

熱帯低気圧に伴う長寿命多重壁雲の

維持メカニズム

(Maintenance Mechanisms of Long-lived

Concentric Eyewalls in Tropical Cyclones)

辻野 智紀

(TSUJINO, Satoki)

名古屋大学大学院環境学研究科地球環境科学専攻学位論文

博士 (理学)

2018 年

概要

発達した強い熱帯低気圧は強風および激しい降水を伴う壁雲を同心円状に複数有することがあり、それらは多重壁雲と呼ばれる。単一の壁雲を有する熱帯低気圧において、その壁雲の外側に新しく壁雲が形成することで多重壁雲となる。壁雲では熱帯低気圧に伴う強風の局所的なピークと激しい降水が発生する。多重壁雲では強風半径がより外側まで拡大し、降水域も同様に広がる。先行研究から長寿命の多重壁雲は短寿命の多重壁雲に比べて、熱帯低気圧の強度が強く、成熟期での強度変化が小さいことがわかっている。これは、長寿命の多重壁雲はより長期間に渡って、強い強度、広い強風半径と降水域を伴うことを示している。したがって、長寿命の多重壁雲の維持のメカニズムを理解することは、熱帯低気圧の強度、大きさ、および降水の予報にとって重要である。しかし、長寿命の多重壁雲を伴う熱帯低気圧は統計的に短寿命の多重壁雲に比べて形成頻度が少なく、その維持のメカニズムについてはほとんど研究がない。

本研究の前半では、熱帯低気圧に伴う長寿命多重壁雲の維持の本質的な力学過程を明らかにするため、非静力学雲解像モデルを用いた理想化低気圧渦の数値実験と数値解析を行う。この状況下では、熱帯低気圧が存在する周辺環境場は理想的な状態で維持される。また、熱帯低気圧構造に影響を与える海面水温の変化や熱帯低気圧の移動などの要素は含まれない。その結果から、全く新しい多重壁雲維持の概念モデルを提案する。この概念モデルでは、外側壁雲形成後も活発な内側壁雲の境界層上端で超傾度風状態となっていることが最も重要である。内側壁雲での超傾度風状態は、その場所の空気塊に外向きの力が作用することになる。この外向きの力によって、内側壁雲の境界層より上では強いアウトフローが形成される。このアウ

トフローによって、外側壁雲の収縮をある半径に押しとどめることで多重壁雲状態を長時間維持させる。また、発達した内側壁雲による熱帯低気圧中心の顕著に、広がった暖気核が対流圏上層を安定化させることによって、外側壁雲に伴う上昇流を抑制し、壁雲の発達を抑えるように作用している。本研究で提案される概念モデルは発達した内側壁雲によって多重壁雲の寿命が制御されていることを示唆するものであり、過去の研究における統計的性質と整合的である。

本研究の後半では、実際に観測された熱帯低気圧に伴う長寿命な多重壁雲に対して、非静力学雲解像モデルを用いた数値シミュレーションおよび数値解析を行う。その結果から、1 事例ではあるが現実的な状況で見られる多重壁雲維持の概念モデルが提案される。この概念モデルでは、外側壁雲の外側に傾いた構造と、顕著な非軸対称構造が最も重要である。外側に傾いた構造により、外側壁雲形成後も外側壁雲下の境界層を通過する内向き流れが遮断されずに維持される。さらに、外側壁雲の顕著な非軸対称構造は、外側壁雲の境界層において浮力や水平収束の相対的に小さい領域、および内向き流れの相対的に強い領域を形成する。この領域では外から供給される空気塊が上向きに移動する量が小さいため、その多くが境界層内にとどまり続け、外側壁雲の内側まで流される。これらの内向き流れは内側壁雲の境界層まで到達し、外からの湿潤エントロピーを供給し続ける。このため、内側壁雲は長時間維持し続けることができる。加えて、外側壁雲の非軸対称構造は壁雲の発達、内向きの収縮を妨げるように作用しており、これによって外側壁雲が長時間維持し続けると考えられる。ここで提案される多重壁雲の長寿命の概念モデルでは、外側壁雲の構造およびより外側の環境場が多重壁雲の長寿命を制御していることを示唆しており、前半の研究で提案される概念モデルとは異なるものである。

これら 2 つの研究は長寿命多重壁雲の維持を引き起こすメカニズムについて、内側壁雲が支配的、すなわち、熱帯低気圧の中心周辺の構造および力学で制御される

場合と、外側壁雲が支配的、すなわち、熱帯低気圧周辺の環境場および外側壁雲の構造、力学で制御される場合の2つのタイプを提案し、内側壁雲による制御と外側壁雲による制御のどちらが卓越するかは熱帯低気圧の強度および周辺環境に依存することを示唆するものである。

目次

1	はじめに	1
1.1	先行研究	3
1.1.1	観測的アプローチ	3
1.1.2	理論的・数值的アプローチ	7
1.2	本研究の目的	14
2	実験設定	16
2.1	理想化実験	16
2.1.1	モデル設定	16
2.1.2	初期値・境界値	16
2.2	再現実験	17
2.2.1	モデル設定	17
2.2.2	初期値・境界値	19
2.3	再現性検証のための観測データ	20
3	理想化熱帯低気圧の数値実験	21
3.1	結果	21
3.1.1	シミュレーションの概要	21
3.1.2	短寿命型 CE	23
3.1.3	長寿命型 CE	24
3.2	考察	25
3.2.1	KE 収支解析	25
3.2.2	外側壁雲の構造	31

3.2.3	環境場の要因	32
4	台風 Bolaven の再現実験	34
4.1	Bolaven の概要	34
4.2	結果	37
4.2.1	再現された Bolaven の経路・強度	37
4.2.2	再現される降水の分布と時間変化	38
4.2.3	多重壁雲の鉛直構造	39
4.3	内側壁雲の維持	41
4.3.1	相当温位収支解析	42
4.3.2	後方流跡線解析	44
4.4	外側壁雲の収縮	48
4.5	先行研究との比較	54
4.6	三重壁雲の場合の考察	55
5	まとめ	60
5.1	理想化実験	60
5.2	台風 Bolaven 再現実験	63
6	付録	67
6.1	Rayleigh-Kuo の不安定条件	67
6.1.1	積分方程式による解釈	67
6.1.2	エネルギー論による解釈	71
6.1.3	ロスビー波の不安定による解釈	73
6.2	Kossin の非発散順圧渦度モデル	73

6.3	Yang et al. (2013) の多重壁雲同定手法および三重壁雲への適用 . . .	75
6.4	Braun (2002) による熱帯低気圧の中心位置推定	79
6.5	PV 収支式の導出	80
6.6	エネルギー方程式	83
6.7	Sawyer-Eliassen 方程式の導出	85

1 はじめに

熱帯低気圧 (Tropical Cyclone; TC) は熱帯, 亜熱帯域で発生する低気圧性の擾乱である. 成熟した TC は中心に「眼」と呼ばれる雲のほとんどない領域, そのすぐ外側に「壁雲」と呼ばれる対流活動の活発な積乱雲群がリング状に眼を囲んでいる. 眼の壁雲の外側には, 「スパイラルレインバンド」と呼ばれる低気圧中心に向かう方向に螺旋状の強い降水帯が存在する. 低気圧中心から壁雲を含め, 中心に最も近いレインバンドまでを「内部コア」領域とよび, その半径は 100 - 200 km 程度である (例えば, Willoughby, 1988; Houze, 2010). これより外側を外部コアとよぶこともある. 眼の水平スケールは半径 10 km から大きいものでは 50 km にも及ぶ. 壁雲の形成半径は眼の大きさに対応し, 半径 50 - 150 km 程度の位置に形成する. 壁雲はしばしば円形として描かれるが, 実際はある程度の非対称構造を伴う (例えば, Schubert et al., 1999).

壁雲では活発な対流活動が起こっており, 強い上昇流, 多量の凝結水物質, 凝結に伴う多量の潜熱加熱, 対流圏界面にまで到達する高い雲頂などで特徴づけられる (例えば, Houze, 2010). 質量保存から, 強い上昇流によって大気境界層で低気圧中心に向かう強い内向き流れ, 対流圏界面下部で強い外向き流れが存在する. また, 壁雲での非断熱加熱は上昇流を駆動し, 維持するとともに, その加熱源のすぐ外側では補償下降流が存在する (例えば, Houze, 2010). このうち, 内側の補償下降流は眼の中に貫入し, 空気塊の断熱下降による昇温から眼を温める (例えば, Ohno and Satoh, 2015). したがって, 眼の中の対流圏上層は「暖気核」と呼ばれる周辺より気温の高い構造が形成される. 対流圏上層が暖気となる構造は静的安定な構造であるため, 対流活動が抑制される. 眼の内部は静力学平衡が近似的に成り立つため, 暖気核構造によって TC は, 地表面気圧の最低値が低気圧中心となるよく知られ

た構造を形成する。

一方、壁雲周辺の境界層では強い内向きの流れによって周辺から大気が収束する。境界層の内向き流れは中心に向かって水平スケール 200 km 以上を移動する。この流れの間に (北半球では) 右向きのコリオリ力が働くため、中心付近では低気圧性循環を獲得する。対流圏下層で獲得された低気圧性循環は壁雲の上昇流によって対流圏中上層へ移流され、壁雲に沿って対流圏全層にわたって強い低気圧性循環となる構造が形成される。

大気境界層より上では海面摩擦がほとんど効かないため、第一近似として傾度風バランスが成り立つ (例えば, Emanuel, 1986)。下層で獲得して上層へ移流される低気圧性循環を保つためには、低気圧中心に向かう圧力傾度力 (すなわち、中心ほど低圧)、外向きに向くコリオリ力と遠心力が働く。また境界層より上では静力学バランスが第一近似として成り立つため、内部コア領域では温度風バランスが近似的に満たされる (例えば, Emanuel, 1986)。先述のとおり、眼の上空は暖気核構造をしているため、動径方向の温度傾度は内向きとなる。したがって、温度風関係からこの低気圧性循環は高度とともに弱くなる。よって、TC は対流圏下層に低気圧性循環の最大領域が存在する。ただし、境界層は摩擦によって低気圧性循環は減速されるため、境界層上端が最大風速高度となる (例えば, Emanuel, 1986; Houze, 2010)。この独特な構造 (等価順圧構造) から、TC の力学研究ではしばしば、TC を順圧非発散渦度系で記述することが行われる (例えば, Schubert et al., 1999; Kossin et al., 2000; Rozoff et al., 2006; Kuo et al., 2004, 2008)。

強い TC では同心円状の壁雲を複数有することがある (例えば, Black and Willoughby, 1992; McNoldy, 2004; Houze et al., 2007; Houze, 2010)。このような複数の壁雲は多重壁雲 (Concentric Eyewall; CE) と呼ばれ、観測的・理論的・数値的アプローチから様々な研究が行われてきた。TC に伴う CE は様々な点から理学的興味を惹い

ている。さらに、TC の強度や強風半径の予報精度にも影響を与える可能性がある。先行研究を含めた具体的な例は次節で述べるが、主に以下のようなテーマが挙げられる。

1. 外側壁雲の形成,
2. CE の置き換わり (Eyewall Replacement Cycle; ERC)
3. CE の維持.

特に、テーマ 2 および 3 は後述するように、多重壁雲の置き換わり (Eyewall Replacement Cycle; ERC) の問題として知られている。

1.1 先行研究

1.1.1 観測的アプローチ

世界で初めての多重壁雲の報告は Fortner (1958) である。Fortner は当時行われていた現業の台風航空機観測において、台風 Sarah (1956) を観測した。写真等は残されていないが、論文中に "The eye was found to have an eye within an eye; the diameter of the outer eye was 15 mi. and the inner eye had a diameter 3mi." という記述がある。

その後、航空機に気象レーダが搭載された後、Jordan and Schatzle (1961) はハリケーン Donna (1960) における航空機観測で、世界初の多重壁雲のレーダ画像を取得した。この論文のタイトルが "The 'Double eye' of Hurricane Donna" となっており、当時は壁雲で囲まれた領域を眼として考えており、壁雲で囲まれた領域が 2 つ存在することを反映したタイトルと考えられる。

同時期に、アメリカ軍による北西太平洋域での台風の航空機観測にも気象レーダが搭載されるようになった。その際、Joint Typhoon Warning Center (JTWC) の Annular Report (Kotsch and Hutchinson, 1961) が第二室戸台風として有名な台風 Nancy (1961) の航空機観測において明瞭な "Double eye" 構造を有していると報告しており、レーダ画像も記録された。北西太平洋で多重壁雲が初めてレーダ画像として報告された事例である。

1970 年代には地上設置型の気象レーダが北大西洋域でのハリケーン観測で利用されるようになり、航空機による短時間観測から、長時間にわたる高頻度のレーダ観測が可能になった。Hoose and Colón (1970) はカリブ海を通過したハリケーン Beulah (1967) に伴う多重壁雲を、プエルトリコ San Juan に設置された地上気象レーダによって高頻度で観測し、世界で初めて多重壁雲の形成と壁雲の置き換わりを観測した。この観測によって、置き換わりに要する時間はおよそ 13 時間程度であること、多重壁雲の構造は 5 時間程度維持していたこと、外側壁雲が形成後収縮していることなど、置き換わりにおいて今日に認識されている置き換わりに伴う代表的な多重壁雲の時間変化の特徴を捉えていた。

Black and Willoughby (1992) は世界で初めて、多重壁雲の置き換わりを伴ったハリケーン Gilbert (1988) の航空機観測を行い、航空機搭載レーダによる多重壁雲の分布に加えて、フライトレベルでの風速の空間分布を捉えた。さらに、複数回ハリケーンの眼の内部に貫入することで、壁雲の置き換わりに伴う詳細な風速の時間変化まで捉えることに成功した。彼らの報告によると、多重壁雲はそれぞれの壁雲に対応して風速の極大値を伴っており、多重壁雲形成後の外側壁雲収縮時には、その強風域も同時に収縮していることが明らかになった。さらに、壁雲の置き換わりに伴う内側壁雲の消失では、内側壁雲に伴う強風の極大値も同時に消失していることも明らかにした。

Houze et al. (2006, 2007) は The Hurricane Rainband and Intensity Change Experiment (RAINEX プロジェクト) において、顕著な多重壁雲を形成したハリケーン Rita (2005) に対して航空機観測を行い、航空機搭載レーダ、フライトレベルでの風速分布に加えて、航空機レーダのドップラー機能を用いたドップラー風速解析によって多重壁雲内での詳細な 3 次元風速の空間分布を再現した。その解析によると、先行研究で示されたような各壁雲に対応する風速のピークが見られたことに加えて、moat (内側壁雲と外側壁雲の間^{*1}) 領域では弱い下降気流を伴っていることも示唆された。さらに、彼らは多重壁雲状態での Rita の眼、moat それぞれに対して、異なった時期でドロップゾンデを投下することによって詳細な熱力学分布も取得した。得られた分布から、内側壁雲が活発な時期の眼は境界層内 (高度 500 m 以下) が非常に湿っており、それより上は非常に乾燥していること、さらに湿潤な層から乾燥した層への遷移領域で温度に強い逆転層構造が見られたことを示した。一方、内側壁雲が消失に向かう時期の眼は湿潤な層が高度 1200 m まで上昇し、温度の逆転層は消失していたことが示された。さらに重要な点は、この時刻に同じく moat で観測されたドロップゾンデデータと比較すると、眼と moat の熱力学構造がほとんど同じであったことである。この結果は、内側壁雲の消失に伴う壁雲の置き換えりによって、眼の中の空気と moat の空気が混合していることを示唆するものである。Rita の観測から取得された様々な情報を元に、彼らは今日の多重壁雲の共通認識となる概念モデルを構築した。

上記のように、北大西洋のハリケーンはアメリカが積極的に航空機観測を行うことによって非常に多くの多重壁雲の観測例、内部の構造やその時間変化が把握できるようになっている。一方、北西太平洋の台風は既にアメリカによる航空機観測は終了しており、主な台風観測の手段は静止気象衛星および極軌道衛星が取得する

^{*1}日本語では「堀」を意味するが、本文では英語のまま用いる。

様々なリモートセンシングデータに限られる。

このような状況下で、Yang et al. (2013) は北西太平洋における多重壁雲についてひとつの重要な統計的性質を示した。彼らは 1997 年から 2011 年にわたる極軌道衛星に搭載されるマイクロ波観測データを用いて多重壁雲を同定し、外側壁雲の形成後の寿命を調べた。衛星データに基づく多重壁雲の同定はまず、85 GHz 帯マイクロ波の輝度温度の水平分布について、台風中心をベストトラックデータから同定し、方位角方向に 8 領域に分割する。その 8 領域についてそれぞれ方位角方向に輝度温度を平均して 8 つの輝度温度の動径分布を構築する。輝度温度の低い領域は地上からのマイクロ波放射がその領域で雲や雨によって吸収・散乱されていることを表しており、すなわち活発な対流雲の存在を示唆している。8 領域に対応する輝度温度の動径分布から、輝度温度が 2 つの極小値をもつ分布を抽出し、5 つ以上が類似の半径に極小値をもてば、その TC は多重壁雲を有していると判断する。上記の同定手法を用いると、調査期間 15 年の中で、多重壁雲を伴う台風は合計 70 個同定され、以下のように分類された：

ERC 多重壁雲形成から 20 時間以内に内側壁雲が消失 (37 個; 53 %).

NRC 多重壁雲形成から 20 時間以内に外側壁雲が消失 (17 個; 24 %).

CEM 多重壁雲形成から 20 時間以上多重壁雲構造を維持 (16 個; 23 %).

この結果、北西太平洋域で初めて、多重壁雲の寿命のばらつきを示し、約 1/4 は寿命の長い CE を有していることが明らかとなった。彼らはさらに統計的な解析を行い、CEM 型は ERC や NRC 型と異なり、

- 最大強度が他のタイプより強い。
- 多重壁雲形成前後の強度変化がほとんどない。

- moat および外側壁雲の幅が他のタイプより広い.

という統計的特徴を明らかにした. 加えて, 彼らは台風が埋め込まれている環境場に着目し, CEM 型は他のタイプと比べて,

- 対流圏中下層で湿潤な環境,
- 鉛直シアーが弱い環境,
- 移動速度が遅い,

という環境場に対する統計的特徴も示した.

さらに, Yang et al. (2015) では, 世界の海域ごとに同じ手法で多重壁雲の寿命が議論されているが, 北大西洋のハリケーンやインド洋, 南太平洋のサイクロンに比べて, 北西太平洋の台風では圧倒的に CEM 型の発生数が卓越していることを明らかにした. これは各海域における気候学的な大気の特徴, すなわち台風が埋め込まれている環境場が CE の寿命に何らかの影響を与えていることが示唆される.

統計的には CEM 型は他のタイプに比べて台風強度が強いという特徴を有しているが, 個別で見ると, 比較的弱い台風にも CEM 型が確認されている. Yang et al. (2014) では, 台風 Soulik (2013) について先と同様の多重壁雲同定方法とベストトラックデータなどから事例解析を行い, カテゴリー 2, 3 において CEM 型と同定される長寿命な多重壁雲を有していたことを報告している.

1.1.2 理論的・数値的アプローチ

外側壁雲の形成メカニズムは多くのプロセスが提案されているが, 未だに統一的な見解は示されていない. Kuo et al. (2004, 2008) では, 順圧非発散渦度モデルを用いて, 単一壁雲を模した強い円形渦を中心におき, 周辺に組織化した対流に伴う

低気圧性渦を模した渦度を配置し、時間積分を行った。彼らの結果では、外側壁雲は以下のプロセスによって形成されることが提案された:

1. 既に存在する単一の壁雲の周辺で組織化した対流が発生する。
2. 対流に伴う大規模な正渦の供給が、単一の渦に伴う流れによって内側壁雲より外側の領域 (相対渦度が動径勾配をもつ領域で、スカート領域と呼ばれる) においてリング状の渦を形成する。

ただし、Moon et al. (2010) はより現実に近い TC の渦分布に基づく数値計算を行い、彼らのメカニズムが本質的ではないと反論している。

Rozoff et al. (2006) は先と同様の非発散順圧渦度モデルを用いて、Rapid Filamentation プロセスという moat の形成メカニズムを提唱した。彼らは壁雲の特徴を強い上昇流 (積雲対流の発生)、強い渦度 (上昇流による渦度の移流あるいは伸長による渦度の生成) と考えた。これに対し、moat の特徴を鉛直流がない (積雲対流の抑制)、弱い渦度 (渦度の供給源がない) とすることで、moat における弱い渦度の形成を議論した。彼らのメカニズムにおいて重要なのは、渦度が組織化するのに要する時間である。

パーセルにおける渦度を含む任意のスカラー量 q について、デカルト座標 (x, y) での非発散順圧系では

$$\begin{aligned} \frac{Dq}{Dt} &= \dot{q}, \\ \frac{D}{Dt} &\equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \end{aligned} \tag{1}$$

によって支配される。ここで、 u 、 v は x 、 y 方向の速度、 \dot{q} は外的に与えられる q のソース・シンクである。Okubo (1970); Weiss (1991) で議論された q のラグラン

ジユ的等値線の時間変化は

$$\frac{D}{Dt} \begin{bmatrix} q_x + iq_y \\ q_x - iq_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\zeta/2 & -(S_1 + iS_2)/2 \\ -(S_1 - iS_2)/2 & -i\zeta/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_x + iq_y \\ q_x - iq_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \dot{q}_x + i\dot{q}_y \\ \dot{q}_x - i\dot{q}_y \end{bmatrix}. \quad (2)$$

ここで, $q_x + iq_y$, $q_x - iq_y$ はそれぞれ q の等値線で囲まれた領域の長軸, 短軸の長さに比例する. q_x , q_y はそれぞれ, q の x , y 方向への勾配を表す. したがって, これらの軸比が大きく時間変化すると, q の分布は流れによって引き伸ばされ水平スケールが小さくなる. (2) 式右辺第 2 項を無視して自由モードのみを考えると, ラグランジュ的に見た q の等値線は, 右辺第 1 項の 2 次正方行列の固有値を e -folding 時間として以下のような時間変化となる:

$$\begin{aligned} & \exp \left[\frac{t}{\tau_f} \right], (S_1^2 + S_2^2 > \zeta^2), \text{ exponential growth} \\ & \exp \left[i \frac{t}{|\tau_f|} \right], (S_1^2 + S_2^2 < \zeta^2), \text{ oscillation} \end{aligned}$$

ここで, τ_f は Filamentation 時間:

$$\tau_f \equiv 2(S_1^2 + S_2^2 - \zeta^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

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

で定義され, 流れ場によって完全に決まる. ζ は渦度である. もし, (2) 式の右辺第 2 項による系への q の注入時間が, (3) で決まる q の引き伸ばし時間に比べて短い場合, q の水平スケールが小さくなることなく, 同じ水平スケールを維持することができる. 実際の TC の状況で考えると, (1) における \dot{q} は主に対流によって供給されるので, 対流の卓越時間 (~ 30 分) に比べて τ_f が短い領域では q の組織化が

起こらず, moat が形成される. 実際に, Rozoff et al. (2006) による数値実験では, moat に対応する領域では τ_f が 30 分より短く, 台風に伴う水平風のシア変形による引き伸ばし (rapid filamentation) が moat を形成する可能性を示唆している.

ただし, Wang (2008) では 3 次元 TC モデルを用いた数値実験の結果から, 実際に見られる moat は filamentation 時間が長い領域まで広がっていることを指摘した. これは moat の形成には rapid filamentation メカニズムと多重壁雲からの補償下降流の両方が重要であることを示唆している.

Terwey and Montgomery (2008) では Vallis and Maltrud (1993) が提案した全球スケールでの西風ジェット形成メカニズム Jet genesis 理論を TC のスケールで適用した. オリジナルの Jet genesis 理論は球面上の二次元乱流系に基づく. コリオリの変化する球面上において, 非常にスケールの小さな乱流を時間積分すると, 系のロスビーモードと与えられた小スケール乱流が共鳴を繰り返し, 乱流の水平スケールが増加, 最終的にジェットの水平スケールまでカスケードするというプロセスである. TC のスカート領域は Jet genesis 理論のベータと同様の役割をもち, この領域で小スケールの乱流が供給されると, スカート領域におけるロスビーモードと共鳴することで, 低気圧性循環のスケールまでカスケードし, 外側壁雲に対応する接線風の第二ピークを形成するというプロセスである. このとき, 小スケールの乱流は対流活動に伴う上昇流によって, 対流スケールの正渦として供給される. ゆえに, スカート領域で活発な対流が発生すれば, 上記のプロセスを通して外側壁雲の風速ピークを形成しうる. 接線風の外側ピークが形成されると, Wind-Induced Surface Heat Exchange (WISHE) メカニズム^{*2}(Emanuel, 1986, 1989, 1995a,b; Emanuel

^{*2}Emanuel (1986) によって基礎理論が構築された熱帯低気圧の非線形発達を説明する概念モデルである. 大きな仮定として, 傾度風・静力学バランス, そして熱帯低気圧渦が中心付近で湿潤斜向対流に対して中立であることが要求される. これはすなわち, 熱帯低気圧の低気圧性循環に伴う絶対角運動量面と飽和相当温位面が重なっていないからである. これらの仮定を満たすとき, 何らかの要因で熱帯低気圧の低気圧性循環が増加すると, 循環の強さに比例する海面からの潜熱・顕熱フラックスが増加する. この増加は壁雲での上昇流を通して対流圏上層まで伝わ

et al., 1994) によってリング状の対流が強化し, 外側壁雲に発達する. この研究は外側壁雲の形成に必要な条件を初めて提案したものである. すなわち, TC のスカート領域において, 活発な対流が発生する対流有効位置エネルギー (Convective Available Potential Energy; CAPE) があり, スカートにおける軸対称ポテンシャル渦度 (q) の動径 (r) 勾配 ($-\alpha\partial q/\partial r$) によって^{*3}見積もられるロスビー波の共鳴する波長が, 対流スケールの範囲内であれば, 外側壁雲がその半径に形成されることを示している.

Huang et al. (2012) は TC に伴う境界層において, 強い内向き流れが存在すると, 境界層において近似的に角運動量が時間的に保存され, 単一壁雲の外側に接線風速の第二ピークを引き起こす可能性を示唆した. これはラグランジュ的に角運動量の時間変化を考えた際, パーセルにそった絶対角運動量 (M) の時間変化は

$$\frac{DM}{Dt} = rF, \quad M \equiv rv + \frac{fr^2}{2}$$

で表される. ここで, r , v , f はそれぞれ渦中心からの距離, 接線風速, コリオリ因子である. F は海面における運動量交換過程 (すなわち, 海面摩擦) における運動量の減少を表す. 内向き流れとともに移動するパーセルは, 境界層内を移動する間にこの F によって M の減少を伴う. しかし, 境界層内を移動する時間を T とした場合, パーセルに伴う M の正味の消失 (δM) は上式を t で積分して得られる

$$\delta M = \int_0^T rF dt$$

によって決まる. したがって, 内向き流れが強い場合, 各パーセルが境界層内を移動

り, 壁雲での動径方向の温度勾配を強める. この温度勾配の強化は温度風関係を通して低気圧性循環を更に強め, 正のフィードバックが駆動する. このフィードバックメカニズムが WISHE である.

^{*3} α はコリオリパラメータに比例するスケール因子である.

する時間 T は短くなるため、上式からパーセルが失う正味の M も小さくなる。これは境界層内でもパーセルに伴う角運動量が近似的に保存されることを意味している。もし、 $DM/Dt \approx 0$ が近似的に成り立つ場合、外から内に向かうパーセルについて

$$rv + \frac{fr^2}{2} = \text{const.}$$

これはパーセルがより渦の中心に向かうと、内側で接線風が強くなることを表しており、境界層内の内向き流れが強い場合、内側で風速の極大が生成されることを示唆している。

Wang et al. (2016) は外側壁雲が形成する前段階として境界層内でレインバンドや積雲対流といった台風の軸対称循環に対する非軸対称構造が卓越し、この非軸対称成分による低気圧性循環の加速が、外側壁雲に伴う強風の極大値を形成していることを示唆した。この研究の先行として多くの研究が、オリジナルの壁雲の外に「永続的に」存在する強いレインバンドが外側壁雲形成のトリガーであると指摘している (例えば, Wang, 2009; Judt and Chen, 2010; Moon and Nolan, 2010; Rozoff et al., 2012)。

このように、外側壁雲の形成は様々な概念モデルが提唱されているが、未だに統一的な見解は得ていない。一方、壁雲の置き換えりについての理論的・数値的な研究も数多く行われている。先述のとおり、多重壁雲に伴う接線風の分布は各壁雲に対応して極大値をもつ構造となる。これは相対渦度でも、各壁雲に対応して渦度の極大値をもつことになる。非発散順圧系では、このように渦度の極大が見られることは、Rayleigh-Kuo の不安定条件を満たすことになる (付録 6.1 参照)。

Kossin et al. (2000) はこの順圧不安定が多重壁雲の置き換えりにおける本質的な力学過程であることを主張した。彼らは、2次元非発散順圧渦度モデルを用いて、

内側壁雲に相当するコア渦とその周辺に渦度の極値をもつリング渦 (外側壁雲に相当) の距離や幅, 渦度の強さを変えた感度実験を行い, 2 種類の不安定を見つけた. Type-I 不安定はリングの中でのみ起こる不安定で, コア渦とは相互作用しない. 幅が狭く, 強度が強い渦はリング内で非線形相互作用を起こし, リングの幅を広げる. その一方でリングの渦強度は弱くなり, 幅広の状態に定常となる. Type-II 不安定はリングとコアの間で起こる不安定である. コアのサイズが大きく, コアとリングの距離がある程度近ければ, コアが楕円に変形し, リングの渦と混合する. この変化は最終的にコア渦のみとなるため, この不安定が置き換わりを表現していると主張した. 実際, Zhou and Wang (2011) は 3 次元雲解像モデルを用いて, 理想化渦における置き換わりの数値実験を行い, 上記のように内側壁雲の変形, 最終的な渦度の状態から, Kossin et al. (2000) の不安定が発生していることを報告している.

Rozoff et al. (2008) は軸対称な傾度風バランスした解析的な渦を用いた理論計算から, 内側壁雲の消失メカニズムを提唱した. 彼らは, 外側壁雲に伴う非断熱加熱が壁雲の周辺に補償下降流とそれにともなう断熱昇温を引き起こすことに注目した. それまでの考えでは, 発達した外側壁雲が収縮によって内側壁雲に近づくと, 外側壁雲に伴う上昇流の補償下降流が内側壁雲の上昇流と相殺することで, 内側壁雲を消失させると考えられた. しかし, 彼らの数値解析の結果から, 内側壁雲の上昇流と同程度の下降流を外側壁雲で形成することは難しいことが得られた. 一方, その補償下降流によって内側壁雲周辺に生成される断熱昇温は内側の慣性安定度が大きいほど大きくなることを指摘した. つまり, 補償下降流で直接消失させているのではなく, この昇温による内側壁雲上部の静的安定化によって内側壁雲の上昇流を抑制し, 消失につなげているという考え方である.

Zhou and Wang (2011) は 3 次元雲解像モデルによる理想化渦に伴う壁雲の置き換わりを再現し, 相当温位の収支解析を行った. その結果, 外側壁雲が発達し, 内

側壁雲に近づくとともに、外側壁雲の境界層で生成される低相当温位が境界層の内向き流れによって内側壁雲まで到達し、その低相当温位によって内側壁雲が消失する可能性を示唆した。彼らのメカニズムは Houze et al. (2007) とは異なるメカニズムであるが、外側壁雲の境界層が内側壁雲の消失に関係しているという考えに基づいている。

最後に、近年では多重壁雲の置き換わりに類似した現象も報告されている。Nguyen et al. (2011) では、多重壁雲の置き換わりに似た Inner-core Vacillation Cycle (IVC) が存在することをモデルで提唱した。この現象は TC 渦の軸対称平均場の時間変化において顕著になる。IVC の特徴として、

- 発達途中の TC で見られる。
- リング状の PV をもつ軸対称構造と単極子状の PV をもつ非対称構造が周期的に現れる。
- 構造変化が 4-6 時間 (ERC は 12 時間程度)。

が上げられる。従って、多重壁雲の形成を数値モデルで同定するためには、軸対称場ではなく、各物理量の水平分布を参照する必要がある。

1.2 本研究の目的

前節でレビューしたように、長寿命な多重壁雲は短寿命な多重壁雲に比べて強度が強く、外側壁雲形成 (Secondary Eyewall Formation; SEF) 後の強度変化が緩やかという性質をもっている。多重壁雲がそれぞれの壁雲に風速の極大をもつ構造であることから、多重壁雲の長寿命化は強風半径の増大、強風域の長時間維持といった、台風の強度や強風半径の予報に大きな影響を与えうる。しかし、レビューにも

あるが、これまでの研究は外側壁雲の形成や内側壁雲の消失に焦点を当てた研究がほとんどであり、長寿命多重壁雲の維持メカニズムに関する研究はほとんどない。維持メカニズムを解明し、その力学を理解することは台風の強度予報、強風半径の予報にとって非常に重要である。

そこで本研究では、TC に伴う長寿命な多重壁雲の維持メカニズムを明らかにすることを目的とする。具体的には、名古屋大学で開発された高解像度台風シミュレーションが可能な領域雲解像モデルを用いて、以下の手順で研究を進める。

研究の前半では、先行研究が少ない外側壁雲の収縮に着目し、TC が発達する低緯度域をモデル化した理想的な条件での数値実験を行う。この数値実験では、世界で初めてとなる理想化渦での長寿命化多重壁雲の再現を試みる。さらに、この実験結果をもとに外側壁雲に対して力学的な解析を行い、外側壁雲の長時間維持のための概念モデルを提案する。

研究の後半では、実際に観測される長寿命な多重壁雲を伴った台風の現実的な数値シミュレーションを行う。ここで得られた結果を用いて、研究の前半とは異なる力学的な解析を行う。この結果から、1 事例ではあるが、現実台風における多重壁雲の長時間維持のための別の概念モデルを提案する。

2 実験設定

本研究では, 3次元非静力学雲解像モデル Cloud Resolving Storm Simulator (CReSS 3.4.2; Tsuboki and Sakakibara, 2002) を用いる.

2.1 理想化実験

2.1.1 モデル設定

この実験において用いられる物理過程は表5に, 計算領域や水平解像度などの設定は表2にまとめた. モデルの水平解像度は Wang et al. (2013) において, 多重壁雲を表現するのに必要とされている 2 km とした. 本実験において, 大気雲放射過程を導入しているが, 日射による日変化を除くため, 長波放射過程のみ考慮する. 放射に用いている Rapid Radiative Transfer Model (RRTM-G) は質量吸収係数を計算する際の吸収線をスペクトルの強い順にソートし, 関数形で近似することで放射計算の時間を短縮している (相関 k 分布アプローチ). 雲放射過程は Ebert and Curry (1992) による氷晶についての放射過程を考慮し, 50 μm 以上の氷晶について計算を行う. また, 雲放射で対象となる凝結物のカテゴリは雲水, 雲氷, 雪, 霰の4カテゴリである. CO_2 や O_3 の効果は考慮しない.

2.1.2 初期値・境界値

Terwey and Montgomery (2008) では傾度風・静力学バランスした軸対称な低気圧性循環 V をもつ弱い渦を初期値として多重壁雲の数値シミュレーションを成功させている. 本研究では彼らに倣い, 渦中心からの距離 r と海面からの高度 z の関

数となる, 以下の式で表される軸対称な低気圧性の渦を初期値として用いた:

$$V(r, z) = -\frac{fr}{2} + \sqrt{\left(\frac{fr}{2}\right)^2 - \frac{2r^2\theta_{v0}\pi'}{(r^2 + a^2)}}, \quad (4)$$

$$\pi'(r, z) = \frac{B_0 a^2 H}{(a^2 + r^2)\pi} \left\{ \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi z}{H}\right) - 0.2 \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) - 0.7 \right\} \quad (5)$$

f , π , $\theta_{v0}(= \theta_{v0}(z))$ はそれぞれコリオリパラメータ, エクスナー関数, 仮温位を表す. また変数に付けたプライム記号は水平平均場からの偏差を表す. H , a はそれぞれ最大風速高度の 1/2, 最大風速半径を表し, $H = 8$ km, $a = 100$ km で与えられる. B_0 は最大風速が 10 m s^{-1} となるようにするための規格化因子であり, $B_0 = 4 \times 10^{-7}$ という値が用いられた. f は緯度 15° における値を採用した.

(4), (5) で表現される渦は対流圏中層に最大風速をもつ, バランスした渦である. 初期時刻においてこのバランス状態に対して, 人工的な温位摂動を与える. 摂動は渦の中心から 100 km の距離に振幅 2 K の大きさと与えた. 渦に伴う流れ以外の平均流は存在しない. 初期値には Jordan (1958) で得られたカリブ海の鉛直一次元熱力学分布が水平一様に与えられる. ただし, 温度場, 気圧場は初期渦が温度風関係を満たすように, 渦の中心近傍で微小変化する.

2.2 再現実験

2.2.1 モデル設定

CE のシミュレーションにおいては 2 km 以下の水平解像度が要求される. したがって, 計算資源を節約するためにネスティングという手法を用いる. この手法は粗い解像度の客観解析値を初期値境界値に利用し, 限定された領域をより細かい解像度でシミュレーションする手法である. 本研究では, このネスティングを複数回

行う多段階ネスティングを利用する.

一方, 台風シミュレーションではしばしば, 多段ネスティングを双方向に行う. これは例えば, 中規模解像度のネスティングシミュレーションと, そのシミュレーションデータを初期値境界値として利用する更に細かい解像度のシミュレーションが同時に時間積分を開始し, 高解像度シミュレーションの側面境界データが中規模解像度との接続領域で中規模解像度のシミュレーションに反映されるという手法である. TC は積雲スケールの運動が渦スケールにまで影響を与えるシステムである. 動的多段ネスティングは, 積雲スケールの現象を高解像度シミュレーションで計算し, 渦スケールの現象を中規模解像度シミュレーションで計算することができる. ゆえに, 高精度な現象の再現が可能であると考えられる. しかし, 本研究で利用する CReSS は動的ネスティングをサポートしていないため, 多段ネスティングを静的に行う.

この実験において用いられる物理過程は表3にまとめられている. 多段ネスティングを行う際のそれぞれのネスティング領域は図1に表される. 水平解像度などの設定は表4にまとめられている. 本研究で行われるネスティングにおける最高解像度は水平 1 km である.

海面水温 (Sea Surface Temperature; SST) は Segami et al. (1989) による鉛直 1 次元熱伝導モデルを用いて時間発展が表現される. このモデルは下端境界が熱フラックスなし条件であるため, 海洋混合層からの熱供給は考慮されない. これは Lin et al. (2008) などで指摘されている海洋貯熱量が考慮されていないということである. また, 熱伝導過程のみを考慮しているため, Yablonsky and Ginis (2009) などで指摘されている台風に伴う低気圧性の風応力が海洋表層に引き起こすエクマン湧昇や鉛直混合過程は表現されない. しかし, Bolaven の場合は衛星から見積もられる SST の時間変化に基づくと, 沖縄域の南側を通過した前後での SST 低下

は 2 K 程度であるため, 上記の簡単な海洋モデルによって SST の冷却が充分表現できると考えられる.

2.2.2 初期値・境界値

解像度 5 km の Domain 1 は初期値として気象庁 GSM (水平解像度 $0.5^\circ \times 0.5^\circ$) の初期値を利用し, 境界値にも 6 時間ごとの GSM 初期値を利用する. ここで利用する GSM 初期値は京大生存圏研究所グローバル大気観測データプロジェクトが収集・公開 (<http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/glob-atmos/>) しているものを利用する. 一方, 解像度 2.5 km の Domain 2 は Domain 1 のアウトプットを初期値境界値として利用し, 解像度 1 km の Domain 3 は Domain 2 のアウトプットを利用する. ネスティングの際に, Domain 1 では鉛直速度や液相固相の水物質は初期値においてゼロとして計算を行う (コールドスタート). 一方, Domain 2, 3 では, Domain 1 で計算された鉛直速度や液相固相の水物質の空間分布を初期値に用いる (ウォームスタート). これは Domain 1 では鉛直速度や水物質が予報変数として陽に時間積分されているからである. SST データは気象庁によって配信されている Merged satellite and in-situ data Global Daily Sea Surface Temperature (MGDSST) データセット (<http://ds.data.jma.go.jp/gmd/goos/data/database.html>) を利用する (水平解像度 0.25 度). 地形データは U.S. National Aeronautics and Space Administration と U.S. Geological Survey が共同で提供している全球 30 秒解像度 Shuttle Radar Topography Mission data を利用する (<http://www.dgadv.com/srtm30/>).

