# 大気大循環モデルを用いた 熱帯低気圧の理想実験

## 杉本 小都

## 神戸大学 理学部 惑星学科 流体地球物理学教育研究分野

2021/03/24

### 要旨

本論文では、大気大循環モデル DCPAM を用いて、理想化条件の下での熱帯低気 圧実験を行った.はじめに、DCPAM がどの程度台風を再現できるかを見るため に、標準実験として T170L26 の解像度で、境界条件として水惑星条件で一様な海 面温度 302.15 K を与え、台風の初期条件として初期渦の温度、湿度、気圧、接線速 度を与えて 10 日間の計算をした.実際の台風の特徴を調べ、計算結果の渦と比べ たところ、台風の眼やウォームコアなどの台風の特徴を持つ渦を表現することが できた.次に解像度を変化させて、どれくらい計算に影響があるかを調べた.する と、解像度を高くするほど強い台風ができるが、現実では発生しない強さの台風が 確認された.また、渦の発生、発達に関する SST の依存性を調べるため、SST を変 化させて実験を行った.そこでは、SST を高くするほど強い台風ができることが確 認できた.すると、自転角速度による依存性を調べるために、自転角速度を変化さ せた実験も行った.すると、自転角速度を速くするほど渦の対称性が崩れることが 確認できた.

# 目 次

第1章	はじめに	1
1.1	熱帯低気圧について	1
1.2	大気大循環モデルについて......................	2
1.3	本研究の目的	2
第2章	台風の基礎知識	4
2.1	台風とは	4
	2.1.1 台風の発生と発達	4
	2.1.2 台風のエネルギー源	5
	2.1.3 台風の構造	5
第3章	数値モデルの概要と実験設定	7
3.1	座標系	7
3.2	力学過程	7
3.3	物理過程	8
3.4	実験設定	9

第4章	実験結	课														17	7
4.1	標準実	験			 •	•		•		•			•	•		17	7
	4.1.1	結果と考察						•		•			•	•		17	7
4.2	解像度	実験 [感度実)	験] .	•	 •	•	 •	•		•			•	•		23	3
	4.2.1	実験設定			 •	•	 •	•		•		•	•	•		23	3
	4.2.2	結果と考察		•		•		•		•			•	•		23	3
4.3	SST 依	存性実験		•	 •	•		•		•	•		•	•		3(	)
	4.3.1	実験設定		•	 •	•	 •	•		•			•	•		3(	)
	4.3.2	結果と考察		•	 •	•	 •	•		•			•	•		3(	)
4.4	自転角	速度依存性美	ミ験 .	•	 •	•	 •	•		•		•	•	•		38	3
	4.4.1	実験設定		•	 •	•	 •	•		•			•	•		38	3
	4.4.2	結果と考察			 •	•	 •	•		•		•	•	•		38	3
第5章	結論															46	3
付録 4.:	3 SST (	衣存性実験の	考察													47	7
謝辞																52	2
参考文献	伏															53	3

## 第1章 はじめに

## 1.1 熱帯低気圧について

熱帯低気圧とは,熱帯の海上で発生する低気圧で,数百 - 千 km の水平スケール と1週間程度の時間スケールを持つ現象である.発達した熱帯低気圧は,強い風や 雨を伴い,大陸に接近したり上陸したりすると非常に大きな被害をもたらす.発達 した熱帯低気圧には台風,ハリケーン,サイクロンなどという名前が付き,地球上 で発生する最も激しい気象擾乱の一つとして,多くの研究者の興味と関心を惹いて きた.台風,ハリケーン,サイクロンの違いについては表(1.1)に記す.本研究では これらの中でも,我々に最も身近な台風に着目して実験を行う.

表 1.1: 台風, ハリケーン, サイクロンの定義の違い 図 (1.1) も見よ.

名称	熱帯低気圧の発生場所	風速
台風	赤道より北側で東経180度より西側の北西太	約17m/s以上
	平洋、もしくは南シナ海	
ハリケーン	赤道より北側で北大西洋、カリブ海、メキシ	約 33m/s 以上
	コ湾および西経180度より東の北太平洋東	
	部	
サイクロン	上記以外の, インド洋北部, インド洋南部, 太	約 33m/s 以上
	平洋南部	



図 1.1: 1979 - 1988 に観測された熱帯低気圧の進路 (Sugi et al.,(2002): J. Meteorol. Soc. Japan, 80-2, 249-272. より引用.)

## 1.2 大気大循環モデルについて

地球の大気の様子を計算する数値モデルは大きく分けて,全球を計算する大気大 循環モデル(Atmospheric Global Climate Model; AGCM)と,一部の領域を計算対 象とする領域モデルの二つに分けることができる.大気大循環モデルは,領域モデ ルに比べて全球の影響を考慮して計算するためにより長期間の計算ができる.し かし,計算機能の制限により,格子間隔を粗くしなければならない.それに比べて 領域モデルは限られた範囲のみを計算するため AGCM に比べ,より細かい格子間 隔で,地域ごとの詳細な計算ができる.

AGCM は気象庁で用いられているモデルでも格子間隔が約 20 km であり, 私たちが簡単に扱えるモデルの解像度は約 100 - 200 km とされている. 中には格子間隔 5 km といったモデルも存在するが, 計算には高度な計算機を要するだろう. 日本付近で発生する標準的な台風は最大風速半径 (RMW) が 10 - 100 km のオーダーであり, 本来 AGCM では扱うことが難しいとされている.

### **1.3**本研究の目的

本研究では,惑星大気大循環モデル DCPAM を用いて台風の理想実験を行う.実験は複数の水平解像度で実施し,表現される台風の表現の違いを調べる.また,台 風発達に関わるパラメータとして海表面温度に着目し,異なる海表面温度を与えた 実験を行い,台風の発達における海表面温度の役割について考察する.

本論文の構成を以下,簡単に示す.第2章では,研究に必要な台風についての基

礎知識について簡単に記す.第3章では,本研究で用いた惑星大気大循環モデル DCPAM5の概要と,研究に用いる実験設定について述べる.第4章では,DCPAM5 を用いて台風の理想実験を行い,台風の特徴を考察し,実際の台風と比較する.第 5章では,本研究で得られた結果をまとめる.

