

高解像度全球モデルNICAM で再現された
強い台風の強化機構と
内部コア領域の力学に関する研究

2012年 2月

相澤 拓郎

高解像度全球モデルNICAM で再現された
強い台風の強化機構と
内部コア領域の力学に関する研究

筑波大学大学院
生命環境科学研究科
地球科学専攻
修士(理学) 学位論文

相澤 拓郎

目次

目次	i
Abstract	iii
表目次	v
図目次	vi
1 はじめに	1
2 目的	4
3 方法	5
3.1 エネルギー収支解析	6
3.1.1 順圧不安定	8
3.1.2 傾圧不安定	8
3.1.3 対流変換	9
3.2 Filamentation Diagnosing	9
4 結果と考察	12
4.1 TC0813 の概要	12
4.1.1 ベストトラック	12
4.1.2 NICAM gl-10	12
4.2 水平分布から見た TC0813 の強化	13
4.2.1 1 次循環	13
4.2.2 2 次循環	14
4.2.3 渦位	15
4.2.4 相当温位	16
4.2.5 変形場と τ_{fil} の発達	16
4.3 TC0813 の平均構造の強化	17
4.3.1 軸対称度と平均構造	17
4.3.2 平均構造の発達	18
4.3.3 ウォームコアの発達	21
4.3.4 渦度と変形の発達	21
4.4 エネルギー収支解析と不安定解析	22
4.4.1 平均成分の強化	22

4.4.2	眼とアイウォール領域の不安定	23
4.4.3	レインバンド領域の不安定	24
4.4.4	不安定とアイウォール	24
4.4.5	対流不安定	26
4.5	非軸対称成分の詳細	26
4.5.1	接線速度	27
4.5.2	動径速度	27
4.5.3	変形の強化と渦運動エネルギー	28
4.5.4	エンストロフィー	28
4.6	渦ロスビー波に関する考察	29
4.6.1	渦ロスビー波	30
4.6.2	渦ロスビー波による接線速度の強化	31
4.6.3	渦ロスビー波の碎ける波と混合過程	32
4.6.4	渦ロスビー波と渦エンストロフィー成長	33
4.6.5	台湾への接近と渦ロスビー波	35
4.7	傾度風平衡	36
4.7.1	超傾度風化に関する量	37
4.7.2	超傾度風化に対する渦の役割	38
5	議論	39
5.1	TC0813 の強化メカニズム	39
5.1.1	System-Scale Intensification	39
5.1.2	最盛期における風速強化と WISHE	40
5.1.3	渦ロスビー波による TC の強化	40
5.2	渦ロスビー波と傾度風平衡	41
5.3	内部コア領域に見られた周期的な変動	42
6	結論	44

Inner-core Dynamics of an Intense Tropical Cyclone

Simulated by the

Cloud Resolving General Circulation Model NICAM

Takuro AIZAWA

Abstract

In this study, the inner-core dynamics for an intense tropical cyclone (TC0813) is examined, which was simulated by the Nonhydrostatic ICosahedral Atmospheric Model (NICAM) at horizontal resolution of 7 km. The simulated TC0813 underwent a rapid intensification stage with minimum central pressure of 927 hPa at the mature stage. To examine the inner-core dynamics, the structure of simulated TC0813 is decomposed into the axisymmetric (mean) and perturbation (eddy) fields.

The overall spin-up mechanism is recognized by the mean process, which is called the system-scale intensification. However, the various asymmetric processes of the vorticity dynamics are represented in an inner-core area of the simulated TC0813, such as the generation of elliptical and polygonal potential vorticity fields along the eyewall and potential vorticity mixing between the eye and the eyewall. The inner-core region of TC0813 becomes barotropically unstable for the rapid intensification stage, and notably for the mature stage. The eddy kinetic energy is generated through the barotropic conversion from the mean kinetic energy in the eyewall region. The high-wavenumber components decay rapidly with the formation of the rapid filamentation zone outside the eyewall. Therefore, the vortex-Rossby waves of low-wavenumber induced by barotropic instability become active in the eyewall region. The behavior of the vortex-Rossby waves increases the tangential velocity due to the eddy momentum flux convergence in the eye and eyewall regions during the rapid intensification stage, and at the inner-edge area of the eyewall at the height of 700 hPa. The vortex-Rossby waves of the mature stage are tightly connected with the perturbations of equivalent potential temperature. The horizontal gradient of azimuthal averaged equivalent potential temperature becomes steeper in the region where the vortex-Rossby waves are active, at the same time, a

primary circulation of the simulated TC0813 spins up strongly relative to the deepening of a central pressure. As a result, the primary circulation of the simulated TC0813 becomes the supergradient in the mature stage.

This study showed that the vortex-Rossby waves associated with the asymmetric potential vorticity exist in the intense tropical cyclone simulated by NICAM. That is, the NICAM is able to represent some of the inner-core dynamics of the mature tropical cyclone.

Keyword

(tropical cyclone, barotropic instability, eddy kinetic energy generation, asymmetric potential vorticity, vortex-Rossby wave, supergradient)

表 目 次

図 目 次

4.1	TC0813 の (a) 経路と (b) 最低中心気圧の時系列。(a) について, 付の実線は NICAM で再現されたもの, 付の破線は JMA によるベストトラックを表す。(b) について, 黒実線は NICAM で再現されたもの, 破線は JMA によるベストトラックを示す。また, 灰色の実線は, NICAM で再現された TC0813 の向こう 6 時間当たりの最低中心気圧の気圧変化量 (hPa) を表す。	52
4.2	高度 700 hPa の接線速度 (m/s)。T=024 hr から T=090 hr まで 6 時間毎に示しており, 表示領域は 440 × 440 km である。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。	53
4.3	高度 500 hPa の鉛直速度 (m/s)。シェードは, 上昇流域を表す。	54
4.4	高度 200 hPa の動径速度 (m/s)。シェードは, アウトフロー領域を表す。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。	55
4.5	高度 925 hPa の動径速度 (m/s)。シェードは, インフロー領域を表す。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。	56
4.6	高度 850 hPa の渦位 (PVU)。表示領域は 240 × 240 km である。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km を示している。	57
4.7	高度 925 hPa の相当温位 (K)。表示領域は 240 × 240 km である。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km を示している。	58
4.8	高度 850 hPa の $\sqrt{S_1^2 + S_2^2}$, すなわち変形の強度 (10^4s^{-1})。表示領域は 400 × 400 km である。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。	59
4.9	高度 850 hPa の $\tau_{fil}(\text{min})$ 。表示領域は 400 × 400 km である。図中の円は, 内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。	60
4.10	軸対称平均した渦位の軸対称度の時間高度断面。(a) は半径 100km 以内で領域平均した値, (b) は半径 100 ~ 200km で領域平均した値を示す。(a) の実線は, 半径 100km 以内で領域平均した渦位を示し, 間隔は 1.0 (PVU) である。(b) の実線は半径 100 ~ 200 km で領域平均した渦位を表し, 間隔は 0.1 (PVU) である。	61

4.11	T=024 hr における TC0813 の平均構造。(a) は接線速度 (m/s) , (b) はウォームコアの強度 (K), (c) は動径速度 (m/s), (d) は鉛直速度 (m/s), (e) は相当温位 (K), (f) は渦位 (PVU) を表す。接線速度は, 2 (m/s) 間隔の実線で表現している。動径速度は, インフロー領域をカラーで, アウトフロー領域を 1 (m/s) 間隔の実線で表現している。鉛直速度は, 上昇流域をカラーと 0.1 (m/s) 間隔の実線で, 下降流域を 0.02 (m/s) 間隔の破線で表現している。相当温位は, 2 (K) 毎に実線で示し, 360 (K) 以上の領域をカラーで表す。渦位は, 1 (PVU) 毎の実線とカラーで表現している。 .	62
4.12	T=048 hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。 . .	63
4.13	T=060 hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。 . .	64
4.14	T=078 hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。 . .	65
4.15	ウォームコアの発達。軸対称平均した (a) 高度 925 hPa , (b) 高度 500 hPa の温位の半径時間断面を示す。(a) の実線の間隔は 0.5 (K) , (b) の実線の間隔は 1.0 (K) である。太い直線は, 半径 70 km を示す。	66
4.16	軸対称平均した (a,c,e) 相対渦度と (b,d,f) Okubo-Weiss Criterion を示す。時刻は, (a,b) T=030 hr, (c,d) T=042 hr , (e,f) T=054 hr を示している。相対渦度は, $1.0 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 毎にコンターで表しており, $5.0 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ の領域はカラーで表示している。OW は, $1.0 \times 10^{-7} \text{s}^{-2}$ 毎にコンターで表しており, カラーで表示された領域は変形が渦度に勝る領域を示している。	67
4.17	図 4.16 に同じ。ただし時刻は, (a,b) T=066 hr, (c,d) T=078 hr , (e,f) T=090 hr。	68
4.18	半径 10 ~ 100 km で領域平均した平均運動エネルギー収支の時間高度断面。(a) は平均と平均との相互作用の水平成分, (b) は平均と平均との相互作用の鉛直成分, (c) は平均と渦フラックスの相互作用, (d) は平均対流による変換項を示している。それぞれ, 元の値に対して 100 倍している。コンターは負の値を示しており, 間隔は 2.0 毎である。	69
4.19	半径 100 ~ 200 km で領域平均した平均運動エネルギー収支の時間高度断面。その他は, 図 4.18 に同じ。	70
4.20	半径 10 ~ 100 km で領域平均した (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の時間高度断面。それぞれ, 元の値に対して 1000 倍して表示している。順圧変換の正は, 渦成分から平均成分への運動エネルギー変換の存在を指示しており, 負 (実線) はその逆である。実線は, 負の値を示しており間隔は 2.0 毎である。	71
4.21	半径 100 ~ 200 km で領域平均した (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の時間高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。	72

4.22	T=042 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。	73
4.23	T=060 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。	74
4.24	T=084 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。	75
4.25	T=090 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。	76
4.26	(a) 軸対称平均した高度 925 hPa の相当温位, (b) (a) から軸対称平均した高度 500 hPa の相当温位を引いたもの。	77
4.27	運動エネルギーの軸対称度と渦運動エネルギーの時間高度断面。(a) は, 半径 200 km 以内で領域平均した運動エネルギーの軸対称度を示しており, また実線で同接線速度を示している。(b) は, 半径 200 km 以内で領域平均した渦運動エネルギーを示す。	78
4.28	T=060 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。全て軸対称平均したものを示す。(a) は接線速度のトータルの渦運動エネルギー, (b) は波数 1 成分, (c) は波数 2 成分, (d) は波数 3 成分, (e) は波数 4 成分, (f) は波数 5 以上の成分の渦運動エネルギーをエネルギーを示す。5 (m^2/s^2) までは, 1(m^2/s^2) 間隔の実線で, 10 (m^2/s^2) 以上の領域は, 5 (m^2/s^2) 間隔の破線で表す。	79
4.29	T=078 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	80
4.30	T=084 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	81
4.31	T=090 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	82
4.32	T=060 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	83
4.33	T=078 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	84
4.34	T=084 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	85
4.35	T=090 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は, 図 4.28 に同じ。	86

4.36	T=060 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。全て軸対称平均したものを示す。(a) は接線速度のトータルの渦エンストロフィー, (b) は波数 1 成分, (c) は波数 2 成分, (d) は波数 3 成分, (e) は波数 4 成分, (f) は波数 5 以上の成分の渦エンストロフィーを示す。1~7 (PVU ²) 以上の領域を, 1.0 (PVU ²) 間隔の実線で表す。(a) において 10 (PVU ²) 以上の領域は, 2.0 (PVU ²) 間隔の白実線を重ねて表示している。	87
4.37	T=078 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。	88
4.38	T=084 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。	89
4.39	T=090 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。	90
4.40	高度 850 hPa の (a) 波数 1 渦位, (b) 波数 1 鉛直速度, (c) 波数 1 相当温位の水平分布。それぞれ T=060hr から T=078hr まで, 6 時間毎に示している。渦位は, 低気圧性擾乱の領域をカラーで, 高気圧性擾乱の領域を実線で示しており, その間隔は 1 (PVU) である。鉛直速度は, 上昇流偏差をカラーで示しており, 下降流偏差を実線で示しており, その間隔は 0.2 (m/s) である。相当温位は, ウォームコア領域をカラーで, コールドコア領域を実線で示しており, 間隔は 1 (K) である。	91
4.41	高度 850 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。	92
4.42	高度 850 hPa の (a) 波数 3 渦位, (b) 波数 3 鉛直速度, (c) 波数 3 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。	93
4.43	高度 850 hPa の (a) 波数 4 渦位, (b) 波数 4 鉛直速度, (c) 波数 4 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。	94
4.44	高度 500 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。	95
4.45	高度 400 hPa の (a) 波数 4 渦位, (b) 波数 4 鉛直速度, (c) 波数 4 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。	96
4.46	高度 700 hPa における接線風速 (V_t), 渦位の水平勾配 (dPV/dr), 渦角動量フラックスの水平収束による 1 時間当たりの接線風加速 (EMFDH) と正味の接線風加速率 (EMFD) の半径プロファイル。(a)T=060 hr から (f) T=090 hr まで 6 時間毎に表示している。	97

4.47	軸対称平均した渦エンストロフィーの成長率と渦位の水平勾配の半径高度断面。T=060 hr から T=072 hr までを表示している。渦エンストロフィーは、カラーと合わせて 2 (PVU ² /hr) 毎に破線で示し、負の領域は同間隔の実線で示している。渦位の水平勾配は、負の領域を 0.1 (PVU/km) 間隔の実線で、正の領域はカラーと 0.1 (PVU/km) 間隔の破線で表示している。渦位水平勾配が負の領域は、中心に近づくほど渦位が高くなる領域を示しており、正の領域は中心に近づくほど渦位が低くなる領域を示している。	98
4.48	軸対称平均した渦エンストロフィーの成長率と渦位の水平勾配の半径高度断面。T=078 hr から T=090 hr までを表示している。その他は、図 4.47 に同じ。	99
4.49	高度 700 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は、図 4.40 に同じであるが、期間は T=084 ~ 102 hr。	100
4.50	最盛期 (T=072 hr から T=096 hr) の間で時間平均した (a) 接線速度と傾度風偏差, (b) 傾度風と傾度風超過率, (c) 動径速度, (d) 鉛直速度, (e) 相当温位, (f) 渦位。	101
4.51	軸対称平均した (a) 高度 850 hPa の渦位水平勾配, (d) 相当温位の水平勾配, (c) 高度 925 hPa の相対湿度, (d) 接線速度の鉛直シア, (e) 高度 850 hPa の動径速度, (f) 高度 850 hPa における運動エネルギーの軸対称度。	102
4.52	高度 850 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。接線速度は、2 (m/s) 間隔の実線で表現される。傾度風偏差は、正偏差をカラーで示しており、また 1 (m/s) 間隔の実線でも表現している。順圧変換は、カラーの領域において平均から渦への運動エネルギー変換があることを示している。白抜きはその逆である。(d)-(f) は、接線速度の変化率が正、すなわち加速領域をカラーで示している。太い直線は、半径 70 km を示している。	103
4.53	高度 700 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は、図 4.52 に同じ	104

4.54 高度 500 hPa の (a) 接線速度 , (b) 傾度風偏差 , (c) 順圧変換, (d) 渦角 運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率 , (e) 渦角運動 量フラックスの水平収束 , (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は , 図 4.52 に同じ	105
4.55 高度 250 hPa の (a) 接線速度 , (b) 傾度風偏差 , (c) 順圧変換, (d) 渦角 運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率 , (e) 渦角運動 量フラックスの水平収束 , (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は , 図 4.52 に同じ	106

1 はじめに

台風は熱帯性擾乱のうち特に強いものとして定義され、時として非常に発達し生態系に大きな被害を与える。その水平規模は、数 100 ~ 2000km で広範囲で強風を観測する。熱帯性擾乱は熱帯域において常に発生するが、台風まで発達するものは非常に少なく、世界全体で年間の台風発生数は 80 個程度である。また、強い台風まで発達するものは更に限られる。このように、台風の発生・発達は極めて不確実性が高い大気現象である。

台風は、積雲対流の集合体であるため、それが発達に対して本質となるけれども、様々なスケールの作用が発達に対して重要な役割を担う。すなわち台風は、様々なスケール間が相互に作用するという、多重スケール相互作用によりその一生を発展させる。また、最盛期の台風は、おおよそ傾度風平衡と静力学平衡、及びそれらから導かれる温度風平衡を満たす構造となる。そのような力学的平衡場と渦が軸対称であることを仮定して多くの強化理論が提唱されてきた。例えば、Eliassen (1951) による 2 次循環理論をもとにした System-Scale Intensification (SSI, e.g., Montgomery et al. 2006), Conditional Instability of Second Kind (CISK, e.g., Charney and Eliassen 1964), Wind Induced Surface Heat Exchange (WISHE, Emanuel 1986) などがある。また最盛期台風は、環境場と強く結合しており、また力学的平衡状態にあることから、台風は環境場の変数を用いて発達量のポテンシャルを推定することができる (Emanuel 1986; 1988)。すなわちそれは、台風は環境場に応じた強度までしか発達できないことを意味している。故に台風のライフサイクルのメカニズムは、積雲対流 (メソスケール) と環境場 (大循環) との間に生じる力学が重要となる。激しい風と低い気圧を伴う強い台風は、Rapid Intensification (RI) 期間を経て、形成されることが知られている (Kaplan and DeMaria 2003)。また、RI には様々な経路があり、北西太平洋域と大西洋域でのそれは特徴が異なることも指摘されている (Hendricks et al. 2010)。多くの台風強化理論は、軸対称を仮定していることから、RI を説明するメカニズムであると考えられている。

大循環モデルは、強い台風に対する再現性能は低い。それは、台風の発達に本質的な積雲対流を表現できる解像度での数値実験が困難であるためである。また、そのことから RI を再現することは大変に難しいとされている。しかし、環境場の再現は大循環モデルの得意な点であるため、積雲対流を良く表現できれば、台風を非常に良く再現できる可能性を秘めている。Fujiyasu et al. (2010a; 2010b) は、全球雲解像モデル NICAM (Satoh et al. 2008) を用いて、MJO に伴って発生した実台風事例に対する解析を行い、VHTs に関係した 1 次的な渦の強化と、SSI による 2 次的な渦の強化によって台風のスピニングアップを説明できると指摘した。また Fujiyasu et al. (2008) は、NICAM は現実の台風のライフサイクルと非常に良く再現したと報告している。したがって、NICAM は台風に対する再現性能がとても良いモデルであると言える。ただし、Fujiyasu et al.

(2010a; 2010b) は強く発達した事例ではないため、強い台風の事例について検証することが課題となっている。

近年、高密度な台風の観測が行われるようになり、台風形成メカニズムに対する対流スケールの重要性が明らかにされつつある。例えば、RAINEX (Houze et al. 2006) は、非常に多くの驚くべき研究成果を提供した。Hurricane Rita (2005) の観測から、CE (Concentric Eyewall) の形成に対して対流スケールの現象が重要であること、またアイウォール領域は境界層内で傾度風を超える流れを持つことを明らかにした (Didlake and Houze 2011)。また、Hurricane Rita (2005)、Katrina (2005) の観測からレインバンドにおける対流の構造が明らかにされた (Hence and Houze 2008)。更に Ophelia (2005) の発達を対象にした観測は、Vortical Hot Towers (VHTs) の発達を直接捉えることに成功し、その3次元の力学構造を明らかにした (Houze et al. 2009)。他の事例ではあるけれども、Hurricane Denis (2005) に生じた RI に対して Hot Towers (HTs) の効果が重要であると指摘されている (Guimond et al. 2010)。

メソスケールの現象は、台風のライフサイクル全てにおいて重要な役割を果たす。台風の強化に対する VHTs の重要性が近年の研究で明らかにされてきた (e.g., Hendricks et al. 2004; Montgomery et al. 2006; Fudefyasu et al. 2010a; 2010b)。特に、台風強化の開始時において VHTs やメソ対流系などに伴う高渦度領域の併合は、重要な強化メカニズムであると考えられている (e.g., Hendricks et al. 2004; Kieu and Zhang 2008; Montgomery et al. 2006; Tory et al. 2006a; 2006b)。しかし、Montgomery et al. (2006) は、2次循環の診断解析から渦の効果は非常に小さく、熱の効果が1オーダー大きいと指摘した。また Davis and Bosart (2001) は、台風の強化に対して渦の役割はシステムスケールの拡大に重要であると指摘しており、渦は台風強化に対して影響は無視できないと考えられている。

最盛期以降の台風において、内部コア領域に生じる力学メカニズムは、台風の構造や強度に大きな影響を与える。中緯度に移動した台風は、すでに最盛期を迎えていることが多く、最盛期台風に生じる内部力学を解明することは重要な研究課題である。しかし、全球モデルを用いて再現された最盛期台風のコア領域の力学について研究した事例は、報告されていない。例えば、強い1次循環の内部にメソ渦があれば、その重ね合わせ作用により、局地的に1次循環は更に強化される。代表的な台風の内部力学として、渦ロスビー波 (Montgomery and Kallenbach 1997, 以下 MK97) が指摘されている。渦ロスビー波は、台風内部コア領域に生じる渦位の低波数成分の波動として定義される。渦ロスビー波の碎波は、渦の軸対称化を導く基本的な仮定である。渦ロスビー波は、その振幅を弱める (軸対称化する) ことにより、平均の1次循環を加速させる役割があると指摘されている (e.g., MK97; Enagonio and Montgomery 1998; Mollar and Montgomery 2000; Enagonio and Montgomery 2001)。また、渦ロスビー波が関わる台風の構造としてイン

ナースパイラルレインバンド (e.g., Chen and Yau 2001; Wang 2008), CE (e.g., MK97) が指摘されている。台風の内部領域の不安定は、順圧不安定による寄与が大きい (Nolan and Montgomery 2002)。発達した台風は、順圧不安定により生成された波数 1 と波数 2 の渦ロスビー波が卓越すると指摘されている (Wang 2002a; 2002b)。渦が雲を伴うか否かは、台風に伴う渦の不安定に大きく影響する (e.g., Schechter and Montgomery 2007)。渦ロスビー波に関する詳しい説明は、4.6 節で述べる。

本研究は、全球雲解像モデルで再現された台風の強化機構と最盛期台風のコア領域の内部力学に迫ったものである。2 章で目的、3 章で方法を述べ、4 章で結果と考察、5 章で議論を行い、6 章で結論を述べる。

2 目的

NICAM を用いた研究は，ここ数年において活発に行われるようになった。しかし，多くは研究の途上にあり，多くの研究課題が残されている。

相澤 (2010) は，NICAM を用いて実台風 (2008 年の台風 13 号) に関する再現実験を行い，現実的に再現されたことを報告した。2008 年台風 13 号 (以下，TC0813) は，気象庁ベストトラックによると，最盛期における最低気圧は 935 hPa となる。Fudeyasu et al. (2010a, 2010b) は，現実的に再現された実台風事例について，強化メカニズムを力学的に論じているが，しかし，中心気圧が 950 hPa 以下になるような強い台風の事例ではない。台風は環境場と強く結合しており，またアイウォールやスパイラルバンドは対流スケールの現象である。強い台風は最盛期において，非軸対称成分がその強度や構造の変化に対して重要となる。特に，台風の内部コア領域は力学的不安定によって発生する渦ロスビー波が卓越するとされている。しかし，全球モデルを用いて再現された最盛期台風のコア域を対象とした研究は，まだ報告されていない。

そこで本研究は，NICAM で再現された TC0813 の強化機構及び非軸対称成分のメカニズムに関して力学的に理解すること，特に非軸対称成分が台風の強度や構造に対してどのような作用があるのかについて力学的に議論することを目的としている。またこの研究を通して，高解像度全球モデル NICAM は台風の内部コア領域の力学をどの程度表現できるかについて検証する。

3 方法

本研究は、NICAM により現実的に再現された TC0813 について強化機構及び強度・構造に対する非軸対称成分のメカニズムを議論する。また本研究は、TC0813 に発生する力学的不安定と渦ロスビー波に関する解析を中心として、台風内部コア領域に作用する力学メカニズムに関して理解することを主要な課題としている。軸対称成分と非軸対称成分との間のメカニズムを議論するために、TC0813 の構造を軸対称成分 (以下、平均成分) と非軸対称成分 (以下、渦成分) に分解し、エネルギー収支解析及び不安定解析、フィラメンテーション解析を行った。この章では、その手法について説明する。

台風 について平均成分と渦成分を議論するには、台風 中心を原点とした座標系を定義する必要がある。しかし、台風中心を定義するのは容易ではない。実際、台風中心の定義に対して様々な手法が提唱されており、渦度を追跡する方法、気圧を追跡する方法や風の間を用いた方法などがある。それぞれ、メリットとデメリットがあり、目的に応じて決定することが望ましいと考えられている。

本研究では、TC0813 の中心を以下の様に定義し追跡した。流線関数と海面更正気圧から仮中心を定め、そこから半径 70 km 以内を台風中心領域とする。次に、高度 850 hPa において台風中心領域にある全ての格子点で半径 100 km 以内で領域平均したジオポテンシャル高度が最小になる格子点を中心とした。その方法を用いた理由は以下の通りである。気圧最低の格子点は、台風の中心ではなく中心の近くに存在するメソ渦を抽出することが多かった。しかし、流線関数を用いた循環の中心点と気圧最低の格子点とのズレは、全体を通して 70km より小さかった。当初は風の間のみから算出したものを用いていたが、陸地に接近した時に、尤もらしい台風中心を定義できなくなった。

次に、緯度経度座標系から台風中心を原点とした円柱座標系に、双直線内挿法により各気象要素 (風の 3 成分、ジオポテンシャル高度、温位、渦位、湿度) に関して座標変換を行った。ここで、作成した円柱座標系は、方位方向に 256 点、半径方向に 3.5 km 毎に 128 点とった格子系である。

円柱座標系に沿った風の間を議論するには、それを接線速度と動径速度に分解する必要がある。また、台風自身の循環を扱うには、移動ベクトルを含む台風に作用する環境場の風を差し引く必要がある。本研究では、中心から半径 300 km 以内及び高度 150 ~ 925 hPa の間で質量平均した風を、移動ベクトル及び環境場の風ベクトルと定義し、それを差し引いた。求めた風の間を台風の循環とし、接線速度と動径速度に分解し、以下に説明する解析を行った。

まず、平均成分と渦成分に分解する前に、TC0813 は中心に対する構造をどのように発展させるのか、また TC0813 の中心を精度良く定義できたかどうかを 4.1 節で確認した。それから、平均成分と渦成分に分解し、渦成分に関しては方位方向に波数分解を行

い, 4.2 節以降で TC0813 の強化メカニズムと渦のメカニズムについて議論した。

本研究は主として, Kwon and Frank (2005; 2008), Nguyen et al. (2011) を参考にしエネルギー収支解析と不安定性解析を行った。また, Rozoff et al. (2006), Wang (2008) を参考にして変形とフィラメンテーション解析を行った。細かい解析手法については, 4 章の各節で適時説明することにし, ここでは 3.1 節においてエネルギー収支解析と不安定性解析, 3.2 節において Filamentation Diagnosing について述べる。

また, 数値実験の概要は以下の通りである。モデルの解像度は, glevel-10 で水平解像度は 7 km, 鉛直層数は下層ほど細かい 40 層で, モデル上端は 38 km である。なおモデルの上部境界は, 重力波と音波を減衰させるためにスポンジ層となっている。大気の初期場は, 2008/09/08/12Z の JMA/GSM (TL959L60), 海水面温度及び海水の初期場は GISST Climate を与えている。なお, 境界層パラメタリゼーションは, MYNN2.0 (Nakanishi and Niino 2004), 雲微物理モデルは g98 (Grabowski 1998) を用いている。雲微物理モデルは, Fudeyasu et al. (2008) と同様となっている。数値積分は T2K-Tsukuba システムを用いて行い, また積分期間は 14 日であり, 一部の要素を除いて 6 時間毎に計算結果を出力した。したがって, 本研究の結果は全て 6 時間毎のデータについて解析したものとなっている。

3.1 エネルギー収支解析

詳しい導出過程は, Kwon and Frank (2008) を参照することにし, ここでは結果とその解釈のみについて説明する。円柱座標系 (半径: r , 方位: λ , 気圧: p) における接線速度と動径速度の運動方程式について, 軸対称平均場 (バー) と偏差場 (ダッシュ) に分解し, 整理すると以下の (3.1), (3.2) 式を得る。ここで, v は接線速度 (m/s), u は動径速度 (m/s), ω は鉛直 p 速度 (Pa/s), r は中心からの距離 (半径; m) を示している。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = & -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u} \bar{K}) - \frac{\partial}{\partial p} (\bar{\omega} \bar{K}) \\
& -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u} \overline{u' u'} + r \bar{v} \overline{u' v'}) - \frac{\partial}{\partial p} (\bar{u} \overline{u' \omega'} + \bar{v} \overline{v' \omega'}) \\
& + \left[\overline{u' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + r \overline{u' v'} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{v}}{r} \right) + \overline{u' \omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \overline{v' \omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{\bar{u}}{r} \overline{v' v'} \right] \\
& - h \overline{\theta_A \omega} \\
& + F_{\bar{K}}
\end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{K'}}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial r} (\bar{u} \overline{K'} + \overline{u' K'}) \\
& -\frac{\partial}{\partial p} (\bar{\omega} \overline{K'} + \overline{\omega' K'}) \\
& - \left[\overline{u' u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + r \overline{u' v'} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{v}}{r} \right) + \overline{u' \omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \overline{v' \omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{\bar{u}}{r} \overline{v' v'} \right] \\
& - h \overline{\theta'_A \omega'} \\
& + F_{\overline{K'}}
\end{aligned} \tag{3.2}$$

ここで, \overline{K} と $\overline{K'}$ は,

$$\overline{K} = \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}{2}, \tag{3.3}$$

$$K' = \frac{u'^2 + v'^2}{2}. \tag{3.4}$$

であり, それぞれ平均運動エネルギーと軸対称平均した渦運動エネルギーを示す。また h は,

$$h = \frac{R}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(R/C_p)} \tag{3.5}$$

で表され, R は気体定数, p_0 は基準高度, C_p は定圧比熱である。

また, 熱力学の式 (温位方程式) から以下の (3.6), (3.7) 式を導くことができる。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{A}}{\partial t} = & -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \overline{A \bar{u}} + r \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\theta_A u' \theta'_A} \right) \\
& -\frac{\partial}{\partial p} \left(\overline{A \bar{\omega}} + \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\theta_A \omega' \theta'_A} \right) \\
& + \left[\left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{u' \theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial r} + \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\omega' \theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial p} \right] \\
& + h \overline{\theta_A \bar{\omega}} \\
& + \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\theta_A Q} + F_{\overline{A}}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{A'}}{\partial t} = & -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\overline{A' \bar{u}}) \\
& -\frac{\partial}{\partial p} (\overline{A' \bar{\omega}}) \\
& - \left[\left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{u' \theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial r} + \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\omega' \theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial p} \right] \\
& + h \overline{\theta'_A \omega'} \\
& + \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\theta'_A Q'} + F_{\overline{A'}}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

ここで、 \bar{A} と \bar{A}' は、平均有効位置エネルギー (3.8) と渦有効位置エネルギー (3.9) を示しており、それぞれ以下の式で定義される。

$$\bar{A} = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{s} \right)^2 \overline{\theta_A^2} \quad (3.8)$$

$$A' = \frac{1}{2} \left(\frac{h}{s} \right)^2 \theta_A'^2 \quad (3.9)$$

ここで、 s^2 は、

$$s^2 = -h \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial p} \right) \quad (3.10)$$

であり、基準場の温位から導かれる静的安定度に関するパラメータである。また、 θ_A とは、温位の基準場からの偏差であり、以下の式で示される。

$$\theta_A(r, \lambda, p, t) = \theta(r, \lambda, p, t) - \theta_0(p) \quad (3.11)$$

上式は、ウォームコアまたはコールドコアを考慮した温位場である。ここで、 θ_0 は、

$$\theta_0(p) = \int \int \theta(r, \lambda, p, t) d\lambda dr \quad (3.12)$$

で示され、領域平均した各高度の温位である。本研究では、T=024hr (数値実験開始してから 24 時間後) において、TC0813 の中心から半径 400 km で領域平均したものをそれと定義した。

3.1.1 順圧不安定

平均運動エネルギー方程式と渦運動エネルギー方程式との間に以下の共通項がある。

$$BTC = \overline{u'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + r \overline{u'v'} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{v}}{r} \right) + \overline{u'\omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \overline{v'\omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{\bar{u}}{r} \overline{v'v'} \quad (3.13)$$

この項は、渦運動エネルギーと平均運動エネルギーとの間に生じるエネルギー変換を示しており、順圧変換 (BTC) と呼ばれている。BTC 負は、運動エネルギーが平均運動エネルギーから渦運動エネルギーへ変換されていることを意味し、正は、渦運動エネルギーから平均運動エネルギーへ変換されていることを意味する。渦ロスビー波は、順圧不安定により、そのエネルギーを獲得するため、本研究においてこの項はとても重要になる。

3.1.2 傾圧不安定

平均有効位置エネルギー方程式と渦有効位置エネルギー方程式との間に以下の共通項が見られる。

$$BCC = \left(\frac{h}{s}\right)^2 \overline{u'\theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial r} + \left(\frac{h}{s}\right)^2 \overline{\omega'\theta'_A} \frac{\partial \overline{\theta_A}}{\partial p} \quad (3.14)$$

この項は，有効位置エネルギーと渦有効位置エネルギーとの間の変換を示しており，傾圧変換 (BCC) と呼ばれている。TC は，ウォームコアを持つシステムであるため，傾圧成分の役割も重要であると考えられる。BCC 正は，渦有効位置エネルギーから有効位置エネルギーへの有効位置エネルギー変換を示している。

3.1.3 対流変換

渦運動エネルギー方程式と渦有効位置エネルギー方程式との間に以下の共通項が見られる。

$$CVC = -h\overline{\theta'_A\omega'} \quad (3.15)$$

この項は，対流の渦成分とウォームコア周囲の熱的擾乱との相関を意味する。上昇流 (鉛直 p 速度が負) を伴う擾乱があってウォームコアである，またその逆であれば，この項は正となる。それは，対流の渦成分によって，渦有効位置エネルギーが対流変換 (CVC) を通じて渦運動エネルギーに変換されていることを意味する。

また，平均運動エネルギーと平均有効位置エネルギーとの間に，以下の共通項が出現する。

$$MCC = -h\overline{\theta_A\omega} \quad (3.16)$$

これは，アイウォールのような環状の対流により生じるエネルギー変換項である。TC はウォームコアを伴い，またアイウォールを伴うことから，この項は通常正となる。MCC 正は，有効位置エネルギーから平均運動エネルギーへの変換を意味している。

3.2 Filamentation Diagnosing

台風の順圧過程において，渦の変形やフィラメンテーションのメカニズムは非常に重要な要素である。強い台風は，しばしばアイウォールの外側に相対的にエコーの弱い moat を形成することが知られている。moat の形成は，CE やスパイラルレインバンドの形成に大きな影響を与えられている。最盛期のある強い台風のコア領域は，軸対称性が非常に大きく，また回転が速い。そのため，アイウォールの外側の領域は変形が卓越し，全ての場が細い糸 (フィラメント) 状になる (Rozoff et al. 2006)。またシア変形は，対流圏中下層において一般的にストレッチ変形に勝る。

f 面近似したデカルト座標系における非粘性・非発散順圧モデルの方程式は，

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(\phi, \zeta)}{\partial(x, y)} = 0 \quad (3.17)$$

で表される。ここで、 ζ は相対渦度、 ϕ は非発散流に対する流線関数、左辺第二項はヤコビアンである。

フィラメンテーションの力学を理解するために、渦度勾配の発達を支配する方程式 (e.g., Okubo 1970; Weiss 1991) を導入する。 $\frac{\partial(3.17)}{\partial x} \pm i \frac{\partial(3.17)}{\partial y}$ より、

$$\frac{D}{Dt} \begin{pmatrix} \zeta_x + i\zeta_y \\ \zeta_x + i\zeta_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}i\zeta & -\frac{1}{2}(S_1 + iS_2) \\ -\frac{1}{2}(S_1 - iS_2) & -\frac{1}{2}i\zeta \end{bmatrix} \times \begin{pmatrix} \zeta_x + i\zeta_y \\ \zeta_x + i\zeta_y \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

を得る。ここで

$$S_1 = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{and} \quad S_2 = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

は、それぞれストレッチ変形 (S_1)、シア変形 (S_2) による歪み速度を示す。式 (3.18) の右辺の 2×2 行列の固有値は、 $\zeta^2 - S_1^2 - S_2^2 > 0$ (回転場が支配的) ならば、

$$\pm \frac{1}{2}i \frac{1}{\sqrt{(\zeta^2 - S_1^2 - S_2^2)}},$$

$S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2 > 0$ (変形場が支配的) ならば、

$$\pm \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{(S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2)}}$$

で与えられる。強い台風は、接線風速が動径速度と比較して非常に強く軸対称性が大きいいため $S_1^2 + S_2^2$ や ζ_2 はトラジェクトリに沿っておよそ一定であり、その結果空気塊のトラジェクトリはおおよそ円形になると考えられる。固有値がトラジェクトリに沿っておよそ一定であると仮定できるとき、式 (3.18) の解は $\zeta^2 - S_1^2 - S_2^2 > 0$ (回転場が支配的) ならば、

$$\exp \left[\pm \frac{1}{2}i \frac{1}{\sqrt{(\zeta^2 - S_1^2 - S_2^2)}} t \right], \quad (3.19)$$

$S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2 > 0$ (変形場が支配的) ならば、

$$\exp \left[\pm \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{(S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2)}} t \right] \quad (3.20)$$

で与えられる。式 (3.19) は振動解であり、渦度が変形に勝る領域においてはコヒーレント構造が存続する。一方、式 (3.20) は指数解であり、変形が渦度に勝る領域では渦度勾配シートにより特徴づけられる。ここで渦度勾配シートは、渦度が半径方向に急変する薄い層のことを指す。

台風に対しては、エネルギー収支解析と同様に円柱座標系 (r, λ) で議論する。円柱座標系におけるシア変形は (3.21) 式、ストレッチ変形は (3.22) 式で示される。

$$S_1 = \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \quad (3.21)$$

$$S_2 = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \quad (3.22)$$

また相対渦度は，

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \quad (3.23)$$

で表される。Okubo-Weiss (OW) の定理と呼ばれる式 (3.24) は，歪み速度と渦度の相対強度を示す量である。

$$OW = \frac{1}{4} (S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2) \quad (3.24)$$

$OW > 0$ の領域では，2つの近接する空気塊のトラジェクトリは時間発展と共に離れていく，また逆も成り立つ (Schubert et al. 1999)。 $OW < 0$ の領域，すなわち振動解で表せるところでは，メソ渦のような構造が存続する。Guinn and Schubert (1993) は，台風のスパイラルバンドは楕円渦の軸対称化過程における変形と渦位フィラメントに起因すると指摘した。

Rozoff et al. (2006) は，変形場が支配的な領域において指数解が e 倍となる時間として Filamentation Time (τ_{fil}) を定義した。それは， $S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2 > 0$ に対して

$$\tau_{fil} = \frac{2}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2}} \quad (3.25)$$

と定義され， $S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2 < 0$ に対しては定義されない。台風のコア領域における深い対流は，30 分程度の時間スケール (τ_{conv}) を持つことから，Rozoff et al. (2006) は， $\tau_{fil} < \tau_{conv} = 30$ (min) の領域を Rapid filamentation Zone (以下，RFZ) と定義した。

4 結果と考察

この章では、NICAM で再現された TC0813 の強化機構、及び内部コア領域における力学メカニズム、特に非軸対称成分(渦成分)に焦点を当てて解析結果とそれに対する考察を述べる。まず、4.1 節で実台風との比較を行い、4.2 節及び 4.3 節で TC0813 の構造の発展を説明し、4.4 節においてエネルギー収支解析と不安定解析、4.5 節において非軸対称成分の詳細、4.6 節において渦口スビー波、4.7 節において傾度風平衡について解析結果と考察を行う。

4.1 TC0813 の概要

この節では、NICAM で再現された TC0813 と現実大気(ベストトラック)の TC0813 について概要を述べ、非常に良く再現されたことを説明する。図 4.1 に TC0813 の経路と最低中心気圧の時系列を示す。図は本研究の解析対象期間である、 $T=006 \sim 144$ hr までを表示している。

4.1.1 ベストトラック

TC0813 は、2008 年 9 月 8 日 18Z (日本時間 9 日 3 時) に北緯 16.7 度、東経 125.7 度に発生した。気象庁(JMA) ベストトラックによると TC0813 は、非常に速い速度で発達し、発生後 24 時間には暴風域を伴う台風に急成長し、48 時間後には 935 hPa となり非常に強い台風となった。TC0813 は、概ね北向きに進路を取ったが、9 月 11 日 12Z ($T=072$ hr) において転向し台湾へ向かう進路を取った。中心気圧の深まり具合は、 $T=048$ hr までの 24 時間に 40 hPa、 $T=048$ hr までの 12 時間に 30 hPa であり、短い期間で急速に発達したことが分かる。また、TC0813 は最盛期において CE を形成した(Wu et al. 2011)。

4.1.2 NICAM gl-10

NICAM で再現された TC0813 の経路は、現実の TC0813 のそれと比較して、全体的にやや南側に位置するものの非常に良く対応していることが分かる。 $T=144$ hr までの中心位置の誤差は概ね 250 km 以内であり、特に $T=072$ hr までは 50 ~ 100 km である。ただし、現実と同様に $T=072$ hr において西向きに転向するが現実と比較してより西向きの成分が強い、 $T=114$ hr から $T=120$ hr において台湾に上陸するが現実と比較して 12 時間程度早い、などの違いがある。

NICAM で再現された TC0813 は、ベストトラックと比較して、最初の 24 時間の発達度合いが小さい。中心気圧の低下が開始したのは $T=012$ hr であり、 $T=024$ hr 時点の気圧を比較すると 20 hPa 程度浅い。したがって最初の 24 時間をモデルのスピンアップ期間と

して解析対象期間から除き， $T=024\text{hr}$ を発達開始時刻とする。 $T=024\text{hr}$ を強化の起点とすると，現実 TC0813 の強化を非常に良く再現していることが分かる。その時刻における最低中心気圧は約 994 hPa で，TC0813 が台風と解析された時刻 (2008/09/08/18Z, $T=006\text{hr}$) におけるものと同程度である。中心気圧の深まり度合は， $T=072\text{hr}$ までの 24 時間に 34 hPa， $T=060\text{hr}$ までの 12 時間で 21 hPa であり，現実と比較して 5～10 hPa 程度小さいものの，RI を良く再現できていることが分かる。本研究では，これ以降 $T=072\text{hr}$ までの 24 時間を RI 期間とし， $T=048\text{hr}$ までの 24 時間を強化期間， $T=072\text{hr}$ からの 24 時間を最盛期として扱う。また，特に言及がない場合，TC0813 は NICAM で再現されたものを意味する。

4.2 水平分布から見た TC0813 の強化

軸対称と非軸対称を議論するには，まず水平面でどのような構造を持つかを把握する必要がある。この節では，発達の全体像について水平分布図を用いて説明する。図 4.2 に高度 700 hPa の接線速度 (m/s)，図 4.3 に高度 500 hPa の鉛直速度 (m/s)，図 4.4 に高度 200 hPa の動径速度 (m/s)，図 4.5 に高度 925 hPa の動径速度 (m/s)，図 4.6 に高度 850 hPa の渦位 (PVU)，図 4.7 に高度 925 hPa の相当温位 (K) を示す。また，図 4.8 に変形の強度 (10^{-4}s^{-2})，図 4.9 に τ_{fil} (min) を示す。図は，全て $T=024\text{hr}$ から $T=090\text{hr}$ までを 6 時間毎に示している。描画領域は，図 4.2 ～ 4.5 は台風中心を原点とする $440 \times 440\text{ km}$ ，図 4.6 と図 4.7 は $240 \times 240\text{ km}$ である。図 4.8 と図 4.9 は $400 \times 400\text{ km}$ である。本論文では，便宜的に中心から半径 200km 以内を TC0813 の内部コア領域と言う。この節では，上記の図を用いて，TC0813 に伴う 1 次循環と 2 次循環及び渦度がどのような領域で強く，またそれらがどのようにして組織するかを把握する。

4.2.1 1 次循環

図 4.2 は高度 700 hPa の接線速度 (m/s) を示しており，それは回転運動の度合いを表している。内部コア領域において，15 (m/s) 以上の接線風速を持つ領域が，疎らに分布する。したがって，1 次循環，すなわち回転運動は局所領域でのみ強化された状態である。また，接線速度は，南東側で強い傾向があり，20 (m/s) 超の領域が台風中心から離れた領域で広く分布する。

1 次循環の強化は， $T=036\text{ hr}$ まで，かなり限られた範囲で生じていることが分かる。ただし，接線速度 15 (m/s) 以上の領域は， $T=030\text{ hr}$ において大きく広がり，内部コア領域全体を覆っている。それらは，TC0813 全体の平均 (軸対称成分) の緩やかな強化に対して，局所的にはメソ渦 (非軸対称成分) の作用により急速な 1 次循環の強化があるということを反映している。

