Johannes Gutenberg-Universität Mainz Fachbereich 08: Physik, Mathematik und Informatik Institut für Physik der Atmosphäre Studiengang Meteorologie

Bachelorarbeit

Fallstudien stromabwärts induzierter Effekte von tropischen Wirbelstürmen mittels Q-Vektor-Aufteilung

vorgelegt von Marlene Annette Baumgart Abgabetermin: 24.05.2012

Erstgutachter: Dr. Michael Riemer Zweitgutachter: Prof. Volkmar Wirth



Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht sind und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

H. Baungert

Mainz, den 23. Mai 2012

Marlene Baumgart Am Geifen 1 55120 Mainz mbaumgar@students.uni-mainz.de Matrikelnummer: 2665390

Inhaltsverzeichnis

Ι	Einleitung	1
1	Thematik	1
2	Schwerpunkt dieser Arbeit	2
II	Grundlagen und Methodik	4
3	Antriebsmechanismen für Zyklogenese	4
4	Omega-Gleichung 4.1 Quasi-Geostrophische Omega-Gleichung 4.2 Q-Vektor-Aufteilung nach Jusem und Atlas 4.3 Omega-Gleichung mit Alternativer Balance nach Mallet et al.	6 7 9 12
II	I Verwendete Daten und Gleichungen	13
5	Daten des EZMW	13
6	Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit	14
7	Betrachtung der diabatischen Einflüsse	15
IV	7 Fallstudien	17
8	Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Hanna" 8.1 Synoptischer Überblick	 17 18 25 25 28
9	 Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Choi-wan" 9.1 Synoptischer Überblick	 32 34 34 39 42
10	Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Jangmi" 10.1 Synoptischer Überblick	46 46 47

	10.3 Vergleich der berechneten Vertikalgeschwindigkeit mit den Modelldaten	54
v	Zusammenfassung	55
11	Zusammenfassung	55
V	I Anhang	57
A	Zentrierte Differenzen	57
в	Operationen mit dem Nabla-Vektor in sphärischen Koordinaten	57
	B.1 Partielle Ableitungen von Skalarfunktionen	58
	B.2 Partielle Ableitungen von Vektorkomponenten	58
	B.3 Divergenz in sphärischen Koordinaten	59
	B.4 Rotation in sphärischen Koordinaten	59
	B.5 Laplace-Operator in sphärischen Koordinaten	60
	B.6 Inversion der zweidimensionalen elliptischen Differential-Gleichung	60
	B.7 Inversion der Omega-Gleichung	61
\mathbf{C}	Sukzessive Überrelaxation nach Press et al.	63
Al	Abbildungsverzeichnis	
Li	Literatur	

Teil I Einleitung

1 Thematik

Tropische Wirbelstürme haben nicht nur einen signifikanten Einfluss auf das Wetter in tropischen Regionen, wo sie auf Grund ihrer extremen Windgeschwindigkeiten und starken Niederschläge oft zu verheerenden Unwetterschäden führen, sondern können Auswirkungen bis in die mittlere Breiten haben [9]. Ein tropischer Wirbelsturm, der sich in Richtung der Pole bewegt, schwächt sich langsam ab und verliert allmählich seine tropischen Eigenschaften. Bei etwa 40~% der Wirbelstürme kommt es vor, dass sie in den mittleren Breiten in ein außertropisches Tiefdruckgebiet übergehen [11]. Dieser Vorgang wird "Außertropische Umwandlung" (Extratropical Transition, kurz ET) genannt. Klassifiziert wird eine Außertropische Umwandlung durch sich entwickelnde frontale Strukturen, die durch Wechselwirkungen mit der baroklinen Zone der mittleren Breiten verursacht werden [9]. Außerdem wird die Zyklone zunehmend asymmetrischer auf Grund der verstärkten Scherung und der Einmischung trockenerer und kälterer Luft [9]. Die so entstandenen Tiefdruckgebiete können sich wiederum in Hinblick auf die Windgeschwindigkeit, den Minimaldruck und die Niederschlagsmenge verstärken und dabei sogar größere Intensität erlangen als im tropischen Stadium [9]. Die ET-Systeme können enorme Auswirkungen auf das Wetter in den mittleren Breiten besitzen und zu bisweilen starken Niederschlägen, Überschwemmungen, Windgeschwindigkeiten bis hin zu Sturm- oder Orkanstärke und schwerem Seegang führen [9]. Ihr möglicher Einfluss wird jedoch häufig unterschätzt [11].

In ihrer Wechselwirkung mit der Strömung der mittleren Breiten beeinflussen ET-Systeme die großräumigen Strömungsmuster [9]. Dabei werden zwei mögliche Mechanismen unterschieden: Zum einen kann es zur adiabatischen Wechselwirkung zwischen dem tropischen Wirbelsturm und dem Strahlstrom in Hinblick auf die Struktur der potentiellen Vorticity (PV) kommen. Zum anderen können diabatische Prozesse zu einer Veränderung der PV-Struktur führen [11]. In ihrer adiabatischen Wirkung können ET-Systeme Rossby-Wellenzüge in der Höhe anregen, die nahezu hemisphärische Skalen erreichen und insbesondere einen Einfluss stromabwärts des Systems besitzen [5]. Ein ET-System im nordwestlichen Atlantik kann dadurch Auswirkung bis in den Ostatlantik und nach Westeuropa haben [11]. Rossby-Wellenzüge hängen eng mit Rücken-Trog-Strukturen entlang des Strahlstroms zusammen [5]. Diese sind entscheidend für die Entstehung von Wettersystemen in den mittleren Breiten. Ein ET-System kann somit in Regionen stromabwärts zu außertropischer Zyklogenese (Entstehung oder Verstärkung von Tiefdruckgebieten) führen, die teils sehr weit vom eigentlichen ET-System entfernt ist [9]. In den mittleren Breiten ist Zyklogenese meist mit der Entwicklung von Frontensystemen verbunden, so dass dieser Prozess einen signifikanten Einfluss auf das Wettergeschehen besitzt [12].

In einer Studie von *Riemer et al.* (2008, [5]) wurde die Wechselwirkung des ET-Systems mit einem geradlinigen Strahlstrom in numerischen Experimenten von idealisierten Szenarien untersucht. In den Experimenten bildete sich eine Rücken-Trog-Struktur mit einem ausgeprägten lokalen Windgeschwindigkeitsmaximum innerhalb des Strahlstroms (Jetstreak) aus, wobei sich das Rücken-Trog-Muster mit der Zeit als Wellenzug stromabwärts ausbreitete und die Formation mehrerer Zyklonen mit sich führte. In einer weiterführenden Arbeit untersuchten *Riemer* und Jones (2010, [6]) ein realistischeres Szenario, bei dem das ET-System mit einer sich entwickelnden baroklinen Welle in der Höhe wechselwirkte. Auch in diesem Experiment bildete sich eine Rücken-Trog-Struktur und ein Jetstreak aus und es kam stromabwärts zu verstärkter Zyklogenese.

Vorhersagestudien wie z.B. von *Harr et al.* (2008, [10]) belegen, dass die Unsicherheit in der Vorhersage beim Auftreten eines ET-Systems deutlich größer ist und sich diese Unsicherheit mit der Zeit stromabwärts ausbreitet. Dies macht es umso wichtiger, die physikalischen Prozesse während der außertropischen Umwandlung und seine Interaktion mit dem bestehenden Strömungssystem in Zukunft besser zu verstehen [11].

2 Schwerpunkt dieser Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Strömung stromabwärts des ET-Systems genauer betrachtet werden und insbesondere die Entstehung eines stromabwärtigen Tiefdruckgebiets untersucht werden. Nach *Riemer und Jones* (2010, [6]) führt diese Zyklogenese zur weiteren stromabwärtigen Ausbreitung des Einflusses vom ET-System. Durch die Entstehung des Tiefdruckgebiets verstärkt sich der angrenzende Rücken und es kommt stromabwärts zu Veränderungen in der Ausbreitung des Rossby-Wellenzugs. Bis heute gibt es nur wenige Studien, die den Einfluss des ET-Systems stromabwärts untersuchen. Zwei Modellstudien wurden wie bereits erwähnt für idealisierte Szenarien von *Riemer et al.* (2008, [5]) und *Riemer und Jones* (2010, [6]) durchgeführt. Die dort erkannte Ausbildung eines Rücken-Trog-Musters und eines Jetstreaks soll hier in Hinblick auf die Zyklogenese analysiert werden. Dazu wird quantitativ untersucht, wie groß der Einfluss beider Effekte auf die Vertikalbewegung und damit auf die Tiefdruckentwicklung ist.

Zur quantitativen Analyse der Vertikalbewegung wird eine Aufteilung des dynamischen Antriebsterms (die sogenannte **Q**-Vektor-Aufteilung) nach Jusem und Atlas (1998, [4]) vorgenommen, die es ermöglicht, den Antriebsterm in drei voneinander unabhängige Anteile aufzuspalten. Dazu wird die dort beschriebene quasi-geostrophische Aufteilung auf die Alternative Balance nach Mallet et al. (1999, [3]) erweitert und anstelle des geostrophischen Winds der nicht-divergente Wind verwendet (Erweiterung übernommen von Sven Eiermann (2012, [20])). Ein Anteil des **Q**-Vektors hängt mit dem Höhentrog zusammen, während ein anderer mit dem Auftreten des Jetstreaks zusammenhängt. Der dritte Antriebsterm entsteht durch den sogenannten Shapiro-Effekt, der auf thermische Advektion durch Windscherung zurückzuführen ist. Dieser Term kann ebenso mit dem Einfluss des Jetstreaks in Verbindung gebracht werden. Die Vertikalbewegung wird in der Omega-Gleichung über einen linearen Differentialoperator mit den Antriebstermen verknüpft, so dass die Inversion der Omega-Gleichung für jeden Antriebsterm separat durchgeführt und ihr jeweiliger Anteil an der Vertikalbewegung getrennt betrachtet werden kann.

Die **Q**-Vektor-Aufteilung wird im Rahmen der Diplomarbeit von *Sven Eiermann* (2012, [20]) dazu verwendet, mit Hilfe von idealisierten Experimenten den Einfluss des Höhentrogs und des Jetstreaks auf die Zyklogenese quantitativ zu untersuchen. Die vorliegende Arbeit baut auf dieser Diplomarbeit auf. Dabei konnten die von *Eiermann* geschriebenen Programme zur **Q**-Vektor-Aufteilung nach einer Koordinatentransformation als Grundlage für die durchgeführten Fallstudien verwendet werden. Das Ziel dieser Arbeit ist es, die **Q**-Vektor-Aufteilung nicht auf idealisierte Szenarien, sondern auf reale ET-Systeme anzuwenden. In dieser Arbeit werden drei verschiedene ET-Systeme untersucht. Dabei handelt es sich um den Hurrikan *Hanna* im Nordatlantik (2008) und die Taifune *Jangmi* (2008) und *Choi-wan* (2009) im westlichen Nordpazifik. Alle drei Wirbelstürme durchliefen eine außertropische Umwandlung und hatten einen erheblichen Einfluss auf das Wettergeschehen in den jeweiligen Gebieten. Die drei ET-Systeme wurden bereits innerhalb der Dissertation von *Christian Grams* (2011, [7]) analysiert (das ET-System *Hanna* außerdem in einer Veröffentlichung von *Grams et al.* (2011, [8])) und sollen hier mit Hilfe der **Q**-Vektor-Aufteilung unter dem Aspekt der Zyklogenese weiterführend untersucht werden. Zum Vergleich der berechneten Vertikalgeschwindigkeit mit der tatsächlich aufgetretenen Vertikalgeschwindigkeit (als Modellvariable vorliegend), werden die diabatischen Prozesse als zusätzlicher Antrieb für Vertikalbewegung in die Berechnung einbezogen. Dadurch kann ebenso untersucht werden, in welchen Regionen die diabatischen Prozessen zusammenhängen.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Zunächst wird kurz der theoretische Hintergrund erläutert und die für die Untersuchung angewandte Methodik beschrieben. Daraufhin folgt ein Überblick über die verwendeten Daten und Gleichungen. Im Hauptteil werden die Ergebnisse der durchgeführten Fallstudien dargestellt. Am Ende der Arbeit folgt eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse. Im Anhang ist die technische Umsetzung der Berechnungen dargestellt und insbesondere die Koordinatentransformation für die vorliegenden sphärischen Koordinaten erläutert.

Teil II Grundlagen und Methodik

3 Antriebsmechanismen für Zyklogenese

Zyklogenese bezeichnet die Entstehung und Verstärkung von Tiefdruckgebieten. Sie wird zum einen durch fallenden Druck und zum anderen durch die Ausbildung eines zyklonalen Windfeldes charakterisiert.

Der Zyklogeneseprozess kann am Besten mit Hilfe eines Zweischichtenmodells veranschaulicht werden, in dem Vergenzen zum einen in der Höhe (etwa 250 hPa) und zum anderen in Bodennähe betrachtet werden. Herrscht in der Höhe Divergenz und am Boden Konvergenz und überwiegt die Höhendivergenz gegenüber der Bodenkonvergenz, so fällt der Druck und es bildet sich ein zyklonaler Wirbel. Auf Grund der Massenerhaltung wird unterhalb des Divergenzgebiets Aufsteigen der Luft forciert und Bodenkonvergenz erzwungen. Vergenzen in der Höhenstömung sind daher ausschlaggebend für die synoptisch-skalige Vertikalbewegung und die Bodendruckentwicklung [12]. In Abbildung 3.1 ist das Zweischichtenmodell links für Zyklogenese und rechts für Anti-Zyklogenese (Entstehung und Verstärkung von Hochdruckgebieten) dargestellt. Die Vertikalgeschwindigkeit ω verschwindet am Boden und an der Tropopause und ist in der mittleren Troposphäre maximal.



Abbildung 3.1: Zweischichtenmodell für Zyklogenese und Anti-Zyklogenese, übernommen von www.wetter3.de

Eine mathematische Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der Höhendivergenz und dem Druckabfall am Boden ist näherungsweise durch die Drucktendenzgleichung am Boden gegeben (siehe Kapitel 3.6 in *Holton* (2004, [1])):

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} \approx -\int_0^{p_s} (\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \cdot \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{h}}) \, dp \tag{3.1}$$

Dabei entspricht p dem Druck, p_s dem Bodendruck, ∇_h dem horizontalen Nabla-Operator und v_h dem horizontalen Windvektor. Überwiegt die Divergenz gegenüber der Konvergenz $(\nabla_h \cdot v_h > 0)$, muss demnach der Bodendruck fallen [12].

Ein weiterer Antrieb für Zyklogenese ist durch die in Abbildung 3.2 dargestellte Wirbelstreckung gegeben. Betrachtet man wie in der Abbildung einen hypothetischen Zylinder, dessen Höhe durch

die Isentropen bestimmt wird, so kann der Sachverhalt am Besten veranschaulicht werden [18]. Bei Punkt B ist der Zylinder gestaucht und der Radius vergrößert. Da auf Grund der Drehimpulserhaltung die Winkelgeschwindigkeit abnimmt, sinkt auch die Vorticity in diesem Punkt. Bei Punkt A ist es genau umgekehrt: Auf Grund der Zylinderstreckung verkleinert sich der Radius und sowohl die Winkelgeschwindigkeit als auch die Vorticity nehmen zu. Die Wirbelstreckung kann daher zur Ausbildung oder Verstärkung eines zyklonalen Wirbels führen und Zyklogenese begünstigen [18].



Abbildung 3.2: Prinzip der Wirbelstreckung, übernommen von www.wetteran.de

Mathematisch kann die Wirbelstreckung über die quasi-geostrophische Vorticity-Gleichung beschrieben werden (siehe Kapitel 6.2 in *Holton* (2004, [1])):

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\boldsymbol{v_g} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}$$
(3.2)

wobei ζ_g der geostrophischen relativen Vorticity, v_g dem geostrophischen Windvektor, f der planetaren Vorticity, f_0 dem konstanten Coriolisparameter und ω der Vertikalgeschwindigkeit im Drucksystem entspricht. Eine Änderung der relativen Vorticity ist also entweder durch Advektion von absoluter Vorticity (hier nicht betrachtet) oder durch Wirbelstreckung möglich. Die Gleichung veranschaulicht außerdem den Zusammenhang zwischen der Vertikalbewegung und der Vorticity-Änderung und verknüpft aufsteigende Luftbewegung mit Wirbelstreckung [1]. Mit Hilfe der **Q**-Vektor-Aufteilung (siehe Abschnitt 4.2) kann Zyklogenese anhand von drei verschiedenen Antriebstermen untersucht werden. Im Folgenden wird kurz der physikalische Hintergrund dieser Zyklogeneseformen kurz beschrieben:

- Zyklogenese unter einem Höhentrog: An der Achse eines Höhentrogs ist auf Grund der starken Krümmung die relative Vorticity maximal. Die differentielle Vorticity-Advektion weist daher stromabwärts vom Trog ein Maximum auf. Vorticity-Advektion stellt einen wichtigen Antrieb für Vertikalbewegung dar. Dabei ist positive Vorticity-Advektion mit aufsteigender Luftbewegung und negative Vorticity-Advektion mit absinkender Luftbewegung verbunden. Der Antrieb für aufsteigende Luftbewegung ist daher an der Trogvorderseite maximal. Zyklogenese wird hier deutlich begünstigt [18].
- Zyklogenese unter einem Jetstreak: Zur Veranschaulichung dieses Prozesses wird von einem idealisierten Modell ausgegangen, das in Abbildung 3.3 dargestellt ist: Ein gerader Jetstreak mit zonaler Ausrichtung überlagert sich mit einem Temperaturfeld, das nach Sü-



Abbildung 3.3: Verhältnisse unter einem geraden Jetstreak. Abbildung aus Uccelini und Johnson (1979, [14]) mit Erweiterungen von Eiermann (2012, [20])

den gerichtet ist [14].

Die Jetstreakregion kann in vier Bereiche aufgeteilt werden, so dass bei diesem Schema oft von einem 4-Quadranten-Muster gesprochen wird. Die linke Eingangsregion des Jetstreaks ist mit absinkender Luft verbunden, während es in der rechten Eingangsregion zum Aufsteigen der Luft kommt. In der Ausgangsregion ist es genau umgekehrt: Hier steigt die Luft links auf und sinkt rechts ab [19]. Diese Vertikalbewegung entsteht auf Grund der Störung des thermischen Windgleichgewichts und der damit verbundenen Ausgleichsbewegung. Aufsteigen findet dabei in Gebieten zyklonaler Vorticity-Advektion und Absinken in Gebieten antizyklonaler Vorticity-Advektion statt [19]. In den Gebieten aufsteigender Luft ist Zyklogenese deutlich begünstigt.

In der Realität kommt es häufig zu deutlichen Abweichungen vom idealisierten 4-Quadranten-Muster. Diese äußern sich z.B. in einer Verlagerung der Aufstiegs- bzw. Absinkgebiete. Eine Ursache für diese Abweichungen ist, dass es sich in der Realität selten um einen geraden Jetstreak handelt, sondern dieser eine Krümmung aufweist. Temperaturadvektion stellt eine weitere Ursache für ein abweichendes Muster dar.

3. Shapiro-Effekt: Der sogenannte Shapiro-Effekt (nach Shapiro (1982, [15])) beschreibt in einem idealisierten Szenario die Ausbreitung eines Jet-Front-Systems in der oberen Troposphäre durch eine barokline Welle in den mittleren Breiten. Diese Ausbreitung ist mit thermischer Advektion durch horizontale Windscherung verbunden und hat meist Frontogenese zur Folge. Die mit dem Shapiro-Effekt verbundene Vertikalbewegung kann in den Fallstudien auf den Einfluss des Jetstreaks zurückgeführt werden, da ein Jetstreak mit starker horizontaler Windscherung verbunden ist.

