

Die Struktur singulärer Vektoren bei der Umwandlung von tropischen Wirbelstürmen in außertropische Tiefdruckgebiete

Diplomarbeit im Fach Meteorologie

vorgelegt von
Simon T. K. Lang

22. April 2008

Referent: Univ.-Prof. Dr. Sarah Jones
Koreferent: Univ.-Prof. Dr. Christoph Kottmeier

Institut für Meteorologie und Klimaforschung
Universität Karlsruhe / Forschungszentrum Karlsruhe



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Die außertropische Umwandlung von tropischen Wirbelstürmen	3
2.2	Singuläre Vektoren	4
2.2.1	Generalisierte Stabilitätsanalyse	4
2.2.2	Normen	8
2.2.3	Das Ensemble-Vorhersagesystem des EZMW	9
2.2.4	Die Struktur singulärer Vektoren in der Atmosphäre	14
3	Experimente und Fallstudien	21
3.1	Sensitivitätsverteilung	22
3.1.1	Schema	23
3.1.2	Beispiele	27
3.1.3	Diskussion	42
3.2	Wachstumsmechanismen	46
3.2.1	Tropische Phase	47
3.2.2	Übergangsphase	69
3.2.3	Außertropische Phase	88
3.2.4	Verteilung der Energie	99
3.2.5	Diskussion	109
4	Zusammenfassung	113
	Literaturverzeichnis	117

1 Einleitung

Tropische Wirbelstürme können sich, wenn sie sich in den Bereich der mittleren Breiten hineinbewegen, in ein Tiefdruckgebiet der mittleren Breiten umwandeln. Dieser Prozess wird außertropische Umwandlung („Extratropical Transition“) genannt. Die Windgeschwindigkeit des Systems nimmt, wenn es sich umwandelt, in der Regel ab. Jedoch können mit der Umwandlung extreme Wetterereignisse einhergehen, wie starke Niederschläge und riesige Wellen, die eine Gefahr für Mensch und Natur darstellen können (Jones et al., 2003). Westeuropa ist alle ein bis zwei Jahre von einem ehemaligen tropischen Wirbelsturm, der sich in ein außertropisches Tiefdruckgebiet umgewandelt hat, betroffen (Hart und Evans, 2001).

Die Vorhersagbarkeit der Atmosphäre nimmt im Falle einer außertropischen Umwandlung häufig ab (Harr et al., 2008; Anwender et al., 2008). Diese Tatsache erhöht die Gefahr, die von solch einem Ereignis ausgeht, noch weiter. Insofern ist eine bessere Vorhersage und ein besseres Verständnis der ablaufenden Prozesse während einer außertropischen Umwandlung wünschenswert.

Um die Wahrscheinlichkeit, mit der eine numerische Wettervorhersage eintrifft, zu bestimmen, betreibt das europäische Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage (EZMW) ein Ensemble-Vorhersagesystem. Es wird nicht nur eine Vorhersage, wie sonst üblich, sondern es werden 51 Vorhersagen - man spricht von 51 Ensemble-Mitgliedern - durchgeführt. Um die einzelnen Ensemble-Mitglieder zu initialisieren, werden kleine Störungen zu ihrem Anfangszustand hinzugefügt. Damit eine möglichst große Divergenz der Ensemble-Mitglieder erreicht wird, werden am EZMW Störungen identifiziert, die innerhalb eines bestimmten Zeitraumes am stärksten anwachsen (Leutbecher und Palmer, 2007). Diese Störungen werden singuläre Vektoren genannt. Singuläre Vektoren werden am EZMW zum einen hinsichtlich der Strömung der mittleren Breiten, zum anderen hinsichtlich tropischer Wirbelstürme bestimmt (sie werden auf tropische Wirbelstürme optimiert).

Mit Hilfe der singulären Vektoren ist es möglich, Bereiche der Atmosphäre zu identi-

fizieren, in denen kleine Unsicherheiten (z.B. Messfehler) besonders große Auswirkungen auf die Vorhersage haben (Palmer et al., 1998). Des Weiteren kann die Struktur der singulären Vektoren Rückschlüsse auf die zu diesem Zeitpunkt die Entwicklung der Atmosphäre dominierenden dynamischen Prozesse erlauben.

Um zu untersuchen, wie sich die Struktur der singulären Vektoren bei einer außertropischen Umwandlung verändert, werden im Rahmen dieser Arbeit singuläre Vektoren, die auf tropische Wirbelstürme optimiert werden, analysiert. Dies ist insbesondere von Interesse, da eine außertropischen Umwandlung, wie schon beschrieben, in der Regel mit einem Abfall der Vorhersagequalität einhergeht. Es können so unter anderem synoptische Systeme und Prozesse identifiziert werden, die einen Einfluss auf die Entwicklung des tropischen Wirbelsturms vor und während seiner Umwandlung in ein außertropisches Tiefdruckgebiet haben.

Die Arbeit ist in vier Kapitel gegliedert. Kapitel eins stellt die Einleitung dar, in Kapitel 2 werden theoretische Grundlagen erläutert und die aktuelle Literatur zum Thema zusammengefasst. In Kapitel 3 werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente vorgestellt. In Abschnitt 3.1 wird auf die Lage der Regionen, in denen kleine Änderungen der Anfangsbedingungen den größten Einfluss auf die Vorhersage haben, eingegangen. In Abschnitt 3.2 wird die zeitliche Entwicklung und die Struktur von Störungen der Anfangsbedingungen untersucht, die die größte Änderung in der Vorhersage bewirken. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse aus Kapitel 3.1 und 3.2 zusammengefasst.

2 Grundlagen

2.1 Die außertropische Umwandlung von tropischen Wirbelstürmen

Wenn ein tropischer Wirbelsturm in Regionen außerhalb der Tropen zieht, sieht er sich deutlich geänderten Umgebungsbedingungen gegenüber (Jones et al., 2003). Verschiedene Faktoren beeinflussen die weitere Entwicklung des tropischen Wirbelsturms (Schandt et al., 1998). Die Baroklinität der ihn umgebenden Strömung nimmt zu, der Coriolisparameter ist deutlich größer als in den Tropen, die Oberflächentemperatur des Meeres nimmt ab und weist stärkere Gradienten auf. Ebenfalls spielen meridionale Feuchtegradienten eine Rolle. Mit der Zunahme der Baroklinität sind auch größere Gradienten der horizontalen und vertikalen Windgeschwindigkeit in der Umgebung des tropischen Wirbelsturms verbunden. Schließlich wird der tropische Wirbelsturm mit stärkerer Reibung konfrontiert, wenn er auf Land trifft.

Die Umwandlung eines tropischen Wirbelsturms in ein Tiefdruckgebiet der mittleren Breiten ist ein stetiger Prozess, in dessen Verlauf sich die Struktur des tropischen Wirbelsturmes massiv ändert (Harr und Elsberry, 2000; Klein et al., 2000). Der tropische Wirbelsturm verliert dabei langsam die Eigenschaften eines Wettersystems der Tropen und zeigt zunehmend Eigenschaften eines Systems der mittleren Breiten. Er verliert, wenn er beginnt mit den Systemen der mittleren Breiten zu interagieren, seine symmetrische Struktur. Das mit dem tropischen Wirbelsturm verbundene Windfeld wird asymmetrischer und verbreitert sich. Auch nimmt die Verlagerungsgeschwindigkeit des Systems zu. Die mit ihm verbundene Bewölkung und die Niederschlagsgebiete dehnen sich polwärts aus. Bewegt sich der tropische Wirbelsturm in die mittleren Breiten hinein, kann dies eine deutliche Entwicklung stromabwärts des Wirbelsturms zur Folge haben (Riemer et al., 2008). Wenn sich der ehemalige tropische Wirbelsturm in den Bereich eines Trogas der mittleren Breiten bewegt, kann es zu einer Intensivierung des Systems kommen. Ob eine Intensivierung stattfindet, und wenn, wie kräftig sie ist,

hängt stark von der Position des Wirbelsturmes relativ zu dem Trog der mittleren Breiten ab, auf den der Wirbelsturm trifft (Ritchie und Elsberry, 2007). Die Zunahme der Verlagerungsgeschwindigkeit, die starke Abhängigkeit des Prozesses von der Position des tropischen Wirbelsturms hinsichtlich Strukturen der mittleren Breiten und die beteiligten nichtlinearen Prozesse verursachen, im Falle einer außertropischen Umwandlung, große Unsicherheiten in der Vorhersage (Jones et al., 2003).

2.2 Singuläre Vektoren

Im Folgenden soll der mathematische Formalismus vorgestellt werden, mit Hilfe dessen die Störungen der Anfangsbedingungen bestimmt werden können, die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls am stärksten anwachsen. Des Weiteren soll auf die Struktur dieser Störungen in der Atmosphäre eingegangen werden und auf die Prozesse, durch die sie anwachsen.

2.2.1 Generalisierte Stabilitätsanalyse

Die klassische Stabilitätsanalyse nach Lord Rayleigh beschäftigt sich in der Meteorologie mit der Suche nach exponentiell anwachsenden Eigenmoden der um einen stationären Zustand linearisierten Gleichungen (Eady, 1949; Charney, 1947). Hierbei wird davon ausgegangen, dass die am stärksten anwachsende Eigenmode die Struktur des Systems für $t \rightarrow \infty$ dominiert. Schon Orr (1907) wies darauf hin, dass Störungen, die gegen die Scherung des Grundstromes geneigt sind, vorübergehend stark anwachsen können. Auch neuere Studien haben gezeigt, dass es in endlichen Zeitintervallen zu einem deutlich stärkeren Anwachsen von Störungen kommen kann, als dass es durch rein modales Wachstum erklärt werden könnte (Farrell, 1982; Shepherd, 1985). Diese vorübergehenden Wachstumsprozesse können auch dann beobachtet werden, wenn das System nur gedämpfte Eigenmoden besitzt (Orr, 1907; Farrell und Ioannou, 1996). Dies ist möglich, falls der linearisierte dynamische Operator keinen vollständigen Satz orthogonaler Eigenvektoren besitzt (Farrell und Ioannou, 1996).

Ein dynamisches System lässt sich in der Form

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = A[\mathbf{x}] \tag{2.1}$$

schreiben (Buizza und Palmer, 1995). Es handelt es sich hierbei um ein System aus gekoppelten, nichtlinearen Differentialgleichungen. Die Zustandsfunktion \mathbf{x} beschreibt den Zustand des Systems zum Zeitpunkt t . Wird das System diskretisiert, wird \mathbf{x} zu einem Zustandsvektor. Nach einer anschließenden Linearisierung resultiert die Gleichung

$$\frac{d\mathbf{x}'}{dt} = A_l \mathbf{x}' \quad (2.2)$$

Die Größe \mathbf{x}' steht hier für eine kleine Störung des Zustandsvektors und $A_l = \left. \frac{dA}{d\mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}(t)}$ für den linearisierten dynamischen Operator (Buizza und Palmer, 1995). A_l ist die Jacobi-Matrix von A an der Stelle $\mathbf{x}(t)$. Gleichung (2.2) beschreibt die Entwicklung von Störungen erster Ordnung in der Atmosphäre.

Wird das System um eine zeitunabhängige Trajektorie im Phasenraum (der Raum, der durch die Freiheitsgrade des Systems aufgespannt wird) linearisiert, ist nach Farrell und Ioannou (1996) für die Stabilität des Systems die Frage wesentlich, ob der linearisierte dynamische Operator A_l einen vollständigen Satz orthogonaler Eigenvektoren besitzt. Es gilt dann $A_l A_l^* = A_l^* A_l$ (der Ausdruck A_l^* bezeichnet hier die adjungierte, also die konjugierte transponierte Matrix zu A_l). Ist dies der Fall, ist der Operator A_l normal. Die exponentiell anwachsende Eigenmode mit dem größten Realteil ist dann eine obere Grenze für das Wachstum von Störungen, da die Eigenmoden bedingt durch ihre Orthogonalität nicht miteinander wechselwirken können (Farrell und Ioannou, 1996). Falls A_l nicht normal ist, also keinen vollständigen Satz orthogonaler Eigenvektoren besitzt, können die Eigenmoden miteinander wechselwirken und es kann in endlichen Zeitintervallen zu starkem Wachstum kommen, auch wenn sämtliche Eigenmoden eigentlich gedämpft sind. Für $t \rightarrow \infty$ dominiert weiterhin die am stärksten anwachsende Eigenmode die Struktur des Systems.

Hängt die Trajektorie, um die linearisiert wird, von der Zeit ab, ist es nicht mehr möglich Eigenmoden, gegen die das System für $t \rightarrow \infty$ läuft, zu definieren, da die Eigenmoden ja von dem Grundzustand des Systems abhängen. Dieser ist jetzt wiederum von der Zeit abhängig und somit existiert keine Eigenmode, gegen die das System konvergieren könnte (Farrell und Ioannou, 1996).

Mit Hilfe der Singulärwertzerlegung kann nun im Gegensatz zur klassischen Stabilitätsanalyse auch in den oben genannten Fällen das Wachstum von kleinen Störungen beschrieben werden (Farrell und Ioannou, 1996; Buizza und Palmer, 1995). Es ist also

weiterhin möglich Aussagen über die am stärksten wachsenden Störungen in folgenden Fällen (auch in beliebigen Kombinationen) zu treffen:

- es werden finite Zeitintervalle betrachtet,
- der linearisierte dynamische Operator besitzt keinen vollständigen Satz orthogonaler Eigenvektoren,
- die Trajektorie ist von der Zeit abhängig.

Dies gilt für Zeitintervalle und Skalen, in denen noch von einem linearen Wachstum der Störungen ausgegangen werden kann.

Nach Integration von (2.2) folgt die Gleichung

$$\mathbf{x}'(t) = L_{(t,t_0)}\mathbf{x}'(t_0) \quad (2.3)$$

Der Vorwärts-Propagator $L_{(t,t_0)}$ propagiert eine kleine Störung \mathbf{x}' entlang der Trajektorie $\mathbf{x}(t)$ vom Zeitpunkt t_0 zum Zeitpunkt t (Buizza und Palmer, 1995). Im Folgenden werden nun die Indizes von $L_{(t,t_0)}$ weggelassen. Farrell und Ioannou (1996) beschreiben das Wachstum von Störungen generalisiert durch das Skalar

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{\langle \mathbf{x}'(t), \mathbf{x}'(t) \rangle}{\langle \mathbf{x}'(t_0), \mathbf{x}'(t_0) \rangle} \\ &= \frac{\langle L\mathbf{x}'(t_0), L\mathbf{x}'(t_0) \rangle}{\langle \mathbf{x}'(t_0), \mathbf{x}'(t_0) \rangle} \\ &= \frac{\langle L^*L\mathbf{x}'(t_0), \mathbf{x}'(t_0) \rangle}{\langle \mathbf{x}'(t_0), \mathbf{x}'(t_0) \rangle} \end{aligned} \quad (2.4)$$

L^* bezeichnet die Adjungierte von L und $\langle \cdot, \cdot \rangle$ ein Skalarprodukt hinsichtlich einer Norm (z.B. der euklidischen Vektornorm). Im letzten Schritt der Umformung wurde die Definition $\langle \mathbf{x}, U\mathbf{y} \rangle = \langle U^*\mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle$ der Adjungierten einer Matrix benutzt. Es ist deutlich, dass σ^2 groß wird, wenn der Ausdruck $L^*L\mathbf{x}(t_0)$ groß wird. Nach Buizza und Palmer (1995) ist der Operator L^*L im Gegensatz zu L normal und besitzt somit einen vollständigen Satz orthogonaler Eigenvektoren. Das größtmögliche Wachstum ist also an die Eigenvektoren \mathbf{v}_i des Operators L^*L gebunden. Sie erfüllen zum Zeitpunkt t_0 die Gleichung

$$L^*L\mathbf{v}_i = \sigma_i^2\mathbf{v}_i \quad (2.5)$$

Hier bezeichnet σ_i^2 den Eigenwert des Eigenvektors \mathbf{v}_i . Die Eigenvektoren \mathbf{v}_i entwickeln sich zum Zeitpunkt t zu $\mathbf{u}_i = L\mathbf{v}_i$. Diese erfüllen wiederum die Gleichung

$$LL^*\mathbf{u}_i = \sigma_i^2\mathbf{u}_i \quad (2.6)$$

Die \mathbf{v}_i sind die rechts-singulären Vektoren von L und die \mathbf{u}_i sind die links-singulären Vektoren von L . Die σ_i sind die Singulärwerte von L (Kalnay, 2003). Wird der linke Teil der Gleichung (2.5) in (2.4) für $L^*L\mathbf{x}'(t_0)$ eingesetzt wird deutlich, dass eine Störung am stärksten wächst, wenn sie parallel zu dem rechts-singulären Vektor mit dem größten Singulärwert liegt (da dann das Skalarprodukt maximiert wird). Formal lässt sich der Sachverhalt mit Hilfe des Satzes der Singulärwertzerlegung beschreiben (Golub und van Loan, 1996):

Für eine beliebige Matrix $L \in \mathcal{R}^{m \times n}$ existieren zwei orthogonale Matrizen U und V , so dass gilt:

$$U^T L V = \Sigma,$$

$$\text{mit } \Sigma = \text{diag}(\sigma_1, \dots, \sigma_n), \quad \sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \dots \geq \sigma_n \geq 0$$

$$U U^T = E \quad , \quad V V^T = E$$

Die Spaltenvektoren \mathbf{v}_i von V sind die rechts-singulären bzw. „anfänglichen singulären Vektoren“ von L . Die Spaltenvektoren \mathbf{u}_i von U sind die links-singulären bzw. „entwickelten singulären Vektoren“ von L . Die Diagonalelemente von Σ sind die Singulärwerte von L .

Der erste rechts-singuläre Vektor \mathbf{v}_1 gibt nun die Richtung der Störung im Phasenraum an, die innerhalb des Zeitintervalls $[t_0, t]$ am stärksten wächst. Wird der Operator L auf sie angewendet, wird sie in Richtung des ersten links-singulären Vektors \mathbf{u}_1 gedreht und mit seinem zugehörigen Singulärwert σ_1 skaliert (Kalnay, 2003). Der zweite rechts-singuläre Vektor \mathbf{v}_2 gibt die Richtung der am stärksten wachsenden Störung im Phasenraum an, die orthogonal zu der am stärksten wachsenden Störung in Richtung von \mathbf{v}_1 ist. Wird L auf sie angewendet, wird sie in Richtung des zweiten links-singulären Vektors gedreht und mit seinem Singulärwert σ_2 skaliert usw. Der durch die

anfänglichen singulären Vektoren \mathbf{v}_1 und \mathbf{v}_2 aufgespannte Kreis in Abbildung 2.1 umschließt mögliche Abweichungen von der Trajektorie im Phasenraum. Wird der lineare tangentielle Propagator auf diese Störungen angewandt, wird der Kreis aufgrund des unterschiedlich starken Wachstums der singulären Vektoren deformiert. Es resultiert eine Ellipse.

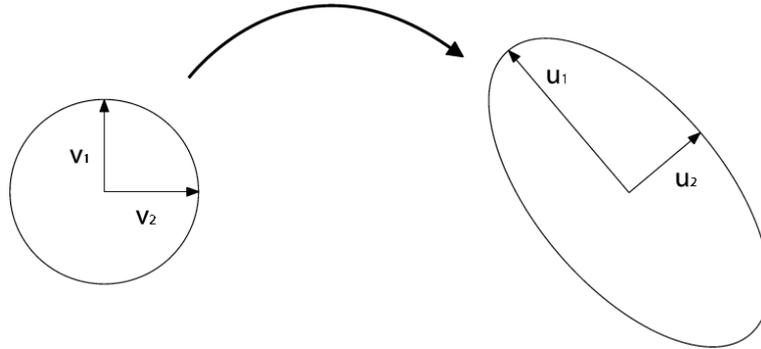


Abbildung 2.1: Entwicklung singulärer Vektoren innerhalb ihres Optimierungsintervalls. Der Kreis umschließt mögliche Störungen zu Beginn des Optimierungsintervalls. Die Ellipse umschließt die Störungen am Ende des Optimierungsintervalls (nach Kalnay (2003), für Erklärungen, siehe Text).

2.2.2 Normen

Die Länge eines Vektors und somit auch das Wachstum eines Fehlers ist immer hinsichtlich einer bestimmten Norm definiert. Zum Beispiel der euklidischen Norm: $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle = \sum_i x_i y_i$, bzw. in Matrixschreibweise $\langle \mathbf{x}, \mathbf{y} \rangle_C = \mathbf{x}^T C \mathbf{y}$. Auf diese Art definiert jede positiv definite Matrix ein Skalarprodukt. Durch entsprechende Wahl von C kann nun ein Skalarprodukt hinsichtlich jeder geeigneten Norm definiert werden (Buizza und Palmer, 1995). Die Singulärwertzerlegung und Stabilitätsanalyse kann dann weiterhin wie beschrieben durchgeführt werden (Farrell und Ioannou, 1996). Für atmosphärische singuläre Vektoren wird meist die Totale-Energie-Norm verwendet. Sie lautet (Leutbecher und Palmer, 2007):

$$\mathbf{x}^T C \mathbf{x} = \frac{1}{2} \int_{p_0}^{p_1} \int_S (u'^2 + v'^2 + \frac{c_p}{T_r} T'^2) dp ds + \frac{1}{2} R_d T_r p_r \int_S \ln^2(p'_{sfc}) ds \quad (2.7)$$

Hier bezeichnen u' und v' die horizontalen Windkomponenten, T' die Temperaturkomponente und p'_{sfc} den logarithmischen Bodendruck des jeweiligen singulären Vektors.

Die Konstanten T_r und p_r stehen für eine Referenztemperatur bzw. einen Referenzdruck (Barkmeijer et al., 2001). Die Integration erstreckt sich über die gesamte Atmosphäre (S bezeichnet hier die Erdoberfläche). Die Totale-Energie-Norm setzt sich aus der kinetischen Energie und der verfügbaren potentiellen Energie zusammen (Ehrendorfer et al., 1999). Die verfügbare potentielle Energie ist der Anteil der gesamten potentiellen Energie, der in kinetische Energie umgewandelt werden kann (Holton, 1992). Es sind aber auch diverse andere Normen möglich.

Die Struktur der singulären Vektoren ist stark von der verwendeten Norm abhängig, und für unterschiedliche Einsatzzwecke bzw. Situationen ist es sinnvoll verschiedene Normen zu verwenden (Palmer et al., 1998). Durch die verwendete Norm erhält ein singulärer Vektor seine physikalische Bedeutung. Ein weiterer Vorteil einer Norm, z.B. der Totalen-Energie-Norm, ist es, dass es möglich ist, verschiedene Komponenten einer Störung hinsichtlich ihrer Größe miteinander zu vergleichen. Zum Beispiel die Temperatur T' und die meridionale Windkomponente v' . Durch die geeignete Wahl von C kann auch eine räumliche Einschränkung vorgenommen werden. In diesem Fall wird nur ein bestimmtes Gebiet in die Norm aufgenommen. Des Weiteren ist es möglich unterschiedliche Normen für den Anfang und das Ende des Optimierungsintervalls zu verwenden. So können über die Wahl einer Norm Störungen gefunden werden, die hinsichtlich einer bestimmten Komponente stark wachsen.

2.2.3 Das Ensemble-Vorhersagesystem des EZMW

Das am EZMW verwendete Modellsystem wird als „Integrated Forecast System“ (IFS) bezeichnet. Das IFS beinhaltet unter anderem das globale Atmosphärische Modell und das Ensemble-Vorhersagemodell. Es sind des Weiteren Komponenten für die Datenassimilation und für die Verwaltung von Beobachtungsdaten enthalten (ECMWF, 2006).

Für eine Wettervorhersage wird zuerst die Datenassimilation durchgeführt. Danach wird, mit den so generierten Anfangsbedingungen, das globale atmosphärische Modell gestartet.

Den sog. dynamischen Kern des globalen atmosphärischen Modells des EZMW bilden sechs Gleichungen (Persson, 2005). Vier dieser sechs Gleichungen sind prognostischer Natur. Die Gleichungen sind die Kontinuitätsgleichung, die Bewegungsgleichung, die Temperaturgleichung und die Bilanzgleichung für die spezifische Feuchte. Die prognostischen Gleichungen beschreiben die durch dynamische Prozesse verursachten zeit-

lichen Änderungen der Windkomponenten, der Temperatur, des Wasserdampfgehaltes eines Luftpartikels und des Bodendrucks. Die zwei diagnostischen Gleichungen sind die allgemeine Gasgleichung und die hydrostatische Approximation. Die diagnostischen Gleichungen geben den Zusammenhang zwischen Druck, Dichte und Temperatur und zwischen der Dichte eines Luftpartikels und der Abnahme des Drucks mit der Höhe an.

Bei einer Vorhersage werden die Gleichungen numerisch gelöst (Persson, 2005). Die horizontalen Ableitungen der Gleichungen des dynamischen Kerns werden mit Hilfe einer Spektraldarstellung berechnet. In der Vertikalen wird die Atmosphäre in Schichten unterteilt. Die hier zum Einsatz kommende Vertikalkoordinate η ist eine Hybrid-Koordinate. In der unteren Troposphäre sind die η -Level (Modelllevel) geländefolgend. In der oberen Troposphäre, in der Stratosphäre und in der unteren Mesosphäre sind die η -Flächen identisch mit Flächen konstanten Drucks. Die zeitliche Integration erfolgt mittels eines semi-lagrangeschen Schemas.

Um sog. physikalische Prozesse darzustellen, die aufgrund ihrer kleinen Skalen nicht direkt aufgelöst werden können, werden diese Prozesse parametrisiert (ECMWF, 2006). Es existieren Parametrisierungen für

- Wolkenprozesse und großräumige Kondensation
- Feucht-Konvektion, diese wird unterteilt in hochreichende Konvektion, flache Konvektion und Konvektion, die in mittleren Höhen stattfindet
- orographische Effekte, deren Skalen kleiner als die Gitterweite sind
- langwellige und kurzwellige Strahlung
- Grenzschichtprozesse, insbesondere turbulente Diffusion und fühlbare und latente Wärmeflüsse
- den Boden betreffende Prozesse (Bodenfeuchte usw.)
- Meereswellen
- in der Stratosphäre ablaufende Prozesse (Methan Oxidation und Ozonchemie)

Für die Repräsentation der physikalischen Prozesse wird ein Gitterpunktsystem, ein sog. reduziertes gaußsches Gitter, verwendet (Persson, 2005).

Versionsnummern des IFS heißen Zyklen, z.B. Zyklus 31r1. Hier steht r1 für die erste Ausgabe des Zyklus 31. Eine neuere Modellversion wäre dann z.B. der Zyklus 32r2.

Eine Vorhersage mittels des Ensemble-Vorhersagesystems beinhaltet 51 Vorhersagen des globalen atmosphärischen Modells (Leutbecher und Palmer, 2007). Diese sind allerdings niedriger aufgelöst als eine einzelne, sog. deterministische Vorhersage. Statt einer Auflösung von T799 (ca. 0.225° , bzw. 25 km) in der Horizontalen und 92 Modellleveln in der Vertikalen, ist die Auflösung des Ensemble-Vorhersagesystems auf T399 (ca. 0.5° , bzw. 50 km) und 62 Modelllevel beschränkt. Um die einzelnen Vorhersagen des Ensemblevorhersagesystems des EZMW zu initialisieren, werden am EZMW operationell singuläre Vektoren berechnet. Aufgrund der großen Anzahl an Freiheitsgraden eines numerischen Wettervorhersagemodells (ca. 10^6 bis 10^8) werden die singulären Vektoren mit Hilfe iterativer Verfahren berechnet (Leutbecher und Palmer, 2007). Hierfür wird das lineare tangentielle Modell und das adjungierte lineare tangentielle Modell benötigt. Diese wurden von Thépaut und Courtier (1991) für das Modell des EZMW entwickelt. Die Trajektorie, mit der die singulären Vektoren berechnet werden, ist eine Zwei-Tages-Vorhersage des nicht-linearen Modells. Die Linearisierung der Trajektorie zu jedem Zeitschritt der Integration erfolgt hierbei mittels numerischer Verfahren (Kalnay, 2003).

Die Berechnung der am stärksten wachsenden Störungen kann, wie im Abschnitt 2.2.1 beschrieben, auf ein Eigenwert-Problem zurück geführt werden. Mittels des Lanczos-Algorithmus (Golub und van Loan, 1996) können numerisch die Eigenvektoren mit den größten Eigenwerten ermittelt werden. Jeder Iterationsschritt des Algorithmus beinhaltet eine Integration des linearen tangentiellen Modells und des adjungierten linearen tangentiellen Modells über den Optimierungszeitraum (Leutbecher und Palmer, 2007). Für eine ausführlichere Beschreibung der numerischen Details muss hier auf Kalnay (2003) und auf die Dokumentation des IFS des EZMW (ECMWF, 2006) verwiesen werden.

Es werden jeweils 25 singuläre Vektoren für die Süd- und die Nordhalbkugel berechnet. Die singulären Vektoren werden dabei für den Bereich nördlich von 30° Nord bzw. südlich von 30° Süd optimiert (Buizza und Palmer, 1995). Dies geschieht mittels eines lokalen Projektions-Operators (Buizza und Palmer, 1995). Durch diesen Operator wird bei der Berechnung der singulären Vektoren nur ihr Wachstum in den mittels des Projektions-Operators ausgewählten Bereich der Atmosphäre berücksichtigt. Durch die Beschränkung auf den Bereich nördlich von 30° Nord bzw. südlich von 30°

Süd sollen speziell singuläre Vektoren gefunden werden, die den Bereich der mittleren Breiten beeinflussen (sogenannte außertropische singuläre Vektoren). Die außertropischen singulären Vektoren werden mit einem tangentiellen linearen Modell berechnet, das keine Repräsentation von Feuchtprozessen enthält. Man spricht von trockenadiabatischen singulären Vektoren (Mahfouf, 1999) bzw. von einem trockenadiabatischen tangentiellen Modell. Das tangentielle lineare Modell enthält in diesem Fall nur ein vereinfachtes Parametrisierungsschema für vertikale Diffusion (Buizza, 1994). Neben den außertropischen singulären Vektoren werden des Weiteren singuläre Vektoren berechnet, die auf tropische Wirbelstürme optimiert werden. Hierfür wird im Zyklus 32r2 ein lineares tangentielles Modell verwendet, das die von Mahfouf (1999) beschriebenen Parametrisierungen enthält. Diese sind Parametrisierungsschemata für vertikale Diffusion, orographische Effekte auf Skalen, die kleiner als die Gitterweite des verwendeten Modells sind, großskalige Kondensation, hochreichende Konvektion und langwellige Ausstrahlung. Im Zyklus 32r3 wird ein neueres Schema für Wolkenprozesse (Tompkins und Janisková, 2004) und ein neueres Konvektionsschema (Lopez und Moreau, 2005) verwendet. Die Auflösung, mit der die singulären Vektoren berechnet werden, entspricht ca. 2.8° (T42, ca. 300 km) in der Horizontalen und 62 Modellleveln in der Vertikalen. Die am Ende des Optimierungszeitraumes gültige Norm für die Berechnung der auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren ist auf die untere Troposphäre bis 500 hPa beschränkt (für eine Begründung, siehe Abschnitt 2.2.4).

Um singuläre Vektoren auf einen tropischen Wirbelsturm zu optimieren, wird ein rechteckiges Optimierungsgebiet um den Ort gelegt (wieder mittels eines lokalen Projektions-Operators), an dem sich der Sturm vorraussichtlich 48 Stunden später befindet. Dies geschieht, wenn ein tropischer Wirbelsturm durch das jeweilige verantwortliche Zentrum der WMO (World Meteorological Organisation) gemeldet wird. Es findet nur eine Optimierung auf einen tropischen Wirbelsturm statt, wenn sich dieser zwischen 40° Süd und 40° Nord befindet.

Es werden pro tropischen Wirbelsturm jeweils fünf singuläre Vektoren berechnet. Das Optimierungsgebiet wird hierbei wie folgend festgelegt (Leutbecher und Paulsen, 2004): wird der tropische Wirbelsturm in der vorhergegangenen Ensemble-Vorhersage festgestellt, wird ein Kasten um die Positionen des Sturmes in den verschiedenen Ensemble-Vorhersagen gelegt. Der Kasten wird jeweils um 5° nach Norden und Süden, und jeweils um 7° nach Westen und Osten ausgedehnt. Dies ergibt dann das Optimierungsgebiet (siehe Abbildung 2.2). Wird der tropische Wirbelsturm in weni-

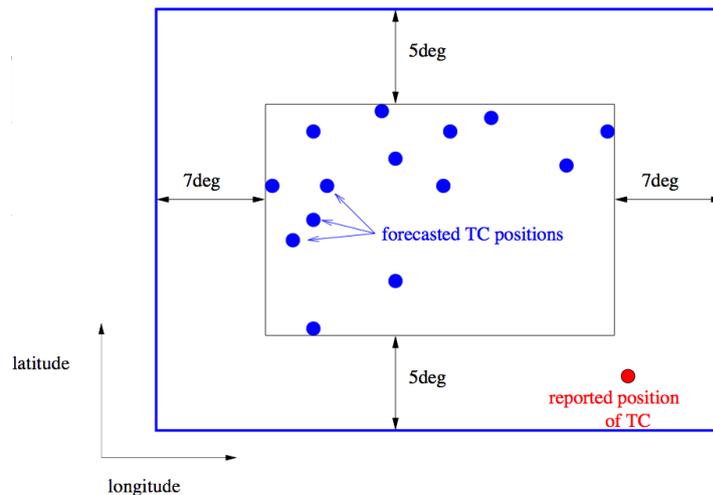


Abbildung 2.2: Die blauen Punkte geben die vorhergesagten Positionen des tropischen Wirbelsturms in den einzelnen Mitgliedern des Ensembles an. Der rote Punkt bezeichnet die beobachtete Position des Wirbelsturms (aus Leutbecher und Paulsen (2004), für Erklärungen, siehe Text).

ger als zehn Mitgliedern der Ensemble-Vorhersage festgestellt, wird ein $22.5^\circ \times 30^\circ$ -Kasten (Breite \times Länge) um die beobachtete Position des tropischen Wirbelsturms gelegt. Die Optimierungsregion ist auf den Breitengradbereich zwischen 50° Süd und 50° Nord beschränkt. Maximal können gleichzeitig sechs Optimierungsregionen existieren. Wenn sich zwei Optimierungsregionen um mehr als 50% überlappen, werden sie zusammengelegt. Wenn mehr als sechs tropische Wirbelstürme existieren, werden die Optimierungsregionen, die am nächsten beieinander liegen, zusammengelegt (Leutbecher und Paulsen, 2004). Auch wenn kein tropischer Wirbelsturm gemeldet ist, wird standardmäßig eine Optimierungsregion über die Karibik gelegt.

Damit es zu keinen Überschneidungen bei der Konstruktion der Anfangsbedingungen für die Mitglieder der Ensemble-Vorhersage kommt, werden die auf die tropischen Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren in einem orthogonalen Unterraum der außertropischen singulären Vektoren berechnet (Leutbecher und Paulsen, 2004). Dies ist erwünscht, da die Störung der Anfangsbedingung der einzelnen Ensemblemitglieder aus einer Linearkombination der außertropischen und auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren erstellt wird (Leutbecher und Palmer, 2007). Ansonsten könnte es vorkommen, dass stark anwachsende Strukturen sowohl in den außertropi-

schen singulären Vektoren enthalten sind als auch in den auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren.

Die Berechnung der singulären Vektoren für ein bestimmtes Zeitintervall mittels des IFS des EZMW wird im Folgenden „Experiment“ genannt. Die Startzeitpunkte der Experimente werden als „Termine“ bezeichnet.

2.2.4 Die Struktur singulärer Vektoren in der Atmosphäre

Buizza und Palmer (1995) konnten bei ihren Untersuchungen von singulären Vektoren mit dem trockenadiabatischen linearen tangentiellen Modell (Buizza et al., 1993) des europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage im wesentlichen drei verschiedene Arten von singulären Vektoren identifizieren, die sich durch ihre Struktur und die Position ihrer Maxima unterscheiden. Am häufigsten liegen ihre Maxima in den mittleren Breiten. Die Lage ihrer Maxima stimmt qualitativ gut mit der Lage von Regionen überein, in denen sich die Maxima des „Eady Index“ nach Hoskins und Valdes (1990)

$$\sigma_E = 0,31 \frac{f}{N} \frac{du}{dz} \quad (2.8)$$

befinden. Hier bezeichnet f den Coriolisparameter, N die Brunt-Väisälä-Frequenz und u den Betrag des Horizontalwindes. Der „Eady Index“ ist ein Maß für die Wachstumsrate der am stärksten exponentiell anwachsenden Eady-Mode (Buizza und Palmer, 1995) und somit ein Maß für baroklines Wachstum. Die Bereiche mit dem höchsten „Eady Index“ und dem häufigsten Vorkommen von Maxima der singulären Vektoren sind die Regionen Ost-Asien / West-Pazifik, der Nordosten der Vereinigten Staaten / West-Atlantik und der Subtropische Bereich von Nordafrika (siehe Abbildung 2.3a und b). Die singulären Vektoren weisen allerdings ein deutlich stärkeres Wachstum auf, als es durch den „Eady Index“ für eine Störung prognostiziert wird. Für den Optimierungszeitraum der singulären Vektoren wurden 36 Stunden gewählt. Eine Verlängerung des Optimierungszeitraumes auf 48 Stunden bewirkte qualitativ keine Veränderung der Ergebnisse in den Untersuchungen von Buizza und Palmer (1995).

In ihrer Untersuchung stellen Buizza und Palmer (1995) fest, dass die Amplitude der singulären Vektoren in den mittleren Breiten der Nordhemisphäre zu Beginn des Optimierungszeitraumes in der unteren Troposphäre am größten ist. Sie sind in der Vertikalen mit der Höhe nach Westen geneigt. In der Horizontalen haben sie eine

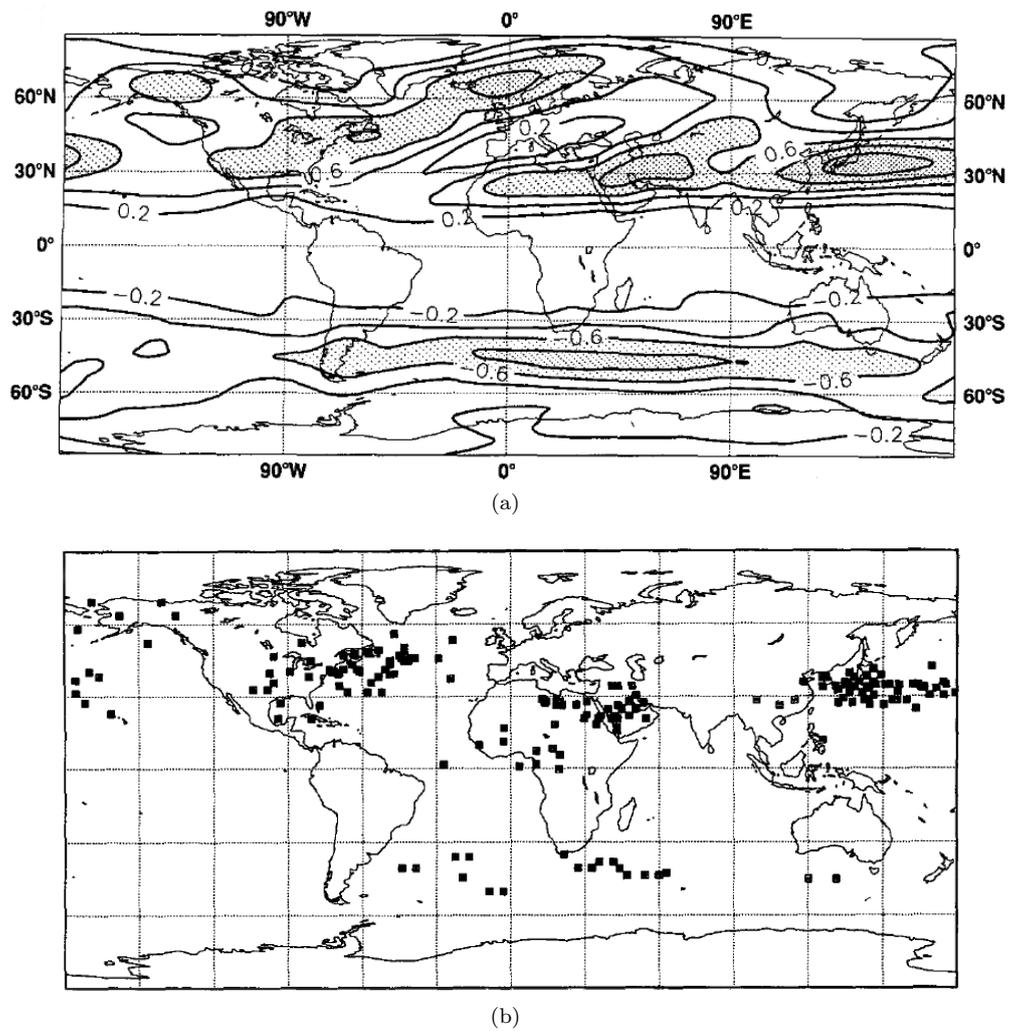


Abbildung 2.3: a) Eady Index und b) Position der Vorticitymaxima der ersten fünf singulären Vektoren vom 19. Dezember bis zum 19. März 1993 (aus Buizza und Palmer, 1995).

Neigung von Südosten nach Nordwesten. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist die größte Amplitude dieser singulären Vektoren im Bereich der oberen Troposphäre (ungefähr auf dem Level des Strahlstroms) zu finden und die Neigung in westliche Richtung ist verschwunden. Teilweise ist in der Vertikalen eine Neigung mit der Höhe nach Osten und in der Horizontalen eine Neigung von Südosten nach Nordwesten zu beobachten. Die horizontale und vertikale Neigung der singulären Vektoren und die Aufwärtspropagation der Amplitude passen sehr gut zu den Ergebnissen von Zeng (1983) über das Verhalten eines Rossby-Wellenpaketes in einer dreidimensionalen, baroklin geschichteten Atmosphäre. Für das Wachstum dieser singulären Vektoren sind somit sowohl barokline, als auch barotrope Prozesse von Bedeutung.

Nach Zeng (1983) wächst die Energie eines Rossby-Wellenpaketes an, wenn es gegen die Scherung geneigt ist. Auf diese Art kann das Wellenpaket Energie aus dem Grundstrom extrahieren. Der Grundstrom wird geschwächt, während dieser die Neigung des Wellenpaketes verringert. Besitzt das Wellenpaket eine Neigung in Richtung der Scherung, gibt es seine Energie an den Grundstrom ab. Die Neigung des Wellenpaketes nimmt zu (siehe auch Pedlosky, 1987). Der Sachverhalt ist in Abbildung 2.4 für einen idealisierten westlichen Strahlstrom dargestellt. Für barotropes Wachstum (siehe Abbildung 2.4b) müssen die Phasenlinien des Wellenpaketes südlich des Strahlstromes von Südosten nach Nordwesten verlaufen, also nach Westen geneigt (dies wird im Folgenden als eine West-Neigung bezeichnet) sein. Nördlich des Strahlstromes müssen die Phasenlinien hingegen von Nordosten nach Südwesten verlaufen, also nach Osten geneigt sein (wird im Folgenden als Ost-Neigung bezeichnet). Das Wellenpaket bewegt sich dabei in den Strahlstrom hinein, und seine Neigung verringert sich. Für baroklines Wachstum (siehe Abbildung 2.4c) müssen die Phasenlinien des Wellenpaketes unterhalb des Strahlstromes mit der Höhe nach Westen geneigt sein (wird im Folgenden als West-Neigung in der Vertikalen bezeichnet). Oberhalb des Strahlstromes müssen sie mit der Höhe nach Osten geneigt (wird im Folgenden als Ost-Neigung in der Vertikalen bezeichnet) sein. Das Wellenpaket bewegt sich dabei wiederum in den Strahlstrom hinein und seine Neigung verringert sich.

Des Weiteren konnten Buizza und Palmer (1995) singuläre Vektoren im Bereich der Tropen und in den hohen Breiten identifizieren, deren Maximum zu Beginn und auch zum Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre liegt.