発達に伴い、 $T=036$ hr には内部コア領域において 30 (m/s) 以上の領域が見られるようになる。その後 6 時間の変化は劇的で、 $T=042$ hr において 25 (m/s) 以上の領域は、内部コア領域を広く覆っている。

TC0813 を取り巻く 1 次循環は、RI 期間の $T=048 \sim 072$ hr において急速に発達する。その度合いは、半径 $50 \sim 100$ km で大きい。 $T=054$ hr において 35 (m/s) 以上の領域は環状に分布し、それは半径 $70 \sim 150$ km に位置する。 $T=072$ hr には、内部コア領域は、広い範囲で 45 (m/s) 以上の接線風速を伴う。気圧低下が緩やかになった $T=072$ hr 以降も、半径 $50 \sim 100$ km の領域は、著しい 1 次循環の強化が生じる。接線風速は、 $T=090$ hr において最大で 80 (m/s) を超える。

ここで、軸対称成分と非軸対称成分を議論するには、尤もらしい台風中心が定義されている必要がある。RI 期間以降の分布から、それを十分に抽出できていることがわかる。

4.2.2 2 次循環

TC は、発達すると環状に組織した対流、すなわちアイウォールを持つ。また、下層のインフローと上層のアウトフローとを合わせて強い 2 次循環を形成する。TC0813 は、どのようにしてそれらを組織したのかを追う。図 4.3 は、高度 500 hPa の鉛直速度 (m/s) を示しており、色が塗られた部分が上昇流域である。

$T=024$ hr において、環状またはスパイラルバンド状に組織した上昇流域は無く、数 10 km 規模の強い上昇流域が内部コア領域に散在する。 $T=030$ hr には、中心に対して南側にスパイラルバンド状に組織した対流が形成され、 $T=036$ hr には南東側と北西側にスパイラル状に組織した 2 つの対流バンドが形成される。スパイラルバンドは、局所的に数 10 km 規模の強い上昇流を伴う。 $T=042$ hr には、内部コア領域全体が弱い上昇流域となる。

$T=048$ hr において、中心付近の上昇流域でなくなるが、半径 100 km 付近に水平 50 km 規模の上昇流コアを伴うスパイラルバンドが複数形成され、それらは中心を取り囲むように分布する。そのため上昇流は、環状の領域で強化される。またアイウォール付近の上昇流は、RI 期間においても環状構造とはならず、それは最盛期においても同様である。したがってアイウォールは、波数 $1 \sim 4$ の低波数擾乱が重なって形成されているものと考えられる。また半径 100 km より外側に分布する上昇流のスパイラルバンドは、最盛期以降においてスパイラル状にかなり引き伸ばされた形となる。

図 4.4 は、2 次循環に伴うアウトフローの発展を示している。 $T=030 \sim 036$ hr にかけて、南から東側でアウトフローの強化が著しい。アウトフローの強度は最大で 16 (m/s) 以上となる。また、強いアウトフローを伴う領域は、疎らに分布し、それらは 500 hPa 高度の強い上昇流域に対して、中心から見て外側に分布する。

RI の起点となる $T=048$ hr において、半径 100 km により外側のほぼ全体がアウトフ

ロー領域となり，それは北西側と南東側で強い。T=054hr には，それらが中心に近い領域で強化され，その内縁は高度 500hPa において強い上昇流のスパイラルバンドに対応する。T=060hr には，アウトフロー領域は環状に組織されるが，それ以降，環状のアウトフローを持つ時刻は少ない。それは，上昇流が環状でないことと一致する。全時刻を通して，波数 1～2 の構造が卓越しているように見える。

図 4.5 は，2 次循環に伴う下層インフロー領域を示している。全時刻を通して，内部コア領域の広い範囲でインフローとなる。また，10(m/s) 以上のインフロー領域は，スパイラルバンド状に組織する傾向があり，上昇流がスパイラルバンド状になることと一致する。T=036hr において 2 つのスパイラルバンド状に組織したインフロー領域が南東側と北側に分布し，それぞれ 500 hPa の上昇流のスパイラルバンドに対応している。T=042hr から T=060hr にかけては，北側から西側に強いインフロー領域が分布する。それ以降は，環状に組織化するが，上層のアウトフローと同様に，波数 1～2 の構造が卓越し，局所的に強いインフローを形成していることが分かる。

以上から，2 次循環の軸対称成分は RI 期以降に強化され，またスパイラルバンドやアイウォール内部擾乱に伴う非軸対称な 2 次循環も TC0813 の構造に大きく寄与することが分かる。

4.2.3 渦位

中心付近において非常に強い渦度を伴うことは，TC 構造の大きな特徴である。図 4.6 は，高度 850 hPa の渦位 ($PVU = 10^{-6}m^2s^{-1}kg^{-1}K$) を示す。T=036hr までは，VHTs などのメソ渦に伴う高渦位領域は，TC0813 の中心付近に散在して分布する。また，高度 500 hPa にみられた数 10km 規模の上昇流域は，その多くが下層の高渦位に対応している。それらは，互いに併合し，T=042hr には中心ほど渦位が高くなるモノポールな渦を形成する。併合に伴って軸対称性を高めるが，T=048hr において台風中心に伴う高渦位の外側で高渦位領域が形成されるため，今度は非軸対称性を強化する。RI 期間以降，高渦位領域は環状に分布し，中心に向かうほど渦位が低い構造となる。すなわち，渦は順圧不安定な状態であることが示唆される。

渦位が環状に強化される理由は以下で説明される。渦位は，アイウォールにおいて非断熱加熱により生成される。アイウォール下部の境界層内は非常に湿っているため，上昇した空気塊は，かなり低い高度で飽和に達し，周囲に凝結熱を放出する。アイウォールは環状に組織するため，渦位も環状に生成される。したがって，渦位と上昇流は，非常に良い対応関係がある。

渦位は RI 期間以降，波数 1～4 程度の波動の存在が示唆する分布となる。また，T=078 hr までは，軸対称を強化し，その後再び非軸対称を強化したことが分かる。

4.2.4 相当温位

図 4.7 に、高度 925 hPa の相当温位を示す。高度 925 hPa は、ほぼ境界層内に位置するが、発達に伴って最盛期の中心気圧は 927 ~ 937 hPa まで低下するので、その期間において中心付近では地表付近に位置する。TC の強化に対して相当温位の変化は非常に重要となる。本研究の相当温位は、Bolton (1980) の近似式 (4.2.1) を用いて算出した。

$$\theta_e = \theta \exp \left[1000 q_v (1 + 0.81 q_v) \left(\frac{3.376}{T_{LCL}} - 0.00254 \right) \right] \quad (4.2.1)$$

ここで、 q_v は混合比、 T_{LCL} は持ち上げ凝結高度における温度である。

相当温位の最も高い所で、発達初期において 360 ~ 365 (K) 程度、発達期において 370 ~ 375 (K) である。中心付近の相当温位は、T=030hr まで、350 ~ 360 (K) 程度であり、とりわけ高度 850 hPa の高渦位のコアに一致する領域で高い。それ以降においても渦位が環状構造となるまで、中心付近の高相当温位領域は、高渦位領域と対応している。

RI 期間の前半 (T=048 ~ 060 hr) において、中心付近の相当温位に目立った変化はなく、375 (K) 程度で推移する。しかし、半径 50 km 付近で相当温度の等値線が密集しており、それは半径 50 km より外側の領域で相当温位の上昇が大きいことを示唆している。中心付近の相当温位の上昇は、RI 期間の後半から顕著に生じ、T=084 hr 以降は最高で 385 (K) 以上となる。また、相当温位の上昇する領域は、半径 50 km より内側の高度 850 hPa の環状高渦位領域の内部に位置する。すなわち相当温位の上昇が著しい領域は、眼の領域に限定されていることを意味している。また、半径 50 km 付近で、等値線が非常に密になっており、非常に急峻な相当温位の水平勾配を形成していることが分かる。更に、等相当温位線の密集している領域は、環状の高渦位領域と非常によく対応しており、渦位と相当温位は、非常に関係が強いことを示唆している。また、それは今後の議論に非常に重要な要素となる。

4.2.5 変形場と τ_{fil} の発達

図 4.8 は、高度 850 hPa における変形強度の時間発展を示している。T=024 hr において、渦の左象限の半径 100 km より内側で変形が支配的となる。その後、変形の強度は T=030 hr, 036 hr において中心付近で大きくなり、また半径 50 km より外側の領域において中心渦を取り囲むように変形場が形成される。メソ渦が併合し、モノポールな渦を形成した T=042 hr において中心付近の変形の度合いは小さくなる。中心を取り囲む変形場は、RI 期間に急速にその強度が増す。特に半径 100 km よりやや内側の領域においてそれは顕著であり、そこはアイウォールが形成される位置のすぐ外側に対応する。最盛期において、中心を取り囲む強い変形場は、環状構造をより強める。また RI 期間以降、それより内側の半径 50 km 付近にも幅の狭い領域において変形場が中心を取り囲

むように形成される。その領域は、順圧不安定を暗示する渦位の環に一致しており (図 4.6)、それと同様の形状となる。以上から TC0813 は、RI 期間以降半径方向に 2 つの変形のピークを形成することがわかる。この構造は、Wang (2008) で指摘された最盛期台風と同様である。

図 4.9 は、式で示される τ_{fil} の時間発展を示しており、RFZ の形成過程を説明する。Rozoff et al. (2006) で定義された RFZ は、 $\tau_{fil} < 30$ (min) であるが、本研究のケースではそれを満たす領域は、T=060 hr 以降最大接線風速半径のすぐ外側のごく狭い範囲に限られる。しかし、 $\tau_{fil} < 60$ (min) を満たす領域は半径 150 km 付近まで拡大している。 $\tau_{fil} <$ も他のファクターと同様に環状に組織し、時間発展と共に徐々に中心を取り囲むように発達する。フィラメンテーションの発達に伴って、半径 100 km より外側領域の上昇流は、フィラメント状のスパイラルインバンドを組織する。台風の上昇速度は、解像度が粗いので Wang (2008) よりも弱い。また、平均の上昇速度を 2 (m/s)、対流セルの支配領域を高度 0.6 ~ 15 km とすると τ_{conv} はおよそ 120 (min) となる。したがって $\tau_{fil} < 60$ (min) は、渦が急速にフィラメント状になる時間スケールとして十分であると考えられ、それを満たす領域は RFZ であると言える。

4.3 TC0813 の平均構造の強化

この節では、TC0813 の強化について軸対称構造の強化に関する側面から議論する。まず、軸対称度について触れ、その後、特徴的な時刻について半径高度断面図から TC0813 の軸対称の強化について考察する。最後に渦度と変形の発達について説明する。なお本節以降、平均構造とは特に言及がない限り軸対称平均構造のことを言う。

4.3.1 軸対称度と平均構造

図 4.8 に半径 100 km 以内、及び半径 100 ~ 200 km で領域平均した渦位の軸対称度を示す。ここで軸対称度 γ は、

$$\gamma(r, p, t) = \frac{\overline{A^2}(r, p, t)}{\overline{A^2}(r, p, t) + \int_0^{2\pi} A'^2(r, \lambda, p, t) d\lambda} \quad (4.3.1)$$

で表される無次元量で、渦の無い流れの場合 1 となり、全成分に対する軸対称成分の寄与を示すものである。 A は任意の物理量であり、渦位の場合エンストロフィーを 2 倍にした量となる。半径 100 km 以上の領域では、T=048 hr まで軸対称を強化し、その後 T=060 hr まで非軸対称化し、その後再び軸対称化が生じ T=078 hr においてほぼ対流圏全体で軸対称化し、その時の軸対称度は 0.9 以上となる。スパイラルバンドが卓越する半径 100 ~ 200 km の領域では、発達の初期段階から最盛期まで周期的に軸対称化と非

軸対称化を繰り返し、 $T=084\text{hr}$ 以降対流圏全体で軸対称度が高まる。すなわち、 $T=084\text{hr}$ 以降は半径 200 km 以内の領域全体で軸対称度が上昇する。また、最盛期以降においても全体的に周期的な変動があるように見える。

半径 100 km 以内の領域平均渦位は、対流圏中層で高く、RI 期間の前半の $T=048\text{ hr}$ から $T=060\text{ hr}$ にかけて上昇が著しい。半径 $100\sim 200\text{ km}$ の領域平均渦位は、 $T=084\text{ hr}$ にかけて対流圏中層ほど高く、その大きさは $0.8\sim 1.0\text{ (PVU)}$ である。 $T=096\text{ hr}$ 以降、急速に上昇し 1.0 (PVU) 以上となるが、半径 100 km 以内の領域における渦位は減少する。

4.3.2 平均構造の発達

図 4.11 に $T=024\text{ hr}$ における (a) 接線速度 (m/s)、(b) ウォームコアの強度 (K)、(c) 動径速度 (m/s)、(d) 鉛直速度 (m/s)、(e) 相当温位 (K)、(f) 渦位 (PVU) の半径高度断面を示す。また、同様に図 4.12 に $T=048\text{ hr}$ のもの、図 4.13 に $T=060\text{ hr}$ のもの、図 4.14 に $T=078\text{ hr}$ のものを示す。

A. 発達初期

まず、 $T=024\text{hr}$ における軸対称構造を説明する。この時刻は、TC の強度に達したと定義した時刻である。接線速度は、半径 75 km 付近で最大となり、 18 (m/s) 程度である。対流圏中層においては外側ほど風速が強く、回転運動の速度は半径 250 km 付近で最も強い。動径速度は、高度 700 hPa より下層でインフロー、それより上層でアウトフローを示しており、インフローは最大で 4 (m/s) 、アウトフローも同程度である。鉛直速度は、ほぼ対流圏全体で正、すなわち上昇流であるが、その強度は 0.1 (m/s) 以下と非常に弱いものである。しかし、半径 $50\sim 75\text{ km}$ の領域では上昇流がやや強く、 $0.2\sim 0.4\text{ (m/s)}$ の上昇流コアがある。ウォームコアの強度は、高度 500 hPa より上層で 1 (K) 以上となり、最大で 2 (K) 程度である。なお、ウォームコアの強度は、軸対称平均温位に対して、この時刻 ($T=024\text{ hr}$) において半径 400 km 以内で平均した温位を各層で引いたものである。つまり発達初期にある TC0813 の対流圏下層は、領域平均した温位と大差なく、ウォームコアは無いが、あってもわずかであることが分かる。相当温位は、対流圏最下層と対流圏上層で 350 K 以上となる。対流圏中層の相当温位は、下層より低くなっており、領域全体で対流不安定な状態であることが分かる。渦位は半径 75 km 以内の高度 400 hPa より下層の領域で 2 PVU 以上となり、対流圏中層では 1 PVU 以上の領域が大きく外側に広がっている。また、対流圏上層は領域全体で渦位は小さい。

B. RI の直前

次に、RI の起点となる $T=048\text{ hr}$ における軸対称構造を説明する。接線速度は、 24

時間前と比較してかなり強化され，半径 85 km 付近の高度 850 hPa において最大で 38 (m/s) となる。それと T=024 hr における風速とを比較すると，T=048 hr までの 24 時間で 20 (m/s) 程度の強化があったことが分かる。また，半径 125km 付近より外側では，中心に近づくほど接線速度が増加する台風特有な構造となる。インフロー層は，中心から離れるにつれて深くなり，対流圏中層の高度 400 ~ 600 hPa 付近にも下層とは別のインフローのコア領域ある。アウトフロー領域は，上層ほど傾いた構造となり，その強度は対流圏上層で最大 10 (m/s) 以上となり，下層のインフローより強い。上層ほど外側に傾く強い上昇流コアが，半径 75 ~ 125 km 付近に分布しており，水平分布に見られたスパイラルバンド (図 4.3 参照) に対応している。ウォームコアは，対流圏上層の高度 300 hPa 付近において最も顕著であり，最大で 9 K 以上となる。また，24 時間前と比較して対流圏下層にまで広がっていることが分かる。相当温位は，対流圏下層の半径 75km 以内で上昇が著しい。またその領域では，対流圏上層における相当温位の上昇が小さく，非常に対流不安定な状態であることが分かる。半径 75 ~ 125km の領域は，上昇流に対応して相当温位の等値線が上層ほど外向きに傾いている。すなわち上昇流は，おおそ等相当温位線に沿って分布するようになる。渦位は，ほぼ全体で中心ほど高いモノポール構造を示し，最大で 10 PVU を超える。また，アイウォールの領域より内部で 2 PVU を超える。

C. RI 期

次に，T=060 hr における軸対称構造を説明する。T=060 hr までの 12 時間は，最も気圧の低下と回転運動の強化が著しい期間となった (図 4.1 参照)。接線速度は，半径 70 km 付近の高度 850 hPa 付近で最大となり，60 (m/s) 弱となる。したがって最大接線風速は，T=060 hr までの 12 時間で 20 (m/s) 程度強くなったことが分かる。そのことは T=048 hr までの強化と比較して，2 倍の速度で強化が進展したことを意味する。半径 75 km より外側では，インフローとアウトフローの対が上層に向かって 2 重に分布する。高度 400 hPa 付近にみられるインフローの強度は，最大で 4 (m/s) 以上となり，それは下層と同程度である。アイウォールに伴う上昇流は，半径 50 ~ 75 km の間の非常に狭い範囲で強化され，それは対流圏上層で最大となり，その強さは 2 (m/s) 以上となる。その内側には，水平規模の非常に狭い対流圏上層からつながる下降流域が高度 700 hPa まで分布する。この構造は，Willoghby (1998) で指摘された台風の眼における熱力学的構造に一致する。アイウォールは，アウトフロー領域に対応しており，対流圏中層の高度 500 ~ 700 hPa において 4 (m/s) 程度のアウトフローがある。アイウォール直下のインフローは，最大で 12 (m/s) 以上となり，アイウォール上部のアウトフローは最大で 16 (m/s) 超となる。半径 150 km 付近と 半径 200 km 付近に上昇流の強い領域があり，それらはスパイラルバンドに伴うと考えられる。ウォームコアの強度は，高度 400 hPa

付近で 14 (K) となり, 6 (K) 以上の領域は, 中心付近において高度 700 hPa まで広がる。図では確認しづらいが, 高度 100 hPa では, 半径 120 km より外側でコールドコアとなる。相当温位は, その量は $T=048$ hr と変わらないが, アイウォールの内縁に沿って相当温位が上昇し, 364 (K) の等値線が上層に向かって伸びている。眼の領域は, 対流圏最下層で弱いアウトフロー領域となっており, アイウォールに対応する強いアウトフロー層と繋がっている。つまり, アイウォールに伴う上昇流によって, 眼の内部の高相当温位の空気が持ち上げられていることを示唆する。またアイウォールは, ほとんど相当温位線の等値線に沿って分布する。これは, インフロー層内の空気塊は, 相当温位を保存しながら, アイウォールに沿って上昇することを意味する。またアイウォール領域は, 相当温位の等値線が密集しており, 相当温位の水平勾配が急峻な領域である。半径 100 km より外側では, 対流圏中層の相当温位は, 下層よりかなり低く対流不安定な状態であると言える。渦位は, アイウォールに沿って 10 (PVU) 以上となる。またアイウォールの内側では, 中心に向かって渦位が低くなる構造となり, それは対流圏全体に広がる。すなわち, 渦の内部に, 渦位勾配の反転領域が出現する順圧不安定条件を満たした構造となる。アイウォールの外側の渦位は, 半径 200 km 付近まで 1~2 (PVU) である。したがって, 渦位はアイウォール領域に集中して増加するため, アイウォール内部の渦位勾配はかなり急峻となり, 非連続的に近い分布となる。

D. 最盛期

最後に, $T=078$ hr における軸対称構造を説明する。この時刻は, 最も軸帯対称度が高まった時刻である。接線速度は, 半径 80 km で最大となり, その強度は 65 (m/s) である。18 時間前と比較して変化は小さく, その変化量は 5 (m/s) 余りである。最大接線風速の変化は, 中心気圧変化量 20 hPa 弱 に対してかなり小さい。しかし, 強風の半径は広がり, 40 (m/s) の等値線は, 半径 200 km 付近に位置し, 50 (m/s) の等値線は, 半径 150 km 付近に位置する。インフローは, 高度 850 hPa より下層で著しく強まり, 12 (m/s) 以上の領域は, 半径 75~175 km にかけて広がっている。特徴的なことに, 高度 500~850 hPa にかけて上層ほど外側に傾いたアウトフロー領域があり, その強度は最大で 6 (m/s) 以上となる。対流圏上層のアウトフローは, 最大で 12 (m/s) 以上であるが, 18 時間前と比較して内部コア領域で弱化する。それは, 対流圏中下層にアウトフロー層が形成されたためであると考えられる。アイウォールに伴う上昇流は, $T=060$ hr と比較して若干外側にシフトする。強度は, 最大で 1.4 (m/s) であり, $T=060$ hr と比較して弱化する。アイウォールの外側の半径 100~175 km にかけて, アイウォールとは別の上昇流域を形成する。それは, レインバンドに相当するものであると考えられる。眼の領域は対流圏全体で下降流域となる。ウォームコアは, 特に対流圏上層で強化が著しく, 14 (K) 以上の領域が高度 400 hPa 付近まで広がる。相当温位は, 対流圏下層の半径 50

km より内側で著しく上昇し、376 (K) 以上となる。全体的な構造は、 $T=060$ hr と同様であるが、相当温位勾配は若干ではあるが緩やかになり、また半径 150 km 以内の領域では全体で数 (K) 程度の上昇がみられる。渦位は、アイウォールに対応する領域で高いが、対流圏中層では中心ほど高い単調分布となる。アイウォールの外側へのシフトに対応して、半径 100 km 付近まで 2 (PVU) 以上の領域となる。また、渦位の水平勾配は、緩やかになる。

4.3.3 ウォームコアの発達

対流圏下層と対流圏上層のウォームコアの強化について、その特徴を述べる。図 4.13 に高度 500 hPa と高度 925 hPa の軸対称平均した温位を示す。

高度 925 hPa において、中心付近の温位は、 $T=036$ hr において急上昇する。高温位領域は、半径 50 km 以内で形成され、外側に向かって拡大する。半径 80 km より外側の領域では、 $T=048$ hr 以降に、顕著な温位上昇が見られる。

高度 500 hPa のウォームコアの発達について説明する。高度 925 hPa と同様に、 $T=036$ hr において中心付近で温位が急上昇する。その後、一度温位が低下し、最も気圧低下の著しい $T=048 \sim 060$ hr において最もウォームコアの強度が増す。

高度 925 hPa では $T=060$ hr 以降も、中心付近において一定の割合で温位が上昇するが、高度 500 hPa においては $T=060$ hr 以降の温位上昇は、顕著には見られない。それは、対流圏下層では、地表面との熱交換が常に生じているためであると考えられる。

4.3.4 渦度と変形の発達

最盛期台風の 2 次元流れは、中心付近では渦流れに支配され、レインバンド領域では変形流れに支配される。図 4.16、図 4.17 に $T=030$ hr から 12 時間毎に相対渦度 (10^{-4}s^{-1}) と式 (3.24) で示される OW (10^{-7}s^{-2}) を示す。OW のカラー領域は変形流れが渦の流れに勝っている領域である。

$T=030$ hr において相対渦度は、最大で $10 \times 10^{-4}\text{s}^{-1}$ 程度である。発達初期段階では変形流れは弱く、OW が $0.5 \times 10^{-7}\text{s}^{-2}$ を超える領域はない。 $T=042$ hr においても同様に渦の流れが中心部で卓越しており、半径 80 km より外側において変形流れはまだ弱い。RI 期間においてアイウォール形成と同時にその外側の変形流れが発達し、 $T=054$ hr においては高度 500 hPa より下層の半径 80 ~ 140 km の領域において変形流れが卓越する。

変形の強度は $T=078$ hr にかけて同程度であるが、変形が卓越する領域は鉛直方向と外側に拡大している。最盛期の $T=090$ hr において、対流圏下層では半径 40 ~ 80 km においては渦の流れが支配し、半径 80 ~ 120 km においては変形の支配が強化される。その

時刻において、相対渦度は最大で $25 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 以上となり、OW は最大で $2 \times 10^{-7} \text{s}^{-2}$ 以上となる。また、変形の強化に先行して半径 40 ~ 80 km の領域において渦の強化があり、対流圏下層から強化される。

4.4 エネルギー収支解析と不安定解析

この節では、エネルギー収支式から、運動エネルギー収支と不安定解析に関する結果を説明し、エネルギー論的に考察を行う。エネルギー収支解析は、内部コア領域を眼とアイウォール領域とレインバンド領域に分けて行う。ここで、半径 100 km 以内を眼とアイウォール領域、半径 100 ~ 200 km をレインバンド領域とし、それぞれについて領域平均を議論する。まず、運動エネルギー収支について結果を述べ、次に不安定解析の結果を説明する。また、不安定に関して特徴的な時刻において、半径高度断面を用いて不安定がどのような領域で生じているのかを検証する。

4.4.1 平均成分の強化

平均運動エネルギー方程式のうち、渦運動エネルギーとのやりとりが無い項について、図 4.14 に半径 10 ~ 100 km で領域平均した値、図 4.15 に半径 100 ~ 200 km で領域平均した値について半径高度断面を示す。ここで、(a) は (4.4.1) 式、(b) は (4.4.2) 式、(c) は (4.4.3) 式、(d) は (4.4.4) 式を示している。

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u} \bar{K}) \quad (4.4.1)$$

$$-\frac{\partial}{\partial p} (\bar{\omega} \bar{K}) \quad (4.4.2)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{u} \overline{u' u'} + r \bar{v} \overline{v' v'}) - \frac{\partial}{\partial p} (\bar{u} \overline{u' \omega'} + \bar{v} \overline{v' \omega'}) \quad (4.4.3)$$

$$-h \overline{\theta_A \omega} \quad (4.4.4)$$

まず、眼とアイウォール領域の平均運動エネルギー収支 (図 4.14) を示す。眼のアイウォールの領域は、平均と平均との相互作用による平均運動エネルギー生成が支配的で、高度 850 hPa より下層では、水平フラックス収束、高度 700 hPa より上層では鉛直フラックス収束による。両者を合算すると、高度 700 ~ 850 hPa と高度 200 ~ 500 hPa において、顕著な平均運動エネルギー生成が見られた (図省略)。特に、鉛直フラックスの収束は、最盛期において対流圏中下層の高度 500 ~ 850 hPa において非常に大きな平均運動エネルギー生成を生じる。平均対流による項 (4.4.4 式) は、ライフサイクルを通して正であり、平均対流は常に平均運動エネルギーを強化するように振る舞っていることが分かる。平均と渦フラックスとの相互作用の項は、一定した構造を持たない傾向がある

が、 $T=078\text{hr}$ 以降は高度 $600 \sim 850\text{ hPa}$ において平均運動エネルギー生成に寄与する。

次にレインバンド領域について説明する。平均と平均との相互作用は、 $T=060\text{hr}$ までとそれ以降で様相が異なる。 $T=060\text{hr}$ までは、平均と平均との相互作用、平均と渦フラックスとの相互作用は両方とも 0 に近く、それらによる平均運動エネルギー生成は小さいことが分かる。一方で、平均対流による項は、対流圏上層で平均運動エネルギーを生成する。

$T=060\text{hr}$ 以降、平均運動エネルギーの水平フラックス収束は、対流圏中層の高度 $400 \sim 700\text{ hPa}$ で平均運動エネルギーを生成し、鉛直フラックス収束は高度 500 hPa より上層で平均運動エネルギーを生成する。平均対流に関する項は、眼とアイウォールの領域より上層に偏るが、その領域と同程度の平均運動エネルギーの生成がある。また、 $T=072\text{hr}$ 以降、対流圏最下層で、平均と平均との相互作用は大きな負を示す。すなわち、それらは運動エネルギーを破壊に寄与している。一方で、運動エネルギーは減少していないことから、他のメカニズムによる接線風加速があると考えられる。

4.4.2 眼とアイウォール領域の不安定

図 4.16 に半径 $10 \sim 100\text{ km}$ で領域平均した順圧変換、対流変換及び傾圧変換の時間高度断面を示す。順圧変換は、半径 100 km より内部の対流圏下層において $T=048\text{ hr}$ 以降、 $T=072\text{ hr}$ を除いて、かなり顕著な負を示す。それは、順圧変換を経由して渦成分から平均成分への運動エネルギー変換があることを意味する。また、RI 期間において対流圏上層でも順圧変換は負となる。それゆえ、TC0813 の眼とアイウォール領域は、RI 期間以降において順圧不安定化する。

対流変換は、高度 600 hPa より上層で、大きな正の値を示す。それは、渦有効位置エネルギーは、対流変換を経由して渦運動エネルギーに変換されているを意味している。

傾圧変換は、最盛期まで、対流圏最上部を除いて全体を通して正を示しており、渦有効位置エネルギーから平均有効位置エネルギーの流れがあることが分かる。したがって、渦運動エネルギー生成は、下層では順圧変換、上層では順圧変換と対流変換で生じる。

ここで、平均構造のどのような領域に対応しているのかを把握するために、図 4.18 に $T=042\text{ hr}$ における (a) 順圧変換項、(b) 対流変換項、(c) 傾圧変換項の半径高度断面を示す。同様に、図 4.19 に $T=060\text{ hr}$ のそれらを示す。順圧変換は、高度 700 hPa より下層で正の値を示しており、そのことから渦成分から平均成分へのエネルギー変換がある。つまり、その時刻においては、渦運動は順圧変換を経由して平均成分を強化するように振る舞っている。この時刻において TC0813 は、VHTs やメソ渦が併合し、モノポールな渦の構造を形成した (図 4.6)。対流変換は、半径 $60 \sim 100\text{ km}$ の領域で大きな正の値を示しており、渦有効位置エネルギーから渦運動エネルギーへの変換がある。また、半径 140 km より外側の領域で対流変換による渦運動エネルギー生成が見られる。傾圧不安

定は、全般に非常に小さい。T=060hr においては、半径 40 ~ 75km の高度 700 hPa より下層で、順圧変換を経由した非常に大きな渦運動エネルギー生成がある。その外側に大きな正の領域があるため、半径 100km の内部で領域平均した場に、大きなシグナルは示されていない。半径 45 ~ 70km の高度 300 ~ 700hPa の領域における対流変換は、負の値を示しており、渦運動エネルギーから渦有効位置エネルギーへ変換となっている。渦有効位置エネルギーが増えたということは、渦成分はその領域で高気圧となる。それより上層の順圧変換による渦運動エネルギー生成が活発な領域は、2 次循環のアウトフロー領域と良く対応しており、そこは強い上昇流域でもある。

下層及び上層のインフロー層は、順圧変換を経由した渦成分から平均成分へのエネルギー変換が顕著な領域である。

4.4.3 レインバンド領域の不安定

図 4.16 は、半径 100 ~ 200 km で領域平均した (a) 順圧変換、(b) 対流変換、(c) 傾圧変換を示している。T=048hr から T=084hr まで、高度 700 hPa より下層において、順圧変換は概ね正となる。すなわち、RI 期間から最盛期の前半にかけて、渦成分は対流圏下層で順圧変換を通して平均成分へエネルギーを変換していることを意味する。

対流変換は、T=096 hr まで対流圏全体で正となる。したがって、対流変換を通した渦有効位置エネルギーから渦運動エネルギーへの変換がある。傾圧変換は、対流変換と同様に T=096 hr まで対流圏全体で正となる。それは、渦有効位置エネルギーから平均有効位置エネルギーへの変換が卓越していることを意味する。レインバンド領域においては、対流変換による渦運動生成が活発であり、それが TC の渦成分であるスパイラルレインバンドを駆動するエネルギー源となる。

4.4.4 不安定とアイウォール

図 4.22 は、T=042 hr における順圧変換、対流変換及び傾圧変換の半径高度断面を示している。順圧変換は、高度 500 hPa より下層において、半径 150km 付近まで正となる。すなわち、渦運動エネルギーは、順圧変換を通して平均運動エネルギー生成に寄与している。渦運動エネルギーは、RI の直前において台風の水平規模を拡大させるように振る舞う。対流変換は、半径 60 ~ 100 km の領域で大きな正の値を示しており、渦有効位置エネルギーから渦運動エネルギーへの変換が大きい。T=042 hr においては、対流変換により渦運動エネルギーを生成し、渦運動は順圧変換を通して平均運動を強化させる作用がある。傾圧変換は全体的に小さく、エネルギーのやり取りは他の 2 要素に対して無視できると考えられるこの時刻における特徴的な TC0813 の強化メカニズムは、メソ渦の併合とコア域の軸対称化である。それらから、メソ渦が併合は、平均成分の強

化に寄与することが分かる。また、半径 140 km より外側の領域で対流変換による渦運動エネルギー生成が見られる。それらは、レインバンドに対応すると考えられ、自身の渦運動を駆動するエネルギー源となる。

図 4.23 は、 $T=060$ hr における順圧変換、対流変換及び傾圧変換の半径高度断面を示している。 $T=060$ hr においては、半径 40 ~ 75 km の高度 700 hPa より下層で、順圧変換を経由した非常に大きな渦運動エネルギー生成がある。その外側に大きな正の領域があるため、半径 100 km の内部で領域平均した場に、大きなシグナルは示されていない(図 4.20)。したがって、高度 700 hPa より下層の半径 75 ~ 140 km の領域では、運動エネルギーは順圧変換を経由して渦成分から平均成分へ変換される。すなわち順圧変換は、RI 期間においても台風の規模を拡大させる作用がある。また、順圧変換が正の領域は、インフロー領域と非常に良い対応関係がある。対流変換は、半径 60 ~ 120 km の領域で対流圏全体で正となっており、その領域は渦運動エネルギー生成が活発である。特に、対流圏上層で渦運動エネルギー生成が大きく、半径 45 ~ 70 km の高度 300 ~ 700 hPa の領域において、対流変換は負の値を示しており、その領域は渦運動エネルギーから渦有効位置エネルギーへの変換が活発な領域である。傾圧変換は、対流圏上層で大きな正を示す。すなわち対流圏最上部は、渦有効位置エネルギーから平均有効位置エネルギーへの変換が顕著であることを示している。その量は対流変換とほぼ同程度であり、対流変換によって渦運動エネルギーから渦有効位置エネルギーへ変換され傾圧変換によって渦有効位置エネルギーから平均有効位置エネルギーへ変換されることで、渦運動エネルギーから平均有効位置エネルギーへエネルギーが流れている。それは、渦運動は気圧を上昇させる作用があることを意味している。

図 4.24 に $T=084$ hr における順圧変換、対流変換及び傾圧変換の半径高度断面を示す。その時刻は、対流圏下層において非軸対称が強化された時刻である(図 4.6)。また、図 4.25 に $T=090$ hr における同様のものを示す。高度 700 hPa より下層の半径 40 ~ 100 km は、順圧変換が大きな負を示しており、そこは順圧不安定の成長が大きい領域である。順圧不安定な領域は、高度と共に外側に傾いており、その度合いは高さ方向に振動しているようである。一方半径 100 km より外側では、 $T=084$ hr においては対流圏下層、 $T=090$ hr においては対流圏上層で順圧変換は正を示しており、それは平均循環の強化に作用していることが分かる。その領域は、変形が強い領域に対応しており、渦成分がフィラメント状に引き伸ばされる、すなわち軸対称化の著しい領域である。対流変換は、半径 80 ~ 140 km において大きな正を示しており、上層ほどその値は大きい。半径 60 km 付近の対流変換は、その領域の渦運動エネルギーを渦有効位置エネルギーに変換している。したがって最盛期においては、対流圏下層の渦運動エネルギーは、順圧不安定が大きく貢献していることが分かる。

また最盛期の TC0813 のアイウォール領域は、弱い傾圧変換が負となる。すなわち

それは、アイウォール領域は傾圧不安定により渦有効位置エネルギーへの変換があることを示唆している。

4.4.5 対流不安定

図 4.26(a) に高度 925 hPa の相当温位と、(b) にそれから高度 500 hPa の相当温位を引いた量を示す。それらから、対流不安定な状態であるかを把握する。

高度 925 hPa の相当温位は、 $T=036$ hr 以降、中心付近で急速に上昇する。上昇の傾向は、温位 (図 4.13) と同様である。

$T=048$ hr において中心付近で不安定度が上昇し、特徴的なことは半径 70 km 付近においてもその度合いが大きいことである。中心付近の不安定度は、最盛期にかけて高まるが、眼の領域に限定されている。しかし、半径 40 ~ 60 km にかけては対流不安定な状態となっており、そこは、対流圏下層において順圧不安定による渦運動エネルギー生成が活発な領域に対応している (図 4.22 ~ 4.25)。

4.5 非軸対称成分の詳細

TC0813 の内部コア領域は RI 期間以降において順圧変換と対流変換を通した渦運動エネルギーの生成が活発であることを不安定解析を用いて前節で説明した。そこで TC0813 の内部コア領域において、渦運動の大きさはどれくらいか、それは平均成分と正味の渦成分に対してどの程度の寄与があるのかという疑問が生じる。図 4.27 に内部コア領域で平均した運動エネルギーの軸対称度と渦運動エネルギーの時間高度断面図を示す。軸対称度は、最盛期にかけて時間発展と共に高くなるが、それは概ね平均接線風が加速されたことによる。渦運動エネルギーは、 $T=084$ hr までは $10 \sim 50 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ の間で振動し、増減を繰り返している。また RI 期間の $T=066$ hr と $T=078$ hr において軸対称化が生じていることが分かる。 $T=084$ hr 以降に生じる下層の非軸対称化は、台湾へ接近したことによるが、その条件を加味しても、 $T=102$ hr と $T=126$ hr において軸対称化が生じており、周期的に軸対称化と非軸対称化を繰り返していると考えられる。台湾への接近に伴って生じる下層において著しい渦運動エネルギー生成は、台湾が台風コア領域と同化してしまうことによって渦が傾いたためで、その観点からいえば、陸地は鉛直シアーと同等の効果があると考えられる。その分布は、鉛直シアー中にある TC の渦運動エネルギー生成パターン (Kwon and Frank 2008) に一致する。

ここで、渦運動のエネルギーは、様々な波数の擾乱に分配されていると考えられる。ここで、渦運動はどのような波数で卓越するのかについて検証する。

4.5.1 接線速度

図 4.24 に $T=060$ hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面を示す。(a) は接線速度の正味の渦運動エネルギー, (b) ~ (f) は波数 1 ~ 5 成分の渦運動エネルギーを示す。波数 5 については, それ以上の全波数のエネルギーを重ね合わせたものである。

接線速度の渦運動エネルギーは, おおよそアイウォール対応する半径 40 ~ 80 km で大きく, 高度 400 hPa より下層では波数 3 成分の寄与が大きい。対流圏上層では, 接線速度の渦運動エネルギーは波数 1 と良く対応している。他に波数 2, 4 成分は, アイウォール領域においてやや大きな寄与があるが, 波数 5 以上の成分は非常に小さい。半径 40 ~ 80 km は, 順圧変換による渦運動エネルギー生成が大きい領域である。したがって波数 1 ~ 4 の擾乱は, 順圧不安定により順圧変換を通して生成させたことが示唆される。た, 半径 100 km より外側の高度 500 hPa より下層の領域の接線速度は, 非常に軸対称であることが分かる。

また, 図 4.25 に $T=078$ hr, 図 4.26 に $T=084$ hr, 図 4.27 に $T=090$ hr におけるそれらを示す。最盛期における渦運動エネルギー生成について詳しく説明する。TC0813 は, $T=078$ hr において最も軸対称となっており, 渦運動エネルギーも非常に小さく, アイウォール領域でも $10 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ である。渦運動エネルギーに対して, 波数 1 成分の寄与が大きく, アイウォールに対応する対流圏下層の半径 40 ~ 100 km の領域では波数 2 の寄与が大きい。また, 波数 2 成分は, 対流圏上層において, 最も渦運動エネルギーに寄与する。波数 3 ~ 5 以上の成分の寄与は極めて小さく, 最大でも $1 \sim 2 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 程度である。

$T=084$ hr 以降, 対流圏下層において急速に渦運動エネルギーが生成されることは, すでに示した。渦運動エネルギーは, 高度 500 hPa より下層の半径 40 ~ 80 km の領域で大きく, 最大で $90 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 以上となる。それに対して, 波数 2 成分の寄与がかなりを占め, 全体の 70 % 程度を占める。また, $T=078$ hr と比較して波数 3 ~ 5 以上の成分も大きくなり, $2 \sim 6 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ となり, 6 時間前の 2 ~ 3 倍となる。それぞれ, 対流圏下層のアイウォールに対応する領域に限定的である。

$T=090$ hr においては, 更に渦運動エネルギーが大きくなり, 最大で $100 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 以上となる。 $T=084$ hr と比較すると波数 2 成分のエネルギーが小さくなり, 代わって波数 1 成分のエネルギーが大きくなり, それは渦運動エネルギー全体の 50 ~ 70 % を占める。また, 波数 3 成分が増大し, 波数 4 以上の成分は減衰する。

4.5.2 動径速度

図 4.32 に $T=060$ hr における動径速度の渦運動エネルギーを示す。接線風と同様に, (a) は動径速度の正味の渦運動エネルギー, (b) ~ (f) は波数 1 ~ 5 成分の渦運動エネルギーを示す。また同様に, $T=078$ hr について図 4.33 に, $T=084$ hr について図 4.34 に,

T=090 hr について図 4.35 に示す。

軸対称平均した正味の渦運動エネルギーは、 $40 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 程度であり、接線速度のそれより $10 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 程度強い。半径 $40 \sim 80 \text{ km}$ の領域では、接線速度と同様に、高度 400 hPa より下層では波数 3 成分の寄与が大きい、また、半径 60 km より外側の高度 700 hPa より下層の領域では波数 1 成分の寄与が大きい。高度 500 hPa より上層では、波数 2 成分が大きく寄与する。

対流変換による渦運動エネルギーの生成が顕著な領域の半径 $70 \sim 120 \text{ km}$ の高度 $150 \sim 600 \text{ hPa}$ においては、波数 3 と波数 5 以上の成分が比較的大きく寄与する。故に対流変換は、比較的高波数の擾乱と対応が良いことが分かる。

最も軸対称となった T=078 hr においては、接線速度と同様に、半径 150 km より中心に近い領域において、渦運動エネルギーはかなり小さくなり、その大きさは $10 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 程度となる。対流圏最上層の高度 250 hPa より上層では波数 2、それより下層では波数 1, 2 の成分の寄与が大きく、アイウォール領域は波数 3 の寄与も大きい。

波数 2 成分が T=084 hr において対流圏下層で急速に成長し、それは正味の渦運動エネルギーの 70 % を占める。残りは、ほとんど波数 1 が占めるが、波数 3 以上の成分も T=078 hr と比較して大きくなる。

T=090 hr においては、正味の渦運動エネルギーが急速に増大し、それは最大で $100 \text{ (m}^2/\text{s}^2)$ 以上となる。正味の渦運動に対する寄与は、波数 1 成分がほとんどを占める。一方、波数 2 成分は減衰し、波数 3 成分が対流圏下層で成長している。更に波数 4, 5 の成分は、更に減衰する。

4.5.3 変形の強化と渦運動エネルギー

波数 4 以上の成分は、T=060 hr 以降において接線速度と動径速度共に領域全体で非常に小さくなる。変形が強化される半径 $80 \sim 160 \text{ km}$ においては、T=078 hr 以降は波数 3 以上の成分も小さくなる。この傾向は、T=084 hr、T=090 hr においても同様であり高周波成分は最盛期においてほとんど成長しないことが分かる。したがって、変形流れの支配的な領域は、高周波擾乱は急速にダンピングしていることが示唆される。

4.5.4 エンストロフィー

図 4.36 は、T=060hr における渦エンストロフィーの半径高度断面を示す。接線風と同様に、(a) は正味の渦エンストロフィー、(b) ~ (f) は波数 1 ~ 5 成分のエンストロフィーを示している。ここで渦エンストロフィーとは、渦位の非軸対称成分の 2 乗量を表した量である。また同様にして、T=078 hr について図 4.37、T=084 hr について図 4.38、T=090 hr について図 4.39 について示す。

渦エンストロフィーは、 $T=060$ hr においてアイウォールに沿った領域で大きく、また上層ほど大きい。高度 500 hPa より上層では、波数 1 のエンストロフィーが正味の渦エンストロフィーに対して大きな寄与がある。アイウォール領域の高度 400 hPa より下層では波数 2~4 成分の寄与が大きく、それらの最大強度は同程度である。接線速度や鉛直速度と異なり、波数 3~4 もトータルの渦成分に対して大きな寄与があり、波数 5 以上の成分は、アイウォール付近において高度 400 hPa 付近で大きく、半径 100 km より外側の領域においては渦エンストロフィーの大部分を構成する。

正味の渦エンストロフィーの最大強度は、 $T=078$ hr において $T=060$ hr と比較して約半分になる。そして波数 1 を除いて、全ての波数は $T=060$ hr に対して減衰する。それは、軸対称化したことを大きく支持している。波数 1 成分は、渦成分の大部分を説明しており、対流圏下層の半径 70 km より内側では波数 2 成分の寄与も大きい。