4 Omega-Gleichung

Mit Hilfe der Omega-Gleichung ist es möglich, die Vertikalgeschwindigkeit aus dem Geopotential zu diagnostizieren. Die Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit mit der Omega-Gleichung wird hier jedoch nicht durchgeführt, um eine Vorstellung von der vorliegenden Vertikalgeschwindigkeit zu bekommen, da die Vertikalgeschwindigkeit bereits als Modellvariable vorliegt. Vielmehr wird die Omega-Gleichung dazu verwendet, den Anteil der Vertikalgeschwindigkeit herauszustellen, der mit den dynamischen Prozessen zusammenhängt. Betrachtet man allein den dynamischen Antriebsterm (später definiert als die Divergenz des **Q**-Vektors) der *Omega-Gleichung*, so kann die Rolle der divergenten, ageostrophischen Bewegung untersucht werden. *Hoskins et al.* (1977, [13]) beschreiben in ihrer Betrachtung der *Omega-Gleichung* den Hintergrund dieser ageostrophischen Zirkulation und stellen eine Verbindung zu den Antriebstermen der *Omega-Gleichung* her. Die geostrophische Strömung hat die Tendenz, das thermische Gleichgewicht zu zerstören. Da es in der Atmosphäre aber nur zu leichten Abweichungen von der thermischen Balance kommt, muss eine Ausgleichsbewegung stattfinden.

Neben der ageostrophischen Zirkulation spielen vor allem diabatische und orografische Effekte eine Rolle für die Vertikalbewegung. Um einen besseren Vergleich mit den Modelldaten zu erhalten, wird die Vertikalgeschwindigkeit ein weiteres Mal mit Hilfe der *Omega-Gleichung* bestimmt, wobei nun nicht der dynamische, sondern der diabatische Antriebsterm verwendet wird. Dadurch kann außerdem untersucht werden, in welchen Regionen die diabatischen Prozesse durch die dynamischen Prozesse begünstigt werden und in welchen Regionen die diabatischen Prozesse unabhängig von den dynamischen Prozessen ablaufen.

Innerhalb dieser Arbeit wird die Vertikalgeschwindigkeit im Drucksystem betrachtet. In der freien Atmosphäre wird die Vertikalgeschwindigkeit ω hauptsächlich durch die Vertikalgeschwindigkeit w im z-System bestimmt [12]. Der Zusammenhang beider Größen ist näherungsweise durch folgende Formel gegeben [12]:

$$\omega \approx -g\rho w \tag{4.1}$$

wobe
i $g \approx 9,81~m/s^2$ der Erdbeschleunigung und ρ der Dichte der Atmosphäre entspricht. Ein
 positives ω bedeutet absinkende Vertikalbewegung und ein negative
s ω aufsteigende Vertikalbewegung.

4.1 Quasi-Geostrophische Omega-Gleichung

In der quasi-geostrophischen Theorie sind die *Vorticity-Gleichung* und die *Thermodynamische Gleichung* in Abhängigkeit vom Geopotential Φ nach Kapitel 6 in *Holton* (2004, [1]) definiert als:

$$\frac{1}{f_0} \nabla_{\boldsymbol{h}}^2 \chi = -\boldsymbol{v_g} \cdot \nabla_{\boldsymbol{h}} \left(\frac{1}{f_0} \nabla_{\boldsymbol{h}}^2 \Phi + f \right) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}$$
(4.2)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v_g} \cdot \boldsymbol{\nabla_h}\right) \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right) - \sigma \omega = \frac{\kappa J}{p}$$
(4.3)

Dabei ist die statische Stabilität σ gegeben durch $\sigma = -\frac{RT_0}{p} \frac{dln\theta_0}{dp}$ (mit θ_0 und T_0 entsprechend der potentiellen Temperatur und der Temperatur eines Grundzustands). Die statische Stabilität wird hier zunächst als reine Funktion des Drucks betrachtet. J stellt die diabatische Heizrate pro Einheitsmasse dar, $\boldsymbol{v_g} = -\frac{1}{f_0} \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{\nabla_h} \Phi$ (mit \boldsymbol{k} als vertikalem Einheitsvektor) ist der geostrophische Wind, $\chi = \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ die Tendenz des Geopotentials und $\kappa = \frac{R}{c_p}$ (mit $R = 287 \frac{J}{Kkg}$ als Gaskonstante trockener Luft und $c_p = 1004 \frac{J}{Kkg}$ als spezifische Wärmekapazität trockener Luft bei konstanten Druck). Der Coriolisparameter $f = f_0 + \beta y$ (mit $f_0 \approx 10^{-4} 1/s$ und $\beta = \frac{df}{dy}\Big|_{\phi_0} = 2 \Omega \cos(\phi_0) / a$ ($a = 6, 37 \cdot 10^6 m$ Erdradius, $\Omega = 7, 292 \cdot 10^{-5} / s$ Winkelgeschwindigkeit der Erde)) wird auf

der β -Ebene beschrieben, um die Breitenabhängigkeit der Corioliskraft zu berücksichtigen. Reibungsterme werden in beiden Gleichungen vernachlässigt.

Eine Zusammenfassung beider Gleichungen liefert die sogenannte Traditionelle Omega-Gleichung:

$$\left(\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^{2} + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma} \frac{\partial^{2}}{\partial p^{2}}\right) \boldsymbol{\omega} = \frac{f_{0}}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{g}} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \left(\frac{1}{f_{0}} \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^{2} \Phi + f\right)\right) + \frac{1}{\sigma} \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^{2} \left(\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{g}} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p}\right)\right) - \frac{\kappa}{\sigma p} \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^{2} J$$

$$(4.4)$$

Die drei Terme auf der rechten Seite stellen die Antriebsterme der Vertikalbewegung dar. Dabei entspricht der erste Term der vertikalen Änderung der Vorticity-Advektion, der zweite Term dem Laplace der Temperatur-Advektion und der dritte Term dem Laplace der diabatischen Wärmeübergänge [12]. Im adiabatischen Fall (J = 0) können Vertikalbewegungen also nur in einer baroklinen Atmosphäre (Druckflächen entsprechen nicht Flächen gleicher Temperatur $(\nabla_p T \neq 0)$) entstehen, da ansonsten alle Antriebsterme verschwinden. Obwohl es sich bei den Antriebsterme um klar trennbare physikalische Prozesse handelt, findet in der Realität oft eine bedeutende Aufhebung zwischen den einzelnen Antriebstermen statt [1].

Um die Rolle der divergenten, ageostrophischen Bewegung hervorzuheben, wird eine andere Form der *Omega-Gleichung* verwendet. Dabei werden die quasi-geostrophischen Grundgleichungen (Gleichungen 4.5 bis 4.6) auf der β -Ebene beschrieben und durch die thermische Windgleichung (Gleichung 4.7) miteinander verknüpft (siehe *Holton* (2004, [1])):

$$\frac{D_g \boldsymbol{v_g}}{Dt} + f_0 \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v_a} - \beta y \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{v_g} = 0$$
(4.5)

$$\frac{D_g T}{Dt} - \frac{\sigma p}{R}\omega = \frac{J}{c_p} \tag{4.6}$$

$$\left(f_0 \boldsymbol{k} \times \frac{\partial \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{g}}}{\partial p}\right) = \frac{R}{p} \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} T$$
(4.7)

Zur weiteren Analyse wird ein neuer Vektor, der sogenannte **Q**-Vektor, eingeführt. Er beschreibt nach *Hoskins et al.* (1977, [13]), inwieweit die geostrophische Strömung dazu tendiert, das thermische Windgleichgewicht zu zerstören:

$$\boldsymbol{Q} = (Q_1, Q_2) = \left(-\frac{R}{p}\frac{\partial \boldsymbol{v_g}}{\partial x} \cdot \boldsymbol{\nabla_h} T, -\frac{R}{p}\frac{\partial \boldsymbol{v_g}}{\partial y} \cdot \boldsymbol{\nabla_h} T\right)$$
(4.8)

Durch einige Umformungen der Gleichungen 4.5 bis 4.7 und die Verwendung des **Q**-Vektors kann die *Omega-Gleichung* durch die folgende einfache Form beschrieben werden:

$$\sigma \nabla_{h}^{2} \omega + f_{0}^{2} \frac{\partial^{2} \omega}{\partial p^{2}} = -2 \nabla_{h} \cdot Q - \frac{\kappa}{p} \nabla_{h}^{2} J + f_{0} \beta \frac{\partial v_{g}}{\partial p}$$
(4.9)

Eine Eigenschaft des Differential-Operators dieser Gleichung ist, dass er das Vorzeichen der Variable umkehrt.¹ Somit ist die linke Seite der Gleichung proportional zu $-\omega$, d.h. proportional

¹Weitere Eigenschaften des Differential-Operators sind die bereits angesprochene Linearität, die die Aufteilung der Antriebsterme ermöglicht. Dadurch entsprechen die Verhältnisse der Antriebsterme ungefähr den Vertikalgeschwindigkeitsanteilen. Außerdem erhält der Operator die Extrema und glättet das Feld der Antriebsterme [16].

zur Vertikalgeschwindigkeit w im z-System.

Die rechte Seite der Gleichung beschreibt die Antriebsterme der Vertikalbewegung. Der Antrieb setzt sich zusammen als Summe aus der Divergenz des **Q**-Vektors, dem Laplace der diabatischen Heizrate und einem Term auf Grund des β -Effekts. Der Vorteil dieser Form der Gleichung gegenüber der *Traditionellen Omega-Gleichung* ist, dass hier keine Antriebsterme auftreten, die sich gegenseitig aufheben [1]. Für synoptisch-skalige Prozesse ist der β -Effekt im Allgemeinen sehr klein. Dadurch ist der Antrieb für adiabatische Strömungen (J = 0) in guter Näherung allein durch die Divergenz des **Q**-Vektors gegeben. Ein konvergenter **Q**-Vektor führt in diesem Fall zum Aufsteigen der Luft, während ein divergenter **Q**-Vektor absinkende Luftbewegung mit sich bringt.

4.2 Q-Vektor-Aufteilung nach Jusem und Atlas

Zur Analyse des Tiefdruckgebiets stromabwärts vom ET-System wird der im vorigen Abschnitt definierte **Q**-Vektor nach Jusem und Atlas (1998, [4]) in vier verschiedene Komponenten aufgespalten. Durch Verwendung des spezifischen Volumens $\alpha = -\frac{RT}{p}$ kann der quasi-geostrophische **Q**-Vektor (Gleichung 4.8) vereinfacht werden zu:

$$\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{g}} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{\alpha} \tag{4.10}$$

Der **Q**-Vektor wird also durch das thermische Feld und das Feld des geostrophischen Windes beschrieben. Für den geostrophischen Wind gilt Divergenzfreiheit ($\nabla_h \cdot v_g = 0$). Mit i und j als Einheitsvektoren in x- und y-Richtung kann der **Q**-Vektor beschrieben werden durch:

$$\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{i} \left(\frac{\partial u_g}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right) - \boldsymbol{j} \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial y} \right)$$
(4.11)

In den meisten Analysen, wie auch in der Beschreibung des **Q**-Vektors in *Holton* (2004, [1]), wird die x-Achse so gewählt, dass sie parallel zu den Isothermen verläuft. Dies hat den Vorteil, dass der Q-Vektor nur noch durch zwei Terme definiert ist [4].

Jusem und Atlas verwenden eine andere Aufteilung der Koordinatenachsen. Dazu wird ein natürliches Koordinatensystem basierend auf dem geostrophischen Wind verwendet. Die erste Achse des Koordinatensystems (mit dem Einheitsvektor t) zeigt in Richtung des geostrophischen Windes, während die zweite Achse (mit dem Einheitsvektor n) senkrecht zu den Isohypsen verläuft. k stellt wie im kartesischen Koordinatensystem den vertikalen Einheitsvektor dar. Die Divergenzfreiheit lautet in diesem Koordinatensystem: $\frac{\partial s_g}{\partial s} + K_n s_g = 0$. Durch eine Koordinatentransformation kann Gleichung 4.10 umgeformt werden zu:

$$\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{t} \left(\frac{\partial s_g}{\partial s} \frac{\partial \alpha}{\partial s} + K_s s_g \frac{\partial \alpha}{\partial n} \right) - \boldsymbol{n} \left(\frac{\partial s_s}{\partial n} \frac{\partial \alpha}{\partial s} + K_n s_g \frac{\partial \alpha}{\partial n} \right)$$
(4.12)

wobei s_g der Geschwindigkeit des geostrophischen Windes, K_s der Krümmung der Isohypsen und K_n der Krümmung der Linien senkrecht zu den Isohypsen entsprechen.

In dieser Form des **Q**-Vektors kann die Vertikalbewegung direkt mit konzeptionellen synoptischen Modellen verbunden werden, da der **Q**-Vektor mit den geometrischen und kinematischen Eigenschaften der geostrophischen Strömung in Zusammenhang gesetzt wird. Die Vertikalbewegung kann dadurch mit Trog-, Rücken-, Konfluenz- und Diffluenz-Regionen verknüpft werden. Für diese Arbeit ist diese Art der Aufteilung essentiell, da auf diese Art und Weise die Bedeutung des Höhentrogs und des Jetstreaks eines außertropischen Systems quantitativ untersucht werden kann.

Da es sich bei dem Differentialoperator in der *Omega-Gleichung* um einen linearen Operator handelt, ist es möglich, die vier Komponenten des \mathbf{Q} -Vektors separat zu betrachten und ihren jeweiligen Antrieb für die Vertikalbewegung getrennt herauszustellen.

Die einzelnen Komponenten sind nach Jusem und Atlas definiert als:

$$\boldsymbol{Q_{alst}} = -\boldsymbol{t}\frac{\partial s_g}{\partial s}\frac{\partial \alpha}{\partial s} = \boldsymbol{t}K_n s_g \frac{\partial \alpha}{\partial s}$$
(4.13)

$$\boldsymbol{Q_{curv}} = -\boldsymbol{t}s_g K_s \frac{\partial \alpha}{\partial n} = \boldsymbol{t} \frac{K_s}{f_0} \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial \alpha}{\partial n}$$
(4.14)

$$\boldsymbol{Q_{shdv}} = -\boldsymbol{n}\frac{\partial s_g}{\partial n}\frac{\partial \alpha}{\partial s} = \boldsymbol{n}\frac{1}{f_0}\frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2}\frac{\partial \alpha}{\partial s}$$
(4.15)

$$\boldsymbol{Q_{crst}} = -\boldsymbol{n}s_g K_n \frac{\partial \alpha}{\partial n} = \boldsymbol{n} \frac{K_n}{f_0} \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial \alpha}{\partial n}$$
(4.16)

In der Aufteilung von Jusem und Atlas wurden die Abkürzungen für die englischen Begriffe alongstream stretching, curvature, shear advection und cross-stream stretching verwendet. Innerhalb dieser Arbeit werden die einzelnen Komponenten Streckung entlang der Strömung, Krümmung, Scherungsadvektion und Streckung senkrecht zur Strömung genannt. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass die Bezeichnungen sowohl im Englischen als auch im Deutschen die Komponenten nicht exakt zu definieren. Die Krümmungs-Komponente enthält z.B. auch einen Geschwindigkeitsanteil und die Scherungsadvektions-Komponente ist kein wirklicher Advektionsterm. Die Begriffe wurden vielmehr dazu gewählt, um den Komponenten einen Namen zu geben und die einzelnen Komponenten gut unterscheiden zu können.

Die erste Komponente Q_{alst} gibt die Änderung des thermischen Gradienten entlang der Strömung auf Grund von Stauchung bzw. Streckung an. Die Krümmungs-Komponente beschreibt die Drehung des thermischen Gradienten entgegen der Strömung, die durch die Krümmung der geostrophischen Strömung hervorgerufen wird. Die Scherungsadvektions-Komponente gibt die Drehung des thermischen Gradienten entlang der Strömung an, die durch die horizontale Scherung des geostrophischen Windes forciert wird. Die letzte Komponente Q_{crst} des Q-Vektors kennzeichnet die Änderung des thermischen Gradienten senkrecht zur Strömung auf Grund von Stauchung bzw. Streckung.

Die beiden Komponenten Q_{alst} und Q_{curv} weisen parallel zu den Isohypsen, während die Komponenten Q_{shdv} und Q_{crst} senkrecht zu den Isohypsen verlaufen. Die Streckungs-Komponente entlang der Strömung und die Scherungsadvektions-Komponente beeinflussen den thermischen Gradienten entlang der Strömung, wohingegen die Krümmungs-Komponente und Streckungs-Komponente senkrecht zur Strömung auf den thermischen Gradienten senkrecht zur Strömung einwirken.

Die gesamte Streckungs-Komponente (in *Jusem und Atlas* als *stretching component* bezeichnet) des **Q**-Vektors setzt sich zusammen aus der Summe der Komponente entlang und entgegen der Strömung. Sie wird durch folgende Gleichung definiert [4]:

$$\boldsymbol{Q_{st}} = \frac{\partial s_g}{\partial s} \left(-\frac{\partial \alpha}{\partial s} \boldsymbol{t} + \frac{\partial \alpha}{\partial n} \boldsymbol{n} \right) = K_n s_g \left(\frac{\partial \alpha}{\partial s} \boldsymbol{t} - \frac{\partial \alpha}{\partial n} \boldsymbol{n} \right)$$
(4.17)

Die Zusammenfassung der beiden Streckungs-Terme ist vorteilhaft, da die beiden Terme durch die Divergenzfreiheit des geostrophischen Windes direkt miteinander verknüpft sind. Die Streckungs-Komponente beschreibt den gesamten Effekt der Stauchung bzw. Streckung und stellt somit den Einfluss der Konfluenz- bzw. Diffluenzzonen auf den thermischen Gradienten dar.

Ein Höhentrog ist im Allgemeinen mit einer starken Krümmung der Isohypsen verbunden, so dass die Bedeutung des Höhentrogs in den hier durchgeführten Fallstudien mit Hilfe der Krümmungs-Komponente analysiert werden kann. Ein Jetstreak ist mit starker horizontale Windscherung und Konfluenz- bzw. Diffluenz-Zonen verknüpft. Daher kann der Einfluss des Jetstreaks anhand der Streckungs- und der Scherungsadvektions-Komponente untersucht werden.

In Abbildung 4.1 ist die Richtung der einzelnen **Q**-Vektor-Komponenten für einfache, idealisierte Felder in Abhängigkeit vom Geopotentialfeld und thermischen Feld dargestellt.



Abbildung 4.1: Q-Vektor-Aufteilung nach Jusem und Atlas (entspricht fig. 1 der Veröffentlichung, [4]) im (auf dem geostrophischen Wind basierenden) natürlichen Koordinatensystem. Durchgezogene Linien stellen die Isohypsen des Geopotentials ϕ und gestrichelte Linien die Isoplethen des spezifischen Volumens α dar.

(a) Streckungs-Komponente entlang der Strömung,
(b) Krümmungs-Komponente,
(c) Scherungsadvektions-Komponente,
(d) Streckungs-Komponente entgegen der Strömung,
(e) Streckungs-Komponente

4.3 Omega-Gleichung mit Alternativer Balance nach Mallet et al.

Eine genauere Beschreibung der Vertikalbewegung ist gegeben, wenn anstatt der quasi-geostrophischen Omega-Gleichung (siehe Abschnitt 4.1) die Omega-Gleichung mit Alternativer Balance nach Mallet et al. (1999, [3]) verwendet wird. Mit Alternativer Balance wird die Omega-Gleichung beschrieben durch:

$$\sigma \nabla^2 \omega + f_0^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} - \frac{h}{p} \frac{c_v}{c_p} \frac{\partial \theta}{\partial x}\right) \frac{\partial \omega}{\partial x} + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial y} - \frac{h}{p} \frac{c_v}{c_p} \frac{\partial \theta}{\partial y}\right) \frac{\partial \omega}{\partial y}$$

$$= -2h \nabla \cdot \boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{A}\boldsymbol{B}} + f_0 \beta \frac{\partial v_g}{\partial p} - \frac{R}{c_p p} \nabla^2 \dot{\boldsymbol{Q}} - f_0 \boldsymbol{k} \left(\boldsymbol{\nabla} \times \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial p}\right)$$

$$(4.18)$$

Dabei ist der statische Stabilitätsparameter hier definiert als $\sigma = -h\frac{\partial\theta}{\partial p}$ (mit $h = \frac{R}{p_0} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{c_v/c_p}$). $\dot{Q} = \mathfrak{H}c_p \left(\frac{p_0}{p}\right)^{R/c_p}$ (mit $\mathfrak{H} = \frac{D\theta}{Dt}$) ist die Heizrate und **F** die Reibungskraft. Der **Q**-Vektor ist in Alternativer Balance definiert durch:

$$\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{A}\boldsymbol{B}} = (Q_{ABx}, Q_{ABy}) = \left(-\left(\frac{\partial u_{\psi}}{\partial x}\frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial v_{\psi}}{\partial x}\frac{\partial \theta}{\partial y}\right), -\left(\frac{\partial u_{\psi}}{\partial y}\frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial v_{\psi}}{\partial y}\frac{\partial \theta}{\partial y}\right) \right)$$
(4.19)

wobei es sich bei $v_{\psi} = (u_{\psi}, v_{\psi})$ um den nicht-divergenten Wind handelt.