Eine Eigenschaft, die alle von Buizza und Palmer (1995) beschriebenen singulären Vektoren besitzen, ist, dass sie sich von kleinen (subsynoptischen) Wellenlängen zu

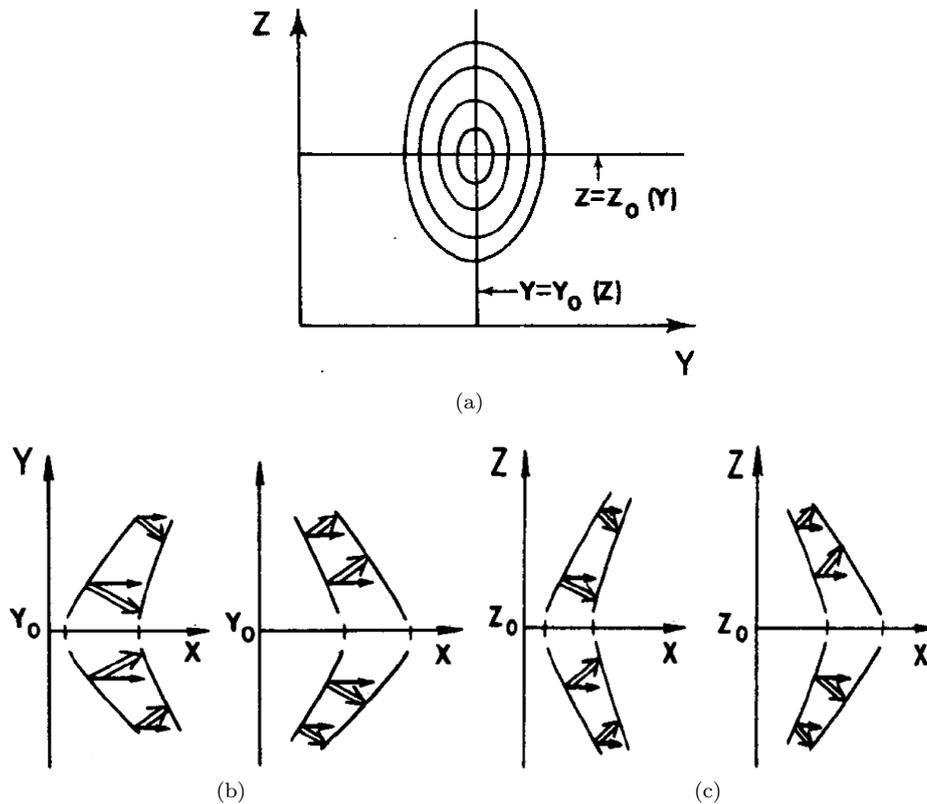


Abbildung 2.4: a) Profil (Isotachen) eines idealisierten westlichen Strahlstroms und zeitliche Änderung der Neigung der Phasenlinien eines sich verstärkenden (links) und eines sich abschwächenden (rechts) Rossby-Wellenpaketes für b) barotropes Wachstum und c) baroklines Wachstum. Die doppelten Pfeile geben die Richtung der Gruppengeschwindigkeit des Wellenpaketes an. Die durchgezogenen Linien zeigen die Phasenlinien des Wellenpaketes zu zwei aufeinanderfolgenden Zeiten (aus Zeng, 1983).

Beginn des Optimierungszeitraumes zu großen (synoptischen) Wellenlängen zum Ende des Optimierungszeitraumes hin entwickeln. Dies entspricht dem von Lorenz (1963) geprägten Begriff des „Schmetterlingseffekts“: kleine Skalen können große Skalen beeinflussen (Buizza und Palmer, 1995).

Barkmeijer et al. (2001) untersuchten tropische singuläre Vektoren und singuläre Vektoren, die auf tropische Wirbelstürme hin optimiert wurden. Das tangentielle lineare Modell des EZMW beinhaltet bei ihren Studien die von Mahfouf (1999) beschriebenen Parametrisierungen für physikalische Prozesse. Der Optimierungszeitraum betrug 48 Stunden.

Bei den tropischen singulären Vektoren traten immer wieder in der Vertikalen auf wenige Modelllevel beschränkte Strukturen in der oberen Troposphäre auf, die dort ein sehr starkes Wachstum zeigten. Bei einer Integration dieser singulären Vektoren mit dem nichtlinearen Modell des EZMW konnte dieses Verhalten nicht beobachtet werden. Laut Barkmeijer et al. (2001) ist dieses starke Wachstum mit barotroper Instabilität und Trägheitsinstabilität in der oberen Troposphäre verbunden, die im nichtlinearen Modell gedämpft wird, aber im tangentiellen linearen Modell ungebremst wachsen kann. Um das Auftreten dieser unrealistischen singulären Vektoren zu verhindern, erhöhten Barkmeijer et al. (2001) die vertikale Diffusion in höheren Modellleveln. Barkmeijer et al. (2001) stellten fest, dass die außertropischen singulären Vektoren durch die erhöhte vertikale Diffusion nicht beeinflusst werden.

Barkmeijer et al. (2001) stellten fest, dass die singulären Vektoren bevorzugt in Bereichen zu finden sind, in denen das Kriterium für barotrope Instabilität (der meridionale Gradient der absoluten Vorticity $\frac{\partial \eta}{\partial y}$ muss sein Vorzeichen wechseln) oder das Kriterium für Trägheitsinstabilität (auf der Nordhalbkugel muss die absolute Vorticity negativ sein; es muss also gelten $\eta < 0$) erfüllt ist.

Die auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren zeigten ebenfalls die schon erwähnten auf wenige Modelllevel beschränkten singulären Vektoren in der oberen Troposphäre. Diese traten trotz der erhöhten vertikalen Diffusion auf. Um dem entgegenzuwirken verwendeten Barkmeijer et al. (2001) eine Norm, die zum Ende des Optimierungszeitraumes oberhalb von 500 hPa auf Null gesetzt wurde. Die erhöhte vertikale Diffusion wurde nicht verwendet. Des Weiteren enthielt die von Barkmeijer et al. (2001) verwendete Norm keinen Feuchte-Term. Die so berechneten singulären Vektoren zeigen gewisse Ähnlichkeiten mit den von Nolan und Farrell (1999) gefundenen optimalen Störungen von idealisierten Wirbeln. Deutlicher werden diese Über-

einstimmungen, wenn die singulären Vektoren mit einer höheren Auflösung (T63 statt T42) berechnet werden.

Peng und Reynolds (2006) untersuchten singuläre Vektoren, die mit dem „U.S. Navy Operation Global Atmosphere Prediction System“ (NOGAPS) berechnet wurden und mit einem Optimierungszeitraum von 48 Stunden auf tropische Wirbelstürme optimiert wurden. Das tangentielle lineare Modell enthielt keine Feuchtprozesse. Peng und Reynolds (2006) untersuchten die Struktur der singulären Vektoren anhand eines Sensitivitätsindex. Dieser besteht aus der Summe der vertikal integrierten Energie über die ersten fünf singulären Vektoren, jeweils mit ihrem zugehörigen Singulärwert gewichtet. Hierbei unterschieden sie zwischen Situationen, in denen der tropische Wirbelsturm innerhalb des Optimierungszeitraumes seinen Kurs änderte und Situationen, in denen er entlang einer Geraden zog. Das Sensitivitätsmaximum finden Peng und Reynolds (2006) auf einem Umkreis ca. 500 km vom Mittelpunkt des tropischen Wirbelsturms entfernt. Bei den gerade ziehenden tropischen Wirbelstürmen befindet sich das Maximum auf der rechten Seite rückseitig des tropischen Wirbelsturms. Bei den tropischen Wirbelstürmen, die nicht geradeaus ziehen, ist die Position des Maximums variabler. Die Position des Sensitivitätsmaximums befindet sich bei dem Radius, an dem der radiale Gradient der potentiellen Vorticity sein Vorzeichen wechselt. Zum Ende des Optimierungszeitraumes liegt das Maximum des Sensitivitätsindex näher am Zentrum des tropischen Wirbelsturms (ca. 200 km entfernt), im Bereich, in dem der Gradient der potentiellen Vorticity am größten ist. Zu Beginn des Optimierungszeitraumes wird der Sensitivitätsindex von der kinetischen Energie in der mittleren Troposphäre um den tropischen Wirbelsturm herum dominiert. Falls Maxima in größerer Entfernung auftreten, sind diese mit synoptischen Systemen in der Umgebung des tropischen Wirbelsturms verknüpft. Diese Maxima werden von der potentiellen Energie dominiert. Am Ende des Optimierungszeitraumes wird der Sensitivitätsindex von der kinetischen Energie um den tropischen Wirbelsturm herum dominiert. Peng und Reynolds (2006) spekulieren, dass das Maximum der Sensitivität in der Umgebung des tropischen Wirbelsturms mit dem steuernden Strom („Steering Flow“) zusammen hängt. Dieser kommt üblicherweise bei den geradeaus ziehenden tropischen Wirbelstürmen von der rechten Seite rückseitig des Wirbelsturms. Sämtliche Maxima des Sensitivitätsindex befinden sich laut Peng und Reynolds (2006) in Bereichen, in denen die radiale Komponente des Windes relativ zum tropischen Wirbelsturm in Richtung des Wirbelsturms zeigt.

Peng und Reynolds (2006) weisen darauf hin, dass in Regionen, in denen der Gradient der potentiellen Vorticity sein Vorzeichen wechselt, die notwendige Instabilitätsbedingung nach Lord Rayleigh (1880) erfüllt ist. Somit könnte ein Prozess, der zum starken Anwachsen der Störungen führt, mit der Scherungsinstabilität am Rande des tropische Wirbelsturmes verknüpft sein. Des Weiteren vermuten Peng und Reynolds (2006), dass das Wachstum der singulären Vektoren hinsichtlich des tropischen Wirbelsturms mit der Ausbreitung von Rossby-Wellen von Regionen, in denen der Gradient der potentiellen Vorticity klein ist, zu Regionen mit großem Gradienten der potentiellen Vorticity zusammenhängen könnte. Auf diesen Prozess führt auch Palmer et al. (1998) das Wachstum von außertropischen singulären Vektoren zurück.

3 Experimente und Fallstudien

Im Rahmen dieser Arbeit werden singuläre Vektoren, die mit dem tangentiellen linearen Modell des EZMW berechnet wurden, untersucht. Die singulären Vektoren wurden, wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, auf tropische Wirbelstürme optimiert. Es wurden solche tropischen Wirbelstürme ausgewählt, bei denen die Zugbahn des tropischen Wirbelsturms eine Umbiegung („Recurvature“) aufweist, und bei denen der tropische Wirbelsturm eine außertropische Umwandlung vollzieht. Sämtliche untersuchten tropischen Wirbelstürme traten im West-Pazifik auf. Die Bezeichnung für einen tropischen Wirbelsturm in dieser Region lautet Taifun. Diese Auswahl wurde in Hinblick auf die bevorstehende Messkampagne T-PARC („ThorpeX Pacific Asian Regional Campaign“, T-PARC, 2008), die Teil des THORPEX-Programms (THORPEX, 2008) der WMO ist, vorgenommen.

Die für den operationalen Betrieb des Ensemble-Vorhersagesystems berechneten anfänglichen singulären Vektoren können über das Dateisystem des EZMW, das „ECFS“ abgerufen werden. Da sie in spektraler Form vorliegen, müssen sie zuerst auf den Servern des EZMW per Hand konvertiert werden, um z.B. mit GRADS (das „Grid Analysis and Display System“ des „Institute of Global Environment and Society“) dargestellt werden zu können. Andere benötigte Felder können aus dem Archive des EZMW („Meteorological Archival and Retrieval“ System - MARS) geholt werden. Um die für eine Analyse und Darstellung benötigten Daten automatisiert abrufen zu können, wurden für diese Arbeit umfangreiche Skripte erstellt. Mit Hilfe dieser Skripte war es möglich die Erstellung von Plots der totalen Energie der operationalen singulären Vektoren zu automatisieren und für den Probelauf von T-PARC zu Verfügung zu Stellen.

Die aus dem operationalen Betrieb stammenden, archivierten, anfänglichen singulären Vektoren wurden jeweils mit dem zum Zeitpunkt ihrer Optimierung aktuellen Modell-Zyklus berechnet. Diese Tatsache muss bei einem Vergleich von operationalen singulären Vektoren bedacht werden, da teilweise weitreichende Änderungen an dem

globalen atmosphärischen Modell und an dem linearen tangentiellen Modell vorgenommen werden.

Im Rahmen eines „Special Project“ (ECMWF Special Projects, 2008) konnten eigene Rechnungen auf dem Großrechner des EZMW durchgeführt werden. Mittels einer vom EZMW angebotenen, in der Programmiersprache Java geschriebenen Oberfläche (prepIFS) können von entfernten Standorten aus, z.B. Karlsruhe, Experimente auf dem Großrechner erstellt und durchgeführt werden.

3.1 Sensitivitätsverteilung

Zu Beginn der Arbeit wurden operationale singuläre Vektoren von neun verschiedenen Taifunen (insgesamt 133 Termine) verglichen und anhand synoptischer Felder untersucht. Als Resultat dieser Untersuchungen konnte ein Schema bestimmt werden, dass die typische Verteilung der Regionen aufzeigt, in denen die größte Sensitivität hinsichtlich kleiner Störungen der Anfangsbedingungen bezüglich der Taifune zu finden ist.

Im Folgenden soll das Schema vorgestellt werden. Die typischen Verteilungen werden als „Situationen“ bezeichnet. Dank des Schemas ist es möglich, Termine schnell bezüglich ihrer gemeinsamen Eigenschaften zusammenzufassen. So kann in weiteren Untersuchungen gezielt nach Unterschieden der Wachstumsprozesse der singulären Vektoren bei verschiedenen Situationen gesucht werden. Ebenfalls ist das Schema im Hinblick auf gezielte Beobachtungen in besonders sensitiven Regionen nützlich, wie sie während T-PARC durchgeführt werden sollen.

Das Schema wurde, wie schon erwähnt, anhand von neun untersuchten Fällen identifiziert. Diese Fälle sind die Taifune Man-Yi (2007), Usagi (2007), Nari (2007), Ewiniar (2006), Chanchu (2006), Maria (2006), Banyan (2005), Nabi (2005) und Saola (2005). Um eine möglichst konsistente Datenbasis herzustellen wurden sechs Fälle mit dem Zyklus 32r2 nachgerechnet. Da nur beschränkte Rechenzeit auf dem Großrechner des EZMW zur Verfügung stand, war es nicht möglich, alle Fälle neu zu rechnen. In Tabelle 3.1 sind die untersuchten Fälle und die zugehörigen Termine zusammengefasst. Des Weiteren ist angegeben, ob der Fall neu gerechnet wurde. Die Bezeichnung der Termine folgt dem Schema Jahr-Monat-Tag-Stunde. Der Termin 2007070900 ist also

der 9. Juli 2007 00:00 Uhr. Es liegt alle 12 Stunden ein Termin vor. Auf die in Tabelle 3.1 angegebenen Situationen wird in Abschnitt 3.1.1 eingegangen.

Um die für kleine Störungen besonders empfindlichen Bereiche zu identifizieren, wird für die verschiedenen Termine ein Sensitivitätsindex berechnet. Hierfür wird die vertikal integrierte totale Energie der ersten fünf anfänglichen singulären Vektoren aufsummiert. Bei der Summation wird jeder anfängliche singuläre Vektor mit seinem zugehörigen Singulärwert multipliziert. Der so berechnete Sensitivitätsindex ist dem von Peng und Reynolds (2006) verwendeten Sensitivitätsindex ähnlich, nur dass keine Normierung mit dem Singulärwert des ersten singulären Vektors durchgeführt wurde. Es wird keine Normierung durchgeführt, um die Information der absoluten möglichen Wachstumsraten darzustellen.

3.1.1 Schema

Das Schema besteht aus fünf charakteristischen Positionen von Sensitivitätsmaxima (siehe Abb. 3.8). In Situation 1 befindet sich das Sensitivitätsmaximum in der direkten Umgebung des tropischen Wirbelsturmes. In Situation 2 befindet sich ein Maximum in der direkten Umgebung des tropischen Wirbelsturmes und ein weiteres Maximum im Bereich des Subtropenhochs, in dessen Strömung sich der tropische Wirbelsturm mitbewegt. Der Bereich erhöhter Sensitivität innerhalb des Subtropenhochs zeigt eine bogenförmige Struktur mit einem Maximum am westlichen Rand des Subtropenhochs.

Für Situation 3 existiert eine Fallunterscheidung. In Situation 3a liegen Maxima in der direkten Umgebung des tropischen Wirbelsturmes. Ein weiteres Maximum befindet sich westlich des tropischen Wirbelsturmes im Bereich des Subtropenhochs. Das Subtropenhoch ist geschwächt, so dass sich der tropische Wirbelsturm durch das Hoch hindurch nach Norden bewegen kann. Wesentlich für diese Situation ist, dass das Maximum mit einer abgeschlossenen Antizyklone verknüpft ist. Situation 3b ist weitgehend identisch mit Situation 3a; hier befindet sich allerdings ein weiteres ausgeprägtes Maximum im Bereich des Subtropenhochs östlich des tropischen Wirbelsturms.

Situation 4a ist durch Maxima in der direkten Umgebung des tropischen Wirbelsturmes und durch Maxima im Bereich eines Troges der mittleren Breiten, stromaufwärts des tropischen Wirbelsturmes, gekennzeichnet. Situation 4b unterscheidet sich wiederum von Situation 4a durch das Vorhandensein eines Maximums im Bereich des Subtropenhochs östlich des tropischen Wirbelsturmes.

Taufun	Man-Yi	Usagi	Nari	Chan chu	Ewiniar	Maria
Zyklus	32r2	32r2	32r2	32r2	32r2	32r3
neu gerechnet	x	x		x	x	
Termine von bis	2007070900	2007072900	2007091300	2006050900	2006070100	2006080600
	2007071612	2007080400	2007091612	2006051800	2006071100	2006081100
Situation 1				13	5	
Situation 2	5				3	3
Situation 3a		3	1		6	3
Situation 3b			1			
Situation 4a	4	4	4	5	5	
Situation 4b		2		1		
Situation 5	5	1	1		1	5
Taufun	Nabi	Saola	Baryan			
Zyklus	32r2	32r2	28r2			
neu gerechnet	x	x				
Termine von bis	2005082900	2005092000	2005072100			
	2005090712	2005092612	2005072700			
Situation 1	3	1	1			
Situation 2	7	3				
Situation 3a	7		5			
Situation 3b						
Situation 4a		6	3			
Situation 4b		1				
Situation 5	2	2	2			

Tabelle 3.1: Aufgelistet sind die untersuchten Taufune. Es ist der Zyklus angegeben, mit dem sie gerechnet wurden. Des Weiteren sind die Situationen aufgelistet, die sie durchlaufen. Die Termine setzen sich nach dem Schema Jahr-Monat-Tag-Stunde zusammen - 2007070900 steht also für den 9. Juli 2007 00:00 Uhr. Es liegen alle 12 Stunden Termine vor.

In Situation 5 liegen Maxima stromabwärts des tropischen Wirbelsturmes, im Bereich eines Rückens, und stromaufwärts des tropischen Wirbelsturmes, im Bereich eines Trog der mittleren Breiten. Situation 1, 2, 3a und 3b werden im Folgenden als „tropische Phase“ bezeichnet, da der Taifun primär mit Strukturen der Tropen bzw. Subtropen interagiert. Die Situation 4a und 4b werden als „Übergangsphase“ und die Situation 5 schließlich als „außertropische Phase“ bezeichnet. In der Übergangsphase interagiert der Taifun mit einem Trog der mittleren Breiten, während er in der außertropischen Phase in der Regel kurz vor der Umwandlung in ein außertropisches Tiefdruckgebiet steht.

Im Prinzip werden die verschiedenen Situationen der Reihe nach durchlaufen, also z.B. $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3a \rightarrow 4a \rightarrow 5$. Das heißt, bei den anfänglichen Terminen zeigt die Struktur der totalen Energie eine Situation 1. Spätere Termine, z.B. zwei Tage später, zeigen dann die Situation 2 etc. Da die singulären Vektoren mit Hilfe einer Zweitagesvorhersage berechnet werden, kann es aber zu Sprüngen im Schema kommen. Sagt z.B. die Zweitagesvorhersage des Termins 2007071100 voraus, dass sich der zu diesem Zeitpunkt existierende Taifun Man-Yi im Laufe des Vorhersagezeitraums in den Bereich der mittleren Breiten hineinbewegt, würde dies beispielsweise zu einer Situation 4a führen. Sagt die Zweitagesvorhersage des Termins 2007071112, also eine zwölf Stunden später gestartete Vorhersage, hingegen voraus, dass sich der Taifun Man-Yi noch nicht in den Bereich der mittleren Breiten hineinbewegt, könnte dies zu einer Situation 3a führen. Wieder einen Termin später könnte aber wieder eine Situation 4a eintreten. Somit würde sich eine Abfolge $4a \rightarrow 3a \rightarrow 4a$ ergeben. Die singulären Vektoren besitzen also eine starke Sensitivität hinsichtlich der Trajektorie, mit der sie berechnet werden. Des Weiteren können natürlich einzelne Situationen ausgelassen werden, also etwa $1 \rightarrow 3a \rightarrow 4a$. Dies hängt zum einen stark von dem Zeitpunkt ab, ab dem ein tropischer Wirbelsturm eine Optimierungsregion zugewiesen bekommt, da er sich unter Umständen zu diesem Zeitpunkt schon in der Nähe der mittleren Breiten befindet, und somit beispielsweise die tropische Phase nicht erfasst wird. Zum anderen hängt es von der zeitlichen Entwicklung des tropischen Wirbelsturmes ab, da die Berechnung der singulären Vektoren nur alle 12 Stunden erfolgt. Eventuell vorhandene Zwischenschritte können so mitunter zeitlich nicht aufgelöst werden.

In Tabelle 3.1 sind die tropischen Wirbelstürme und die Situationen, die sie durchlaufen, aufgelistet. Die Zahlen geben an, wie viele der Termine die Sensitivitätsvertei-

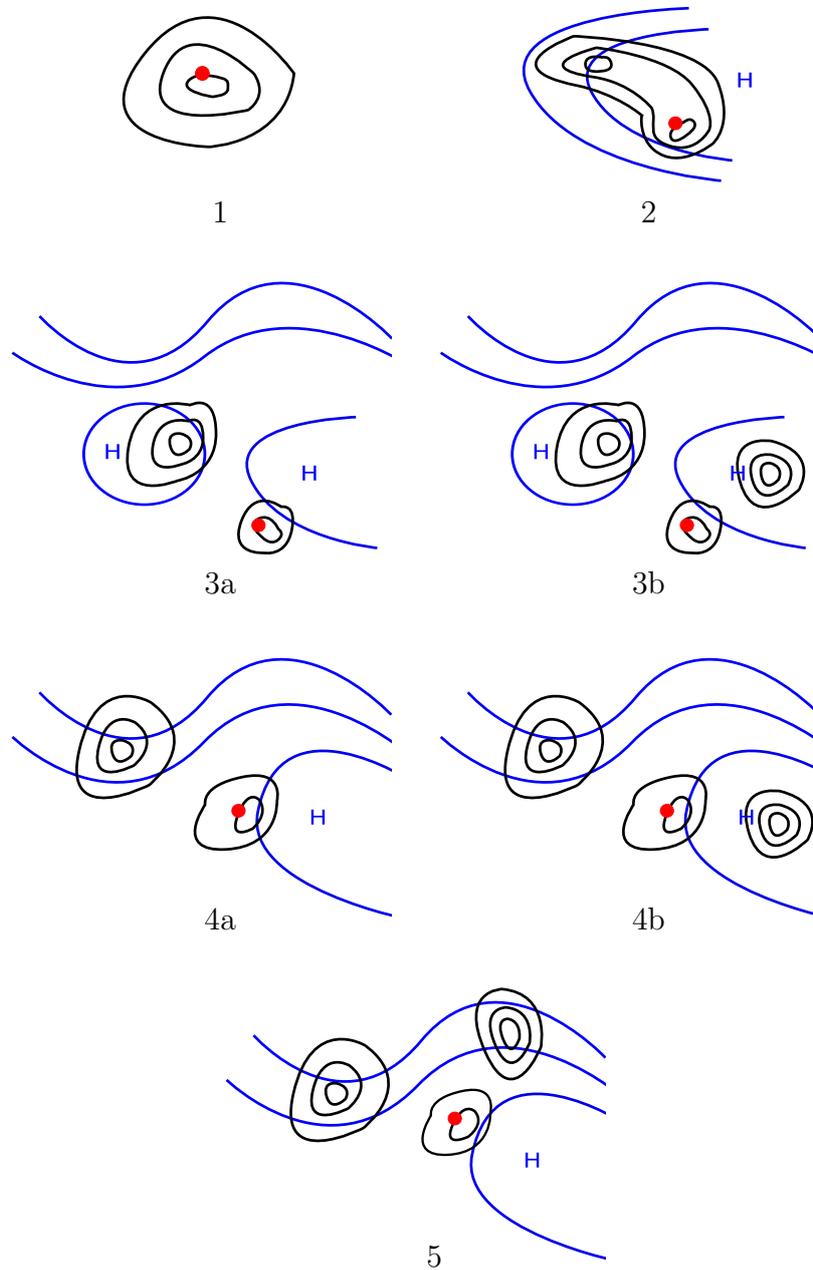


Abbildung 3.8: Dargestellt ist das Schema der charakteristischen Positionen der Sensitivitätsmaxima (schwarze Linien) und das Geopotential in 500 hPa (blaue Linien). Die Position des Taifuns ist durch den roten Punkt gekennzeichnet (für Erklärungen, siehe Text).

lung der entsprechenden Situation zeigen. Im Folgendem soll nun die Sensitivität der Taifune Man-Yi, Nabi, Usagi und Ewiniar mit Hilfe des Schemas beschrieben werden.

3.1.2 Beispiele

3.1.2.1 Man-Yi 2007

Der Taifun Man-Yi entsteht am 8. Juli 2007. Man-Yi zieht bis zum 13. Juli nach Nordwesten (siehe Abb. 3.9). Zu diesem Zeitpunkt bewegte er sich mit der Strömung des Subtrophenhochs entlang dessen südwestlichen Randes (siehe Abb. 3.10a bis c). Am 13. Juli um 12:00 Uhr ändert er seinen Kurs auf Nordosten und beginnt sich in die Strömung der mittleren Breiten, vorderseitig eines schwachen Trog, hineinzubewegen (siehe Abb. 3.10d und d). Man-Yi streift den südlichen Teil Japans, bevor er sich mit der Strömung der mittleren Breiten nach Osten bewegt (siehe Abb. 3.10e und f). Stromabwärts von Man-Yi baut sich ein Rücken auf. Die Umwandlung Man-Yis zu einem außertropischen Tiefdruckgebiet ist am 16. Juli abgeschlossen (Digital Typhoon, 2008).

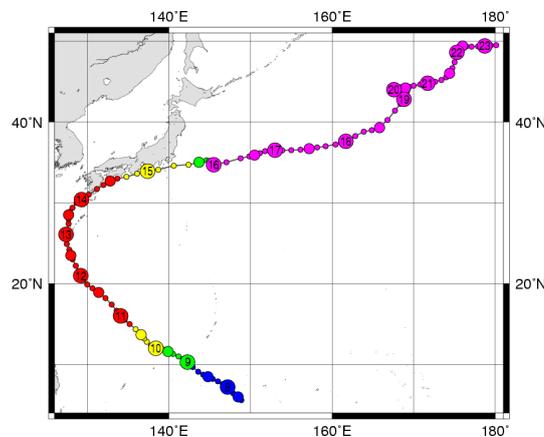


Abbildung 3.9: Zugbahn des Taifuns Man-Yi. Die Kreise, in denen Zahlen stehen, markieren die Position des Taifuns am jeweiligen Tag um 00:00 Uhr. Die Farben der Kreise geben Auskunft über die Einstufung des Taifuns zu dem jeweiligen Zeitpunkt (Blau: tropische Depression; Grün: tropischer Sturm; Gelb: schwerer Tropischer Sturm; Rot: Taifun; Magenta: außertropische Zyklone) (Digital Typhoon, 2008).

Die zeitliche Entwicklung der Sensitivitätsmaxima von Man-Yi lässt sich mittels des in Abschnitt 3.1 vorgestellten Schemas ab den den 09. Juni mit $2 \rightarrow 4a \rightarrow 5$ beschrei-

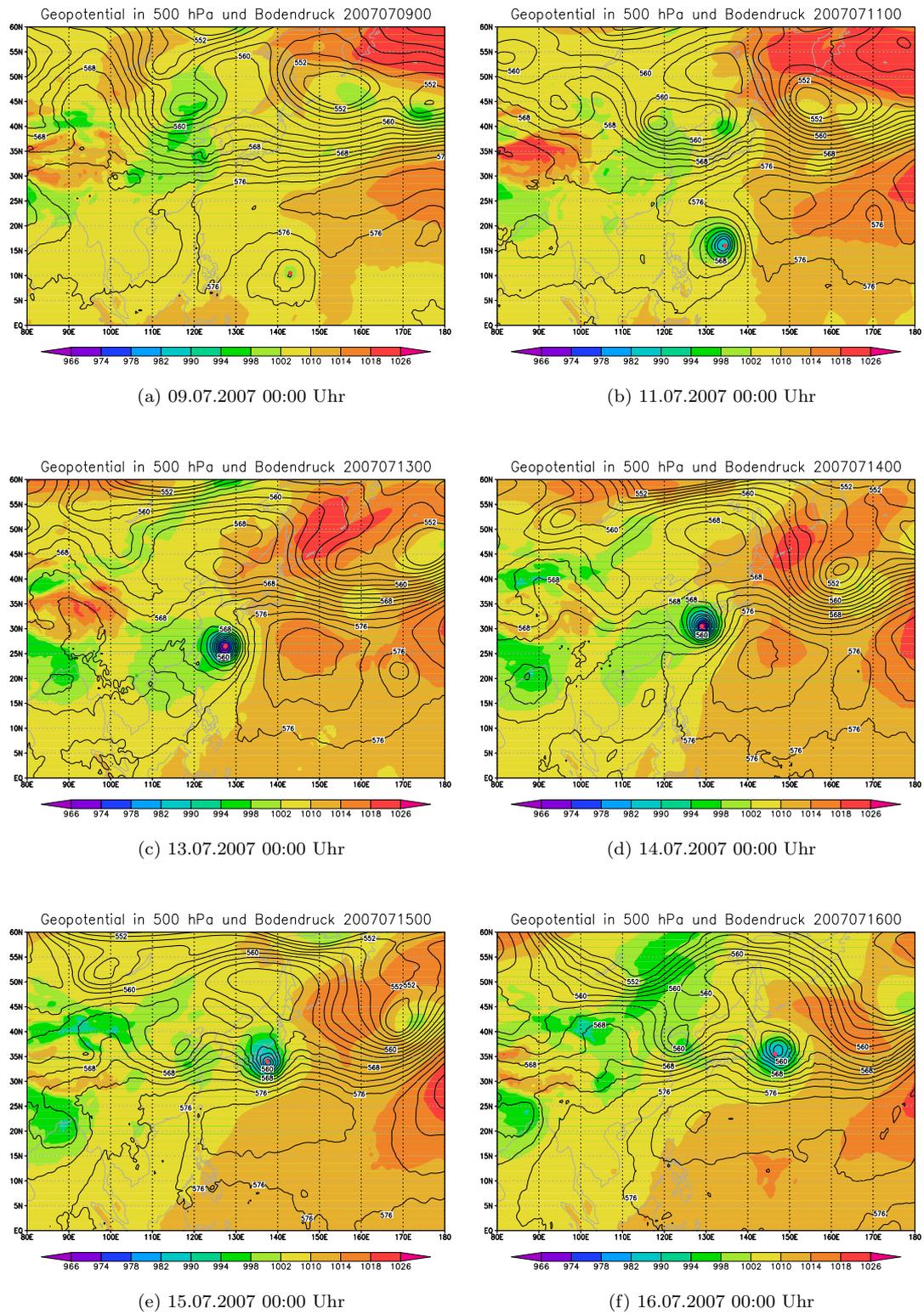


Abbildung 3.10: Mittlerer Druck auf Meeressniveau in hPa (farbig) und Geopotential in 500 hPa in gpm für den Taifun Man-Yi. Der rote Punkt markiert die Position des Taifuns (Minimum des mittleren Druck auf Meeressniveau).

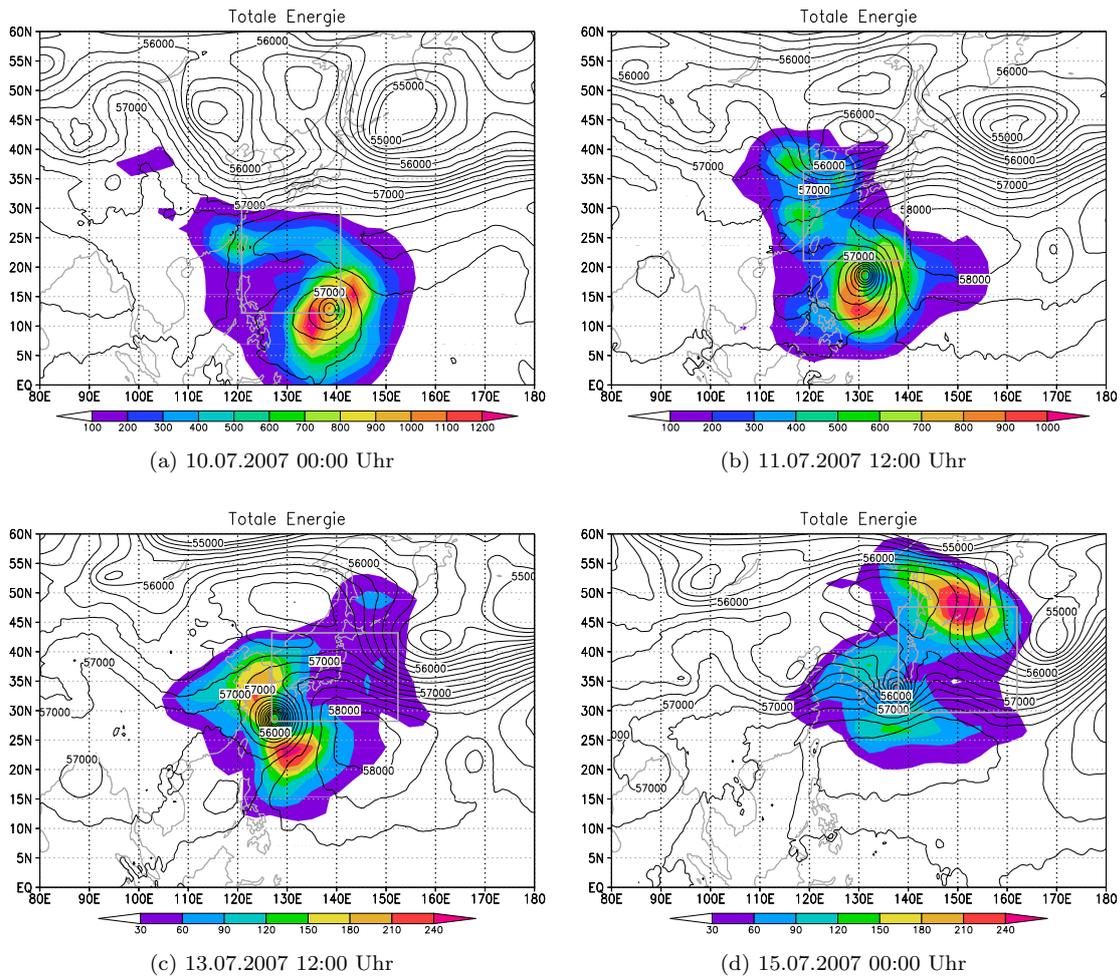


Abbildung 3.11: Dargestellt ist der Sensitivitätsindex (farbig) und das Geopotential (schwarze Kontur) in 500 hPa für den Taifun Man-Yi. Die Position des Taifuns wird durch den roten Punkt markiert. Das graue Rechteck kennzeichnet die Lage der Optimierungsregion.

ben. Am 10. Juli um 00:00 Uhr liegen die Bereiche höchster Sensitivität in der direkten Umgebung von Man-Yi. Maxima befinden sich nordöstlich und südwestlich von Man-Yi (siehe Abb. 3.11a). Ein weiteres, schwächeres Maximum liegt am westlichen Rand des Subtropenhochs, am westlichen Rand des Optimierungsgebietes, nordwestlich von Man-Yi. Der Bereich erhöhter Sensitivität hat eine bogenförmige Struktur. Diese Punkte stimmen mit Situation 2 des Schemas überein (siehe Abb. 3.8). Es kommt 36 Stunden später zu einer deutlichen Änderung der Sensitivitätsverteilung (siehe Abb. 3.11b). Die Sensitivitätsmaxima zeigen jetzt eine räumliche Anordnung, wie sie von Situation 4a des Schemas beschrieben wird. Weiterhin liegt der Bereich mit der größten Sensitivität in der unmittelbaren Umgebung von Man-Yi. Das Maximum befindet sich südlich bis südwestlich des Taifuns. Weitere Sensitivitätsmaxima befinden sich nordwestlich von Man-Yi im Bereich eines schwachen Trogtes der mittleren Breiten. Am 13. Juli um 12:00 findet ein Übergang von Situation 4a zu Situation 5 statt (siehe Abb. 3.11c). Das Sensitivitätsmaximum liegt südlich von Man-Yi. Ein weiteres Maximum befindet sich nördlich von Man-Yi. Es liegt zwischen der Strömung eines Trogtes, stromaufwärts von Man-Yi, und der Strömung des Taifuns. Des Weiteren ist bereits ein schwaches Sensitivitätsmaximum im Bereich des kräftigen Rückens, stromabwärts von Man-Yi, zu erkennen. Diese Konfiguration der Sensitivitätsmaxima wird von Situation 5 (siehe Abb. 3.8) beschrieben. Im weiteren zeitlichen Verlauf gewinnt das mit dem stromabwärtigen Rücken verknüpfte Maximum stark an Bedeutung. Am 15. Juli befindet sich das Sensitivitätsmaximum im Bereich des Rückens, stromabwärts von Man-Yi (siehe Abb. 3.11d).

3.1.2.2 Usagi 2007

Der Taifun Usagi entsteht am 28. Juli 2007 und zieht in westliche Richtung (siehe Abb. 3.12). Usagi bewegt sich bis zum 30. Juli in der Strömung am nördlichen Rand des Subtropenhochs mit. Er ändert dann seinen Kurs auf Nordosten und zieht durch das Subtropenhoch hindurch (siehe Abb. 3.13a bis d). Aufgrund der niedrigen Druckgradienten in den Tropen lässt sich dieser Sachverhalt deutlicher anhand der Stromlinien erkennen (nicht gezeigt). Westlich und östlich von Usagi existieren jeweils zwei Hochdruckgebiete mit einer abgeschlossenen antizyklonalen Strömung. Zwischen dem 1. und dem 3. August bewegt sich Usagi vorderseitig eines Trogtes stromaufwärts von Usagi in die Strömung der mittleren Breiten hinein (siehe Abb. 3.13c bis e). Er zieht über

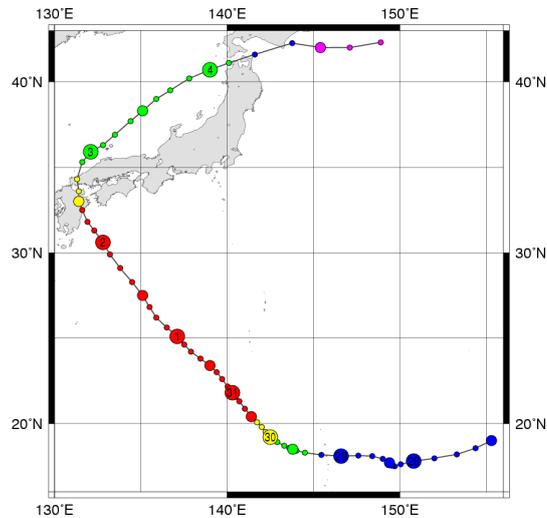


Abbildung 3.12: Wie Abb. 3.9, nur für den Taifun Usagi (Digital Typhoon, 2008)

den südwestlichen Teil Japans hinweg, dreht dann nach Nordosten ab, um sich schließlich mit der Strömung der mittleren Breiten nach Osten zu bewegen. Er zieht weiter, über den nördlichen Teil Japans hinweg. Am 4. Juli um 12 Uhr hat er sich zu einem außertropischen Tiefdruckgebiet umgewandelt und löst sich kurz darauf auf (Digital Typhoon, 2008).

Die Entwicklung der Struktur der Sensitivität verläuft für den Taifun Usagi nach dem Schema $4a \rightarrow 3a \rightarrow 4a \rightarrow 4b \rightarrow 5$. Am 29. Juli um 00:00 Uhr befinden sich die Regionen mit der höchsten Sensitivität in der direkten Umgebung von Usagi (siehe Abb. 3.14a). Es befinden sich Maxima am östlichen und nördlichen Rand von Usagi. Ein weiteres Maximum liegt nordwestlich von Usagi, im Bereich eines Troges der mittleren Breiten an der nordwestlichen Ecke des Optimierungsgebietes. Somit handelt es sich um die Situation 4a des Schemas (siehe Abb. 3.8).

Die Frage, ob sich die Sensitivität im Bereich des Troges zu diesem Zeitpunkt auf den Taifun Usagi bezieht oder mit dem Trog selber in Verbindung steht, kann nicht beantwortet werden. Der Trog ragt meridional in das Optimierungsgebiet hinein. Somit würden starke Änderungen in der Entwicklung des Troges einen großen Einfluss auf die Energie der Störung im Optimierungsgebiet haben, ohne dass der Taifun Usagi notwendigerweise direkt betroffen wäre. Dies ist ein prinzipielles Problem bei der Interpretation anfänglicher singulärer Vektoren, insbesondere wenn das Optimierungsgebiet

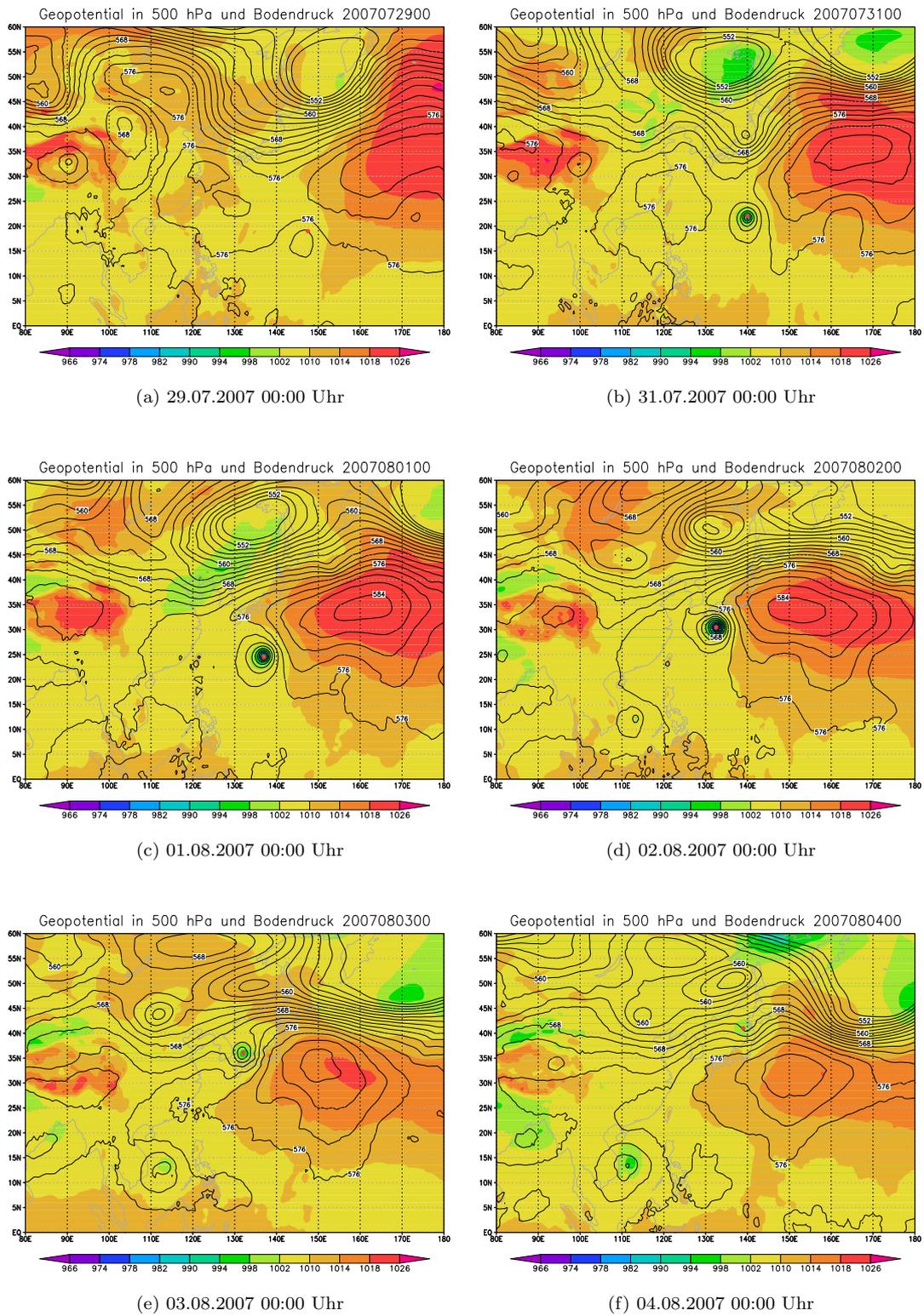


Abbildung 3.13: Wie Abb. 3.10, nur für den Taifun Usagi

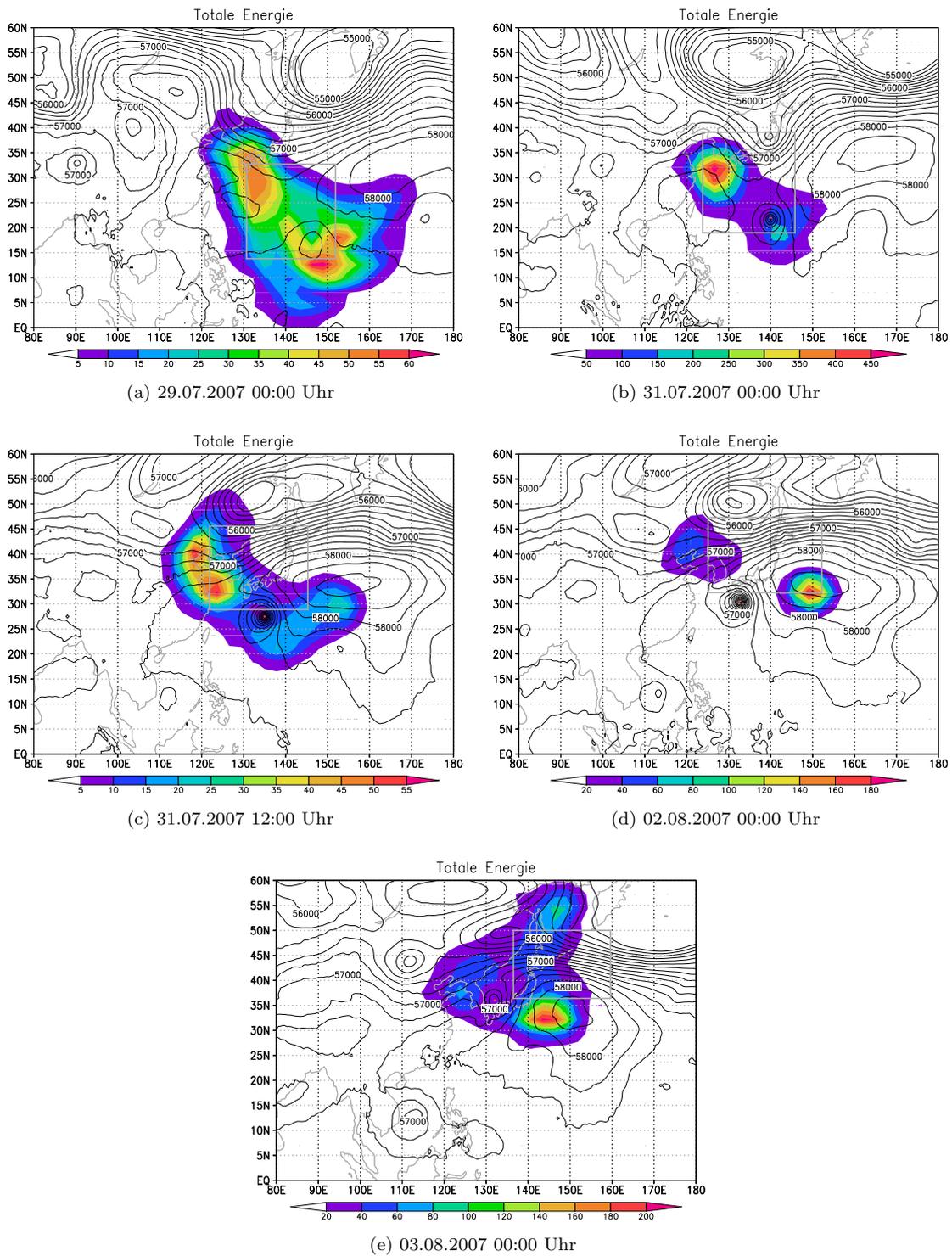


Abbildung 3.14: Wie Abb. 3.11, nur für den Taifun Usagi

deutlich größer als der Taifun selber ist. Usagi besitzt zu diesem Zeitpunkt nur eine geringe räumliche Ausdehnung und müsste folglich von Änderungen im Bereich des Troges nicht direkt betroffen sein.