## 第2章 台風の基礎知識

## 2.1 台風とは

熱帯低気圧の中で最大風速<sup>\*1</sup>が 17.2 m/s 以上 (34 kt・風力階級 8 以上) に達し, 尚且つ北西太平洋 (赤道より北で東経 180 度より西の領域) または南シナ海に存在 するものを台風と呼ぶ.

### 2.1.1 台風の発生と発達

台風の主な発生場所は, 海面温度が 299.15 K - 300.15 K(26 - 27 ℃) 以上で, コ リオリ力が十分に働く, 10°N - 25°N の太平洋, 南シナ海, ベンガル湾などである. 5°N 以南ではコリオリ力が十分でないので, 海面温度が高くても台風の発生はみら れない. 台風は一年間を通じて発生がみられるが, 大半は海面温度の高い6月から 11 月である.

北太平洋の10°N あたりで,北東貿易風と赤道を超えた南東貿易風が収束して熱 帯収束帯を生成し,多数の雲クラスターが発生する.この雲クラスター群に吹き 込む風は,コリオリカにより渦を伴う流れを形成する.摩擦力により,下層大気の 風が弱くなると風は渦の中心に向かうようになる.この目を中心に水平面で回転 する反時計回りの低気圧性の循環のことを一次循環という.下層大気では,摩擦力 により旋衡風平衡できず,空気は渦の中心に向かう.また,ある程度中心に近づく と回転により発生する遠心力によって中心に接近できなくなる.風は中心に向か うほど速さが大きくなるため,一般的に台風はこの辺りで最大風速半径 (Radius of Maximum Wind [RMW])をとる.強い台風ほど RMW は小さい傾向にある.そう なると空気塊は上昇をはじめ,積乱雲が発生,雲の発生に伴って中心が高温化し,中 心気圧が低下,さらに渦が強化されるといった繰り返しで台風は発達する.積乱雲 をつくる鉛直面での風の循環のことを二次循環という.

<sup>&</sup>lt;sup>\*1</sup>10 分間平均風速の最大値

台風は発生後,北に進みつつ,偏東風により西に,中緯度の偏西風帯に入ると東 寄りに移動する台風が多い.

### 2.1.2 台風のエネルギー源

熱帯で発達する台風は, 中緯度で発達する低気圧と違って, 水平方向に気温が一様であるという特徴を持つ. 中緯度大気は傾圧性が大きいことが特徴で, 中緯度大気で発達する渦(温帯低気圧)は前線を伴う. 対して, 気温が一様と見なすことができる熱帯で発達する渦(台風)は, 雲や風速, 降雨の分布が中心に対してほぼ軸対称で, 等圧線の形もほぼ円形である. 温帯低気圧は大気の持っている位置エネルギーが渦の運動エネルギーに変換されるのに対し, 台風は気温が一様な大気中で発達するので位置エネルギーから運動エネルギーへの変換はない<sup>\*2</sup>. 台風のエネルギー源は水蒸気が凝結して雲になる際の潜熱である. 台風は, 北上し日本付近に接近すると, 熱帯よりも海面水温が低いため水蒸気の供給が絶たれて衰弱し, 温帯低気圧や熱帯低気圧に変化する. 台風の寿命は一週間前後のものが多い.

### 2.1.3 台風の構造

台風は中心に台風の眼と呼ばれる雲のない領域が存在する. 台風の眼の周りに は, 非常に発達した背の高い積乱雲である目の壁雲 (アイウォール)が, 台風の中心 から約 100 km 離れた範囲で取り囲んでいる. 目の壁雲の外側 (台風の中心から約 100 km から 300 km 離れた領域) では, スパイラルレインバンドという, 螺旋状の 積乱雲や積雲の列がみられる.

図 2.1 は台風の中心からの距離に対する風速の分布を示している.風速は,台風の 中心に向かうにつれて急激に強くなり,中心から 30 - 100 km のところで風速は 最大である.図 2.2 は台風内の気温分布の鉛直断面を示している.特徴は,中心付 近の気温が潜熱の放出により周りより高いことである.この暖かいコアを暖気核 (ウォームコア)という.

thesis.tex

<sup>\*2</sup>この場合のエネルギーの変換とは、冷気が沈み、暖気が上昇する際に生ずる位置エネルギーの差が運動エネルギーに変換されるということである.気温が一様だとそのような運動は起こらない.



図 2.1: 台風中心からの距離に対する風速の分布. (気象庁 HP: 「台風に伴う風の 特性」より引用)



図 2.2: 台風内の気温分布. (小倉義光, (1984):『一般気象学』より引用. [H. F. Hawkins *et al.*, 1968: *Mon. Wea. Rev.*, **96**.])

## 第3章 数値モデルの概要と実験設定

本研究では,地球流体電脳倶楽部で開発している惑星大気大循環モデル DCPAM5 を用いた.ここでは DCPAM5 の概要を述べる.詳細については DCPAM5 のド キュメント<sup>\*1</sup>を参照されたい.

### 3.1 座標系

座標系は、水平方向には緯度  $\varphi$ , 経度  $\lambda$ , 鉛直方向には  $\sigma \equiv p/p_s$  をとった三次元の球面座標系を用いる. ここで p は気圧,  $p_s$  は表面気圧である.

## 3.2 力学過程

ここで述べる力学過程とは, 流体の支配方程式における外力項を除いた部分を指 す.大気の運動を記述する方程式系には, 静水圧平衡を仮定したプリミティブ方程 式系を用いる.プリミティブ方程式系における, 連続の式, 静水圧平衡の式, 運動方 程式, 熱力学の式, 水蒸気の式は以下のように書ける.

連続の式:

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}.$$
(3.1)

静水圧平衡の式:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}.\tag{3.2}$$

<sup>\*1</sup>URL: http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5\_latest/doc/

8

運動方程式:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}(\zeta), \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left( \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_A}{\partial \mu} \right) - \nabla^2_\sigma (\Phi + R\overline{T}\pi + KE) + \mathcal{D}(D).$$
(3.4)

ここで,

$$U_A(\phi,\lambda,\sigma) \equiv (\zeta+f)V - \dot{\sigma}\frac{\partial U}{\partial\sigma} - \frac{RT'_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda} + \mathcal{F}_\lambda\cos\varphi, \qquad (3.5)$$

$$V_A(\phi,\lambda,\sigma) \equiv -(\zeta+f)V - \dot{\sigma}\frac{\partial V}{\partial\sigma} - \frac{RT'_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu} + \mathcal{F}_{\varphi}\cos\varphi.$$
(3.6)

熱力学の式:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{a} \left( \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T_v \left( \frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}(T) + \mathcal{D}'(\boldsymbol{v}).$$
(3.7)

水蒸気の式:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a\cos\phi} \left( \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial Uq}{\partial \lambda} + \frac{\partial Vq}{\partial \mu} \right) + qD - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}(q)$$
(3.8)

各変数の意味は表 3.1 の通りである.ここで,  $\pi \equiv \ln p_s$ ,  $\mu \equiv \sin \varphi$ ,  $T' \equiv T - \overline{T}$ ,  $T'_v \equiv T_v - \overline{T}$ ,  $\kappa \equiv R/C_p$  である.