2.3 再現性検証のための観測データ

本シミュレーションは CE の再現実験であるため、観測データを用いた再現性の検証が必要となる。ここでは、Bolaven の強度と経路を検証するため、Regional Specialized Meteorological Center (RSMC) Tokyo によって提供されるベストトラックデータ (<http://www.jma.go.jp/jma/jma-eng/jma-center/rsmc-hp-pub-eg/besttrack.html>) を用いる。Yang et al. (2013) と同様の手法で CE の形成時刻を同定するため、アメリカ海軍研究所 (Naval Research Laboratory; NRL) が収集、公開 (<https://www.nrlmry.navy.mil/TC.html>) している極軌道衛星によるマイクロ波輝度温度画像 (Hawkins et al., 2001) を利用する。さらに、沖縄本島通過前後では気象庁レーダネットワークによる観測データを京都大学生存圏研究所グローバル大気観測データプロジェクトが収集・公開 (<http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/arch/glob-atmos/>) しており、この中のレーダアメダス合成降水強度データを CE の詳細な時間変化を比較するために利用する。なぜなら、このレーダ観測データは時間間隔が 10 分という非常に高解像度のデータセットだからである。さらに、気象業務支援センターから沖縄本島に設置されている気象庁レーダの 3 次元反射強度データを入手し、観測される CE の 3 次元構造の検証に利用する。

3 理想化熱帯低気圧の数値実験

3.1 結果

3.1.1 シミュレーションの概要

本節では、数値実験の結果について先行研究との比較も交えながら示していく。図 2 は理想化渦の中心気圧、接線平均接線風の最大値、最大風速半径 (Radius of Maximum Wind; RMW) の時間変化を示す。 $T_s = 0$ を数値実験の開始時刻として、 $T_s = 20$ 日に、この理想化渦は準定常状態に到達した。そのときの中心気圧と最大風速はそれぞれ約 900 hPa, 85 m s^{-1} であった。RMW は $T_s = 30$ 日で約 60 km に到達した。

図 3 は 5 km 高度での接線平均鉛直風の距離-時間断面図であり、理想化渦の構造の時間変化を示している。 $T_s = 14$ 日において、壁雲に対応する上昇流のピークが半径 30 km 周辺に現れた。同時刻、半径 70 km 周辺に別のピークも出現した。その外側ピークは急速に内向きに収縮し、それとともに内側のピークは急速に衰退した。 $T_s = 15$ 日では、その外側ピークは半径 30 km 周辺でとどまった。これらの上昇流ピークの時間変化は Secondary Eyewall Formation (SEF) イベントおよび Eyewall Replacement Cycle (ERC) イベントにおける上昇流の時間変化と類似している (e.g., Wu et al., 2012)。数値実験の初期である $T_s = 17, 22$ 日においても同様のイベントが見られた。一方、数値実験の全期間において、外側の上昇流ピークの形成は見られるが、 $T_s = 25$ 日以降、内側上昇流の消失は見られなくなった。

上昇流のイベントが SEF イベントと ERC イベントに一致するかどうかを確認するため、本研究では、CE を高度 5 km での上昇流の水平分布に基づき検出する。はじめに、高度 5 km で同心状の上昇流リングが 6 時間以上連続で存在する期間を

抽出する。次に、その期間で同心状の上昇流リングが初めて観測された時刻を SEF time として定義する。Nguyen et al. (2011) は ERC に類似した現象として、内部コア振動現象 (Inner-core Vacillation Cycle; IVC) を指摘した。IVC に要する時間は 4 - 6 時間程度であるのに対し、ERC の一般的な時間は 12 - 18 時間程度である。したがって、ERC と IVC を区別するため、本研究での SEF time の同定において、6 時間以上の連続した同心状上昇流リングの存在を判定条件として含める。この判定法に基づくと、本数値実験では全 13 の SEF イベントを同定した。各 SEF time は表 5 に示され、図 3 では黒破線で示されている。各 SEF イベントに対して、個別の名称 CE1, CE2, ..., CE13 を与える (図 3)。

数値実験の初期である $T_s = 15, 17, 22$ 日において、理想化渦の RMW が急速に変化していた (図 2c の拡大図)。 $T_s = 15, 17$ 日での RMW の急速な変化は最大風速の極小期に対応していた (図 2b)。これらの時間変化は理想化渦の内部コア構造の急速な変化を示している。 $T_s = 14, 16, 19$ 日では、強度の減少が始まった (図 2b の拡大図)。その減少に伴い、外側壁雲の収縮も始まった (図 3a)。 $T_s = 15, 17, 22$ 日では、RMW が急速に増加していた (図 2c の拡大図)。この急激な増加に伴い、内側壁雲の上昇流が CE1, CE2, CE4 では急速に減衰していた (図 3a, CE1, CE2, CE4 破線以降)。これらの CE における時間変化は ERC に関する先行研究の時間変化と整合的であった (e.g., Black and Willoughby, 1992; Zhou and Wang, 2011)。ゆえに、CE1, CE2, CE4 に伴う CE はいずれも ERC を経験した。本研究では、これらの CE を「短寿命型 CE」と呼称する。ここで、本研究での短寿命型 CE の定義には、Yang et al. (2013) における「ERC 型」の定義に含まれる、SEF から内側壁雲の消失までに要する時間 (20 時間以内) は含まれていないことに注意する。これは Yang et al. (2013) での ERC 型 CE と本研究での短寿命型 CE は必ずしも同じものではないということである。

CE3 イベントでは、外側壁雲が収縮した後、内側壁雲と併合しており、内側壁雲の明瞭な消失は見られなかった。このような振る舞いの CE は先行研究において報告されていない (e.g., Yang et al., 2013)。この振る舞いは非常に興味深い現象であるが、本論文の範囲を越えるため、将来に議論されるべき内容である。

図3 では、CE5 から CE13 まで、外側壁雲は 150 km 周辺で形成されていた。そして、それらの外側壁雲は半径約 100 km 付近まで収縮したが、そのあと収縮は止まり、同じ半径で維持し続けた。加えて、内側壁雲の消失はいずれにおいても見られなかった。各外側壁雲の収縮速度はイベント毎に僅かに異なっているが、それらの外側壁雲はいずれも上記と同様の時間変化を辿った。ここで、CE10 から CE13 における接線平均上昇流は CE5 から CE9 までの上昇流より強かったことに注意する。最終的に、これらの外側壁雲は徐々にリングの構造を崩壊させていった (図略)。その崩壊の開始時刻は先と同様に表5 と図3 の緑破線で示されている。表5 によると、CE5 から CE13 までの全ての CE は 1 日以上その構造を維持し続けた。本研究では、CE5 から CE13 までの CE を「長寿命型 CE」と呼称する。これらの CE は Yang et al. (2013) における「CEM 型 CE」に対応する。さらに、全ての長寿命型 CE は理想化渦が準定常状態に到達した後に現れている。すなわち、本数値実験において、これらの長寿命型 CE を伴う TC 渦の強度は短寿命型の CE を伴う渦より強い状態であったということである。それは Yang et al. (2013) における統計結果と整合的である。以下、短寿命型と長寿命型それぞれにおける CE の構造と時間変化の詳細が記述される。

3.1.2 短寿命型 CE

図4 は CE2 イベントにおける高度 5 km での鉛直風の水平分布と接線平均した動径、接線、鉛直風の空間分布を表す。 T_{CE} を表5 に記載された SEF の時刻をゼロ

とした相対時間として定義する。 $T_{CE} = 0$ 時間では台風中心から半径 20 km に強い上昇流を伴った内側壁雲が存在した (図 4a, b)。半径 60 km では外側の壁雲に対応する上昇流が現れた (図 4a)。ただし、その上昇流はまだ内側壁雲に比べると弱い状況であった。moat も明瞭ではなく、半径 30 km 付近の自由大気には内側壁雲の強い上昇流に対応した補償下降流が、内側壁雲に隣接するように存在したのみである。 $T_{CE} = 12$ 時間では、外側の上昇流がより強くなっており、それに対応して接線風も外側にピークが境界層上端に現れた (図 4d)。moat に対応する半径 30, 50 km の自由大気において弱い補償下降流も現れた (図 4d)。 $T_{CE} = 22$ 時間では、半径 20 km に存在した上昇流の内側ピークは、高度 10 km 付近に弱く残っているが、ほとんど減衰してしまう (図 4f)。一方、外側の上昇流ピークは半径 40 km まで収縮し、さらに半径 100 km で新たな上昇流ピークが形成されていた (図 4e, f)。この同じ時刻で接線風の内側ピークも消失していた。CE2 に伴う多重壁雲の時間変化は先行研究において見られる時間変化と整合的であった (e.g. Zhou and Wang, 2011)。

3.1.3 長寿命型 CE

$T_s = 10$ から 25 日にかけて、理想化渦は複数回の ERC イベントを経験した。一方、 $T_s = 25$ 日以降では外側壁雲の形成が見られたにも関わらず、内側壁雲の消失が見られなかった (図 3b, c)。図 5 は CE10 イベントにおける内部コア周辺の渦の力学場を示している。 $T_{CE} = 0$ 時間では、内側と外側の壁雲が半径 60 km と 130 km に現れていた (図 5a, b)。CE2 における内側壁雲の上昇流とは異なり、CE10 での内側壁雲の上昇流は SEF 以降常に外側壁雲の上昇流より強いまま維持し続けた (図 5b, d, f)。CE10 における外側壁雲は CE2 における外側壁雲に比べてより外側に傾いていた (図 4b, 5b)。CE10 イベントにおいて、内側壁雲の上昇流上端高度は外側壁雲に比べて常に低い高度であった。加えて、CE10 イベントにおける内側壁

雲 (図 5) は CE2 の内側壁雲 (図 4) に比べて明瞭な多角形構造を持っていた。

この実験における全ての長寿命型 CE では SEF の後に外側壁雲が緩やかに収縮していた。(図 3)。しかし、それらの収縮速度は短寿命型 CE における外側壁雲の収縮速度に比べて非常に遅いものであった。例えば、CE2 における外側壁雲は半径 70 - 80 km 周辺で形成し、約 1 日かけて半径 30 - 40 km まで収縮していた (図 3a)。一方、CE10 での外側壁雲は半径 130 - 140 km 周辺で形成した後、1 日以上かけて半径 110 - 120 km まで収縮した (図 3c)。特に、長寿命型 CE における全ての外側壁雲は半径 100 km まで収縮した後、完全にその収縮が停止した (図 3)。外側壁雲の上昇流ピークに対応して、接線風も局所的なピークが見られるが、上昇流と同様に外側壁雲が半径 100 km まで収縮した後、そのピークはほぼ同じ位置に維持し続けた。ゆえに、ここで見られた外側壁雲の緩やかな収縮とその後の収縮の停止が CE の寿命を伸ばしたと考えられる。それでは、長寿命型 CE における外側壁雲がなぜ、外側への傾斜、弱い上昇流、背の低い構造という特徴をもち、緩やかに収縮の後停止するという特徴的な時間変化をしたのであろうか？次節において、その理由を運動エネルギー収支解析を通して考察する。

3.2 考察

3.2.1 KE 収支解析

長寿命型 CE の維持メカニズムを調べるために、運動エネルギー (Kinetic Energy; KE) 収支解析を行う。軸対称 KE 収支の収支式は例えば、Wang (2002b) などから

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = & \text{ADVKB} + \text{PTCB} \\ & + \text{BUOYB} + \text{CONV} + \text{DISB}. \end{aligned} \quad (6)$$

ここで, \bar{K} は軸対称 KE であり, 以下のように定義される:

$$\bar{K} \equiv \frac{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}{2}. \quad (7)$$

ここで, 各項は

$$\begin{aligned} \text{ADVKB} &\equiv -\bar{u} \frac{\partial \bar{K}}{\partial r} - \bar{w} \frac{\partial \bar{K}}{\partial z}, \\ \text{PTCB} &\equiv -\frac{\bar{u}}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\bar{w}}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}, \\ \text{BUOYB} &\equiv \bar{w} \bar{B}, \\ \text{CONV} &\equiv -\bar{u} \left[\frac{\partial r \bar{u}'^2}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}' w'}{\partial z} - \frac{\bar{v}'^2}{r} \right] \\ &\quad - \bar{v} \left[\frac{\partial r \bar{u}' v'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{v}' w'}{\partial z} + \frac{\bar{u}' v'}{r} \right] \\ &\quad - \bar{w} \left[\frac{\partial r \bar{u}' w'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'^2}{\partial z} \right], \\ \text{DISB} &\equiv \bar{u} \bar{F}_r + \bar{v} \bar{F}_\lambda + \bar{w} \bar{F}_z, \end{aligned} \quad (8)$$

となる. u, v, w はそれぞれ円筒座標系 (r, λ, z) における動径, 接線, 鉛直方向の風成分である. また, F_r, F_λ, F_z はそれぞれ動径, 接線, 鉛直方向の (海面摩擦および乱流粘性を含む) 外力である. ρ_0, p, B はそれぞれ水平平均した大気の密度 (z にのみ依存), 圧力, 浮力である. 各変数, 項における上線とプライムはそれぞれ

$$\bar{\varphi} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi d\lambda,$$

$$\varphi' \equiv \varphi - \bar{\varphi},$$

のように定義され, 接線平均と平均からの偏差である. ここで, φ は任意のスカラー変数である. (6)-(8) 式の導出は付録 6.6 参照.

図6はCE10イベント後において、(6)式の各項の空間分布を示している。収支解析においては、モデルの座標系から円筒座標系への変換などの処理の際、数値誤差が含まれる。しかし、(6)式の右辺の和は左辺（実際のKEの時間変化）と定性的に類似しているため、その誤差は小さいとして収支の解析結果を用いて考察を行うことが可能である（図6e, f）。KEは半径50 kmと120 kmに2つのピークを持ち、それぞれ内側壁雲と外側壁雲に対応している。外側壁雲周辺についてKEの時間変化は境界層内ではほぼ一様に増加傾向となっている。一方、境界層より上ではmoat領域に顕著なKEの減少傾向が見られる。外側壁雲に対応するKEのピークが内向きに収縮するためには、KEピーク上で $\partial/\partial r(\partial\bar{K}/\partial t) < 0$ でなければならない。例えば、KEピークに対して内側でKEが増加傾向、外側でKEが減少傾向であるなら、この条件を満たす。これはKEピークの内側にKEの増加によって新しくピークが作られ、外側のKEピークは減少することを意味し、KEピークが内側に移動することに対応する。しかし、図6fではmoatに顕著なKEの減少傾向が見られ、KEピークの収縮が妨げられていることを表している。このKEの減少の原因を調べるため、収支式の各項を調べる。

ここで、境界層内においてはKEのピークが顕著ではないことに注意する。これは内側壁雲に比べて外側壁雲における上昇流の下端高度が高い位置にあることと関連している。壁雲に伴う上昇流、および水平収束は鉛直渦度の伸長を通して、壁雲に渦度の極大値（すなわち、KEの極大値）を形成する。本実験における長寿命型CEの外側壁雲は上昇流を形成するための境界層内での水平収束が境界層の上端付近に集中している。したがって、境界層の下方まで上昇流の下端高度が到達せず、KEのピークが境界層内まで顕著に見られない。この構造は先行研究で見られる構造と少し異なり（e.g., Abarca and Montgomery, 2015）、非常に興味深いものである。一方、本解析では壁雲の収縮を調べる際、上述のようにKEのピークが存在

しなければならない。しかし、境界層の中では KE ピークが顕著でなく、ピークに対して $\partial/\partial r(\partial\bar{K}/\partial t)$ が得られない。ゆえに、境界層の中はこの解析で考察することができないため、本研究では境界層より上の KE ピークの維持について調べる。

外側壁雲では、全高度において、有効位置エネルギー (Available Potential Energy; APE) から KE への変換項 (BUOYB) が KE の時間変化に対して正に寄与している (図 6a)。ゆえに、外側壁雲は主にこの正の BUOYB によって発達しうる。加えて、外側壁雲の大気境界層より上では正の ADVKB が存在していた。この正の ADVKB も外側壁雲の発達に影響を与えるが、その大きさは BUOYB に比べて充分小さかった (図 6c)。CONV と DISB は外側壁雲の境界層より上ではほとんど KE の増減に影響を与えない (図 6d)。

一方、外側壁雲の境界層より上では圧力傾度力による仕事が外側壁雲での KE を減らすように寄与している (図 6b)。外側壁雲におけるこの PTCB は動径成分 $-(\bar{u}/\rho_0)\partial\bar{p}/\partial r$ と鉛直成分 $-(\bar{w}/\rho_0)\partial\bar{p}/\partial z$ の和である。この負の PTCB は境界層上端の moat 領域でも見られる。この領域では鉛直流は外側壁雲に比べて無視できるほど小さい。したがって、ここでの負の PTCB はほとんどが動径成分によって構成されていることがわかる。実際、moat 領域では境界層より上で顕著な外向き流れが見られている (図 5f)。動径成分の定義から、TC の内部コア域における圧力の動径勾配が常に外向きであるので、PTCB の正負はその場所での動径風の向きで決まる。

この負の PTCB は外側壁雲においてほぼ BUOYB と ADVKB との間でバランスしていることがわかる。したがって、外側壁雲では KE の時間変化がほとんどなく、定常を維持していることがわかる。moat 領域では、BUOYB および ADVKB の和より PTCB の大きさが若干大きいため、KE が減少傾向を示し、KE ピークが内向きに収縮することを妨げていると考えられる。よって、長寿命型の CE におい

て, moat の境界層より上で形成される強い外向き流れに伴う圧力傾度力による負の仕事が KE の減少を引き起こし, 外側壁雲の収縮をブロックすると考えられる.

それでは, この moat の境界層より上における強い外向き流れはどのように形成したのであろうか. ここでは, 簡単な力学的考察を行う. 外向き流れを形成するためには, パーセルに外向きの力を加える必要がある. 境界層より上での軸対称な動径方向の運動方程式:

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \left(f + \frac{\bar{v}}{r} \right) \bar{v}$$

を考える. ここで, 上線は軸対称平均量を表す. したがって, パーセルに外向きの力が加わるには, $D\bar{u}/Dt > 0$, すなわち上式右辺について内向きの圧力傾度力より外向きのコリオリ力と遠心力の和が大きくなればよいことになる. このような状況は超傾度風状態と呼ばれ, 傾度風より強い低気圧性循環を伴っている.

ゆえに, moat で外向きの流れを作るには, より内側にパーセルを外に加速する超傾度風状態を満たす領域が存在することを示唆している. 図 7 は CE10 における非傾度風の動径高度断面図である. $T_{CE} = 48$ h では内側壁雲の境界層上端に 10 m s^{-1} を越える非常に強い超傾度風が吹いていることがわかる. この強い超傾度風領域に対応して, 同じ領域で強い外向き流れが存在している. さらに, この外向き流れは moat の境界層より上に続いており, この流れが負の PTCB を構成している. なお, 外側壁雲の境界層上端にも超傾度風のピークが見られる. こちらは, 先行研究において外側壁雲での水平収束を形成し, 外側壁雲を強化するように作用していることが指摘されている (Huang et al., 2012; Abarca and Montgomery, 2014).

この特徴は CE10 だけではなく, 全ての長寿命 CE において見られる特徴である. 図 8 は各 CE について SEF から 24 時間後までの内側壁雲における超傾度風の最大値と外向き流れの最大値の時間変化を示したものである. この図から長寿

命型と短寿命型の間で超傾度風の特徴は明確に異なっている。長寿命型 CE は短寿命型 CE に比べて内側壁雲での超傾度風および境界層上端での外向き流れが強い傾向が示された。

内側壁雲での超傾度風および外向き流れの強さは短寿命型 CE の間でも特筆すべき違いが見られている。CE4 での内側壁雲における超傾度風および外向き流れは $T_{CE} = 0$ to 10 h まで長寿命型 CE と同程度の値が現れている (図 8 の黒破線)。しかし、 $T_{CE} = 10$ h 以降は徐々にこれらの強さは弱くなっていた。これは CE4 で外側に形成した新しい壁雲が Houze et al. (2006) などによって提案される境界層を通る内向き水蒸気輸送を遮断するメカニズムが働いたと考えられる。このメカニズムが働いたため、SEF 後 CE4 の内側壁雲は急速に衰退し、超傾度風や外向き流れも弱くなったと考えられる。

Zhou and Wang (2011) は ERC に要する時間が外側壁雲の形成半径によって支配されることを示した。しかし、これは外側壁雲の収縮速度が一定であるということが暗に仮定されている。本実験において見られた CE2 と CE4 での ERC に要する時間 (SEF から内側壁雲消失までの時間) を比較すると、CE4 の方がわずかに長かった。このとき、SEF 半径は両者とも半径 100 km 付近と同程度であった (図 9)。対して、これらの CE について外側壁雲の収縮速度を比較すると、CE4 の方が明確に遅いことがわかる (図 9 緑破線)。先述のとおり、内側壁雲における超傾度風および外向き流れは CE4 の方が強かった。以上から、CE4 における内側壁雲での強い超傾度風は外側壁雲の収縮速度を遅らせ、ERC に要する時間を遅らせた可能性を示唆している。これは ERC に要する時間が外側壁雲の形成半径に加えて、内側壁雲の超傾度風、外向き流れの強さにも依存することを示している。

3.2.2 外側壁雲の構造

CE10 の外側壁雲は CE2 における外側壁雲に比べて、より外側に傾いており、壁雲の背が低いという特徴を有していた (図 4, 5). CE10 の外側壁雲の傾いた構造に伴い、 4 m s^{-1} の強い外向き流れは対流圏下層および中層に見られた (図 5d). 壁雲における外向き流れは PTCB の動径成分を負にするため、壁雲における KE の時間に対し負に寄与する。これはすなわち、壁雲の発達を妨げることに繋がる。また背が低く上昇流も弱いことから、壁雲を発達させる BUOYB も CE2 に比べて小さい。これは CE10 での外側壁雲において見られるこれらの特徴的な構造は、外側壁雲自身の発達を抑制するものであることを示唆している。本節では、なぜ CE10 がこのような特徴的な構造を有しているかということ考察する。

図 10 は CE2 と CE10 における軸対称平均した相当温位の分布と壁雲に対応する非断熱加熱の分布を示している。どちらの CE においても、360 K 線に沿って内側壁雲が、350 K 線に沿って外側壁雲が形成していることがわかる。これは壁雲の中では対流不安定に対して近似的に中立であることを意味している。

ここで注目することは、CE2 と CE10 における外側壁雲に沿う 350 K 線の傾きの違いである。CE2 での 350 K 線は中層まで直立しており、350 K 線は半径 200 km で高度 14 km まで到達している (図 10a). CE2 の形成期間は TC 渦自身が発達段階であり、中心の暖気核強度はそれほど強くなく、大きさも小さいものであった。これは 370 K 相当温位線によって示される。中心で高度 12 km まで沈降しており、その沈降は半径 30 km 付近から見られる。一方、CE10 での 350 K 線は外向きに大きく傾いており、半径 200 km での高度は 9 km 程度に抑えられている (図 10b). 対して、CE10 では TC 渦は準定常状態に達しており、中心の暖気核も非常に強く、大きく広がっていることがわかる (図 10b の 370 K 相当温位線). 具体的

には、370 K 線高度は中心で高度 9 km まで沈降し、その沈降は半径 100 km 付近から見られる。この成熟した TC 渦では各相当温位線が全て外向きに傾いていることも明らかである。これは大きく発達した暖気核が外側壁雲の対流圏上層部分にまで進展していることを示している。この進展が 350 K 線を外向きに傾かせ、半径 200 km での 350 K 高度を下げた。相当温位線（上層では飽和相当温位線にほぼ等しい）の降下は対流有効位置エネルギーを減少させ、結果として大気を安定化させる。したがって、CE10 では発達した暖気核が外側壁雲の上部を安定化させることで、外向きに傾いた背の低い壁雲を形成させた。

近年、Ma et al. (2017) は数値実験に基づき、周辺環境場の静的安定度が大きい場合、外側壁雲の形成に要する時間が長くなることを報告している。静的安定な状態は対流を抑制するので、安定な周辺環境場の影響を受けた外側壁雲での対流が抑制され、発達が遅れたと考えられる。本研究の実験では長寿命型 CE における外側壁雲周辺の静的安定度は周辺環境場ではなく、活発な内側壁雲と暖気核によって安定化したという違いがあるが、外側壁雲の発達が安定度によって抑制されるという点は彼らと整合的であると考えられる。ゆえに、成熟した TC 渦における内部コアの構造は外側壁雲の収縮と発達を抑制し、CE を長寿命化させることが示唆される。

3.2.3 環境場の要因

熱帯低気圧が埋め込まれている環境場が多重壁雲の寿命に果たす役割は非常に興味深い。本研究ではここまで考察しないが、数値実験から得られる結果を示すだけでも有益であると考えられる。Yang et al. (2013) は多重壁雲の寿命が熱帯低気圧の内部力学だけではなく、周辺環境場にも影響されることを示唆した。彼らは、熱帯低気圧の移動速度、SST、相対湿度、水平風の鉛直シア、理論から導かれる最大強度、海洋貯熱量などを環境場の因子として調べた。本研究は理想化した環境場であ

るため、上記の多くの因子は数値実験の間変化しない。例えば、SST は固定であるため、海洋貯熱量は無限大である。さらに、鉛直シアが存在せず、環境場の風もなく、 f が一定であるため熱帯低気圧は移動しない。SST と周辺大気の熱力学構造によって決まる理論最大強度も数値実験中で変化しない。

一方、熱帯低気圧周辺の相対湿度は低気圧自身が引き起こす循環によって変化しうるため、先行研究と比較することが可能である。図 11 は数値実験において、眼を含めた半径 500 km 以内の相対湿度の平均値を SEF からの時間変化として示したものである。対流圏中層では長寿命型 CE の周辺で非常に湿潤な環境 (相対湿度 84 % 以上) であった (図 11a)。短寿命型 CE では逆に湿度 84 % 以下の相対的に乾燥した環境場となっていた。同様の性質は対流圏下層においても見られる (図 11b)。ただし、CE4 については他の短寿命型 CE よりより湿った環境であった。ここで得られた短寿命型と長寿命型での環境場の相対湿度は定性的に先行研究と整合的な性質を有していた (Yang et al., 2013)。シミュレーションにおいて、周辺環境場は時間変化しないため、ここで見られる相対湿度の差は TC 渦に伴う循環によって引き起こされた変化である。

CE4 における対流圏中層での相対湿度は長寿命型と短寿命型の間である。また、対流圏下層での相対湿度は長寿命型の環境場と近い。前節で考察したように、CE4 における CE は他の短寿命型 CE に比べて ERC に要する時間が長かった。CE4 は ERC に要する時間が周辺環境の相対湿度によっても制御されているという可能性を示唆している。ただし、本数値実験における長寿命型 CE 周辺の相対湿度の定量的な範囲 (相対湿度 84 % 以上) は先行研究 (Yang et al., 2013) で得られる範囲 (相対湿度 65 % 以上) を越えた値になっていることに注意する。

したがって、先行研究が示唆するように、TC 周辺の環境場も CE の寿命に影響を与えている可能性があると考えられる。この点は将来に残された課題である。

4 台風 Bolaven の再現実験

4.1 Bolaven の概要

台風 Bolaven は 2012 年 8 月 19 日, 北西太平洋 (142.1°E, 14.1°N) で発生した. 発生後はゆっくり北西進し, 2012 年 8 月 26 日に沖縄本島を通過した (図 1). さらに, 8 月 28 日には北朝鮮の沿岸に上陸し, 29 日には熱帯低気圧に変わった. 気象庁ベストトラックによる強度・経路解析によると, 生涯最大風速は 100 knot, 生涯最低中心気圧は 910 hPa であった (カテゴリー 3)^{*4}. この最大強度は沖縄諸島を通過する前の 8 月 25 日 1200 UTC に記録された.

次に, 極軌道衛星搭載のマイクロ波放射計による画像を用いて, 実際の Bolaven における壁雲の構造を検証する (図 12). 図 12b に示されるように, Bolaven は顕著な多重壁雲構造, 特に報告数の少ない三重壁雲構造を有していることがわかる (e.g., McNoldy, 2004; Zhao et al., 2016). McNoldy (2004) が「ピンホール眼」と表現しているように, 最も内側の壁雲は直径が非常に小さいものであった. Bolaven に見られるこの構造が多重壁雲であることを示すため, Yang et al. (2013) と同様の手法で多重壁雲を定量的に同定する. ただし, 彼らの開発した手法は二重壁雲にのみ適用されており, 三重壁雲には直接適用できない. そこで, 本研究では Yang et al. (2013) に基づき, Abarca et al. (2014) によって三重壁雲にまで拡張された多重壁雲の同定手法を用いた (詳細は付録 6.3 参照).

上述の手法を用いると, 図 12 の右側パネルに示されるように, 定量的に三重壁雲の構造が検出できた. 特に, 三重壁雲構造は 8 月 25 日 1100 UTC には形成していた (図 12a, b). これらは, 26 日 0800 UTC まで少なくとも維持しており (図

^{*4}気象庁ベストトラックは最大風速を 10 分平均値として提供している. 一方, Joint Typhoon Warning Center (JTWC) による最大風速推定は 1 分平均値として提供されている. さらに, 両者では同じ台風にも関わらず推定強度に差を生じる. JTWC による推定では, 最大強度は 24 日 1800 UTC に記録され, その値は最大風速で 125 knot, 最低中心気圧で 929 hPa であった.

12c), 26 日 2000 UTC までに壁雲構造は崩壊した (図 12d). したがって, この三重壁雲構造は少なくとも 20 時間維持しており, Yang et al. (2013) の定義では CEM 型の多重壁雲に分類される. 一方, この三重壁雲のうち, 2 番目の壁雲は顕著な非対称構造を有しており, その構造は最も外側の壁雲とつながっているように見える (図 12c の左パネル).

極軌道衛星による観測は頻度が少なく, 同一台風における多重壁雲の詳細な構造変化をとらえることは困難である. 一方, 気象庁によって現業で操作されているレーダ観測は, 水平解像度 1 km で観測間隔 10 分と高解像度である. このレーダ観測網は Bolaven が沖縄を通過した際, 多重壁雲構造に伴う顕著な降水の時空間変化を詳細にとらえていた (図 13). Bolaven がレーダ網の観測範囲内に進入した際, その多重壁雲構造は既に形成した後であり, レーダから多重壁雲の形成前後を見ることはできなかった (図 13a). 図 12 におけるマイクロ波画像と整合的であるように, レーダ観測も Bolaven に伴う三重壁雲に対応した三重の降水分布を観測した (図 13b). Bolaven に伴う降水で見た多重壁雲の構造は 8 月 26 日 1800 UTC まで継続していた (Fig. 13c). ただし, マイクロ波でも見られたように, 2 番目の壁雲は降水分布に顕著な非対称構造を有していた. この壁雲に伴って降水分布の非対称構造があったが, 三重の降水分布構造はレーダの観測範囲内で消失しなかった. これはマイクロ波の画像と整合的である (図 12d). 加えて, 最も外側の壁雲とその内側の壁雲は衛星観測に基づくと, 8 月 27 日 0700 UTC まで維持していた (図略). したがって, レーダ観測から, Bolaven の多重壁雲構造は少なくとも 1 日以上維持していたことが示された.

レーダ観測は時空間的に衛星に比べて高解像度であるため, Bolaven の多重壁雲の詳細な時間変化をレーダ観測から得られる降水分布から調べる. 図 14 は, ベストトラックデータから得られる台風中心に基づき, レーダから推定される降水強度

を各観測時刻で接線平均したものである (8 月 25 日 1800 UTC から 26 日 1800 UTC). ここより以降, 本文ではドメイン 3 でのシミュレーション開始時刻 8 月 24 日 1200 UTC を基準として相対時刻 T_s を導入する. 観測についても, 同じ時刻を基準とした相対時刻で表現する. $T_s = 30$ h から 46 h にかけて, 2 番目と 3 番目の降水ピークははゆるやかに収縮している. このゆるやかな収縮期間を PO1 と表記する. 一方, $T_s = 46$ h から 54 h まではそれぞれの降水ピークが中心から一定の距離で維持し続けていた. この維持期間を PO2 と表記する. 以上から, Bolaven に伴う軸対称な降水構造は最低 1 日その構造を維持していたことが示される. レーダ推定降水強度の軸対称構造に基づき, 主観的にそれぞれの降水ピークに対応する壁雲の位置を求めると, $T_s = 42$ h で中心からそれぞれ 20, 60, 120 km の位置に壁雲が形成されていたことがわかる (図 14). また, それぞれの壁雲の幅は内側から 10 km, 20 km, 60 km 程度であった. さらに, 各降水ピークに挟まれた, 軸対称な降水が相対的に弱い領域あるいは全くない領域を moat としてみなすと, $T_s = 30$ h では内側の moat は幅 20 - 30 km 程度, 外側の moat は 40 - 60 km 程度であった. $T_s = 42$ h では, それぞれの moat の幅は壁雲の収縮に伴い 10 km, 20 km にまで狭まった.

沖縄諸島に設置されたレーダ反射強度の 3 次元分布 (Constant Altitude Plan Position Indicator; CAPPI) データから, Bolaven に伴う壁雲の構造を概観する. 図 15 は $T_s = 42$ h での台風中心を横切るレーダ反射強度の南北断面である. この時刻において, 20 dBZ の等値面で定義されるエコー頂高度は台風の南側で 1 番目, 2 番目の壁雲に対応して高度 10 km に達していた. 一方, 北側の壁雲は 1 番目は南側と同じく高度 10 km 程度であるが, 2 番目は高度 6 km 程度にとどまった. これらのエコー頂高度は沖縄諸島を通過する前後で大きく時間変化しなかった (図略). これは Bolaven の多重壁雲に伴う対流活動は長時間同じ状態を維持し続けた

ことを意味している。Yang et al. (2013) はマイクロ波画像の TBB から定義した台風の内部コア領域における対流の活動度 (Convective Activity; CA) をみると, CEM 型の多重壁雲における内側壁雲の対流活動は SEF 後大きな時間変化を起こさなかったことを示しており, Bolaven で見られる特徴と整合的である。さらに, Bolaven の最も外側のエコー頂高度 (南側で 8 km, 北側で 6 km) も同様に大きな時間変化を示さなかった (図略)。エコー頂高度に見られるレーダ反射強度の 3 次元構造は図 14 に見られる降水強度の時間変化と整合的な振る舞いであった。

4.2 結果

4.2.1 再現された Bolaven の経路・強度

本実験ではドメイン 3 (積分時間 66 時間) の結果のみを示し, 議論を行う。再現された経路は Braun (2002) の手法を用いて見積もられる。この手法は雲解像スケールの数値シミュレーションにおいて TC 中心を見積もる際に用いられている (e.g., Mashiko, 2005)。手法の詳細は付録 6.4 に記載した。再現された経路とベストトラックの見積もりとの二乗平均平方根誤差 (Root Mean Square Error; RMSE) は積分期間全体で 168 km であった。図 1 はベストトラックとシミュレーションの経路をそれぞれ示しており, ドメイン 3 での経路は初期において既に西にずれている。この初期値でのずれはネスティングにおけるドメイン 1, 2 でのシミュレーションにおいて発生したものである。Bolaven の周辺には台湾付近に別の台風 Tembin が存在しており, ドメイン 1 ではシミュレーション内にこの Tembin が含まれていた (図略)。そのため, Tembin との間で非線形相互作用を起こし, 経路のずれを生じた。ドメイン 3 初期におけるこの西へのずれはシミュレーション全期間においてバイアスとして現れている。この点を除くと, 再現された経路はベストトラッ

クに平行となっており、観測された経路をよく再現している。

図 16 には、気象庁ベストトラックにおける中心気圧と最大風速の推定値とシミュレーションでの値の時間変化が示されている。推定される最低中心気圧 910 hPa を記録した時刻では、シミュレーションで 926 hPa の中心気圧が再現されている (図 16a)。最大風速の時間変化を見ると、ベストトラックの推定最大風速 47.5 m s^{-1} を記録した時刻に、シミュレーションでの最大風速はおよそ 40 m s^{-1} であった。シミュレーションにおける台風強度の時間変化率は $T_s = 10 \text{ h}$ から 24 h の間はベストトラック推定と異なるが、 $T_s = 27 \text{ h}$ から 45 h では推定と同様の時間変化を示していた。一方、Bolaven が東シナ海に抜けた $T_s = 50 \text{ h}$ 以降、シミュレーションとベストトラック推定の強度変化は大きく異なったものとなった。したがって、シミュレーション結果は $T_s = 50 \text{ h}$ 以前のみに着目する。

4.2.2 再現される降水の分布と時間変化

$T_s = 15 \text{ h}$ では、内側の降水リングは既に形成しているが、外側の降水バンドはまだスパイラルレインバンド状になっており、明瞭なリングにはなっていない (図 17a)。 $T_s = 24 \text{ h}$ 付近で、外側の降水バンドがリング状となり、外側壁雲の形成を示唆している (図 17b)。したがって、本研究ではこの時刻を SEF の時刻として設定する。 $T_s = 48 \text{ h}$ においても、Bolaven は多重壁雲に伴う降水分布を維持し続けた (図 17c)。外側の降水リングにおいて、強い降水は台風中心から見て南東側に集中し、北西側は相対的に弱い降水分布を示した。この外側降水の非対称な構造は実際のレーダ観測でも見られていた (図 13)。

再現された多重壁雲に伴う降水の軸対称構造と時間変化を調べるために、軸対称平均した降水強度の動径時間断面を図 18 に示す。再現された 2 つの強い降水ピークは、それぞれ台風中心から半径 $40 - 60 \text{ km}$ と $100 - 160 \text{ km}$ の範囲に現れた。こ

これらの降水ピークの間は幅 40 km 程度であった。シミュレーションにおける内側壁雲に対応する降水ピークは、実際に観測された降水の多重ピークのうち、2 番目とほぼ同じ位置に形成していた。さらにシミュレーションにおける外側降水ピークは、観測における 3 番目とほぼ同じ位置に形成した。したがってこの数値実験では、実際に観測される最も内側の降水ピークおよびそれに伴う 1 番目の壁雲は再現されなかったことになる。しかし、 $T_s = 24$ h から 50 h にかけて、これらの 2 つの降水ピークは観測と同様に維持されていた。

$T_s = 24$ h から 40 h まで、シミュレーションでの外側降水ピークの半径はゆるやかに収縮していた。この期間を PS1 と表記する (図 18 の PS1)。さらに、 $T_s = 40$ h から 50 h までにはそれぞれの降水ピークがほぼ同じ位置にとどまり続けた。この期間を PS2 と表記する (図 18 の PS2)。シミュレーションにおける上記の降水ピークの時間変化は観測における Bolaven での降水ピークと同じ振る舞いを示している。したがって、シミュレーションにおける降水の分布とその時間変化から、再現された Bolaven は Yang et al. (2013) における CEM 型台風の特徴を有していた。

4.2.3 多重壁雲の鉛直構造

シミュレーションで見られる多重壁雲の更に詳細な空間構造を本節で調べる。まず、観測とシミュレーションでの台風に伴うレーダ反射強度^{*5}の空間構造を比較する。 $T_s = 30$ h では、再現された Bolaven の中心から半径 30 km にかけて、相対湿度が低く、擬似レーダ反射強度がほとんどみられない領域が存在しており、これが台風の眼に相当する (図 19)。さらに、もう 1 つ相対湿度の低い領域が台風中心から半径 80 - 110 km の範囲に存在しており、moat に対応する。相対湿度の分布

*5シミュレーションでは Murakami (1990) に基づき、モデルが出力する凝結物質の混合比と数濃度を用いてレーダ反射強度に変換する。

は moat が中心の北側でより深く、反対に南側で浅かったことを示している。擬似レーダ反射強度の南北非対称構造は実際のレーダ観測で見られる反射強度の南北非対称構造と類似している (図 15)。半径 40 - 60 km の間に強いエコー領域があり、内側壁雲に伴う活発な対流領域に対応している。また、半径 100 - 160 km にもう 1 つの強いエコー領域が存在しており、これが外側壁雲に対応している。観測と同様に 20 dBZ で定義された擬似エコー頂高度の最大値は内側壁雲で 15 km を越えている。一方、外側壁雲では約 12 km にとどまっていた。したがって、シミュレーションにおける Bolaven でのエコー頂高度は実際に観測されるエコー頂高度に比べて相対的に高かった。シミュレーションでは内側壁雲のエコー頂高度は外側壁雲より高く、内側壁雲での対流活動が外側壁雲に比べて活発であり、上昇流が強いことを示している。この結果は、沖縄で観測されたレーダ反射強度の空間構造と類似していた (図 15)。

本シミュレーションで得られた多重壁雲構造が先行研究と整合的であることを以下で示す。図 20 は $T_s = 30$ h でのシミュレーションにおける Bolaven の軸対称な風場を示している。動径風に注目すると、 5 m s^{-1} を超える内向き流れが高度 1 km 以下で現れている (図 20c)。この内向き流れは半径 50 km と 140 km に 2 つのピークをもち、それぞれは内側壁雲と外側壁雲に対応していた。また、風速は内側ピークに比べて外側ピークの方が強い。内向き流れで定義される (動径風速がゼロになる高度で定義される) 境界層高度は、内向き流れの外側ピークでの高さが内側ピークでの高さより高い。また、半径 120 km には外向き 3 m s^{-1} の弱い流れが高度 2 - 3 km に見られる。

接線風に注目すると、高度 1 km に 2 つの接線風ピーク (内側は半径 40 km、外側は半径 140 km に位置) が再現されており、これらはそれぞれの壁雲に対応する (図 20a)。各壁雲に伴う最大風速高度は境界層上端高度に位置しており、外側の最

大風速高度は内側よりわずかに高い。また、外側の風速ピークは幅が広く、半径 100 km から 180 km にかけて広がっていた。鉛直風も接線風と同様で、各壁雲に対応して 2 つのピークをもち、そのピークは半径 40 km と 120 km に位置していた。このような風の構造は多重壁雲の数値シミュレーションにおいて見られる構造と整合的であった (e.g., Zhou and Wang, 2011; Wu et al., 2012)。本シミュレーションでは、内側の上昇流ピークが外側ピークに比べてより強く、その構造は擬似レーダ反射強度から示される凝結物の量や対流の活動度とよく対応している (図 19)。さらに、外側の上昇流ピークは内側に比べて外側に傾斜しており、この傾斜は外側壁雲に伴う幅広の降水分布とも対応している。外側壁雲が幅広であるという構造は Yang et al. (2013) における CEM 型多重壁雲の統計的性質と整合的である。

4.3 内側壁雲の維持

内側壁雲の維持に関しては、Houze et al. (2006, 2007) の「外側壁雲による首絞め」と呼ばれるメカニズムが提案されている (e.g., Houze et al., 2007; Rozoff et al., 2008)。内側壁雲に供給される湿潤エントロピーの重要性を示したのが Zhou and Wang (2011) である。彼らは、Weather Research and Forecasting (WRF) モデルを用いた理想化実験において、多重壁雲のシミュレーションを行った。さらに、湿潤エントロピー (相当温位) の収支解析から、SEF 後の外側壁雲からもたらされる内向きの低相当温位の移流が内側壁雲の消失を引き起こしたことを示した。これはすなわち、下層からの湿潤エントロピーの流入が内側壁雲の維持を支配していることを示唆するものである。もし、SEF 後においても、内側壁雲への湿潤エントロピー流入が一定量あれば、内側壁雲は消失することなく、長時間維持し続けることが可能であると考えられる。内側壁雲の維持に関してはこれ以外にも、いくつかの

メカニズムが提案されている (e.g., Kossin et al., 2000; Rozoff et al., 2008; Kepert, 2013) が, 本研究では下層からの湿潤エントロピーに着目する. シミュレーションにおける内側壁雲の維持メカニズムを調べるため, 内側壁雲の相当温位収支解析を行う. さらに, 内側壁雲に供給される湿潤エントロピーのソースを調べるため, 後方流跡線解析を行う.