Am 31. Juli um 00:00 Uhr stellt sich die Situation 3a ein (siehe Abb. 3.14b). Ein Sensitivitätsmaxima befindet sich südöstlich Usagis in seiner direkter Umgebung. Ein weiteres Maximum liegt im Bereich des Subtropenhochs nordwestlich des Taifuns. Das Subtropenhoch westlich des Taifuns ist anhand der abgeschlossene Isohypse westlich von Usagi zu erkennen. Es ist mit einer abgeschlossenen antizyklonalen Strömung verbunden. Ein erneuter Wechsel zu Situation 4a findet am 1. August um 12:00 Uhr statt (siehe Abb. 3.14c). Das Sensitivitätsmaximum liegt vorderseitig eines schwachen Troges der mittleren Breiten, des Weiteren befindet sich eine Region erhöhter Sensitivität südlich des Taifuns. Zu diesem Termin ist schon schwache Sensitivität im Bereich des Subtropenhochs östlich von Usagi zu erkennen. Am 2. August um 00:00 befindet sich ein ausgeprägtes Sensitivitätsmaximum östlich von Usagi in der Mitte des Subtropenhochs (siehe Abb. 3.14d). Ein weiteres Maximum liegt vorderseitig eines schwachen Troges stromaufwärts von Usagi. In der direkten Umgebung von Usagi selbst ist nur schwache Sensitivität zu finden. Diese Anordnung entspricht im Wesentlichen Situation 4b des Schemas. Die Struktur der Sensitivitätsmaxima entspricht hingegen am 3. August um 00:00 Uhr im Wesentlichen der Situation 5 des Schemas (siehe Abb. 3.14e). Das Maximum der Sensitivität befindet sich weiterhin im Bereich des Subtropenhochs östlich von Usagi. Weitere Maxima befinden sich zum einen stromaufwärts von Usagi vorderseitig eines schwachen Troges, zum anderen stromabwärts von Usagi im Bereich eines Rückens. Um Usagi herum ist wieder nur schwache Sensitivität vorhanden.

3.1.2.3 Nabi 2005

Der Taifun Nabi entsteht am 29. August 2005 (siehe Abb. 3.15). Nabi zieht bis zum 31. August in westliche Richtung. Nordwestlich von Nabi befindet sich der Taifun Talim (siehe Abb. 3.16a und a). Talim löst sich im weiteren Verlauf auf. Ab dem 31. August zieht Nabi nach Nordwesten, entlang des westlichen Randes des Subtropenhochs, bis er am 6. September nach Nordosten abdreht (siehe Abb. 3.16a bis f). Zu diesem Zeitpunkt befindet sich Nabi über dem südwestlichen Teil Japans. Zwischen dem 5. und 6. September bewegt sich Nabi in die Strömung der mittleren Breiten hinein. Stromaufwärts von Nabi befindet sich zu diesem Zeitpunkt ein schwacher Trog. Bei Nabis

Eintreffen verändert sich die bis dahin sehr zonale Strömung der mittleren Breiten erheblich. Es bildet sich eine deutliche Wellenstruktur aus. Stromabwärts von Nabi baut sich ein Rücken auf, während sich stromaufwärts von Nabi ein Trog entwickelt. Am 8. September um 12:00 Uhr ist Nabis Umwandlung zu einem außertropischen Tiefdruckgebiet abgeschlossen (Digital Typhoon, 2008).

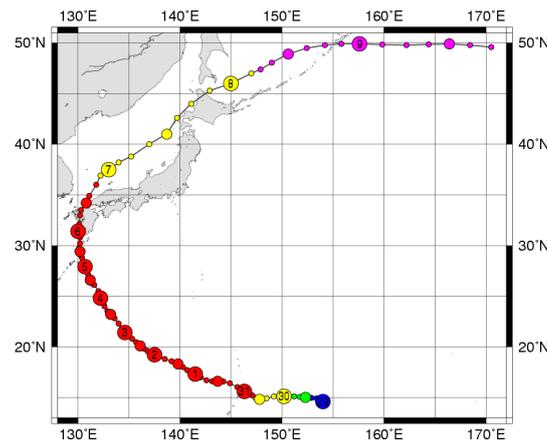


Abbildung 3.15: Wie Abb. 3.9, nur für den Taifun Nabi (Digital Typhoon, 2008)

Die zeitliche Entwicklung der Sensitivitätsstruktur verläuft im Falle von Nabi nach dem Schema $1 \rightarrow 2 \rightarrow 4a \rightarrow 5$ ab. Am 30. August entspricht die Sensitivitätsstruktur der Situation 1 des Schemas (siehe Abb. 3.17a). Das Sensitivitätsmaximum befindet sich in der direkten Umgebung von Nabi, östlich bis nordöstlich des Taifuns, zwischen der Strömung des Taifuns und der des Subtrophenhochs. Es ist deutlich, dass mit dem Taifun Talim, der sich nordwestlich von Nabis Optimierungsregion befindet, keinerlei Sensitivität verknüpft ist. Am 31. August vollzieht sich ein Wechsel zu Situation 2 des Schemas (siehe Abb. 3.17b). Das Sensitivitätsmaximum liegt weiterhin in der direkten Umgebung von Nabi, allerdings befindet sich ein ausgeprägtes Maximum nördlich von Nabi im Zentrum des Subtrophenhochs. Das gesamte Gebiet erhöhter Sensitivität weist eine leicht gebogene Struktur auf. Der Taifun Talim zeigt weiterhin keine Sensitivität hinsichtlich Nabis Optimierungsregion. Wieder 84 Stunden später, am 3. September um 12:00 Uhr, hat ein Wechsel zu Situation 4a stattgefunden (siehe Abb. 3.17c). Das Sensitivitätsmaximum befindet sich nun im Bereich der mittleren Breiten, stromaufwärts von Nabi. Ungefähr 48 Stunden später bewegt sich Nabi in den Bereich der mittleren Breiten hinein. In der direkten Umgebung von Nabi liegen weiterhin Ma-

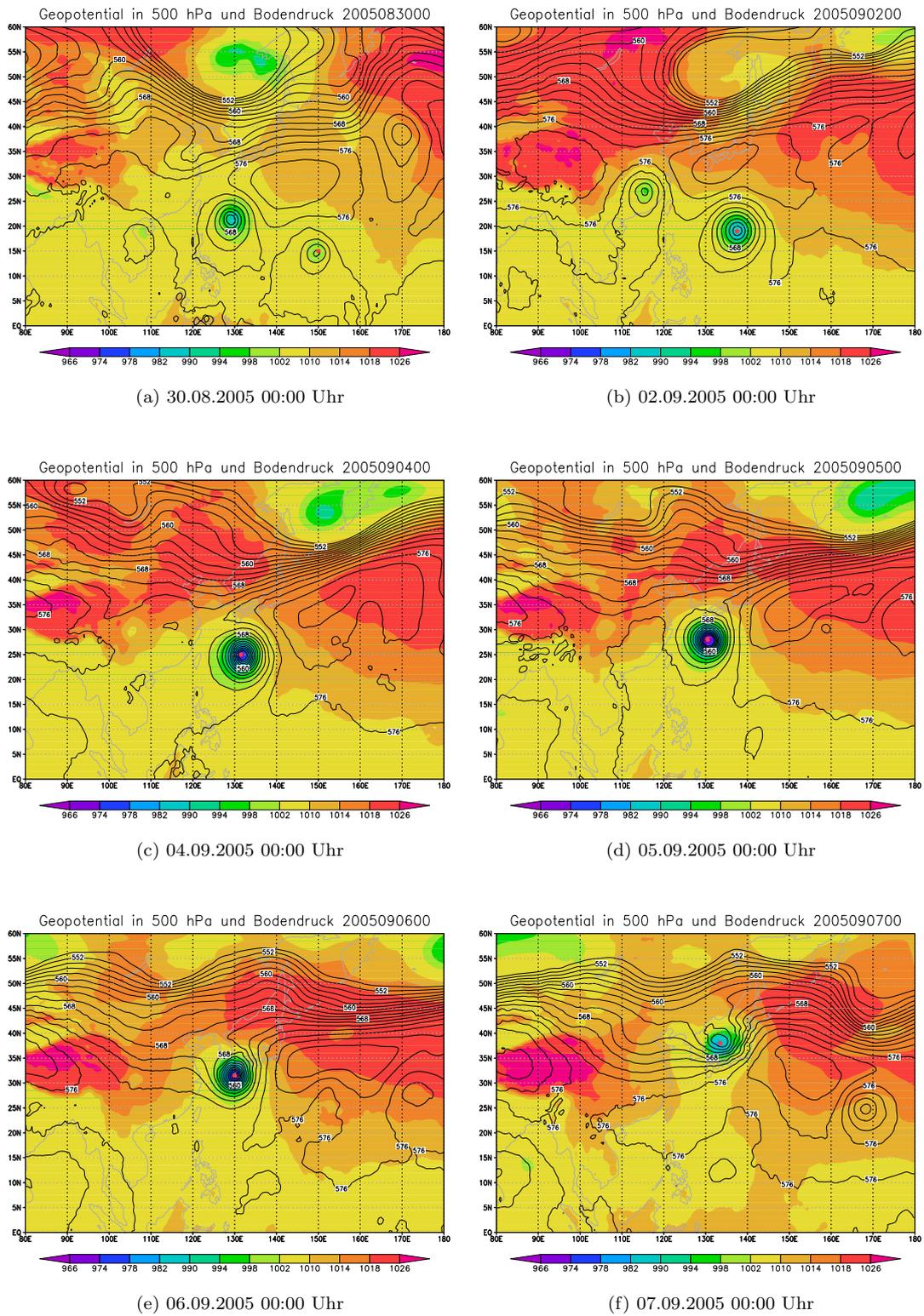


Abbildung 3.16: Wie Abb. 3.10, nur für den Taifun Nabi

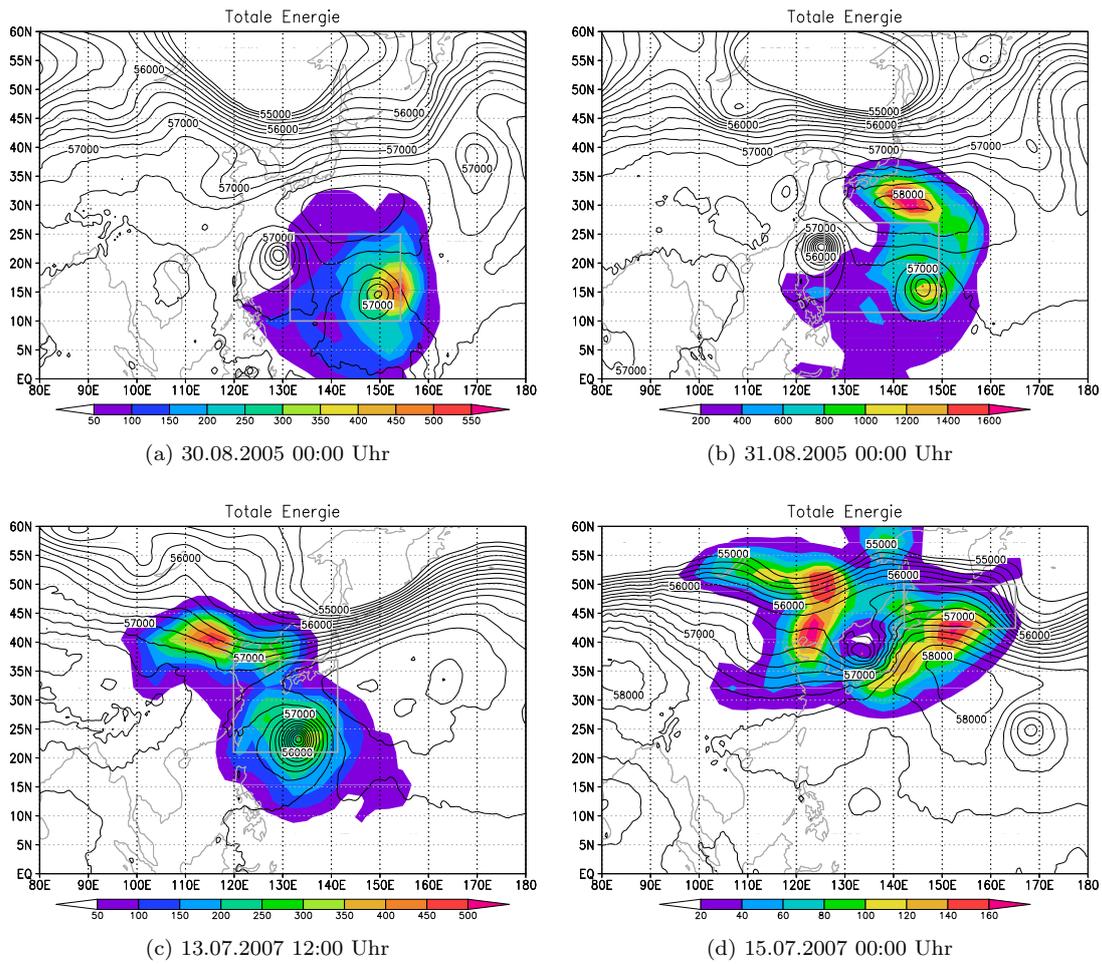


Abbildung 3.17: Wie Abb. 3.11, nur für den Taifun Nabi

xima, insbesondere im Bereich zwischen Taifun und Subtropenhoch. Der Situation 5 des Schemas entspricht die Struktur der Sensitivität am 7. September um 00:00 Uhr (siehe Abb. 3.17d). Es befinden sich Maxima sowohl stromaufwärts von Nabi, vorderseitig eines Trogas, als auch stromabwärts von Nabi, im Bereich des sich aufbauenden Rückens. In der direkten Umgebung von Nabi selbst ist nur noch schwache Sensitivität zu finden.

3.1.2.4 Ewiniar 2006

Der Taifun Ewiniar entsteht am 29. Juli 2006. Er zieht bis zum 8. Juli in nordwestliche Richtung, entlang des westlichen Randes des Subtropenhochs (siehe Abb. 3.19a bis c). Ewiniar zieht dann weiter nach Norden, durch das Subtropenhoch hindurch (siehe Abb. 3.19c und d). Diese Tatsache ist deutlicher anhand der Stromlinien in 500 hPa zu erkennen (nicht gezeigt). Westlich von Ewiniar bildet sich ein Hochdruckgebiet mit einer abgeschlossenen antizyklonalen Strömung. Am 10. Juli ändert er seinen Kurs auf Nordost, taucht in die Strömung der mittleren Breiten ein und zieht über Südkorea hinweg (siehe Abb. 3.19e und f). Während Ewiniar sich der Strömung der mittleren Breiten nähert und in sie eintaucht, modifiziert er das Strömungsmuster. Stromabwärts von Ewiniar baut sich ein Rücken auf. Seine Umwandlung zu einem außertropischen Tiefdruckgebiet ist am 10. Juli um 12:00 abgeschlossen.

Die Beschreibung der Entwicklung der Struktur der Sensitivitätsmaxima hinsichtlich des Schemas ist $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3a \rightarrow 4a \rightarrow 5$. Am 1. Juli um 12:00 Uhr liegt der Bereich erhöhter Sensitivität in der direkten Umgebung von Ewiniar (siehe Abb. 3.20a). Das Maximum der Sensitivität befindet sich im südöstlichen Bereich von Ewiniar. Dies stimmt mit der Situation 1 des Schemas (siehe Abb. 3.1) überein. Die Struktur der Sensitivität entspricht am 3. Juli um 12:00 Uhr der Situation 2 des Schemas (siehe Abb. 3.20b). Das Sensitivitätsmaximum befindet sich in der direkten Umgebung des Taifuns. Es liegt zwischen dem Taifun und dem Subtropenhoch, nördlich bis nordöstlich von Ewiniar. Ein Maximum liegt nördlich von Ewiniar am nordöstlichen Rand des Subtropenhochs. Die Situation 3a des Schemas tritt am 6. Juli um 00:00 Uhr ein (siehe Abb. 3.20c). Auch hier liegt das Maximum der Sensitivität in der direkten Umgebung von Ewiniar. Es befindet sich nördlich des Taifuns, wobei sich der Bereich erhöhter Sensitivität bis weit nach Osten in das Subtropenhoch hineinzieht. Insofern liegt ein Fall zwischen Situation 3a und 3b vor. Ein weiteres Sensitivitätsmaximum befindet

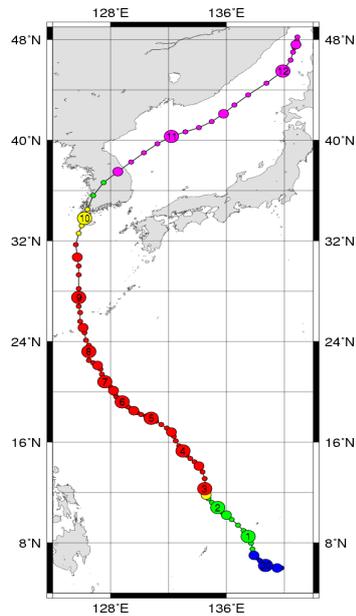


Abbildung 3.18: Wie Abb. 3.9, nur für den Taifun Ewiniar (Digital Typhoon, 2008)

sich nordwestlich des Taifuns. Dort befindet sich ein Hoch. Dieser Sachverhalt ist anhand der antizyklonal gekrümmten Isohypse nordwestlich von Ewiniar zu erkennen. Das Sensitivitätsmaximum befindet sich im Bereich der antizyklonalen Strömung des Hochs.

Am 9. Juli um 12:00 Uhr liegt ein ringförmiger Bereich erhöhter Sensitivität um den Taifun herum (siehe Abb. 3.20d). Insbesondere befinden sich Maxima zwischen dem Taifun und dem Subtropenhoch, und zwischen dem Taifun und der Strömung der mittleren Breiten. Ein weiteres Maximum liegt stromaufwärts von Ewiniar, im Bereich eines Troges der mittleren Breiten. Diese Konstellation entspricht Situation 4a des Schemas. Ein Wechsel zu Situation 5 in der Struktur der Sensitivität vollzieht sich am 10. Juli um 12:00 Uhr (siehe Abb. 3.20e). Das Maximum der Sensitivität liegt im Bereich des Troges stromabwärts von Ewiniar. Ein weiteres, schwächeres Maximum befindet sich stromaufwärts des Taifuns, im Bereich eines schwachen Troges. Um den Taifun selber ist nur schwache Sensitivität zu finden.

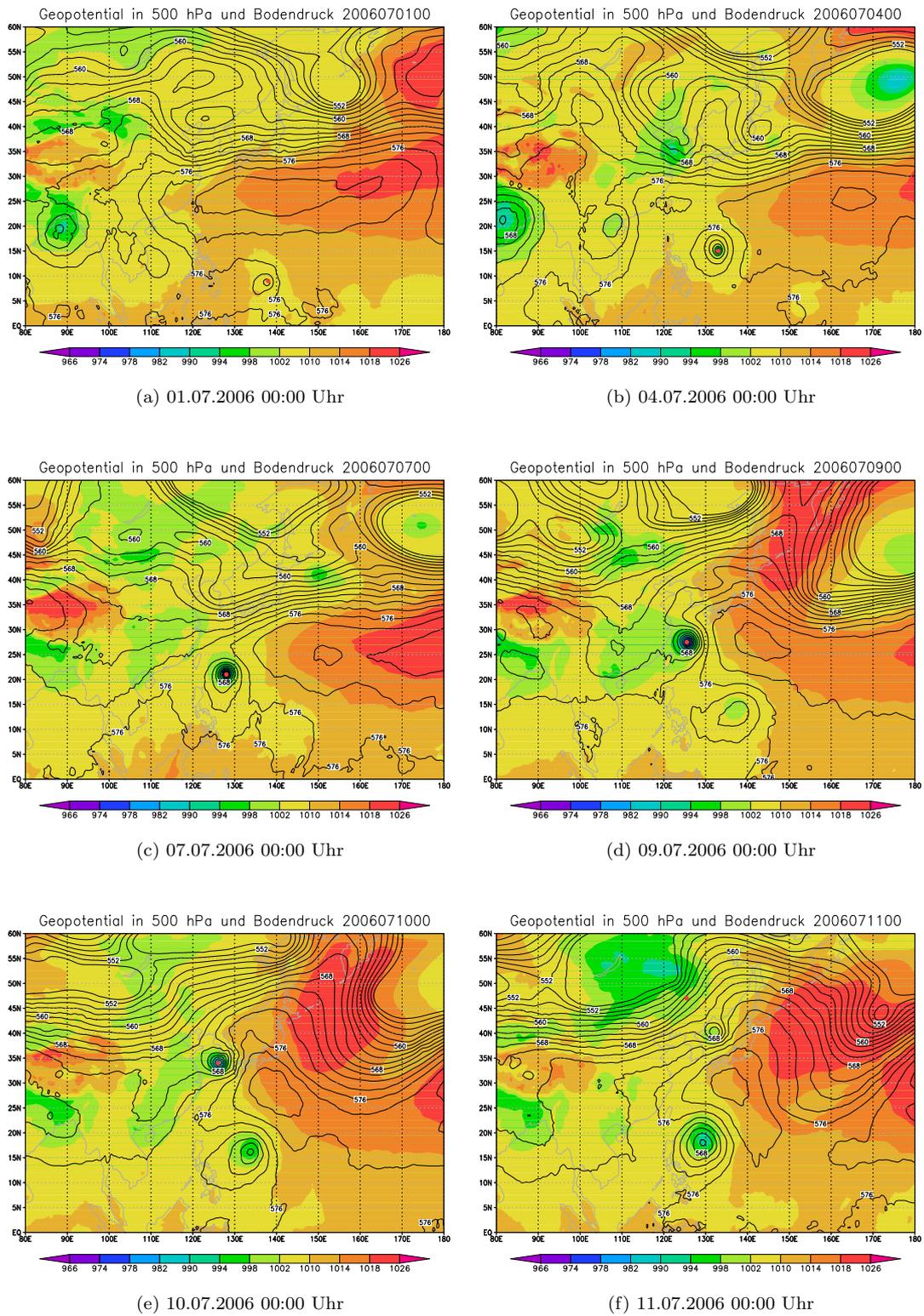


Abbildung 3.19: Wie Abb. 3.10, nur für den Taifun Ewiniar

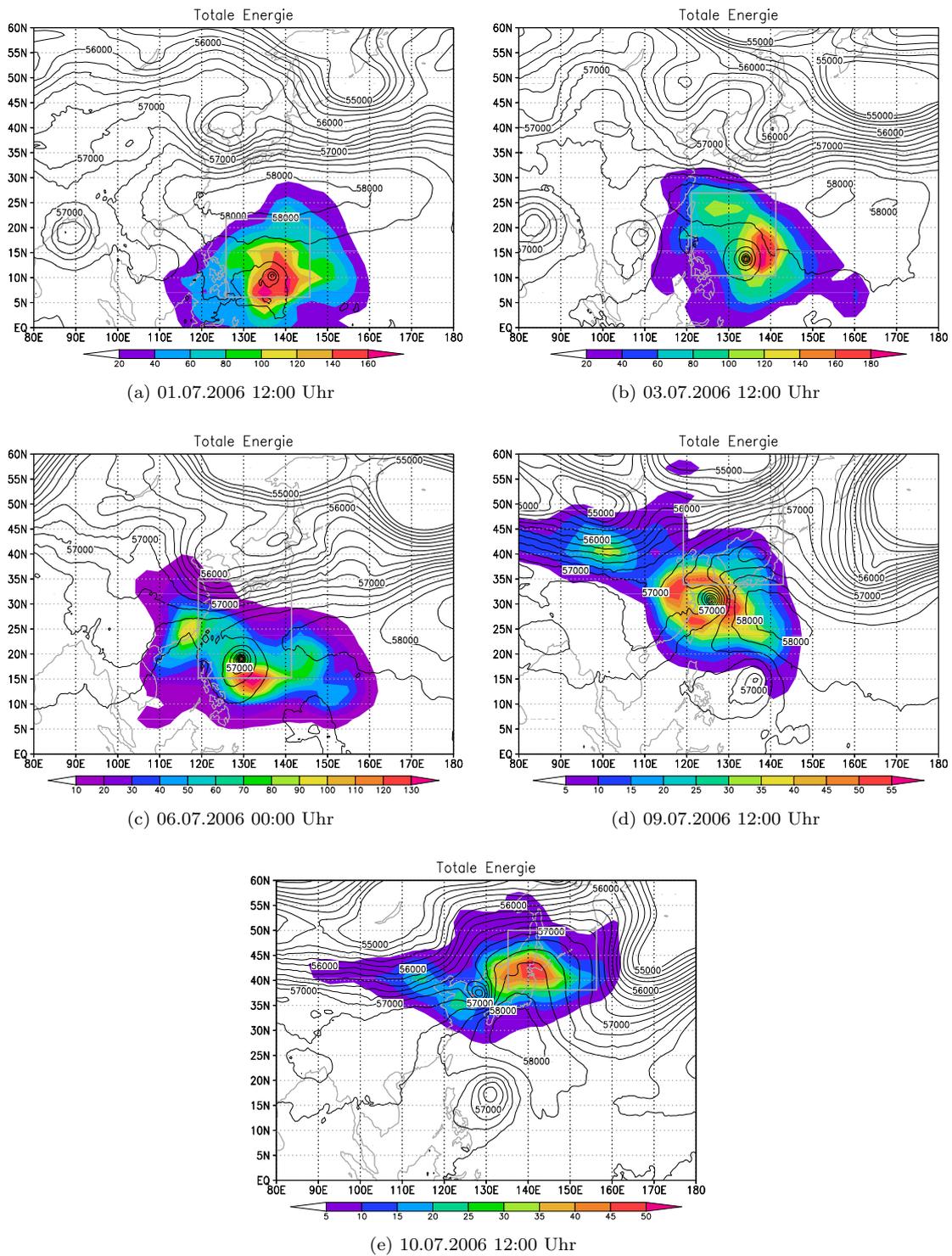


Abbildung 3.20: Wie Abb. 3.11, nur für den Taifun Ewiniar

3.1.3 Diskussion

Das vorgestellte Schema eignet sich, um die prinzipielle Verteilung der Sensitivität der singulären Vektoren zu dem jeweiligen Zeitpunkt zu beschreiben. Der Sensitivitätsindex identifiziert Komponenten der Strömung (z.B. Tröge oder den Taifun), die für das Wachstum der singulären Vektoren im Optimierungsgebiet entscheidend sind. Interessant ist hier, dass die Situation 3 bei den untersuchten Fällen immer im Zusammenhang mit Taifunen auftritt, die sich durch das Subtropenhoch hindurch bewegen.

Mit dem vorgestellten Schema ist es möglich, einen Überblick über die gesamte Situation zu erhalten.

Der Sensitivitätsindex ist weniger geeignet, um auf die Art und Weise zu schließen, wie verschiedene, für Wachstum wichtige Komponenten der Strömung miteinander wechselwirken. Es kann nicht klar entschieden werden, ob ein Sensitivitätsmaximum, z.B. im Bereich eines Troges, sich wirklich auf den Taifun bezieht. Dieser Fragestellung wird im Abschnitt 3.2 nachgegangen, in dem die zeitliche Entwicklung der singulären Vektoren innerhalb des Optimierungszeitraumes dargestellt wird.

Die singulären Vektoren sind, wie nicht anders zu erwarten, sensitiv bezüglich Änderungen der Trajektorie, mit der sie berechnet wurden. Änderungen an dem Vorhersagesystem können somit Auswirkungen auf die Struktur und Lage der Sensitivitätsmaxima haben. Beim Vergleich von Terminen, die mit verschiedenen Zyklen gerechnet wurden, zeigt sich, dass das hier vorgestellte qualitative Schema weiterhin gültig bleibt. Für den Vergleich wurden operationale singuläre Vektoren und 9 Termine, die mit dem neueren Zyklus 32r3 gerechnet wurden, herangezogen (siehe Abschnitt 3.2).

Ein Effekt, der zwischen verschiedenen Modell-Zyklen auftreten kann, ist, dass es mitunter zu einer zeitlichen Verschiebung der einzelnen Situationen kommen kann. Zum Beispiel kann Situation 5 bei einem mit einem anderen Modellzyklus 32r3 gerechneten Fall einen Termin später auftreten, als wenn der Fall mit Modellzyklus 32r2 gerechnet wurde. Diese Hypothese muss durch weitere, zukünftige Rechnungen gefestigt werden.

Betrachtet man die kinetische und die potentielle Energie der anfänglichen singulären Vektoren getrennt, wird deutlich, dass die potentielle Energie zumeist die totale Energie der anfänglichen singulären Vektoren dominiert. Die Werte des Sensitivitätsindex der potentiellen Energie sind für die jeweiligen Termine in der Regel höher, als die, der kinetischen Energie (vgl. Abb. 3.21a und c, und 3.21b und d). Dies ist

sowohl für die tropische Phase, Situationen 1,2,3a und 3b, als auch für die Übergangsphase, Situation 4a und 4b, und für die außertropische Phase, Situation 5, der Fall. Für außertropische singuläre Vektoren wurde dies schon von Buizza und Palmer (1995) festgestellt. Dass dies auch für die hier untersuchten, auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren gilt, steht im Gegensatz zu den Ergebnissen von Peng und Reynolds (2006). Sie stellten bei den von ihnen untersuchten singulären Vektoren fest, dass im Bereich des tropischen Wirbelsturmes selbst die mit den anfänglichen singulären Vektoren verbundene kinetische Energie die totale Energie dominiert. Sensitivitätsmaxima im Bereich andere synoptischer Systeme wurden bei den Untersuchungen von Peng und Reynolds (2006) hingegen von der potentiellen Energie dominiert. Bei den mit dem IFS des EZMW berechneten singulären Vektoren ist eine so einfache Trennung zwischen singulären Vektoren in der Umgebung des Taifuns und singulären Vektoren, die in Verbindung mit anderen Synoptischen Systemen stehen, anhand der anfänglichen singulären Vektoren nicht möglich. Die Verteilung und das Wachstum der Energie wird in Abschnitt 3.2.4 genauer beschrieben.

Die Singulärwerte nehmen, wenn sich die Taifune in die Strömung der mittleren Breiten bewegen, zunehmend ab. Im Falle des Taifuns Man-Yi ist eine deutliche Abnahme der Singulärwerte zu beobachten (siehe Tabelle 3.2). Der erste Singulärwert vom 12. Juli um 12:00 Uhr ist nur noch ca. halb so groß wie 3 Termine zuvor. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich schon über zwei Drittel der Optimierungsregion jenseits von 30° Nord. Ein Grund für diesen Rückgang könnte sein, dass die auf tropische Wirbelstürme gezielten singulären Vektoren in einem orthogonalen Unterraum zu den singulären Vektoren der mittleren Breiten berechnet werden. Um diese Frage zu klären, bedarf es weiterer Untersuchungen.

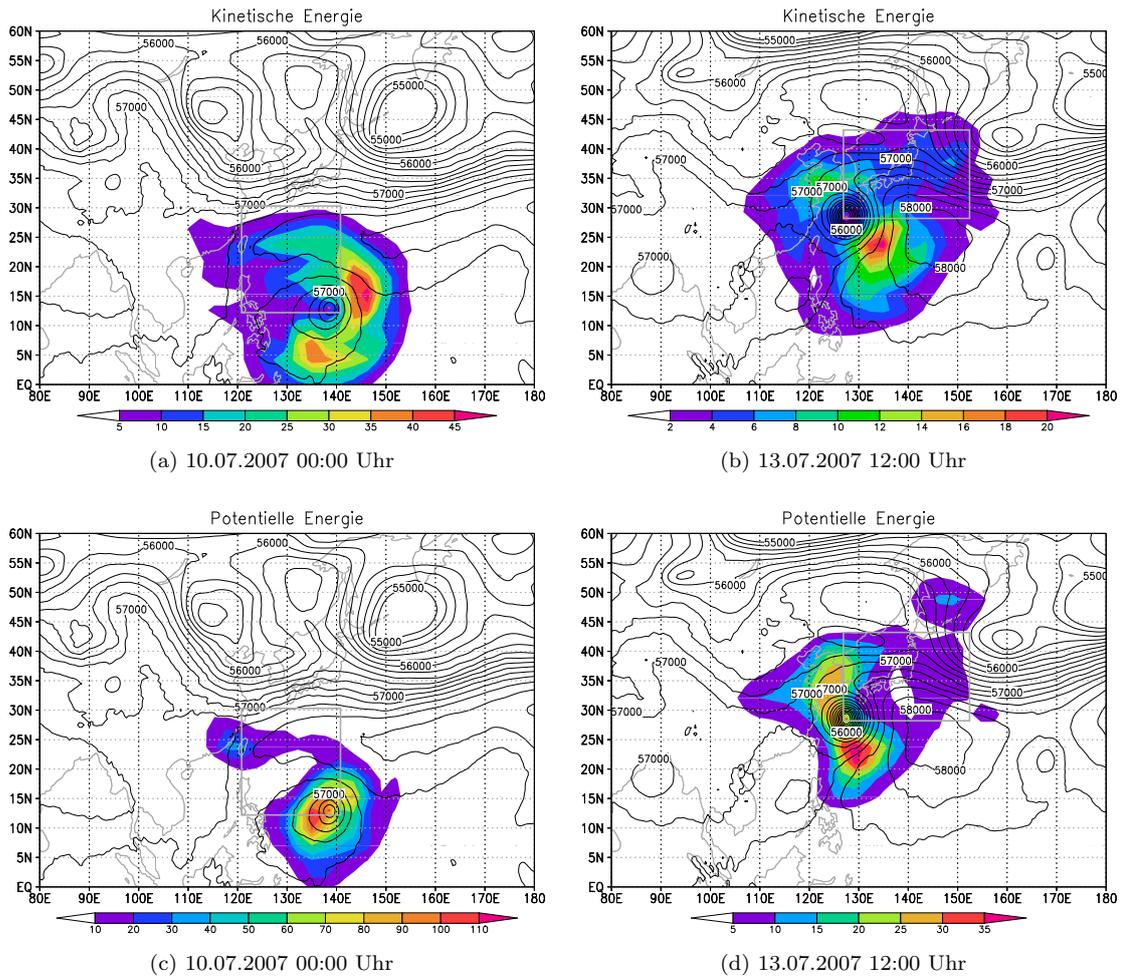


Abbildung 3.21: Wie Abb. 3.11, nur für kinetische (a und b) und die potentielle (c und d) Energie der jeweiligen Termine

Termin	1. Singulärwert	2. Singulärwert
2007070900	21.6206	13.5615
2007070912	20.7412	16.1494
2007071000	15.6377	12.7519
2007071012	18.1072	12.5776
2007071100	26.1542	13.2634
2007071112	19.7536	10.1648
2007071200	16.136	8.9532
2007071212	10.9869	7.5099
2007071300	11.5489	6.8505
2007071312	7.6529	5.5957
2007071400	11.0238	5.5193
2007071412	10.5256	8.2055
2007071500	7.2436	5.288
2007071512	6.1587	5.4418
2007071600	8.971	5.1107
2007071612	4.712	3.5144

Tabelle 3.2: Der erste und der zweite Singulärwert des Taifuns Man-Yi an dem jeweiligen Termin

3.2 Wachstumsmechanismen

In dem Kapitel 3.1 wurden typische Muster der Sensitivitätsverteilung identifiziert. Es ist allerdings nicht möglich von diesen anfänglichen Strukturen auf die Mechanismen zu schließen, die das starke Wachstum der singulären Vektoren bewirken. Es wurden im Vorfeld anfängliche und entwickelte singuläre Vektoren verglichen. Die Interpretation der Strukturen hinsichtlich der verantwortlichen Wachstumsprozesse erwies sich als schwierig.

Aus diesem Grund wurden von Martin Leutbecher Modifikationen am IFS (Modellzyklus 32r3) des EZMW vorgenommen. Es ist nun möglich, die singulären Vektoren alle drei Stunden innerhalb ihres Optimierungszeitraumes auszugegeben und so ihre zeitliche Entwicklung zu verfolgen. Es handelt sich also bei den im Folgenden dargestellten Daten um die zeitliche Integration der anfänglichen singulären Vektoren mittels des tangentiellen linearen Modells. Die Trajektorie, mit der die singulären Vektoren berechnet werden, ist eine Vorhersage über 48 Stunden. Sie besitzt eine relativ niedrige Auflösung von ca. 2.8° (T42). Somit können sich deutliche Unterschiede zwischen den Analysen und der Repräsentation des Taifuns in der Vorhersage ergeben. Die starken Druckgradienten, die mit einem tropischen Wirbelsturm verbunden sind, können z.B. nicht im vollen Umfang wiedergegeben werden. Die mit den Taifunen verbundene Strömung ist folglich mitunter deutlich schwächer, als sie es in einer höher aufgelösten Vorhersage wäre.

Die in diesem Abschnitt untersuchten Taifune sind Man-Yi (2007), Usagi (2007) und Nabi (2005). Die Berechnungen wurden an jeweils drei Terminen für jeden Taifun durchgeführt. Es wurden nach Möglichkeit folgende Termine gewählt:

- „Tropische Phase“: ein primär tropischer Termin (Situation 1, 2 oder 3 des Schemas)
- „Übergangsphase“: ein Termin ca. zwei Tage vor dem Umbiegen der Zugbahn des Taifuns (Situation 4a/b des Schemas); hier bewegt sich der Taifun in die Strömung der mittleren Breiten hinein
- „Außertropische Phase“: ein Termin ca. zwei Tage vor dem Abschluss der außertropischen Umwandlung des Taifuns (Situation 4a/b oder 5 des Schemas); zu diesem Zeitpunkt befindet sich der Taifun bereits in der Strömung der mittleren Breiten

Die ausgewählten Termine sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Taifun	Man-Yi	Usagi	Nabi
Zyklus	32r3	32r3	32r3
tropische Phase	2007070912	2007073100	2005090112
Übergangsphase	2007071200	2007080200	2005090312
außertropische Phase	2007071412	2007080300	2005090612

Tabelle 3.3: Die Termine, die für die Untersuchung ausgewählt wurden.

3.2.1 Tropische Phase

Die untersuchten tropischen Termine sind der 9. Juli 2007 12:00 Uhr für den Taifun Man-Yi, der 31. Juli 00:00 Uhr für den Taifun Usagi, und der 1. September 2005 12:00 Uhr für den Taifun Nabi. Die Taifune bewegen sich zu diesem Zeitpunkt am nordwestlichen (Man-Yi, Nabi) bzw. westlichen Rand (Usagi) des Subtropenhochs entlang. Hierbei besitzt Man-Yi sowohl zu Beginn (siehe Abb. 3.22a) als auch am Ende des Optimierungszeitraumes (siehe Abb. 3.22b) die Form eines relativ symmetrischen Wirbels. Das gleiche gilt für Nabi (siehe Abb. 3.22c und 3.22d); Usagi hingegen wird, während er sich nach Norden durch das Subtropenhoch hindurch bewegt, deutlich deformiert (siehe Abb. 3.22e bis f). Somit besitzt er am Ende des Optimierungszeitraumes die Form einer Ellipse, deren Hauptachse von Norden nach Süden verläuft. Des Weiteren schwächt sich Usagi im Verlauf des Optimierungszeitraumes stark ab, so dass nach 48 Stunden nur noch ein sehr schwacher Wirbel vorhanden ist. Usagi befindet sich zu diesem Zeitpunkt deutlich näher an der Strömung der mittleren Breiten als Man-Yi und Nabi.