また, 鉛直方向の境界条件は,

$$\dot{\sigma} = 0, \quad \text{at} \quad \sigma = 0, 1 \tag{3.9}$$

である.

### 3.3 物理過程

力学過程の方程式系における粘性項や非断熱加熱項は,様々な物理過程を考慮し て計算する.ここではその概要を述べる.

放射過程として, 短波では H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub> による吸収, 雲による吸収・散乱とレイリー 散乱を, Chou and Lee (1996), Chou et al. (1998) に基づいて考慮する. 長波で

thesis.tex

9

は H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, O<sub>3</sub> と雲による吸収を, Chou et al. (2001) に基づいて考慮 する.

乱流混合過程には, Mellor and Yamada (1982) Level 2.5 の方法に基づく乱流拡 散係数を用いる. 惑星表面におけるフラックスの評価には Beljaars and Holtslag (1991) の方法を用いている.

凝結過程には, 積雲対流は Relaxed Arakawa-Schubert スキーム (Moorthi and Suarez, 1992) で評価し, 大規模凝結は Le Treut and Li (1991) で評価したものを 用いる.

変数	物理量
t	時間 [s]
$oldsymbol{v}_H$	風速 [m/s]
D	発散 [s <sup>-1</sup> ]
$\dot{\sigma}$	$\sigma$ 系での鉛直速度
$\Phi$	ジオポテンシャル高度 [m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]
$T_v$	仮温度 [K]
$\zeta$	渦度
a	惑星半径 [m]
$\mathcal{D}(*)$	水平拡散と散逸項
$\overline{T}$	基準温度 [K]
KE	運動エネルギー
$\mathcal{F}_{\lambda}, \mathcal{F}_{arphi}$	小規模運動過程
T	気温 [K]
p	気圧 [Pa]
q	比湿 [kg kg <sup>-1</sup> ]
Q	加熱,温度変化

表 3.1: 支配方程式系に含まれる変数の定義

## 3.4 実験設定

ここでは Reed and Jablonowski (2011) の台風の理想実験の実験設定の概要を 述べる. 詳しくは Reed and Jablonowski (2011) を見よ.

#### 初期条件

まず基本場として温度, 湿度, 気圧の一次元の鉛直分布を与える. 比湿の分布は式 (3.10) のように与える.

$$\overline{q}(z) = q_0 \exp\left(-\frac{z}{z_{q1}}\right) \exp\left[\left(-\frac{z}{z_{q2}}\right)^2\right] \quad \text{for} \quad 0 \le z \le z_t,$$

$$\overline{q}(z) = q_t \quad \text{for} \quad z_t < z.$$
(3.10)

ここで $z_t$ は15 km で,対流圏界面の高さとしている.  $q_0$ はz = 0での比湿であり, 21 g/kg としている.  $q_t$ は上層大気の比湿で約  $10^{-8}$  g/kg である. 比湿  $q_0$ は, この 実験では一様と仮定した表面温度 302.15 K より与えられる相対湿度の値と一致す る. 高度による湿度の減少率や比湿分布により,  $z_{q1}$ = 3000 m,  $z_{q2}$ = 8000 m とし た. これら詳しくは Jordan (1958)を見よ.

仮温度  $\overline{T}_v(z)$  の分布は式 (3.11) のように与える.

$$\overline{T}_{v}(z) = T_{v0} - \Gamma z \quad \text{for} \quad 0 \le z \le z_{t},$$
  
$$\overline{T}_{v}(z) = T_{vt} \quad \text{for} \quad z_{t} < z.$$
(3.11)

地表での仮温度は  $\overline{T}_{v}(z) = T_{0}(1+0.608q_{0})$ (およそ 306 K) である.  $\Gamma$ は仮温度減率 で 0.007 K/m である. このようにすることで条件付き不安定な基本場を作る. 上 層大気の仮温度は一定で,  $T_{vt} = T_{v0} - \Gamma z_{t}$ (およそ 201 K) とした. これは対流圏界 面での仮温度に等しい. これらより基本場の温度分布が決まり, 式 (3.12) のように なる.

$$\overline{T}(z) = \frac{\overline{T}_v(z)}{1 + 0.689\overline{q}(z)}.$$
(3.12)

基本場の気圧分布は仮温度の式を用いて,静水圧平衡の式と理想気体の状態方程式 により計算し,式(3.13)のように与える.

$$\overline{p}(z) = p_0 \left(\frac{T_{v0} - \Gamma z}{T_{v0}}\right)^{g/(R_d\Gamma)} \quad \text{for} \quad 0 \le z \le z_t,$$

$$\overline{p}(z) = p_t \exp\left\{-\left[\frac{g(z - z_t)}{R_d T_{vt}}\right]\right\} \quad \text{for} \quad z_t < z.$$
(3.13)

ここで  $p_0$  は表面気圧 1015 hPa であり,  $R_d$ = 187.04 J/kg・K は乾燥大気の気体定数, g=9.806 は重力加速度である.気圧は鉛直方向に連続的なので,対流圏界面  $z_t$  での気圧  $P_t$  は,

$$p_t = p_0 \left(\frac{T_{vt}}{T_{v0}}\right)^{g/(R_d\Gamma)},\tag{3.14}$$

であり、これは130.5 hPa である.