Bei der Gleichung muss beachtet werden, dass im Gegensatz zur quasi-geostrophischen Form der Omega-Gleichung (Gleichung 4.9) die Gleichung mit der potentiellen Temperatur anstelle der absoluten Temperatur beschrieben wird. Die zusätzlichen Terme auf der linken Seite der Gleichung berücksichtigen die lokalen Änderungen der statischen Stabilität σ , da diese hier nicht mehr als reine Funktion des Drucks betrachtet wird. Ansonsten unterscheiden sich Gleichung 4.9 und 4.18 nur durch den in der quasi-geostrophischen Analyse vernachlässigten Reibungsterm und die Definition des **Q**-Vektors. Die Verwendung des Vektors \mathbf{Q}_{AB} hat den Vorteil, dass er unabhängig vom divergenten Teil des Windfeldes ist, so dass der gesamte Antriebsterm vollkommen unabhängig von der vertikalen Zirkulation ist [3]. Zur Bestimmung von \mathbf{Q}_{AB} auf einem Drucklevel ist außerdem nur das Temperatur- und Windfeld auf diesem einen Drucklevel nötig [3].

Da statt des geostrophischen Windes der nicht-divergente Wind zur Berechnung des **Q**-Vektors verwendet wird und dieser insbesondere in Gebieten starker Krümmung eine bessere Näherung darstellt, ist durch die *Alternative Balance* eine deutlich genauere Beschreibung der Windverhältnisse gegeben.

Die **Q**-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas (siehe Abschnitt 4.2) kann von dem quasi-geostrophischen **Q**-Vektor auf den hier verwendeten **Q**_{AB}-Vektor erweitert werden, da sie als einzige Bedingung die Divergenzfreiheit des Windes verlangt, die vom nicht-divergenten Wind erfüllt ist. Im Gegensatz zur **Q**-Vektor-Aufspaltung von Jusem und Atlas weist diese Aufteilung eine höhere Genauigkeit auf, da der nicht-divergente ("totale") Wind verwendet wird und vertikale Windscherung berücksichtigt wird [4]. Jusem und Atlas empfehlen in ihrer Veröffentlichung diese Erweiterung und erklären, dass ihre quasi-geostrophische Aufteilung vielmehr dazu gedacht ist, eine erste Näherung zu liefern.

Teil III Verwendete Daten und Gleichungen

5 Daten des EZMW

Ziel dieser Arbeit ist es, die Methode der **Q**-Vektor-Aufteilung an realen Wettersituationen zu untersuchen. Dazu wurden drei verschiedene tropische Wirbelstürme betrachtet, die durch eine außertropische Umwandlung in den mittleren Breiten zu Tiefdruckgebieten geworden sind. Der Hurrikan *Hanna* erreichte am 07. September 2008 sein außertropisches Stadium und hatte bis zum 13. September 2008 einen erheblichen Einfluss auf das Wettergeschehen in Europa [7]. Die Ausläufer der Wirbelstürme *Jangmi* (Ende September bis Anfang Oktober 2008) und *Choi-Wan* (Mitte bis Ende September 2009) hatten in ihrer außertropischen Phase Auswirkungen auf die Wetterlage im Westpazifik [7].

Für die Fallstudien wurden Daten des EZMW (*Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage*) verwendet, die im Rahmen des YOTC (*Year of Tropical Convection*) aufgenommen wurden. Der YOTC-Datensatz ist erstellt worden, um ein besseres Verständnis von tropischer Konvektion zu erlangen. Das Besondere des Datensatzes ist, dass zeitliche Tendenzen für die spezifische Feuchte und die Temperatur aufgespalten nach einzelnen Termen vorliegen [17]. Für diese Arbeit wurden folgenden Variablen verwendet:

- 1. Geografische Länge λ
- 2. Geografische Breite ϕ
- 3. Druck p
- 4. Zonale Windkomponente u
- 5. Meridionale Windkomponente v
- 6. Temperatur T
- 7. Spezifische Feuchte q_v
- 8. Potentielle Vorticity PV
- 9. Divergenz $\nabla_h \cdot v_h$
- 10. Vertikalgeschwindigkeit $\omega = \frac{Dp}{Dt}$
- 11. Geopotentielle Höhe Z_{ϕ}

Die Daten liegen als dreidimensionale Felder vor, wobei die erste Dimension der geografischen Länge λ , die zweite Dimension der geografischen Breite ϕ und die letzte Dimension dem Druck p entspricht. Die Felder liegen also in sphärischen Koordinaten vor, während das Programm zur Berechnung der Vertikalbewegung für ein kartesischen Koordinatensystem geschrieben ist. Daher muss eine Koordinatentransformation durchgeführt werden, die bei den Gitterabständen, Ableitungen und Operationen mit dem Nabla-Operator zu Modifikationen führt. Die technische

Umsetzung dieser Koordinatentransformation ist im Anhang (Abschnitt B) beschrieben. Insgesamt sind die Variablen auf siebzehn verschiedenen Druckleveln zwischen 50 und 1000 hPa definiert. Die Drucklevel sind nicht linear eingeteilt, so dass die Abstände zweier aufeinanderfolgender Niveaus unterschiedlich sein können.

Für den Fall Hanna liegen die Daten von 0 bis 360 Grad östlicher Länge und von 88 bis 30 Grad nördlicher Breite vor. Für die Analyse wurden alle Felder so umgeformt, dass sie bei 180 Grad östlicher Länge beginnen, da das ET-System über die Nullgrad-Grenze verläuft und ansonsten der Anfangs- und der Endpunkt der Felder innerhalb des zu untersuchenden Systems gelegen hätte. Für den Fall *Choi-wan* liegen die Daten von 83 bis 260 Grad Ost und von 63 bis 4 Grad Nord und für den Fall *Jangmi* von 92 bis 299 Grad Ost und von 78 bis 5 Grad Nord vor. Für alle drei Fallstudien wurden die Felder so umgeformt, dass die geografische Breite aufsteigend ist. Die Daten des ECMWF sind alle 6 Stunden um 00 UTC, 06 UTC, 12 UTC und 18 UTC verfügbar.

6 Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit müssen aus den gegebenen Feldern des EZMW zunächst weitere Felder berechnet werden. Mit Hilfe der Temperatur konnte zunächst die virtuelle Temperatur über die Formel $T_v = T(1 + 0,6078 q_v)$ und im Anschluss das spezifische Volumen $\alpha = \frac{RT_v}{p}$ berechnet werden. Zur Bestimmung des spezifischen Volumens ist die Verwendung der virtuellen Temperatur anstelle der absoluten Temperatur genauer, da der Feuchtegehalt der Atmosphäre berücksichtigt ist. Die Vertikalkomponente der Vorticity ζ wird über die Formel $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ nach Abschnitt B.4 aus den vorhandenen Winddaten des EZMW berechnet. Die Stromfunktion ψ kann im Anschluss durch eine Inversion der Gleichung $\zeta = \nabla_h^2 \psi$ bestimmt werden. Die technische Umsetzung der Inversion ist im Anhang unter Abschnitt B.6 und C erläutert. Sie erfolgt mit Hilfe einer Routine von *Press et al.* (2007, [2]).

Um die Vertikalgeschwindigkeit ω zu bestimmen, wird zusätzlich die statische Stabilität σ und die potentielle Temperatur $\theta = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{R/c_p}$ (mit $p_0 = 1000$ hPa) benötigt. Die Stromfunktion ψ wird dazu genutzt, den nicht-divergenten Wind $v_{\psi} = \mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{h}} \psi$ zu bestimmen. Die Omega-Gleichung wird mit Alternativer Balance nach Mallet et al. (siehe Abschnitt 4.3) beschrieben. Dabei wird der **Q**-Vektor in Abhängigkeit vom spezifischen Volumen und die Heizrate in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur definiert:

$$\nabla_{\boldsymbol{h}}^{2}\omega + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma}\frac{\partial^{2}\omega}{\partial p^{2}} + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial x} - \frac{h}{p}\frac{c_{v}}{c_{p}}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x} + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{h}{p}\frac{c_{v}}{c_{p}}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)\frac{\partial\omega}{\partial y} - \frac{h}{\omega}\frac{c_{v}}{p}\frac{\partial\phi}{\partial y}\frac{\partial\phi}{\partial y} = -\frac{2}{\sigma}\nabla_{\boldsymbol{h}}\cdot\mathbf{Q} - \frac{\kappa}{p\sigma}\nabla_{\boldsymbol{h}}^{2}J + \frac{f_{0}\beta}{\sigma}\frac{\partial v_{g}}{\partial p}$$
(6.1)

 mit

$$\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \tag{6.2}$$

$$\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{\psi}} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{\alpha} \tag{6.3}$$

Zur Inversion der *Omega-Gleichung* wird die im Anhang (siehe Abschnitt B.7 und C) beschriebene Routine von *Press et al.* (2007, [2]) verwendet.

Innerhalb dieser Arbeit wird der Antriebsterm, der mit dem β -Effekt verbunden ist, vernachlässigt. Die Untersuchung des Antriebs durch die Divergenz des **Q**-Vektors (im Folgenden als dynamischer Antrieb bezeichnet) erfolgt nach der in Abschnitt 4.2 erläuterten Aufteilung von Jusem und Atlas (1998, [4]). Die Analyse des diabatischen Antriebterms $(-\frac{\kappa}{p\sigma}\nabla_h^2 J)$ wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

7 Betrachtung der diabatischen Einflüsse

Diabatische Prozesse können neben den dynamischen Prozessen einen bedeutenden Einfluss auf die Vertikalbewegung haben. In dieser Arbeit wird daher nicht nur der dynamische Antrieb untersucht, sondern auch der diabatische Antrieb. Der diabatische Antriebsterm wird bei der Inversion der *Omega-Gleichung* getrennt vom dynamischen Antriebsterm behandelt, so dass die durch diabatische Effekte hervorgerufene Vertikalgeschwindigkeit ebenso separat untersucht werden kann. Die instantane Heizrate J pro Einheitsmasse ist definiert als:

$$J = c_p \frac{\partial T}{\partial t} \tag{7.1}$$

Die Temperaturtendenzen können vom EZMW aus einem zweiten Datensatz des YOTC heruntergeladen werden. Die Daten liegen hier jedoch nicht alle 6 Stunden, sondern nur alle 24 Stunden vor. Für jeden Tag ist die Temperaturtendenz als akkumulierter Wert für verschiedene Zeitschritte von 3 bis 36 Stunden gegeben, wobei die Referenzzeit jeweils 12 UTC ist. Aus der Differenz zwischen zwei Zeitschritten ist es möglich, die Temperaturtendenz für die Aufnahmezeiten der anderen Daten (00 UTC, 06 UTC, 12 UTC und 18 UTC) zu bestimmen, so dass beide Datensätze konsistent sind. Um die Temperaturtendenz als zentrierten Wert zu erhalten, wird statt dem 3h-akkumulierten Wert der 6h-akkumulierte Wert verwendet. Für 06 UTC wird dazu z.B. die Differenz zwischen dem Zeitschritt 09 UTC und 03 UTC bestimmt. Um die Temperaturtendenz nicht als akkumulierten Wert, sondern als instantane Rate zu erhalten, wird die vorliegende Tendenz durch die Akkumulationszeit geteilt. Es sollte jedoch berücksichtigt werden, dass durch diese Annäherung ein Fehler entsteht. Dieser äußert sich unter anderem dadurch, dass die Tendenzen "glatter" erscheinen, da sich kleinräumige Prozesse oft über einen großen Zeitraum gegenseitig aufheben.

Für diese Arbeit wurden folgende Temperaturtendenzen vom EZMW heruntergeladen:

- 1. Temperaturtendenz durch das Wolkenschema
- 2. Temperaturtendenz durch Konvektion (hochreichend und bodennah)
- 3. Temperaturtendenz durch Konvektion (bodennah)

Das Wolkenschema umfasst alle Prozesse, die mit der Entstehung, Entwicklung und Auflösung von Wolken verbunden sind, und zu einer Änderung der Temperatur führen. Über das Wolkenschema können jedoch nur Wolken aufgelöst werden, die die Größe des Gitterabstands überschreiten. Kleinräumigere Wolkenprozesse sind innerhalb der Konvektionsparametrisierung erfasst [17]. Die anderen Temperaturtendenzen des YOTC-Datensatzes wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Der Fehler dieser Vernachlässigung ist jedoch gering, da die betrachteten Prozesse in dieser Untersuchung (im Bereich des Tiefdruckgebiets, auf einer Zeitskala von wenigen Tagen) den größten Anteil an den diabatischen Prozessen haben.

Teil IV Fallstudien

8 Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Hanna"

8.1 Synoptischer Überblick

Am 28.08.2008 bildet sich der tropische Wirbelsturm *Hanna* östlich von Haiti bei etwa 57° W und 19° N. Der Sturm bewegt sich nordwestwärts und erreicht am 02.09. seine maximale Intensität. Auf der Höhe von Florida wendet sich der Wirbelsturm wieder von der Küste in Richtung Nordosten ab und wird ab dem 07.09. offiziell als "außertropisch" bezeichnet [7].

Ein Überblick über die Entwicklung stromabwärts des ET-Systems von *Hanna* ist in Abbildung 8.1 gegeben. Dabei gibt die Stromfunktion auf 950 hPa die Bodendruckverhältnisse und die Vorticity auf 250 hPa die Höhenstruktur wieder. Die Windverhältnisse in der Höhe sind durch die Windpfeile auf 250 hPa und den Jetststreak (hier: Windgeschwindigkeiten ab 50 m/s) dargestellt. Die geografische Länge ist bei den Daten des EZMW in Grad Ost angegeben ist, so dass auch in den hier erstellten Abbildungen die geografische Länge in Grad Ost erscheint. In dieser Fallstudie sind daher in der Achsenbeschriftung zum Teil negative Zahlen angegeben.

Die nachfolgende Erläuterung der synoptischen Situation orientiert sich an der Dissertation von *Christian Grams* (2011, [7]) und einer Veröffentlichung von *Grams et al.* (2011, [8]), in denen ebenfalls das außertropische Stadium von *Hanna* und die Entwicklung stromabwärts analysiert wurde. In der vorliegenden Beschreibung liegt der Schwerpunkt auf der Entstehung des stromabwärtigen Tiefdruckgebiets.

Am 07.09. um 12 UTC befindet sich das Zentrum von Hanna bei etwa 68° W und 43° N. Es bewegt sich in (nord-)westliche Richtung auf einen Rücken in der Höhenströmung zu und durch die Ausströmung von Hanna kommt es stromabwärts zu einer Verbreiterung des Rückens. In den folgenden zwei Tagen erreicht ein Höhentrog aus westlicher Richtung das ET-System. Durch die Wechselwirkung mit dem Trog kommt es zu einer Reintensivierung von Hanna. Im Bereich stromabwärts wird der Rücken weiter verstärkt, was wiederum zu einer Verstärkung des stromabwärtigen Trogs führt. Am 09.09. um 12 UTC ist bei etwa 10° W und 54° N eine neue Zyklone entstanden, die auf der Vorderseite des stromabwärtigen Trogs und im Ausgangsbereich des Jetstreaks liegt. Nach Untersuchungen von Grams et al. (2011, [8]) war die Verstärkung des Rückens, die durch die Ausströmung von Hanna angetrieben wurde, entscheidend für die stromabwärtige Zyklogenese. Am 10.09. um 12 UTC hat sich das stromabwärtige Tief bereits mit dem ET-System zusammengeschlossen. Hanna befindet sich nun im Bereich des Rückens bei etwa 18° W und 52° N.

Das stromabwärtige Tief war für moderate Niederschläge in Großbritannien und Irland verantwortlich. Nach Untersuchungen von *Christian Grams* (2011, [7]) führte das ET-System dazu, dass es über weiten Teilen der Britischen Inseln 10 bis 20 mm und in Wales bis zu 50 mm mehr Niederschlag gab als in den Modellierungen ohne *Hanna*.



Abbildung 8.1: Synoptischer Überblick über die Entwicklung stromabwärts des ET-Systems Hanna vom 07.09.08 12 UTC bis zum 10.09.08 12 UTC.
Am 09.09. befindet sich Hanna bei etwa 36° W und 50° N und das stromabwärtige Tief bei etwa 10° W und 54° N.
Schattierung: Vorticity in 1/s, Konturen: Stromfunktion alle 2, 5·10⁶ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 60, und 70 m/s, blaue Pfeile: Windvektoren

8.2 Analyse der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung

In Abbildung 8.2 bis 8.4 ist die aus dem dynamischen Antrieb berechnete Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa für die drei Komponenten der **Q**-Vektor-Aufteilung und für den gesamten dynamischen Antrieb dargestellt. Als Druckniveau wurde 500 hPa verwendet, da auf diesem Niveau die Vertikalgeschwindigkeit in der Regel maximal ist (siehe Abbildung 3.1) und man sich hier in der freien Atmosphäre befindet, in der der Bodeneinfluss verschwindend klein ist und Reibungsprozesse vernachlässigt werden können. Rot schattierte Gebiete stehen in der Abbildung für aufsteigende Luftbewegung, während es in blau schattierten Regionen zum Absinken der Luft kommt. Die Zeitpunkte wurden so gewählt, dass das Anfangsstadium (Abbildung 8.2), das Reifestadium (Abbildung 8.3) und das Endstadium (Abbildung 8.4) des stromabwärts liegenden Tiefdruckgebiets ersichtlich sind.

In Abbildung 8.2 ist die Vertikalgeschwindigkeit für den 09.09.08 um 00 UTC dargestellt. Innerhalb der Stromlinien ist noch kein geschlossenes Tiefdruckgebiet stromabwärts zu erkennen, aber man sieht an der Austrogung der Stromlinien, dass bei etwa 12° W und 50° N eine Tiefdruckentstehung einsetzt. *Hanna* befindet sich zu dieser Zeit bei ungefähr 45° W und 48° N. In der Region aufsteigender Luft um etwa 11° W und 48° N entwickelt sich in den folgenden Stunden das stromabwärtige Tiefdruckgebiet, so dass der Schwerpunkt dieser Analyse auf diesem Gebiet liegt. Hier treten vergleichsweise hohe Vertikalgeschwindigkeiten mit einem Betrag über 0,3 Pa/s auf. Dies entspricht nach der hydrostatischen Approximation (siehe Gleichung 4.1) etwa 4,4 cm/s. Zum Vergleich liegt die Vertikalgeschwindigkeit auf der synoptischen Skala in der Größenordnung von 1 cm/s [12].

Betrachtet man die Vertikalgeschwindigkeit, die durch die einzelnen Komponenten des Q-Vektors hervorgerufen wird, wird ersichtlich, dass der Einfluss der Krümmungs-Komponente am stärksten ist und die Vertikalbewegung fast ausschließlich durch diese Komponente bestimmt wird. Dies gilt sowohl für den gesamten Abbildungsausschnitt als auch für den Bereich stromabwärts. Der stromabwärtige Höhentrog befindet sich zu diesem Zeitpunkt bei etwa 14° W (hier nicht gezeigt). Die durch die Krümmungs-Komponente hervorgerufene Vertikalbewegung hat den Erwartungen entsprechend ihr Maximum an der Trogvorderseite (zwischen 10° und 14° W). Dieser Bereich liegt genau dort, wo in den folgenden Stunden das stromabwärtige Tiefdruckgebiet entsteht. Die Krümmungs-Komponente hatte daher eine entscheidende Bedeutung für die Zyklogenese. Durch die Scherungsadvektions-Komponente wird kaum Vertikalbewegung im Bereich stromabwärts von Hanna angetrieben. Es ist gut zu erkennen, dass der Antrieb der Scherungsadvektions-Komponente nur im Bereich des Jetstreaks vorhanden ist, was den Zusammenhang zur horizontalen Windscherung widerspiegelt. Das Gebiet, in dem sich das stromabwärtige Tief bildet, liegt zu weit vom Jetstreak entfernt, als dass die Scherungsadvektions-Komponente einen relevanten Antrieb zur Vertikalbewegung liefern könnte. Die Bedeutung der Streckungs-Komponente ist insgesamt relativ gering, fördert aber die aufsteigende Luftbewegung in dem Bereich, in dem in den folgenden Stunden Zyklogenese einsetzt. In ihrer räumlichen Verteilung entspricht die Vertikalgeschwindigkeit ungefähr den Erwartungen in Hinblick auf die Jetstreak-Position (siehe Abbildung 3.3). Im Ausgangsbereich des Jetstreaks ist ein Dipolmuster zu erkennen, bei dem es im linken Ausgangsbereich zu aufsteigender Luft und im rechten Ausgangsbereich zu absinkender Luft kommt. Das Muster ist jedoch insgesamt etwas nach links versetzt.