4.3.1 相当温位収支解析

相当温位 (θ_e) の体積積算を

$$\begin{aligned}\Theta_e &\equiv \iiint_{V_0} \rho \theta_e dV, \\ \theta_e &\equiv \theta + \frac{Lq_v}{C_p \Pi},\end{aligned}\tag{9}$$

として定義する. ここで, ρ は水平平均した大気密度, V_0 は相当温位収支を計算する体積である. ここでは, 内側壁雲を完全に覆うように, 半径 60 km, 高度 17 km の円筒領域を設定する (図 18). L , C_p , Π はそれぞれ凝結による潜熱, 定圧比熱, エクスナー関数を表す. θ および q_v は温位と水蒸気混合比である. これらはモデル出力を利用する. このとき, Θ_e の収支式は

$$\frac{d\Theta_e}{dt} = \text{ADV} + \text{LHSH},\tag{10}$$

となる. ここで, ADV は

$$\text{ADV} \equiv \iint_{S_i} \rho \theta_e \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS + \text{VA},\tag{11}$$

で定義され, 第 1, 2 項はそれぞれ相当温位の側面移流と上面での移流を表す. S_l は円筒の側面の面積を, \mathbf{v} と dS はそれぞれ水平風速ベクトルと面積要素を表す. \mathbf{n} は内向きを正とする側面における単位法線ベクトルである. 内向きを正としたのは, 相当温位の円筒内への流入を正ととるためである. VA は円筒上端での鉛直移流を表すが, その量は側面での移流に比べてはるかに小さい (図略). LSHH は半径 60 km の円筒底面から供給される潜熱および顕熱を表す. これらはモデル出力量をそのまま利用する.

図 21 が収支解析の結果得られる円筒内の相当温位の時間変化の時系列である. 解析には 1 分出力のデータを用いて, 高周波数の振動成分を除くため, 4 時間の移動平均を施した. 実際の円筒内における相当温位の変化量は, 診断から得られる相当温位の収支 (10) 式左辺と同様の変化を示している. ただし, SEF 以前 ($T_s = 0$ から 20 h) では, この両者の傾向は全く異なっていた. したがって, 本解析では $T_s = 20$ から 50 h のみを解析に利用する. ADV 項はこの期間において, 0 から 0.2 K h^{-1} (図 21 赤線) の範囲であり, LSHH は 0.02 K h^{-1} 以下 (図 21 青線) にとどまっていた. したがって, 内側壁雲の相当温位は側面からの移流によってほぼ決まっていることがわかった.

ADV 項は SEF 以降 0.16 から 0.04 K h^{-1} まで急速に減少し, その後 $T_s = 28$ から 40 h の期間において, 0.04 から 0.1 K h^{-1} までゆるやかに増加していた. そして, $T_s = 44$ h から再びゆるやかに減少した. しかし, PS1, PS2 のいずれの期間においても, 内側壁雲への相当温位の流入は維持されていた. さらに, 各高度で水平平均した側面からの移流の鉛直分布では, 境界層内で主に正の値となっていた (図略). この境界層での集中は, 図 20c に見られるように, 軸対称な内向き流れに伴う相当温位の流入によるものである. PS1 が比較的長時間に及んだのは, 内側壁雲を消失させる十分な湿潤エントロピーの遮断 (すなわち, $d\Theta_e/dt < 0$ の状態) が起こ

らなかったと考えられる。さらに、PS2 では内側壁雲への正の相当温位流入が大部分を占めていた。この正の相当温位流入が PS2 での内側壁雲を維持したと考えられる。したがって、シミュレーションにおける Bolaven は、PS1, PS2 両期間とも内側壁雲を消失させるのに十分な湿潤エントロピー流入の遮断が起こらなかったことが、多重壁雲の長時間維持につながったといえる。ただし、本研究では長寿命型の多重壁雲にのみ、この収支解析を適用していることに注意する。

では、なぜ内側壁雲を維持できるだけの湿潤エントロピー流入が SEF 後にも続いたのであろうか？この間に答えるために、次節で後方流跡線解析を行う。

4.3.2 後方流跡線解析

前節での相当温位収支解析から、内側壁雲への湿潤エントロピーの流入は主に境界層内における湿った大気によってもたらされたことが示された。では、境界層を通過して内側壁雲まで到達したその湿った大気はどこから供給されたのであろうか？もし、その湿潤大気の供給源を特定できれば、内側壁雲を維持させた要因を完全に説明できると考えられる。したがって、本節では境界層内を通過して内側壁雲に到達した湿潤大気の経路を調べるため、後方流跡線を行う。

内側壁雲への湿潤エントロピー輸送を担う大気パーセルの後方流跡線解析は以下の要領で行われる。後方流跡線を計算するための方程式は

$$\mathbf{x}_{t-\delta t} = \mathbf{x}_t - \mathbf{U}(\mathbf{x}_t)\delta t. \quad (12)$$

ここで、 \mathbf{x}_t は時刻 t でのパーセルの位置であり、 $\mathbf{U}(\mathbf{x}_t)$ は \mathbf{x}_t での 3 次元流速ベクトルである。 $\mathbf{U}(\mathbf{x}_t)$ は Domain 3 において出力される 1 分おきの 3 次元風ベクトルを用いて計算される。このとき、風ベクトルはモデルのスカラ一点で離散的に表

現されている。一方、計算される後方流跡線はラグランジュ的に表現されるので、オイラー一点上に流跡線が存在しないことが多い。そのため、 $U(\mathbf{x}_t)$ の値を隣接する 8 点のデータをもとに線形内挿して取得する。さらに、(12) の計算には 4 次精度の Runge-Kutta スキームを用いて、 $\delta t = 1$ 秒で積分を行う。このとき、時間方向も線形内挿してデータを補間する。流跡線の開始位置は 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800 m の 7 高度に対して、台風中心から半径 60 km の距離にそれぞれ接線方向に等間隔で 50 個 (計 350 個) 配置する。この半径は相当温位収支解析で用いられる円筒領域の側面境界に対応する。

後方流跡線は $T_s = 36$ h (PS1 期間内) と $T_s = 46$ h (PS2 期間内) に上記の要領でパーセルを配置して計算を行った。流跡線はパーセルの初期配置時刻からそれぞれ 12 時間前まで計算を行った。すなわち、 $T_s = 36$ h では $T_s = 24$ h まで、 $T_s = 46$ h では $T_s = 34$ h まで計算を行った。

この結果から、境界層を通過して内側壁雲まで到達したパーセルは図 22 で示されるような 4 種類の特徴的な経路に分類できた。経路 1 (図 22 の Path 1) は高度 1 km 以下を維持したまま、半径 120 km より外側から内側壁雲まで到達したパーセル群の経路である。経路 2 (図 22 の Path 2) は内側壁雲の外側に見られる補償下降流から再度内側壁雲の境界層に取り込まれたパーセル群の経路である。経路 3 (図 22 の Path 3) は半径 60 から 120 km 内の高度 100 m 以下^{*6} からくるパーセル群の経路である。そして、経路 4 (図 22 の Path 4) は半径 60 km 周辺の境界層内に 12 時間以上とどまっていたパーセル群である。経路 4 のパーセル群は相当温位収支解析時の側面境界を頻繁に流入・流出している。相当温位収支においては、短周期成分を除去するため 4 時間の移動平均を施しており、経路 4 のパーセル群

^{*6}本シミュレーションにおける CReSS モデルの最下層の高度が 100 m であるため、それ以下には流跡線解析に必要な風のデータがない。したがって、経路 3 のパーセル群は地上高度 100 m 以下をさらに移動している可能性があるが、本手法ではそれを追跡できない。

はこの移動平均操作によって相当温位収支から除去されている成分に対応するとみなす。したがって、経路 1, 2, 3 が図 21 における相当温位収支に寄与する流れを表すパーセル経路である。

$T_s = 36$ h では、経路 1 から 3 に含まれるパーセルは 224 個であった。このうち、それぞれの経路に対応するパーセルは、経路 1 で 159 個 (71 %), 経路 2 で 63 個 (28 %), 経路 3 で 2 個 (1 %) であった。また、 $T_s = 46$ h では、経路 1 から 3 に含まれるパーセルは 188 個で、うち経路 1 から 3 に対応するパーセルはそれぞれ 150 個 (80 %), 36 個 (19 %), 2 個 (1 %) であった。いずれの時刻でも内側壁雲の外側半径 60 km に到達し、相当温位の流入に影響を与えたパーセルは経路 1 に伴うものが卓越していた。したがって、以降では経路 1 に伴うパーセルに議論の焦点をあてる。

図 23 はより詳細に経路 1 に伴うパーセル群の動きを捉えるため、このパーセル群の空間分布の時間変化を示したものである。 $T_s = 36$ h で半径 60 km に到達したパーセルは外側壁雲のより外側から到達しているが、その流入方向に偏りはなく、接線方向どの方向からもパーセルが内側壁雲まで到達していることがわかる (図 23a から d)。これは PS1 の期間で経路 1 に伴うパーセルは境界層内における軸対称な内向き流れに伴って内側壁雲まで湿潤な大気を運んでいたことを示している。実際、図 20c に見られるように、PS1 では高度 1 km において半径 30 km 以遠は全て内向きの流れとなっている。ゆえに、PS1 では境界層内における軸対称な内向き流れによって、内側壁雲を維持するのに十分な湿潤エントロピーが維持されていたことが示される。すなわち、PS1 では内側壁雲は外側壁雲の軸対称構造とその力学場によって主に支配されていたことになる。この結果は Zhou and Wang (2011) によって得られた結果を支持するものである。彼らは外側壁雲の軸対称構造による内側壁雲への湿潤エントロピーの遮断が内側壁雲を消失させたと報告している。本

実験の場合では、彼らの指摘する外側壁雲の構造が内側壁雲への湿潤エントロピー供給を有効的に遮断できなかつたため、内側壁雲が長時間維持されたと考える。

一方、 $T_s = 46$ h で半径 60 km に到達したパーセルは先のように接線方向に一樣ではなく、外側壁雲通過の際に特定の 2 つの領域に偏って内側壁雲まで到達していることがわかる (図 23e から h)。

(1) 図 23f に見られるように、半径 120 km 周辺では台風の北西側の降水が弱い領域にパーセルが偏っている。

(2) 図 23f および g に見られるように、半径 120 km 周辺で台風の東から北東側の外側壁雲とさらに外側にあるレインバンドが結合した領域を通過している。

この降水の非対称構造はレーダ観測においても確認される。図 24 は PS2 および PO2 でのシミュレーションとレーダ観測に見られる降水の水平分布である。台風の東側から南東側における強い降水域と北西側に見られる弱雨域というこの非対称構造は台風の外側領域において観測とシミュレーションのいずれにも数時間程度持続した。

シミュレーションにおける北西の弱雨域では境界層内での正味浮力^{*7} および上昇流が他の領域に比べて小さい。そのため、この領域を通過するパーセルは境界層から自由大気に持ち上がるだけの浮力あるいは持ち上げられるだけの上昇流がなく、境界層内にとどまり内側壁雲まで到達したと考えられる。言い換えると、外側壁雲のこの領域では湿潤な大気の内側流入を充分遮断できていなかったことになる。

シミュレーションにおける東側の強い降水域では、他の領域と比べて境界層内で大きな正味浮力が働いている。しかし、この領域の境界層内では他の領域に比べて内向きの流れもよりはるかに強い分布を示していた (図略)。したがって、もし外側

^{*7}正味浮力とは熱的浮力と水物質の荷重、動圧の鉛直傾度の和を表し、鉛直方向の運動方程式における主要な力である。

壁雲の境界層内で内向き流れが強ければ、外から流入する湿った空気は外側壁雲の境界層内で強い浮力を受けるにも関わらず、内向き流れが強いためその浮力を受ける時間が短く限定される。結果として、境界層から自由大気に持ち上げるために十分な浮力を得ることができず、境界層内を移動し、内側壁雲まで到達することができた。ただし、この領域では正味浮力と境界層から自由大気に持ち上げる上昇流が他に比べて強いため、境界層内におけるほとんどの湿潤な大気は外側壁雲で自由大気に持ち上げられる。内側壁雲まで到達したパーセルはこの外側壁雲下の浮力の強い領域の中でも、比較的浮力の小さな領域を選択的に移動していたことがわかった (図略)。ゆえに、この降水の強い領域からも一定量の湿潤大気が境界層内を通過し内側壁雲を維持するための湿潤エントロピーを供給していた。PS2 ではこの外側壁雲における非軸対称構造に伴う流れと力学構造が内側壁雲への湿潤エントロピー供給を維持し、結果として内側壁雲が維持した。

4.4 外側壁雲の収縮

多重壁雲は相対渦度 (e.g., Kossin et al., 2000) あるいはポテンシャル渦度 (e.g., Zhou and Wang, 2011) のリングとしてみなすことができる。これは壁雲に伴う接線風の局所的なピークが渦度の極大を作るからである。ゆえに、軸対称平均した PV の時間変化は壁雲の時間変化を表すと考えられる。本節では外側壁雲の収縮に伴う力学的プロセスを調べるため、ポテンシャル渦度 (PV) :

$$P \equiv \frac{\omega_a \cdot \nabla \theta}{\rho_0},$$

の軸対称成分の時間変化とその要因を収支解析を用いて診断する。ここで ω_a は絶対渦度ベクトル、 θ は温位、 ρ_0 は水平平均した大気密度である。PV (P) の軸対称

成分の収支式は例えば Wang (2002a) などから,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} &= \text{MADV}R + \text{MADV}Z \\
&+ \text{MDI}AR + \text{MDI}AZ \\
&+ \text{ASY}MM + \text{FRIC},
\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
\text{MADV}R &\equiv -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{P} \bar{u}), \\
\text{MADV}Z &\equiv -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{P} \bar{w}), \\
\text{MDI}AR &\equiv \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{Q} \bar{\omega}_{ar}), \\
\text{MDI}AZ &\equiv \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{Q} \bar{\omega}_{az}), \\
\text{ASY}MM &\equiv -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{P' u'}) \\
&\quad - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{P' w'}) \\
&\quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{Q' \omega'_{ar}}), \\
&\quad + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{Q' \omega'_{az}}).
\end{aligned} \tag{14}$$

ここで, u, w は動径, 鉛直風成分である. また, ω_{ar}, ω_{az} は動径, 鉛直方向の絶対渦度成分, Q は非断熱加熱を表す. $\text{MADV}R, \text{MADV}Z$ は平均風による \bar{P} の動径, 鉛直移流, $\text{MDI}AR, \text{MDI}AZ$ は軸対称平均の非断熱加熱の動径, 鉛直勾配による \bar{P} の生成を表す. $\text{ASY}MM$ は非対称流れ場に伴う \bar{P} の移流および非対称な非断熱加熱分布による \bar{P} の生成を表す. また, FRIC は地表面摩擦と乱流粘性による \bar{P} の生成, 消失であるが, この項は他の項に比べて非常に小さい. 各変数における上線とプライムは台風中心に対する軸対称平均量と平均からの偏差を表す. つまり,

$$\bar{\varphi} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi d\lambda,$$

$$\varphi' \equiv \varphi - \bar{\varphi},$$

ここで, φ は任意の変数である. したがって, $\partial\bar{P}/\partial t$ は壁雲に伴う PV の時間変化を表す. 式 (14) の導出は付録 6.5 に記載した. なお, ASSYM は個々の対流やレインバンドに伴う非軸対称構造に対応していることに注意する.

図 25 ($T_s = 36$ h, PS1) および図 26 ($T_s = 43$ h, PS2) は前後 3 時間の 6 時間平均した収支解析の空間分布を示す. まず, 内側壁雲の領域を除いて, 収支式の総和 (図 25b, 26b) と正味の \bar{P} の時間変化 (図 25a, 26a) は内側壁雲を除いて定性的に類似した分布を示している. すなわち, 外側壁雲域における PV 収支解析の結果は以降の考察で利用可能な精度をもつ.

$T_s = 36$ h では (図 25), 外側の PV ピークの内側に沿って MDIAR と MADVZ が正, MDIAZ および MADVR が負となっている. これらは, PV ピークの外側では符号が逆となっている (図 25c-f). これらの主要項の空間分布は先行研究で単一壁雲に対して行われた PV 収支と定性的に同じである (Wang, 2002a; Wu et al., 2016). PV ピークの収縮が発生するためには, $\partial/\partial r(\partial\bar{P}/\partial t)$ が PV ピーク上で負とならなければならない. すなわち, PV ピークの内側での $\partial\bar{P}/\partial t$ がピークの外側より大きな値でなければならない. ゆえに, もし MDIAR と MADVZ の和が MDIAZ と MADVR の和より大きければ, 外側の PV ピークは内側に収縮することが想像される. MDIAR と MDIAZ の大きさは外側壁雲における軸対称非断熱加熱の空間勾配に依存する. 一方, MADVR と MADVZ の大きさは外側壁雲での軸対称流に主に依存する. したがって, (14) 式におけるこれらの主要項の値は外側壁雲での軸対称な流れと非断熱加熱に依存することになる.

$T_s = 43$ h では, (14) 式の軸対称項の空間パターンは $T_s = 36$ h とほぼ同じである (図 25, 26). しかし, 外側 PV ピーク周辺における ASSYM の PV 収支への寄

与が $T_s = 36$ h に比べて大きくなっている (図 25g, 26g). この ASYMM は軸対称からのずれであるレインバンドや個々の対流による効果を表す. さらに, ASYMM は外側 PV ピークの対流圏中下層で負となる一方, PV ピークの大気境界層内ではピークの外側で正となっている. PS2 において, 高度 3 km 以上での ASYMM による負に伴い, 外側 PV ピーク内側 (半径 80 - 100 km) での正味の PV 収支は負となっている (図 26b). 大気境界層内では, PV ピークの外側 (半径 70 - 90 km) での正味の PV 収支が正となっている. 図 27 は $T_s = 36$ h, 43 h での (14) 式における軸対称成分の和を示したものである. PV 収支の主要項である軸対称成分の空間分布は PS1, PS2 いずれの期間においても PV ピークの内側で正, 外側で負のパターンとなっている. これはいずれの期間においても, 外側壁雲の収縮は軸対称成分によって引き起こされていたことを示している. すなわち, PS1 に比べて収縮速度がゆるやかとなった PS2 における外側壁雲の収縮は主に ASYMM によって引き起こされていたことを示している. よって,

1. PS1 と PS2 における外側壁雲の収縮速度の差は外側壁雲周辺における対流およびレインバンドという非軸対称成分によって引き起こされた,
2. 外側壁雲の非軸対称構造は自身の内向き収縮を支配する可能性がある,

ことが示唆される. 加えて, この非軸対称構造は内側壁雲への湿潤エントロピー供給にも重要な役割を果たしている. なぜなら, その供給が維持されたのは PS2 で外側壁雲に顕著な非軸対称構造が見られた期間だからである (図 23e-h). Zhou and Wang (2011) は内側壁雲の消失に対して, 軸対称な側面のみに着目したが, 本研究では非軸対称な構造も内側壁雲の消失に影響を与えることを示唆している. また, 彼らは ERC に要する時間が外側壁雲の形成半径に依存することを示した. しかし, それは外側壁雲が近似的に軸対称構造であり, 収縮速度が一定であることを暗

に仮定している。もし、外側壁雲の非軸対称構造も考慮に入れると、ERC に要する時間は外側壁雲の形成半径だけには依存せず、非軸対称構造による内側壁雲へのエントロピー供給の維持を通して、ERC の時間に影響を与える可能性がある。シミュレーションされた Bolaven で見られる PS2 での非軸対称構造は実際のレーダ観測においても PO2 で見られる (図 13c)。観測された Bolaven の東側で強いレインバンドが形成され、明瞭な非軸対称構造を有している。

一方、Abarca and Montgomery (2015) は壁雲に伴う境界層内での強い内向き流れが壁雲の急速な収縮に重要であることを指摘した。特に興味深い点は、この強い内向き流れが熱帯低気圧渦の傾度風バランス成分で引き起こされる内向き流れ^{*8}よりはるかに強いということである。一般に、傾度風バランス成分で引き起こされる内向き流れは、Sawyer-Eliassen 方程式から診断することができる (付録 6.7 参照)。すなわち、Abarca and Montgomery (2015) が指摘するこの強い内向き流れは Sawyer-Eliassen 方程式では診断することができない。実際に、Abarca and Montgomery (2015) では、理想化した CE の数値シミュレーションにおいて、外側壁雲の収縮時、境界層内では 28 m s^{-1} を超える強い内向き流れが形成していたことを示した。同じ渦を Sawyer-Eliassen 方程式に基づき診断すると、その内向き流れは 16 m s^{-1} にまで過小評価されてしまう。したがって、 12 m s^{-1} の過大な内向き流れは、境界層内での非バランスな流れである。軸対称接線風 \bar{v} の収支式は非軸対称成分と摩擦を無視すると、

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\bar{u}(f + \bar{\zeta}) - \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}.$$

この式から、上昇流が弱い境界層内では、強い内向き流れによって右辺第 1 項によっ

^{*8}傾度風バランス成分で引き起こされる流れとは、壁雲での凝結加熱による上昇流あるいは、境界層でのエクマン収束による吸い込みなどによって駆動される流れのことを指す。これらの流れは質量の連続性から大気境界層で内向きの流れを駆動する。

て接線風の加速が発生する。彼らの見積もりでは、実際のシミュレーションによる内向き流れはバランス渦の診断による内向き流れの約 2 倍に到達しており、境界層における外側壁雲のスピンアップおよび急速な収縮に寄与しうると考えられる。

しかし、本研究でのシミュレーションではこの非バランスな内向き流れは非常に弱かった。図 28 は彼らと同様の Sawyer-Eliassen 方程式 (付録 6.7 参照) に基づき (e.g., Fudeyasu and Wang, 2011), モデルで再現された $T_s = 30$ h での台風渦の非断熱加熱と接線風分布、摩擦を用いて診断された 2 次循環を表している。その診断された 2 次循環の分布は、中層のアウトフロー域などにわずかな差をもち、完全にモデルで表現される 2 次循環 (図 20b, c) と一致はしないが、定性的にはよく一致している。ここで生まれる差は Wang et al. (2016) の図 12 でも報告されるように、Kepert (2013) などが指摘している境界層での線形と非線形プロセスの違いから生じている差であると考えられる。しかし、第一近似として本研究で再現された台風渦は Sawyer-Eliassen 方程式で仮定されている軸対称、温度風バランスを満たすと考えられる。特に、外側壁雲の境界層内における軸対称の内向き流れの最大値は、シミュレーションにおいて $T_s = 30$ h で約 15 m s^{-1} であった (図 20c) のに対し、Sawyer-Eliassen で診断される内向き流れの最大値も約 15 m s^{-1} 程度であった (図 28a)。

ここで得られた類似性は、本シミュレーションにおいて再現される CE では非バランスな流れ成分が顕著ではないことを意味している。実際、非傾度風も PS1, PS2 両期間においてほとんどみられなかった (図略)。彼らは SEF 後に急速に収縮、ERC を経験する TC について、非バランスな強い内向き流れの存在を指摘した。一方、本研究は外側壁雲の収縮が非常に緩やかで長時間 CE が維持した事例である。そのような長寿命 CE で非バランスな内向き流れがほとんど見られなかったということは、外側壁雲における非バランス流は長寿命 CE の維持に対する本質

的な要因の 1 つかもしれない。ただし、PV 収支解析の結果は外側壁雲の収縮速度を定量的に評価することはできないため、非バランスな強い内向き流れが境界層内で存在しなかったことが壁雲の長寿命化につながったと直接断定することはできない。この点は将来の課題として残される。

4.5 先行研究との比較

Yang et al. (2013) は Kossin et al. (2000) において提案された、順圧不安定に対して安定なレジームが CE を長寿命化させることを指摘していた。そこで、CReSS において再現された Bolaven がこのレジーム内に存在しているかを確認することは興味深い。ここでは、Kossin et al. (2000) で用いられる非発散順圧モデルと同様のモデル (詳細は付録 6.2 参照) を用いて、上記を確認する。

図 29 は Kossin et al. (2000) で行われた Type-I 型感度実験と全く同一の設定で渦度の時間発展を示したものである。時間発展を始めると、中心のコア渦周辺に配置された細いリング状の正渦内で不安定が成長し、非線形移流でリングの幅を広げていく様子が示されている。積分開始 8 時間後には螺旋状に高波数の正渦成分がコア渦を中心に巻き付いている。積分開始 24 時間後には、幅の狭い正渦のリングは幅の広い正渦のリングになり、定常状態を維持している。この一連の時間発展でリング渦はコア渦と顕著な相互作用を起こさない。この結果は Kossin et al. (2000) の図 6 と定性的によく類似している。従って、ここで用いた順圧渦度モデルは非発散順圧系での渦の時間発展を先行研究と同様によく表現できる。

先ほど再現性が検証された順圧渦度モデルに、Kossin et al. (2000) と同じ手法で、CReSS においてシミュレーションされた Bolaven における高度 3 km での相対渦度分布を初期値として与える。この初期値分布を元に、渦度の時間発展を示し

たのが図 30 である。半径 50 km に及ぶ大きなコア渦が中心にあり、同じく幅 50 km 程度の外側壁雲に相当する渦度のピークがコア渦中心から半径 100 km 程度に存在している。moat に対応した渦度の局所的な極小領域がこれらコア渦とリング渦の間に存在している。

その幅は約 20 - 30 km 程度である。順圧渦度シミュレーションを行うと、初期から 4 時間後ではそれほど変化はない。しかし、8 時間後には既にコア渦は大きく変形し、波数 2 が卓越する顕著な楕円渦構造となっている。moat の渦度極小域はより外側に、同じく波数 2 が卓越するように集中している。初期から 12 時間後には、楕円形のコア渦を維持しながら、moat の渦度極小域がコア渦に隣接する形で存在している。

この時間発展は、Kossin et al. (2000) の図 13 と定性的に非常に類似しており、CReSS シミュレーションにおいて再現された Bolaven の渦度分布は順圧不安定に対して、彼らの分類した Type-II の不安定に分類される。さらに、この時間変化は実際に CReSS で行われた 3 次元非静力学雲解像シミュレーションとは全く異なる渦度の時間変化を示している。これらの事実から、少なくとも CReSS で再現された Bolaven の CE 構造は Yang et al. (2013) で提案されるような Kossin et al. (2000) の順圧不安定に対して安定なレジームには入っていないようである。このことは、シミュレーションで見られた Bolaven に伴う長寿命 CE は順圧渦の力学で維持メカニズムを説明することができないということを示唆している。

4.6 三重壁雲の場合の考察

本研究における Bolaven のシミュレーションでは、観測で見られるような最も内側の壁雲が再現されていなかった。この最も内側の壁雲が 2 番目、3 番目の壁雲

に与える影響を定性的にでも評価することは有益であると考えた。4.4 節で議論されたように、ここでシミュレーションされた Bolaven に伴う 2 次循環は Sawyer-Eliassen 方程式による診断された 2 次循環と非常によく一致していた。これは再現された Bolaven は Sawyer-Eliassen 方程式が仮定している静力学バランス・傾度風バランスがよい近似で成り立っている渦であることを意味している。したがって、解析的な三重壁雲をもつ台風渦を用意し、Sawyer-Eliassen 循環を診断する。さらに、二重壁雲で同様の診断を行い、両者で診断される 2 次循環にどれくらいの差をもつかを比較する。

この解析によって、定性的には三重壁雲の最も内側の壁雲がもたらす影響を評価することができる。なぜなら、再現された内側壁雲は、相当温位収支解析から側面での境界層を通る内向き流れによる湿潤エントロピーの供給によって維持されていることが明らかとなっているからである。この境界層を通る内向き流れの多くは CE における各壁雲での非断熱加熱によって引き起こされている。したがって、三重壁雲の場合に外側壁雲周辺での内向き流れが二重壁雲の場合とどれくらい異なるかを調べることで、その影響を評価できる。加えて、PV 収支解析から PS1 での外側壁雲の収縮は軸対称な 2 次循環による PV の移流に主に支配されている。よって、この際も三重壁雲と二重壁雲での 2 次循環を評価することで、外側壁雲の収縮に与える影響を評価できると考えられる。

初めに、解析的な TC 渦として、Pendergrass and Willoughby (2009) (Fig. B1a) で提案される渦を採用する。ただし、これは単一壁雲のみを有する渦であるため、

以下のように多重壁雲を表現できるように修正した:

$$\begin{aligned}
v(r, z) &= V_{\max, m}(z) \left[\frac{r}{R_{\max, m}(z)} \right], \quad 0 \leq r \leq R_{1,1}(z), \\
v(r, z) &= V_{\max, m}(z) \left[\frac{r}{R_{\max, m}(z)} \right] \\
&\quad \times [1 - A(x_m)] + V_{o, m} A(x_m), \quad R_{1, m}(z) \leq r \leq R_{2, m}(z), \\
v(r, z) &= V_{o, m} = V_{\max, m}(z) \exp \left[-\frac{r - R_{\max, m}(z)}{300 \text{ km}} \right], \\
&\quad \left\{ \begin{array}{ll} R_{2, m}(z) \leq r \leq R_{1, m+1}(z), & m < M, \\ R_{2, M}(z) \leq r, & m = M. \end{array} \right.
\end{aligned} \tag{15}$$

ここで, $v(r, z)$ は円筒座標 (r, z) 上での接線風速を表す. このとき,

$$\begin{aligned}
x_m &= \frac{r - R_{1, m}}{R_{2, m} - R_{1, m}}, \\
R_{2, m}(z) &= R_{1, m}(z) + dr_m, \\
R_{\max, m}(z) &= R_{\max, m}(0) + dR_{\max, m}, \\
V_{\max, m} &= V_{\max, m}(0) \left[1 - \frac{z}{18 \text{ km}} \right].
\end{aligned} \tag{16}$$

m は M 個の多重壁雲をもつ渦において, 内側から数えて m 番目の壁雲を表す.

$R_{1, m}(z)$ は Willoughby et al. (2006) の (2), (3) 式から求められる.

二重壁雲の場合 (図 31a),

$$\begin{aligned}
V_{\max, 1}(0) &= V_{\max, 2}(0) = 50 \text{ m s}^{-1}, \\
R_{\max, 1}(0), R_{\max, 2}(0) &= 50 \text{ km}, 100 \text{ km}, \\
dR_{\max, 1}(0), R_{\max, 2}(0) &= 16/18, 128/18, \\
dr_1, dr_2 &= 20 \text{ km}, 40 \text{ km}.
\end{aligned} \tag{17}$$

一方, 三重壁雲の場合 (図 31b),

$$\begin{aligned} V_{\max,1}(0) &= V_{\max,2}(0) = V_{\max,3}(0) = 50 \text{ m s}^{-1}, \\ R_{\max,1}(0), R_{\max,2}(0), R_{\max,3}(0) &= 15 \text{ km}, 50 \text{ km}, 100 \text{ km}, \\ dR_{\max,1}(0), dR_{\max,2}(0), dR_{\max,3}(0) &= 16/18, 16/18, 128/18, \\ dr_1, dr_2, dr_3 &= 20 \text{ km}, 20 \text{ km}, 40 \text{ km}. \end{aligned} \tag{18}$$

渦の分布を決定する最大風速や最大風速半径, 壁雲での非断熱加熱量とその鉛直方向の傾斜は, 二重壁雲の場合はシミュレーションの値を参考にした. 一方, 三重壁雲の場合は $m = 2, 3$ については二重壁雲と全く同じ分布を用い, $m = 1$ については気象庁レーダの降水強度とその幅, そして数値シミュレーションから得られる非断熱加熱量を参考にした. $m = 1$ における最大風速の値は $m = 2$ と同じように設定した.

図 31c, d は各渦について診断された 2 次循環である. ここで, 解析的な渦には実際の台風に見られる摩擦強制が含まれていないため, 実際の観測や数値シミュレーションで見られる薄い台風境界層は形成されていないことに注意する. 最も外側の壁雲周辺の下層において, これら 2 種類の渦での 2 次循環の差は, 動径風速で約 2 m s^{-1} , 鉛直風速で 0.5 m s^{-1} 程度であった (図 32). 最も外側の壁雲における下層内向き流れの最大値および上昇流の最大値でこれらの差を規格化すると, 二重壁雲と三重壁雲における 2 次循環の差は 10 % 未満であった (図 32).

PV 収支解析について, 外側壁雲における 2 次循環は外側壁雲の収縮における主要項 MADVR, MADVZ, MDIAR, MDIAZ に関連している. ゆえに, 上記のように 2 次循環の差が二重壁雲と三重壁雲の間で相対的に 10 % 未満に収まっていたということは, 外側壁雲の収縮において実際に観測された最も内側の壁雲は 10

% 未満で寄与しうることを示唆している。これは PV 収支において軸対称成分が卓越する PS1 では最も内側の壁雲による寄与が ASYMM と同程度の寄与にとどまっていることを意味している。さらに、相当温位収支解析において、内側壁雲への湿潤エントロピー供給の主要項である境界層内での内向き流れも、三重壁雲における最も内側の壁雲による湿潤エントロピーの供給量は 10 % で寄与していたことを示唆している。これは相当温位収支において、軸対称成分が卓越する PS1 で最も内側の壁雲による寄与が LSHS と同程度の寄与にとどまっていることを意味している。

より詳細に湿潤エントロピー供給について解析する。上記の 2 種類の解析渦について、相当温位収支と同様に渦の半径 60 km, 高度 17 km の円筒領域について側面からの質量フラックス (すなわち, $\rho \times u$; ρ , u はそれぞれ大気密度と動径風速) の鉛直積算を計算する。すると、両者の相対誤差は約 12 % にとどまった。ゆえに、最も内側の壁雲が存在した場合、2 番目の壁雲に外から供給される湿潤エントロピーは約 12 % 増加した可能性が示唆された。

以上より、本研究で再現されなかった Bolaven に伴う最も内側の壁雲について、その寄与は外側壁雲の収縮および内側壁雲の維持に 10 % 程度の影響しか与えないことが示唆された。すなわち、最も内側の壁雲が存在した場合でも、本研究で提案される概念モデルによる維持メカニズムによって CE が長寿命となると考える。

5 まとめ

5.1 理想化実験

長寿命型 CE における本質的な維持メカニズムを理解するため、非静力学雲解像モデル CReSS を用いた理想化した低気圧渦の数値実験を行った。この数値実験は、特に TC における内部コアの力学に注目するため、SST の時空間変化や TC の移動を引き起こすコリオリの空間変化、総観スケール擾乱、水平風の鉛直シアーといった TC の構造に影響を与える要因を全て除去するように設計された。90 日という長い数値積分を行った結果、13 の SEF イベントと 9 の長寿命 CE をシミュレーションすることに成功した。この結果は理想化環境において世界で初めて長寿命型 CE のシミュレーションに成功した点で意義深いものである。また、短時間降水現象のシミュレーションを対象として設計された CReSS を長時間積分に適用した最初の研究である。本研究での 90 日という積分時間はこれまで行われた CReSS によるシミュレーション研究の中で最長かつ極めて長いものとなる。

この数値実験において、TC は $T_s = 20$ 日で準定常状態に到達した。数値実験の初期における TC の発達段階では、3 つの ERC イベントを伴う CE (すなわち、短寿命型 CE) が表現された。このときの TC 渦の内部コア域における強度、構造変化は先行研究で示されている ERC を伴う CE と整合的なものであった (e.g. Zhou and Wang, 2011)。一方、 $T_s = 20$ 日で準定常状態に達して以降、9 回の CE が表現された。しかし、いずれの CE においても外側壁雲が形成した後、緩やかに収縮するが、その収縮はある程度の距離までで制限されていた。すなわち、ある半径以内ではその距離に外側壁雲が長時間とどまり続け、内側壁雲の消失も見られなかった。これは上記 9 つの CE では ERC とならなかったことを意味している。これら 9 つの CE は外側壁雲が形成してから 1 日以上その構造を維持し続けた (すなわち、

長寿命型 CE). 本実験では, 長寿命型 CE が形成した際の TC 強度はいずれも短寿命型 CE の形成時における TC 強度よりも強いものであった. この特徴は Yang et al. (2013) で報告されている観測に基づく統計解析の結果と整合的であった.

長寿命型 CE における外側壁雲の構造は短寿命型のものと明らかな違いが見られた. 長寿命型 CE の外側壁雲上昇流は短寿命型に比べて弱いものであった. さらに, 長寿命型では外側壁雲が短寿命型より背が低く, 外に傾いた構造を持っていた.

多重壁雲は各壁雲において風速の極大を持つため, 運動エネルギーのピークも壁雲に伴って形成される. 長寿命型 CE における外側壁雲の維持メカニズムを調べるために, 運動エネルギー (KE) の収支解析が行われた. 図 33 がその結果得られた維持メカニズムの概念モデルである. 外側壁雲では, APE から KE へのエネルギー変換を行う BUOYB が KE を増加させるように作用していた. しかし, この正の BUOYB は外側壁雲の大部分で, 外向きの流れに伴う圧力傾度力による仕事 (PTCB) と相殺していた. すなわち, PTCB は外側壁雲で KE を減少させるように作用していた. この負の PTCB は境界層より上の moat 領域でも卓越していた (図 33 灰色の楕円領域). 同じ領域では, KE の減少が見られていた. この moat での KE の減少が外側壁雲の収縮を妨げ, 結果として CE を長寿命化させたと考えられる.