この基本場に経度 180°, 緯度 10°N の位置に軸対称な渦を加える. 渦の中心からの距離を r とすると, 渦による圧力擾乱 p'(r, z) を,

$$p'(r,z) = -\Delta p \exp\left[-\left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2}\right] \exp\left[\left(\frac{z}{z_p}\right)^2\right] \left(\frac{T_{v0} - \Gamma z}{T_{v0}}\right)^{g/(R_d\Gamma)}$$
for  $0 \le z \le z_t$ , (3.15)

 $p'(r, z) = 0 \quad \text{for} \quad z_t < z.$ 

と与える. 圧力擾乱は, 基本場の地表面気圧  $p_0$  と中心の圧力との圧力差  $\Delta p$  に依存 し, 中心から遠ざかるほど指数関数的に減衰するように選択される.  $r_p, z_p$  はそれ ぞれ半径方向, 高さ方向に気圧がどれくらい早く減衰するかを決定する量である. 上層大気では圧力擾乱は無視するように設定する. 式 (3.13), (3.15) より, 全体の気 圧分布は以下のようになる.

$$p(r,z) = \left\{ p_0 - \Delta p \exp\left[ -\left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2} \right] \exp\left[ \left(\frac{z}{z_p}\right)^2 \right] \right\} \left(\frac{T_{v0} - \Gamma z}{T_{v0}}\right)^{g/(R_d \Gamma)}$$
for  $0 \le z \le z_t$ , (3.16)

$$p(r, z) = p_t \exp\left\{-\left[\frac{g(z - z_t)}{R_d T_{vt}}\right]\right\}$$
 for  $z_t < z$ .

次に,静水圧平衡の式と理想気体の状態方程式より,渦による仮温度  $T_v(r,z)$ の式を計算する.

$$T_v(r,z) = -\frac{gp(r,z)}{R_d \frac{\partial p(r,z)}{\partial z}}.$$
(3.17)

この式より,

$$T_{v}(r,z) = (T_{v0} - \Gamma z) \left\langle 1 + \frac{2R_{d}(T_{v0} - \Gamma z)z}{gz_{p}^{2} \left\{ 1 - \frac{p_{0}}{\Delta p} \exp\left[\left(\frac{r}{r_{p}}\right)^{3/2}\right] \exp\left[\left(\frac{z}{z_{p}}\right)^{2}\right] \right\}} \right\rangle^{-1}$$
(3.18)  
for  $0 \le z \le z_{t}$ ,

 $T_v(r, z) = T_{vt}$  for  $z_t < z$ .

と与えられる.これはウォームコア構造を表している.対流圏界面より下では, *r* が十分に大きいところで,基本場の温度分布に近づくように設定する. 渦による比湿の分布はどこでも基本場と同様で,

$$q(r,z) = \overline{q}(z), \tag{3.19}$$

である. 従って, 仮温度 T<sub>v</sub> は温度 T に変換でき, 式 (3.20) となる.

$$T(r,z) = \frac{T_{v0} - \Gamma z}{1 + 0.608\overline{q}(z)} \left\langle 1 + \frac{2R_d(T_{v0} - \Gamma z)z}{gz_p^2 \left\{ 1 - \frac{p_0}{\Delta p} \exp\left[\left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2}\right] \exp\left[\left(\frac{z}{z_p}\right)^2\right] \right\}} \right\rangle^{-1}$$
for  $0 \le z \le z_t$ ,  
$$T(r,z) = T_{vt} \quad \text{for} \quad z_t < z.$$

次に,温度擾乱は式(3.21)のように与える.

$$T'(r,z) = \frac{T_{v0} - \Gamma z}{1 + 0.608\overline{q}(z)} \frac{-2R_d(T_{v0} - \Gamma z)z}{2R_d(T_{v0} - \Gamma z)z + gz_p^2 \left\{ 1 - \frac{p_0}{\Delta p} \exp\left[\left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2}\right] \exp\left[\left(\frac{z}{z_p}\right)^2\right] \right\}}$$
  
for  $0 \le z \le z_t$ ,  
$$T'(r,z) = 0 \quad \text{for} \quad z_t \le z$$

$$I(t, z) = 0$$
 for  $z_t < z$ .

(3.21)

(3.20)

r が十分に大きいところでは温度擾乱はゼロとなる. 最後に, 渦による接線速度 v<sub>T</sub>(r,z) を勾配風平衡より与える.

$$v_T(r,z) = -\frac{f_c^2 r}{2} + \sqrt{\frac{f_c^2 r^2}{4} + \frac{R_d T_v(r,z) r}{p(r,z)} \frac{\partial p(r,z)}{\partial r}}.$$
 (3.22)

ここで  $f_c = 2\Omega \sin(\varphi_c)$  は一定緯度  $\varphi_c$  でのコリオリパラメータであり,  $\Omega = 7.292115 \times 10^{-5} s^{-1}$  は地球の自転速度である.  $\varphi_c$  は  $\pi/18$ (緯度  $10^\circ N$ ) を指定する. この式に  $T_v(r, z)$  と p(r, z) を代入すると,

$$v_T(r,z) = -\frac{f_c^2 r}{2} + \sqrt{\frac{f_c^2 r^2}{4} - \frac{\frac{3}{2} \left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2} (T_{v0} - \Gamma z) R_d}{1 + \frac{2R_d (T_{v0} - \Gamma z) z}{g z_p^2} - \frac{p_0}{\Delta p} \exp\left[\left(\frac{r}{r_p}\right)^{3/2}\right] \exp\left[\left(\frac{z}{z_p}\right)^2\right]}}$$
for  $0 \le z \le z_t$ ,

 $v_T(r, z) = 0$  for  $z_t < z$ .

(3.23)

となる. 上層大気では接線風はない. この式より初期の最大風速 $v_0$ は $v_0 = \max|vT|$ である.

図 3.1 - 図 3.3 はそれぞれ初期の渦の表面気圧と, 高度 100 m 付近の風速,  $\sigma$ =0.59 (高度 4.35 km) 付近の温度の水平断面図である.  $\sigma$ =0.59 は最大温度擾乱 (ウォーム

thesis.tex

コア)の高度に対応する. 表面気圧は渦の中心で最も低く, 中心気圧は 1004.05 hPa である. 初期最大風速  $v_0$  は約 20 m/s であり, 風速は RMW で最大になり, 風速が ゼロである渦の中心に向かって減少する. また, RMW より大きい半径でも減少し, 中心から約 822 km<sup>\*2</sup> でゼロとなる. 図 3.4, 図 3.5, 図 3.6 はそれぞれ, 初期の温度 擾乱, 風速, 温度の渦の中心緯度を通る断面図である. 風速の断面図より, 風は地表 で最大であり, 高さとともに減衰することがわかる. 温度擾乱の断面図より, 最大 温度擾乱は  $\sigma=0.59$  あたりの高さで発生し, 最大値をとる高度の上下両方で, 半径 方向と鉛直方向に減少していくことがわかる. また, 温度の図より, 基本場が高さ 方向に減少している中で渦の作る温度擾乱を見ることができる.