Die Störungsvorticity (die aus den Geschwindigkeitskomponenten des jeweiligen singulären Vektors berechnete Vorticity) des ersten auf den Taifun Man-Yi gezielten singulären Vektors bildet im Verlauf des Optimierungszeitraumes im Bereich des Taifuns einen Vorticity-Dipol aus. Diese Struktur wird als eine „Wellenzahl-Eins-Störung“ bezeichnet, da die Vorticity in azimuthaler Richtung hinsichtlich des Taifuns einen Wellenberg und ein Wellental aufweist. Zu Beginn des Optimierungszeitraumes (siehe Abb. 3.23a) hat die Störungsvorticity des ersten singulären Vektors eine spiralförmige Struktur. Die

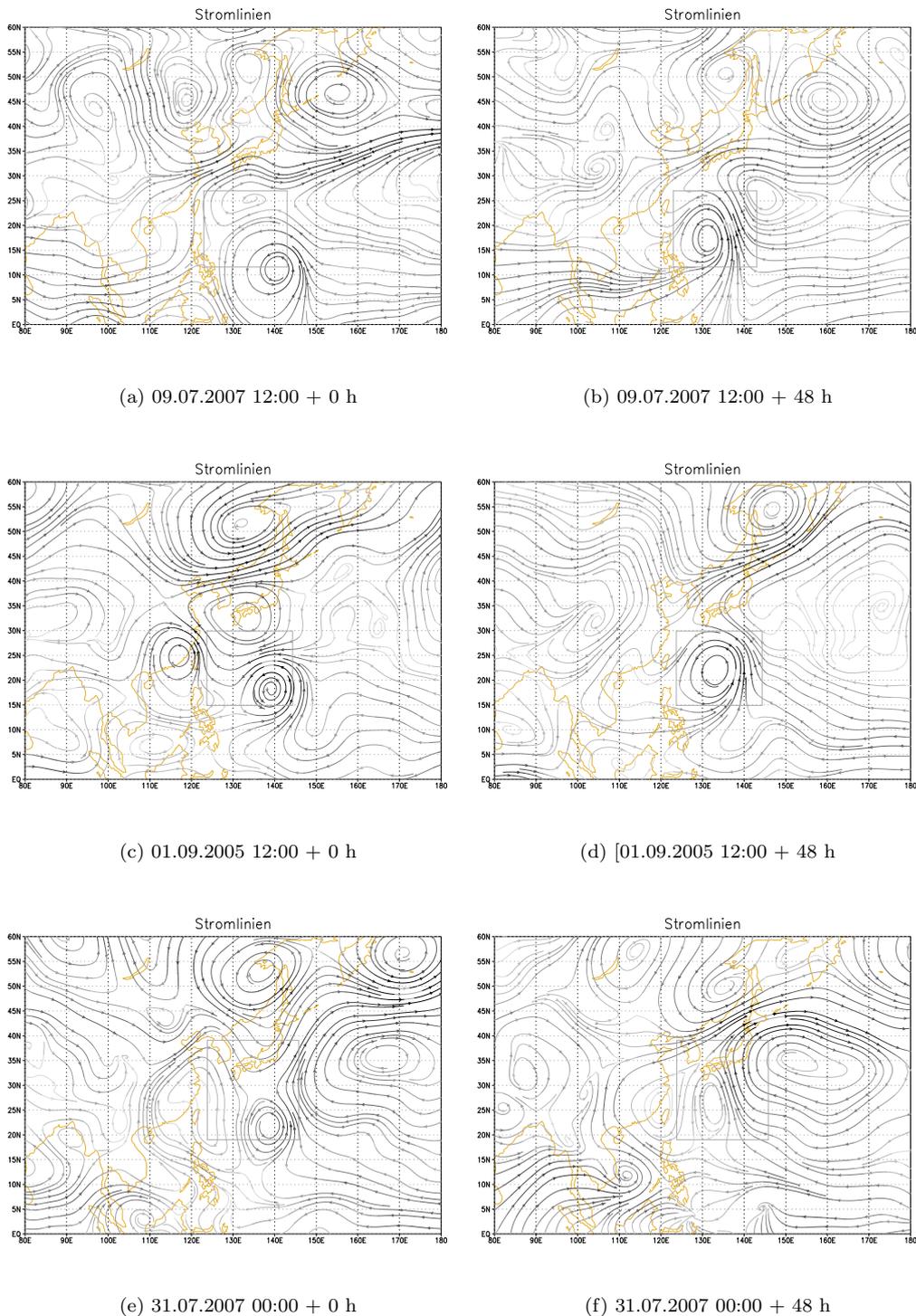


Abbildung 3.22: Stromlinien der Trajektorie auf Modellevel 40 (ca. 650 hPa) für Man-Yi (a und b), Nabi (c und d) und Usagi (e und f), jeweils zu Beginn und am Ende des Optimierungszeitraumes (tropische Phase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

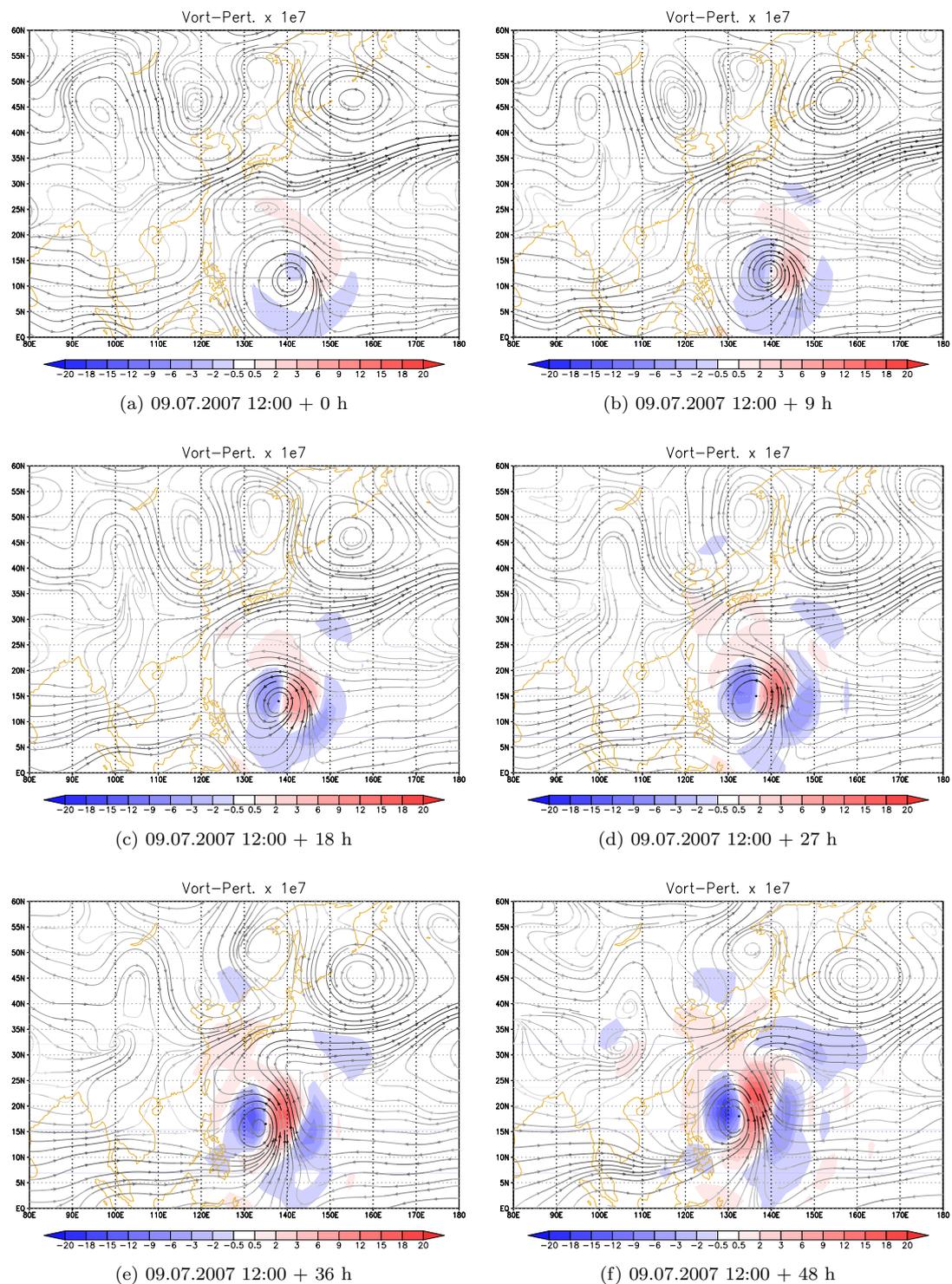


Abbildung 3.23: Horizontalschnitt der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des ersten singulärer Vektors Man-Yis (tropische Phase) auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa). Zusätzlich sind die Stromlinien der Trajektorie dargestellt. Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit. Der graue Kasten kennzeichnet das Optimierungsgebiet. Die ungefähre Position des Taifuns ist durch den kleinen schwarzen Punkt gekennzeichnet.

Spirale besitzt eine Neigung gegen die radiale (hinsichtlich Man-Yi) Windscherung. Der Spiralarm mit positiver Vorticity erstreckt sich nach Norden bis in die Strömung des Subtropenhochs hinein. Der Spiralarm mit negativer Vorticity erstreckt sich vom südwestlichen Rand des Taifuns bis in den südlichen Teil des Subtropenhochs. Diese spiralförmige Struktur verschwindet im Verlauf des Optimierungszeitraumes (siehe Abb. 3.23a bis f). Es bilden sich ein kräftiges Vorticitymaximum, bzw. -minimum im Bereich des Taifuns aus. Das Maximum befindet sich im östlichen Teil von Man-Yi, und das Minimum im westlichen Teil von Man-Yi. Das Maximum und das Minimum sind somit zonal angeordnet.

Befindet sich das Maximum im Osten und das Minimum im Westen, wird dies im Folgenden als eine Ost-West-Ausrichtung bezeichnet. Die umgekehrte Situation wird als eine West-Ost-Ausrichtung bezeichnet. Analog dazu wird bei einer meridionalen Ausrichtung von einer Nord-Süd-Ausrichtung gesprochen, wenn sich das Maximum im Norden und das Minimum im Süden befindet.

Die Dipolstruktur im Bereich des Taifuns bildet sich bis zum Ende des Optimierungszeitraumes immer deutlicher aus (siehe Abb. 3.23f). Die Achse des Vorticity-Dipols (man denke sich eine Trennlinie zwischen den negativen Werten der Vorticity im Westen und den positiven Werten der Vorticity im Osten des Taifuns) weist eine zyklonale Drehung mit der Höhe auf. Dies wird deutlich beim Vergleich von Modelllevel 40 und Modelllevel 30 (siehe Abb. 3.23b und 3.24a). Hierbei entspricht Modelllevel 40 ungefähr der Höhe von 650 hPa und Modelllevel 30 ungefähr der Höhe von 370 hPa. Das Vorticitymaximum des Dipols befindet sich z.B. nach 9 Stunden auf Modelllevel 40 weiter südlich als auf Modelllevel 30. Das Vorticityminimum hingegen befindet sich auf Modelllevel 40 weiter nördlich als auf Modelllevel 30. Somit erscheint die gesamte Struktur auf Modelllevel 30 im Vergleich zu Modelllevel 40 in zyklonale Richtung gedreht. Nach 48 Stunden ist diese zyklonale Drehung verschwunden. Stattdessen ist nun eine antizyklonale Drehung mit der Höhe zu erkennen (siehe Abb. 3.23f und 3.24b). Am südöstlich Rand des Taifuns entwickelt sich ein weiteres Vorticityminimum. Dieses Minimum wandert im Verlauf des Optimierungszeitraumes zum westlichen Rand des Taifuns (siehe Abb. 3.23a bis f).

Die Störungsvorticity des ersten singulären Vektors wird von barotropen Strukturen dominiert (siehe Abb. 3.25). Die Struktur der Störungsvorticity erstreckt sich während des Optimierungszeitraums homogen fast über die gesamte Troposphäre.

Die Strukturen der Störungsvorticity stellen, am Ende des Optimierungszeitraumes,

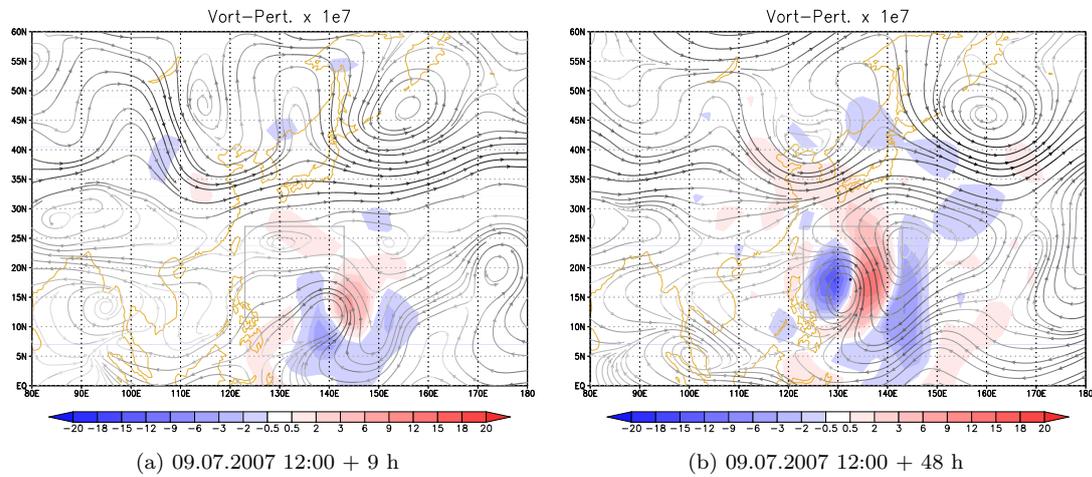


Abbildung 3.24: Wie Abb. 3.23b und 3.23f (tropische Phase), nur für Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

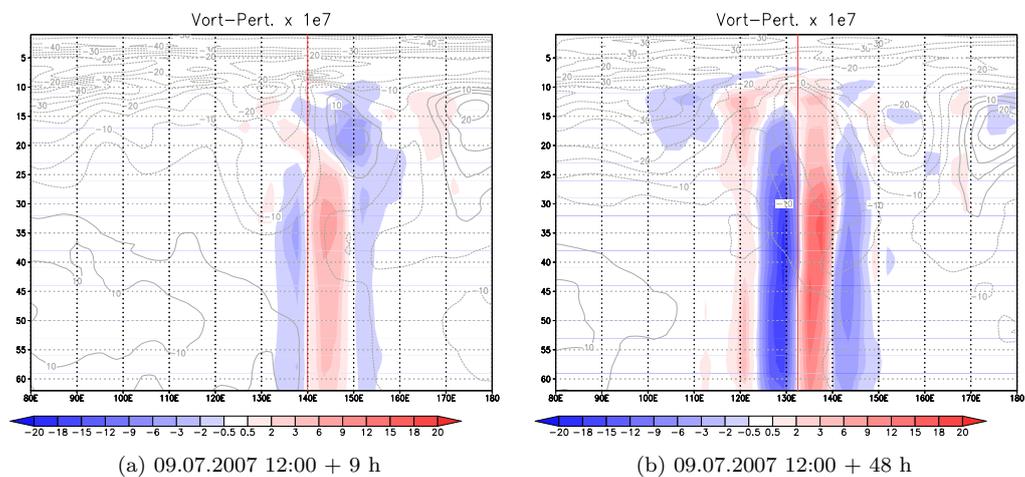


Abbildung 3.25: Zonalschnitt der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des ersten singulärer Vektors Man-Yis (tropische Phase) durch die Position des Taifuns nach a) 9 Stunden und b) 48 Stunden. Die Konturen zeigen den zonalen Wind. Die rote Linie gibt die ungefähre Position des Taifuns an.

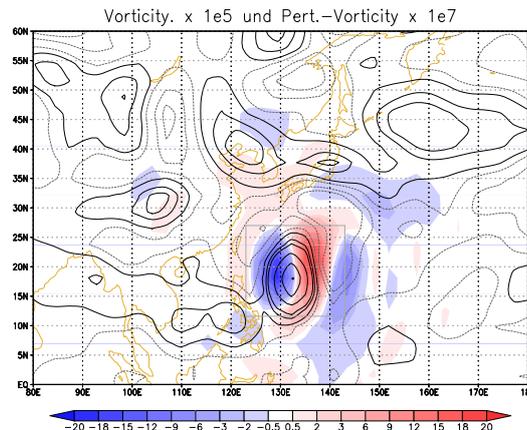


Abbildung 3.26: Horizontalschnitt der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des ersten singulären Vektors Man-Yis vom 09.07.2007 12:00 Uhr (tropische Phase) nach 48 Stunden auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa). Die Konturen zeigen die Vorticity der Trajektorie (schwarze durchgezogene Linien stehen für positive, graue gestrichelte Linien für negative Werte).

eine zonale Verschiebung des Taifuns dar (siehe Abb. 3.26). Dies wird beim Vergleich der Störungsvorticity mit der Vorticity der Trajektorie, mit der die singulären Vektoren bestimmt wurden, deutlich. Wird die Störungsvorticity zu der Vorticity der Trajektorie hinzuaddiert, wird in der westlichen Hälfte des Taifuns negative Vorticity zu der positiven Vorticity des Taifuns addiert. In der östlichen Hälfte des Taifuns hingegen wird positive Vorticity zu der positiven Vorticity des Taifuns addiert. Der Taifun wird somit nach Osten verschoben, und seine Strömung wird asymmetrischer. Der östliche Teil des Subtropenhochs wird ebenfalls nach Osten verschoben, da an seinem westlichen Rand positive Vorticity hinzuaddiert wird (das Subtropenhoch selber ist mit negativer Vorticity verknüpft), während weiter östlich negative Vorticity hinzuaddiert wird. Wird die Störungsvorticity von der Vorticity der Trajektorie subtrahiert, bewirkt dies eine Verschiebung des Taifuns und des Randbereichs des Subtropenhochs nach Westen.

Die Störungsvorticity des zweiten auf den Taifun Man-Yi optimierten singulären Vektors bildet ebenfalls einen Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns aus (siehe Abb. 3.27). Zu Beginn des Optimierungszeitraumes (siehe Abb. 3.27a) ist wieder die spiralförmige Struktur der Störungsvorticity zu erkennen. Die Spiralen des ersten und zweiten singulären Vektors sind zueinander versetzt (vgl. Abb. 3.23a und 3.27a). Die

Neigung der Strukturen gegen die Scherung nimmt im zeitlichen Verlauf ab, während sie sich amplifiziert. Es bildet sich ein Vorticity-Dipol aus (siehe Abb. 3.27a bis f). Im Gegensatz zum ersten singulären Vektor sind das Vorticitymaximum und das Vorticityminimum des zweiten singulären Vektors meridional angeordnet, wobei die Extrema eine Nord-Süd-Ausrichtung aufweisen. Das Wachstum der Störungsvorticity ist nicht symmetrisch über den gesamten Taifun verteilt. Es findet in den ersten 27 Stunden des Optimierungszeitraumes primär in Bereich zwischen Taifun und Subtropenhoch statt. Dort sind in der Trajektorie, um die linearisiert wird, die höchsten Windgeschwindigkeiten zu finden. Zum Ende des Optimierungszeitraumes ist die Achse des Dipols jedoch nahezu auf dem Taifun zentriert (siehe Abb. 3.27a bis f). Das Vorticityminimum teilt sich während des zeitlichen Verlaufes auf (siehe Abb. 3.27d und f). Der östliche Teil bewegt sich auf das Zentrum des Subtropenhochs, der westliche Teil auf den Mittelpunkt des Taifuns zu. Am Ende des Optimierungszeitraumes sind auch die Vorticityextrema im Bereich des Subtropenhochs, am östlichen Rand des Taifuns, meridional ausgerichtet, allerdings mit einer Süd-Nord-Ausrichtung. Wie beim ersten singulären Vektor besitzt die Achse des Vorticity-Dipols eine zyklonale Drehung mit der Höhe (vgl. z.B. Abb. 3.27b und 3.28a). Am Ende des Optimierungszeitraumes ist hingegen eine antizyklonale Drehung mit der Höhe zu erkennen (vgl. Abb. 3.27f und 3.28b). Wie die Störungsvorticity des ersten singulären Vektors besitzt auch die Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors einen starken barotropen Anteil, der die Struktur der Störungsvorticity dominiert.

Die Vorticitystrukturen des zweiten singulären Vektors bewirken am Ende des Optimierungszeitraumes eine meridionale Verschiebung des Taifuns. Wird das Vorticityfeld der Störung zu dem der Trajektorie hinzuaddiert, bewirkt dies eine Verschiebung des Taifuns und des Subtropenhochs nach Norden. Mit der Höhe wird der Taifun zusätzlich geschwächt, da sich in höheren Modellleveln der Bereich mit negativer Vorticity näher am Zentrum des Taifuns befindet. Wird das Vorticityfeld der Störung von dem der Trajektorie subtrahiert, bewirkt dies eine Verschiebung des Taifuns und des Subtropenhochs nach Süden.

Die Störungsvorticity des dritten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors besitzt zu Beginn des Optimierungszeitraumes ebenfalls eine spiralförmige Struktur (siehe Abb. 3.29a). Im Unterschied zum ersten und zweiten singulären Vektor besitzt die Störungsvorticity des dritten singulären Vektors die Struktur einer Wellenzahl-Zwei-Störung. Die Spirale windet sich von außen antizyklonal zum Mittelpunkt des Taifuns.

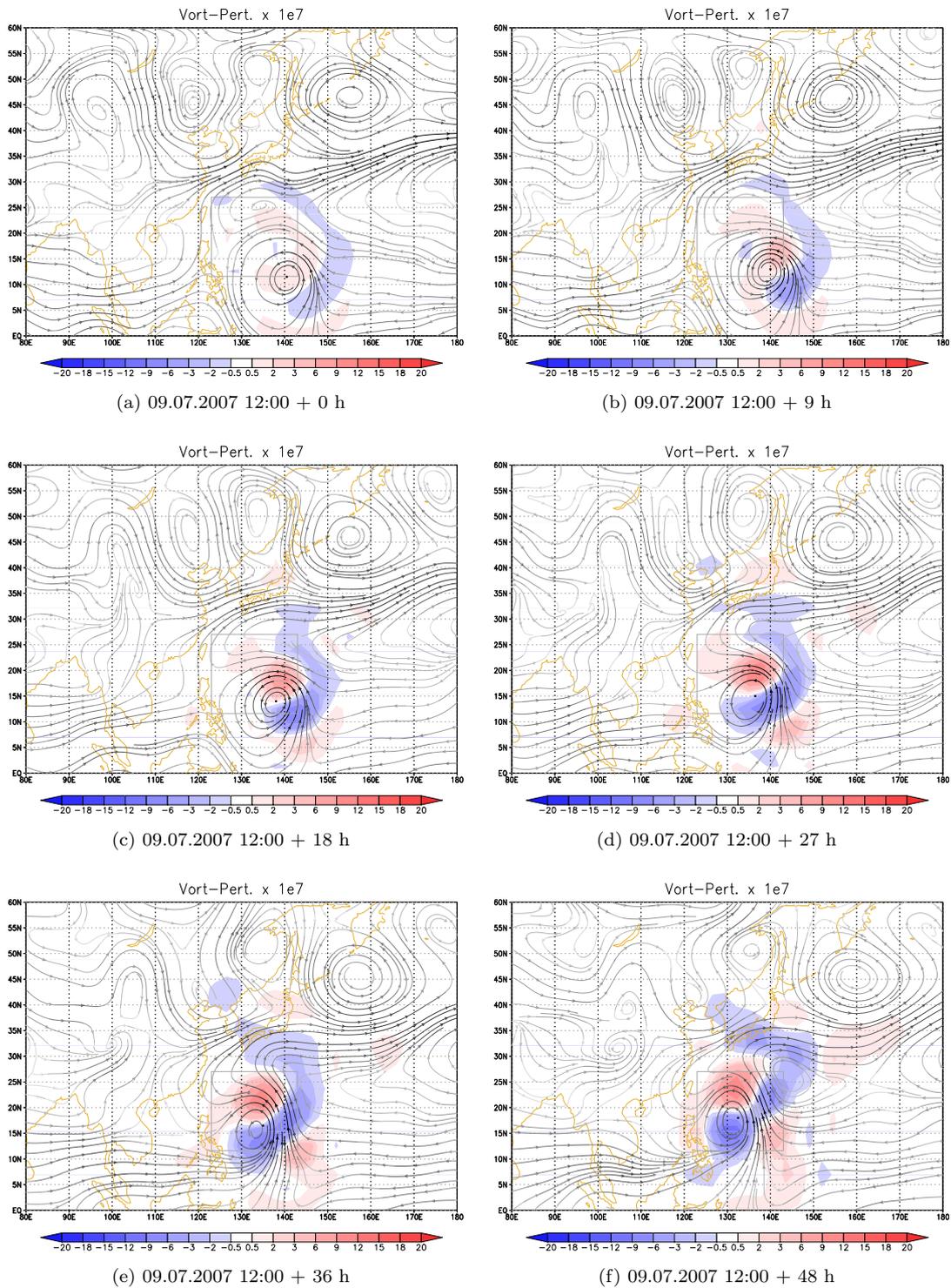


Abbildung 3.27: Wie Abb. 3.23 (tropische Phase), nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

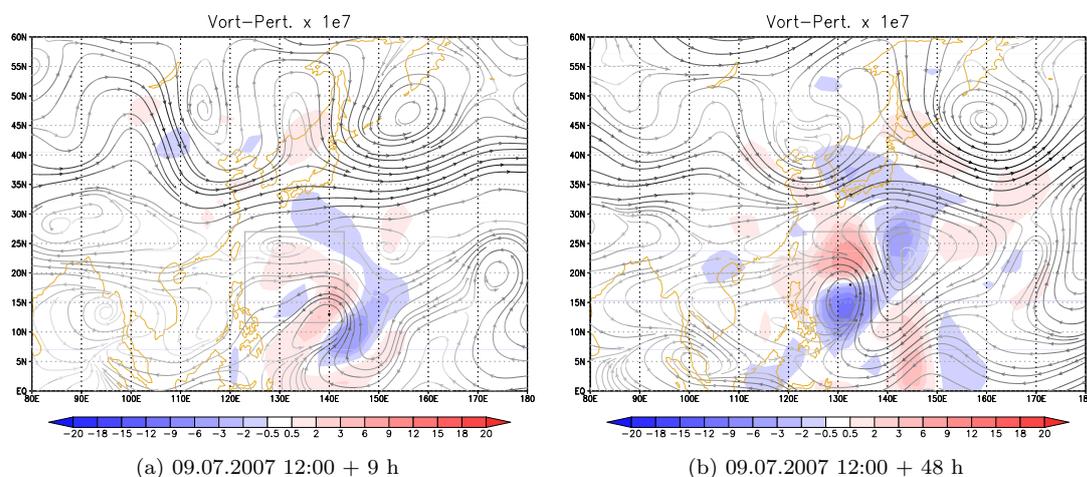


Abbildung 3.28: Wie Abb. 3.23b und 3.23f (tropische Phase), nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

Im Laufe der zeitlichen Entwicklung nimmt die Neigung der Spirale gegen die Scherung ab (vgl. Abb. 3.29a bis d). Es bildet sich zunehmend ein Vorticity-Quadrupol aus, der allerdings durch die Umgebungsströmung deformiert wird (siehe Abb. 3.29d bis 3.29f). Am Ende des Optimierungszeitraumes liegen die Vorticityextrema somit nicht symmetrisch um den Taifun herum. Die Vorticitymaxima und Vorticityminima sind zu Beginn des Optimierungszeitraumes auf verschiedenen Modellleveln zueinander versetzt: auf Modelllevel 40 befindet sich z.B. das südliche Vorticityminimum des Quadrupols weiter westlich als auf Modelllevel 30 (vgl. Abb. 3.29b und 3.30a). Auch der dritte singuläre Vektor weist somit eine zyklonale Verdrehung mit der Höhe auf. Am Ende des Optimierungszeitraumes hingegen ist eine antizyklonale Verdrehung mit der Höhe zu erkennen (vgl. Abb. 3.29f und 3.30b).

Die Störungsvorticity des dritten singulären Vektors erstreckt sich ebenfalls über die gesamte Troposphäre. Ihre Amplitude ist in der Vertikalen allerdings weniger einheitlich als die der ersten beiden singulären Vektoren.

Die Störungsvorticity des dritten singulären Vektors bewirkt am Ende des Optimierungszeitraumes nicht, wie die des ersten und zweiten singulären Vektors, eine Translation des Taifuns, sondern eine Drehung um seine Achse (siehe Abb. 3.31). Gleichzeitig wird der Taifun deformiert. Wird das Vorticityfeld der Störung zu dem der Trajektorie hinzuaddiert, bewirkt dies, dass im nordwestlichen und südöstlichen Teil des Taifuns

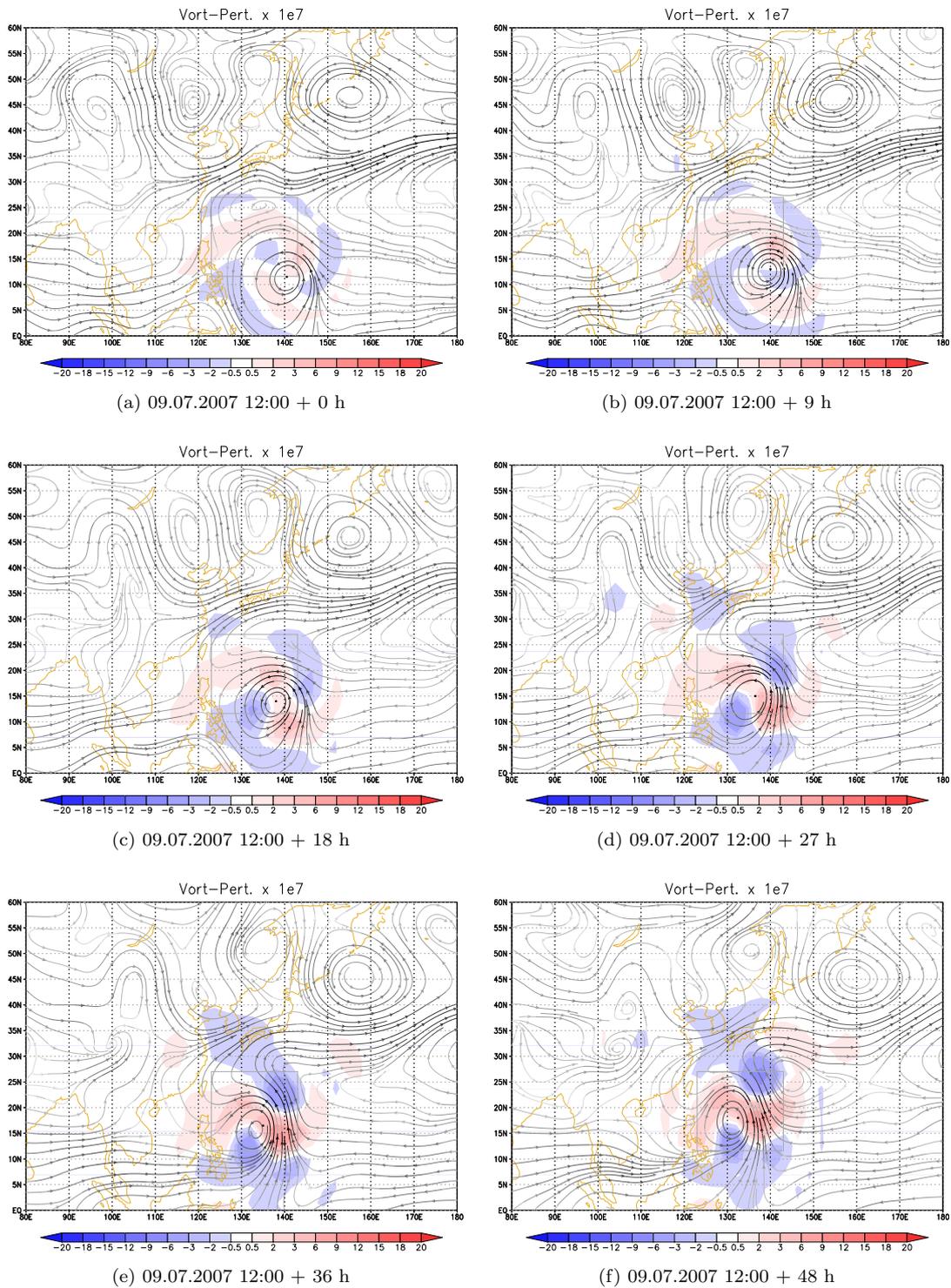


Abbildung 3.29: Wie Abb. 3.23 (tropische Phase), nur für den dritten singulären Vektor Man-Yis und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

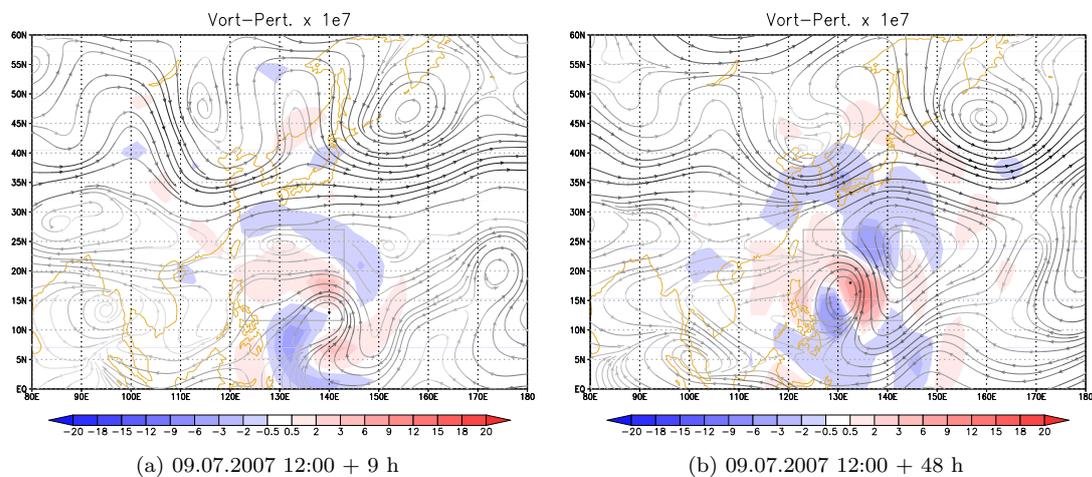


Abbildung 3.30: Wie Abb. 3.23b und 3.23f (tropische Phase), nur für den dritten singulären Vektor und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

positive Vorticity hinzuaddiert wird, während im nordöstlichen und südwestlichen Teil des Taifuns negative Vorticity hinzuaddiert wird. Dies führt zum einen zu einer Stauung der Südwest-Nordost-Achse des Taifuns, und zum anderen zu einer Streckung der Südost-Nordwest-Achse. Da der Taifun in der Trajektorie die Form einer Ellipse hat, deren Hauptachse eine Nord-Süd-Orientierung besitzt (siehe Abb. 3.29f) bewirkt dies eine Drehung des Taifuns. Dasselbe geschieht mit dem nördlichen und südlichen Gebiet des Subtropenhochs.

Die Störungsvorticity des vierten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors gleicht im Wesentlichen der des dritten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors. Sie besitzt die Struktur einer Wellenzahl-Zwei-Störung. Sie hat anfänglich ebenfalls die Form einer vierarmigen Spirale, deren Spiralarmlen sich gegen die Scherung neigen (siehe Abb. 3.32). Die Spiralen des dritten und vierten singulären Vektors sind wiederum gegeneinander versetzt (vgl. z.B. 3.29a und 3.32a). Am Ende des Optimierungszeitraumes sind die Vorticityextrema des vierten singulären Vektors von Südosten nach Nordwesten angeordnet, während die des dritten singulären Vektors von Südwesten nach Nordosten angeordnet sind (vgl. Abb. 3.29f und 3.32b). Auch der vierte singuläre Vektor weist eine schwache zyklonale Verdrehung mit der Höhe auf. Zum Ende des Optimierungszeitraumes verschwindet diese zyklonale Verdrehung.

Die Störungsvorticity des vierten singulären Vektors Man-Yis bewirkt am Ende des

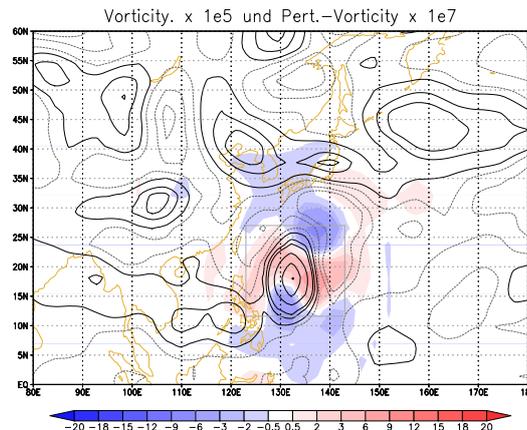


Abbildung 3.31: Wie Abb. 3.26, nur für den dritten singulären Vektor Man-Yi vom 09.07.2007 12:00 Uhr (tropische Phase) auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

Optimierungszeitraumes ebenfalls eine Drehung um seine Achse und eine Deformation des Taifuns, allerdings ist diese der durch den dritten singulären Vektor bewirkten Drehung entgegengesetzt.

Die Struktur der Störungsvorticity des fünften auf Man-Yi optimierten singulären Vektors (siehe Abb. 3.33) unterscheidet sich deutlich von der der anderen auf Man-Yi optimierten singulären Vektoren. Die wellenförmigen Strukturen der Störungsvorticity wachsen im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten an. Die größte Amplitude der Störungsvorticity befindet sich zu Beginn in der mittleren bis oberen Troposphäre (siehe Abb. 3.34a, die Abbildung zeigt einen Schnitt durch den Strahlstrom). Gegen Ende des Optimierungszeitraumes ist die größte Amplitude in der oberen Troposphäre, auf der Höhe des Strahlstromes zu finden (siehe Abb. 3.34b).

Zu Beginn des Optimierungszeitraumes sind zwei Vorticityminima nördlich und südlich des Zentrums des Taifuns zu erkennen (siehe Abb. 3.33a). Des Weiteren existieren Strukturen im Bereich der mittleren Breiten. Diese wachsen in der Folge auch dort an (siehe Abb. 3.33a bis f). Nach 36 Stunden beginnt sich das Vorticitymaximum im Bereich des Troges nördlich des Taifuns mit dem Vorticitymaximum im Zentrum von Man-Yi zu verbinden (siehe Abb. 3.33e und 3.33f).

Die Vorticitystrukturen in den mittleren Breiten zeigen sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen eine Neigung gegen die Scherung. Diese Neigung wurde schon von Buizza und Palmer (1995) festgestellt und mit von Zeng (1983) beschrie-

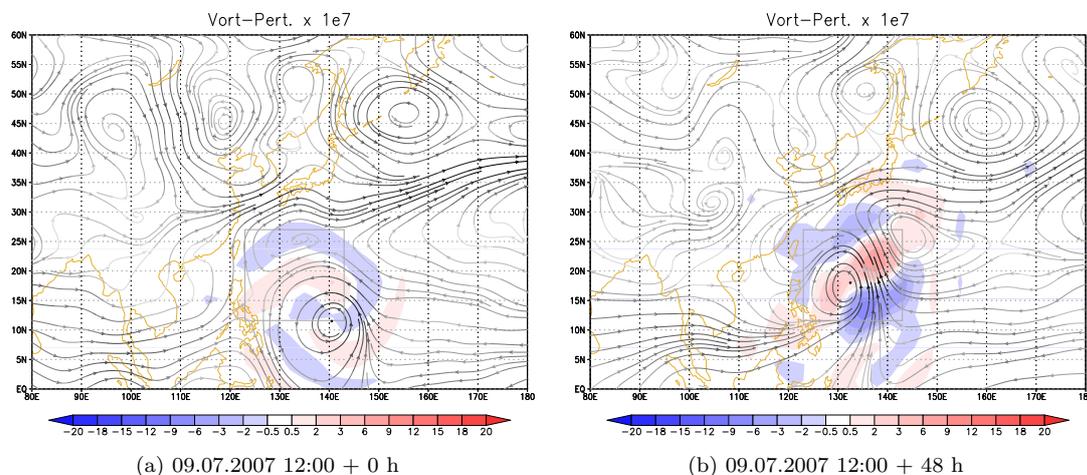


Abbildung 3.32: Wie Abb. 3.23b und 3.23f (tropische Phase), nur für den vierten singulären Vektor Man-Yis und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

benen Wachstumsprozessen von Rossbywellenpaketen in Verbindung gebracht (siehe Abschnitt 2.2.4 und insbesondere Abbildung 2.4). Die vertikale Neigung ist in Abbildung 3.34a zu erkennen. Zwischen Modelllevel 25 (entspricht ungefähr 270 hPa) und 15 (entspricht ungefähr 140 hPa) befindet sich der Strahlstrom der mittleren Breiten. Für baroklines Wachstum müssen die Strukturen oberhalb des Strahlstromes nach Osten, unterhalb des Strahlstromes nach Westen geneigt sein. Dies ist der Fall. Im Laufe des Optimierungszeitraumes verlieren die Strukturen durch Einwirken der Scherung ihre Neigung und wachsen dabei an. Nach 48 Stunden ist eine Neigung der Strukturen in Richtung der Scherung zu erkennen (siehe Abb. 3.34b). Oberhalb des Strahlstromes sind sie jetzt nach Westen, unterhalb des Strahlstromes nach Osten geneigt. Dies kennzeichnet eine Struktur, die nicht mehr anwächst, sondern bereits wieder zerfällt (Orr, 1907; Farrell, 1982; Zeng, 1983). Die Maxima befinden sich jetzt auf Höhe des Strahlstromes.

Für barotropes Wachstum muss nördlich des Strahlstromes eine Neigung nach Osten, und südlich des Strahlstromes eine Neigung nach Westen vorhanden sein. Auch dies lässt sich nordwestlich des Taifuns beobachten (siehe Abb. 3.33a bis f). Nach 9 Stunden besitzt das Vorticityminimum bei ca. 80° bis 100° Ost und 25° bis 40° Nord eine Neigung entgegen der Scherung. Nach 27 Stunden hat sich ein Wellenzug zwischen 100° und 130° Ost und 30° bis 40° Nord im Bereich des Strahlstromes der mittleren

Breiten ausgebildet. Zu diesem Zeitpunkt hat die Neigung der Strukturen gegen die Scherung bereits deutlich abgenommen. Gegen Ende des Optimierungszeitraumes hat sich die Neigung schließlich umgekehrt, wie z.B. an dem Vorticityminimum bei ca. 120° Ost und 30° Nord zu erkennen ist. Es ist deutlich, dass für das Wachstum von Störungen in den mittleren Breiten sowohl barokline als auch barotrope Prozesse eine Rolle spielen.

Die Struktur des Vorticityfeldes der Störung des fünften singulären Vektors ist am Ende des Optimierungszeitraumes komplexer und großflächiger als das der restlichen auf Man-Yi optimierten singulären Vektoren (siehe Abb. 3.35). Eine Addition seines Vorticityfeldes zu dem der Trajektorie bewirkt primär eine Abschwächung des Taifuns und des Subtropenhochs. Im Bereich des Taifuns befindet sich ein Minimum der Störungsvorticity des fünften singulären Vektors. Dies führt bei einer Addition der Störungsvorticity zu der Vorticity der Trajektorie zu einer Schwächung und einer Verbreiterung des Taifuns. Nordwestlich und südöstlich des Taifuns befinden sich positive Vorticitymaxima, die bei einer Addition eine Schwächung des Subtropenhochs bewirken. Der Schwächung ist eine Drehung und eine Verschiebung der Merkmale der Strömung überlagert. Im Bereich der mittleren Breiten bewirkt die Störungsvorticity des fünften singulären Vektors wiederum primär eine Verschiebung der Tröge und Rücken. Auffällig ist hier, dass sich ein Bereich negativer Vorticity von dem Trog nördlich von Man-Yi bis zu dem Taifun erstreckt. Dies könnte ein Hinweis auf eine schon zu diesem Zeitpunkt stattfindende Wechselwirkung zwischen Trog und Taifun sein.

Auch beim ersten auf den Taifun Nabi optimierten singulären Vektor ist zu Beginn des Optimierungszeitraumes die Spiralform der Störungsvorticity zu erkennen (siehe Abb. 3.36a). Wie beim ersten singulären Vektor Man-Yis bildet sich im Verlauf des Optimierungszeitraumes ein Vorticity-Dipol aus (siehe Abb. 3.36a und b). Das Vorticityminimum und das Vorticitymaximum sind zonal angeordnet, und die Achse des Dipols besitzt zu Beginn des Optimierungszeitraumes eine zyklonale Drehung mit der Höhe. Am Ende des Optimierungszeitraumes besitzt die Achse eine schwache antizyklonale Drehung mit der Höhe. Am westlichen Rand des Subtropenhochs bildet sich nach 48 Stunden wie beim ersten auf den Taifun Man-Yi optimierten singulären Vektor ein Vorticityminimum. Die Störungsvorticity des ersten auf Nabi optimierten singulären Vektors wird während des gesamten Optimierungszeitraumes von barotropen Strukturen dominiert.