この負の PTCB は主に内側壁雲の境界層より上に起源をもつ強い外向き流れによって引き起こされていた (図 33 黒矢印). 境界層より上に外向きの流れが形成しているということは, この領域で大気パーセルが外向きの加速を受けていることを意味している. 動径方向の運動方程式から, これは内側壁雲上端で超傾度風状態が成り立っていることを示唆する (図 33 の "SG" 領域). 実際, 短寿命型 CE と長寿命型 CE で内側壁雲の境界層上端における超傾度風の大きさを比較すると, 長寿命型 CE で顕著な超傾度風速が見られた. また, 内側壁雲の境界層より上での外向き

流れを長寿命型と短寿命型で比較しても、長寿命型で明らかに強い外向き流れが見られた。

さらに、短寿命型の中でも外側壁雲の収縮速度が異なる事例で比較すると、収縮速度が遅い事例では収縮速度が速い事例に比べて、内側壁雲の超傾度風速が大きい特徴を有していた。この結果は、内側壁雲における超傾度風状態が CE の寿命に対する要因の 1 つであることを示唆している。また、Zhou and Wang (2011) は CE の寿命が外側壁雲の形成半径で決まると指摘したが、本研究は形成半径に加えて、内側壁雲の発達度合いも同様に CE の寿命を決めるものであることを示している。

長寿命型 CE の外側壁雲が短寿命型に比べて外に傾いており、背が低いという特徴は外側壁雲周辺の上部対流圏が長寿命型 CE の形成前後で静的安定であったことが原因であると考えられる。外側壁雲は短寿命型も長寿命型も、本実験では 350 K の相当温位線に沿って形成していた。この 350 K 相当温位線は長寿命型でより外側に傾いた構造をしていた (図 33 350 K 黒破線)。これは活発な内側壁雲によって強く大きな暖気核構造が外側壁雲周辺を安定化させていることに起因する。実際に、外部コア領域での 350 K 線の高度は長寿命型の方が短寿命型に比べて低くなっていた。これに対応して、長寿命型での外側壁雲の背は低くなっていたと考えられる。この事実は、成熟した TC の暖気核構造を含めた内部コアの状態が外側に傾いた外側壁雲の形成に寄与し、結果として外側壁雲の発達を抑制し、定常状態を維持したことを示唆している。ここで注意すべきことは、本研究で提案される概念モデルは内側壁雲が成熟し、非常に活発であることが要求される。これは Yang et al. (2013) で見られる CEM と TC 強度の統計的な関係と整合的である。

Yang et al. (2013) は CE の寿命が TC 周辺的环境場によっても制御される可能性を指摘した。本研究での数値実験において、彼らと同じく TC 周辺の相対湿度を長寿命型と短寿命型の CE で比較すると、顕著な違いが見られた。長寿命型 CE 周

辺での相対湿度は、短寿命型より高い。これは Yang et al. (2013) の統計的性質と整合的である。したがって、CE の寿命は、本研究で得られた内側壁雲を含めた内部コアに加えて、周辺環境場の役割も重要であると考えられる。

5.2 台風 Bolaven 再現実験

本研究の前半で提案された CE の維持メカニズムの概念モデルは典型的な低緯度の環境化で理想的なシミュレーションをもとに構築されていた。そこで、実際に観測される台風に伴う長寿命 CE の維持メカニズムを説明するため、実際に北西太平洋域で長寿命な CE が観測された台風 Bolaven (2012) について CReSS による再現実験を行い、力学的な解析を行った。最初にシミュレーションによって再現された Bolaven について経路、強度、CE の構造や時間変化が観測と比較された。観測で見られた最も内側の壁雲はシミュレーションにおいて再現できなかったが、他の 2 つの壁雲については観測と同様の時間変化をたどった。このとき、シミュレーション、観測で見られる CE は時間変化の特徴から 2 つの期間に分割された。

PS1; PO1 SEF から 16 時間程度では、外側壁雲が内側に向かって収縮をしていた。一方、内側壁雲は消失せずに維持し続けた。

PS2; PO2 PS1 (PO1) 後 8 時間程度では、外側壁雲の収縮が止まり、非軸対称構造が顕著になった。一方、内側壁雲も消失することなく維持し続けた。

CE の維持を 2 つの過程に分割して説明を試みる。

1. 内側壁雲の活発さの維持,
2. 外側壁雲の一定半径での維持,

これらを調べるために、内側壁雲に対して、相当温位収支解析、後方流跡線解析が、外側壁雲に対してポテンシャル渦度 (PV) 収支解析がそれぞれ行われた。それらの結果は新たな概念モデルとして (図 34) にまとめられている。

過程 (1) について、相当温位収支解析から、内側の壁雲へ PS1, PS2 いずれの期間においても十分に湿潤エントロピーが供給されていた。内側壁雲に供給される湿潤エントロピーは壁雲の境界層内に集中していた。後方流跡線解析の結果から、境界層内を通過して内側壁雲に到達する湿潤な空気塊は 4 つの特徴的な経路を辿っていた。

Path 1 外側壁雲のより外側から境界層内にとどまったまま内側壁雲まで到達する経路。

Path 2 内側壁雲の上昇流から少し外側の補償下降流域に沿って降りてくる経路。

Path 3 moat 領域で海面からの潜熱顕熱供給に伴う経路。

Path 4 眼・内側壁雲・moat を高頻度で往来し、境界層内にとどまっている経路。

このうち、PS1, PS2 いずれも Path 1 からの経路をたどるパーセルがほとんどを占めた。この結果は、内側壁雲の湿潤エントロピーは外側壁雲において自由大気に持ち上げられずに境界層内にとどまったまま供給されていることを明らかにした (図 34a 実線矢印)。一方、PS1 と PS2 においてその供給には差が見られた。この差を後方流跡線解析から明らかにした。Path 1 に伴う空気塊は、PS1 の期間に外側壁雲のあらゆる箇所からほぼ一様に境界層内を通過していた (図 34b 破線矢印)。対して、PS2 の期間には外側壁雲の中でも対流・降水が弱い領域と境界層内の内向き流れが強い領域を集中的に通過して内側壁雲まで到達していた (図 34b 実線矢印)。これは内側壁雲の維持メカニズムが PS1 と PS2 で異なっていることを示唆

している。PS1 では内側壁雲は主に外側壁雲の境界層における軸対称な流れによる湿潤エントロピー供給によって維持されている。対して、PS2 では外側壁雲の境界層における非軸対称な構造によって維持されている。

過程 (2) について、外側壁雲周辺での PV 収支解析を行った。外側壁雲に対応する軸対称 PV ピークが内向きに収縮するためには、PV ピークに対して内側が外側より相対的に PV の増加傾向をもてばよい。PS1, PS2 いずれの期間においても、外側壁雲の収縮は PV の鉛直移流と非断熱加熱の動径勾配による PV 生成によって引き起こされていた。これらの寄与は PV ピークに対して内側で PV を増加させ、外側で PV を減少させるからである (図 34a の黒線で囲まれた灰色楕円; $MDIAR + MADVZ > 0$)。一方、PV の動径移流と非断熱加熱の鉛直勾配による PV の生成は全く逆に寄与し、PV ピークを外側に進展させるように働いていた (図 34a の黒破線で囲まれた灰色楕円; $MDIAZ + MADVR > 0$)。PS1 では上記の内向き収縮の寄与がわずかに卓越したため、外側壁雲は内側にゆっくり収縮したと考えられる。

PS1 では非軸対称成分による PV の移流と非断熱加熱による PV 生成はほとんど PV の時間変化に寄与しなかった。対して、PS2 での非軸対称成分の項は PV ピークの収縮を妨げるように作用していた。具体的には、自由大気において、PV ピークの内側で PV を減少させ、境界層内では PV ピークの外側で PV を増加するように働いていた (図 34a の赤破線で囲まれた楕円領域)。この診断によって、PS1 における外側壁雲のゆるやかな収縮は外側壁雲の軸対称成分がもたらす PV の時間変化によって支配され、PS2 における外側壁雲のある半径での停滞は非軸対称成分がもたらす PV の時間変化によって支配されていることが明らかになった。

Bolaven に対して行われた相当温位、後方流跡線解析、さらに PV 収支解析の結果は、長寿命 CE の維持には外側壁雲の軸対称構造と非軸対称構造の両方が重要な

役割を担っていることを明らかにしたものである。これは ERC に要する時間が, Zhou and Wang (2011) で指摘されている, 外側壁雲の半径だけではなく, 外側壁雲の構造にも依存することを示唆している。

ただし, Bolaven のシミュレーションと一連の数値解析から提案される概念モデルは, 1 つの事例解析を元に構築されていることに注意する。さらに, シミュレーションは観測で見られた最も内側の壁雲を再現することができなかった。後者については, 解析渦を用いた定性的な議論から, その影響はここで提案する維持メカニズムにおいてなわずかな寄与にとどまることが示唆される。一方, 前者については, 今後数多くの事例解析を行い, 概念モデルを頑強なものにしていく必要がある。特に, Abarca and Montgomery (2015) によって提案されている渦における非バランス成分の役割, Yang et al. (2013) で提案されている moat の幅といった統計的特徴についても説明できる概念モデルの構築が目標となる。これに関しては将来の課題として残される。

最後に, 本研究の前半, 後半を通して TC が埋め込まれている周辺環境場が CE の寿命に及ぼす影響について十分に調べることができなかった。そのため, この影響については CE の維持メカニズムについての精緻な概念モデルを構築するために課題として将来に行われなければならない。

6 付録

6.1 Rayleigh-Kuo の不安定条件

6.1.1 積分方程式による解釈

本節では, Kossin et al. (2000) の基幹理論である Rayleigh-Kuo の不安定条件について概説する. 非粘性, 非発散の $\beta(= df/dy)$ 面 2 次元流体の支配方程式は

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0.\end{aligned}$$

ここで, u, v, p はデカルト座標系 (x, y) 上で定義される x, y 方向の速度成分および圧力である. ρ_0 は密度, f はコリオリパラメータである. 運動方程式から渦度 (ζ) 方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \beta v = 0 \quad (19)$$

が得られる. ここで, 平均流が u 方向にのみ定常的に流れている状況を考える. 物理量を x 平均場 (上線) とそれ以外の摂動場 (プライム) に分けると,

$$u = \bar{u}(y) + u'(x, y, t), \quad v = v'(x, y, t), \quad \zeta = -\frac{d\bar{u}}{dy} + \zeta'(x, y, t).$$

このとき, 渦度方程式は

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial \zeta'}{\partial x} - v' \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + v' \frac{\partial \zeta'}{\partial y} + \beta v' = 0.$$

摂動場の 2 乗項が他より小さいとして線形化すると,

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \zeta'}{\partial x} + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) v' = 0.$$

連続の式から, 流れの場は流線関数 ψ' を用いて,

$$u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y}, \quad v' = \frac{\partial \psi'}{\partial x}, \quad \zeta' = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi' (= \nabla^2 \psi').$$

渦度方程式を ψ' のみで表記すると,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \psi') + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0.$$

摂動場について, x および時間方向に波型 (水平波数 k , 複素位相速度 c)

$$\psi' = \hat{\psi}(y) e^{ik(x-ct)}$$

の解を仮定すると, 渦度方程式は

$$\left[(-c + \bar{u}) \left(-k^2 \hat{\psi} + \frac{d^2 \hat{\psi}}{dy^2} \right) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) \hat{\psi} \right] e^{ik(x-ct)} = 0.$$

ここで, $c = c_r + ic_i$, c_r , c_i は実部, 虚部であり, $c_i > 0$ なら, $\psi' \propto e^{c_i t}$ となり指数関数的に成長する (= 不安定となる).

非自明な解を含む部分は

$$(-c + \bar{u}) \left(-k^2 \hat{\psi} + \frac{d^2 \hat{\psi}}{dy^2} \right) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) \hat{\psi} = 0.$$

これを Rayleigh の方程式という．両辺に $\hat{\psi}^*$ (複素共役) をかけると，

$$(-c + \bar{u}) \left(-k^2 |\hat{\psi}|^2 + \hat{\psi}^* \frac{d^2 \hat{\psi}}{dy^2} \right) + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} \right) |\hat{\psi}|^2 = 0.$$

これは摂動のエネルギー保存を表す^{*9}．特異摂動にならないように $c \neq \bar{u}$ として両辺から除し，システム全体に外からのエネルギー流入がないとして y 方向 ($0 \leq y \leq L$) に積分する (領域積算する) と，

$$\int_0^L \left[-k^2 |\hat{\psi}|^2 - \left| \frac{d\hat{\psi}}{dy} \right|^2 + (\bar{u} - c^*) \frac{\beta - \bar{u}_{yy}}{|\bar{u} - c|^2} |\hat{\psi}|^2 \right] dy = 0.$$

この積分は複素数 c が入るので，実部と虚部が含まれる．積分の虚部だけ取り出すと，

$$c_i \int_0^L \frac{\beta - \bar{u}_{yy}}{|\bar{u} - c|^2} |\hat{\psi}|^2 dy = 0.$$

摂動が不安定成長するためには， $c_i > 0$ であればよい．すなわち，上式の積分がゼロにならない：

$$\int_0^L \frac{\beta - \bar{u}_{yy}}{|\bar{u} - c|^2} |\hat{\psi}|^2 dy = 0.$$

この積分をゼロにするには， $\beta - \bar{u}_{yy}$ が積分領域内である程度の正値と負値を持てば良い．すなわち， $\beta - \bar{u}_{yy}$ の符号が積分領域内で 1 回以上入れ替わればよい．平均場の PV を $\bar{\zeta}_a$ とすると，

$$\bar{\zeta}_a = f - \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad \frac{d\bar{\zeta}_a}{dy} = \beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} = \beta - \bar{u}_{yy}.$$

^{*9}運動方程式からエネルギー方程式を作って波型の解を仮定すると，似た式が得られる．

— Kuo の定理 —

順圧不安定を引き起こすためには, 平均流の PV が極値をもつ (平均流 PV の空間勾配のゼロ点が存在する).

— Rayleigh の定理 —

$\beta = 0$ の場合, 順圧不安定を引き起こすためには, 平均流の渦度の空間勾配にゼロ点 (流速の変曲点) が存在する.

このタイプの不安定は

- 平均流の流速の最小値より小さい位相速度の波であっても起こる (先の積分方程式の実部から証明可能である).
- 平均流の条件が不安定を満たすとき, 必ず不安定が発生するわけではない (先の積分方程式が必要条件である).

という特徴をもつ.

発達した台風渦や竜巻渦がランキン渦で仮定される根拠の 1 つが上の不安定からくるものである (図 35). なぜなら, 図 35 の右のように, 渦が力学的に不安定な場合はその不安定を解消し, すぐさま図 35 の左の安定な状態に遷移する. 発達中の台風渦や竜巻渦は不安定状態から安定状態に遷移している (例えば, Schubert et al., 1999) と考えると, 発達し成熟に達したこれらの渦は順圧安定な状態となっている. ランキン渦は渦中心に一定の正渦, その外側には渦度ゼロの領域をもつ渦であるため, 順圧安定な渦であるといえる. したがって, 成熟期の台風渦や竜巻渦は順圧安定であるランキン渦とよく似た渦構造をもつことになる.

6.1.2 エネルギー論による解釈

エネルギー論では、順圧不安定は以下のように説明される。非粘性、非発散の 2 次元水平運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}.$$

運動エネルギーを $K = (u^2 + v^2)/2$ で定義すると、上から

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u \frac{\partial K}{\partial x} + v \frac{\partial K}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \left[\frac{\partial(pu)}{\partial x} + \frac{\partial(pv)}{\partial y} \right].$$

平均流は東西風のみで、非定常、 y 方向にのみ変化する $\bar{u} = \bar{u}(y, t)$ なら、水平風の各成分を平均成分 (上線) と摂動成分 (プライム) に分けて、

$$u = \bar{u}(y, t) + u'(x, y, t), \quad v = v'(x, y, t), \quad K = \frac{\bar{u}^2}{2} + \bar{u}u' + \frac{u'^2 + v'^2}{2}.$$

K の時間変化式を東西平均すると、

$$\frac{\partial(\bar{K} + \bar{K}')}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}'K'}{\partial y} + \frac{\bar{u}'v'}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}'v'}{\partial y},$$

$$\bar{K} \equiv \frac{\bar{u}^2}{2}, \quad \bar{K}' \equiv \frac{\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2}{2}.$$

u の運動方程式を東西平均して平均流の運動方程式

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} = 0.$$

上式に \bar{u} をかけて、平均流のエネルギー方程式

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} = 0.$$

全運動エネルギー方程式から平均流成分のみ引くと、摂動のエネルギー方程式

$$\frac{\partial \bar{K}'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}'K'}{\partial y} + \bar{u}'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}'v'}{\partial y}.$$

これら 2 式を領域積算 (システム全体の) エネルギーの式とみると、 y 方向のフラックス発散量は領域平均でゼロとなり、

$$\boxed{\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = \bar{u}'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad \frac{\partial \bar{K}'}{\partial t} = -\bar{u}'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}.}$$

平均流と摂動のエネルギー変換方向は摂動水平風の相関量の符号と平均流の空間勾配の向きで決まる。

図 36 から、平均流の作る PV 場の空間変化が途中で逆になるとき、摂動は西に傾く。これは、

$$\bar{u}'v' < 0, \text{ and } \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} > 0$$

であるとき、

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} < 0, \quad \frac{\partial \bar{K}'}{\partial t} > 0$$

となることである。摂動のエネルギーは増加し、不安定成長を起こす。平均流のエネルギーは減少し、流れが減速する。

6.1.3 ロスビー波の不安定による解釈

ロスビー波の不安定成長としては以下のように説明される。平均流が北に向かって増加しており、点 $y = y_s$ で平均流の PV 勾配が逆転している場合、 y_s の北側と南側では平均流に相対的な渦列の伝播方向が逆となる (ロスビー波)。状況によっては、それぞれの波の相対的な位置関係が変化しないことがある (phase-lock)。これは平均流の空間変化のためである。

- 図 37 の状況で渦列が西に傾くと、それぞれの流れによる y 方向の渦度移流が、両方の渦列の各渦度の大きさをより増加させるように作用する。
- 正渦の場所ではより渦度が正に増加し、負渦の場所ではより渦度が負に減少する。
- 渦度の大きさの増大はロスビー波の増幅 (不安定成長) に等しい。

6.2 Kossin の非発散順圧渦度モデル

本節では、Bolaven のシミュレーションデータを用いた、Kossin et al. (2000) の不安定条件を調べるための数値シミュレーションについて概説する。Kossin et al. (2000) では、軸対称な渦度分布を解析的に構築し、その渦度分布を初期条件として、デカルト座標 (x, y) 系において以下の方程式に基づいた時間 (t) 積分を行い、順圧不安定の発生をシミュレーションした:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \nu \nabla^2 \zeta.$$

これは (19) 式を f 面で数値積分することと同じである。 ζ は渦度、 ν は拡散係数 (定数) である。初期に与えられる渦度分布は中心に極大値をもつコア渦と動径方

向外側のある半径に極大値をもつリング渦の線形結合で構成される。なお、初期において順圧不安定を駆動するための微小擾乱はリング渦上に重ね合わされる。この微小擾乱は方位角方向に波数 1 から 12 までの成分の重ね合わせで構成される。

本研究では、このモデルと可能な限り同様の数値モデルを構築し、Bolaven のシミュレーションにおける多重壁雲が形成された 1 時刻の渦度分布に適用する。具体的には、 $T_s = 30$ h での高度 3 km のシミュレーションにおける相対渦度を軸対称平均する。これによって、上のモデルでの初期の軸対称渦度分布を構築する。

このモデルは非線形相互作用を精度よく表現するため、空間微分をスペクトル法によって評価する。また、上式左辺における非線形移流項の評価には非線形変換法が用いられる。これはスペクトル法において最も計算時間を要するフーリエ変換の回数を減らすことで数値積分に要する時間を削減する手法である。具体的には以下の 3 つの段階で行われる：

1. 非線形項の各線形成分を波数空間から物理空間に逆変換する。
2. 物理空間上で非線形項を評価する。
3. 物理空間上での非線形項を再び波数空間に変換する。

第 2 段階における非線形項評価を理論的に厳密に評価する場合「完全スペクトル法」、評価点を減らすことでさらに計算時間を削減する場合「擬スペクトル法」とここでは呼称する。Kossin et al. (2000) の数値モデルは後者で構築されているため、非線形相互作用を表現する精度に限界が存在する。そこで、本研究では非線形項の評価に完全スペクトル法を採用し、より精度よく非線形相互作用をモデル内で表現することを試みた。モデルの詳細な設定は表 6 に示す。赤字部分はオリジナルと異なる箇所である。

6.3 Yang et al. (2013) の多重壁雲同定手法および三重壁雲への適用

Yang et al. (2013) では、極軌道衛星に搭載されているマイクロ波イメージャが観測した黒体輝度温度画像を用いて、多重壁雲を定量的に同定する手法を提案した。以下では、その手法の詳細を述べる。

用いる輝度温度画像は、NRL が運営している NRL Tropical Cyclone Page (Hawkins et al., 2001, <https://www.nrlmry.navy.mil/TC.html>) によって配布されている SSMI, TMI の 85 GHz バンドである。NRL に公開されている画像は 800×800 ピクセルの jpeg 形式である。また、台風中心を同定するために、JTWC のベストトラックデータから求める。その際、主観によって厳密な中心位置が補正されることもある。検出に用いるデータが画像であるため、以下に本手法の具体的な手順を 3 つの過程に分けて記述する。

— Yang et al. (2013) の手順 1 (画像の処理) —

1. オリジナル画像の各ピクセルにおける赤 (Red), 緑 (Green), 青 (Blue) を 256 階調の整数に変換する。
2. 輝度温度のカラースケールが各画像の下部に示されているので、このカラースケールも 256 階調変換し、輝度温度と RGB の対応表を作る。
3. オリジナル画像の各ピクセルがもつ RGB 階調を先ほどの対応表から輝度温度に変換する。

1. JTWC ベストトラックデータを用いて、画像の時刻に対応する台風中心の緯度経度を時間方向線形内挿で推定する。この過程で推定中心位置が輝度温度画像と大きくずれている場合、主観的な補正が入る。
2. 輝度温度画像における台風の中心位置のピクセル点を原点として平面極座標を定義する。
3. 極座標において、同位角方向 (θ) に 8 領域分割する。領域はそれぞれ $-\pi/8 < \theta \leq \pi/8$, $\pi/8 < \theta \leq 3\pi/8$, $3\pi/8 < \theta \leq 5\pi/8$, $5\pi/8 < \theta \leq 7\pi/8$, $7\pi/8 < \theta \leq 9\pi/8$, $9\pi/8 < \theta \leq 11\pi/8$, $11\pi/8 < \theta \leq 13\pi/8$, $13\pi/8 < \theta \leq 15\pi/8$ の 8 領域である。
4. 各領域に対して半径 150 km 以内で輝度温度を接線平均して 8 つの輝度温度の動径分布を得る。平均する領域は上で定義した各領域 $\pi/4$ の扇型である。このとき、各領域で接線平均からの標準偏差 σ も動径方向に 8 つの分布を得る。

1. 各領域平均された 8 種類の放射輝度温度 (以降 T_B) の動径分布からそれぞれ、1 箇所の極大値 (対流の弱い領域; 値を $T_{B_{\min}}$) とその両側に 2 つの極大値 (対流の強い領域; 内側の値を $T_{B_{\text{imin}}}$, 外側の値を $T_{B_{\text{omin}}}$) が存在することを確認する.
2. 上の条件を満たす領域について、以下の条件を満たすかを確認する.

$$T_{B_{\max}} \geq \sigma_{\text{omin}} + T_{B_{\text{omax}}}, \text{ かつ, } T_{B_{\max}} \geq \sigma_{\text{imin}} + T_{B_{\text{imax}}}.$$

ここで、 σ_{imin} , σ_{omin} はそれぞれ、内側壁雲, 外側壁雲での $T_{B_{\text{imin}}}$, $T_{B_{\text{omin}}}$ を得る距離における標準偏差の値である.

3. 上の条件を満たす領域について、 $T_{B_{\text{outer-max}}} \leq 230 \text{ K}$ を満たすかを確認する.
4. 上の条件を満たす領域が 8 領域のうち、5 領域以上存在するか確認する.
5. 上の条件を満たす全ての領域について、外側の輝度温度の最低値の距離が互いに 50 km 以内に収まっていることを確認する.

手順 3 の条件 5 までが全て満たされた場合、その台風は多重壁雲を伴っていると判断される。また、1 つの台風について、発生から消滅までに取得されている輝度温度画像全てについて上の手法で多重壁雲を判定した際、初めて多重壁雲状態と判定された時刻を外側壁雲の形成時刻と定義する。多重壁雲の持続時間はこの外側壁雲形成時刻から、多重壁雲状態と判定されなくなる時刻より 1 つ前の画像が取得された時刻までと定義される。多重壁雲状態と判定されなくなる時刻において、

ERC 型 多重壁雲の持続時間が 20 時間以内でかつ、内側壁雲に相当する輝度温度の内側極大値が上の状態を満たさなかった場合、多重壁雲の置き換わりが起こったと判断.

NRC 型 多重壁雲の持続時間が 20 時間以内でかつ、外側壁雲に相当する輝度温度の外側極大値が上の状態を満たさなかった場合、外側壁雲が消失したと判断.

CEM 型 多重壁雲の持続時間が 20 時間以上の場合、長寿命型多重壁雲であると判断.

手順 3 のそれぞれの条件は

条件 1 台風が多重壁雲および moat の構造に似た雲分布をしているかを判定. この状態ではスパイラルレインバンドも含まれる.

条件 2 moat 構造が明瞭に見られるかを判定.

条件 3 外側壁雲に対応する対流が活発であるかを判定 (Kuo et al., 2009).

条件 4 多重壁雲に伴う対流および moat が軸対称であるかを判定.

条件 5 外側壁雲がスパイラルレインバンド構造でないかを判定.

しかし、この手法は二重壁雲構造を想定しており、本研究のような三重壁雲の場合には適用できない. Abarca et al. (2014) は Yang et al. (2013) の手法を三重壁雲の場合に拡張した. 彼らは、手順 3 の条件 3 において、2 番目の壁雲の形成を輝度温度の 2 番目の極小値 ($T_B \leq 230$ K) として、3 番目の壁雲の形成を輝度温度の 3 番目の極小値 ($T_B \leq 240$ K) として定義した. 他の条件は変更しない.

一方、Abarca et al. (2014) も 2 番目壁雲の消失に関する定量的な閾値は提案していない. そのため本研究では、Yang et al. (2013) での二重壁雲における内側壁

雲の消失にならい、輝度温度の 2 番目の極小値が消失したことを 2 番目壁雲の消失として定義する。

6.4 Braun (2002) による熱帯低気圧の中心位置推定

ここでは, Braun (2002) で用いられている, 数値モデルにおける熱帯低気圧の中心位置を推定する方法について述べる. 成熟期の熱帯低気圧は第一近似として静力学バランスしているので, 熱帯低気圧の中心は海面更正気圧の最低値をとる水平格子点でよく代表される. 水平解像度が 10 km 以上の静力学数値モデルではこの海面更正気圧の最低点が熱帯低気圧の軸対称な中心を表していた. しかし, 近年では数値モデルの非静力学化・高解像度化に伴い, 熱帯低気圧の内部コア (中心から半径 100 km 程度) の力学・熱力学構造を詳細に表現することが可能となった. すると, 低解像度な数値モデルによる熱帯低気圧の計算では表面化しなかった, 中心付近での局所的な気圧変動が顕著に見られるようになった^{*10}(Braun, 2002). この局所的な気圧変動により, 以前のような海面気圧の最低点で中心を定義する手法を用いると, 中心点が幾何的な中心点に対してその周囲を回転するという振動現象が見られるようになる (図 38 黒線). Braun (2002) はこの中心点の振動を抑制する以下の手法を提案した.

^{*10}この局所的な気圧変動は, 主に数値モデルにおける非静力学動圧に起因するものである.

手法の概要

1. 海面更正気圧の最低値をとる点を第一推定点 (図 39 の fg) とする.
2. 図 39 において, 第一推定点を中心として長さ L の正方形領域内 (図 39 の赤枠内) に存在する格子点すべてを探索候補点とする.
3. 探索候補点の全点について, その各点を中心として半径 R の円形領域内 (図 39 の緑線内) に存在する格子点の全てについて接線平均 (図 40) からの標準偏差を計算し, 計算された円形領域内の格子点全ての標準偏差を足し合わせる.
4. この時点で, 探索候補点全点について, 半径 R の円形領域内の標準偏差和の値が存在しているので, この和が最小となる格子点を真の中心点と定義する. これは気圧について, 最も円形 (軸対称構造) となっている点を探索していることになる.

実際に Bolaven の再現実験結果にこの手法を適用すると, 図 41 のようになる. 内部コア域における局所的な気圧の変動によって, 幾何的な中心と最低気圧点が非常に異なることが明らかである.

6.5 PV 収支式の導出

円筒座標系 (r, λ, z) における非弾性系での支配方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} + (g + B) \mathbf{k} + \mathbf{F}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \theta + Q, \quad (21)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0, \quad (22)$$

ここで, \mathbf{v} は 3 次元風速ベクトル, $\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$, ∇ は 3 次元微分演算子ベクトル, $\nabla = \mathbf{i}\partial/\partial r + \mathbf{j}\partial/(r\partial\lambda) + \mathbf{k}\partial/\partial z$. $p, B, g, \rho_0, \theta, Q, \mathbf{F}$ はそれぞれ, 圧力, 浮力, 重力加速度, 静力学密度, 温位, 非断熱加熱, 摩擦や乱流混合を含む 3 次元外力ベクトルである. ここで, 静力学密度 ρ_0 は z にのみ依存することに注意する. 運動方程式 (20) の回転をとると, 渦度方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \boldsymbol{\omega}_a}{\partial t} = & -\mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\omega}_a + \boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla \mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_a (\nabla \cdot \mathbf{v}) \\ & - \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \times (\nabla p) + \mathbf{k} \times \nabla B + \nabla \times \mathbf{F} \end{aligned} \quad (23)$$

が得られる. $\boldsymbol{\omega}_a \equiv \nabla \times \mathbf{v} + f\mathbf{k}$ は絶対渦度ベクトルである. (23) を ρ_0 で除すると,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right) = & -\frac{1}{\rho_0} \mathbf{v} \cdot \nabla \boldsymbol{\omega}_a + \frac{1}{\rho_0} \boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla \mathbf{v} - \frac{1}{\rho_0} \boldsymbol{\omega}_a (\nabla \cdot \mathbf{v}) \\ & - \frac{1}{\rho_0} \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \times (\nabla p) + \frac{1}{\rho_0} \mathbf{k} \times \nabla B + \frac{1}{\rho_0} \nabla \times \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (24)$$

連続の式 (22) を用いると, (24) の右辺第 1 項および 3 項は以下のように書き直すことができる:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right) = & -\mathbf{v} \cdot \nabla \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right) + \frac{1}{\rho_0} \boldsymbol{\omega}_a \cdot \nabla \mathbf{v} \\ & - \frac{1}{\rho_0} \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \times (\nabla p) + \frac{1}{\rho_0} \mathbf{k} \times \nabla B + \frac{1}{\rho_0} \nabla \times \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (25)$$

一方, (21) の空間勾配をとると,

$$\frac{\partial(\nabla\theta)}{\partial t} = -\nabla \{ \mathbf{v} \cdot \nabla \theta \} + \nabla Q, \quad (26)$$

が得られる. これを用いて

$$(\nabla\theta) \cdot (25) + (\boldsymbol{\omega}_a/\rho_0) \cdot (26)$$

を計算すると,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\nabla\theta) \cdot \frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right\} &= -\boldsymbol{v} \cdot \nabla \left\{ (\nabla\theta) \cdot \frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right\} \\
&\quad - \frac{(\nabla\theta)}{\rho_0} \cdot \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \times (\nabla p) \right\} \\
&\quad + \frac{(\nabla\theta)}{\rho_0} \cdot (\boldsymbol{k} \times \nabla B) + \frac{(\nabla\theta)}{\rho_0} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{F}) + \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right) \cdot \nabla Q.
\end{aligned} \tag{27}$$

上式の第 2, 3 項は $\theta = \theta(p, \rho)$, $B = B(\theta)$ であるからゼロとなる. ゆえに, PV の収支式は

$$\begin{aligned}
\frac{\partial P}{\partial t} &= -\boldsymbol{v} \cdot \nabla P + \frac{(\nabla\theta)}{\rho_0} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{F}) + \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right) \cdot \nabla Q, \\
P &\equiv \left\{ (\nabla\theta) \cdot \frac{\boldsymbol{\omega}_a}{\rho_0} \right\}.
\end{aligned} \tag{28}$$

最終的に, 連続の式を用いて移流項をフラックス形式に書き直し, 摩擦項を除いて円筒座標系の各成分で表記すると,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial P}{\partial t} &= -\frac{\partial}{r\partial r}(rPu) - \frac{\partial}{\rho_0\partial z}(\rho_0Pw) \\
&\quad + \frac{\partial}{r\partial r}(rQ\omega_{ar}) + \frac{\partial}{\rho_0\partial z}(\rho_0Q\omega_{az}) \\
&\quad + \frac{(\nabla\theta)}{\rho_0} \cdot (\nabla \times \boldsymbol{F}).
\end{aligned} \tag{29}$$

(29) 式右辺最終項は (13) 式の FRIC に一致することに注意.

6.6 エネルギー方程式

円筒座標 (r, λ, z) での非弾性系における運動方程式と連続の式は

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} + B \mathbf{k} + \mathbf{F}, \quad (30)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}) = 0, \quad (31)$$

ここで \mathbf{v} は 3 次元風速ベクトル, $\mathbf{v} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$, ∇ は 3 次元の微分演算子, $\nabla = \mathbf{i}\partial/\partial r + \mathbf{j}\partial/(r\partial\lambda) + \mathbf{k}\partial/\partial z$. B, f, ρ_0, \mathbf{F} はそれぞれ浮力, コリオリパラメータ, 静力学密度, 摩擦や乱流混合を含めた 3 次元の外力である. ここで, ρ_0 は z のみの関数である. p は水平平均した静力学圧力 (p_0) からのずれを表す. このとき, p_0 は

$$\frac{dp_0}{dz} = -g\rho_0.$$

運動方程式 (30) の接線平均は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} = & -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}} - \overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}'} \\ & - \frac{1}{\rho_0} \nabla \bar{p} - f \mathbf{k} \times \bar{\mathbf{v}} + \bar{B} \mathbf{k} + \bar{\mathbf{F}}. \end{aligned} \quad (32)$$

これに $\bar{\mathbf{v}}$ を乗すると, 軸対称運動エネルギー方程式

$$\frac{\partial \bar{K}}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{K} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}'} - \frac{\bar{\mathbf{v}}}{\rho_0} \cdot \nabla \bar{p} + \bar{w} \bar{B} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \bar{\mathbf{F}} \quad (33)$$

が得られる. さらに, 連続の式 (31) を用いて,

$$\nabla \cdot (\rho_0 \bar{\mathbf{v}}) = 0, \quad (34)$$

と

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}') = 0. \quad (35)$$

に分けると, (33) 式右辺の第 2 項をフラックス形式で表現でき^{*11}

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{v}} \cdot [\overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla \mathbf{v}'}] &= \bar{u} \left[\frac{\partial r \bar{u}'^2}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}' w'}{\partial z} - \frac{\bar{v}'^2}{r} \right] \\ &+ \bar{v} \left[\frac{\partial r \bar{u}' v'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{v}' w'}{\partial z} + \frac{\bar{u}' v'}{r} \right] \\ &+ \bar{w} \left[\frac{\partial r \bar{u}' w'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'^2}{\partial z} \right]. \end{aligned}$$

最終的に, 軸対称運動エネルギーの収支式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{K}}{\partial t} &= -\bar{u} \frac{\partial \bar{K}}{\partial r} - \bar{w} \frac{\partial \bar{K}}{\partial z} \\ &- \frac{\bar{u}}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\bar{w}}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \\ &+ \bar{w} \bar{B} \\ &- \bar{u} \left[\frac{\partial r \bar{u}'^2}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{u}' w'}{\partial z} - \frac{\bar{v}'^2}{r} \right] \\ &- \bar{v} \left[\frac{\partial r \bar{u}' v'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{v}' w'}{\partial z} + \frac{\bar{u}' v'}{r} \right] \\ &- \bar{w} \left[\frac{\partial r \bar{u}' w'}{r \partial r} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 \bar{w}'^2}{\partial z} \right] \\ &+ \bar{u} \bar{F}_r + \bar{v} \bar{F}_\lambda + \bar{w} \bar{F}_z \end{aligned} \quad (36)$$

が得られる.

^{*11}このとき,

$$\frac{\partial(\bar{\varphi})}{\partial \lambda} = 0,$$

であることに注意する.

6.7 Sawyer-Eliassen 方程式の導出

本節では Sawyer-Eliassen 方程式を導出する。この式は、軸対称な静力学・傾度風バランスした熱帯低気圧渦に置かれた、熱と運動量のソース・シンクに応答する循環を記述するものである。導出における方程式系は^{*12}:

$$\left(f + \frac{\bar{v}}{r}\right) \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = 0, \quad (37)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \left(f + \frac{\bar{v}}{r}\right) \bar{u} + \bar{F}_\lambda, \quad (38)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{\rho}}{\rho_0} = g \frac{\bar{\theta}}{\theta_0}, \quad (39)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{w} \frac{\theta_0}{g} N^2 + \bar{Q}, \quad (40)$$

$$\frac{\partial(\rho_0 r \bar{u})}{\partial r} + \frac{\partial(\rho_0 r \bar{w})}{\partial z} = 0. \quad (41)$$

これらは円筒座標系 (r, λ, z) について記述されており、それぞれの方向に風速 (u, v, w) が定義される。 ρ, p, θ は水平平均からの密度、圧力、温位偏差である。添字 0 は水平平均量を表し、 z のみに依存する。 g は重力加速度であり、 N は以下で定義されるブラントバイサラ振動数である:

$$N \equiv \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta_0}{dz}.$$

f はコリオリパラメータでここでは定数として扱う (f 面)。 F_λ, Q はそれぞれ、接線方向の摩擦や乱流粘性などの外力、および凝結や拡散などの非断熱加熱を表す。各変数における上線は接線平均量であることを示す。(41) 式から質量流線関数 ψ

^{*12}この方程式系が選択される理由は、Willoughby (1979) で行われたスケール解析に由来する。円筒座標系で記述された回転系密度成層した非線形方程式系について、接線風と動径風の比を ϵ として、方程式系の各変数を ϵ についてべき乗展開し、 $O(1)$ の項を取り出したのがここで扱う方程式系である。これは地球流体力学においてよく行われるロスビー数についての摂動展開と同じことを行っている。

が以下のように定義される:

$$\rho_0 \bar{u} = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \rho_0 \bar{w} = \frac{\partial(r\psi)}{r\partial r}. \quad (42)$$

$\partial(37)/\partial z$ と $\partial(39)/\partial r$ から温度風バランスの関係:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \left(f + \frac{\bar{v}}{r} \right) \bar{v} \right] = \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \quad (43)$$

が得られる. このとき, 台風中心を原点とした絶対角運動量 M を以下のように定義する.

$$M \equiv rv + \frac{f}{2}r^2. \quad (44)$$

これを用いると,

$$\left(f + \frac{\bar{v}}{r} \right) \bar{v} = r \left(\frac{\bar{M}}{r^2} + \frac{f}{2} \right) \left(\frac{\bar{M}}{r^2} - \frac{f}{2} \right) = r \left(\frac{\bar{M}^2}{r^4} - \frac{f^2}{4} \right)$$

であるから, (38), (43) はそれぞれ

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\bar{M}}{r} \right) &= -\bar{u} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{\bar{M}}{r} - \frac{fr}{2} \right) \right] - \bar{w} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{M}}{r} \right) - \left(\frac{\bar{M}}{r^2} + \frac{f}{2} \right) \bar{u} + \bar{F}_\lambda \\ &= -\frac{\bar{u}}{r} \frac{\partial \bar{M}}{\partial r} - \frac{\bar{w}}{r} \frac{\partial \bar{M}}{\partial z} + \bar{F}_\lambda, \end{aligned} \quad (45)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 r \left(\frac{\bar{M}^2}{r^4} - \frac{f^2}{4} \right) \right] = \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \quad (46)$$

となる. これらをもとに時間変化項を消去し, 診断式を導く. そのため, $(\rho_0 \bar{M}/r^2) \times$ (45), $(g\rho_0/\theta_0) \times$ (40) を計算すると,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 \frac{\bar{M}^2}{2r^3} \right) = -\frac{\bar{u}}{r} \rho_0 \frac{\bar{M}}{r^2} \frac{\partial \bar{M}}{\partial r} - \frac{\bar{w}}{r} \rho_0 \frac{\bar{M}}{r^2} \frac{\partial \bar{M}}{\partial z} + \rho_0 \frac{\bar{M}}{r^2} \bar{F}_\lambda$$

$$\Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_0 \frac{\overline{M}^2}{r^3} - \frac{\rho_0 r f^2}{4} \right) = -\frac{\rho_0 \bar{u}}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial r} - \frac{\rho_0 \bar{w}}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial z} + 2\rho_0 \frac{\overline{M}}{r^2} \overline{F}_\lambda, \quad (47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{g\rho_0 \bar{\theta}}{\theta_0} \right) = -\bar{u} \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \bar{w} \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \bar{w}\rho_0 N^2 + \frac{g\rho_0}{\theta_0} \overline{Q}, \quad (48)$$

となる.

$$\frac{\partial(47)}{\partial z} - \frac{\partial(48)}{\partial r}$$

を計算すると, 左辺の時間変化は相殺され

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -\frac{\rho_0 \bar{u}}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial r} - \frac{\rho_0 \bar{w}}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial z} + 2\rho_0 \frac{\overline{M}}{r^2} \overline{F}_\lambda \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ -\bar{u} \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \bar{w}\rho_0 \left[\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right] + \frac{g\rho_0}{\theta_0} \overline{Q} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (49)$$

が得られる. (42) を用いて, \bar{u} , \bar{w} を ψ を用いて表現すると,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\partial \psi}{r^3 \partial z} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial r} - \frac{\partial(r\psi)}{r \partial r} \frac{1}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial z} + 2\rho_0 \frac{\overline{M}}{r^2} \overline{F}_\lambda \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \frac{\partial(r\psi)}{r \partial r} \left[\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right] + \frac{g\rho_0}{\theta_0} \overline{Q} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (50)$$

ψ についての偏微分方程式として整理すると,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial r} \frac{\partial^2 \psi}{r^3 \partial z^2} + \frac{\partial \psi}{r^3 \partial z} \frac{\partial^2 \overline{M}^2}{\partial r \partial z} - \frac{\partial^2(r\psi)}{r \partial r \partial z} \frac{1}{r^3} \frac{\partial \overline{M}^2}{\partial z} - \frac{\partial(r\psi)}{r \partial r} \frac{1}{r^3} \frac{\partial^2 \overline{M}^2}{\partial z^2} \\ & - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial(r\psi)}{r \partial r} \right] \left[\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right] + \frac{\partial(r\psi)}{r \partial r} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial r} \\ & = \frac{g\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \overline{Q}}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial(\rho_0 \overline{M} \overline{F}_\lambda)}{\partial z} \end{aligned} \quad (51)$$

ここで,

$$\frac{\partial \overline{M}^2}{\partial z} = 2r\overline{M} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = 2r^2 \left(\bar{v} + \frac{fr}{2} \right) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -r^3 B^2,$$

$$\frac{\partial \bar{M}^2}{\partial r} = 2\bar{M} \left[\frac{\partial r \bar{v}}{\partial r} + fr \right] = 2r^2 \left(\bar{v} + \frac{fr}{2} \right) \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{r} + f \right] = r^3 I^2,$$

$$\frac{\partial^2 \bar{M}^2}{\partial z^2} = 2r^2 \left[\left(\bar{v} + \frac{fr}{2} \right) \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] = -r^3 \frac{\partial B^2}{\partial z},$$

$$\frac{\partial^2 \bar{M}^2}{\partial r \partial z} = 2r^2 \left\{ \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \left[\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \frac{\bar{v}}{r} + f \right] + \left(\bar{v} + \frac{fr}{2} \right) \left[\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right] \right\} = r^3 \frac{\partial I^2}{\partial z},$$

であることを用いると, (51) 式は

$$\begin{aligned} & I^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial I^2}{\partial z} + B^2 \frac{\partial^2 (r\psi)}{r \partial r \partial z} + \frac{\partial B^2}{\partial z} \frac{\partial (r\psi)}{r \partial r} \\ & - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial (r\psi)}{r \partial r} \right] \left[\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right] + \frac{\partial (r\psi)}{r \partial r} \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial r} \\ & = \frac{g \rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\rho_0 \bar{M} \bar{F}_\lambda)}{\partial z}. \end{aligned}$$

よって, ψ について整理すると,

$$\begin{aligned} & I^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left[B^2 - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \right] \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} + \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \frac{\partial^2 (r\psi)}{r \partial r^2} \\ & + \left[\frac{\partial I^2}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{B^2}{r} \right] \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left[\frac{\partial B^2}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial r} - \frac{1}{r} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \right] \frac{\partial (r\psi)}{r \partial r} \\ & = \frac{g \rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\rho_0 \bar{M} \bar{F}_\lambda)}{\partial z}. \end{aligned}$$

最終的に ψ の階数で整理して,

$$\begin{aligned}
& I^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left[B^2 - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} \right] \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} + \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \\
& + \left[\frac{\partial I^2}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{B^2}{r} \right] \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left[\frac{\partial B^2}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial r} + \frac{1}{r} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \right] \frac{\partial \psi}{\partial r} \\
& + \left[\frac{\partial B^2}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z \partial r} - \frac{1}{r} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \right] \frac{\psi}{r} \\
& = \frac{g \rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - 2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \left(\frac{\bar{v}}{r} + \frac{f}{2} \right) \bar{F}_\lambda \right]
\end{aligned} \tag{52}$$

が得られる. この式が CReSS モデルにおける Sawyer-Eliassen 方程式となる. ρ_0 の高度変化を無視できる場合, (46) は

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{M}^2}{r^3} \right) = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r} = -B^2 \tag{53}$$

なので, (52) 式は

$$\begin{aligned}
& I^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + 2B^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial r} + \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \\
& + \left[\frac{\partial I^2}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial r^2} + \frac{B^2}{r} \right] \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{r} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \frac{\partial \psi}{\partial r} \\
& - \frac{1}{r} \left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + N^2 \right) \frac{\psi}{r} \\
& = \frac{g \rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{Q}}{\partial r} - 2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \left(\frac{\bar{v}}{r} + \frac{f}{2} \right) \bar{F}_\lambda \right]
\end{aligned} \tag{54}$$

まで簡単化することができる. この式の特徴は, ψ について線形の 2 階楕円形方程式となっている. すなわち, 右辺の熱・運動量のソース・シンクが既知であれば, 適切な境界条件を設定することで, ψ が一意に決まる式となっている. もちろん, ψ が一意に決まると, (42) 式から \bar{u} , \bar{w} も一意に求められることになる. これは Sawyer-Eliassen 方程式がソース・シンクに応答する循環を記述する式であること

を意味している.