その後 $T=084$ hr において、半径 40~80 km の領域で渦が急速に成長する。渦成分の中で波数 2 成分が最も大きく、正味の渦エンストロフィーの大部分を説明している。波数 1 成分は、アイウォールの外側のエッジ (半径 80km 付近) において大きく、高度と共に外側に傾いている。また対流圏上層において、半径 80 km より内尾において渦成分を支配する。アイウォール領域においては波数 3, 4 成分も大きく、対流圏上層においては波数 5 以上の成分も支配的である。

$T=090$ hr において、正味の渦エンストロフィーの最大強度は同程度であるが、波数 1 成分が大きく成長し、また鉛直方向への振動が顕著になる。波数 2 成分は $T=084$ hr と比較して若干減衰するが、波数 3 成分は成長する。一方、波数 4 以上の減衰が目立っている。

4.6 渦ロスビー波に関する考察

台風コア領域は、アイウォール内部の非軸対称な降水分布やスパイラルバンドに伴う非軸対称な降水分布など、低周波成分の波動が気象レーダーなどからしばしば見ることができる。また、TC の通過時に生じる突発的な強風は、スパイラルバンドやアイウォール内部のメソ渦に起因すると考えられている。渦ロスビー波は、台風コア領域における低周波成分に関する波動である。台風コア領域における低周波の波動は、レーダーによる観測から見出されており、観測事実として知られている (e.g., Reasor et al 2001)。Corbosiero et al. (2006) は、レーダーを用いた実台風の降水分布の解析から、TC には渦ロスビー波を用いて説明できる波数 1 と 2 の活動があることを報告した。

Wang (2002a; 2002b) は高解像度数値実験を行い、渦ロスビー波はアイウォール内部に位置する最大接線風速半径付近で励起され、アイウォール領域において準定常的に存在し、波数 1 と波数 2 の活動が最も支配的であると指摘した。ここで準定常的に存在す

る波動であるならば、それは平均成分強化に対してほとんど寄与しないと考えられる。平均を強化するには、軸対称化することにより、渦のエネルギーを平均のエネルギーに変換することが必要となる。MK97 は順圧モデルを用いて、渦ロスビー波の活動による擾乱成分の軸対称化は、その領域の接線風速の強化に貢献することを示した。すなわちそれは、順圧過程のみでも TC の強化が生じ得ることを指摘しており、渦成分が周期的もしくは断続的に励起され、それが軸対称化することがあれば、連続的に平均成分を強化することは十分にあり得る。

また Schubert (1999) は、順圧モデルの結果から、順圧不安定条件を満たした環状渦位構造は、メソ渦に崩壊し、混合過程を通して中心ほど渦度が高くなる分布に遷移することを述べた。以上のように渦のマージと軸対称化は、台風強化に対して非常に重要な過程である。

しかし、RAINEX 観測 (Houze et al. 2006) に基づく超高解像モデルによる研究 (Judt and Chen 2010)、実台風事例の超高解像度モデルによる研究 (Nguyen et al. 2011) から、渦ロスビー波に伴う渦運動の作用は、必ずしも MK97 で指摘されたような接線風強化を起こさないことが明らかにされた。どちらも、水平格子間隔は最高 1~2 km 程度で、アイウォール半径においても高周波の波動を解像できる間隔である。

しかし、Reasor et al. (2009) は、観測に基づく細密データを用いて低周波成分は、台風の強度やその変化に対して大きな寄与があると指摘した。理想環境場を用いた数値実験から TC の渦ロスビー波は、存在しないか非常に弱い活動しかない可能性もされている。それゆえに、渦ロスビー波を代表とする TC コア領域の低周波波動が存在するか否かは、TC の重要な事項であり、TC の特徴を決定する大きな要因となり得る。この章では、NICAM で再現された TC0813 について、渦ロスビー波の存在を指摘し、その平均に対する貢献を議論する。

4.6.1 渦ロスビー波

TC0813 の半径 100 km より内部の領域は、順圧不安定化した $T=048$ hr 以降、順圧変換による平均成分から渦成分への運動エネルギー変換が卓越する。また高波数成分の活動度は、その領域において低波数成分として比較して非常に弱い。したがって、順圧変換によって生成された渦は、アイウォール内部において渦ロスビー波に伴う擾乱になると考えられる。故に、NICAM で再現された TC0813 の内部に渦ロスビー波が存在することが指摘され、NICAM はメソスケールの現象である渦ロスビー波を再現できる大循環モデルであると言える。

高渦位領域は、アイウォールに対応し、相当温位の水平勾配が急峻な領域でもあることを説明した。それ故、順圧不安定により生成された渦ロスビー波は、鉛直速度や相当温位と非常に良く結合していると考えられる。

RI 期間から最盛期の前半 ($T=060 \sim 078$ hr) における波数 1~4 の渦ロスビー波についてその水平構造を見る。図 4.40 に高度 850 hPa の渦位，鉛直速度，相当温位の波数 1 擾乱の水平構造，図 4.41 に同波数 2 擾乱の水平構造，図 4.42 に同波数 3 擾乱の水平構造，図 4.43 に同波数 4 擾乱の水平構造を示す。

波数 1 の渦位擾乱は，半径 70 km 以内の領域において， $T=066$ hr までは，鉛直速度擾乱，相当温位擾乱と必ずしも対応していない。ただし， $T=060$ hr において，渦位擾乱は半径 70 km より外側で，鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱と結合しているようである。 $T=072$ hr において，波数 1 渦位擾乱は，その領域において鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱と良い対応関係がある。 $T=078$ hr においては，波数 1 の渦位擾乱は，それらとの結びつきを更に強固にする。

波数 2 の渦位擾乱は，波数 1 のそれとは異なり全ての時刻において，波数 2 の鉛直速度擾乱と波数 2 の相当温位擾乱と非常に良い対応関係がある。波数 3，波数 4 も同様に，渦位と鉛直速度と相当温位はかなり良く対応している。特に RI の後半から最盛期の前半においては，波数 3 と波数 4 の擾乱が軸対称化していることが分かる。

高度 500 hPa において波数 2 の構造を見る。波数 2 の渦位擾乱は，下層と同様に全時刻において半径 50~100 km 以内の領域では，鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱と良く結合している。 $T=066$ hr から $T=072$ hr にかけて，半径 50 km より内部で中心へ向かって伝播する形状をしている。また， $T=066$ hr において，半径 50 km より外側で，渦位擾乱の動径方向の波数が増加するが，鉛直速度擾乱と相当温位擾乱は増加しない。

高度 400 hPa は， $T=060$ hr において，波数 4 成分の渦エントロフィーが大きい領域である。図 4.45 に高度 400 hPa の渦位擾乱，鉛直速度擾乱，相当温位擾乱の波数 4 成分の水平構造を示す。 $T=060$ hr において，半径 100 km 以内で，渦位擾乱は，鉛直速度擾乱と相当温位擾乱と非常に良い対応関係が認められる。 $T=072$ hr まで，その領域において，渦位擾乱が軸対称化するが， $T=060$ hr と同様に鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱とよい対応関係がある。鉛直速度擾乱は，半径 100 km より外側の領域において $T=066$ hr 以降，動径方向の波数が増加する。

渦ロスビー波は，順圧過程において渦位のみで定義されるが，波数 2~4 の成分は，鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱とかなり強固に結合していると言える。

4.6.2 渦ロスビー波による接線速度の強化

この小節では TC の内部領域で励起された渦ロスビー波が，軸対称平均接線風速の強化に対してどのように寄与するののかについて議論する。非粘性かつ順圧過程のみを考慮した渦角運動量 (接線運動) 方程式は以下で示される。

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\omega'v'}). \quad (4.6.1)$$

ここで、右辺第一項を EMFDH、第二項を EMFDV、左辺を EMFD とする。図 4.42 に高度 700 hPa における接線風速、渦位勾配と渦運動量フラックス収束 (EMFD) を示す。渦ロスビー波で説明される擾乱が、TC0813 の平均構造に対してどのように影響を与えるのかという問題について EMFD による収支を用いて議論する。TC0813 に伴う渦が著しく順圧不安定化した T=060hr から 6 時間毎に T=090hr まで示しているが、ここでは T=060 hr のみを説明する。高度 700 hPa は自由大気に位置し、地表摩擦の影響は小さいので順圧過程をするのに好都合である。また、航空機による観測がよく行われる高度でもある。

渦ロスビー波は、負の渦位勾配を復元力とする波であり、渦位勾配が負となる領域において外向きに伝播する性質を持ち、また渦位勾配が正となる領域は中心に向かって伝播する (e.g., MK97, McWilliams et al. 2003)。半径 60 ~ 100km 領域は、渦位勾配が大きな負を示しており、半径 100km で水平渦位勾配はほぼゼロとなる。半径 100km より外側の領域は、水平渦位勾配がほぼゼロであり、渦ロスビー波の活動は小さいと考えられる。したがって、渦ロスビー波は、水平方向には半径 100km 以内に存在しうる波で、半径 60 ~ 100km において外向きに伝播する。また、3 次元であるので鉛直方向に対しても伝播するが、半径 100km より外側の渦位は中心領域よりかなり小さいため、その領域の鉛直方向の伝播は非常に小さいと推察される。

TC0813 は、半径 60km 付近を境にして渦位勾配の符号が逆転しており、これまで議論してきた順圧不安定を更に支持する。EMFD は、負の渦位勾配が大きい領域で大きな正 (最大で 9.5 m/s per hour) を示しており、その領域において接線風速の強化に作用している。またその水平成分の EMFDH は、EMFD による接線風加速領域において外側 (半径 75 ~ 100 km) の強化を説明している。よって、その内側の EMFD による接線風強化は、EMFDV による強化、すなわち渦ロスビー波の鉛直伝播の存在を示唆している。水平渦位勾配の符号が変化する半径は、EMFDH が負となる領域に対応している。以上の議論から、渦ロスビー波が励起される領域において EMFDH は、渦を弱めるように作用していることが示唆される。したがって MK97 が指摘したように外向きに伝播することで、渦ロスビー波は EMFDH により不安定化領域の接線風速を弱化させ、また伝播領域の接線風速を強化させることが分かった。

4.6.3 渦ロスビー波の碎ける波と混合過程

TC において渦位生成は、アイウォール付近の特に雲の形成が著しい対流圏下層に集中するため、最盛期においてアイウォール付近に顕著な渦位ピークを形成する構造とな

ることが知られている。TC0813 に伴う渦位は、 $T=060$ hr (図 4.13) においてアイウォール付近に集中して分布するが、 $T=078$ hr (図 4.14) においては対流圏中層で渦位のピークが形成されている。そのことから、RI 期間において特に対流圏中層で渦位混合が生じたことが示唆される。

TC0813 の眼に対応する半径 50km より内部の領域は、 $T=066$ hr において EMFDH の正領域となり、EMFDH はその領域において接線風加速に作用している。また、EMFDV は無視できる程度であることが分かる。故に、順圧過程における眼の内部の接線風加速は、EMFDH により生じることがわかる。6 時間前の $T=060$ hr の分布と比較して接線風が加速している。渦ロスビー波は、渦位勾配が正の領域は中心に向かって伝播する。したがって、順圧不安定に起因して碎波した渦ロスビー波が中心方向へ伝播し、伝播領域の接線風が加速されたためであると考えられる。この接線風速に対応して、眼の内部において渦位が上昇する。

Kossin and Schubert (2001) は、この渦位混合は、急速な気圧低下を引き起こす原因となると指摘した。本研究においても、最大接線風の減速に逆行して約 5 hPa の中心気圧低下が生じており、彼らと同様の結果を得た。Schubert et al. (1999) は、環状構造の渦位は、順圧不安定の成長により、メソ渦に碎波し、それにより発生したメソ渦の渦位混合により中心ほど渦位が高くなるモノポール構造へ発展することを、非粘性の 2 次元順圧モデルを用いて明らかにした。Kossin and Eastin (2001) は、環状構造からモノポール構造へのレジームシフトを航空機による観測から明らかにした。そのレジームシフトに要した時間スケールは、Schubert et al. (1999) による順圧不安定 (6 ~ 12 時間) と比較してかなり短い。本研究において TC0813 は、順圧不安定が増幅 ($T=060$ hr) してから、混合過程により軸対称化が最も進行するまでに 6 ~ 18 時間を要している。したがって、順圧過程による渦位混合の時間と同スケールであることから、渦ロスビー波の増幅及び碎波が表現されていると言える。

現実台風では、アイウォール付近の渦位生成は継続して生じると考えられるため、常に環状構造を維持しようとするかも知れない。これは、眼とアイウォールとの空気の混合による順圧不安定の解消と同時に発生する順圧不安定の増幅に対する要因となり得る。また崩壊の仕方は、眼の内部における渦の強さと渦の環の幅に依存するため、更なる定量的な解析が要求される。

4.6.4 渦ロスビー波と渦エンストロフィー成長

順圧不安定化後、TC0813 は半径 100km より内部の領域で急速に渦位の軸対称度を大きくした。それは、渦ロスビー波に伴う擾乱の軸対称化によると考えられる (MK97)。軸対称化は、 $T=060$ hr から $T=078$ hr にかけて継続する。渦ロスビー波は、その期間において接線風の強化にどのように影響したかを、同様に EMFD を用いて議論する。

T=066hr においては，半径 35～100km の範囲は，顕著な負の渦位勾配を示す領域となる。EMFD の水平プロファイルは，ほぼ EMFDH のそれと一致しており EMFD による接線風加減速は，水平過程の貢献が大きい。渦位勾配との対応関係が 6 時間前とは異なり，渦位勾配の変曲点が半径 55 km に現れ，その外側の渦位勾配の負領域である半径 55～70km において，EMFD は大きな負を示す。またその領域は，最大接線風速半径より内側に位置する。したがって T=066hr において，EMFD は，最大接線風速より内側の非常に限られた範囲の接線風を弱める作用がある。最大接線風速半径の内部における接線風の弱化は，最大接線風速との接線風速差を大きくする。そのことは，最大接線風速半径のすぐ内側の渦度を強化する作用があることを示唆している。すなわち EMFD は，渦位の環状構造を強化し，順圧不安定を成長させる方向に振る舞っていることかも知れない。そのことをより明確にするためにエンストロフィーの成長率を用いて渦位強化を議論する。渦位を Q とすれば，水平渦フラックス収束のみによるエンストロフィー成長率 (Hodyss and Nolan 2008) は以下の式で定義される。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\overline{q'^2}}{2} \right) = -\frac{d\overline{Q}}{dr} \overline{q'u'}. \quad (4.6.2)$$

ここで， \overline{Q} は，平均構造の渦位， q' は渦位の非軸対称成分を表す。(4.6.2) 式から，どのような領域でエンストロフィーの渦成分が生成されているかを把握できる。図 4.47，図 4.48 に，T=060～090 hr におけるエンストロフィー成長速度 (GREns) と渦位の水平勾配の半径高度断面を 6 時間ごとに示す。

T=060 hr において高度 700 hPa の半径 55～70 km は，GREns の大きい領域であることが分かり，渦位擾乱を生成していることが分かる。その他の高度でも，アイウォールの領域において活発に渦位擾乱を生成していることが分かる。渦位擾乱の生成は，負の渦位勾配がピークに達する領域から，渦位勾配の符号が反転する領域の間で顕著である。このようにして，渦ロスビー波はアイウォール領域において励起されていることが示唆される。

T=072 hr の接線風速分布は，前後と比較して特徴的である。半径 75km 付近にピークがあるが，その外側の半径 110 km 付近にピークがもう 1 つある (図 4.46c)。渦位勾配も特徴的で，順圧不安定を支持する正の領域が半径 35～55km 付近にあり，半径 85～100 km 付近にもその程度は小さいが順圧不安定領域が見られる。外側の渦位勾配のピークは，外側の風速ピークの内側に位置する。EMFD は渦位勾配と逆のシグナルとなっており，T=060 hr と同様に EMFD は，負の渦位勾配負となる領域の接線風を加速させ，正の渦位勾配となる領域の接線風を減速させる作用がある。すなわち，EMFD は順圧不安定を減衰させようとしている。EMFDH は，半径 110 km より外側においても半径 170 km まで接線風加速を引き起こしている。そこは，負の渦位勾配の領域であり，渦ロス

ビー波が外向きに伝播可能な領域である。

時刻 $T=078$ hr は、TC0813 の軸対称度が最も高まった時刻である。半径 70km より内部の循環は、一直線に減少しており剛体回転に近いようである (図 4.46d)。半径 100 km より外側において渦位勾配はゼロを境に変動するが、その大きさは小さい。注目することは、 $T=066$ hr と同様に、半径 70 km 付近に位置する渦位勾配の負領域において EMFD による接線風の減速が生じていることである。つまり、順圧不安定の増幅が EMFD によって引き起こされている。

4.6.5 台湾への接近と渦ロスビー波

TC0813 は、 $T=084$ hr において顕著な順圧不安定領域を半径 30 ~ 60 km 付近に形成する (図 4.48d)。渦運動エネルギー、渦エントロフィーに最も寄与する成分は波数 2 であることがすでに述べた (図 4.30, 図 4.38)。ここで、 $T=084$ hr 以降における高度 700 hPa での波数 2 擾乱の特徴を説明する。図 4.49 は、高度 700 hPa の渦位、鉛直速度、相当温位擾乱の波数 2 成分を示している。図 4.38 で示唆されているように、 $T=084$ hr において半径 100 km より内部は、強い波数 2 成分の擾乱が卓越する。そのため、渦位の構造が楕円形になる (図 4.6)。渦位擾乱の波数 2 成分は、鉛直速度擾乱及び相当温位擾乱と非常に良く一致していることが分かる。この高度においては、 $T=102$ hr にかけて相当温位擾乱と非常に対応しており、 $T=096$ hr 以降は、半径 50 ~ 100 km にある擾乱は、中心に向かって時計回り方向のスパイラルバンド状の分布となる。すなわち、渦ロスビー波は中心に向かって伝播していることが分かる。

次に EMFD から渦ロスビー波は、接線運動をどのように変化させるのかについて把握する。半径 60 km 付近を境にして渦位勾配が反転する (図 4.46e)。その外側の半径 60 ~ 80 km の領域において EMFD は大きな正となる。また EMFD の正領域は、おおそ最大風速半径より内側にしており、その領域の接線風を加速させるように振る舞っている。それは、接線風速の水平勾配を強め、すなわち渦度を環状領域で強めることを意味する。 $T=090$ hr において、その傾向は更に強化される (図 4.46f)。つまり、TC0813 に生じた順圧不安定は、自らの順圧不安定を増幅させる作用がある。それは、順圧変換による平均から渦への流れに対抗し、順圧不安定を維持した要因かも知れない。一方で、最大接線風速半径に対応する 85 km 付近において、EMFD は接線風速を破壊する方向に作用する (図 4.46f)。その強度は、15 (m/s per hour) となり、以降の接線風減速を説明している。

TC0813 は最盛期以降、台湾に接近し、 $T=096$ hr には半径 200 km 以内、 $T=108$ hr には半径 100 km 以内に台湾を入れる (図 4.1b)。半径 200 km より外側に台湾が位置する $T=084$ hr から、対流圏下層において順圧変換を通した渦運動エネルギーの生成が活発になる (図 4.24, 4.25, 4.27b)。半径 100 km 以内の領域は、おおそ境界層の上部に

位置する高度 850 hPa では、 $T=090$ hr において回転運動が最大となり、それ以降は衰弱する (図 4.52a)。また $T=078$ hr 以降、下層のインフローが顕著に増加した (図 4.51e)。また、 $T=084$ hr において波数 2 型、 $T=090$ hr において波数 1 型の動径速度分布を示しており (図 4.5 参照)、動径速度はかなり大きい渦運動エネルギーを伴っていると推察できる。しかし $T=084$ hr において、渦運動エネルギーは、非回転成分より回転運動で大きい (図 4.30, 4.34)。以上のことから、平均成分から渦成分へ運動エネルギーを順圧的に変換し、その渦による運動が平均の回転運動を破壊し、その結果として回転運動が弱化する、という力学機構が台湾に接近する際に TC0813 に作用したと考えられる。TC の衰弱、すなわち低気圧性回転運動の弱化は、平均成分は平均成分を強化する作用があるので、順圧的に生成された渦の運動による回転運動の破壊が重要となる。平均成分による平均成分強化はおおよそ摩擦とバランスするが、インフローが十分に強ければ、平均絶対角運動量を摩擦により破壊される前に収束させ回転運動を強化することは可能である。そのメカニズムによる回転運動の強化に対して、渦運動による回転運動の破壊が勝り、TC0813 は衰弱を開始したと解釈できる。陸地は、順圧変換による渦運動エネルギーの生成を誘発することから、順圧不安定の要因と考えて良い。すなわち、陸地は順圧不安定から生じる渦ロスビー波のトリガーとなり、プロモーターでもあると言える。そのことは、下層において動径速度の渦運動エネルギーの増加に先行して、接線速度の渦運動エネルギーが増加したことからも言える。

4.7 傾度風平衡

傾度風平衡 (4.7.1) とは、気圧傾度力 (左辺)、コリオリ力 (右辺第一項) と遠心力 (右辺第二項) が釣り合った力学的平衡状態であり、それを満たす接線風を傾度風と呼ぶ。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = f\bar{v} + \frac{\bar{v}^2}{r}. \quad (4.7.1)$$

ここで、 Φ はジオポテンシャル、 f はコリオリパラメータ、 \bar{v} は接線速度 (1 次循環の強度)、 r は渦中心からの半径である。高解像度モデルで再現された最盛期の TC は傾度風平衡を超過するとの報告が、近年多数報告されている (e.g., Persing and Montgomery 2003; Bryan and Rotunno 2009a)。この節では、高解像度下の NICAM で再現された TC0813 についてその平衡度合いを議論する。傾度風は定常状態における風であるので、渦が定常状態に達した後で議論することが望ましい。しかし、TC0813 の場合、定常状態と言える状況にならない。そこで、最盛期全体で時間平均したものの構造を説明する。図 4.50 に最盛期の $T=072$ hr から $T=096$ hr で平均した TC0813 の構造を示す。(a) は接線速度と超傾度風の強度 (m/s)、(b) は傾度風 (m/s) と傾度風超過率 (%) を表し、また軸対称平均した (c) は動径速度 (m/s)、(d) は鉛直速度 (m/s)、(e) は相当温位 (K)、(f) は渦位

(PVU) を示す。

ここで傾度風超過率は以下の式で示される。

$$PAGW = 100 \times \frac{\bar{v} - V_{grad}}{V_{grad}}.(\%) \quad (4.7.2)$$

ここで、 V_{grad} (m/s) は傾度風平衡を満たす接線速度を意味している。

接線速度は最大で 65 (m/s) 程度で、傾度風平衡を満たす接線速度は 60 (m/s) 程度である。高度 700 hPa より下層の半径 50 ~ 150km の領域は超傾度風化しており、その強度は 5 (m/s) 程度である。傾度風超過率は、最大で 10 % 程度である。また、高度 150 ~ 300 hPa の半径 75 ~ 125km の領域も超傾度風化している。対流圏上層の超傾度風領域も、超過率は 10 % 程度である。最下層は、摩擦が作用するため、接線風速は減少する。図は省略するが、それは高度 925 hPa において傾度風に対して 15 % 程度弱い。

下層の超傾度風化領域は、インフローとアウトフローの境界付近に分布し、上層の超傾度風化領域は、アウトフローが外側ほど強くなる領域に位置する。

アイウォールに伴う上昇流は、高度 300 hPa 付近で最大となり 1.2 (m/s) 程度となる。また、アイウォールは相当温位に等値線に沿って分布する。眼の内部の上層の相当温位が低いのは、非常に乾燥しているためである。渦位は、アイウォールの内側に沿って高く、相当温位水平勾配が急峻な領域に対応する。1 (PVU) 以上の領域は、対流圏中層において、下層や上層より外側に広がっている。したがって渦ロスビー波は、対流圏中層ほど外側に伝播できることを意味する。

4.7.1 超傾度風化に関係する量

図 4.51 は、(a) 高度 850 hPa の水平渦位勾配 (PVU/km), (b) 高度 850 hPa の水平相当温位勾配 (K/km), (c) 高度 925 hPa の相対湿度 (%), (d) 接線風の鉛直シア (m/s), (e) 高度 850 hPa の動径速度 (m/s), (f) 高度 850 hPa の軸対称度を示す。

最盛期において、渦位の水平勾配が強化され、それと同時に相当温位の水平勾配が強化されている。下層の相対湿度は、その領域においては 90 % 程度であり、眼の領域は $T=060\text{hr}$ 以降、僅かに乾燥していることを示している。この期間に相当温位が著しく上昇しているが、それは湿ったからではなく、一定の温位の上昇が原因であることが分かる。しかし、相対湿度の減少は僅かであることから温位の上昇に伴い、水蒸気量も増えていると考えられる。

超傾度風が強い領域は、鉛直シアの大きい領域に対応している。また、最盛期において、半径 60 km より外側の領域でインフローが強化されており、インフローが強化されるにつれて超傾度風が強化されている。したがって、そのインフローは渦の超傾度風

化に関係していると考えられ、そのインフローがどのようなメカニズムで強化されるかということは、今後検討すべき課題である。

軸対称度と超傾度風は、大きく関係しているようである。T=060 hr における超傾度風化は、非軸対称から軸対称へ遷移する時に生じ、一方最盛期における超傾度風化は、軸対称から非軸対称へ遷移する時に生じている。つまり、系の軸対称性が著しく変化する時に超傾度風化が生じているようである。故に、最盛期における超傾度風化には渦成分が大きく関与していることが示唆される。

4.7.2 超傾度風化に対する渦の役割

4.7.1 節において、超傾度風化に対する渦成分の寄与が示唆された。したがって、本小節では渦成分と超傾度風との関係を説明し、その事について考察を行う。図 4.52 は、高度 850 hPa における (a) 接線速度 (m/s)、(b) 超傾度風の強度 (m/s)、(c) 順圧変換を示しており、(d) ~ (f) は渦角運動量フラックス (4.6.1) 式の各項を示す。また、高度 700 hPa における同要素を図 4.53、高度 500 hPa における同要素を図 4.54、高度 250 hPa における同要素を図 4.55 に示している。

高度 850 hPa において、半径 40 ~ 120 km の領域はほぼ全てで超傾度風化する。T=096 hr には、最大で 9 (m/s) となり、最大で傾度風に対して 15 % 程度の超過が生じる。半径 40 ~ 70 km の領域は、RI 期間以降、順圧変換を経由した渦運動エネルギーの生成領域となる。その領域は、渦角運動量フラックス収束による接線風加速領域に対応する。水平収束 (e) と鉛直収束 (f) とを比較すると水平収束の方が寄与が大きい。すなわち、水平渦角運動量フラックス収束は、接線風を加速させるため、超傾度風化に寄与していると考えられる。その渦運動は、順圧不安定に伴う平均成分から渦成分へのエネルギー変換により生成される。また接線風加速領域は、およそアイウォールの内縁付近に一致する。

同様に高度 700 hPa について考察する。この高度では、半径 50 km 付近で局所的に亜傾度風化する。また、半径 60 km より外側では、広い範囲で超傾度風化し、特に T=060 hr においてはアイウォール付近 T=078hr 以降においては半径 70km より外側で超傾度風化が著しい。半径 65 ~ 85 km の領域は、順圧変換を通した渦運動エネルギーの生成領域となり、その外側と内側の領域では、平均運動エネルギーの生成領域となる。高度 850 hPa と同様に、半径 90 km 以内の超傾度風化領域は、渦角運動量フラックス発散による接線風の加速域に対応している。また、亜傾度風化領域は、およそ水平発散によって接線速度が破壊される領域に対応している。

5 議論

この章では、得た結果を基に TC0813 の強化機構と、それに対する平均成分と渦成分の寄与に関して議論を行う。

5.1 TC0813 の強化メカニズム

5.1.1 System-Scale Intensification

NICAM を用いて再現された TC0813 の動径速度と鉛直速度の分布は、かなり非軸対称であった。しかし、強化メカニズムは概ね TC0813 自身の平均運動によりほぼ説明可能であり、渦成分の効果はむしろ TC を弱める方向にあった。

CISK や SSI メカニズムで説明される 1 次循環の強化は、境界層及び自由大気下層における絶対角運動量収束により生じる。

本研究の事例では、VHTs やスパイラルレインバンドが主として台風の強化メカニズムを駆動し、アイウォールに伴う上昇流域が完全に環状なるのは、最盛期になってからであった。

VHTs やスパイラルレインバンドは、台風中心の近くに形成され非常に強い上昇速度を伴う。そのため、VHTs の存在する半径において VHTs 以外の領域が下降流であっても、軸対称平均した際に環状の上昇流領域と非断熱加熱領域が出現することは十分にあり得る。そのことは、VHTs の効果と見るか、平均成分と見るかによって意見は分かれるだろうが強い上昇流は局所的であっても、アイウォールと同等の効果を持つことを意味する。台風中心に対してある半径でアイウォールと同等の効果を持つ現象は、アイウォールと形成後の TC と同様のメカニズムで下層のインフロー領域で絶対角運動量の収束を誘発し、その結果として接線速度の強化を引き起こすと考えられる。また、そのメカニズムによる 1 次循環の強化は、背景の基本場が低気圧性循環であることとを前提としている。スパイラルレインバンドに対しても、同様の説明が可能である。

TC0813 は、VHTs の併合が生じ TC 中心に渦度コアが形成された後、RI が生じ急速にその構造が成長した。TC0813 の軸対称論的な発達経過は、Fudeyasu et al. (2010a, 2010b) と同様であり、すなわち SSI で説明できる。RI もレインバンドが主として重要な役割を果たしたことから、渦成分に対する更なる議論が必要であると考えられる。VHTs やスパイラルレインバンドは、TC の平均成分に貢献しているが、背景場の TC とは別のシステムと捉えることもできる。台風を平均成分と渦成分に分解するのではなく、VHTs やスパイラルバンドの領域とそれ以外に区別して収支解析を行えばそれらに起因する TC の強化を更に具体化できると考えられる。中心気圧の深まりが弱い台風に対して、その解析は有用であると考えられる。

5.1.2 最盛期における風速強化と WISHE

TC0813 は、RI に先行して、眼の領域の対流圏下層で相当温位が上昇し中心近くに領域は対流不安定な状態となった。RI 駆動するメカニズムの 1 つとして、WISHE が考えられている。本研究で再現された TC0813 は、対流不安定な領域で対流が発生し、その結果としてアイウォールを形成することで台風が強化されるというよりは、むしろスパイラルバンドが環状に組織してアイウォールを形成することで TC の構造を組織した。また、最大接線風速半径は、最も内側にあるときでも半径 70 km であり、かなり眼が大きい台風となった。したがって、対流不安定であっても顕著な対流は生じなかったと考えられ、ここでその原因を議論する。眼の領域は、対流不安定であってもほぼ全体で下降流が卓越し、その結果として上昇流が抑制されたことが考えられる。また、本研究で用いた 7km という水平解像度では、再現される最も小さい現象は 20km 規模でありそもそも中心から半径 50 km 以内に複数の激しい積雲対流 (高波数擾乱) を再現することは困難である。

しかし、TC0813 は最盛期以降において、気圧低下と比較して著しく風速が強化された。その際に、眼の領域における急速な相当温位上昇、その結果とした相当温位勾配、接線速度の鉛直シアーが急速に強化されており、WISHE メカニズムを示唆する強化が見られた。気圧低下に対して著しい風速の強化は WISHE メカニズムにより説明が可能かも知れない。どのようにして WISHE メカニズム が駆動される状態となったかについては、以下の 5.2 節で議論する。

5.1.3 渦ロスビー波による TC の強化

TC0813 は RI 期間以降、順圧不安定となり、アイウォールにおいて渦ロスビー波の活動が見られた。渦成分は、軸対称化することで、その領域の平均成分を強化する (MK97)。しかし、近年の高解像度モデルを用いた数値実験において、アイウォール及びそれより外側の領域において MK97 で説明されたような平均成分の強化は生じないという報告が散見される (e.g., Judt and Chen 2010, Nguyen et al. 2011)。

高度 700 hPa において、以下で説明する特徴的な渦成分による平均強化が見られた。その高度では、RI 期間にアイウォール内部、特に接線風速が最大となる領域において MK97 で説明されるような接線風の加速がある。また最盛期以降は、最大接線風速半径の内側で、渦ロスビー波による接線風加速が生じた。すなわち、その高度に限っては、MK97 の理論により平均成分の強化の一部を説明できる。本研究は、アイウォールのより内部の領域において渦成分による強化が認められことを説明した。それに対しては、2 つの原因が考えられる。1 つ目は、MK97 は 2 次元であり、本研究は 3 次元であることに起因するものである。3 次元においては鉛直収束も許されることから、鉛直方向に渦

運動の逃げ道がある。よって渦運動は、平均成分を水平方向ではなく、鉛直方向にも強化することは可能である。本研究の事例では、RI 期間において高度 250 hPa で顕著な鉛直発散による接線風の強化が認められ、接線速度は鉛直方向に対して強化されることを示唆している。2 つ目は、平均と渦との相互作用である。TC0813 は、軸対称化と非軸対称化を繰り返していた。非軸対称化する時は、順圧変換を通して平均成分から渦成分へエネルギーが変換される。すなわち渦成分は、軸対称化することで平均接線風を加速させても、次に生じる非軸対称化に伴い平均成分からエネルギーを得る。これは、正味では接線風速の加速が生じないことを意味する。そもそも、定常的に渦ロスビー波が台風コア域に存在するためには、平均成分から渦成分への変換が卓越する必要があると考えられる。

5.2 渦ロスビー波と傾度風平衡

アイウォールの内縁(半径 50km 付近)に沿って、亜傾度風領域が見られる。アイウォール内縁の亜傾度風領域の順圧変換は正であり、擾乱から平均へのエネルギー流れとなっている。しかし EMFDH は、その領域において負を示しており、接線風を減速させている。したがって順圧変換で生成された平均のエネルギーは、渦運動によって相殺されていることを意味する。

アイウォール領域は超傾度風を記録し、特に $T=072\text{hr}$ 以降、超傾度風化が著しい。その領域の順圧変換は負であるので、平均から擾乱へのエネルギー流れである。EMFDH は、 $T=072 \sim 084\text{hr}$ の間においては半径 60 ~ 90 km の領域で接線風加速を示しており、超傾度風化に一定の寄与があると考えられる。また、 $T=084 \sim 102\text{hr}$ にかけて半径 70km 付近で超傾度風化が著しい。その領域において EMFDH は接線風加速に寄与しており、擾乱は平均渦の超傾度風化に貢献していることが分かる。

$T=072\text{hr}$ 以降は、気圧の深まりに対して、局所領域における風速の強化が著しい。その一部は、擾乱の効果によるものであることが分かった。 $T=072\text{hr}$ までは、EMFDH は必ずしも超傾度風化に寄与していない。これは、風速の強化と気圧の変化が共鳴、もしくは気圧の変化が先行しているためと考えられる。つまり、風速が傾度風調節されている。

非軸対称擾乱は、最盛期にアイウォール内部の接線風を加速させている。これは MK97 で言及されたような軸対称化による最大接線風速半径より外側の接線風加速では説明できない。本研究において渦ロスビー波は、アイウォールにトラップされる波動である。また、渦ロスビー波は渦角運動量フラックス収束によりアイウォール内部の循環を強化する作用があった。ここで、その TC に対する役割を考える。アイウォールに沿った環状領域で 1 次循環が強化されると、アイウォールと眼との間の風速シアが強化され、

その結果として渦位が環状領域で生成され、順圧不安定を更に増幅し、ますます非軸対称擾乱が発生するというフィードバックが働くと考えられる。最盛期において、非軸対称擾乱はそのフィードバックを発生させることで、平均循環による平均循環の著しい強化を抑制するのではないかと考えられる。しかし、渦ロスビー波はアイウォール内でトラップされ、アイウォールの循環を強化させる作用がある。渦ロスビー波は、対流圏下層において相当温位擾乱と結合した波動でもある。したがって、相当温位も角運動量と同様の変動をすることが考えられる。眼の内部の高相当温位空気がアイウォールの空気との混合作用により、アイウォールの内側領域まで高相当温位空気に満たされるようになり、対流圏下層でアイウォール外側との相当温位差が大きくなる。それを解釈すると、最盛期の超傾度風化を伴う接線風加速は E86 の WISHE メカニズムによる強化と捉えることができる。しかし、平均渦がバランス状態以上に強化されたため非軸対称擾乱が生じた、非軸対称擾乱に伴う運動量源が平均 2 次循環を強化させたため著しく平均渦が強化された、という解釈も可能であり、原因を特定することは非常に難しい。筆者は、それらは同時に発生するものであると考えている。

次に、非軸対称擾乱がどの程度、超傾度風化を説明できるかを検討する。Bryan and Rotunno (2009b) は、眼の内部における大気と地表面との間の熱のやりとり、すなわち相当温位上昇の効果によりアイウォールの風速を約 3 (m/s) 強化させることを示した。TC0813 の、超傾度風は 2~8 (m/s) 程度であり、最盛期で時間平均したものであるが、傾度風に対する超過率は 5~10 % 程度であった。したがって、眼とアイウォールとの間で生じた非軸対称擾乱の運動は、超傾度風の要因に十分なり得ると考えられ、特に超傾度風領域の眼に近い側については、最大で超傾度風の 50 % 程度説明できる可能性がある。TC の超傾度風化は、近年の研究で頻繁に報告されている。Persing and Montgomery (2003) は、最大で 10 % 程度の超傾度風化を示した。Zhang et al. (2001) は、ほぼ傾度風平衡を満たすが、最大で 10 % 以下ではあるがアイウォールの下部において傾度風を超過することを示した。したがって、本研究で再現された程度の傾度風超過は、良く見られる現象である。本研究において、TC0813 の超傾度風化の要因の一つに非軸対称成分の運動があったことは事実である。Smith et al. (2008) は、超傾度風化の要因の 1 つとして、VHTs を挙げている。したがって、低波数の非軸対称擾乱は、最盛期の TC の強度や構造に対して大きく影響する。

5.3 内部コア領域に見られた周期的な変動

RI 期間の初めにおいて、TC 内部コア領域の非軸対称化が表現された。TC の強化過程は、軸対称フェーズと非軸対称フェーズがあり、それが短時間スケールで振動することが近年の研究により明らかになってきた (Nguyen et al. 2011)。Nguyen et al. (2011)

は、その変動に対して順圧対流不安定による渦の生成とその軸対称化を提唱した。

Fudeyasu et al. (2010a, 2010b) の事例では、台風コアの非軸対称化は、衰弱を示した。本研究でも、発達期間中にコア域の非軸対称化が生じたが、それは最も中心気圧が低下した時間帯に顕著に生じた。すなわち、コア域の非軸対称化は、台風の衰弱に必ずしも直結しない。その理由として以下の2つが考えられる。

1つは、台風の内部力学でコア渦度の非軸対称化が生じたのではなく、スパイラルレインバンドの強化や、アイウォール内部に発生した VHTs などによって非軸対称が生じたということである。他方は、平均成分による自身の強化が内部力学による渦の弱화에勝ったことということである。

TC0813 は、非軸対称化した期間において順圧不安定による渦の生成が卓越していた。また、不安定化に先んじて眼の領域は対流不安定となっていた。それらから、Nguyen et al. (2011) で提唱された順圧対流不安定による渦の生成により、TC0813 の非軸対称化は生じたと説明できる。つまり、非軸対称化を伴う台風の強化は、内部力学による衰弱に平均もしくは生成された渦による平均の強化が勝ったためであると考えられる。ここで、VHTs やスパイラルバンドは平均成分を強化することは可能であり、一概に衰弱に寄与するとは言えない。

6 結論

本研究は、全球雲解像モデル NICAM を用いて現実的に再現された台風事例について、軸対称成分と非軸対称成分の発展に焦点を当てて、力学的バランスや力学的不安定に関する解析を行い、台風の強化機構について検証したものである。この章では今後、軸対称平均成分を平均成分、非軸対称成分を渦成分と呼ぶ。本研究が対象とした台風は、2008 年の台風 13 号 (TC0813) であり、RI 期間を経て、最低中心気圧が 935 hPa の非常に強い強度まで発達したものであった。再現された TC0813 はライフサイクル全体で渦成分による寄与があり、渦成分による平均成分の強化も無視できないことが明らかになった。以下に、本研究の結論をできるだけ詳しく簡潔にまとめる。

TC0813 は、平均成分が平均成分を加速する期間、すなわち RI 期間を伴う。再現された TC0813 の、最大気圧降下量は、12 時間 ($T=048 \sim 060\text{hr}$) では 21 hPa、24 時間 ($T=048 \sim 072\text{hr}$) では 34 hPa であった。全体として、最大接線風速半径が中心からやや遠い位置に表現される傾向があったが、発達速度や発達の度合いは良く再現された。平均 1 次循環の強化は、RI 期間より以前の VHTs が駆動する強化と、著しい気圧低下を伴う RI 期間の強化、気圧低下をほとんど伴わない最盛期の強化の 3 つに分類できる。全般的な TC0813 の強化メカニズムは、Montgomery et al. (2006) や Fudeyasu et al. (2010) で指摘された SSI により説明できる。

TC0813 について平均 1 次循環の傾度風平衡に対する度合と、渦成分に関して渦ロスビー波の検証を行い、その平均に対する寄与を明らかにした。NICAM で再現された TC に対する渦ロスビー波の研究は、本研究が初めてである。RI 期以降、低波数の渦位擾乱で定義される渦ロスビー波が TC0813 のアイウォール領域で卓越した。それは RI 期以降、対流圏下層において、順圧不安定を示唆する渦位勾配の逆転領域がアイウォール内縁に沿って形成され、順圧変換を経由した平均成分から渦成分への運動エネルギー変換が卓越し、渦成分の運動エネルギー、エンストロフィーの供給が卓越したためである。つまり、TC0813 に伴う渦が順圧不安定となったためである。また高周波成分は、最盛期以降において変形流れが卓越し Rapid Filamentation Zone (e.g., Rozoff et al. 2006) の形成に伴って急速に減衰する。そのため、低周波成分が目立つようになる。

また、平均 1 次循環は順圧不安定が顕在化した RI 期以降、アイウォール下層において超傾度風状態となり、特に最盛期以降、著しく超傾度風化した。傾度風平衡に対する超過率は、5 ~ 10 % 程度であった。渦ロスビー波は、TC0813 の最盛期において、アイウォール内部で渦角運動量フラックスを収束させることで、平均 1 次循環の超傾度風化に貢献することが分かった。また、渦ロスビー波は対流圏下層において相当温位擾乱と非常に強く結合しており、WISHE メカニズム (e.g., Emanuel 1986, Montgomery and Smith 2011) を介すれば、平均接線速度の強化に大きく寄与し得ることが分かった。TC0813 の

眼とアイウォールの領域では、最盛期において、高度 925hPa で相当温位の上昇、高相当温位領域の拡大、対流圏下層において相当温位の勾配の強化、順圧不安定の増幅が生じており、そのメカニズム支持できる要素が多い。そのメカニズムを介した平均 1 次循環の強化に対しては、眼とアイウォールとの間で生じる空気の混合が関与していると考えられ、順圧不安定により生成した渦成分が重要となる。眼の空気とアイウォールの空気の混合は、TC 内部に生じる順圧不安定の増幅に関係した現象で、TC の強度・構造変化に対して非常に重要となる (e.g., Schubert et al. 1999, Hendricks et al. 2009)。

ここまで TC の内部コア領域における渦成分の役割を説明してきた。アイウォール領域の低波数擾乱の活動は、観測やレーダー解析からしばしば確認され、渦ロスビー波の特徴を有していることも明らかにされている。渦ロスビー波は、環境場の鉛直シアーやラージスケールの気圧配置と非常に強く結合すると指摘されている。それらの検証については、今後の研究課題としたい。

本研究は、6 時間間隔のアウトプットを解析したものであり、それより短い時間スケールの現象は把握できない。TC0813 は、RI 期間以前の初期発達期において VHTs の併合に伴い軸対称性を強化し、最も気圧の低下が著しかった RI 期間の前半において、非軸対称性を強化した。VHTs や渦ロスビー波などの渦成分の役割をより細密に検証するには、15 ~ 30 分間隔程度のアウトプットが要求される。時間解像度の高い再現実験を行い、それを検証することは、今後の研究課題である。超傾度風化に関しては、境界層の物理スキームに大きく依存することが、近年の研究によって明らかになった (e.g., Smith and Thomsen 2010)。特に、地表面との交換係数に大きく依存することが明らかになった。したがって、TC の構造や強度は境界層スキームにより大きく異なると考えられる。NICAM においても同様に、境界層物理スキームのアンサンブル実験を行う必要がある。同様に雲微物理スキームは、レインバンドの形成、TC の構造、特に TC の規模に対して大きなインパクトがあるとの指摘がある (e.g., Wang 2009)。このように、モデルを用いた TC の研究は、物理過程による大きな不確実性を考慮する必要がある。TC は、非常に複雑な現象であるので、本研究はその一端に触れたに過ぎず、今後研究を積み重ねていく必要がある。

謝辞

本研究を遂行するにあたり指導教員である筑波大学計算科学研究センター田中博教授には、終始適切で親切なご指導を頂きました。また、東京大学大気海洋研究所の佐藤正樹准教授には、とても有用なアドバイスを頂きました。この場をお借りして心から感謝の意を表します。

筑波大学計算科学研究センター研究員の寺崎康児氏、また大循環ゼミに所属する皆様から適切なアドバイスを頂きました。また、同大学生命環境科学研究科林陽生教授、上野健一准教授、植田宏昭准教授、日下博幸准教授、若月泰孝助教から中間発表、最終発表および院ゼミの場で貴重なご意見を頂きました。その他、筑波大学大気科学分野の皆様からも院ゼミ等で貴重な指摘を頂きました。修士論文を共に進めた M2 の皆様は、時として良き相談相手となって頂きました。また、家族の皆様からは研究を行う環境を最大限提供して頂きました。気象学会などの発表会を通して、多くの研究者の皆様から貴重なご意見を頂きました。本論文は、以上の皆様の多大な支援により成されました。ここで、心より感謝の意を表します。

参考文献

- Bolton, D., 1980: The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1046-1053.
- Bryan, G., and R. Rotunno, 2009a: Evaluation of an analytical model for the maximum intensity of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 3042-3060.
- Bryan, G., and R. Rotunno, 2009b: The influence of near-surface, high-entropy air in hurricane eyes on maximum hurricane intensity. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 148-158.
- Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68-75.
- Chen, Y., and M. K. Yau, 2001: Spiral bands in a simulated hurricane. Part I: Vortex Rossby wave verification. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2128-2145.
- Corbosiero, K. L., J. Morinari, A. R. Aiyyer, and M. L. Black, 2006: The structure and evolution of Hurricane Elena (1985). Part II: Convective asymmetries and evidence for vortex Rossby waves. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 3073-3091.
- Davis, C. A., and L. F. Bosart, 2001: Numerical simulation of the genesis of hurricane Diana (1984) Part I: Control simulation. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1859-1881.
- Didlake, A. C., and R. A. House, 2011: Kinematics of the secondary eyewall observed in Hurricane Rita (2005). *J. Atmos. Sci.*, **68**, 1620-1636.
- Eliassen, A., 1951: Slow thermally or frictional controlled meridional circulation in a circular vortex. *Astrophys. Norv.*, **5**, 19-60.
- Emanuel, K., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclone. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585-604.
- Emanuel, K., 1988: The maximum intensity of hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1143-1155.
- Enagonio, J., and M. T. Montgomery, 2001: Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex-Rossby waves in a shallow water primitive equation model. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 685-705.
- Fudeyasu, H., Y. Wang, M. Satoh, T. Nasuno, H. Miura, and Y. Yanase, 2008: Global cloud-system-resolving model NICAM successfully simulated the lifecycles of two real tropical cyclones. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L22808, doi:10.1029/2008GL036003.
- Fudeyasu, H., Y. Wang, M. Satoh, T. Nasuno, H. Miura, and Y. Yanase, 2010a: Multiscale interactions in the life cycle of a tropical cyclone simulated in a global-cloud-resolving model. Part I: Large-scale and storm-scale evolutions. 2010, *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4285-4304.
- Fudeyasu, H., Y. Wang, M. Satoh, T. Nasuno, H. Miura, and Y. Yanase, 2010a: Multiscale interactions in the life cycle of a tropical cyclone simulated in a global-cloud-resolving model. Part II: System-scale and mesoscale processes. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 4305-4327.