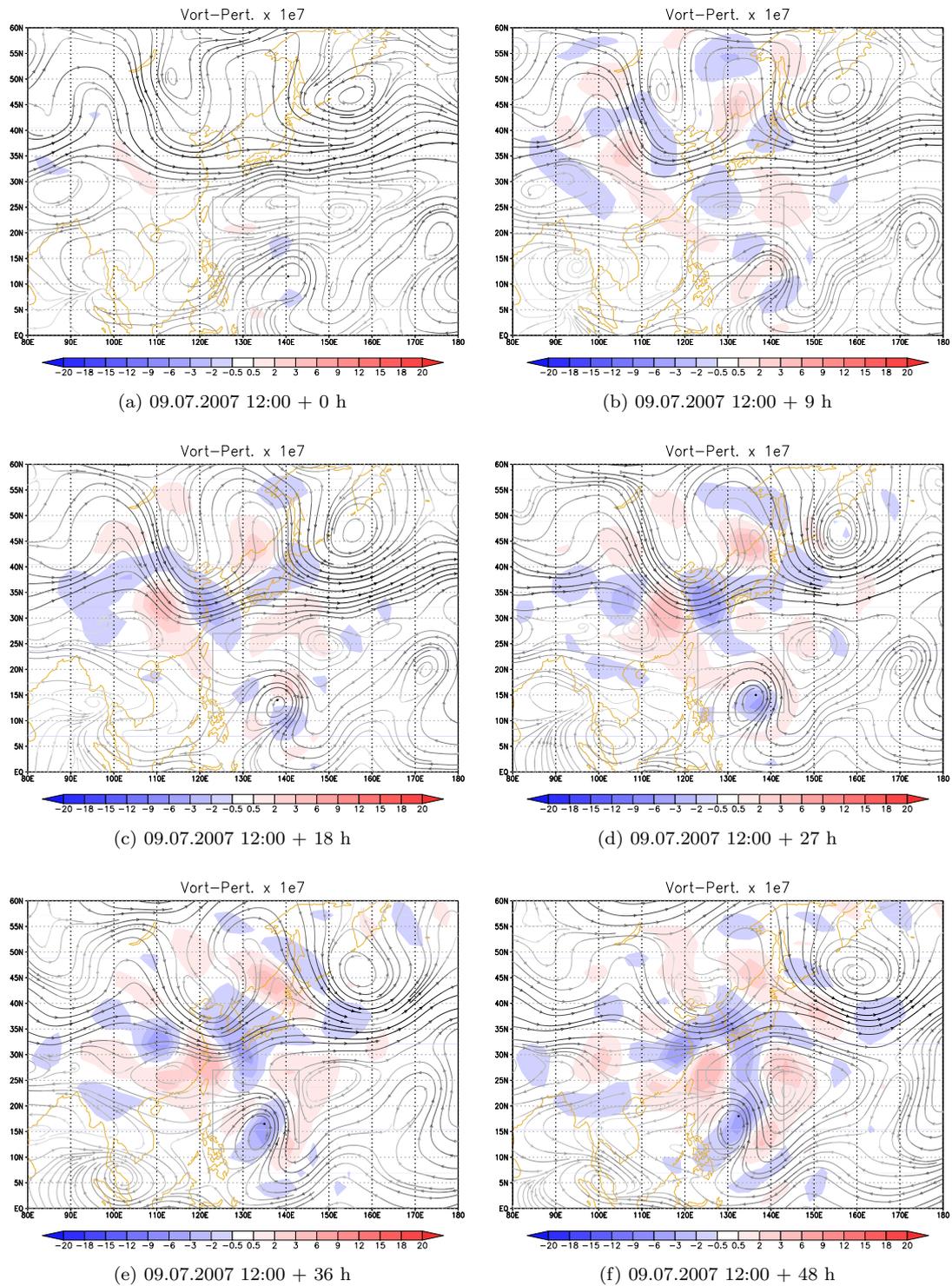


Abbildung 3.33: Wie Abb. 3.23 (tropische Phase), nur für den fünften singulären Vektor Man-Yis und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

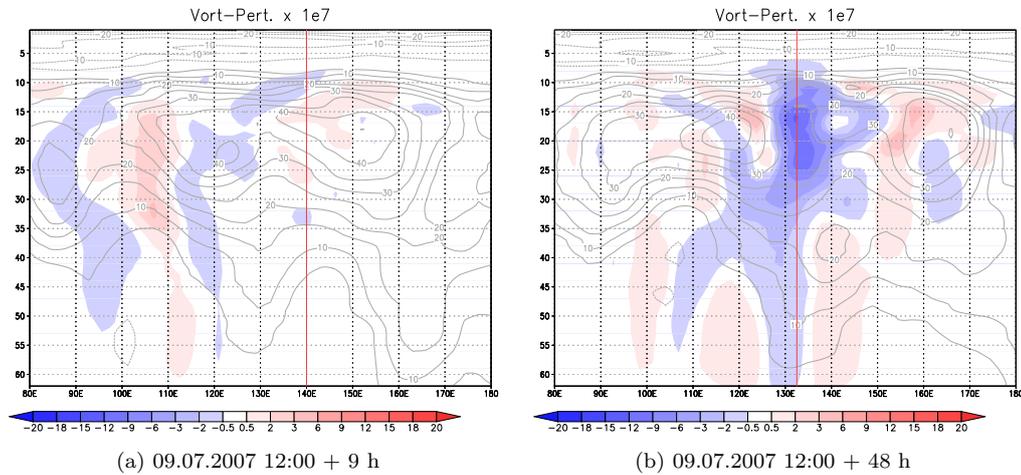


Abbildung 3.34: Zonalschnitt der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des fünften singulärer Vektors Man-Yis (tropische Phase) durch 35° Nord nach a) 9 Stunden und b) 48 Stunden. Die Konturen zeigen den zonalen Wind. Die rote Linie gibt die ungefähre Position des Taifuns an

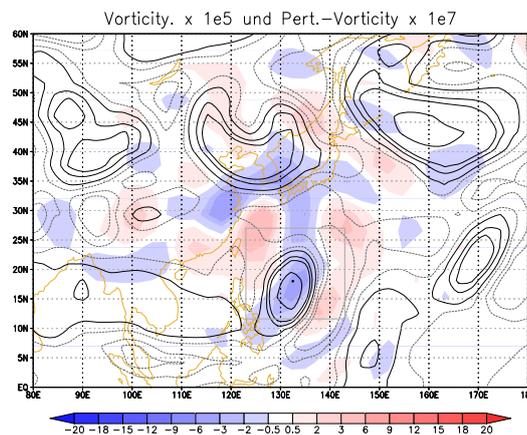


Abbildung 3.35: Wie Abb. 3.26, nur für den fünften singulären Vektor Man-Yis vom 09.07.2007 12:00 Uhr (tropische Phase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

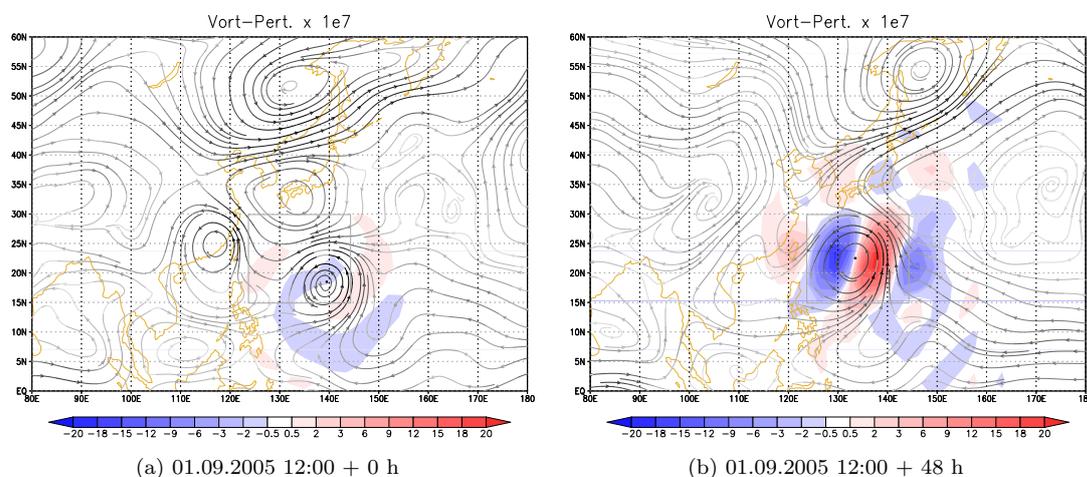


Abbildung 3.36: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für den ersten singulären Vektor Nabis (tropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirkt die Störungsvorticity hinsichtlich der Trajektorie eine Verschiebung des Taifuns und des westlichen Randbereichs des Subtropenhochs nach Osten.

Die Störungsvorticity des zweiten auf Nabi optimierten singulären Vektors bildet im Verlauf des Optimierungszeitraumes einen Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns aus (siehe Abb. 3.37a und b). Der Vorticity-Dipol besitzt nach 48 Stunden eine Nordost-Südwest-Ausrichtung. Der Taifun selber hat zu diesem Zeitpunkt die Form einer Ellipse, deren Hauptachse von Südwesten nach Nordosten gekippt ist. Im Bereich des Subtropenhochs östlich des Taifuns ist die Anordnung der Vorticityextrema zu der der Vorticityextrema im Bereich des Taifuns entgegengesetzt. Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirkt die Struktur der Störungsvorticity eine Verschiebung des Taifuns nach Nordosten, und auch der nordwestlichen Randbereich des Subtropenhochs wird nach Nordosten verschoben.

Analog zu dem dritten und vierten auf Man-Yi optimierten singulären Vektor bewirkt auch die Störungsvorticity des dritten und vierten auf Nabi optimierten Vektors am Ende des Optimierungszeitraumes eine Drehung des Taifuns nach Osten bzw. nach Westen. Die Störungsvorticity des fünften auf Nabi optimierten singulären Vektors zeigt, im Gegensatz zu der des fünften auf Man-Yi optimierten singulären Vektors keine nennenswerte Amplitude im Bereich der mittleren Breiten (siehe Abb. 3.38).

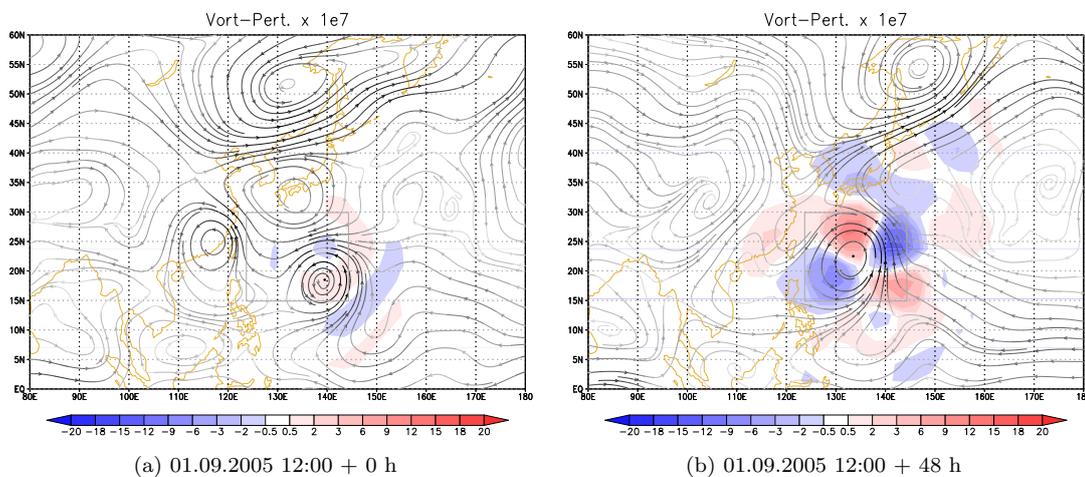


Abbildung 3.37: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für zweiten singulären Vektor Nabi (tropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

Auch sie ist, wie die Störungsvorticity der anderen auf Nabi optimierten singulären Vektoren, von barotropen Strukturen dominiert. Die Störungsvorticity des fünften auf Nabi optimierten singulären Vektors bewirkt am Ende des Optimierungszeitraumes eine Verschiebung des Taifuns nach Süden. Gleichzeitig wird der Taifun durch einen um den Taifun herum liegenden Ring negativer Vorticity deformiert, seine horizontale Ausdehnung nimmt ab.

Die Störungsvorticity des ersten auf den Taifun Usagi optimierten singulären Vektors bildet ebenfalls im Verlauf des Optimierungszeitraumes einen Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns aus (siehe Abb. 3.39). Der Dipol ist am Ende des Optimierungszeitraumes von Südwesten nach Nordosten ausgerichtet (siehe Abb. 3.39b). Er ist allerdings weniger stark ausgebildet, als es bei den Taifunen Man-Yi und Nabi der Fall ist, und er ist auch nicht im gleichen Maße auf den Taifun ausgerichtet, wie im Falle von z.B. Man-Yi (vgl. Abb. 3.23f und 3.39b). Das Vorticityminimum, das sich im nördlichen Bereich des Subtrophenhochs ausbildet, besitzt eine größere Amplitude, als die Strukturen im Bereich des Taifuns selber. Ein Grund für die weniger starke Zentrierung des Dipols auf dem Taifun, als es z.B. bei Man-Yi zu beobachten ist, ist sicherlich, dass sich Usagi zum einen im Verlauf des Optimierungszeitraumes stark abschwächt

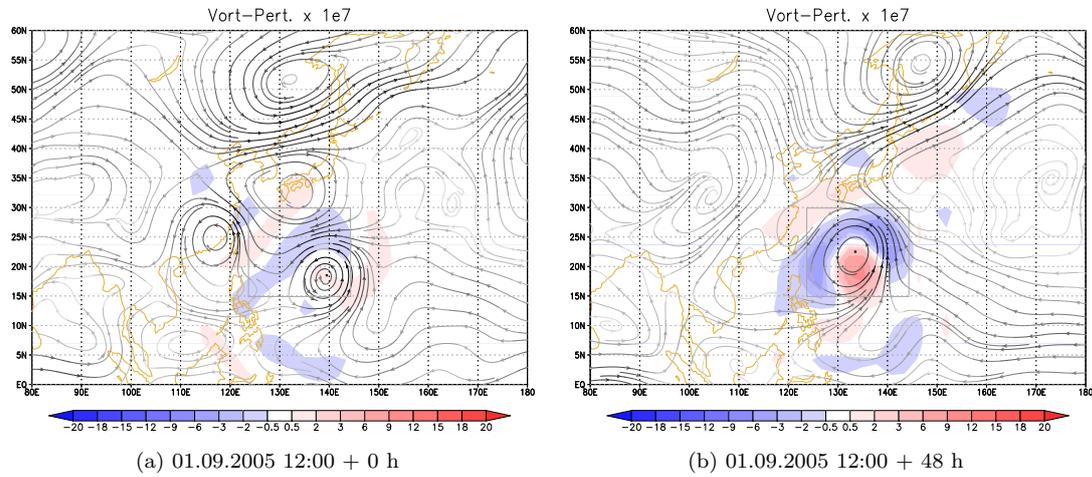


Abbildung 3.38: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für den fünften singulären Vektor Nabis (tropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

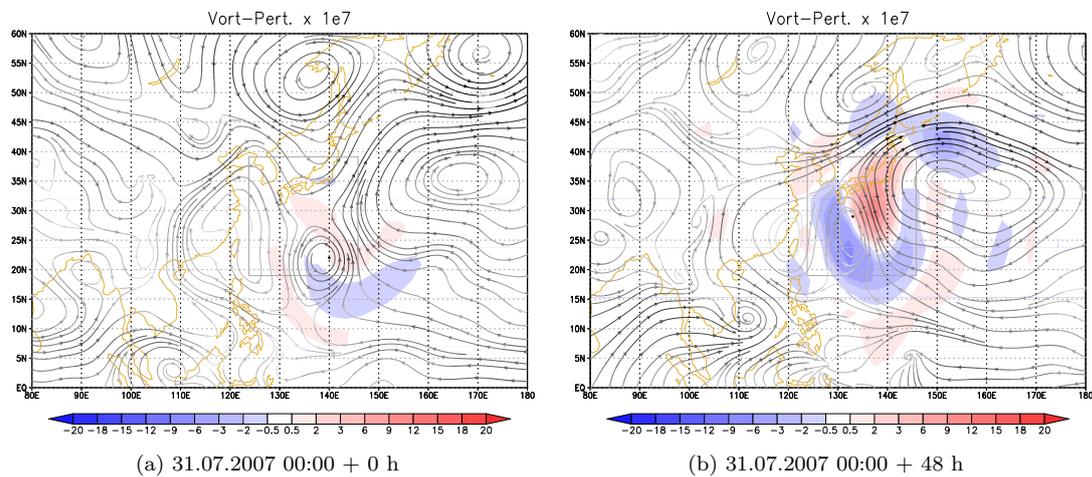


Abbildung 3.39: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für den ersten singulären Vektor Usagis (tropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

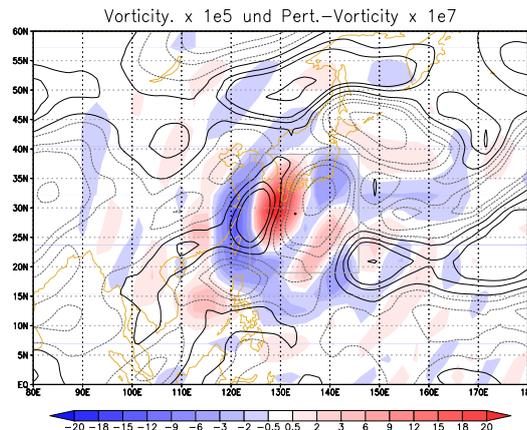


Abbildung 3.40: Wie Abb. 3.26, nur für den dritten singulären Vektor Usagi vom 31.07.2007 00:00 Uhr (tropische Phase) und Modelllevel 15 (ca. 140 hPa).

und zum anderen Usagi durch die Strömung der Teile des Subtropenhochs östlich und westlich des Taifuns deformiert wird.

Die größte Amplitude der Störungsvorticity ist bei den auf Usagi optimierten singulären Vektoren am Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre zu finden. Dies ist wohl darin begründet, dass die schwache, mit Usagi verbundene Strömung in der unteren und mittleren Troposphäre weniger Potential für das Wachstum von Störungen bietet, als die bei den Taifunen Man-Yi und Nabi. Ansonsten ist die Struktur der Störungsvorticity der auf Usagi optimierten singulären Vektoren ähnlich wie in den bereits beschriebenen Fällen. In der unteren bis mittleren Troposphäre stellt sie eine Kombination aus Verschiebung, Drehung und Deformation des Taifuns dar. In der oberen Troposphäre bewirkt sie eine Modifikation des mit positiver Vorticity verknüpften Höhentiefs, das sich im westlichen Teil des Optimierungsgebietes befindet. Die Störungsvorticity des dritten auf Usagi optimierten singulären Vektors bewirkt z.B. eine Verschiebung des Höhentiefs (siehe Abb. 3.40).

Die Amplitude der Temperaturstörung wächst im Verlauf des Optimierungszeitraumes in der tropischen Phase nur schwach an. Die Maxima und Minima befinden sich am Ende des Optimierungszeitraumes in der tropischen Phase im Bereich des Optimierungsgebietes (siehe Abb. 3.41b und d). Es findet aber kein generelles Anwachsen statt, wie dies bei der Störungsvorticity zu beobachten ist. So kommt es in manchen Höhen

zu einer Abnahme der Amplitude (vgl. Abb. 3.41c und c), während sie in anderen Höhen zunimmt (vgl. Abb. 3.41a und a). Eine Ausnahme bilden singuläre Vektoren, die von Strukturen der mittleren Breiten dominiert werden, wie z.B. der fünfte auf Man-Yi optimierte singuläre Vektor. Hier wächst die Amplitude der Temperaturstörung im Bereich der mittleren Breiten an, und dort ist auch am Ende des Optimierungszeitraumes ihr Betrag am größten.

Die in der tropischen Phase auf die Taifune optimierten singulären Vektoren werden zumeist von barotropen Strukturen dominiert. Zu Anfang des Optimierungszeitraumes zeigt die Störungsvorticity in der Regel eine spiralförmige Struktur. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist die spiralförmige Struktur verschwunden. Zu Beginn des Optimierungszeitraumes sind die Vorticityspiralen nicht vollständig symmetrisch, sondern besitzen eine Präferenz hinsichtlich des Gebietes mit großen Windgeschwindigkeiten zwischen Taifun und Subtropenhoch. Die am deutlichsten ausgeprägten Spiralarme liegen zu Beginn des Optimierungszeitraumes bevorzugt so, dass sie sich stromaufwärts dieses Gebietes befinden. Die Störungsvorticity bewirkt am Ende des Optimierungszeitraumes eine Verschiebung, Drehung oder Deformation der mit dem Taifun und seiner Umgebung verbundenen Strömung. Die Amplitude der Temperaturstörung wächst im Gegensatz zu der Amplitude der Störungsvorticity im Verlauf des Optimierungszeitraumes nur schwach an. Lediglich die Position der Maxima ändert sich. Diese Tatsache ist wohl auf die Dominanz barotroper Prozesse in der tropischen Phase zurückzuführen.

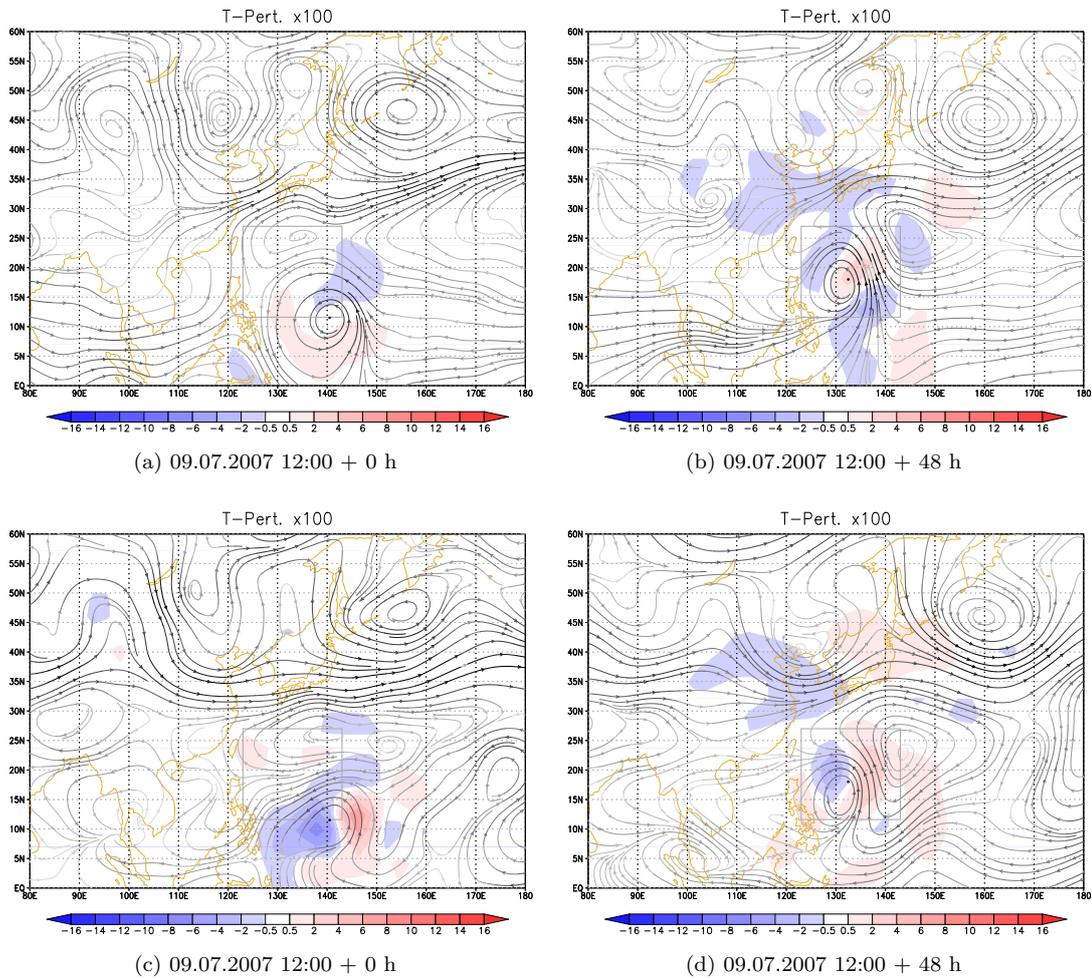


Abbildung 3.41: Horizontalschnitt der Temperaturstörung (farbig) des ersten singulären Vektors Man-Yis (tropische Phase) auf Modelllevel 40 (a und b) und Modelllevel 30 (c und d) jeweils nach 0 (a und c) und nach 48 Stunden (b und d). Zusätzlich sind die Stromlinien der Trajektorie dargestellt. Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

3.2.2 Übergangsphase

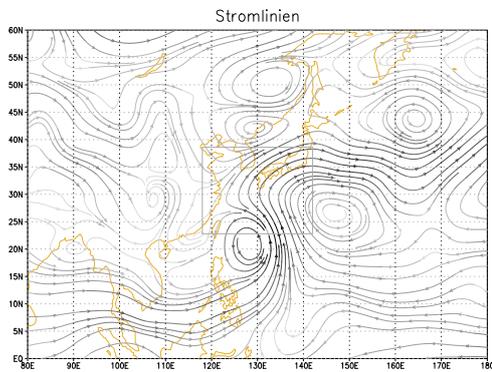
Im Verlauf der 48 Stunden des Optimierungszeitraumes bewegen sich die Taifune Man-Yi, Nabi und Usagi in der Übergangsphase am westlichen Rand des Subtropenhochs entlang und tauchen schließlich in die Strömung der mittleren Breiten ein. Es wurden folgende Termine untersucht: der 12. Juli 2007 00:00 Uhr (Man-Yi), der 3. September 2005 12:00 Uhr (Nabi) und der 2. August 2007 00:00 Uhr (Usagi).

Man-Yi besitzt in der unteren Troposphäre, zu Beginn des Optimierungszeitraumes, die Form eines relativ symmetrischen Wirbels (siehe Abb. 3.42a). Auf seinem Weg entlang des westlichen Randes des Subtropenhochs wird der Taifun deformiert. Er wird zunehmend asymmetrischer. Nach 27 Stunden hat Man-Yi die Form einer Ellipse (siehe Abb. 3.42c). Gegen Ende des Optimierungszeitraumes, nachdem Man-Yi in die Strömung der mittleren Breiten eingetaucht ist, verliert der Taifun die Ellipsenform wieder (siehe Abb. 3.42e). In der mittleren Troposphäre ist zu sehen, wie die Stromlinien der mit dem Taifun verbundenen Strömung ihre geschlossene Form verlieren, während sich Man-Yi in die Strömung der mittleren Breiten hinein bewegt (siehe Abb. 3.42b bis f). Es ist nun eine Trogstruktur zu erkennen.

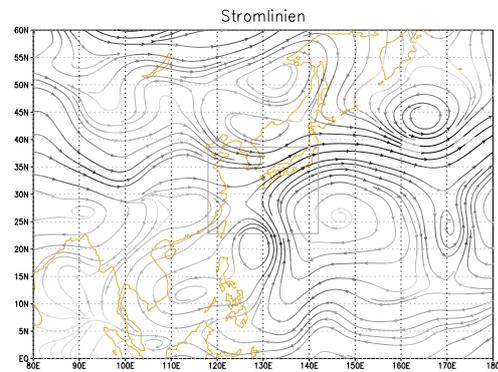
Der Taifun Nabi verliert in der unteren Troposphäre ebenfalls seine relativ symmetrische Form und nimmt zunehmend die Form einer Ellipse an (siehe 3.43a bis e). In größerer Höhe verlieren die Stromlinien der mit dem Taifun Nabi verbundenen Strömung ihre geschlossene Form. Es findet ein Übergang zu einer Wellenstruktur der mittleren Breiten statt (siehe Abb. 3.43b bis f), wie es auch bei dem Taifun Man-Yi zu beobachten ist.

Der Taifun Usagi löst sich, kurz nachdem er sich in die Strömung der mittleren Breiten hinein bewegt, auf (siehe Abb: 3.44a und b). Die Stromlinien der Strömung des Taifuns Usagi haben nach 27 Stunden ihre geschlossene Form verloren. Nach 48 Stunden ist nur noch eine sehr schwache zyklonale Krümmung der Stromlinien zu erahnen.

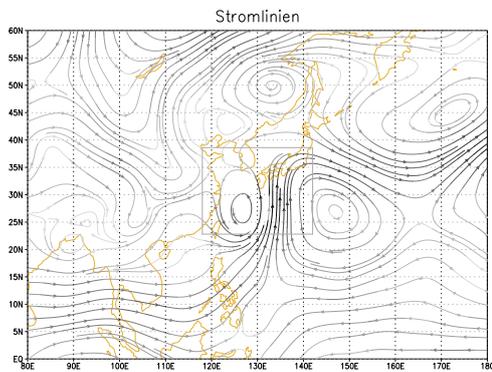
Die Störungsvorticity des ersten singulären Vektors Man-Yis zeigt deutlich eine Dipol-Struktur, die sich im zeitlichen Verlauf ausbildet (siehe Abb. 3.45). Die Extrema der Störungsvorticity sind zonal angeordnet mit einer West-Ost-Ausrichtung. Der Vorticity-Dipol bildet sich immer stärker aus, während sich der Taifun mit der Strömung am westlichen Rand des Subtropenhochs mitbewegt. Im Verlauf des Optimierungszeitraumes dreht sich dabei die Achse des Dipols in antizyklonale Richtung (siehe



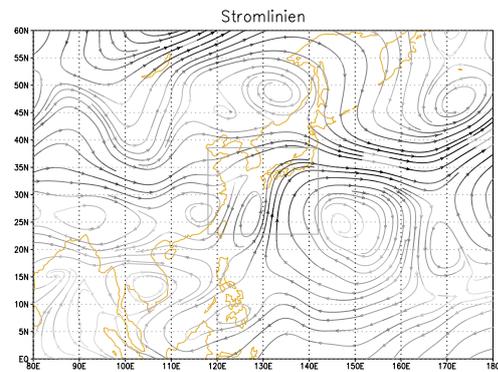
(a) 12.07.2007 00:00 + 0 h



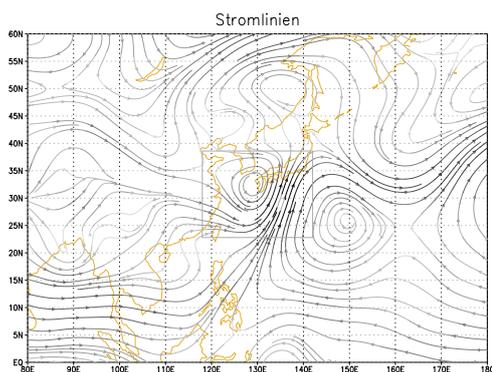
(b) 12.07.2007 00:00 + 0 h



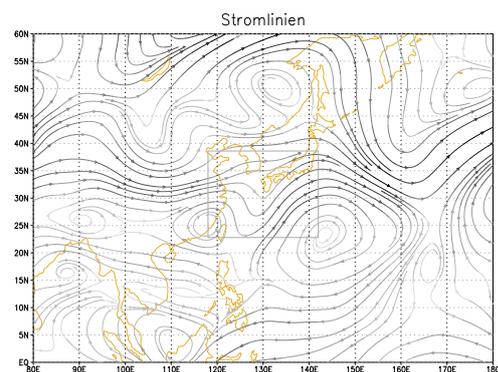
(c) 12.07.2007 00:00 + 27 h



(d) 12.07.2007 00:00 + 27 h

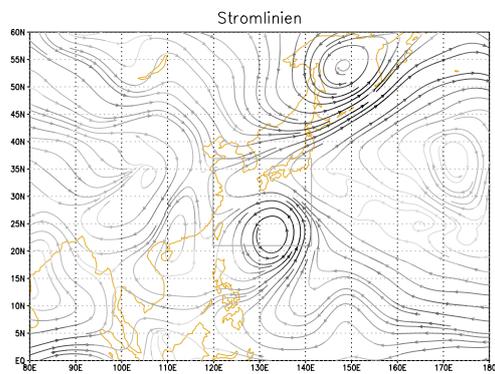


(e) 12.07.2007 00:00 + 48 h

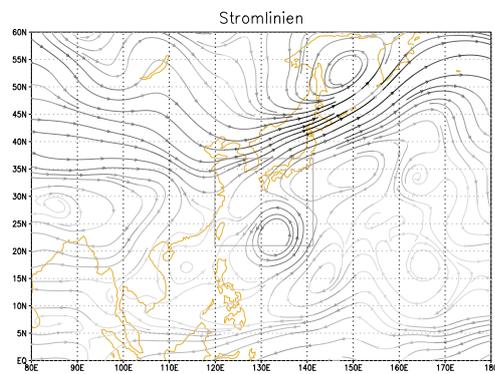


(f) 12.07.2007 00:00 + 48 h

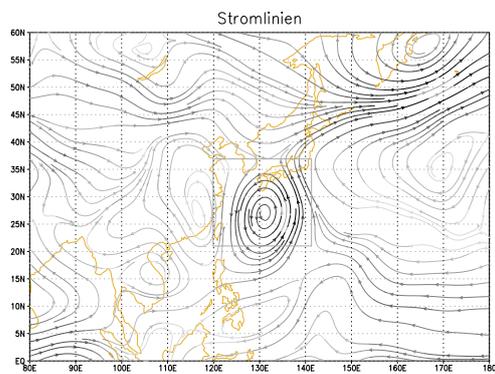
Abbildung 3.42: Abb. a, c und e zeigen die Stromlinien der Trajektorie auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) und Abb. b, d und f zeigen die Stromlinien auf Modelllevel 30 (ca. 370 hPa) für Man-Yi (Übergangsphase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.



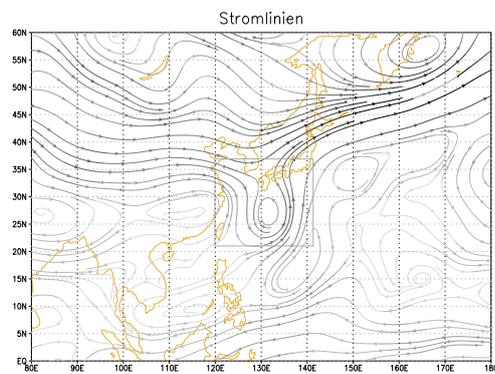
(a) 03.09.2005 12:00 + 0 h



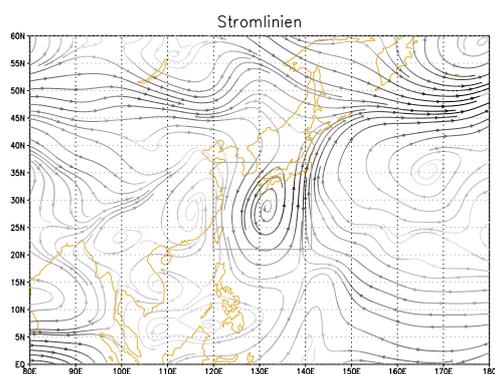
(b) 03.09.2005 12:00 + 0 h



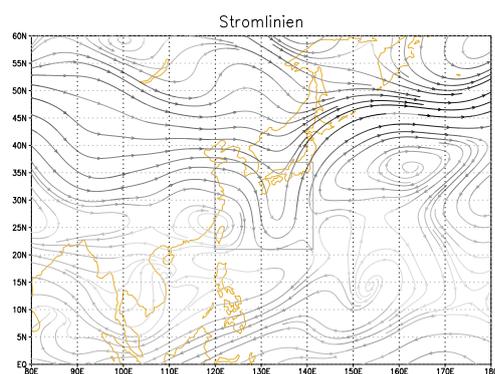
(c) 03.09.2005 12:00 + 27 h



(d) 03.09.2005 12:00 + 27 h



(e) 03.09.2005 12:00 + 48 h



(f) 03.09.2005 12:00 + 48 h

Abbildung 3.43: Abb. a, c und e zeigen die Stromlinien der Trajektorie auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) und Abb. b, d und f zeigen die Stromlinien auf Modelllevel 30 (ca. 370 hPa) für Nabi (Übergangsphase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

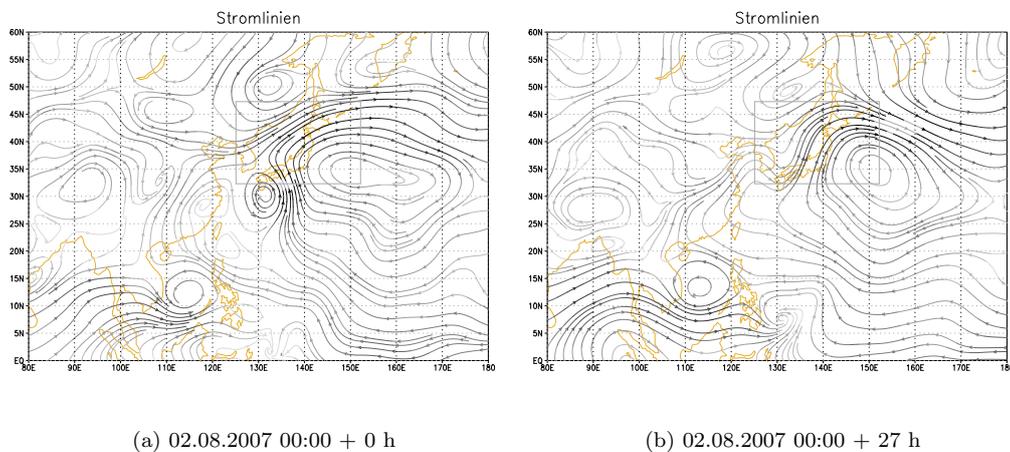


Abbildung 3.44: Abb. a und zeigen die Stromlinien der Trajektorie auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) für Usagi (Übergangsphase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

Abb. 3.45b bis f). Die Achse des Dipols besitzt eine zyklonale Drehung mit der Höhe (vgl. Abb. 3.45b und 3.46a). Nach 48 Stunden ist eine schwache antizyklonale Drehung der Achse mit der Höhe zu erkennen (vgl. Abb. 3.45f und 3.46b). Die größte Amplitude der Störungsvorticity ist am Ende des Optimierungszeitraumes im Bereich zwischen Subtropenhoch und Taifun zu finden. In der unteren Troposphäre befindet sich dort der Bereich mit den größten Windgeschwindigkeiten. In der mittleren bis oberen Troposphäre verändert sich die Struktur des Vorticitydipols zum Ende des Optimierungszeitraumes im Bereich des Taifuns. Nach 9 Stunden haben die Strukturen des Vorticitydipols die Form einer Ellipse (siehe 3.46a). Zu diesem Zeitpunkt sind die Stromlinien der Strömung des Taifuns noch geschlossen. Beim Eintritt von Man-Yi in die Strömung der mittleren Breiten beginnen sich die Strukturen des Vorticitydipols in meridionale Richtung stark auszudehnen. Am Ende des Optimierungszeitraumes haben sie eine längliche Struktur, die sich über den gesamten Bereich des mit dem Taifun verbundenen Trog und noch weiter nach Süden ausdehnt.

Die größte Amplitude im Bereich des Taifuns des ersten auf Man-Yi optimierten singulären Vektor ist am Ende des Optimierungszeitraumes in der unteren bis mittleren Troposphäre zu finden.

Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirkt die Störungsvorticity des ersten sin-

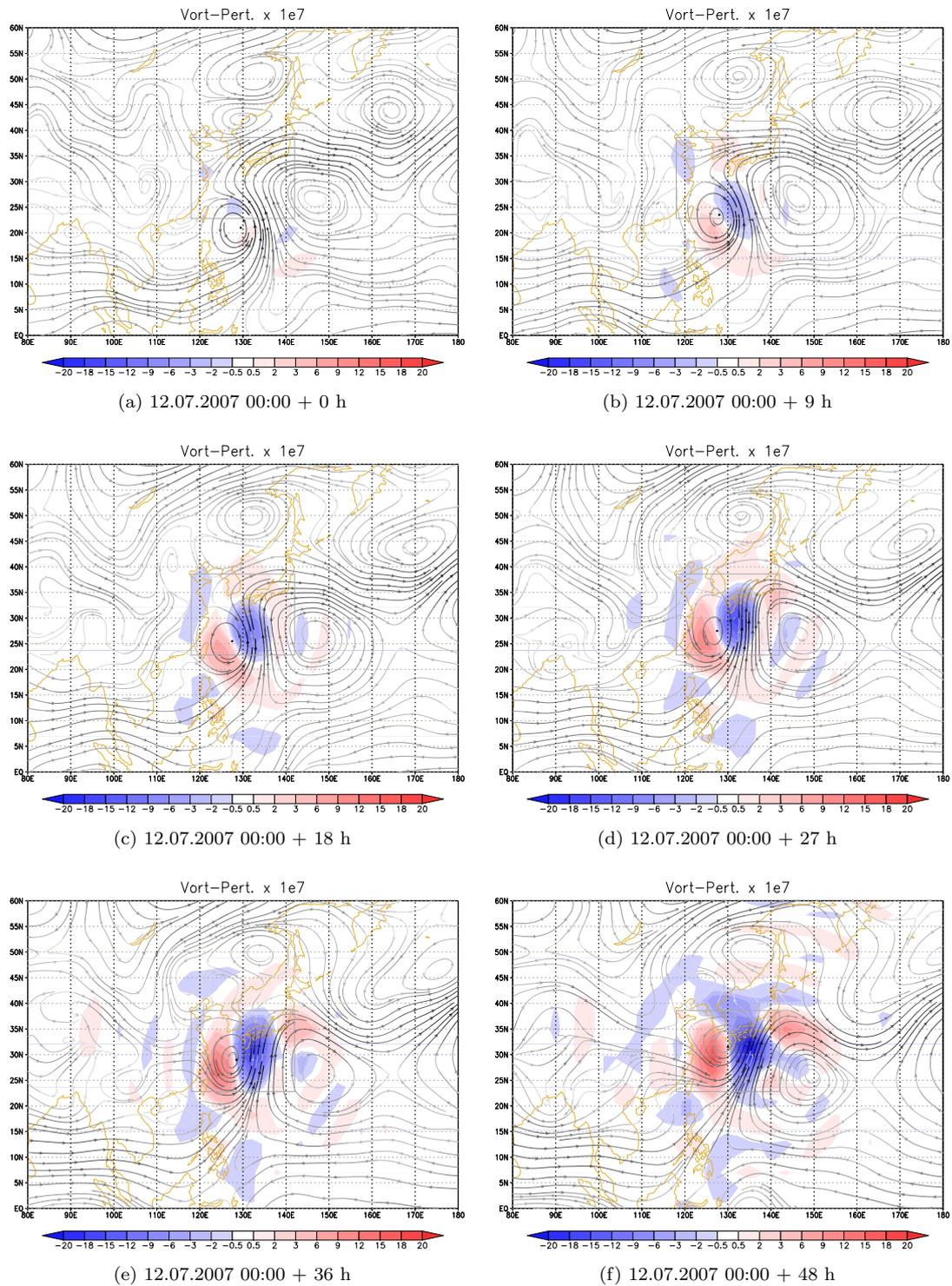


Abbildung 3.45: Wie Abb. 3.23, nur für den ersten singulären Vektor Man-Yis (Über-
gangphase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

gulären Vektors primär eine Verschiebung des Taifuns und des mit ihm verbundenen Trog nach Westen.

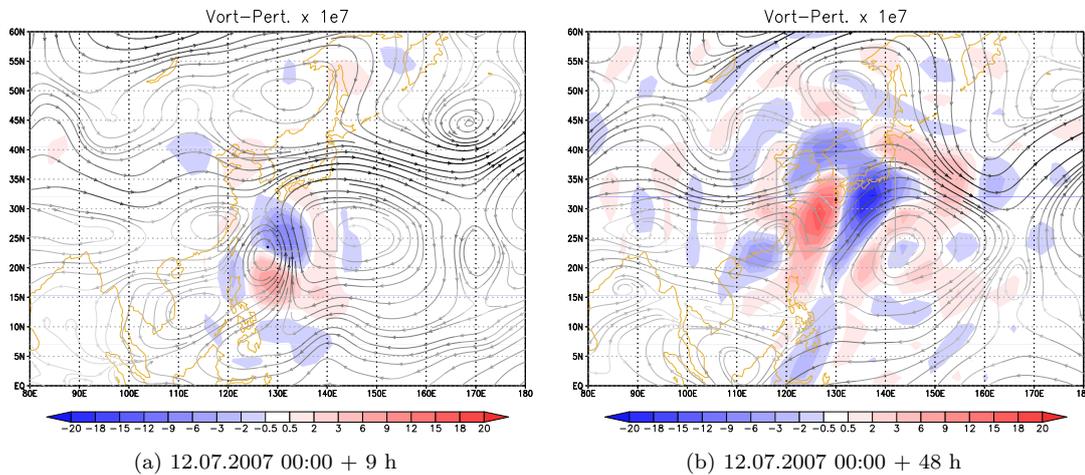


Abbildung 3.46: Wie Abb. 3.23b und 3.23f, nur für den ersten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

Im Gegensatz zum ersten auf Man-Yi optimierten singulären Vektor der Übergangsphase finden die entscheidenden Prozesse bei den restlichen auf Man-Yi optimierten singulären Vektoren der Übergangsphase in der mittleren bis oberen Troposphäre statt. Aus diesem Grund wird ihre Entwicklung im Folgendem zumeist anhand von Modelllevel 30 aufgezeigt.

Die Störungsvorticity des zweiten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors bildet in den ersten 9 Stunden des Optimierungszeitraumes ebenfalls eine Dipol-Struktur aus (siehe Abb. 3.47a und b). Die beiden Pole des Vorticity-Dipols des zweiten singulären Vektors Man-Yis sind zonal angeordnet. Im Gegensatz zum ersten singulären Vektor dreht sich die Achse des Dipols nicht mit der Höhe. Zusätzlich zu dem Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns befinden sich Strukturen im Bereich der mittleren Breiten nordöstlich des Taifuns. Zwischen 90° und 110° Ost und 25° bis 40° Nord entwickeln sich Wellenstrukturen im Bereich des Strahlstromes (siehe Abb. 3.47a). Sie bewegen sich im weiteren Verlauf mit der Strömung der mittleren Breiten nach Westen mit und wachsen dabei an (siehe Abb. 3.47b bis d). Die Störungsvorticity des Wellenzuges zeigt eine Neigung gegen die Scherung in der Horizontalen, also nach Westen (siehe Abb. 3.47a). Wie schon beschrieben, ist dies ein Zeichen für barotropes Wachstum.

Im Verlauf des Optimierungszeitraumes verschwindet diese Neigung zunehmend, bis die Strukturen schließlich nach Osten, also in Richtung der Scherung, geneigt sind (siehe Abb. 3.47f). Nach 18 Stunden beginnt sich das östlichste Vorticitymaximum des beschriebenen Rossbywellenzuges mit dem Maximum des Vorticity-Dipols im Bereich des Taifuns zu verbinden - ein Hinweis auf eine Wechselwirkung zwischen den Strukturen der mittleren Breiten und dem Taifun (siehe Abb. 3.47c bis f). Die Struktur der Störungsvorticity im Bereich des Taifuns verändert sich durch diesen Prozess. Der Dipol im Bereich des Taifuns wird deformiert. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist die Amplitude der Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors in der oberen Troposphäre am größten (siehe Abb. 3.48b). Das größte Wachstum ist im Bereich der mittleren Breiten, am nordöstlichen Rand des Optimierungsgebietes, und südlich des Taifuns, am südlichen Rand des Optimierungsgebietes, zu finden. Dort bilden sich kräftige Vorticityextrema aus. Hier befinden sich in dieser Höhe die Bereiche mit den größten Windgeschwindigkeiten und der stärksten Scherung.

Auch in der Vertikalen sind die Strukturen des Wellenzuges zu Beginn des Optimierungszeitraumes gegen die Scherung geneigt (siehe Abb. 3.49), wiederum, wie schon beschrieben, ein Zeichen für baroklines Wachstum. Nach 9 Stunden (siehe Abb. 3.49a) ist oberhalb des Strahlstroms (ca. bei Modelllevel 20) eine Neigung der Strukturen nach Osten und unterhalb des Strahlstromes eine Neigung nach Westen zu erkennen. Nach 48 Stunden hat sich diese Neigung umgekehrt (siehe Abb. 3.49b).