謝辞

指導教官であり、本論文の主査である坪木和久教授には、博士課程全期に渡り様々な支援、指導を頂きました。特に、本研究における数値実験に必要な計算資源に関して多大な支援を頂き、深く感謝致します。また、各学会への参加支援や論文投稿に際する適切な助言・コメントに深く感謝致します。これらの支援によって、研究の内容を深くするための多くの貴重な機会を頂きました。

高橋暢宏教授および、篠田太郎准教授には、本論文の副査を快諾頂き、深く感謝致します。また、篠田准教授には観測や学会参加に際し、多大なご支援を頂き、研究の内容をより発展させるための貴重な機会を頂きました。副論文の共著である国立台湾大学大気科学研究科の Hung-Chi Kuo 教授には、本論文の意義や観測に基づく裏付け、理論的示唆を数多く頂きました。また、著者の複数回に渡る台湾大学への渡航を現地で支援頂き、深く感謝致します。

気象学研究室のスタッフの皆様には研究内容や研究生活において多くの支援・助言を頂きました。特に、加藤雅也研究員には研究内容についての議論、数値解析についての助言、データセットや資料の提供など、数多くの支援を頂きました。吉岡真由美研究員には本研究の数値実験に利用した雲解像モデル Cloud Resolving Storm Simulator (CReSS) における放射過程の導入やプログラムコードの修正など、本研究の数値実験において多大な支援を頂きました。金田幸恵研究員には投稿論文の修正に対するコメント、研究に関する様々な議論を頂きました。大東忠保研究員には研究室における計算機環境およびデータサーバの維持・管理を頂きました。研究室秘書の萱場摩利子氏には学会参加や論文投稿などに際する事務手続きを支援頂きました。株式会社中電 CTI の榊原篤志氏、長谷川晃一氏には CReSS による数値実験における数多くの助言・コメントを頂きました。

本研究の遂行にあたって、活発な議論と研究発表の機会を与えて頂いた、台風クラブの皆様 (特に、琉球大学伊藤耕介助教, マイアミ大学宮本佳明氏, 気象研究所山口宗彦氏) には深く感謝致します。本研究の数値解析技術や描画技術の多くは、地球流体電脳倶楽部において開発・維持されている資源 (特に、描画ライブラリ Dennou Common Library, 解析ライブラリ ispack) を利用致しました。深く感謝致します。

本研究における数値実験は、名古屋大学情報基盤センターの富士通 FX10, FX100, 理化学研究所計算科学研究機構の京コンピュータを利用して得られたものです。このうち、京コンピュータについては、HPCI 戦略プログラム利用研究課題分野 3 (課題番号 hp120282, hp130012, hp140220, hp150214) の枠組みで利用致しました。台湾大学への渡航の一部は宇宙地球環境研究所国際連携研究センターによる若手海外派遣支援プログラムの支援を受けました。

最後になりますが、著者の大学院生活を様々な面から支援して頂きました、辻野修司氏、辻野江美子氏には心より感謝致します。

参考文献

- Abarca, S. F., and M. T. Montgomery, 2014: Departures from axisymmetric balance dynamics during secondary eyewall formation. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 3723–3738, doi:10.1175/JAS-D-14-0018.1.
- Abarca, S. F., and M. T. Montgomery, 2015: Are eyewall replacement cycles governed largely by axisymmetric balance dynamics? *J. Atmos. Sci.*, **72**, 82–87, doi:10.1175/JAS-D-14-0151.1.
- Abarca, S. F., Y.-T. Yang, H.-C. Kuo, B. D. McNoldy, and M. T. Montgomery, 2014: Tertiary eyewalls: observations and boundary layer response. *31th Conf. on Hurricanes and Tropical Meteorology*, San Diego, CA, Amer. Meteor. Soc., [Available online at <https://ams.confex.com/ams/31Hurr/webprogram/Paper244488.html>].
- Black, M. L., and H. E. Willoughby, 1992: The concentric eyewall cycle of hurricane Gilbert. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 947–957, doi:10.1175/1520-0493(1992)120<0947:TCECOH>2.0.CO;2.
- Braun, S. A., 2002: A cloud-resolving simulation of hurricane Bob (1991): Storm structure and eyewall buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1573–1592, doi:10.1175/1520-0493(2002)130<1573:ACRSOH>2.0.CO;2.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 495–527, doi:10.1007/BF00119502.

- Ebert, E. E., and J. A. Curry, 1992: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *J. Geophys. Res.*, **97**, 3831–3836, doi:10.1029/91JD02472.
- Emanuel, K. A., 1986: An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585–605, doi:10.1175/1520-0469(1986)043<0585:AASITF>2.0.CO;2.
- Emanuel, K. A., 1989: The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3431–3456, doi:10.1175/1520-0469(1989)046<3431:TFANOT>2.0.CO;2.
- Emanuel, K. A., 1995a: Sensitivity of tropical cyclones to surface exchange coefficients and a revised steady-state model incorporating eye dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3969–3976, doi:10.1175/1520-0469(1995)052<3969:SOTCTS>2.0.CO;2.
- Emanuel, K. A., 1995b: The behavior of a simple hurricane model using a convective scheme based on subcloud-layer entropy equilibrium. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3960–3968, doi:10.1175/1520-0469(1995)052<3960:TBOASH>2.0.CO;2.
- Emanuel, K. A., J. David Neelin, and C. S. Bretherton, 1994: On large-scale circulations in convecting atmospheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **120**, 1111–1143, doi:10.1002/qj.49712051902.
- Fortner, L. E., 1958: "Typhoon Sarah, 1956". *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **30**, 633–639.
- Fudeyasu, H., and Y. Wang, 2011: Balanced contribution to the intensification

- of a tropical cyclone simulated in TCM4: Outer-core spinup process. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 430–449, doi:10.1175/2010JAS3523.1.
- Hawkins, J., T. Lee, J. Turk, C. Sampson, J. Kent, and K. Richardson, 2001: Real-time internet distribution of satellite products for tropical cyclone reconnaissance. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 567–578, doi:10.1175/1520-0477(2001)082<0567:RIDOSP>2.3.CO;2.
- Hoose, H. M., and J. A. Colón, 1970: Some aspects of the radar structure of hurricane Beulah on September 9, 1967. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 529–533, doi:10.1175/1520-0493(1970)098<0529:SAOTRS>2.3.CO;2.
- Houze, R. A., 2010: REVIEW Clouds in tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 293–344, doi:10.1175/2009MWR2989.1.
- Houze, R. A., Jr., S. S. Chen, B. F. Smull, W.-C. Lee, and M. M. Bell, 2007: Hurricane intensity and eyewall replacement. *Science*, **315**, 1235–1239, doi:10.1126/science.1135650.
- Houze, R. A., Jr., and Coauthors, 2006: The hurricane rainband and intensity change experiment: Observations and modeling of hurricanes Katrina, Ophelia, and Rita. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **87**, 1503–1521, doi:10.1175/BAMS-87-11-1503.
- Huang, Y.-H., M. T. Montgomery, and C.-C. Wu, 2012: Concentric eyewall formation in typhoon Sinlaku (2008). Part II: Axisymmetric dynamical processes. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 662–674, doi:10.1175/JAS-D-11-0114.1.

- Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, and S. A. Clough, 2003: Evaluation of upper tropospheric water vapor in the NCAR Community Climate Model (CCM3) using modeled and observed HIRS radiances. *J. Geophys. Res.*, **108**, ACL1-1-ACL-1-19, doi:10.1029/2002JD002539.
- Ikawa, M., and K. Saito, 1991: Description of a nonhydrostatic model developed at the forecast research department of the MRI. MRI Tech. Rep. 28, Meteorological Research Institute, Japan, 238 pp. [Available online at http://www.mri-jma.go.jp/Publish/Technical/DATA/VOL_28/28_en.html.]
- Jordan, C. L., 1958: Mean soundings for the west Indies area. *J. Meteor.*, **15**, 91-97, doi:10.1175/1520-0469(1958)015<0091:MSFTWI>2.0.CO;2.
- Jordan, C. L., and L. F. J. Schatzle, 1961: Weather note: The "Double eye" of hurricane Donna. *Mon. Wea. Rev.*, **89**, 354-356, doi:10.1175/1520-0493(1961)089<0354:WNTDEO>2.0.CO;2.
- Judt, F., and S. S. Chen, 2010: Convectively generated potential vorticity in rainbands and formation of the secondary eyewall in Hurricane Rita of 2005. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3581-3599, doi:10.1175/2010JAS3471.1.
- Kepert, J. D., 2013: How does the boundary layer contribute to eyewall replacement cycles in axisymmetric tropical cyclones? *J. Atmos. Sci.*, **70**, 2808-2830, doi:10.1175/JAS-D-13-046.1.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, **9**, 91-112, doi:10.1007/BF00232256.

- Kossin, J. P., W. H. Schubert, and M. T. Montgomery, 2000: Unstable interaction between a hurricane's primary eyewall and a secondary ring of enhanced vorticity. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3893–3917, doi:10.1175/1520-0469(2001)058<3893:UIBAHS>2.0.CO;2.
- Kotsch, W. J., and L. H. Hutchinson, 1961: Annual tropical cyclone reports. Tech. rep., Joint Typhoon Warning Center, 254 pp.
- Kuo, H.-C., C.-P. Chang, Y.-T. Yang, and H.-J. Jiang, 2009: Western North Pacific typhoons with concentric eyewalls. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 3758–3770, doi:10.1175/2009MWR2850.1.
- Kuo, H.-C., L.-Y. Lin, C.-P. Chang, and R. T. Williams, 2004: The formation of concentric vorticity structures in typhoons. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2722–2734, doi:10.1175/JAS3286.1.
- Kuo, H.-C., W. H. Schubert, C.-L. Tsai, and Y.-F. Kuo, 2008: Vortex interactions and barotropic aspects of concentric eyewall formation. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 5183–5198, doi:10.1175/2008MWR2378.1.
- Lin, I.-I., C.-C. Wu, I.-F. Pun, and D.-S. Ko, 2008: Upper-ocean thermal structure and the western North Pacific category 5 typhoons. Part I: Ocean features and the category 5 typhoons' intensification. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 3288–3306, doi:10.1175/2008MWR2277.1.
- Louis, J. F., M. Tiedtke, and J. F. Geleyn, 1981: A short history of the operational PBL parameterization at ECMWF. *Proc. ECMWF Workshop on Plan-*

- etary Boundary Layer Parameterization*, Reading, United Kingdom, ECMWF, 59–79.
- Ma, X., J. He, and X. Ge, 2017: Simulated sensitivity of the tropical cyclone eyewall replacement cycle to the ambient temperature profile. *Adv. Atmos. Sci.*, **34**, 1047–1056, doi:10.1007/s00376-017-6302-4.
- Mashiko, W., 2005: Polygonal eyewall and mesovortices structure in a numerically simulated typhoon Rusa. *SOLA*, **1**, 29–32, doi:10.2151/sola.2005-009.
- McNoldy, B. D., 2004: Triple eyewall in hurricane Juliette. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **85**, 1663–1666, doi:10.1175/BAMS-85-11-1663.
- Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, and S. A. Clough, 1997: Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res.*, **102**, 16 663–16 682, doi:10.1029/97JD00237.
- Moon, Y., and D. S. Nolan, 2010: The dynamic response of the hurricane wind field to spiral rainband heating. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1779–1805, doi:10.1175/2010JAS3171.1.
- Moon, Y., D. S. Nolan, and M. Iskandarani, 2010: On the use of two-dimensional incompressible flow to study secondary eyewall formation in tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 3765–3773, doi:10.1175/2010JAS3615.1.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud - The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107–128.

- Murakami, M., T. L. Clark, and W. D. Hall, 1994: Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan: Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43–62.
- Nguyen, M. C., M. J. Reeder, N. E. Davidson, R. K. Smith, and M. T. Montgomery, 2011: Inner-core vacillation cycles during the intensification of hurricane Katrina. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 829–844, doi:10.1002/qj.823.
- Ohno, T., and M. Satoh, 2015: On the warm core of a tropical cyclone formed near the tropopause. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 551–571, doi:10.1175/JAS-D-14-0078.1.
- Okubo, A., 1970: Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **17**, 445–454, doi:10.1016/0011-7471(70)90059-8.
- Pendergrass, A. G., and H. E. Willoughby, 2009: Diabatically induced secondary flows in tropical cyclones. Part I: Quasi-steady forcing. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 805–821, doi:10.1175/2008MWR2657.1.
- Rozoff, C. M., D. S. Nolan, J. P. Kossin, F. Zhang, and J. Fang, 2012: The roles of an expanding wind field and inertial stability in tropical cyclone secondary eyewall formation. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 2621–2643, doi:10.1175/JAS-D-11-0326.1.
- Rozoff, C. M., W. H. Schubert, and J. P. Kossin, 2008: Some dynamical aspects of tropical cyclone concentric eyewalls. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 583–593, doi:10.1002/qj.237.

- 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, doi:10.1175/JAS3595.1.
- Satoh, M., 2006: *Atmospheric Circulation Dynamics and General Circulation Models*. 1st ed., Springer-Verlag, 644 pp.
- 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 hurricanes. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1197–1223, doi:10.1175/1520-0469(1999)056<1197:PEAECA>2.0.CO;2.
- Segami, A., K. Kurihara, H. Nakamura, M. Ueno, I. Takano, and Y. Tatsumi, 1989: Operational mesoscale weather prediction with Japan Spectral Model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 907–924.
- Terwey, W. D., and M. T. Montgomery, 2008: Secondary eyewall formation in two idealized, full-physics modeled hurricanes. *J. Geophys. Res.*, **113**, D12 112, doi:10.1029/2007JD008897.
- Tsuboki, K., and A. Sakakibara, 2002: Large-scale parallel computing of Cloud Resolving Storm Simulator. *High Performance Computing*, H. P. Zima, K. Joe, M. Sato, Y. Seo, and M. Shimasaki, Eds., Springer, 243–259.
- Vallis, G. K., and M. E. Maltrud, 1993: Generation of mean flows and jets on a beta plane and over topography. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1346–1362, doi: 10.1175/1520-0485(1993)023<1346:GOMFAJ>2.0.CO;2.

- Wang, H., C.-C. Wu, and Y. Wang, 2016: Secondary eyewall formation in an idealized tropical cyclone simulation: Balanced and unbalanced dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 3911–3930, doi:10.1175/JAS-D-15-0146.1.
- Wang, X., Y. Ma, and N. E. Davidson, 2013: Secondary eyewall formation and eyewall replacement cycles in a simulated hurricane: Effect of the net radial force in the hurricane boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1317–1341, doi:10.1175/JAS-D-12-017.1.
- Wang, Y., 2002a: Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part I: Overall structure, potential vorticity, and kinetic energy budgets. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1213–1238, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<1213:VRWIAN>2.0.CO;2.
- Wang, Y., 2002b: Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part II: The role in tropical cyclone structure and intensity changes. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1239–1262, doi:10.1175/1520-0469(2002)059<1239:VRWIAN>2.0.CO;2.
- Wang, Y., 2008: Rapid filamentation zone in a numerically simulated tropical cyclone. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1158–1181, doi:10.1175/2007JAS2426.1.
- Wang, Y., 2009: How do outer spiral rainbands affect tropical cyclone structure and intensity? *J. Atmos. Sci.*, **66**, 1250–1273, doi:10.1175/2008JAS2737.1.
- Weiss, J., 1991: The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **48**, 273–294, doi:10.1016/0167-2789(91)90088-Q.

- Willoughby, H. E., 1979: Forced secondary circulations in hurricanes. *J. Geophys. Res.*, **84**, 3173–3183, doi:10.1029/JC084iC06p03173.
- Willoughby, H. E., 1988: The dynamics of the tropical cyclone core. *Aust. Meteor. Mag.*, **36**, 183–191.
- Willoughby, H. E., R. W. R. Darling, and M. E. Rahn, 2006: Parametric representation of the primary hurricane vortex. Part II: A new family of sectionally continuous profiles. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1102–1120, doi:10.1175/MWR3106.1.
- Wu, C.-C., Y.-H. Huang, and G.-Y. Lien, 2012: Concentric eyewall formation in typhoon Sinlaku (2008). Part I: Assimilation of T-PARC data based on the Ensemble Kalman Filter (EnKF). *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 506–527, doi:10.1175/MWR-D-11-00057.1.
- Wu, C.-C., S.-N. Wu, H.-H. Wei, and S. F. Abarca, 2016: The role of convective heating in tropical cyclone eyewall ring evolution. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 319–330, doi:10.1175/JAS-D-15-0085.1.
- Yablonsky, R. M., and I. Ginis, 2009: Limitation of one-dimensional ocean models for coupled hurricane-ocean model forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 4410–4419, doi:10.1175/2009MWR2863.1.
- Yang, Y.-T., H.-C. Kuo, E. A. Hendricks, Y.-C. Liu, and M. S. Peng, 2015: Relationship between typhoons with concentric eyewalls and ENSO in the western North Pacific basin. *J. Climate*, **28**, 3612–3623, doi:10.1175/JCLI-D-14-00541.1.
- Yang, Y.-T., H.-C. Kuo, E. A. Hendricks, and M. S. Peng, 2013: Structural and

- intensity changes of concentric eyewall typhoons in the western North Pacific basin. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 2632–2648, doi:10.1175/MWR-D-12-00251.1.
- Yang, Y.-T., H.-C. Kuo, E. A. Hendricks, and M. S. Peng, 2014: Long-lived concentric eyewalls in typhoon Soulik (2013). *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 3365–3371, doi:10.1175/MWR-D-14-00085.1.
- Zhao, K., Q. Lin, W.-C. Lee, Y. Q. Sun, and F. Zhang, 2016: Doppler radar analysis of triple eyewalls in Typhoon Usagi (2013). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **97**, 25–30, doi:10.1175/BAMS-D-15-00029.1.
- Zhou, X., and B. Wang, 2011: Mechanism of concentric eyewall replacement cycles and associated intensity change. *J. Atmos. Sci.*, **68**, 972–988, doi:10.1175/2011JAS3575.1.

表 目 次

1	理想化熱帯低気圧実験におけるモデルの物理過程	105
2	理想化熱帯低気圧実験におけるモデル設定および初期値境界値 . . .	106
3	実台風実験における物理過程	107
4	各 Domain における数値実験の設定. 鉛直解像度はストレッチング 座標の平均格子間隔を示す.	108
5	実験における SEF を判定した時刻. 内側壁雲の消失 (ERC の発生) を起こした場合は "Y", そうでなければ "N" を付記する. 長寿命型 では, 外側壁雲が不明瞭になった時刻を丸括弧で表記した.	109
6	Kossin et al. (2000) の順圧非発散モデルの設定. 赤字はオリジナル との差. 丸括弧内はオリジナルの設定.	110

表 1: 理想化熱帯低気圧実験におけるモデルの物理過程

乱流過程	1.5 次乱流運動エネルギー予報パラメタリゼーション Deardorff (1980)
雲物理過程	雲水, 雨の混合比, 雲氷, 雪, 霰の混合比および数濃度を予報. Murakami (1990); Ikawa and Saito (1991); Murakami et al. (1994)
海面交換過程	バルク法による定式化 Kondo (1975)
大気雲放射過程	Rapid Radiative Transfer Model (RRTM-G) (相関 k 分布アプローチ使用) 長波放射過程のみ考慮 Mlawer et al. (1997); Iacono et al. (2003)

表 2: 理想化熱帯低気圧実験におけるモデル設定および初期値境界値

水平解像度	2 km × 2 km
鉛直解像度	最下層 200 m, 平均 500 m
計算領域	2000 km × 2000 km × 23.5 km
積分時間	90 日
側面境界条件	開境界条件
大気鉛直分布	Jordan (1958)
海面水温	26.5 °C で水平一様

表 3: 実台風実験における物理過程

海陸面温度	鉛直 1 次元熱伝導方程式による予報 Segami et al. (1989)
乱流過程	1.5 次乱流運動エネルギー予報パラメタリゼーション Deardorff (1980)
雲物理過程	雲水, 雨の混合比, 雲氷, 雪, 霰の混合比および数濃度を予報. Murakami (1990); Ikawa and Saito (1991); Murakami et al. (1994)
海面交換過程	バルク法による定式化 Kondo (1975, 海洋), Louis et al. (1981, 陸上)

表 4: 各 Domain における数値実験の設定. 鉛直解像度はストレッチング座標の平均格子間隔を示す.

	Domain 1	Domain 2	Domain 3
水平領域	2140 km × 2390 km	1700 km × 1800 km	1200 km × 1500 km
モデル上端	25 km	22.5 km	20 km
格子数	428×478×45	680×720×45	1200×1500×45
水平解像度	5 km	2.5 km	1 km
鉛直解像度	550 m	500 m	450 m
初期値	GSM	Domain 1 output	Domain 2 output
初期時刻	2012 年 8 月 22 日 0000 UTC	2012 年 8 月 23 日 0600 UTC	2012 年 8 月 24 日 1200 UTC
SST	2012 年 8 月 22 日	2012 年 8 月 23 日	2012 年 8 月 24 日

表 5: 実験における SEF を判定した時刻. 内側壁雲の消失 (ERC の発生) を起こした場合は "Y", そうでなければ "N" を付記する. 長寿命型では, 外側壁雲が不明瞭になった時刻を丸括弧で表記した.

Notation	SEF time (hour)	ERC [Y/N]
CE1	340	Y
CE2	391	Y
CE3	412	N
CE4	506	Y
CE5	563 (650)	N
CE6	670 (720)	N
CE7	875 (938)	N
CE8	1003 (1055)	N
CE9	1122 (1214)	N
CE10	1530 (1602)	N
CE11	1724 (1840)	N
CE12	1908 (1990)	N
CE13	2040 (2109)	N

表 6: Kossin et al. (2000) の順圧非発散モデルの設定. 赤字はオリジナルとの差. 丸括弧内はオリジナルの設定.

側面境界条件	二重周期境界
空間微分	完全スペクトル法 (擬スペクトル法)
時間微分	4 次精度 Runge-Kutta 法
切断波数	341 (水平両方向)
空間格子点	683 (水平両方向; 解像度 1.5 km × 1.5 km)
積分領域	1000 km × 1000 km
粘性係数	100 m ² s

目次

- 1 シミュレーションにおける計算領域と台風 Bolaven の経路. Domain 1, 2, 3 はそれぞれ実線, 点線, 破線で表示された領域である. Domain 3 で再現された台風経路は黒点で示され, ベストトラックの解析経路はクロスで示される. 黒線の丸と四角印はそれぞれ 2012 年 8 月 24 日 1200 UTC および 27 日 0600 UTC でのモデルと解析それぞれの位置を示す. 115
- 2 数値実験における (a) 中心気圧, (b) 最大接線風速, (c) 最大風速半径の時間変化. (b) と (c) には, $T_s = 10-25$ 日の拡大図を付記した. . 116
- 3 5 km 高度での接線平均した鉛直流の動径時間断面図. 黒破線は SEF の時間, 緑破線は長寿命型で外側壁雲が不明瞭になった時間. 117
- 4 CE2 での力学場の時間変化. 左は 5 km 高度での鉛直速度 (単位 $m s^{-1}$) の水平分布を表す. 右は接線平均した鉛直流 (カラー; $m s^{-1}$), 動径風 (黒線; $m s^{-1}$), 接線風 (緑線; $m s^{-1}$) をそれぞれ表す. また, 上から順に $T_{CE} = 0, 12, 22$ 時間でのスナップショットである. . . . 118
- 5 図 4 と同じ. ただし, CE10 での場合. また, 時刻は上から $T_{CE} = 0, 24, 48$ 時間である. 119
- 6 CE10 での KE 収支における正味の傾向と収支式の各成分 (カラー; $m^2 s^{-3}$), 上昇流 (緑線; $m s^{-1}$), KE (黒線; $\times 10^3 m^2 s^{-2}$) の空間分布. 収支式の各成分は (a) BUOYB, (b) PTCB, (c) ADVKB, (d) CONV+DISB である. また, 収支式の成分合計は (e) に, 正味の KE の時間変化は (f) に示される. いずれの物理量も $T_{CE} = 24$ から 48 時間の平均である. 120
- 7 CE10 における接線平均した動径風 (黒線; $m s^{-1}$), 上昇流 (緑線; $m s^{-1}$), 非傾度風 (カラー; $m s^{-1}$). 赤色の卓越する領域は「超傾度風」, 青色の卓越する領域は「亜傾度風」を表す. 図は上から, $T_{CE} = 0, 24$ および 48 時間でのスナップショットである. 121
- 8 CE3 を除く全 CE における内側壁雲の境界層上端付近における (a) 超傾度風, (b) 外向き流れの最大値の時間変化. 黒線は短寿命型, 赤線は長寿命型の多重壁雲に対応する. 破線は CE4 に対応する. . . . 122
- 9 (a) CE2 と (b) CE4 における高度 5 km での接線平均鉛直流の動径時間断面図. 点線と実線はそれぞれ SEF の時刻と内側壁雲消失の時刻を表す. また, 緑線は外側上昇流ピークの近似的な距離を表す. 123
- 10 (a) CE2 と (b) CE10 における接線平均した相当温位 (等値線; K) と非断熱加熱 (カラー; $K h^{-1}$) の空間分布. 時刻はいずれも $T_{CE} = 24$ 時間. 124

11	図 8 と同じ. ただし, グラフの縦軸は TC 中心から半径 500 km 以内の (a) 3000-5000 m 層 と (b) 1500-3000 m 層における相対湿度の平均値を表す.	125
12	(左) 台風 Bolaven で実際観測されたマイクロ波 (89 GHz 帯) におけるカラー強調黒体放射輝度温度の画像と (右) Yang et al. (2013) の多重壁雲同定手法を適用した, 8 象限での輝度温度の動径分布 (単位; K). 右図におけるカラーはそれぞれ黄色一点鎖線: 南南東, 黄色実線: 南南西, 青色一点鎖線: 西南西, 青色実線: 西北西, 緑色一点鎖線: 北北西, 緑色実線: 北北東, 赤色一点鎖線: 東北東, 赤色実線: 東南東.	126
13	(a) 2012 年 8 月 25 日 1800 UTC, (b) 8 月 26 日 0600 UTC, (c) 8 月 26 日 1800 UTC において観測された気象庁レーダ・アメダス合成降水強度 (mm h^{-1}). 沖縄本島は各図の中心に位置している.	127
14	$T_s = 30 \text{ h to } 54 \text{ h}$ まで気象庁レーダで見積もられた降水強度 (mm h^{-1}) の接線平均量の時間高度断面図. 外側壁雲は PO1 (破線より前の期間) 期間に内向きに収縮している一方, PO2 (破線より後の期間) ではほぼ定常で同じ半径にとどまっていた. 破線は $T_s = 46 \text{ h}$ に対応する.	128
15	$T_s = 42 \text{ h}$ で沖縄本島に設置された気象庁レーダによって観測されたレーダ反射強度 (dBZ) の台風中心を通る南北高度断面. 等値線は 20 dBZ のレーダ反射強度を表す. 黒線は台風中心を表す.	129
16	ベストトラック解析 (赤点) と Domain 3 での CReSS によるシミュレーション (黒線) における (a) 中心気圧 (hPa), (b) 最大風速 (m s^{-1}). 横軸のシミュレーション時間 (T_s) は 2012 年 8 月 24 日 1200 UTC (Domain 3 の初期時刻) をゼロとしてとっている. なお, ベストトラックデータは通常は 6 時間毎に解析が行われているが, 日本に接近する台風に対しては追加で 3 時間おきに解析されている. シミュレーションにおける最大風速は台風中心から半径 100 km 以内の地表面風速の接線平均値の最大として示している.	130
17	Domain 3 におけるシミュレーションされた降水強度 (カラー; mm h^{-1}) および海面更正気圧 (等値線; hPa) の水平分布. 星は台風中心を表す.	131
18	シミュレーションにおける $T_s = 0 \text{ h}$ から 50 h までの接線平均した降水強度 (mm h^{-1}) の動径時間断面. $T_s = 40 \text{ h}$ に引かれている実線は外側壁雲が内向きに収縮している PS1 (実線以前) と収縮せずにほぼ同じ距離にとどまっている PS2 (実線以降) を分けている. 斜めの破線は外側の降水ピークの近似的な位置.	132

19	シミュレーションにおける $T_s = 30$ h での台風中心を通る水物質の南北高度断面. 等値線が相対湿度 (%), カラーが再現されたレーダ反射強度 (dBZ) である. 黒直線は台風中心を表す.	133
20	$T_s = 30$ h での軸対称平均した流れ場の動径高度断面. 図は上から接線風, 鉛直風, 動径風であり, 動径風は内向き流れを負として定義する.	134
21	相当温位収支解析で得られる内側壁雲内での相当温位の時間変化. "TOTAL" は (10) 右辺の和, "dPTdt" は実際の相当温位の時間変化.	135
22	後方流跡線解析の結果. 黒矢印は各流跡線の軌跡の概略を示す. 各 Path に付記される数値は全パーセル 350 個のうちの個数を表す. 黒字が $T_s = 36$ h, 赤字が $T_s = 46$ h での解析結果に対応する. それぞれの時刻で, Path 1 から Path 3 までの和は 224 および 188 である. .	136
23	診断された後方流跡線のうち, Path 1 の位置 (黒点) の時間変化. 上は PS1, 下は PS2 に対応する. カラーはシミュレーションにおける降水強度 (mm h^{-1}).	137
24	PO2, PS2 における外側壁雲の非軸対称構造. カラーは降水強度の水平分布 (mm h^{-1}), 星はシミュレーションにおける台風の中心位置を表す. 左はシミュレーション, 右は気象庁レーダ・アメダス降水強度.	138
25	$T_s = 36$ h での PV 収支式 (14) から診断された各項の動径高度断面. カラーで PV の時間変化 (PVU h^{-1}), 等値線で軸対称 PV (PVU) を表す. いずれも前後 3 時間の平均値. 斜めの破線は各高度での外側 PV ピークの近似的な位置を表している.	139
26	図 25 と同じ. ただし, $T_s = 43$ h.	140
27	(14) 式の軸対称成分のみの和の動径高度断面. (a) は $T_s = 36$ h, (b) は $T_s = 43$ h に対応する. 等値線とカラーは図 25, 26 と同じ. . . .	141
28	Sawyer-Eliassen 方程式によって診断された $T_s = 30$ h での (a) 動径風 (m s^{-1}) および (b) 鉛直風 (m s^{-1}) の動径高度断面.	142
29	非発散順圧渦度モデルによる Kossin et al. (2000) の Type-I 不安定の再現シミュレーション. 陰影で渦度の空間分布を示す.	143
30	$T_s = 30$ h での CReSS の出力に基づく高度 3 km での相対渦度分布を用いて行われた順圧非発散シミュレーション. カラーは相対渦度 (10^{-3} s^{-1}), 等値線は X 方向の風速 (m s^{-1}) を表す.	144
31	解析的な熱帯低気圧に伴う多重壁雲の空間分布. 左は二重壁雲の場合, 右は三重壁雲の場合に対応する. 上は非断熱加熱分布 (カラー; K h^{-1}) および接線風 (等値線; m s^{-1}) の空間分布. 下は上の分布から診断される動径風 (等値線; m s^{-1}) および鉛直風 (カラー; m s^{-1}). .	145

32	理想化渦における二重壁雲と三重壁雲における動径風の差. カラーと等値線はそれぞれ, 動径風の相対差 (%) および絶対差 (m s^{-1}). ここで, 相対差は三重壁雲の最も外側の壁雲における高度 1 km 以下の平均動径風速である 20 m s^{-1} で規格化されている.	146
33	理想化実験に基づく長寿命多重壁雲の維持メカニズムの概念図. 太い矢印は SEF 後の二次循環を表す. 詳細は本文参照.	147
34	数値モデルで再現された台風 Bolaven における長寿命多重壁雲の維持メカニズムに対する概念モデル. 上は壁雲の鉛直構造, 下は水平構造と流れをそれぞれ表す. 各図の詳細は本文参照.	148
35	順圧安定な場合 (左) と順圧不安定な場合 (右) における平均場の PV ($\bar{\zeta}_a$) の空間分布.	149
36	順圧不安定条件での流線関数 (a), 渦度 (b), 平均流 (c) の水平分布. (一部追記 Satoh, 2006).	150
37	高藪の渦度定規を用いた順圧不安定の説明. この分布は先の順圧不安定での平均流の分布と同じ (一部追記 Satoh, 2006). 赤矢印は流れに伴って摂動の渦度が増加, 青矢印は流れに伴って摂動の渦度が減少する.	151
38	高解像計算における熱帯低気圧の最低気圧点 (黒線) と Braun 手法によって求められる軸対称中心点 (赤線) の時間変化.	152
39	Braun 法の概念図 (手法手順 1 および 2). 第一推定点を中心に search_dis の長さの正方形領域 (赤線) 内に存在する格子点全てが中心点候補となる. この中心点候補の全てについて, 図 40 の方法で接線平均偏差を計算する (上図では緑線の範囲がそれに相当する).	153
40	Braun 法の概念図 (手法手順 3 および 4). 中心点候補の全てについて同じ方法で接線平均偏差を計算してその最低値をとる点 (つまり, 接線方向の変動が一番少ない点) を探索する. 接線平均の動径方向格子点間隔は元のデカルト格子点の間隔と同じにする.	154
41	非静力学数値モデルにおいて再現された典型的な台風における海面気圧の最低点 (緑点) と Braun (2002) の手法において推定された幾何的な中心点 (赤点). 等値線は海面気圧 (hPa) の分布, カラーは降水分布 (mm h^{-1}) である.	155

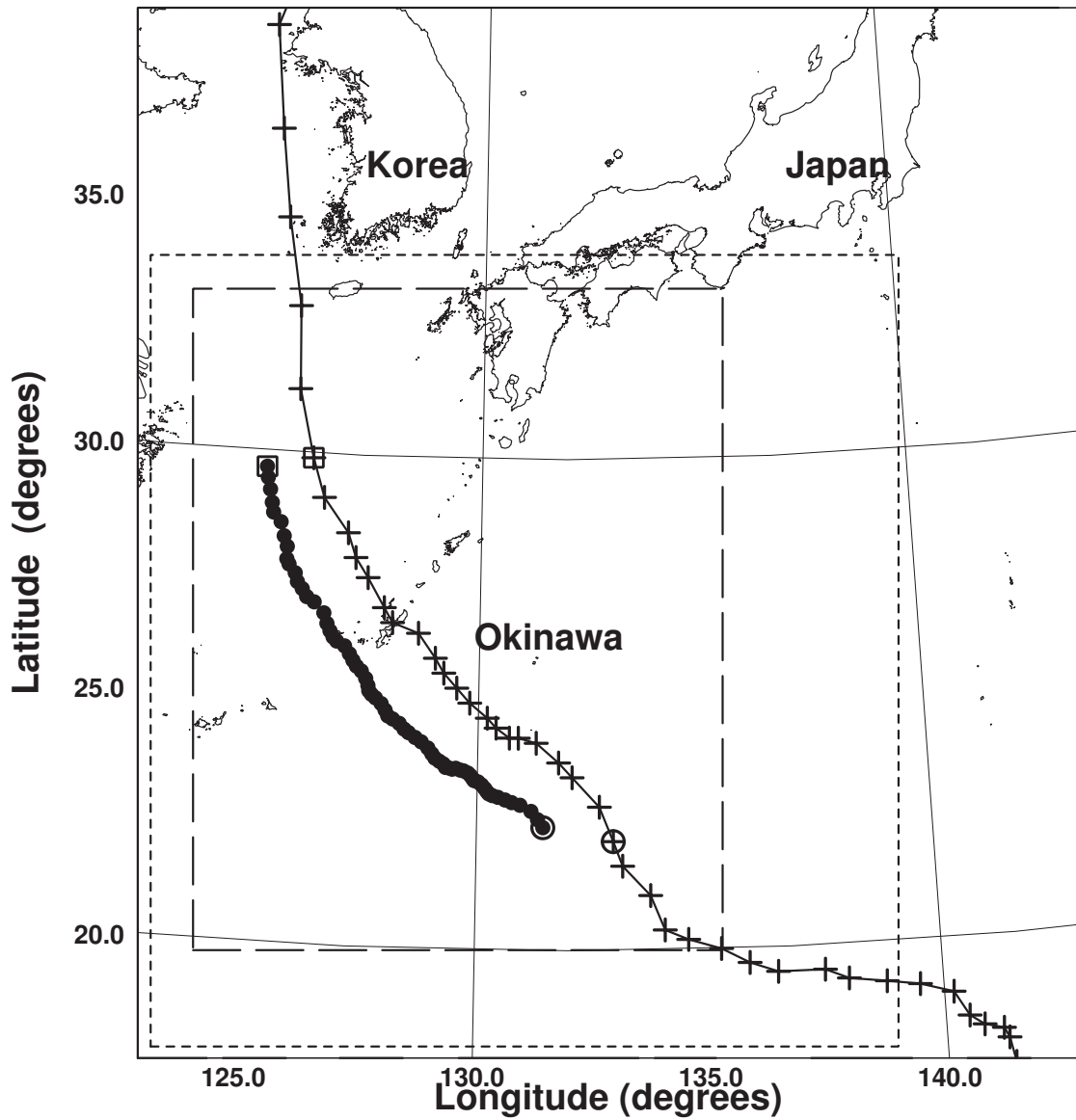


図 1: シミュレーションにおける計算領域と台風 Bolaven の経路. Domain 1, 2, 3 はそれぞれ実線, 点線, 破線で表示された領域である. Domain 3 で再現された台風経路は黒点で示され, ベストトラックの解析経路はクロスで示される. 黒線の丸と四角印はそれぞれ 2012 年 8 月 24 日 1200 UTC および 27 日 0600 UTC でのモデルと解析それぞれの位置を示す.

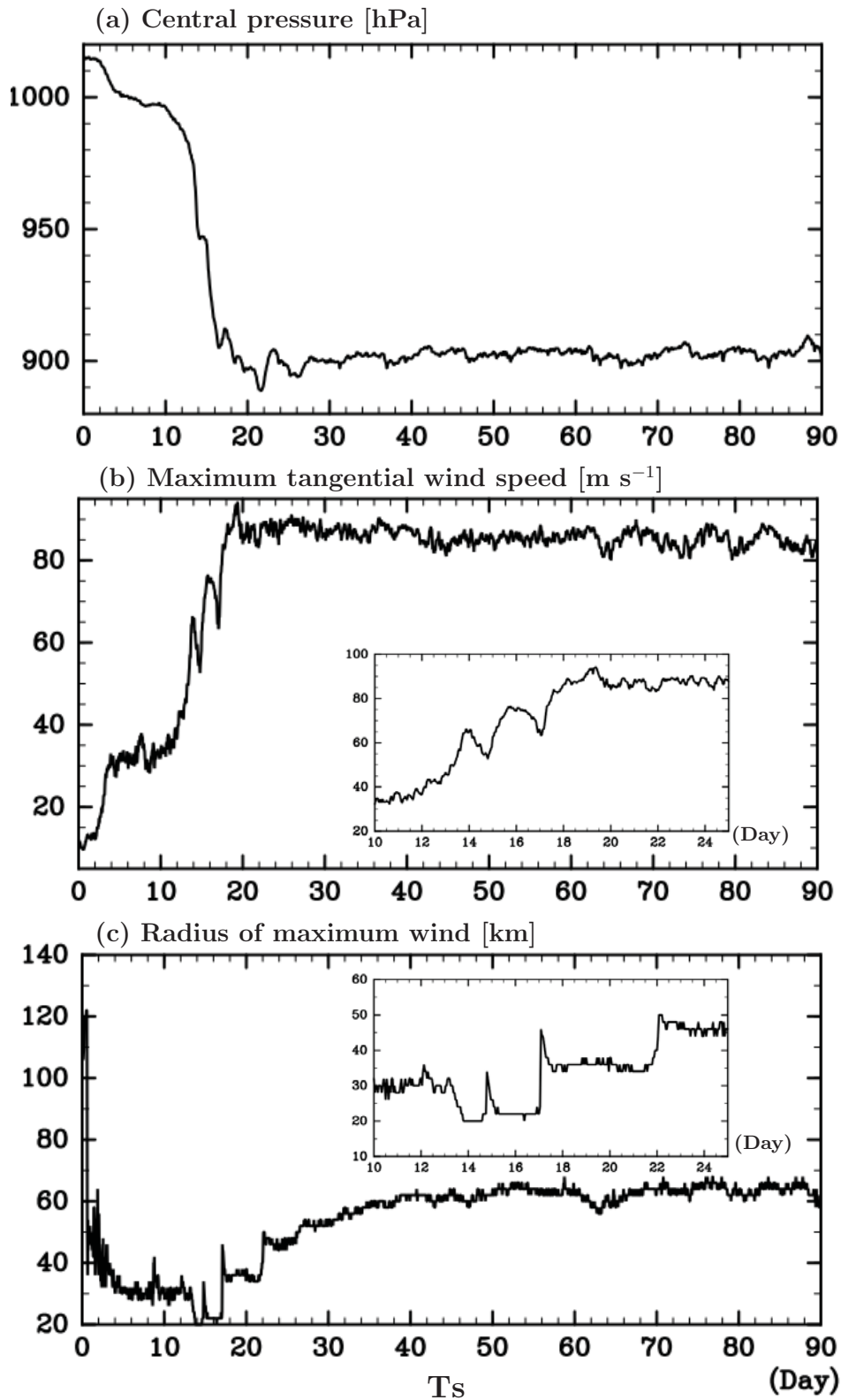


図 2: 数値実験における (a) 中心気圧, (b) 最大接線風速, (c) 最大風速半径の時間変化. (b) と (c) には, $T_s = 10$ -25 日の拡大図を付記した.