Im Vergleich der einzelnen Komponenten fällt auf, dass die Aufstiegsgebiete der Krümmungsund der Streckungs-Komponente in etwa übereinander liegen und sich somit gegenseitig verstärken anstatt sich gegenseitig zu kompensieren. Die Abbildung zeigt außerdem, dass sich das Gebiet des dynamisch bedingten Aufsteigens nahezu direkt über dem Tiefdruckvorläufer befindet.

Die zweite Abbildung (Abbildung 8.3) zeigt die Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 12 UTC. An den Stromlinien ist zu erkennen, dass sich im stromabwärtigen Bereich, in dem bereits um 00 UTC Ansätze einer Tiefdruckentstehung zu erkennen waren, bei etwa 10° W und 54° N ein Tiefdruckgebiet gebildet hat. Insgesamt haben sich das Rücken-Trog-System und *Hanna* ostwärts bewegt. *Hanna* befindet sich nun bei circa 36° W und 50° N.

Im Bereich des stromabwärtigen Tiefs hat sich die vom dynamischen Antrieb hervorgerufene Region aufsteigender Luft etwas nach Norden verlagert und liegt nun nicht mehr direkt im Zentrum des Tiefdruckgebiets. Zu diesem Zeitpunkt erkennt man, dass die Krümmungs-Komponente wie bereits um 00 UTC den größten Anteil am gesamten dynamischen Antrieb besitzt. Der Höhentrog hat daher auch hier einen größeren Einfluss auf die Vertikalbewegung als der Jetstreak. Die Krümmungs-Komponente forciert vornehmlich Aufsteigen im südöstlichen Bereich des Tiefdruckgebiets. Anhand der Vorticity in Abbildung 8.1 wird ersichtlich, dass sich dieser Bereich auf der Vorderseite des Höhentrogs befindet. Bei der Streckungs-Komponente ist im Bereich des stromabwärtigen Tiefs wie zuvor ein Dipolmuster in der Vertikalbewegung zu erkennen. Auch hier sind die beiden Gebiete etwas vom Ausgangsbereich des Jetstreaks verschoben. Der Antrieb durch die Scherungsadvektions-Komponente ist erwartungsgemäß im Bereich des Jetstreaks am Größten. Im Bereich des stromabwärtigen Tiefs wird kaum Vertikalbewegung durch diese Komponente hervorgerufen: Schwaches Aufsteigen wird im Zentrum des Tiefs forciert und südwestlich des Tiefs befindet sich eine weitere Region moderaten Aufstiegs. Diese Aufstiegsbewegung wird jedoch durch die von der Krümmungs- und Streckungs-Komponente angetriebene Absinkbewegung mehr als kompensiert, so dass es insgesamt zu absinkender Luft südwestlich des Tiefdruckgebiets kommt. Auch im nordöstlichen Bereich des Tiefs findet weniger konstruktive Überlagerung der einzelnen Komponenten statt als um 00 UTC und die Antriebsterme wirken insgesamt unabhängiger voneinander.

In Abbildung 8.4 ist die Vertikalgeschwindigkeit am 10.09.08 um 00 UTC dargestellt. Das stromabwärtige Tief liegt zu diesem Zeitpunkt bei etwa 8° W und 57° N. Im Vergleich zum vorherigen Zeitpunkt erkennt man, dass sich *Hanna* weiter intensiviert hat, während sich das stromabwärtige Tief deutlich abgeschwächt hat und sich augenscheinlich in den darauffolgenden Stunden mit *Hanna* zusammenschließen wird. Im Zentrum des stromabwärtigen Tiefs ist weder beim gesamten dynamischen Antrieb noch bei den einzelnen Komponenten ein relevanter Antrieb für aufsteigende Luftbewegung zu erkennen. Die Gebiete, in denen Vertikalbewegung hervorgerufen wird, liegen so weit vom stromabwärtigen Tief entfernt, dass sie nur noch einen geringen Einfluss auf das Tiefdruckgebiet haben.

Die Streckungs-Komponente forciert im Südwesten absinkende Luftbewegung. Das Gebiet stärkster Vertikalbewegung ist bei dieser Komponente wieder im Ausgangsbereich des Jetstreaks zu erkennen und zeigt wie in den vorherigen Abbildungen ein Dipolmuster. Die Scherungsadvektions-Komponente führt im Südosten des stromabwärtigen Tiefs zu einem Gebiet aufsteigender Luft. Durch die Krümmungs-Komponente wird im Süden Absinken und im Osten Aufsteigen hervorgerufen. Das Gebiet aufsteigender Luft liegt auch zu diesem Zeitpunkt auf der Vorderseite des Höhentrogs (hier nicht gezeigt). Der Höhentrog hat sich schneller als das stromabwärtige Tiefdruckgebiet nach Osten bewegt, so dass die Krümmungs-Komponente nicht mehr im Zentrum des Tiefs, sondern östlich davon aufsteigende Luft forciert. Da die Krümmungs-Komponente den entscheidenden Antrieb für die Vertikalbewegung liefert, entspricht es den Erwartungen, dass sich das stromabwärtige Tief wieder abschwächt, sobald es keinen Antrieb mehr durch den Höhentrog erhält.

Diese Fallstudie charakterisiert den räumlichen Zusammenhang zwischen der Vertikalbewegung und der Tiefdruckentwicklung: Im Anfangsstadium wird genau in dem Gebiet aufsteigende Luftbewegung angetrieben, in dem das Tiefdruckgebiet entsteht. Dieser Antrieb verlagert sich im Verlauf der Entwicklung vom Tiefdruckgebiet weg und hat schließlich auf Grund der großen Entfernung nur noch einen sehr geringen Einfluss auf das Tiefdruckgebiet, so dass sich dieses abschwächt.

Ein Zusammenhang ist auch im Vergleich der einzelnen Komponenten zu erkennen: Zu Beginn verstärkt sich die von den einzelnen Komponenten hervorgerufene Vertikalbewegung, da die Gebiete aufsteigender Luft ungefähr übereinander liegen. Im Verlauf kommt es zu immer weniger konstruktiver Überlagerung im Bereich des Tiefs und am Ende sind kaum noch Gebiete zu erkennen, in denen alle drei Komponenten zusammenwirken.

In allen drei Abbildungen (8.2 bis 8.4) wird ersichtlich, dass die Vertikalbewegung zum größten Teil durch die Krümmungs-Komponente angetrieben wird. Das Tiefdruckgebiet entsteht auf der Trogvorderseite, auf der stark aufsteigende Luftbewegung forciert wird. Mit fortschreitender Entwicklung bewegen sich das Tiefdruckgebiet und der Höhentrog voneinander weg, so dass sich das Tief nicht mehr im Bereich des starken Antriebs durch den Höhentrog befindet und sich dadurch abschwächt. Die Streckungs- und die Scherungsadvektions-Komponente haben nur eine verhältnismäßig geringe Bedeutung für die Vertikalbewegung, so dass der Jetstreak nur einen geringen Einfluss auf die Tiefdruckentwicklung hat.



Abbildung 8.2: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 00 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s



Abbildung 8.3: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 12 UTC mit Hilfe der **Q**-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s



Abbildung 8.4: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 10.09.08 um 00 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

8.3 Vertikale Verteilung der Vertikalbewegung

Um einen Überblick über die vertikale Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit zu erhalten, ist in Abbildung 8.5 die Vertikalbewegung auf 500, 600, 700 und 850 hPa gezeigt, die durch die dynamischen Prozesse angetrieben wird. Man erkennt, dass die vertikale Verteilung der Vertikalgeschwindigkeit sehr homogen ist und die Struktur auf allen Niveaus ähnlich ist. Die Gebiete aufsteigender und absinkender Luft liegen also ungefähr übereinander. Die Untersuchung zeigt daher, dass die hier analysierte Vertikalbewegung auf 500 hPa mit leichten Modifikationen auf die anderen hier betrachteten Druckniveaus übertragen werden kann. Es wird außerdem ersichtlich, dass die Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa erwartungsgemäß maximal (siehe Abbildung 3.1) ist und in Richtung Boden abnimmt.

Für die folgenden beiden Fallstudien (Kapitel 9 und 10) wurde ebenfalls die vertikale Verteilung der Vertikalbewegung untersucht. Da auch in diesen beiden Studien auf allen Niveaus (500 bis 850 hPa) sehr ähnliche Strukturen zu erkennen sind, wird in den Fallstudien nicht weiter darauf eingegangen.

8.4 Antrieb aus der Höhe und der unteren Troposphäre

Die Inversion der Omega-Gleichung wurde ein weiteres Mal durchgeführt, nachdem der dynamische Antriebsterm in den Antrieb aus der Höhe (50 bis 600 hPa) und den Antrieb aus der unteren Troposphäre (700 bis 1000 hPa) aufgespalten wurde. In Abbildung 8.6 ist diese Aufspaltung der Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa am 09.09.08 um 12 UTC dargestellt. Die Abbildung zeigt sehr deutlich, dass die Vertikalbewegung in dieser Höhe fast ausschließlich durch die Höhenströmung hervorgerufen wird. Die Vertikalgeschwindigkeit, die durch Prozesse in der unteren Troposphäre angetrieben wird, ist hingegen sehr schwach und hat nahezu keinen Einfluss auf die Vertikalbewegung.

Bei den anderen beiden Fallstudien (Kapitel 9 und 10) wurde ebenfalls erkannt, dass die Vertikalbewegung auf 500 hPa fast ausschließlich durch den Antrieb aus der Höhe bestimmt wird (hier nicht gezeigt). Da bei diesen beiden Studien keine neuen Erkenntnisse erlangt wurden, wird die Aufspaltung in den folgenden Kapiteln nicht ein weiteres Mal erläutert.

Betrachtet man anstelle der Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa die Vertikalgeschwindigkeit auf 250 hPa oder auf 700 hPa, so erkennt man den Erwartungen entsprechend, dass der Antrieb aus der unteren Troposphäre auf 250 hPa geringer ist und auf 700 hPa stärker ist. Auf 700 hPa ist der Antrieb aus der Höhe ungefähr genauso groß wie der Antrieb aus der unteren Troposphäre. Dabei weist der Antrieb aus der unteren Troposphäre kleinräumigere Strukturen auf (hier nicht gezeigt).



Vertikalgeschwindigkeit auf verschiedenen Druckniveaus, 09.09.2008 12UTC

Abbildung 8.5: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 12 UTC für verschiedene Druckniveaus (500, 600, 700 und 850 hPa). Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^6$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Antrieb aus der Hoehe und der unteren Troposphaere 09.09.2008 12UTC



Abbildung 8.6: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 12 UTC nach einer Aufspaltung in den Antrieb aus der Höhe (50 bis 600 hPa) und den bodennahen Antrieb (700 bis 1000 hPa).

Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^6$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

8.5 Vergleich der berechneten Vertikalgeschwindigkeit mit den Modelldaten

Im YOTC-Datensatz ist die Vertikalgeschwindigkeit als Modellvariable enthalten. Dadurch ist es möglich, die Vertikalgeschwindigkeit, die aus den dynamischen Antriebsterm berechnet wurde, mit den Modelldaten zu vergleichen. Die Inversion der *Omega-Gleichung* wurde ein weiteres Mal mit dem diabatischen Antriebsterm durchgeführt, so dass ein weiterer Vergleich zwischen der Vertikalgeschwindigkeit der Modelldaten und der aus den diabatischen und dynamischen Antriebstermen berechneten Vertikalgeschwindigkeit möglich ist. In den folgenden beiden Abbildungen (8.7 und 8.8) sind die drei Vertikalgeschwindigkeiten auf 500 hPa für den 09.09.08 und 10.09.08 um jeweils 00 UTC dargestellt.

Abbildung 8.7 verdeutlicht, dass die großräumige Vertikalbewegung gut durch den dynamischen Antriebsterm wiedergegeben wird. Am 09.09. ist sowohl in den Modelldaten als auch in den aus dem dynamischen Antrieb berechneten Daten ein prägnantes Gebiet aufsteigender Luft im Bereich von *Hanna* zu erkennen. Im Bereich des Tiefdruckvorläufers ist in beiden Vertikalbewegung ein weiteres Aufstiegsgebiet gezeigt. Hier wird der Maximalwert der Vertikalgeschwindigkeit durch den dynamischen Antrieb im Zentrum des Tiefs als zu klein diagnostiziert. Außerdem ist das Gebiet der aufsteigenden Luft, das durch den dynamischen Antrieb ermittelt wurde, über ein größeres Gebiet als in den Modelldaten ausgebreitet .

Wird zusätzlich zum dynamischen Antrieb der diabatische Antrieb hinzugezogen, so werden die kleinskaligen Prozesse besser erfasst. Auch im Bereich des stromabwärtigen Tiefs wird die tatsächliche Vertikalbewegung unter Einbeziehung der diabatischen Effekte besser wiedergegeben. Die deutlichste Annäherung an die Modelldaten ist in dem Band aufsteigender Luft nördlich vom stromabwärtigen Tief zu erkennen. Hier werden durch den dynamischen Antrieb nur relativ schwache Aufstiegsbewegungen diagnostiziert, während unter Einbeziehung der diabatischen Effekte das Gebiet aufsteigender Luft kleinräumiger und stärker ist. Dennoch sind auch zwischen den Modelldaten und den aus dem dynamischen und diabatischen Antrieb berechneten Daten Unterschiede zu erkennen. Diese Unterschiede sind jedoch relativ kleinskalig und vernachlässigbar, da die grundlegende Struktur der Vertikalbewegung sehr gut durch die berechneten Werte erfasst wird. Bei dem Vergleich muss außerdem beachtet werden, dass die Temperaturtendenzen durch ein sechsstündiges Mittel angenähert wurden. Dieses Mittel gibt die kleinskaligen Prozesse erwartungsgemäß nicht so gut wieder, da innerhalb von sechs Stunden eine erhebliche Kompensation stattfinden kann.

Vergleicht man die Vertikalgeschwindigkeit, die allein durch den dynamischen Antrieb gegeben ist, mit der Vertikalgeschwindigkeit, die durch dynamische und diabatische Prozesse hervorgerufen wird, erkennt man, dass der zusätzliche diabatische Antrieb vornehmlich in Gebieten auftritt, in denen bereits durch den dynamischen Antrieb Vertikalbewegung hervorgerufen wird. Der diabatische Antrieb ist sozusagen in den dynamischen Effekten "eingebettet". Er verläuft daher nicht unabhängig von den dynamischen Prozessen, sondern verstärkt vielmehr den dynamischen Antrieb auf kleinskaliger Ebene.

In Abbildung 8.8 ist die Situation für den 10.09. um 00 UTC dargestellt. Auch hier wird ersichtlich, dass die großräumige Vertikalbewegung gut durch die dynamischen Prozesse wiedergegeben wird, während die kleinskalige Vertikalbewegung kaum durch den dynamischen Antrieb erfasst wird. Unter Einbeziehung des diabatischen Antriebterms wird die Vertikalgeschwindigkeit aus den Modelldaten, insbesondere in dem Gebiet aufsteigender Luft nördlich von *Hanna*, besser wiedergegeben. Die diabatisch hervorgerufene Vertikalbewegung liegt auch zu diesem Zeitpunkt im Bereich des dynamischen Antriebs und verstärkt diesen kleinskalig. Auffällig ist, dass das Gebiet großräumigen Absinkens stromaufwärts von *Hanna* sowohl durch den dynamischen Antrieb als auch durch den dynamischen und diabatischen Antrieb zu stark und zu weit ausgedehnt diagnostiziert wird. Dieses Gebiet ist für diese Fallstudie jedoch nicht von Bedeutung.

Insgesamt ist für den hier betrachteten Fall eine gute Übereinstimmung zwischen den Modelldaten und den berechneten Vertikalgeschwindigkeiten gegeben. Insbesondere unter Einbeziehung der diabatischen Effekte ist der Unterschied zwischen den modellierten und den diagnostizierten Daten so klein, dass eine Untersuchung mit Hilfe der berechneten Vertikalgeschwindigkeit repräsentative Ergebnisse liefert.

Der Vergleich zwischen der vom dynamischen und der vom dynamischen und diabatischen Antriebsterm hervorgerufenen Vertikalbewegung zeigt, dass die diabatischen Prozesse in den dynamischen Prozessen "eingebettet" sind und daher nicht unabhängig von den dynamischen Prozessen verlaufen.

Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Vergleich mit den Modelldaten, 09.09.2008 00UTC



Abbildung 8.7: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 09.09.08 um 00 UTC im Vergleich mit den diabatischen Effekten und den Modelldaten. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s
Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Vergleich mit den Modelldaten, 10.09.2008 00UTC



Abbildung 8.8: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 10.09.08 um 00 UTC im Vergleich mit den diabatischen Effekten und den Modelldaten. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $1, 67 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

9 Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Choi-wan"

9.1 Synoptischer Überblick

In Abbildung 9.1 ist ein synoptischer Überblick über die Entwicklung stromabwärts des ET-Systems *Choi-wan* für den Zeitraum vom 19.09.09 um 12 UTC bis zum 22.09.09 um 12 UTC gegeben. Dazu wurde die Vorticity auf 250 hPa, die Stromlinien auf 950 hPa, die Windvektoren auf 250 hPa und der Jetstreak auf 250 hPa dargestellt. Da die geografische Länge bei den EZMW-Daten von 0° O bis 359° O definiert ist, findet bei den Abbildungsachsen an der Datumsgrenze kein Wechsel von ° O nach ° W statt. Um in den Abbildungen und im Text eine konsistente Bezeichnung zu verwenden, wird die geografische Länge auch im Text von 0° O bis 359° O beschrieben.

Die folgende Erläuterung der synoptischen Situation orientiert sich an der Dissertation von *Christian Grams* (2011, [7]).

Der Taifun *Choi-wan* bildet sich im September 2009 im westlichen Nordpazifik. Am 16.09. erreicht er mit einem Minimaldruck von 915 hPa und Windgeschwindigkeiten bis zu 54 m/s (10-Minuten-Mittel) seine maximale Intensität. Die außertropische Umwandlung von *Choi-wan* beginnt ab dem 17.09.09.

Nach Untersuchungen von *Grams* war der Einfluss des ET-Systems zwischen dem 20.09. und 21.09. für Temperaturstürze von bis zu 18 K (2m-Temperatur) im Westen der USA verantwortlich. Ein Niederschlagsgebiet hat sich durch die nordwestlichere Zugbahn eines neu entstandenen Tiefdruckgebiets nach Nordwesten verschoben, so dass Starkniederschläge nicht wie in Modellierungen ohne *Choi-wan* auf Vancouver Island, sondern in Alaska auftraten.