- Grabowski, W. W., 1998: Toward cloud resolving modeling of large-scale tropical circulations: A simple cloud microphysics parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3283-3298.
- Guimond, S. R., G. M. Heymsfield, and F. J. Turk, 2010: Multiscale observations of Hurricane Dennis (2005): The effect of hot towers on rapid intensification. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 633-654.
- Guinn, T. A., and W. H. Schubert, 1993: Hurricane spiral bands. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3380-3403.
- Hence, D. A., and R. A. Houze, 2008: Kinematic structure of convective-scale elements in the rainbands of Hurricane Katrina and Rita (2005). *J. Geophys. Res.*, **113**, doi:10.1029/2007JD009429.
- Hendricks, E. A., M. T. Montgomery, and C. A. Davis, 2004: The role of "Vortical" hot towers in the formation of tropical cyclone Diana (1984). *J. Atmos. Sci.*, **61**, 1209-1232.
- Hendricks, E. A., M. S. Peng, B. Fu, and T. Li, 2010: Quantifying environmental control on tropical cyclone intensity change. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 3243-3271.
- Hodyss, D., and D. S. Nolan, 2008: The Rossby-inertia-buoyancy instability in baroclinic vortices. *Phys. Fluid.*, **20**, 096602.
- Houze, R. A. Jr., and Coauthors, 2006: The hurricane rainband and intensity change experiment: observations and modeling of Hurricane Katrina, Ophelia, and Rita. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **87**, 1503-1521.
- Judt, F., and S. S. Chen, 2010: Convectively generated potential vorticity in rainbands and formation of the secondary eyewall on Hurricane Rita of 2005. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3581-3599.
- Houze, R. A. Jr., W. C. Lee, and M. M. Bell, 2009: Convective contribution to the genesis of Hurricane Ophelia (2005). *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2778-2800.
- Kaplan, J., and M. DeMaria, 2003: Large-scale characteristics of rapidly intensifying tropical cyclones in the North Atlantic basin. *Wea. Forecasting*, **18**, 1093-1108.
- Kieu, C. Q., and D. L. Zhang, 2008: Genesis of Tropical storm Eugene(2005) from merging vortices associated with ICTZ breakdowns. PART I: Observation and modeling analyses. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 3419-3439.
- Kossin, J. P., and M. D. Eastin, 2001: Two distinct regimes in the kinematic and thermodynamic structure of the hurricane eye and eyewall. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1079-1090.
- Kossin, J. P., and W. H. Schubert, 2001: Mesovortices, polygonal flow patterns, and rapid pressure falls in hurricane-like vortices. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 2196-2209.
- Kwon, Y. C., and W. M. Frank, 2005: Dynamic instabilities of simulated hurricane-like vortices and their impacts on the core structure of hurricanes. Part I: Dry experiments. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3955-3973.

- Kwon., Y. C., and W. M. Frank, 2008: Dynamic instabilities of simulated hurricane-like vortices and their impacts on the core structure of hurricanes. Part II: Moist experiments. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 106-122.
- McWilliams, J. C., L. P. Graves, and M. T. Montgomery, 2003: A formal theory for vortex Rossby waves and vortex evolution. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **97**, 275-309.
- Möller, J. D., and M. T. Montgomery, 2000: Tropical cyclone evolution via potential vorticity anomalies in a three-dimensional balance model. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3366-3387.
- Montgomery, M. T., and 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.*, **125**, 435-465.
- Montgomery, M. T., and J. Enagonio, 1998: Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby waves in a three-dimensional quasigeostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3176-3207.
- Montgomery, M. T., M. E. Nicholls, T. A. Cram, and A. B. Saunders, 2006: A Vortical hot tower route to tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 355-386.
- Montgomery, M. T., R. K. Smith, and S. V. Nguyen, 2010: Sensitivity of tropical cyclone models to the surface exchange coefficients. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 1945-1953.
- Montgomery, M. T., and R. K. Smith, 2011: Paradigms for tropical-cyclone intensification. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **137**, 1-31.
- Nakanishi, M., and H. Niino, 2004: An improved Mellor-Yamada Level-3 model with condensation physics: its design and verification. *Boundary-Layer Meteorol.*, **112**, 1-31.
- Nguyen, C. M., M. J. Reeder, N. E. Davidson, R. K. Smith and M. T. Montgomery, 2011: Inner-core vacillation cycles during the intensification of Hurricane Katrina. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **137**, 829-844.
- Nolan, D. S., and M. T. Montgomery, 2002: Nonhydrostatic, three-dimensional perturbations to balanced, hurricane-like vortices. Part I: Linearized formulation, stability, and evolution. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 2989-3020.
- Okubo, A., 1970: Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularity such as convergences. *Deep-Sea. Res.*, **17**, 445-454.
- Persing, J., and M. T. Montgomery, 2003: Hurricane Superintensity. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 2349-2371.
- Reasor, P. D., M. T. Montgomery, F. D. Marks Jr., and J. F. Gamache, 2000: Low-wavenumber structure and evolution of the hurricane inner core observed by airborne dual-Doppler radar. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1653-1680.

- Reasor, P. D., M. D. Eastin, and J. F. Gamache, 2009: Rapidly intensifying Hurricane Guillermo (1997). Part I: Low-wavenumber structure and evolution. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 603-631.
- Rozoff, C. M., W. H. Schubert, B. D. McNoldy, and J. P. Kossin, 2006: Rapid filamentation zones in intense tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 325-340.
- Satoh, M., T. Matsuno, H. Tomita, T. Nasuno, and S. Iga, 2008: Nonhydrostatic icosahedral atmospheric model (NICAM) for global cloud resolving simulation. *J. Comput. Phys.*, **227**, 3486-3514.
- Schechter, D. A., and M. T. Montgomery, 2007: Waves in a cloudy vortex. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 314-337.
- Schubert, W. H., M. T. Montgomery, R. K. Taft, T. A. Guinn, S. R. Fulton, J. P. Kossin, and J. P. Edwards, 1999: Polygonal eyewalls, asymmetric eye contraction, and potential vorticity mixing in hurricane. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1197-1223.
- Smith, R. K., M. T. Montgomery, and N. V. Sang, 2009: Tropical cyclone spin-up revisited. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **135**, 1321-1335.
- Smith, R. K., and G. L. Thomsen, 2010: Dependence of tropical-cyclone intensification on the boundary-layer representation in a numerical model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 1671-1685.
- Terwey, W. D., and M. T. Montgomery, 2008: Secondary eyewall formation in two idealised, full-physics modeled hurricanes. *J. Geophys. Res.*, **113**, D12112, doi:10.1029/2007JD008897.
- Tory, K. J., M. T. Montgomery, and N. E. Davidson, 2006a: Prediction and diagnosis of tropical cyclone formation in an NWP system. Part I: The critical role of vortex enhancement in deep convection. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3077-3089.
- Tory, K. J., M. T. Montgomery, N. E. Davidson, and J. D. Kepert, 2006b: Prediction and diagnosis of tropical cyclone formation in an NWP system. Part II: A diagnosis of tropical cyclone Chris formation. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3091-3113.
- Wang, Y., 2002a: Vortex Rossby wave in a numerically simulated tropical cyclone. Part I: Overall structure, potential vorticity, and kinetic energy budgets. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1213-1238.
- Wang, Y., 2002b: Vortex Rossby wave in a numerically simulated tropical cyclone. Part II: The role in tropical cyclone structure and intensity changes. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1239-1262.
- Wang, Y., 2008: Rapid filamentation zone in a numerically simulated tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1158-1181.
- Wang, Y., 2009: How do outer spiral rainbands affect tropical cyclone structure and intensity? *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1250-1273.

- Weiss, J., 1991: The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, **48**, 273-294.
- Willoughby, H. E., J. A. Clos, and M. G. Shoreibah, 1982: Concentric eyewalls, secondary wind maxima, and the evolution of the hurricane vortex. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 395-411.
- Willoughby, H. E., 1990: Gradient balance in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 265-274.
- Willoughby, H. E., 1998: Tropical cyclone eye thermodynamics. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 3053-3066.
- Wu, C. C., Y. H. Huang, and G. Y. Lien, 2011: Concentric eyewall formation in typhoon Sinlaku (2008). Part I: Assimilation of T-PARC data based on the ensemble Kalman filter (EnKF). *Mon. Wea. Rev.*, in-press.
- Zhang, D. L., Y. Liu, and M. K. Yau, 2001: A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part IV: Unbalanced flows. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 92-107.
- 相澤 拓郎, 2010: 筑波大学 自然科学類 2010 年度卒業論文: NICAM を用いた 2008 年台風 13 号の再現実験とその発生・発達メカニズム

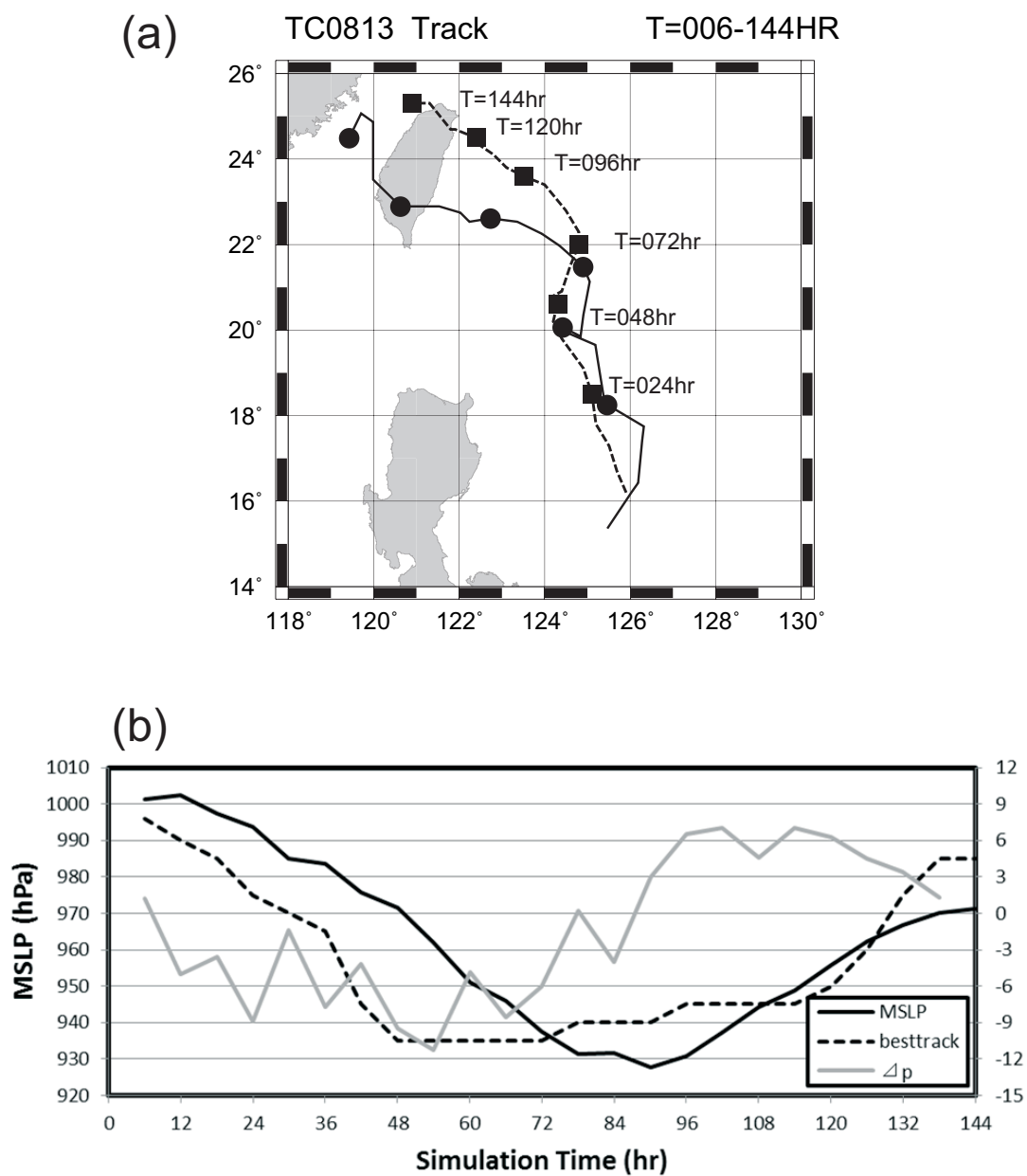


図 4.1: TC0813 の (a) 経路と (b) 最低中心気圧の時系列。(a) について, 付の実線は NICAM で再現されたもの, 付の破線は JMA によるベストトラックを表す。(b) について, 黒実線は NICAM で再現されたもの, 破線は JMA によるベストトラックを示す。また, 灰色の実線は, NICAM で再現された TC0813 の向こう 6 時間当たりの最低中心気圧の気圧変化量 (hPa) を表す。

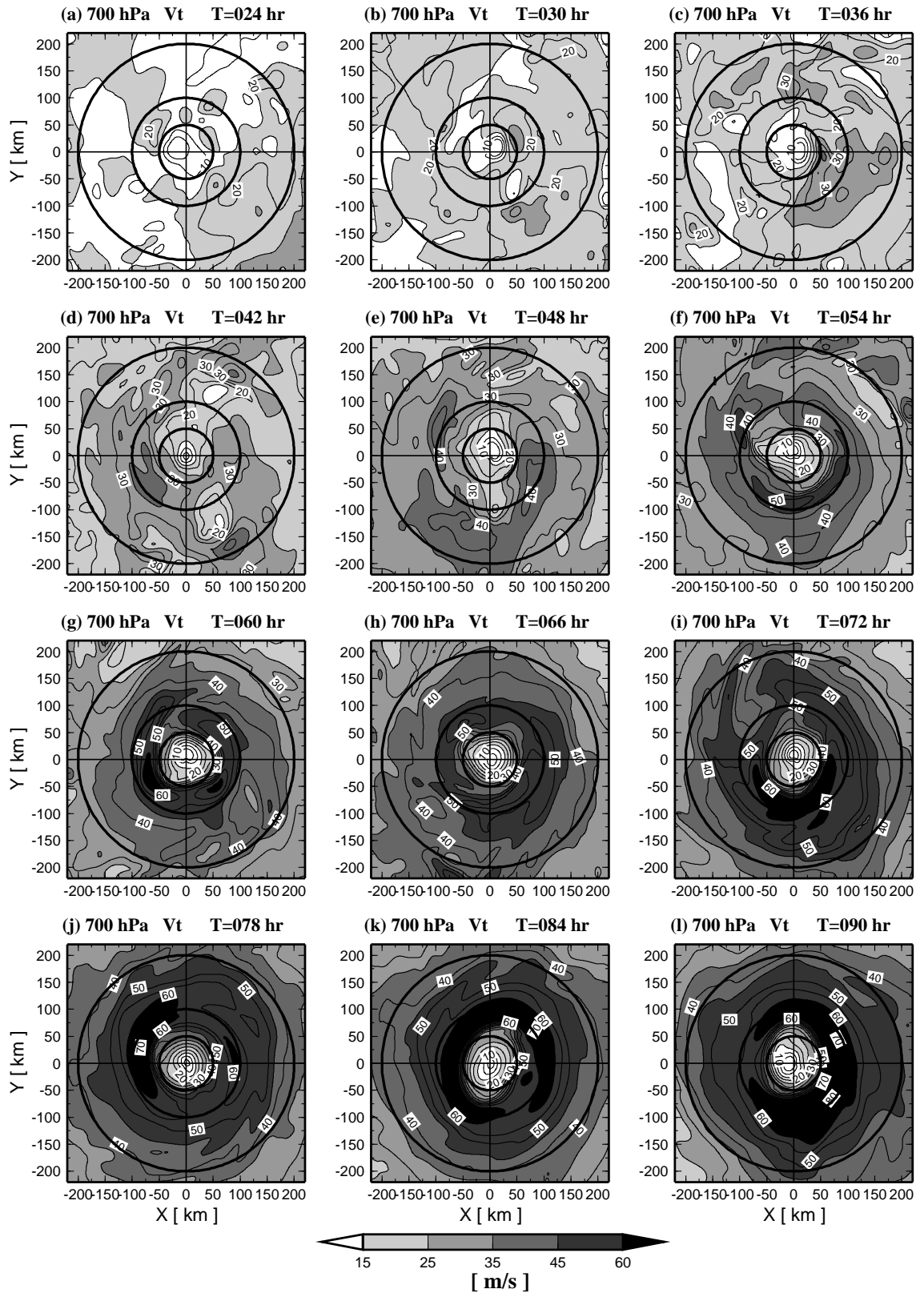


図 4.2: 高度 700 hPa の接線速度 (m/s)。T=024 hr から T=090 hr まで 6 時間毎に示しており、表示領域は 440×440 km である。図中の円は、内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。

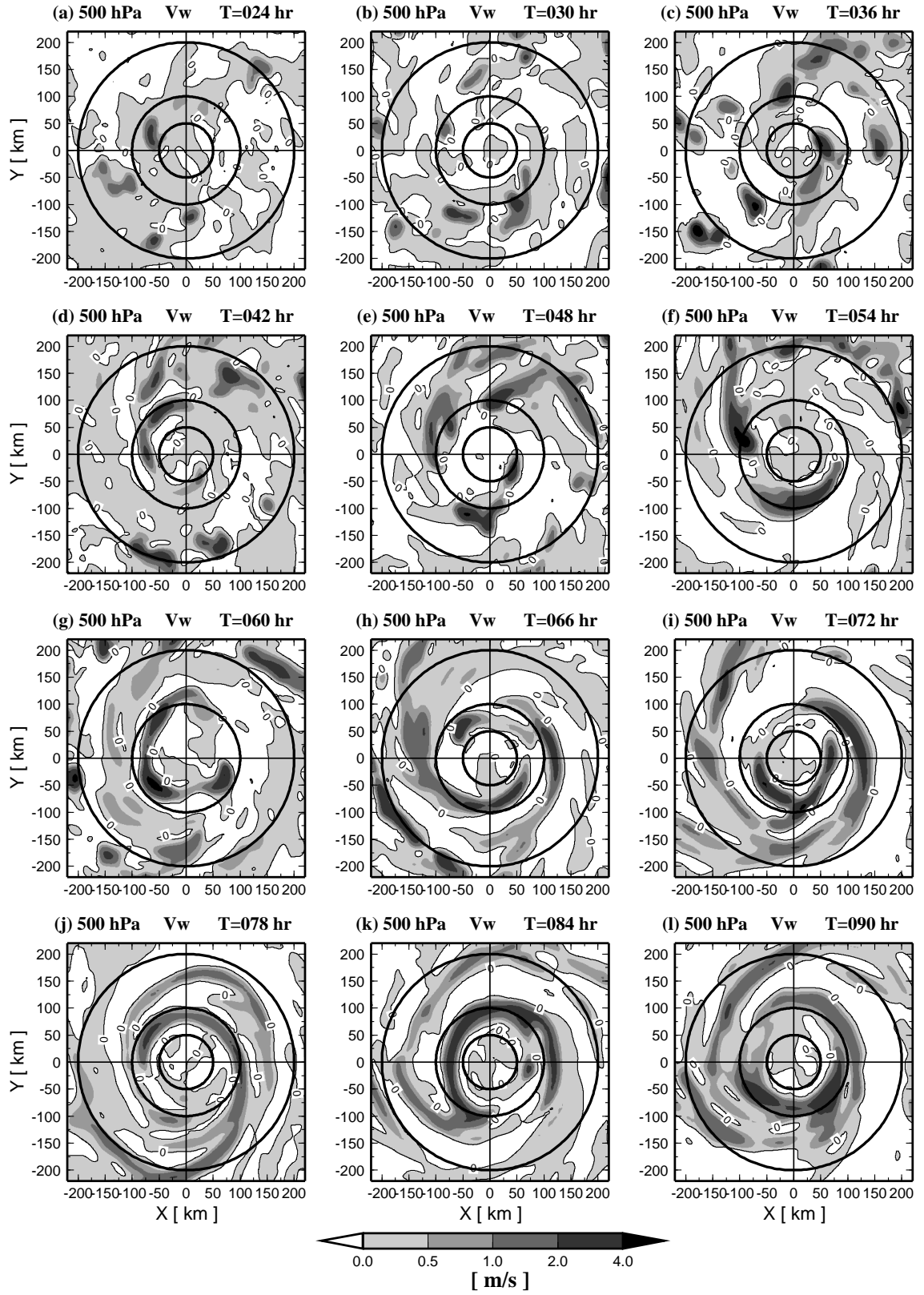


図 4.3: 高度 500 hPa の鉛直速度 (m/s)。シェードは、上昇流域を表す。

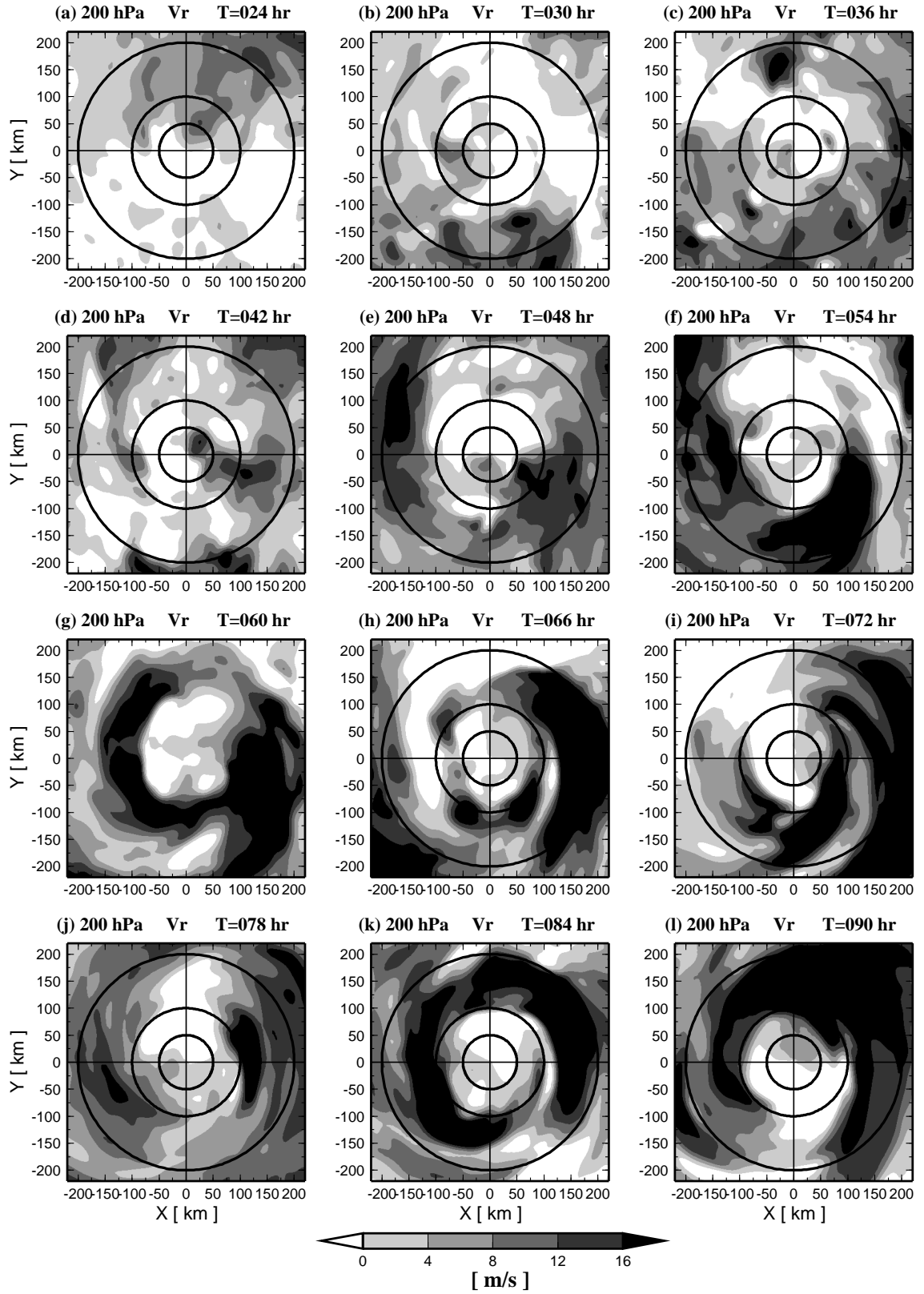


図 4.4: 高度 200 hPa の動径速度 (m/s)。シェードは、アウトフロー領域を表す。図中の円は、内側から半径 50km、100km、200km を示している。

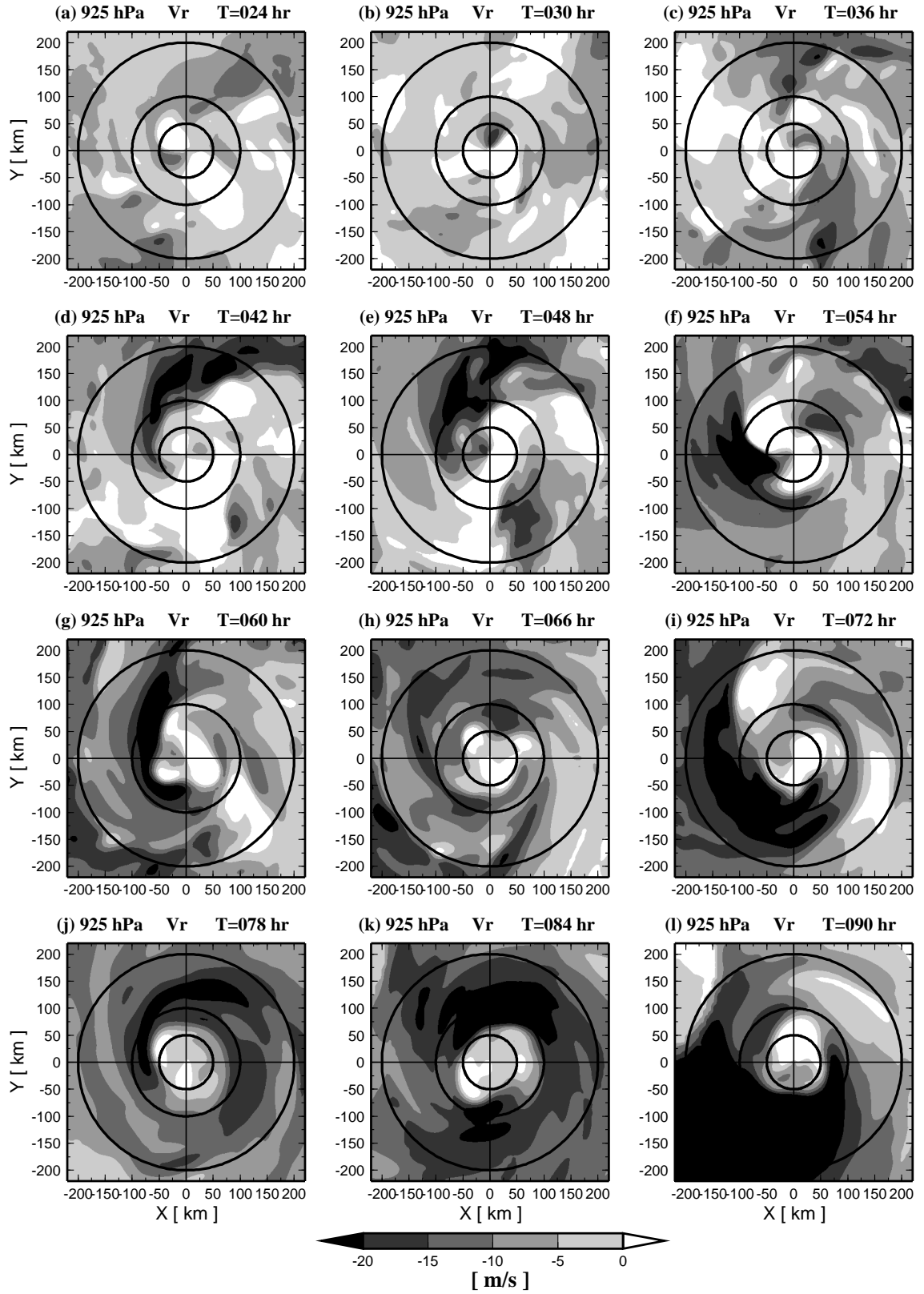


図 4.5: 高度 925 hPa の動径速度 (m/s)。シェードは、インフロー領域を表す。図中の円は、内側から半径 50km、100km、200km を示している。

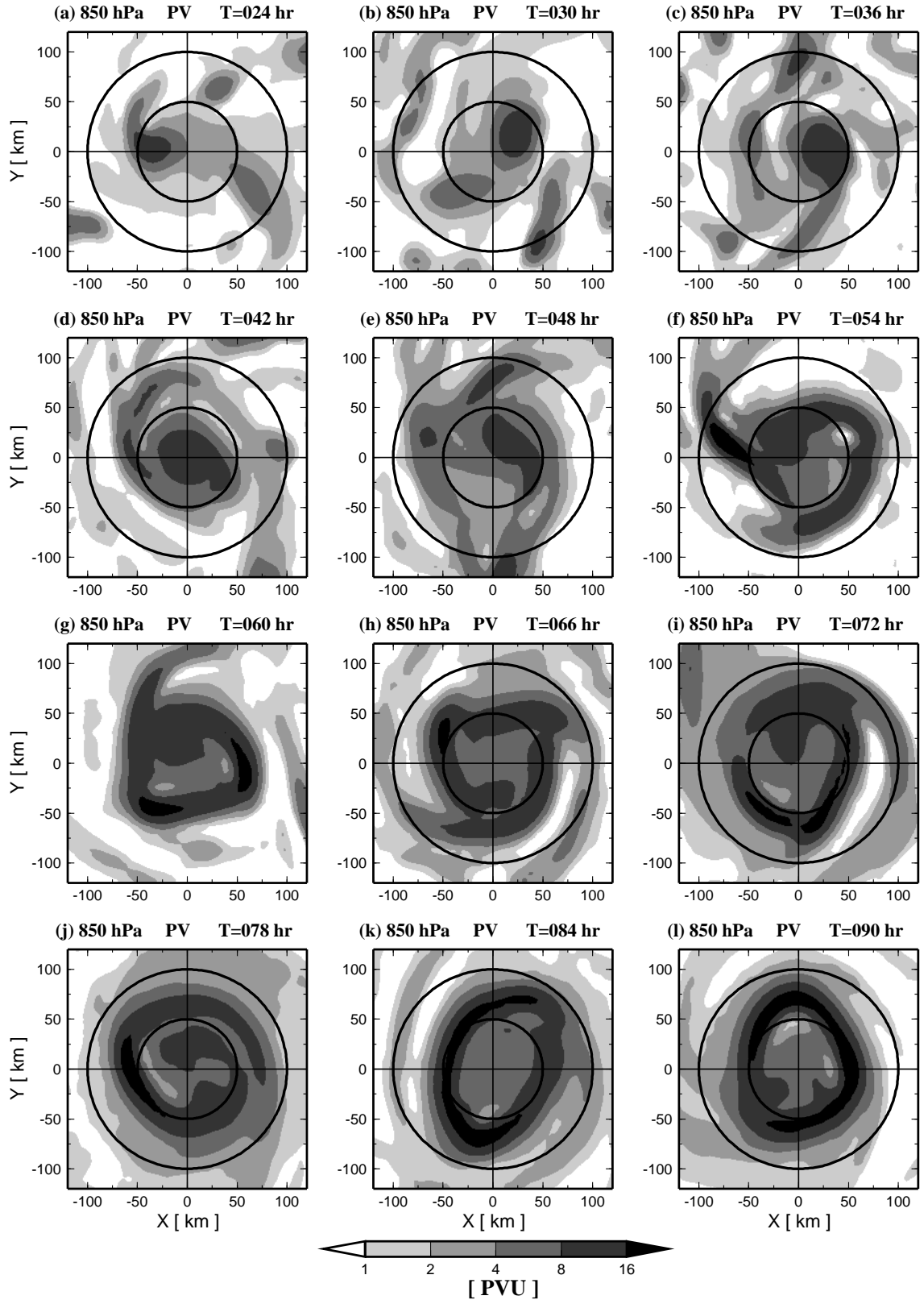


図 4.6: 高度 850 hPa の渦位 (PVU)。表示領域は 240×240 km である。図中の円は、内側から半径 50km , 100km を示している。

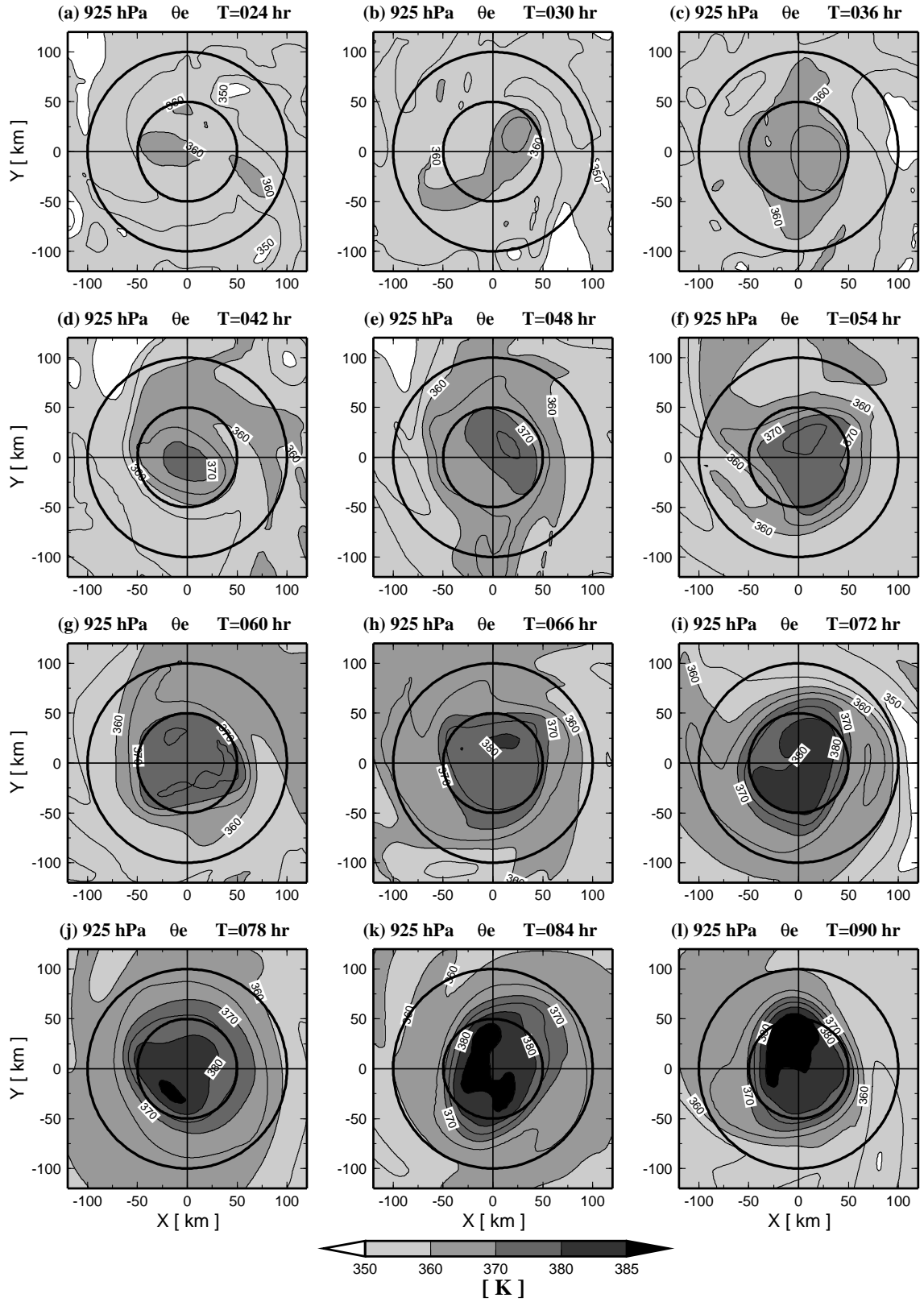


図 4.7: 高度 925 hPa の相当温位 (K)。表示領域は 240×240 km である。図中の円は、内側から半径 50km , 100km を示している。

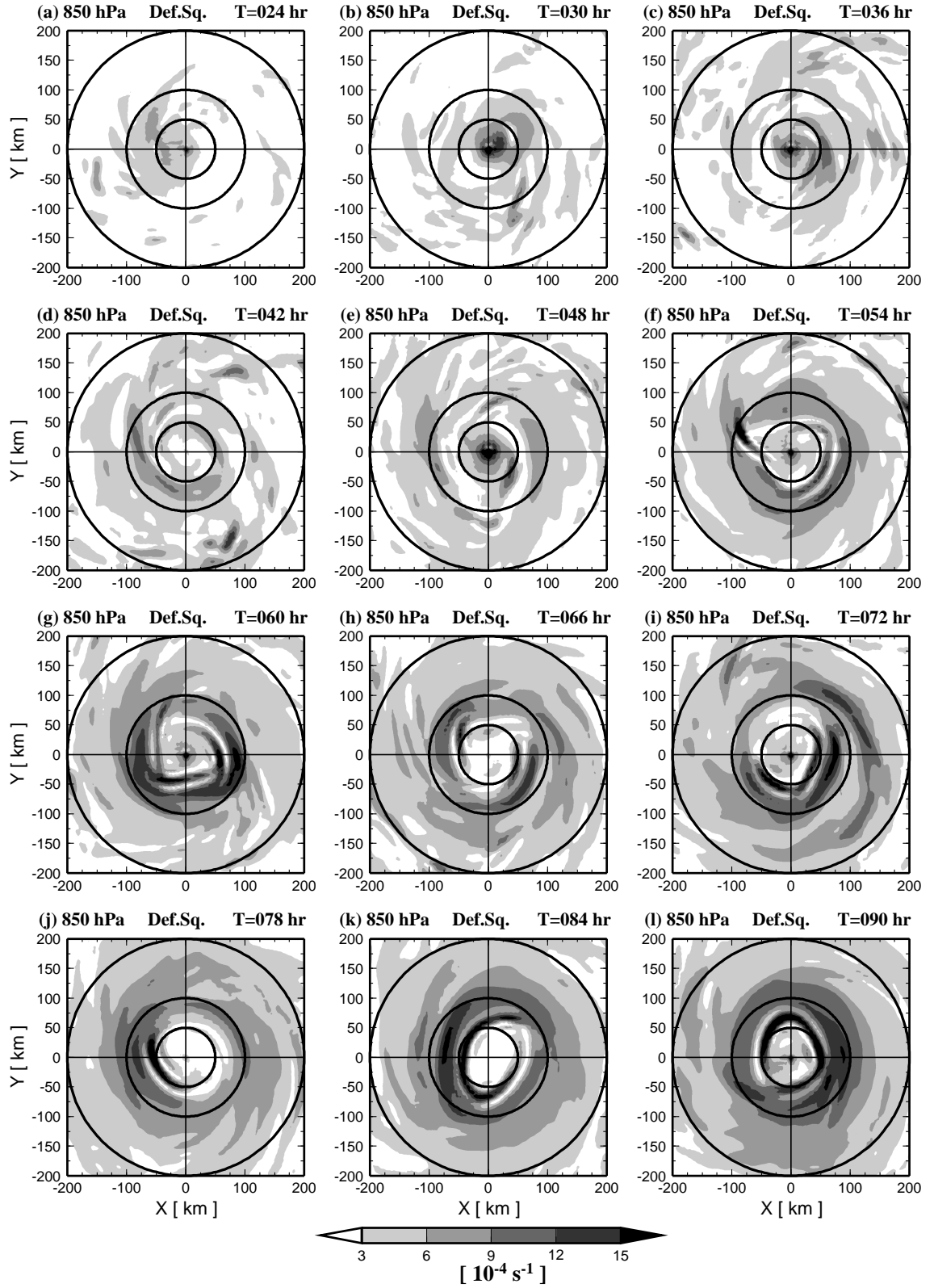


図 4.8: 高度 850 hPa の $\sqrt{S_1^2 + S_2^2}$, すなわち変形の強度 (10^4 s^{-1})。表示領域は $400 \times 400 \text{ km}$ である。図中の円は、内側から半径 50km, 100km, 200km を示している。

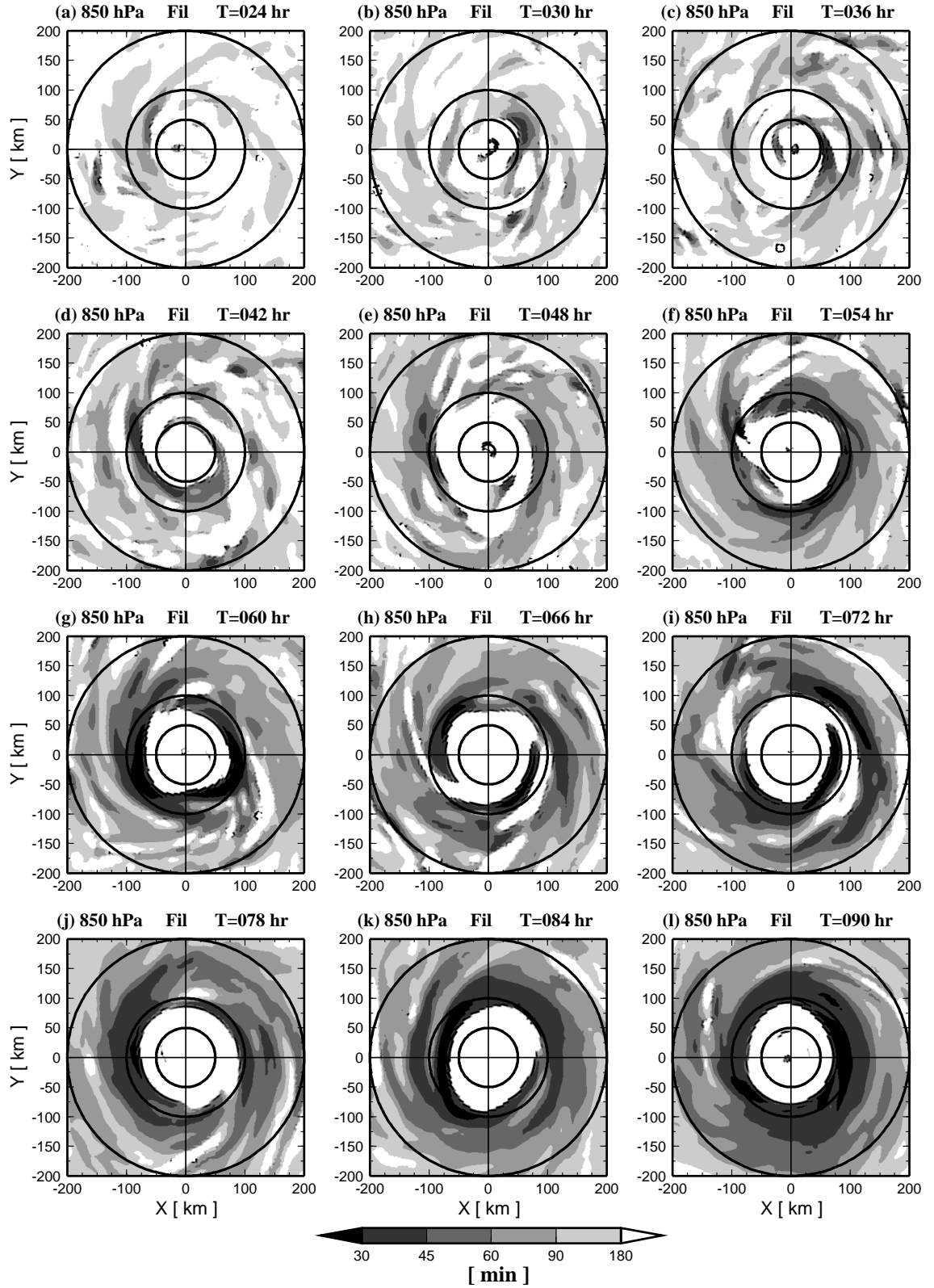


図 4.9: 高度 850 hPa の $\tau_{fil}(\text{min})$ 。表示領域は $400 \times 400 \text{ km}$ である。図中の円は、内側から半径 50km , 100km , 200km を示している。