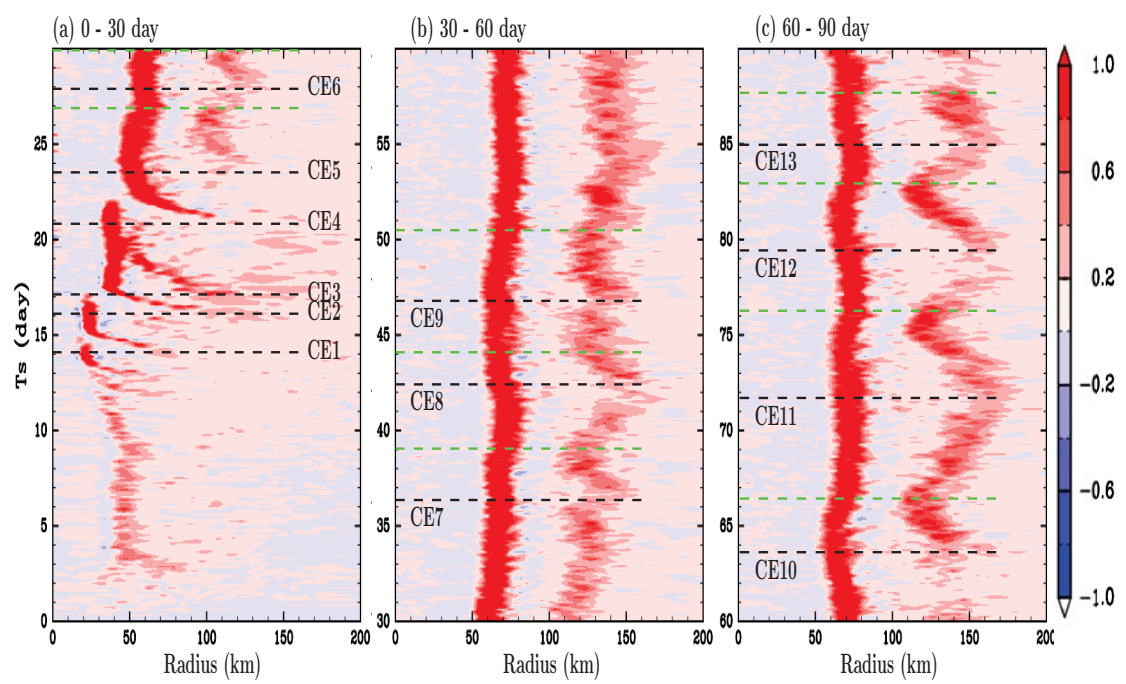


図 3: 5 km 高度での接線平均した鉛直流の動径時間断面図. 黒破線は SEF の時間, 緑破線は長寿命型で外側壁雲が不明瞭になった時間.

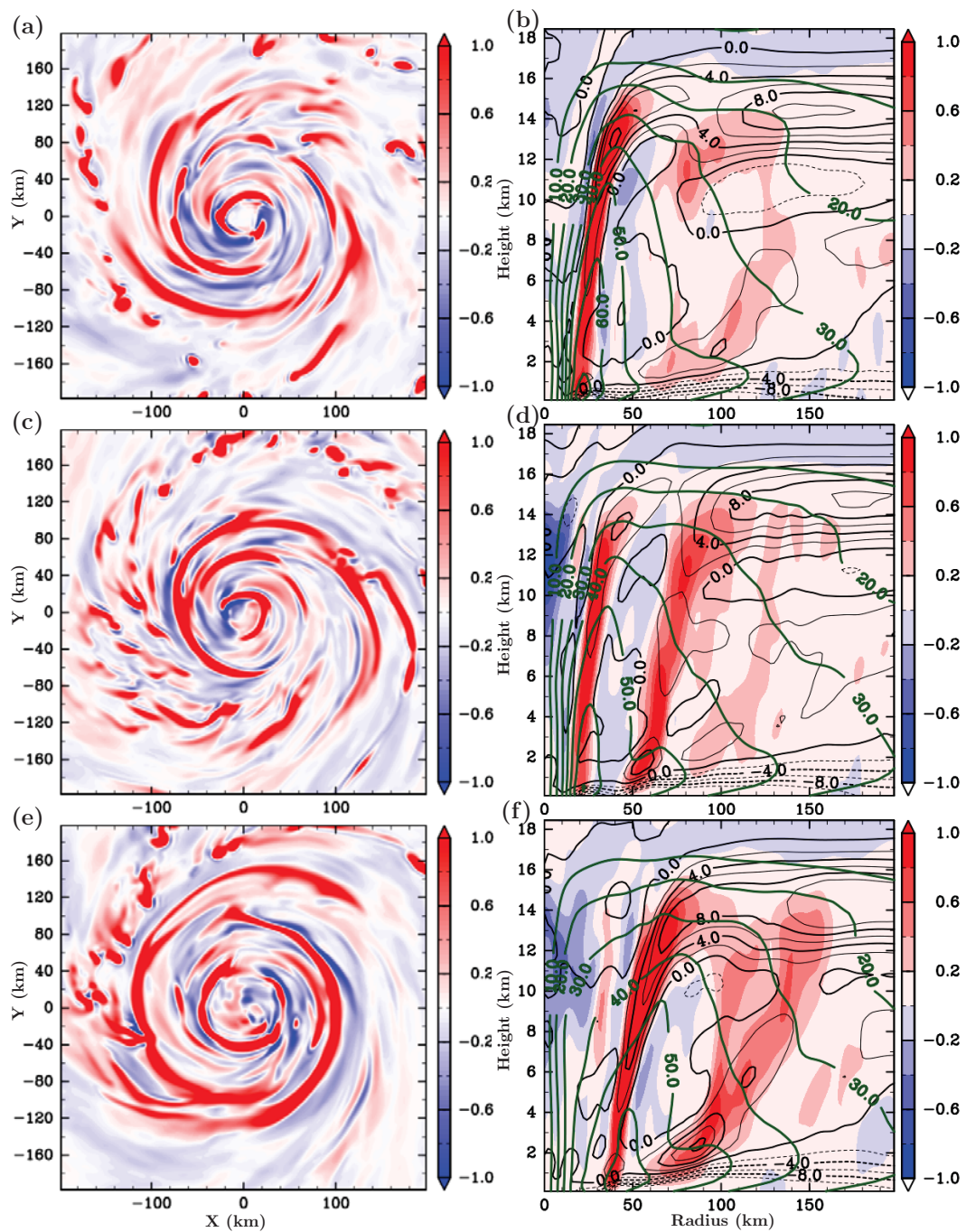


図 4: CE2 での力学場の時間変化. 左は 5 km 高度での鉛直速度 (単位 m s^{-1}) の水平分布を表す. 右は接線平均した鉛直流 (カラー; m s^{-1}), 動径風 (黒線; m s^{-1}), 接線風 (緑線; m s^{-1}) をそれぞれ表す. また, 上から順に $T_{\text{CE}} = 0, 12, 22$ 時間でのスナップショットである.

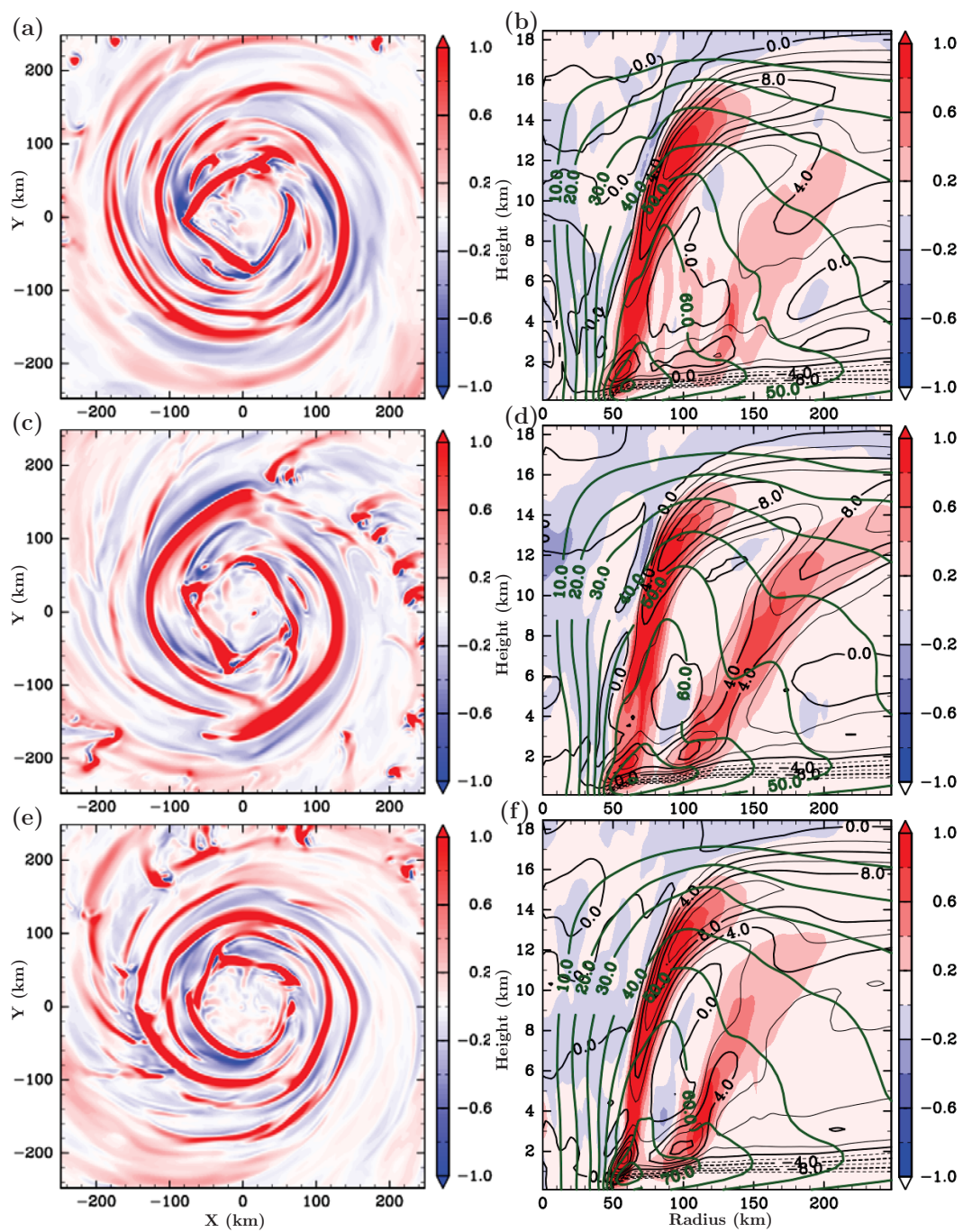


図 5: 図 4 と同じ. ただし, CE10 での場合. また, 時刻は上から $T_{CE} = 0, 24, 48$ 時間である.

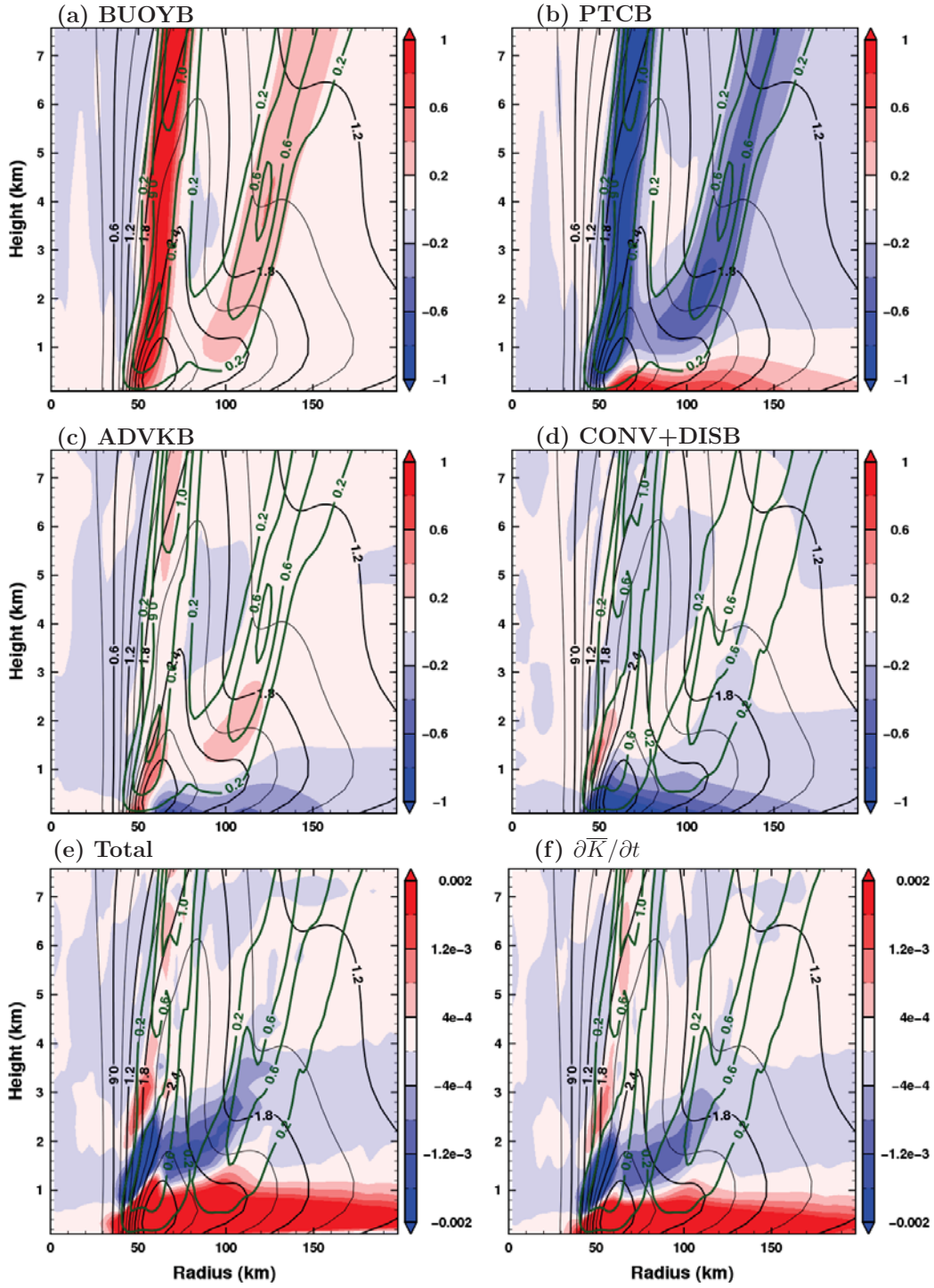


図 6: CE10 での KE 収支における正味の傾向と収支式の各成分 (カラー; $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$), 上昇流 (緑線; m s^{-1}), KE (黒線; $\times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) の空間分布. 収支式の各成分は (a) BUOYB, (b) PTCB, (c) ADVKB, (d) CONV+DISB である. また, 収支式の成分合計は (e) に, 正味の KE の時間変化は (f) に示される. いずれの物理量も $T_{\text{CE}} = 24$ から 48 時間の平均である.

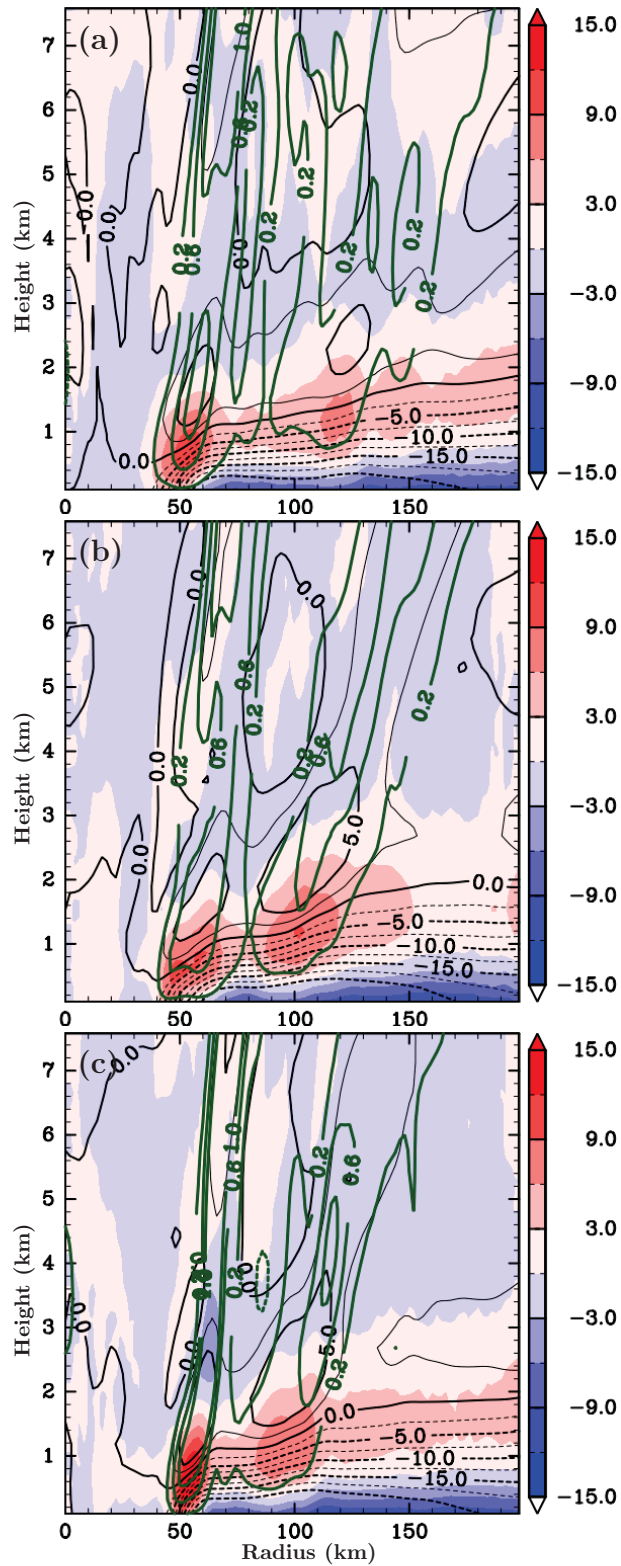
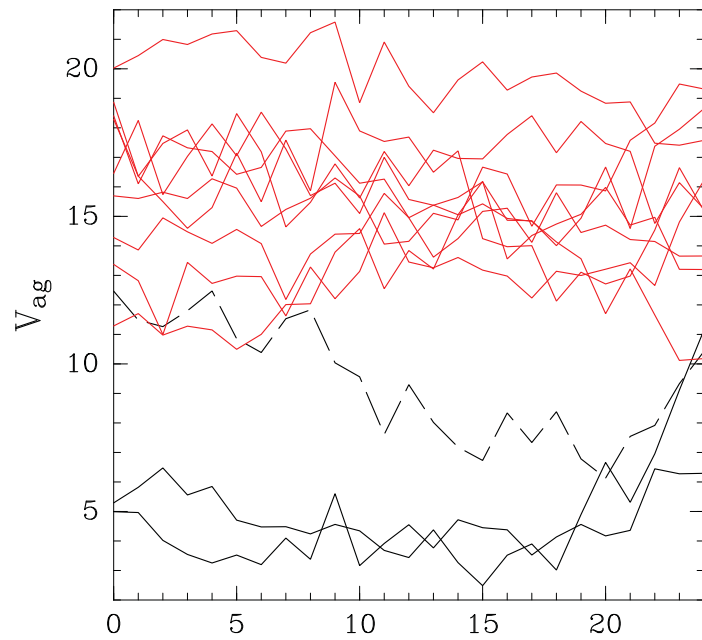


図 7: CE10 における接線平均した動径風 (黒線; m s^{-1}), 上昇流 (緑線; m s^{-1}), 非傾度風 (カラー; m s^{-1}). 赤色の卓越する領域は「超傾度風」, 青色の卓越する領域は「亜傾度風」を表す. 図は上から, $T_{\text{CE}} = 0, 24$ および 48 時間でのスナップショットである.

(ms⁻¹)(a) Super-gradient wind



(ms⁻¹)(b) Outflow

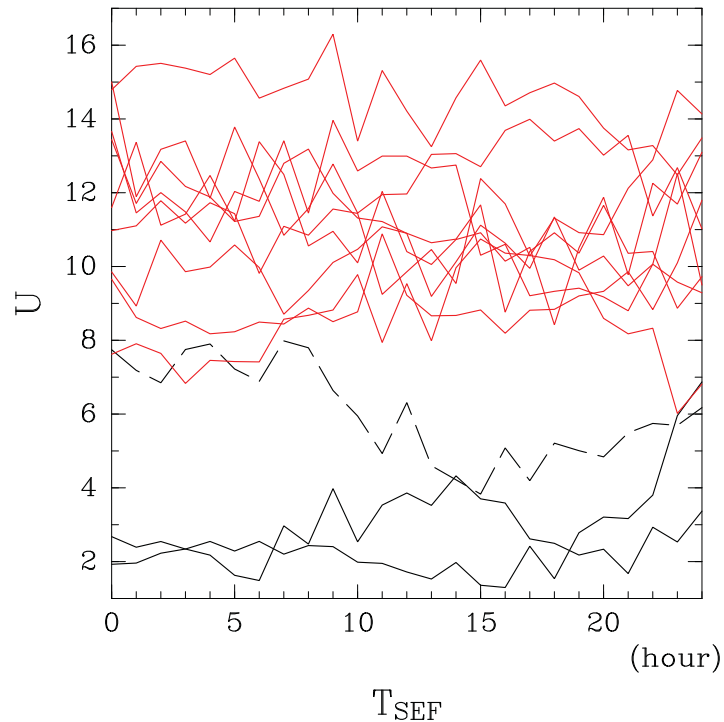


図 8: CE3 を除く全 CE における内側壁雲の境界層上端付近における (a) 超傾度風, (b) 外向き流れの最大値の時間変化. 黒線は短寿命型, 赤線は長寿命型の多重壁雲に対応する. 破線は CE4 に対応する.

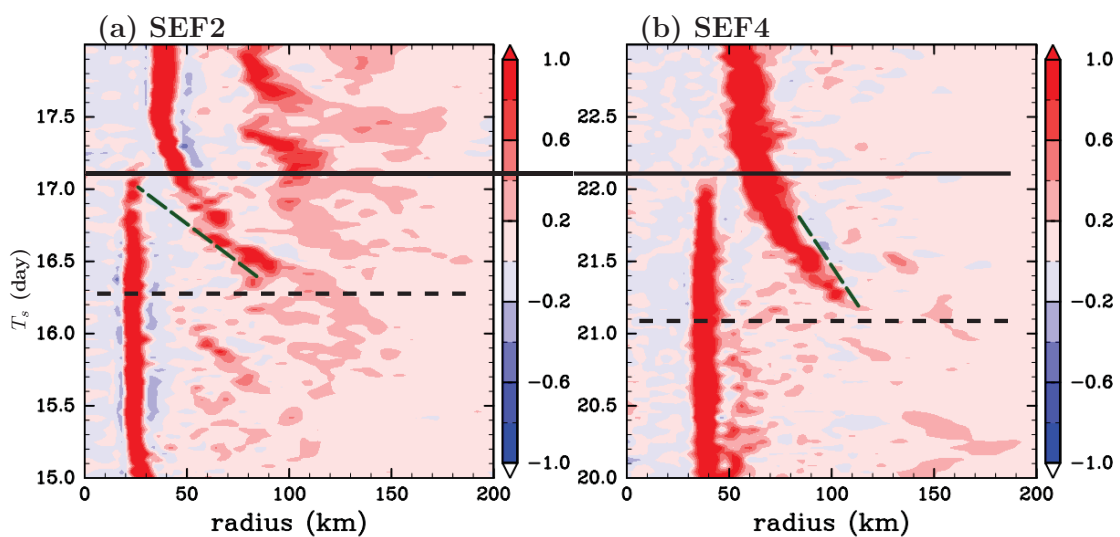


図 9: (a) CE2 と (b) CE4 における高度 5 km での接線平均鉛直流の動径時間断面図. 点線と実線はそれぞれ SEF の時刻と内側壁雲消失の時刻を表す. また, 緑線は外側上昇流ピークの近似的な距離を表す.

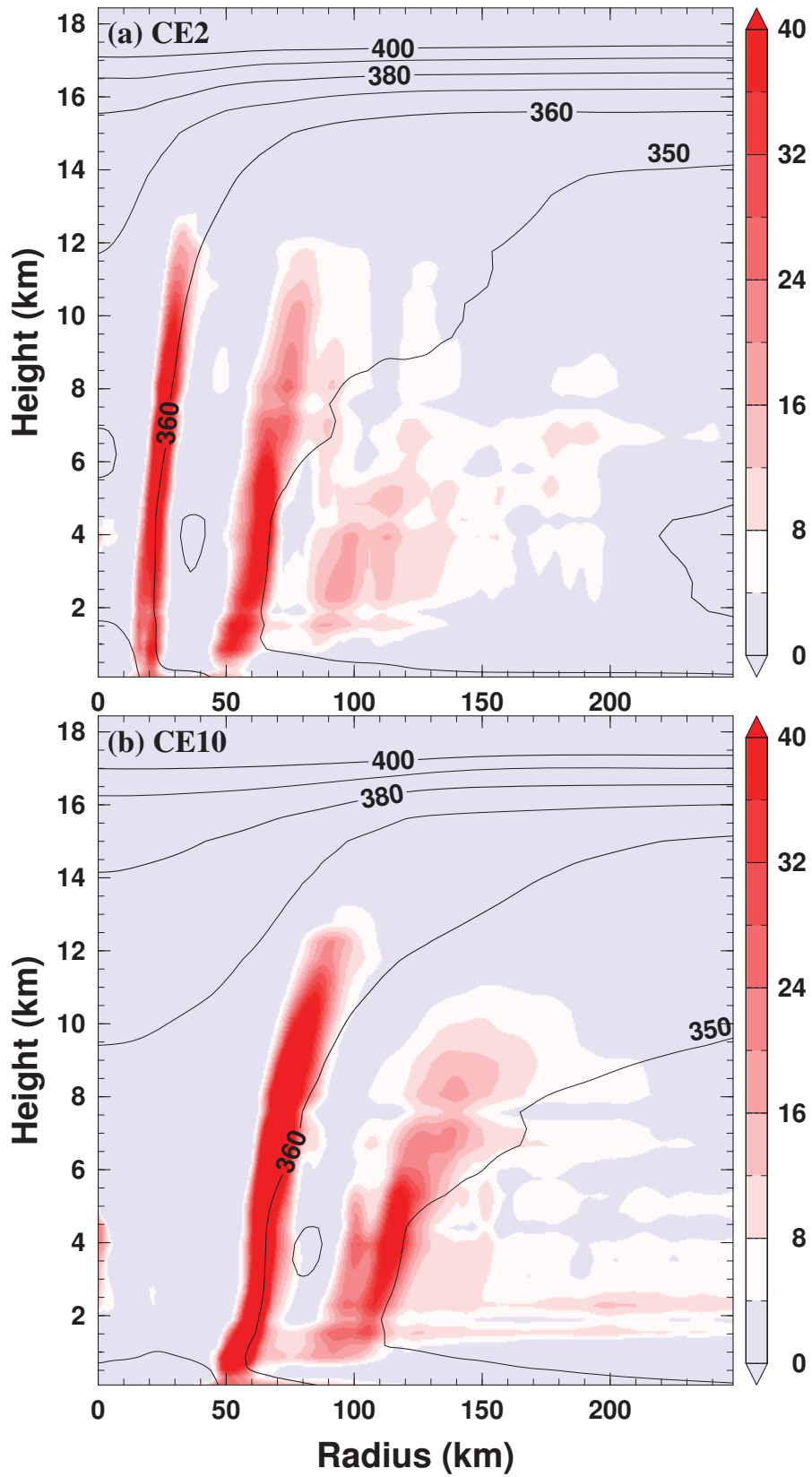


図 10: (a) CE2 と (b) CE10 における接線平均した相当温位 (等値線; K) と非断熱加熱 (カラー; K h^{-1}) の空間分布. 時刻はいずれも $T_{\text{CE}} = 24$ 時間.

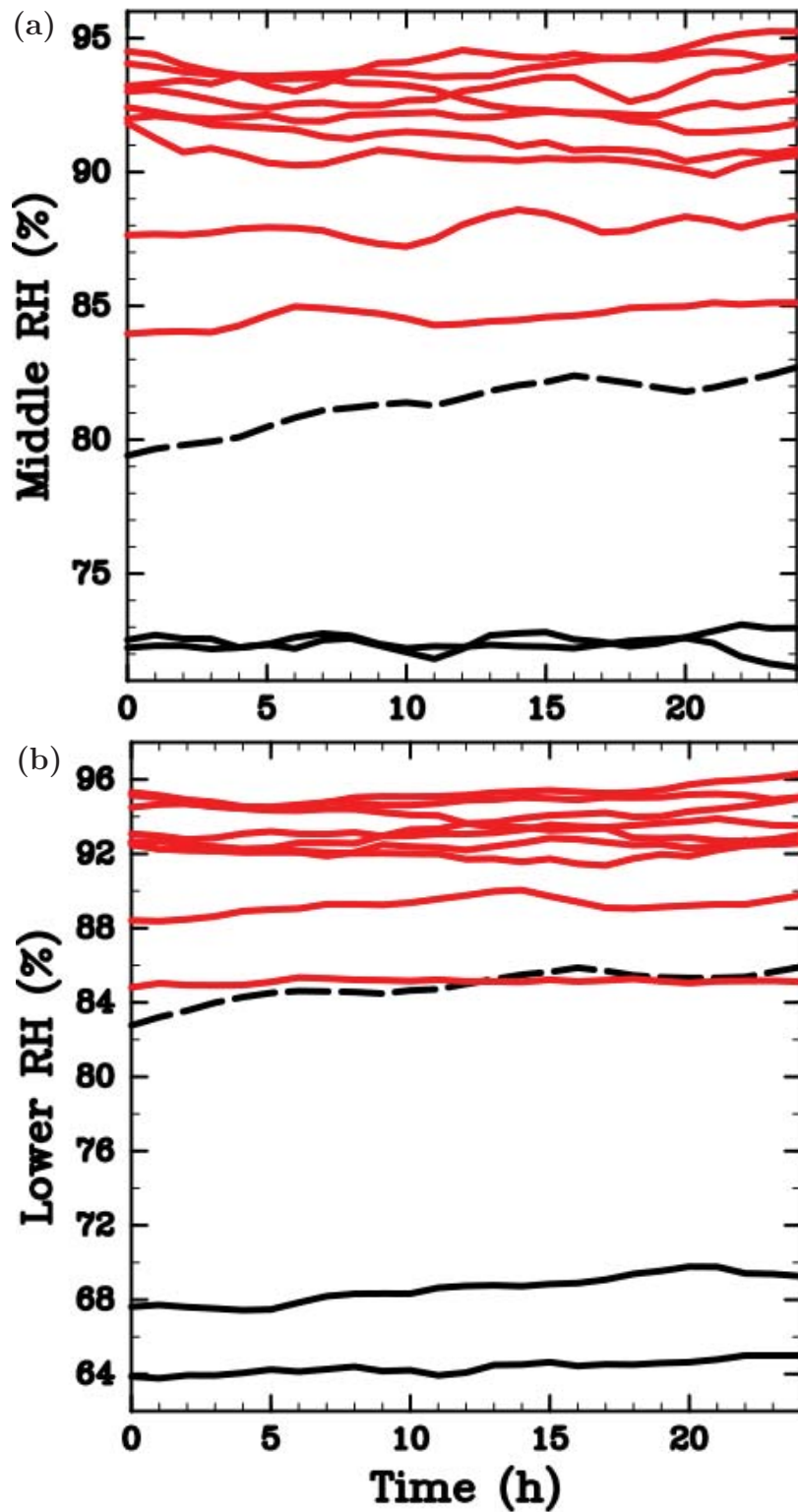
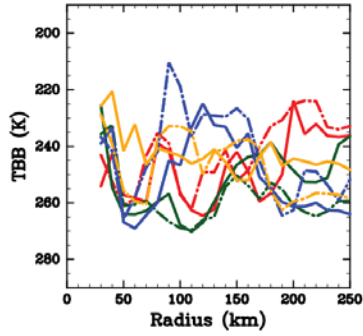
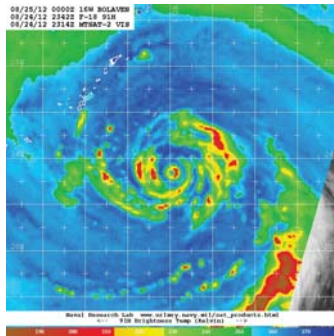
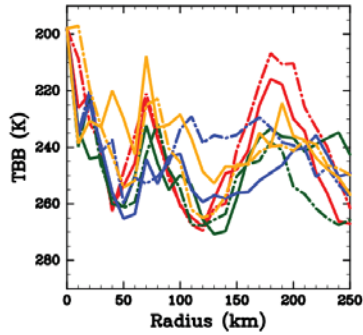
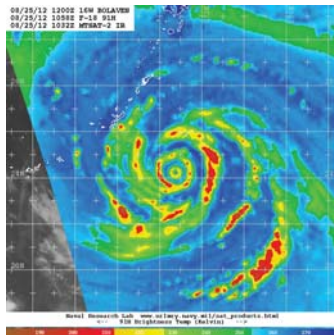


図 11: 図 8 と同じ. ただし, グラフの縦軸は TC 中心から半径 500 km 以内の (a) 3000-5000 m 層 と (b) 1500-3000 m 層における相対湿度の平均値を表す.

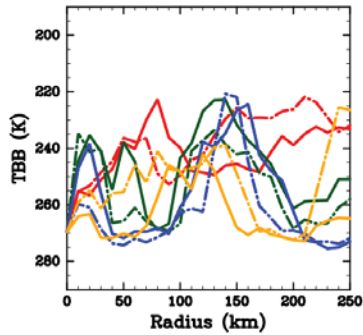
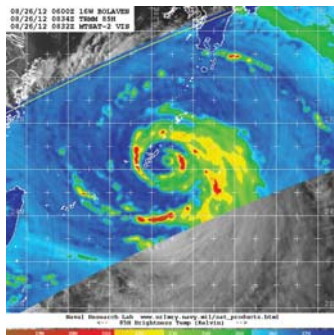
(a) 0824-2342Z



(b) 0825-1058Z (CE)



(c) 0826-0834Z (CE)



(d) 0826-1949Z

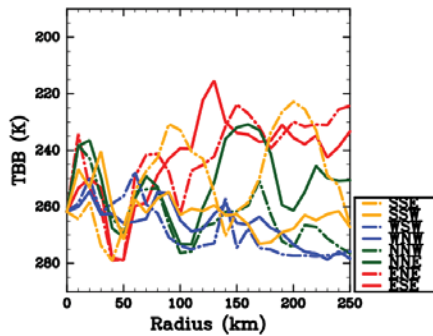
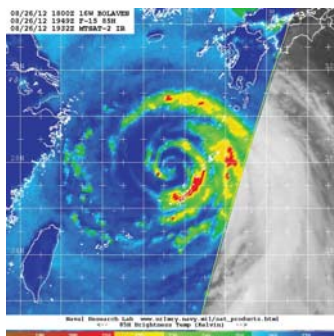


図 12: (左) 台風 Bolaven で実際観測されたマイクロ波 (89 GHz 帯) におけるカラー強調黒体放射輝度温度の画像と (右) Yang et al. (2013) の多重壁雲同定手法を適用した, 8 象限での輝度温度の動径分布 (単位; K). 右図におけるカラーはそれぞれ黄色一点鎖線: 南南東, 黄色実線: 南南西, 青色一点鎖線: 西南西, 青色実線: 西北西, 緑色一点鎖線: 北北西, 緑色実線: 北北東, 赤色一点鎖線: 東北東, 赤色実線: 東南東.

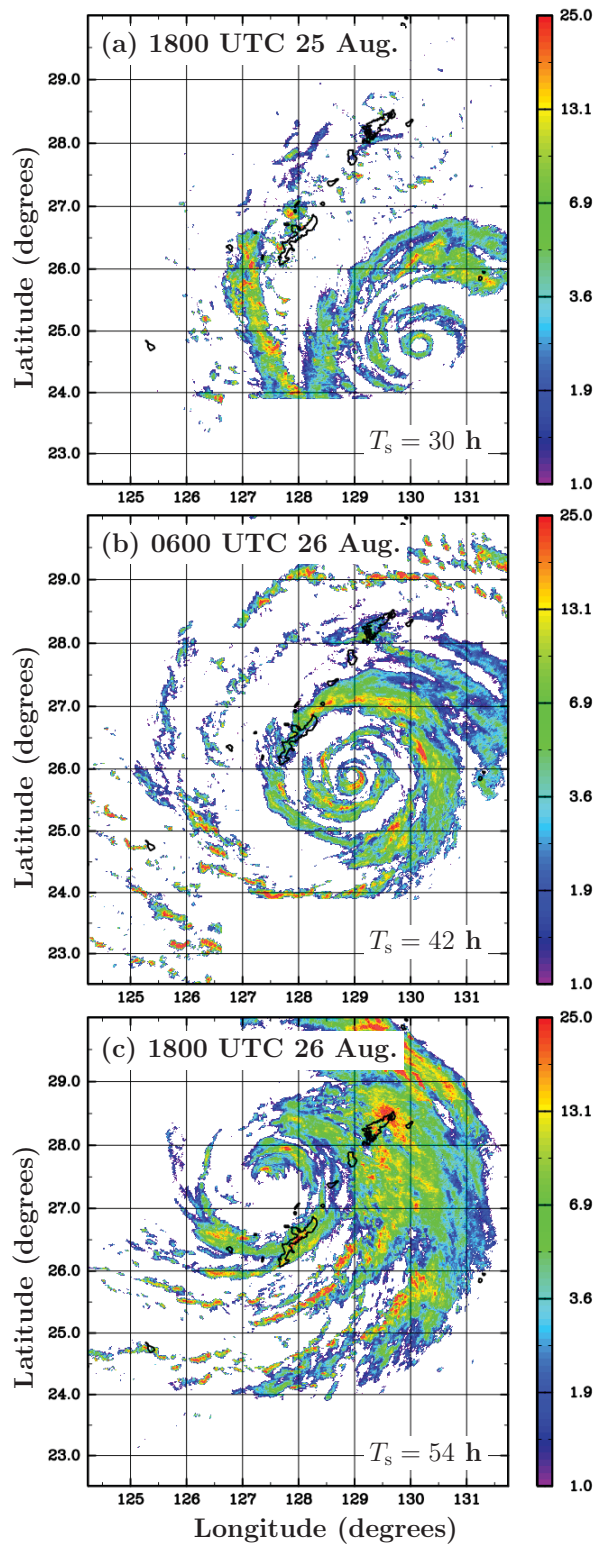


図 13: (a) 2012 年 8 月 25 日 1800 UTC, (b) 8 月 26 日 0600 UTC, (c) 8 月 26 日 1800 UTC において観測された気象庁レーダ・アメダス合成降水強度 (mm h^{-1}). 沖縄本島は各図の中心に位置している.

1800 UTC 26 Aug.

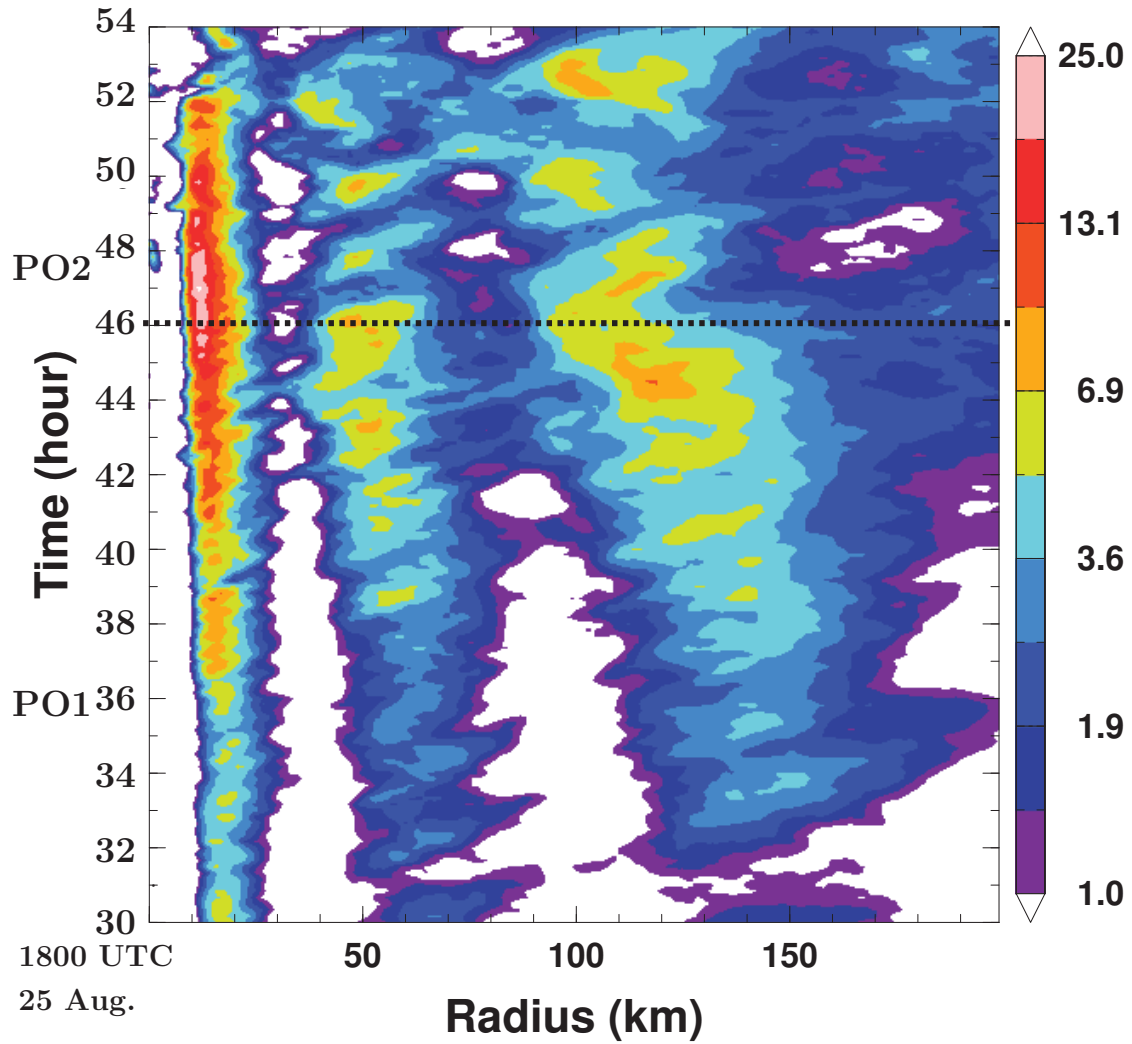


図 14: $T_s = 30$ h to 54 h まで気象庁レーダで見積もられた降水強度 (mm h^{-1}) の接線平均量の時間高度断面図. 外側壁雲は PO1 (破線より前の期間) 期間に内向きに収縮している一方, PO2 (破線より後の期間) ではほぼ定常で同じ半径にとどまっていた. 破線は $T_s = 46$ h に対応する.

