen Vorhersagen erfasst?
6. Von welchen Faktoren hängt die Intensivierung einer DRW ab?
7. Welche Prozesse führen zur Entstehung einer DRW?

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich in einer 5-Jahres-Klimatologie mit der Verbreitung und der Intensivierung von DRWs in der Nordhemisphäre. Mit einem umfassenden Datensatz aus ECMWF-Analysen werden unter Anwendung eines speziell auf die Verarbeitung großer Datenmengen angepassten Programms folgende Fragen erörtert:

8. Wo und wie häufig treten DRWs auf?
9. Wo liegen die Entstehungsorte von DRWs?
10. Wie häufig intensivieren sich DRWs zu explosiven Zyklonen?
11. Wo findet die Intensivierung von DRWs statt?

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Im anschließenden Kapitel 2 werden die verwendeten Modelle, Daten und Analysewerkzeuge beschrieben. Im Anschluss daran, in Kapitel 3, erfolgt die synoptische Vorstellung der Fallstudie und die Untersuchung der einzelnen Entwicklungsphasen. In Kapitel 4 wird die DRW aus Lagrangescher Sicht untersucht. Das Analysieren von vier operationellen Vorhersagen wird in Kapitel 5 präsentiert. In Kapitel 6 wird der im Regionalmodell simulierte Lebenszyklus der DRW-Fallstudie mit dem aus den Daten des Globalmodelles verglichen. Experimente und Sensitivitätssimulationen mit dem Regionalmodell sind das Thema des Kapitels 7. Die Ergebnisse der klimatologischen Rechnungen werden in Kapitel 8 ausgewertet. Den Abschluss bildet eine Zusammenfassung der Ergebnisse in Kapitel 9.

# Kapitel 2

## Daten und Werkzeuge

### 2.1 Daten und Kurzbeschreibung der zugrunde liegenden Modelle

Diese Arbeit basiert auf zwei verschiedenen Modelldaten: die des ECMWF-Globalmodelles und die des Regionalmodells COSMO. Um einen Eindruck von der Entstehung der Daten zu geben, wird das Modell des ECMWF grob beschrieben. Das COSMO wird etwas ausführlicher behandelt, da für die Untersuchungen an der DRW Manipulationen an den Modelleinstellungen und dem Quellcode vorgenommen wurden.

#### 2.1.1 ECMWF

Das European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) ist eine internationale Organisation von 31 unterstützenden Staaten, welche sich der Bereitstellung, Verbesserung, sowie der Forschung an der mittelfristigen Wettervorhersage verschrieben hat <sup>1</sup>. Vom ECMWF werden hier zwei Produkte verwendet: operationelle Analysen und Vorhersagen.

Die Analysen gehen aus dem Datenassimilationszyklus aus plausiblen Beobachtungsdaten und einer Kurzzeitvorhersage hervor. Analysen gelten als die beste Schätzung des Atmosphärenzustandes. Sie werden als Anfangsbedingungen für die Vorhersagen verwendet.

Das globale Vorhersagemodell des ECMWF ist ein Spektralmodell, d.h. die numerischen Gleichungen werden über Kugelflächenfunktionen im spektralen Raum gelöst. Die hier verwendeten ECMWF-Daten wurden in der spektralen Auflösung T511 L60 berechnet. Die 511 Wellen, die in diesem Fall die Erdkugel horizontal umspannen, entsprechen etwa  $0,6^\circ$  horizontaler Gitterweite, die Bezeichnung L60 steht für 60 vertikale

---

<sup>1</sup>Internetseite des ECMWF: <http://www.ecmwf.int>, Stand 22. Juni 2010

Schichten. In der Vertikalen wird die hybride Sigma-Höhenkoordinate verwendet. Weitere Informationen zum Modell sind über die Internetseite <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/> (Stand vom 22. Juni 2010) verfügbar. Alle hier verwendeten ECMWF-Daten liegen in 6-stündiger zeitlicher Auflösung und interpoliert auf ein horizontales Gitter mit  $0.6^\circ$  Abstand vor.

### 2.1.2 COSMO

Das COSMO-Modell wurde ab 1996 unter dem Namen LM oder später LME beim Deutschen Wetterdienst entwickelt und für die operationelle Wettervorhersage genutzt. Seit 1998 wird es durch das 'Consortium for Small-scale MOdeling' (COSMO) gepflegt und weiterentwickelt. Mittlerweile gehören der Arbeitsgemeinschaft Wetterdienste und andere wetterinteressierte Organisationen aus 7 Europäischen Ländern an, welche das COSMO-Modell operationell und/oder zu Forschungszwecken nutzen<sup>2</sup>. Für diese Arbeit wird die Version 4.0 des COSMO vom April 2007 verwendet.

#### a) Grundzustand und Modellgleichungen

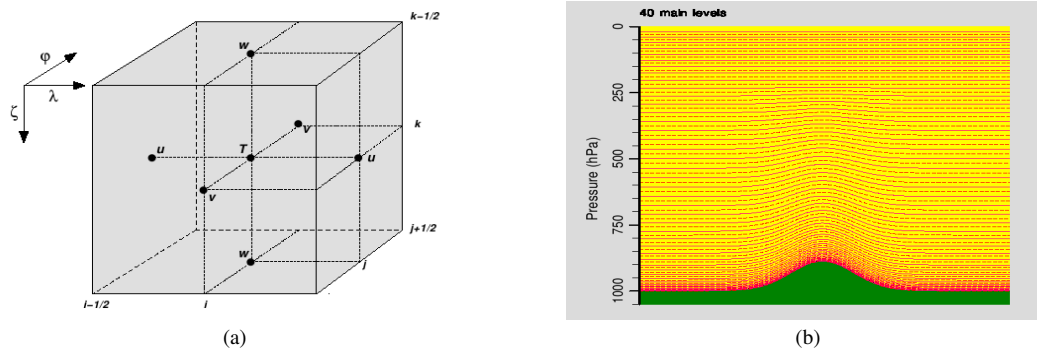
Das COSMO-Modell ist ein nicht-hydrostatisches, kompressibles Regionalmodell (Schulz und Schättler 2005). Im Grundzustand gilt das hydrostatische Gleichgewicht; er wird als trocken, ruhend und horizontal homogen angenommen. Er enthält die Grundzustände der thermodynamischen Variablen Druck, Temperatur und Dichte.

In den prognostischen Grundgleichungen in Kugelkoordinaten werden die orts- und zeitabhängige Abweichung des Druckes, die Temperatur, die drei Windkomponenten und die Bilanzgleichungen für die flüssigen sowie gefrorenen spezifischen Feuchtevariablen berechnet. Die Gleichungen in ihrer ausführlichen Form können in Schättler et al. (2008) nachgelesen werden.

#### b) Gitter und Integration

Für die numerische Berechnung werden die in den Gleichungen vorkommenden räumlichen Differentialoperatoren in finiten zentrierten Differenzen 2. Ordnung gelöst. Die Lösung der Gleichungen erfolgt nach der Gitterpunktmethode, d.h. die Variablen sind Gitterpunkten zugeordnet. Außer den Windkomponenten sind alle Variablen im Zentrum eines Gittervolumens definiert. Die Windkomponenten werden jeweils in der Mitte der Stirnseiten eines Gittervolumens berechnet. Die Vertikalkomponente des Windes ist damit um ein halbes Höhenniveau versetzt. Eine derartige Anordnung wird Arakawa-C Gitter genannt (Abb. 2.1 (a)). Die starre Höhenkoordinate ist in Bodennähe geländefolgend und streckt sich zur Stratosphäre hin horizontal aus. Die Auflösung der Höhenniveaus dieser Lorenz-Anordnung erhöht sich zum Boden hin (Abb. 2.1 (b)).

<sup>2</sup>Internetseite des COSMO: <http://www.cosmo-model.org>, Stand 22. Juni 2010



**Abbildung 2.1:** (a) Anordnung der Variablen im Arakawa-C Gitter und (b) Vertikalstruktur des COSMO-Modells.

Für die zeitliche Integration wurde das Runge-Kutta-Verfahren gewählt. Dabei wird der zukünftige Zeitschritt  $t_0 + \Delta t$  aus dem bekannten Wert und der Steigung zum Zeitschritt  $t_0$  schrittweise vorausberechnet. Die Integration erfolgt mit einem festen Zeitschritt, der operationell und auch für diese Arbeit mit  $\Delta t = 40$  s festgelegt wurde.

Das COSMO wird hier mit einem horizontalen Gitterabstand von  $0.125^\circ$  betrieben, was etwa 14 km entspricht. Diese im Vergleich zum operationellen COSMO-EU<sup>3</sup> halb so hohe Auflösung wurde gewählt, um eine effiziente Rechnung über ein großes Modellgebiet zu ermöglichen. Um die Gitterzellen des Modellausschnittes in möglichst einheitlicher Größe zu halten, ist das Gitter rotiert, sodass der Äquator durch die Mitte des Rechengebietes verläuft.

Als Regionalmodell benötigt das COSMO für Simulationen ein übergeordnetes Modell, welches die Anfangs- und Randbedingungen liefert. Diese Randdaten enthalten die dreidimensionalen Felder der drei Windkomponenten, der Temperatur, der Druckabweichung, diverse Feuchte- und Ozoninformationen sowie zweidimensionale Felder für z.B. die Oberflächentemperatur. Für diese Arbeit werden dazu ECMWF-Analysen verwendet, welche auf das feinere Gitter des COSMO interpoliert wurden. Die Randdaten werden alle 6 h über die Relaxationsschicht am Außenrand des Modellausschnittes eingebracht.

### c) Modellphysik

Ein Teil der in der Atmosphäre stattfindenden Prozesse findet auf kleineren Skalen statt als das Modellgitter auflösen kann. Dazu gehören die mikrophysikalischen Prozesse bei Wolkenbildung, die Turbulenz und die Strahlung. Für diese Prozesse werden anstatt der expliziten Berechnung Parametrisierungen verwendet. Unter Parametrisierung versteht man die Anwendung vereinfachter Gleichungen, die oft Annahmen mit empirischen Parametern enthalten. Für die Simulation einer DRW ist die Kondensation bei Wolkenbil-

<sup>3</sup>COSMO-Version mit der horizontalen Auflösung von 7 km, welche das Gebiet von Europa abdeckt



zung ein wichtiger Prozess. Im Modell wird zwischen skaligem, also gitterauflösendem Niederschlag, und nicht auflösbarer Feuchtkonvektion unterschieden (Doms et al. 2005).

Für die Berechnung des skaligen Niederschlages wird wie im operationellen COSMO-EU das Wolken-Eis-Schema verwendet. Darin sind die Wolken- und Niederschlagspartikel in die Klassen Wasserdampf  $q_v$ , Wolkenwasser  $q_c$ , Regenwasser  $q_r$  und Wolkeneis  $q_i$  eingeteilt und können bei mikrophysikalischen Vorgängen ineinander übergehen. Die Kondensation, bei welcher Wasserdampf  $q_v$  zu Gunsten des Wolkenwassers  $q_c$  vermindert wird, wird über die Sättigungsadjustierung gesteuert. Bei Übersättigung einer Gitterbox wird der Anteil der spezifischen Feuchte  $q_v$ , der die spezifische Feuchte bei Sättigung  $q_{sw}^v(T, p)$  übersteigt, in Wolkenwasser  $q_c$  überführt. Bei diesem Vorgang wird latente Wärmeenergie freigesetzt, die der aktuellen Temperatur zugute kommt:

$$\Delta T = \frac{L_v}{c_{pd}} (q_v - q_{sw}^v(T, p)) \quad (2.1)$$

Die Gleichung entspricht einer Umformung aus den Gleichungen (5.25) und (5.28) aus Doms et al. (2005). Darin bezeichnet  $L_v$  die Umwandlungswärme beim Übergang von Wasserdampf zu Flüssigwasser und  $c_{pd}$  die spezifische Wärme trockener Luft bei konstantem Druck. Bei Übersättigung wird  $q_v > q_{sw}^v$  und die Temperatur erhält einen positiven Zuschlag.

Die Berechnung der Feuchtkonvektion erfolgt wie im ECMWF-Modell nach dem Massenfluss-Schema nach Tiedtke (1989). Es beschreibt die Rückkopplung der vertikalen Flüsse von Masse, Wärme, Feuchte und Impuls in den Auf- und Abwinden eines konvektiven Systems (Doms et al. 2005). Der Wärmezuschlag bei Kondensation wird wie für den skaligen Niederschlag bei Klassenübergängen der Feuchtepartikel mit der Sättigungsadjustierung berechnet. Aufgrund der Rechenintensität des Konvektionschemas wird dieses nur alle 9 Rechenzeitschritte aufgerufen und für die Zwischenzeit festgehalten.

Wegen der hohen Feuchteverfügbarkeit bewegen sich DRWs vorwiegend über dem Meer. Dort liegt eine der Hauptquellen von Luftfeuchte in der Verdunstung. Sie spielt eine große Rolle in der Kopplung zwischen Boden und der Atmosphäre. Der latente Wärmefluss beschreibt die in Form von Feuchte in die Atmosphäre übergehende Energie von der Bodenoberfläche aus. Im COSMO wird er über die Gleichung

$$(F_{q^v}^3)_{sfc} = -\rho C_q^d |\vec{v}_h| (q^v - q_{sfc}^v) \quad (2.2)$$

berechnet. Der latente Wärmefluss ergibt sich aus dem Produkt der horizontalen Windgeschwindigkeit  $|\vec{v}_h|$  mit der Feuchtedifferenz von unterstem Modelllevel  $q^v$  und Bodenoberfläche  $q_{sfc}^v$ . Weiterhin stehen  $\rho$  für die Luftdichte und  $C_q^d$  für den turbulenten Austauschkoefizienten. Für die weiteren parametrisierten Prozesse wie die Strahlung und die Vorgänge im Boden, welche für diese Arbeit nur eine untergeordnete Rolle spielen, wird auf die COSMO-Dokumentationen von Schättler et al. (2008) und Doms et al. (2005) verwiesen.

#### d) Synthetische Satellitenbilder

Im COSMO-Modell besteht die Möglichkeit, synthetische Satellitenbilder zu generieren. Mit Hilfe der RTTOV-Bibliothek (engl. 'fast radiative transfer model') können aus den Vertikalprofilen von Temperatur, spezifischer Feuchte, den Wolkenbestandteilen und verschiedenen 2-dimensionalen Feldern die Strahlungstemperatur und die Strahldichte von Satellitensensoren simuliert werden (Keil und Tafferner 2003). In dieser Arbeit werden Informationen des Infrarotkanals  $\lambda = 3.9 \mu\text{m}$  aus dem Teleskop SEVIRI auf MSG (Meteosat Second Generation) nachgestellt.

Meteosat sind geostationäre Satelliten, welche in 36.000 km Höhe bei  $0^\circ$  geographischer Länge über dem Äquator positioniert sind. Da SEVIRI das Simulationsgebiet über dem Atlantik von seiner Position aus nicht ausreichend beobachten kann, wurde der Satellit für die Ziele dieser Arbeit auf die Position des GOES-east bei  $75^\circ\text{W}$  verschoben. Auf Empfehlung von Keil et al. (2006) wird Flüssigwasser in konvektiven Wolken nicht zur Berechnung der Satellitenbilder herangezogen, da es durch Ausmischung (engl. detrainment) zu unnatürlich fleckiger Verteilung der Konvektion führt.

### 2.1.3 Nachträglich berechnete Variablen

Für die ECMWF- und die COSMO-Daten wurden aus den Modellausgabevariablen weitere Variablen berechnet, die für die Diagnose von Interesse sind. Grundlage für die Berechnung der Sekundärvariablen potentielle Temperatur  $\Theta$  [K], potentielle Vorticity PV [pvu] und latente Heizrate CH [K/6h] sind der Druck  $p$ , die Temperatur  $T$ , die drei Windkomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  sowie die spezifische Feuchte  $q$ .

Die potentielle Temperatur ergibt sich aus  $\Theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$  mit dem Referenzdruck  $p_0=1000 \text{ hPa}$ , der Gaskonstanten für trockene Luft  $R = 287 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$  und der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p=1005 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ . Die PV wird in isobaren Koordinaten über  $PV = -g(\mathbf{k} + \nabla_p \times \mathbf{v}) \cdot \nabla_p \Theta$  als Produkt der Schwerebeschleunigung  $g = 9.81 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  mit dem Skalarprodukt der absoluten Vorticity im Klammerausdruck und dem Gradienten der potentiellen Temperatur berechnet.

Für die Bestimmung der latenten Heizrate werden für ECMWF- und COSMO-Daten verschiedene Verfahren genutzt. Eine Methode nach Berrisford (1988) bildet die Grundlage für die Berechnung aus ECMWF-Daten. Dabei wird angenommen, dass Kondensation nur bei aufsteigender Luftbewegung und mit einer Luftfeuchte von mindestens 80% Sättigung stattfindet. Die Berechnung erfolgt schließlich nach der Formel  $CH = \dot{\Theta} = \frac{\Theta}{T} \frac{L}{c_p} \frac{Dq}{Dz}$  (Wernli 1995). Darin bezeichnet  $L = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$  die Verdunstungswärme von Wasser,  $c_p$  die bereits oben erwähnte spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$  das totale Differential. Die Kalkulation der Verdunstungskühlung ist in dieser Methode nicht vorgesehen.

Für die COSMO-Daten basiert die Berechnung auf einem Verfahren von Emanuel et al. (1987). Die Gleichung  $\dot{\Theta} = \omega \left( \frac{\partial \Theta}{\partial p} - \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \frac{\Theta}{\Theta_e} \frac{\partial \Theta}{\partial p} \right)$  mit der äquivalentpotentiellen Temperatur  $\Theta_e$  (Bolton 1980) und der trocken- und feuchtadiabatischen Temperaturgradienten  $\Gamma_d$  und  $\Gamma_m$  lässt auch Abkühlungsraten durch Verdunstung zu. Im Unterschied zur Berechnung für die ECMWF-Daten werden die Werte der latenten Wärmefreisetzung für das COSMO aufgrund der höheren zeitlichen Auflösung anstatt für 6 h für 1 h als repräsentativ angenommen.

## 2.2 Werkzeuge zur Datenanalyse

### 2.2.1 Trajektorienmodell Lagranto

Bei der Lagrangeschen Sichtweise werden Änderungen eines Luftpaketes entlang ihres Weges betrachtet. Entlang dieser Trajektorie eines Luftpaketes ändern sich nicht nur die Ortskoordinaten, sondern auch Eigenschaften wie Temperatur und Feuchte können sich wandeln. Das ermöglicht im Gegensatz zur Eulerschen Sichtweise, wo die Atmosphäre zu einem Zeitpunkt festgehalten wird, gerade bei nicht stationären Bewegungen andere Perspektiven auf Strömungen und Wettersysteme.

Um Daten nach der Lagrangeschen Anschauung zu erhalten, wird das Trajektorienmodell LAGRANTO (LAGRangian ANalysis TOol, Wernli (1995), Wernli und Davies (1997a)) angewendet. Ausgehend vom Ort  $\vec{r}$  eines Luftpaketes berechnet LAGRANTO dessen nachfolgende Position mit einer Vorwärtsrechnung:  $\vec{r}^* = \vec{r} + \vec{v}(\vec{r}, t) \cdot \Delta t$ . Die neue Position  $\vec{r}^*$  wird mittels weiterer Iterationen korrigiert, wobei für den Wind  $\vec{v}$  ein Mittelwert aus dem aktuellen und dem Wind zum nächsten Datenzeitschritt verwendet wird:  $\vec{v} = \frac{1}{2} \cdot [\vec{v}(\vec{r}, t) + \vec{v}^*(\vec{r}^*, t + \Delta t)]$  (siehe Abb. 2.2). Der Zeitschritt  $\Delta t$  entspricht hier einem Zwölftel der zeitlichen Auflösung der Daten, also 30 min für ECMWF- und 5 min für COSMO-Daten. Die geschilderten Gleichungen können analog auch für Rückwärtsberechnungen verwendet werden. Ein Luftpaket ist hier von der Größe einer Gitterbox und damit von der Auflösung der Modelldaten abhängig.

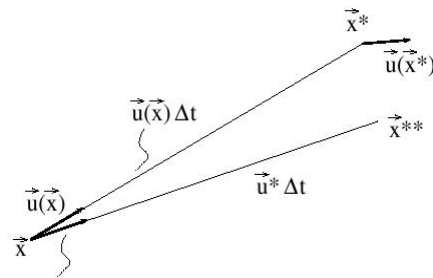


Abbildung 2.2: Schemazeichnung zur Trajektorienberechnung mit Lagranto (Wernli 2006).

Das Iterationsverfahren wird für eine große Anzahl von Trajektorien aus der vorher bestimmten Startregion durchgeführt. Außer den Ortskoordinaten können weitere Variablen entlang des Weges berechnet werden. Über Selektionskriterien, die Variablenwerte

für festgelegte Zeitpunkte oder -verläufe einschränken, ist eine weitere Reduzierung der Trajektorien auf die interessierenden Eigenschaften möglich.

## 2.2.2 Quasigeostrophische Omegadiagnostik

Als Werkzeug, um die von der unteren und oberen Atmosphäre ausgelöste Vertikalgeschwindigkeit voneinander unterscheiden zu können, wird die von Clough et al. (1996) eingeführte quasigeostrophische Omegadiagnostik angewendet.

Die quasigeostrophische Omegagleichung gibt die aus der geostrophischen Balance von Druck- und Vorticityfeld resultierenden Vertikalbewegungen an. Für die Lösung verwenden Clough et al. (1996) die Q-Vektor-Form (Hoskins et al. 1978):

$$N^2 \nabla_h^2 + f_0^2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s \omega) \right) = 2 \nabla_h \cdot \mathbf{Q} \quad (2.3)$$

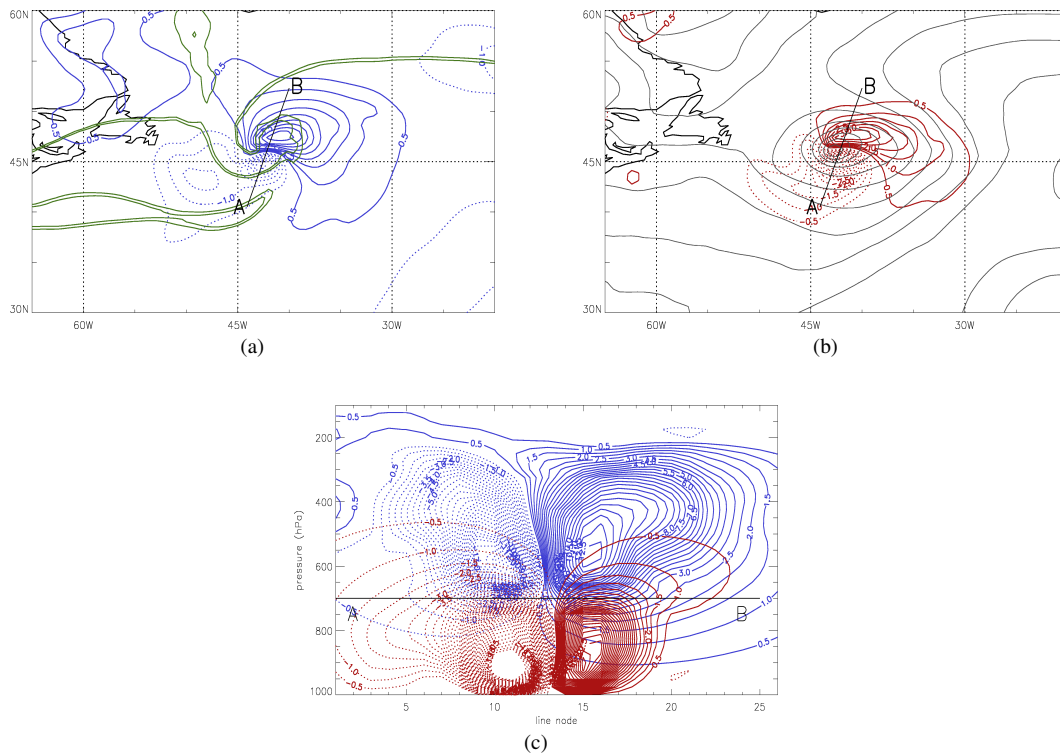
Darin bezeichnet  $N$  die statische Stabilität über die Brunt-Väisälä-Frequenz,  $f_0$  den Coriolis-Parameter,  $\rho_s$  das vorgegebene exponentielle Dichteprofil und  $\omega$  die Vertikalgeschwindigkeit im p-System. Der Q-Vektor

$$\mathbf{Q} = -\frac{g}{\Theta_0} \left( (\partial \mathbf{v}_g / \partial x) (\partial \Theta / \partial y) + (\partial \mathbf{v}_g / \partial y) (\partial \Theta / \partial x) \right) \quad (2.4)$$

enthält die horizontalen Gradienten der potentiellen Temperatur  $\Theta$  und den geostrophischen Wind  $\mathbf{v}_g$ . Die Lösung der DGL wird unter konstanter statischer Stabilität  $N$  pro horizontaler Schicht iterativ berechnet. In die Berechnung fließen ECMWF-Daten ein, welche vom Modell auf Druckflächen ausgegeben werden. Im Programm erfolgt nach dem Einlesen eine Interpolation auf einen vertikalen Schichtabstand von 25 hPa von 1000 bis 100 hPa.

Die Methode von Clough et al. (1996) ermöglicht die Lösung der Omegagleichung für jeden Punkt im Datengebiet von einer vorher definierten Schicht aus. Damit können Vertikalbewegungen, welche per Fernwirkung von bestimmten Anomalien (der PV) ausgehen (Bishop und Thorpe 1994), horizontal und vertikal durch die Troposphäre verfolgt werden. In dieser Arbeit wird zwischen den planetaren Wellen der oberen Troposphäre 650-100 hPa und den Wirbeln in der unteren Troposphäre 1000-750 hPa unterschieden. Welche Vertikalbewegungen in den beiden Schichten jeweils ausgelöst werden, wird konsistent zu Deveson et al. (2002) und Dacre und Gray (2009) auf 700 hPa betrachtet. Es wird davon ausgegangen, dass diese Druckfläche von Anomalien der unteren und oberen Troposphäre beeinflusst wird, zudem finden dort typischerweise die stärksten Vertikalbewegungen in Zyklonen statt.

In Abbildung 2.3 ist die quasigeostrophische Vertikalgeschwindigkeit am Beispiel einer Zyklone im Reifestadium dargestellt. Bild 2.3 (a) zeigt anhand der grünen Linien bei 45°W/45°N eine sich zyklonal aufrollende positive PV-Anomalie in der oberen Troposphäre auf 315 K. An ihrer Vorderseite bewirkt sie auf 700 hPa eine aufsteigende Verti-



**Abbildung 2.3:** Quasigeostrophische Vertikalgeschwindigkeit einer Zyklone: (a) ausgelöst in der oberen Troposphäre 100-650 hPa auf 700 hPa (blaue Konturen, Intervall 0.5 cm/s) und PV auf 315 K (grüne Konturen, pvu), (b) ausgelöst in der unteren Troposphäre 750-1000 hPa auf 700 hPa (rote Konturen, Intervall 0.5 cm/s) und reduzierter Bodendruck (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und (c) Vertikalschnitt durch die in (a) und (b) markierte schwarze Linie  $\overline{AB}$ , Vertikalgeschwindigkeit wie (a) und (b), Aufsteigen durchgezogene, Absinken gepunktete Linien.

kalbewegung (blaue durchgezogene Konturen), während an ihrer Rückseite ein schwächeres Absinken zu sehen ist (gepunktete blaue Konturen). Unterhalb der PV-Anomalie auf Tropopausenhöhe befindet sich ein Bodentief (graue Konturen in Abb. 2.3 (b)). Seine bodennahe Rotation induziert an der Nordostseite ein quasigeostrophisches Aufsteigen auf 700 hPa, welches vom schrägen adiabatischen Aufgleiten an den nordwärts geneigten Isentropen verursacht wird. Rückseitig macht sich ein Absinken bemerkbar. In der unteren Troposphäre wird die mit dieser Methode bestimmte Vertikalgeschwindigkeit vermutlich unterschätzt, da Auftriebseffekte durch diabatische Prozesse nicht berücksichtigt werden. Die quasigeostrophisch ausgelösten Vertikalbewegungen von bodennahem Wirbel und der PV-Anomalie an der Tropopause sind in Abb. 2.3 (c) im Querschnitt dargestellt. Die Maxima des quasigeostrophischen Aufsteigens befinden sich jeweils etwa 100 - 150 hPa vom Niveau 700 hPa (schwarze Linie) entfernt. Von beiden Anomalien wirken sich die

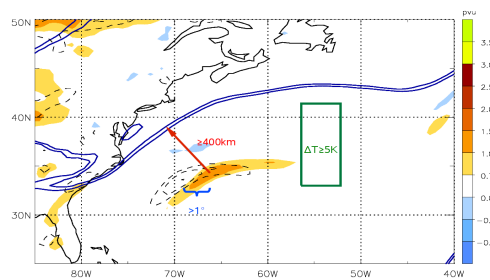
Vertikalbewegungen auf 700 hPa aus. Die kohärenten Säulen deuten an, dass auf 700 hPa die stärksten Vertikalbewegungen, gemeinsam ausgelöst von den Anomalien der unteren und oberen Troposphäre, stattfinden können.

### 2.2.3 DRW Suchalgorithmus

Zum Erkennen von DRWs in einem größeren Datensatz wurde der Verfolgungsalgorithmus für DRWs von Kenzelmann (2005) verwendet und weiterentwickelt. Dieses Programm selektiert positive PV-Anomalien auf 850 hPa, welche ein Maximum relativ zu den Umgebungsgitterpunkten aufweisen. Weitere Bedingungen für den Gitterpunkt des PV-Maximums, welches später als Zentrum einer DRW identifiziert werden soll, ist ein PV-Wert  $>1$  pvu und eine relative Feuchte von mehr als 50%. Für die Anwendung des Programmes auf COSMO-Daten besteht ein PV-Maximum aus veränderlich vielen Gitterpunkten, die zu Gruppen (Clustern) zusammengefügt werden.

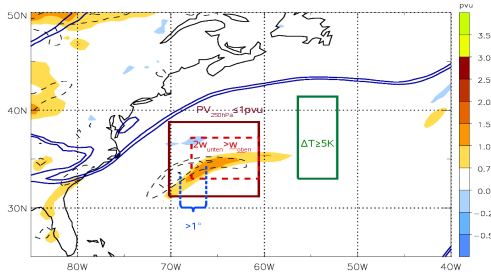
Befindet sich eine Anomalie zum nächsten Zeitschritt nicht weiter als  $2^\circ$  westlich,  $12^\circ$  östlich und  $4^\circ$  bzw.  $2^\circ$  nördlich oder südlich entfernt, so werden die beiden als ein System identifiziert und zu einer Zugbahn miteinander verbunden. Befinden sich mehrere PV-Maxima in diesem Bereich, so fällt die Wahl auf das Maximum mit der höchsten PV. Über einen Datensatz mit mehreren Zeitpunkten finden sich somit meist mehrere Zugbahnen von PV-Anomalien.

Um nun die DRWs unter ihnen zu separieren ist eine weitere Filterung notwendig. Damit sollen die für eine DRW einzigartigen Propagationsbedingungen nachvollzogen werden: Das sind eine erhöhte Baroklinität und eine hohe Propagationsgeschwindigkeit unter Abwesenheit eines obertroposphärischen Antriebes. Zunächst werden nur diejenigen Zugbahnen bewahrt, welche für mindestens 5 Zeitschritte bzw. 24 h bestehen. Die weiteren Kriterien für eine DRW sind in Abb. 2.4 dargestellt: (i) in den ersten drei Zeitschritten muss die Baroklinität auf 950 hPa, berechnet über  $\theta_{max} - \theta_{min}$  in der grünen Box stromabwärts mindestens 5 K, (ii) der horizontale Abstand zum Jet auf 250 hPa mindestens 400 km und (iii) die Propagationsgeschwindigkeit im Schnitt wenigstens  $1/6$  h betragen. Der DRW-Suchalgorithmus wird in dieser Form nur für die Untersuchung der Fallstudie verwendet. Deshalb werden im Umkreis der DRW mit diesem Programm noch weitere Variablen berechnet, welche die Bedingungen in der Umgebung der DRW charakterisieren. Die



**Abbildung 2.4:** Schemazeichnung zur DRW Selektion: gemittelte PV in der unteren Troposphäre (farbig), PV auf 315 K (blaue Konturen, 1,5 und 2 pvu) und bodennahe PV einen Zeitschritt vorher (schwarz gestrichelt) und Selektionskriterien (siehe Text).

verwendeten Variablen sind in den entsprechenden Kapiteln beschrieben.



**Abbildung 2.5:** Schemazeichnung zu den DRW Selektionskriterien für die Klimatologie, wie Abb. 2.4.

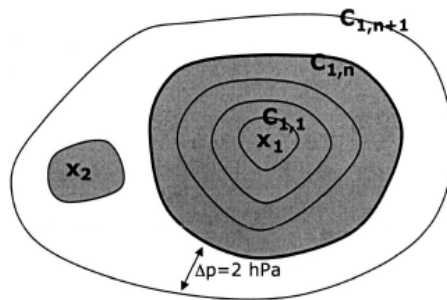
Um einen Antrieb aus der oberen Troposphäre möglichst auszuschließen und einen (feucht-diabatisch angetriebenen) Wirbel in der unteren Troposphäre zu gewährleisten, darf nun die gemittelte PV auf 250 hPa in der braunen Box in Abb. 2.5 nicht mehr als 1 pvu betragen und in der roten gestrichelten Box auf 700 hPa muss das mittlere quasigeostrophische Aufsteigen induziert in der unteren Troposphäre mindestens doppelt so groß sein wie das in der oberen Troposphäre ausgelöste. Die Kriterien der Baroklinität (i), der Geschwindigkeit (iii) sowie die Lebensdauer von 24 h werden für die Klimatologie wie gehabt verwendet.

## 2.2.4 Verfolgung des Bodendruckminimums

Der Verfolgungsalgorithmus für Bodendruckminima wurde in Wernli und Schwierz (2006) als eine Methode zur Erstellung einer Zyklonenklimatologie eingeführt. Das Bodendruckfeld mit Minimum ist ein robustes Merkmal von Zyklonen und eignet sich deshalb gut, um die Zugbahn und die Intensität eines Tiefdruckgebietes aufzuzeichnen.

Zur Identifizierung der Bodendruckminima eines Zeitschrittes ermittelt das Programm zunächst alle lokalen Minima des Bodendruckfeldes. Ein Gitterpunkt ist dann ein Bodendruckminimum, wenn die umgebenden 8 Gitterpunkte höhere Bodendruckwerte aufweisen. Im Anschluss sucht das Programm solange nach der äußersten geschlossenen Isobare  $C_{1,n}$  um das Bodendruckminimum, bis ein anderes Bodendruckminimum mit umschlossen wird (Abb. 2.6). Das von der äußersten Kontur  $C_{1,n}$  eingeschlossene Gebiet bildet die Fläche der Zyklone. So wird mit jedem Minimum des Feldes verfahren. Der Algorithmus zeichnet außerdem Informationen wie die Position, den Wert des minimalen Bodendruckes und den der äußersten umschließenden Isobare auf. Die Schrittweite der Isobarensuche  $\Delta p$  beeinflusst die Zyklonensuche und wurde hier wie in Abb. 2.6 bei 2 hPa belassen.

Um die Bodendruckminima mehrerer Zeitschritte zu Zugbahnen zusammenzuhängen wird eine erste Schätzung (engl. 'first guess') der nachfolgenden Zyklonenposition berechnet, welche nicht weiter als 1000 km entfernt sein darf. Die erste Schätzung wird aus der aktuellen und der vorherigen Position durch die Gleichung  $x_Q(t_{n+1}) = x_Q(t_n) + 0,75 \cdot (x_Q(t_n) - x_Q(t_{n-1}))$  bestimmt. Der Faktor 0,75 wurde eingeführt, da sich erfahrungs-



**Abbildung 2.6:** Schemazeichnung zur Zyklonenidentifizierung aus Wernli und Schwierz (2006).

gemäß die Geschwindigkeit einer Zyklone mit zunehmender Lebensdauer verlangsamt (Wernli und Schwierz 2006). Liegen mehrere Zyklonen im Umkreis von 1000 km um eine Zyklone, so wird die nächstgelegene Zyklone gewählt. Für den zweiten Zeitschritt einer Zugbahn wird die Anfangsposition als erste Schätzung genommen.



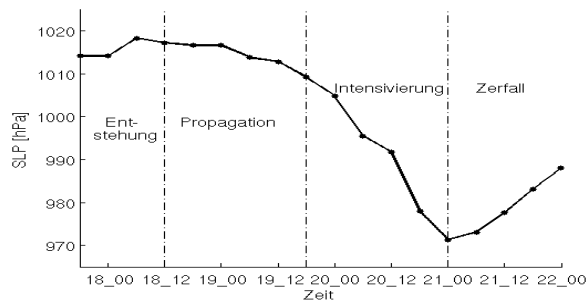
# Kapitel 3

## Beschreibung der Fallstudie mit ECMWF-Analysen

### 3.1 Synoptischer Überblick

Im folgenden Abschnitt wird der Lebenslauf der untersuchten Zyklone beschrieben. Abbildung 3.1 zeigt, dass die Entwicklung der Zyklone anhand des minimalen Bodendruckes (engl. sea level pressure, SLP) in vier Phasen eingeteilt werden kann.

Die Zyklone erscheint erstmals mit einer positiven Anomalie der PV unter einem konvektiv durchmischten Niederschlagsgebiet am 17. Dez. 2005 gegen 18 UTC. Diese Periode endet am 18. Dez. 12 UTC mit der Verdichtung des Niederschlagsgebietes und wird nachfolgend Entstehungsphase genannt. Anschließend propagiert die PV-Anomalie mit hoher Geschwindigkeit ostwärts, wobei sich ihr SLP-Minimum von anfänglich 1017 hPa kaum vertieft. Diese 30-stündige Periode bis 19. Dez. 18 UTC wird Propagationphase genannt. Die anschließende Intensivierungsphase ist von einem rapiden Druckfall von nahezu 34 hPa in 24 h vor dem 21. Dez. 00 UTC gekennzeichnet. Sie resultiert in einem minimalen SLP von 972 hPa zu diesem Zeitpunkt. Daran schließt sich die Zerfallsphase der Zyklone an, in welcher der Bodendruck allmählich steigt.



**Abbildung 3.1:** Einteilung der Entwicklungsphasen der Zyklone bezogen auf die zeitliche Entwicklung des minimalen Bodendruckes vom 17.–22. Dez. 2005.

### 3.1.1 Entstehung

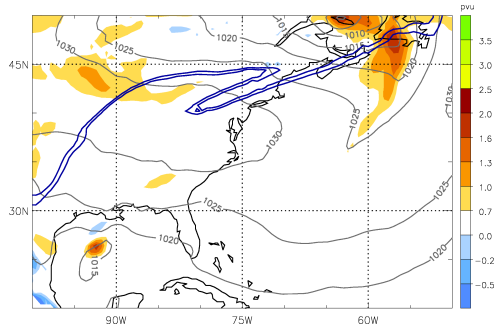
Am 17. Dez. 18 UTC erscheint über dem nördlichen Golf von Mexiko eine bodennahe positive PV-Anomalie von etwa 2 pvu in den ECMWF-Analysen (Abb. 3.2 (a)). Auf Tropopausenhöhe ist stromaufwärts ein kurzweiliger Höhentrog über den südlichen Vereinigten Staaten sichtbar. Die PV-Anomalie ist mit einem rotierenden Windfeld (ohne Abb.) und einem flachen SLP Minimum verbunden. Auf dem Satellitenbild ist in dem Bereich ein großflächiges stratiformes Wolkengebiet mit eingebetteten hochreichenden konvektiven Zellen zu sehen (Abb. 3.2 (h)). Es deckt mit seinem Niederschlag einen beträchtlichen Teil des Golfes von Mexiko ab (Abb. 3.3 (a)). Durch die Rotation des Windfeldes um die PV-Anomalie wird bodennah eine Zunge mit hoher Luftfeuchtigkeit von bis zu 14 g/kg von Süden gegen den Temperaturgradienten vor der Amerikanischen Küste gedrückt (Abb. 3.3 (a) und (h)). Dadurch werden starke Kondensations- und demzufolge latente Heizraten gefördert, welche für die nachfolgende Entwicklung von großer Bedeutung sind. Durch das Zusammenspiel von Hebung, ausgelöst in der oberen Troposphäre, dem bodennahen Temperaturgradienten und die konvektive Aktivität kann das anfängliche System als ein subtropisches Tiefdruckgebiet (ST, engl. subtropical cyclone) eingeordnet werden (Evans und Guishard 2009).

In den nächsten Stunden bewegt sich das ST ostwärts und überquert schließlich die Halbinsel Florida. Dabei schwächt sich der Höhentrog ab und verliert immer mehr an Einfluss auf das bodennahe System.

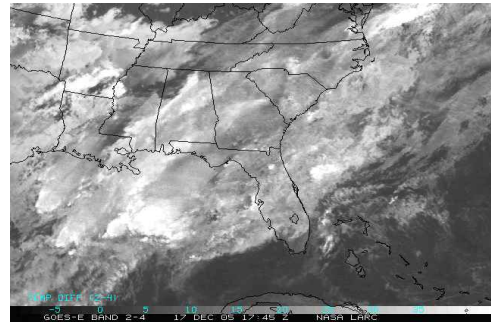
### 3.1.2 Propagation

Nachdem die bodennahe PV-Anomalie den Nordatlantik erreicht hat, beginnt sich das Niederschlagsgebiet mehr zu verdichten und auf einen begrenzten Bereich zu konzentrieren (Abb. 3.3 (b)). Auf dem Satellitenbild streckt sich die Wolkenformation zu einem frontartigen Wolkenband entlang der baroklinen Zone aus (Abb. 3.2 (i) und (j)). Dem bodennahen System kann zum 18. Dez. 12 UTC kein offensichtliches Merkmal in der Wolkenstruktur des Satellitenbildes zugeordnet werden. Zwölf Stunden später ist im Bereich der PV-Anomalie eine deutlich zuordenbare hochreichende Wolkenstruktur innerhalb des Wolkenbandes entstanden (Abb. 3.2 (j)).