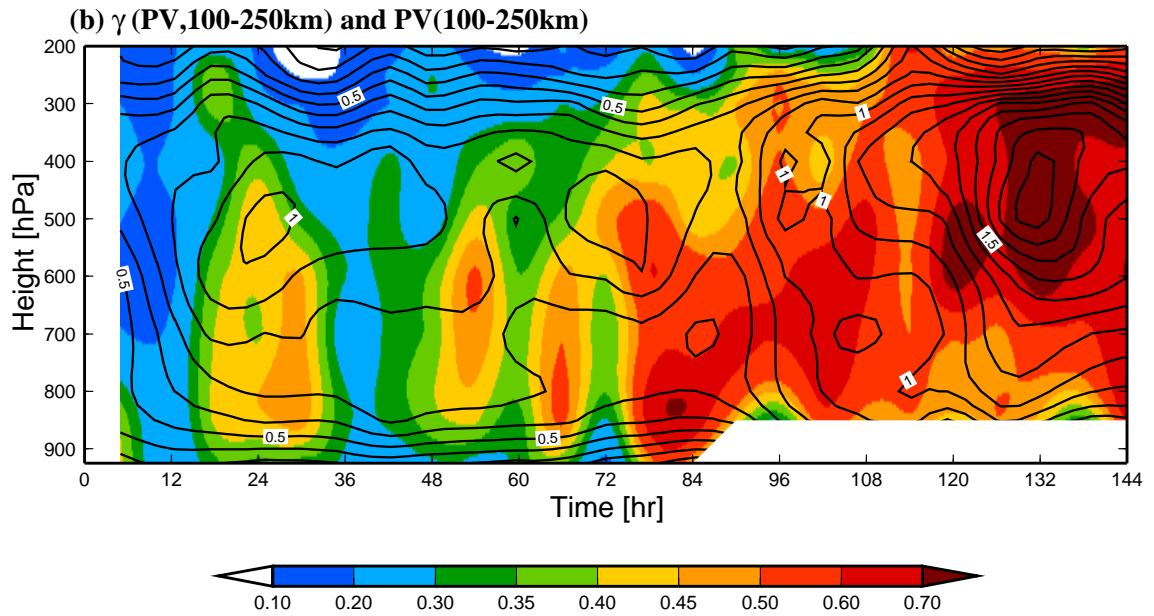
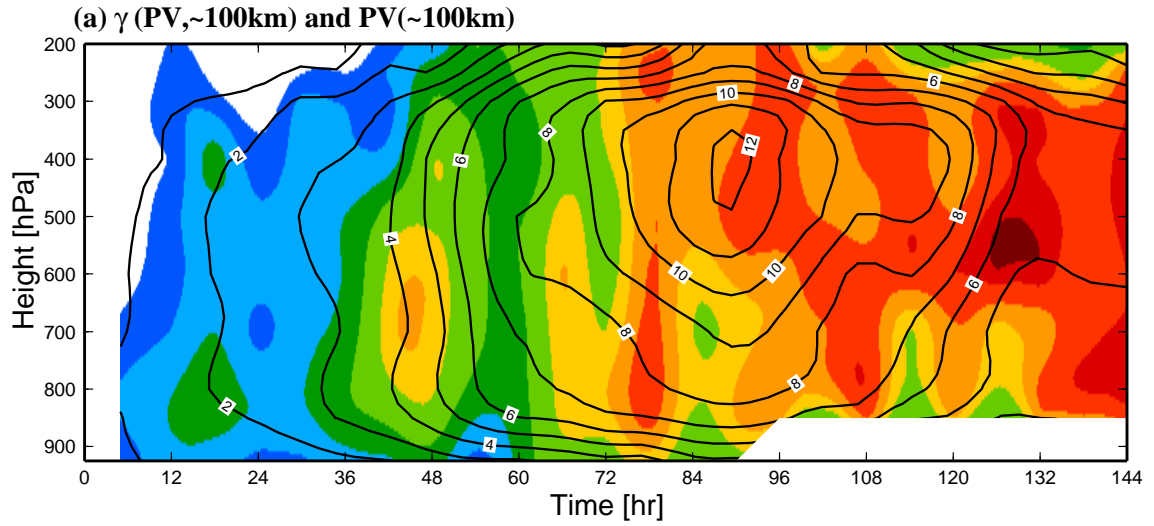


図 4.10: 軸対称平均した渦位の軸対称度の時間高度断面。(a) は半径 100km 以内で領域平均した値, (b) は半径 100 ~ 200km で領域平均した値を示す。(a) の実線は, 半径 100km 以内で領域平均した渦位を示し, 間隔は 1.0 (PVU) である。(b) の実線は半径 100 ~ 200 km で領域平均した渦位を表し, 間隔は 0.1 (PVU) である。

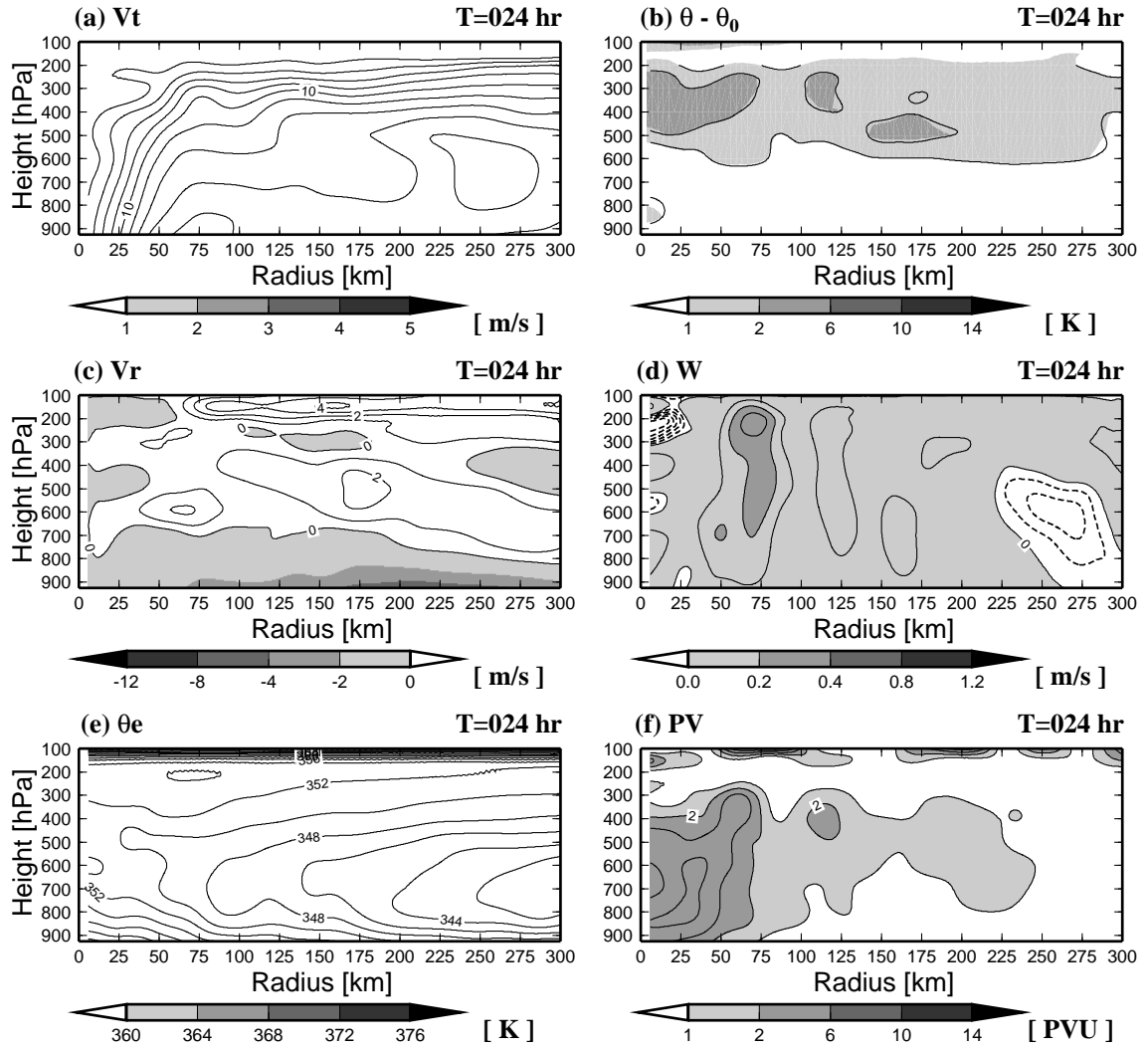


図 4.11: T=024 hr における TC0813 の平均構造。(a) は接線速度 (m/s), (b) はウォームコアの強度 (K), (c) は動径速度 (m/s), (d) は鉛直速度 (m/s), (e) は相当温位 (K), (f) は渦位 (PVU) を表す。接線速度は, 2 (m/s) 間隔の実線で表現している。動径速度は, インフロー領域をカラーで, アウトフロー領域を 1 (m/s) 間隔の実線で表現している。鉛直速度は, 上昇流域をカラーと 0.1 (m/s) 間隔の実線で, 下降流域を 0.02 (m/s) 間隔の破線で表現している。相当温位は, 2 (K) 毎に実線で示し, 360 (K) 以上の領域をカラーで表す。渦位は, 1 (PVU) 毎の実線とカラーで表現している。

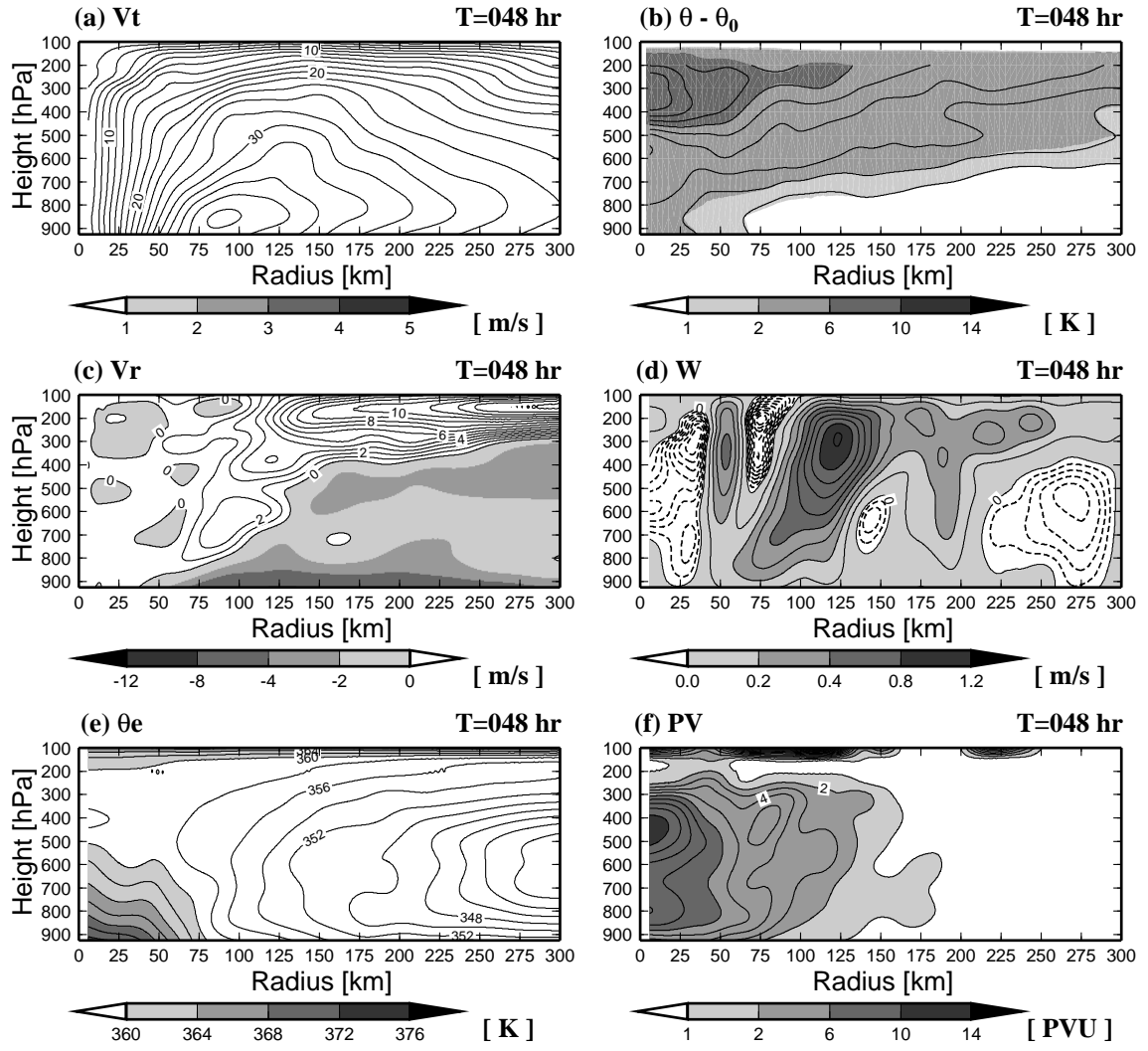


図 4.12: $T=048$ hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。

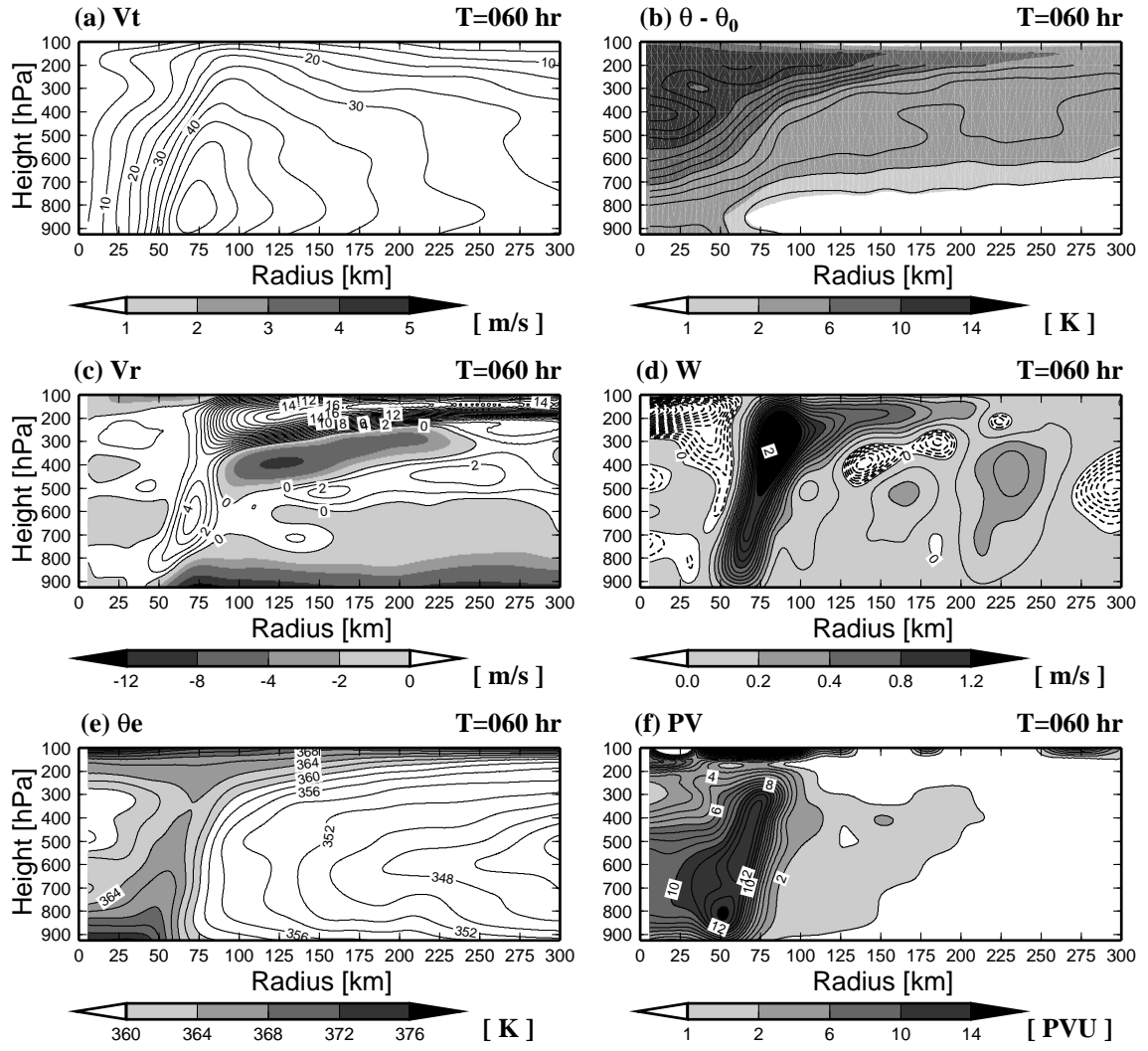


図 4.13: $T=060$ hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。

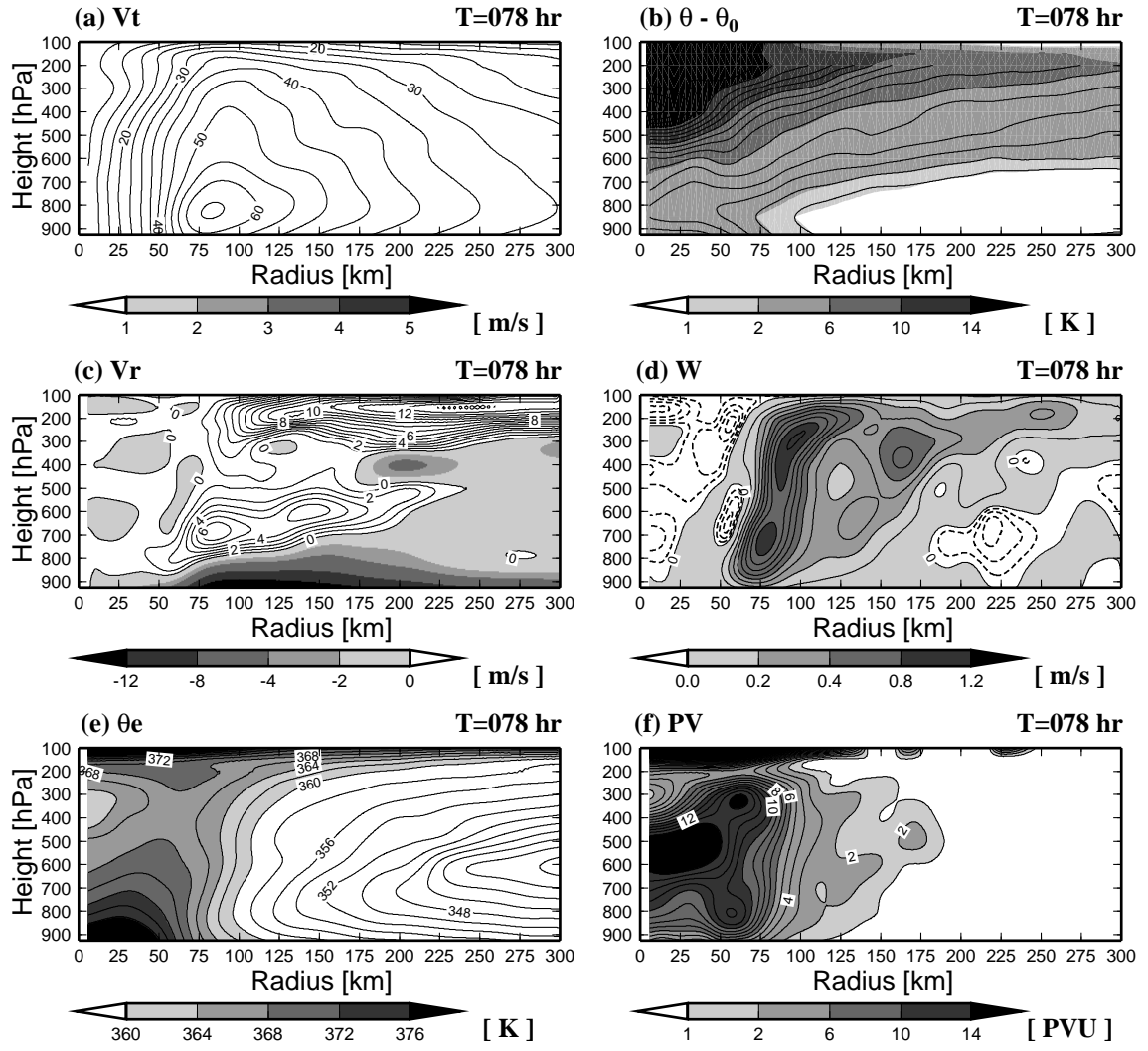


図 4.14: $T=078$ hr における TC0813 の平均構造。その他は, 図 4.11 に同じ。

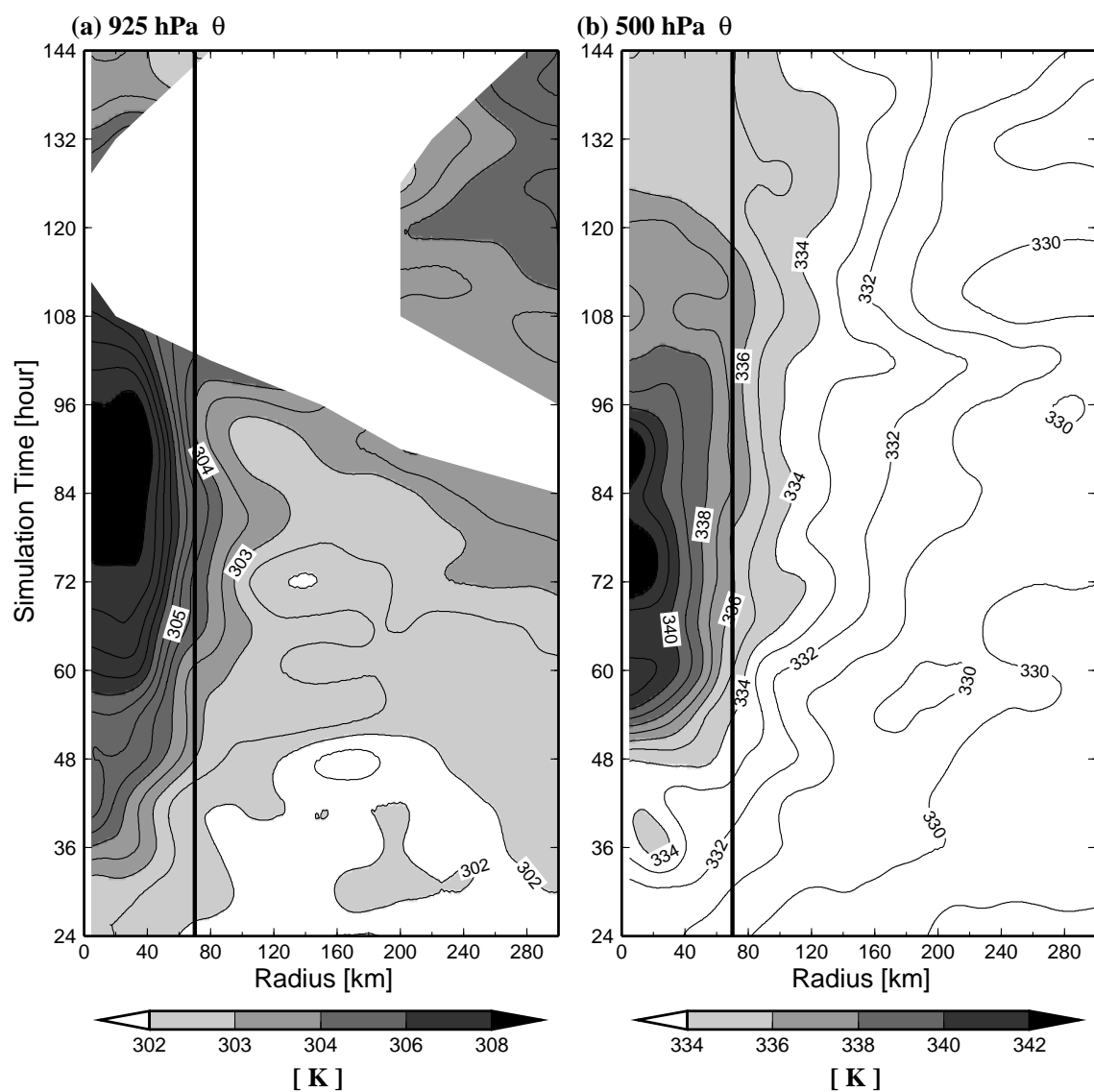


図 4.15: ウォームコアの発達。軸対称平均した (a) 高度 925 hPa , (b) 高度 500 hPa の温位の半径時間断面を示す。(a) の実線の間隔は 0.5 (K) , (b) の実線の間隔は 1.0 (K) である。太い直線は、半径 70 km を示す。

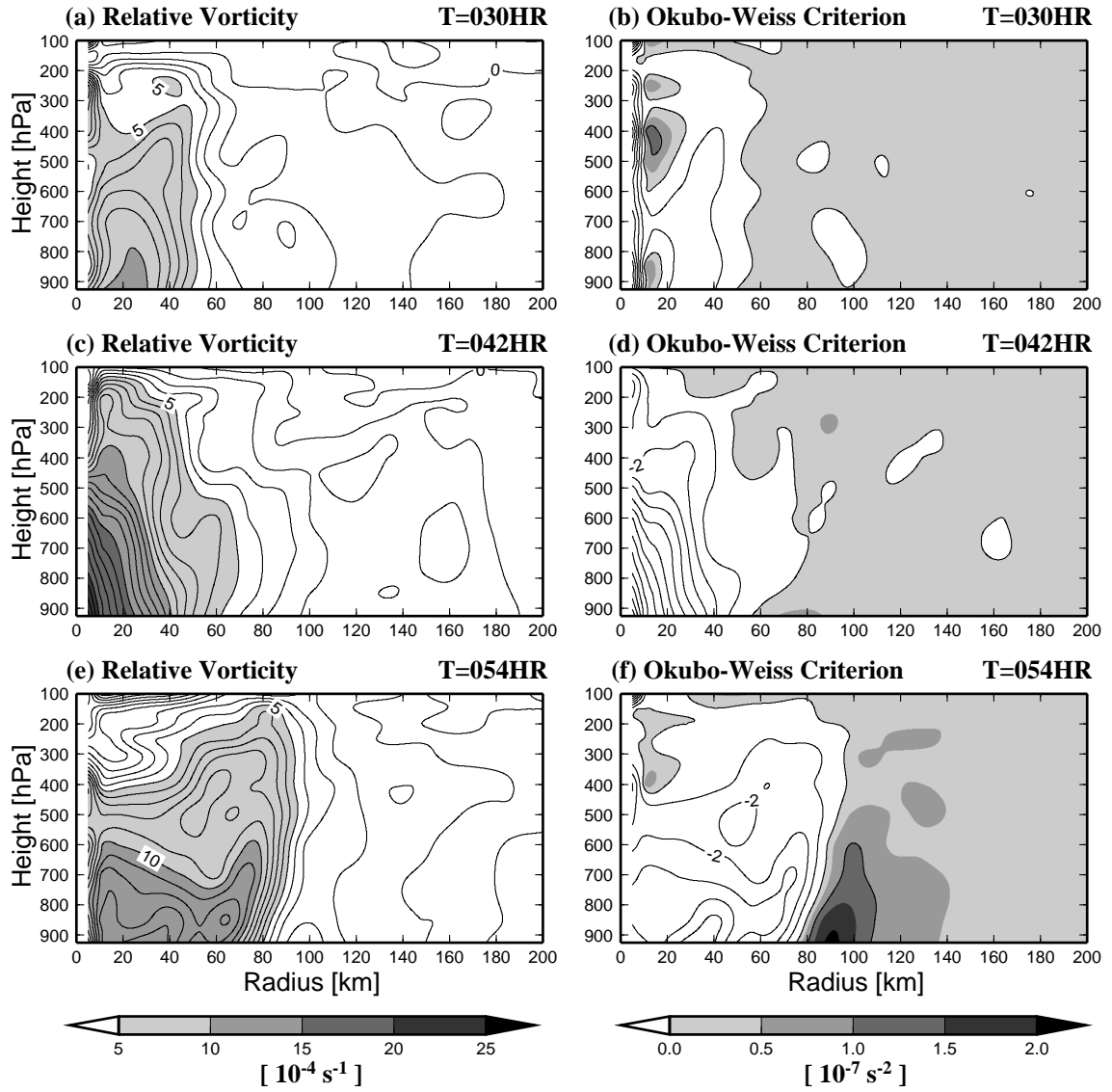


図 4.16: 軸対称平均した (a,c,e) 相対渦度と (b,d,f) Okubo-Weiss Criterion を示す。時刻は, (a,b) T=030 hr, (c,d) T=042 hr, (e,f) T=054 hr を示している。相対渦度は, $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 毎にコンターで表しており, $5.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ の領域はカラーで表示している。OW は, $1.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ 毎にコンターで表しており, カラーで表示された領域は変形が渦度に勝る領域を示している。

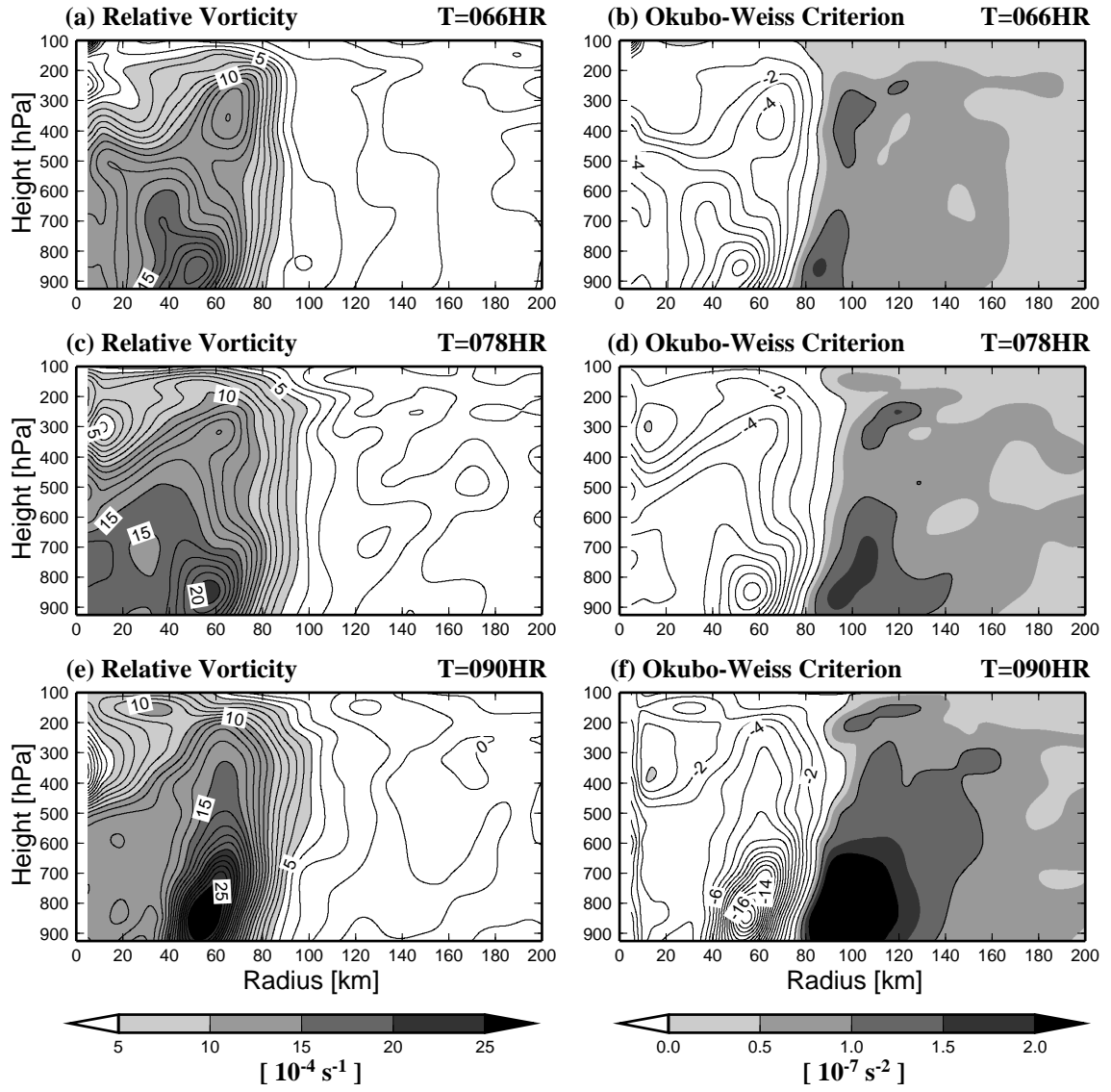


図 4.17: 図 4.16 に同じ。ただし時刻は , (a,b) T=066 hr, (c,d) T=078 hr , (e,f) T=090 hr。

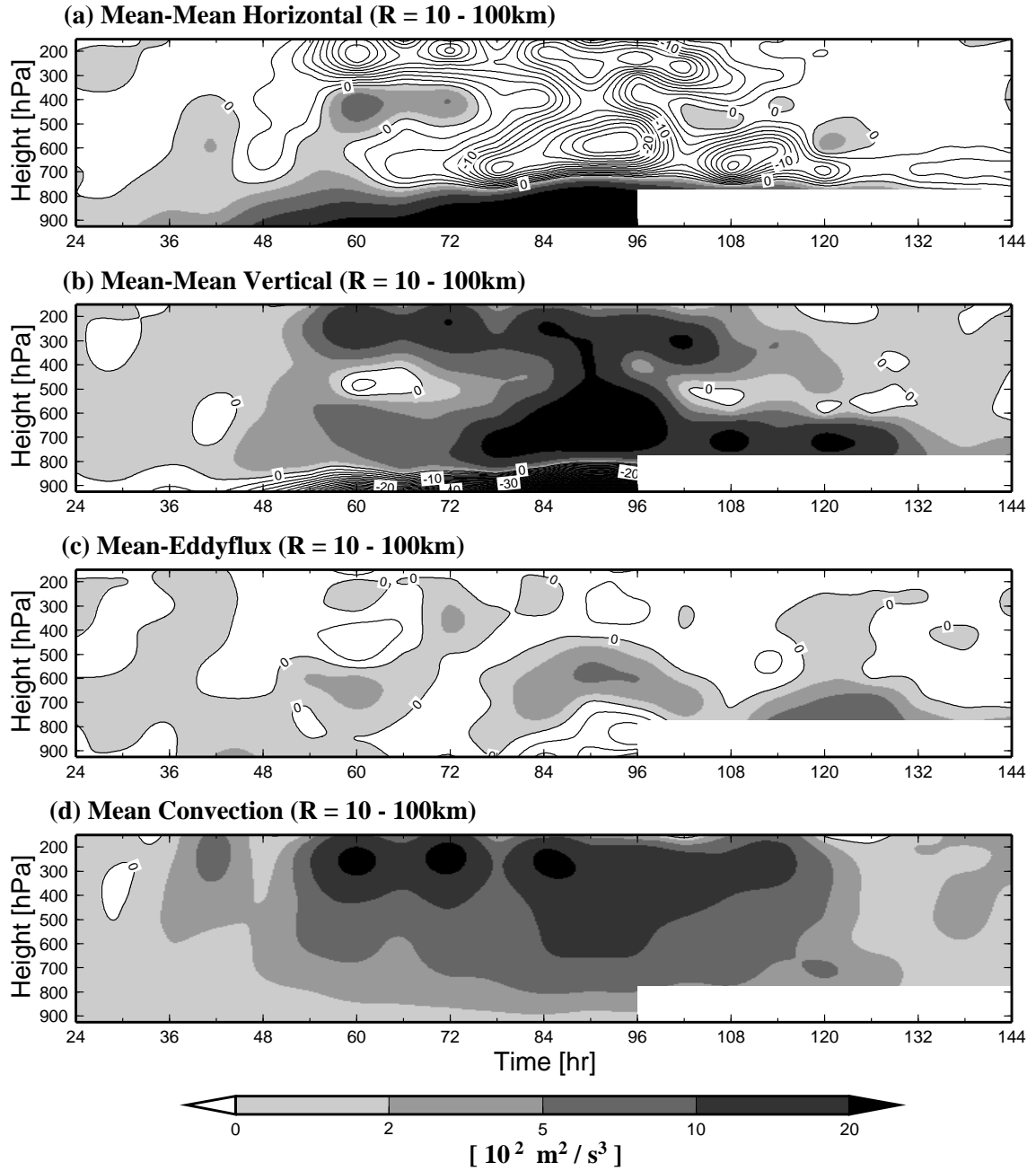


図 4.18: 半径 10 ~ 100 km で領域平均した平均運動エネルギー収支の時間高度断面。(a) は平均と平均との相互作用の水平成分, (b) は平均と平均との相互作用の鉛直成分, (c) は平均と渦フラックスの相互作用, (d) は平均対流による変換項を示している。それぞれ, 元の値に対して 100 倍している。コンターは負の値を示しており, 間隔は 2.0 毎である。

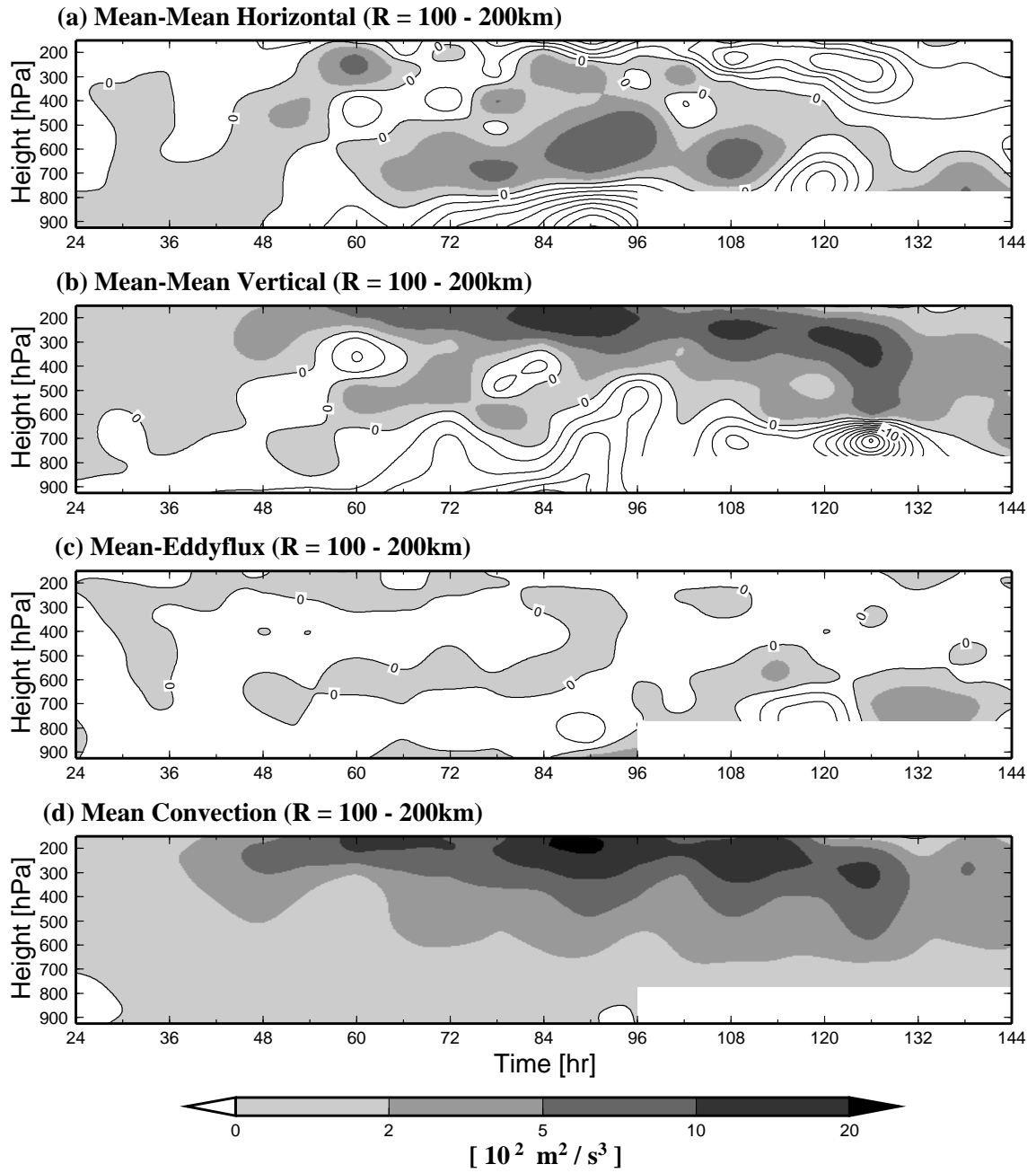


図 4.19: 半径 100 ~ 200 km で領域平均した平均運動エネルギー収支の時間高度断面。その他は、図 4.18 に同じ。

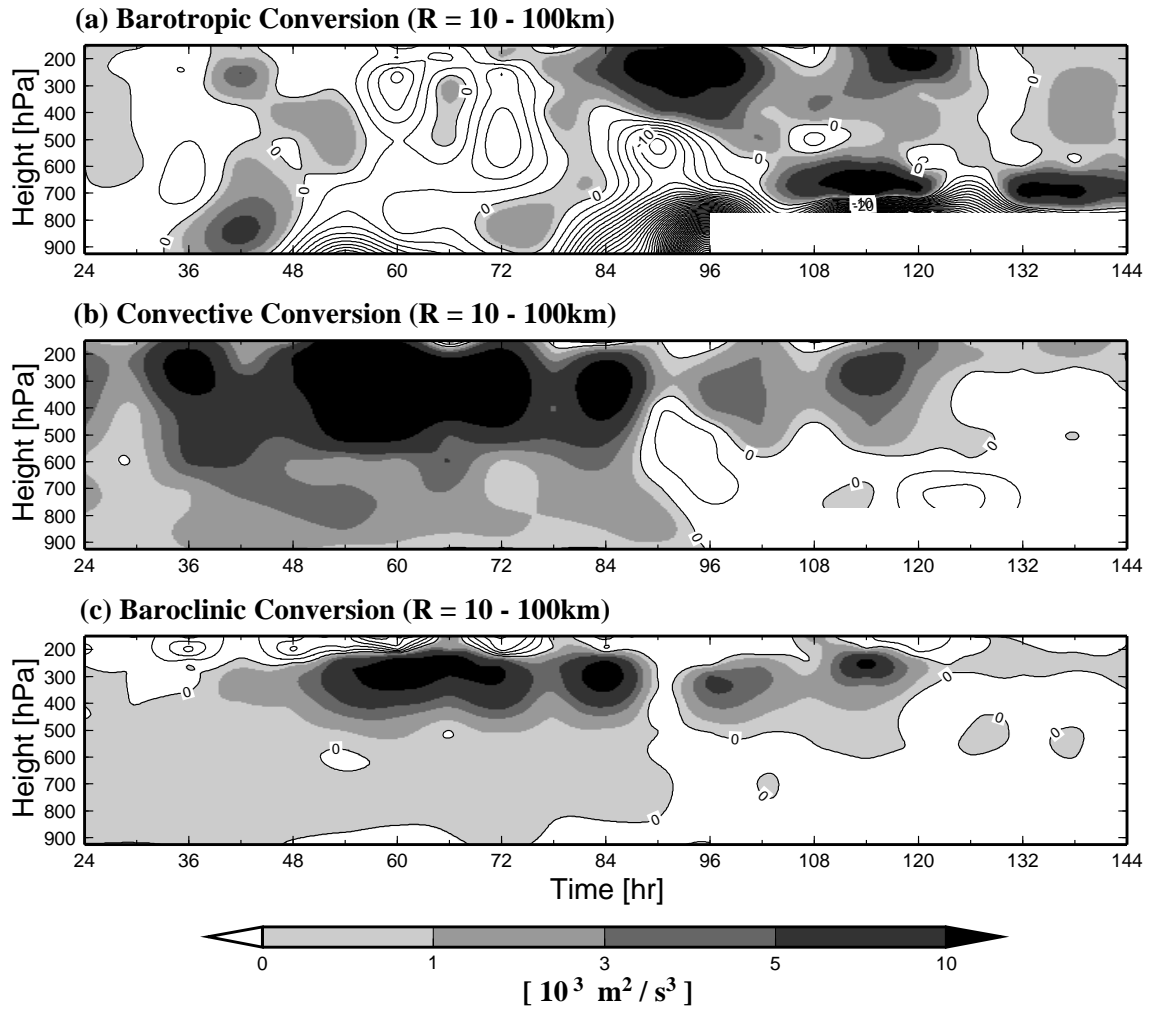


図 4.20: 半径 10 ~ 100 km で領域平均した (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の時間高度断面。それぞれ, 元の値に対して 1000 倍して表示している。順圧変換の正は, 渦成分から平均成分への運動エネルギー変換の存在を指示しており, 負 (実線) はその逆である。実線は, 負の値を示しており間隔は 2.0 毎である。