Die Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors bewirkt in der mittleren Troposphäre, wenn sie zu der Vorticity der Trajektorie hinzuaddiert wird, am Ende des Optimierungszeitraumes eine Verschiebung der Komponenten der Strömung (siehe Abb. 3.47f). Der südliche Teil des mit Man-Yi verbundenen Trogas wird nach Osten verschoben. Der nördliche Teil des Trogas und der Rücken stromabwärts von Man-Yi werden intensiviert. Die Antizyklone stromaufwärts des Taifuns wird hingegen nach Süden verschoben. In der oberen Troposphäre bewirkt die Störungsvorticity eine Verschiebung des Strahlstromes nordöstlich des Optimierungsgebietes nach Norden. Gleichzeitig wird der Strahlstrom intensiviert, da die Störungsvorticity in seinem südlichen Teil ein negatives Vorzeichen besitzt (die Vorticity des Strahlstromes selber ist hier negativ), während sie in seinem nördlichen Teil (hier ist die Vorticity des Strahlstromes selber positiv) ein positives Vorzeichen besitzt.

Auch die Störungsvorticity des dritten singulären Vektors Man-Yis bildet im Bereich des Taifuns einen Vorticity-Dipol aus. In der unteren bis mittleren Troposphäre, z.B.

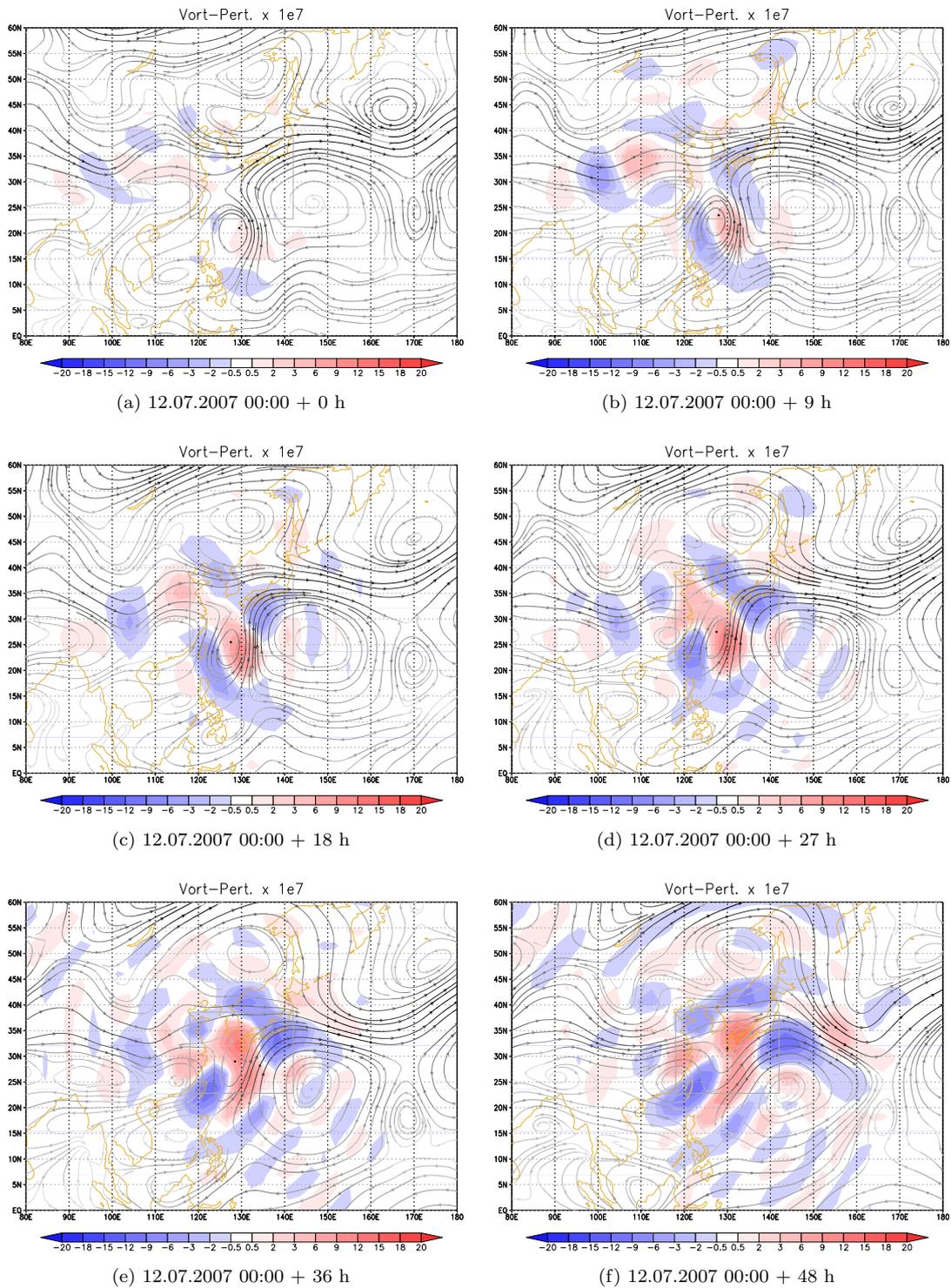


Abbildung 3.47: Wie Abb. 3.23, nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

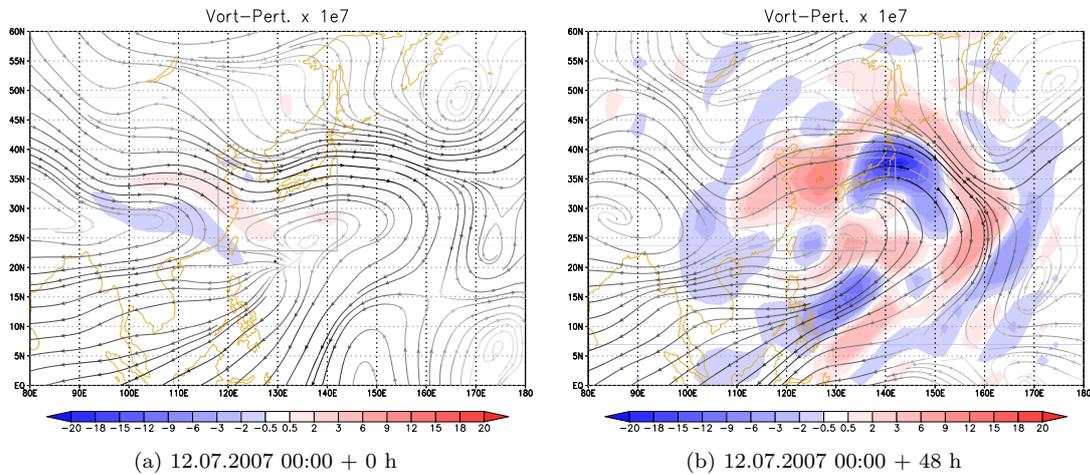


Abbildung 3.48: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) und Modelllevel 15 (ca. 140 hPa).

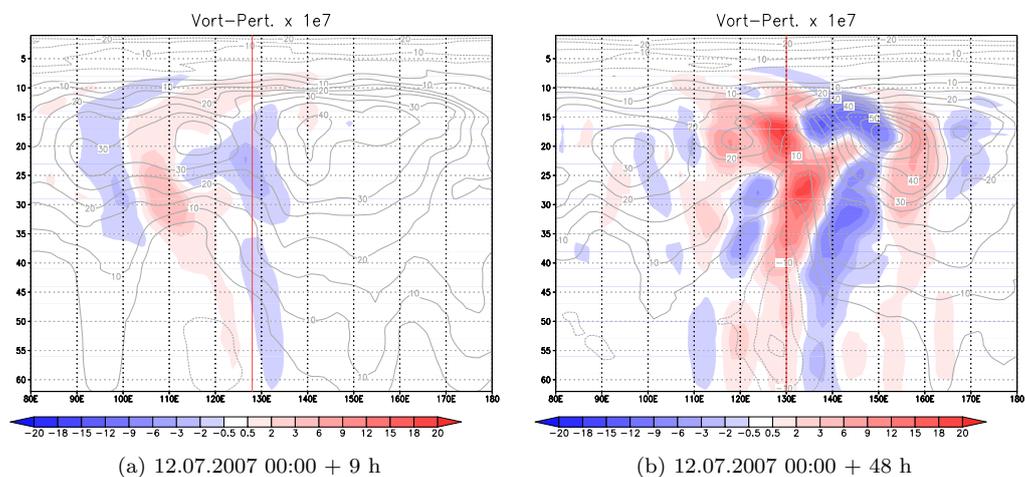


Abbildung 3.49: Zonalschnitt der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des zweiten singulärer Vektors Man-Yis (Übergangsphase) durch 35° Nord nach a) 9 Stunden und b) 48 Stunden. Die Konturen zeigen den zonalen Wind. Die rote Linie gibt die ungefähre Position des Taifuns an.

auf Modelllevel 40, sind die Pole des Dipols meridional ausgerichtet (siehe 3.50a). In der oberen Troposphäre hingegen sind die Pole des Dipols zonal angeordnet (siehe Abb. 3.51b). Nordwestlich des Taifuns kann wieder die Propagation eines Rossbywellenzugs beobachtet werden (siehe Abb. 3.51a und 3.51b). Wie schon bei dem zweiten singulären Vektor zeigen die mit dem Wellenzug verbundenen Störungen die nach Zeng (1983) zu erwartende Neigung gegen die Scherung in der Horizontalen und auch in der Vertikalen. Am Ende des Optimierungszeitraumes besitzen die Strukturen eine Neigung in Richtung der Scherung. Auch die größte Amplitude des dritten singulären Vektors befindet sich am Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre. Es bilden sich große Maxima und Minima in Bereichen mit hohen Windgeschwindigkeiten und starker Scherung (siehe Abb. 3.50b). Auf Modelllevel 15 sind solche Gebiete, wie schon beschrieben, insbesondere im Bereich des Strahlstromes, am nördlichen Rand des Optimierungsgebietes und südlich des Taifuns, am südlichen Rand des Optimierungsgebietes, zu finden.

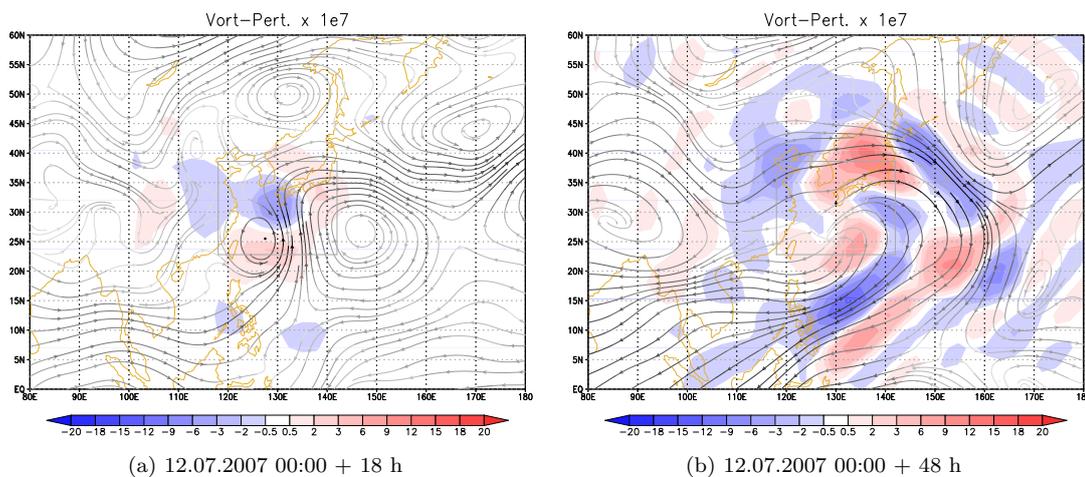


Abbildung 3.50: Wie Abb. 3.23, nur für den dritten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) für a) Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) und b) Modelllevel 15 (ca. 140 hPa).

Wird die Störungsvorticity des dritten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors zu der Vorticity der Trajektorie hinzuaddiert, bewirkt diese eine Verschiebung des mit dem Taifun verbundenen Troges nach Osten (siehe Abb. 3.51d). Am Ende des Optimierungszeitraumes befindet sich ein starkes Vorticityminimum des Rossbywellenzuges im nördlichen Bereich des Troges. Dieser wird hierdurch geschwächt. Sowohl

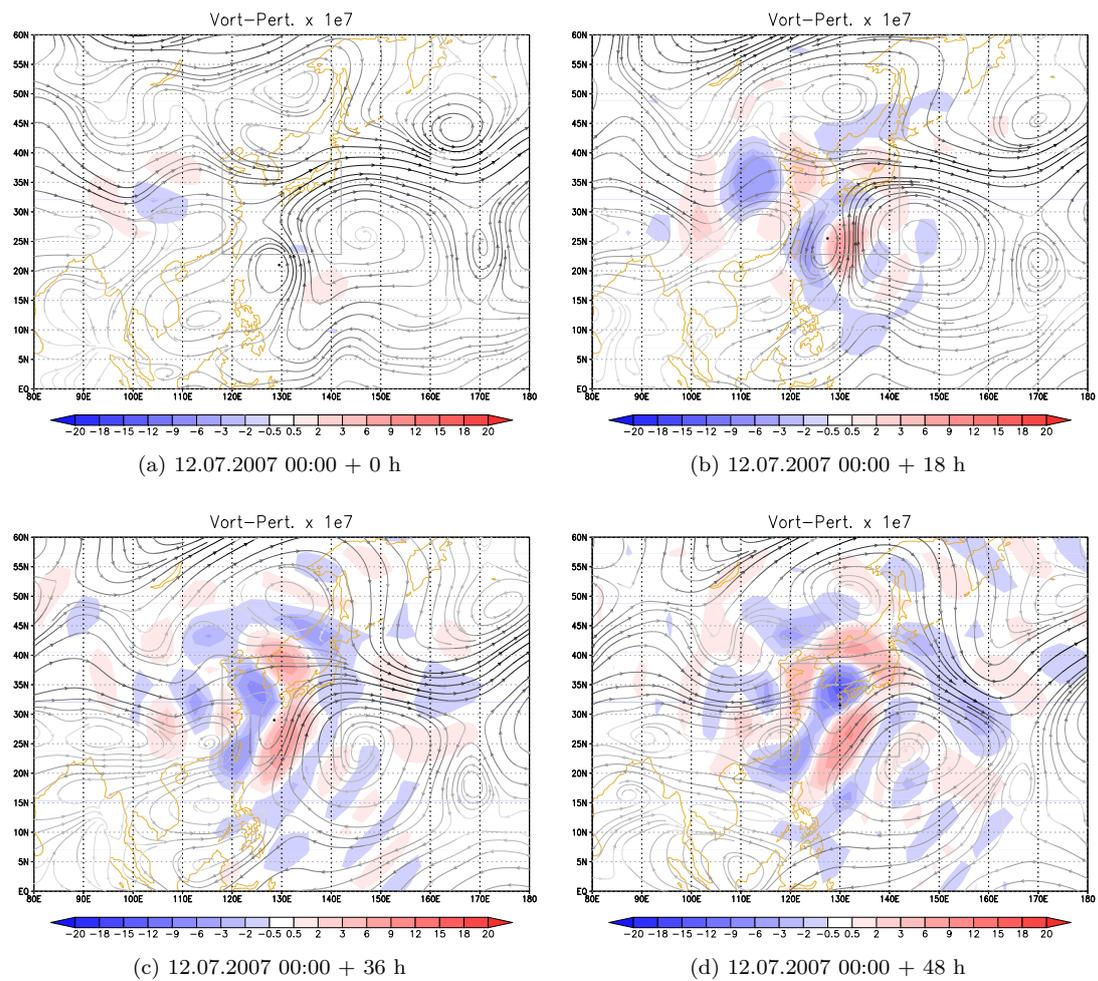


Abbildung 3.51: Wie Abb. 3.23, nur für den dritten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

die Antizyklone südwestlich (stromaufwärts) des Taifuns als auch das Subtropenhoch östlich des Taifuns werden nach Osten verschoben. In der oberen Troposphäre bewirkt die Störungsvorticity des dritten singulären Vektors Man-Yi eine Abschwächung und Deformierung des Strahlstromes im nordöstlichen Bereich des Optimierungsgebietes.

Der vierte auf Man-Yi optimierte singuläre Vektor hat eine ähnliche Struktur wie der zweite singuläre Vektor Man-Yi. Seine wesentlichen Komponenten sind ein Rossbywellenzug und eine Wellenzahl-Eins-Störung, deren Maxima zonal ausgerichtet sind. Im Gegensatz zu der Dipol-Struktur des zweiten singulären Vektors besitzen die Pole des Dipols des vierten singulären Vektors eine West-Ost-Ausrichtung (vgl. Abb. 3.52a und 3.47b). Auch die Neigung der Achsen der Vorticity-Dipole unterscheidet sich. Während die Achse des Vorticity-Dipols des zweiten singulären Vektors eher von Südosten nach Nordwesten verläuft, neigt sich die Achse des Vorticity-Dipols von Südwesten nach Nordosten. Die Vorzeichen der Störungsvorticity im Bereich des Rossbywellenzuges ist beim vierten singulären Vektor Man-Yi gleich denen des zweiten singulären Vektors Man-Yi. Somit ergibt sich nach 48 Stunden, wenn der Taifun auf den Wellenzug trifft, eine deutlich andere Struktur der Störungsvorticity im Bereich des Optimierungsgebietes.

Wie beim zweiten und dritten singulären Vektor Man-Yi befindet sich die größte Amplitude der Störungsvorticity des vierten singulären Vektors am Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre. Die Extrema der Störungsvorticity sind auch beim vierten singulären Vektor in Bereichen mit starker Scherung und hohen Windgeschwindigkeiten zu finden (siehe Abb. 3.52c).

Wird die Störungsvorticity des vierten singulären Vektors zu der Vorticity der Trajektorie hinzuaddiert, bewirkt sie am Ende des Optimierungszeitraumes hauptsächlich eine Verschiebung und eine Änderung der Intensität der Komponenten der Strömung (siehe Abb. 3.52b). Der südliche Teil des mit Man-Yi verbundene Troges wird nach Westen verschoben und leicht abgeschwächt. Der nördliche Teil des Troges wird hingegen nach Osten verschoben und verstärkt. Der Trog wird somit gekippt. Der westliche Rand des Rückens stromabwärts von Man-Yi und die Antizyklone südwestlich des Taifuns werden ebenfalls nach Westen verschoben. In der oberen Troposphäre bewirkt die Störungsvorticity des vierten singulären Vektors Man-Yi eine Intensivierung der Strömung nordöstlich des Optimierungsgebietes. Damit ähnelt sie dort der Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors. Im Gegensatz zu der Störungsvorticity des

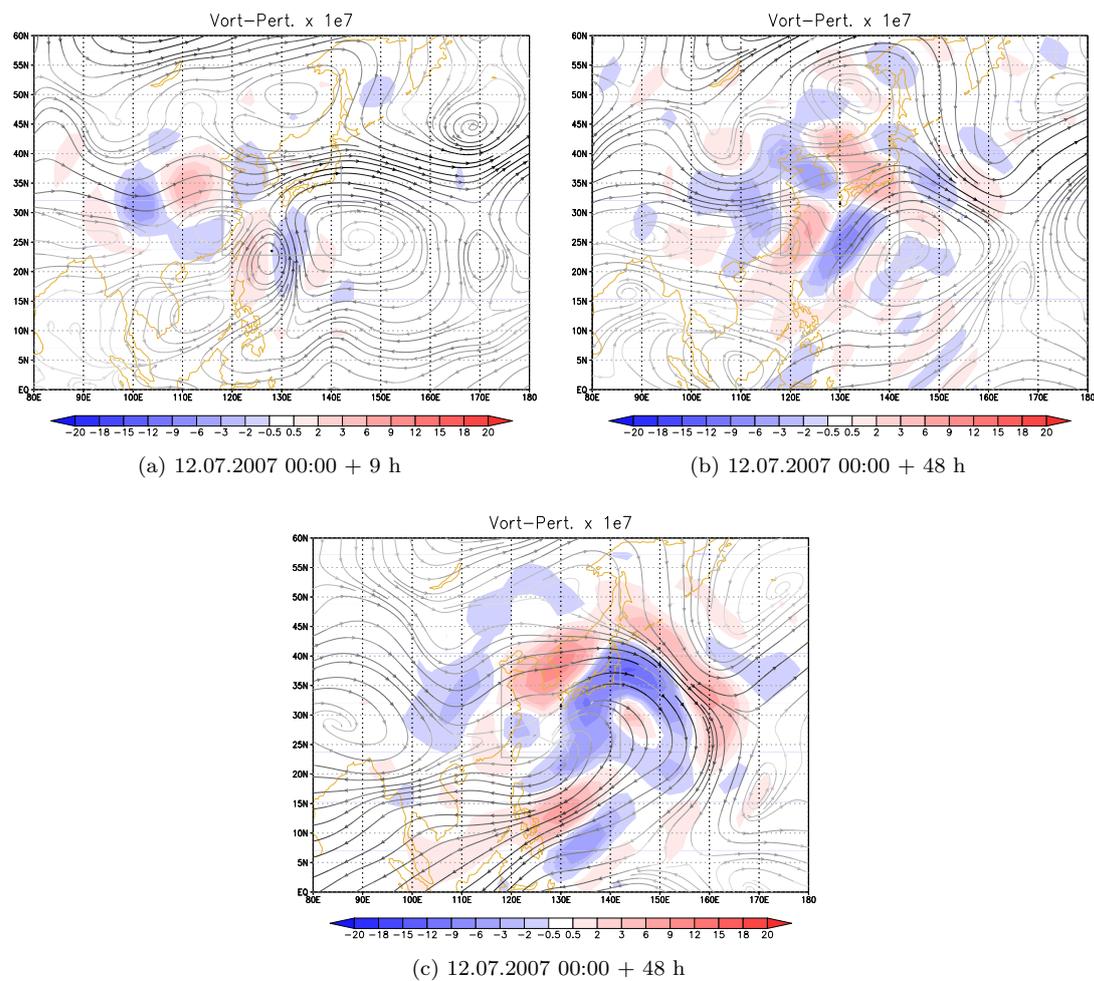


Abbildung 3.52: Wie Abb. 3.23, nur für den vierten singulären Vektor Man-Yis (Übergangsphase) für a) und b) Modelllevel 30 (ca. 370 hPa) und c) Modelllevel 15 (ca. 140 hPa).

zweiten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors bewirkt sie eine Abschwächung der Strömung südlich des Optimierungsgebietes.

Die Störungsvorticity des fünften singulären Vektors Man-Yis bildet in der unteren Troposphäre im Bereich des Taifuns ein Vorticity-Dipol aus. Die Pole des Vorticity-Dipols im Bereich des Taifuns sind in der unteren bis mittleren Troposphäre meridional angeordnet. Sie zeigen eine Nord-Süd-Ausrichtung. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist der Dipol nicht auf dem Taifun zentriert, sondern nach Osten verschoben (siehe Abb. 3.53a). Ebenfalls findet sich in der Störungsvorticity des fünften singulären Vektors wieder der Rossbywellenzug nordwestlich des Taifuns. Die Vorticitystrukturen des Wellenzuges zeigen auch hier eine Neigung gegen die Scherung, sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen. Die größte Amplitude am Ende des Optimierungszeitraumes besitzt die Störungsvorticity des fünften auf Man-Yi optimierten singulären Vektors in der oberen Troposphäre (siehe Abb. 3.53c). Starke Vorticitymaxima und Minima befinden sich insbesondere im Bereich des Strahlstromes, wie auch bei den meisten anderen singulären Vektoren der Übergangsphase.

Wird die Störungsvorticity des fünften singulären Vektors Man-Yis zu der Vorticity der Trajektorie hinzuaddiert, bewirkt dies in der mittleren Troposphäre eine Verschiebung des südlichen Teils des mit dem Taifun verbundenen Troges nach Westen (siehe Abb. 3.53b). Des Weiteren wird der südliche Teil des Troges abgeschwächt. Der nördliche Teil des Troges wird hingegen nach Osten verschoben und verstärkt, somit wird die Trogachse gekippt. Das Subtrophenhoch stromabwärts von Man-Yi wird nach Süden verschoben. In der oberen Troposphäre bewirkt die Störungsvorticity des fünften singulären Vektors Man-Yis eine Verstärkung des Strahlstromes nordöstlich des Optimierungsgebietes.

Die Struktur der Störungsvorticity der auf den Taifun Nabi optimierten singulären Vektoren stimmt im wesentlichen mit der der auf Man-Yi optimierten singulären Vektoren überein. Die Störungsvorticity des ersten auf Nabi optimierten singulären Vektors besitzt am Ende des Optimierungszeitraumes ihre größte Amplitude im Bereich der Strömung zwischen Subtrophenhoch und Taifun (wie auch beim ersten, auf Man-Yi optimierten singulären Vektor). Auch hier bildet sich ein Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns aus (siehe Abb. 3.54). Die Störungsvorticity der restlichen auf Nabi optimierten singulären Vektoren bildet in der unteren Troposphäre ebenfalls eine Dipol-Struktur aus, wobei die Pole entweder zonal oder meridional ausgerichtet sind. In der mittleren

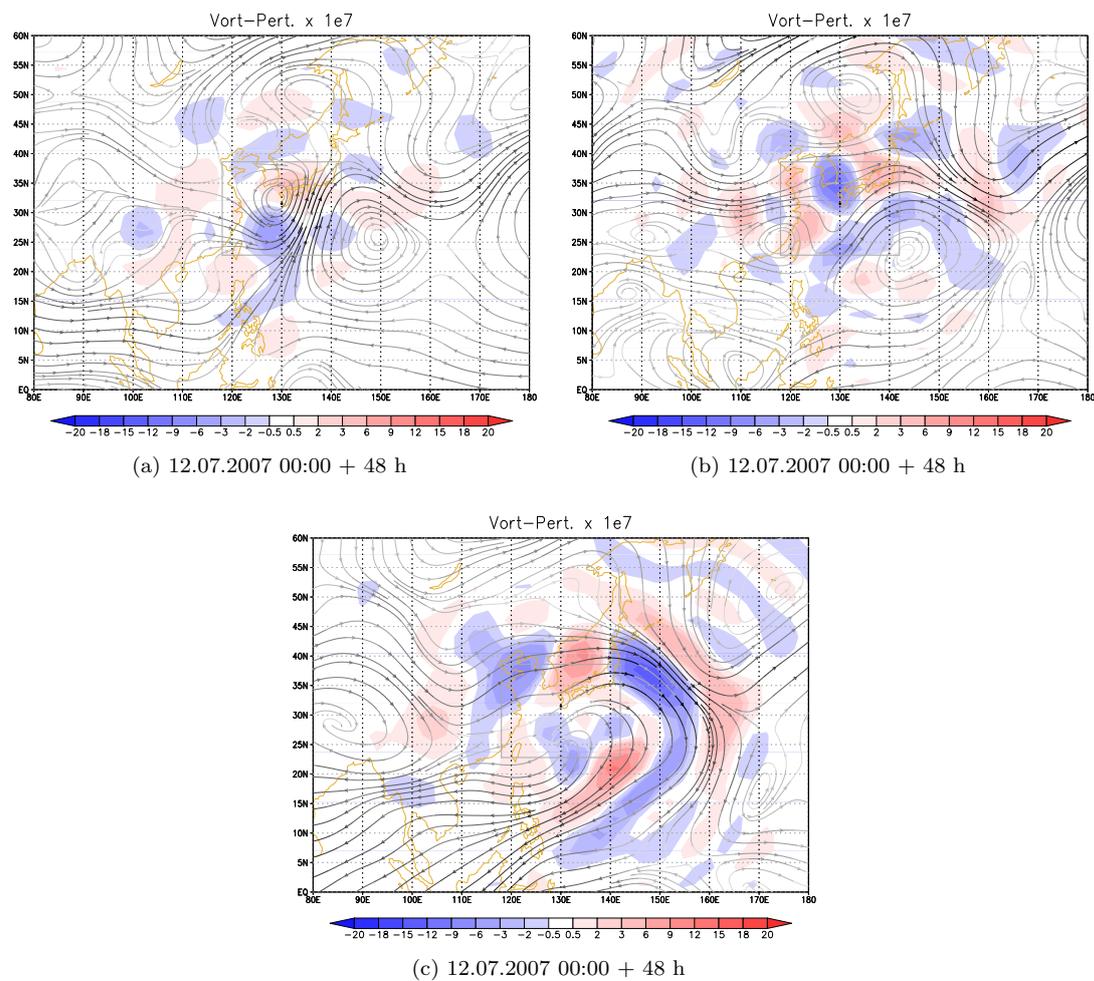


Abbildung 3.53: Wie Abb. 3.23, nur für den fünften singulären Vektor Man-Yis (Übergangphase) für a) Modelllevel 40 (ca. 650 hPa), b) Modelllevel 30 (ca. 370 hPa) und c) Modelllevel 15 (ca. 140 hPa).

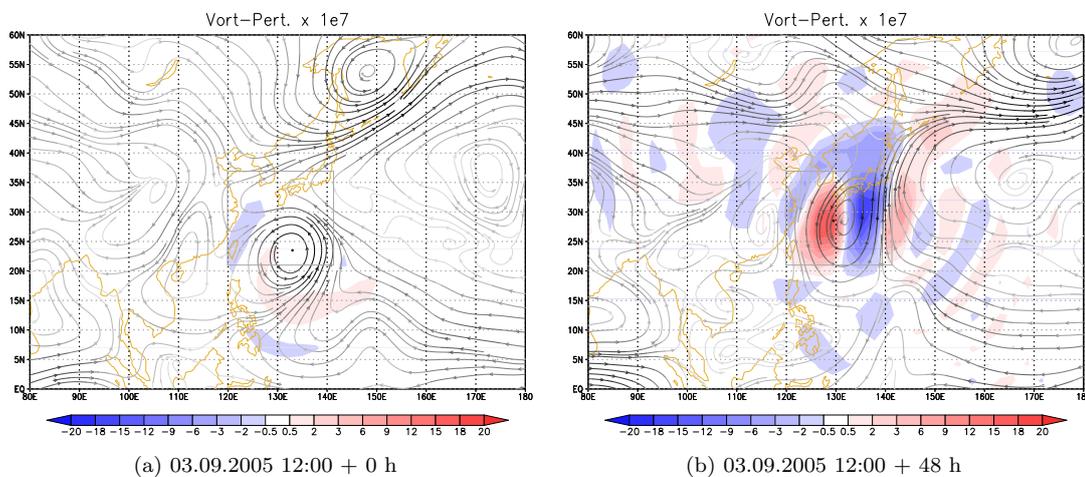


Abbildung 3.54: Wie Abb. 3.23, nur für den ersten singulären Vektor Nabis (Übergangsphase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

Troposphäre dominieren zunehmend barokline Strukturen die Störungsvorticity, insbesondere stromaufwärts des Taifuns. In der oberen Troposphäre bildet sich, wie bei den singulären Vektoren Man-Yis, eine Art Rossbywellenzug im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten aus. Dieser befindet sich am Ende des Optimierungszeitraumes im nordöstlichen Bereich des Optimierungsgebietes. Diese wesentlichen Merkmale stimmen qualitativ mit den Merkmalen der auf den Taifun Man-Yi optimierten singulären Vektoren der Übergangsphase überein.

Da sich Usagi im Verlauf des Optimierungszeitraumes auflöst, entwickeln sich bei der Störungsvorticity der auf ihn optimierten singulären Vektoren keine Dipol-Strukturen (siehe Abb. 3.55). Es bilden sich stattdessen Wellenzüge im Optimierungsgebiet im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten aus. Die Störungsvorticity des dritten, vierten und fünften auf Usagi optimierten singulären Vektors besitzt nur eine sehr schwache Amplitude in der unteren Troposphäre. Das Wachstum findet hier primär in der oberen Troposphäre statt.

Bei den singulären Vektoren der Übergangsphase nimmt die Amplitude der Temperaturstörung, wie die der Störungsvorticity, im Verlauf des Optimierungszeitraumes zu. Sehr deutlich geschieht dies in der oberen Troposphäre (siehe Abb. 3.56c und d). Die

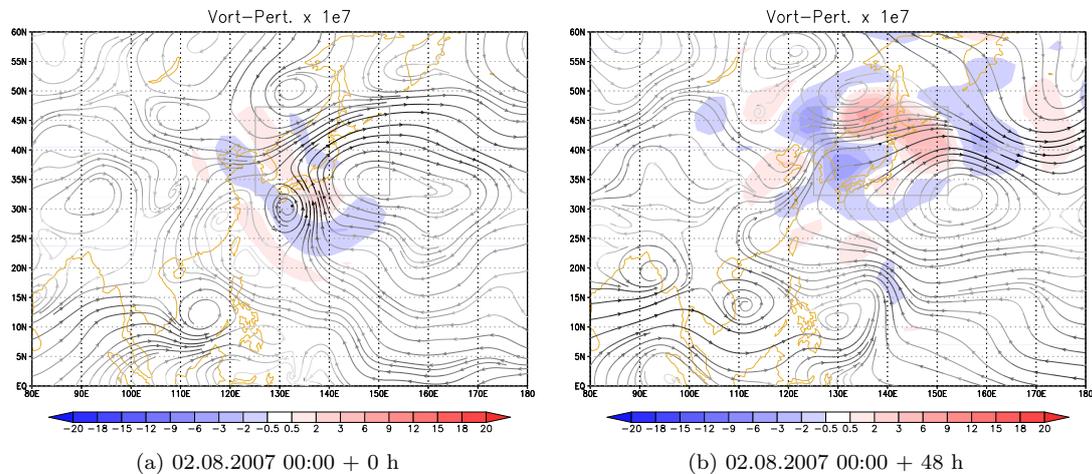


Abbildung 3.55: Wie Abb. 3.23a und 3.23f, nur für den ersten singulären Vektor Usagis (Übergangsphase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

größte Amplitude der Temperaturstörung ist hierbei am Ende des Optimierungszeitraumes häufig nicht innerhalb des Optimierungsgebietes zu finden. In der mittleren Troposphäre bilden sich, z.B. beim zweiten auf Man-Yi optimierten singulären Vektor, analog zu den aufgrund von baroklinen Prozessen anwachsenden Strukturen der Störungsvorticity, Wellenzüge aus (siehe Abb. 3.56a). Am Ende des Optimierungszeitraumes kann es zu sehr großskaligen Temperaturstörungen kommen (siehe Abb. 3.56b).

Während die Störungsvorticity der ersten auf die Taifune optimierten singulären Vektoren der Übergangsphase weiterhin durch barotrope Struktur dominiert werden, zeigen die meisten auf die Taifune optimierten singulären Vektoren der Übergangsphase nun auch deutlich barokline Strukturen. In der unteren bis mittleren Troposphäre wird die Störungsvorticity im Bereich des Taifuns noch von barotropen Strukturen dominiert. In der mittleren bis oberen Troposphäre dominieren jetzt Strukturen das Wachstum, die mit baroklinen Prozessen verknüpft sind. Sie treten vor allem in Bereichen mit großen Windgeschwindigkeiten und starker vertikaler Scherung auf, insbesondere im Bereich des Strahlstroms der mittleren Breiten, stromaufwärts des Taifuns. Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirkt die Störungsvorticity in der unteren und mittleren Troposphäre eine Kombination aus Verschiebung, Kippung und Deformation

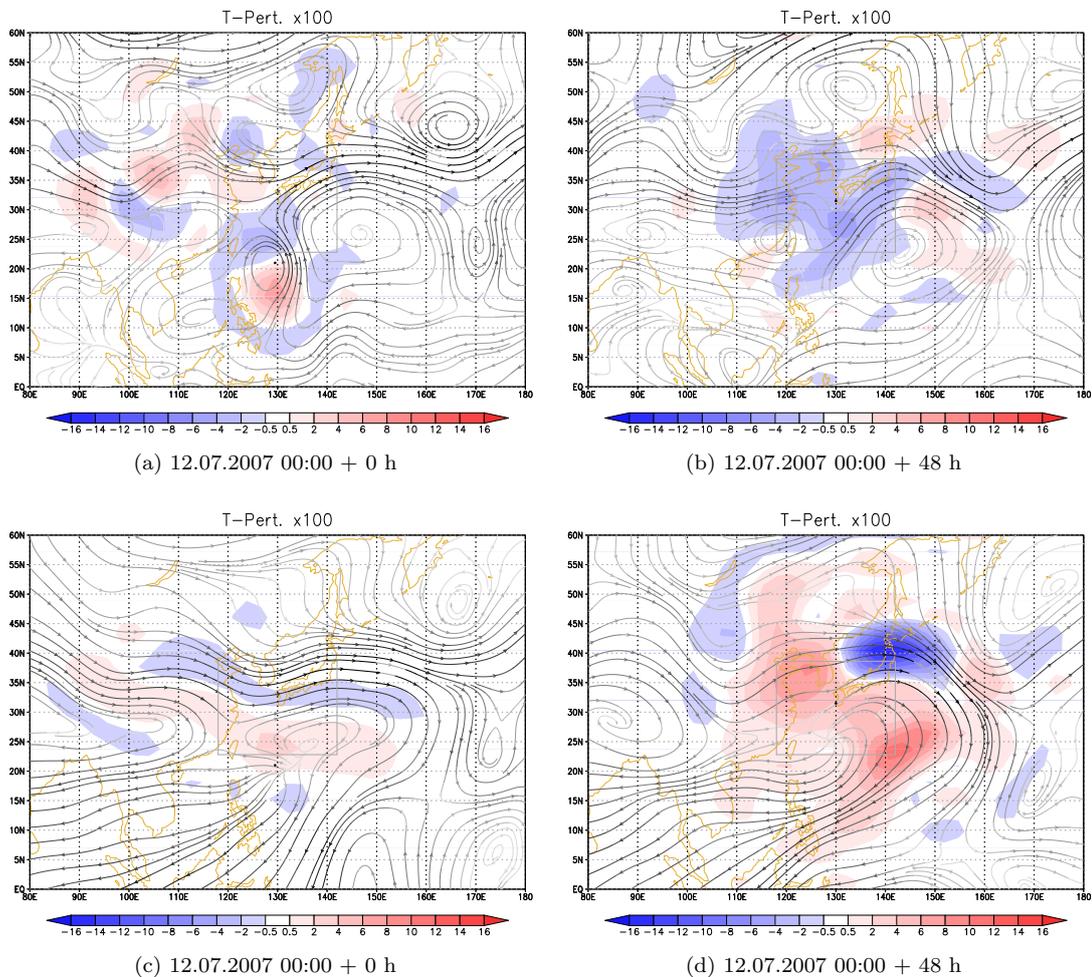


Abbildung 3.56: Horizontalschnitt der Temperaturstörung [K] (farbig) des zweiten singulärer Vektors Man-Yis (Übergangsphase) auf Modelllevel 30 (a und b) und auf Modelllevel 15 (c und d). Zusätzlich sind die Stromlinien der Trajektorie dargestellt. Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit. Der graue Kasten kennzeichnet das Optimierungsgebiet.

des Taifuns und des mit ihm verbundenen Trog. Ebenfalls modifiziert werden der Trog stromaufwärts und der Rücken stromabwärts des Taifuns. Sie werden zum Teil verschoben, zum Teil verstärkt bzw. abgeschwächt. In der oberen Troposphäre wird die Position des Strahlstroms stromabwärts des Taifuns verstärkt, abgeschwächt oder verschoben. Es ist deutlich, dass die Struktur der singulären Vektoren in der Übergangsphase im Vergleich zu der tropischen Phase deutlich an Komplexität gewinnen. Infolgedessen sind ihre Auswirkungen auf die Strömung weniger leicht zu interpretieren. Die Amplitude der Temperaturstörung nimmt während des Optimierungszeitraumes bei den Terminen der Übergangsphase deutlich zu. Während der tropischen Phase konnte dies nicht beobachtet werden.

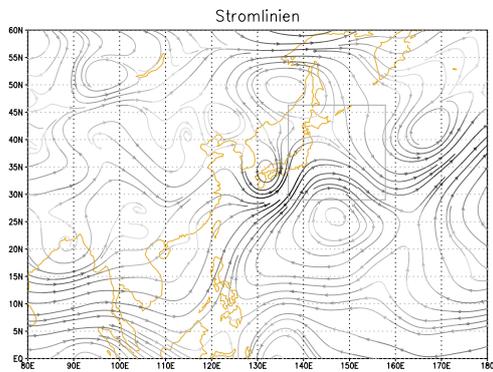
3.2.3 Außertropische Phase

Für die Untersuchung wurden folgende Termine ausgewählt: der 14. Juli 2007 12:00 Uhr (Man-Yi), der 3. August 2007 00:00 Uhr (Usagi) und der 6. September 2005 12:00 Uhr (Nabi). Die ehemaligen Taifune Man-Yi, Usagi und Nabi ziehen zu diesem Zeitpunkt eingebettet in die Strömung der mittleren Breiten nach Osten.

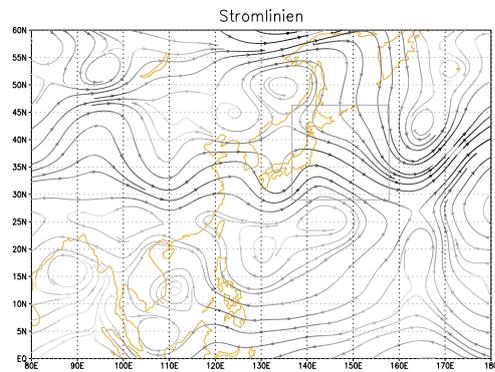
In der unteren Troposphäre sind die Stromlinien Man-Yis geschlossen (siehe Abb. 3.57a bis 3.57e). In der mittleren bis oberen Troposphäre ist eine offene Wellenstruktur zu erkennen (siehe Abb. 3.57b bis 3.57f). Am Ende des Optimierungszeitraumes befindet sich stromabwärts von Man-Yi eine Rücken-Trog-Struktur. Stromaufwärts von Man-Yi ist ein kräftiger Trog zu finden. Die Achse des mit Man-Yi verbundenen Troges besitzt eine starke Neigung nach Osten. Da die Entwicklung von Nabi im Wesentlichen der von Man-Yi ähnelt, wird sie hier nicht gezeigt.