図 3.1: time=0 での渦の表面気圧. 図 3.2: time=0 での渦の高度 100 m 付近の風速.



図 3.3: time=0 での渦の高度 4.35 km 付 近の温度.

<sup>\*2</sup>二点間の距離は  $R \cdot a\cos(\sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2 + \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2 \cdot \cos(\lambda_2 - \lambda_1))$  で計算している. ここ で R = 6,371 であり, 二点の緯度と経度は  $(\varphi_1, \lambda_1), (\varphi_2, \lambda_2)$  とする. 今後, 緯度経度から距離を計算 する際はこの式を使用する.



図 3.4: time=0 での渦の中心緯度を図 3.5: time=0 での渦の中心緯度を 通る温度擾乱の高さ断面図. 通る風速の高さ断面図.



図 3.6: time=0 での渦の中心緯度を通る 温度の高さ断面図.

### 微量成分分布

Neale and Hoskins (2000) が提案した水惑星実験で用いられた東西一様なオゾ ン分布を与える. また, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub> の混合比は全球一様な値を与える.

#### 境界条件

Neale and Hoskins (2000) が提案した, 全球一様で全て海である水惑星条件を与える. SST は一様かつ固定で 302.15 K (29 ℃) とした. 外部からの強制として春分 (太陽に対する自転軸の傾きなし) の条件の太陽放射 (太陽定数=1365 W/m<sup>2</sup>) を与える.

#### 解像度

今回の実験では標準として T170L26 の解像度を用いる. これは緯度方向, 経度 方向の格子点がそれぞれ512点, 256点で, 格子点間隔が約0.70度 [約70.31 km] で あり, 鉛直方向の大気総数が26層(表3.2を参照)である.

	σ	
0.9987513	0.9950148	0.9875872
0.9729117	0.9454293	0.9106323
0.8611691	0.7955295	0.7288476
0.6621627	0.5954736	0.5287789
0.4620761	0.395361	0.3286263
0.2625064	0.2044402	0.1592182
0.1239992	0.0965707	0.07520933
0.05857309	0.04561677	0.03552637
0.02305855	0.006466217	

表 3.2: 鉛直方向の格子点位置

惑星パラメータ

自転角速度, 重力加速度, 気体定数は Neale and Hoskins (2000) に従う.

### 積分時間

積分時間は 864,000 sec (10 日間) とする.

## 第4章 実験結果

### 4.1 標準実験

この節では, Reed and Jablonowski (2011) の台風の理想実験を, DCPAM5 を用 いて行い, モデルで表現される台風の特徴を記述する. この節で示す T170L26 の 解像度の実験を [標準実験] と呼ぶ.

### 4.1.1 結果と考察

図 4.1 は最低気圧の 10 日間の時間変化の様子を表している.初期の中心気圧は 1004.05 hPa であったが 10 日目には 974.90 hPa にまで減少した.図 4.2 は最大風 速の 10 日間の時間変化の様子を表している.初期の最大風速は約 20 m/s であっ たが 10 日目には 40.46 m/s にまで強くなった.日本付近では,中心気圧が 974.90 hPa かつ最大風速が 40 m/s の渦は強い台風として分類される.また,この図は初 期の渦がすぐに強化しないことを示している.計算時間約 50 時間後までは渦はだ んだんと弱化していることがみられる.これは海表面による摩擦と,二次循環が発 生するまでの時間と考えることができる.初期の渦は海表面との摩擦によりいち ど衰弱するが,二次循環が発生すると再び強くなる.図 4.3 は RMW の 10 日間の 時間変化である.初期 RMW は 250 km ほどであったが 10 日目には約 100 km ほど である.これらの図では, 10 日かけて台風は強くなり続けているが,実際の台風の 平均寿命は 5 日間ほどである.これは海水温が全球一様だからだと考えることが できる.



### 図 4.1: 最低気圧の 10 日間の時間変化



### 図 4.2: 最大風速の 10 日間の時間変化



図 4.3: 最大風速半径の 10 日間の時間変化



図 4.4: 10 日間の渦の中心位置の時間変化

図 4.4 は, 10 日間で台風がどのように移動したかを示している. 経度 180°, 緯度 10°N から始まり,時間が経つにつれて北西へ進んでいく. 実際の地球上では,緯度 10°N あたりは偏東風が吹いており,台風は北西の方へ移動していくが,このモデルでは time=0 の初期状態では地球はまだ回転しておらず,計算開始から 10 日 ほどではまだ偏東風や偏西風などの一般風は卓越していないと考えられる. 図 4.5 と,図 4.6 は sig=0.3 における風ベクトルを示す. 一般風は対流圏界面付近で最も大きいため,対流圏の上端近くでの風ベクトルを見るために sig=0.3 とした. 確かに,図 4.5 より,初期は南北風が卓越しており東西風はあまりみられず,図 4.6 より,計算開始より 10 日目では東西風がはっきりとはみられない. 従って,台風が経度 180° あたりで北東に移動しているのは一般風の影響ではなく,地球の回転による効果だと考えることができる.

図 4.7 は 10 日目の台風の風速の鉛直分布を示す. 図 2.1 と比べると, 中心から 100 - 200 km 離れた位置で最大風速をとるといった似たような構造が見られる. また, 図 4.8 は 10 日目の渦による温度擾乱の鉛直分布の図であり, 図 2.2 と同様にウォームコアの存在が確認できる. 最も温度の高くなっている高度は  $\sigma = 0.6$  (およそ高度 4 - 5 km) 付近である.