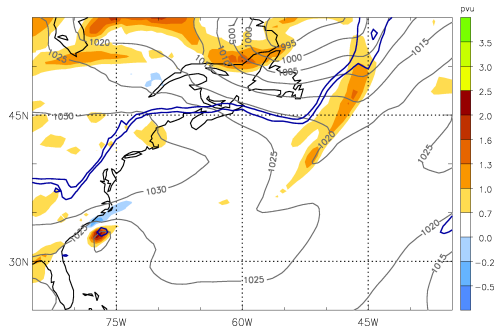
In der Zeit der Neuordnung der Bewölkung zieht sich der Jet zurück und befindet sich mehr als 600 km nördlich der PV-Anomalie (Abb. 3.2 (b) und (c)). Der Temperaturgradient, an dessen Südseite sich die PV-Anomalie bewegt, übersteigt 10 K innerhalb von 500 km in meridionaler Richtung (3.3 (b)). Während die PV-Anomalie rasch ostwärts zieht, sinken deren Werte leicht von 2,5 auf 2 pvu (Abb. 3.2 (b)–(d)) im Einklang mit zurückgehenden Niederschlagsmengen von 45 auf 25 mm/h (Abb. 3.3 (b)–(d)). Die PV-Anomalie setzt sich mit einer Zuggeschwindigkeit von etwa 13 m/s entlang der baroklinen Zone fort, was der doppelten Geschwindigkeit des umgebenden Windes bei dem vorherrschenden schwachen Druckgradienten entspricht. Mit den Merkmalen des scheinbar feh-



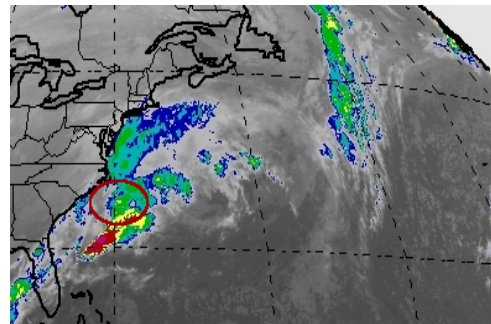
(a) 17 Dez. 18 UTC



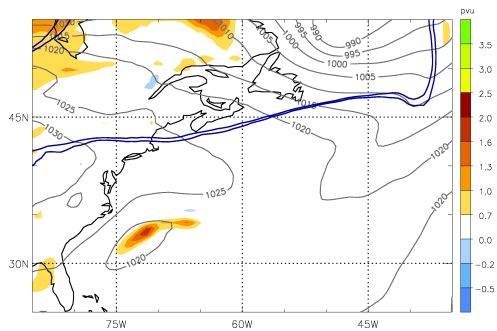
(h)



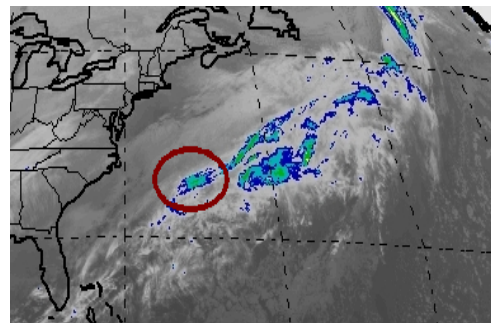
(b) 18 Dez. 12 UTC



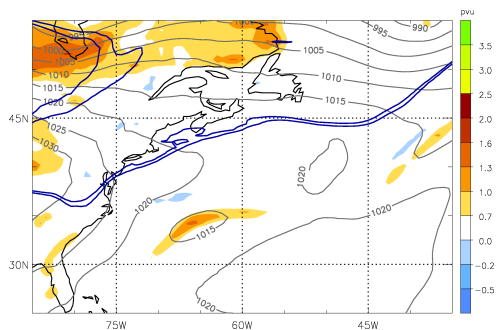
(i)



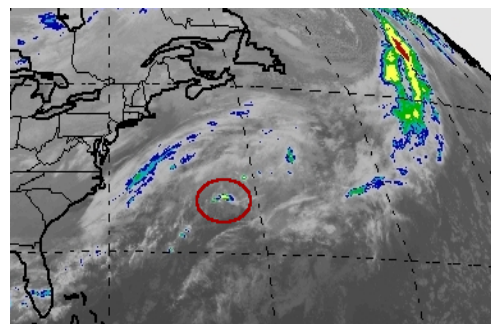
(c) 19 Dez. 00 UTC



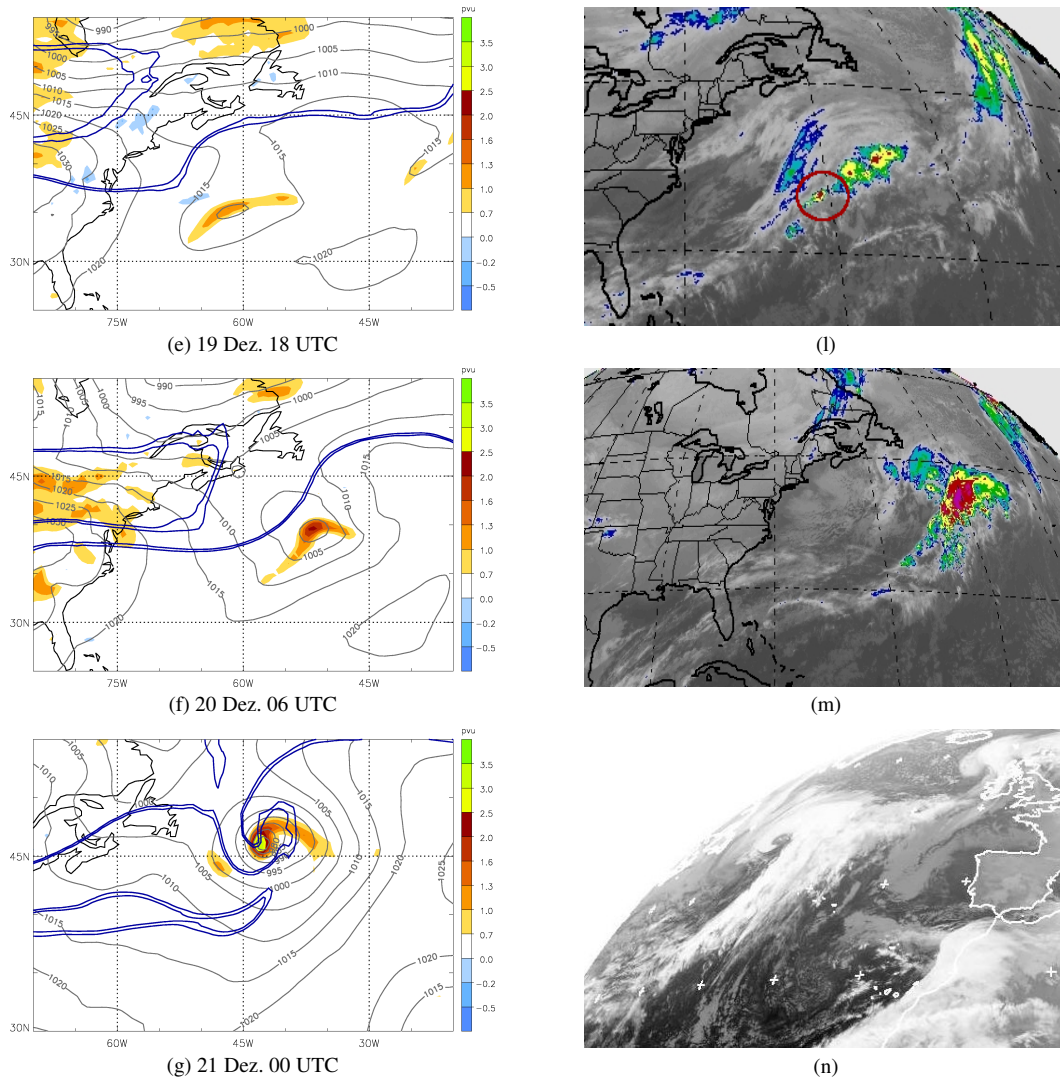
(j)



(d) 19 Dez. 12 UTC



(k)



**Abbildung 3.2:** (a)-(g) Vertikal gemittelte PV 975-800 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 315 K (blaue Kontur, 1,5 und 2 pvu), (h) IR-Satellitenbild GOES east (Quelle: <http://angler.larc.nasa.gov>), (i)-(m) IR-Satellitenbild GOES east (Quelle: <http://squall.sfsu.edu>), (n) IR-Satellitenbild Meteosat (Quelle: <http://www.sat.dundee.ac.uk>) für (a) und (h) 17. Dez. 18 UTC, (b) und (i) 18. Dez. 12 UTC, (c) und (j) 19. Dez. 00 UTC, (d) und (k) 19. Dez. 12 UTC, (e) und (l) 19. Dez. 18 UTC, (f) und (m) 20. Dez. 06 UTC, und (g) und (n) 21. Dez. 00 UTC 2005.

lenden obertroposphärischen Antriebes, der rasanten Fortbewegung der PV-Anomalie an der Südseite der baroklinen Zone und der hohen Verfügbarkeit von Luftfeuchte (Abb. 3.3 (i)–(k)) kann nach dem Konzept von Parker und Thorpe (1995) auf eine propagierende diabatische Rossby-Welle geschlossen werden.

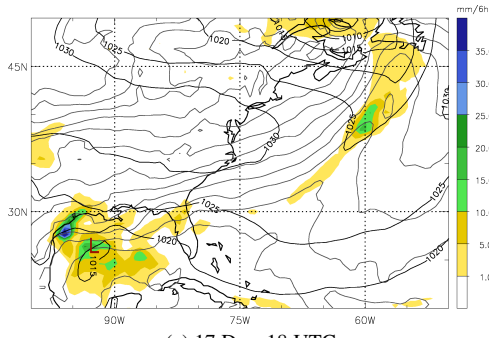
Das Wolkenband entlang der baroklinen Zone am Nordrand des Subtropenhochs zerfällt sich während der Propagation der DRW. Das bodennahe System ist zum 19. Dez. 12 UTC auffällig mit einer hochreichenden isolierten Wolke, welche sich bis in eine Höhe von 200 hPa erstreckt, im Satellitenbild gekennzeichnet (Abb. 3.2 (k)). Kurz darauf wird die hochreichende Bewölkung der DRW Teil einer 'leaf cloud' (dt. Blattwolke), welche bereits am 19. Dez. 18 UTC im Satellitenbild erkennbar ist. Eine solche Wolkenformation wird als Anzeichen einer einsetzenden starken Zyklonenintensivierung angesehen. In den nächsten Stunden wird die DRW mit dem Höhentrog, welcher bereits am 19. Dez. 12 UTC westlich des Systems in Abb. 3.2 (d) zu sehen ist, wechselwirken.

### 3.1.3 Intensivierung

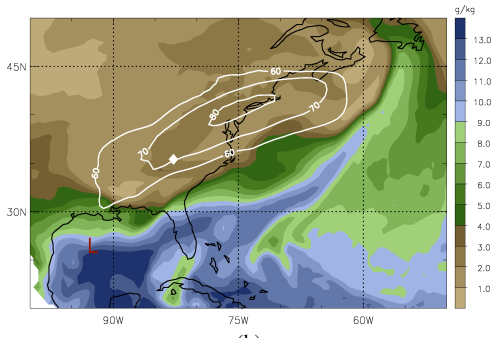
Ein deutlicher Druckabfall und die Verstärkung von Kalt- und Warmfront ab dem 19. Dez. 18 UTC zeigen den Übergang der propagierenden DRW in ein intensives außertropisches Tiefdruckgebiet an (Abb. 3.2 (e)). Die Niederschlagsmenge erhöht sich erneut und ordnet sich vorwiegend entlang der Fronten an (Abb. 3.3 (f)). Die PV-Anomalie befindet sich am 19. Dez. 18 UTC unter der rechten Eintrittsregion des Jets bzw. an der Vorderseite eines Höhentrog (hier in Form eines zonal ausgerichteten stratosphärischen Filaments), (Abb. 3.3 (l) und 3.2 (f)), was Indikatoren für aufsteigende Luftbewegung sind.

Das Überlagerung dieses Höhentrog, welcher mit einer positiven PV-Anomalie auf Höhe der Tropopause verbunden ist, mit der PV-Anomalie der DRW in Bodennähe bewirkt eine Vertiefung des SLP um 34 hPa in 24 h. Die Wechselwirkung erreicht zum 21. Dez. 00 UTC ihren Höhepunkt, wo der SLP den minimalen Kerndruck von 971 hPa erreicht. Die PV in unteren Schichten erhöht sich auf Werte von 6 pvu im Zyklonenzentrum und an der Warmfront, womit starke feucht-diabatische Prozesse angezeigt werden (Abb. 3.2 (g)). Hohe Niederschlagssummen werden besonders im Warmsektor verzeichnet, wo im Satellitenbild die Bewölkung die stärkste vertikale Ausdehnung erreicht (Abb. 3.3 (f) und 3.2 (m)). Während der Intensivierung steigert sich die Fortbewegungsgeschwindigkeit der Zyklone nochmals auf bis zu 16 m/s.

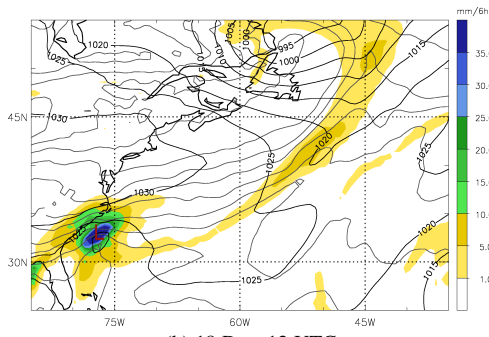
Am 21. Dez. 00 UTC befindet sich die Zyklone nördlich des Jets (Abb. 3.3 (n)), was das Ende der Intensivierung kennzeichnet. Im Infrarot-Satellitenbild ist im Reifestadium der Zyklone ein mächtiges Wolkenschild mit absinkender stratosphärischer Luft im Zentrum zu sehen (Abb. 3.2 (n)). Die Bewölkung hat sich über der Warmfront geballt, was in dieser Phase die aktivste Region für feucht-diabatische Prozesse markiert.



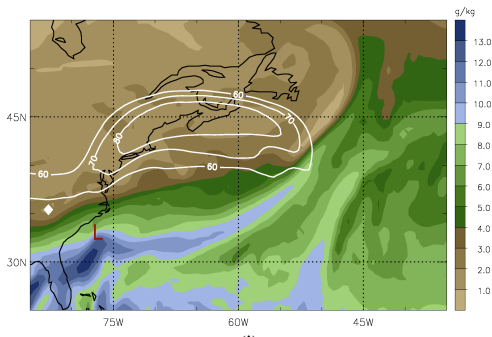
(a) 17 Dez. 18 UTC



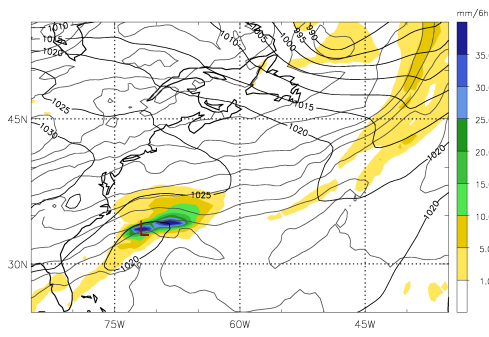
(h)



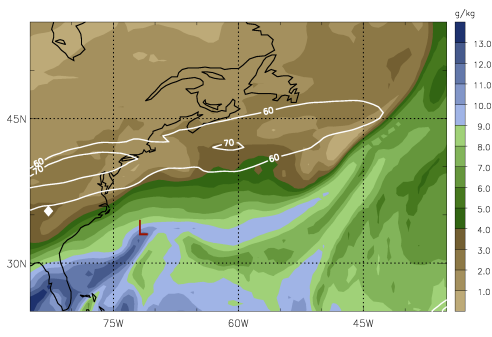
(b) 18 Dez. 12 UTC



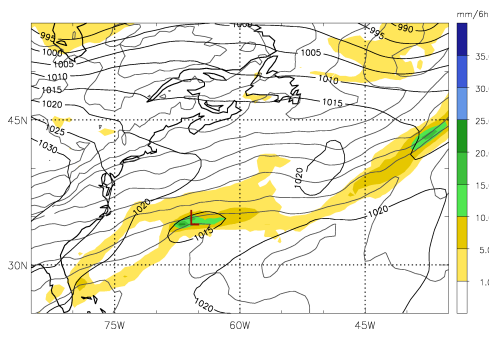
(i)



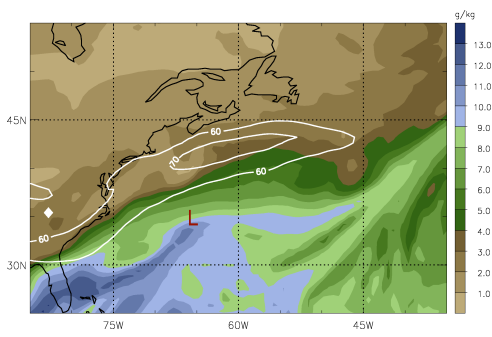
(c) 19 Dez. 00 UTC



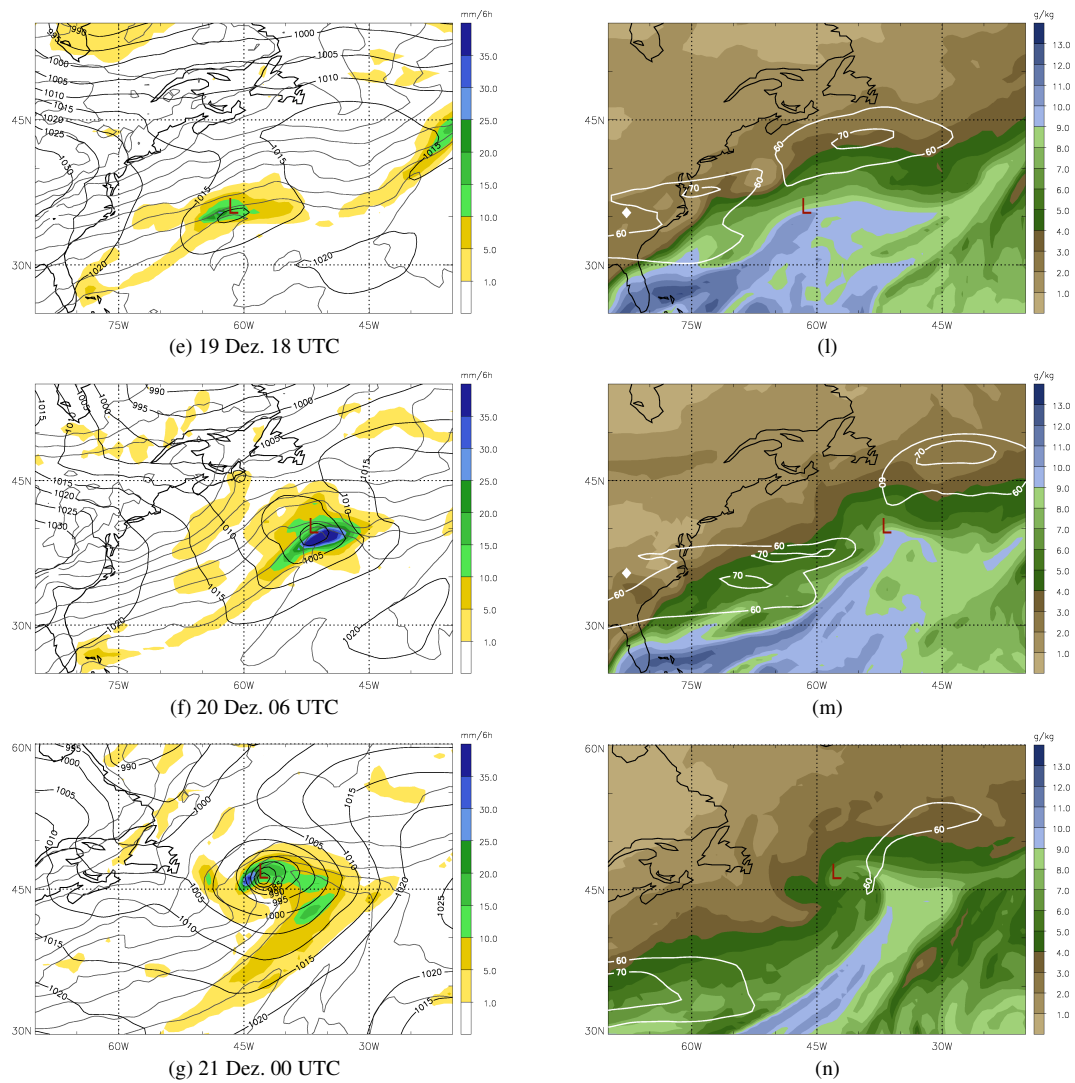
(j)



(d) 19 Dez. 12 UTC



(k)



**Abbildung 3.3:** (a)-(g) Niederschlagssumme in 6 h (farbig, mm/6h) und  $\theta$  auf 900 hPa (graue Konturen, Intervall 3 K), (h)-(n) spezifische Feuchte auf 900 hPa (farbig, g/kg) und Windgeschwindigkeit auf 250 hPa (weiße Konturen, 50, 60 und 70 m/s) für die Zeitpunkte wie in Abb. 3.2; das rote 'L' markiert die Position des Bodendruckminimums.

### 3.1.4 Zerfall

Nachfolgend schwächt sich das Tief mit Zugbahn in nordöstlicher Richtung langsam ab. Temperatur- und Feuchteadvektion lassen infolge des fehlenden obertroposphärischen Antriebes und des Abtrennens des Tiefdruckkernes von Temperaturgradient und hohem Feuchtereservoir nach. Südlich von Island löst sich das Tief im Laufe des 23. Dez. bei einem Kerndruck von knapp unter 1000 hPa 6 Tage nach seiner Entstehung auf.

## 3.2 Vertikalstruktur der Zyklone in den einzelnen Entwicklungsphasen

Die untersuchte Zyklone zeigt nicht die typische Entwicklung 'von oben nach unten' (engl. 'top-down') (Pettersen und Smebye 1971), die durch eine Tropopausenwelle angeregt wird und sich sogleich mehr oder weniger stetig bis zur Reife intensiviert. Hier besteht ein Bodendruckminimum, welches sukzessive als anfängliches subtropisches Tief (ST), anschließend mehrere Stunden lang als DRW und letztendlich als sich intensivierende Zyklone verfolgbar ist. Wie sich die vertikale Struktur des Systems und die Vertikalbewegungen zu charakteristischen Zeitpunkten für die verschiedenen Phasen unterscheidet, wird nachfolgend näher beschrieben.

### 3.2.1 Subtropische Zyklone

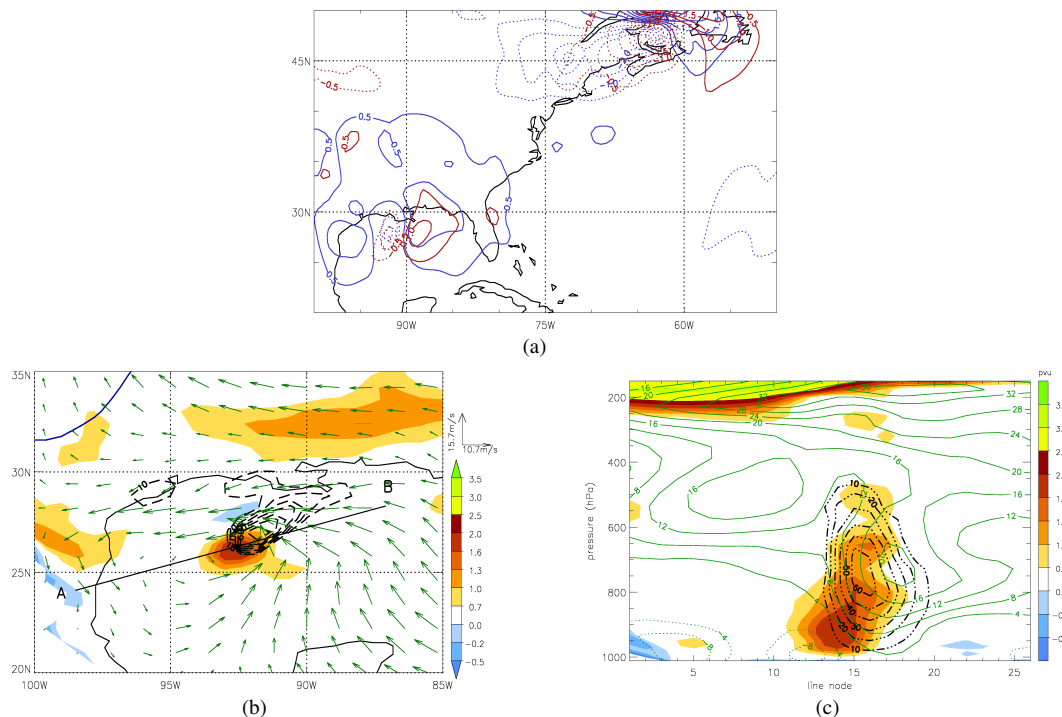
Subtropische Zyklonen sind relativ spärlich untersuchte Wettersysteme, die gemischte Charakteristiken von tropischen und außertropischen Zyklonen aufweisen. Evans und Guishard (2009) stufen eine Zyklone als eine subtropische ein, wenn sie durch einen warmen bodennahen Kern und eine kalte Anomalie an der Tropopause gekennzeichnet ist, sowie von warmer Meeresoberflächentemperatur (engl. sea surface temperature, SST) von 23–27°C und schwacher statischer Stabilität. Darüber hinaus muss das ST ihrer Einstufung nach für mindestens 36 h mit orkanartigem Wind ( $>17$  m/s) auf 925 hPa begleitet sein.

Im Falle hier deuten die konvektive Bewölkung im Satellitenbild (Abb. 3.2 (a)) und die Lage über warmer SST von etwa 26°C (ohne Abb.) südlich von 30°N auf ein ST hin. Die niedrige statische Stabilität wird durch CAPE-Werte um 1000 J/kg bestätigt (ohne Abb.). Außertropische Merkmale sind das Vorhandensein eines intensiven Temperaturgradienten nahe der Oberfläche, eine moderate vertikale Windscherung und insbesondere der Einfluss einer positiven PV-Anomalie an der Tropopause stromaufwärts (Abb. 3.3 (a) und 3.2 (a)).

Beim Erscheinen des SLP Minimums am 17. Dez. 18 UTC in den ECMWF-Analysen herrscht eine schwache Hebung über dem Golf von Mexiko vor, die durch den Höhentrog stromaufwärts ausgelöst wird (Abb. 3.4 (a)). Gleichzeitig ist eine kleinere Struktur von



Aufsteigen und Absinken, welche in der unteren Troposphäre ausgelöst werden, zu sehen. Dieser Dipol kennzeichnet die geneigte bodennahe Rotation an der baroklinen Zone. Das Übereinanderliegen von ober- und untertroposphärisch ausgelöstem Aufsteigen hebt die Wechselwirkung der beiden Systeme hervor. Hierbei ist zu bedenken, dass die quasigeostrophische Vertikalgeschwindigkeit dargestellt ist, welche das untertroposphärisch ausgelöste Aufsteigen wegen Vernachlässigen der diabatischen Effekte vermutlich unterschätzt.



**Abbildung 3.4:** Subtropisches Tief am 17. Dez. 2005 18 UTC aus verschiedenen Perspektiven: (a) quasigeostrophische Vertikalgeschwindigkeit auf 700 hPa (rote Konturen: ausgelöst 1000–750 hPa, blaue ausgelöst 650–100 hPa, durchgezogene Konturen Aufsteigen, gestrichelte Absinken, cm/s), (b) Horizontalschnitt: PV auf 900 hPa (farbig, pvu), PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 2 pvu), Windvektoren auf 900 hPa (grün), latente Heizrate auf 700 hPa (schwarze gestrichelte Konturen, Intervall 10 K/6h) und Position des Vertikalschnittes (Linie  $\overline{AB}$ ) und (c) Vertikalschnitt: PV (farbig, pvu), Meridionalwind (grüne Konturen, Intervall 4 m/s) und latente Heizrate (schwarze gestrichelte Konturen, Intervall 10 K/6h).

Die feineren Strukturen der einzelnen konvektiven Zellen, wie sie im Satellitenbild zu sehen sind, können in der Gitterweite des ECMWF Globalmodelles nicht aufgelöst werden. Das ST erscheint hier als ein homogenes System mit einer horizontalen Ausdehnung des bodennahen Wirbels von 300 km und ist damit mesoskalig. Die zusammenhängende Fläche des Niederschlagsgebietes ist mit über 1000 km erheblich größer (Abb. 3.3 (a)).

Nach den Daten der TRMM Satellitenmessungen (Simpson et al. 1996) bringt das ST in den 3 h vor dem 17. Dez. 18 UTC eine Niederschlagsmenge von mehr als 80 mm hervor. Gleichzeitig wird in der Kurzfristvorhersage des ECMWF eine wesentlich geringere Niederschlagsmenge von 47 mm/6 h vorausberechnet. Dahingegen zeigen das Quikscat Satelliteninstrument (Sienkiewicz 2004) und ECMWF-Analysen übereinstimmend Windgeschwindigkeiten von bis zu 15 m/s an der Oberfläche für den Zeitpunkt des ersten Erscheinens des SLP Minimums.

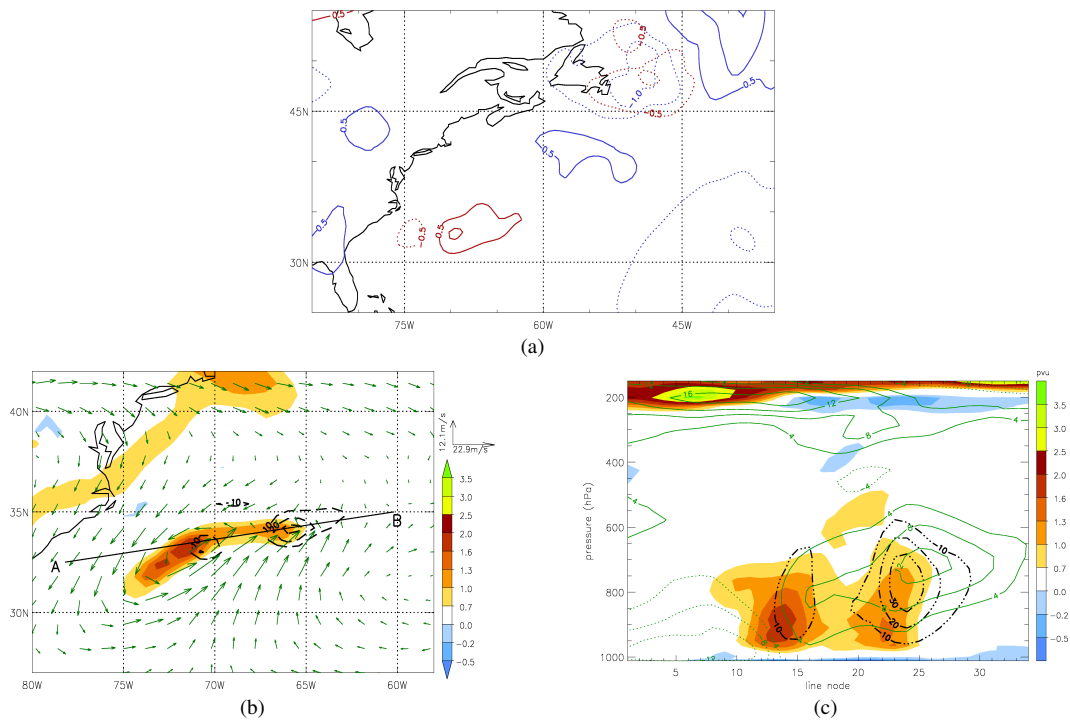
Im Vertikalschnitt sind die höchsten PV-Werte von 2 pvu um das Druckniveau von 900 hPa zu sehen (Abb. 3.4 (c)). Der Bereich des Wirbels mit anomal hoher PV ( $> 1$  pvu) erstreckt sich bis auf 600 hPa. Kondensation, die zu latenter Wärmefreisetzung führt, findet am stärksten nordöstlich der hohen PV-Werte auf etwa 750 hPa mit Instantanwerten von über 60 K/6 h statt (Abb. 3.4 (b) und (c)). Die grünen Linien in Abb. 3.4 (c) kennzeichnen den Meridionalwind, der an der Vorderseite des ST das Aufsteigen (und nachfolgende latente Heizen) leitet. Sein Maximum befindet sich etwa 150 km östlich des PV-Zentrums und beträgt über 20 m/s.

### 3.2.2 DRW

Den Übergang vom ST zur DRW begleitet die Formänderung und Konzentration der stratiformen Bewölkung im Satellitenbild. Die DRW ist während ihrer Propagation von einer veränderlich großen, isolierten und hochreichenden Bewölkung gekennzeichnet (Abb. 3.2 (i)–(k)). Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 angesprochen wurde, befindet sich der zonal ausgerichtete Jet während der Propagationsphase weit nördlich der DRW. Am 19. Dez. 00 UTC beträgt der Abstand fast 900 km (Abb. 3.2 (c)). In Übereinstimmung mit dieser deutlichen räumlichen Trennung befindet sich in der Umgebung der DRW keine Vertikalbewegung, die in der oberen Troposphäre ausgelöst wurde (Abb. 3.5 (a)). Das bestärkt die Feststellung, dass die DRW-Propagation ohne die Hebung aus der oberen Troposphäre auskommt. Während des Überganges vom ST in eine DRW war zu beobachten, dass sich die von der oberen Troposphäre ausgehende aufsteigende Vertikalbewegung allmählich zurückzog. Die DRW selbst ist durch einen Dipol von in der unteren Troposphäre ausgelöstem Aufsteigen vorderseitig und einem schwächeren Absinken rückseitig gekennzeichnet. Obwohl sich die PV-Strukturen von ST und DRW sehr ähneln, besteht im fehlenden Einfluss der oberen Troposphäre auf die DRW doch ein bedeutender Unterschied. Somit kann die DRW als flache zyklonale thermodynamisch angetriebene Zirkulation verstanden werden.

Die zyklonale Rotation um die DRW führt zu einer aufsteigenden Luftbewegung entlang der nordwärts ansteigenden Isentropen nordöstlich des Systems, was an den roten Konturen in Abb. (Abb. 3.5 (a)) sichtbar ist. In der aufsteigenden Luft findet leicht oberhalb des PV-Maximums Kondensation statt, wobei latente Wärme freigesetzt wird (grüne und schwarze Konturen in Abb. 3.5 (b) und (c)). Folglich findet unterhalb des Maximums der latenten Wärmefreisetzung PV-Produktion statt. Dieser Prozess der diabatischen PV-Produktion läuft über die 30-stündige Dauer der Propagationsphase der DRW über eine

Strecke von 1500 km ab. Das zeigt die Verfügbarkeit der für die Propagation günstigen Bedingungen von ausreichend Feuchte und Baroklinität.



**Abbildung 3.5:** DRW am 19. Dez. 2005 00 UTC: wie Abb. 3.4.

In der Vertikalstruktur der DRW befinden sich in den ECMWF-Analysen die höchsten PV-Werte von 2 pvu auf 900 hPa. Der Bereich des stärksten latenten Heizens ist ähnlich wie beim ST zwischen 700 und 800 hPa gelegen, nun aber mit 30 K/6 h um die Hälfte schwächer (Abb. 3.5 (c)). Die vertikale Erstreckung der erhöhten PV-Werte der DRW bis auf 750 hPa ist geringfügig niedriger als beim ST. Zu den insgesamt schwächeren Werten passend zeigt sich der Meridionalwind mit bis zu 12 m/s ebenfalls vermindert. Die anfänglich nahezu runde Form der PV-Anomalie hat sich während der Propagationsphase zu einem länglichen Gebilde entlang der baroklinen Zone ausgestreckt, sodass sie nunmehr eine Länge von etwa 1000 km erreicht. Die leicht gekrümmte Form der DRW könnte man als Kalt- und Warmfront einer sich nicht verstärkenden Zyklone interpretieren (Abb. 3.5 (b)). Die zwei PV-Maxima und die lang gestreckte Form zeigen die DRW während eines Teilungsvorganges der PV. Die gelegentliche Aufspaltung und nachfolgende Abschwächung von einer der PV-Anomalien ist möglicherweise ein Merkmal von großflächigen intensiven DRWs.

### 3.2.3 Zyklone

Wie im Satellitenbild deutlich wird, ändert das System im Stadium der Zyklonenintensivierung seine Symmetrie, Form und Größe. Die zuvor meist 300–500 km umfassende mesoskalige DRW erreicht nun als außertropische Zyklone eine Ausdehnung von etwa 1500 km und ist in die synoptische Skala einzuordnen. Der Übergang zu einer sich intensivierenden Zyklone mit ihren charakteristischen Fronten wird mit dem Beginn der Wechselwirkung von DRW und Höhentrog eingeleitet (Abb. 3.2 (f)). Diese Wechselwirkung ist an der Überlagerung von untertroposphärisch durch die DRW und obertroposphärisch durch den herannahenden Höhentrog ausgelöster aufsteigender Vertikalbewegung zu erkennen (Abb. 3.6 (a)). Die DRW induziert zu Beginn der Intensivierung eine bedeutend schwächere und kleinräumigere aufsteigende Vertikalbewegung als die Anomalie an der Tropopause. Mit dem vertikalen Überinanderschieben der Systeme verstärkt sich die Vertikalgeschwindigkeit enorm. Zum Zeitpunkt der höchsten Intensität der Bodenzyklone erreicht das in unteren Schichten ausgelöste Aufsteigen mit bis zu 3,6 cm/s höhere Werte als das in der oberen Troposphäre induzierte mit 2,9 cm/s.

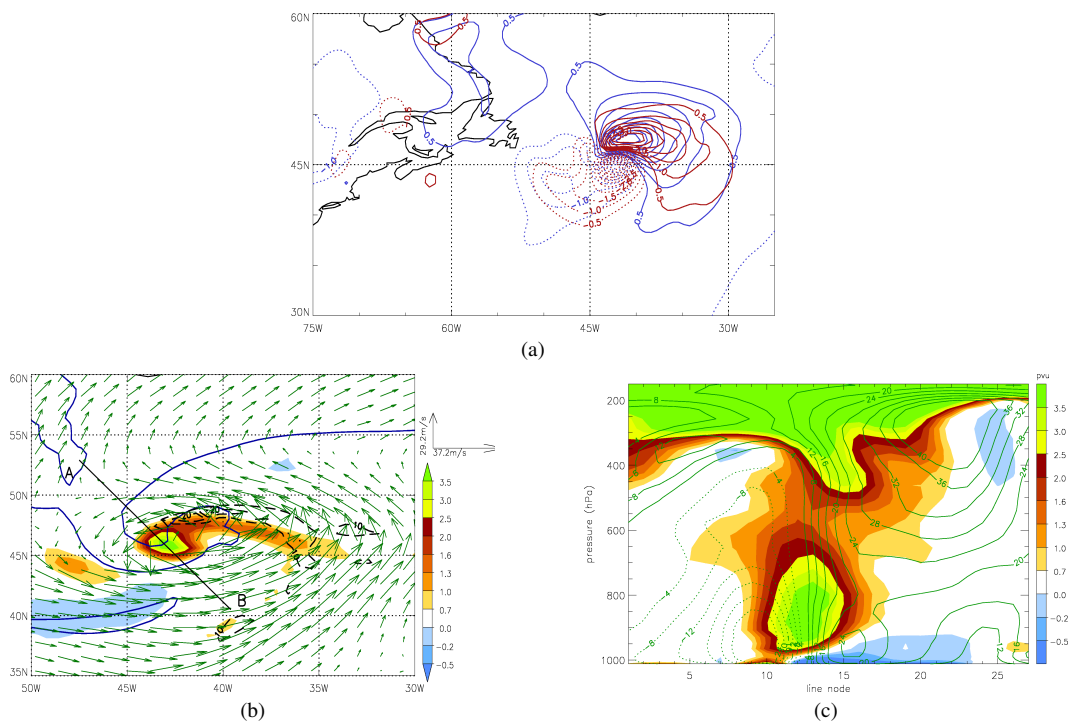


Abbildung 3.6: Zyklone am 21. Dez. 2005 00 UTC: wie Abb. 3.4.

Während der Intensivierungsphase finden die stärksten diabatischen Prozesse an der Warmfront statt (Abb. 3.6 (b)). Der Bereich latenten Heizens befindet sich dort wie bei ST und DRW zwischen 800 und 600 hPa (nicht im Vertikalschnitt enthalten). Die maximalen

Werte der latenten Wärmefreisetzung erreichen mit reichlich 30 K/6 h ähnliche wie in der DRW. Zum Zeitpunkt der maximalen Intensität 00 UTC 21. Dez. durchdringen anomal hohe PV-Werte ( $>1,5$  pvu) vertikal die gesamte Troposphäre und bilden einen PV-Turm. Die hohe PV wird in unteren Schichten durch feucht-diabatische Prozesse erzeugt. Aus der oberen Troposphäre dringt Luft mit hohen PV-Werten abwärts bis auf 500 hPa vor. Gleichzeitig steigt der bodennahe Meridionalwind bis auf 30 m/s an, was die vorherigen Werte von ST und DRW übertrifft.

# Kapitel 4

## Lagrangesche Untersuchung

Bei der Eulerschen Betrachtungsweise wird die zeitliche Veränderung von Variablen von einem festen Ort aus betrachtet. Im Unterschied dazu wird bei der Lagrangeschen Sichtweise die zeitliche und räumliche Veränderung von Variablen entlang von Trajektorien untersucht. Das ermöglicht das Verfolgen von Weg und Geschwindigkeit, sowie der Änderungen der Charakteristiken der Luftpakete in der Strömung oder beim Durchlaufen eines speziellen Wettersystems. Unter Verwendung des Trajektorienprogrammes LAGRANTO (siehe Kapitel 2.2.1) wird in diesem Kapitel beschrieben, wie sich die Eigenschaften der Luftpakete beim Passieren einer DRW ändern. Zudem wird offenen Fragen zur DRW-Dynamik nachgegangen: wo die Feuchte zum Freisetzen der latenten Energie aufgenommen wird, wie die PV der DRW abgebaut wird und ob die Luftpakete derart aufsteigen, dass sie die Wellen an der Tropopause beeinflussen.

### 4.1 Charakteristik der Luftpakete beim Durchlaufen der DRW

Um die Strömungsverhältnisse in der DRW untersuchen zu können, wurden Vor- und Rückwärtstrajektorien aus einer Box mit den Dimensionen  $10^\circ \times 6^\circ$ , 1000 – 700 hPa zentriert um die DRW berechnet (Abb. 4.1). Aus dieser Box wurden nur diejenigen Luftpakete verfolgt, welche bestimmten Einschränkungen entsprechen. Die hier gezeigten Trajektorien vom 19. Dez. 00 UTC sind charakteristisch für jeden Zeitpunkt der DRW-Propagation und wurden unter der Bedingung  $PV \geq 1$  pvu gestartet. Unter anderen Auswahlkriterien wie z.B. starke latente Wärmefreisetzung oder hoher Aufstieg zeigt sich das gleiche Strömungsbild.