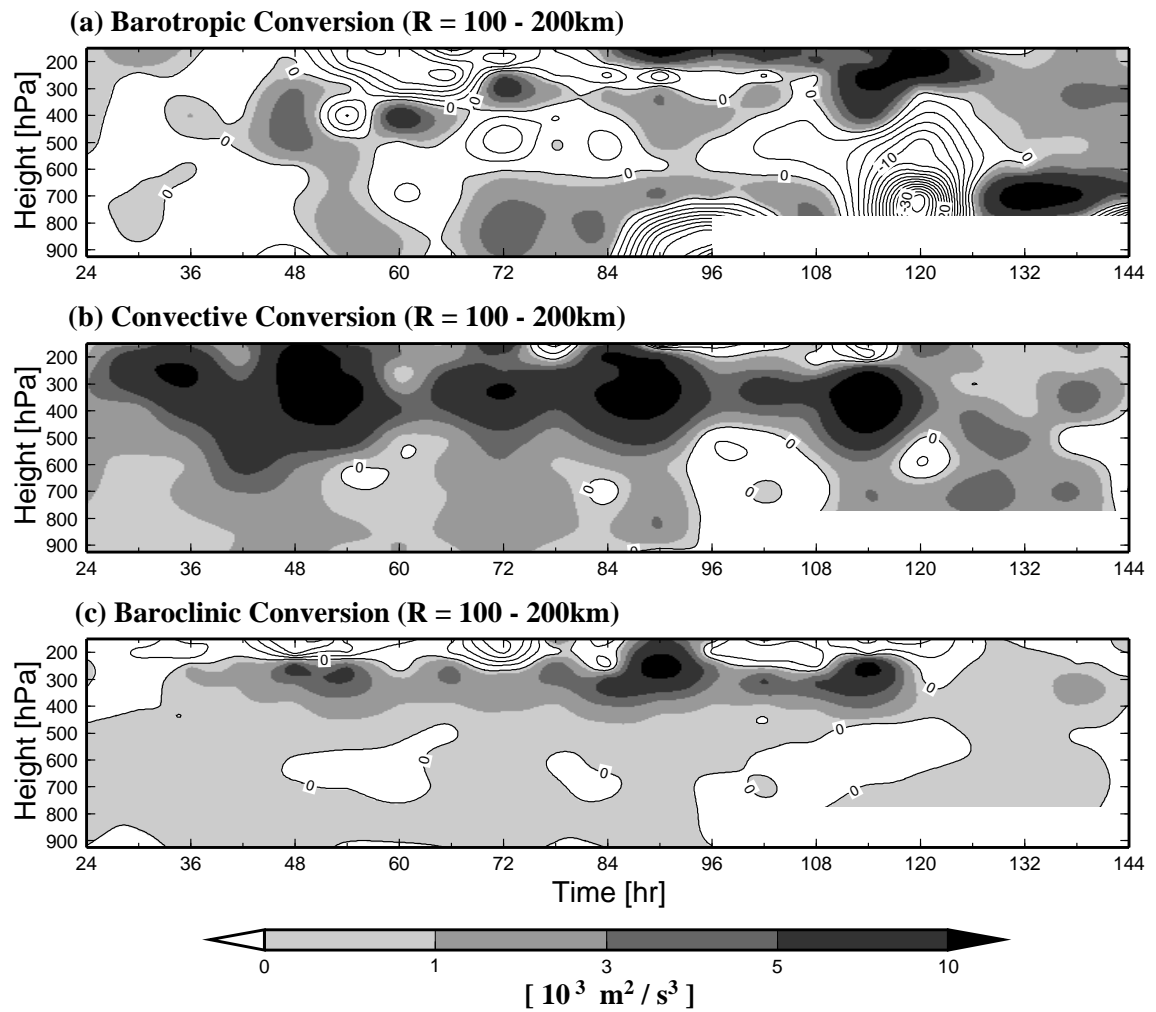


図 4.21: 半径 100 ~ 200 km で領域平均した (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の時間高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。

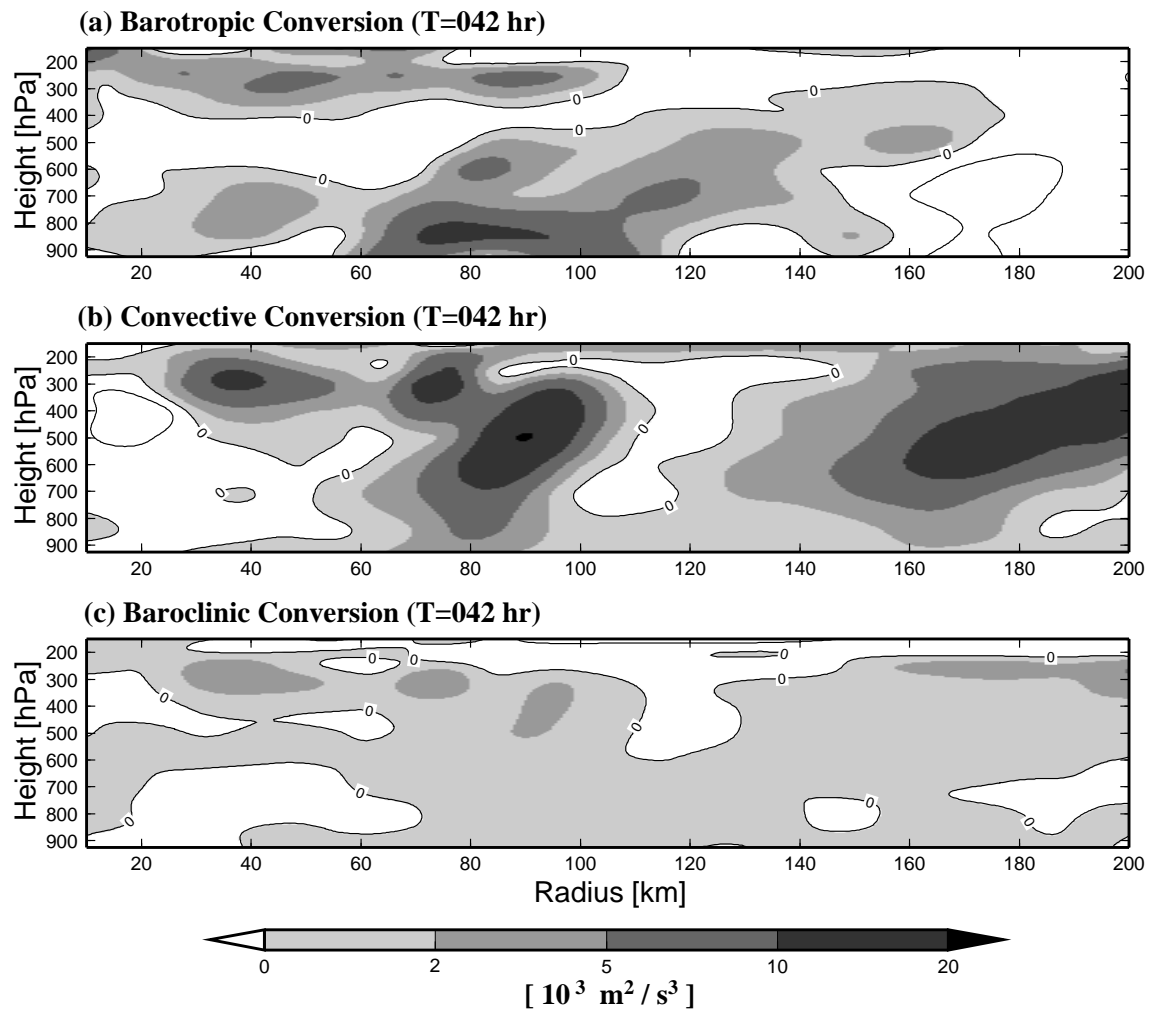


図 4.22: T=042 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。

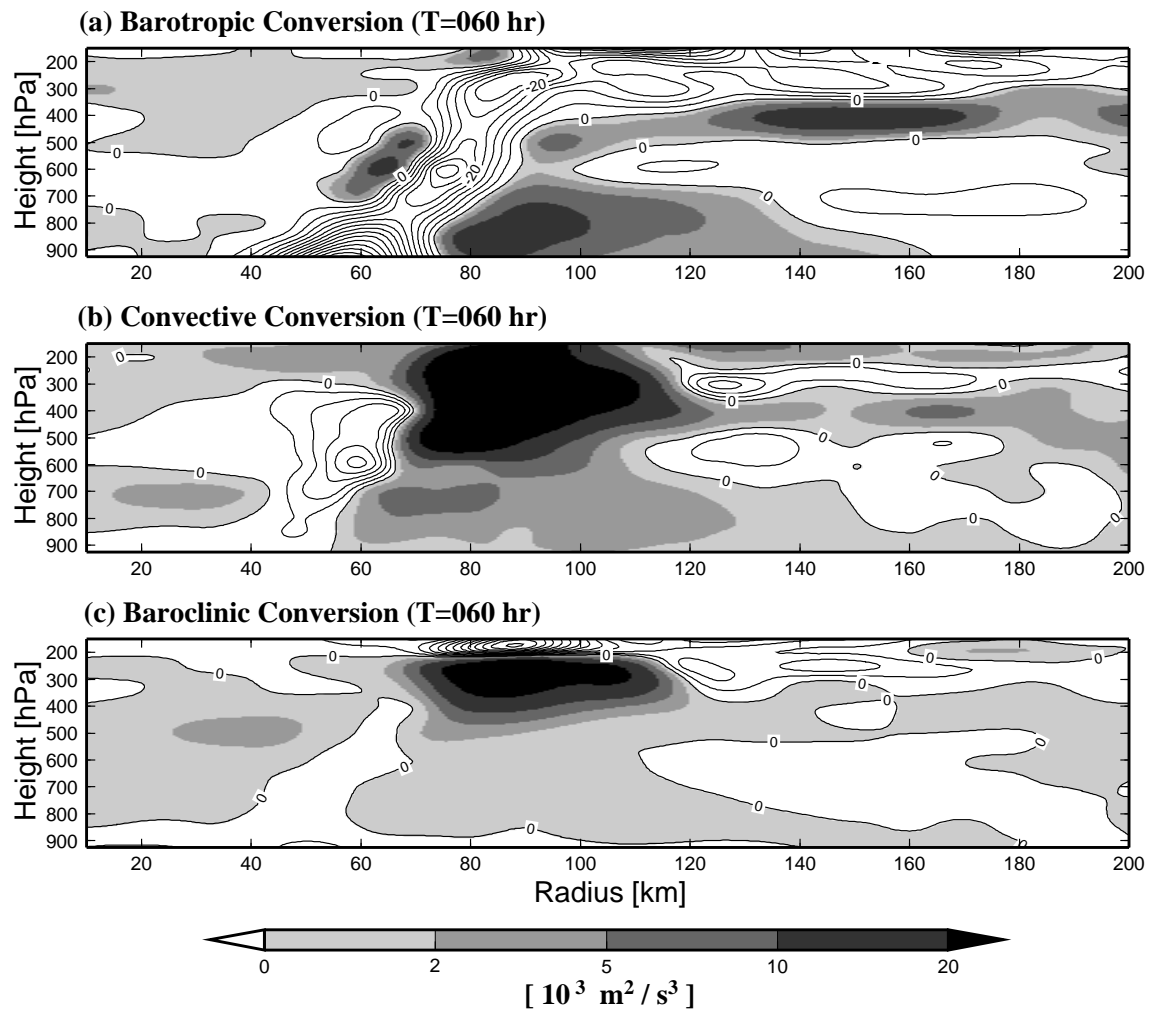


図 4.23: T=060 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。

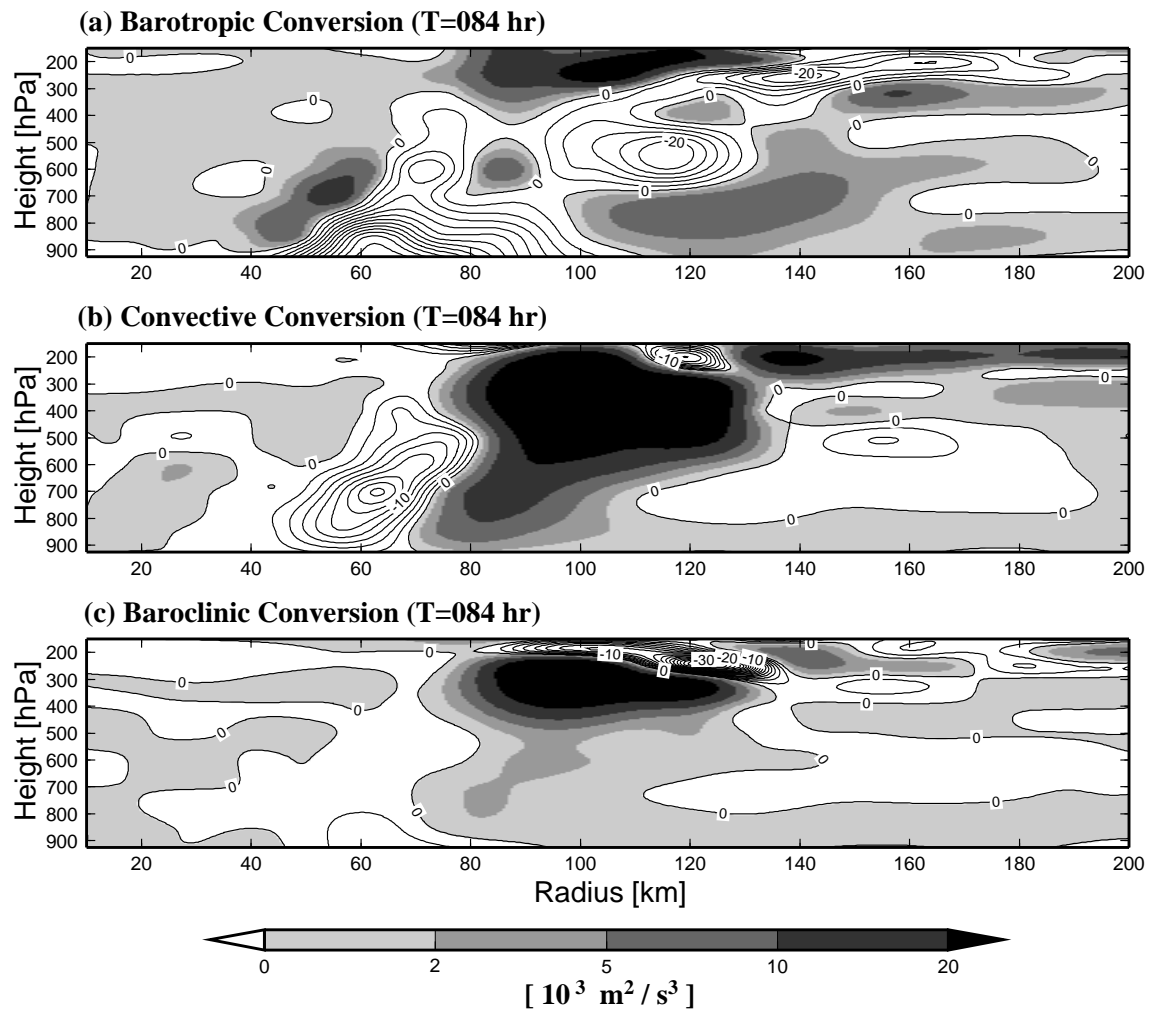


図 4.24: T=084 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。

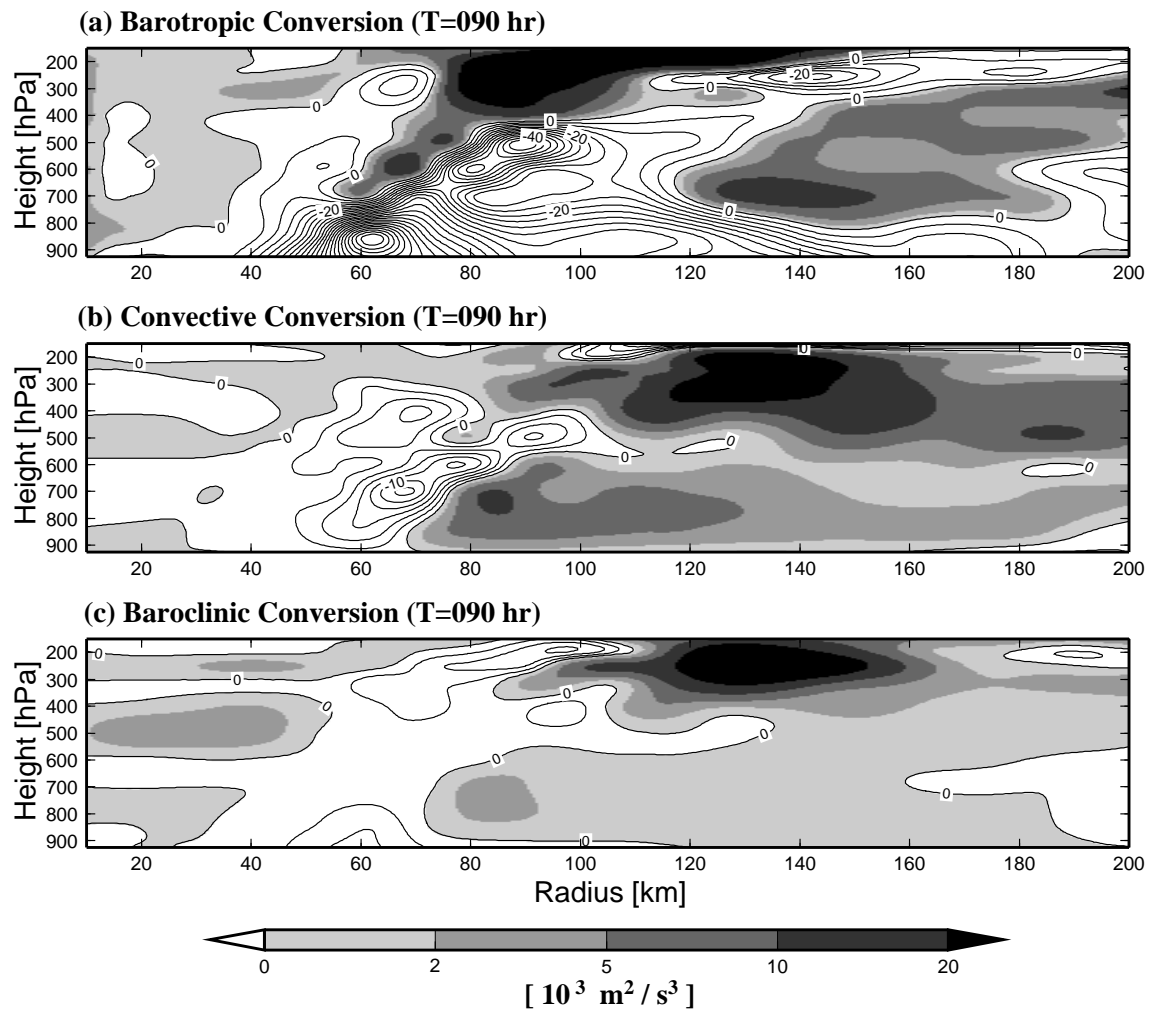


図 4.25: T=090 hr における (a) 順圧変換, (b) 対流変換, (c) 傾圧変換の半径高度断面。その他は, 図 4.20 に同じ。

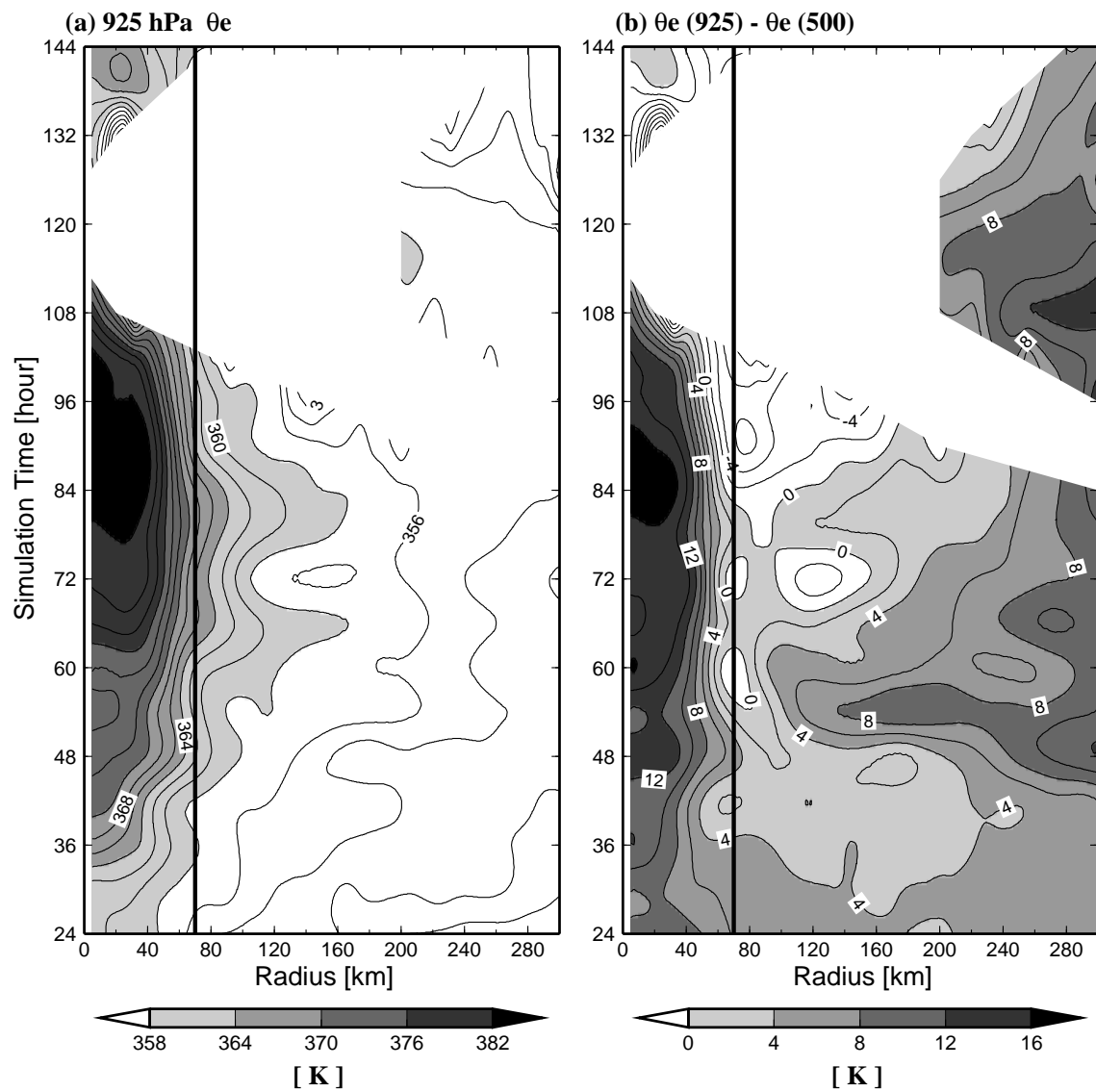


図 4.26: (a) 軸対称平均した高度 925 hPa の相当温位 , (b) (a) から軸対称平均した高度 500 hPa の相当温位を引いたもの。

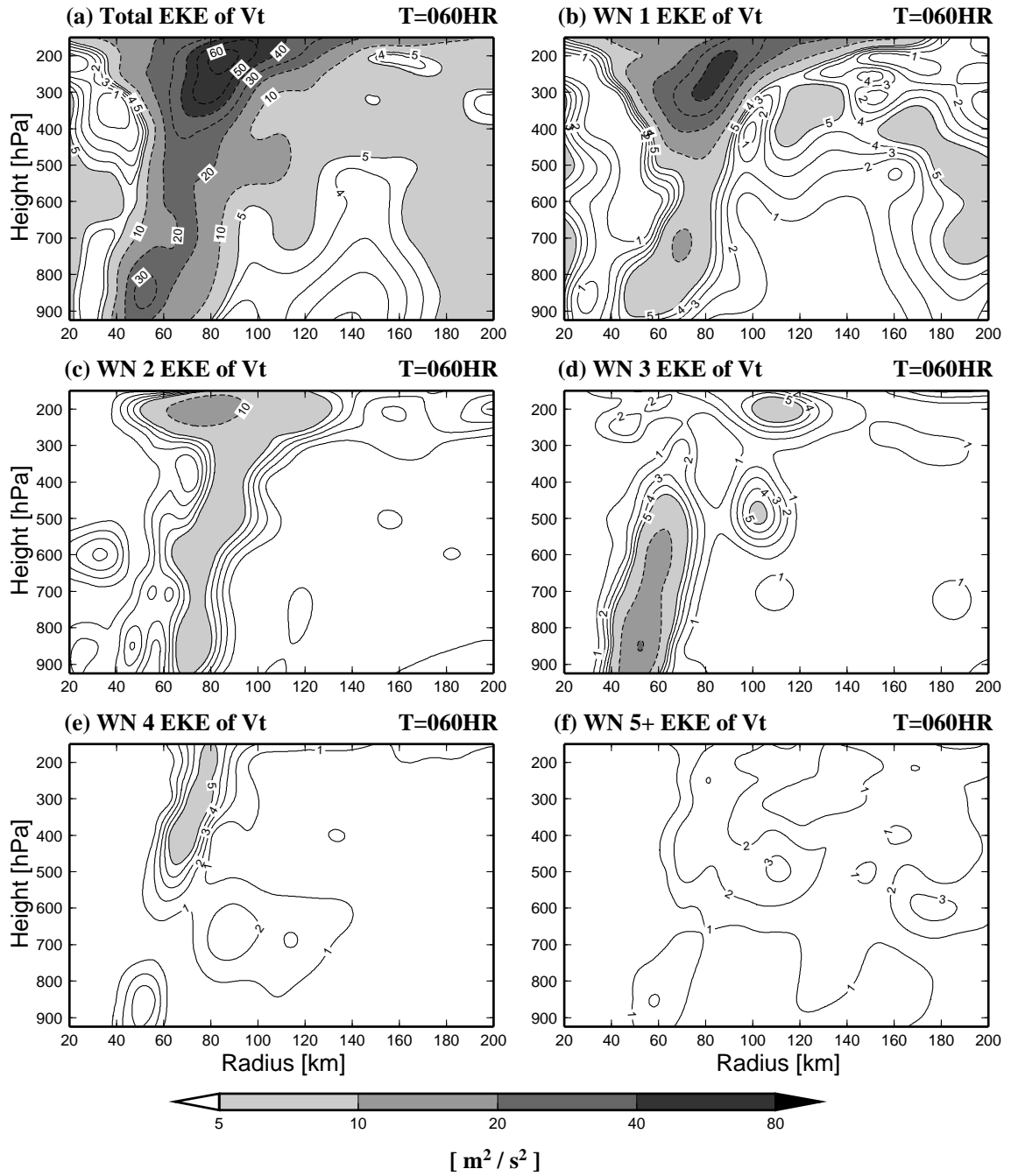


図 4.28: T=060 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。全て軸対称平均したものを示す。(a) は接線速度のトータルの渦運動エネルギー, (b) は波数 1 成分, (c) は波数 2 成分, (d) は波数 3 成分, (e) は波数 4 成分, (f) は波数 5 以上の成分の渦運動エネルギーをエネルギーを示す。5 (m^2/s^2) までは, 1(m^2/s^2) 間隔の実線で, 10 (m^2/s^2) 以上の領域は, 5 (m^2/s^2) 間隔の破線で表す。