図 4.5: time=0 における, sig=0.3 付近の風速ベクトル



図 4.6: time=240 における, sig=0.3 付近の風速ベクトル



図 4.7: 10 日目の風速の鉛直分布



図 4.8: 10 日目の渦による温度擾乱の鉛直分布

図 4.9 は,0日目,5日目,10日目の風速の大きさを示す.図 4.9 の左列は,高度 100 m での風の大きさの水平断面図を示しており,右列は,渦の中心緯度を通る風 速の大きさの経度と高さ断面を示している.時間が経つにつれて渦内の風が強く なっていることが確認でき,特に RMW 付近では 40 - 45 m/s に達する強い風を見 ることができる.



図 4.9:0日目 (上),5日目 (中央),10日目 (下)の渦の様子. 左列は高度 100 m の風 速の水平断面図であり,右列は渦の中心緯度で切り取った鉛直断面図である.

### **4.2** 解像度実験[感度実験]

### 4.2.1 実験設定

前節では, T170の解像度で数値実験を行い, 渦の発達の様子を見た. ここでは, 初期条件, 境界条件は標準実験と同様でパラメータを変化させずに, 解像度のみを 変化させて解像度による依存性を見る. ここで鉛直方向の解像度は変化させない.

#### 解像度

標準実験の他に,4つの水平解像度,T42,T85,T341,T682 で実行する. それぞれの解像度は水平間隔2.81°,1.41°,0.35°,0.18°に対応する.

### 4.2.2 結果と考察

図 4.10 - 図 4.12 は、標準実験も含めた5つの解像度全てにおける、最低気圧、高 度 100 m での最大風速, RMW の 10 日間の時間発展を示している.水平解像度が 大きくなると、渦は強くなることがわかる。10日目の高度100mでの最大風速は T85, T170, T341, T682の時, それぞれ 35 m/s, 50 m/s, 60 m/s, 75 m/s である. しかし、最も強い風は高度約 1000 - 1500 m で発生し、高度 100 m での風速よりも 大きいことに注意する.より大きい解像度で計算された渦は計算初期に急速に強 まる傾向が見られる. 初期に初期風速 20 m/s よりも一度弱まるのはどの解像度で も見られるが、その後初期風速を超えるのは T85 では約 90 時間後、T170 - T682 で は約 50 - 60 時間後である. T42 では渦は初期の渦より風速は強くならない. また. 最低気圧も最大風速も最も大きい解像度では収束している様子は見られない.こ れはさらに高い解像度が望ましい可能性があることを示唆している. 図 4.12 は高 度 100 m での最大風速半径の時間発展であるが、これは初期 RMW=250 km から 始まり、高解像度では RMW=100 km ほどで収束している様子が見られる. 図 4.13 は渦の中心位置の時間変化の図である. T170とT341は同じような進路を通って いるが、さらに高解像度である T682 の進路を見ると少しずれているため進路も収 束していないようである.







### 図 4.11: 最大風速の 10 日間の時間変化



図 4.12: 最大風速半径の 10 日間の時間変化



図 4.13: 10日間の渦の中心位置の時間変化

図 4.14 は解像度 T682 で計算した,0日目,5日目,10日目の風速の大きさを示 す.図 4.14の左列は,高度 100 m での風の大きさの水平断面図を示しており,右列 は,渦の中心緯度を通る風速の大きさの経度と高さ断面を示している.図 4.9と比 べると,渦は解像度 T170 で計算したものより,T682 で計算したものの方が強く, RMW が小さいことがわかる.10日目の最大風速,75 m/s という風速は実際の台 風に比べて強すぎる風速であり,この実験でモデルが表現する台風は,現実に観測 されるものよりも過度に発達していることを示唆している.



図 4.14: 解像度 T682 で計算した,0日目 (上),5日目 (中央),10日目 (下)の渦の様子. 左列は高度 100 m の風速の水平断面図であり,右列は渦の中心緯度で切り取った鉛直断面図である.

また,図 4.15 は, 解像度 T170 で計算した, time=240 における, 降水量の水平分 布図,図 4.16 は, 解像度 T682 で計算した, time=240 における, 降水量の水平分布 図を示す. T682 の渦は「目」の構造をはっきりと持つ. また, T170 で計算したも のより, はっきりとスパイラルレインバンドの特徴が見られる.



図 4.15: 解像度 T170 で計算した, time=240 における, 降水量の水平分 布図



図 4.16: 解像度 T682 で計算した, time=240 における, 降水量の水平分 布図

ここで, Reed and Jablonowski (2011) の台風実験 (図 4.17, 図 4.18) と比較する. 図 4.17 は、4 つの解像度 (1.0°.0.5°、0.25°、0.125°) における、10 日間の最低気圧の 時間変化,最大風速の時間変化,台風の中心位置の時間変化を示す.この4つの 解像度は、私が行った実験ではそれぞれ、T85 と T170 の間、T170 と T341 の間、 約 T341,約 T682 の解像度に対応する.計算条件は同じ条件を与え、今回私が行っ た実験と異なるのはモデルの違いである. Reed and Jablonowski (2011) では大気 大循環モデルとして CAM 3.1 を使用している. 図 4.17と, 図 4.10, 図 4.11を比 べる. 解像度を高くすると、強い渦に発達するのは同じである. しかし. Reed and Jablonowski (2011) の方が、10 日後の渦の強さにより大きな差が見られる. 最も低 い解像度である、1.0°の実験は、10日間かけて全く発達しておらず、最も高い解像 度である, 0.125°の実験は 10 日後には最低気圧がおよそ 900 hPa, 最大風速が 70 m/sになっていることが読み取れる. 1.0°, 0.125°の解像度に対応する今回の解像 度実験(T85 と T170 の間,約 T682)の結果を見ると、T85 の解像度の実験では、10 日後の最低気圧は 990 hPa で、最大風速は 30 m/s であり少しは渦の発達が見ら れ, T682の解像度の実験では, 10 日後の最低気圧は 940 hPa, 最大風速は 75 m/s であり、Reed and Jablonowski (2011) の 0.125° の実験の渦より弱い渦の発生が確 認できる.4.17の下段の図と, 図 4.13 はどちらも解像度変化させた際の台風の中 心気圧の進路図を示す. どちらも初期渦を経度 180°, 10°N におき, 計算を始め, 10 日後には緯度 170°, 30°N あたりに渦が進んでいることは確認できる. しかし Reed and Jablonowski (2011) では解像度が高い実験の方がより北西の方に進んでいる のに対し、今回行った実験では解像度が低い方がより北西の方に進んでいることが 確認できる. これらの違いはモデルの違いにより起こる. また, 図 4.18 と図 4.14 を 比べる. これらはどちらも大体同じ解像度で計算した, 高度 100 m の風速の水平断 面図と渦の中心緯度で切り取った鉛直断面図である.水平断面図では、尾を引きな がら北西に動いていく様子や台風の中心付近で急激に風速が大きくなっていると いう構造が確認でき、鉛直断面図ではRMWの大きさが確認できるなど、台風の構 造としては似たような特徴が見られる.