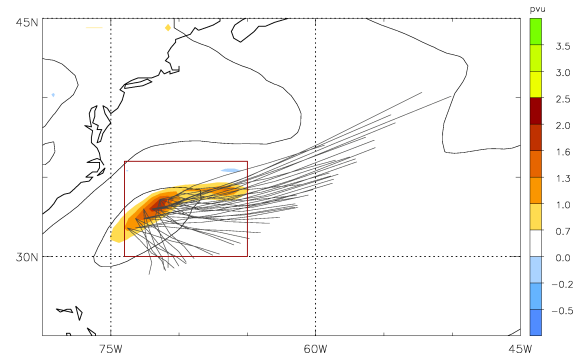
Die linke Spalte der Abb. 4.2 zeigt anhand der mit ECMWF Analysen berechneten Rückwärtstrajektorien über 48 h, woher die 185 gefundenen Luftpakete in die DRW einströmen. Der größere Anteil der Trajektorien fließt aus Süden in die DRW hinein. Sie bewegen sich zunächst antizyklonal parallel zu den Isobaren des Subtropenhochs und

werden anschließend von der zyklonalen Strömung um die DRW erfasst. Die bodennahe Konvergenz zieht die Luftpakete in die DRW hinein. Andere Luftpakete nähern sich von Norden der DRW an. Sie werden zunächst von der geostrophischen Strömung um die Hochdruckzunge westlich der DRW geleitet und anschließend in die zyklonale Rotation um die DRW einbezogen. Beide Zweige der ankommenden Luftpakete stammen zunächst aus tiefen Schichten zwischen 1000 und 800 hPa (Abb. 4.2 a). Sie sinken in Richtung DRW strömend tendenziell nochmals ab und nehmen ab 24 h bevor sie sich im DRW-Zentrum befinden Feuchtigkeit auf (Abb. 4.2 b). Auffällig ist dabei, dass die von Süden her einströmenden Luftpakete wesentlich mehr Feuchtigkeit liefern als die nördlichen. Die PV-Werte steigen erst ganz kurz vor dem DRW-Zentrum stark an, von ursprünglich leicht negativen oder typisch troposphärischen Werten bis auf über 2 pvu (Abb. 4.2 c). Mit durchschnittlichen Werten von einem Druck von 970 hPa, hoher spezifischer Feuchte von 11 g/kg und einer PV von 1,3 pvu treffen die Trajektorien im Zentrum der DRW ein. Die hohe PV von durchschnittlich 1,3 pvu wird nur zum Zeitpunkt des Trajektorienstarts erreicht.

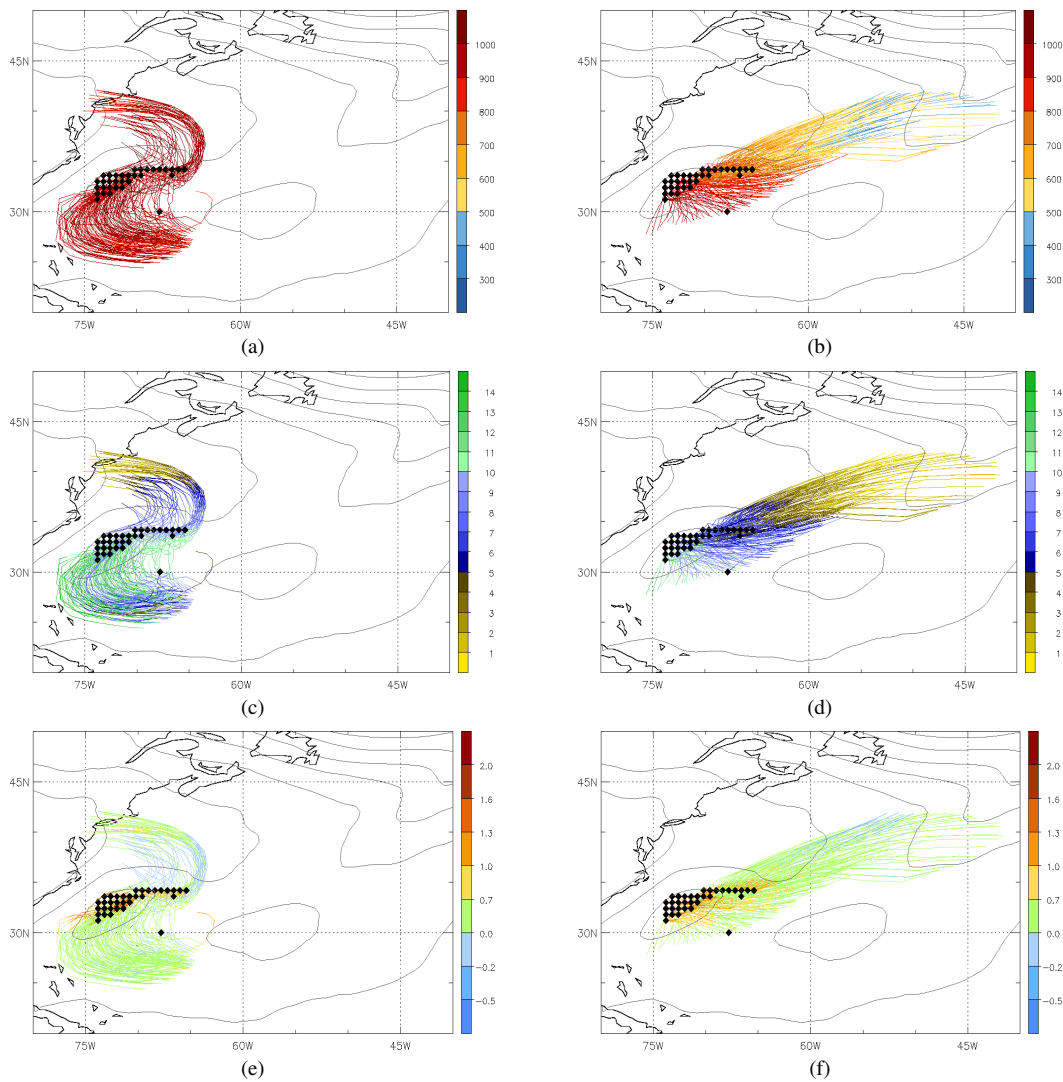
Alle Luftpakete verlassen die DRW in östlicher bis südlicher Richtung (Abb. 4.2 rechte Spalte). Die Strömung fächert sich auf: Je stärker die Trajektorien aufsteigen, umso nördlicher verläuft ihre Zugbahn und umso länger ist die Strecke, die sie in der Höhenströmung zurücklegen. Hoch aufsteigende Luftpakete sind über das Maximum der latenten Wärmefreisetzung aufgestiegen, wo eine negative PV-Tendenz vorherrscht. Ihre PV ist dementsprechend gesunken und hat wieder troposphärische bis leicht negative Werte angenommen (Abb. 4.2 f). Je höher die Luftpakete aufsteigen, umso mehr Feuchte konnte kondensieren (Abb. 4.2 d). Bei den stark aufsteigenden Trajektorien werden Druckabnahmen von über 600 hPa in 24 h erzielt (Abb. 4.2 b).

Bei kaum aufsteigenden Luftpaketen macht sich der Einfluss der DRW-Rotation bemerkbar. Sie werden auf der Rückseite des Systems mit der zyklonalen Strömung nach Süden verfrachtet. Die nah am Boden verbleibenden Luftpakete verlieren beim Passieren der DRW kaum Feuchtigkeit (Abb. 4.2 b und d). Ihre PV nimmt dennoch ab, was noch nicht vollständig verstandenen Grenzschichtprozessen zuzuschreiben ist (Abb. 4.2 f).

Mit Hilfe der Trajektorienrechnung in den zeitlich höher aufgelösten COSMO-Daten kann die Bewegung der Luftpakete in der DRW genauer verfolgt werden. Die Richtung, sowie die Eigenschaften der zu- und abfließenden Luftpakete unterscheiden sich in COSMO-Daten qualitativ nicht von den ECMWF-Daten. Abbildung 4.3 (a) zeigt 6 h



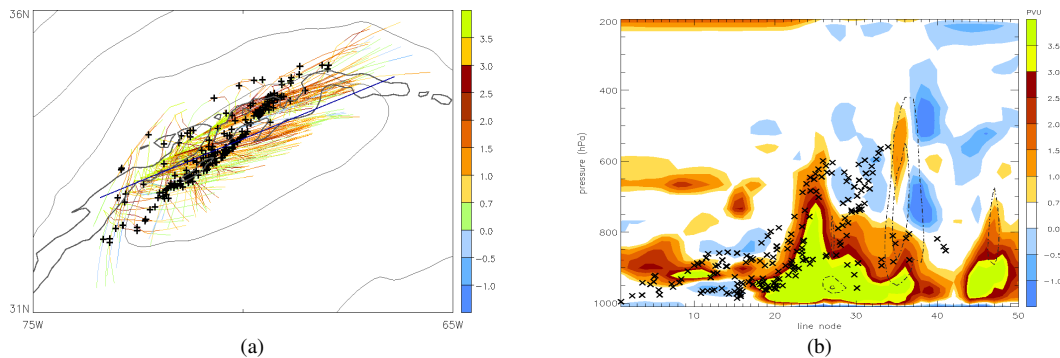
**Abbildung 4.1:** PV gemittelt zwischen 975-800 hPa (farbig, pvu) und SLP (schwarze Konturen, Intervall 5 hPa) am 19. Dez. 00 UTC und 24 h-Vorwärtstrajektorien mit  $PV \geq 1.5$  pvu aus der roten Box (graue Linien).



**Abbildung 4.2:** Trajektorien vom 19. Dez. 2005 00 UTC basierend auf ECMWF Analysen mit  $PV \geq 1$  pvu aus dem Inneren der DRW; SLP der Trajektorienstartzeit (schwarze Konturen, Intervall 5 hPa); linke Spalte 48 h Rückwärtstrajektorien; rechte Spalte 24 h Vorwärtstrajektorien; Variablen entlang der Trajektorien: (a) und (b) Druck (hPa), (c) und (d) spezifische Feuchte (g/kg) und (e) und (f) PV (pvu). Schwarze Rauten markieren den Trajektorienstartort.

Vorwärtstrajektorien, berechnet aus hohen Werten der PV-Anomalie. Die hohe PV nimmt kontinuierlich ab und viele Trajektorien haben bereits nach 6 h wieder troposphärische Werte angenommen. Die schwarzen Kreuze markieren die Positionen der Luftpakete nach 3 h. Sie haben sich in dieser Zeit entlang der DRW-Zugrichtung angeordnet und leicht zyklonal gedreht. In Abbildung 4.3 (b) sind die Luftpakete senkrecht auf die in (a) eingezeichnete blaue Querschnittslinie projiziert worden. Die Lage der Luftpakete hängt davon





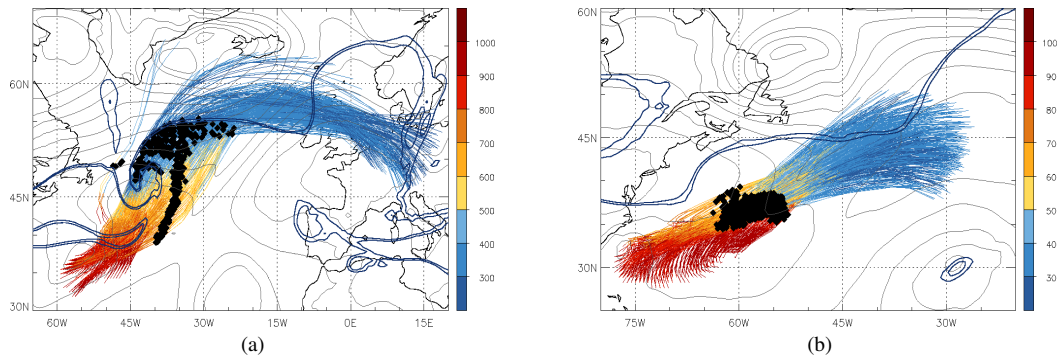
**Abbildung 4.3:** Positionen von COSMO-Trajektorien am 19. Dez. 03 UTC: (a) 6 h Vorwärtstrajektorien, eingefärbt mit PV (pvu), SLP (dünne graue Konturen, Intervall 2 hPa), PV (dicke graue Kontur, 2 pvu auf 900 hPa) und Lage des Vertikalschnittes (blau) und (b) Trajektorienpositionen (schwarze Kreuze) im Vertikalschnitt mit PV (farbig, pvu) und latenter Heizrate (graue Konturen, Intervall 10 K/h).

ab, ob sie in einen Aufwind vorderseitig der DRW gelangt und aufgestiegen sind oder rückseitig abwärts und nach Süden befördert wurden. Die gestrichelten grauen Linien geben eine Vorstellung, in welcher Höhe latentes Heizen stattfindet. Diejenigen Luftpakete, die im Vertikalschnitt über 750 hPa aufgestiegen sind, werden ihre PV feucht-diabatisch aufgrund der Lage über dem Heizmaximum verloren haben. Die Trajektorien auf der linken Seite des Bildes befinden sich größtenteils unterhalb von 900 hPa, wo Grenzschichtprozesse für den Abbau von PV verantwortlich sein können.

## 4.2 Einfluss der DRW auf Wellen an der Tropopause

Durch DRWs steigen warme, feuchte Luftmassen gebündelt auf. Vergleichbar ist ein solches Phänomen mit warmen Transportbändern (engl. warm conveyor belts, WCB), die in außertropischen Zyklonen aus den Warmsektor aufsteigen (Wernli und Davies 1997b, Browning 1990). Unter starker latenter Wärmefreisetzung können sie in kurzer Zeit bis auf Tropopausenhöhe gelangen. Für WCBs gilt derselbe Mechanismus, der im vorherigen Abschnitt für die stark aufsteigenden Luftpakete aus der DRW beschrieben wurde (vgl. Abb. 4.2 rechte Spalte). Die oberhalb der stärksten latenten Wärmefreisetzung erlangte tiefe PV wird so in die obere Troposphäre transportiert und kann durch Bildung von negativen PV-Anomalien die Rossby-Wellen beeinflussen. Die WCBs aus Zyklonen transportieren ihre Luftmassen meist polwärts. Ob die aus DRWs aufsteigende Luft nordwärts bis auf Tropopausenhöhe gelangt, um Anomalien an der Tropopause anzuregen, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Die Trajektorien wurden jeweils mit dem für WCBs typischen Kriterium  $\Delta p \geq 600 \text{ hPa}/48 \text{ h}$  berechnet.

Abbildung 4.4 (a) zeigt Trajektorien, die gebündelt aus der sich intensivierenden Zy-

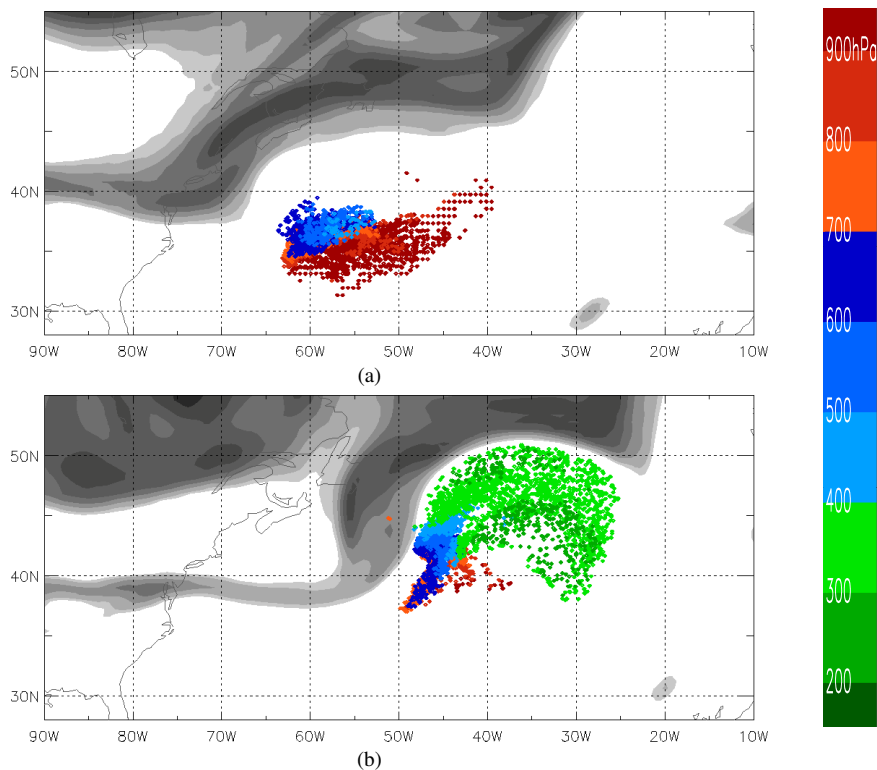


**Abbildung 4.4:** 48 h-Vorwärtstrajektorien mit Aufstieg  $\Delta p \geq 600$  hPa/48 h und SLP zur Trajektorienstartzeit (graue Konturen, Intervall 4 hPa): (a) am 20. Dez. 00 UTC aus der Zyklone, schwarze Markierung der Trajektorienposition und PV auf 315 K (blaue Konturen, 1,5 und 2 pvu) zum 21. Dez. 00 UTC und (b) am 18. Dez. 12 UTC aus der DRW, schwarze Markierung der Trajektorienposition und PV auf 315 K zum 19. Dez. 18 UTC.

klone am 20. Dez. 00 UTC mindestens 600 hPa in 48 h aufsteigen. An den grauen Konturen des Bodendruckfeldes ist die Startregion im Warmsektor zu erkennen. Innerhalb von 24 h ist etwa ein Drittel der 347 Luftpakete nordwärts über die Warmfront bis über 300 hPa aufgestiegen und befindet sich mit niedrigen PV-Werten um 0 pvu auf Tropopausehöhe (schwarze Markierungen der Trajektorienpositionen). Der Jet ist in Abb. 4.4 (a) für den 21. Dez. 00 UTC mit blauen Konturen auf 315 K, was hier etwa 300 hPa entspricht, eingezeichnet. Die Position der Trajektorien nah am Jet deutet auf die Beeinflussung der Tropopausestruktur durch den WCB hin.

Mit demselben Kriterium wurden zu einem frühen Termin der DRW-Propagation am 18. Dez. 12 UTC aus einer weiträumigen Box um die DRW Trajektorien berechnet (Abb. 4.4 (b)). Sie sind allesamt östlich des Systems in Bodennähe gestartet. Die Luftpakete schlagen eine nordöstliche Zugbahn ein und steigen langsamer auf als der WCB aus der Zyklone. Die schwarzen Markierungen auf den Trajektorien sowie die blaue Tropopausekontur in Abb. 4.4 (b) entsprechen dem 19. Dez. 18 UTC, d.h. 30 h nach Start der Trajektorienrechnung. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich die Luftpakete in der mittleren Troposphäre auf durchschnittlich 600 hPa. Gleichzeitig hat sich eine Welle in der Tropopausestruktur gebildet, welche die Intensivierung der DRW auslösen wird. Die Luftpakete aus der DRW vom 18. Dez. 12 UTC haben 30 h später weder die Höhe noch die nördliche Breite des neu entstandene Höhenrückens erreicht. Erst im Laufe der Intensivierung der Zyklone ab dem 20. Dez. 06 UTC gelangt die aus der DRW stammende Luft vermutlich mit der geostrophischen Strömung in den Höhenrücken.

Um eine allgemeine Aussage treffen zu können, wohin die stark aufsteigende Luft aus der DRW gelangt, wurden zu jedem Zeitpunkt der Propagation vom 18. Dez. 12 UTC bis zum 19. Dez. 18 UTC alle 6 h Trajektorien berechnet, die innerhalb von 48 h mindestens 600 hPa aufsteigen. In Abbildung 4.5 sind die Positionen aller Luftpakete aus der DRW



**Abbildung 4.5:** Trajektorienpositionen aus der DRW von 18. Dez. 12 UTC bis 19. Dez. 18 UTC eingefärbt nach ihrem Druck (Skala rechts), PV auf 315 K (graue Schattierung, 1,5 bis 8 pvu) für (a) 19. Dez. 18 UTC und (b) 20. Dez. 12 UTC.

dargestellt und entsprechend ihrem Druck eingefärbt. Am 19. Dez. 18 UTC befinden sich alle die DRW durchlaufenen Luftpakete etwa  $5^\circ$  südlich des entstandenen Höhentrog. Sie haben sich damit kaum von der DRW in Richtung Norden bewegt. Am höchsten aufgestiegene Luftpakete befinden sich zwischen 400 und 500 hPa. Im weiteren Verlauf der Entwicklung werden die Luftpakete, wie bereits oben erwähnt, von der Höhenströmung auf- und nordwärts um die Trogvorderseite transportiert und gelangen so ab dem 20. Dez. 06 UTC in den Höhenrücken hinein (Abb. 4.5 (b)).

Aus hier nicht gezeigten Trajektorienberechnungen geht hervor, dass sich im Anfangsstadium des Rückens zum 19. Dez. 18 UTC keine Luft darin befindet, welche nach dem 18. Dez. 00 UTC bodennah über dem Nordatlantik aufgestiegen ist. Tatsächlich stammen die Luftpakete, aus welchen sich am 19. Dez. 18 UTC der Höhenrücken zusammensetzt, 48 h vorher aus zwei Regionen: über dem Mexikanischen Hochland zwischen 400 und 500 hPa und dem Nordamerikanischen Festland zwischen 150 und 300 hPa. Das zeigt, dass Luftpakete aus der DRW nicht ursprünglich die Auslöser des Rückens waren. Da sich Luft aus der DRW ab dem 20. Dez. 06 UTC unter weiterem leichten Anstieg mit

Durchqueren der Isentropenflächen bis auf Tropopausenhöhe in den Rücken hinein bewegt, ist eine Verstärkung des Rückens durch sie nicht ausgeschlossen.

Im Fall der DRW als Vorläufer des 'Lothar'-Sturmes konnten Wernli et al. (2002) zeigen, dass der Ausfluss der DRW eine negative PV-Anomalie auf 310 K direkt südlich des Jets erzeugte. Die 'Lothar'-DRW propagierte etwa 600 km südlich des Jets. Auch im Fall der DRW 2005 über dem Atlantik steigen die Luftpakete teilweise bereits innerhalb von 12 h bis auf 310 K auf. Jedoch befindet sich der Jet nördlicher, etwa 700 bis 900 km von der DRW entfernt und unterschreitet den 600 km-Abstand erst zu Beginn der Intensivierung. Zudem wies die DRW im Fall 'Lothar' höhere PV-Werte auf, was zu einem stärkeren Wirbel und einer höheren Anzahl aufsteigender Luftpakete geführt haben könnte. Das deutet darauf hin, dass eine DRW bei einem nicht zu großen Abstand vom Jet und genügender Intensität das Potential hat, negative PV-Anomalien auf Tropopausenhöhe zu erzeugen und damit Rossby-Wellen anzuregen.

# Kapitel 5

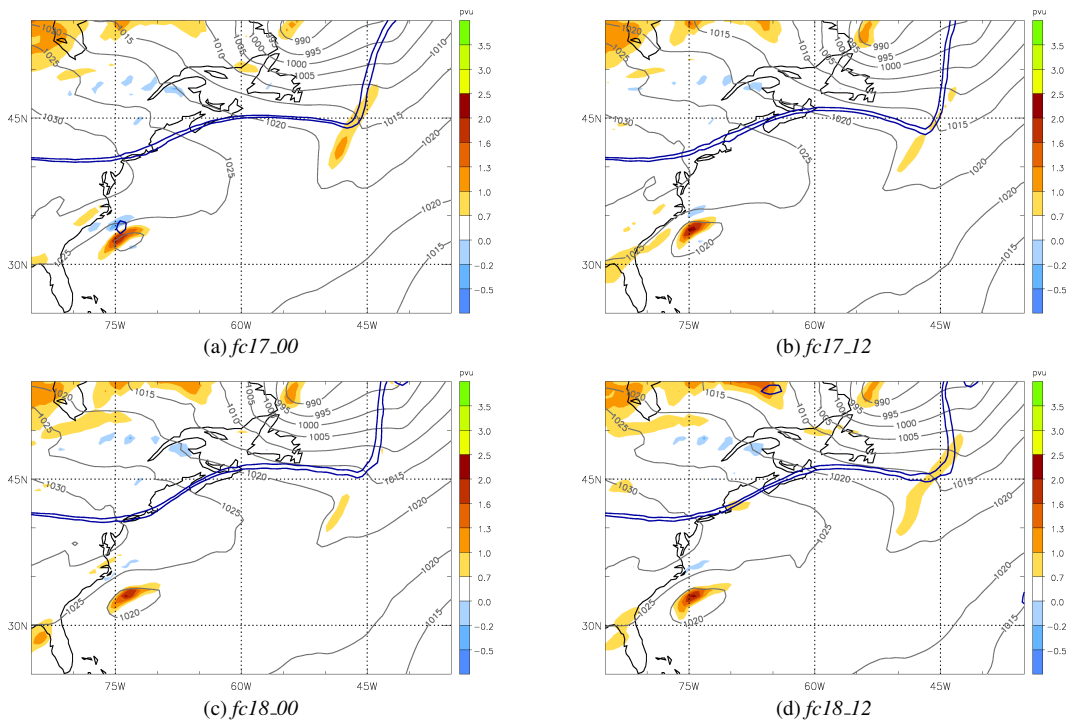
## Untersuchung operationeller ECMWF-Vorhersagen

In diesem Kapitel werden vier operationelle ECMWF-Vorhersagen der Zyklone mit unterschiedlichen Startzeiten untersucht. Dabei zeigt sich, wie robust das Modell die rasche Propagation und anschließende explosive Intensivierung erfasst. Gemeinsam mit der Analyse ergeben sich fünf Szenarien der DRW-Entwicklung. Diese sind gut geeignet, um den Einfluss der Umgebungsbedingungen auf die DRW während der Propagation und der Intensivierungsphase zu untersuchen. Das erste Unterkapitel gibt einen Überblick über den Werdegang der DRWs in den Vorhersagen. Anschließend werden die Vorhersagen und die Analyse quantitativ untersucht. Die vier gezeigten Vorhersagen beginnen um 00 und 12 h am 17. und 18. Dez. 2005. Sie werden nachfolgend mit *fc17\_00* bis *fc18\_12* abgekürzt. Da ein Teil der Vorhersagen erst mit der Propagationsphase der DRW beginnt, liegt das Augenmerk hier auf Propagations- und Intensivierungsphase.

### 5.1 Überblick über die Vorhersagen

Mit dem Beginn der Propagation am 18. Dez. 12 UTC wird von den beiden am 17. Dez. gestarteten Vorhersagen die DRW mit ähnlicher Stärke und Position wie in der Analyse prognostiziert (Abb. 5.1 für den 18. Dez. 18 UTC). In den am 18. Dez. gestarteten Vorhersagen ist die DRW bereits in den Anfangsbedingungen vorhanden. Auch in den Vorhersagen sind die Umgebungsbedingungen für eine Propagation günstig, sodass sich die DRW jeweils mit rapider Geschwindigkeit ostwärts in Bewegung setzt.

Im Laufe der Propagation bilden sich jedoch Unterschiede in den Vorhersagen heraus. Am 19. Dez. 12 UTC, gegen Ende der Propagation, erscheint die DRW in *fc17\_00* deutlich am schwächsten (Abb. 5.2 (a)). Für diese DRW ist kein Bodendrucksignal im gegebenen Intervallabstand mehr erkennbar. Die intensivste PV-Anomalie wird in der 12 h später gestarteten Vorhersage erzeugt. Die DRWs in den nachfolgend gestarteten Vorher-



**Abbildung 5.1:** Vertikal gemittelte PV 975-800 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 315 K (blaue Kontur, 1,5 und 2 pvu) für die Vorhersagen am 18. Dezember 2005 18 UTC.

sagen weisen moderate Intensitäten zwischen den beiden Extremen auf. Zudem werden Positionsunterschiede erkennbar: Das Zentrum der DRW liegt in *fc17\_00* am südlichsten, dasjenige in *fc18\_12* mit der scheinbar langsamsten Bewegung am westlichsten (Abb. 5.2 (a) und (d)). Allerdings befindet sich die DRW in *fc18\_12* mit dem scheinbaren Rückstand in ihrer Position am nächsten zur DRW in der Analyse (vgl. Abb. 3.2 (d)). Die Tropopausenstruktur auf 315 K nördlich der DRW ist in den Vorhersagen leicht unterschiedlich wiedergeben, was jedoch aufgrund der großen Distanz noch keinen Einfluss auf die DRW in der unteren Troposphäre hat.

Betrachtet man die Strukturen in der Höhe, so haben sich zu Beginn der rasanten Intensivierung am 20. Dez. 00 UTC in den drei zuletzt gestarteten Vorhersagen bereits deutliche Rücken nördlich der DRW ausgebildet (Abb. 5.3). In *fc17\_00* ist stromaufwärts der DRW nur eine kurzweilige Trog-Rücken-Struktur zu sehen. Die intensiven DRWs in den Vorhersagen *fc17\_12* und *fc18\_12* deuten mit ihrer Krümmung die Ausbildung von Fronten an. Um diese beiden DRWs zeichnen sich bereits deutliche Bodendruckminima ab.

Innerhalb der nächsten 24 h ereignet sich eine explosive Entwicklung ähnlich der in der Analyse nur in *fc17\_12* und *fc18\_12* (Abb. 5.4). In dieser Zeit fällt der minimale Bo-

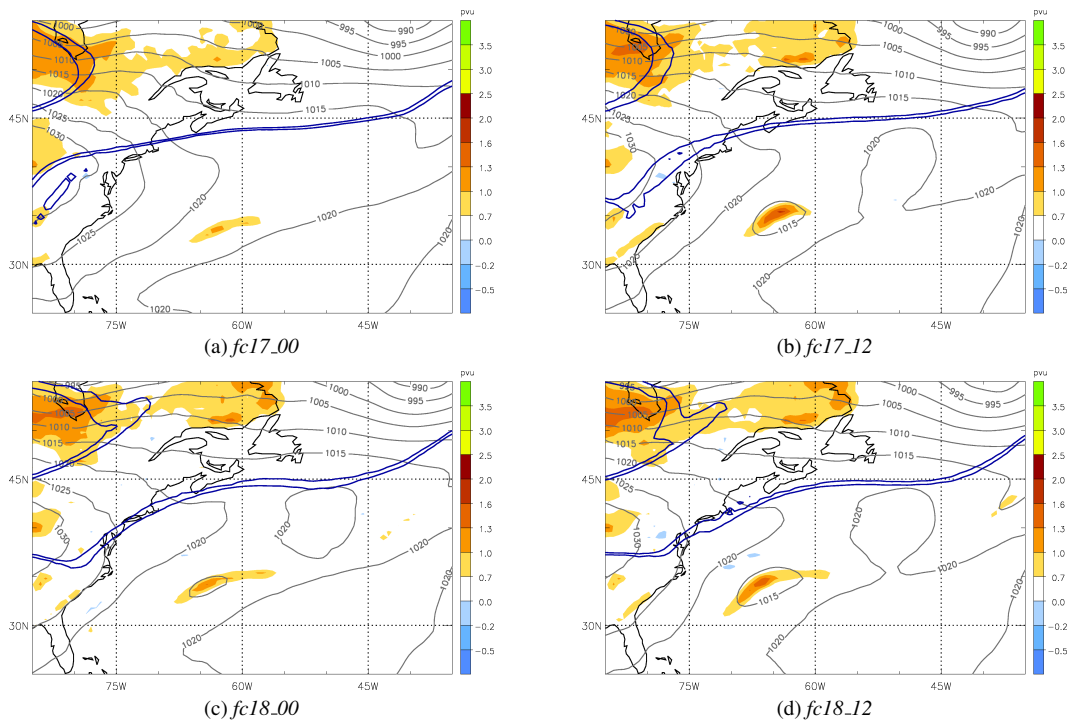


Abbildung 5.2: Wie Abb. 5.1 hier 19. Dezember 2005 12 UTC.

den Druck in *fc17\_12* um 26 hPa auf 979 hPa und in *fc18\_12* sogar um 39 hPa auf 964 hPa. Zum Zeitpunkt der stärksten Intensität am 21. Dez. 00 UTC sieht man in diesen beiden Vorhersagen intensive Zyklogen mit hohen Werten der bodennahen PV und einen starken Bodendruckgradienten (Abb. 5.4 (b) und (d)). Sie haben mit ihrem Druckzentrum den Jet durchquert.

Die Vorhersagen *fc17\_00* und *fc18\_00* haben dagegen die rapide Intensivierung verfehlt (Abb. 5.4 (a) und (c)). Vorhersage *fc18\_00* weist am 21. Dez. 00 UTC eine schwache Druckvertiefung von 11 hPa in den vergangenen 24 h auf. Die PV-Werte der DRW sind dabei leicht zurückgegangen und ein weiteres PV-Maximum stromaufwärts der DRW ist entstanden (dieser Vorgang wird in Abschnitt 5.2.3 näher untersucht). In den dürftigen Vorhersagen befinden sich die Restanomalien der DRW südlicher und vorderseitig des Jets. Für die DRW in *fc17\_00* ging ebenfalls kaum eine Intensivierung vonstatten. Die bodennahen PV-Werte sind trotz vernachlässigbarer Druckvertiefung von 9 hPa leicht angestiegen.

Mit einigen Stunden Verzögerung findet auch in *fc17\_00* eine 12-stündige moderate Intensivierungsperiode unter Wechselwirkung mit dem Jet statt. Die Zyklone resultiert in einem minimalen Bodendruck von 982 hPa am 22. Dez. 00 UTC etwa 700 km südlich von Island (ohne Abb.). Die Zyklone in *fc18\_00* vertieft sich stetig und erreicht erst am 23. Dez. 12 UTC vor der Ostküste Grönlands ihren minimalen Kerndruck von 970 hPa.

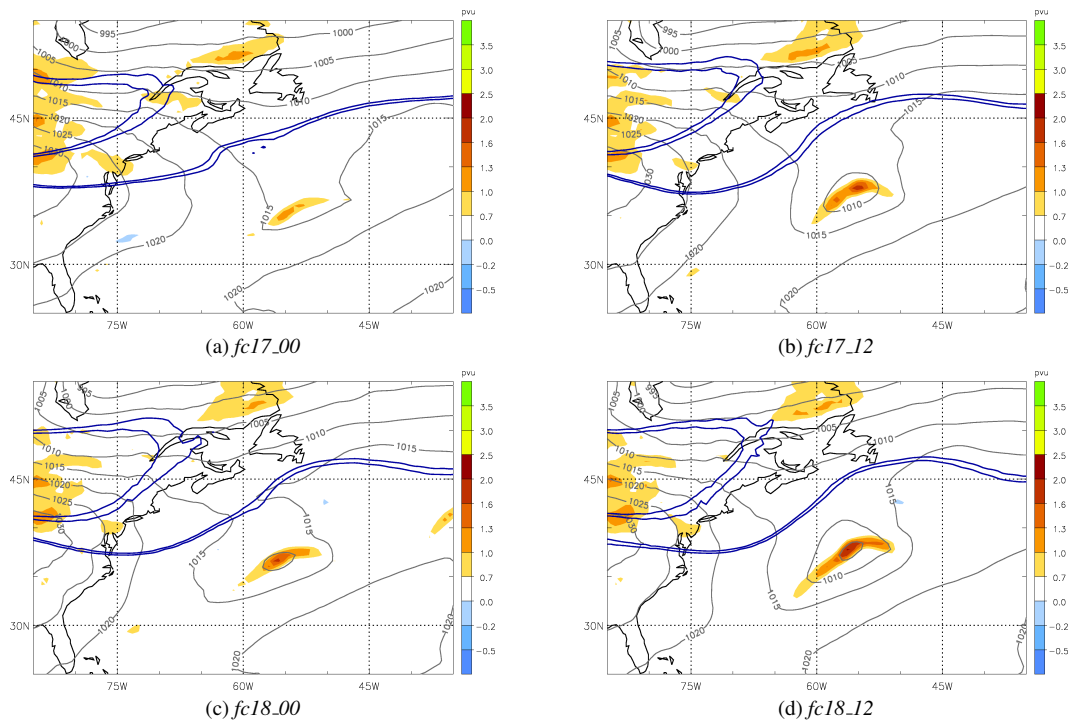


Abbildung 5.3: Wie Abb. 5.1 hier 20. Dezember 00 UTC

Generell weicht die Entwicklung der DRW in den Vorhersagen *fc17.00* und *fc18.00* beträchtlich von der Analyse ab. Die folgende objektive Untersuchung soll Aufschluss über die Ursachen geben.

## 5.2 Objektive Untersuchung der DRW-Umgebung

Mit Hilfe des Verfolgungsalgorithmus von Kenzelmann (2005) (siehe Kapitel 2.2.3) können Position und Intensität des Systems in zeitlicher Abfolge bestimmt werden. Zusätzlich werden für die objektive Untersuchung verschiedene Variablen in der Umgebung der DRW über festgelegte Boxen berechnet. Größe und Lage dieser Boxen sind empirisch festgelegt und so positioniert, dass sie möglichst wenig durch die Dynamik der DRW selbst beeinflusst werden. Die Boxen bewegen sich mit dem System, d.h. ihre Position und die Größe bezüglich des PV-Maximums in der unteren Troposphäre sind fest (Abb. 5.5). Die Eigenschaften der DRW in den verschiedenen Vorhersagen werden im nachfolgenden Unterkapitel objektiv begutachtet, anschließend erfolgt in Abschnitt 5.2.2 die Untersuchung der Propagationsphase und schließlich in Abschnitt 5.2.3 die der Intensivierung.



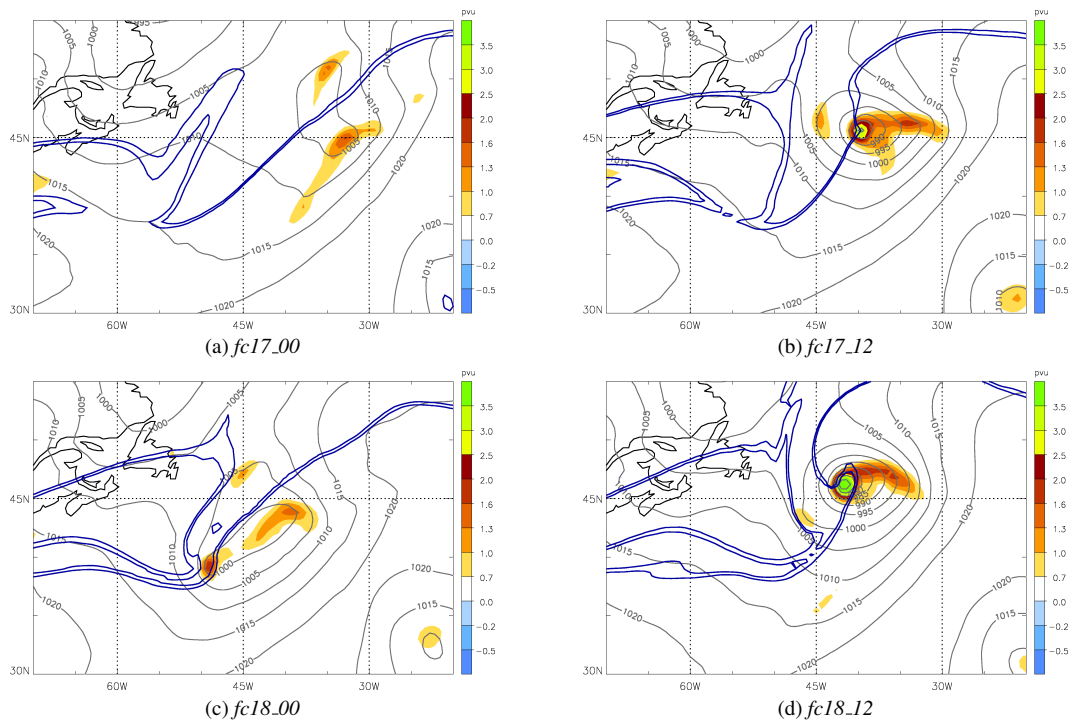


Abbildung 5.4: Wie Abb. 5.1 hier 21. Dezember 00 UTC.

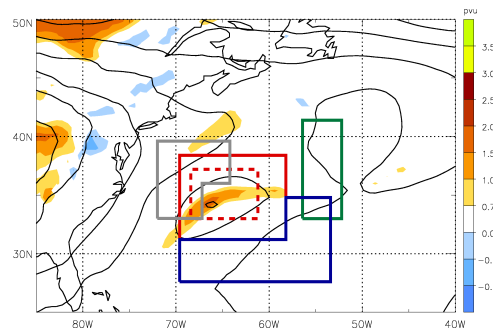
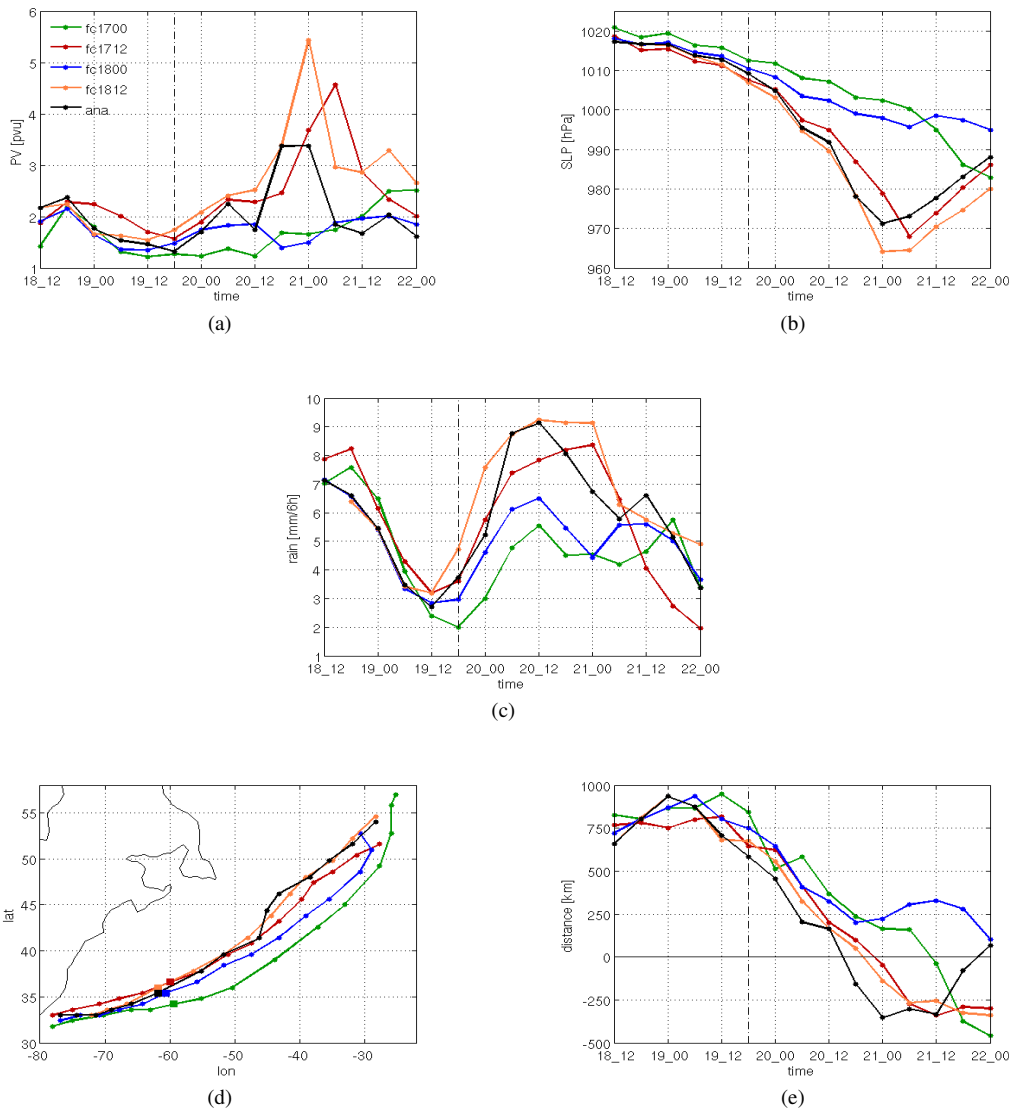


Abbildung 5.5: Lage der Boxen um die DRW zur Bestimmung von Eigenschaften und Einflussfaktoren.