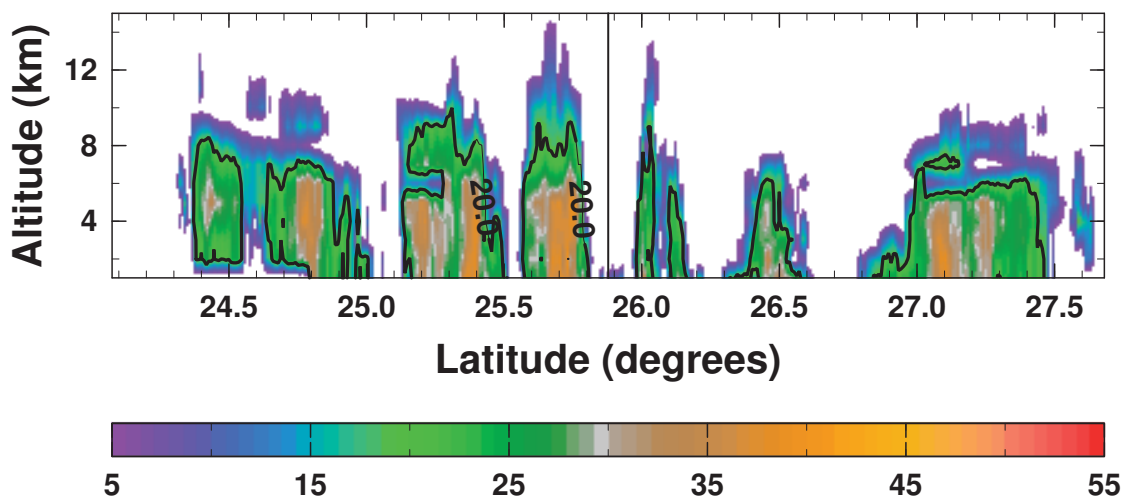


図 15: $T_s = 42$ h で沖縄本島に設置された気象庁レーダによって観測されたレーダ反射強度 (dBZ) の台風中心を通る南北高度断面. 等値線は 20 dBZ のレーダ反射強度を表す. 黒線は台風中心を表す.

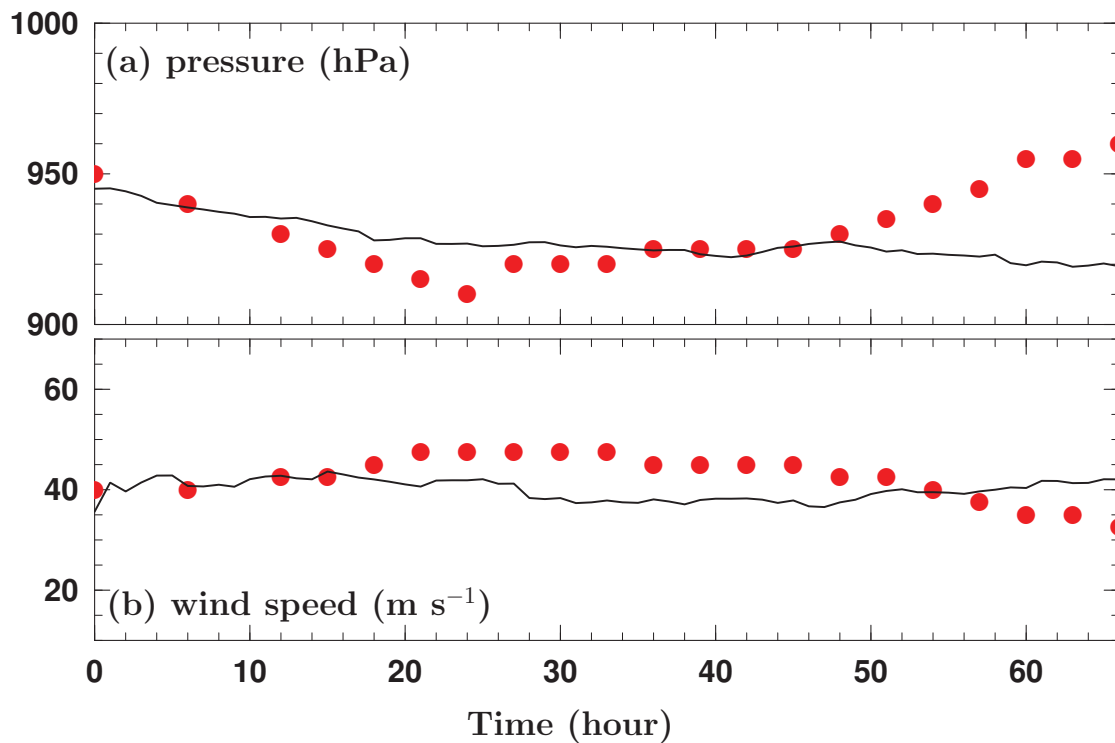


図 16: ベストトラック解析 (赤点) と Domain 3 での CReSS によるシミュレーション (黒線) における (a) 中心気圧 (hPa), (b) 最大風速 (m s^{-1}). 横軸のシミュレーション時間 (T_s) は 2012 年 8 月 24 日 1200 UTC (Domain 3 の初期時刻) をゼロとしてとっている. なお, ベストトラックデータは通常は 6 時間毎に解析が行われているが, 日本に接近する台風に対しては追加で 3 時間おきに解析されている. シミュレーションにおける最大風速は台風中心から半径 100 km 以内の地表面風速の接線平均値の最大として示している.

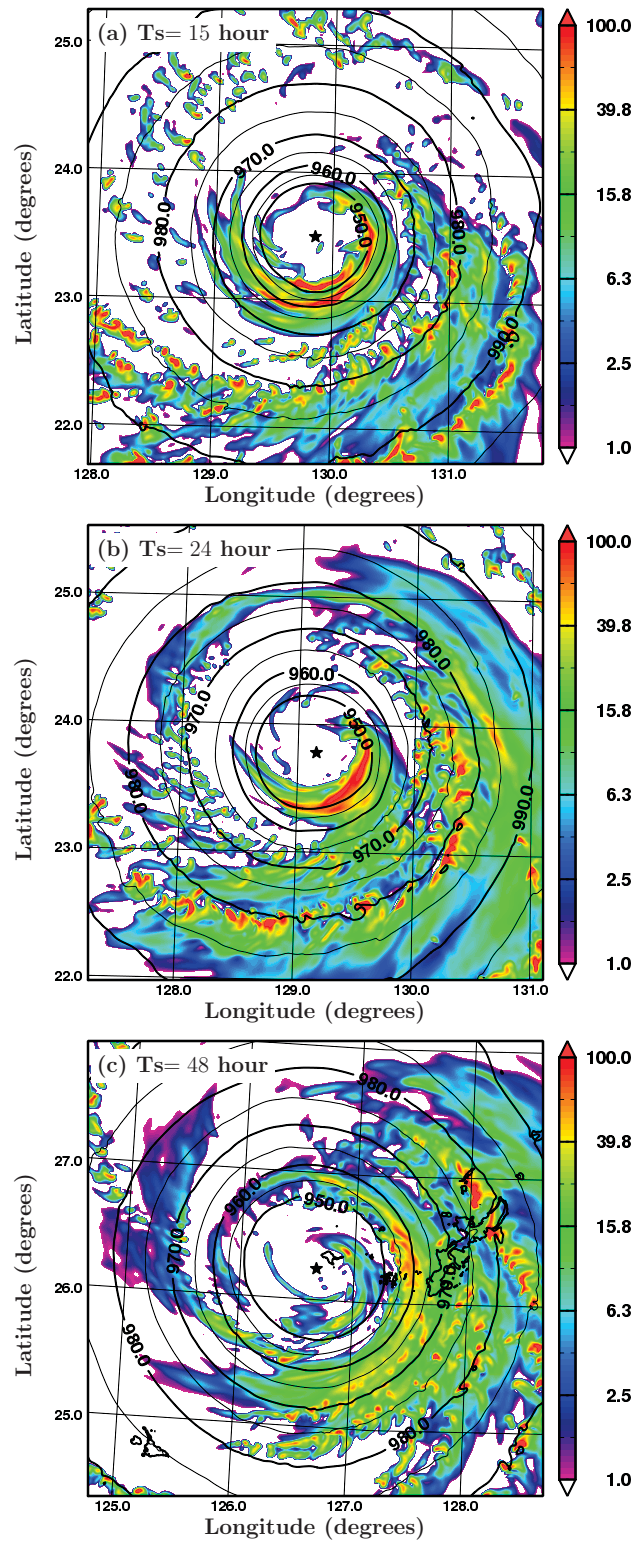


図 17: Domain 3 におけるシミュレーションされた降水強度 (カラー; mm h^{-1}) および海面更正気圧 (等値線; hPa) の水平分布. 星は台風中心を表す.

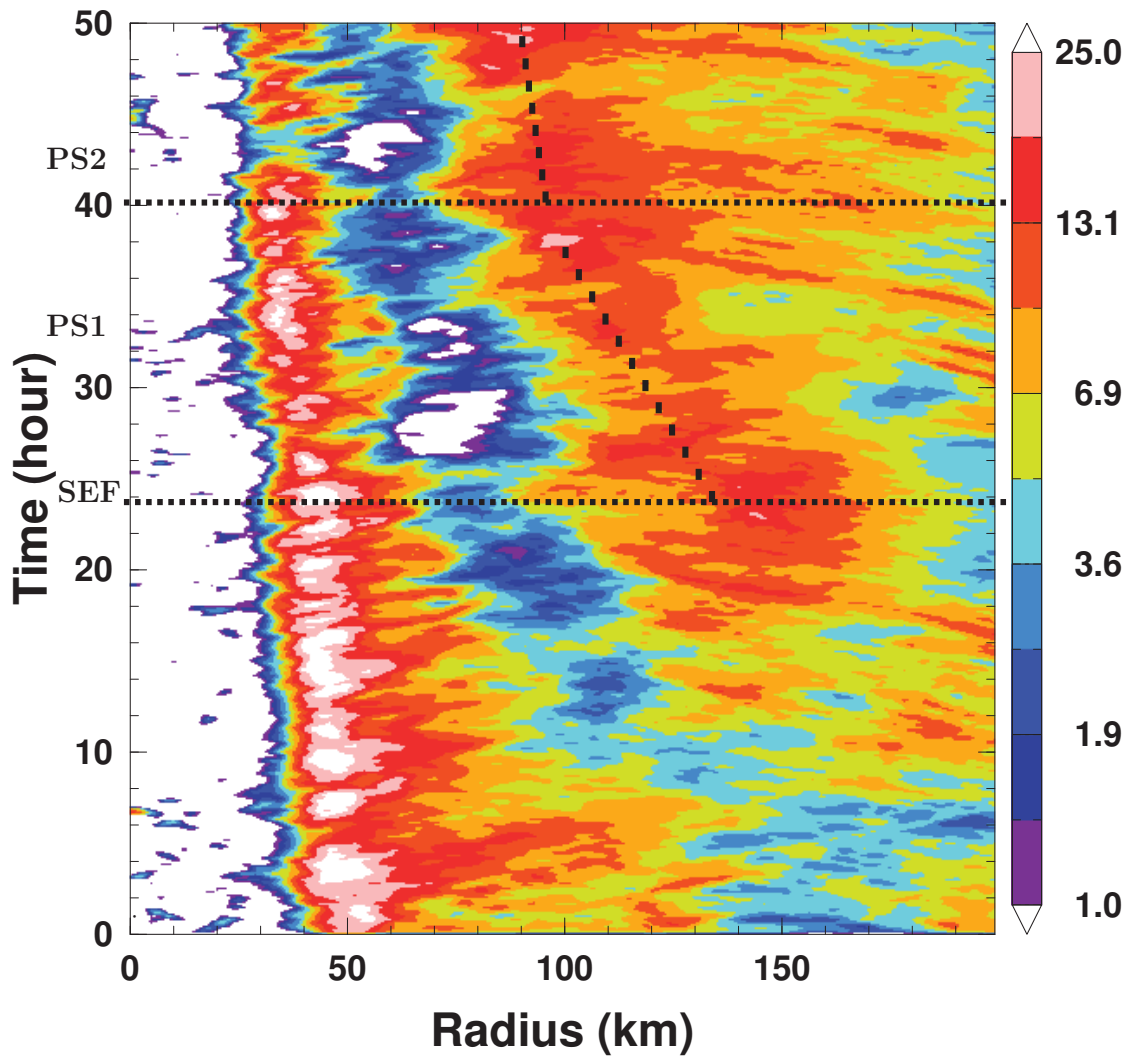


図 18: シミュレーションにおける $T_s = 0$ h から 50 h までの接線平均した降水強度 (mm h^{-1}) の動径時間断面. $T_s = 40$ h に引かれている実線は外側壁雲が内向きに収縮している PS1 (実線以前) と収縮せずにほぼ同じ距離にとどまっている PS2 (実線以降) を分けている. 斜めの破線は外側の降水ピークの近似的な位置.

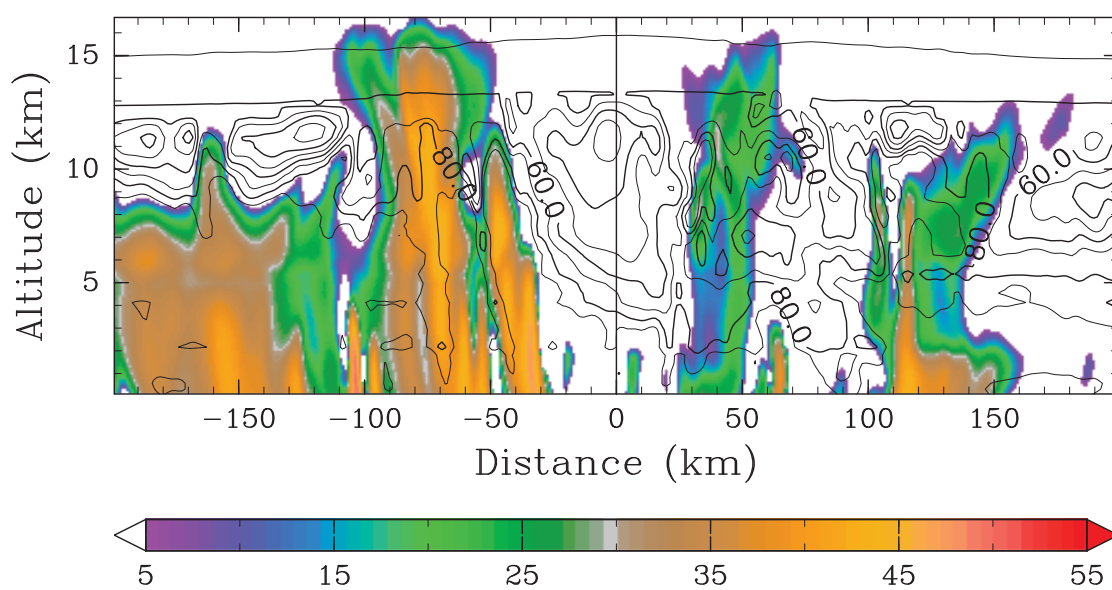


図 19: シミュレーションにおける $T_s = 30$ h での台風中心を通る水物質の南北高度断面. 等値線が相対湿度 (%), カラーが再現されたレーダ反射強度 (dBZ) である. 黒直線は台風中心を表す.

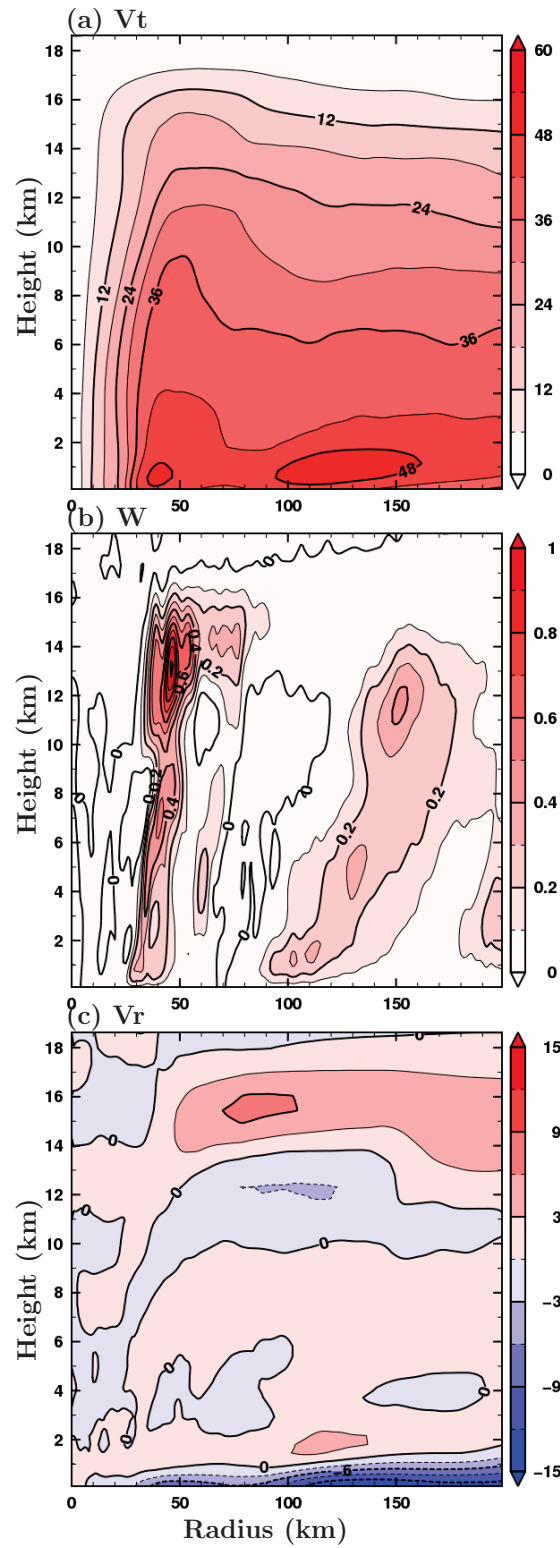


図 20: $T_s = 30$ h での軸対称平均した流れ場の動径高度断面. 図は上から接線風, 鉛直風, 動径風であり, 動径風は内向き流れを負として定義する.

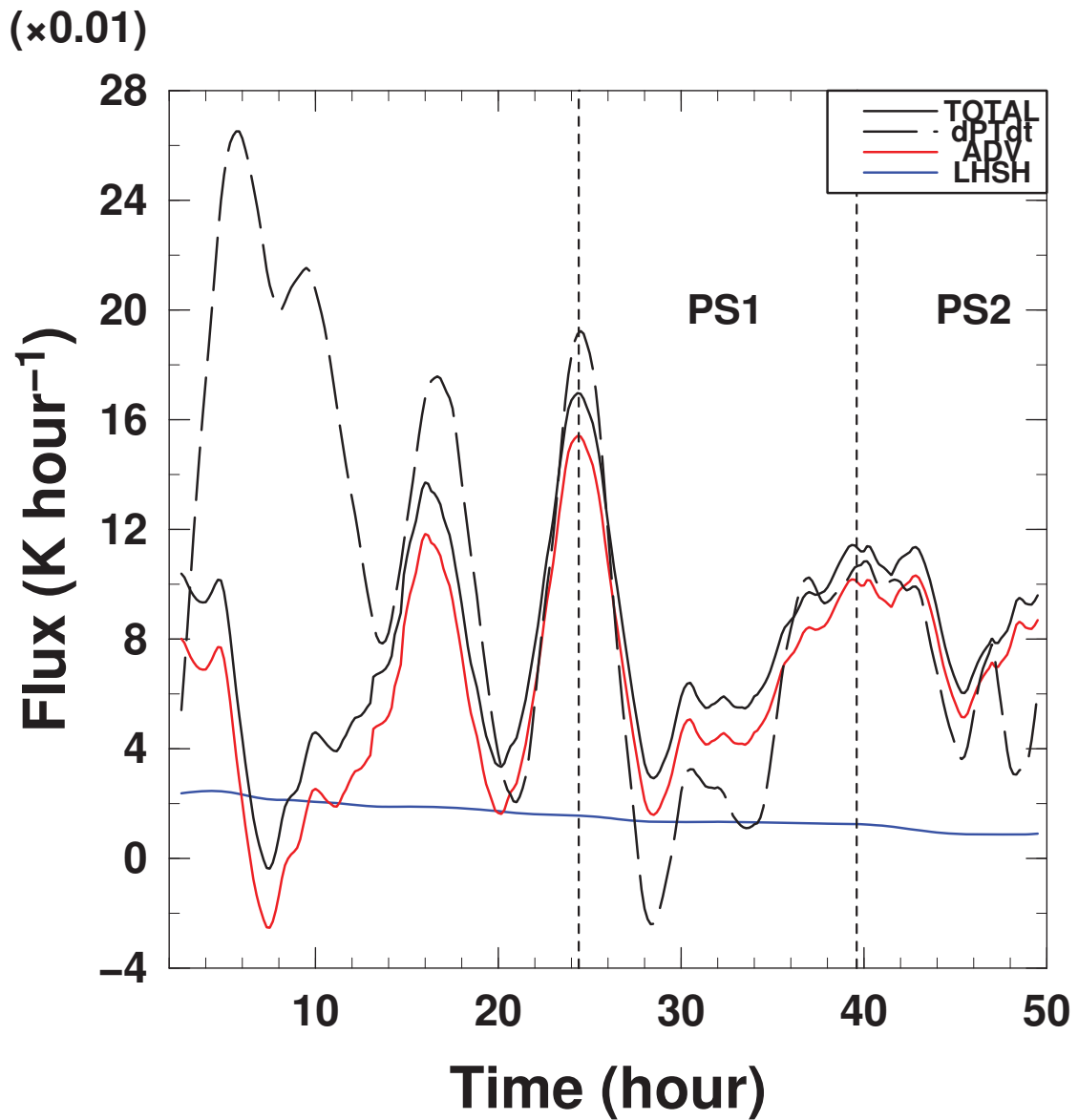


図 21: 相当温位収支解析で得られる内側壁雲内での相当温位の時間変化. "TOTAL" は (10) 右辺の和, "dPTdt" は実際の相当温位の時間変化.

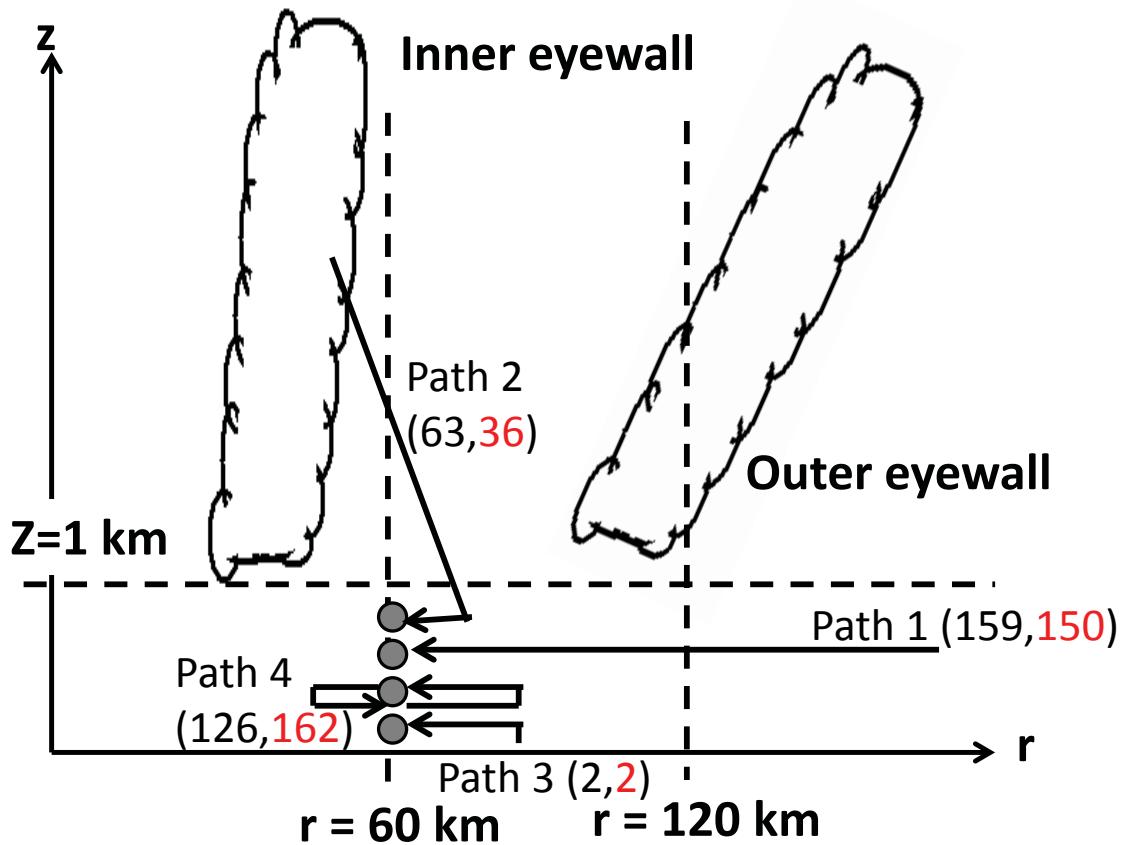


図 22: 後方流跡線解析の結果. 黒矢印は各流跡線の軌跡の概略を示す. 各 Path に付記される数値は全パーセル 350 個のうちの数値を表す. 黒字が $T_s = 36$ h, 赤字が $T_s = 46$ h での解析結果に対応する. それぞれの時刻で, Path 1 から Path 3 までの和は 224 および 188 である.

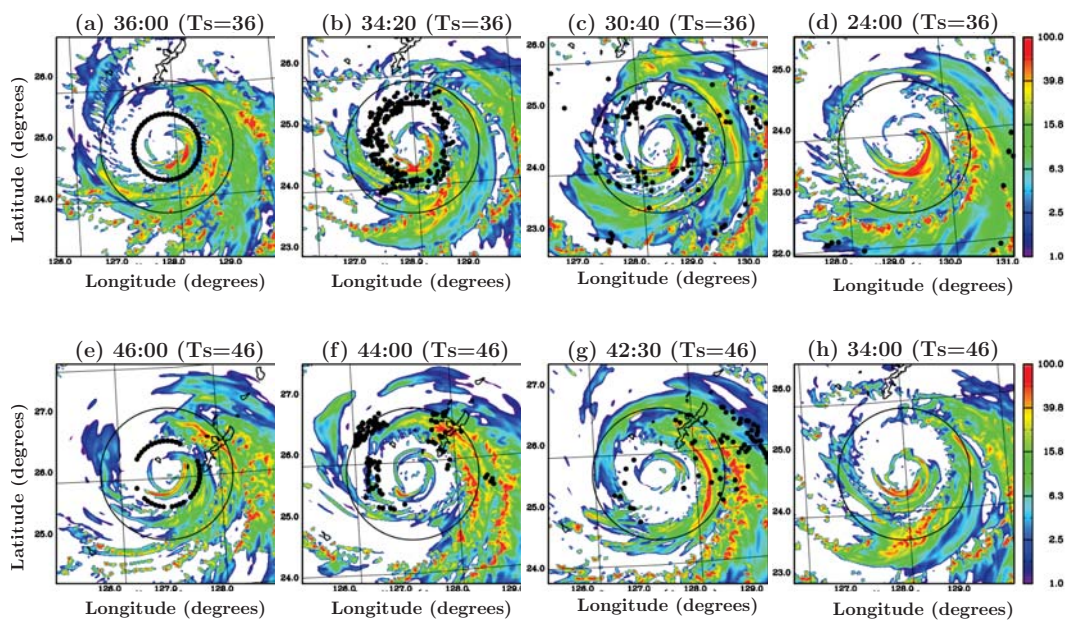


図 23: 診断された後方流跡線のうち, Path 1 の位置 (黒点) の時間変化. 上は PS1, 下は PS2 に対応する. カラーはシミュレーションにおける降水強度 (mm h^{-1}).

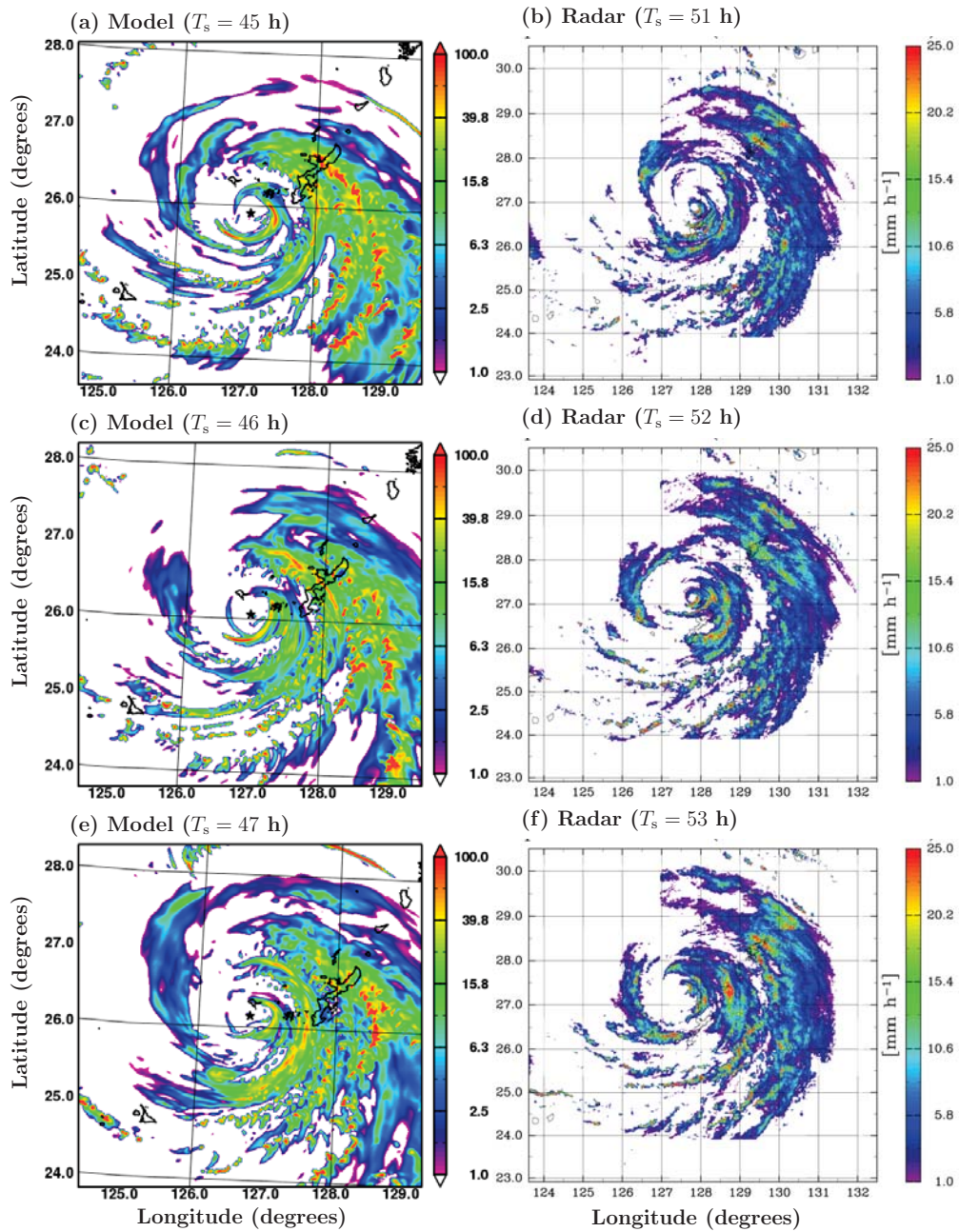


図 24: PO2, PS2 における外側壁雲の非軸対称構造. カラーは降水強度の水平分布 (mm h^{-1}), 星はシミュレーションにおける台風を中心位置を表す. 左はシミュレーション, 右は気象庁レーダ・アメダス降水強度.

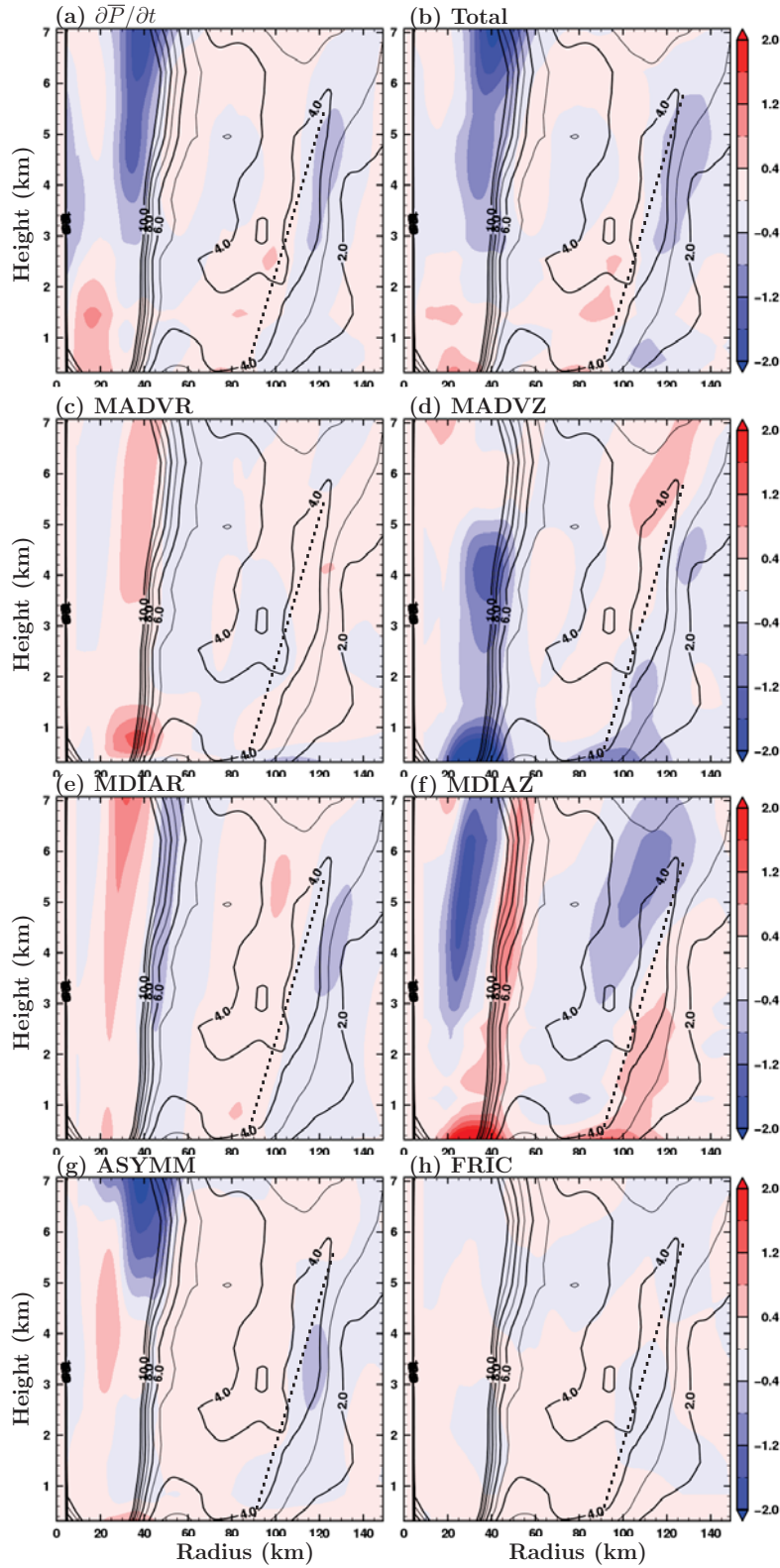


図 25: $T_s = 36$ h での PV 収支式 (14) から診断された各項の動径高度断面. カラーで PV の時間変化 (PVU h^{-1}), 等値線で軸対称 PV (PVU) を表す. いずれも前後 3 時間の平均値. 斜めの破線は各高度での外側 PV ピークの近似的な位置を表している.

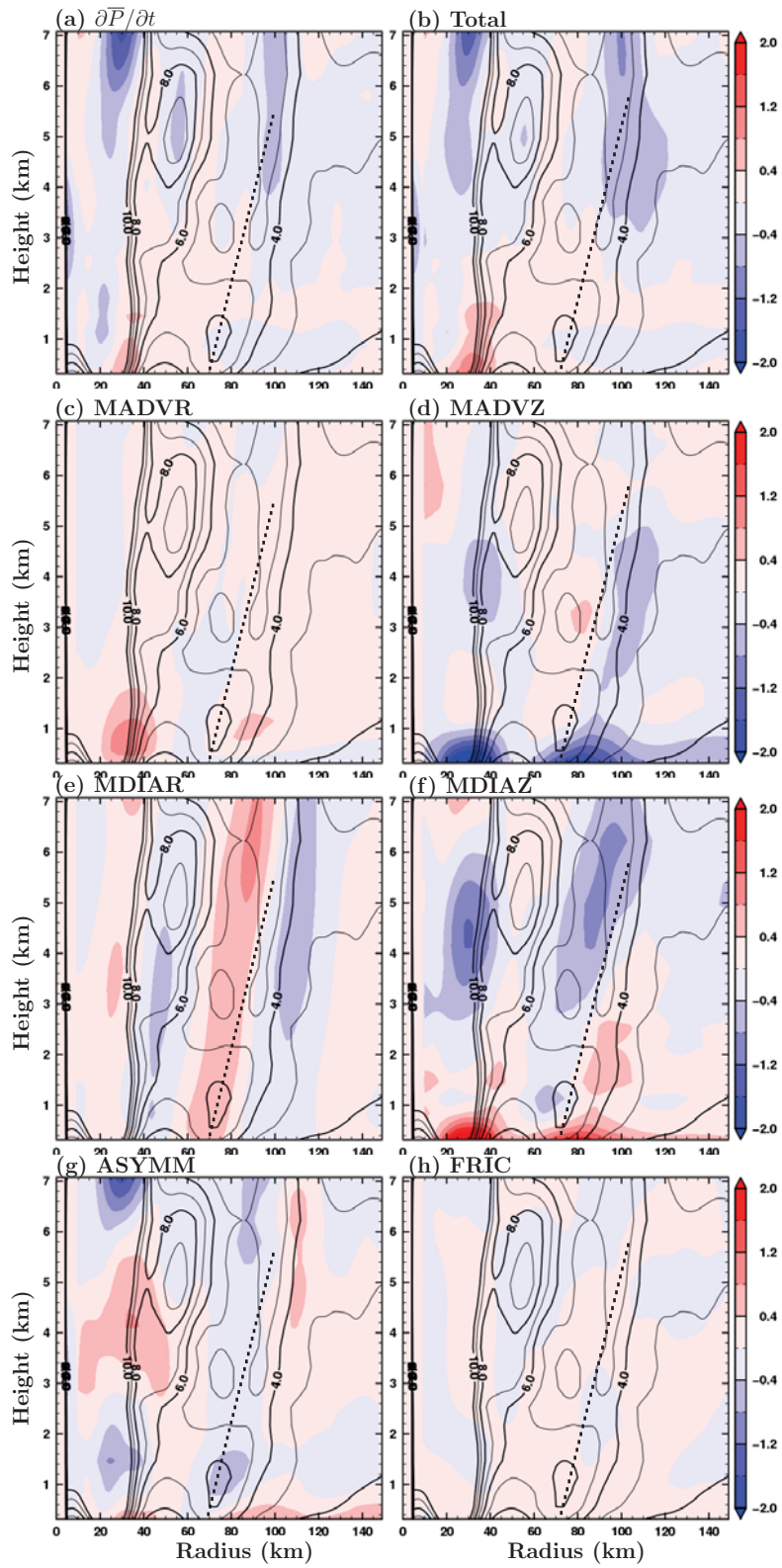


図 26: 図 25 と同じ. ただし, $T_s = 43$ h.

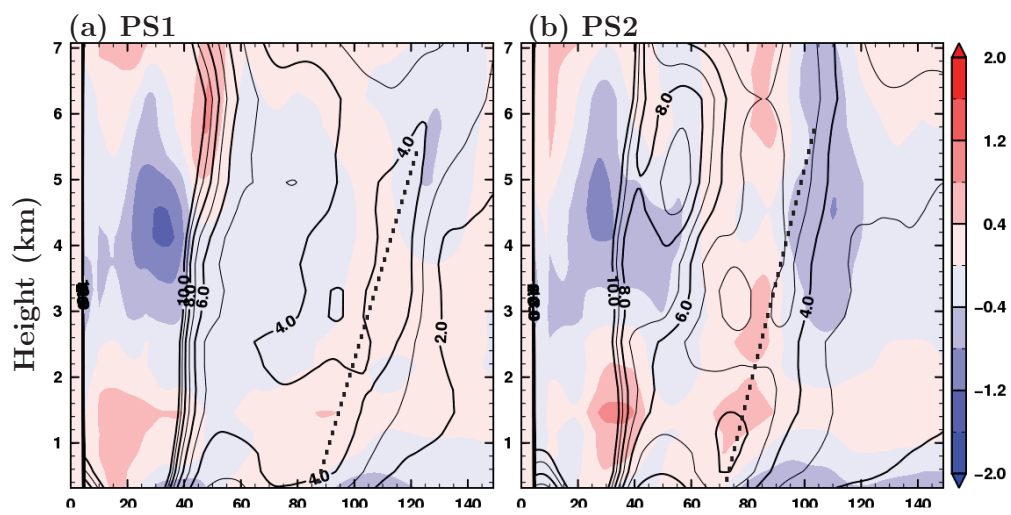


図 27: (14) 式の軸対称成分のみの和の動径高度断面. (a) は $T_s = 36$ h, (b) は $T_s = 43$ h に対応する. 等値線とカラーは図 25, 26 と同じ.