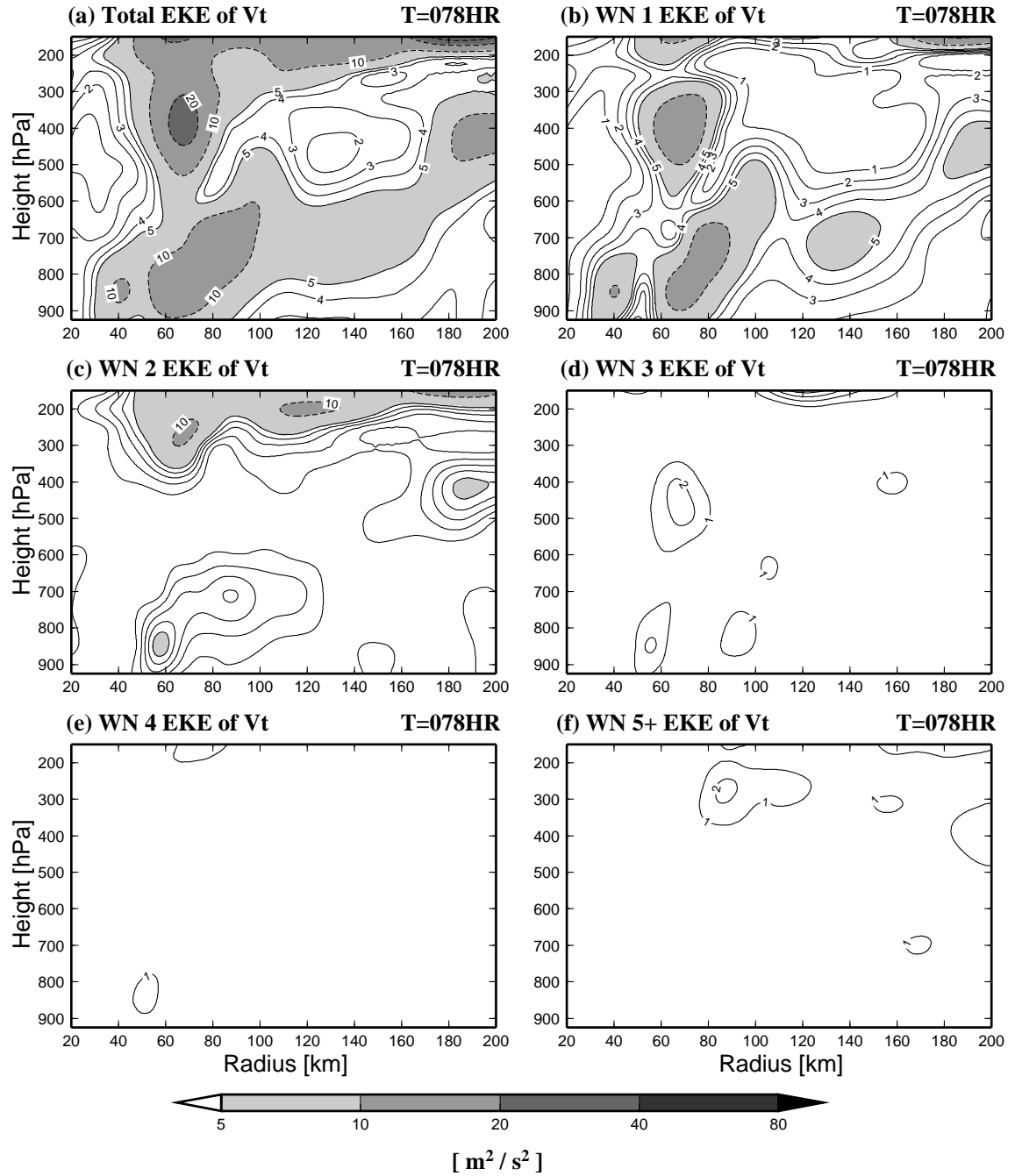


図 4.29: T=078 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

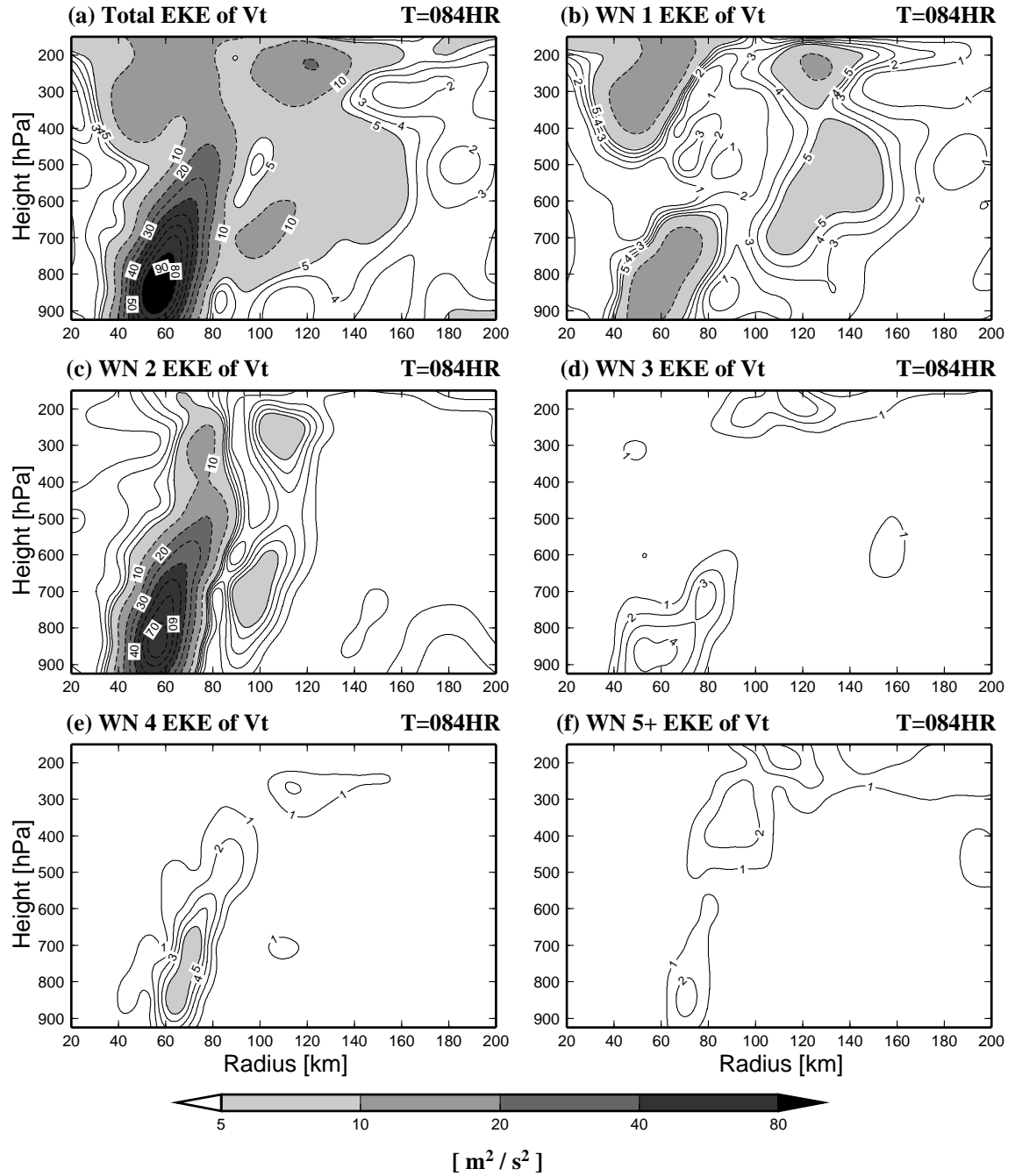


図 4.30: T=084 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

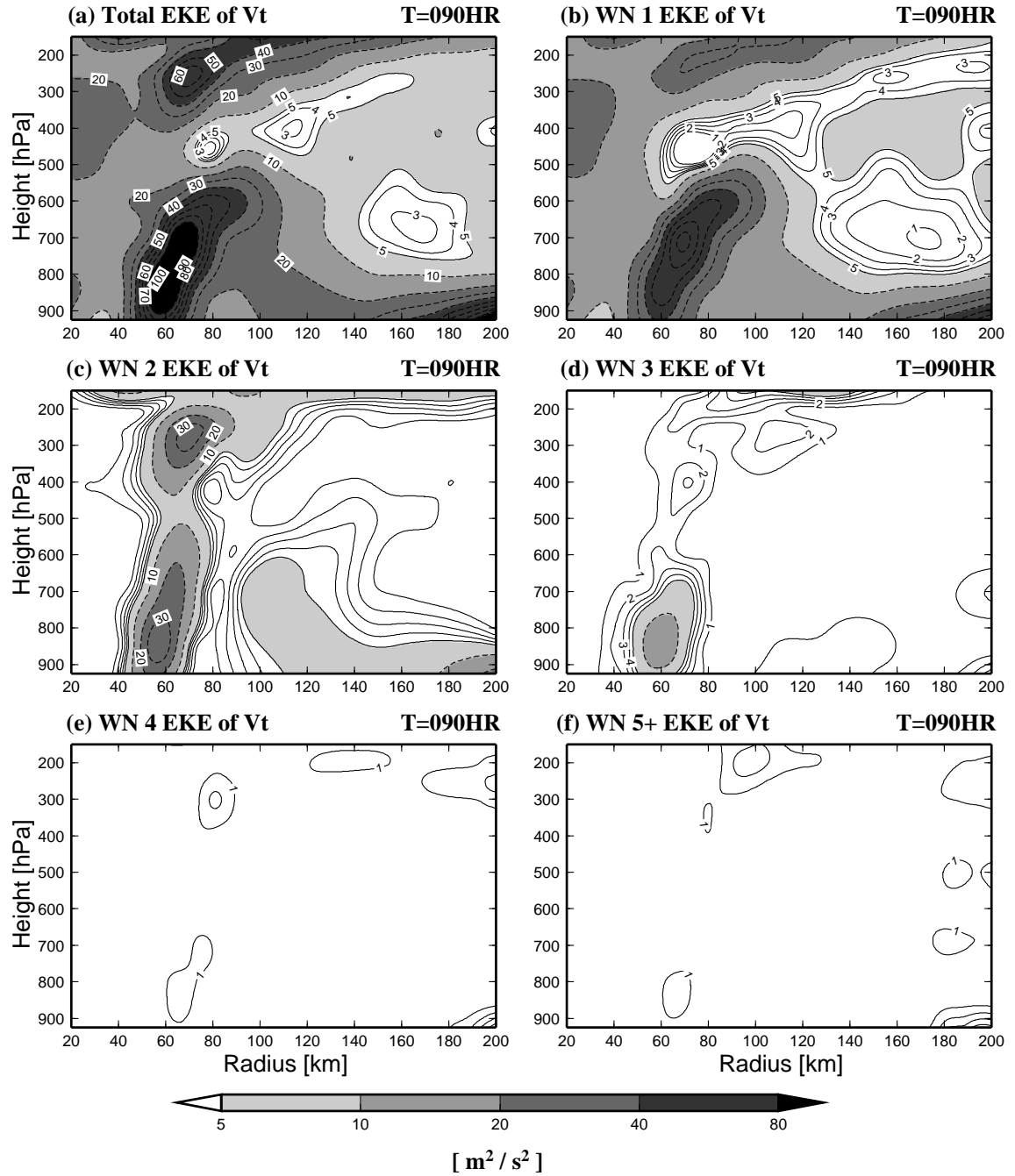


図 4.31: T=090 hr における接線速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

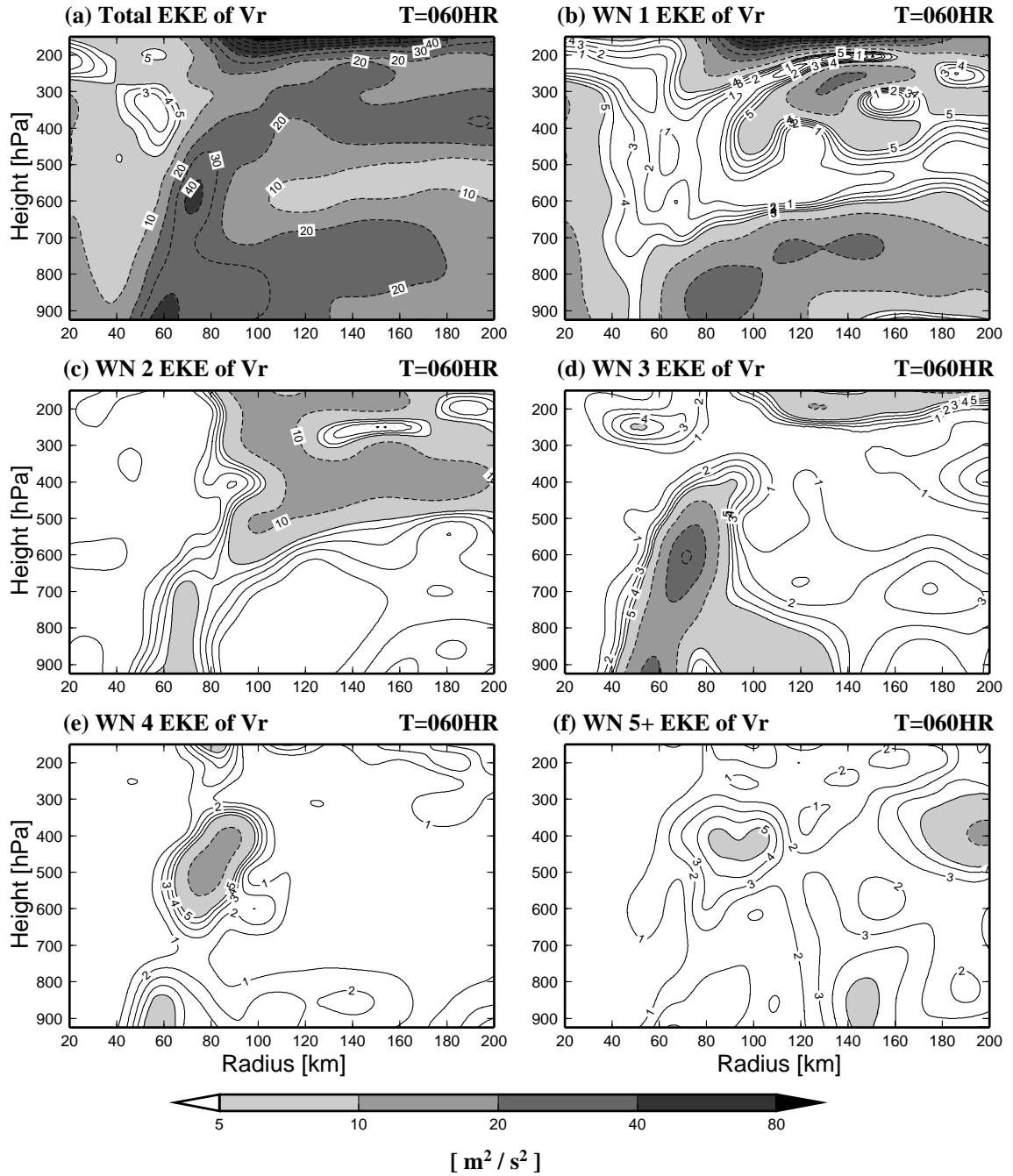


図 4.32: T=060 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

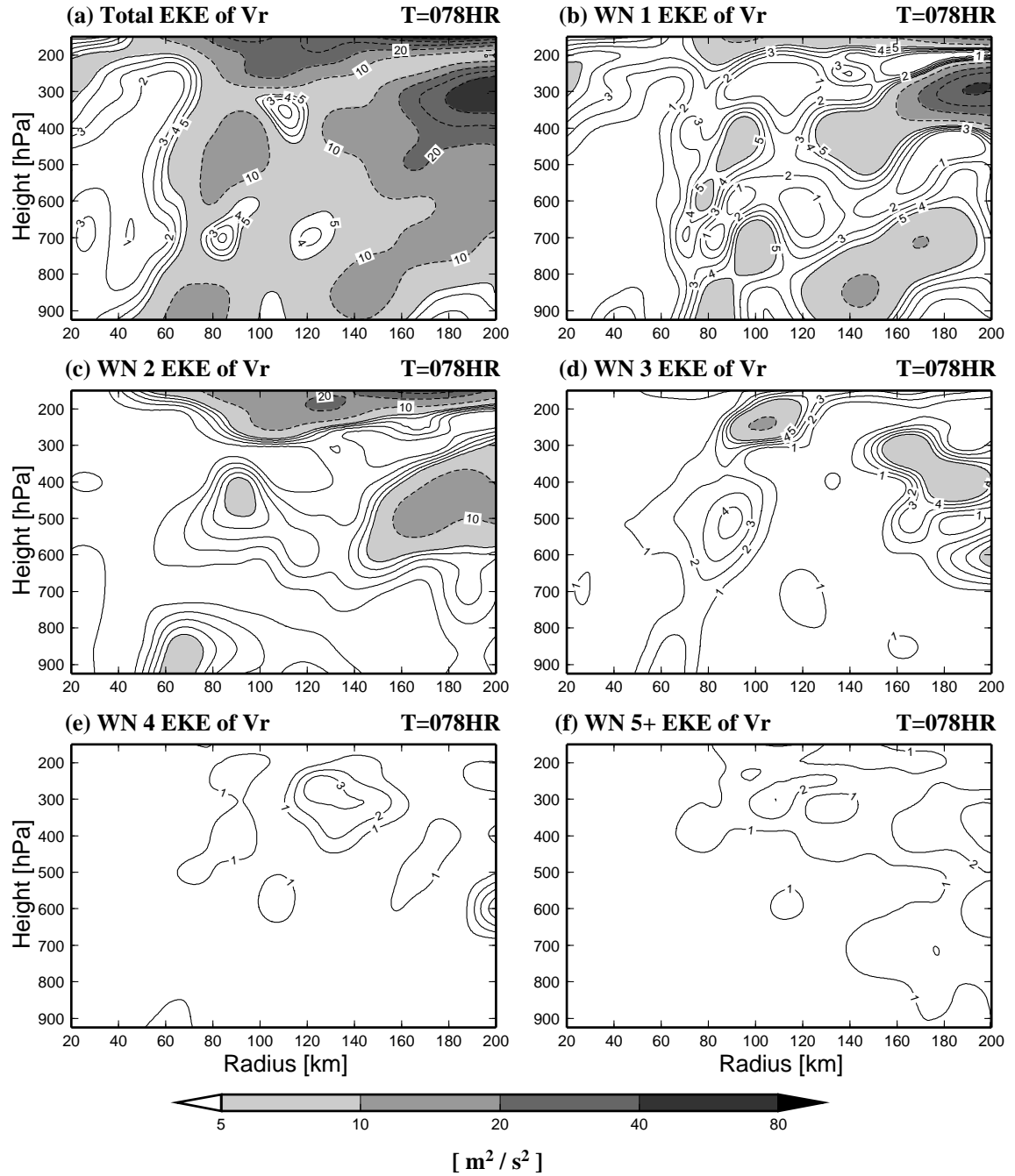


図 4.33: T=078 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

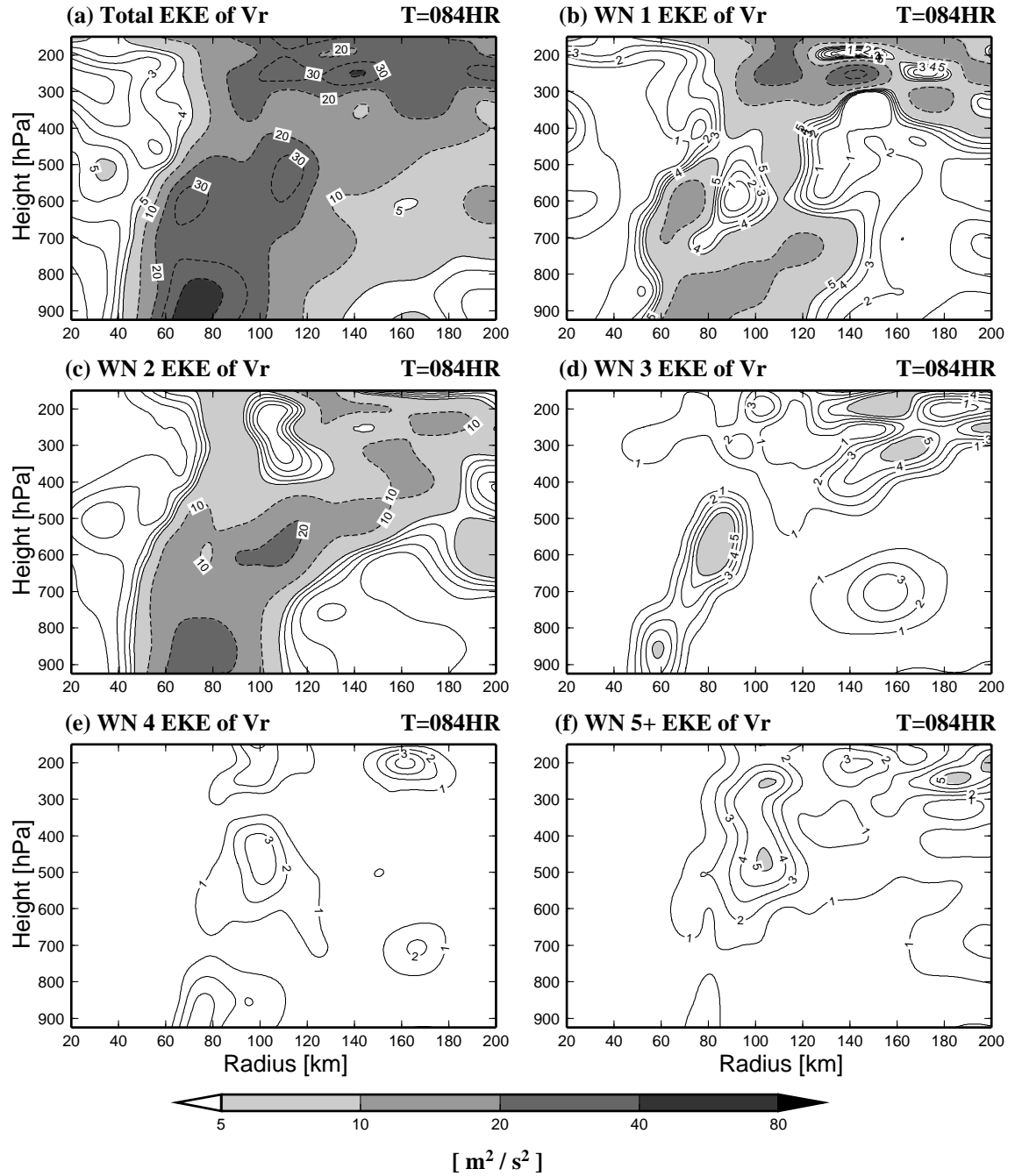


図 4.34: T=084 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

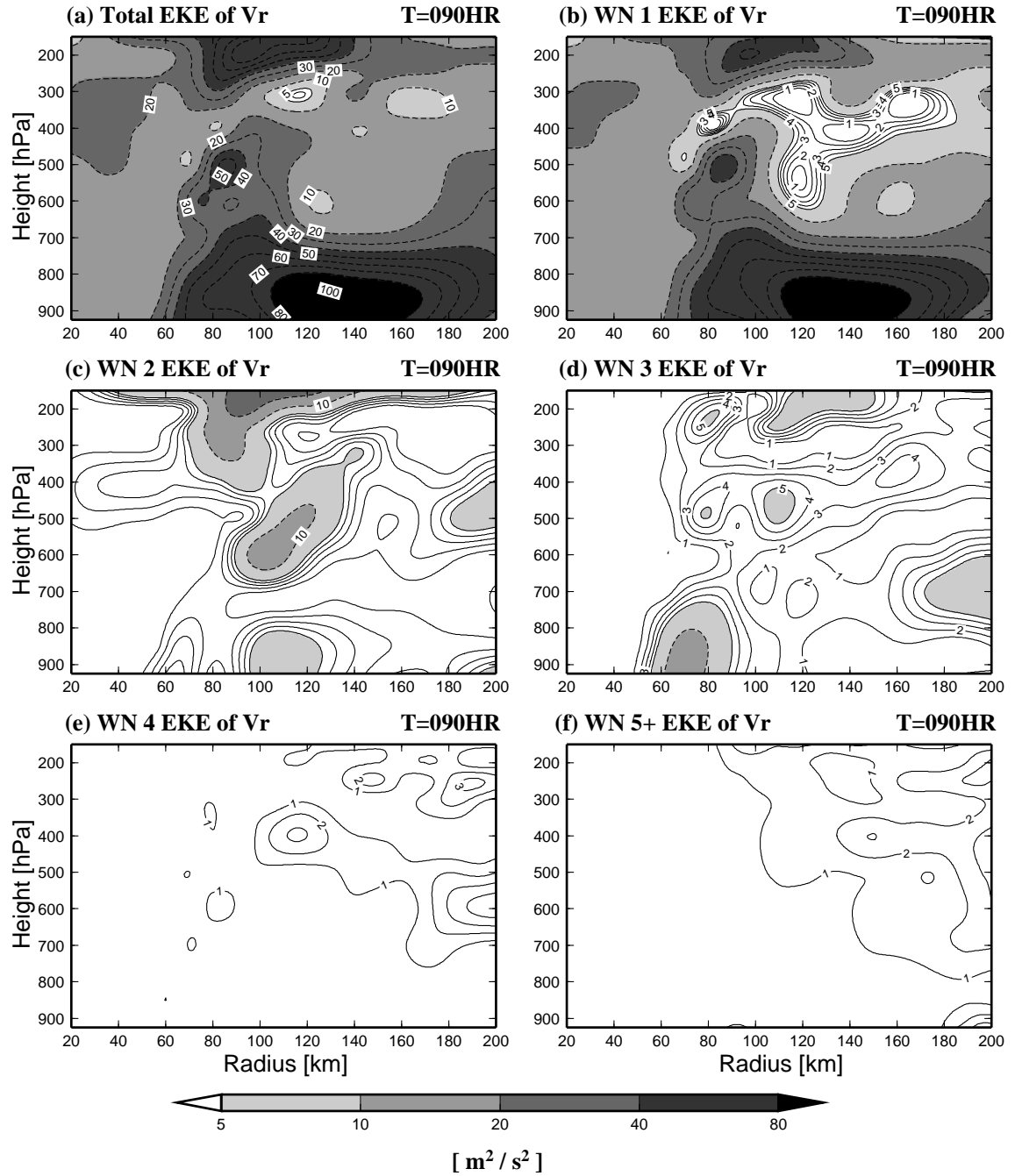


図 4.35: T=090 hr における動径速度の渦運動エネルギーの半径高度断面。その他は，図 4.28 に同じ。

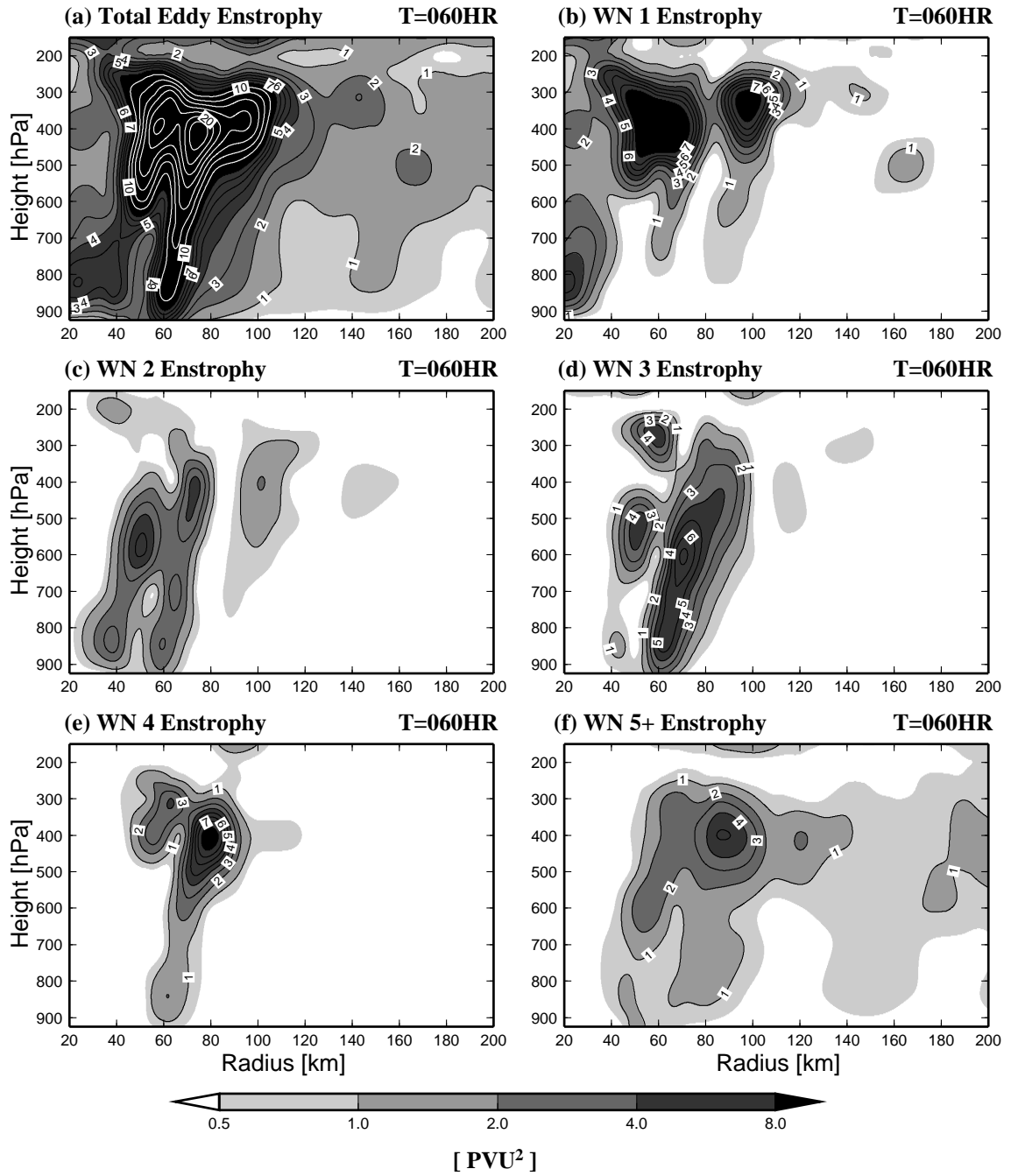


図 4.36: T=060 hr における渦エントロフィーの半径高度断面。全て軸対称平均したものを示す。(a) は接線速度のトータルの渦エントロフィー, (b) は波数 1 成分, (c) は波数 2 成分, (d) は波数 3 成分, (e) は波数 4 成分, (f) は波数 5 以上の成分の渦エントロフィーを示す。1 ~ 7 (PVU²) 以上の領域を, 1.0 (PVU²) 間隔の実線で表す。(a) において 10 (PVU²) 以上の領域は, 2.0 (PVU²) 間隔の白実線を重ねて表示している。

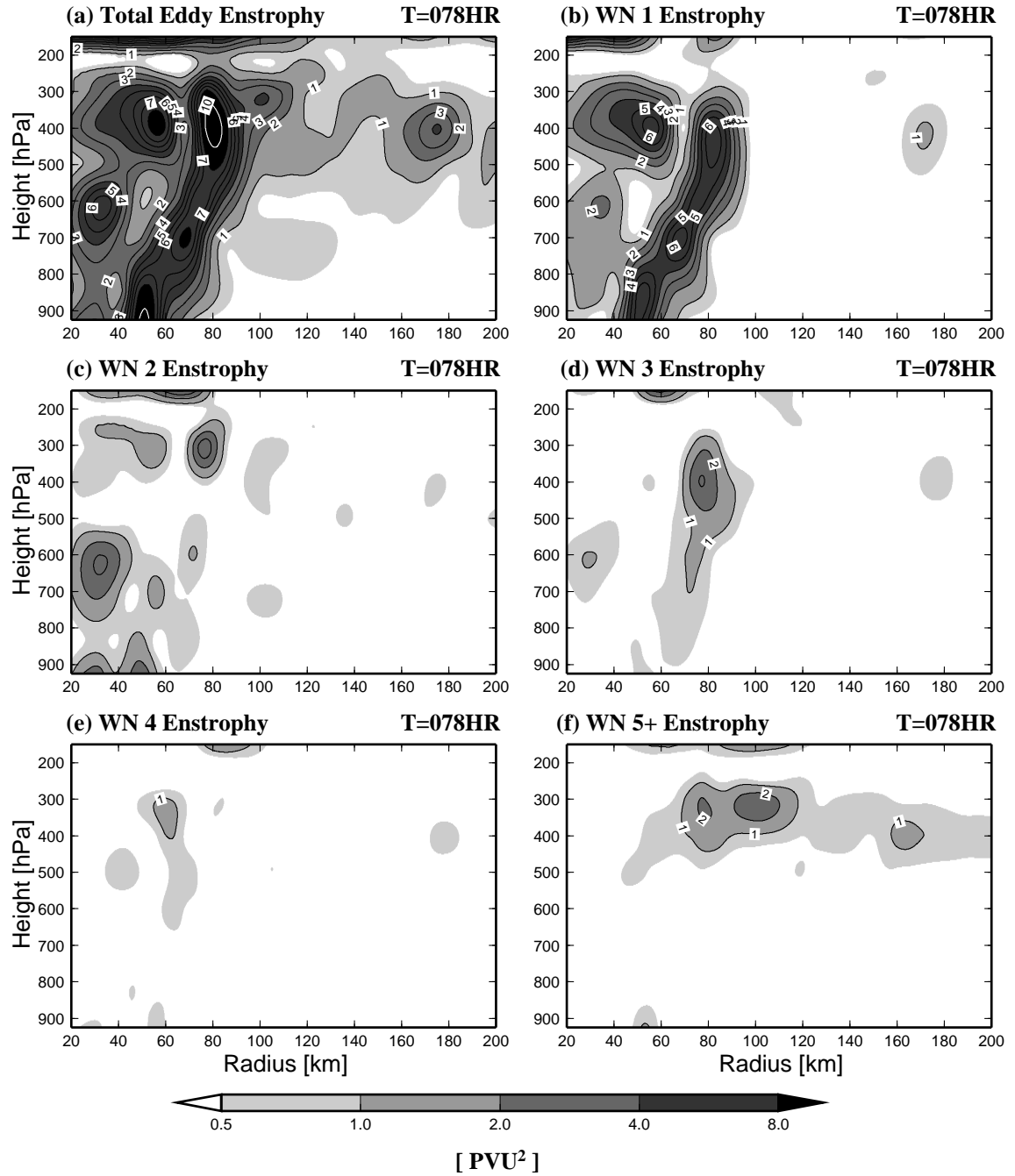


図 4.37: T=078 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。

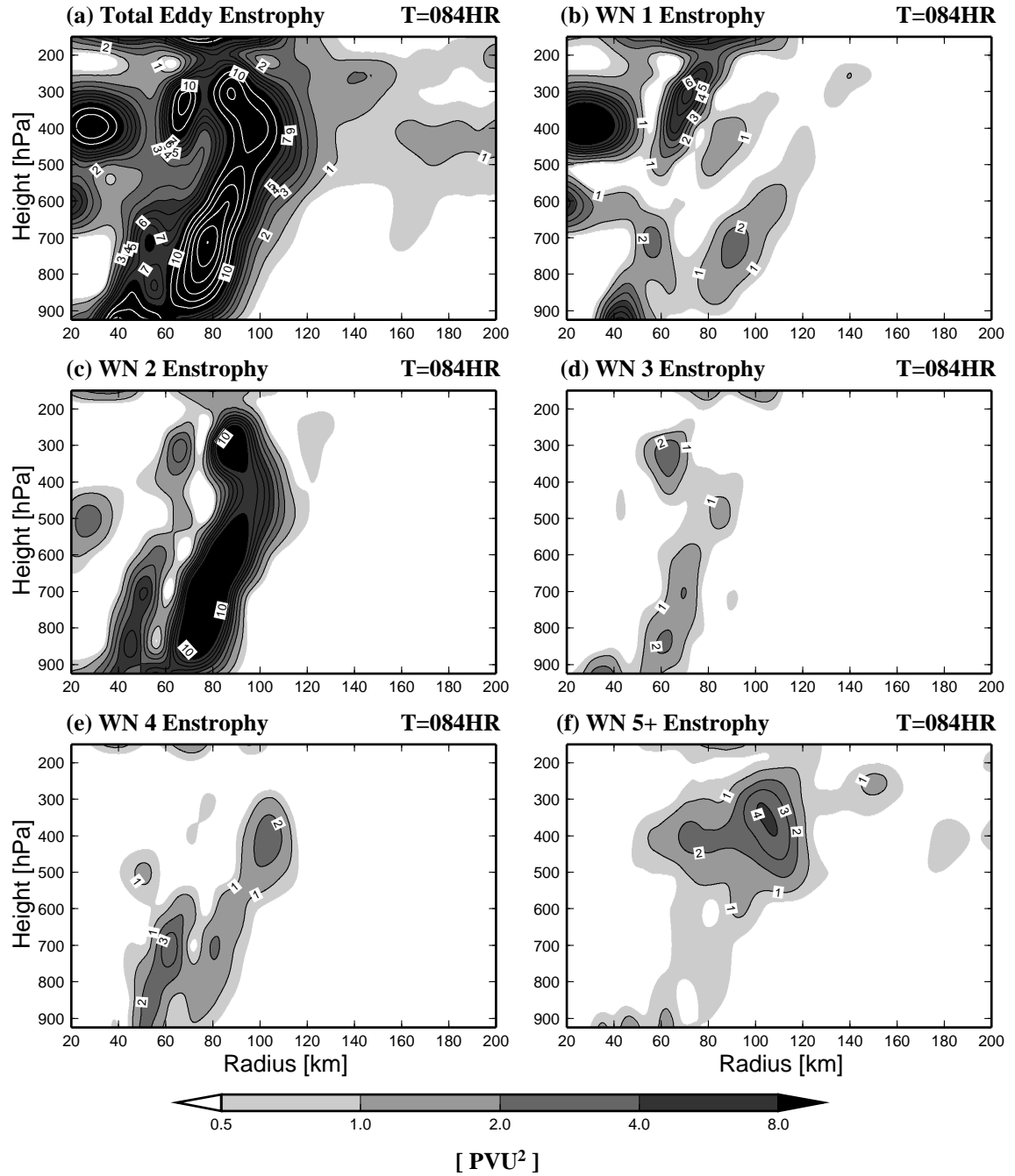


図 4.38: T=084 hr における渦エントロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。

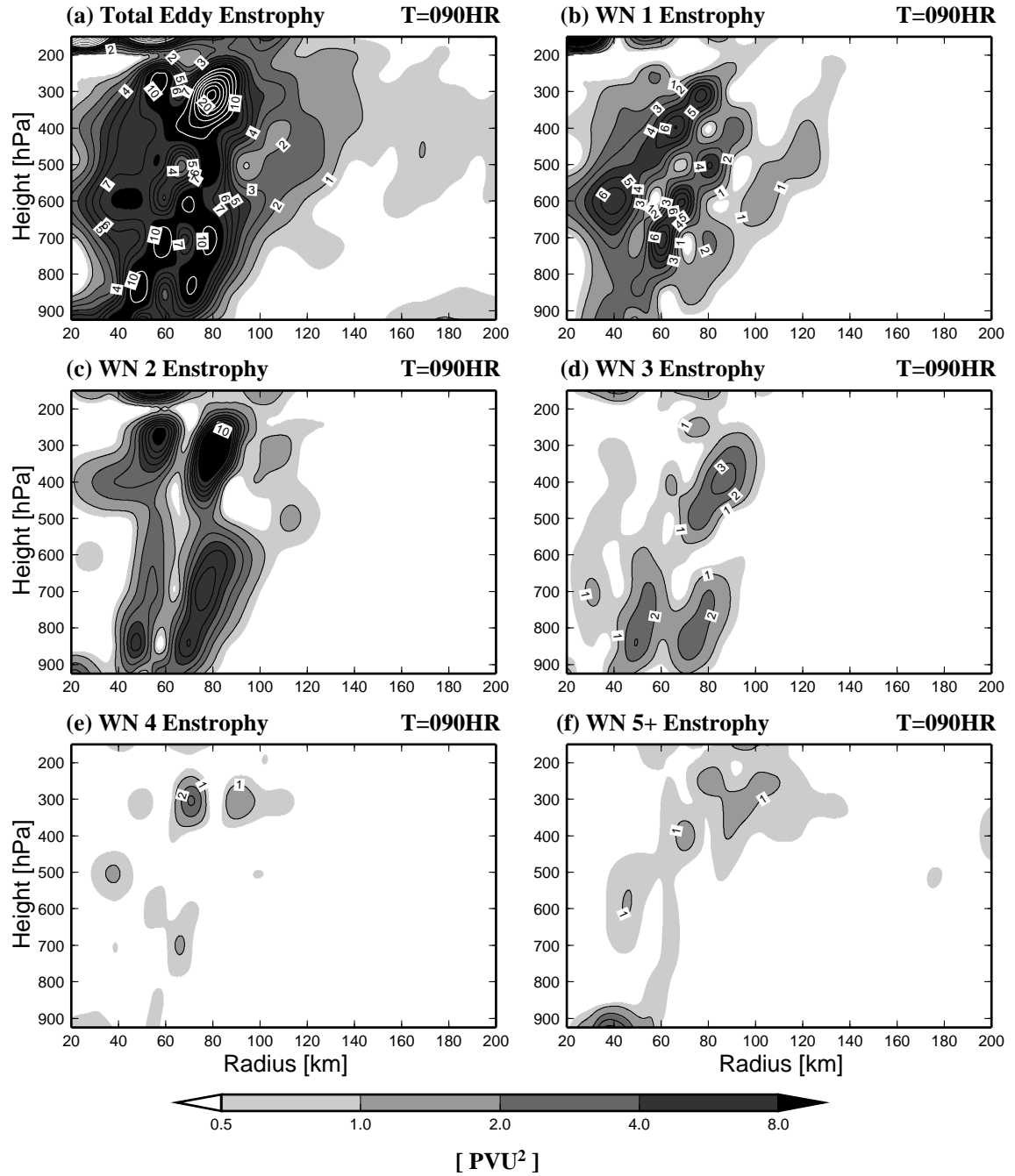


図 4.39: T=090 hr における渦エンストロフィーの半径高度断面。その他は, 図 4.36 に同じ。

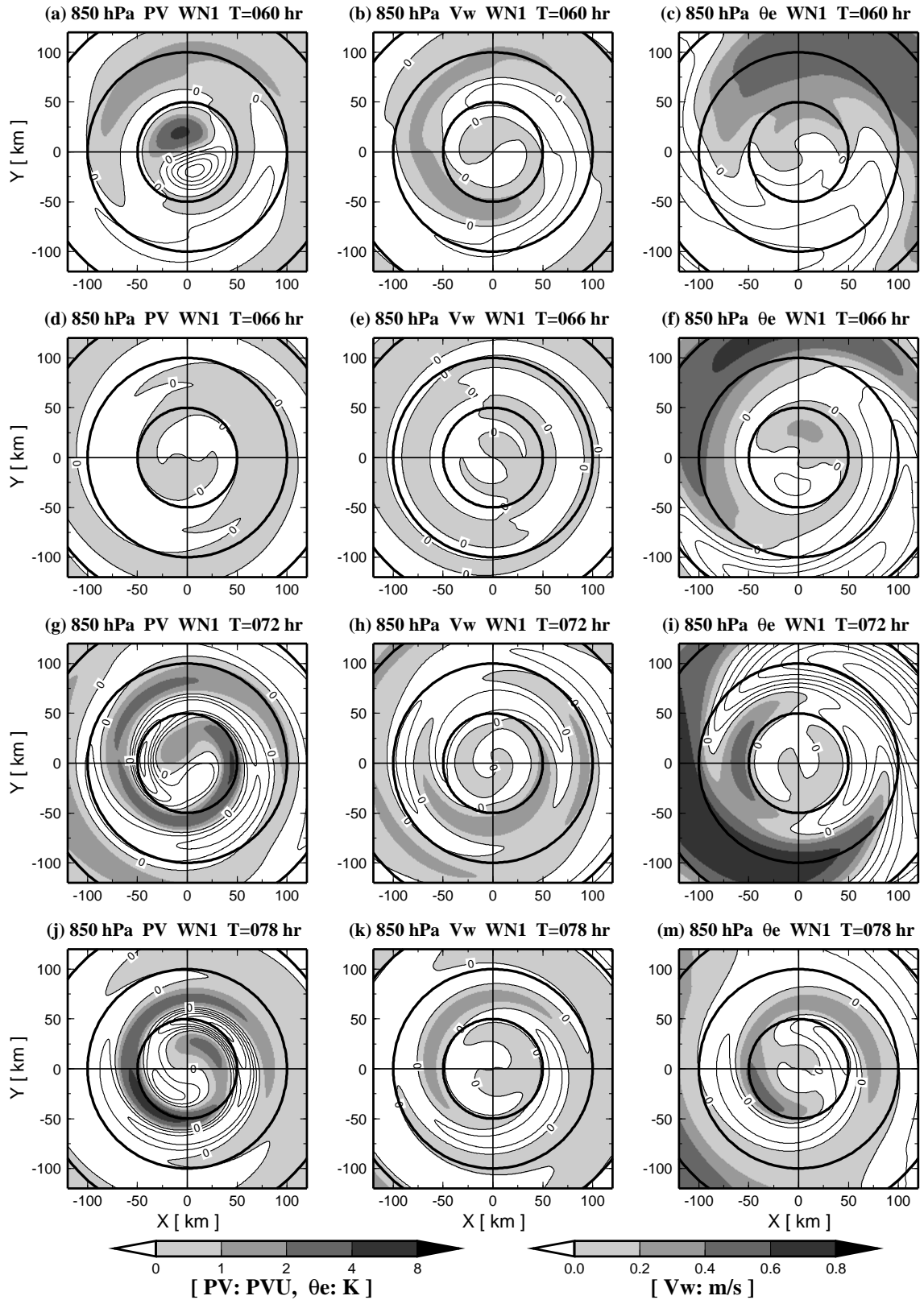


図 4.40: 高度 850 hPa の (a) 波数 1 渦位, (b) 波数 1 鉛直速度, (c) 波数 1 相当温位の水平分布。それぞれ T=060hr から T=078hr まで、6 時間毎に示している。渦位は、低気圧性擾乱の領域をカラーで、高気圧性擾乱の領域を実線で示しており、その間隔は 1 (PVU) である。鉛直速度は、上昇流偏差をカラーで示しており、下降流偏差を実線で示しており、その間隔は 0.2 (m/s) である。相当温位は、ウォームコア領域をカラーで、コールドコア領域を実線で示しており、間隔は 1 (K) である。

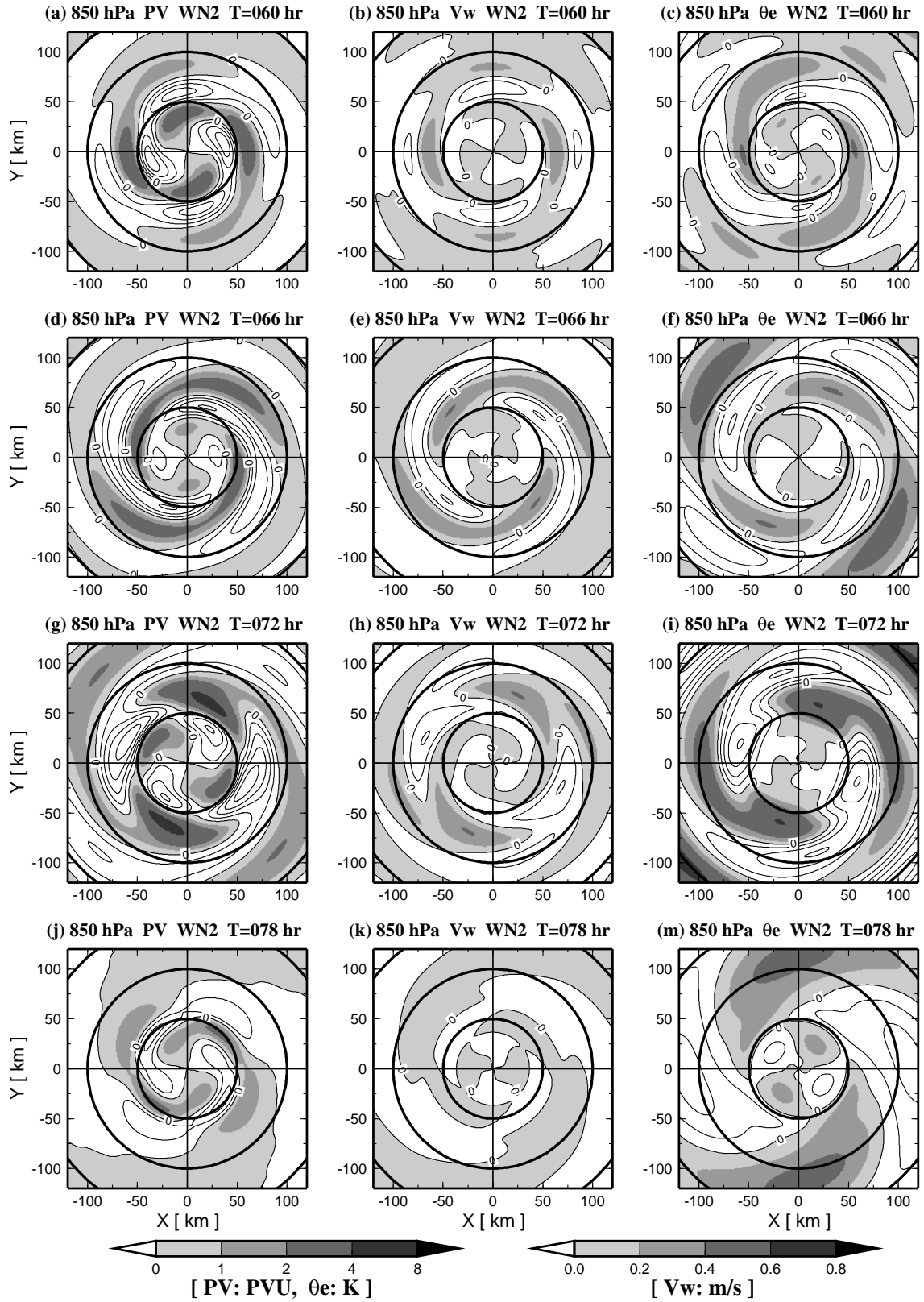


図 4.41: 高度 850 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。

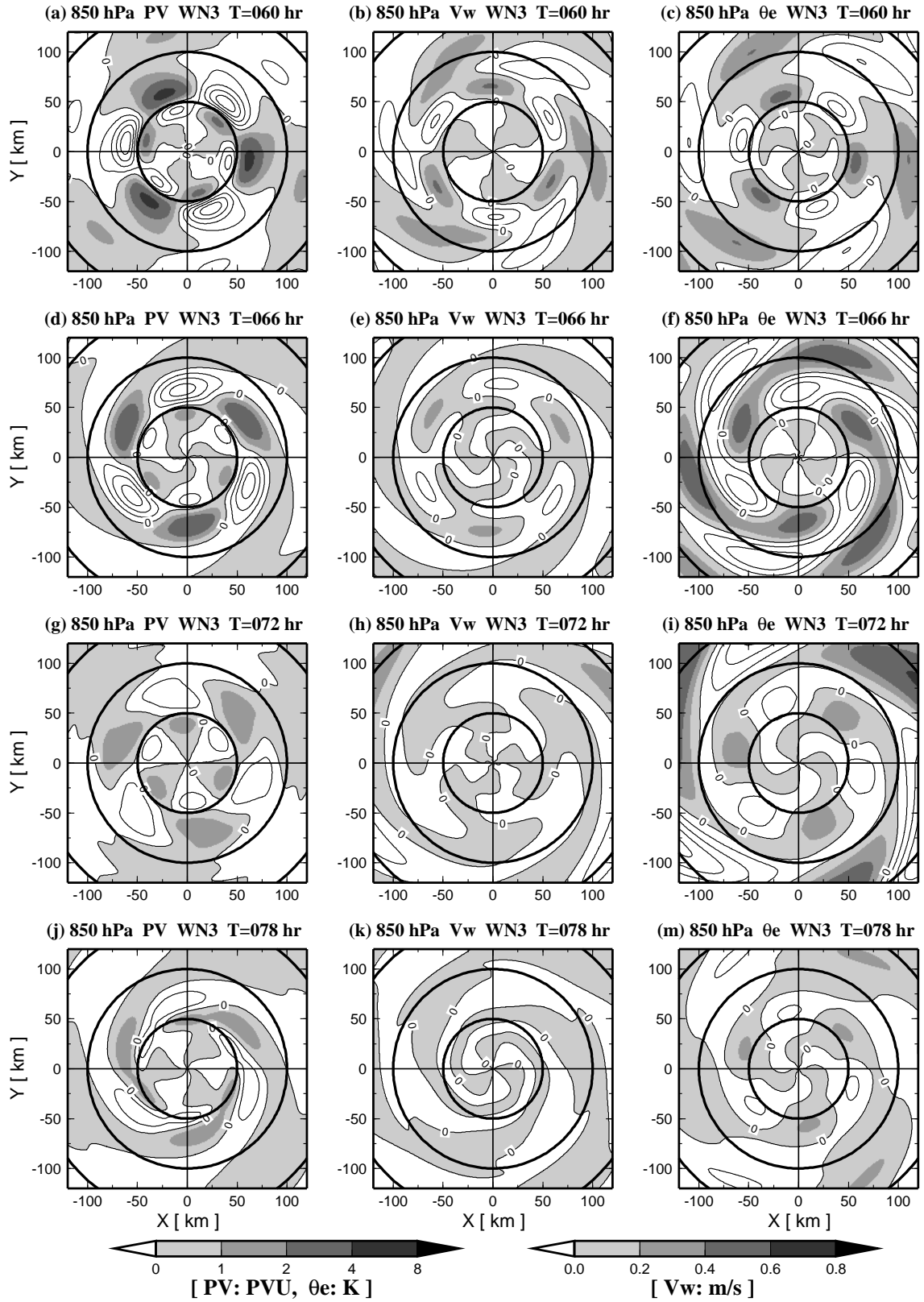


図 4.42: 高度 850 hPa の (a) 波数 3 渦位, (b) 波数 3 鉛直速度, (c) 波数 3 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。

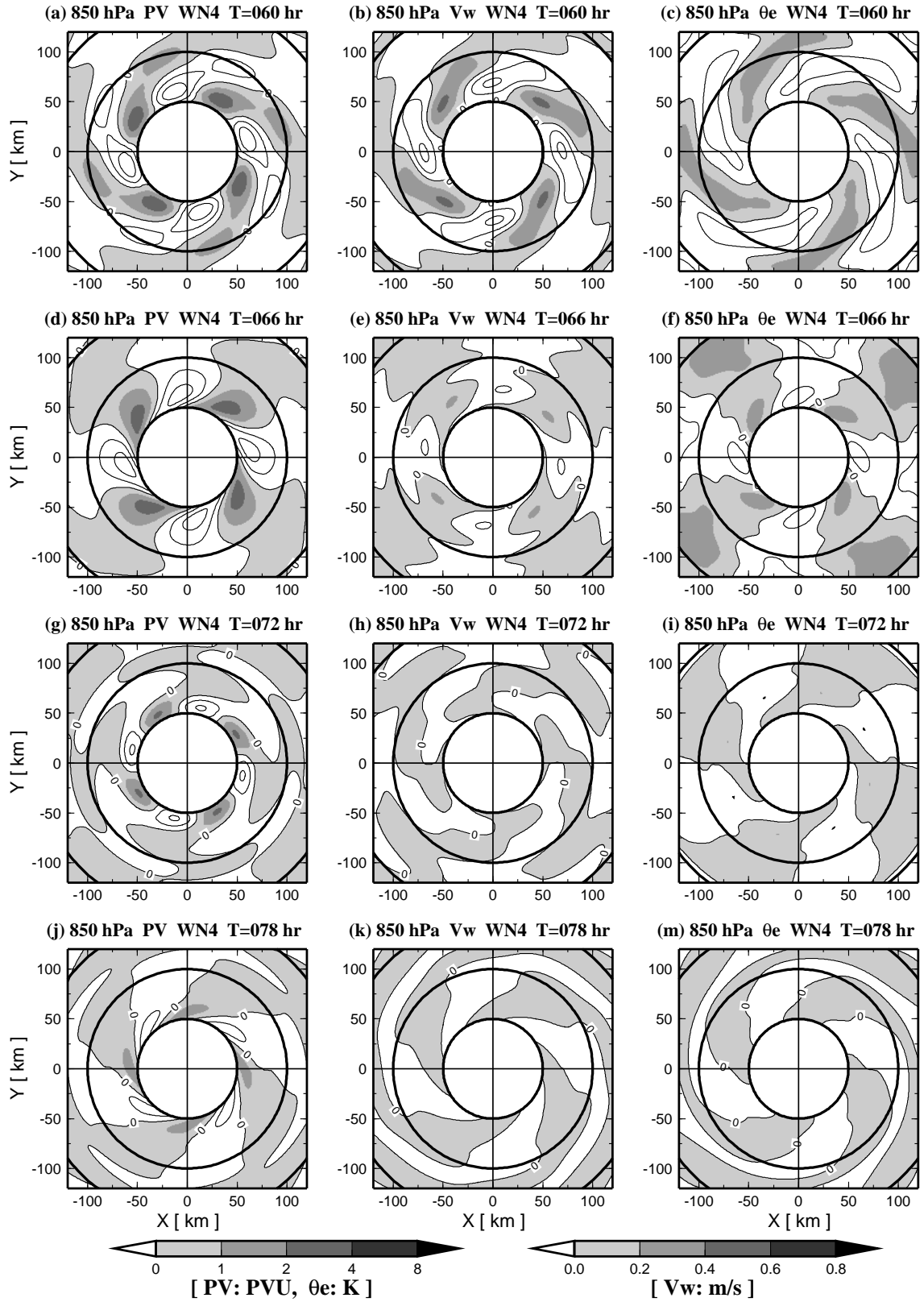


図 4.43: 高度 850 hPa の (a) 波数 4 渦位, (b) 波数 4 鉛直速度, (c) 波数 4 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。