## 5.2.1 Intensität und Zugbahn

Die bodennahe PV dient als Indikator für die Stärke der DRW. In Abb. 5.6 (a) ist die zeitliche Entwicklung der zwischen 975 und 800 hPa gemittelten PV dargestellt. Zu Beginn der Propagationsphase am 18. Dez. 12 UTC liegen die maximalen PV-Werte der DRW in den Vorhersagen und der Analyse zwischen 1,4 und 2,2 p.u. Zum nächsten Zeitschritt 6 h später steigen die Intensitäten der DRWs geringfügig an. Danach sinkt die PV bis zum Ende der Propagationsphase, welche in Abb. 5.6 mit einer Strichpunktlinie markiert ist,

in jeder der Vorhersagen. Die DRW in Vorhersage *fc17\_12* liefert die intensivste DRW der Propagationsphase. Am 19. Dez. 18 UTC liegt die PV zwischen maximal 1,7 pvu in *fc18\_12* und 1,3 pvu in Vorhersage *fc17\_00*. Zu diesem Zeitpunkt weist die PV in der Analyse einen ähnlich niedrigen Wert auf wie die schwächste DRW in den Vorhersagen.



**Abbildung 5.6:** Verlauf von (a) maximalem zwischen 975-800 hPa gemitteltem PV-Wert [pvu], (b) Bodendruckminimum [hPa], (c) Niederschlagsmenge im Bereich der DRW [mm/6h], (d) Zugbahn (Vierecke markieren den Übergang von Propagation zu Intensivierung), (e) Abstand der DRW zum Jet [km] für die Zeit 18. Dez. 12 UTC bis 22. Dez. 2005 00 UTC. Die Strichpunktlinie markiert den Übergang von Propagation zu Intensivierung.

Im Verlauf der Intensivierung steigt die PV aufgrund diabatischer Produktion in den 12 UTC gestarteten Vorhersagen und der Analyse stark an. In den Vorhersagen *fc17\_12* und *fc18\_12* entsteht in den Zyklonen höhere PV als in der Analyse (3,4 pvu), sie bringen maximale PV-Werte von 5,4 und 4,6 pvu hervor. Die PV in den 00 UTC gestarteten Vorhersagen steigt dagegen nur mäßig an. Vorhersage *fc17\_00* erreicht um etwa einen Tag verspätet ihre höchste PV mit 2,5 pvu, *fc18\_00* bleibt mit maximal 2 pvu die schwächste Zyklone. Damit bleibt die Intensität der beiden 00 UTC gestarteten Vorhersagen weit unter der der sich stark intensivierenden Zyklonen. Für die Betrachtung der folgenden Variablen ist zu beachten, dass die höchste PV in *fc18\_00* ab dem 21. Dez. 12 UTC in die Warmfront abdriftet und daher nicht mehr das Zyklonenzentrum repräsentiert.

Das Bodendruckminimum ist derjenige Gitterpunkt mit dem tiefsten Druck in der Umgebung des Anomaliemittelpunktes (rote Box in Abb. 5.5). Die DRW startet am 18. Dez. 12 UTC mit einem flachen Bodendruckminimum zwischen 1021 und 1017 hPa in den Vorhersagen (Abb. 5.6 (b)). Der SLP nimmt während der Propagationsphase ohne nennenswerte Schwankungen in den einzelnen Vorhersagen und der Analyse leicht ab, was dem Absinken des Bodendruckes im gesamten zentralen Nordatlantik während dieser Zeit zuzuschreiben sein wird. Die Intensivierung wird mit einem starken Druckabfall in denjenigen Vorhersagen, die sich ähnlich zur Analyse verhalten, begleitet. Die beiden 12 UTC gestarteten Vorhersagen überschätzen den explosiven Bodendruckabfall geringfügig. Vorhersage *fc18\_12* berechnet die stärkste Druckvertiefung und resultiert in einem um 7 hPa tieferen Minimum als die Analyse. Vorhersage *fc17\_12* liegt mit ihrer Intensivierung näher an der Analyse, die stärkste Intensität tritt jedoch mit einer zeitlichen Verzögerung von 6 h auf.

Der zeitliche Verlauf des Niederschlages steht in enger Verbindung mit der vorwiegend diabatisch erzeugten PV in der unteren Troposphäre. Der gemittelte Niederschlag über der DRW (rote Box in Abb. 5.5) ist in Abb. 5.6 (c) in zeitlicher Abfolge dargestellt. Während der Propagationsphase schwächt sich der Niederschlag ab. Das zeigt, dass die Kondensationsprozesse, welche die PV-Produktion mit sich bringen, nachlassen (vgl. mit PV in Abb. 5.6 (a)). Mit der Intensivierung steigen die Niederschlagswerte im Zentrum der Zyklone an. Sie weisen auf den feucht-diabatischen Beitrag zur Druckvertiefung hin. Die beiden guten Vorhersagen *fc17\_12* und *fc18\_12* sowie die Analyse bringen entsprechend der PV und dem Bodendruck den meisten Niederschlag hervor. Dahingegen erzeugen die Vorhersagen *fc17\_00* und *fc18\_00*, welche die starke Intensivierung verfehlen, weniger als 1/3 des Niederschlages der intensiven Zyklonen.

Als Zugbahn ist die zeitliche Abfolge der Positionen des Anomaliemittelpunktes aufgetragen (Abb. 5.6 d). Die DRWs starten am 18. Dez. 12 UTC mit einem geringen Abstand voneinander. Die DRW mit der stärksten PV während der Propagation in Vorhersage *fc17\_12* bewegt sich auf der nördlichsten Zugbahn. Ab der Hälfte der Propagationszeit nimmt die schwächste DRW in Vorhersage *fc17\_00* die deutlich südlichste Position ein. Das Ende der Propagationsphase zum 19. Dez. 18 UTC ist in Abb. 5.6 (d) mit einem Viereck markiert. Die DRW in *fc17\_00* befindet sich zu diesem Zeitpunkt etwa 250 km

südlicher als die nördlichste DRW in der 12 h später gestarteten Vorhersage. Die sich explosiv intensivierenden Systeme in *fc17\_12*, *fc18\_12* und der Analyse schlagen im Anschluss eine nördlichere Zugbahn ein. Am Ende des untersuchten Zeitraumes zum 22. Dez. 00 UTC variiert die Position der Zyklonen im Längengrad nur gering, jedoch in der Breite um mehr als 600 km. Die stärkste Zyklone in Vorhersage *fc18\_12* stimmt in der Endposition am besten mit der Analyse überein. Die Vorhersagen mit den zu schwachen Intensivierungen in *fc17\_00* und *fc18\_00* hingegen berechnen die Zugbahnen der Zyklonen zu weit im Süden. Mit der geographischen Breite der Zugbahn steht der anschließend betrachtete Abstand der DRW zum Jet im Zusammenhang.

Der Abstand zum Jet gibt die minimale Entfernung der DRW zu den Wellen an der Tropopause, berechnet als die minimale horizontale Entfernung vom PV-Zentrum zum Gitterpunkt mit mindestens 2 pvu auf 250 hPa an. Dabei befindet sich die DRW bei positivem Abstand südöstlich des Jets; entsprechend bedeuten negative Werte die Position der DRW nordwestlich des Jets und damit unter tief liegender Tropopause. Der zonale Jet liegt während der Propagationsphase mehr als 600 km zur DRW entfernt (Abb. 5.6 (e)). Die Intensivierung der DRW fällt mit der Annäherung des Jets bzw. eines Höhentrog zusammen. Bis zum 20. Dez. 00 UTC kann anhand des Abstandes der DRWs zum Jet in den verschiedenen Vorhersagen noch nicht auf die spätere Entwicklung geschlossen werden. Danach sortieren sich die Abstände. In der Analyse nähert sich der Höhentrog mit einem geringen zeitlichen Vorsprung der DRW. In den Vorhersagen mit sich stark intensivierender DRW erreicht der Jet das bodennahe System und schiebt sich zum 21. Dez. 00 UTC (in der Analyse 6 h früher) über die Zyklone. In Vorhersage *fc17\_00* quert die PV-Anomalie der DRW mit 12 h Verspätung den Jet und intensiviert sich entsprechend später. In *fc18\_00* bleibt die PV-Anomalie südlich der tief liegenden Tropopause und gelangt zu keiner nennenswerten Intensivierung.

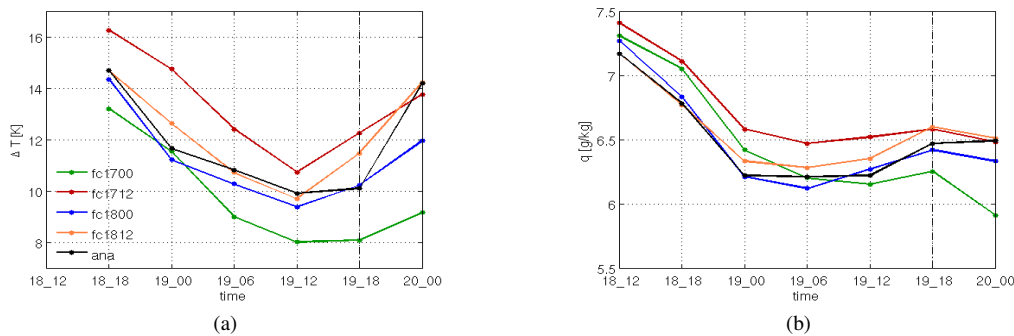
### 5.2.2 Umgebungsbedingungen während der Propagationsphase

Aus theoretischen Arbeiten von Moore und Montgomery (2005) folgt die Hypothese, dass der bodennahe Temperaturgradient und die verfügbare Feuchte in der unteren Troposphäre die essentiellen Faktoren seien, die die Intensität der DRW festlegen.

Die Baroklinität wird hier als Differenz zwischen maximaler und minimaler potentieller Temperatur in der grünen Box in Abb. 5.5 auf 950 hPa bestimmt. Die Lage der grünen Box wird vom DRW-Mittelpunkt zum jeweils vorherigen Zeitschritt festgelegt, um die Verformung der baroklinen Zone durch die DRW selbst durch einen genügend großen Abstand (ca. 800 km) zu vermeiden. In Abb. 5.7 (a) ist die Zeitachse deshalb um einen Zeitschritt nach vorn verschoben, damit sich die DRW im Einflussbereich der gemessenen Baroklinität befindet.

Während der Propagationsphase nimmt der zu erwartende Temperaturgradient in allen Läufen ab (Abb. 5.7). Die geringere Baroklinität lässt auf eine flachere nordwärtige Isentropenneigung schließen, über welcher die feucht-warme Luft an der DRW-

Vorderseite aufsteigt. Dadurch wird der Gradient des latenten Heizens schwächer und die PV-Produktion sinkt. Entsprechend befindet sich der stärkste Temperaturgradient in der Vorhersage *fc17\_12*, welche die intensivste DRW hervorruft. In Vorhersage *fc17\_00* wird der schwächste Temperaturgradient berechnet. Die barokline Zone erstreckt sich in dieser Vorhersage weiter nach Süden und hat die schwächste DRW mit der südlichsten Zugbahn zur Folge. An der Zunahme der Baroklinität gegen Ende der Propagationsphase ist bereits die Warmfrontverstärkung zu sehen.



**Abbildung 5.7:** Verlauf von (a) Baroklinität auf 950 hPa [K] und (b) spezifischer Feuchte 1000–700 hPa [g/kg] während der Propagationsphase vom 18. Dez. 12 UTC bis 19. Dez. 2005 18 UTC.

Aus der Luftfeuchtigkeit bezieht die DRW einen Großteil ihrer Energie (Moore und Montgomery 2005) zur Aufrechterhaltung der Kondensation. Die feuchte Luft wird vorwiegend aus südlicher Richtung mit dem zyklonalen Windfeld in das System hineintransportiert (siehe Kapitel 4.1). Stärkere Systeme können sich durch ihre intensivere Rotation daher selbst mit mehr Feuchte versorgen als schwächere, wie bereits Trier und Davis (2002) für ähnlich funktionierende mesoskalige konvektive Wirbel festgestellt haben. In jedem Fall wird bei einer Verminderung der Luftfeuchte eine Abschwächung des Systems erwartet. Die Verfügbarkeit der bodennahen Feuchte fließt hier als Gitterpunktsmittel der spezifischen Feuchte  $q$  über 1000 bis 700 hPa in der blauen Box im Süden der DRW (Abb. 5.5) als Maßzahl in die Untersuchung ein. Während der Propagationsphase reduziert sich die Feuchte südlich der DRW (Abb. 5.7 (b)). Einerseits führt die nordwärtige Zugrichtung zum zunehmenden Abstand vom subtropischen Feuchtereservoir (Abb. 3.3 (j)–(l)), andererseits enthält die blaue Box weniger Advektionsfeuchte durch die schwächer werdenden DRWs. Wiederum fällt die stärkste DRW *fc17\_12* durch höchste Feuchteverfügbarkeit auf. Die Vorhersage *fc17\_00* ist durch eine rapide abnehmende Feuchte und die zugleich am stärksten schwächelnde DRW gekennzeichnet (vgl. Abb. 5.7 (b) und 5.6 (a)).

Für die Intensivierungsphase ist die Messung von Baroklinität und Feuchte in den starren Boxen aufgrund der Symmetrieänderung der Zyklone nicht sinnvoll. Andere Umgebungsbedingungen wie die Feuchte stromabwärts der DRW, die Brunt-Vaisala-Frequenz, die Meeresoberflächentemperatur sowie die Oberflächenflüsse wurden ebenfalls unter-

sucht, zeigen jedoch auf die Stärke der DRW keine messbare Wirkung.

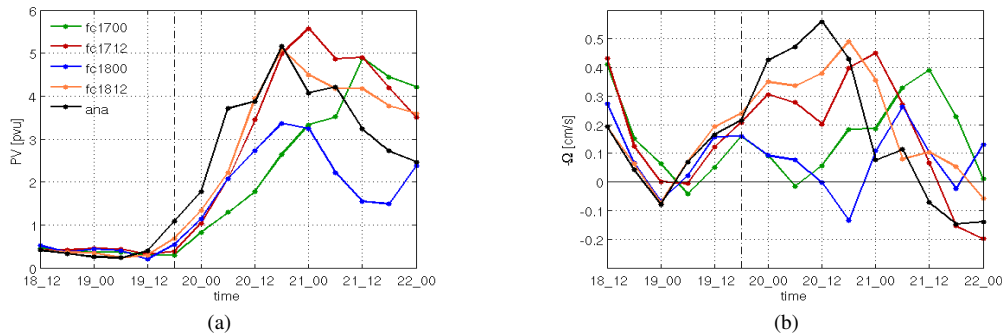
Zusammengefasst ist die schwächste DRW in der Vorhersage *fc17\_00* durch die geringste Baroklinität und die geringste verfügbare Feuchte, sowie die stärkste Feuchteabnahme geprägt. Dagegen wird die intensivste DRW durch die stärkste Baroklinität und Feuchte beeinflusst. Dieses Ergebnis unterstützt die Annahme, dass Baroklinität und Feuchte die ausschlaggebenden Faktoren für die Intensität der propagierenden DRW sind. Es konnte gezeigt werden, dass für den Feuchtebezug der DRW der Bereich südlich der Zugbahn entscheidend ist.

### 5.2.3 Einflüsse der oberen Troposphäre auf die Intensivierung

Als Ursache für die Intensivierung der DRW wurde wie bei typischen Mittelbreitenzyklonen die Einwirkung der Wellen an der Tropopause identifiziert. Als ein erster Indikator für die Intensivierung wurde in Abschnitt 5.2.1 der Abstand der DRW zum Jet verwendet. Mit diesem rein geometrischen Maß lässt sich jedoch noch nicht die Wirkung abschätzen, welche von der Anomalie an der Tropopause ausgeht. Deshalb wird die Untersuchung der Intensivierungseinflüsse nun durch die PV auf 250 hPa und die Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa ergänzt. Diese beiden Maße sind über die Gitterpunkte der grauen Box stromaufwärts der DRW in Abb. 5.5 gemittelt, da sich in den mittleren Breiten der Nordhalbkugel die Rossby-Wellen üblicherweise von Westen her nähern. Form und Position der Box sind so gewählt, dass sie Einflüsse durch die DRW selbst möglichst ausschließen.

Die gemittelte PV auf 250 hPa stromaufwärts soll Aufschluss über das Herannahen einer PV-Anomalie in der Höhe bzw. eines Höhentrog geben. Allerdings gibt dieses Maß die Menge, nicht aber die Lage und den Gradient der PV-Anomalie wieder. Obwohl die Box die DRW nicht überdeckt, wird bei einer festgestellten PV-Höhenanomalie eine Fernwirkung auf die DRW erwartet. Während der Propagationsphase sind stromaufwärts der DRW troposphärische Werte um 0,5 pvu auf 250 hPa vorhanden (Abb. 5.8 (a)), was konsistent mit der Abwesenheit eines obertroposphärischen Antriebes ist. Die kontinuierliche Erhöhung der PV ab dem 19. Dez. 18 UTC zeigt den herannahenden Höhentrog an. Die schwächeren PV-Werte in *fc17\_00* und *fc18\_00* geben Aufschluss darüber, dass in den misslungenen Vorhersagen der Höhentrog entweder zu weit entfernt bleibt oder zu schwach ist.

Um diese Feststellung zu erhärten wird die Vertikalbewegung bestimmt, die stromaufwärts der DRW in der mittleren Troposphäre stattfindet. Dabei wird angenommen, dass die Vertikalbewegung auf 500 hPa größtenteils an der Tropopause ausgelöst wird und nachfolgend eine Auswirkung auf die DRW haben wird. Die zurückgehenden Werte des Aufwindes zu Beginn der Propagation weisen auf den sich zurückziehenden Höhentrog, welcher vorher das subtropische Tief aufrecht erhielt, hin (Abb. 5.8 (b)). Die Hebung reduziert sich bis hin zu schwachen Abwinden, welche zu Beginn des 19. Dez. auf die DRW wirken können. Das Herannahen des Höhentroges macht sich anschließend mit zunehmender Aufwärtsbewegung bemerkbar. Nach dem 19. Dez. 18 UTC unterscheidet



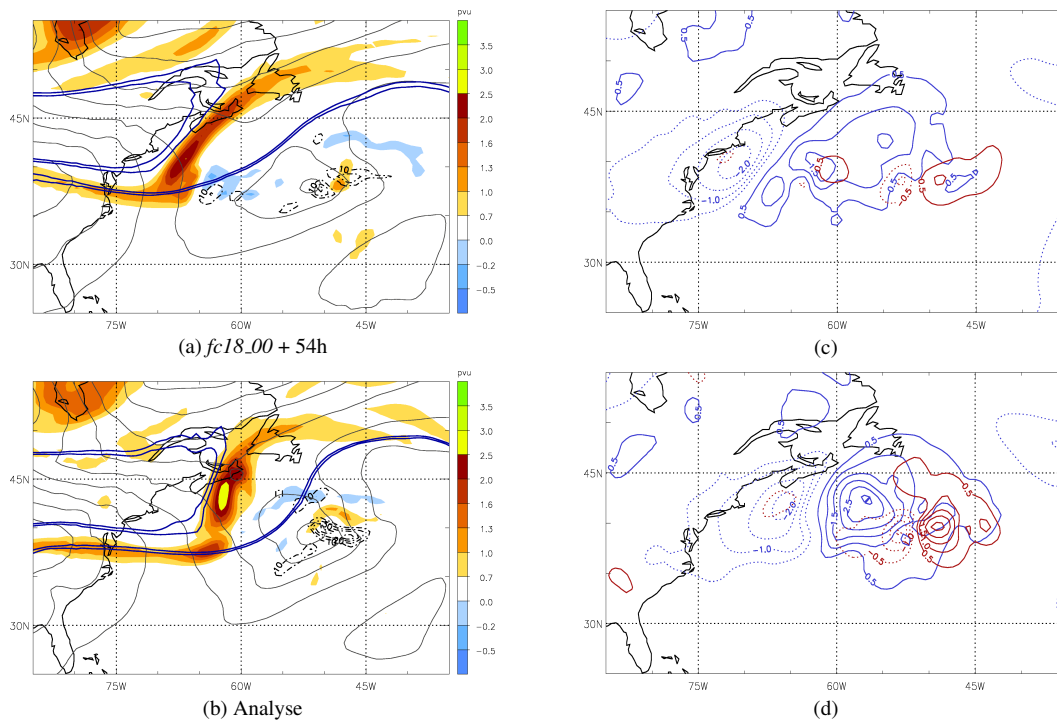
**Abbildung 5.8:** Verlauf von (a) gemittelter PV stromaufwärts auf 250 hPa [p.u.v.] und (b) aufsteigender Luftbewegung auf 500 hPa [cm/s] für Zeitraum wie Abb. 5.6.

sich die Vertikalgeschwindigkeit stromaufwärts der Zyklone deutlich: Während bei den sich intensivierenden Systemen der Vorhersagen *fc17\_12*, *fc18\_12* und der Analyse der Aufwind weiter ansteigt, vermindert er sich in den Vorhersagen *fc17\_00* und *fc18\_00*. Damit wird deutlich, dass ein mangelnder obertroposphärischer Antrieb die Intensivierung der DRW in den schwachen Vorhersagen verhindert.

Zum Abschluss dieses Abschnittes wird weiter hinter die Ursachen der verfehlten Intensivierungen geblickt. In Vorhersage *fc17\_00* wird vermutlich die schwache DRW zu Beginn der Intensivierung in Verbindung mit einem zu schwachen Höhentrog die Ursache sein (die DRW in der Analyse ist am 19. Dez. 18 UTC ähnlich schwach, siehe Abb. 5.6 (a)).

Ein komplizierterer Fall scheint Vorhersage *fc18\_00* zu sein. Der gut vorhergesagten DRW können bis zum 20. Dez. 18 UTC aufgrund der PV stromaufwärts gute Chancen auf eine Intensivierung zugeschrieben werden (Abb. 5.6 (a) und 5.8 (a)). Dieser Eindruck wird durch das Verhalten des vom Höhentrog ausgehenden Aufsteigens geschmälert, welches bereits ab dem 20. Dez. 00 UTC abnehmende Werte aufweist (Abb. 5.8 (b)). Die Intensivierung der DRW wird damit gehemmt (Abb. 5.6 (a)).

Die Abbildung 5.9 (a) zeigt, dass die Spitze des Höhentroges in *fc18\_00* zum 20. Dez. 06 UTC die höchsten PV-Werte auf 500 hPa bei etwa  $67^{\circ}\text{W}$  aufweist. Das sind mehr als 1300 km Entfernung zur DRW in Bodennähe. Im Gegensatz dazu liegt die Spitze des Höhentroges in der Analyse östlicher und damit gut 300 km näher an der DRW (Abb. 5.9 (b)). Auffällig sind im Vergleich auch die höheren PV-Werte auf 500 hPa, welche in tiefere Troposphärenschichten vordringen, und die meridionalere Ausrichtung der vorderen Kante. Aufgrund der kürzeren Distanz kann der Höhentrog in der Analyse mit seiner aufsteigenden Luftbewegung mit der DRW in Wechselwirkung treten. Abbildung (Abb. 5.9 (d)) zeigt die angehende Überlagerung der Vertikalgeschwindigkeit von Höhentrog und der DRW. Dagegen induziert der Höhentrog in der Vorhersage unter seiner Vorderseite eine bis in die untere Troposphäre wirkende aufsteigende Vertikalbewegung, welche Konden-



**Abbildung 5.9:** (a) und (b) PV auf 500 hPa [pvu], Bodendruck [hPa] und latente Heizrate auf 700 hPa [K/6h], (c) und (d) quasigeostrophische Vertikalgeschwindigkeit auf 700 hPa (rote Konturen:  $\Omega$  ausgelöst 1000–750 hPa, blau  $\Omega$  ausgelöst 650–100 hPa, durchgezogene Konturen Aufsteigen, gestrichelte Absinken, m/s) am 20. Dezember 2005 06 UTC.

sationsprozesse anfacht (Abb. 5.9 (a) bei 65°W, 38°N) und dadurch PV produziert (siehe auch Abb. 5.4 (c) für den 21. Dez. 00 UTC). Die neu induzierte PV-Anomalie befindet sich ca. 10° westlich der DRW. Ihre Rotation ist als Dipol der Vertikalgeschwindigkeit bei 63°W, 39°N in Abb. 5.9 (c) zu sehen. Als ausschlaggebend für eine erfolgreiche Intensivierung kann demnach die vertikale Wechselwirkung zwischen der DRW und dem Höhentrog zu Beginn der Intensivierung angesehen werden. Das Misslingen der Intensivierung in *fc18\_00* scheint in der abweichenden Struktur und Position des Höhentroges begründet zu sein.

### 5.3 Zusammenfassung der Erkenntnisse aus den Vorhersagen

Die vier untersuchten operationellen ECMWF-Vorhersagen sagten die Propagation der DRW gut vorher. Dagegen wurde die explosive Intensivierung nur von der Hälfte der Vorhersagen wiedergegeben. Mit der Untersuchung der fünf Szenarien aus den Vorhersa-



gen und der Analyse konnte für die Propagationsphase gezeigt werden, dass die Stärke der DRW vorrangig von der Baroklinität stromabwärts und der bodennahen Feuchte südlich abhängt. Als Ursache für die Intensivierung konnte die Wechselwirkung der DRW mit einem Höhentrog nachgewiesen werden. In den fehlgeschlagenen Vorhersagen genügte die Stärke bzw. Position des Höhentrog nicht, um eine starke Druckvertiefung anzuregen.

Die Propagationsphase der DRW erscheint in den operationellen Vorhersagen als ein relativ robustes Ereignis. Die Intensivierung stellt sich als Herausforderung für die Vorhersagemodelle dar, da die Wechselwirkung empfindlich hinsichtlich der Phase und der Struktur des Höhentrog gegenüber der DRW ist. Die Intensivierung der DRW folgt damit dem Konzept der Wiederintensivierung tropischer Wirbelstürme. Dabei können die PV-Reste tropischer Wirbelstürme mit einer positiven PV-Anomalie an der Tropopause in den mittleren Breiten interagieren und sich verstärken. Ritchie und Elsberry (2007) fanden für eine erfolgreiche Wiederintensivierung tropischer Wirbelstürme die Lage und zeitliche Abstimmung als wichtige Parameter. Außerdem besteht die Hypothese, dass die Größe und die Stärke beider PV-Anomalien einen Einfluss auf die Intensivierung haben können (Klein et al. 2002 und Ritchie und Elsberry 2007).

# Kapitel 6

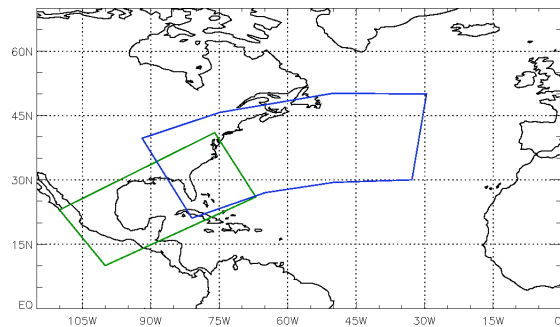
## Simulation der DRW mit dem mesoskaligen COSMO-Modell

Die DRW mit ihrer horizontalen Ausdehnung von etwa 500 km wird im Globalmodell des ECMWF bei einer horizontalen Auflösung von 40 km (T511L60) gut wiedergegeben. Eine detailreiche Untersuchung der Struktur und ihrer Entwicklung ist mit diesen 6-stündlich vorliegenden Daten jedoch nicht möglich. Mit Hilfe des höher aufgelösten COSMO-Modelles, welches hier mit einem Gitterpunktsabstand von 14 km und einer stündlichen Ausgabefrequenz genutzt wird, kommen feinere Einzelheiten der DRW zum Vorschein. In wie weit die Darstellung der DRW im COSMO mit der in ECMWF-Analysen übereinstimmt wird anschließend in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschrieben. Das COSMO-Modell hat den weiteren Vorteil, dass es auf dem Linux-Cluster an der Uni Mainz betrieben wird. Damit können von der operationellen Version abweichend die Einstellungen direkt an das zu simulierende Ereignis angepasst werden. Außerdem können künstlich Änderungen vorgenommen und Sensitivitätsstudien durchgeführt werden. Hier werden in Kapitel 7 Simulationen vorgestellt, in denen die Reaktion der DRW auf künstlich modifizierte Umgebungsbedingungen getestet wird. Diese dienen dazu, die Funktionsweise der DRW weiter zu untersuchen und deren Robustheit bezüglich verschiedener Parameter zu prüfen.

Nach der Vorstellung der COSMO-Simulationsgebiete wird im darauf anschließenden Abschnitt ein grober Überblick gegeben, wie das COSMO-Modell die Entwicklung der DRW im Vergleich zu den ECMWF-Analysen darstellt. Das Unterkapitel 6.3 ist analog zum Abschnitt 3.2 aufgebaut, wo die einzelnen Entwicklungsphasen des Systems bezüglich der vertikalen Struktur näher betrachtet werden.

## 6.1 Simulationsgebiete

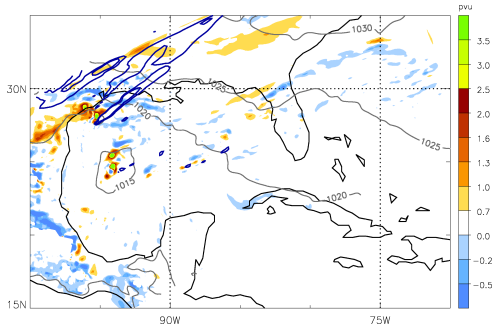
Von der Entstehung im Golf von Mexiko bis zum beginnenden Zerfall der Zyklone im Nordatlantik legt das System 5720 km zurück. Ein derart großes Gebiet ist für COSMO-Simulationen mit einer horizontalen Auflösung von 14 km zu unhandlich, denn es benötigt zu viel Rechenzeit. Deshalb wurde das Gebiet der DRW-Zugbahn in zwei Bereiche unterteilt: eines zur Simulation der Entstehung und eines für Propagation und Intensivierung (Abb. 6.1). Da in dieser Arbeit der Fokus auf der DRW-Propagation und ihrer Intensivierung liegt, wurden die Sensitivitätsexperimente ausschließlich im größeren Rechengebiet, das in Abb. 6.1 blau umrahmt ist, durchgeführt. In beiden Simulationen wird die Zyklone dem Modell nicht als Anfangsbedingung geliefert, sondern über die Randdaten zu gegebener Zeit vom COSMO selbst gebildet bzw. über den Rand hinein transportiert. Wie in Abschnitt 2.1.2 bereits erwähnt wurde, werden die Anfangs- und Randdaten 6-stündlich von ECMWF-Daten geliefert. Die Simulationen umfassen  $281 \times 129$  und  $360 \times 168$  Gitterpunkte horizontal auf jeweils 40 vertikalen Schichten.



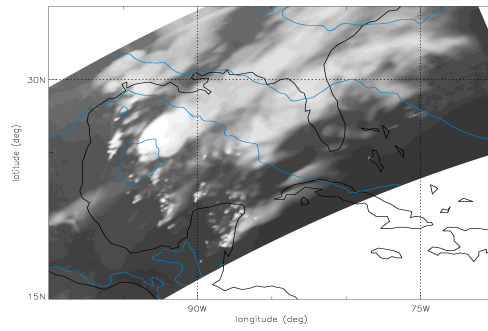
**Abbildung 6.1:** Gebiete der COSMO-Simulationen für die Entstehungsphase (grün) und die Propagations- und Intensivierungsphase (blau).

## 6.2 Lebenslauf der DRW im COSMO-Modell im Vergleich zum ECMWF

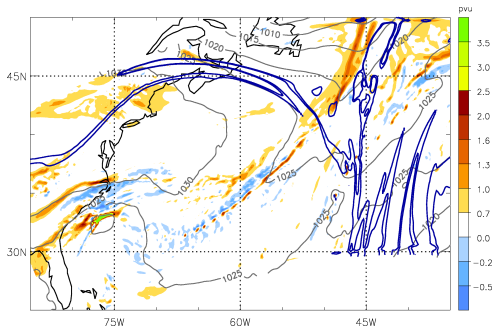
Analog zu den ECMWF-Analysen bildet sich in der COSMO-Simulation der Entstehungsphase am 17. Dez. 2005 wenige Stunden nach Start der Simulation um 00 UTC diesen Tages an der Vorderseite eines Höhentrogens anomal hohe PV in Bodennähe (vgl. Abb. 6.2 (a) und 3.2 (a)). Sowohl die PV als auch die Struktur der Tropopause (für das COSMO sind die PV-Konturen auf 250 hPa dargestellt) wirken im COSMO ungleichmäßiger und kleinstrukturierter. Abbildung 6.2 (h) zeigt das subtropische Tief in einem synthetischen Satellitenbild des COSMO-Modells (siehe Kap. 2.1.2 d)) zum 17. Dez. 18 UTC. Es stellt das künstliche Gegenstück zu Abb. 3.2 (h) dar. Die hochreichende konvektive Bewöl-



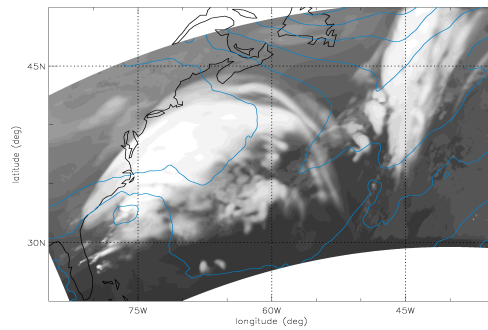
(a) 17. Dez. 18 UTC



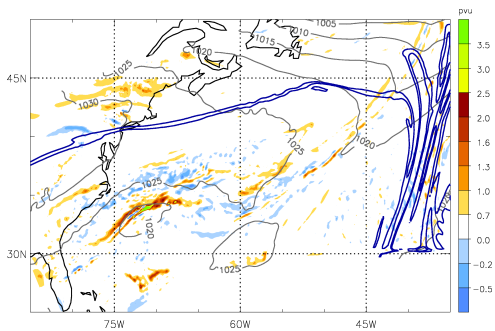
(h)



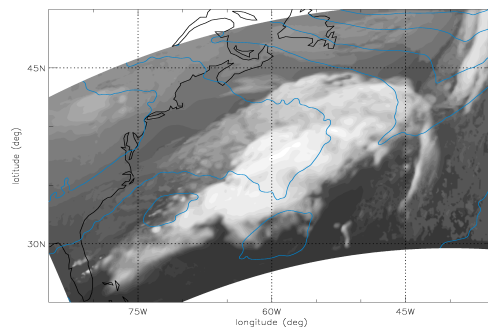
(b) 18. Dez. 12 UTC



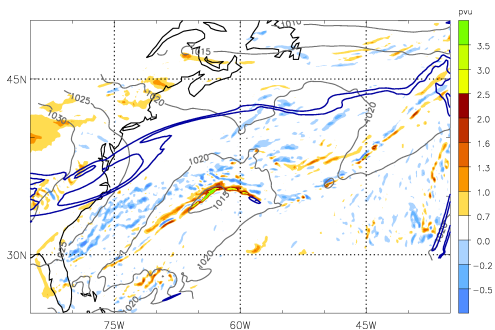
(i)



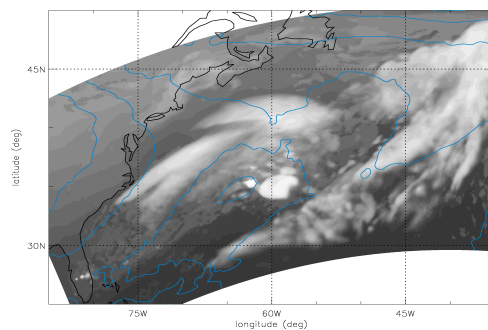
(c) 19. Dez. 00 UTC



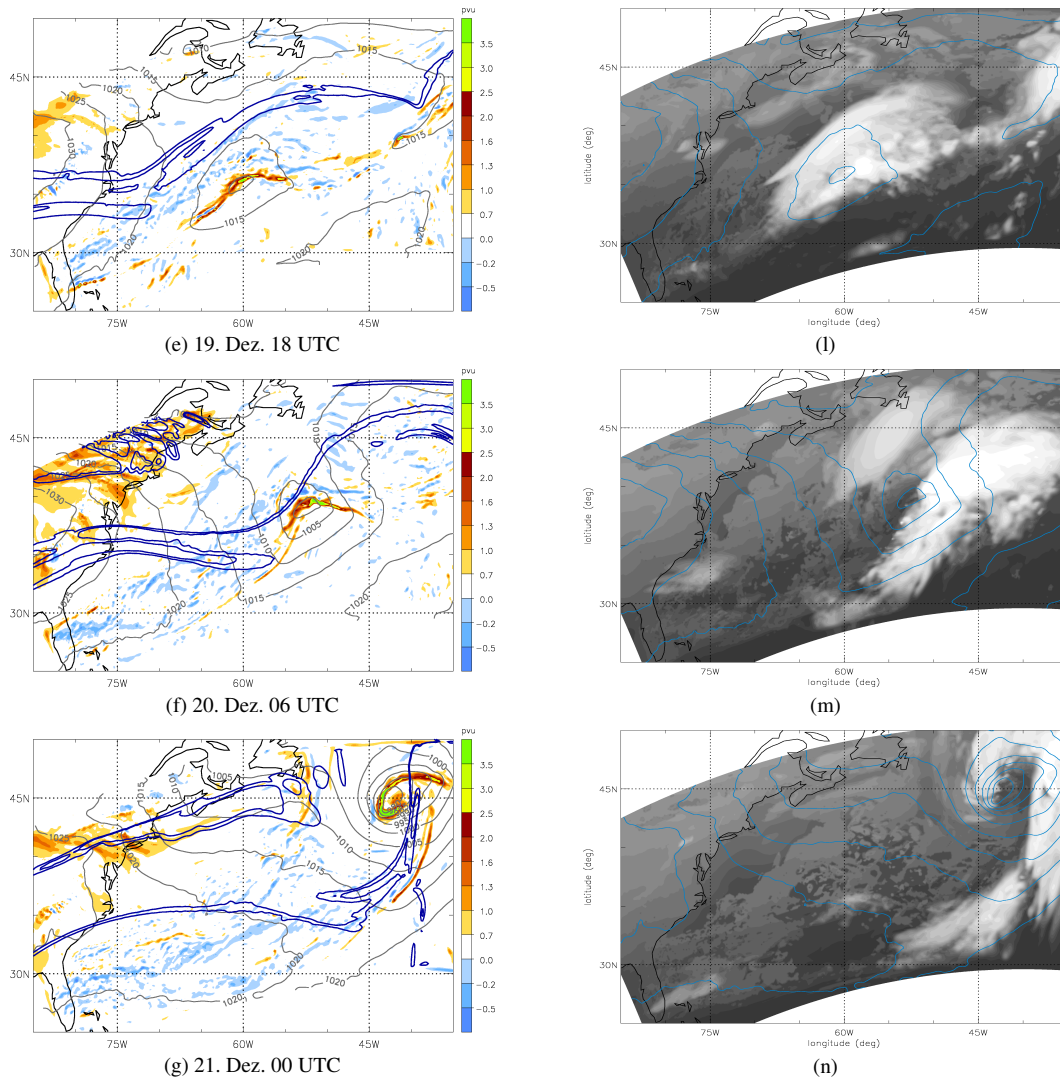
(j)



(d) 19. Dez. 12 UTC



(k)



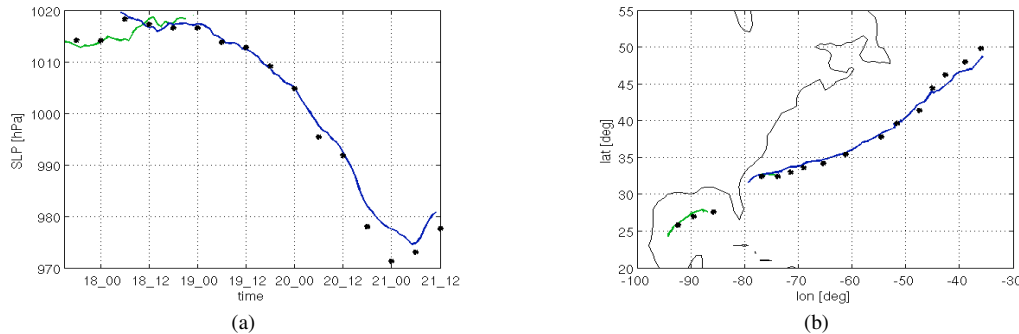
**Abbildung 6.2:** DRW im COSMO-Modell: (a)-(g) vertikal gemittelte PV 975-800 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 1,5 und 2 pvu), (h)-(n) synthetische IR COSMO-Satellitenbilder (Grauschattierung) und Bodendruck (blaue Konturen, Intervall 5 hPa) für den Zeitraum 18 UTC 17. Dez bis 00 UTC 21. Dez. 2005, (a) und (h) aus der Simulation im grün umrahmten, alle anderen aus der Simulation im blau umrahmten Gebiet in Abb. 6.1.

kung mit tiefer Temperatur an der Oberseite sowie die stratiforme Bedeckung über dem Golf von Mexiko und Florida im künstlichen Satellitenbild sind qualitativ gut wiedergegeben. Südlich der Halbinsel, die die Mississippi-Mündung bildet, auf etwa  $93^\circ\text{W}$  ist die größte konvektive Zelle zu sehen. Knapp südwestlich davon produziert das COSMO-Modell diabatische PV in Bodennähe. Die vertikal gemittelte PV erreicht Werte über 3 pvu.