Der ehemalige Taifun Usagi löst sich wiederum während des Optimierungszeitraumes auf. Zu Beginn ist noch eine Trogstruktur südwestlich des Optimierungsgebietes zu erkennen (siehe Abb. 3.58a), aber schon nach 27 Stunden ist die zyklonale Krümmung der Stromlinien nur noch sehr schwach (siehe Abb. 3.58b). Nach 48 Stunden hat sich Usagi vollständig aufgelöst

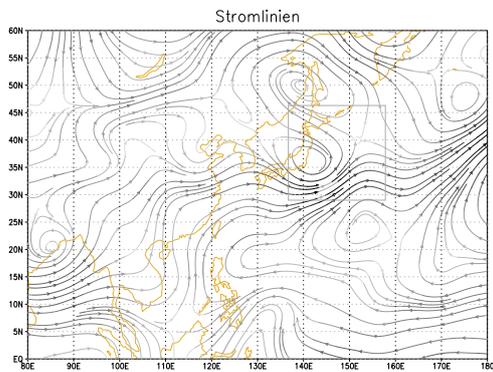
Für das Wachstum des ersten auf Man-Yi optimierten singulären Vektors sind sowohl barotrope als auch barokline Prozesse von Bedeutung. In der Störungsvorticity des ersten singulären Vektors sind auf Modelllevel 40 deutlich Strukturen zu erkennen, die eine Neigung entgegen der Scherung in der Horizontalen besitzen (siehe Abb. 3.59a). Die halbmondförmigen Strukturen befinden sich stromaufwärts des Bereiches mit hohen Windgeschwindigkeiten und starker Scherung. Im Verlauf des Optimierungszeitraumes nimmt diese Neigung immer mehr ab und die Halbmondform verschwindet (siehe Abb. 3.59a bis f). Das ausgedehnte Vorticityminimum südwestlich von Man-Yi scheint sich nur wenig von der Stelle zu bewegen. Es schwächt sich im Verlauf des Optimierungszeitraumes ab. Das Vorticityminimum und das Vorticitymaximum im Bereich der Strömung zwischen dem Subtrophenhoch und Man-Yi ziehen nach Osten. Das Vorticityminimum stärkt den Rücken stromabwärts von Man-Yi, wodurch Man-Yi daran gehindert wird nach Osten zu ziehen. Dies resultiert in einer Verschiebung von Man-Yi, und es bildet sich am Ende des Optimierungszeitraumes ein Vorticity-Dipol im Bereich von Man-Yi aus. Interessant ist hier, dass die Strukturen zu Beginn nicht



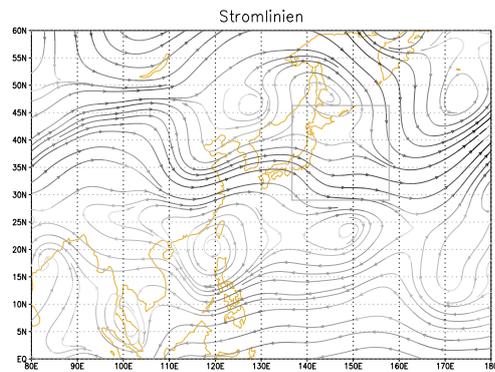
(a) 14.07.2007 12:00 + 0 h



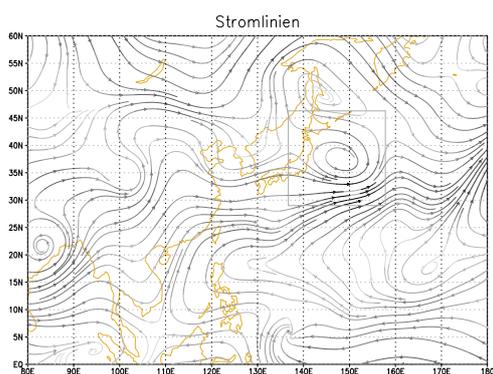
(b) 14.07.2007 12:00 + 0 h



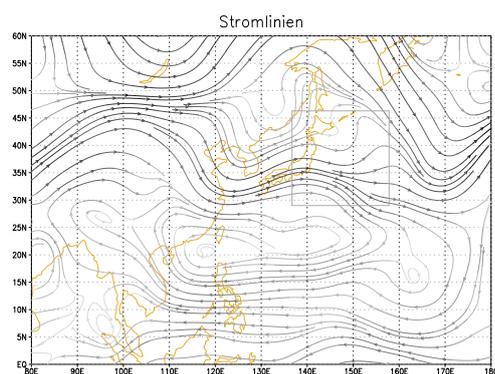
(c) 14.07.2007 12:00 + 27 h



(d) 14.07.2007 12:00 + 27 h



(e) 14.07.2007 12:00 + 48 h



(f) 14.07.2007 12:00 + 48 h

Abbildung 3.57: Abb. a, c und e zeigen die Stromlinien der Trajektorie auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) und Abb. b, d und f zeigen die Stromlinien auf Modelllevel 30 (ca. 370 hPa) für Man-Yi (außertropische Phase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

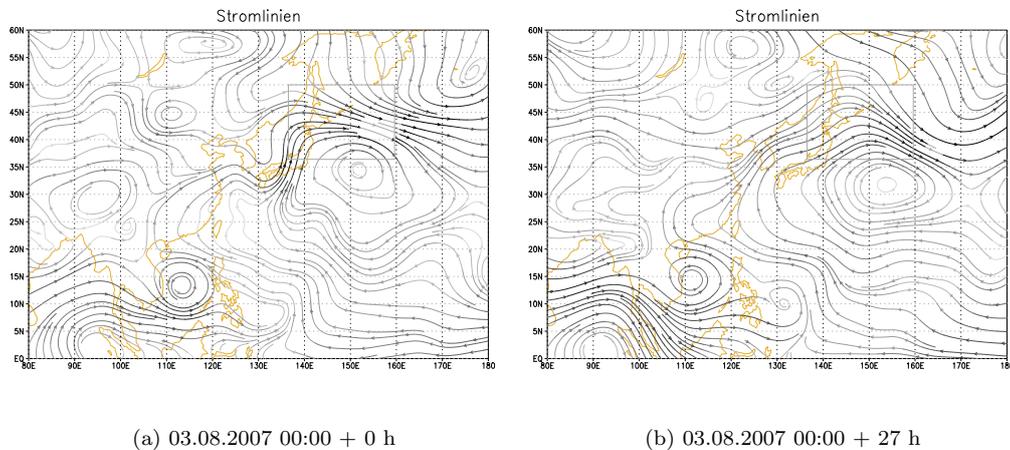


Abbildung 3.58: Abb. a und b zeigen die Stromlinien der Trajektorie auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) für Usagi (außertropische Phase). Dunklere Stromlinien stehen für einen größeren Betrag der Geschwindigkeit.

direkt mit Man-Yi in Verbindung zu stehen scheinen, sich am Ende des Optimierungszeitraumes aber eindeutig auf Man-Yi beziehen. Dies ist auf die im Vergleich zu den Tropen dominantere Umgebungsströmung zurückzuführen, die nun wesentlich für die weitere Entwicklung des ehemaligen Taifuns ist.

In der mittleren bis oberen Troposphäre entwickeln sich im zeitlichen Verlauf wellenzugartige Strukturen: z.B. im Bereich des Strahlstroms bei ca. 35° Nord und 105° bis 130° Ost und bei ca. 155° Ost und 45° bis 60° Nord (siehe Abb. 3.60b). Das Wachstum dieser Strukturen wird durch barokline Prozesse dominiert, wie an der vertikalen Neigung der Strukturen zu erkennen ist (siehe Abb. 3.61). Zu Beginn des Optimierungszeitraumes neigen sich die Strukturen unterhalb des Strahlstromes nach Westen. Oberhalb des Strahlstromes sind die Strukturen nach Osten geneigt. Zum Ende des Optimierungszeitraumes hat sich diese Neigung wieder umgekehrt. Unterhalb von Modelllevel 40 ist die von einer barotropen Struktur dominierte Wellenzahl-Eins-Störung im Bereich des Taifuns zu sehen. In der oberen Troposphäre sind die Strukturen mit der größten Amplitude im Bereich des Strahlstromes zu finden. Es findet eine Aufwärtspropagation der Wellenzüge statt.

Die Störungsvorticity des ersten singulären Vektors bewirkt nach 48 Stunden in der unteren Troposphäre eine Verschiebung des Taifuns nach Westen (siehe Abb. 3.59f).

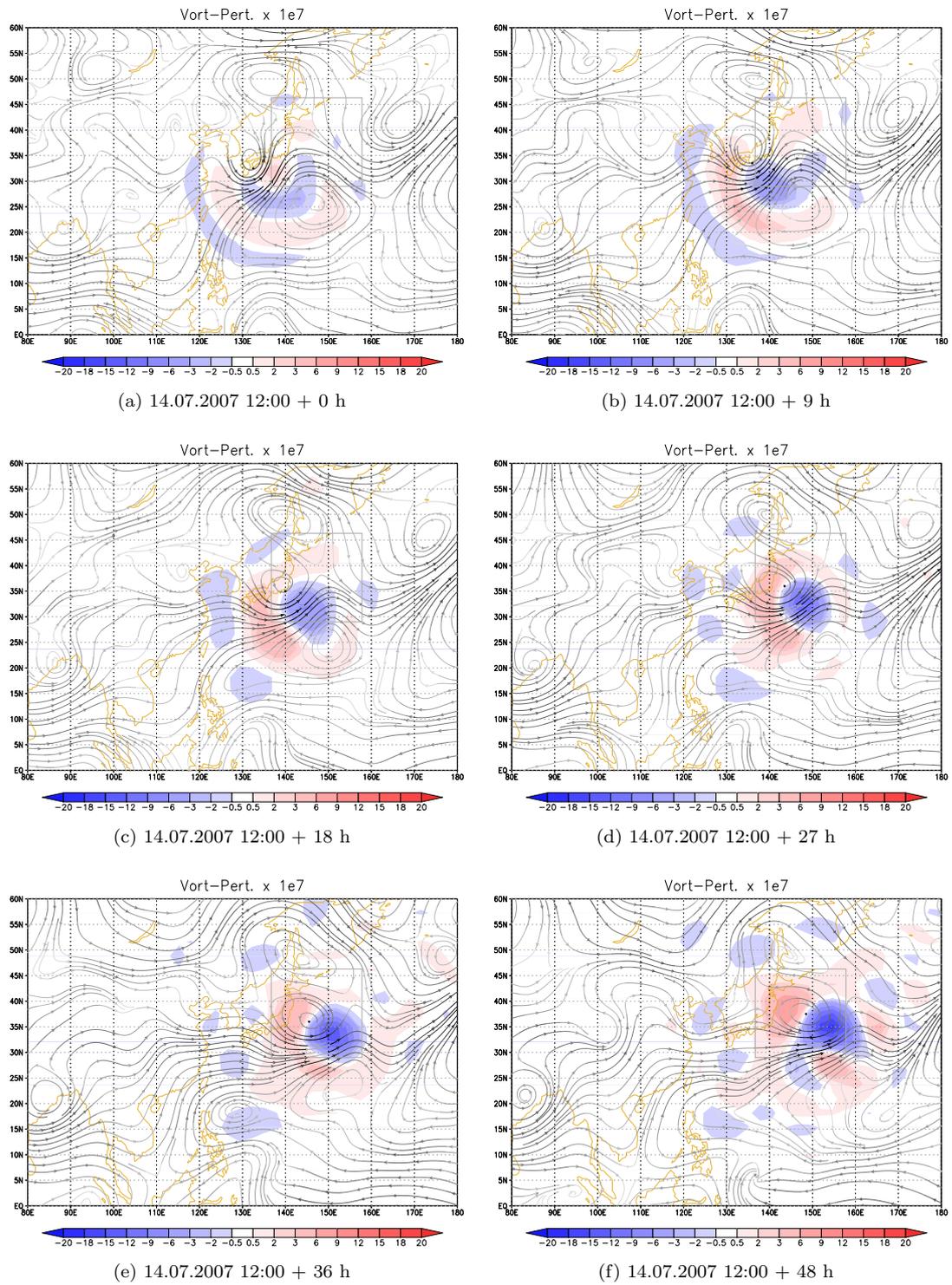


Abbildung 3.59: Wie Abb. 3.23, nur für den ersten singulären Vektor Man-Yis (außertropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

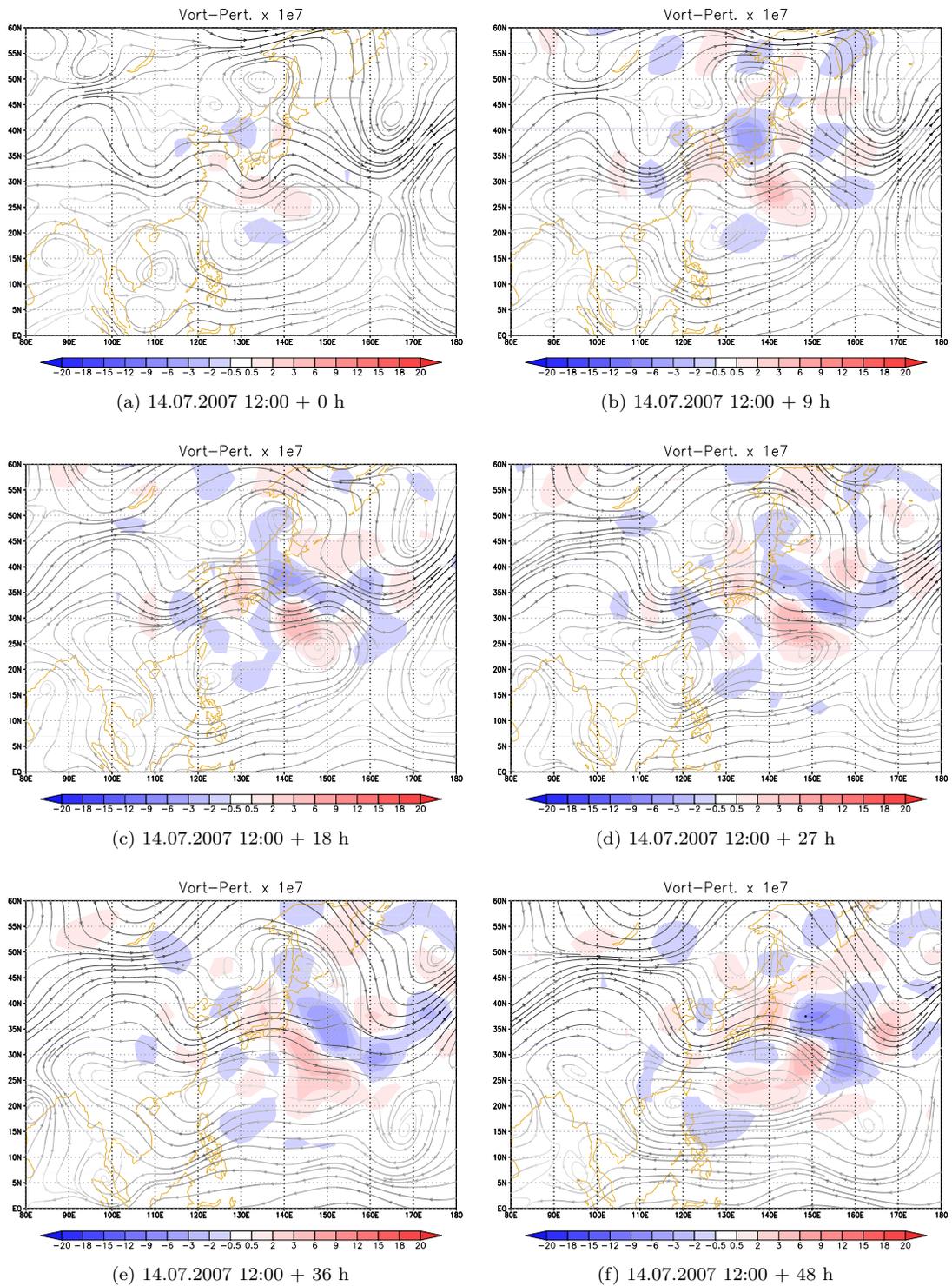


Abbildung 3.60: Wie Abb. 3.23, nur für den ersten singulären Vektor Man-Yis (außertropische Phase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

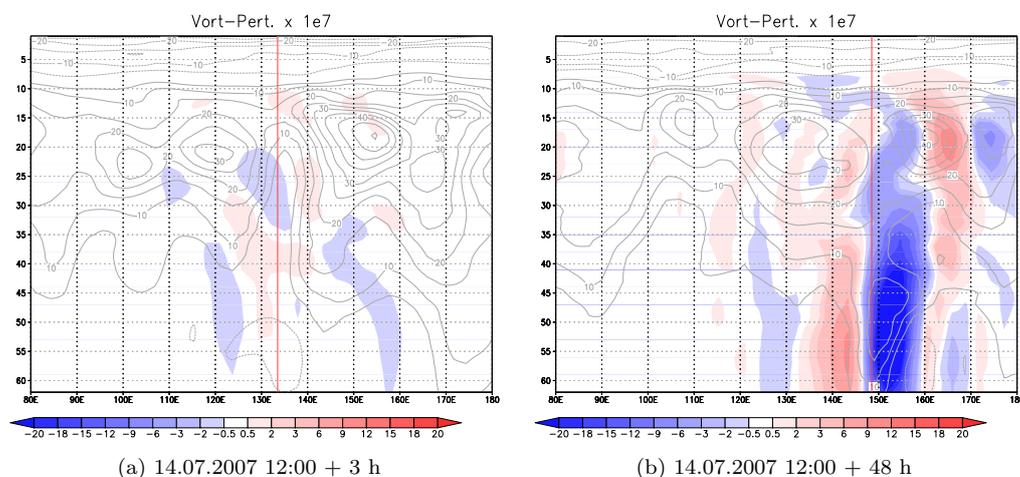


Abbildung 3.61: a) Zonalschnitt nach 3 und b) nach 48 Stunden der Störungsvorticity [1/s] (farbig) des ersten singulären Vektors des Taifuns Man-Yi (außertropische Phase) durch 35° Nord. Die Konturen zeigen zonalen Wind. Die rote Linie gibt die ungefähre Position des Taifuns an.

Auch die direkt an den Taifun angrenzenden Strukturen werden nach Westen verschoben (z.B. der nördliche Teil des Subtrophenhochs, der an die Strömung des Taifuns angrenzt). In der mittleren Troposphäre wird der mit Man-Yi verbundene Trog nach Westen verschoben und zusätzlich geschwächt (siehe Abb. 3.60f). Die stromabwärts von Man-Yi liegende Rücken-Trog-Struktur wird in Richtung Westen verschoben und zusätzlich verstärkt. Die weitere Propagation des ehemaligen Taifuns nach Osten würde somit verlangsamt und das System geschwächt.

Die Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors Man-Yis bildet eine meridional ausgerichtete Dipol-Struktur im Bereich des Taifuns aus. Zu Beginn des Optimierungszeitraumes befinden sich Maxima der Störungsvorticity in der unteren Troposphäre zum einen westlich des Taifuns und zum anderen im Bereich zwischen Taifun und Subtrophenhoch. Dort findet im Folgenden auch vorerst das größte Wachstum statt. Es bildet sich eine Wellenstruktur aus, die wie beim ersten auf Man-Yi optimierten singulären Vektor nach Osten propagiert (siehe Abb. 3.62a bis f). Im Bereich des Rückens stromabwärts von Man-Yi ist, im Gegensatz zum ersten singulären Vektor, ein Vorticitymaximum zu finden. Der Rücken wird geschwächt und somit auch die Bewegung Man-Yis entlang des Rückens nach Norden.

In der mittleren Troposphäre befinden sich Strukturen der Störungsvorticity zu Be-

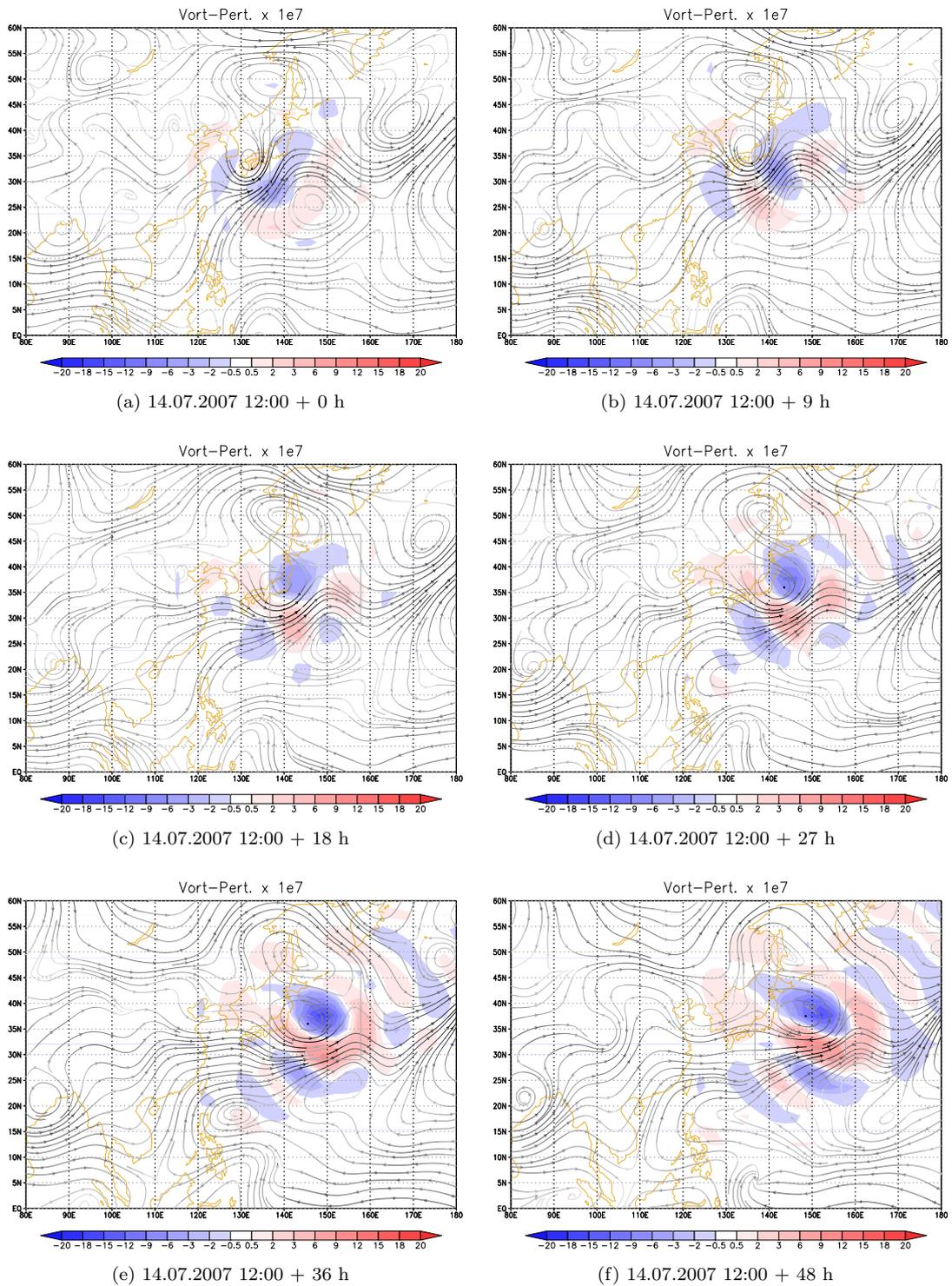


Abbildung 3.62: Wie Abb. 3.23, nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis (außertropische Phase) und Modelllevel 40 (ca. 650 hPa).

ginn nördlich und südlich des Strahlstroms (siehe Abb. 3.63a). Bei einigen Strukturen ist eine Neigung gegen die Scherung zu erkennen: z.B. bei dem Vorticityminimum bei ca. 25° Nord und 135° Ost. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist die größte Amplitude der Störungsvorticity im Bereich des Optimierungsgebietes und nördlich davon, im Bereich des Trog stromabwärts von Man-Yi, zu finden.

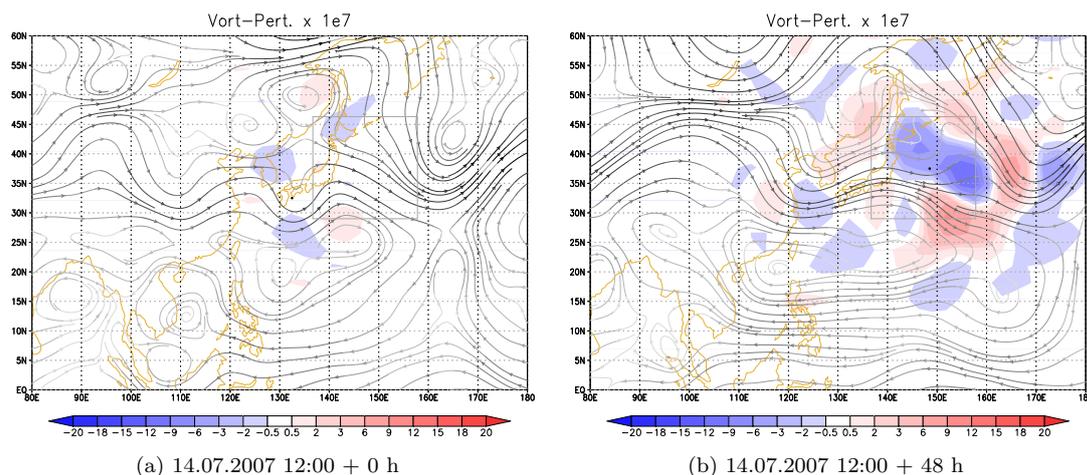


Abbildung 3.63: Wie Abb. 3.23, nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis (außertropische Phase) und Modelllevel 30 (ca. 370 hPa).

Primär wird das Wachstum durch barokline Prozesse bestimmt. Die Strukturen sind zu Beginn des Optimierungszeitraumes in der Vertikalen gegen die Scherung geneigt. Im Bereich zwischen dem Subtropenhoch und dem Taifun nimmt die Windgeschwindigkeit zwischen Modelllevel 40 und Modelllevel 20 mit der Höhe ab (siehe Abb. 3.64a). Auch hier zeigt die Störungsvorticity eine Neigung nach Osten, also gegen die Scherung. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist die Neigung wiederum verschwunden (siehe Abb. 3.64b). Die Störungsvorticity besitzt am Ende des Optimierungszeitraumes die größte Amplitude in der oberen Troposphäre. Auf Modelllevel 15 ist das größte Wachstum stromabwärts von Man-Yi im Bereich des Strahlstromes zu finden. Hier bildet sich ein Rossbywellenzug aus, der sich mit der starken Strömung in dieser Höhe mitbewegt.

Die Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors bewirkt am Ende des Optimierungszeitraumes in der unteren Troposphäre eine Verschiebung nach Süden (siehe Abb. 3.62f). Es sieht so aus, als würde sich der Bereich mit negativer Störungsvorticity

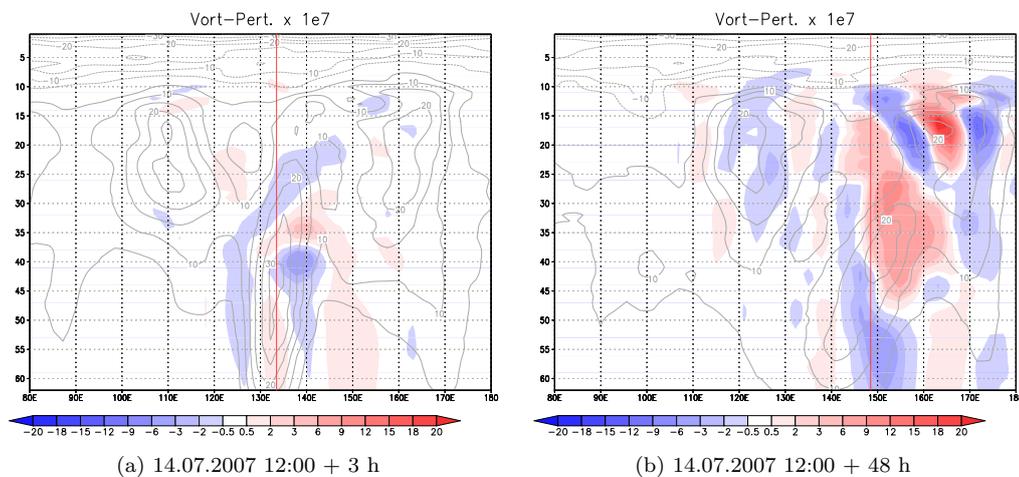


Abbildung 3.64: Wie Abb. 3.61, nur für den zweiten singulären Vektor Man-Yis (außertropische Phase).

über das Zentrum von Man-Yi erstrecken. Das Vorticitymaximum Man-Yis befindet sich aber aufgrund der stärkeren Scherung auf der nördlichen Seite von Man-Yi weiter nördlich, als es aufgrund der Stromlinien zu vermuten wäre. Somit resultiert durch die Störungsvorticity primär eine Verschiebung nach Süden. Der nördliche Teil des Subtropenhochs wird ebenfalls nach Süden verschoben. In der mittleren Troposphäre wird der zu Man-Yi gehörige Trog geschwächt, insbesondere sein nördlicher Teil, da die Störungsvorticity des zweiten singulären Vektors dort negative Werte aufweist (siehe Abb. 3.63b). Gleichzeitig wird der Rücken stromabwärts von Man-Yi und der Trog stromaufwärts von Man-Yi verstärkt. In der oberen Troposphäre wird der Strahlstrom stromabwärts des Taifuns durch die Störungsvorticity nach Süd-Westen verschoben.

Die Störungsvorticity des dritten, vierten und fünften auf Man-Yi optimierten singulären Vektors zeigt im wesentlichen die gleichen Strukturen wie die des zweiten singulären Vektors Man-Yis. Die singulären Vektoren unterscheiden sich in der Anordnung und Ausrichtung der Pole des Vorticity-Dipols im Bereich des Taifuns in der unteren Troposphäre. In der mittleren Troposphäre bewirkt auch ihre Störungsvorticity jeweils eine unterschiedliche Kombination aus Intensivierung bzw. Abschwächung, Verbreiterung bzw. Stauchung, Verschiebung und Kippung der Komponenten der Strömung. Insbesondere wirken sich die Modifikationen auf den mit Man-Yi verbundenen Trog und den Rücken, stromabwärts von Man-Yi, aus. In der oberen Troposphäre

unterscheiden sich die verschiedenen singulären Vektoren durch die genaue Position des Rossbywellenzugs und durch die Anordnung seiner Vorticityminima und Vorticitymaxima. Diese verschiedenen Konfigurationen bewirken jeweils unterschiedliche Modifikationen an der Struktur des Strahlstromes.

Die Störungsvorticity der auf den Taifun Nabi optimierten singulären Vektoren zeigt im Wesentlichen dieselben Strukturen wie die der auf den Taifun Man-Yi optimierten singulären Vektoren. Der Taifun Usagi löst sich wieder während des Optimierungszeitraumes auf. Somit hat die Störungsvorticity der auf ihn optimierten singulären Vektoren die Struktur von anwachsenden Rossbywellenzügen im Bereich der mittleren Breiten und ist nicht mit dem Taifun verbunden.

Wie bei den singulären Vektoren der Übergangsphase nimmt die Amplitude der Temperaturstörung bei den singulären Vektoren der außertropischen Phase im Verlauf des Optimierungszeitraumes zu. Ihr Maximum befindet sich am Ende des Optimierungszeitraumes in der Regel in der oberen Troposphäre. Dort und in der mittleren Atmosphäre bilden sich Wellenstrukturen aus. Dies geschieht insbesondere im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten. Bei der Temperaturstörung ist eine Neigung gegen die Scherung zu erkennen (zwischen Modelllevel 45 und 20 eine West-Neigung und zwischen Modelllevel 20 und 5 eine Ost-Neigung), die am Ende des Optimierungszeitraumes verschwunden ist, bzw. sich sogar umgekehrt hat (siehe Abb. 3.65a und b). Die größte Amplitude ist jetzt auf der Höhe des Strahlstromes zu finden.

Die auf die Taifune optimierten singulären Vektoren der außertropischen Phase zeigen noch stärker barokline Strukturen als die singulären Vektoren der Übergangsphase. In der unteren Troposphäre sind im Bereich des Taifuns immer noch barotrop dominierte Strukturen zu erkennen. In der mittleren bis oberen Troposphäre wird das Wachstum jedoch zunehmend von Wellenstrukturen im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten bestimmt. Die größte Amplitude der Störungsvorticity ist am Ende des Optimierungszeitraumes in der Regel in der oberen Troposphäre zu finden. Hier hat die Störungsvorticity, wie schon bei der Übergangsphase, die Form eines Rossbywellenzugs im östlichen Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten. Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirkt die Störungsvorticity wieder ein komplexes Zusammenspiel von Verschiebung, Verstärkung, bzw. Abschwächung und Deformation der

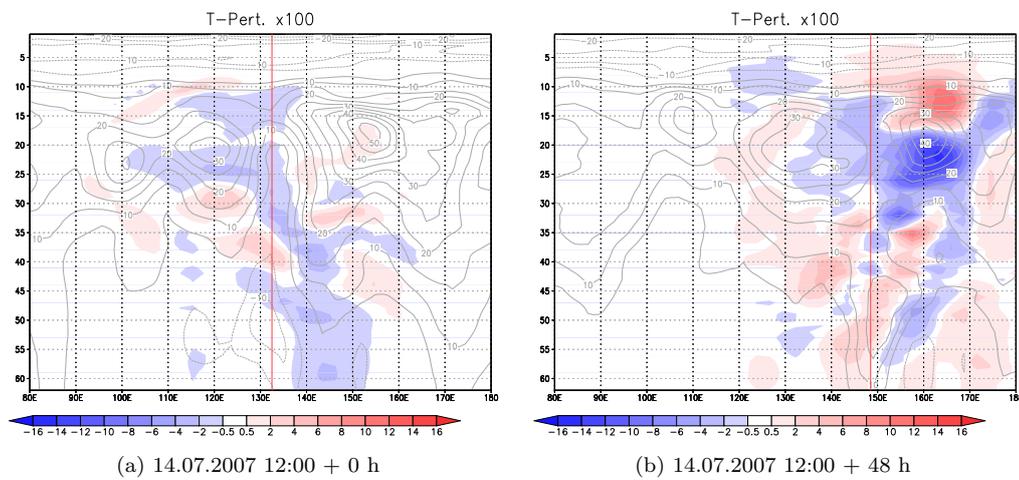


Abbildung 3.65: a) Zonalschnitt nach 3 und b) nach 48 Stunden der Temperaturstörung [K] (farbig) des zweiten singulären Vektors des Taifuns Man-Yi (außertropische Phase) durch 35° Nord. Die Konturen zeigen zonalen Wind. Die rote Linie gibt die ungefähre Position des Taifuns an.

Komponenten der Strömung. Die Art der Modifikationen unterscheidet sich in verschiedenen Höhen deutlicher, als es in der Übergangsphase der Fall war. Wie schon bei der Übergangsphase nimmt die Amplitude der Temperaturstörung im Verlauf des Optimierungszeitraumes deutlich zu. Dies ist bei den singulären Vektoren der tropischen Phase, die von barotropen Strukturen dominiert werden, nicht der Fall. Es bilden sich Wellenstrukturen im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten aus.

3.2.4 Verteilung der Energie

In diesem Abschnitt soll auf die mit den singulären Vektoren verbundene totale Energie eingegangen und ihre zeitliche Entwicklung aufgezeigt werden. Hierfür wird untersucht wie sich die totale Energie und ihre Verteilung während des Optimierungszeitraumes entwickelt. Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass die singulären Vektoren dreidimensionale Strukturen sind, wurde hierfür eine neue Darstellung entwickelt.

In den Abbildungen 3.66 ist die kinetische und auf Abbildung 3.67 ist die potentielle Energie der ersten fünf singulären Vektoren für den tropischen Termin Man-Yi dargestellt. Im mittleren Feld der Abbildungen ist die vertikal-integrierte Energie der ersten fünf singulären Vektoren zu sehen. Dies entspricht dem Sensitivitätsindex aus Abschnitt 3.1, allerdings wurde die jeweilige Energie des singulären Vektors nicht mit seinem zugehörigen Singulärwert multipliziert. Die Multiplikation wurde nicht durchgeführt, da die zeitliche Entwicklung und das Wachstum der Störungen selbst dargestellt werden soll.

In dem Feld auf der rechten Seite ist die horizontal integrierte Energie zu sehen, die sich östlich der Position des Taifuns befindet. Das bedeutet: Die Energie der ersten fünf singulären Vektoren wird horizontal von dem Längengrad, auf dem sich der Taifun befindet, bis zu 180° Grad östlicher Länge integriert und in der Y-Z-Ebene dargestellt. Analog hierzu zeigt das linke Feld die Energie, die sich westlich des Taifuns befindet. Das obere Feld zeigt die Energie, die sich nördlich der Position des Taifuns befindet - dargestellt in der X-Z-Ebene - und das untere Feld schließlich die Energie, die sich südlich der Position des Taifuns befindet. Das unterste Modelllevel befindet sich bei den äußeren Feldern immer am Rand des mittleren Feldes, wie bei einem aufgeklappten Kasten. Die deutlich größeren Werte der Energie in der horizontalen Ebene (mittlere Darstellung) als in den vertikalen Ebenen (seitliche Darstellungen) sind dadurch begründet, dass hier über den Druck integriert wird. Je nach Position des Taifuns und Lage der Maxima der Energie können die Werte in den seitlichen Darstellungen stark variieren.

Die Verteilung der Energie in der tropischen Phase, in der Übergangsphase und in der außertropischen Phase soll nun anhand des Beispiels von Man-Yi erläutert werden. Zu Beginn des Optimierungszeitraumes befindet sich der größte Teil der über alle fünf singulären Vektoren der tropischen Phase summierten kinetischen Energie in der mittleren Troposphäre, ca. bei Modelllevel 35 (siehe Abb. 3.66a). Das Maximum befindet

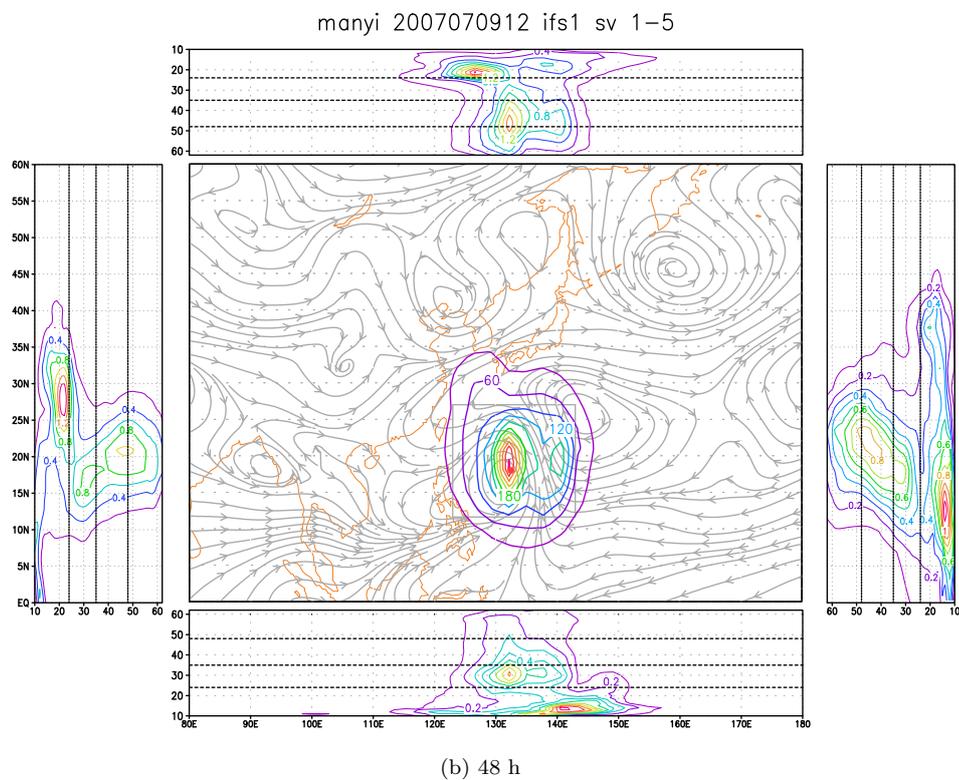
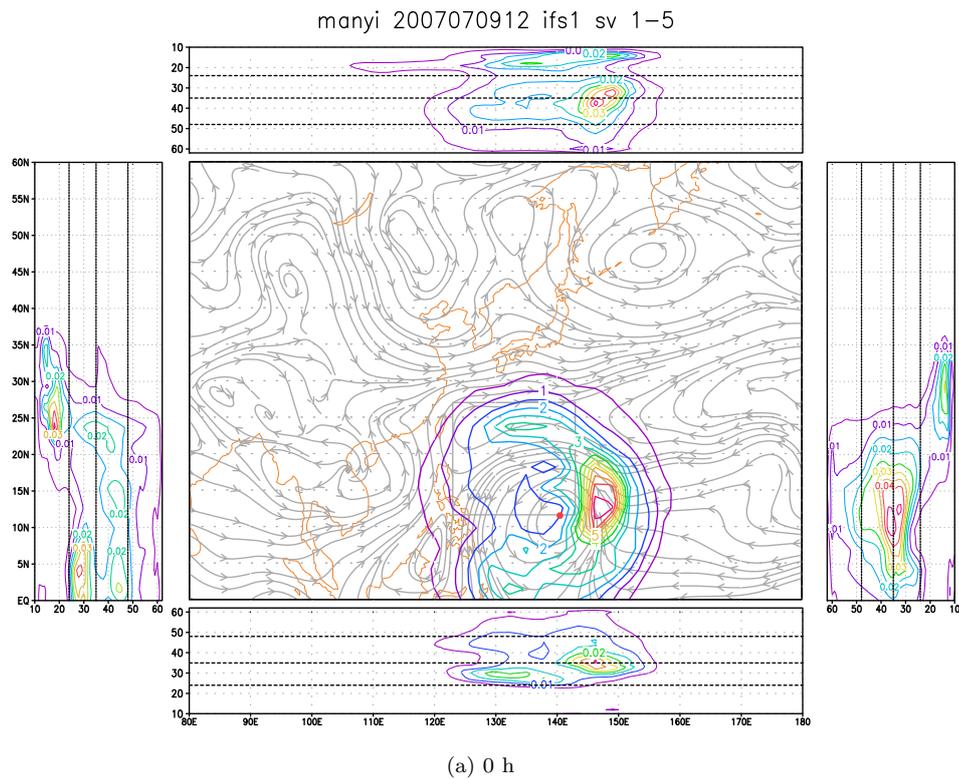
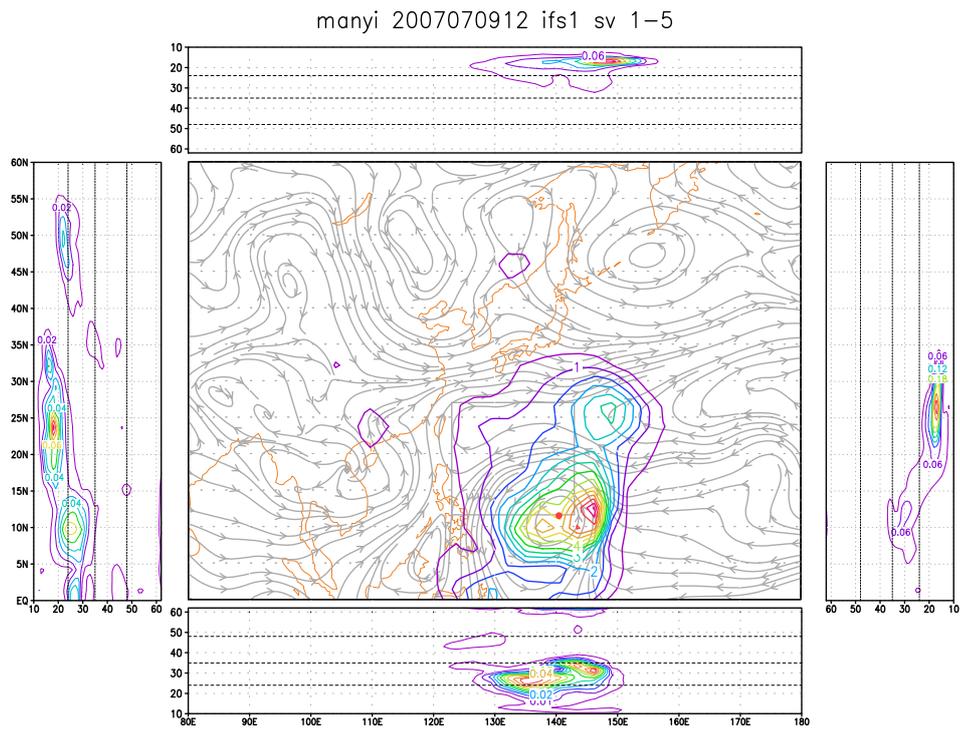


Abbildung 3.66: Kinetische Energie (farbig) der ersten fünf auf Man-Yi optimierten singulären Vektoren (tropische Phase) und Stromlinien auf Modelllevel 35 (ca. 500 hPa), jeweils nach a) 0 Stunden und b) 48 Stunden. Aus Gründen der Übersicht sind nur Modellevel 62 bis 10 dargestellt. Die schwarzen Linien in den seitlichen Plots markieren Modellevel 48 (ca. 850 hPa), 35 (ca. 500 hPa) und 24 (ca. 250 hPa). Die Konturintervalle in den einzelnen Plots unterscheiden sich.

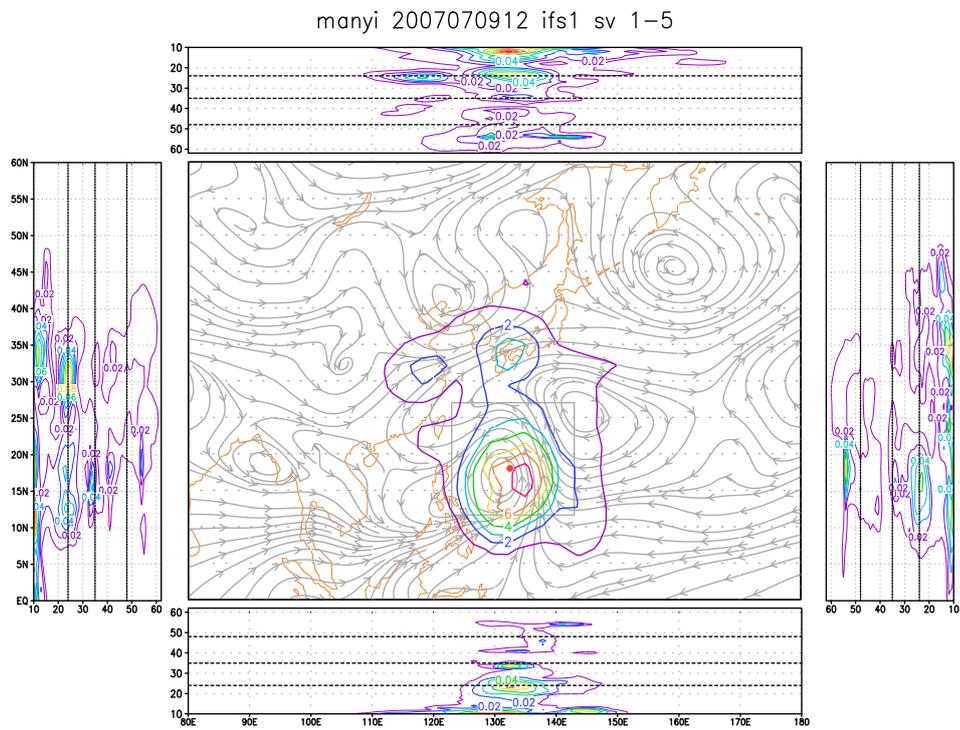
sich östlich der Position des Taifuns zwischen Subtropenhoch und Taifun. Am Ende des Optimierungszeitraumes erstreckt sich die kinetische Energie über die gesamte Troposphäre (siehe Abb. 3.66b). Der größte Teil der kinetischen Energie befindet sich dabei homogen verteilt in der mittleren bis unteren Troposphäre, während in der oberen Troposphäre auf relativ wenige Modelllevel beschränkte Maxima zu finden sind. Diese Maxima in der Y-Z-Ebene und X-Z-Ebene kommen unter anderem dadurch zu Stande, dass z.B. die Amplitude der Störungsvorticity der singulären Vektoren in der oberen Troposphäre in der tropischen Phase zwar weniger ausgeprägt ist als in der unteren und mittleren Troposphäre, dafür ist sie aber in der oberen Troposphäre über ein größeres Gebiet verteilt. Des Weiteren zeigt z.B. der fünfte auf Man-Yi optimierte singuläre Vektor eine große Amplitude in der oberen Troposphäre (siehe Abschnitt 3.2.1). Auffällig ist die deutliche Neigung mit der Höhe nach Süden der kinetischen Energie im Bereich von Man-Yi (zu sehen in den Y-Z-Ebenen).