Am 19.09. befindet sich *Choi-wan* bei etwa 145° O und 30° N. Eine bereits vorher existierende außertropische Zyklone liegt nordöstlich davon bei etwa 200° O und 46° N. Die Zyklone befindet sich auf der Vorderseite eines stark ausgeprägten Trogs und im Eingangsbereich eines Jetstreaks. Im Vergleich zu früheren, hier nicht dargestellten Zeitpunkten wird ersichtlich, dass bis zum 19.09. eine deutliche Verstärkung der Rücken-Trog-Struktur stattgefunden hat, bei der sich der erste stromabwärtige Rücken verbreitert hat und der stromabwärtige Trog schmaler geworden ist. Bei der außertropischen Zyklone kommt es dadurch bis zum 20.09. zu einer deutlichen Intensivierung und einem Druckabfall von ehemals 1000 hPa (18.09. 00 UTC) auf 976 hPa (20.09. 18 UTC). Bis zum 20.09. um 12 UTC hat sich die außertropische Zyklone weiter stromabwärts Richtung Nordosten bewegt und befindet sich nun bei etwa 207° O und 51° N. Zwischen dem 20.09. und dem 21.09. hat sich die außertropische Zyklone sichtbar abgeschwächt. Sie liegt nun nicht mehr auf der Trogvorderseite, sondern hat sich mit dem Jetstreak auf die Rückenachse zu bewegt. Auf der Trogvorderseite findet eine neue Entwicklung statt, bei der sich zwischen dem 21.09. und 22.09. eine neue Zyklone bildet. Am 22.09. befindet sich diese im Eingangsbereich des zweiten Jetstreaks bei etwa 214° O und 42° N. Sie intensiviert sich bis zum 23.09. und erreicht am 24.09. die Küste Nordamerikas.

Christian Grams hat in seiner Dissertation (2011, [7]) die synoptische Situation zum einen mit *Choi-wan* und zum anderen nach Entfernen von *Choi-wan* modelliert. In der Untersuchung wird ersichtlich, dass der Rossby-Wellenzug durch das Auftreten von *Choi-wan* stromabwärts deutlich ausgeprägter ist. Dadurch kommt es zu einer Verbreiterung des Rückens und einer langsameren

Ausbreitung des stromabwärtigen Trogs. *Grams* Untersuchungen zeigen, dass die Unterschiede zwischen den beiden Modellierungen ab dem 19.09. einsetzen und bis zum 21.09. deutlich zunehmen. Die Abweichungen treten im Bereich des Trogs, auf der östlichen Seite des ersten Rückens und auf der westlichen Seite des zweiten Rückens am stärksten hervor. Die außertropische Zyklone befindet sich zwischen dem 19.09. und 21.09. auf der Trogvorderseite und im westlichen Teil des zweiten Rückens und ist daher durch das Auftreten von *Choi-wan* beeinflusst.

Aus den Untersuchungen von *Grams* wird außerdem ersichtlich, dass die Zyklogenese, die ab dem 21.09. auf der Trogvorderseite einsetzt, im Vergleich zu den Modellierungen nach Entfernen von *Choi-wan* deutlich stärker ausfällt. Die Zugbahn der Zyklone ist außerdem durch das Auftreten von *Choi-wan* nach Nordwesten verschoben.

In der vorliegenden Fallstudie wird in Abschnitt 9.2.1 die Entwicklung der außertropischen Zyklone zwischen dem 19.09. und 21.09. untersucht. Anschließend wird in Abschnitt 9.2.2 die ab dem 21.09. einsetzende Zyklogenese analysiert.



Abbildung 9.1: Synoptischer Überblick über die Entwicklung stromabwärts des ET-Systems Choi-wan vom 19.09.09 12 UTC bis zum 22.09.09 12 UTC. Am 19.09. befindet sich Choi-wan bei etwa 145° O und 30° N und die außertropische

Zyklone bei etwa 200° O und 46° N. Die neu entstandene Zyklone befindet sich am 22.09. bei etwa 214° O und 42° N.

Schattierung: Vorticity in 1/s, Konturen: Stromfunktion alle 2, $5 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 60, und 70 m/s, blaue Pfeile: Windvektoren

9.2 Analyse der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung

9.2.1 Analyse im Bereich der außertropischen Zyklone

In den folgenden drei Abbildungen (9.2 bis 9.4) ist die Vertikalgeschwindigkeit, die aus den nach *Jusem und Atlas* (1998, [4]) aufgespaltenen Komponenten des dynamischen Antriebs hervorgerufen wird, für den 19.09., den 20.09. und den 21.09. um jeweils 12 UTC auf 500 hPa dargestellt.

Die erste Abbildung (9.2) zeigt die Vertikalgeschwindigkeit für den 19.09. um 12 UTC. Im Bereich des außertropischen Tiefs (200° O und 46° N) wird durch den dynamischen Antrieb aufsteigende Luftbewegung im Nordosten und kleinräumig absinkende Luftbewegung im Süden forciert. Im Bereich der aufsteigenden Luft liefern alle Komponenten einen Antrieb zur Vertikalbewegung. Dabei hat die Krümmungs-Komponente sowohl auf die Stärke als auch auf die Struktur der Aufstiegsbewegung den größten Einfluss. Die aufsteigende Luft führt zu einer Intensivierung der außertropischen Zyklone und dem von *Grams* (2011, [7]) beobachteten Druckabfall. Das Gebiet aufsteigender Luft befindet sich den Erwartungen entsprechend auf der Trogvorderseite (siehe Abbildung 9.1), wo der Antrieb der Krümmungs-Komponente stehen in klarem Zusammenhang mit der Position des Jetstreaks und liefern nur in seiner Nähe einen Antrieb für die Vertikalbewegung.

Bis zum 20.09. um 12 UTC (Abbildung 9.3) hat sich das Gebiet aufsteigender Luft, das im Bereich des außertropischen Tiefs liegt, weiter ausgedehnt und in zwei Teile aufgespalten. Davon liegt der eine Teil südlich von der Zyklone und der andere Teil erstreckt sich vom Zentrum bis in den nordöstlichen Bereich der Zyklone. Der südliche Teil ist so weit vom Tiefdruckgebiet entfernt, dass er die Tiefdruckentwicklung nur geringfügig beeinflusst. Der andere Teil ist jedoch mit der beobachteten Intensivierung des Tiefs in Verbindung zu bringen. Betrachtet man den Antrieb der einzelnen Komponenten, so erkennt man, dass die aufsteigende Luftbewegung südlich und nordöstlich von der Zyklone zum großen Teil von der Krümmungs-Komponente hervorgerufen wird. Der Höhentrog liegt zu diesem Zeitpunkt südwestlich von der Zyklone (siehe Abbildung 9.1) und ist für das Aufstiegsgebiet im Süden verantwortlich. Im Gebiet nordöstlich von der Zyklone ist ein kleines Maximum in der Vorticity zu erkennen, das hier vermutlich zum Aufsteigen der Luft führt. Direkt im Zentrum der Zyklone ruft die Scherungsadvektions-Komponente schwaches Aufsteigen hervor. Der Antrieb der Streckungs-Komponente ist relativ gering, fördert aber die Aufstiegsbewegung im Zentrum und nordöstlich vom Tief. Es ist sehr gut das zu erwartende 4-Quadranten-Muster zu erkennen, das im rechten Eingangsbereich und linken Ausgangsbereich des Jetstreaks zu aufsteigender Luftbewegung und im linken Eingangsbereich und rechten Ausgangsbereich des Jetstreaks zu absinkender Luftbewegung führt.

Am 21.09. liegt die außertropische Zyklone um 12 UTC bei etwa 210° O und 58° N. Im Vergleich zum 20.09. erkennt man, dass sie sich deutlich abgeschwächt hat. Der dynamische Antriebsterm führt im Bereich südwestlich vom Tiefdruckgebiet zu starker Aufstiegsbewegung. Dieser Bereich ist so weit vom Zentrum des Tiefs entfernt, dass er nur wenig Einfluss auf das Tief hat. Hier bildet sich jedoch in den folgenden Stunden eine neue Zyklone (siehe Abschnitt 9.2.2). Wie bereits zu den vorherigen Zeitpunkten stellt die Krümmungs-Komponente den stärksten Antrieb für die Vertikalbewegung dar. Südöstlich von der außertropischen Zyklone befindet sich die Vorderseite des Höhentrogs (siehe Abbildung 9.1), die mit dem Gebiet aufsteigender Luft zusammenhängt. Weder die Streckungs- noch die Scherungsadvektions-Komponente weisen im Bereich des außertropischen Tiefs starke Vertikalbewegung auf. Der Jetstreak hat also auch kaum einen Einfluss auf die Tiefdruckentwicklung. Durch den insgesamt fehlenden Antrieb zur Vertikalbewegung kommt es zur Abschwächung der Zyklone.

Betrachtet man die Vorticity auf 250 hPa im Vergleich zur Position des außertropischen Tiefs (Abbildung 9.1), so wird ersichtlich, dass sich das Tief mit fortschreitender Zeit immer weiter vom Höhentrog weg bewegt. Die Verlagerung des Tiefs ist damit zu erklären, dass sich das Tief schneller stromabwärts bewegt als der Trog. Am 19.09. liegt das Tiefdruckgebiet genau auf der Trogvorderseite, wo die Krümmungs-Komponente starke aufsteigende Luftbewegung forciert. Am 20.09. hat sich die Zyklone etwas vom Trog in Richtung der Rückenachse verlagert, so dass der Antrieb durch die Krümmungs-Komponente nicht mehr so groß ist wie am vorherigen Tag. Bis zum 21.09. hat sich die Zyklone schließlich so weit von dem Trog entfernt, dass in ihrem Bereich nur noch wenig Vertikalbewegung durch die Krümmungs-Komponente angetrieben wird. Da die Krümmungs-Komponente im Bereich der außertropischen Zyklone zu allen drei Zeitpunkten den stärksten Antrieb für die Vertikalbewegung liefert, entspricht es den Erwartungen, dass sich die Zyklone zu Beginn verstärkt und sich ab dem 20.09. wieder abschwächt.

Die langsamere Ausbreitung des Höhentrogs kann nach den Untersuchungen von *Grams* auf den Einfluss des ET-Systems und den angeregten Rossby-Wellenzug zurückgeführt werden. Ohne das Auftreten von *Choi-wan* hätte sich auch der Trog schneller stromabwärts bewegt und es wäre nicht zu so einer starken Verlagerung der außertropischen Zyklone vom Höhentrog gekommen. Möglicherweise hätte sich die Zyklone in diesem Fall zunächst weiter verstärkt oder sich erst später abgeschwächt.



Abbildung 9.2: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 19.09.09 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s



Abbildung 9.3: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 20.09.09 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s



Abbildung 9.4: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 21.09.09 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s

9.2.2 Analyse im Bereich der Zyklogenese

In Abbildung 9.4 ist bereits am 21.09. zu erkennen, dass im Bereich der Trogvorderseite (200° bis 220° O) starkes Aufsteigen forciert wird. Anhand der Stromlinien wird außerdem ersichtlich, dass in der Bodendruckverteilung eine strukturelle Veränderung im Bereich des Trogs einsetzt.

Betrachtet man die Situation am 22.09. (Abbildung 9.5), so erkennt man, dass bei 214° O und 42° N ein neues Tiefdruckgebiet entstanden ist. Dieses Tief befindet sich genau auf der Vorderseite des Höhentrogs (siehe Abbildung 9.1). Da die Krümmungs-Komponente im Zentrum und in Zugrichtung des Tiefs die stärkste Vertikalbewegung hervorruft, kann darauf geschlossen werden, dass die Zyklogenese hauptsächlich durch die Position des Höhentrogs hervorgerufen wird. Sowohl die Streckungs- als auch die Scherungsadvektions-Komponente haben wenig Einfluss auf die Vertikalbewegung und somit auch nur eine geringe Bedeutung für die Tiefdruckentwicklung.

Bis zum 23.09. (Abbildung 9.6) hat sich das Tiefdruckgebiet deutlich verstärkt und etwas nach Nordosten (220° W und 50° N) verlagert. Die Zyklone befindet sich weiterhin auf der Trogvorderseite, hat sich aber etwas weiter in Richtung der Rückenachse bewegt (hier nicht gezeigt). Die Krümmungs-Komponente stellt auch zu diesem Zeitpunkt den stärksten Antrieb für die Vertikalbewegung dar. Sie ruft im nördlichen Bereich der Zyklone aufsteigende Luftbewegung hervor. Die Streckungs-Komponente weist nur relativ schwache und kleinskalige Vertikalbewegung auf und hat daher nur einen sehr geringen Einfluss auf die Tiefdruckentwicklung. Die Scherungsadvektions-Komponente unterstützt die von der Krümmungs-Komponente hervorgerufene aufsteigende Luftbewegung im Zentrum und nordöstlich vom Tief.

In den folgenden 12 Stunden schwächt sich die Zyklone deutlich ab, da sich auch der Höhentrog und der Jetstreak abschwächen (hier nicht gezeigt) und somit kaum Vertikalbewegung durch dynamische Prozesse angetrieben wird. Die Zyklone erreicht am 24.09. die Küste Nordamerikas und schwächt sich beim Zusammentreffen mit dem Kontinent weiter ab.



Abbildung 9.5: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 22.09.09 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s



Abbildung 9.6: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 23.09.09 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s

9.3 Vergleich der berechneten Vertikalgeschwindigkeit mit den Modelldaten

In Abbildung 9.7 und 9.8 ist die Vertikalgeschwindigkeit aus den Modelldaten, die aus dem dynamischen Antrieb berechnete Vertikalgeschwindigkeit und die aus dem dynamischen und diabatischen Antrieb berechnete Vertikalgeschwindigkeit für den 18.09. um 00 UTC und für den 20.09. um 12 UTC dargestellt.

Am 18.09. um 00 UTC erkennt man, dass die großräumige Vertikalbewegung gut durch den dynamischen Antrieb wiedergegeben wird. Einzig im Bereich von *Choi-wan* sind deutliche Unterschiede zu den Modelldaten zu erkennen. Dieses Gebiet aufsteigender Luft wird jedoch vom diabatischen Antriebsterm erfasst und ist daher mit diabatischen Prozessen in Verbindung zu setzen. Auch in anderen Bereichen der Abbildung wird die kleinräumige Vertikalbewegung sehr gut durch den diabatischen Antrieb wiedergegeben. Im Vergleich zur Vertikalgeschwindigkeit, die nur mit dem dynamischen Antriebsterm berechnet wurde, erkennt man, dass die Übereinstimmung mit der tatsächlichen Vertikalgeschwindigkeit durch die Einbeziehung der diabatischen Prozesse deutlich höher ist. Zwischen den Modelldaten und der berechneten Vertikalgeschwindigkeit sind hier nur geringe Unterschiede zu erkennen.

Betrachtet man hingegen die Situation am 20.09. um 12 UTC, so wird deutlich, dass die Übereinstimmung zwischen den Modelldaten und den berechneten Werten stark abgenommen hat. Die großräumige Vertikalbewegung wird weiterhin relativ gut durch den dynamischen Antriebsterm erfasst. Untersucht man jedoch den zusätzlichen Effekt des diabatischen Antriebsterms, so wird ersichtlich, dass die tatsächliche Vertikalbewegung schlechter wiedergegeben wird, wenn der diabatische Antrieb hinzugezogen wird. Dies ist auffällig, da die Übereinstimmung durch den zusätzlichen Antriebsterm eigentlich zunehmen müsste, so wie es am 18.09. der Fall war.

Betrachtet man die Entwicklung zwischen dem 18.09. und dem 20.09., so weisen die aus dem dynamischen und diabatischen Antrieb berechneten Vertikalgeschwindigkeiten mit zunehmender Zeit immer größere Abweichungen zu den Modelldaten auf. Zu Beginn werden die Modelldaten durch die Einbeziehung der diabatischen Prozesse besser angenähert. Mit fortschreitender Zeit nimmt diese Annäherung jedoch deutlich ab, bis der zusätzliche diabatische Antriebsterm ab etwa dem 19.09. um 12 UTC zu einer geringeren Übereinstimmung mit der tatsächlichen Vertikalbewegung führt. Diese graduelle Verschlechterung der Ergebnisse lässt darauf schließen, dass die diabatische Prozesse mit jedem Zeitpunkt schlechter erfasst werden.

Bei den Temperaturtendenzen, die zur Berechnung des diabatischen Antriebsterms verwendet werden, ist in der Datendokumentation für alle Daten als Referenzzeit der 17.09. um 12 UTC angegeben. Bei den vorliegenden Daten handelt es sich also vermutlich um Vorhersagedaten, die als Ausgangspunkt die Referenzzeit verwenden. Dies erklärt, dass der Effekt der diabatischen Prozesse zu Beginn (Abbildung 9.7) noch sehr gut erfasst wird, da die Daten auf einer 12-Stunden-Prognose beruhen. Die geringe Übereinstimmung in Abbildung 9.8 ist damit zu erklären, dass die Vorhersage 72 Stunden zuvor durchgeführt wurde und die verwendeten Temperaturtendenzen somit deutliche Abweichungen zu den tatsächlich aufgetretenen Temperaturtendenzen aufweisen.

Im Fall *Hanna* ist bei allen Daten der jeweilige Vortag um 12 UTC als Referenzzeit in der Datendokumentation angegeben. Die Referenzzeit ändert sich also alle 24 Stunden, so dass es sich bei der längsten Vorhersage um eine 24-Stunden-Prognose handelt. Diese weist in der Regel weiterhin eine relativ gute Übereinstimmung mit den Analyse-Daten auf, so dass die tatsächliche Vertikalbewegung im Fall *Hanna* auch im späteren Stadium durch die Einbeziehung der diabatischen Effekte besser erfasst wird.

Insgesamt zeigt diese Untersuchung, dass die Temperaturtendenzen im Fall *Choi-wan* nicht verwendet werden sollten, um die diabatisch angetriebene Vertikalbewegung zu diagnostizieren. Dies gilt insbesondere für die fortschreitende Entwicklung, da hier die Referenzzeit zu weit zurückliegt, um eine repräsentative Vorhersage zu treffen.

Im Fall *Jangmi*, der im nächsten Kapitel als dritte Fallstudie untersucht wird, ist ebenfalls für alle Temperaturtendenzen der Initialisierungszeitpunkt (28.09.08 12 UTC) als Referenzzeit dokumentiert. Auch hier liegt die Vorhersage also mit zunehmender Zeit immer weiter zurück, so dass eine Diagnose der Vertikalgeschwindigkeit mit dem diabatischen Antriebsterm nicht sinnvoll ist.

Der dynamische Antrieb liefert für beide Zeitpunkte eine relativ gute Näherung für die großräumige Vertikalbewegung. Die Interpretation der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe der **Q**-Vektor-Aufteilung ist daher weiterhin sinnvoll, da in der Aufteilung nur der dynamische Antrieb untersucht wird und die diabatischen Prozesse nicht berücksichtigt werden.



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Vergleich mit Modelldaten, 18.09.2009 00UTC

Abbildung 9.7: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 18.09.09 um 00 UTC im Vergleich mit den diabatischen Effekten und den Modelldaten. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Vergleich mit Modelldaten, 20.09.2009 12UTC

Abbildung 9.8: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 20.09.09 um 12 UTC im Vergleich mit den diabatischen Effekten und den Modelldaten. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65, 70 und 75 m/s

10 Entwicklung stromabwärts des ET-Systems "Jangmi"

10.1 Synoptischer Überblick

Der Taifun Jangmi gehörte zu den stärksten tropischen Wirbelstürme im Jahr 2008 im Westpazifik. Im Nordosten von Taiwan war er für extreme Windgeschwindigkeiten und Starkniederschläge verantwortlich [7]. Ab dem 01.10.08 wird Jangmi offiziell als "außertropisch" bezeichnet. Ein synoptischer Überblick zwischen dem 01.10. um 12 UTC und dem 04.10. um 12 UTC ist in Abbildung 10.1 mit Hilfe der Vorticity auf 250 hPa, den Stromlinien auf 950 hPa, den Windvektoren auf 250 hPa und dem Jetstreak auf 250 hPa gegeben. Wie bei *Choi-wan* erstreckt sich die hier untersuchte Region über die Datumsgrenze. Um eine konsistente Bezeichnung zu den Abbildungsachsen zu verwenden, wird die geografische Länge auch im Text von 0° O bis 359° O beschrieben.

Die nachfolgende Erläuterung der synoptischen Situation orientiert sich wie bereits bei den ersten beiden Fallstudien an der Dissertation von *Christian Grams* (2011, [7]).