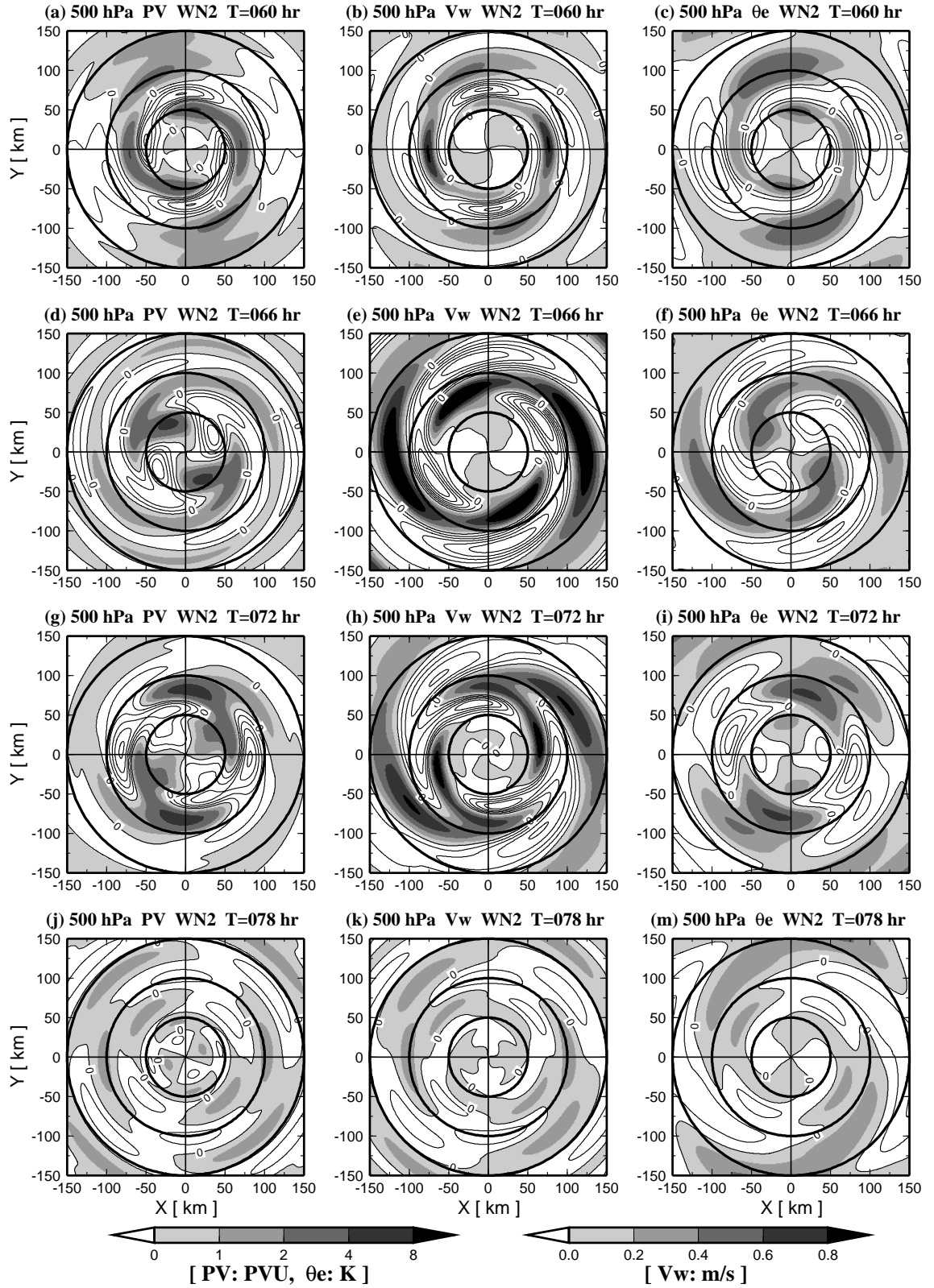


図 4.44: 高度 500 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。

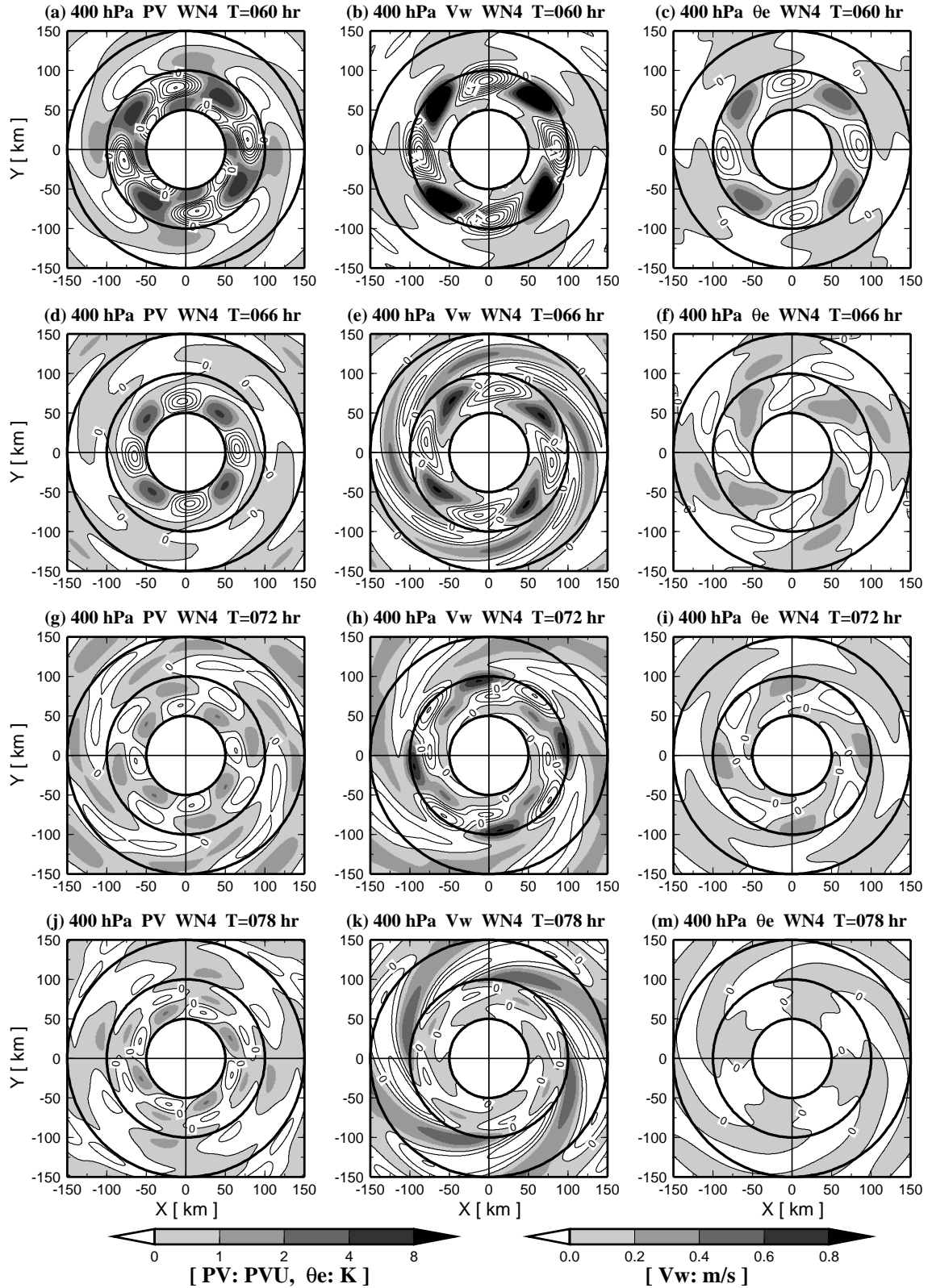


図 4.45: 高度 400 hPa の (a) 波数 4 渦位, (b) 波数 4 鉛直速度, (c) 波数 4 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じ。

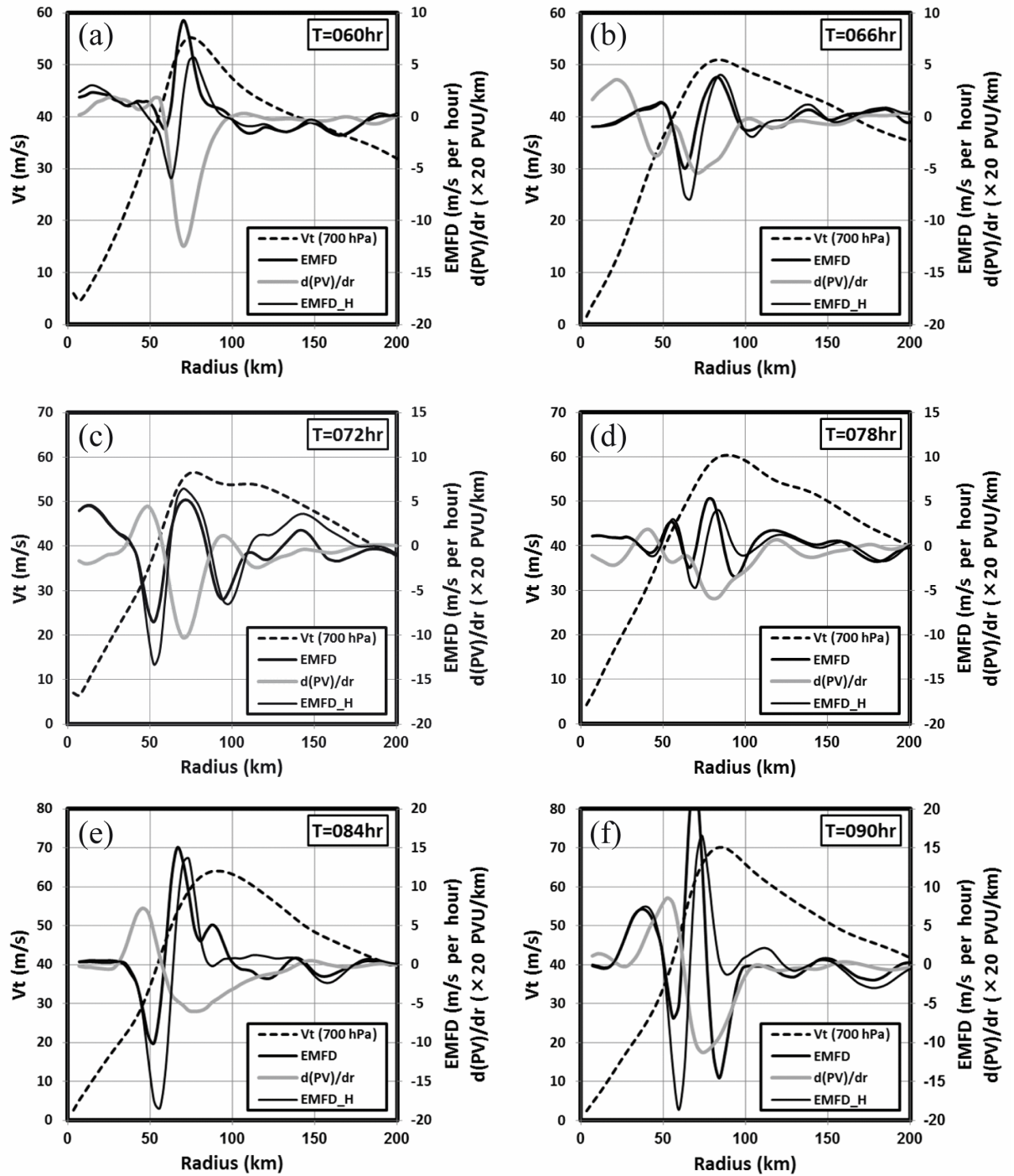


図 4.46: 高度 700 hPa における接線風速 (V_t), 渦位の水平勾配 (dPV/dr), 渦角動量フラックスの水平収束による 1 時間当たりの接線風加速 (EMFDH) と正味の接線風加速率 (EMFD) の半径プロファイル。(a) T=060 hr から (f) T=090 hr まで 6 時間毎に表示している。

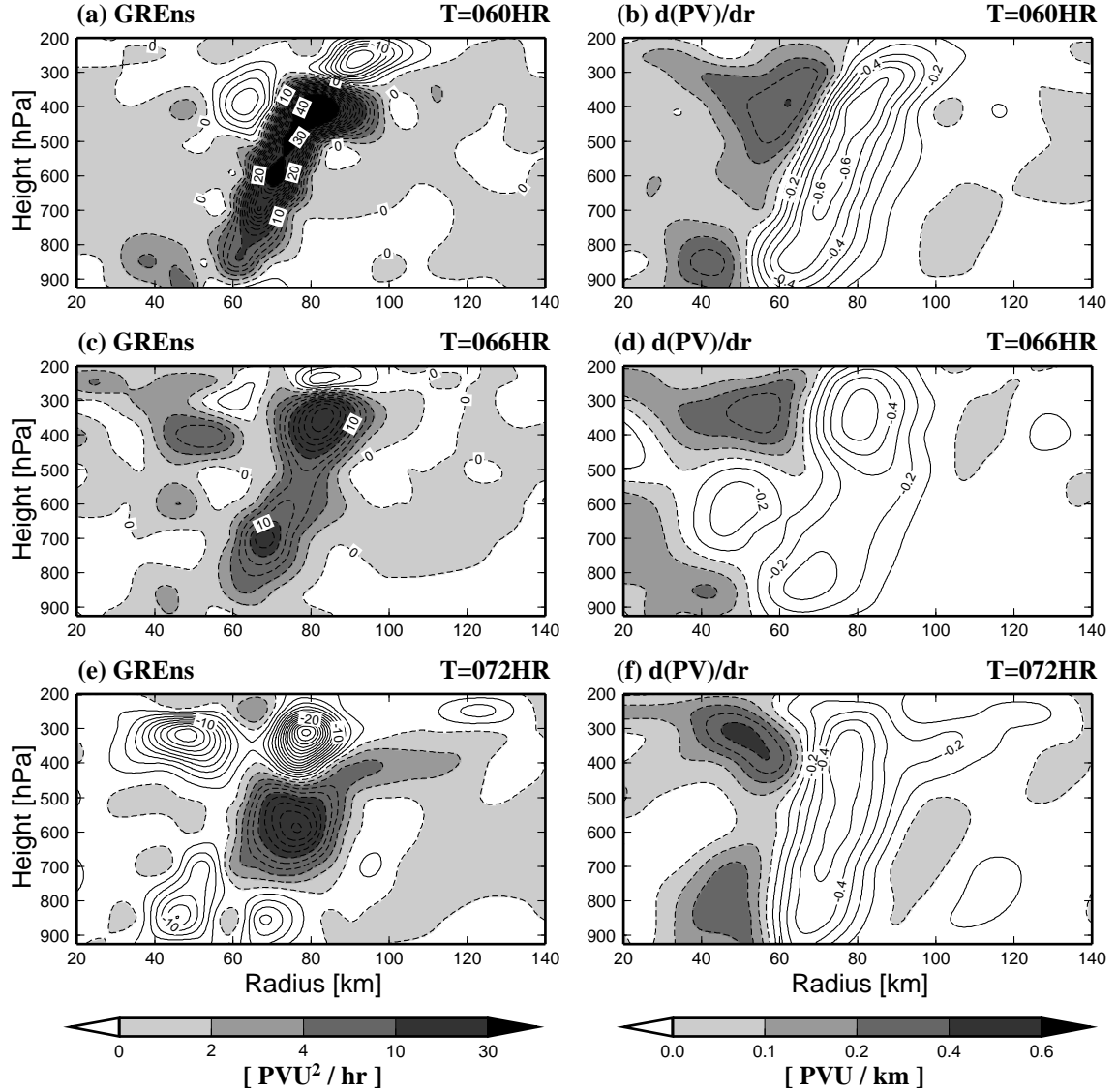


図 4.47: 軸対称平均した渦エントロフィーの成長率と渦位の水平勾配の半径高度断面。T=060 hr から T=072 hr までを表示している。渦エントロフィーは、カラーと合わせて 2 (PVU²/hr) 毎に破線で示し、負の領域は同間隔の実線で示している。渦位の水平勾配は、負の領域を 0.1 (PVU/km) 間隔の実線で、正の領域はカラーと 0.1 (PVU/km) 間隔の破線で表示している。渦位水平勾配が負の領域は、中心に近づくほど渦位が高くなる領域を示しており、正の領域は中心に近づくほど渦位が低くなる領域を示している。

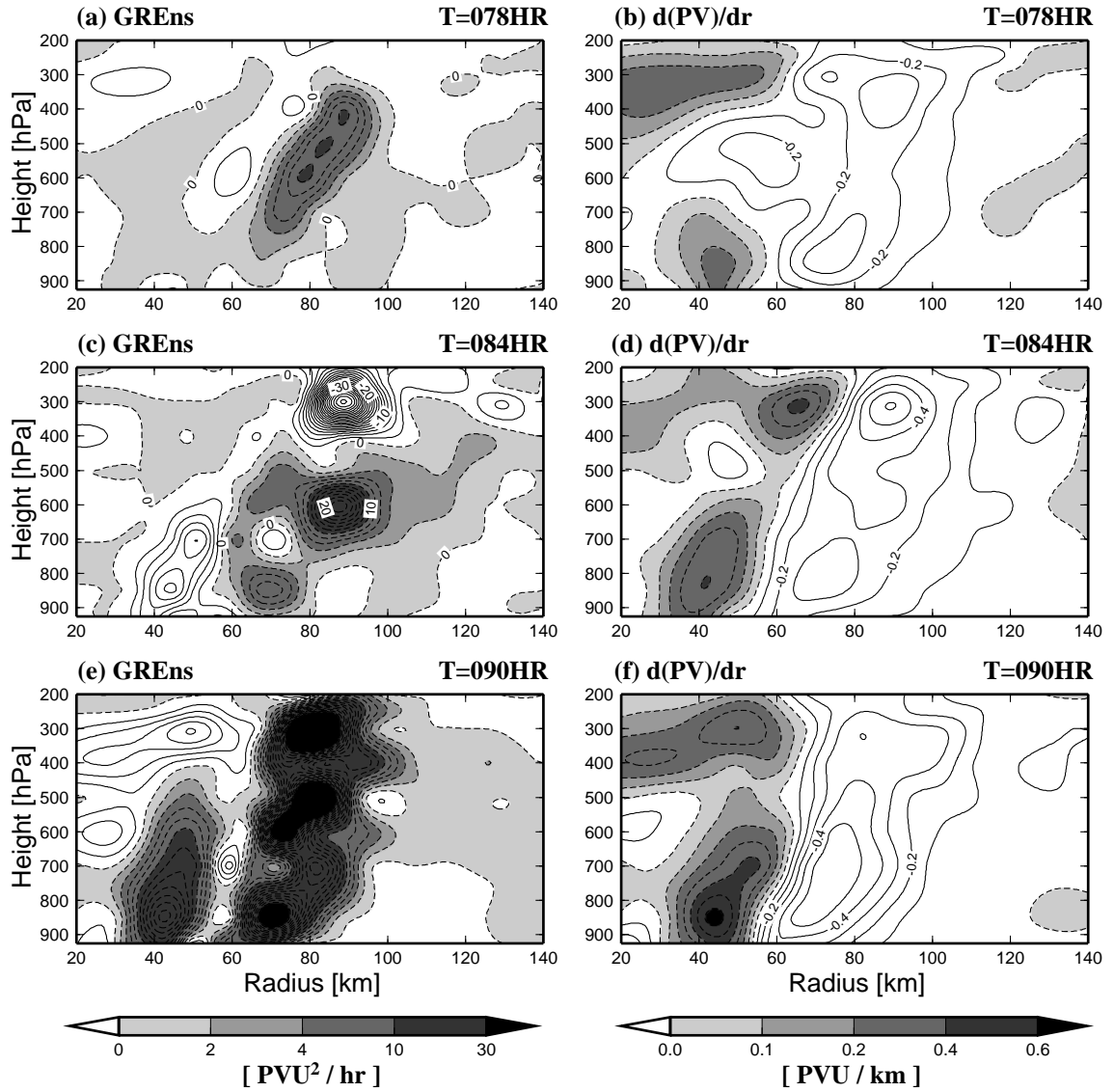


図 4.48: 軸対称平均した渦エントロフィーの成長率と渦位の水平勾配の半径高度断面。
T=078 hr から T=090 hr までを表示している。その他は, 図 4.47 に同じ。

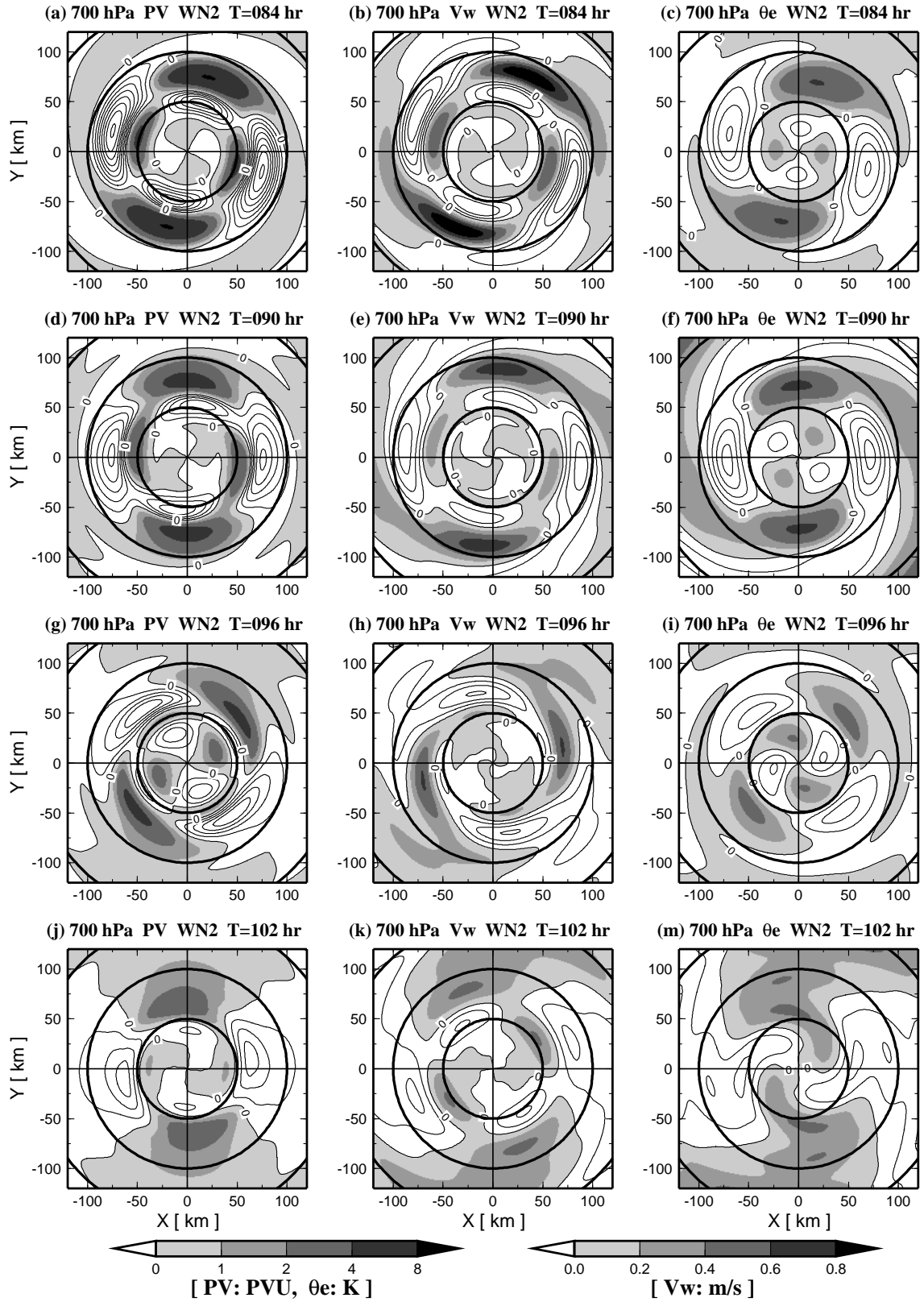


図 4.49: 高度 700 hPa の (a) 波数 2 渦位, (b) 波数 2 鉛直速度, (c) 波数 2 相当温位の水平分布。その他は, 図 4.40 に同じであるが, 期間は $T=084 \sim 102$ hr。

TC0813 Averaged T=072hr ~ 096hr

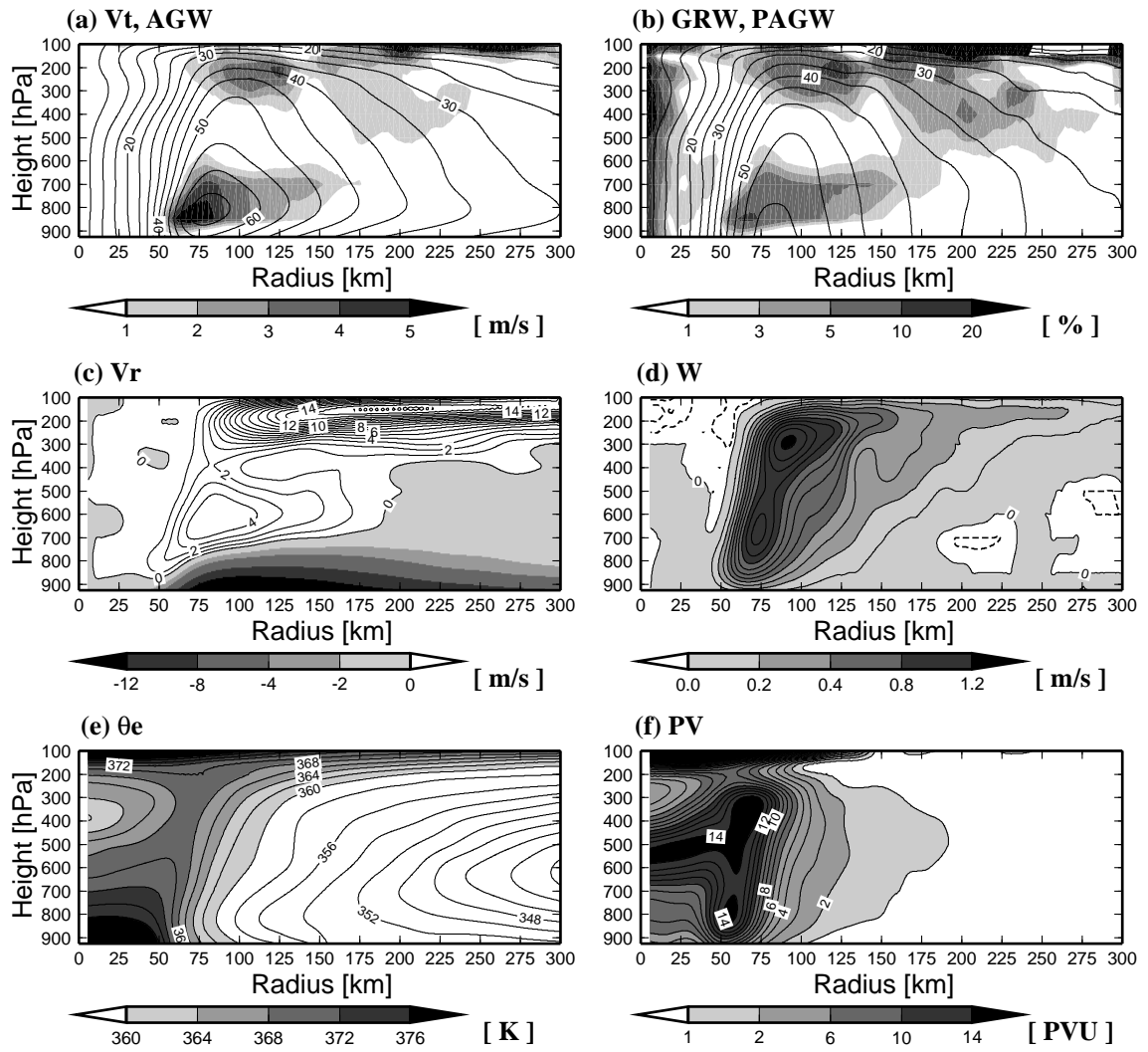


図 4.50: 最盛期 (T=072 hr から T=096 hr) の間で時間平均した (a) 接線速度と傾度風偏差, (b) 傾度風と傾度風超過率, (c) 動径速度, (d) 鉛直速度, (e) 相当温位, (f) 渦位。

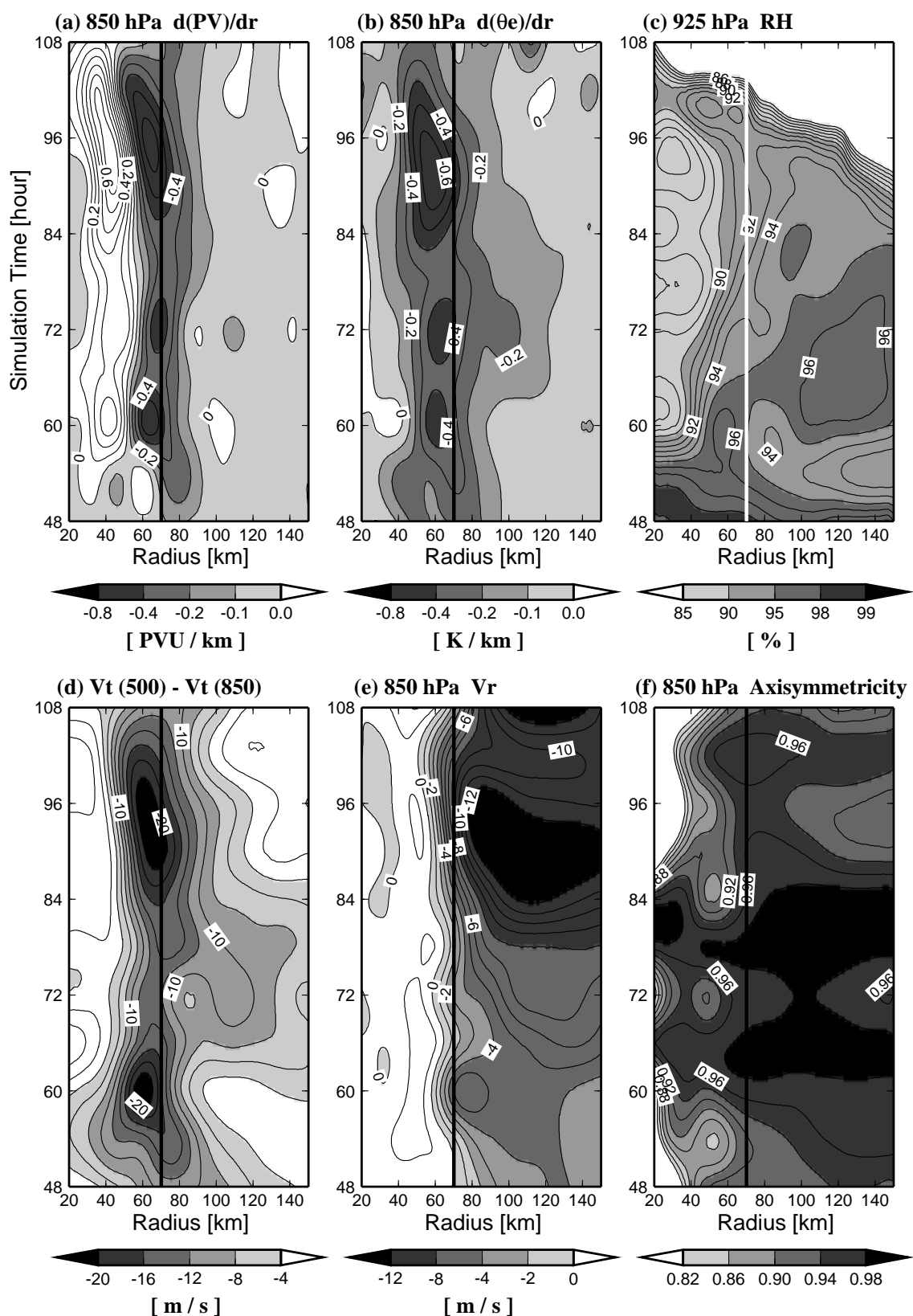


図 4.51: 軸対称平均した (a) 高度 850 hPa の渦位水平勾配, (d) 相当温位の水平勾配, (c) 高度 925 hPa の相対湿度, (d) 接線速度の鉛直シアー, (e) 高度 850 hPa の動径速度, (f) 高度 850 hPa における運動エネルギーの軸対称度。

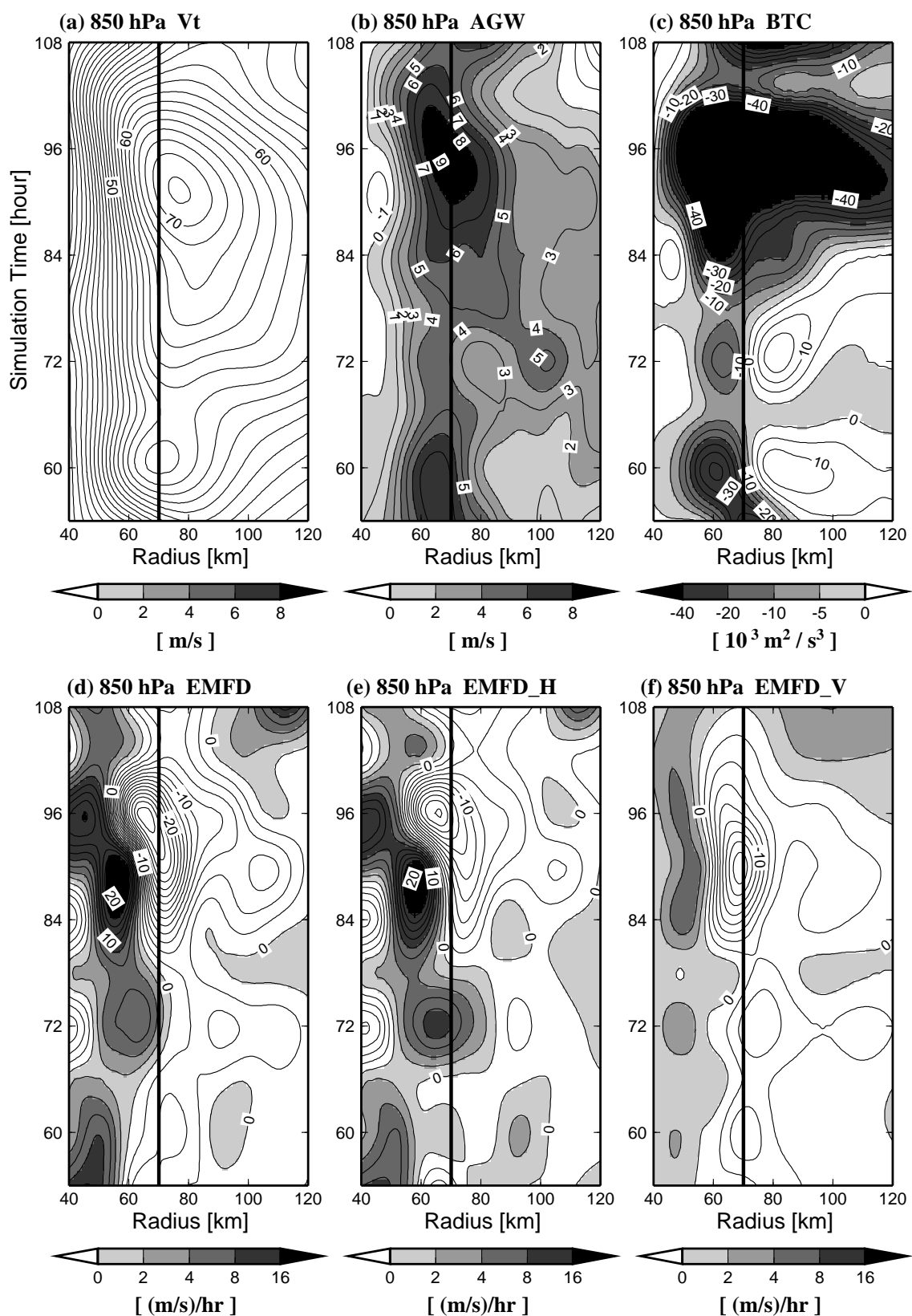


図 4.52: 高度 850 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。接線速度は, 2 (m/s) 間隔の実線で表現される。傾度風偏差は, 正偏差をカラーで示しており, また 1 (m/s) 間隔の実線でも表現している。順圧変換は, カラーの領域において平均から渦への運動エネルギー変換があることを示している。白抜きはその逆である。(d)-(f) は, 接線速度の変化率が正, すなわち加速領域をカラーで示している。太い直線は, 半径 70 km を示している。

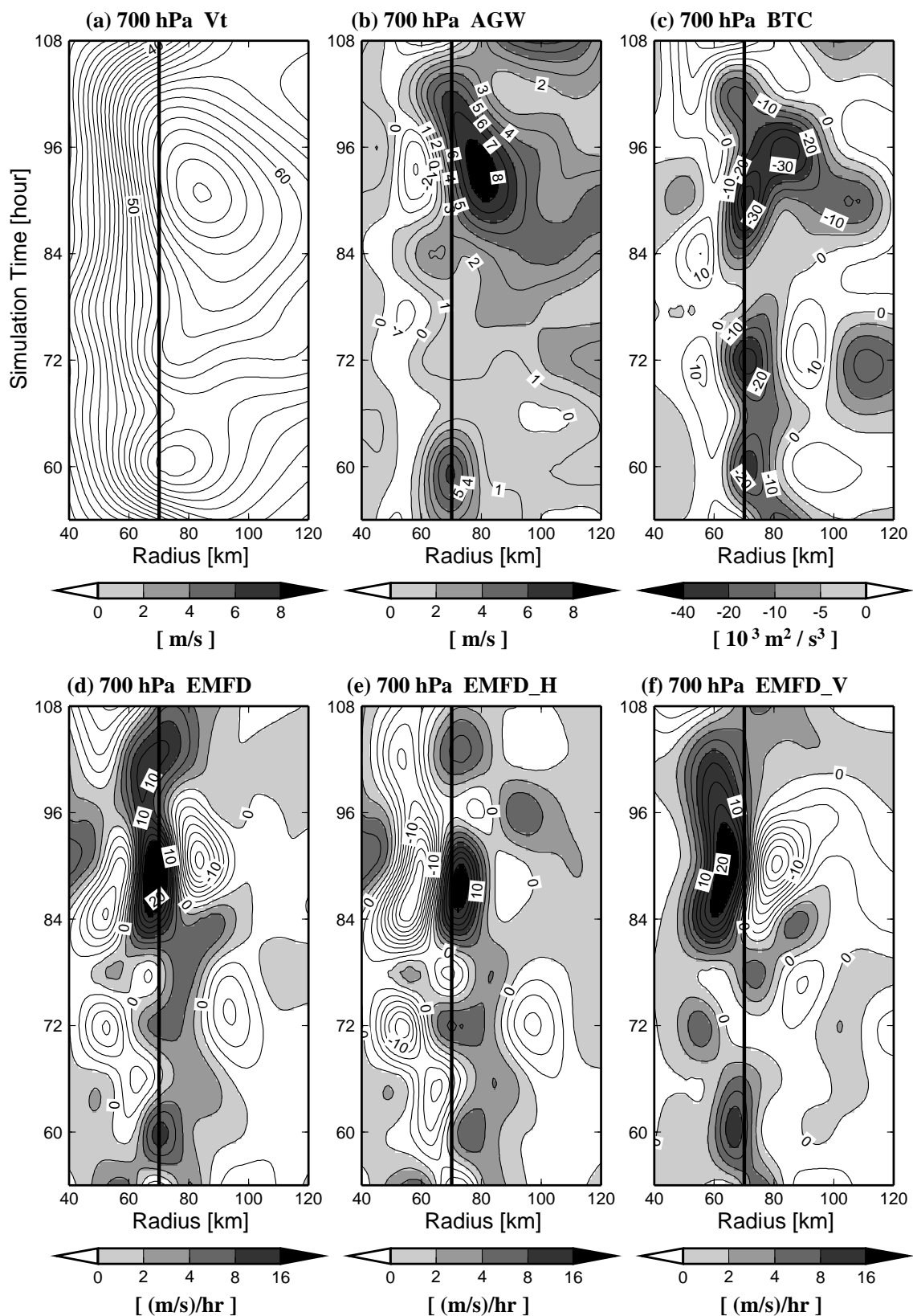


図 4.53: 高度 700 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は, 図 4.52 に同じ

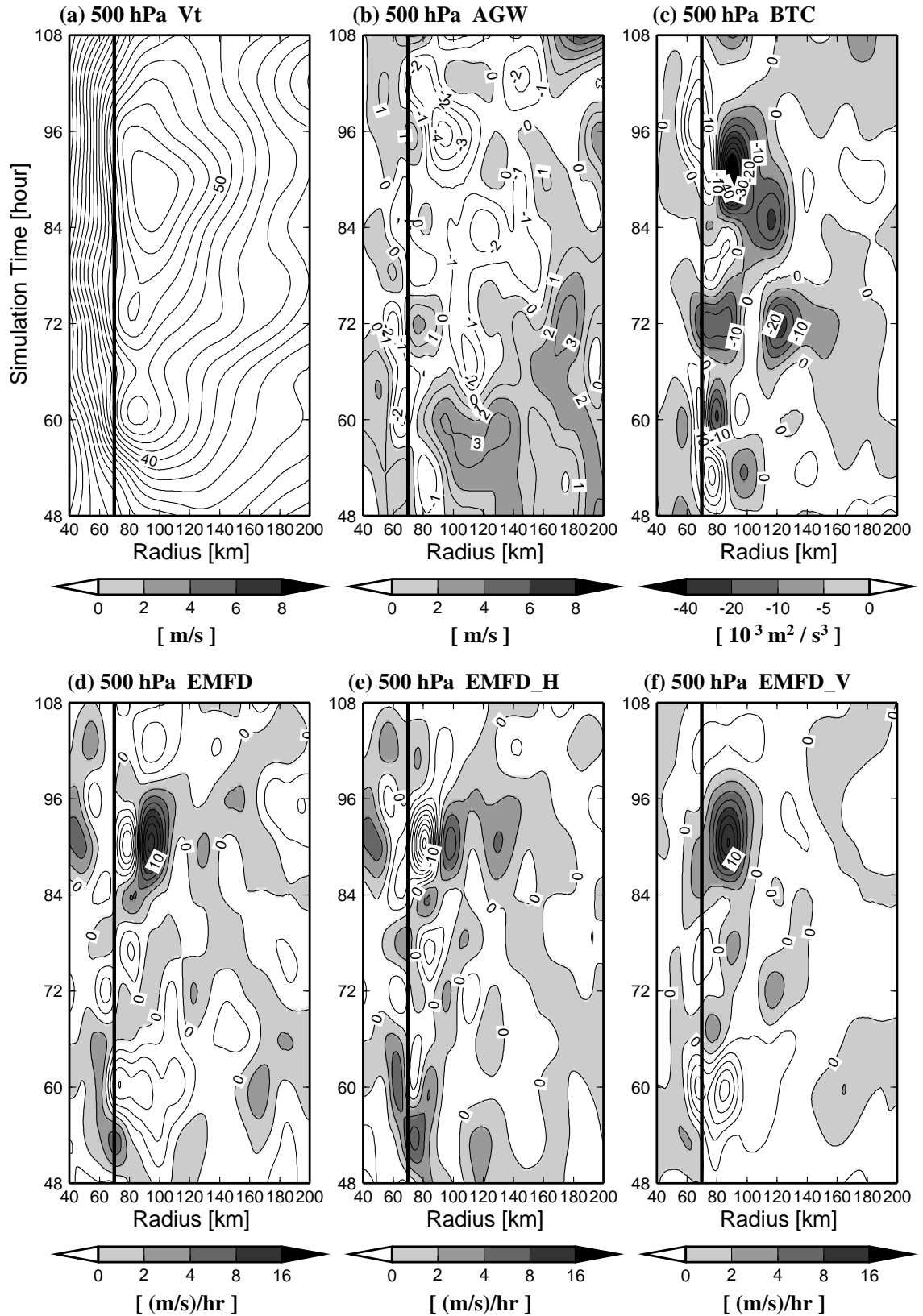


図 4.54: 高度 500 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は, 図 4.52 に同じ

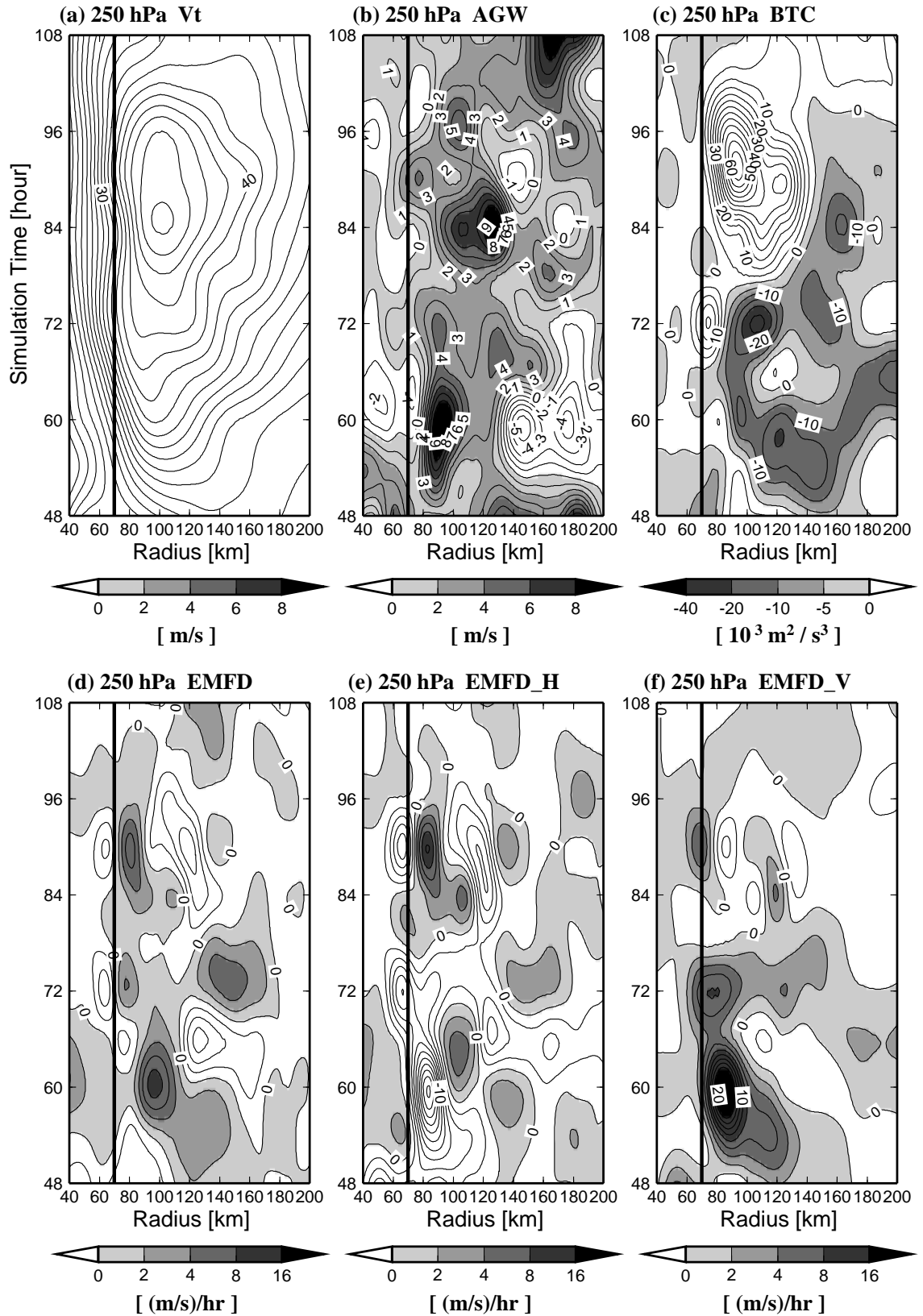


図 4.55: 高度 250 hPa の (a) 接線速度, (b) 傾度風偏差, (c) 順圧変換, (d) 渦角運動量フラックス収束による 1 時間当たりの接線風変化率, (e) 渦角運動量フラックスの水平収束, (f) 同鉛直収束の半径時間断面。その他は, 図 4.52 に同じ