Bei der potentiellen Energie befindet sich das Maximum zu Beginn ebenfalls östlich von Man-Yi zwischen dem Subtropenhoch und dem Taifun. Die potentielle Energie der ersten fünf singulären Vektoren befindet sich zu diesem Zeitpunkt hauptsächlich in der mittleren bis oberen Troposphäre, zwischen Modelllevel 20 bis 10 (siehe Abb. 3.67a). Die Maxima der potentiellen Energie sind in der vertikalen auf weniger Modelllevel beschränkt als die der kinetischen Energie. Am Ende des Optimierungszeitraumes sind die Maxima der potentiellen Energie über die gesamte Troposphäre verteilt (siehe Abb. 3.67b). Die einzelnen Maxima sind auch hier auf wenige Modelllevel beschränkt. Sowohl die kinetische als auch die potentielle Energie befindet sich am Ende des Optimierungszeitraumes näher am Zentrum des Taifuns. Die kinetische Energie der ersten fünf singulären Vektoren nimmt im Verlauf des Optimierungszeitraumes um zwei Größenordnungen zu (vgl. Abb. 3.66a und b), während die potentielle Energie in der Regel in der tropischen Phase kaum anwächst. Im Falle von Man-Yi nimmt sie bei diesem hier dargestellten Termin sogar leicht ab (vgl. Abb. 3.67a und b).

In der Übergangsphase befinden sich zu Beginn Maxima der kinetischen Energie nördlich und südöstlich von Man-Yi, zwischen Man-Yi und Subtropenhoch (siehe Abb. 3.68a). Des Weiteren liegt nordwestlich von Man-Yi ein Maximum im Bereich eines Trog. Die kinetische Energie befindet sich größtenteils zwischen Modelllevel 35 und 25. Am Ende des Optimierungszeitraumes befindet sich das Maximum der kinetischen Energie im Zentrum von Man-Yi. In der Vertikalen ist die meiste Energie in Tropopauennähe zu finden, zwischen Modelllevel 25 und Modelllevel 10 (siehe Abb. 3.68b). Im



(a) 0 h



(b) 48 h

Abbildung 3.67: Wie Abb. 3.66, nur für die potentielle Energie (tropische Phase)

Bereich von Man-Yi besitzt die kinetische Energie in der unteren und mittleren Troposphäre, zwischen Modelllevel 62 und 35, immer noch eine sehr homogene Struktur.

Die potentielle Energie besitzt zu Beginn ein Maximum in der unmittelbaren Umgebung von Man-Yi, südlich des Taifuns, und ein weiteres Maximum im Bereich des Trog, nordwestlich der Position von Man-Yi (siehe Abb. 3.69a). In der Vertikalen befinden sich die Maxima zwischen Modelllevel 35 und Modelllevel 15, also in der mittleren bis oberen Troposphäre. Auch in der Übergangsphase ist die Struktur der potentiellen Energie flacher als die der kinetischen Energie. Am Ende des Optimierungszeitraumes befindet sich das Maximum der kinetischen Energie nicht im Zentrum von Man-Yi, sondern nordöstlich der Position Man-Yis im Bereich zwischen Man-Yi und Subtropenhoch (siehe Abb. 3.69b). Die vertikale Verteilung der potentiellen Energie erstreckt sich über fast die gesamte Troposphäre. Der größte Teil befindet sich zwischen Modelllevel 25 und Modelllevel 10, in der oberen Troposphäre. Die einzelnen Maxima haben eine flache Struktur. Im Unterschied zur tropischen Phase wächst die potentielle Energie in der Übergangsphase um eine Größenordnung an (vgl. Abb. 3.69a und b). Dennoch wird die totale Energie am Ende des Optimierungszeitraumes wie auch bei der tropischen Phase von der kinetischen Energie dominiert.

Bei der außertropischen Phase befindet sich das Maximum der kinetischen Energie der ersten fünf singulären Vektoren zu Beginn des Optimierungszeitraumes südlich von Man-Yi, im Bereich zwischen Subtropenhoch und Man-Yi (siehe Abb. 3.70a). In der Vertikalen befindet sich der Großteil der kinetischen Energie in der mittleren Troposphäre, zwischen Modelllevel 45 und 30. Nördlich des Taifuns ist die Neigung der Maxima nach Westen zu erkennen. Am Ende des Optimierungszeitraumes liegt das Maximum nahe des Zentrums des ehemaligen Taifuns (siehe Abb. 3.70b). Die vertikale Verteilung der Energie zeigt, dass sich in der außertropischen Phase das Maximum der kinetischen Energie am Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre befindet, zwischen Modelllevel 25 und Modelllevel 10. Weiterhin ist in der unteren Troposphäre im Bereich des Taifuns zu sehen, dass dort die kinetische Energie relativ homogen ist. Die Maxima in der oberen Troposphäre überwiegen jedoch deutlich. Zu Beginn liegt bei der potentiellen Energie der außertropischen Phase ein Maximum im Bereich der Strömung zwischen Subtropenhoch und mittleren Breiten, nördlich von Man-Yi. Zwei weitere Maxima befinden sich im Bereich der Strukturen der mittleren Breiten, stromabwärts des ehemaligen Taifuns. Die vertikale Struktur der potentiellen

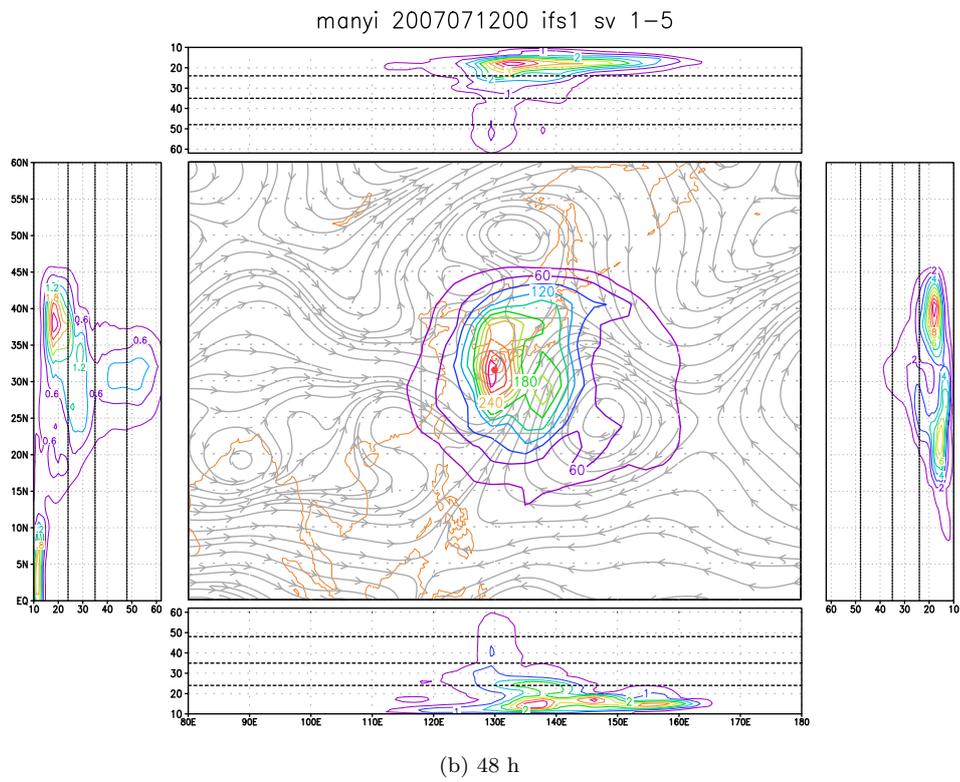
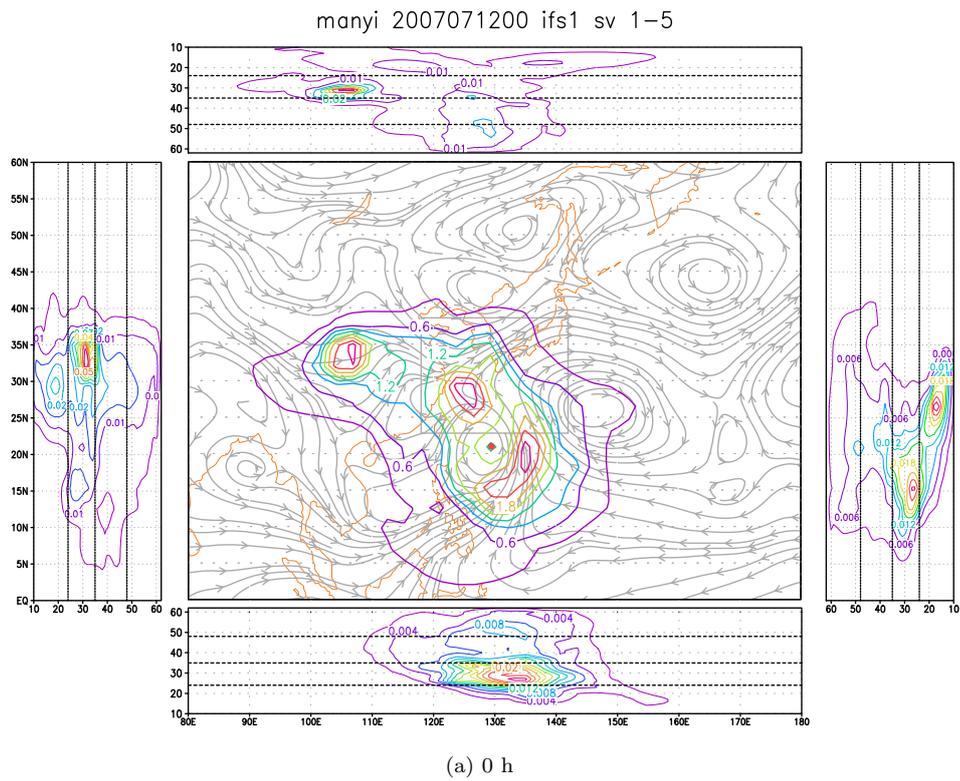


Abbildung 3.68: Wie Abb. 3.66, für die kinetische Energie (Übergangsphase)

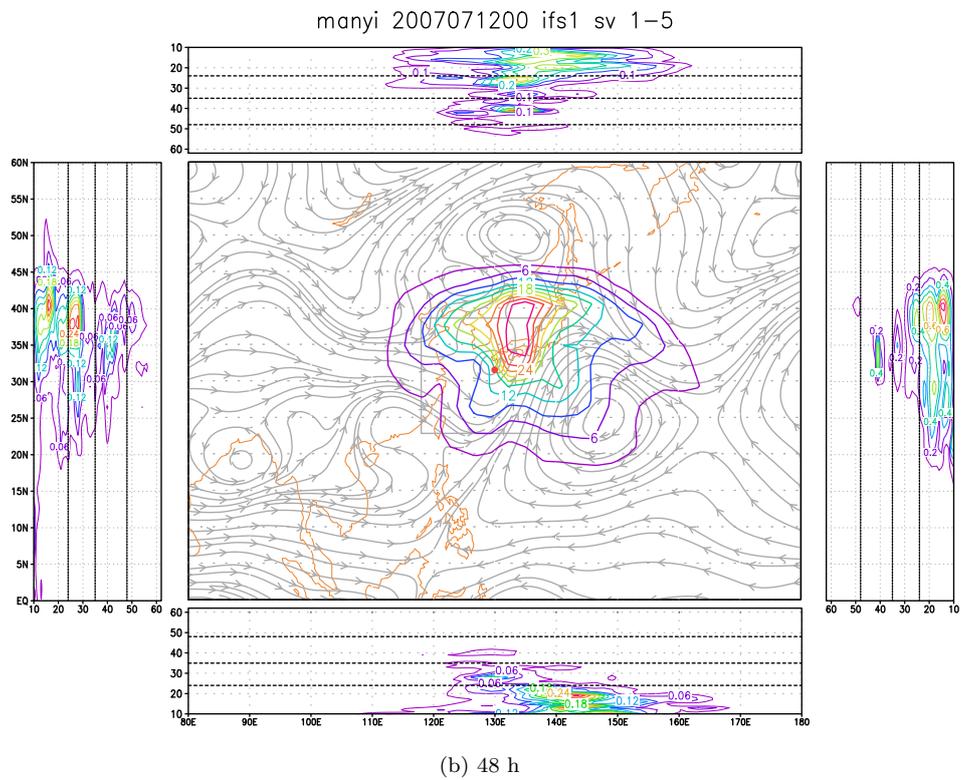
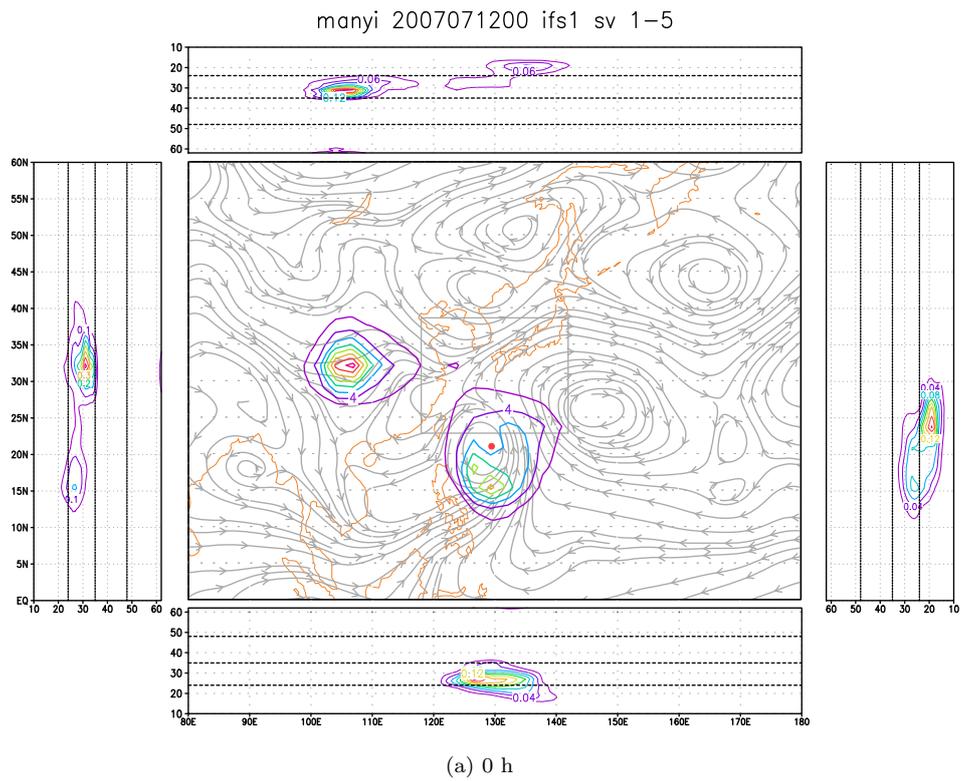
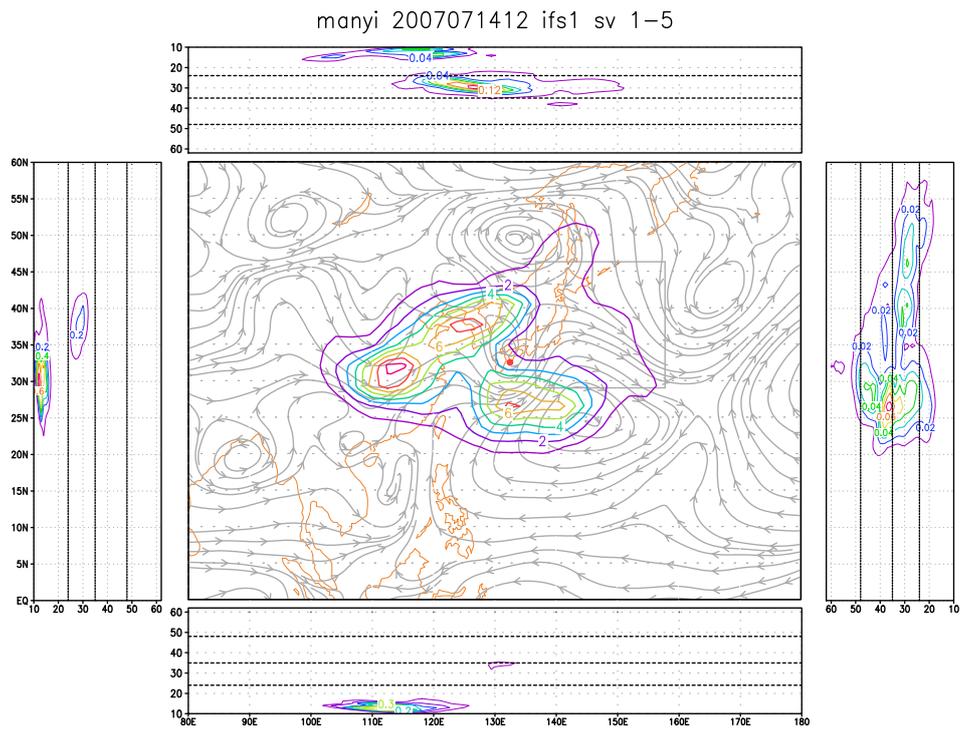
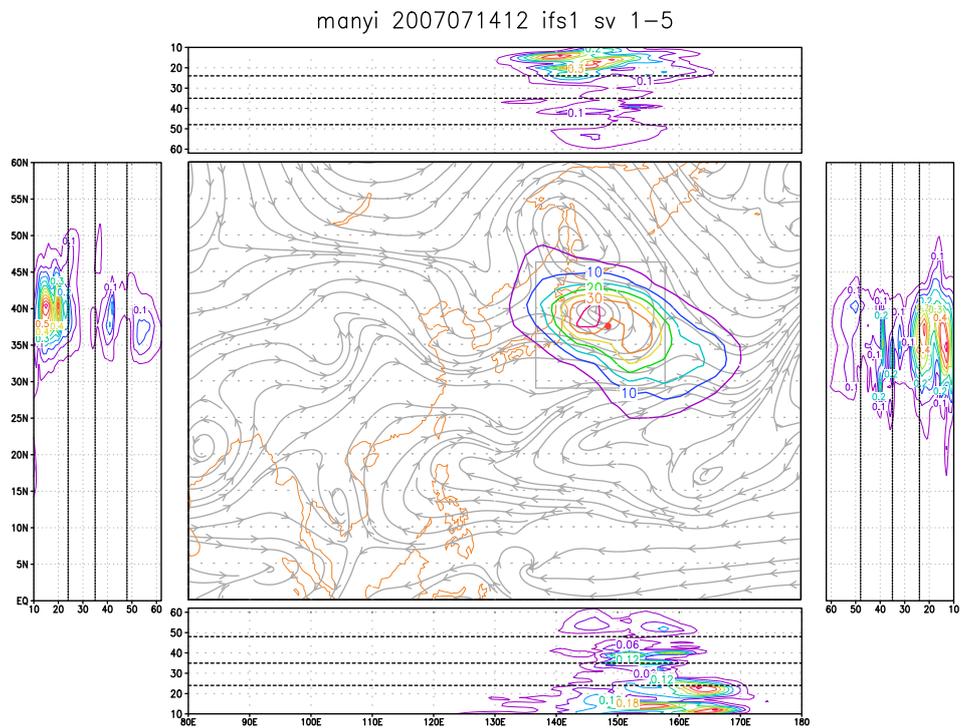


Abbildung 3.69: Wie Abb. 3.66, nur für die potentielle Energie (Übergangsphase)



(a) 0 h



(b) 48 h

Abbildung 3.71: Wie Abb. 3.66, nur für die potentielle Energie (außertropische Phase)

Energie zeigt zu Beginn des Optimierungszeitraumes sowohl in der oberen als auch in der mittleren Troposphäre Maxima (siehe Abb. 3.71a). Am Ende des Optimierungszeitraumes sind in verschiedenen Höhen Maxima der potentiellen Energie zu erkennen (siehe Abb. 3.71b). Der größte Teil der potentiellen Energie ist allerdings, wie bei der kinetischen Energie, in der oberen Troposphäre zu finden. Wie schon in den vorherigen Phasen beschrieben, ist die Struktur der Maxima der potentiellen Energie flacher als die der kinetischen Energie. Die potentielle Energie wächst in der außertropischen Phase wie in der Übergangsphase deutlich an.

3.2.5 Diskussion

Zu Beginn des Optimierungszeitraumes zeigt die Struktur der Störungsvorticity der singulären Vektoren der tropischen Phase deutliche Übereinstimmungen mit den Ergebnissen von Nolan und Farrell (1999). Sie untersuchten das Wachstum von Störungen hinsichtlich idealisierter zweidimensionaler Wirbel, wobei radiales Einströmen berücksichtigt wurde. Bei einem idealisierten Wirbel in Form eines Vorticitymonopols (ein sog. einzelliger Wirbel) erfahren die Störungen des Grundzustandes das stärkste Wachstum (über ein endliches Zeitintervall), die die Form einer Spirale haben, die sich gegen die Scherung neigt. Im Verlauf des Optimierungszeitraumes wird die Spirale durch die Strömung des Wirbels entdreht. Die sich ausbildenden Maxima wandern bei diesem Vorgang auf das Zentrum des Wirbels zu. Dieses Verhalten lässt sich bei den singulären Vektoren der tropischen Phase beobachten, die am stärksten anwachsen.

Auch Montgomery und Kallenbach (1997) kommen bei ihren Untersuchungen von Rossbywellen auf Wirbeln mittels einer Wenzel-Kramers-Brillouin-Analyse (WKB) zu dem Ergebnis, dass die am stärksten wachsenden Störungen die Struktur von gegen die Scherung geneigten Spiralen haben müssen. Der Wachstumsprozess ist hier im Wesentlichen mit dem einer Störung in einer zonalen Strömung mit einer meridionalen Scherung identisch. Während die Störung durch die Strömung ihre Neigung gegen die Scherung verliert, nimmt ihre Energie zeitweise zu (Orr, 1907; Tung, 1983; Zeng, 1983; etc.). Montgomery und Kallenbach (1997) gingen bei ihren theoretischen Ableitungen von einem einzelligen Wirbel aus. Sie verifizierten die Ergebnisse der WKB-Analyse mittels eines asymmetrisch-balancierten Flachwasser-Modells.

Die Struktur der von Nolan und Farrell (1999) gefundenen, am schnellsten wachsenden Störungen hinsichtlich eines zweizelligen Wirbels (ein Wirbel, in dessen Inneren die Luft absinkt), unterscheidet sich von der Struktur der Störungen hinsichtlich eines einzelligen Wirbels. Aufgrund der niedrigen Auflösung (T42), mit der die singulären Vektoren des IFS des EZMW berechnet werden, handelt es sich bei dem in der Trajektorie vorhandenen Wirbel um einen einzelligen Wirbel, da die Struktur des Kerns nicht aufgelöst werden kann (siehe Abb. 3.72).

Die Tatsache, dass die ersten beiden singulären Vektoren eine Wellenzahl-Eins-Struktur besitzen, passt gut zu den Ergebnissen von Nolan und Farrell (1999). Das Wachstum von Störungen mit einer Wellenzahl gleich Eins sollte bei einem einzelligen Wirbel größer sein als das Wachstum von Störungen mit einer Wellenzahl gleich

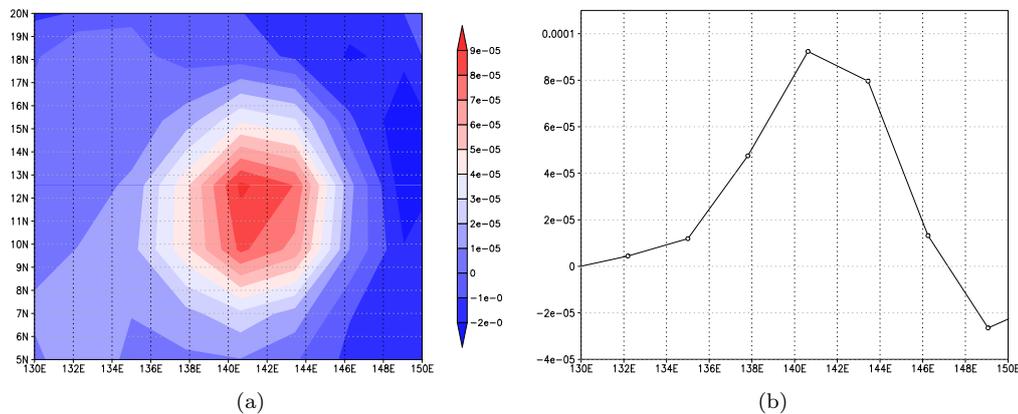


Abbildung 3.72: a) Horizontalschnitt und b) Zonalschnitt auf Modelllevel 40 (ca. 650 hPa) der Vorticity [1/s] des Taifuns Man-Yi am 9. Juli 2007 um 12:00 Uhr.

Zwei. Dies wird durch die Reihenfolge der singulären Vektoren wiedergespiegelt. Die singulären Vektoren mit einer Wellenzahl-Eins-Struktur der Störungsvorticity zeigen ein größeres Wachstum als die singulären Vektoren, bei denen die Störungsvorticity eine Wellenzahl-Zwei-Struktur besitzt. Zusätzlich zu den aus der Theorie bekannten Ergebnissen wird deutlich, dass die mit dem IFS des EZMW berechneten dreidimensionalen singulären Vektoren im Bereich des Taifuns eine Verdrehung mit der Höhe aufweisen.

Der fünfte auf Man-Yi optimierte singuläre Vektor der tropischen Phase besitzt hingegen die wesentlichen Merkmale außertropischer singulärer Vektoren (z.B. Buizza und Palmer, 1995; Hoskins et al., 2000). Sie zeichnen sich zu Beginn des Optimierungszeitraumes sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen durch eine Neigung gegen die Scherung aus. Am Ende des Optimierungszeitraumes ist diese Neigung verschwunden oder hat sich sogar in eine Neigung in Richtung der Scherung gewandelt. Ihr Maximum ist zu Beginn in der unteren bis mittleren Troposphäre zu finden, während es sich am Ende des Optimierungszeitraumes in der oberen Troposphäre befindet. Ihr Wachstum wurde von Buizza und Palmer (1995) mit den Ergebnissen von Zeng (1983) in Zusammenhang gebracht. Zeng (1983) untersuchte mittels einer WKB-Analyse das Verhalten eines Rossbywellenpaketes in einer baroklin geschichteten Atmosphäre. Auch hier wird das Wachstum durch den ursprünglich schon von Orr (1907) beschriebenen Prozess verursacht (siehe hierzu auch Farrell (1982), Tung (1983)

und Pedlosky (1987)). Die Neigung der Störung gegen die Scherung wird von der Strömung vermindert, hierbei nimmt die Energie der Störung so lange zu (auf Kosten des Grundstromes), bis sie schließlich eine Neigung in Richtung der Scherung besitzt. Nun gibt die Störung ihre Energie wieder an den Grundstrom ab, bis sie schließlich ganz verschwindet.

Sämtliche bisher genannten theoretischen Arbeiten gingen bei ihren Berechnungen von einem konstanten Grundstrom aus, entweder von einem idealisierten stationären Wirbel oder von einer rein zonalen Strömung. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten singulären Vektoren wurden hinsichtlich eines realen Wettergeschehens (zumindest hinsichtlich einer konkreten Vorhersage des nichtlinearen Modells des EZMW) berechnet. Insofern sind die beobachteten Strukturen komplexer. Auch müssen die Störungen bei einer von der Zeit abhängigen Trajektorie nicht zwingend ihre Energie wieder an die Strömung abgeben. Die Störungen können ihre Energie konservieren bzw. weiter anwachsen, wenn sie sich immer wieder in Bereiche hineinbewegen können, in denen sie eine Neigung entgegen der Scherung besitzen. Es ist deutlich, dass gerade die Bereiche mit starker Scherung und hoher Windgeschwindigkeit eine wesentliche Rolle für das Wachstum der Störungen spielen. Die anwachsenden Strukturen der Störungsvorticity befinden sich bevorzugt leicht stromaufwärts dieser Bereiche, da sie im Verlauf des Optimierungszeitraumes in den Bereich starker Scherung hineintransportiert werden und stark anwachsen können. Dies könnte eine Erklärung dafür sein, dass sich das Sensitivitätsmaximum meist rückseitig, auf der rechten Seite des tropischen Wirbelsturmes befindet, wie es Peng und Reynolds (2006) festgestellt haben. Am Ende des Optimierungszeitraumes würden die singulären Vektoren eine Modifikation der Strömung des Taifuns bewirken. Da die Störungsvorticity von barotropen Strukturen dominiert wird, sind die Auswirkungen relativ leicht ersichtlich: Der Taifun wird versetzt oder gedreht.

Die Strukturen des ersten singulären Vektors der Übergangsphase beziehen sich primär auf den Taifun selber. Dies setzt voraus, dass ein kräftiger Wirbel in der Trajektorie vorhanden ist und sich der Taifun nicht auflöst, wie am Beispiel von Usagi zu sehen ist. Als wesentliches neues Element treten in den folgenden singulären Vektoren nun zusätzlich Strukturen auf, die im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten anwachsen. Sie befinden sich anfänglich stromaufwärts des Taifuns. Ihre Neigung gegen die Scherung und ihre Propagation in den Bereich hoher Windgeschwindigkeit hinein passt gut zu den theoretischen Ableitungen von Zeng (1983) (wie schon beschrieben). Es ist deutlich, dass in der Übergangsphase nun auch barokline Prozesse eine wichtige

Rolle beim Wachstum der singulären Vektoren spielen. Somit ist die vertikale Struktur der singulären Vektoren weniger homogen. Infolgedessen sind ihre Auswirkungen am Ende des Optimierungszeitraumes nicht mehr so leicht zu interpretieren, da es sich nicht mehr um z.B. eine einfache Verschiebung über die gesamte Höhe der Troposphäre handelt, sondern die Strukturen auf verschiedenen Höhen gegeneinander verschoben werden. Am Ende des Optimierungszeitraumes bewirken die singulären Vektoren in der unteren Troposphäre eine Translation des Taifuns, da sich dort ein Vorticity-Dipol im Bereich des Taifuns entwickelt. In der mittleren Troposphäre bewirken sie Modifikationen des mit dem Taifun verbundenen Troges und der Komponenten der Strömung in seiner Umgebung. Insbesondere ist dies der Rücken stromabwärts des Taifuns. In der oberen Troposphäre bilden sich Wellenstrukturen im Bereich des Strahlstromes aus, die je nach Position und Anordnung eine Verschiebung oder Verstärkung bzw. Schwächung des Strahlstromes bewirken. Um die Auswirkungen gänzlich zu verstehen, wäre eine Integration des jeweils durch einen singulären Vektor gestörten Ausgangszustands der Trajektorie mittels des nicht linearen Modells des EZMW nötig.

Die singulären Vektoren der außertropischen Phase verhalten sich im Prinzip analog zu denen der Übergangsphase. Allerdings besitzen nun alle singulären Vektoren eine barokline Struktur. Ihre vertikale Struktur wird noch komplexer.

4 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Struktur singulärer Vektoren untersucht, die auf tropische Wirbelstürme optimiert wurden. Für die Untersuchungen wurden tropische Wirbelstürme ausgewählt, die eine außertropische Umwandlung vollzogen. Sämtliche untersuchten Fälle zeigen eine Umbiegung ihrer Zugbahn und fanden im Nordwest-Pazifik statt.

Als ein Ergebnis der Untersuchungen wurde ein Schema entwickelt, das die typische Position der Bereiche größter Sensitivität relativ zu den synoptischen Systemen der Strömung beschreibt. Die tropischen Wirbelstürme durchlaufen auf ihrem Weg nach Norden die einzelnen Situationen des Schemas. Mit Hilfe des Sensitivitätsindex werden die synoptischen Systeme identifiziert, die in der jeweiligen Situation primär die Zugbahn und die weitere Entwicklung des tropischen Wirbelsturms beeinflussen. Es können des Weiteren drei Phasen unterschieden werden: die tropische Phase, die Übergangsphase und die außertropische Phase.

Das Schema wurden anhand von neun tropischen Wirbelstürmen, für die zum einen operationale singuläre Vektoren des EZMW vorhanden waren und zum anderen singuläre Vektoren mit einem aktuellen Modellzyklus berechnet wurden, erstellt und überprüft.

Bei der Entwicklung des Schemas ergab sich die Frage, ob die jeweiligen Bereiche hoher Sensitivität tatsächlich mit den tropischen Wirbelstürmen in Verbindung stehen. Des Weiteren stellt sich die Frage, ob unterschiedliche Prozesse in den drei verschiedenen Phasen das Wachstum der singulären Vektoren bestimmen. Um dies weiter zu untersuchen, wurde die zeitliche Entwicklung der singulären Vektoren innerhalb ihres Optimierungszeitraumes analysiert. Dank der von Martin Leutbecher durchgeführten Modifikationen am IFS des EZMW ist es nun möglich, die singulären Vektoren alle drei Stunden innerhalb ihres Optimierungszeitraumes auszugeben. Es wurden neun Termine, jeweils drei aus jeder Phase, untersucht.

Es wurde deutlich, dass die am stärksten anwachsenden singulären Vektoren der

tropischen Phase von barotropen Strukturen dominiert werden. Sie sind gegen die Scherung der Strömung geneigt und wachsen im Bereich des tropischen Wirbelsturmes an. Das Wachstum findet hier insbesondere in dem Bereich zwischen Subtropenhoch und tropischem Wirbelsturm statt. Die Strukturen beeinflussen die Bewegung des tropischen Wirbelsturmes.

In der Übergangsphase sind die ersten singulären Vektoren zumeist weiterhin von barotropen Strukturen dominiert. Bei den folgenden singulären Vektoren kommen nun zu den Strukturen im Bereich des tropischen Wirbelsturms solche hinzu, die im Bereich des Strahlstromes der mittleren Breiten anwachsen. Sie wachsen aufgrund von barotropen und von baroklinen Prozessen. Die Strukturen im Bereich des Strahlstromes und im Bereich des tropischen Wirbelsturmes treffen aufeinander und ergeben zusammen das starke Wachstum im Bereich des Optimierungsgebietes am Ende des Optimierungszeitraumes.

Die singulären Vektoren der außertropischen Phase zeigen jetzt primär Strukturen im Bereich des Strahlstromes, deren Wachstum durch barokline Prozesse dominiert wird. Am Ende des Optimierungszeitraumes wirken sie sich auf die Position und auf die Intensität des ehemaligen tropischen Wirbelsturms aus.

Die kinetische Energie wächst im Verlauf des Optimierungszeitraumes in allen drei Phasen stark an. Die potentielle Energie hingegen zeigt nur in der Übergangsphase und in der außertropischen Phase ein deutliches Wachstum. In der tropischen Phase wächst sie nur schwach an oder nimmt mitunter leicht ab. Dies ist ein weiteres Indiz für die Dominanz barotroper Prozesse in der tropischen Phase.

Die Ergebnisse der Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen: Es konnte durch die Analyse der singulären Vektoren aufgezeigt werden, welche synoptischen Systeme die Entwicklung des tropischen Wirbelsturms vom Zeitpunkt seiner Entstehung bis zu dem Zeitpunkt, an dem er seine außertropische Umwandlung abgeschlossen hat, beeinflussen. Des Weiteren konnte aufgezeigt werden, welche Prozesse und welche Bereiche der Strömung das stärkste Wachstum kleiner Störungen des Anfangszustandes hinsichtlich des tropischen Wirbelsturmes ermöglichen.

Es bleiben offene Fragen. Für die Zukunft wäre es interessant auf tropische Wirbelstürme optimierte singuläre Vektoren zu untersuchen, die ohne eine vertikale Beschränkung der Norm berechnet werden. So könnte untersucht werden, welche Auswirkungen die Beschränkung der Totalen-Energie-Norm auf unter 500 hPa bei den auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren hat. Aus theoretischer Sicht wäre ein

weiterer Schritt, der erfolgen müsste, die auf tropische Wirbelstürme optimierten singulären Vektoren nicht mehr in einem orthogonalen Unterraum der außertropischen singulären Vektoren zu berechnen. Diese Beschränkung könnte ein Grund für die Abnahme des Betrags der Singulärwerte sein, wenn sich ein tropischer Wirbelsturm in die mittleren Breiten bewegt. Auch ist momentan die Auflösung der singulären Vektoren im Vergleich zu den für tropische Wirbelstürme und deren außertropische Umwandlung wichtigen Skalen noch relativ gering. Somit müsste es Teil zukünftiger Untersuchungen sein, singuläre Vektoren mit einer deutlich höheren Auflösung zu berechnen und zu untersuchen.

Die generalisierte Stabilitätsanalyse mittels singulärer Vektoren ist ein mächtiges Werkzeug. Sie kann wesentlich zum besseren Verständnis von atmosphärischen Prozessen beitragen. Die in dieser Studie erzielten Ergebnisse lassen weiter Untersuchungen von tropischen Wirbelstürmen und ihrer außertropischen Umwandlung mit Hilfe von singulären Vektoren als äußerst lohnenswert erscheinen.

Literaturverzeichnis

- Anwender, D., P. A. Harr und S. C. Jones (2008). Predictability associated with the downstream impacts of the extratropical transition of tropical cyclones: Case studies. *Mon. Wea. Rev.* , in press.
- Barkmeijer, J., R. Buizza, T. N. Palmer und J.-F. Mahfouf (2001). Tropical singular vectors computed with linearized diabatic physics. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* *127*, 685–708.
- Buizza, R. (1994). Sensitivity of optimal unstable structures. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* *120*, 429–451.
- Buizza, R. und T. N. Palmer (1995). The singular-vector structure of the atmospheric global circulation. *J. Atmos. Sci.* *52*, 1434–1456.
- Buizza, R., J. Tribbia, F. Molteni und T. N. Palmer (1993). Computation of optimal unstable structures for a numerical weather prediction model. *Tellus* *45A*, 388–407.
- Charney, J. G. (1947). The dynamics of long waves in baroclinic westerly current. *J. Meteor.* *4*, 135–163.
- Digital Typhoon (2008) <http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/>.
- Eady, E. T. (1949). Long waves and cyclone waves. *Tellus* *1*, 33–52.
- ECMWF (2006). IFS Documentation Cycle 31r1. Website. <http://www.ecmwf.int/research/ifsdocs/CY31r1/index.html>.
- ECMWF Special Projects (2008). Website. http://www.ecmwf.int/about/special_projects/jones_impact_tropical_cyclones/index.html.
- Ehrendorfer, M., R. M. Errico und K. D. Raeder (1999). Singular-vector perturbation growth in a primitive equation model with moist physics. *J. Atmos. Sci.* *56*, 1627–1648.

- Farrell, B. F. (1982). The initial growth of disturbances in a baroclinic flow. *J. Atmos. Sci.* 39, 1663–1686.
- Farrell, B. F. und P. J. Ioannou (1996). Generalized stability theory. part i: autonomous operators. *J. Atmos. Sci.* 53, 2025–2040.
- Golub, G. und C. van Loan (1996). *Matrix computations*. 3rd edition, The Johns Hopkins University Press Ltd, London.
- Harr, P. A., D. Anwender und S. C. Jones (2008). Predictability associated with the downstream impacts of the extratropical transition of tropical cyclones: Methodology and a case study of Typhoon Nabi (2005). *Mon. Wea. Rev.*, in press.
- Harr, P. A. und R. L. Elsberry (2000). Extratropical transition of tropical cyclones over the western north pacific. Part I: Evolution of structural characteristics during the transition process. *Mon. Wea. Rev.* 128, 2613–2633.
- Hart, R. E. und J. L. Evans (2001). A climatology of the extratropical transition of atlantic tropical cyclones. *J. Climate* 14, 546–564.
- Holton, J. R. (1992). *An introduction to dynamic meteorology*. Third Edition, Academic Press.
- Hoskins, B. J., R. Buizza und J. Badger (2000). The nature of singular vector growth and structur. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 126, 1565–1580.
- Hoskins, B. J. und P. J. Valdes (1990). On the existence of storm-tracks. *J. Atmos. Sci.* 47, 1854–1864.
- Jones, S. C., P. A. Harr, J. Abraham, L. F. Bosart, P. J. Bowyer, J. L. Evans, D. E. Hanley, B. N. Hanstrum, R. E. Hart, F. Lalaurette, M. R. Sinclair, R. K. Smith und C. Thorncroft (2003). The extratropical transition of tropical cyclones: Forecast challenges, current understanding, and future directions. *Weather and Forecasting* 18, 16–56.
- Kalnay, E. (2003). *Atmospheric Modeling Data Assimilation and Predictability*. Cambridge University Press, University of Maryland.

- Klein, P., P. A. Harr und R. L. Elsberry (2000). Extratropical transition of western north pacific tropical cyclones: An overview and conceptual model of the transformation stage. *Weather and Forecasting* 15, 373–395.
- Leutbecher, M. und T. N. Palmer (2007). Ensemble forecasting. *J. Comp. Phys. on forecasting weather, climate and extreme events*, submitted.
- Leutbecher, M. und J. E. Paulsen (2004). Revised initial condition perturbations for the EPS and the 28r3 EPS e-suite. Memorandum Research Department .
- Lopez, P. und E. Moreau (2005). A convection scheme for data assimilation: description and initial tests. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 131, 409–436.
- Lord Rayleigh, J. W. S. (1880). On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proc. London Math. Soc.* 11, 57–70.
- Lorenz, E. N. (1963). Deterministic non-periodic flow. *J. Atmos. Sci.* 20, 130–141.
- Mahfouf, J.-F. (1999). Influence of physical processes on the tangent-linear approximation. *Tellus* 51A, 147–166.
- Montgomery, M. T. und R. J. Kallenbach (1997). A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 123, 435–465.
- Nolan, D. S. und B. F. Farrell (1999). Generalized stability analyses of asymmetric disturbances in one- and two-celled vortices maintained by radial inflow. *J. Atmos. Sci.* 56, 1282–1307.
- Orr, W. M. (1907). The stability of instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. *Proc. Roy. Irish Acad.* A27, 9–69.
- Palmer, T. N., R. Gelaro, J. Barkmeijer und R. Buizza (1998). SVs, metrics and adaptive observations. *J. Atmos. Sci.* 55, 633–653.
- Pedlosky, J. (1987). *Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd edition, Springer-Verlag, New York.
- Peng, M. S. und C. A. Reynolds (2006). Sensitivity of tropical cyclone forecasts as revealed by singular vectors. *J. Atmos. Sci.* 63, 2508–2528.

- Persson, A. (2005). User guide to ECMWF forecast products. Meteorological Bulletin M4.0 .
- Riemer, M., S. C. Jones und C. A. Davis (2008). The impact of extratropical transition on the downstream flow: an idealised modelling study with a straight jet. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* , in press.
- Ritchie, E. A. und R. L. Elsberry (2007). Simulations of the extratropical transition of tropical cyclones: Phasing between the upper-level trough and tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.* , in press.
- Schandt, C., A. Fink, D. G. Vincent, J. M. Schrage und P. Speth (1998). Tropical cyclones, 6-25 day oscillations, and tropical-extratropical interaction over the north-west pacific. *Meteor. Atmos. Phys.* 68, 151–169.
- Shepherd, T. (1985). Time development of small disturbances to plane Couette flow. *J. Atmos. Sci.* 42, 1868–1871.
- T-PARC (2008). Scientific Program Overview Thorpex Pacific-Asian Regional Campaign. Website. http://www.ucar.edu/na-thorpex/tparc/SPO_PARC_revised.pdf.
- THORPEX (2008). Website. <http://www.wmo.ch/pages/prog/arep/thorpex/>.
- Thépaut, J.-N. und P. Courtier (1991). Four dimensional variational data assimilation using the adjoint of a multilevel primitive equation model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 117, 1225–1254.
- Tompkins, A. M. und M. Janisková (2004). A cloud scheme for data assimilation: Description and initial tests. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 130, 2495–2517.
- Tung, K. K. (1983). Initial-value problems for Rossby waves in a shear flow with critical level. *J. Fluid. Mech.* 133, 443–469.
- Zeng, Q.-C. (1983). The evolution of a Rossby-wave packet in a three-dimensional baroclinic atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 40, 73–84.

Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei Prof. Dr. Sarah Jones für die exzellente Betreuung bedanken. Prof. Dr. Kottmeier danke ich für die Übernahme des Korreferates. Des Weiteren möchte ich mich herzlich bei Dr. Martin Leutbecher für seine Hilfe, die Bereitstellung von Daten und für die von ihm durchgeführten Modifikationen am Ensemble-Vorhersagesystem des EZMW bedanken, die wesentliche Teile dieser Arbeit erst möglich gemacht haben. Ein großer Dank gebührt Dr. Doris Anwender für viele Tipps und Ratschläge. Ich bedanke mich bei Dr. Carsten Maass für eine Vielzahl an Hilfestellungen und Lösungsvorschlägen bei der Durchführung der Experimente am EZMW.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin damit einverstanden, dass die Arbeit in die Bibliothek eingestellt wird und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 22. April 2008