Auf ihrer Zugbahn ostwärts, die nun im blau umrandeten Modellgebiet in Abb. 6.1 simuliert wird, formiert sich die PV-Anomalie ca. 10 h nach Start des Laufes gegen 04 UTC am 18. Dez. im Nordatlantik (Abb. 6.2 (b)). Fragmente von PV ohne ein Bodendrucksignal waren zuvor über den Westrand in das Simulationsgebiet hinein gelangt. Die Abflachung des Höhentrog nach dem 18. Dez. entspricht der Entwicklung in den ECMWF-Analysen. Die PV-Anomalie der DRW weist im COSMO-Modell von Beginn ihrer Propagation an eine schmalere, lang gestrecktere Form auf (vgl. Abb. 6.2 (c)-(e) mit (Abb. 3.2 (c)-(e))). Wie in den GOES Satellitenbildern in Abb. 3.2 (f)-(h) zu sehen war, erzeugt das COSMO ebenfalls ein großflächiges Wolkenband, welches sich in seinem Werdegang ausstreckt und abschwächt. Die DRW ist darin anfangs nicht mit einer markanten Struktur präsent, jedoch ist durchgängig hochreichende Bewölkung an der Vorderseite der DRW vorhanden (Abb. 6.2 (f)-(h)).

Am 19. Dez. kündigt sich das Ende der Propagationsphase mit dem Herannahen des Höhentrog an (Abb. 6.2 (e)). Im COSMO-Satellitenbild hat sich zum 19. Dez. 18 UTC eine stratiforme Wolkenstruktur um die DRW gebildet, wo 6 Stunden vorher eine markante hochreichende Wolke vorderseitig der DRW zu sehen war (Abb. 6.2 (k) und (l)). Diese Wolkenformation im künstlichen Satellitenbild ist kurze Zeit später als 'Leaf Cloud' zu erkennen (Abb. 6.2 (m)), die als Vorbote einer starken Zyklonenintensivierung gilt. Gleich wie in den ECMWF-Analysen krümmt sich die PV-Struktur der DRW weiter, was die Bildung bzw. Verstärkung der Fronten anzeigt (Abb. 6.2 (f)). Die DRW durchquert unter Vertiefung des Bodendruckes in der zweiten Tageshälfte des 20. Dez. den Jet und liegt am 21. Dez. 00 UTC unter der abgesenkten Tropopause (vgl. (Abb. 6.2 (g) und (Abb. 3.2 (g))). Der mächtige Wolkenschirm mit der trockenen Zunge absinkender stratosphärischer Luft wird im COSMO-Modell gut nachgebildet (Abb. 6.2 (n)). Der nachfolgende Zerfall der Zyklone liegt außerhalb des Gebietes und Zeitraumes der COSMO-Simulation.

Die Zeitreihen der Zugbahn und des minimalen Bodendruckes wurden mit dem Verfolgungsalgorithmus nach Wernli und Schwerz (2006) erstellt. In Abb. 6.3 (a) und (b) ist ersichtlich, dass minimaler Bodendruck und Zugbahn der DRW in ECMWF-Analysen und COSMO-Simulation kaum voneinander abweichen. Im westlichen Simulationsgebiet bildet sich im COSMO-Modell ab dem 17. Dez. 15 UTC ein Bodendruckminimum. Der Ort des ersten Auftretens stimmt mit dem in den ECMWF-Analysen 3 Stunden später überein. Nach dem Überqueren Floridas ist der SLP im COSMO-Lauf geringfügig höher. Die Zugbahn der DRW während der Propagation erfolgt leicht nördlich von der in den ECMWF-Analysen, dagegen ist im SLP keine systematische Abweichung zu sehen. Der minimale Bodendruck tritt am 21. Dez. 05 UTC mit leichter zeitlicher Verzögerung



**Abbildung 6.3:** (a) Zeitliche Entwicklung des minimalen Bodendruckes [hPa] und (b) Zugbahn der DRW für die ECMWF-Analysen (schwarze Sterne) und COSMO-Kontrollsimulation (grün für die westliche der Entstehung und blau für die große Simulation der Propagation und Intensivierung).

und um 3 hPa schwächer im Vergleich zu den ECMWF-Analysen auf. Damit ergibt sich im COSMO-Modell eine geringere Druckintensivierung von 24 hPa/24 h. Die Zugbahn verläuft um den Zeitpunkt der stärksten Intensität im COSMO etwas südlicher.

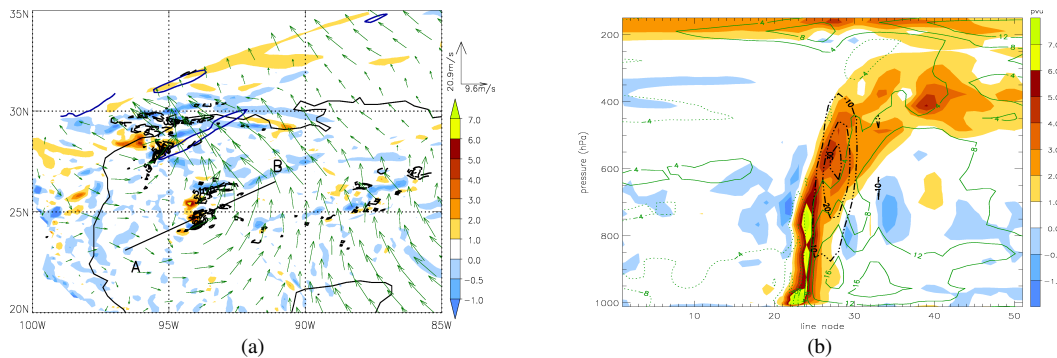
Grundsätzlich wird festgestellt, dass das COSMO die wesentlichen Merkmale des DRW-Lebenslaufes sehr gut wiedergibt. Die Simulationen sind daher gut für eine detaillierte Betrachtung des Systemes geeignet.

## 6.3 Vertikalstruktur der Zyklone in den einzelnen Entwicklungsphasen im COSMO-Modell

### 6.3.1 Subtropische Zyklone

Wie im vorherigen Abschnitt geschildert wurde, kann die Entstehung der bodennahen PV-Anomalie mit einer mächtigen konvektiven Zelle in den synthetischen Satellitenbildern in Verbindung gebracht werden. Die hochreichende Konvektion bringt starke Aufwinde und latentes Heizen mit sich, wodurch die PV in den unteren Schichten diabatisch erhöht wird. Die PV in der unteren Troposphäre ist im COSMO wesentlich intensiver und kleinräumiger (vgl. Abb. 6.4 (a) und 3.4 (b)). Obwohl die latente Wärmefreisetzung hier instantan in K pro 1 h (in ECMWF-Daten K/6 h) berechnet wird, sind die Werte mit bis zu 90 K/h für die hier auftretenden kleinen Strukturen sehr hoch. Daraus ergibt sich ein starker Gradient des latenten Heizens und folglich eine stärkere PV-Produktion.

Die Wolkenformationen im COSMO (Abb. 6.2 (h)), die bodennahe positive PV-Anomalie sowie eine deutlich zyklonale Rotation zum 17. Dez. 18 UTC weisen auf ein subtropisches Tief (ST) hin. Es treten zu diesem Zeitpunkt bodennahe Windgeschwindigkeiten auf dem untersten Modelllevel von 20 m/s auf; auf 925 hPa bis zu 23 m/s und



**Abbildung 6.4:** Subtropisches Tief am 17. Dez. 18 UTC im COSMO-Modell: (a) Horizontalschnitt: PV auf 900 hPa (farbig, pvu), Windvektoren auf 900 hPa (grün), latente Heizrate auf 600 hPa (schwarze gestrichelte Konturen, Intervall 10 K/h) und Position des Vertikalschnitts (Linie  $\overline{AB}$ ) und (b) Vertikalschnitt: PV (farbig, pvu), Meridionalwind (grüne Konturen, Intervall 4 m/s) und latente Heizrate (schwarze gestrichelte Konturen, Intervall 10 K/h).

damit geringfügig intensiver als in den ECMWF-Analysen. Der Beitrag der Wellen an der Tropopause ist hier durch das begrenzte Simulationsgebiet nicht eindeutig zu sehen. Im Vertikalschnitt reicht die PV-Anomalie mit Werten von 1 pvu bis fast an die Tropopause auf 200 hPa heran (Abb. 6.4 (b)). Die stärkste latente Heizrate befindet sich wie in den ECMWF-Daten leicht stromabwärts des PV-Turmes. Das Maximum liegt hier auf 600 hPa vertikal höher. Anders als in den ECMWF-Analysen ist anhand des Meridionalwindes der Wirbel um das ST nicht so deutlich auszumachen (grüne Konturen in Abb. 6.4 (b)). Die Höchstwerte im Südwind sind hier auf 900 hPa zu sehen, obwohl meridionale Windgeschwindigkeiten von 20 m/s bis auf 700 hPa nördlich des Querschnittes vorhanden sind. Der Nordwind an der Rückseite der PV-Anomalie ist von Lage und Intensität mit der der ECMWF-Analysen vergleichbar.

### 6.3.2 DRW

Die nun folgenden Beschreibungen der COSMO-Resultate beziehen sich auf die Simulationen im blau umrandeten Gebiet in Abb. 6.1.

Nach 30 h Simulationszeit erscheint die DRW als lang gezogene PV-Anomalie auf 900 hPa (Abb. 6.5 (a)). Die Bedingungen in der Umgebung der DRW wie z.B. die barokline Zone, die Feuchtigkeit und der Jet gleichen den ECMWF-Daten. Südwestlich der PV-Anomalie ist ein starker Südwind zu sehen, welcher analog zu den ECMWF-Analysen zu adiabatischem Aufsteigen führt (vgl. Abb. 6.5 (a)). Bereiche latenter Wärme-freisetzung befinden sich an der DRW-Vorderseite, wo der Aufstieg des Südwindes entlang der Isentropen beginnt. Die Schlankheit der PV-Anomalie im COSMO wird vermutlich auf den eng begrenzten Bereich des latenten Heizens zurückzuführen sein, welcher in ECMWF-Daten meridional breiter erscheint. Der Niederschlag der DRW besteht im



COSMO aus veränderlichen Anteilen der konvektiven und skaligen Komponenten. Der 6-stündig aufsummierte Niederschlag zum 19. Dez. 00 UTC weist im Großen und Ganzen in Fläche und Betrag den ECMWF-Daten ähnliche Werte auf (vgl. Abb. 3.3 (c)). Allerdings werden an vereinzelten Gitterpunkten im COSMO Niederschlagssummen von bis zu 190 mm/h berechnet. Die Wolken erstrecken sich vertikal über 12.000 km und reichen mit ihrer Obergrenze auf etwa 250 hPa, was dem GOES Satellitenbild gleichkommt (vgl. Abb. 6.2 (j) und Abb. 3.2 (j)). Die bodennahe PV-Anomalie der DRW erreicht ähnlich wie in den ECMWF-Daten eine Höhe von 600 bis 700 hPa (Abb. 6.5 (b)). Einer der Bereiche stärksten latenten Heizens ist im Vertikalschnitt auf 650 hPa erfasst. Zonen latenten Heizens weiter stromabwärts, welche effektiver zur Propagation der DRW beitragen, sind im Vertikalschnitt nicht enthalten. Sie reichen von 900 bis 500 hPa mit einem Maximum bei 800 hPa und sind in Abb. 6.5 (a) bei 68°W, 34°N südlich der Vertikalschnittsline zu sehen.

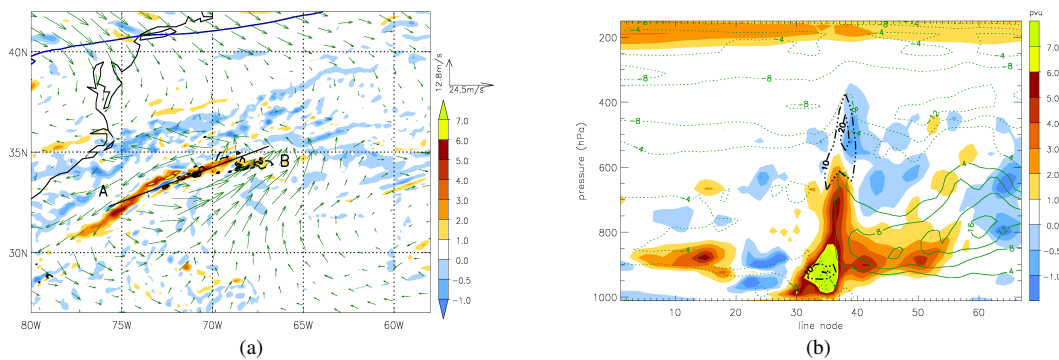
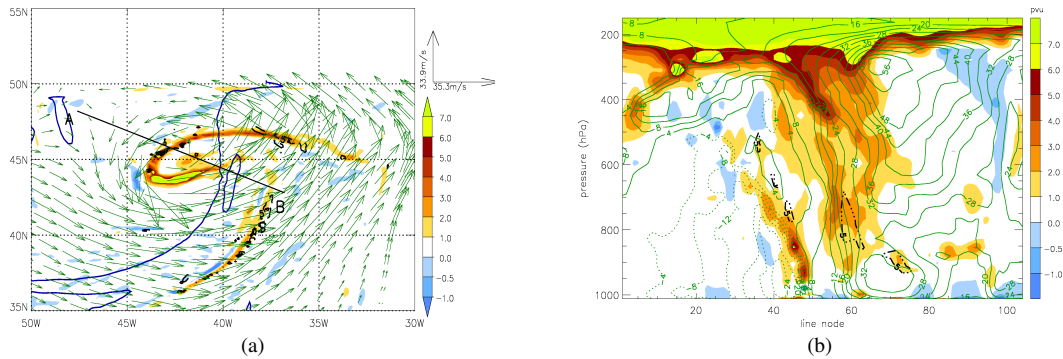


Abbildung 6.5: DRW am 19. Dez. 00 UTC im COSMO-Modell: wie Abb. 6.4

### 6.3.3 Zyklone

In Abb. 6.2 (f) war durch die Lage der hohen PV-Werte in den bodennahen Schichten bereits zu sehen, dass auch im COSMO die stärksten diabatischen Prozesse der sich intensivierenden Zyklone an der Warmfront stattfinden (Abb. 6.6 (a)). Die 'bent-back' Warmfront der Zyklonenstruktur wird im COSMO detailreicher wiedergegeben. Dort sind Zellen diabatischen Heizens im Vertikalschnitt eingefangen, deren Maxima sich zwischen 800 und 500 hPa verteilen (Abb. 6.6 (b)). Die Instantanwerte der latenten Heizrate sind mit über 30 K/h, aufgerechnet auf die 6-stündigen Werte der ECMWF-Daten, erheblich höher, was mit der höheren Auflösung der Modellphysik und der nachträglichen Berechnungsmethode dieser Größe zusammenhängen kann. Die vertikale Ausdehnung der PV-Anomalie bildet auch hier zum Zeitpunkt der stärksten Intensität 21. Dez. 00 UTC einen PV-Turm mit durchgängig erhöhten Werten der PV ( $> 1,5$  pvu). Die Meridionalkompo-

nente des Jets mit 36 m/s übersteigt die in den ECMWF-Daten geringfügig (grüne Konturen in Abb. 6.6 (b)).



**Abbildung 6.6:** Außertropische Zyklone am 21. Dez. 00 UTC im COSMO-Modell: wie Abb. 6.4, außer (a) hier mit PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 2 pvu)

## 6.4 Erkenntnisse aus dem Vergleich ECMWF-COSMO

Das COSMO-Modell ist in der Lage, den gesamten Lebenszyklus der DRW sehr ähnlich zur Entwicklung in den ECMWF-Analysen nachzubilden. Die den ECMWF-Daten gleichende Entstehung und Intensivierung zeigt, dass die großräumige Strömung übereinstimmt. Als wesentliches Unterscheidungsmerkmal weist das COSMO in der unteren Troposphäre sowohl in der PV als auch für die diabatische Heizrate wesentlich höhere Werte auf. Zudem ist die DRW gemessen an der Form der Anomalie erhöhter PV wesentlich schmäler entlang der baroklinen Zone ausgestreckt. Beide Variablen werden nachträglich aus den Modellausgabeveriablen berechnet. Die PV wird nach derselben, die latente Heizrate für ECMWF- und COSMO-Daten nach verschiedenen Methoden berechnet.

Alles in allem können (i) die höhere horizontale Auflösung des COSMO, welche ein feiner strukturiertes horizontales Windfeld in Bodennähe sowie stärkere Vertikalbewegungen hervorbringt, (ii) die unterschiedlichen Parametrisierungen in der Modellphysik der beiden Modelle, insbesondere das Konvektionsschema (Chagnon et al. 2010) und (iii) die nicht-Hydrostatik des COSMO, welche im Konvektionsfall stärkere Vertikalbewegungen zulässt, die Hauptursachen für diese Abweichungen sein. Dessen ungeachtet ist das COSMO-Modell ein geeignetes Instrument, um eine detailreichere Untersuchung des DRW-Zyklus durchzuführen - zumal vergleichende Messwerte aus einer DRW noch nicht existieren und nicht eingeschätzt werden kann, welches Modell der Wirklichkeit näher kommt.

# Kapitel 7

## Experimente mit dem COSMO-Modell

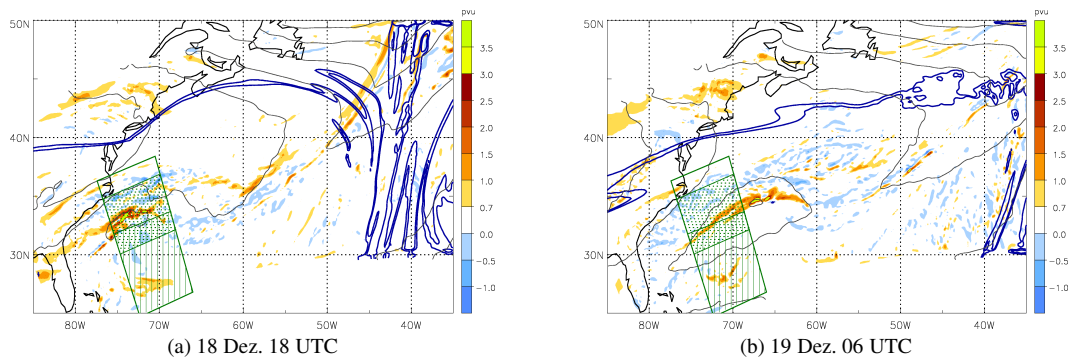
In diesem Kapitel werden Simulationen mit künstlichen Änderungen an den Umgebungsbedingungen der DRW vorgestellt, die zur Untersuchung der Funktionsweise sowie der Robustheit des DRW-Mechanismus dienen. Es werden die grundlegenden Bedürfnisse der DRW, welche aus vorangegangenen Studien bekannt sind, getestet. Das betrifft die Luftfeuchte und die latente Wärmefreisetzung, ohne die eine DRW nicht propagieren bzw. überhaupt nicht vorhanden sein kann. Weiterführende Experimente betreffen die Feuchteherkunft und die vertikale Stabilität, welche über den Untergrund beeinflusst werden.

Bis auf einen komplett trockenen Lauf werden Veränderungen nur in begrenzten Bereichen um die DRW durchgeführt, um Auswirkungen auf umliegende Wettersysteme möglichst gering zu halten. Zur Auswertung der Ergebnisse werden der Verfolgungsalgorithmus für Bodendruckminima (Kapitel 2.2.4) und der auf die COSMO-Daten angepasste DRW-Verfolgungsalgorithmus von Kenzelmann (2005) angewendet (Kapitel 2.2.3). Es werden zunächst Experimente beschrieben, in welchen die essentiellen Bedürfnisse der DRW gestört werden (Abschnitt 7.1). Anschließend folgen in Abschnitt 7.2 Sensitivitätsstudien zur Robustheit der DRW.

### 7.1 Manipulation grundlegender Voraussetzungen der DRW-Propagation

Aus den vorangegangenen theoretischen Studien von Parker und Thorpe (1995) und Moore und Montgomery (2005) ist bekannt, dass die DRW ein Phänomen der feuchten Dynamik ist. Das heißt, dass die in der Atmosphäre verfügbare Luftfeuchte eine notwendige Bedingung für den DRW-Mechanismus ist, und sich infolgedessen die PV durch den Gradienten des latenten Heizens kontinuierlich neu bildet.

Diese Behauptungen werden nachfolgend durch Manipulation der betreffenden Variablen geprüft. Zunächst wird eine komplett trockene Simulation vorgestellt. Im Anschluss folgen drei Experimente, in welchen in der großen grün umrandeten Box in Abb. 7.1



**Abbildung 7.1:** DRW im Kontrolllauf *ctl*: Vertikal gemittelte PV 975-800 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 1.5 und 2 pvu), Lage der Boxen zur Unterdrückung (i) der Feuchtigkeit (große grün umrandete Box), (ii) der Feuchtigkeit in der Feuchteursprungsregion (schraffierte Box) und (iii) der latenten Wärmefreisetzung (gepunktete Box).

und in der schraffierten Box südlich der DRW-Zugbahn die Luftfeuchte entzogen und im gepunkteten Bereich die latente Wärmefreisetzung unterdrückt wurde. Im Kontrolllauf passiert die DRW vom 18. Dez. 12 UTC bis zum 19. Dez. 03 UTC in Ostrichtung die gepunktete Box. Die in Abb. 7.1 anhand des Kontrolllaufes gezeigten Zeitpunkte dienen als Referenz für die Experimente. Im anschließenden Abschnitt wird zunächst die Propagationsphase der Experimente beschrieben. Nachfolgend wird geprüft, wie die weitere Entwicklung unter Einwirkung des Höhentropes verläuft. Die verschiedenen Experimente werden wie folgt abgekürzt: der komplett trockene Lauf mit *dry*, der Lauf mit der großen trockenen Box über der Zugbahn mit *noqv\_l*, der Lauf mit der trockenen Box im Süden der Zugbahn mit *noqv\_s*, der Lauf mit der Box ohne latente Wärmefreisetzung mit *nolh*, sowie der Kontrolllauf mit *ctl*.

### 7.1.1 Auswirkungen auf die Propagation

#### a) Komplette trockene Simulation (*dry*)

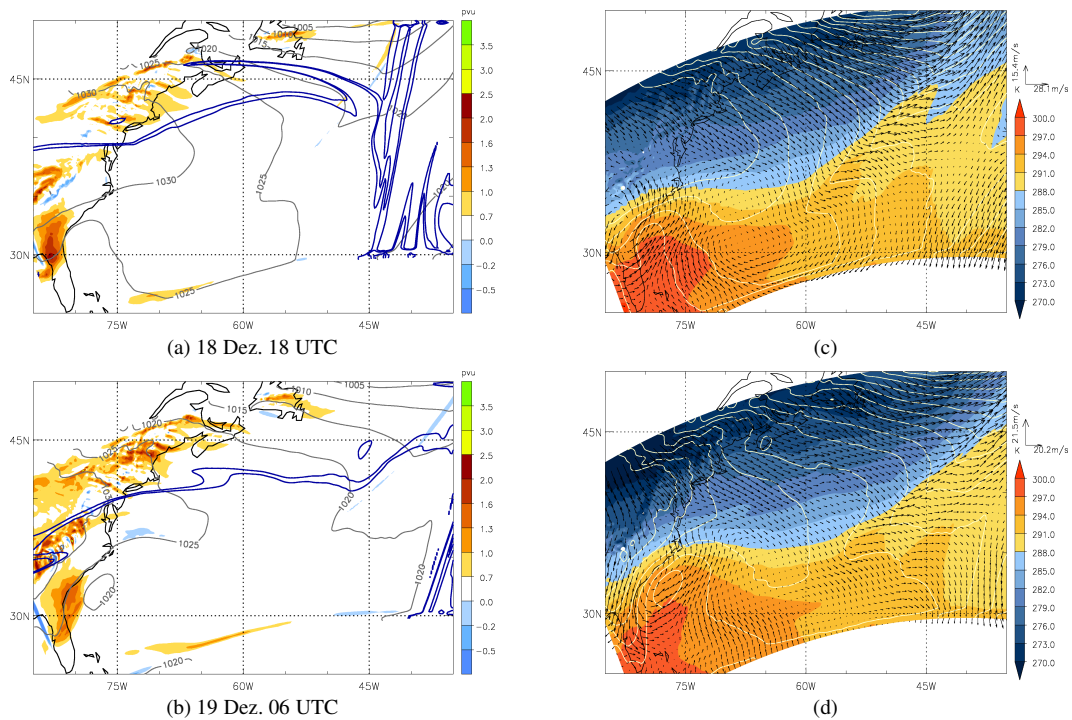
Für diese Simulation wurde die Luftfeuchtigkeit bereits in den Anfangs- und Randdaten des ECMWF vollständig entfernt ( $q = 0$  g/kg). Um einen nachträglichen Feuchteintrag vom Untergrund zu vermeiden, wurde zudem im COSMO die Verdunstung von der Meeresoberfläche verhindert (mit der spezifischen Feuchte an der Oberfläche  $qv_s = 0$  g/kg). Somit ist in diesem Modelllauf keinerlei Feuchte vorhanden.

Ohne Feuchtigkeit kann keine Kondensation stattfinden, feucht-diabatisch entstandene PV ist deshalb in einer komplett ohne Feuchte betriebenen Simulation nicht vorhanden. Der DRW-Mechanismus wird unter diesen Umständen nicht arbeiten können. Mit der Simulation soll geklärt werden, wie die Entwicklung ohne eine rasch propagierende DRW

unter trockenen Bedingungen verläuft.

In der Simulation *dry* wird das hier trockene subtropische Tief wenige Stunden nach Start des Laufes vom COSMO erzeugt. Es passiert Florida auf einer leicht nördlicheren Zugbahn als in *ctl*. Seine Südwestwinde regen gemeinsam mit der südlichen Strömung um das Subtrophenhoch die Warmluftadvektion östlich von Florida an. Dort entsteht um den 18. Dez. 06 UTC aufgrund der warmen Temperaturanomalie ein flaches Tiefdruckgebiet (Abb. 7.2 (a) und (c)). Die in der unteren Troposphäre außerhalb des Tiefs vorhandene PV kann nur durch trocken-diabatische Prozesse wie Reibung oder numerische Effekte am Rand des Simulationsgebietes entstanden sein. Das durch die Warmanomalie entstandene Tief ist für nahezu 24 h mit einem Kerndruck von 1022 hPa stationär (Abb. 7.2 (b) und (d)) und wird anschließend langsam ostwärts verschoben.

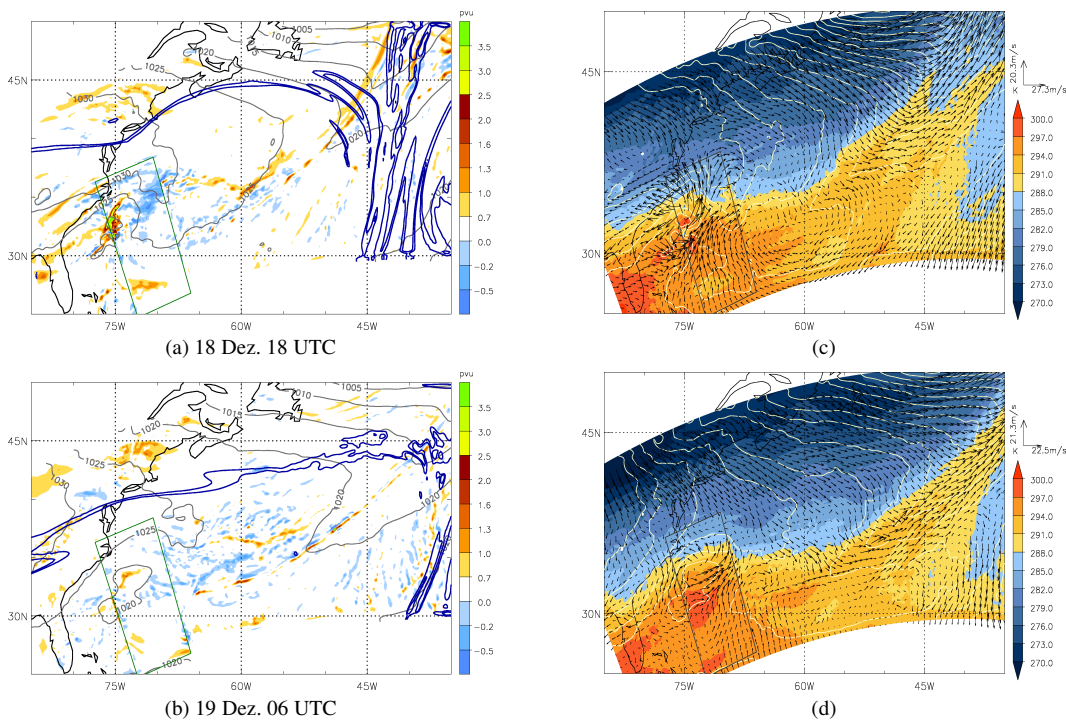
Das im Lauf *dry* entstandene Tief entspricht keineswegs der Propagation einer DRW mit ihrer hohen Verlagerungsgeschwindigkeit. Die Beschreibung der weiteren Entwicklung, welche eine eventuelle Intensivierungsphase enthält, erfolgt in Abschnitt 7.1.2.



**Abbildung 7.2:** Zyklone im komplett trockenen Lauf *dry*: (a) und (c) vertikal gemittelte PV 975-800 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 1,5 und 2 pvu), (b) und (d) potentielle Temperatur auf 900 hPa (farbig, K), SLP (weiße Konturen, Intervall 2 hPa) und Windvektoren auf 900 hPa.

### b) Trockene Box über der DRW-Zugbahn (*noqv\_I*)

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass ohne Feuchtigkeit in der Atmosphäre zwar ein Tief aufgrund einer Temperaturanomalie, aber keine DRW entstehen kann. In dieser Simulation wird die Propagation der DRW durch eine Box, in welcher kontinuierlich jegliche Feuchtigkeit zwischen der untersten Modellschicht und ca. 700 hPa entzogen ( $q=0$  g/kg) wurde, gestört. Um eine erneute Zyklongenese bzw. Zyklonenintensivierung unter möglichst realistischen Bedingungen zuzulassen, besteht der Feuchteentzug nur zeitweise zwischen dem 18. Dez. 15 UTC und dem 19. Dez. 15 UTC. Das entspricht etwa der Zeitperiode, in welcher die DRW das Gebiet der Box im Kontrolllauf *ctl* passiert. Die so entstandene trockene Luft wird geringfügig aus der Box heraus advehiert, sodass im Prinzip eine nachfolgende Zyklonenintensivierung mit Unterstützung feucht-diabatischer Prozesse stattfinden kann.



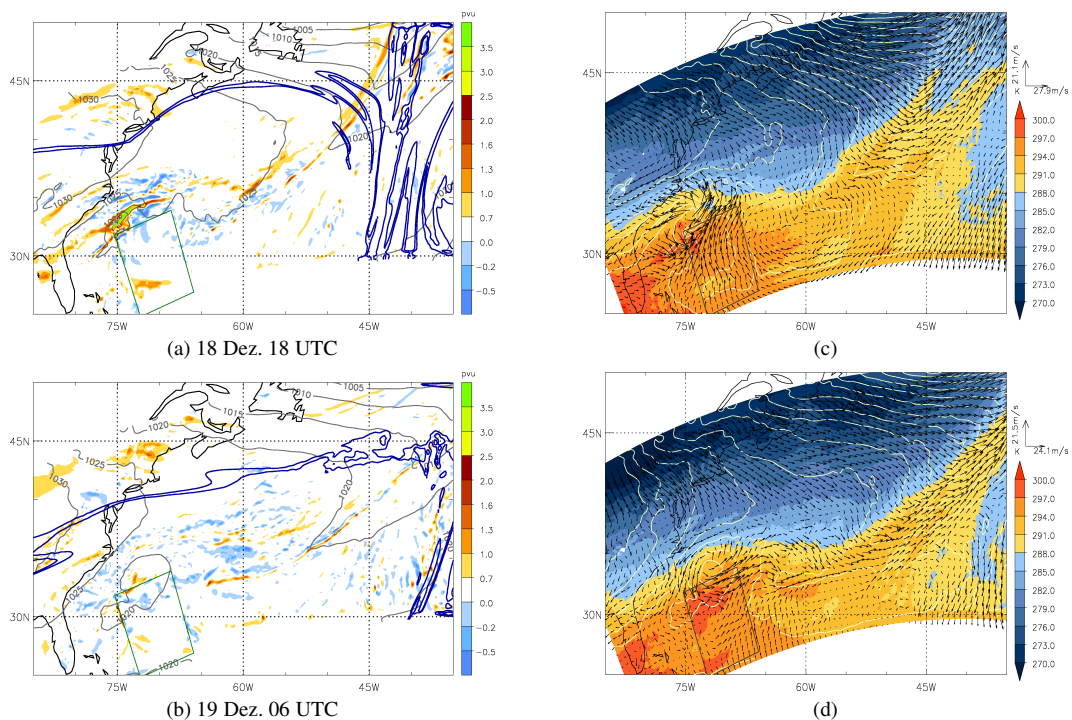
**Abbildung 7.3:** DRW im Lauf mit trockener Box über der Zugbahn *noqv\_I*: Wie Abb. 7.2. Der Feuchteentzug findet in der markierten Box statt.

Wie in *ctl* und den ECMWF-Analysen wird die DRW in Verbindung mit einem Höhentrog um den 18. Dez. 06 UTC im Atlantik gebildet. Auf ihrem Weg ostwärts trifft die DRW 9 h später auf die Box, in der ab diesem Zeitpunkt die Luftfeuchtigkeit vollständig entzogen wird. Die DRW ist nicht mehr in der Lage zu propagieren, denn die stromabwärts der DRW aufsteigende Luft enthält nun keine Feuchte mehr, die kondensie-

ren kann. Die Produktion von PV ist unterbrochen und die Ostwärtsbewegung der DRW verzögert sich. Bereits 3 h nach Einsetzen des Feuchteentzuges zum 18. Dez. 18 UTC ist in Abb. 7.3 (a) und (c) die PV und das dazugehörige Windfeld deutlich geschwächt. Bis zum 19. Dez. ca. 06 UTC ist die Position der restlichen PV bei  $74^{\circ}\text{W}$ ,  $34^{\circ}\text{N}$  nahezu stationär und zerfällt schließlich (Abb. 7.3 (b) und (d)).

### c) Trockene Box in der Feuchteursprungsregion (*noqv\_s*)

Wie in Abb. 4.2 zu sehen war, strömen etwa  $2/3$  der Luftpakete aus Süden in die DRW hinein. Dabei nehmen sie ab ca. 600 km südlich des DRW-Zentrums verstärkt Feuchtigkeit auf. Um nachzuweisen, dass dies die Hauptquellregion für den Feuchtebedarf der DRW ist und wie die DRW auf einen Teilentzug der Feuchte reagiert, wird in einer Box südlich der Zugbahn die spezifische Feuchte auf Null gesetzt. Der Zeitraum des Feuchteentzuges und die vertikale Erstreckung der Box sind analog zum vorher beschriebenen Experiment.



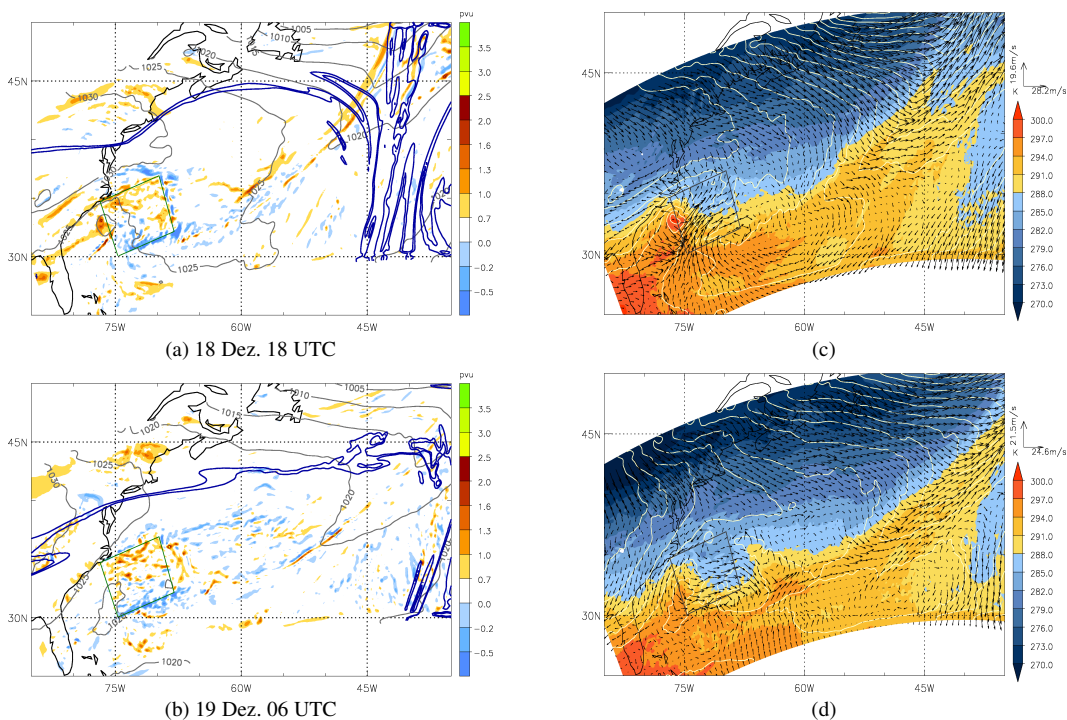
**Abbildung 7.4:** DRW im Lauf mit trockener Box in der Feuchteursprungsregion *noqv\_s*: Wie Abb. 7.2. Der Feuchteentzug findet in der markierten Box statt.

Ab Ankunft der DRW und Aktivierung der trockenen Box nimmt die PV stark ab (Abb. 7.4 (a) und (c)). Gleichzeitig verzögert sich die Propagation und die Verlangsamungsgeschwindigkeit sinkt bis fast zu Stationarität. Die latente Wärmefreisetzung in-

folge von Kondensation findet nur noch vereinzelt und mit Werten um 3 K/h statt. Eine abgeschwächte PV-Anomalie von etwa 3 pvu auf 800 hPa und ein schwaches Signal im Bodendruckfeld bleiben erhalten (ohne Abb.). Die PV-Anomalie der DRW ist im vertikal gemittelten Feld zum 19. Dez. 06 UTC kaum noch vorhanden (Abb. 7.4 (b)). Mit dem Bodendruckminimum besteht eine schwache Warmanomalie mit zyklonaler Rotation weiter, welche an der Südflanke des Temperaturgradienten langsam ostwärts driftet (Abb. 7.4 (d)).

#### d) Box ohne latente Wärmefreisetzung über der DRW-Zugbahn (*nolh*)

Seit den ersten theoretischen Studien über DRWs ist bekannt, dass sich die PV an der Systemvorderseite durch den Gradienten der latenten Wärmefreisetzung erneuert. Im vorliegenden Experiment wurde die latente Wärmefreisetzung bei Kondensation in einer Box über der DRW-Zugbahn über die gesamte Atmosphärensäule auf Null gesetzt. Der Gradient des latenten Heizens und damit die Voraussetzung für PV-Produktion ist damit nicht mehr vorhanden.



**Abbildung 7.5:** DRW im Lauf mit Unterdrückung der latenten Wärmefreisetzung in der markierten Box *nolh*: Wie Abb. 7.2

Bei Annäherung an die modifizierte Box, die in dieser Simulation dauerhaft besteht, ist ab 10 UTC am 18. Dez. eine Abschwächung der PV-Anomalie zu beobachten, da der



Bereich des Aufsteigens an der DRW-Vorderseite die Box zu diesem Zeitpunkt bereits erreicht hat. Abbildung 7.5 (a) zeigt die deutlich verminderte untertroposphärische PV am Eintrittsrand der Box zum 18. Dez. 18 UTC. Die Neubildung von PV und damit die Propagation der DRW ist durch die Unterdrückung des latenten Temperaturzuschlages unterbunden. Nachfolgend zerfällt die DRW an der Westseite der Box allmählich, wo zum 19. Dez. 06 UTC nur noch ein schwaches Bodendruckminimum ohne PV-Anomalie vorhanden ist (Abb. 7.5 (b) und (d)).

#### e) Zwischenbilanz für die Propagationsphase

Die Simulation *dry* bringt anstatt einer DRW einen bodennahen Wirbel hervor, welcher sich vermutlich aus einer Kombination von Selbstregeneration durch Warmluftadvektion an der Ostseite und der Advektion durch den Umgebungswind langsam entlang der baroklinen Zone bewegt. In den Experimenten mit einer modifizierten Box wird der Mechanismus der DRW-Propagation unterbrochen. Der Entzug der Luftfeuchte über der propagierenden DRW und die Unterdrückung des latenten Wärmezuschlages führen zum Zerfall des DRW-Wirbels. Der Teilentzug der Luftfeuchte im Süden der Zugbahn lässt einen schwachen Wirbel, der sich weiterhin langsam ostwärts bewegt, bestehen.

### 7.1.2 Nachfolgende Entwicklung

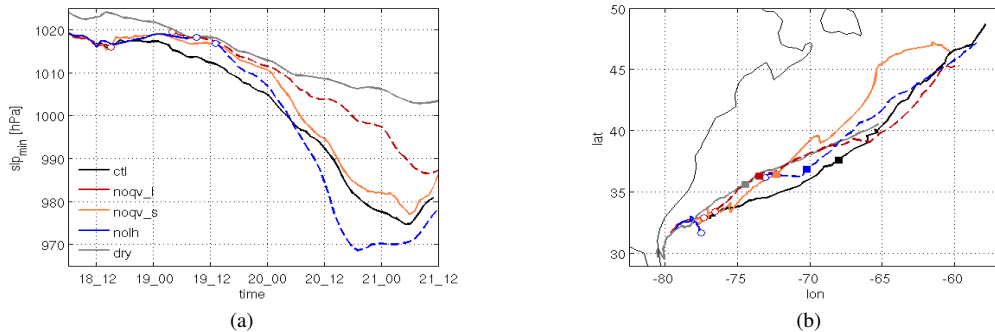
Insbesondere aus der Arbeit von Gyakum et al. (1992) geht die Hypothese hervor, dass Zyklonen, bei denen Anomalien an der Tropopause mit einem vorab bestehenden bodennahen Wirbel wechselwirken, in der Regel besondere Intensität erlangen. Nach Einstellung der DRW-Propagation ist es deshalb interessant zu verfolgen, wie die weitere bodennahe Entwicklung in den Experimenten verläuft und inwiefern der Höhentrog eine neue Zyklogenese auslöst.