Am 01.10. um 12 UTC befindet sich Jangmi bei etwa 136° O und 30° N. Jangmi liegt im Eingangsbereich eines Jetstreaks und auf der Höhe einer Trogachse. Stromabwärts von Janqmi hat sich eine neue Zyklone bei etwa 151° O und 35° N gebildet, die sechs Stunden zuvor noch nicht im Stromlinienbild zu erkennen war (hier nicht gezeigt). Diese Zyklone ist weniger als 1000 km (10°) von Janqmi entfernt und befindet sich damit deutlich näher am ET-System als das stromabwärtige Tief in der Fallstudie Hanna. Die neue Zyklone liegt auf der Vorderseite des Höhentrogs und im rechten Eingangsbereich des Jetstreaks. Nach Untersuchungen von Grams hat sich der Jetstreak in den vorherigen Tagen durch die Ausströmung von Janqmi deutlich verstärkt. Bis zum 02.10. hat sich die Zyklone mit dem Jetstreak ostwärts bis etwa 162° O und 39° N bewegt und ist dabei stärker geworden (ihre maximale Intensität erreicht die Zyklone am 02.10. um 06 UTC). Dahingegen bleibt Jangmi relativ stationär und schwächt sich deutlich ab. Im Vergleich zu Hanna und Choi-wan durchläuft Janqmi keine Reintensivierung. Das stromabwärtige Tief hat sich bis zum 02.10. etwas von der Trogachse in Richtung der Rückenachse bewegt. Es liegt aber weiterhin auf der Vorderseite des Trogs und im Eingangsbereich des Jetstreaks. Bis zum 03.10. hat sich Jangmi aufgelöst und auch das stromabwärtige Tief hat sich leicht abgeschwächt. Das Tief hat sich mit dem Jetstreak stromabwärts bewegt und liegt nun bei etwa 187° O und 40° N. Es befindet sich nicht mehr im Bereich des Trogs, sondern hat sich noch weiter in Richtung der Rückenachse bewegt. Dies ist damit zu erklären, dass sich das Rücken-Trog-Paar langsamer stromabwärts bewegt hat als das Tiefdruckgebiet und der Jetstreak. Bis zum 04.10. hat sich das Tief weiter abgeschwächt und liegt nun bei 214° W und 45° N. Es befindet sich im Zentrum des Höhenrückens und im Zentrum des Jetstreaks. Am 06.10. löst sich die Zyklone beim Zusammentreffen mit der nordamerikanischen Küste auf.



Abbildung 10.1: Synoptischer Überblick über die Entwicklung stromabwärts des ET-Systems Choi-wan vom 01.10.08 12 UTC bis zum 04.10.08 12 UTC. Am 01.10. befindet sich Jangmi bei etwa 136° O und 30° N und die neu entstandene Zyklone bei etwa 151° O und 35° N.

Schattierung: Vorticity in 1/s, Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 60, und 70 m/s, blaue Pfeile: Windvektoren

10.2 Analyse der Vertikalgeschwindigkeit mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung

Die folgenden drei Abbildungen (10.2 bis 10.4) stellen die dynamisch angetriebene Vertikalbewegung zwischen dem 01.10.08 um 12 UTC und dem 03.10.08 um 12 UTC mit Hilfe der **Q**-Vektor-Aufspaltung von *Jusem und Atlas* (1998, [4]) dar. Wie in der Fallstudie von *Hanna* wurden die Zeitpunkte so gewählt, dass von dem stromabwärtig entstandenen Tief das Anfangsstadium (Abbildung 10.2), das Reifestadium (Abbildung 10.3) und der Beginn des Auflösungsstadiums (Abbildung 10.4) zu erkennen ist.

Am 01.10. befindet sich Jangmi bei etwa 136° O und 30° N. Direkt stromabwärts von Jangmi hat sich eine neue Zyklone bei etwa 151° O und 35° N gebildet. Zu diesem Zeitpunkt ist das neu entstandene Tiefdruckgebiet noch sehr schwach und weist im Vergleich zu Jangmi eine deutlich geringere Intensität auf.

In Zugrichtung des neu entstandenen Tiefdruckgebiets wird ein ausgedehntes Gebiet aufsteigender Vertikalbewegung durch den dynamischen Antrieb hervorgerufen. Dabei handelt es sich um ein Gebiet von so stark aufsteigender Luftbewegung, dass für einen Großteil des Abbildungsausschnittes der Sättigungsbereich ($\omega < -0, 4$ Pa/s) erreicht ist. Im Vergleich zu den anderen beiden Fallstudien wird hier also deutlich stärkere und großräumigere Vertikalbewegung hervorgerufen. Die **Q**-Vektor-Aufspaltung zeigt, dass der Antrieb für die Vertikalbewegung fast ausschließlich durch die Krümmungs-Komponente hervorgerufen wird. Die Scherungsadvektions-Komponente und die Streckungs-Komponente fördern die Aufstiegsbewegung in dem Bereich, in dem auch die Krümmungs-Komponente Aufsteigen forciert. Sie sind aber beide betragsmäßig so klein, dass sie verhältnismäßig wenig Einfluss auf die Vertikalbewegung haben. Obwohl der Jetstreak relativ stark ausgeprägt ist, hat er also nur eine geringe Bedeutung für die Vertikalbewegung. Ein erster Höhentrog befindet sich zu diesem Zeitpunkt bei etwa 140° O, während ein zweiter bei etwa 180° O liegt (siehe Abbildung 10.1). Das Gebiet aufsteigender Luft weist zwei Maxima auf. Das eine befindet sich direkt im Bereich des stromabwärtigen Tiefs, während das zweite deutlich weiter stromabwärts liegt. Aus den Abbildungen 10.1 und 10.3 wird ersichtlich, dass sich die beiden Bereiche auf der Vorderseite des ersten und zweiten Trogs befinden, wo erwartungsgemäß der Antrieb der Krümmungs-Komponente am Größten ist. Dass zwischen den beiden Aufstiegsgebieten kein Bereich des Absinkens zu erkennen ist, ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass sich die beiden Gebiete aufsteigender Luft so weit erstrecken, dass sie die absinkende Luftbewegung unterdrücken.

Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, warum es in den folgenden 24 Stunden zu einer Intensivierung der stromabwärtigen Zyklone und zu einer Abschwächung von *Jangmi* kommt. Dabei ist die Position der Systeme in Hinblick auf den Höhentrog entscheidend für den Antrieb der Vertikalbewegung. Da sich *Jangmi* im Bereich der Trogachse befindet, erhält *Jangmi* nur sehr geringen Antrieb zur Vertikalbewegung. Die Zyklone, die sich auf der Trogvorderseite befindet, kann sich hingegen verstärken.

In Abbildung 10.3 ist die Vertikalgeschwindigkeit für den 02.10. um 12 UTC dargestellt. Im Vergleich zum vorherigen Tag sind deutliche Unterschiede in der Vertikalbewegung zu erkennen. Das Gebiet aufsteigender Luft ist kleiner geworden und hat sich etwas abgeschwächt. Es befindet sich in Zugrichtung des stromabwärtigen Tiefs. Die Krümmungs-Komponente stellt weiterhin den größten Antrieb für die Vertikalbewegung dar, aber man erkennt, dass der Einfluss der anderen beiden Komponenten deutlich zugenommen hat. Das Gebiet aufsteigender Luft, das durch die Krümmungs-Komponente hervorgerufen wird, befindet sich erwartungsgemäß auf der Vorderseite des ersten Trogs. Im Gegensatz zum Vortag ist in dieser Abbildung das zu erwartende Gebiet absinkender Luft stromabwärts von der aufsteigenden Luft zu erkennen. Im Bereich des Jetstreaks rufen sowohl die Streckungs-Komponente als auch die Scherungsadvektions-Komponente über ein großräumiges Gebiet moderate Vertikalbewegung hervor. Die beiden Gebiete sind von der Ausdehnung und vom Betrag sehr ähnlich, weisen aber genau das entgegengesetzte Vorzeichen auf: Die Scherungsadvektions-Komponente führt im Bereich des Jetstreaks zum Absinken der Luft, während die Streckungs-Komponente aufsteigende Luftbewegung hervorruft. Obwohl der Einfluss der beiden mit dem Jetstreak zusammenhängenden Komponenten deutlich zugenommen hat, kann auf Grund der Kompensation der beiden Komponenten insgesamt nur eine relativ geringe Vertikalbewegung mit dem Jetstreak verbunden werden. Der gesamte dynamische Antrieb wird daher weiterhin durch den Höhentrog bestimmt.

Am 03.10. (Abbildung 10.4) weist die dynamisch hervorgerufene Vertikalbewegung mehr Strukturen auf als zu den vorherigen beiden Zeitpunkten. Sowohl im Bereich stromaufwärts als auch stromabwärts von der Zyklone sind Gebiete aufsteigender Luft zu erkennen, die durch einen Bereich schwacher Vertikalbewegung voneinander getrennt werden. In Zugrichtung der Zyklone ist noch ein Antrieb für das Aufsteigen der Luft vorhanden. Dieser hat jedoch im Vergleich zum Vortag sichtbar abgenommen. Die Krümmungs-Komponente ist zum Großteil für die aufsteigende Luftbewegung verantwortlich. Das erste Gebiet aufsteigender Luft liegt auf der Vorderseite des Höhentrogs, während sich das zweite Gebiet im Bereich der Rückenachse befindet (siehe Abbildung 10.1). Eigentlich wäre in dem zweiten Gebiet kein Antrieb von der Krümmungs-Komponente zu erwarten, da es keine Verbindung zum Höhentrog hat. Weshalb dennoch aufsteigende Luftbewegung hervorgerufen wird, kann hier nicht geklärt werden. Dafür wäre eine genauere Untersuchung des Strömungsfeldes, des Temperaturfeldes und des **Q**-Vektorfeldes auf allen relevanten Druckniveaus nötig.

Die Streckungs-Komponente weist im Eingangsbereich des Jetstreaks ein Dipolmuster auf, das im rechten Eingangsbereich aufsteigende Luftbewegung und im linken Eingangsbereich absinkende Luftbewegung zeigt. Das Gebiet aufsteigender Luft ist hier deutlich stärker als das Gebiet absinkender Luft und unterstützt die Aufstiegsbewegung der Krümmungs-Komponente. Insgesamt ist der Einfluss der Streckungs-Komponente jedoch relativ gering. Der Einfluss der Scherungsadvektions-Komponente hat im Vergleich zum vorherigen Tag weiter zugenommen und ruft starke Absinkbewegung im westlichen Teil des Jetstreaks hervor.

Die gesamte dynamische Vertikalbewegung wird durch die Kompensation zwischen der Krümmungs- und der Scherungsadvektions-Komponente erheblich vermindert. Im Bereich des stromabwärtigen Tiefs wird dadurch insbesondere im Zentrum des Tiefs nicht mehr so starke Luftbewegung hervorgerufen wie an den vorherigen Tagen und das Tiefdruckgebiet beginnt sich abzuschwächen.

Vergleich mit den Untersuchungen von Christian Grams:

Christian Grams hat in seiner Dissertation (2011, [7]) bei der Fallstudie Janqmi ebenfalls die dynamisch hervorgerufene Vertikalbewegung mit Hilfe der quasi-geostrophischen Omega-Gleichung (mit dem geostrophischen Wind anstelle des nicht-divergenten Winds) analysiert. Er hat in seiner Untersuchung jedoch nur den gesamten dynamischen Antrieb betrachtet und keine Komponentenaufspaltung durchgeführt. Grams berechnete Vertikalbewegung deckt sich ungefähr mit der hier berechneten Vertikalbewegung durch den Gesamtantrieb. Er schloss aus seinen Ergebnissen, dass der abnehmende Antrieb im Bereich des stromabwärtigen Tiefs darauf zurückzuführen sei, dass sich das Tief mit fortschreitender Zeit immer weiter vom Höhentrog weg bewegt. Würde man dieser Argumentation folgen, müsste der Einfluss der Krümmungs-Komponente mit zunehmender Zeit abnehmen. Die vorliegende Untersuchung zeigt jedoch, dass der Antrieb der Krümmungs-Komponente am Anfang zwar am stärksten ist, dass aber auch am 03.10. weiterhin ein bedeutender Antrieb durch die Krümmungs-Komponente im Bereich des Tiefs zu erkennen ist. Würde man also allein die Krümmungs-Komponente betrachten, müsste sich das Tief weiter verstärken anstatt sich abzuschwächen. Die Abschwächung ist vielmehr darauf zurückzuführen, dass der Einfluss des Jetstreaks mit fortschreitender Zeit erheblich zunimmt. Durch die stark absinkende Luftbewegung der Scherungsadvektions-Komponente kommt es daher zu einer Kompensation der Krümmungs-Komponente und der dynamische Antrieb wird insgesamt abgeschwächt.

Diese weiterführende Untersuchung zeigt, dass die Abschwächung des Tiefs nicht wie von *Grams* argumentiert mit der Verlagerung vom Höhentrog, sondern mit dem zunehmenden Einfluss des

Jetstreaks zusammenhängt. Es zeigt auch, dass die hier verwendete Aufteilung gut dazu geeignet ist, ein besseres Verständnis für die dynamischen Prozesse der Tiefdruckentwicklung zu erhalten.



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa, 01.10.2008 12UTC

Abbildung 10.2: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 01.10.08 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60 65 und 70 m/s



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa, 02.10.2008 12UTC

Abbildung 10.3: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 02.10.08 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa, 03.10.2008 12UTC

Abbildung 10.4: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 03.10.08 um 12 UTC mit Hilfe der Q-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas [4]. Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10^{-3} Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle $2, 5 \cdot 10^{6}$ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

10.3 Vergleich der berechneten Vertikalgeschwindigkeit mit den Modelldaten

54

In der Fallstudie von *Choi-wan* wurde bereits diskutiert, dass die vorliegenden Temperaturtendenzen nicht dazu geeignet sind, den diabatischen Antrieb für die Vertikalbewegung zu berechnen. Im Fall *Jangmi* ist bei den Temperaturtendenzen als Referenzzeit der 28.09.08 um 12 UTC angegeben. Nach der bei der Fallstudie *Choi-wan* durchgeführten Untersuchung beruhen also alle Temperaturtendenzen auf einer Vorhersage, die am 28.09. um 12 UTC getroffen wurde. Am 01.10. um 12 UTC, dem Startpunkt dieser Untersuchung, handelt es sich also bereits um eine 72-stündige Prognose, so dass die vorliegenden Temperaturtendenzen kaum noch einen Zusammenhang zu den tatsächlich aufgetretenen Tendenzen aufweisen. Der diabatische Antrieb wird daher für diese Fallstudie nicht untersucht. Der Vergleich mit den Modelldaten wird im Folgenden nur für die aus dem dynamischen Antrieb berechnete Vertikalbewegung durchgeführt.

In Abbildung 10.5 ist die aus den Modelldaten vorliegende Vertikalgeschwindigkeit und die aus dem dynamischen Antrieb berechnete Vertikalgeschwindigkeit für den 02.10. um 12 UTC dargestellt. Wie bereits in den anderen beiden Fallstudien liefert die Vertikalgeschwindigkeit, die durch dynamische Prozesse hervorgerufen wird, eine vernünftige Näherung für die großräumige Struktur der Vertikalbewegung. Im Bereich des stromabwärtigen Tiefs erstreckt sich das Maximum der berechneten Vertikalbewegung ebenfalls über einen länglichen Bereich. Der Bereich ist jedoch über einen etwas größeren Bereich diagnostiziert als in den Modelldaten. Das Gebiet absinkender Luft im Südwesten des Tiefs wird durch die berechnete Vertikalgeschwindigkeit nicht erfasst. In diesem Bereich ist jedoch ein Minimum in der berechneten Aufstiegsbewegung zu erkennen. Die Interpretation mit Hilfe der berechneten Vertikalgeschwindigkeit liefert insgesamt auch für diese Fallstudie sinnvolle Ergebnisse.



Vertikalgeschwindigkeit 500hPa: Vergleich mit den Modelldaten, 02.10.2008 12UTC

Abbildung 10.5: Berechnete Vertikalgeschwindigkeit am 02.10.08 um 12 UTC im Vergleich mit den Modelldaten.
 Schattierung: Vertikalgeschwindigkeit in 10⁻³ Pa/s, schwarze Konturen: Stromfunktion alle 2,5 ⋅ 10⁶ m²/s, grüne Konturen: Windgeschwindigkeit von 50, 55, 60, 65 und 70 m/s

Teil V Zusammenfassung

11 Zusammenfassung

Knapp die Hälfte aller tropischen Wirbelstürme durchlaufen eine außertropische Umwandlung und können dabei einen erheblichen Einfluss auf das Strömungsmuster der mittleren Breiten besitzen [11]. Die physikalischen Prozesse und Wechselwirkungen sind insbesondere im Bereich stromabwärts bislang nicht vollständig verstanden [11]. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Entstehung und Entwicklung von Tiefdruckgebieten im stromabwärtigen Bereich unter geometrischen und kinematischen Aspekten zu untersuchen und ihren Zusammenhang mit den Strömungsmustern herauszustellen.

Diese Arbeit liefert eine quantitative Analyse der Vertikalgeschwindigkeit im stromabwärtigen Bereich eines ET-Systems. Mit der **Q**-Vektor-Aufteilung von *Jusem und Atlas* (1998, [4]) konnte der dynamische Antrieb in einen mit dem Höhentrog verbundenen Antriebsterm (Krümmungs-Komponente) und zwei mit dem Jetstreak verbundene Antriebsterme (Streckungs- und Scherungsadvektions-Komponente) aufgespalten werden. Der Einfluss des Höhentrogs und des Jetstreaks auf die Zyklogenese konnte damit quantitativ untersucht werden. Die Vertikalgeschwindigkeit wurde mit Hilfe der *Omega-Gleichung* nach *Alternativer Balance* von *Mallet et al.* (1999, [3]) und unter Verwendung des nicht-divergenten Winds bestimmt.

Die vorliegende Arbeit baut auf der parallel laufenden Diplomarbeit von Sven Eiermann (2012, [20]) auf. Die Vertikalgeschwindigkeit wird jedoch nicht wie bei Eiermann an idealisierten Experimenten, sondern an realen Fallstudien analysiert. Dazu wurden Daten des EZMW verwendet, die im Rahmen des Year of Tropical Convection aufgenommen wurden. In dieser Arbeit wurde der Hurrikan Hanna (2008) im Nordatlantik und die Taifune Choi-wan (2009) und Jangmi (2008) im Westpazifik untersucht. In den Fällen Hanna und Jangmi kommt es stromabwärts vom ET-System zur Entstehung eines Tiefdruckgebiets, während sich im Fall Choi-wan zunächst eine bereits vorher existierende Zyklone verstärkt und erst im späteren Verlauf ein neues Tiefdruckgebiet bildet.

In allen drei Fallstudien liefert die Krümmungs-Komponente den entscheidenden Antrieb für die Vertikalbewegung im Bereich des stromabwärtigen Tiefdruckgebiets. Die Streckungs- und Scherungsadvektions-Komponente haben weniger Einfluss auf die Vertikalbewegung. Der Höhentrog besitzt demnach eine deutlich größere Bedeutung für die Tiefdruckentwicklung als der Jetstreak. Auf der Trogvorderseite wird in den hier betrachteten Fällen am stärksten aufsteigende Luftbewegung forciert. In diesem Bereich bildet oder verstärkt sich das Tiefdruckgebiet. Bewegt sich das Tiefdruckgebiet von der Trogvorderseite weg, so schwächen sich die Tiefdruckgebiete auf Grund des fehlenden Antriebs zur Vertikalbewegung ab. Einzig im Fall *Jangmi* ist nicht die Krümmungs-, sondern die Scherungsadvektions-Komponente für die Abschwächung des Tiefs verantwortlich.

Das ET-System hat einen Einfluss auf die Rücken-Trog-Struktur, der häufig zur Verbreiterung des Rückens und einer langsameren Verlagerung des Höhentrogs führt. Da die stromabwärtige Tiefdruckentwicklung nach den hier durchgeführten Untersuchungen in erheblichem Maß von der Position des Trogs abhängt, besitzt das ET-System einen bedeutenden Einfluss auf die Tiefdruckentwicklung.

Die Analyse der vertikalen Verteilung (500 bis 850 hPa) der Vertikalbewegung zeigte, dass bei allen drei Fallstudien sehr homogene Strukturen auf den Druckniveaus zu erkennen sind. Die Gebiete aufsteigender und absinkender Luft liegen übereinander und treten daher nicht nur auf dem hier analysierten Druckniveau von 500 hPa, sondern auch in den anderen Niveaus (500 bis 850 hPa) auf.