図 4.17: 4つの解像度 1.0°,0.5°, 0.25°, 0.125° における, (a) 最低気圧, (b) 最大風速, (c) 台風中心 の時間変化を示す. (Reed and Jablonowski (2011) より引用.)



図 4.18: 0.125°で計算した,0日目 (左),5日目 (中央),10日目 (右)の渦の様子.上 図は高度 100 m の風速の水平断面図であり,下図は渦の中心緯度で切り取った鉛 直断面図. (Reed and Jablonowski (2011) より引用.)

## 4.3 SST 依存性実験

### 4.3.1 実験設定

この節では海面水温 (Sea Surface Temperature; SST) を 295.15 K(22 ℃) から 304.15 K(31 ℃) までの範囲で, 1 K ずつ変化させて, 渦の発達の様子をみる. その 他の実験設定は標準実験と同じである.

### 4.3.2 結果と考察

図 4.19 は計算時間 10 日目の 1 日の平均した最低気圧の値の SST 依存性を示す. 10 日目のデータのみを見ると, SST が高い方が最低気圧が低い傾向がある. 4.20 は 計算時間 10 日目の 1 日の平均した最大風速の値の SST 依存性を示す.同様に, SST が高い方が最大風速が大きい傾向がある.また,最低気圧も最大風速も 298.15 K か ら 299.15 K の間にジャンプがある.現実の台風では 299.15 K(26  $^{\circ}$ C) から 300.15 K(27  $^{\circ}$ C) 以上の海面水温で発達すると観測されており,この数値実験の結果とほ ぼ同じような温度で発達の閾値があることがわかる.<sup>\*1</sup> 960 hPa という中心気圧や 最大風速 54 m/s という値は現実の台風でも十分にあり得る強さの台風であるが, 現実の台風としては十分強い台風に分類される.

<sup>\*1</sup>これについての考察は付録を参照せよ.

図 4.21 と 図 4.22 は、SST を変化させた、10 つの実験における、最低気圧、高度 100 m での最大風速の 10 日間の時間発展を示している. 図 4.21 より、10 日目の 最低気圧の値は. SST を高くするほど低い値をとることがわかる. 今回の実験で最 も低い SST である 295.15 K である実験では、10 日間初期の最低気圧を下回るこ とはなく, 渦は発達していないことがわかる. その次に低い SST である 296.15 K の実験でも初期に与えた最低気圧を大きく下回ることはなく、10日目の最終的な 最低気圧は 1004 hPa と特に渦が発達しているとは言えない. SST が 297.15 K と 298.15 K である実験は、あまり強くならないとはいえ、10 日目には 1000 hPa を下 回り, 初期渦の 1004.05 hPa より低くなっていることから少しは発達した渦がで きていることが読み取れる. これはこのモデルの条件では常に SST が一定であり, エネルギー源である水蒸気が供給され続けること、陸地がない条件のために渦と陸 地の間で発生する摩擦力がないためだと考えることができる. また, SST が高いほ ど常に最低気圧が低いわけではなく、渦の発生から 60 時間経つあたりからはデー タの重なりがみられる.しかし、SSTを上げても最低気圧の収束の様子は見られな い. 図 4.22 からも同じく、SST を高くするほど最大風速が大きい値をとる傾向あ る. どの実験でも標準実験と同じく、初期渦は発生してすぐに弱化し、計算時間約 50 時間ほどから渦が強化している.最大風速に関しては,SST を高くしていくと 最大風速 35 m/s - 50 m/s の間くらいに収束の様子が見られる.



図 4.20: 最大風速の 10 日目の 1 日平均の値



図 4.22: 最大風速の 10 日間の時間変化

図 4.23 は、SST が 297.15 K から 300.15 K の 4 つの値の実験の高度 100 m での RMWの時間変化を示す.図 4.24 は、SST が 301.15 K から 304.15 K の 4 つの 4 つの値の実験の高度 100 m での RMW の時間変化を示す. RMW は初期に 250 km から始まり. SST が 300.15 K 以下の実験では 10 日目に約 150 km となっているこ とが読み取れる (図 4.23). また、SST が 299.15 K と 300.15 K の実験では、100 時 間 - 150 時間あたりに一度 RMW が 100 km ほどになるが. その後また RMW が大 きくなっている様子が見られる. SST が 304.15 K 以上の実験では, 全て RMW が 100 km に収束することが示された (図 4.24). また、計算を始めて約 75 時間あたり で RMW の収束が始まる. しかし収束が始まる前に約 50 時間あたりで RMW が 一度大きくなっている. この特徴はSST が低い実験では見られない. また, 図 4.25 は. SST が 295.15 K と 296.15 K の実験の高度 100 m での RMW の時間変化を示 す. 295.15 K の実験では、RMW の値が途中から 1000 km ほどに飛んでいるが、こ れは渦が弱く、渦の中で発生している風よりも強い風が渦の外で発生しているとい うことである. 296.15 K の実験では、10 日目の RMW は 250 km ほどで初期と変 化していないことがわかる.これらより,295.15 K の実験では時間が経つにつれて 渦は弱化していること、296.15 K の実験では渦の強さはおおよそ一定を保ってい ることがわかる.

図4.26は最も低いSSTである295.15 K で計算した,0日目,5日目,10日目の風 速の大きさを示す.図4.14の左列は,高度100 m での風の大きさの水平断面図を 示しており,右列は,渦の中心緯度を通る風速の大きさの経度と高さ断面を示して いる.水平断面図をみると,5日目にはまだ渦の形が見られるが,10日目には中心 がどこかわからないほど渦が崩壊している.鉛直断面図からも,5日目にはRMW 付近で風速差が見られるが,10日目には渦内の風はとても弱くなっている.