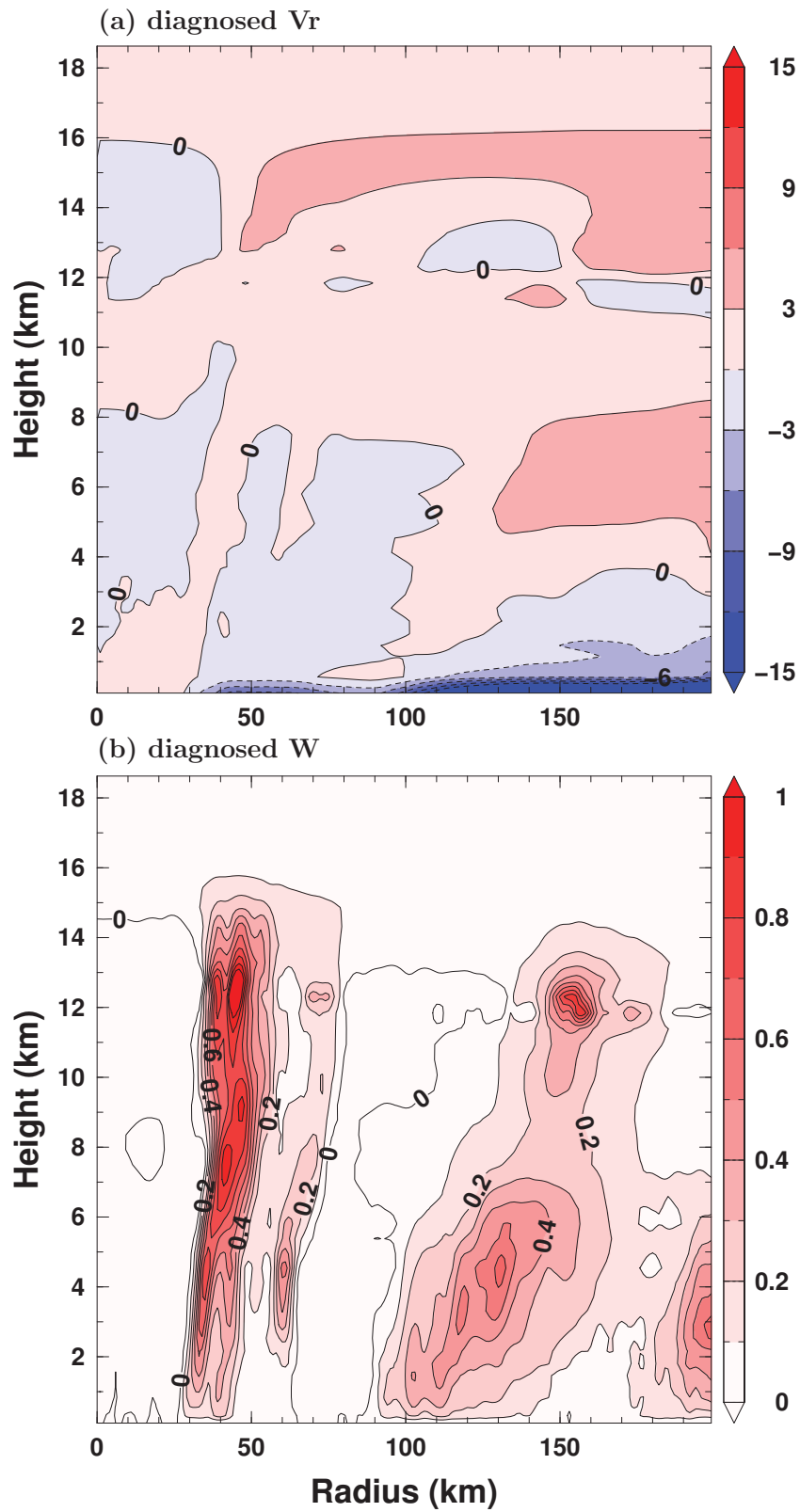


図 28: Sawyer-Eliassen 方程式によって診断された $T_s = 30$ h での (a) 動径風 (m s^{-1}) および (b) 鉛直風 (m s^{-1}) の動径高度断面.

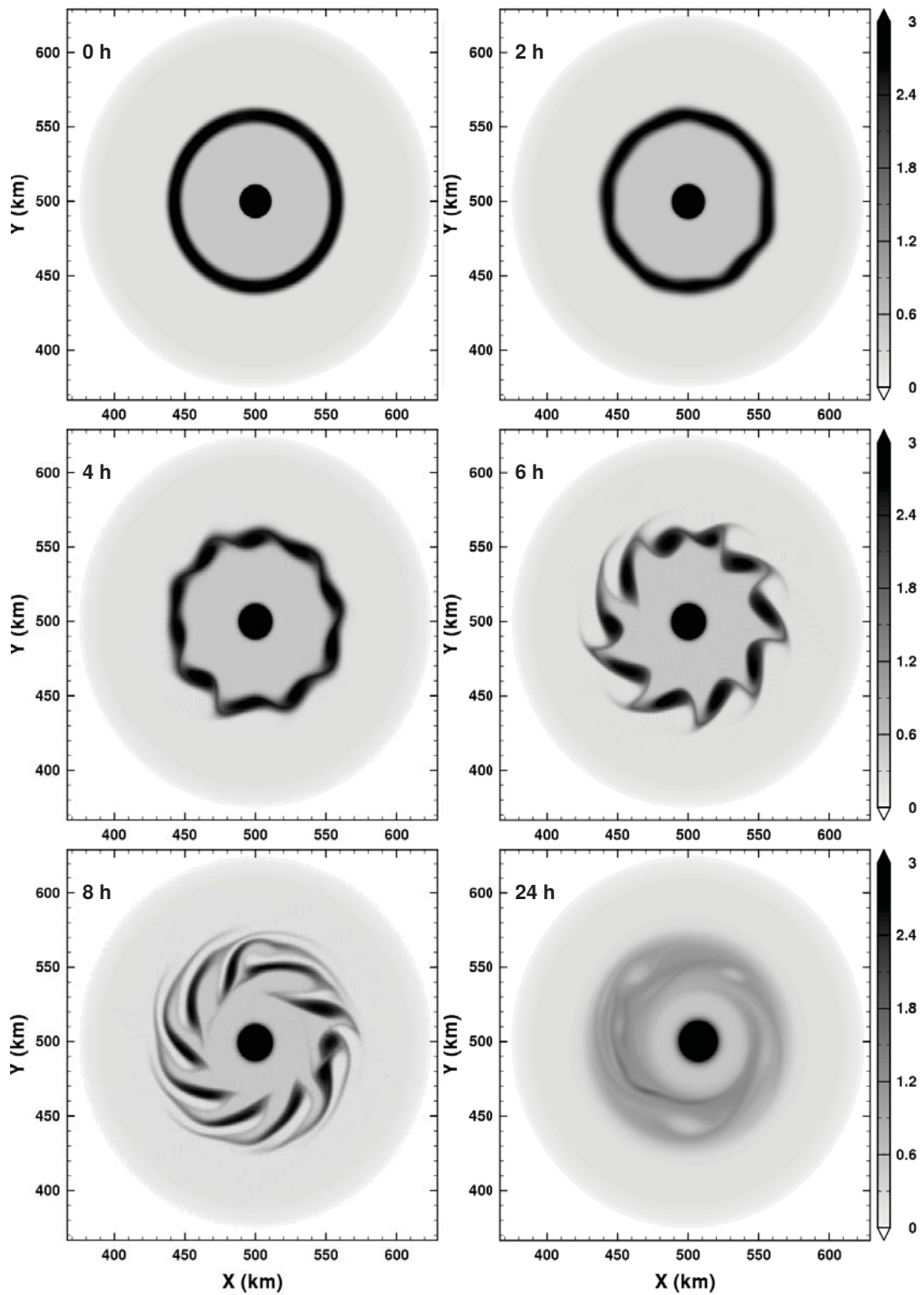


図 29: 非発散順圧渦度モデルによる Kossin et al. (2000) の Type-I 不安定の再現シミュレーション. 陰影で渦度の空間分布を示す.

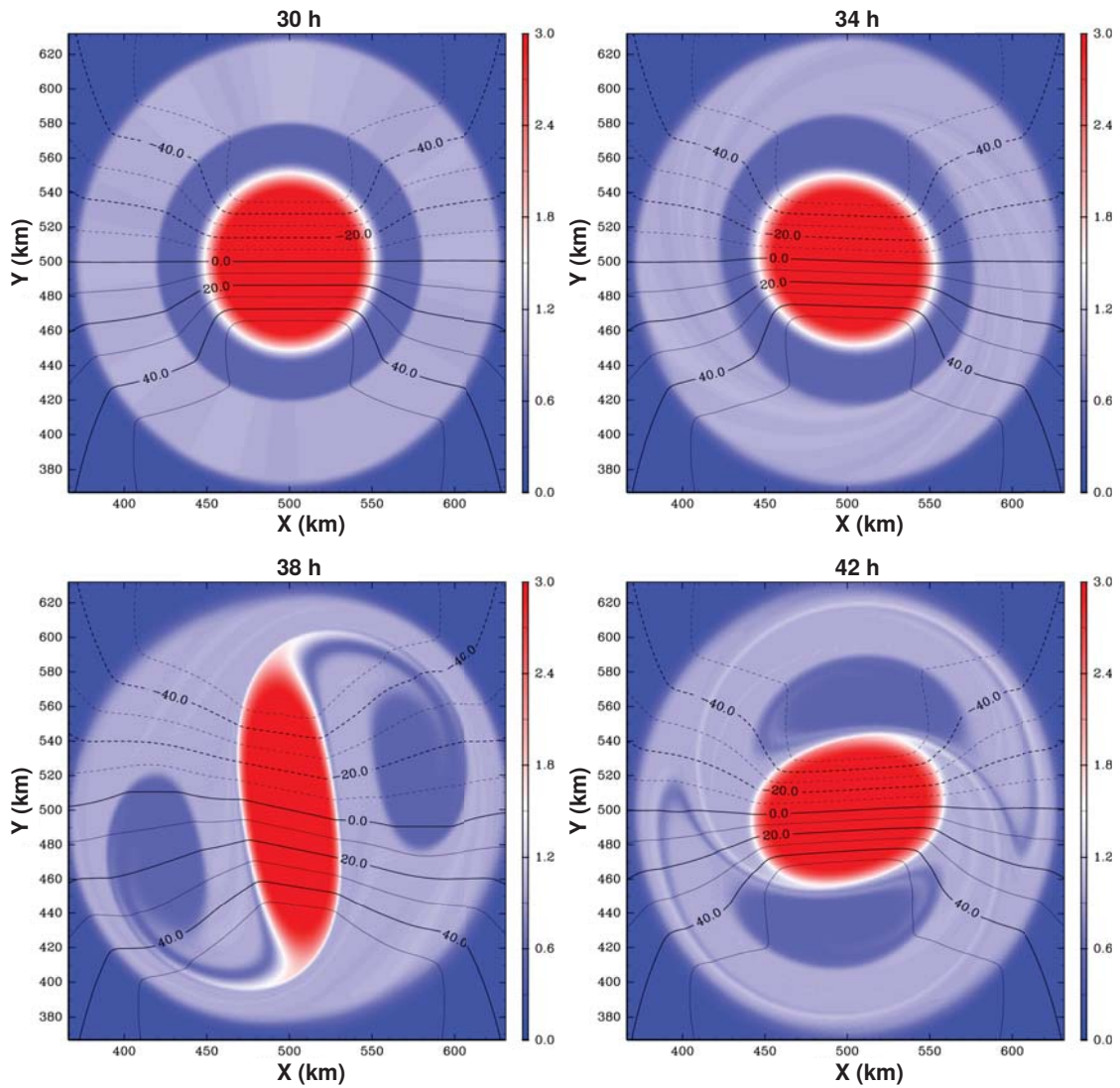


図 30: $T_s = 30$ h での CReSS の出力に基づく高度 3 km での相対渦度分布を用いて行われた順圧非発散シミュレーション. カラーは相対渦度 (10^{-3} s^{-1}), 等値線は X 方向の風速 (m s^{-1}) を表す.

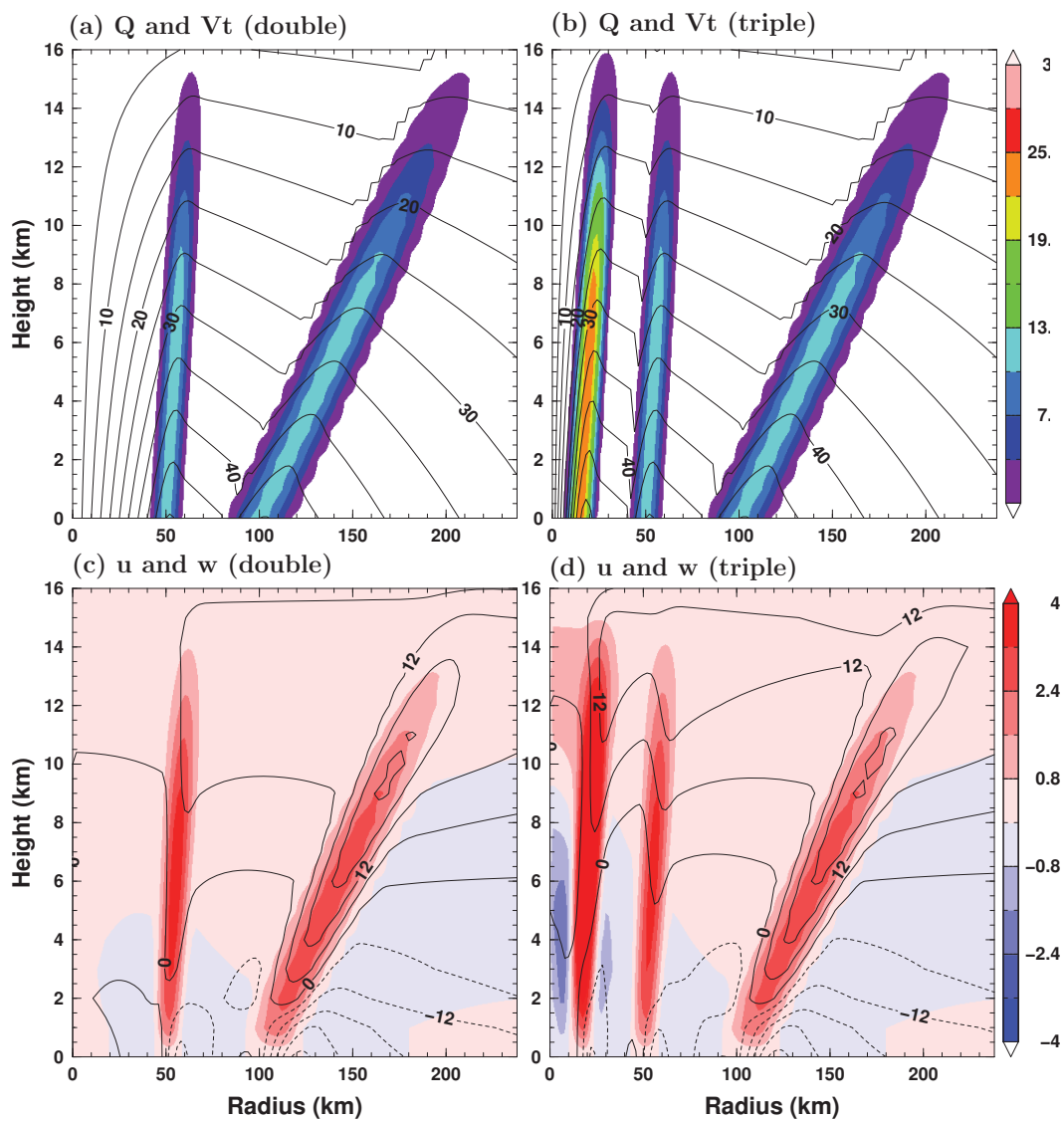


図 31: 解析的な熱帯低気圧に伴う多重壁雲の空間分布. 左は二重壁雲の場合, 右は三重壁雲の場合に対応する. 上は非断熱加熱分布 (カラー; K h^{-1}) および接線風 (等値線; m s^{-1}) の空間分布. 下は上の分布から診断される動径風 (等値線; m s^{-1}) および鉛直風 (カラー; m s^{-1}).

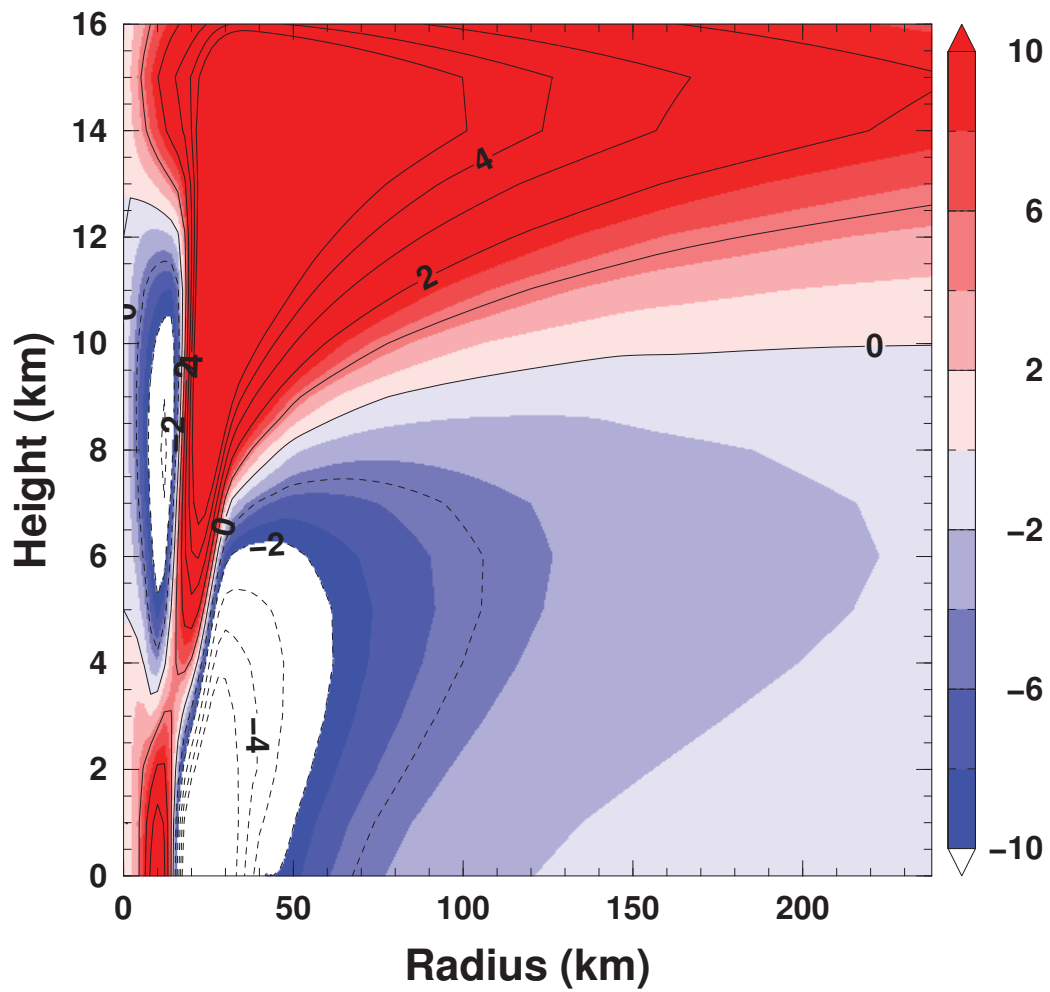


図 32: 理想化渦における二重壁雲と三重壁雲における動径風の差. カラーと等値線はそれぞれ, 動径風の相対差 (%) および絶対差 (m s^{-1}). ここで, 相対差は三重壁雲の最も外側の壁雲における高度 1 km 以下での平均動径風速である 20 m s^{-1} で規格化されている.

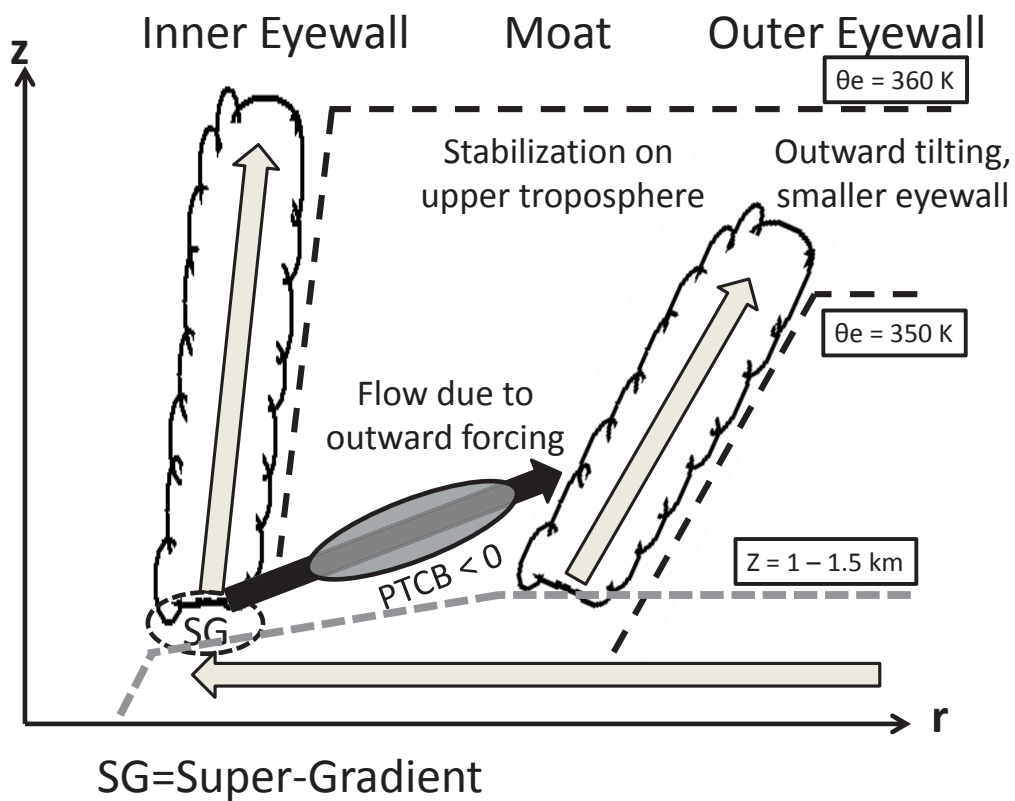
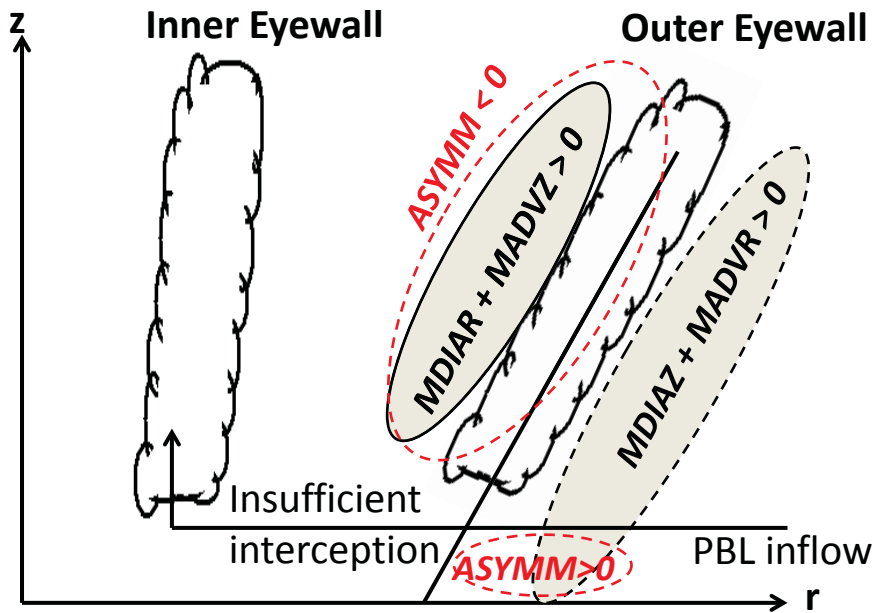


図 33: 理想化実験に基づく長寿命多重壁雲の維持メカニズムの概念図. 太い矢印は SEF 後の二次循環を表す. 詳細は本文参照.

(a) Vertical schematic



(b) Horizontal schematic

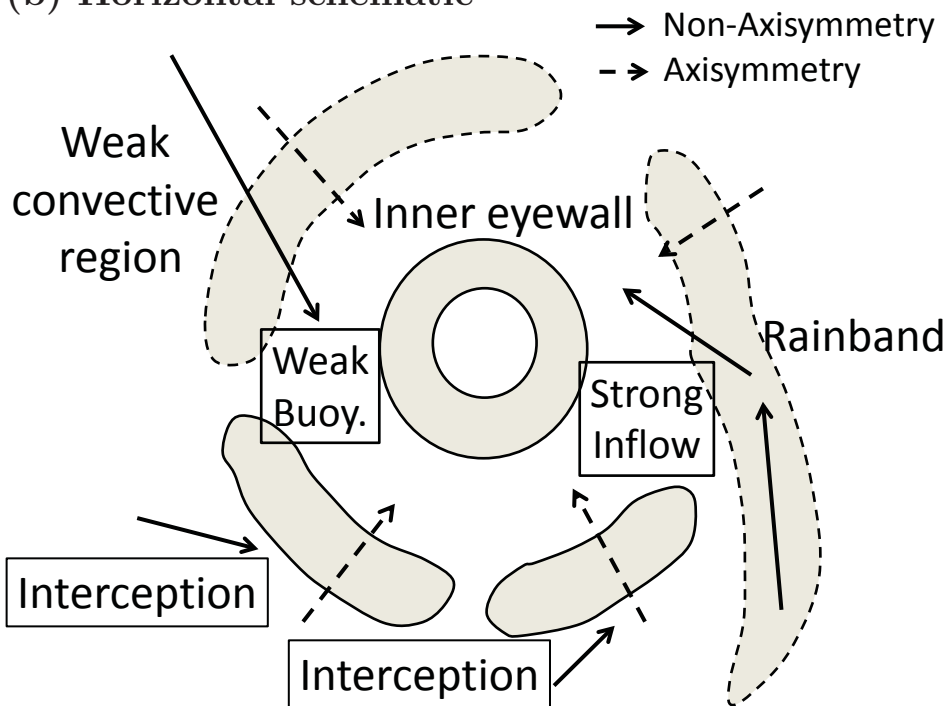


図 34: 数値モデルで再現された台風 Bolaven における長寿命多重壁雲の維持メカニズムに対する概念モデル. 上は壁雲の鉛直構造, 下は水平構造と流れをそれぞれ表す. 各図の詳細は本文参照.

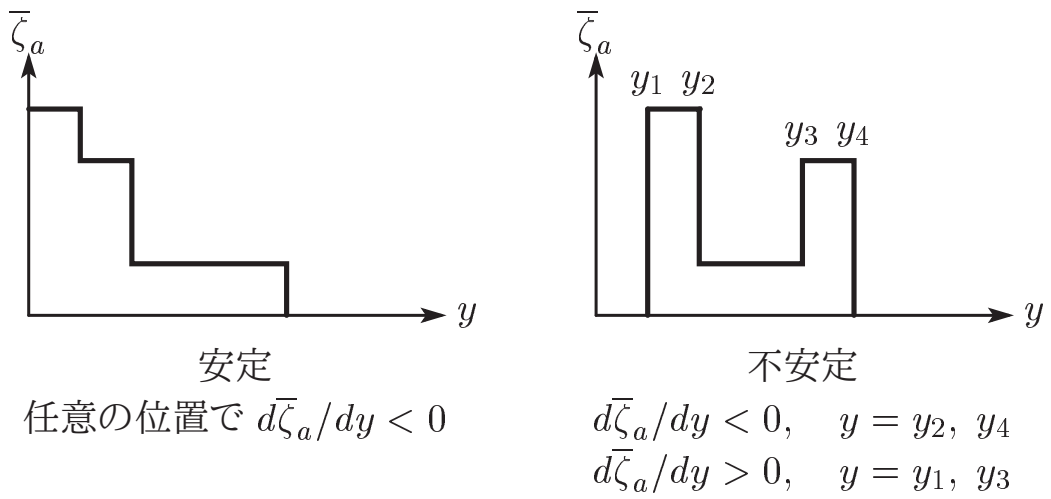


図 35: 順圧安定な場合 (左) と順圧不安定な場合 (右) における平均場の PV ($\bar{\zeta}_a$) の空間分布.

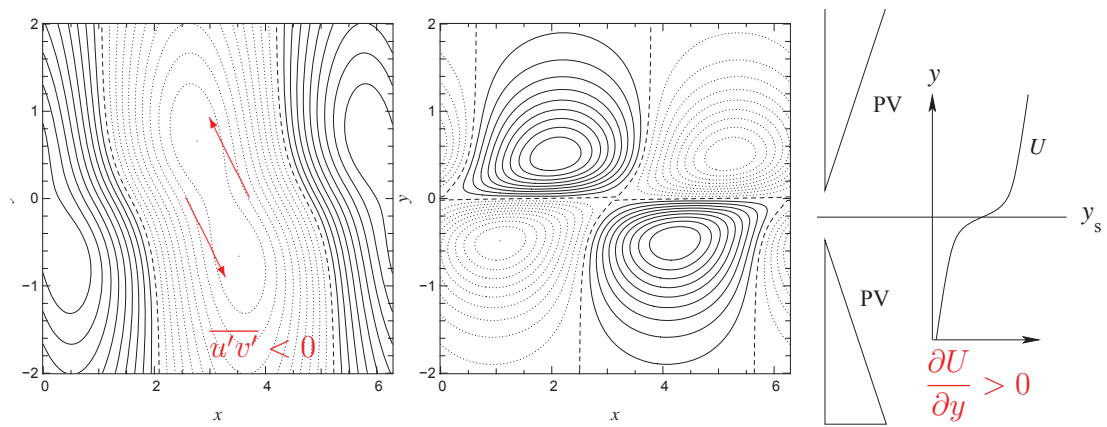


図 36: 順圧不安定条件での流線関数 (a), 渦度 (b), 平均流 (c) の水平分布. (一部追記 Satoh, 2006).

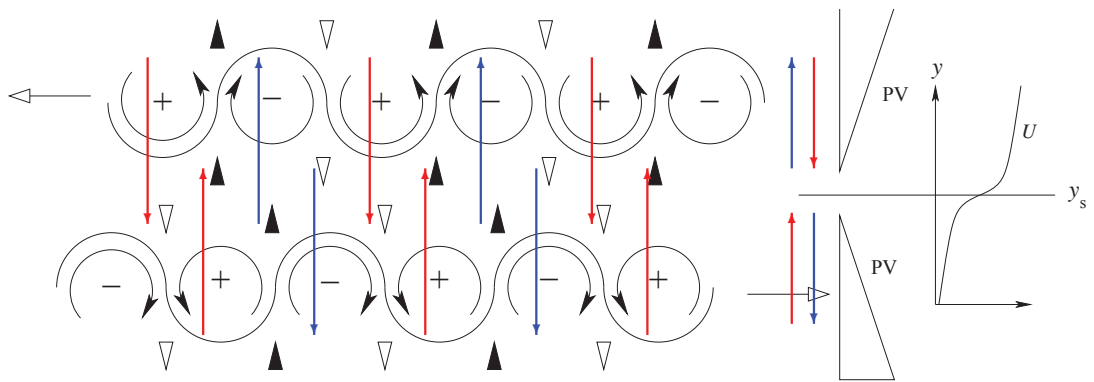


図 37: 高藪の渦度定規を用いた順圧不安定の説明. この分布は先の順圧不安定での平均流の分布と同じ (一部追記 Satoh, 2006). 赤矢印は流れに伴って摂動の渦度が増加, 青矢印は流れに伴って摂動の渦度が減少する.

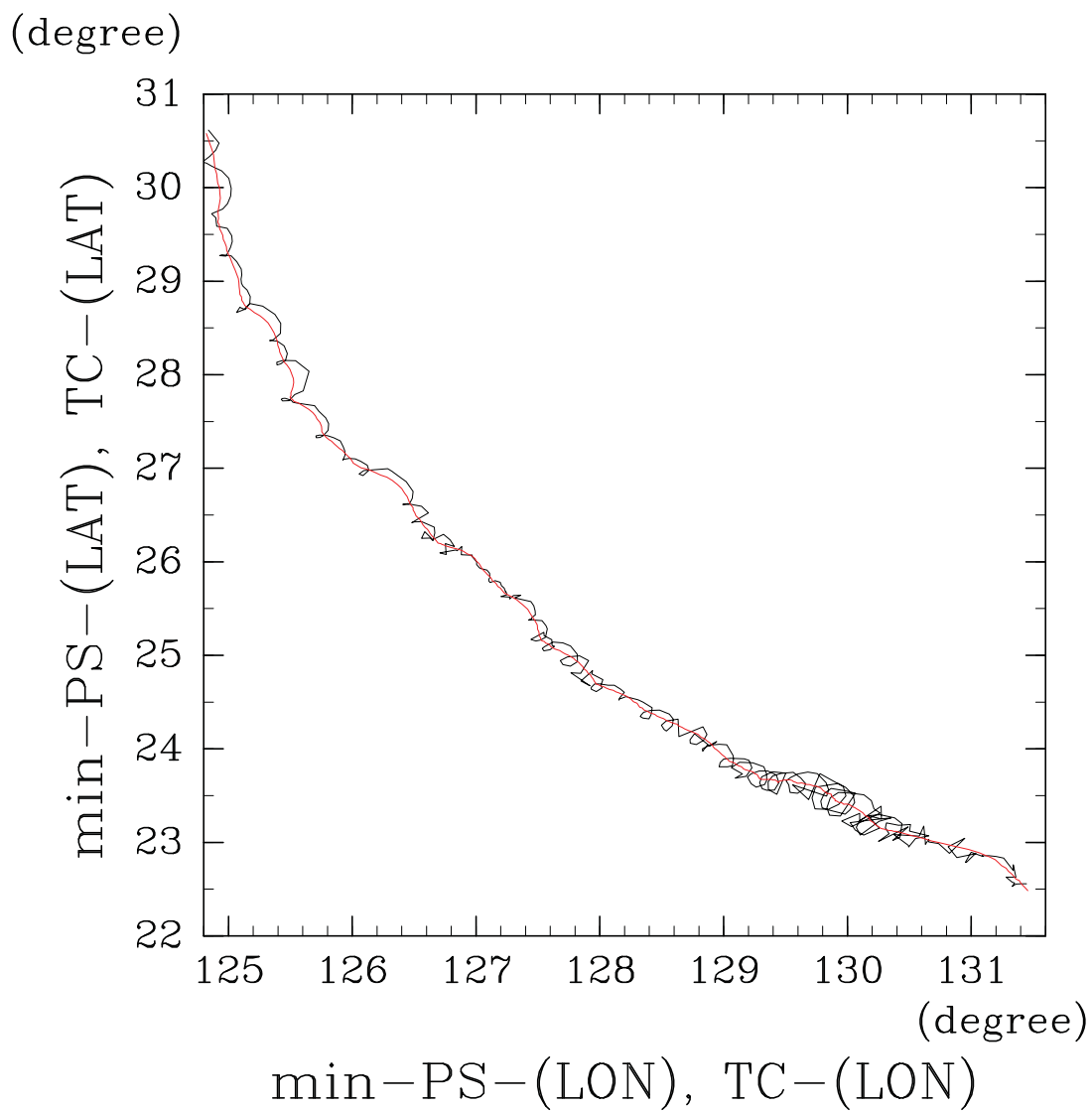


図 38: 高解像計算における熱帯低気圧の最低気圧点 (黒線) と Braun 手法によって求められる軸対称中心点 (赤線) の時間変化.

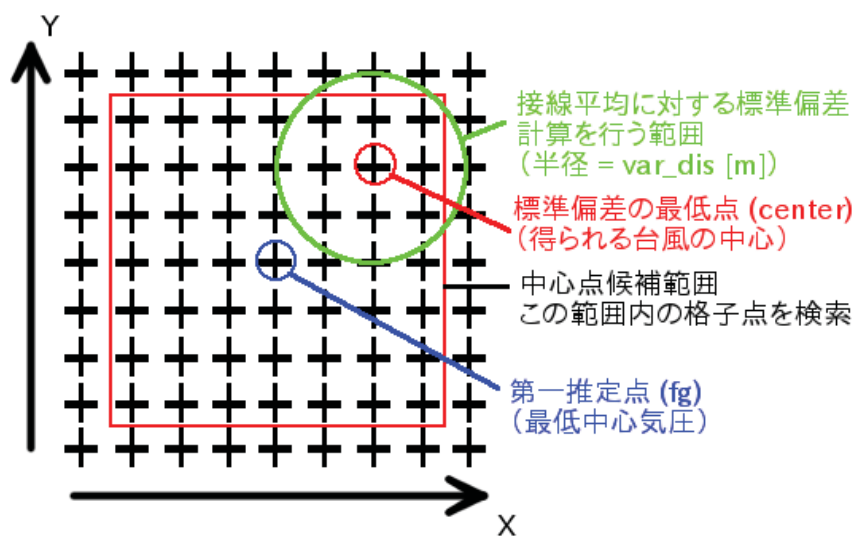


図 39: Braun 法の概念図 (手法手順 1 および 2). 第一推定点を中心に search_dis の長さの正方形領域 (赤線) 内に存在する格子点全てが中心点候補となる. この中心点候補の全てについて, 図 40 の方法で接線平均偏差を計算する (上図では緑線の範囲がそれに相当する).

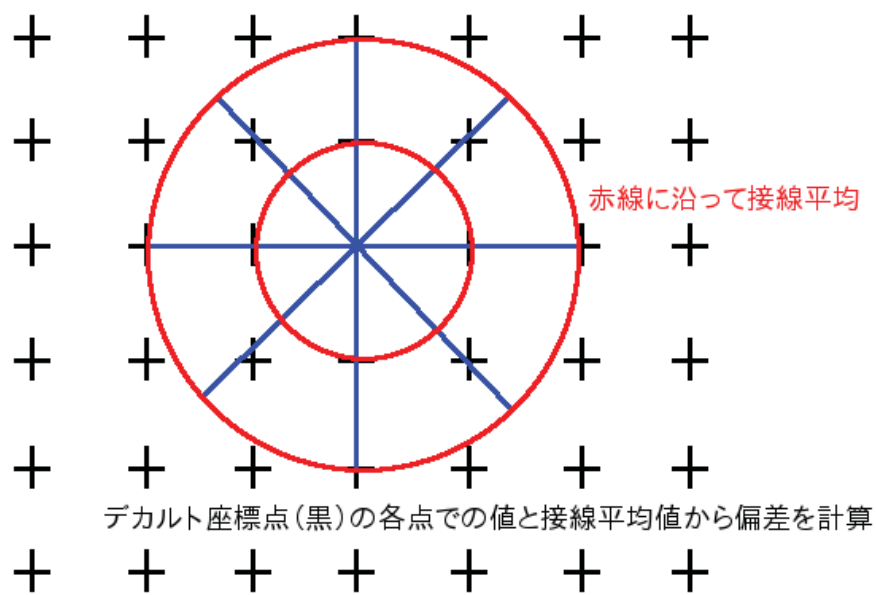


図 40: Braun 法の概念図 (手法手順 3 および 4). 中心点候補の全てについて同じ方法で接線平均偏差を計算してその最低値をとる点 (つまり, 接線方向の変動が一番少ない点) を探索する. 接線平均の動径方向格子点間隔は元のデカルト格子点の間隔と同じにする.

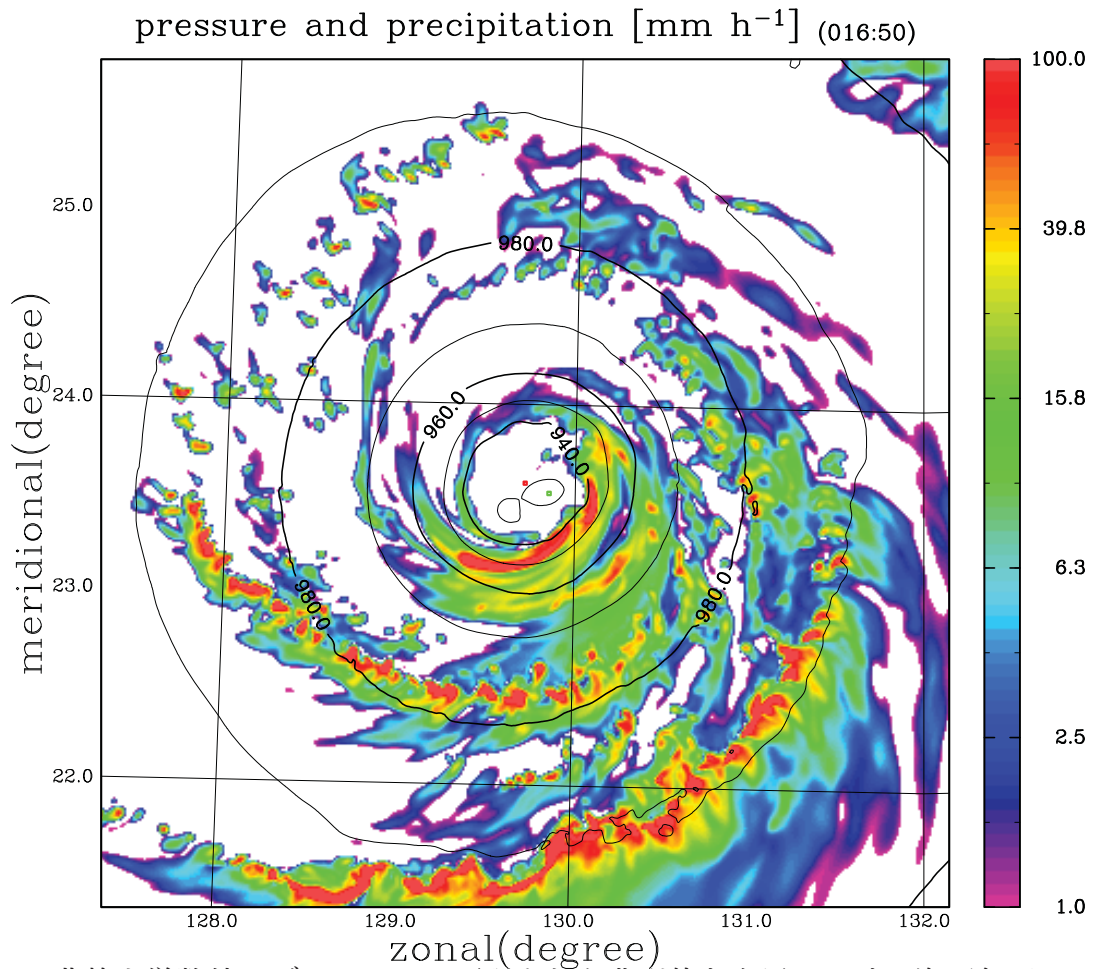


図 41: 非静力学数値モデルにおいて再現された典型的な台風における海面気圧の最低点 (緑点) と Braun (2002) の手法において推定された幾何的な中心点 (赤点). 等値線は海面気圧 (hPa) の分布, カラーは降水分布 (mm h⁻¹) である.