#### a) Druckverläufe und Zugbahnen im Überblick

Nach Beendigung der DRW-Propagation entsteht in keiner der Simulationen eine neue DRW. Jedoch erfolgt, wie in Abb. 7.6 (a) anhand der Zugbahnen und Bodendruckverläufe zu sehen ist, in jedem der Experimente eine neue Zyklogenese mit anschließender Intensivierung. Die Zugbahnen weichen insgesamt nur gering voneinander ab (Abb. 7.6 (b)). Dennoch sind Positionsunterschiede für die Intensivierung maßgeblich, was nachfolgend für die einzelnen Simulationen ausgewertet wird.

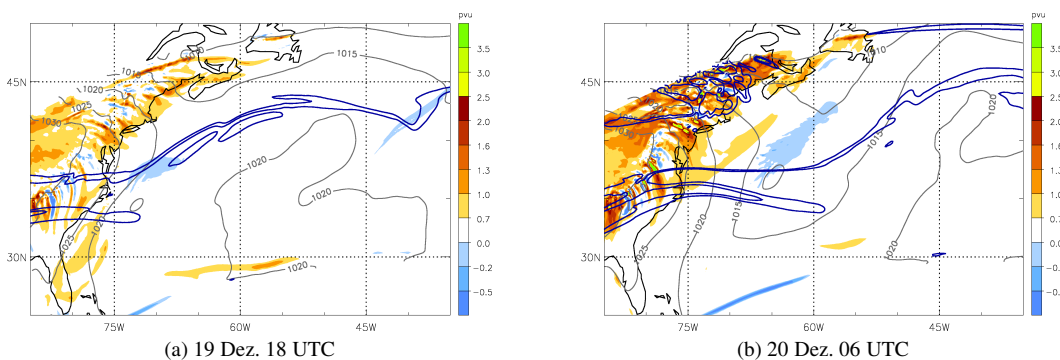
#### b) Komplette trockene Simulation *dry*

In der Simulation *dry* wird die Warmluftblase, welche ehemals durch den Höhentrog entstanden ist, schließlich ostwärts verschoben. In Abb. 7.7 (a) ist zu sehen, dass sich das



**Abbildung 7.6:** Zeitlicher Verlauf von (a) Bodendruckminimum [hPa] und (b) Zugbahn vom 18. Dez. 06 UTC bis 21. Dez. 2005 12 UTC in den COSMO Experimenten. Die Kreise markieren Zerfall und Neuentstehung der Zyklonen. Die Farben sind den Simulationen Kontrolllauf (schwarz), trockener Box über der DRW-Zugbahn (rot), trockener Box in der Feuchteursprungsregion (orange), Box ohne latenter Wärmefreisetzung (blau) und dem trockenen Lauf (grau) zugeordnet. Gestrichelte Linien markieren neu entstandene Zyklonen. Quadrate kennzeichnen den Zeitpunkt 20. Dez. 00 UTC in der Zugbahn.

Bodentief zum 19. Dez. 18 UTC im trockenen Lauf bei  $72^\circ\text{W}$ ,  $35^\circ\text{N}$  mehr als 1000 km westlicher befindet als in *ctl* (vgl. Abb. 6.2 (e)). Der Positionsunterschied wird durch die schnellere Propagation der DRW, die mit dem DRW-Mechanismus verbunden ist, in *ctl* verursacht. Das graue Quadrat auf der Zugbahn in Abb. 7.6 (b) lässt erkennen, dass das Bodentief in *dry* zum Zeitpunkt 20. Dez. 00 UTC das westlichste und damit langsamste System der Sensitivitätsläufe ist. Der Höhentrog unterscheidet sich zum 19. Dez. 18 UTC im Lauf *dry* kaum von dem in *ctl*.



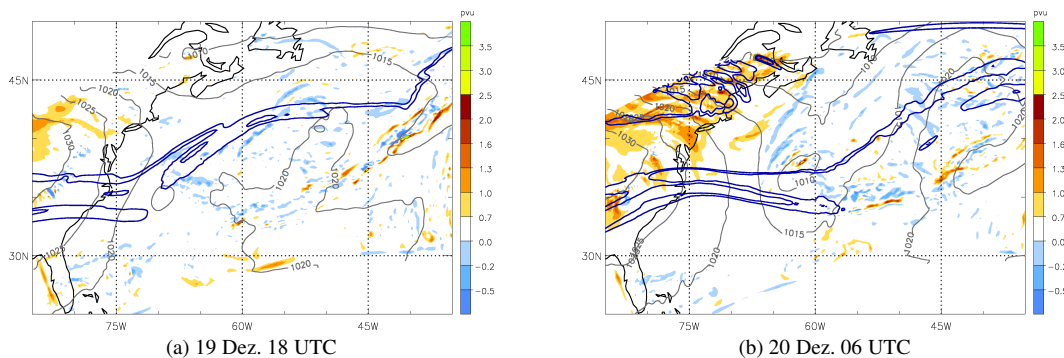
**Abbildung 7.7:** Zyklone im trockenen Lauf *dry*: wie Abb. 7.2 (a).

Nachfolgend findet keine nennenswerte Intensivierung statt (Abb. 7.6 (a)). Am 20. Dez. 06 UTC befindet sich die DRW in *ctl* deutlich vorderseitig des Höhentroges, während der Höhentrog das Bodentief in *dry* scheinbar ohne Wechselwirkung passiert

hat (vgl. Abb. 7.2 (f) und Abb. 7.7 (b)). Der Vergleich der Tropopausenstruktur zeigt in *dry* einen flacheren Höhenrücken stromabwärts des Höhentiefs als in *ctl*. Dies deutet an, dass im Kontrolllauf *ctl* feucht-diabatische Prozesse für einen Transport tiefer PV auf die Höhe der Tropopause verantwortlich sind und damit die Wellenamplitude verstärken. Die allmähliche Vertiefung des Bodendruckminimums in *dry* wird zum Großteil der Nordverlagerung in eine Umgebung niedrigeren Druckes zuzuschreiben sein.

### c) Trockene Box über der DRW-Zugbahn (*noqv I*)

Das mit der DRW verbundene Bodentief zerfällt sofort mit Aktivierung der trockenen Box zum 18. Dez. 16 UTC (durchgezogene rote Linie und Kreis in Abb. 7.6). Die Warmanomalie durch die DRW bleibt mit einer schwachen zyklonalen Rotation, jedoch ohne verfolgbares Druckminimum erhalten (Abb. 7.3 (d)). Diese wird durch die Südwestströmung um das Subtropenhoch langsam ostwärts transportiert und beginnt sich kurz darauf etwas zu verstärken. Ab dem 19. Dez. 04 UTC, einen halben Tag nach Zerfall der PV-Anomalie der DRW, ist leicht stromabwärts des Zerfallsortes ein neues Bodendruckminimum entstanden (roter Kreis und gestrichelte rote Linie Abb. 7.6). Die neu formierte zyklonale Rotation ist in Abb. 7.3 (d) bereits zu sehen. Am 19. Dez. 18 UTC ist das neue Tiefdruckzentrum, bei 69°W, 35°N vorderseitig des Höhentrogges gelegen (Abb. 7.8 (a)). Es befindet sich damit etwa 850 km westlich von dem in *ctl*.



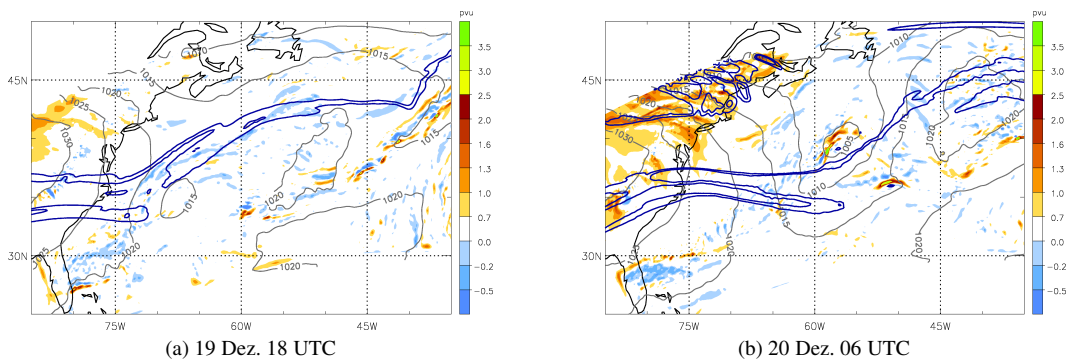
**Abbildung 7.8:** Zyklone im Lauf mit trockener Box über der Zugbahn *noqv-I*: wie Abb. 7.2 (a).

Da die Trockenheit auch etwas nach Osten aus der Box heraus advehiert wird, finden im neuen Tiefdruckzentrum zunächst keine feucht-diabatischen Prozesse statt. Die ehemals trockene Box füllt sich vorrangig von der Meeresoberfläche her wieder mit Feuchte auf. Zu Beginn der Intensivierung befindet sich noch ein Feuchtedefizit im Warmsektor und an der Kaltfront. Obwohl sich das Bodentief um 06 UTC am 20. Dez. bereits unter dem Jet befindet ist noch keine wesentliche Intensivierung erfolgt (Abb. 7.8 (b)). In Abb. 7.6 (a) ist zu sehen, dass das Tief mit einer Verzögerung von 10 h gegenüber dem Kontrolllauf und mit einem um 12 hPa schwächeren minimalen Bodendruck seine stärkste

Intensität erreicht.

#### d) Trockene Box in der Feuchteursprungsregion (*noqv\_s*)

Das nach der DRW-Auflösung durch den Feuchteentzug verbliebene schwache Bodentief wird an der Südseite der baroklinen Zone nach Osten verlagert. Das orangefarbene Quadrat in Abb. 7.6 (b) markiert die Position des Bodentiefs in dieser Simulation zum Zeitpunkt 20. Dez. 00 UTC. Die Lage mit kürzerem Abstand zum Tief in *dry* als zu dem in *ctl* weist auf eine sehr langsame Propagation hin. Konsistent mit dieser langsamen Propagation wird in Bodennähe diabatisch kaum PV gebildet.

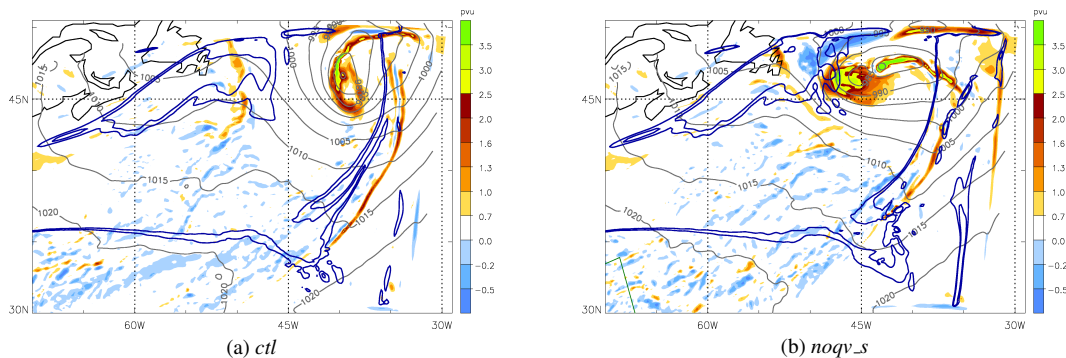


**Abbildung 7.9:** Zyklone im Lauf mit trockener Box in der Feuchteursprungsregion *noqv\_s*: wie Abb. 7.2 (a).

Am 19. Dez. 18 UTC befindet sich das Bodentief vorderseitig des Höhentroges (Abb. 7.9 (a)). Wegen der langsameren Verlagerungsgeschwindigkeit als in *ctl* ist der horizontale Abstand zum Höhentrog kürzer. Aufgrund des vorherigen Feuchteentzuges startet die Intensivierung mit einem leichten Feuchtemangel im Warmsektor. Nach 12 Stunden hat das Bodentief den Jet durchquert (Abb. 7.9 (b)). Zudem ist im Tiefdruckzentrum PV entstanden, was auf die Unterstützung der Intensivierung durch feucht-diabatische Prozesse hinweist. Das Tief, welches durch eine trockene Box im Süden der Zugbahn gestört worden war, erreicht nahezu zum selben Zeitpunkt wie das in *ctl* eine nur um 3 hPa geringere stärkste Intensität (Abb. 7.6 (a)). Zum 21. Dez. 05 UTC befindet sich das Bodendruckzentrum in *noqv\_s* auf etwa der selben Breite, aber rund 3° westlicher als das in *ctl* (Abb. 7.10).

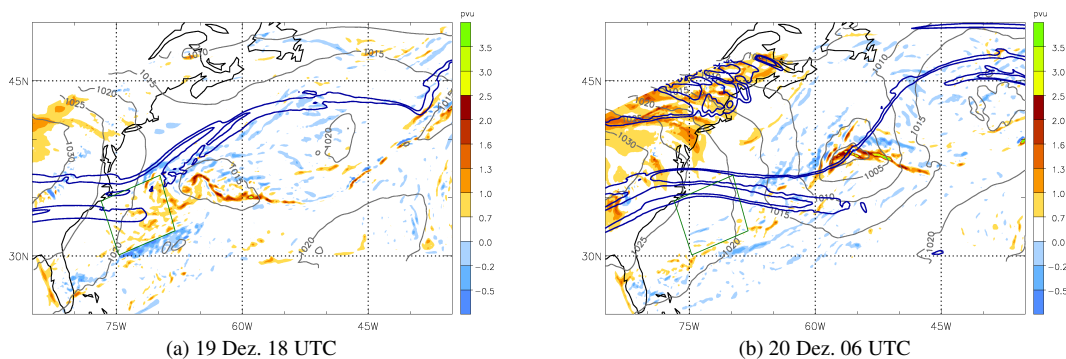
#### e) Box ohne latente Wärmefreisetzung über der DRW-Zugbahn (*nolh*)

Für die Simulation unter Entzug des latenten Temperaturzuschlages ist der Zerfall des Bodentiefs nach Südwärtsbewegung am 19. Dez. 09 UTC in Abb. 7.6 (b) mit blauer Linie und Kreis markiert zu sehen. Gleichzeitig entsteht in der modifizierten Box durch die schwächere Warmluftadvektion und die fehlende latente Wärmefreisetzung eine kalte



**Abbildung 7.10:** Zyklone in den Läufen (a) *ctl* und (b) *noqv\_s* zum Zeitpunkt der stärksten Intensität am 21. Dez. 05 UTC: wie Abb. 7.2 (a).

Temperaturanomalie mit antizyklonaler Strömung (Abb. 7.5 (c)). Am Ostrand der Box sorgen die Nordströmung der Kaltanomalie und die Westströmung am Nordrand des Subtropenhochs gemeinsam für eine zyklonale Rotation und Warmluftadvektion östlich der Box ab dem 19. Dez. 05 UTC. Einige Stunden später am 19. Dez. 13 UTC ist an dieser Stelle ein neues deutliches Bodentief zu sehen. Dieses entstand in fast 1000 km Entfernung in nordöstlicher Richtung vom Zerfallsort der DRW. Zu diesem Zeitpunkt kann ein Beitrag des herannahenden Höhentrogens an der Entstehung des neues Tiefs nicht mehr ausgeschlossen werden.



**Abbildung 7.11:** Zyklone im Lauf mit Unterdrückung der latenten Wärmefreisetzung *nolh* in der grün umrandeten Box: wie Abb. 7.2 (a).

Das neu entstandene Bodentief am Südrand der baroklinen Zone wird mit diabatischer PV im Zentrum verstärkt (Abb. 7.11 (a)). Es befindet sich am 19. Dez. 18 UTC vorderseitig des herannahenden Höhentrogens und in kürzerem Abstand dazu als das Tief in *ctl* zum selben Zeitpunkt (vgl. 6.2 (e)). Am 20. Dez. 06 UTC liegt das Tief unterhalb des Jets (Abb. 7.11 (b)). Anhand der hohen bodennahen PV ist zu erkennen, dass starke feucht-diabatische Prozesse stattfinden. Im weiteren Verlauf ist auffällig, dass das PV-Maximum

direkt im Zentrum der Zyklone auftritt, wohingegen es in *ctl* das Zentrum verlässt und sich an die Warmfront verlagert (vgl. Abb. 6.2 (f)). Die Zyklone in dieser Simulation erreicht mit einer starken Unterstützung von feucht-diabatischen Prozessen die stärkste Intensivierung aller durchgeführten COSMO-Simulationen mit 42 hPa/24 h vor Erreichen des minimalen Druckes von 968 hPa zum 20. Dez. 19 UTC (Abb. 7.6 (a)).

#### f) Objektive Untersuchung der Intensivierungsunterschiede

Aus den Darstellungen im vorangegangenen Abschnitt kann nur subjektiv abgeschätzt werden, weshalb es zu den unterschiedlichen Zyklonenintensitäten in den Simulationen kommt. Um dies objektiv zu ergründen, wird der DRW-Verfolgungsalgorithmus (siehe Kapitel 2.2.3) eingesetzt. Im Unterschied zu anderen Anwendungen wird hier für die Berechnungen anstatt von der höchsten bodennahen PV als Zentrum des Systems vom Gitterpunkt mit dem tiefsten Bodendruck ausgegangen. Betrachtet werden (i) die zwischen 975 und 800 hPa gemittelte PV im Zyklonenzentrum (türkise Box in Abb. 7.12 (d)), (ii) die gemittelte PV auf 250 hPa und (iii) die Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa stromaufwärts (beide in der grauen Box in Abb. 7.12 (d)). Diese Größen sind in Abb. 7.12 (a)–(c) in zeitlicher Abfolge dargestellt. Für diejenigen Sensitivitätsläufe, in denen nach dem DRW-Zerfall eine neue Zyklone entstanden ist, ist nur die Zeitreihe für das neue System dargestellt.

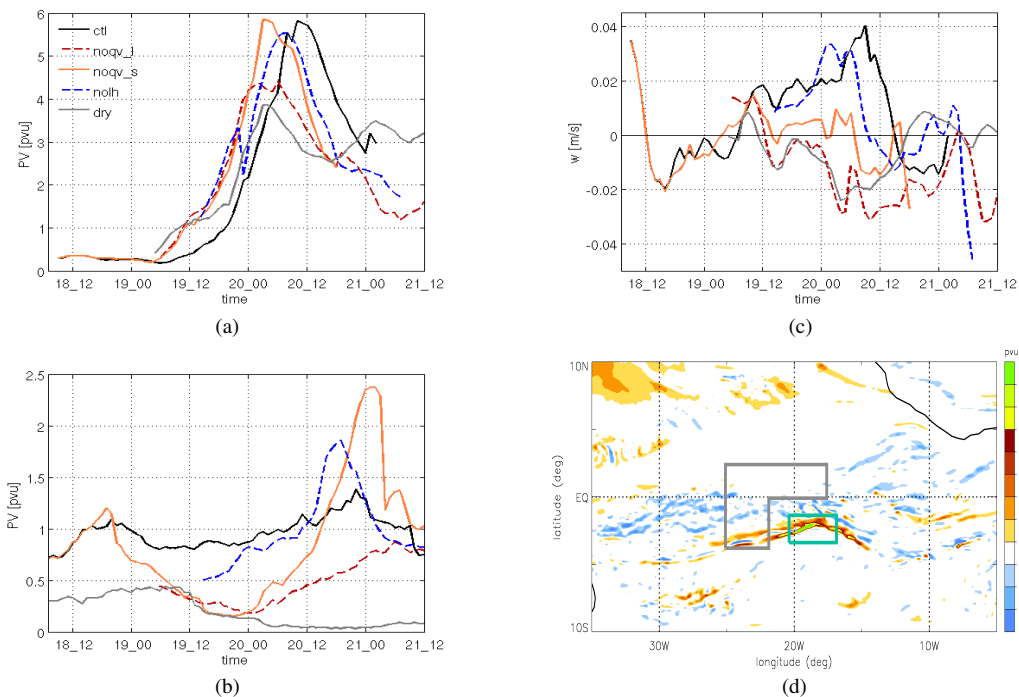
Wie bereits in den Untersuchungen der operationellen ECMWF-Vorhersagen in Kapitel 5.2.3 zu sehen war, spielt die Lage der Bodenzyklone zum Höhentrog eine herausragende Rolle für den Verlauf der Intensivierung. In den COSMO-Simulationen ist auffällig, dass die langsam propagierten und neu entstandenen Zyklonen verschiedene Positionen bezüglich der Zyklone im Kontrolllauf einnehmen.

In Abb. 7.6 (b) sind die Positionen aller Zyklonen für die Anfangsphase der Intensivierung am 20. Dez. 00 UTC mit einem Quadrat markiert. Am schwächsten intensivieren sich die beiden westlichsten Zyklonen in den Simulationen *dry* und *nolh\_1*, welche zusätzlich eine Zeitverzögerung der stärksten Intensität gegenüber dem Kontrolllauf aufweisen (Abb. 7.6 (a)). In den Abb. 7.7 (b) und 7.8 (b) für 06 UTC am 20. Dez. war zu sehen, dass die Zyklonen die Vorderseite des Höhentrog, an welcher die stärkste Hebung vermutet wird, verfehlen und erst hinter der Trogachse den Jet durchqueren. Entsprechend weisen die PV auf 250 hPa und besonders die Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa stromaufwärts der Zyklonen im Vergleich die geringsten Maximalwerte auf. Die obertroposphärische PV ist um den Zeitpunkt der stärksten Intensivierung kurz nach 20. Dez. 00 UTC um etwa ein Drittel schwächer als in den anderen Experimenten (Abb. 7.12 (a)). Die stromaufwärtige Vertikalgeschwindigkeit befindet sich im gleichen Zeitraum im negativen Bereich, d.h. die Systeme werden vermutlich im Mittel von schwachen Abwinden beeinflusst (Abb. 7.12 (c)).

In Simulation *noqv\_s* befindet sich die Zyklone am 20. Dez. 00 UTC in einer Position zwischen den sich stark und den sich schwach intensivierenden Systemen (Abb.

7.6 (b)). Die resultierende Intensivierung ist mit derjenigen in *ctl* zu vergleichen (Abb. 7.6 (a)). Die anfängliche Position führt anschließend zu einer Durchquerung des Jets ungefähr auf Höhe der Achse des Höhentrog (Abb. 7.9). Obwohl diese Zyklone von hoher obertroposphärischer PV stromaufwärts bzw. nördlich gekennzeichnet ist, ist der daraus resultierende aufsteigende Vertikalwind wegen der vergleichsweise südlichen Lage zum Höhentrog nur mäßig (Abb. 7.12 (a) und (c)). Die Zyklone in *noqv\_s* schlägt zudem im Zuge der Intensivierung eine auffallend nordwärtige Zugbahn ein (Abb. 7.6 (b)).

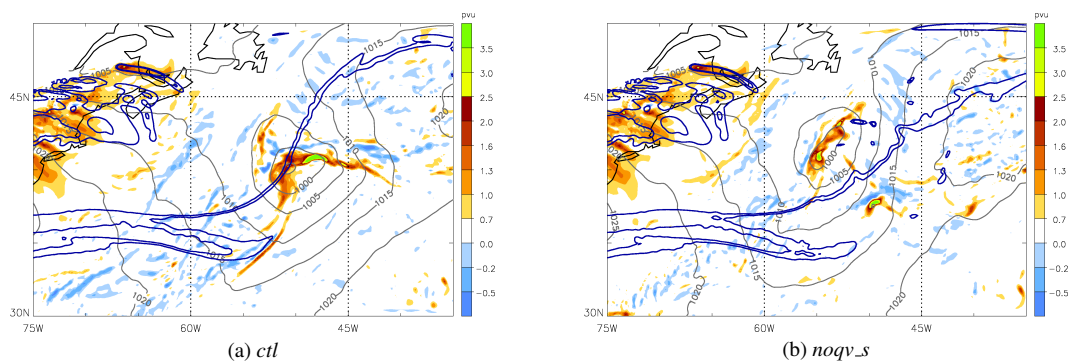
Die höchste Intensität erreicht die Zyklone in *nolh*, welche auch die in *ctl* übertrifft (Abb. 7.6 (a)). Die Lage westlich der Zyklone in *ctl* zu Beginn der Intensivierung scheint die günstigste für eine starke Intensivierung zu sein (Abb. 7.6 (b)). Sie durchquert den Jet knapp nordöstlich der Trogachse. Die Zyklone ist deshalb hohen obertroposphärischen PV-Werten und damit zusammenhängenden starken Aufwinden ausgesetzt (Abb. 7.12 (a) und (c)).



**Abbildung 7.12:** Zeitlicher Verlauf von (a) gemittelter PV [hPa] auf 250 hPa stromaufwärts des Bodentiefs, (b) bodennahe PV im Tiefdruckzentrum [pvu], (c) Vertikalgeschwindigkeit [m/s] auf 500 hPa stromaufwärts des Bodentiefs vom 18. Dez. 06 UTC bis 21. Dez. 2005 12 UTC und (d) Lage der Boxen zur Bestimmung von PV auf 250 hPa und der Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa (grau) und der bodennahen PV im Zentrum (türkis) zum 19. Dez. 2005 12 UTC in rotierten COSMO-Koordinaten.

Von bodennaher PV im Zentrum einer Zyklone wird angenommen, dass diese vorwiegend durch feucht-diabatische Prozesse entstanden ist. Sie gibt an, in welchem Ausmaß latente Wärmefreisetzung als weiterer Verursacher von aufsteigendem Vertikalwind an der Druckvertiefung beteiligt ist. In den Simulationen mit schwacher Intensivierung der Zyklone in *dry* und *noqv\_1* wird die Druckvertiefung nicht bzw. nur sehr gering durch diabatische Prozesse unterstützt (Abb. 7.12 (b)), was in der Simulation *dry* natürlich generell ausgeschlossen und in *noqv\_1* am ehesten in einer Resttrockenheit aus der modifizierten Box begründet ist.

Die Zyklone in *noqv\_s* weist die im Vergleich stärksten feucht-diabatischen Prozesse im Zentrum auf. Betrachtet man zusätzlich den zeitlichen Verlauf des bodennahen latenten Wärmeflusses im Bereich der Zyklone, so sticht *noqv\_s* nicht mit den höchsten Werten hervor. Die starken feucht-diabatischen Prozesse können also nicht mit einer erhöhten Feuchteentnahme von der Ozeanoberfläche her erklärt werden (ohne Abb.). Die zum Schluss stärkste Zyklone in *nolh* entwickelt ebenfalls hohe diabatische PV in ihrem Zentrum (Abb. 7.12 (b)), welche die der Kontrollsimulation *ctl* übersteigt. Die Intensivierung in *nolh* läuft gegenüber der in *ctl* mit einem zeitlichen Vorsprung ab, da Bodentief und Höhentrog aufgrund der anfänglichen Position schneller in Wechselwirkung treten können.



**Abbildung 7.13:** Zyklone während der Intensivierung am 20. Dez. 10 UTC: wie Abb. 7.2 (a).

Das Bodendruckminimum der DRW in *ctl* weist die östlichste Lage zu Beginn der Intensivierung auf. Die vom Höhentrog ausgehende Hebung scheint somit nicht optimal mit dem Aufsteigen an der Vorderseite der DRW wechselwirken zu können. Ein zeitweise recht längliches Bodendruckminimum könnte darauf hindeuten, dass der Höhentrog ein Bodendruckminimum westlich des DRW-Bodendruckzentrums induziert. Es wird damit an der Stelle hervorgerufen, wo in der unteren Troposphäre das Absinken an der Rückseite der DRW stattfindet. Das Maximum der diabatischen PV-Anomalie der DRW fällt somit nicht mit dem trocken-dynamisch entstandenen Bodendruckminimum zusammen, sondern liegt zeitweise bis zu 250 km östlicher in der Warmfront. In Abb. 7.13 ist ein Vergleich mit der sich ähnlich intensivierenden Zyklone in *noqv\_s*, welche keine DRW



als Vorläufer aufzuweisen hat, für den 20. Dez. 10 UTC zu sehen. Den im Vergleich zu *ctl* schwächeren obertroposphärischen Antrieb kompensiert die Zyklone in *noqv\_s* mit stärkerer diabatischer PV-Produktion im Bodendruckzentrum (Abb. 7.12 (b) und (c)). Damit wäre der Wirbel der DRW, welchem das Potential für eine explosive Zyklonenintensivierung in *ctl* zugeschrieben wird, in diesem Fall wegen einer ungünstigen Ausgangslage für die Intensivierung eher hinderlich.

### 7.1.3 Schlussfolgerungen aus den Experimenten

Die in diesem Kapitel vorgestellten Versuche mit drastisch manipulierter DRW-Umgebung führten allesamt zur Beendigung der DRW-Propagation. Es konnte gezeigt werden, dass die Feuchte essentiell für die DRW-Propagation ist und dass die Neubildung von PV auf den Gradienten des latenten Heizens stromabwärts angewiesen ist. Anhand der Simulation mit der zeitweise trockenen Box südseitig der DRW-Zugbahn *noqv\_s* wurde die Bedeutung der Feuchteadvektion aus Süden bestätigt. Zudem kann aus dieser Simulation geschlossen werden, dass die DRW allein mit der geringeren Feuchte, welche von Norden her in sie hinein transportiert wird, nicht bestehen kann. Der Einfluss der Feuchteverfügbarkeit aus Kapitel 5.2.2 konnte somit bekräftigt werden.

Mit Hilfe des objektiven Vergleiches von Zugbahn, Einfluss der Wellen in der oberen Troposphäre und der bodennahen PV können die Intensivierungsunterschiede in den COSMO-Experimenten gezielter erklärt werden. Entscheidend ist die anfängliche Position des Bodentiefs zum Höhentrog. Nur mit der optimalen Phase zueinander kann die maximale Stärke des Tiefs erreicht werden. Die Feststellungen von Gyakum et al. (1992) können also durch die Erkenntnis ergänzt werden, dass nur ein vorangegangener bodennaher Wirbel in geeigneter Position zu einer starken Intensivierung beiträgt.

Die Experimente haben gezeigt, dass auch ohne vorangehende DRW eine explosive Intensivierung stattfinden kann, sofern ein zyklonaler Wirbel an einer passenden Position entsteht. Darüber hinaus kann die Entwicklung im Kontrolllauf so gedeutet werden, dass die falsche Lage einer DRW zum Höhentrog eine mögliche explosive Intensivierung sogar hemmen könnte.

## 7.2 Weitere Sensitivitätsexperimente zur DRW-Propagation

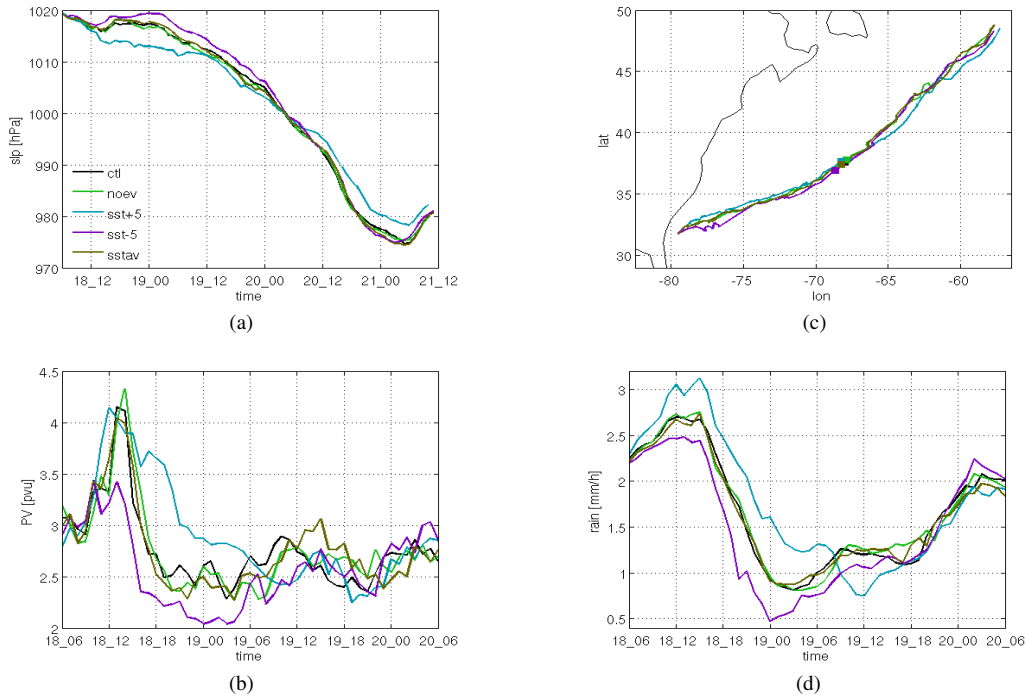
Zur Untersuchung der Empfindlichkeit der DRW wurden weitere Sensitivitätsexperimente durchgeführt, welche sich auf Veränderungen des Untergrundes beziehen. Die folgende Auflistung beginnt jeweils mit der Abkürzung des Simulationsnamens in Kursiv, danach ist eine Kurzbeschreibung der Veränderung und der erwarteten Auswirkungen aufgeführt:

- noev*: Mit der Unterdrückung der Verdunstung über dem Ozean wird geprüft, wie die DRW auf lokalen Feuchteentzug reagiert. Erwartet wird, dass die DRW durch reduzierte Feuchte schwächer wird.
- sst+5*: Mit der Anhebung der Meeresoberflächentemperatur (engl. sea surface temperature, SST) um 5 K wird die Reaktion der DRW auf verringerte thermodynamische Stabilität untersucht. Mit Herabsetzung der Stabilität erhöht sich voraussichtlich die Feuchtkonvektion, die ab einer bestimmten Stärke die Organisation der DRW-Propagation stören könnte. Als Nebeneffekt wird durch die erhöhte Differenz zwischen Luft- und Meerestemperatur die Verdunstung ansteigen und deswegen mehr Feuchtigkeit in den unteren Luftschichten vorhanden sein.
- sst-5*: Durch die Absenkung der Meeresoberflächentemperatur um 5 K wird untersucht, ob sich die Stärke der DRW durch erhöhte Stabilität und verringerte Luftfeuchte vermindert.
- sstav*: In der Simulation mit gleichförmiger Meeresoberflächentemperatur wird untersucht, ob der Temperaturgradient des Untergrundes die Lufttemperatur beeinflusst. Möglich wäre, dass damit die Baroklinität in unteren Luftschichten herabgesetzt und die Propagation der DRW gestört wird. Die SST wird auf einen für den Südrand des Golfstromes typischen Wert von 21° C gesetzt.

Die Manipulationen an der Meeresoberflächentemperatur wurden jeweils in einem Gebiet vorgenommen, welches sich vom Südrand der gepunkteten bis zum Nordrand der großen grünen Box in Abb. 7.1 erstreckt. Die Veränderung an der Verdunstung gilt für die schraffierte Box. Die Veränderungen sind für jeden Zeitschritt der Simulationen aktiv. Die Untersuchung der Sensitivitätsexperimente erfolgt objektiv mit Hilfe des Verfolgungsalgorithmus für DRWs (siehe Kapitel 2.2.3). Im Unterschied zum vorherigen Abschnitt wird nun die ursprüngliche Version des Programmes verwendet, in der der Systemmittelpunkt auf die höchsten PV-Werte bezogen ist. Die Beschreibung von minimalem Druckverlauf und Zugbahn wurden mit dem Verfolgungsalgorithmus für Zyklonen (siehe Kapitel 2.2.4) vorgenommen. Da sich die maximale PV während der Intensivierung in die Warmfront verschiebt und damit nicht mehr als Mittelpunkt der Zyklone angesehen werden kann, werden die Ergebnisse der DRW-Suche nur bis zum 20. Dez. 06 UTC dargestellt.

### 7.2.1 Beschreibung der zeitlichen Verläufe

Im Vergleich zum Kontrolllauf zeigen der minimale Bodendruck und die Zugbahn der Sensitivitätsläufe im Allgemeinen nur sehr geringe Unterschiede (Abb. 7.14 (a) und (c)). Im Zeitraum des Passierens der modifizierten Box sind jedoch deutlichere Differenzen zu sehen. In den Simulationen mit herabgesetzter und erhöhter SST, *sst-5* und *sst+5*, wird



**Abbildung 7.14:** Zeitlicher Verlauf von (a) Bodendruckminimum [hPa] und (c) Zugbahn vom 18. Dez. 06 UTC bis 21. Dez. 2005 12 UTC; (b) PV [pvu] und (d) Niederschlag für den Zeitraum 18. Dez. 06 UTC bis 20. Dez. 2005 06 UTC in den COSMO Sensitivitätsläufen. Die Quadrate in (c) markieren den Zeitpunkt 20. Dez. 00 UTC in der Zugbahn

der minimale Bodendruck leicht um bis zu 5 hPa gegenüber dem Kontrolllauf erniedrigt bzw. um 3 hPa erhöht. Für die anderen Sensitivitätsläufe sind die Abweichungen zum Kontrolllauf unbedeutend. In der Zugbahn macht sich insbesondere der abgeschwächte minimale Bodendruck in *sst-5* mit einer leicht südlicheren Zugbahn bemerkbar. Bis auf einen um 5 hPa höheren minimalen Bodendruck zum Zeitpunkt der stärksten Intensität in *sst+5* sind die Auswirkungen auf die Intensivierung vernachlässigbar.

In der COSMO-Version des DRW-Verfolgungsalgorithmus werden diejenigen Gitterpunkte der Anomalie mit über einen PV-Schwellwert von 1,7 pvu gruppiert. Die PV als Maß für die Stärke der DRW wird hier als Gitterpunktmittel über alle Mitglieder der Gruppe gebildet. Eine Differenz zur PV im Kontrolllauf macht sich bereits früher als im Bodendruck bemerkbar (Abb. 7.14 (b)), da der Bereich der PV-Produktion stromabwärts des minimalen Bodendruckes die modifizierte Box bereits früher erreicht hat und die Absenkung des Bodendruckes als eine Folge der positiven PV-Anomalie angesehen werden kann. Im Laufe des Boxdurchganges kommt es zu einer PV-Erhöhung in *sst+5* und zu einer Erniedrigung in *sst-5* konsistent zum Bodendruck. Die maximalen Differenzen der PV zum Kontrolllauf betragen etwa 1 pvu, was mehr als einem Drittel entspricht. Die

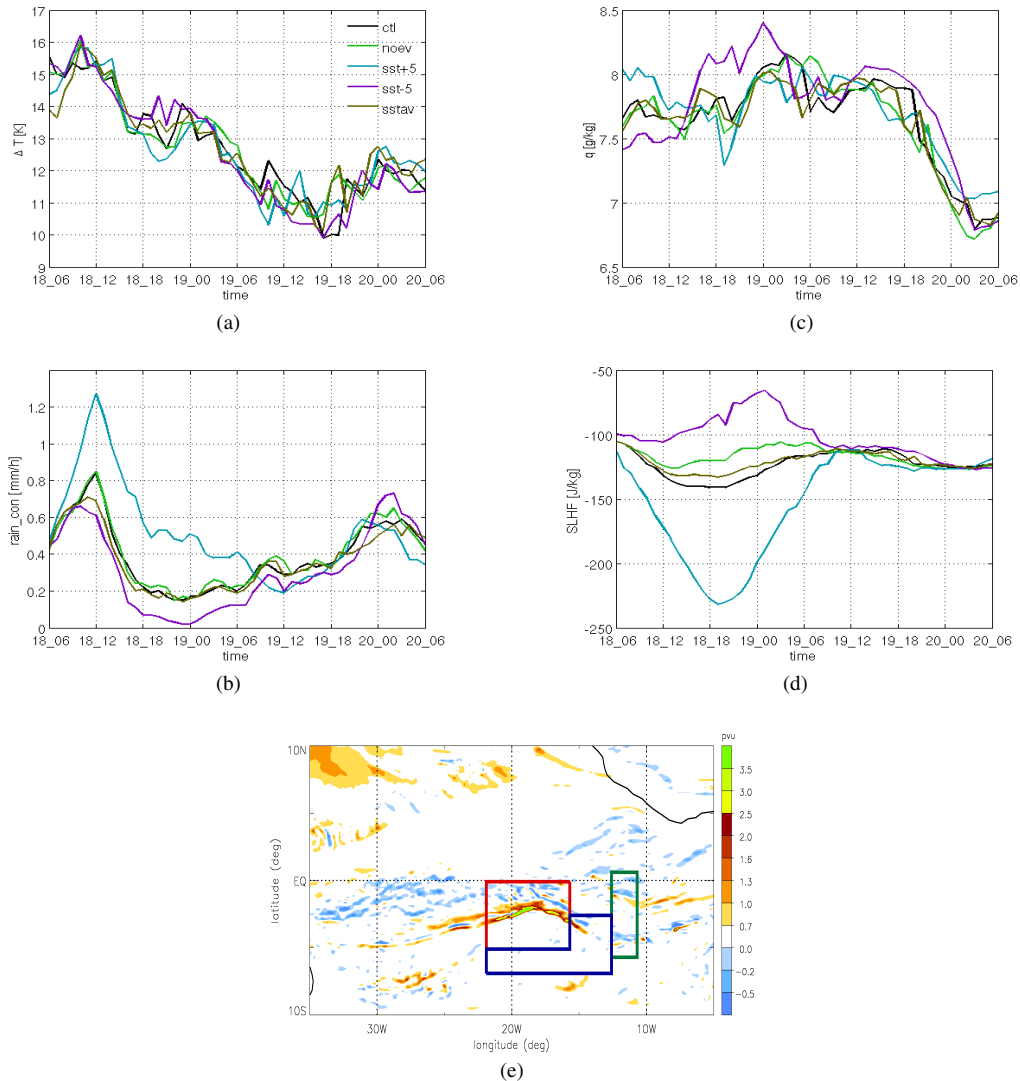
Veränderungen der Stärke der DRW während der Propagation machen sich auch im Niederschlag bemerkbar (Abb. 7.14 (d)). Der Niederschlag ist über die Gitterpunkte der roten Box in Abb. 7.15 (e) gemittelt. Der im Vergleich zum Kontrolllauf um bis zu 0,7 mm/h höhere Niederschlag in *sst+5* zeigt die verstärkten feucht-diabatischen Prozesse an, welche zur stärkeren PV-Produktion führen. In gleichem Umfang wird der Niederschlag in *sst-5* reduziert.