Die Aufspaltung des dynamischen Antriebsterms in einen Teil aus der Höhe und einen Teil aus der unteren Troposphäre demonstrierte, dass die untere Troposphäre nur einen geringen Einfluss auf die Vertikalgeschwindigkeit auf 500 hPa hat. Die untersuchte Vertikalbewegung wird daher größtenteils durch die Höhenströmung angetrieben.

Ein Vergleich zwischen der aus dem dynamischen Antrieb berechneten Vertikalgeschwindigkeit und der tatsächlichen Vertikalgeschwindigkeit aus den Modelldaten zeigte, dass die großräumige Vertikalbewegung relativ gut durch den dynamischen Antrieb wiedergegeben wird. Die durchgeführten Untersuchungen mit der berechneten Vertikalgeschwindigkeit liefern daher repräsentative Ergebnisse.

Für den Fall *Hanna* konnte der diabatische Antriebsterm als zusätzlicher Antriebsterm in den Vergleich einbezogen werden. Durch die Berücksichtigung diabatischer Effekte nimmt die Übereinstimmung der berechneten Vertikalbewegung mit den Modelldaten insbesondere in kleinskaligen Gebieten deutlich zu. Der zusätzliche diabatische Antrieb liegt in Gebieten, in denen bereits durch den dynamischen Antrieb Vertikalbewegung hervorgerufen wird. Im Fall *Hanna* werden die diabatischen Prozesse daher maßgeblich von den dynamischen Prozessen bestimmt.

Für die Fallstudien *Choi-wan* und *Jangmi* war es nicht möglich, die diabatischen Prozesse in den Vergleich einzubeziehen, da es sich bei den Daten, die zur Berechnung des diabatischen Antriebs genutzt wurden, um Vorhersagedaten handelt, deren Ausgangspunkt bis zu sechs Tage zurückliegt. Es wäre eine lohnende Arbeit, die Daten ein weiteres Mal vom EZMW herunterzuladen und zu analysieren, damit auch hier ein Vergleich mit den diabatischen Prozessen durchgeführt werden kann und eine Aussage über die Abhängigkeit der diabatischen Prozesse von den dynamischen getroffen werden kann. Auf Grund der begrenzten Zeit war dies im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Die vorliegende Arbeit hat gezeigt, dass die **Q**-Vektor-Aufteilung von Jusem und Atlas (1998, [4]) gut dazu geeignet ist, die Tiefdruckentwicklung stromabwärts des ET-Systems zu analysieren. In der Fallstudie Jangmi konnten im Gegensatz zu der von Christian Grams (2011,[7]) durchgeführten Untersuchung des Gesamtantriebs neue Erkenntnisse über die Hintergründe der Tiefdruckabschwächung erlangt werden.

Teil VI Anhang

A Zentrierte Differenzen

Die Daten des EZMW sind auf einem Gittermodell gegeben, d.h., die Daten liegen nicht kontinuierlich, sondern für einzelne Gitterpunkte vor. Die Bestimmung der Ableitungen an einem Gitterpunkt kann auf Grund der diskreten Verteilung der Punkte nur näherungsweise durchgeführt werden. Dazu wird das Verfahren der Zentrierten Differenzen verwendet, das in Holton (2004, [1]) in Kapitel 13.3.1 beschrieben ist. Für ein Feld ψ , das nur von einer Variable x abhängt, ist die Taylorreihe um den Punkt x_0 gegeben durch:

$$\psi(x_0 + \delta x) = \psi(x_0) + \psi'(x_0)\delta x + \psi''(x_0)\frac{(\delta x)^2}{2} + \psi'''(x_0)\frac{(\delta x)^3}{6} + O\left[(\delta x)^4\right]$$
(A.1)

$$\psi(x_0 - \delta x) = \psi(x_0) - \psi'(x_0)\delta x + \psi''(x_0)\frac{(\delta x)^2}{2} - \psi'''(x_0)\frac{(\delta x)^3}{6} + O\left[(\delta x)^4\right]$$
(A.2)

 δx steht in den Gleichungen für den Abstand zwischen zwei Gitterpunkten.

Die Differenz der beiden Gleichungen liefert eine Formel für die erste Ableitung des Feldes, während man durch Addition beider Gleichungen eine Formel für die zweite Ableitung des Feldes erhält:

$$\psi'(x_0) = \frac{\psi(x_0 + \delta x) - \psi(x_0 - \delta x)}{2\delta x} + O\left[(\delta x)^3\right]$$
(A.3)

$$\psi''(x_0) = \frac{\psi(x_0 + \delta x) - 2\psi(x_0) + \psi(x_0 - \delta x)}{(\delta x)^2} + O\left[(\delta x)^4\right]$$
(A.4)

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen können die Ableitungen unter Vernachlässigung von Termen der Ordnung $(\delta x)^3$ bzw. $(\delta x)^4$ angenähert werden. Der Fehler dieser Näherung, auch Abbruchfehler genannt, liegt daher bei $(\delta x)^3$ bzw. $(\delta x)^4$, so dass der Fehler umso kleiner ist, je kleiner der Gitterabstand ist. Die Bezeichnung zentriert stammt daher, dass im Gegensatz zu anderen Differenzenverfahren sowohl Punkte links als auch rechts von x_0 berücksichtigt werden.

Die Formeln für die Zentrierten Differenzen können auf die partiellen Ableitungen von mehrdimensionalen Variablen übertragen werden. Für ein Feld $\psi_{i,j,k}$, das von drei Variablen x, y und z mit den Indizes i, j und k abhängt, ist z.B. die Ableitung in x-Richtung gegeben durch:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\psi_{i+1,j,k} - \psi_{i-1,j,k}}{2 \,\delta x} \tag{A.5}$$

B Operationen mit dem Nabla-Vektor in sphärischen Koordinaten

Das verwendete Programm zur Berechnung des **Q**-Vektors und der Vertikalgeschwindigkeit ist für kartesische Koordinaten geschrieben. Da die Daten des EZMW jedoch in sphärischen Koordinaten vorliegen, ist es nötig, das Programm so zu erweitern, dass die Vektoroperatoren auch für sphärische Koordinaten gelten. Während das kartesische Koordinatensystem die Koordinaten x (nach Osten gerichtet), y (nach Norden gerichtet) und z (in die Höhe gerichtet) verwendet, sind die Koordinaten im sphärischen Koordinatensystem durch die geografische Länge λ , die geografische Breite ϕ und die Höhe r gegeben. Die Höhe setzt sich zusammen aus dem Erdradius a und der Höhe z über dem Erdboden. Da die Höhe über dem Erdboden im Verhältnis zum Erdradius vernachlässigbar ist, ist es zur Berechnung der horizontalen Ableitungen ohne große Genauigkeitsverluste möglich, die Höhe r mit dem Erdradius a anzunähern und damit als konstant anzusehen, so dass die Ableitung nach dieser Größe wegfällt.

B.1 Partielle Ableitungen von Skalarfunktionen

Zur Berechnung der Zentrierten Differenzen muss der Gradient zunächst in sphärischen Koordinaten dargestellt werden. Nach Holton (Anhang: C.3, 2004, [1]) ist der Gradient einer beliebigen Skalarfunktion Φ im sphärischen Koordinatensystem wie folgt definiert:

$$\boldsymbol{\nabla}\Phi = \mathbf{i}\frac{1}{r\,\cos(\phi)}\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} + \mathbf{j}\frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial\phi} + \mathbf{k}\frac{\partial\Phi}{\partial r} \tag{B.1}$$

Dabei stellen **i**, **j** und **k** die Einheitsvektoren in Richtung λ , ϕ und r dar. Unter Verwendung von Gleichung B.1 und der Annäherung der Höhe durch den Erdradius a können die partiellen Ableitungen in Hinblick auf λ und ϕ wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \lambda} \tag{B.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \tag{B.3}$$

Die partiellen Ableitungen können mit Hilfe von Zentrierten Differenzen (siehe Abschnitt A) durch folgende Terme angenähert werden:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}}{2 \ a \ \cos(\phi) \ \Delta \lambda} \tag{B.4}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\Phi_{i,j+1} - \Phi_{i,j-1}}{2 \ a \ \Delta \phi} \tag{B.5}$$

In den Gleichungen B.4 und B.5 stehen die Indizes i und j für die geografische Länge und die geografische Breite. Die Gitterabstände Δx und Δy können somit durch die sphärischen Gitterabstände $\Delta \lambda$ und $\Delta \phi$ dargestellt werden:

$$\Delta x = a \cos(\phi) \ \Delta \lambda \tag{B.6}$$

$$\Delta y = a \ \Delta \phi \tag{B.7}$$

B.2 Partielle Ableitungen von Vektorkomponenten

Zur Berechnung des **Q**-Vektors werden die Ableitungen der Geschwindigkeitskomponenten uund v in Richtung der kartesischen Koordinaten benötigt. u und v stellen die Komponenten des horizontalen Windvektors in x- bzw. y-Richtung dar. Für die Transformation der partiellen Ableitungen muss nicht nur die Änderung der partiellen Ableitungen (siehe Formel B.2 und B.3), sondern auch die Transformation der Einheitsvektoren berücksichtigt werden.

Für eine beliebige Vektorkomponente u können die partiellen Ableitungen durch folgende Formeln

transformiert werden:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \tag{B.8}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial (u \cos(\phi))}{\partial \phi} = \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} - \frac{\tan(\phi)}{a} u \tag{B.9}$$

Auf dem Gittermodell können die obigen Gleichungen mit Hilfe von Zentrierten Differenzen durch folgende Formel beschrieben werden:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta\lambda} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta x}$$
(B.10)

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2\Delta\phi} - \frac{\tan(\phi)}{a} u_{i,j} = \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2\Delta y} - \frac{\tan(\phi)}{a} u_{i,j}$$
(B.11)

B.3 Divergenz in sphärischen Koordinaten

Die horizontale Divergenz muss in sphärischen Koordinaten auf Grund der transformierten partiellen Ableitungen ebenfalls transformiert werden. Die Transformation der horizontalen Divergenz eines Vektors \mathbf{v} (mit den Komponenten u und v) erfolgt durch folgende Formel (siehe *Holton* (Anhang: C.3, 2004, [1])):

$$\nabla_{h} \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial (v \cos(\phi))}{\partial \phi}$$
$$= \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \phi} - \frac{\tan(\phi)}{a} v$$
(B.12)

Die partiellen Ableitungen können wiederum mit Hilfe von Zentrierten Differenzen angenähert werden:

$$\nabla_{h} \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{acos(\phi)} \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta\lambda} + \frac{1}{a} \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j-1}}{2\Delta\phi} - \frac{tan(\phi)}{a} v_{i,j}$$

$$= \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta x} + \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j-1}}{2\Delta y} - \frac{tan(\phi)}{a} v_{i,j}$$
(B.13)

B.4 Rotation in sphärischen Koordinaten

Die Vertikalkomponente der Vorticity ζ ist durch die Rotation des horizontalen Windfeldes durch folgende Formel definiert (siehe *Holton* (Anhang: C.3, 2004, [1])):

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{\nabla}_{\mathbf{h}} \times \mathbf{v}) = \frac{1}{a \cos(\phi)} \left(\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial (u \cos(\phi))}{\partial \phi} \right) \\ &= \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{\tan(\phi)}{a} u \end{aligned}$$
(B.14)

Durch die Verwendung von Zentrierten Differenzen kann die Vorticity auf einem Gittermodell durch folgende Formel bestimmt werden:

$$\zeta = \frac{1}{a\cos(\phi)} \frac{v_{i+1,j} - v_{i-1,j}}{2\Delta\lambda} - \frac{1}{a} \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2\Delta\phi} + \frac{\tan(\phi)}{a} u_{i,j}$$

$$= \frac{v_{i+1,j} - v_{i-1,j}}{2\Delta x} - \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2\Delta y} + \frac{\tan(\phi)}{a} u_{i,j}$$
(B.15)

B.5 Laplace-Operator in sphärischen Koordinaten

Zur Berechnung des **Q**-Vektors ist zunächst die Berechnung der Stromfunktion ψ erforderlich. Die Stromfunktion ist so definiert, dass gilt:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \tag{B.16}$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{B.17}$$

Der Zusammenhang zwischen der Vorticity und der Stromfunktion ist daher durch folgende Formel gegeben:

$$\zeta = \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^2 \ \psi \tag{B.18}$$

Der Laplace-Operator wird innerhalb dieser Arbeit ein weiteres Mal zur Bestimmung des diabatischen Antriebsterms verwendet, da dieser proportional zum Laplace der Heizrate ist.

Nach *Holton* (Anhang: C.3, 2004, [1]) wird der horizontale Laplace-Operator ∇_h^2 in sphärischen Koordinaten wie folgt beschrieben:

$$\nabla_{h}^{2} = \frac{\partial^{2}}{\partial x^{2}} + \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}}$$

$$= \frac{1}{a^{2} \cos^{2}(\phi)} \left[\frac{\partial^{2}}{\partial \lambda^{2}} + \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \right]$$

$$= \frac{1}{a^{2} \cos^{2}(\phi)} \frac{\partial^{2}}{\partial \lambda^{2}} - \frac{\tan(\phi)}{a^{2}} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{a^{2}} \frac{\partial^{2}}{\partial \phi^{2}}$$
(B.19)

Auf dem Gittermodell kann der Laplace-Operator eines beliebigen, zweidimensionalen Feldes u mit Hilfe der *Zentrierten Differenzen* durch folgende Form angenähert werden:

$$\nabla_{h}^{2} u = \frac{1}{a^{2} \cos^{2}(\phi)} \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta \lambda)^{2}} + \frac{1}{a^{2}} \frac{u_{i,j+1} - 2u_{i,j} + u_{i,j-1}}{(\Delta \phi)^{2}} - \frac{\tan(\phi)}{a^{2}} \frac{u_{i,j+1} - u_{i,j-1}}{2\Delta \phi} = \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta x)^{2}} + \frac{u_{i,j+1} - 2u_{i,j} + u_{i,j-1}}{(\Delta y)^{2}} - \frac{\tan(\phi)(u_{i,j+1} - u_{i,j-1})}{2a\Delta y}$$
(B.20)

B.6 Inversion der zweidimensionalen elliptischen Differential-Gleichung

Die Inversion des Laplace-Operators zur Berechnung der Stromfunktion erfolgt in dieser Arbeit mit Hilfe der *Sukzessiven Überrelaxation* (SOR) nach *Press et al.* (2007, [2]), die in Abschnitt C genauer beschrieben wird. Die Differential-Gleichung $\nabla_h^2 u = f$ kann zunächst durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$a \ u_{i+1,j} + b \ u_{i-1,j} + c \ u_{i,j+1} + d \ u_{i,j-1} + e \ u_{i,j} = f$$
(B.21)

Dabei entspricht f einer Größe, die proportional zum Antriebsterm (hier die Vorticity ζ) ist. In kartesischen Koordinaten sind die Koeffizienten a = b = c = d = 1 und e = -4. Für sphärische Koordinaten ergibt sich auf Grund der Zusatzterme im Laplace-Operator eine kompliziertere Form der Koeffizienten. Durch einen Vergleich von Gleichung B.20 mit Gleichung B.21 ist es möglich, die Koeffizienten für sphärische Koordinaten zu bestimmen:

$$a = b = \frac{1}{(\Delta x)^2} \tag{B.22}$$

$$c = \frac{-tan(\phi)}{2a\Delta y} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \tag{B.23}$$

$$d = \frac{\tan(\phi)}{2a\Delta y} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \tag{B.24}$$

$$e = -\frac{2}{(\Delta x)^2} - \frac{2}{(\Delta y)^2}$$
 (B.25)

$$f = \zeta \tag{B.26}$$

Durch Verwendung der geänderten (lokalen) Gitterweiten und Einsetzen der Koeffizienten für sphärische Koordinaten (Gleichungen B.22 - B.26) kann nun die in Abschnitt C erläuterte SOR-Routine (mit *Chebyshev-Beschleunigung*) verwendet werden, um die Stromfunktion aus der Vorticity zu berechnen.

B.7 Inversion der Omega-Gleichung

Für die Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit muss eine weitere Differential-Gleichung gelöst werden. In diesem Fall handelt es sich jedoch um eine dreidimensionale Differential-Gleichung, bei der der Druck als Vertikalkoordinate verwendet wird. Nach Abschnitt 6 ist die *Omega-Gleichung* unter den für diese Arbeit gewählten Balance-Bedingungen definiert als:

$$\nabla_{h}^{2}\omega + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma}\frac{\partial^{2}\omega}{\partial p^{2}} + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial x} - \frac{h}{p}\frac{c_{v}}{c_{p}}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x} + \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{h}{p}\frac{c_{v}}{c_{p}}\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)\frac{\partial\omega}{\partial y} - \frac{h}{\rho}\frac{c_{v}}{c_{p}}\nabla_{h}^{2}\theta = -\frac{2}{\sigma}\nabla_{h}\cdot\mathbf{Q} - \frac{\kappa}{p\sigma}\nabla_{h}^{2}J + \frac{f_{0}\beta}{\sigma}\frac{\partial v_{g}}{\partial p}$$
(B.27)

 mit

$$\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \tag{B.28}$$

$$\boldsymbol{Q} = -\boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{g}} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \boldsymbol{\alpha} \tag{B.29}$$

Mit Hilfe von Gleichung B.19 für die Transformation des Laplace-Operators und den Gleichungen B.2 und B.3 für die partiellen Ableitungen kann die *Omega-Gleichung* in sphärischen Koordinaten dargestellt werden. Die Verwendung von *Zentrierten Differenzen* ermöglicht im Weiteren die Darstellung auf einem Gittermodell:

$$\frac{1}{a^{2}cos^{2}(\phi)} \frac{\omega_{i+1,j,k} - 2\omega_{i,j,k} + \omega_{i-1,j,k}}{\Delta\lambda^{2}} + \frac{1}{a^{2}} \frac{\omega_{i,j+1,k} - 2\omega_{i,j,k} + \omega_{i,j-1,k}}{\Delta\phi^{2}}
- \frac{tan(\phi)}{a^{2}} \frac{\omega_{i,j+1,k} - \omega_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi} + \frac{f_{0}^{2}}{\sigma} \frac{\omega_{i,j,k+1} - 2\omega_{i,j,k} + \omega_{i,j,k-1}}{\Deltap^{2}}
+ \frac{1}{\sigma} \frac{1}{a^{2}cos^{2}(\phi)} \frac{\sigma_{i+1,j,k} - \sigma_{i-1,j,k}}{2\Delta\lambda} \frac{\omega_{i+1,j,k} - \omega_{i-1,j,k}}{2\Delta\lambda}
- \frac{1}{\sigma} \frac{1}{a^{2}cos^{2}(\phi)} \frac{h}{p} \frac{c_{v}}{c_{p}} \frac{\theta_{i+1,j,k} - \theta_{i-1,j,k}}{2\Delta\lambda} \frac{\omega_{i+1,k} - \omega_{i,j-1,k}}{2\Delta\lambda}
+ \frac{1}{\sigma} \frac{1}{a^{2}} \frac{\sigma_{i,j+1,k} - \sigma_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi} \frac{\omega_{i,j+1,k} - \omega_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi}
- \frac{1}{\sigma} \frac{1}{a^{2}} \frac{h}{p} \frac{c_{v}}{c_{p}} \frac{\theta_{i,j+1,k} - \theta_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi} \frac{\omega_{i,j+1,k} - \omega_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi}
- \omega_{i,j,k} \frac{h}{p} \frac{c_{v}}{c_{p}} \left(\frac{1}{a^{2}cos^{2}(\phi)} \frac{\theta_{i+1,j,k} - 2\theta_{i,j,k} + \theta_{i-1,j,k}}{\Delta\lambda^{2}} - \frac{tan(\phi)}{a^{2}} \frac{\theta_{i,j+1,k} - \theta_{i,j-1,k}}{2\Delta\phi} \right)
= -\frac{2}{\sigma} \nabla_{\mathbf{h}} \cdot \mathbf{Q} + f_{0}\beta \frac{\partial v_{g}}{\partial p} - \frac{\kappa}{p} \nabla_{\mathbf{h}}^{2} J$$
(B.30)