### 7.2.2 Objektive Untersuchung der Propagationsphase

Die Baroklinität stromabwärts der DRW wurde in Kapitel 5.2.2 als eine Größe, welche die Stärke der DRW während der Propagation beeinflusst, identifiziert. Wie bereits für die Auswertung der ECMWF-Vorhersagen angewendet, wird die Baroklinität stromabwärts als Differenz zwischen maximaler und minimaler Temperatur auf 950 hPa in der grünen Box in Abb. 7.15 (e) bestimmt. Für die Sensitivitätssimulationen treten im Verlauf der Propagation keine nennenswerten Unterschiede in der Baroklinität auf (Abb. 7.15 (a)). Insbesondere in der Simulation mit gleichförmiger SST stellt sich heraus, dass sich die Temperatur des Untergrundes nicht bis auf die darüberliegende Luftschicht auf 950 hPa, was etwa 500 m Höhe entspricht, auswirkt.

Weiterhin wurde die Feuchteverfügbarkeit südlich der DRW als eine Einflussgröße für die DRW-Intensität identifiziert. Der in Abb. 7.15 (c) aufgetragene Verlauf der Feuchtigkeit besteht aus den Gitterpunktmitteln zwischen 1000 und 700 hPa in der blauen Box in Abb. 7.15 (e). Das Sensitivitätsexperiment *noev*, welches sich auf die Feuchteverfügbarkeit aus der Meeresoberflächenverdunstung südlich der DRW-Zugbahn bezieht, weist keine Anzeichen mangelnder Luftfeuchte auf. Offensichtlich bezieht die DRW ihre Feuchtigkeit nicht direkt über die Verdunstung vom Ozean. Stattdessen nehmen die Luftpakete die früher in das Gebiet über der Box hineinadvehierte oder bereits in der Anfangsbedingung vorhandene Feuchte auf. Einzig die Simulation mit herabgesetzter SST *sst-5* hebt sich durch eine vorübergehend höhere Feuchte ab. Dieses unerwartete Ergebnis lässt sich durch die südlichere Zugbahn sowie eine etwas verzögerte Propagation der DRW erklären (Abb. 7.14 (c)), wodurch sie sich im Gegensatz zu den schneller propagierenden DRWs noch in einem Gebiet mit höherem Luftfeuchtereservoir befindet.

In Modellen wird der nicht im Gitternetz auflösbare konvektive Niederschlag benutzt, um vertikale Instabilitäten von aufsteigenden Luftpaketen und damit überschüssige Luftfeuchte abzubauen. Deshalb kann die konvektive Niederschlagsmenge als ein Maß für die Stabilität der Atmosphäre angesehen werden. Der konvektive Niederschlag wird hier über die Gitterpunkte in der roten Box in Abb. 7.15 (e) gemittelt. Die beiden Simulationen *sst+5* und *sst-5*, in welchen potentiell die Stabilität verändert wird, heben sich durch hohe bzw. niedrige Mengen des konvektiven Niederschlages während des Boxdurchgangs hervor (Abb. 7.15 (b)). Das führt zu der Erkenntnis, dass sich durch die Eingriffe an der SST die Stabilität der darüberliegenden Luftschichten entsprechend den Erwartungen verändert hat. Die verminderte (erhöhte) Stabilität schlägt sich aber auch in entspre-



**Abbildung 7.15:** Zeitlicher Verlauf von (a) Baroklinität [K,  $T_{max} - T_{min}$  auf 950 hPa], (b) Menge des konvektiven Niederschlages [mm/h], (c) spezifischer Feuchte [g/kg] und (d) latentem Wärmefluss [J/kg] für den Zeitraum 18. Dez. 06 UTC bis 20. Dez. 2005 06 UTC in den COSMO Sensitivitätsläufen und (e) Lage der Boxen in rotierten COSMO-Koordinaten zur Bestimmung des Zeitverlaufes der Variablen.

chend abgeschwächtem (verstärktem) skaligen Niederschlag nieder, sodass sich in der Summe die feucht-diabatischen Prozesse und folglich der Gesamtniederschlag entsprechend verändern.

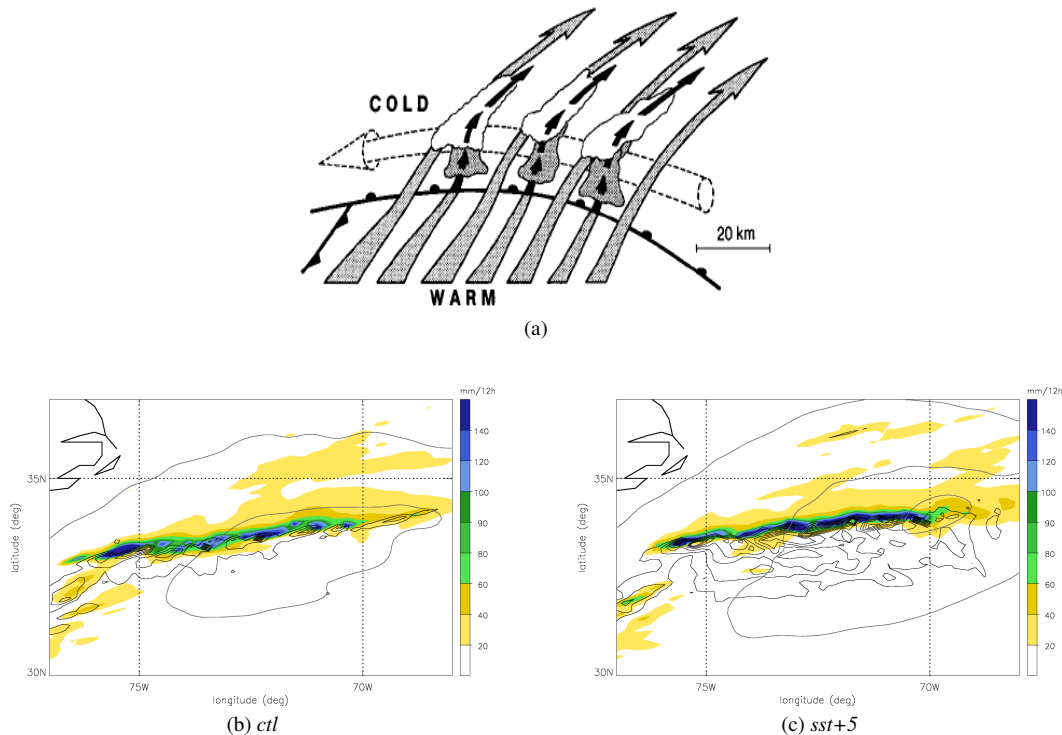
Ein erhöhter latenter Wärmefluss von der Meeresoberfläche steht als Synonym für die Verdunstung und erhöht die darüberliegende Luftfeuchte. Der latente Wärmefluss ist als Gitterpunktmittel über die rote Box in Abb. 7.15 (e) dargestellt. Bereits vor Einfluss der DRW ist über dem manipulierten Gebiet in der Simulation *sst+5* der latente Wärmefluss erhöht, in *sst-5* reduziert und in *sstav* im südlichen Teil der Box vermindert und im nördlichen verstärkt (ohne Abb). Das wirkt sich auf die bodennahe Luftfeuchte mit einer Differenz zum Kontrolllauf von lokal bis zu 2 g/kg aus und erstreckt sich bis auf 800 hPa. Dieser Bereich veränderter Feuchte durch die modifizierte SST befindet sich jedoch zu nördlich, als dass die Messbox für die Luftfeuchte südlich der DRW-Zugbahn die Erhöhung registrieren könnte. Beim Passieren der Box mit modifizierter SST erhöht das Windfeld der DRW den latenten Wärmefluss nochmals (Abb. 7.15 (d)). Die DRW in *sst+5* weist den weitaus höchsten latenten Wärmefluss auf, was der stärksten Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und angrenzender unterster Modellschicht zuzuschreiben sein wird. Damit erhöht sich die Feuchteverfügbarkeit der DRW, verstärkt sich die Kondensation und damit PV-Produktion. Vermutlich geht in der Simulation *sst+5* die intensivste DRW als Ursache für die erhöhte Verdunstung und Feuchtigkeit (bereits bevor die DRW die Box mit wärmerer SST durch ihr Windfeld beeinflusst) hervor; die Verdunstungsverstärkung durch das stärkere Windfeld ist nur eine Folge davon.

### 7.2.3 Überlegungen zur Struktur der PV-Anomalie

Die vormaligen theoretischen Betrachtungen zu DRWs erwecken den Eindruck, die PV-Anomalie bestünde aus einer nahezu runden, einheitlichen Gestalt. In der hier untersuchten Fallstudie nimmt die DRW in den gröber aufgelösten Daten des ECMWF-Globalmodelles eine gestreckte Form mit meist einem klar definierten Gitterpunkt der maximalen PV an. Im höher aufgelösten COSMO Modell weist die schmale, langgezogene PV-Anomalie der DRW sogar mehrere Maxima auf, sodass eine Substruktur zu erkennen ist (Abb. 7.17 (a)).

Ein Argument gegen die runde Form einer DRW wird durch die Lagrangesche Strömung der Luftpakete durch das System ersichtlich. Eine runde Form wäre vermutlich nur dann möglich, wenn alle Luftpakete mit anomal hoher PV über das Heizmaximum aufsteigen würden, um ihre PV dort abzubauen. Stattdessen wurden die nicht genügend aufsteigenden Trajektorien mit ihrer erhöhten PV an die Rückseite der DRW verfrachtet, womit sich eine gestreckte Form ergibt. Da die Aufwindbereiche in gröber aufgelösten Modellen größere horizontale Flächen einnehmen, wird vermutlich mehr Luft einheitlich gehoben und die DRW erscheint weniger langgezogen. Zudem bewegt sich der zyklonale Wirbel an der Südflanke der baroklinen Zone. Die aufsteigende Luft wird deshalb vorwiegend die südwärtigen Isentropenflächen zum Aufsteigen beanspruchen. Das He-

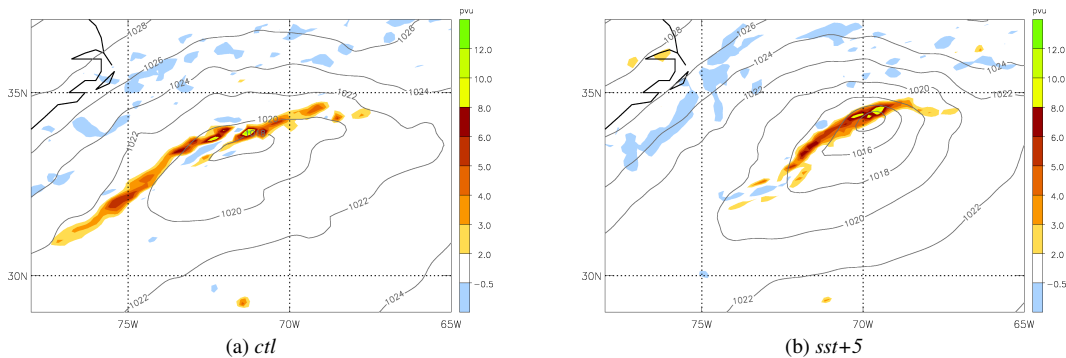
bungskondensationsniveau und damit der Bereich der PV-Produktion erscheint somit als schmaler Streifen, da nicht die gesamte meridionale Breite der baroklinen Zone für den Aufstieg ausgenutzt wird.



**Abbildung 7.16:** (a) Schemazeichnung für die mesoskalige Niederschlagsvariation entlang einer Warmfront: Aufgleiten an der Front (graue durchgehende Pfeile) und Niederschlagsentstehung durch Konvektion (Wolken und schwarze gestrichelte Pfeile) aus Neiman et al. (1993), (b) und (c) skaliger Niederschlag (farbig, mm/12h) und konvektiver Niederschlag (schwarze Konturen, 10–70mm/12h, Intervall 10mm/12h) und Bodendruck (graue Konturen, Intervall 5 hPa) für den 19. Dez. 00 UTC für die Simulationen (b) *ctl* und (c) *sst+5*.

In Abschnitt 3.2.2 wurde bereits angemerkt, dass die propagierende DRW als sich nicht intensivierende Zyklone mit einem Bodendruckminimum, einer Warm- und einer Kaltfront aufgefasst werden könnte. Veränderliche mesoskalige Niederschlagsstrukturen entlang der Warmfront stellten auch Neiman et al. (1993) in ihrer Untersuchung einer intensiven außertropischen Zyklone fest. Die Unterstrukturen entlang der Warmfront deckten sie anhand des gemessenen Windfeldes und der Radarreflektivität auf; in den Modell-daten hier sind dagegen an der unsteten diabatisch erzeugten untertroposphärischen PV zu sehen. Neiman et al. (1993) machten einen Wechsel von hochreichenden konvektiven Zellen und schräg an der Front aufgleitendem Niederschlag nach einem Modell von Shapiro et al. (1991) für die Unterstrukturen verantwortlich (Abb. 7.16 (a)). Ein Wech-

sel zwischen Maxima des gitterauflösenden (frontaufgleitenden) und konvektiven Niederschlages entlang der DRW-’Front’ ist auch im COSMO zu sehen (Abb. 7.16 (b) und (c)). Unterschiedlich starke Gradienten des latenten Heizens bei der Entstehung der verschiedenen Niederschlagsvarianten könnten im COSMO die Ursache für die Substrukturen der PV innerhalb der DRW sein.



**Abbildung 7.17:** DRW während der Propagation am 19. Dez. 00 UTC im (a) Kontrolllauf *ctl* und (b) Lauf mit Box, in der die SST um 5°C erhöht wurde *sst+5*: PV auf 900 hPa (farbig, pvu) und SLP (graue Konturen, Intervall 2 hPa).

Die DRW der Simulation *sst+5* zeigt während des Boxdurchganges die stärkste PV, gemessen an den Mittelwerten über die Gitterpunkte der Anomalie mit mehr als 1,7 pvu (Abb. 7.14 (b)). Zu den günstigeren Voraussetzungen von erhöhtem latenten Wärmefluss und verstärktem konvektiven Niederschlag, welche scheinbar zur Erhöhung der PV in diesem Lauf beitragen, fällt eine gedrungener Form der PV-Anomalie auf. Diese ist in Abb. 7.17 auf dem Niveau der höchsten bodennahen PV, 900 hPa, der des Kontrolllaufes gegenübergestellt. Es zeigt, dass die PV-Anomalie in *ctl* eine deutlich längere und schmalere Form aufweist mit PV-Maxima in größerem Abstand voneinander. Die Maxima des konvektiven als auch des skaligen Niederschlages in *sst+5* zum Referenzzeitpunkt 19. Dez. 00 UTC sind gegenüber *ctl* um etwa den Faktor 1,5 erhöht. Der skalige Niederschlag behält dabei seine Anordnung entlang der baroklinen Zone bei. Demgegenüber breitet sich der konvektive Niederschlag mit Werten bis zur Hälfte des Maximums flächig über die modifizierte Box aus (Abb. 7.17 (b) und (c)). Möglicherweise ist das ein Zeichen dafür, dass der konvektive Niederschlag wirksamer an der Form der PV-Anomalie beteiligt ist als der skalige. Während der DRW-Propagation existieren jeweils beide Niederschlagsarten mit einem Verhältnis von 1:3 zu Gunsten des skaligen Niederschlages nebeneinander.

Rivière et al. (2010) konnten in Sensitivitätsstudien zum ’Lothar’-Sturm zeigen, dass eine weniger gestreckte Gestalt der PV-Anomalie ihren diabatischen Regenerationsprozess besser aufrecht erhält und somit einen günstigeren Beitrag für eine Intensivierung leistet. Tatsächlich bringt hier die kompaktere PV-Anomalie in *sst+5* ein tieferes Bo-



dendruckminimum hervor, obwohl der Maximalwert der PV-Anomalie der schwächeren Zyklone in *ctl* mit 13,8 pvu um 2,5 pvu höher liegt. Das deutet an, dass die maximale PV oder auch ein subjektiv gewähltes Mittel über bestimmte PV-Werte womöglich nicht die günstigste Wahl für ein Maß der Intensität einer DRW (in einem höher aufgelösten Modell) sein wird.

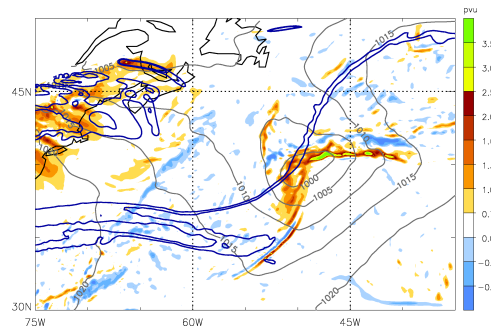
#### 7.2.4 Zusammenfassung und Fazit aus den Sensitivitätsexperimenten

Die Sensitivitätsexperimente bezüglich des modifizierten Untergrundes wirken sich nur geringfügig auf die DRW-Propagation aus. Mit der Reduktion des SST-Gradienten im Propagationsgebiet der DRW in *sstav* konnte auf der kurzen Zeitskala der Simulation keine Auswirkung auf die darüberliegende barokline Zone und damit die Stärke der DRW festgestellt werden. Ebenso hat die lokale Verdunstung über dem Feuchteinzugsgebiet südlich der DRW in *noev* keine Auswirkung auf die DRW-Propagation. Eine Propagation über trockener Oberfläche scheint deswegen möglich, solange eine gewisse Luftfeuchte vorhanden ist. In den Simulationen *sst+5* und *sst-5* wirken sich die erhöhte (verminderte) Oberflächentemperatur auf den Feuchtehaushalt der DRW aus und führen mit verstärkten (reduzierten) Kondensationsprozessen zu mehr (weniger) PV. Die DRW in *sst+5* profitiert von der erhöhten SST, diejenige in *sst-5* konnte mit vorübergehender Abschwächung bei Boxdurchlauf in ihrer Propagationsgeschwindigkeit abgebremst werden (lila Quadrat in Abb. 7.14 (b) markiert die Position der DRW zum Beginn der Intensivierung um 00 UTC 20. Dez.).

Zusammenfassend werden die Erwartungen an die Auswirkungen der Sensitivitätsexperimente auf die DRW nur teilweise erfüllt. Die Intensität der propagierenden DRW konnte weniger als angenommen gestört werden, sie erweist sich damit als relativ robustes System.

Als weitere Eigenschaft einer DRW, die möglicherweise auf die Intensivierung einen Einfluss haben könnte, wurde die Kompaktheit ihrer PV-Anomalie diskutiert. Speziell in den hoch aufgelösten COSMO-Daten verändert sich die idealisierte rundliche PV-Anomalie aus den theoretischen Betrachtungen zu einer schmalen, langgestreckten inhomogenen Gestalt. So wies die DRW mit der zeitweise stärksten gemittelten PV in *sst+5* zu den veränderten Umgebungsbedingungen auch eine kompaktere Form auf. Während dieser Zeit zeigte sie zwar den tiefsten Bodendruck, aber nicht das höchste PV-Maximum. Das deutet darauf hin, dass die PV-Substruktur der DRW, wie sie im COSMO-Modell zum Vorschein kommt, einen Beitrag zur Intensität der DRW leistet und folglich die Intensivierung beeinflussen könnte.

Auf die Intensivierung wirken sich die gezeigten Änderungen der Umgebungsbedingungen während der Propagation kaum aus. Allein die vormals stärkste DRW in *sst+5* resultiert in einem schwächeren minimalen Bodendruck. In Abbildung 7.18 ist die sich



**Abbildung 7.18:** Zyklone während der Intensivierung am 20. Dez. 10 UTC: wie Abb. 7.13, hier für Simulation *sst+5*

intensivierende DRW in *sst+5* für den 20. Dez. 10 UTC im Vergleich zum Kontrolllauf und zu *noqv\_s* in Abb. 7.13 dargestellt. Dabei wird ersichtlich, dass die PV direkt im Zentrum der Zyklone in *sst+5* noch geringere Werte aufweist als im Kontrolllauf, dafür vermehrt an der Warmfront. Die Vertiefung des Bodendruckes wird somit kaum durch feucht-diabatische Prozesse unterstützt. Die ehemals stärkste DRW in *sst+5* konnte zu Beginn der Intensivierung bereits nicht mehr von einer erhöhten Kompaktheit profitieren. Trotz ihrer zwischenzeitlich höheren Propagationsgeschwindigkeit wies sie keine östlichere Lage zu Beginn der Intensivierung auf als die in *ctl*. Eine ungünstigere Positionen zum Höhentrog als in *ctl* kann also nicht die Ursache für die schwächere Intensivierung sein.

# Kapitel 8

## DRW Statistik 2004–2008

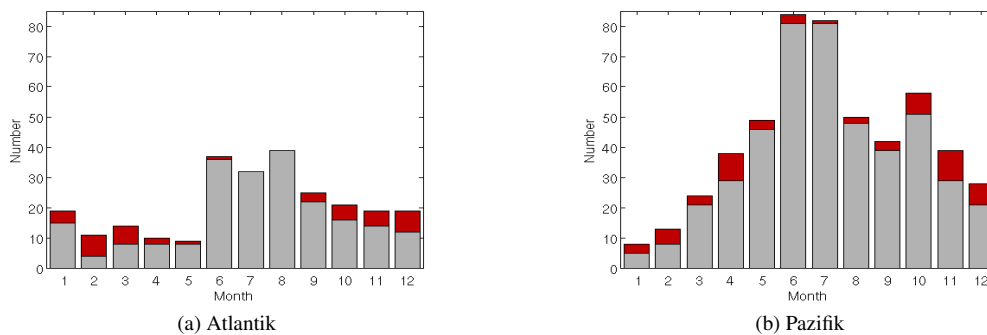
Die Untersuchungen in dieser Arbeit bezogen sich bisher auf eine einzelne Fallstudie. Diese hat gezeigt, wie aus einer DRW unter rapidem Druckfall ein besonders intensives Tiefdruckgebiet entsteht. Aus diesem Einzelfall ergibt sich das Interesse an einer Verallgemeinerung, wie oft, wann und wo derartige Zyklonen auftreten. Anhand von ECMWF-Analysen werden in diesem Kapitel unter Verwendung des DRW-Suchalgorithmus<sup>1</sup> für die Klimatologie (siehe Abschnitt 2.2.3) die DRWs aus den Jahren 2004–2008 für die Gebiete Nordatlantik und Nordpazifik<sup>1</sup> selektiert und ausgewertet. Die Gebiete befinden sich vorwiegend über den Ozeanen, da DRWs wegen der erhöhten Feuchteverfügbarkeit und der geringeren Bodenreibung dort erwartet werden. In meridionaler Erstreckung beschränkt sich die Klimatologie wegen der Baroklinität und dem Feuchtereservoir auf ein Gebiet zwischen 25 und 65°N. Für die Klimatologie wurden 142 GB Daten verarbeitet.

### 8.1 Übersicht

In den zur Verfügung stehenden Daten aus 5 Jahren wurden 255 DRWs im Atlantik und mit 515 etwa doppelt so viele im Pazifik gefunden. Abbildung 8.1 zeigt die monatliche Verteilung. Am häufigsten treten DRWs in den Sommermonaten auf. Im Atlantik ist das Maximum des Vorkommens weniger ausgeprägt als im Pazifik. Die rote Einfärbung der Balken markiert die Anzahl der 'Bombs'. Als 'Bombs' werden hier konsistent zu Sanders und Gyakum (1980) diejenigen Zyklonen eingestuft, welche sich explosiv mit einer Rate von mindestens 1 Bergeron intensivieren. Dieses Intensivierungsmaß wird mit  $\Delta p$  [in Bergeron] =  $\Delta p$  [in hPa]  $\cdot \frac{\sin(60^\circ)}{\sin(\text{geogr. Breite})}$  per 24 h berechnet. Damit ist, um 1 Bergeron zu erreichen, innerhalb von 24 h ein Druckfall von 18 hPa auf 40° Breite und 24 hPa auf 60° Breite notwendig. Das Maß berücksichtigt somit den klimatologischen meridionalen Druckgradienten, indem es südlicher ablaufende Intensivierungen bevorteilt, die typi-

<sup>1</sup>Da die Klimatologie nur Daten auf der Nordhalbkugel umfasst, ist der Kürze wegen mit Atlantik der Nordatlantik und mit Pazifik der Nordpazifik gemeint.

scherweise über einem schwächeren Hintergrunddruckgradienten stattfinden als nördlichere. Die sich stark intensivierenden DRWs sind von besonderem Interesse, da sie das Potential für Extremwetter mit sich bringen. 'Bombs' ereignen sich über dem Atlantik bevorzugt von Herbst bis ins zeitige Frühjahr, wohingegen über dem Pazifik in den Sommermonaten nur ein leichter Rückgang beobachtet werden kann (Abb. 8.1). Sie werden in Abschnitt 8.3 eingehender untersucht.

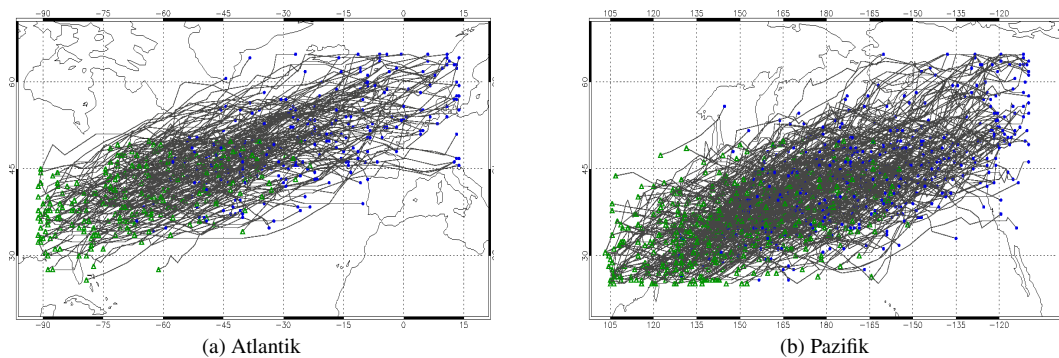


**Abbildung 8.1:** Häufigkeitsverteilung des monatlichen DRW-Auftretens für 2004–2008 für (a) den Bereich Nordatlantik und (b) Nordpazifik. Rot kennzeichnet die Menge der sich explosiv intensivierenden DRWs (nähere Erläuterung im Text).

## 8.2 Vorkommen

DRWs sind über die gesamten mittleren Breiten von Atlantik und Pazifik anzutreffen (Abb. 8.2). Sie bewegen sich relativ geradlinig in ostnordöstliche Richtung. Die Entstehungsgebiete liegen zwischen den östlichen Landesteilen der Kontinente und den zentralen Gebieten der Ozeane (grüne Dreiecke in Abb. 8.2). Über dem Pazifik bilden sich DRWs bevorzugt im westlichen Teil des Ozeans im Bereich südlich von Japan. Diese Auffälligkeit kann mit der Mitte Frühjahr bis Mitte Sommer auftretenden Mei-yu Front in Verbindung gebracht werden. Die Mei-yu Front ist eine nahezu stationäre barokline Zone, welche sich von Ostchina über Taiwan bis nach Südjapan erstreckt und deren Entstehung mit dem Wechsel von Winter- zu Sommermonsun in Zusammenhang gebracht wird (Chen et al. 2008). Entlang dieser Front in der unteren Troposphäre entwickeln sich regelmäßig mesoskalige konvektive Systeme und Wirbel (engl. mesoscale convective system/vortex, MCS/MCV), die ostwärts ziehen. Bestehen diese ohne bzw. mit einem vernachlässigbaren obertroposphärischen Antrieb, so sind die Voraussetzungen für DRWs durchaus erfüllt und werden vom Algorithmus erkannt. Dieses Phänomen könnte auch für die hohe Anzahl an DRWs in der monatlichen Statistik von Mai bis Juli für den Pazifik mit verantwortlich sein (Abb. 8.1 (b)), wobei ein drastisches Absinken des DRW-Aufkommens nach der Mei-yu-Saison nicht zu beobachten ist.

Die Zugbahnen variieren unter der veränderlichen Lage der baroklinen Zone der mittleren Breiten. So verlaufen die Zugbahnen über dem Pazifik in den Wintermonaten DJF im Mittel etwa  $5^\circ$  nördlicher als in den Sommermonaten JJA (ohne Abb.). Über dem Atlantik ist die saisonale meridionale Variation weniger ausgeprägt.



**Abbildung 8.2:** DRW Zugbahnen: das grüne Dreieck markiert die Start- und der blaue Punkt die Endposition.

Welche Möglichkeiten der DRW-Entstehung es gibt, war eine der zu klärenden Fragestellungen für diese Arbeit. Hierfür wurden die DRWs in vier Kategorien eingeteilt, wobei für jede DRW der Klimatologie unterschieden wird, ob das System über Land oder Meer, und ob es mit Unterstützung eines obertroposphärischen Antriebes (OTA) entstanden ist. Die Einteilung ergibt sich aus den ersten drei Orten jeder DRW-Zugbahn. Für die Entscheidung, ob sich die DRW über Land entwickelt, müssen mindestens zwei der ersten drei Positionen einer Zugbahn Landgitterpunkten zugeordnet sein. Der obertroposphärische Antrieb ist gegeben, wenn das System entweder im Mittel der ersten drei Zeitschritte mit mindestens 1 pvu auf 250 hPa in der braunen Box in Abb. 2.5 unter tiefer Tropopause liegt oder der mittlere horizontale Abstand zum Jet unter 600 km beträgt.

	mit OTA	ohne OTA
Land	28,7%	15,7%
Meer	37,6%	18,0%

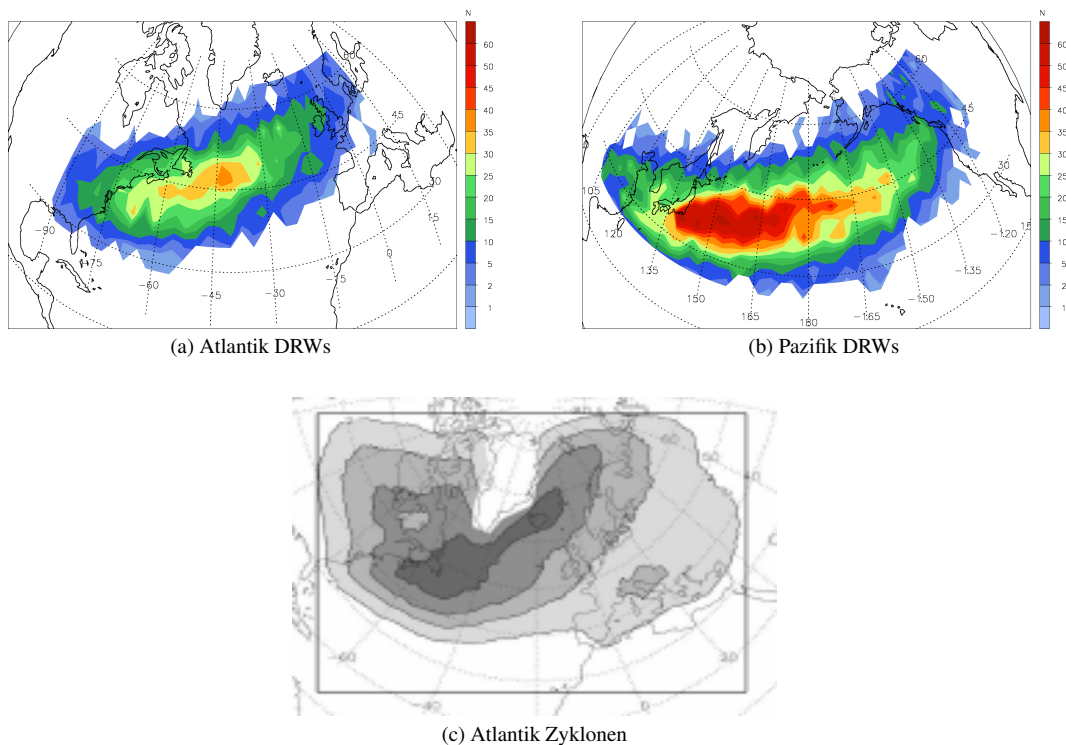
(a) Atlantik

	mit OTA	ohne OTA
Land	14,2%	13,2%
Meer	40,2%	32,4%

(b) Pazifik

**Tabelle 8.1:** Entstehung der DRWs in der Klimatologie 2004–2008: mit oder ohne obertroposphärischen Antrieb (OTA), über Land oder über Ozean.

Über Atlantik und Pazifik beginnt die Mehrheit der DRW-Zugbahnen (66% und 54%) mit der Unterstützung eines obertroposphärischen Antriebes, z.B. als Bestandteil eines tropischen oder außertropischen Tiefdruckgebietes (Tab. 8.1). Die höhere Anzahl davon



**Abbildung 8.3:** (a) und (b) Dichte (Anzahl pro  $3^\circ$ ) der DRW Zugbahnen für die Jahre 2004–2008 und (c) Dichte von Zyklonenzugbahnen 2000–2006 über dem Nordatlantik: Abb. 2 (a) aus Dacre und Gray (2009).

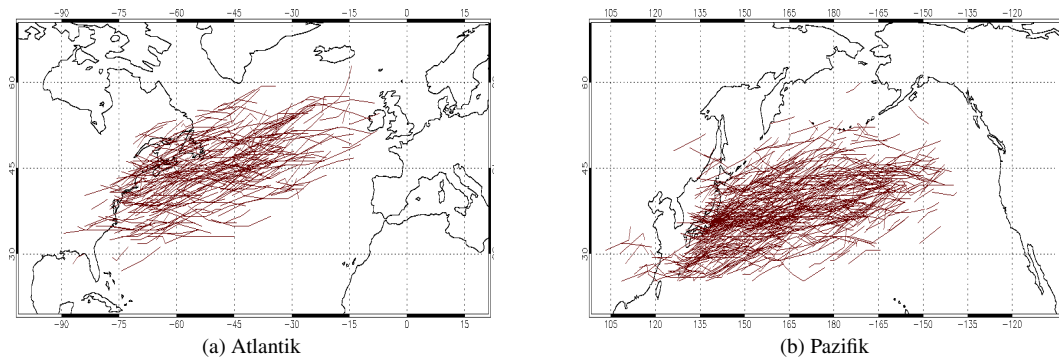
startet über dem Meer. Am seltensten sind Entstehungsorte über Land ohne die Beihilfe eines obertroposphärischen Antriebes (15,7% und 13,2%). Ursachen für die Bildung einer PV-Anomalie können dort die feucht-diabatischen Prozesse in konvektiven Systemen (MCS/MCV), Gebirgsüberströmung (Leezyklogenese) oder Bodenreibung sein. Bei diesen Prozessen ist die Wahrscheinlichkeit, dass die PV-Anomalie in Anschluss daran die für eine Propagation als DRW günstigen Umgebungsbedingungen von ausreichender Baroklinität und Feuchte vorfindet, am geringsten. Über dem Pazifik entsteht eine fast doppelt so hohe Prozentzahl an DRWs über dem Ozean ohne einen obertroposphärischen Antrieb als im Atlantik (18% zu 32,4%). Die häufige Entstehung von DRWs aus den MCS/MCV der Mei-yu Front könnte diesen hohen Anteil erklären.

Von Interesse ist die Beeinflussung von bewohnten Gebieten durch DRWs oder den daraus entstandenen Systemen. Im Bereich Atlantik befinden sich bei 16% aller Zugbahnen die letzten Positionen über Land, über dem Pazifik sogar 21%. Diese Systeme beeinflussen im Ostteil der Ozeane vermutlich als außertropische Zyklonen Mitteleuropa und Skandinavien bzw. die nordamerikanische Westküste und Alaska (Abb. 8.2).

Als Dichte der DRW-Zugbahnen sind in Abb. 8.3 (a) und (b) die Orte aller Zugbahnen

pro  $3^\circ$  aufsummiert. DRWs sind über dem Pazifik im Allgemeinen südlicher anzutreffen als im Atlantik. Ein Maximum des DRW-Auftretens im Atlantik befindet sich etwa in dessen Zentrum zwischen  $40$  und  $45^\circ\text{W}$ ,  $45$  und  $50^\circ\text{N}$ . Ein weiteres kleinräumiges Maximum liegt östlich der Landspitze vor North Carolina bei  $70^\circ\text{W}$ ,  $37^\circ\text{N}$ . Über dem Pazifik zieht sich das maximale Auftreten von der Südostküste Japans unter leichter Abschwächung mehr als  $2000$  km ostnordostwärts. Das häufigste Vorkommen folgt somit näherungsweise den warmen Ozeanströmungen Golfstrom im Atlantik und dem Kuroshio bzw. dem Nordpazifikstrom.

Für den Atlantik zeigt Abb. 8.3 (c) die Dichte aller Zyklonen zwischen 2000 und 2006 nach einer Auswertung von Dacre und Gray (2009). Im Vergleich fällt auf, dass die Zugbahnen der 'normalen' Zyklonen mehr in Nordrichtung verlaufen: Das Maximum der DRW-Zugbahnen läuft auf die Britischen Inseln zu, während sich die Zugbahnen aller Zyklonen am häufigsten  $10^\circ$  nördlicher über Island sammeln. Die Zugrichtungen von 'normalen' Zyklonen im Pazifik ähneln qualitativ denen im Atlantik. Das Phänomen wird im Abschnitt 8.3 nochmals aufgegriffen.



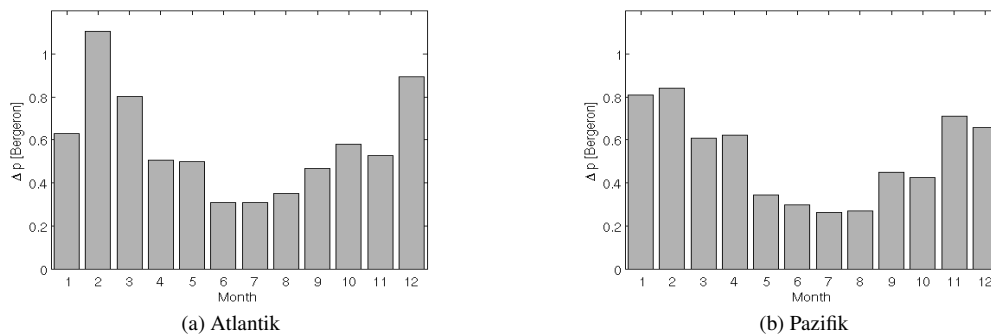
**Abbildung 8.4:** Zugbahnen während der Propagationsphase.

Als Propagation werden diejenigen Zeitschritte bezeichnet, während der der DRW-Suchalgorithmus die Zugbahn einer PV-Anomalie nach den in Abschnitt 2.2.3 genannten Kriterien als DRW erkennt. Diese als Propagation klassifizierten Teile jeder Zugbahn sind in Abb. 8.4 aufgetragen. Die DRW-Propagationen finden vorwiegend in der Westhälfte der Untersuchungsgebiete statt. Einige DRWs starten ihre Propagation bereits über Land. Im Bereich Atlantik befinden sich die Zugbahnen während der Propagation gleichmäßig in einem breiten Band zwischen etwa  $32$  und  $58^\circ\text{N}$ . Die östlichsten DRW-Propagationen erreichen die Irische Küste, während sie das kontinentale Europa nicht betreffen. Die Propagation in den Westteilen der Ozeane wird vermutlich durch die dort vorherrschenden stärkeren klimatologischen Temperaturgradienten begünstigt (Peixoto und Oort 1992). Über dem Pazifik fällt auf, dass sich Propagationen vor der mittleren Ostküste Japans ballen. Dort besteht mit dem Aufeinandertreffen des warmen Kuroshio mit dem kühlen Oyashio ein besonders hohes Temperaturgefälle in der SST. Propagierende DRWs nähern

sich im untersuchten Zeitraum der amerikanischen Westküste bis auf etwa 1000 km, um dann gegebenenfalls als Zyklone das Festland zu beeinflussen (siehe Abb. 8.2 (b)).

### 8.3 Intensivierung

Wie der Untersuchung der operationellen Vorhersagen in Kapitel 5 zu entnehmen war, gelangt nicht jede DRW zu einer Wechselwirkung mit einer Anomalie in der oberen Troposphäre, um sich intensivieren zu können. In Abbildung 8.1 war zu sehen, dass sich die höchsten Intensivierungen ('Bombs') im Atlantik in den Herbst- bis Frühjahrsmonaten ereigneten. In diesem Abschnitt werden von jeder Zugbahn diejenigen 24 h mit dem stärksten Abfall des Bodendruckes in die Untersuchung einbezogen. Abbildung 8.5 zeigt die durchschnittlichen monatlichen Intensivierungsraten pro 24 h in Bergeron. Wie das monatliche Auftreten der 'Bombs' bereits andeutete, intensivieren sich DRWs im Mittel im Winterhalbjahr am stärksten mit einem Maximum in beiden Gebieten im Februar. Generell sind die Intensivierungsraten über dem Atlantik etwas höher.

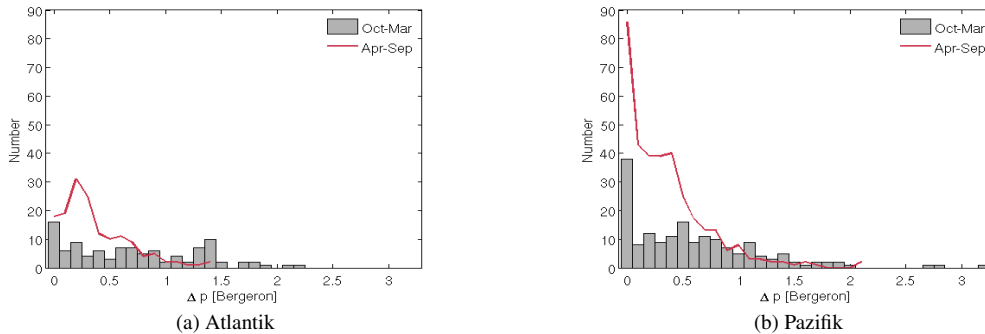


**Abbildung 8.5:** Monatsmittel der maximalen Intensivierung in 24 h pro Zugbahn in Bergeron.

Für die Untersuchung der Häufigkeit der Intensivierungsraten wird zwischen Sommermonaten (April bis September) und Wintermonaten (entsprechend Oktober bis März) unterschieden. Über beiden Ozeanbecken sind in den Sommermonaten geringere Intensivierungen vorzufinden (Abb. 8.5 und 8.6). Über dem Pazifik erreicht eine hohe Anzahl der DRWs, besonders in den Sommermonaten, nahezu keine Intensivierung. Dagegen sind die Intensivierungsraten in den Wintermonaten gleichmäßiger verteilt, d.h. geringere und stärkere Druckvertiefungen bis hin zu 1,5 Bergeron sind nahezu gleich wahrscheinlich. Die DRW der Fallstudie im Dezember 2005 über dem Atlantik, welche im ersten Teil dieser Arbeit umfassend untersucht wurde, fällt mit 1,8 Bergeron unter die stärkeren Zyklonen. Die höchste Intensivierungsrate erzielt eine DRW im November 2007 über dem Pazifik mit 3,3 Bergeron. Ihr Lebenszyklus wird in Abschnitt 8.4 kurz beschrieben.

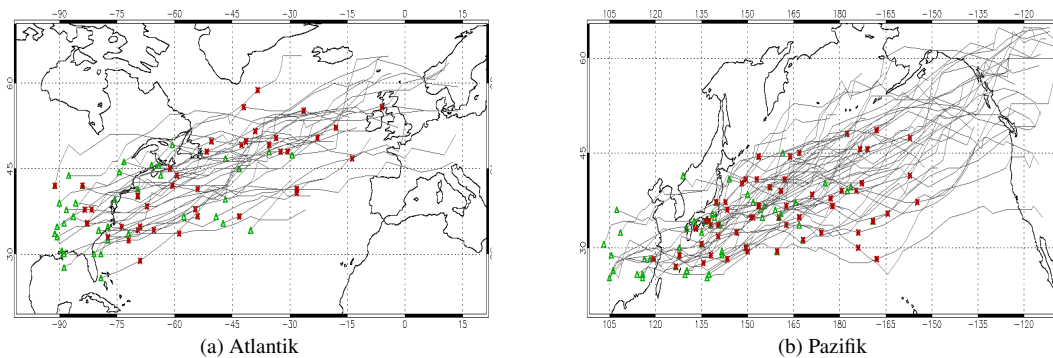
Als besondere Kategorie wurden DRWs, welche sich mit mindestens 1 Bergeron in 24 h intensivieren, als 'Bombs' eingeführt. Obwohl DRWs im Pazifik wesentlich häufiger





**Abbildung 8.6:** Häufigkeitsverteilung der höchsten Intensivierung in 24 h pro Zugbahn in Bergeron.

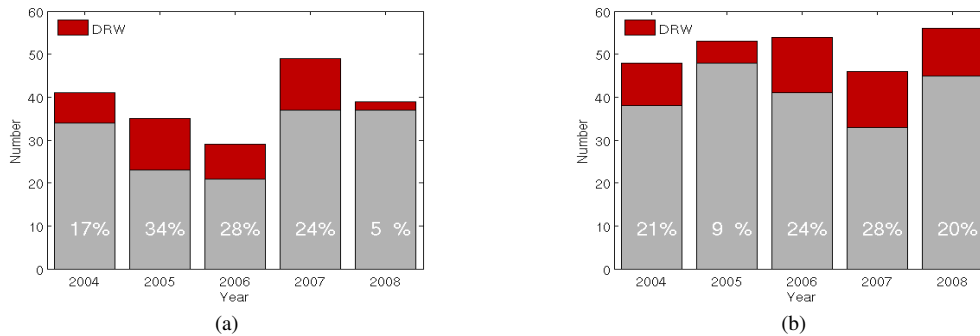
auftreten als im Atlantik, unterscheidet sich die Anzahl der 'Bombs' mit 41 im erstgenannten und 56 im letzteren nicht bedeutend. Im Atlantik ist demnach der Anteil der sich explosiv intensivierenden DRWs entsprechend höher (16% zu 11%).



**Abbildung 8.7:** Zugbahnen aller sich explosiv intensivierenden DRWs mit Markierung des Startpunktes der Zugbahn (grünes Dreieck) und dem Beginn der Intensivierung (roter Stern).

Im Beginn der Zugbahnen unterscheiden sich die zukünftigen 'Bombs' nicht von anderen DRWs (Abb. 8.7). Die Startpunkte der explosiven Intensivierung reichen im Bereich Atlantik von der amerikanischen Küste in gleichmäßiger Verteilung bis in einem Fall über die Britischen Inseln. Die geographische Breite variiert dabei von 28 bis 60°N. Über dem Pazifik scheinen die Zugbahnen der 'Bombs' bis etwa 150° O meridional konzentrierter zu verlaufen. Anschließend streuen die Zugbahnen, wobei die Intensivierungen verteilt über einen großen Längenbereich und zwischen 27-49° N ablaufen. Damit finden gemeinsam mit den Propagationsphasen auch die Intensivierungen im Pazifik südlicher statt. Die Verteilung der Intensivierungsstartpunkte, welche in Abb. 8.7 mit roten Kreuzen markiert sind, gibt die meridionale Variabilität des Jets wieder. Über dem Pazifik treffen mit 41% auffallend viele 'Bombs' aus DRWs auf die kanadische Küste. Dabei ist

zu bedenken, dass auch Systeme, deren Zentrum sich nicht über Land befindet, durch ihre Druckgradienten und Fronten mit Unwetter auf bewohntes Land einwirken können. Aus der 5-jährigen Klimatologie kann vermutet werden, dass im Mittel mit 8 'Bombs' aus DRWs über dem Atlantik und 11 über dem Pazifik im Jahr zu rechnen ist.



**Abbildung 8.8:** Jährliche Anzahl von 'Bombs' unter allen außertropischen Zyklonenintensivierungen in den Bereichen (a) Atlantik und (b) Pazifik; rot eingefärbt ist der Anteil, der aus DRWs entsteht.

Der Anzahl der 'Bombs' aus allen Zyklonen aus dem ERA-Interim Datensatz des ECMWF (Simmons et al. 2006) für die Bereiche Atlantik und Pazifik, aufgezeichnet mit dem Verfolgungsalgorithmus für Bodendruckminima nach Wernli und Schwerz (2006), ist in Abb. 8.8 dargestellt. Im Mittel über die 5 ausgewerteten Jahre fanden über dem Atlantik 39 und über dem Pazifik 51 explosive Zyklonenintensivierungen statt. Davon betrug die Anzahl der 'Bombs' aus DRWs zwischen 2 und 12 pro Jahr. Über dem Atlantik sticht das Jahr 2005 mit 12 'Bombs' aus DRWs hervor, was einem Anteil an allen explosiven außertropischen Zyklonenintensivierungen von 34% entspricht. In den Jahren 2004–2008 betrug im Mittel der Anteil der aus DRWs entstandenen 'Bombs' in Atlantik und Pazifik jeweils etwa 20%.

Abschließend wird nun auf die unterschiedlichen Zugbahnen von DRWs und allgemeinen Zyklonen (speziell über dem Atlantik) zurückgekommen: Propagierende DRWs folgen einer baroklinen Zone, welche sich häufig in Ostnordostrichtung über den Atlantik erstreckt. Zyklonen, welche sich im Intensivierungsprozess befinden, schlagen aufgrund der Wechselwirkung mit dem Jet oft eine nördlichere Richtung ein. Die Zugbahnen der DRWs verlaufen nach dieser Hypothese geradliniger nach Osten, da sich nur ein geringerer Teil der DRWs deutlich intensiviert.

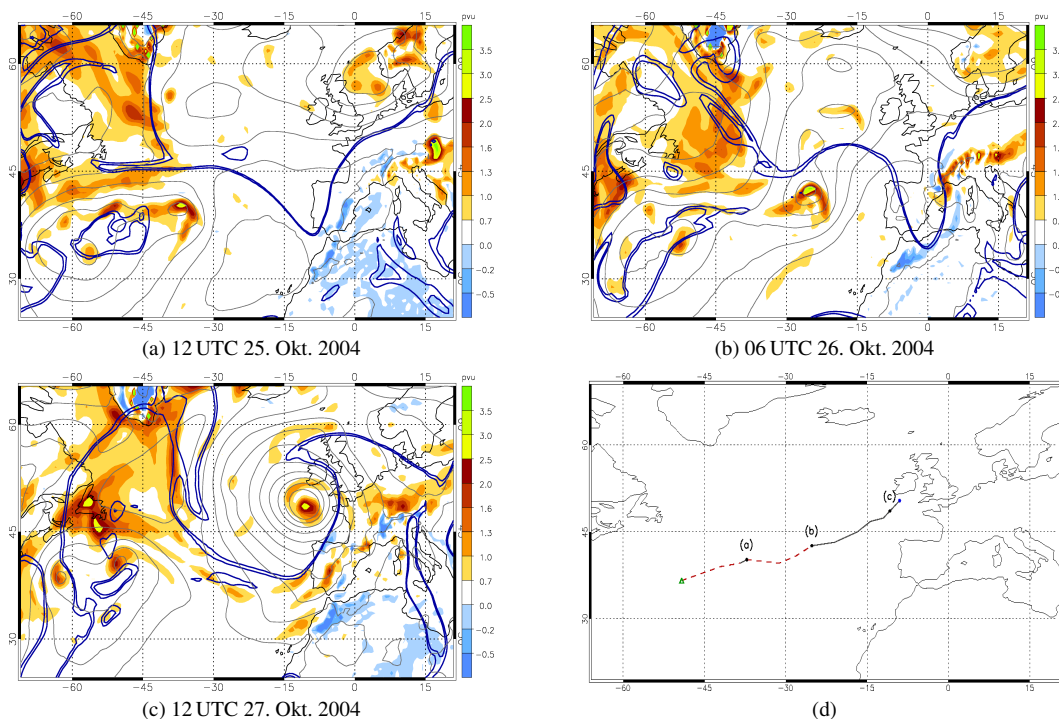
## 8.4 Beispiele von DRWs

Ergänzend zur untersuchten Fallstudie werden in diesem Abschnitt zwei weitere interessante Lebensläufe von DRWs kurz beschrieben, welche sich aus der Klimatologie er-

gaben. Beide entwickelten sich zu explosiven Zyklonen, welche mit Extremwetter Land und Leute beeinträchtigten.

#### 8.4.1 DRW Nr. 51 im Atlantik

DRW Nr. 51 der Klimatologie im Atlantik entwickelte sich am späten 24. Oktober 2004 in der Warmfront eines Cut-off Tiefs im mittleren Atlantik. Gleichzeitig startet die Propagation mit einer PV-Anomalie von 1.3 pvu (Abb. 8.9 (d)). Nach knapp einem Tag der Propagation löst sich die DRW aus dem Bereich des Cut-offs und bildet ein deutliches Bodendruckminimum bei 38° W, 40° N (Abb. 8.9 (a)). Der Jet liegt nun 600 km nördlich der DRW. Mit hoher PV von bis zu 3 pvu und rasanter Geschwindigkeit von durchschnittlich 16 m/s bewegt sich die DRW auf Europa zu. Am 26. Okt. wölbt sich stromabwärts der DRW ein Höhenrücken auf (Abb. 8.9 (b)). Mit dem darauf folgenden Trog tritt die DRW nach 36 h Propagation ab 06 UTC am 26. Okt. in Wechselwirkung.



**Abbildung 8.9:** DRW Nr. 51 im Atlantik: (a)–(c) PV auf 850 hPa (farbig, pvu), SLP (graue Konturen, Intervall 5 hPa) und PV auf 250 hPa (blaue Kontur, 1,5 und 2 pvu) und (d) Zugbahn der DRW Nr. 51 im Bereich Atlantik, rot gestrichelt: Propagation, die schwarzen Punkte und Bezeichnungen markieren die Position der DRW für die in (a)-(c) dargestellten Zeitpunkte.

Die DRW erreicht nach 24-stündiger Druckvertiefung von 2,2 Bergeron (42 hPa) westlich des Golfs von Biskaya einen Minimaldruck von 951 hPa. Die Zugbahn hat sich

während der Intensivierung weiter nach Norden gekrümmt, sodass Nordfrankreich und vor allem der Westteil der Britischen Inseln und Irland vom starken Druckgradienten erfasst werden (Abb. 8.9 (c)). Der orkanartige Wind von maximal gemessenen 35 m/s führte zu enormen Sturmschäden, desweiteren kam es zu Überflutungen als Folge von starkem Wellengang und Regenfällen <sup>2</sup>.

#### 8.4.2 DRW Nr. 371 im Pazifik

Die DRW Nr. 371 im Pazifik durchlief einen besonderen Lebenszyklus, bei dem insbesondere die Entstehung einen bemerkenswerten Ablauf aufdeckt. Am 27. Nov. 2007 bildete sich an der baroklinen Zone östlich von Taiwan hohe PV durch die südwestliche Anströmung des Taifuns Mitag (Abb. 8.10 (a)). Die bodennahe PV bewegt sich nachfolgend in nordöstliche Richtung. Zwei Tage nach der Entstehung der PV-Anomalie treffen zwei tropische Tiefdruckgebiete von Süden her auf die DRW, verstärken diese und leiten die Propagationsphase ein (Abb. 8.10 (b)). In den nachfolgenden 48 h propagiert die DRW mehr als 3000 km unter einem ausgeprägten Höhenrücken ostwärts (Abb. 8.10 (c), DRW bei 173°O, 33°N). Ihr minimaler Bodendruck von anfänglich 997 hPa verändert sich in dieser Zeit kaum. Gegen Ende der Propagationsphase am 1. Dez. nähert sich die DRW unter geringer Abschwächung ihrer PV dem Jet. Am 2. Dez. bildet sich nördlich der DRW eine schwache Welle im Jet aus, mit welcher sogleich die Wechselwirkung einsetzt (Abb. 8.10 (d)). Innerhalb von 12 h fällt der Bodendruck um 32 hPa auf 944 hPa am 2. Dez. 12 UTC.

Die großflächige Zyklone beeinflusst mit ihrem hohen Druckgradienten die nordamerikanische Pazifikküste (Abb. 8.10 (e)). Der Sturm wird in den Medien unter dem Namen 'The great coastal gale of 2007' geführt <sup>3</sup>. Bei diesem Sturm mussten bei Windgeschwindigkeiten bis zu 220 km/h und Rekordüberflutungen 18 Menschen ihr Leben lassen. Der Werdegang dieser DRW wurde in der Diplomarbeit von Hofmann (2010) eingehend untersucht.

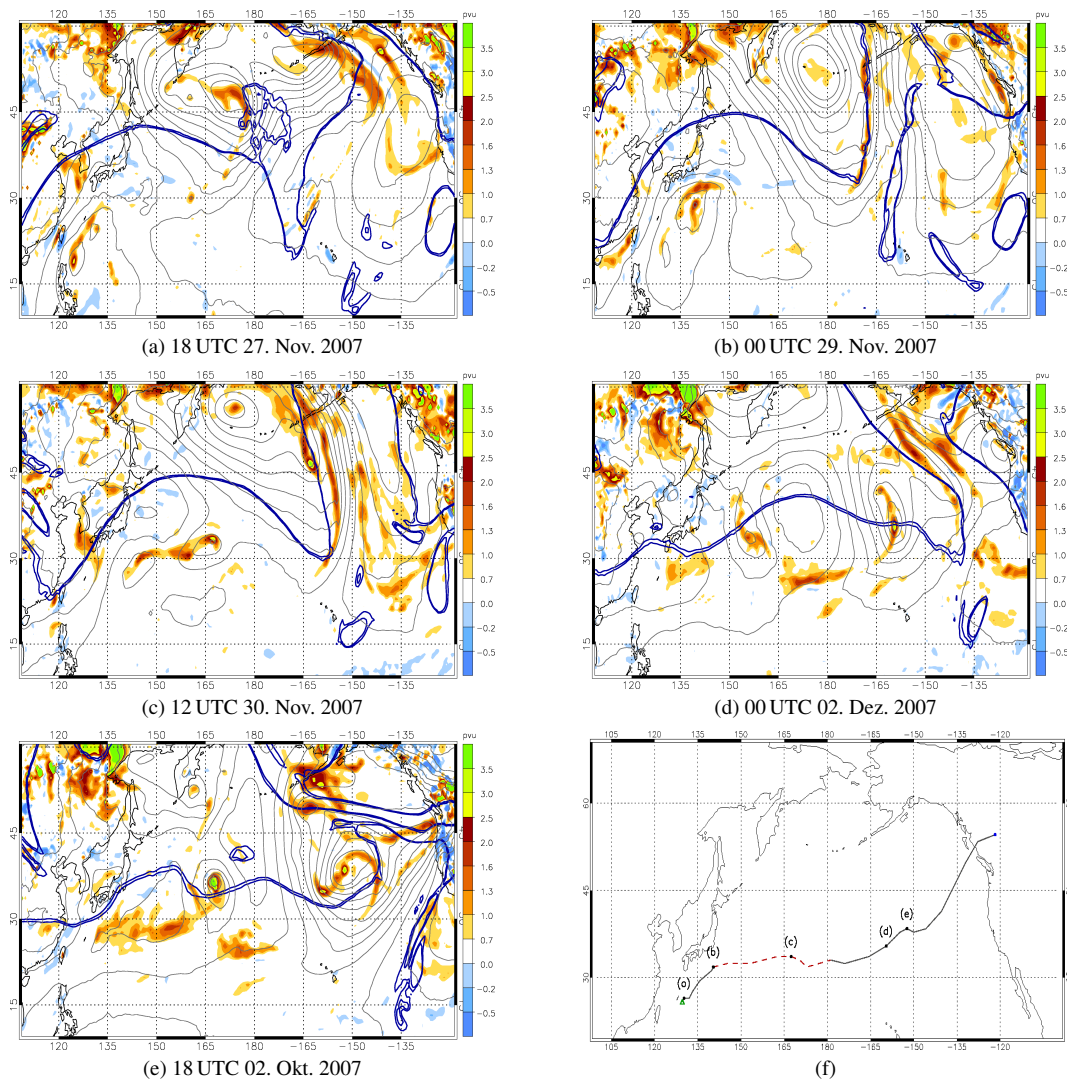
## 8.5 Zusammenfassung und Diskussion der DRW-Statistik

Aus 5 Jahren Klimatologie über DRWs erfolgte die Erkenntnis, dass diese doppelt so häufig im Pazifik als im Atlantik auftraten. Davon intensiviert sich allerdings nur ein Teil explosiv, und zwar bevorzugt in den Herbst- bis Frühjahrsmonaten. Im Atlantik ist der

---

<sup>2</sup>Internetseite von D. Wiseman: <http://www.wiseweather.co.uk/id80.html>, Stand 22. Juni 2010

<sup>3</sup>Internetseite Wikipedia: [http://en.wikipedia.org/wiki/Great\\_Coastal\\_Gale](http://en.wikipedia.org/wiki/Great_Coastal_Gale), Stand 22. Juni 2010



**Abbildung 8.10:** Wie Abb. 8.9, jedoch für DRW Nr. 371 im Pazifik.

Anteil dieser 'Bombs' aus der Gesamtheit der DRWs mit 16% höher als im Pazifik. Für die Entstehung der bodennahen positiven PV-Anomalien der DRWs deutet sich ein breites Spektrum der (trockenen und feuchten) diabatischen PV-Produktion über Land oder Meer, mit oder ohne Beihilfe eines obertroposphärischen Antriebes, an. Ein spezieller Fall der Entstehung mit der Beihilfe von tropischen Wirbelstürmen wurde am Beispiel von DRW Nr. 371 im Pazifik kurz beschrieben. Die Zugbahnen der DRWs folgen über Atlantik und Pazifik der baroklinen Zone der mittleren Breiten (auch engl. 'Storm Track') bzw. den warmen Ozeanströmungen. Die Zugbahnen der DRWs weichen nach Osten hin zunehmend südlicher von denen 'normaler' außertropischer Zyklonen ab. Aus einem Ver-

gleich mit allen 'Bombs' 2004–2008 über dem Atlantik und dem Pazifik gingen im Mittel 20% aus DRWs hervor.

Der verwendete Algorithmus für die DRW-Verfolgung ist auf die Fallstudie vom Dez. 2005 über dem Atlantik angepasst. Das bedeutet, dass entsprechend der Lage der starren Box für die Baroklinität (siehe Abb. 2.5) die Propagation der DRWs ostnordostwärts erfolgen sollte. Weiterhin ist anzumerken, dass die bodennahe PV kein robustes Merkmal wie z.B. ein Bodendruckminimum darstellt. Feucht-diabatisch entstandene PV ist unbeständiger, und demnach kann nicht darauf vertraut werden, dass pro Zugbahn ein und dieselbe PV-Anomalie Schritt für Schritt konsistent verbunden wurde. Nach den soeben genannten Einschätzungen können sowohl DRWs verfehlt, als auch irrtümlich als solche identifiziert worden sein. Dennoch repräsentiert die DRW-Klimatologie einen verlässlichen Eindruck vom Vorkommen diabatischer Rossby-Wellen.

# Kapitel 9

## Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit der umfassenden Untersuchung des Phänomens der diabatischen Rossby-Welle (DRW). Die DRW repräsentiert einen zyklonalen Wirbel in der unteren Troposphäre, welcher sehr rasch propagiert und sich durch thermodynamisch-dynamische Prozesse selbst regenerieren kann. Die Bedeutung dieses Wirbels liegt in seinem Potential, durch Wechselwirkung mit einer Anomalie an der Tropopause eine sich sehr rapide entwickelnde und intensive Zyklone und damit Extremwetter hervorrufen zu können. DRWs wurden in der Vergangenheit meist in idealisierten Modellstudien und in wenigen realen Fallstudien untersucht. Im Zusammenhang mit dem Phänomen der DRW ergeben sich demnach noch zahlreiche wichtige offene Fragen.

Die Arbeit befasst sich zentral mit der Dynamik des Selbsterhaltungsmechanismus der DRW, mit den Bedingungen für eine Intensivierung und mit dem geographischen Vorkommen von DRWs. Die Untersuchungen wurden anhand von realen Daten unterschiedlicher Modelle und mit Analysewerkzeugen auf unterschiedlichen Skalen durchgeführt.

Das Zentrum der Untersuchungen bildet eine Fallstudie einer DRW, welche sich im Dezember 2005 über dem Nordatlantik ereignete. Die positive Anomalie der potentiellen Vorticity (PV) in der unteren Troposphäre mit dem damit verbundenen Bodendruckminimum ist von ihrer Entstehung über dem Golf von Mexiko bis zu ihrem Zerfall nahe Island über mehr als 4 Tage verfolgbar und durchläuft dabei mehrere Phasen. Die Propagation mit ihrem Selbsterhaltungsmechanismus bestand dabei über 30 Stunden. Anschließend resultierte die Entwicklung der DRW in einer sich explosiv intensivierenden außertropischen Zyklone mit einem enormen Bodendruckfall von 34 hPa/24 h. Dies illustriert sehr schön das Potential der DRW, extreme Wetterereignisse auslösen zu können. Im zweiten Teil der Arbeit wurden Analysedaten für die Nordhemisphäre für die Jahre 2004–2008 hinsichtlich des Vorkommens und der Intensivierung von DRWs ausgewertet.

Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit werden nun entsprechend der Auflistung der Ziele aus Kapitel 1.5 aufgeführt:

1. Ein Einfluss der obertroposphärischen Wellen auf die DRW-Propagation konnte

weitestgehend ausgeschlossen werden, da keine obertroposphärisch induzierte quasisynoptische Vertikalbewegung in der Umgebung der DRW festgestellt wurde. Dagegen wurde für die Entstehung der DRW, sowie ihre Intensivierung in ein starkes außertropisches Tief die Unterstützung von aufsteigender Vertikalbewegung, die in der oberen Troposphäre ausgelöst wurde, nachgewiesen.

2. Für die Umgebungsbedingungen der DRW-Propagation konnte nachgewiesen werden, dass die DRW für ihre Existenz und ihr rasches Propagieren auf ausreichend Feuchtigkeit in den unteren Troposphärenschichten angewiesen ist. Die Untersuchung der leicht unterschiedlichen Szenarien der DRW-Propagation in den operationellen Vorhersagen des ECMWF bekräftigten die Hypothese von Moore und Montgomery (2005) aus idealisierten Studien, dass die bodennahe Feuchte und die Baroklinität stromabwärts die Stärke der DRW kontrollieren. Als Feuchtereservoir wurde die Umgebung südlich der DRW identifiziert. Sensitivitätsstudien mit regional modifizierter Meeresoberflächentemperatur, welche die thermodynamische Stabilität beeinflussten, wirkten sich kaum auf den DRW-Mechanismus aus. Die lokale Beseitigung des Gradienten der Meeresoberflächentemperatur, sowie die Verhinderung der Verdunstung in einem räumlich beschränkten Gebiet hatten ebenfalls keinen Einfluss auf die Stärke der DRW, sodass sich der DRW-Mechanismus als ein relativ robuster Ablauf darstellt.
3. Die Lagrangesche Untersuchung während der Propagationsphase zeigte die Strömung durch eine DRW und der damit verbundenen Veränderung der PV auf: Luftpakete, welche hoch aufstiegen, bauten PV durch die Bewegung über das Maximum der latenten Wärmefreisetzung ab. Andere Luftpakete, welche nicht oder nur kurz in eine Aufwindregion gerieten, wurden an der Westseite der DRW bodennah nach Süden transportiert, wo ihre erhöhte PV vermutlich durch noch nicht spezifizierte Grenzschichtprozesse abgebaut wurde.
4. Ähnlich dem Konzept von warmen Transportbändern ('warm conveyor belts') stiegen Luftpakete aus der untersuchten DRW bis auf Höhe der Tropopause, aber nicht nach Norden in die Nähe des Jets auf. Der Höhentrog, mit welchem die DRW für ihre Intensivierung interagiert, wurde ursprünglich nicht von der DRW selbst ausgelöst, aber möglicherweise verstärkt. Der Vergleich mit der DRW im Falle des 'Lothar'-Sturmes, wo die DRW selbst eine Tropopausenwelle hervorrief (Wernli et al. 2002), führt zur Hypothese, dass eine DRW unter genügender Intensität und Nähe zum Jet in der Lage ist, Wellen an der Tropopause zu induzieren oder bestehende zu beeinflussen.
5. Die Untersuchung der Vorhersagegüte der DRW-Propagation und ihrer Intensivierung wurde anhand von operationellen Vorhersagen des ECMWF vorgenommen.



Während die Propagationsphase der DRW in jeder der Vorhersagen gut repräsentiert war, wurde die explosive Intensivierung in zwei der vier analysierten Vorhersagen verfehlt. Somit scheint nicht der Mechanismus der DRW-Propagation, sondern die Interaktion der DRW mit einer Tropopausenwelle eine besondere Problematik für die Wettervorhersage darzustellen.

6. Der Vergleich zwischen den gut repräsentierten und verfehlten Intensivierungen der operationellen Vorhersagen ergab, dass die Stärke des auslösenden Höhentrogens und seine Position zur bodennahen DRW entscheidend sind. Die Intensivierung der DRW stellt sich damit ähnlich der Reintensivierung tropischer Wirbelstürme in den mittleren Breiten dar, bei welcher die räumliche und zeitliche Phase der PV-Anomalien zueinander ausschlaggebend ist (z.B. Jones et al. 2003). Aus den Experimenten mit dem Regionalmodell ging hervor, dass ein bodennaher Wirbel, der unabhängig von der DRW von der Anomalie an der Tropopause an der richtigen Position ausgelöst wurde, besser zu einer explosiven Intensivierung beitragen kann als die feucht-diabatisch aufrechterhaltene DRW selbst.
7. Die Auswertung eines umfangreichen 5-jährigen Datensatzes von ECMWF Analysen auf der Nordhalbkugel ergab vielfältige Möglichkeiten der anfänglichen Entwicklung von bodennahen positiven PV-Anomalien zu DRWs. Am häufigsten entstanden die PV-Anomalien über den Ozeanen unter Beihilfe eines obertroposphärischen Antriebs, z.B. als ein Teil eines Tiefdruckgebietes. Aber auch Entwicklungen von PV-Anomalien über Land (z.B. durch reibungsbedingte PV-Erzeugung an Gebirgen) oder ohne die Einwirkung eines obertroposphärischen Antriebes (z.B. als mesoskaliges konvektives System) finden häufig statt. Konkrete Beispiele für die Entstehung von DRWs sind die Anströmung einer baroklinen Zone durch die Rotation eines tropischen Wirbelsturmes, das Ablösen von hoher PV aus der Front eines außertropischen Tiefs und die verbleibende PV-Anomalie aus Resten eines subtropischen Tiefdruckgebietes.
8. DRWs wurden über dem Pazifik mit 515 Ereignissen in 5 Jahren etwa doppelt so häufig registriert wie über dem Atlantik. Ihre Zugbahnen folgten mit einer meridionalen Variation bevorzugt der baroklinen Zone der mittleren Breiten.
9. Die Entstehungsorte der PV-Anomalien der DRWs befanden sich über den Ostteilen der Kontinente, sowie in den westlichen bis zentralen Bereichen der Ozeane.
10. Von den erfassten DRWs intensivierten sich über dem Atlantik 16% und über dem Pazifik 11% explosiv als sogenannte 'Bombs' mit einer Rate von mindestens einem Bergeron. Das entsprach einer Anzahl zwischen 2 und 17 Stück pro Jahr. Der Anteil der aus DRWs hervorgegangenen, sich explosiv intensivierenden außertropischen Zyklonen betrug etwa 20%.

11. Die explosive Intensivierung von DRWs fand über dem Atlantik in einem ausgedehnten Bereich von Nordamerika bis zu den Britischen Inseln mit einer großen meridionalen Spanne statt. Über dem Pazifik häuften sich die Startorte der Intensivierungsphase östlich und südlich von Japan bis in den zentralen Pazifik. Trotz der westlicher einsetzenden Intensivierungen gelangte über dem Pazifik ein relativ hoher Anteil von 41% der Zugbahnen der sich zu 'Bombs' intensivierten DRWs bis zum amerikanischen Festland.

Die erlangten Erkenntnisse zu DRWs erweitern das Verständnis, werfen aber gleichzeitig neue Fragen auf. Bisher wurde die Intensität einer DRW im Wesentlichen an der Stärke und Fläche ihrer PV-Anomalie gemessen. Nun wurden innerhalb der PV-Anomalie mesoskalige Substrukturen aufgedeckt, deren Anordnung zueinander das Bodendrucksignal zu beeinflussen scheint. Dabei ist nicht geklärt, inwiefern die Entstehung des skaligen und die des konvektiven Niederschlages zur Bildung der PV-Anomalie mit ihren Unterstrukturen beitragen. Hier könnte weitere Forschungsarbeit mit Hilfe von realen und idealisierten Studien mit hochauflösenden Modellen ansetzen.

Bedarf für eine Optimierung ergibt sich für die DRW-Statistik und Klimatologie. Bei der Verarbeitung der Daten des Globalmodelles stellten sich die feucht-diabatisch erzeugten PV-Anomalien wegen ihrer Flüchtigkeit als schwer verfolgbar heraus. Propagiert eine DRW mit einer markanten PV-Anomalie, dann induziert diese ein Minimum im Bodendruckfeld. Die Kombination einer positiven PV-Anomalie mit einem Bodendruckminimum wäre ein solideres Merkmal und möglicherweise eine verlässlichere Grundlage für eine konsistente DRW-Verfolgung. Mit einem klimatologischen Datensatz könnten wiederum durch Kategorisierung von DRWs neue und allgemeine Einsichten zur Entstehung von DRWs, zur Rolle der Form der PV-Anomalien oder zum Intensivierungsprozess gewonnen werden.

# Literatur

- Berrisford, P. (1988). *Potential vorticity in extratropical cyclones*. Ph. D. thesis, University of Reading.
- Bishop, C. H. und A. J. Thorpe (1994). Potential Vorticity and the electrostatics analogy: Quasi-geostrophic theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 120, 713–731.
- Bolton, D. (1980). The calculation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.* 108, 1046–1053.
- Browning, K. A. (1990). *Organisation of clouds and precipitation in extratropical cyclones*. Amer. Meteorological Society.
- Chagnon, J. M., S. L. Gray und J. Methven (2010). Diabatic potential vorticity sources in numerically simulated North Atlantic cyclones: Sensitivity to model configuration and impacts on storm evolution. In *Geophysical Research Abstracts EGU 2010*, Volume 12. <http://meetingorganizer.copernicus.org/EGU2010/EGU2010-14057.pdf>.
- Charney, J. G. (1947). The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Met.* 4, 135–162.
- Chen, G. T.-J., C.-C. Wang und S.-W. Chang (2008). A diagnostic case study of Mei-yu frontogenesis and development of wavelike frontal disturbances in the subtropical environment. *Mon. Wea. Rev.* 136, 41–61.
- Clough, S. A., C. S. Davitt und A. J. Thorpe (1996). Attribution concepts applied to the omega equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 122, 1943–1962.
- Conzemius, R. J., R. W. Moore, M. T. Montgomery und C. A. Davis (2007). Mesoscale convective vortex formation in a weakly sheared moist neutral environment. *J. Atmos. Sci.* 64, 1443–1466.
- Dacre, H. F. und S. L. Gray (2009). The spatial distribution and evolution of North Atlantic cyclones. *Mon. Wea. Rev.* 137, 99–115.
- Davis, C. A., M. T. Stoelinga und Y.-H. Kuo (1993). The integrated effect of condensation in numerical simulations of extratropical cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.* 121, 2309–2330.

- Deveson, A. C. L., K. A. Browning und T. D. Hewson (2002). A classification of Fastex cyclones using a height-attributable quasi-geostrophic vertical-motion diagnostic. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 128, 93–117.
- Doms, G., J. Förstner, E. Heise, H.-J. Herzog, M. Raschendorfer, T. Reinhardt, B. Ritter, R. Schrodin und J.-P. Schulz (2005). A description of the nonhydrostatic regional model LM. Part II: Physical parameterization. Technical report, Consortium for Small-scale Modeling.
- Eady, E. T. (1949). Long waves and cyclone waves. *Tellus* 1, 33–52.
- Emanuel, K. A., M. Fantini und A. J. Thorpe (1987). Baroclinic instability in an environment of small stability to slantwise moist convection. Part I: Two-dimensional models. *J. Atmos. Sci.* 44, 1559–1573.
- Evans, J. und M. P. Guishard (2009). Atlantic subtropical storms. Part I: Diagnostic criteria and composite analysis. *Mon. Wea. Rev.* 137, 2065–2080.
- Fehlmann, R. (1997). *Dynamics of seminal PV elements*. Ph. D. thesis, ETH Zürich.
- Gyakum, J. R. (1991). Meteorological precursors to the explosive intensification of the QE II storm. *Mon. Wea. Rev.* 119, 1105–1131.
- Gyakum, J. R., P. J. Roebber und T. A. Bullock (1992). The role of antecedent surface vorticity development as a conditioning process in explosive cyclone intensification. *Mon. Wea. Rev.* 120(8), 1465–1489.
- Haynes, P. H. und M. E. McIntyre (1990). On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces. *J. Atmos. Sci.* 44, 828–841.
- Hofmann, C. (2010). *Fallstudie einer diabatischen Rossby-Welle über dem Nordpazifik*. Diploma thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Holton, J. R. (2004). *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Volume 4. Academic Press, Inc.
- Hoskins, B. J., I. Draghici und H. C. Davies (1978). A new look at the  $\omega$  equation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 104, 31–38.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre und A. W. Robertson (1985). On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 111, 877–946.
- Jones, S. C., P. A. Harr, J. Abraham, L. F. Bosart, P. J. Bowyer, J. L. Evans, D. E. Hanley, B. N. Hanstrum, R. E. Hart, F. Lalauette, M. R. Sinclair, R. K. Smith und C. Thorncroft (2003). The extratropical transition of tropical cyclones: Forecast challenges, current understanding, and future directions. *Wea. Forecasting* 18, 1052–1092.

- Keil, C. und A. Tafferer (2003). LMSynSat users' guide. Technical report, Institute of Atmospheric Physics, DLR-Oberpfaffenhofen.
- Keil, C., A. Tafferer und T. Reinhardt (2006). Synthetic satellite imagery in the Lokal-Model. *Atmospheric Research* 82, 19–25.
- Kenzelmann, P. (2005). *Dynamik und Klimatologie von diabatischen Rossby Wellen*. Diploma thesis, ETH Zürich, Schweiz.
- Klein, P. M., P. A. Harr und R. L. Elsberry (2002). Extratropical transition of western North Pacific tropical cyclones: Midlatitude and tropical cyclone contributions to reintensification. *Mon. Wea. Rev.* 130, 2240–2259.
- Kuo, Y.-H. und R. J. Reed (1988). Numerical simulation of an explosively deepening cyclone in the eastern Pacific. *Mon. Wea. Rev.* 116, 2081–2105.
- Lim, E.-P. und I. Simmonds (2002). Explosive cyclone development in the southern hemisphere and a comparison with northern hemisphere events. *Mon. Wea. Rev.* 130, 2188–2209.
- Moore, R. W. und M. T. Montgomery (2004). Reexamining the dynamics of short-scale, diabatic Rossby waves and their role in midlatitude cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.* 61, 754–768.
- Moore, R. W. und M. T. Montgomery (2005). Analysis of an idealized, three-dimensional diabatic Rossby vortex: A coherent structure of the moist baroclinic atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 62, 2703–2725.
- Moore, R. W., M. T. Montgomery und C. H. Davies (2008). The integral role of a diabatic Rossby vortex in a heavy snowfall event. *Mon. Wea. Rev.* 136, 1878–1897.
- Neiman, P. J., M. A. Shapiro und L. S. Fedor (1993). The life cycle of an extratropical marine cyclone. Part II: Mesoscale structure and diagnostics. *Mon. Wea. Rev.* 121, 2177–2199.
- Parker, D. J. und A. J. Thorpe (1995). Conditional convective heating in a baroclinic atmosphere: A model of convective frontogenesis. *J. Atmos. Sci.* 52, 1699–1711.
- Peixoto, J. P. und A. H. Oort (1992). *Physics of climate*. American Institute of Physics.
- Pettersen, S. (1956). *Weather analysis and forecasting*, Volume 2. McGraw-Hill book company, inc.
- Pettersen, S. und S. J. Smebye (1971). On the development of extratropical cyclones. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 97, 457–482.
- Raymond, D. J. und H. Jiang (1990). A theory for long-lived mesoscale convective systems. *J. Atmos. Sci.* 47, 3067–3077.

- Reed, R. J., G. A. Grell und Y.-H. Kuo (1993). The ERICA IOP 5 Storm. Part II: Sensitivity tests and further diagnosis based on model output. *Mon. Wea. Rev.* *121*, 1595–1612.
- Ritchie, E. A. und R. L. Elsberry (2007). Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones: Phasing between the upper-level trough and tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.* *135*, 862–876.
- Rivière, G., P. Arbogast, K. Maynard und A. Joly (2010). The essential ingredients leading to the explosive growth stage of the European wind storm Lothar of Christmas 1999. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* *136*, 638–652.
- Roebber, P. J. (1984). Statistical and updated climatology of explosive cyclones. *Mon. Wea. Rev.* *112*, 1577–1589.
- Rossa, A. M., H. Wernli und H. C. Davies (2000). Growth and decay of an extratropical cyclone's PV-tower. *Meteor. Atmos. Phys.* *73*, 139–156.
- Sanders, F. und J. R. Gyakum (1980). Synoptic-dynamic climatology of the 'Bomb'. *Mon. Wea. Rev.* *108*, 1589–1606.
- Schulz, J.-P. und U. Schättler (2005). Kurze Beschreibung des Lokal-Modells LME und seiner Datenbanken auf dem Datenserver des DWD. Technical report, Deutscher Wetterdienst.
- Schättler, U., G. Doms und C. Schraff (2008). A description of the nonhydrostatic regional COSMO-Model. Technical report, Consortium for Small-scale Modeling.
- Shapiro, M. A., E. G. Donall, P. Neiman, L. S. Fedor und F. Gonzalez (1991). Refinements in the conceptual models of extratropical cyclones. In *First international winter storm symp.*
- Sienkiewicz, J. M. (2004). Scatterometer inferred winds in the vicinity of the Gulf Stream. Technical report, NOAA/NWS/NCEP/Ocean Prediction Center.
- Simmons, A. und Uppala, S., D. Dee und S. Kobayashi (2006). ERA-Interim: New ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. Technical Report 110, ECMWF.
- Simpson, J., C. Kummerow, W.-K. Tao und R. F. Adler (1996). On the Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM). *Meteorology and Atmospheric Physics* *60*, 19–36.
- Snyder, C. (1991). A minimal model of moist baroclinic instability. In *8th Conference on Atmospheric and Oceanic Waves and Stability*.
- Snyder, C. und R. S. Lindzen (1991). Quasi-geostrophic wave-CISK in an unbounded baroclinic shear. *J. Atmos. Sci.* *48*, 76–86.
- Stoelinga, M. T. (1996). A potential vorticity-based study of the role of diabatic heating and friction in a numerically simulated baroclinic cyclone. *Mon. Wea. Rev.* *124*, 849–874.

- Thorpe, A. J. (1986). Synoptic scale disturbances with circular symmetry. *Mon. Wea. Rev.* 114, 1384–1389.
- Tiedtke, M. (1989). A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.* 117, 1779–1800.
- Trier, S. B. und C. A. Davis (2002). Influence of balanced motions on heavy precipitation within a long-lived convectively generated vortex. *Mon. Wea. Rev.* 130, 877–899.
- Trier, S. B. und C. A. Davis (2007). Mesoscale convective vortices observed during BAMEX. Part II: Influences on secondary deep convection. *Mon. Wea. Rev.* 135, 2051–2075.
- Wernli, H. (1995). *Lagrangian perspective of extratropical cyclogenesis*. Ph. D. thesis, ETH Zürich.
- Wernli, H. (2006). Wettersysteme der mittleren Breiten. Vorlesungsskript.
- Wernli, H. und H. C. Davies (1997a). A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 123, 467–489.
- Wernli, H. und H. C. Davies (1997b). A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. II: A detailed case-study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 123, 1677–1706.
- Wernli, H., S. Dirren, M. A. Lininger und M. Zillig (2002). Dynamical aspects of the life cycle of the winter storm 'Lothar' (24–26 December 1999). *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 128, 405–429.
- Wernli, H. und C. Schwierz (2006). Surface cyclones in the ERA-40 dataset (1958–2001). Part I: Novel identification method and global climatology. *J. Atmos. Sci.* 63, 2486–2507.
- Whitaker, J. S. und C. A. Davis (1994). Cyclogenesis in a saturated environment. *J. Atmos. Sci.* 51, 889–907.
- Whitaker, J. S., L. W. Uccellini und K. F. Brill (1988). A model-based diagnostic study of the rapid development phase of the President's Day cyclone. *Mon. Wea. Rev.* 116, 2337–2365.