Analog zur zweidimensionalen Differential-Gleichung kann die dreidimensionale Differential-Gleichung durch folgende Form beschrieben werden:

$$a\omega_{i+1,j,k} + b\omega_{i-1,j,k} + c\omega_{i,j+1,k} + d\omega_{i,j-1,k} + e\omega_{i,j,k+1} + f\omega_{i,j,k-1} + g\omega_{i,j,k} = h$$
(B.31)

Die in Gleichung B.31 verwendeten Koeffizienten a, b, c, d, e, f, g und h können durch einen Vergleich mit Gleichung B.30 bestimmt werden:

$$a = \frac{1}{a^2 \cos^2(\phi) \Delta \lambda^2} + \frac{\sigma_{i+1,j,k} - \sigma_{i-1,j,k}}{4\sigma_{i,j,k} a^2 \Delta \lambda^2} - \frac{hc_v(\theta_{i+1,j,k} - \theta_{i-1,j,k})}{4\sigma_{i,j,k} p c_p \Delta \lambda^2}$$
(B.32)

$$b = \frac{1}{a^2 \cos^2(\phi) \Delta \lambda^2} - \frac{\sigma_{i+1,j,k} - \sigma_{i-1,j,k}}{4\sigma_{i,j,k} a^2 \Delta \lambda^2} + \frac{hc_v(\theta_{i+1,j,k} - \theta_{i-1,j,k})}{4a^2 \cos^2(\phi)\sigma_{i,j,k} pc_p \Delta \lambda^2}$$
(B.33)

$$c = \frac{1}{a^2 \Delta \phi^2} - \frac{tan(\phi)}{2a^2 \Delta \phi} + \frac{\sigma_{i,j+1,k} - \sigma_{i,j-1,k}}{4\sigma_{i,j,k}a^2 \Delta \phi^2} - \frac{hc_v(\theta_{i,j+1,k} - \theta_{i,j-1,k})}{4\sigma_{i,j,k}a^2 p c_p \Delta \phi^2}$$
(B.34)

$$d = \frac{1}{a^2 \Delta \phi^2} + \frac{tan(\phi)}{2a^2 \Delta \phi} - \frac{\sigma_{i,j+1,k} - \sigma_{i,j-1,k}}{4\sigma_{i,j,k}a^2 \Delta \phi^2} + \frac{hc_v(\theta_{i,j+1,k} - \theta_{i,j-1,k})}{4\sigma_{i,j,k}a^2 p c_p \Delta \phi^2}$$
(B.35)

$$e = \frac{f_0^2}{\sigma_{i,j,k} \Delta p^2} \tag{B.36}$$

$$f = \frac{f_0^2}{\sigma_{i,j,k} \Delta p^2} \tag{B.37}$$

$$g = -\frac{2}{a^{2}cos^{2}(\phi)\Delta\lambda^{2}} - \frac{2}{a^{2}\Delta\phi^{2}} - \frac{2f_{0}^{2}}{\sigma_{i,j,k}\Delta p^{2}} - \frac{hc_{v}}{\sigma_{i,j,k}pc_{p}} \left(\frac{\theta_{i+1,j,k} - 2\theta_{i,j,k} + \theta_{i-1,j,k}}{a^{2}cos^{2}(\phi)\Delta\lambda^{2}} + \frac{\theta_{i,j+1,k} - 2\theta_{i,j,k} + \theta_{i,j-1,k}}{a^{2}\Delta\phi^{2}} - \frac{tan(\phi)(\theta_{i,j+1,k} - \theta_{i,j-1,k})}{2a^{2}\Delta\phi}\right)$$
(B.38)

$$h = -\frac{2}{\sigma_{i,j,k}} \, \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}} \cdot \mathbf{Q} - \frac{\kappa}{p} \boldsymbol{\nabla}_{\boldsymbol{h}}^2 J + f_0 \beta \frac{\partial v_g}{\partial p} \tag{B.39}$$

Die Inversion der Gleichung erfolgt mit Hilfe der *Sukzessiven Überrelaxationsmethode*, die im nachfolgenden Abschnitt erläutert ist.

C Sukzessive Überrelaxation nach Press et al.

Um die Stromfunktion und die Vertikalgeschwindigkeit zu bestimmen, ist es nötig, eine zweibzw. dreidimensionale elliptische Differential-Gleichung zu lösen. Dazu wird das Verfahren der Sukzessiven Überrelaxation (engl. Successive Overrelaxation, kurz SOR) von Press et al. (2007, [2]) angewendet. Dieses Verfahren stellt eine Erweiterung des Gauss-Seidel-Verfahrens dar, bei dem der zu bestimmende Wert zunächst "überkorrigiert" wird. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens und Aussagen über das Konvergenzverhalten sind in Kapitel 20.5 von Press et al. zu finden.

Das SOR-Verfahren ist ein iteratives Verfahren. Die zu invertierenden Gleichungen werden durch Zentrierte Differenzen mit den Gleichungen B.21 und B.31 ausgedrückt. Die Herleitung der Koeffizienten für die Gleichungen ist in den vorherigen beiden Abschnitten erläutert. Für das zweidimensionale Verfahren wird Gleichung B.21 nach $u_{i,j}$ aufgelöst (analog wird für das dreidimensionale Verfahren Gleichung B.31 nach $\omega_{i,j,k}$ aufgelöst) und man erhält einen Schätzwert für die zu bestimmende Variable:

$$u_{i,j} = \frac{1}{e} (f - au_{i+1,j} - bu_{i-1,j} - cu_{i,j+1} - du_{i,j-1})$$
(C.1)

Der neue Wert für die Variable $u_{j,l}^{new}$ ergibt sich als gewichteter Mittelwert:

$$u_{i,j}^{new} = u_{i,j}^{old} - \omega \frac{\xi}{e} \tag{C.2}$$

Dabei ist ω der Überrelaxationsparameter, der zwischen 1 und 2 liegt. ξ stellt das Residuum zwischen der linken und der rechten Seite von Gleichung B.21 dar:

$$\xi = au_{i+1,j} + bu_{i-1,j} + cu_{i,j+1} + du_{i,j-1} + eu_{i,j} - f$$
(C.3)

Unterschreitet das Residuum einen bestimmten, selbst gewählten Wert, wird die Iteration abgebrochen. Die Abbruchschranke stellt also den Fehler der Iterationsmethode dar und sollte so gewählt werden, dass zum einen die gewünschte Genauigkeit erreicht wird und zum anderen die Anzahl der Iterationsschritte begrenzt bleibt. Als Abbruchschranke wurde bei der Berechnung der Stromfunktion der Wert $10^{-15} s^{-1}$ und bei der Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit der Wert $10^{-22} Pa/(m^2s)$ gewählt. Die Abbruchschranke entspricht jedoch nicht dem Fehler der Stromfunktion bzw. der Vertikalgeschwindigkeit, sondern ist in Hinblick auf die quadratische Gitterweite skaliert. Um einen Schätzwert für den Fehler der Stromfunktion und der Vertikalgeschwindigkeit zu erhalten, werden für beide Inversionen aus den verwendeten Gitterweiten die mittleren Gitterabstände $\overline{\Delta x}, \overline{\Delta y}$ und $\overline{\Delta z}$ gebildet und aus ihnen jeweils ein mittlerer Gitterabstand $\overline{\Delta}$ berechnet. Der Fehler entspricht dann dem Produkt aus der Abbruchschranke und der quadrierten mittleren Gitterweite. Für die Stromfunktion ergibt sich somit ein Fehler von $3 \cdot 10^{-7} m^2/s$. Dies entspricht einem Fehler der zonalen Geschwindigkeit $(u = -\frac{\Delta\psi}{\Delta y})$ von $3 \cdot 10^{-11} m/s$ und der meridionalen Geschwindigkeit $(v = \frac{\Delta\psi}{\Delta x})$ von $5 \cdot 10^{-11} m/s$. Bei der Inversion der Omega-Gleichung erhält man einen Fehler für die Vertikalgeschwindigkeit von $5 \cdot 10^{-13} Pa/s$. Dabei muss beachtet werden, dass diese Werte nur eine Aussage über den Fehler des Iterationsverfahrens treffen und nicht über den gesamten Fehler der Felder.

Innerhalb dieser Arbeit wird wie in *Press et al.* zwischen geraden und ungeraden Gitterpunkten unterschieden, so dass die geraden Punkte nur von den ungeraden Punkten abhängen und umgekehrt. Dadurch werden in einem halben Durchlauf die ungeraden Punkte verändert und in einem anderen halben Durchlauf die geraden Punkte (mit den neuen ungeraden Punkten).

Zur Bestimmung des Überrelaxationsparameters wird die *Chebyshev-Beschleunigung* verwendet, bei der ebenfalls die Unterteilung in gerade und ungerade Punkte durchgeführt wird und der Parameter nach jedem halben Durchlauf verändert wird:

$$\omega^0 = 1 \tag{C.4}$$

$$\omega^{1/2} = \frac{1}{1 - \rho_{Jacobi}^2/2} \tag{C.5}$$

$$\omega^{n+1/2} = \frac{1}{1 - \rho_{Jacobi}^2 \omega^n / 4} \tag{C.6}$$

für $n = 1/2, 1, ..., \infty$. Der große Vorteil der *Chebyshev-Beschleunigung* ist, dass der Betrag des Fehlers mit jedem Iterationsschritt abnimmt, so dass die benötigte Zahl der Iterationsschritte deutlich verringert ist.

 ρ_{Jacobi} ist der sogenannte *Jacobi-Radius*. Eine Möglichkeit, den Radius für die zweidimensionale Laplace-Gleichung zu bestimmen, ist nach *Press et al.* für ein I × J - dimensionales, rechteckiges Gitter mit den Gitterabständen Δx und Δy durch folgende Formel gegeben:

$$\rho_{Jacobi} = \frac{\cos(\frac{\pi}{I}) + (\frac{\Delta x}{\Delta y})^2 \cos(\frac{\pi}{J})}{1 + (\frac{\Delta x}{\Delta y})^2} \tag{C.7}$$

Innerhalb dieser Arbeit wird jedoch nicht mit einem rechteckigen Gitter gearbeitet, da sich der Gitterabstand in Abhängigkeit von der geografischen Breite ändert. Die Gitterweite kann also nicht als konstanter Wert in die Gleichung eingesetzt werden. Um den *Jacobi-Radius* trotzdem mit dieser Methode bestimmen zu können, wird der Mittelwert der Gitterabstände $\overline{\Delta x}$ und $\overline{\Delta y}$ gebildet und in die Gleichung eingesetzt. Für dieses Modell erhält man mit Hilfe der obigen Formel einen *Jacobi-Radius* von 0,9995.

Die Sukzessive Überrelaxation kann ebenfalls zur Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit aus der dreidimensionalen Differential-Gleichung verwendet werden. Die Unterteilung in gerade und ungerade Messpunkte erfolgt nur zweidimensional (mit der geografischen Länge als erste Dimension und der geografischen Breite als zweite Dimension). Außerhalb der Schleife für die Unterteilung in gerade und ungerade Punkte wird eine Schleife über die Drucklevel gesetzt. Die Koeffizienten a bis h sind in Abschnitt B.7 hergeleitet. Zur Bestimmung des Jacobi-Radius muss Gleichung C.7 auf drei Dimensionen (die dritte Dimension mit K Gitterpunkten des Abstands Δz entspricht

dem Druck) erweitert werden:

$$\rho_{Jacobi} = \frac{\cos(\frac{\pi}{I}) + (\frac{\Delta x}{\Delta y})^2 \cos(\frac{\pi}{J}) + (\frac{f_0}{N_f} \frac{\Delta x}{\Delta z})^2 \cos(\frac{\pi}{K})}{1 + (\frac{\Delta x}{\Delta y})^2}$$
(C.8)

Auch für Δz wird der mittlere Gitterabstand eingesetzt. Der Faktor $\frac{f_0}{N_f}$ kommt durch den Vorfaktor vor der zweiten Ableitung des Druckes in der *Omega-Gleichung* zustande. Dabei ist $f_0 \approx 10^{-4} \ s^{-1}$ der typische Coriolisparameter und $N_f \approx 0, 12 \ s^{-1}$ die typische Brunt-Vaisäla-Frequenz. Für dieses Gittermodell erhält man damit einen *Jacobi-Radius* von 0,9989.

Abbildungsverzeichnis

Zweischichtenmodell für Zyklogenese und Anti-Zyklogenese	4
Prinzip der Wirbelstreckung	5
Verhältnisse unter einem geraden Jetstreak	6
Q-Vektor-Aufteilung nach Jusem und Atlas	11
Synoptischer Überblick	18
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 09.09.08 00 UTC \ldots	22
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 09.09.08 12 UTC \ldots \ldots \ldots	23
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 10.09.08 00 UTC \ldots	24
Vertikalgeschwindigkeit auf verschiedenen Drucknive aus, 09.09.08 12 UTC	26
Vertikalgeschwindigkeit: Antrieb in der Höhe und in Bodennähe, 09.09.08 12 UTC	27
Vertikalgeschwindigkeit: Verglich mit den Modelldaten, 09.09.00 00 UTC \ldots .	30
Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 10.09.08 00 UTC $~$	31
Synoptischer Überblick	33
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 19.09.09 12 UTC \ldots	36
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 20.09.09 12 UTC \ldots	37
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 21.09.09 12 UTC \ldots \ldots \ldots	38
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 22.09.09 12 UTC \ldots \ldots \ldots	40
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 23.09.09 12 UTC \ldots \ldots \ldots	41
Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 18.09.09 00 UTC $\ .$	44
Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 20.09.09 12 UTC $\ .$	45
Synoptischer Überblick	47
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 01.10.08 12 UTC \ldots \ldots \ldots	51
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 02.10.08 12 UTC \ldots \ldots \ldots	52
Vertikalgeschwindigkeit nach Q -Vektor-Aufteilung, 03.10.08 12 UTC \ldots \ldots \ldots	53
Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 02.10.08 12 UTC $\ .$	54
	Zweischichtenmodell für Zyklogenese und Anti-Zyklogenese Prinzip der Wirbelstreckung Verhältnisse unter einem geraden Jetstreak Q-Vektor-Aufteilung nach Jusem und Atlas Synoptischer Überblick Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 09.09.08 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 09.09.08 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 10.09.08 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit auf verschiedenen Druckniveaus, 09.09.08 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit: Antrieb in der Höhe und in Bodennähe, 09.09.08 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit: Verglich mit den Modelldaten, 10.09.08 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 10.09.08 00 UTC Synoptischer Überblick Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 19.09.09 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 21.09.09 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 23.09.09 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 23.09.09 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 18.09.09 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit: Vergleich mit den Modelldaten, 18.09.09 00 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 01.10.08 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 01.10.08 12 UTC Vertikalgeschwindigkeit nach Q-Vektor-Aufteilung, 01.1
Literatur

- [1] James R. Holton: An Introduction to Dynamical Meteorology, Fourth Edition, Elsevier Academic Press, 2004
- William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling und Brian P. Flennering: Numerical Recipes, Third Edition, Cambridge University Press, 2007
- [3] Isabelle Mallett, Jean-Pierre Cammas, Patrick Mascart and Peter Bechtold: Effects of cloud diabatic heating on the early development of the FASTEX IOP17 Cyclone, Q. J. R. Meteor. Soc. 125: 3439 - 3467, 1999
- [4] Juan Carlos Jusem and Robert Atlas: Diagnostic Evaluation of Vertical Motion Forcing Mechanism by Using Q-Vector Partitioning, Monthly Weather Review Volume 126, 1998
- [5] Michael Riemer, Sarah C. Jones, Christoph A. Davis: The impact of extratropical transition on the downstream flow: An idealized modelling study with a straight jet, Q. J. R. Meteorol. Soc. 134: 69–91, 2008
- [6] Michael Riemer and Sarah C. Jones: The downstream impact of tropical cyclones on a developing baroclinic wave in idealized scenarios of extratropical transition, Q. J. R. Meteorol. Soc. 136: 617–637, 2010
- [7] Christian Grams: Quantification of the downstream impact of extratropical transition for Typhoon Jangmi and other case studies, Dissertation am Karlsruher Institut f
 ür Technologie, 2011
- [8] Christian M. Grams, Heini Wernli, Maxi Böttcher, Jana Campa, Ulrich Corsmeier, Sarah C. Jonesa, Julia H. Keller, Claus-Jürgen Lenza und Lars Wiegand: The key role of diabatic processes in modifying the upper-tropospheric wave guide: a North Atlantic case-study, Q. J. R. Meteorol. Soc. 137: 2174–2193, 2011
- [9] Sarah C. Jones, Patrick A. Harr, Jim Abraham, Lance F. Bosart, Peter J. Bowyer, Jenni L. Evans, Deborah E. Hanley, Barry N. Hanstrum, Robert E. Hart, Francois Lalaurette, Mark R. Sinclair, Roger K. Smith und Chris Thorncroft: The Extratropical Transition of Tropical Cyclones: Forecast Challenges, Current Understanding, and Future Directions, Weather and Forecasting Volume 18, 2003
- [10] Harr, P. A., D. Anwender and S. C. Jones: Predictability associated with the Downstream Impacts of the Extratropical Transition of Tropical Cyclones: Methodology and a Case Study of Typhoon Nabi (2005), Monthly Weather Review 136, 3205, 2008
- [11] Jones, S. C., D. Anwender, und M. Riemer: Die Umwandlung tropischer Wirbelstürme in außertropische Tiefdruckgebiete und ihr Einfluss auf das Wetter der mittleren Breiten, Promet 32 (3/4), 130-143, 2006

- [12] Anger, Bernhard, Lehrbeauftragter des Deutschen Wetterdienstes: Vorlesungsskript Synoptische Meteorologie, Institut f
 ür Physik der Atmosph
 äre, Johannes Gutenberg-Universit
 ät Mainz, 2010
- [13] B. J. Hoskins, I. Draghici und H. C. Davies: A new look at the ω-equation, Quart. J. R. Met. Soc. 104: 31-38, 1977
- [14] Uccellini, Louis W. und Johnson, Donald R.: The Coupling of Upper and Lower Tropospheric Jet Streaks and Implications for the Development of Severe Convective Storms, Monthly Weather Review 107, 682-703, 1979
- [15] Shapiro, M A.: Mesoscale weather systems of the central United States, Forschungsbericht CIRES, NOAA, University of Colorado, Boulder, CO, 80309, 1982
- [16] Bronstein, I. N. und Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik, 11. Auflage, Verlag Harri, Deutsch Zürich und Frankfurt/M, 1971
- [17] Badey, Janina: Strukturanalyse von konvektiven Systemen mittels Vorhersagen des ECMWF-Modells aus dem YOTC-Datensatz, Diplomarbeit am Karlsruher Institut f
 ür Technologie, 2011
- [18] Welzenbach, Felix: Konzeptionelle Modelle zur Zyklogenese eine Einführung, http://www.archiv.wetteran.de/edu/zyklogenese.pdf, 2009
- [19] Boljahn, Marcus: Jetstreak (Strahlstrommaximum), http://www.diplomet.info/ Jetstreak.html, 2008
- [20] Eiermann, Sven: Untersuchung stromabwärts induzierter Effekte eines extratropischen Umwandlungssytems mit Hilfe von Q-Vektor-Partitionierung, Diplomarbeit an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz (Entwurf), 2012

Danksagung

Zum Abschluss meiner Arbeit möchte ich mich für die vielseitige Unterstützung während meiner Bachelorarbeit bedanken:

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Michael Riemer, der mich während der gesamten Zeit außergewöhnlich gut und freundlich betreute und sich immer die Zeit genommen hat, Fragen zu klären.

Ebenso möchte ich mich bei Sven Eiermann bedanken, auf dessen Diplomarbeit meine Bachelorarbeit aufbaut. Ich konnte seine Programme als Grundlage für meine Berechnungen verwenden und mich bei Fragen immer auf eine schnelle und hilfreiche Antwort verlassen.

Ich danke Franziska Gierth, dass sie mir die Daten des EZMW zur Verfügung gestellt hat.

Mein Dank gilt außerdem allen Menschen, die sich Zeit zum Korrekturlesen genommen haben und mir hilfreiche Anmerkungen zu meiner Arbeit geben konnten. Dabei sind insbesondere Isabel Peinke, Stefan Alte und Franziska Kreling zu nennen.

Meinen Eltern danke ich ebenfalls für die kritische Durchsicht der Arbeit und die Unterstützung während des gesamten Studiums.