図 4.23: SST が, 297.15 K, 298.15 K, 299.15 K, 300.15 K の実験における最大風速半径の 10 日間の時間変化



図 4.24: SST が, 301.15 K, 302.15 K, 303.15 K, 304.15 K の実験における最大風速半径の 10 日間の時間変化



図 4.25: SST が, 295.15 K, 296.15 K の実験における最大風速半径の 10 日間の時 間変化



図 4.26:0日目 (上),5日目 (中央),10日目 (下)の渦の様子. 左列は高度 100 mの 風速の水平断面図であり,右列は渦の中心緯度で切り取った鉛直断面図である. 図 4.27 は, SST が, 295.15 K, 296.15 K, 297.15 K, 298.15 K, 299.15 K の実験 における, 渦の中心位置の時間変化を示している. 図 4.28 は, SST が, 300.15 K, 301.15 K, 302.15 K, 303.15 K, 304.15 K の実験における, 渦の中心位置の時間変化 を示している. これらより, SST が高くなるほど, 台風の進路は計算 10 日目にはよ り北西の方へ進んでおり, SST が低い実験では台風が停滞している様子なども見ら れる.

一般に, SST が高いということは空気塊の温度が高く, 凝結が起こっても周りの 空気より温度が高く上昇する力をもち, 対流が起こりやすい. 従って, SST を高く すると, 台風の威力が強くなるという傾向がある.



図 4.27: SST が, 295.15 K, 296.15 K, 297.15 K, 298.15 K, 299.15 K の実験における 10 日間の渦の中心位置の時間変化



図 4.28: SST が, 300.15 K, 301.15 K, 302.15 K, 303.15 K, 304.15 K の実 験における 10 日間の渦の中心位置の時間変化

## 4.4 自転角速度依存性実験

### 4.4.1 実験設定

標準実験での自転角速度, 7.292115 ×  $10^{-5}$  を  $\Omega$  とする. この節では, 自転角速度 を 2  $\Omega$ , 0.5  $\Omega$  と変化させて, 渦の発達の様子をみる. その他の実験設定は標準実験 と同じである.

### 4.4.2 結果と考察

図 4.29, 図 4.30 と図 4.31 はそれぞれ自転角速度 0.5 Ω, Ω, 2 Ω で計算した, 10 日 目における高度 100 m の風速の水平断面図を示す. 0.5 Ω で計算した結果は, Ω で 計算した結果と比べると, より左右対称な構造に見える. 10 日目の渦の位置はどち らも 経度 170°, 緯度 25°N あたりであり, 最大風速の値はどちらも, 40 m/s ほどで 大きな違いはみられない. 2 Ω で計算した結果は, 計算開始から 10 日目の様子を見 ると, 経度 165°, 緯度 28°N と経度 180°, 緯度 18°N の 2 つの位置に渦のようなもの が確認できる. 二つの渦のうち, 経度 165°, 緯度 28°N にある渦の方が比較的強い 風速を持つが, 風速の値は約 30 m/s であり Ω で計算した結果と比べると最大風速 は小さな値であることがわかる. これらの結果より, 自転角速度を大きくすると渦 の構造はより不安定になり, 角速度を標準実験の 2 倍にすると渦は二つに分かれ るということが確認できた. また, 角速度が大きくなると, 渦がより北西に移動し ていることから, 自転速度は渦の移動速度にも影響を与えている.

図4.32は、自転角速度2Ωで計算した、time=24,48,72,96,120,144,168,192(1 日目、2日目、3日目、4日目、5日目、6日目、7日目、8日目)の風速の水平断面図を 示す.また、図4.33は、同じく自転角速度2Ωで計算した、地表面気圧の時間変化 の様子を示す.計算開始24時間あたりにはすでに渦の東側で渦が分かれ始めてお り、96時間あたりから分裂した渦のコアが見え始めている.144時間ほど経つと二 次的にできた渦がはっきりとみられる.

図 4.34 は, 自転角速度 0.5 Ω で計算した, time=24, 48, 72, 96, 120, 144, 168, 192(1日目, 2日目, 3日目, 4日目, 5日目, 6日目, 7日目, 8日目)の風速の水平断面 図を示す. また, 図 4.35 は, 同じく自転角速度 0.5 Ω で計算した, 地表面気圧の時間 変化の様子を示す. 0.5 Ω で計算するとあまり台風の位置は大きく動いていないこ とがわかる. また, 比較的綺麗な同心円状を保ちながら発達することも読み取るこ とができる.



図 4.29: 自転角速度 0.5 Ω で計算した, 10 日目における風速水平断面図



図 4.30: 自転角速度 Ω で計算した, 10 日目における風速水平断面図



図 4.31: 自転角速度 2Ω で計算した, 10 日目における風速水平断面図



図 4.32: 自転角速度 2 Ω で計算した, 1 日目 (左上), 2 日目 (左中央上), 3 日目 (左中 央下), 4 日目 (左下), 5 日目 (右上), 6 日目 (右中央上), 7 日目 (右中央下), 8 日目 (右 下) の風速の水平断面図.

thesis.tex



図 4.33: 自転角速度 2 Ω で計算した, 1 日目 (左上), 2 日目 (左中央上), 3 日目 (左中 央下), 4 日目 (左下), 5 日目 (右上), 6 日目 (右中央上), 7 日目 (右中央下), 8 日目 (右 下) の地表面気圧分布図.

thesis.tex



図 4.34: 自転角速度 0.5 Ω で計算した, 1 日目 (左上), 2 日目 (左中央上), 3 日目 (左 中央下), 4 日目 (左下), 5 日目 (右上), 6 日目 (右中央上), 7 日目 (右中央下), 8 日目 (右下) の風速の水平断面図.



図 4.35: 自転角速度 0.5 Ω で計算した, 1 日目 (左上), 2 日目 (左中央上), 3 日目 (左 中央下), 4 日目 (左下), 5 日目 (右上), 6 日目 (右中央上), 7 日目 (右中央下), 8 日目 (右下) の地表面気圧分布図. また,図4.36,図4.37と図4.38はそれぞれ自転角速度0.5Ω,Ω,2Ωで計算した, 10日目における降水量を示す.0.5Ωで計算した結果では,Ωの計算に比べて,台風 の中心でより強い降水がみられる.また,2Ωで計算した結果より,二つある渦どち らの中にも強い降水はみられない.渦が分裂し,分裂してできた一つ一つの渦の強 度が弱くなっていることが確認できる.



図 4.36: 自転角速度 0.5 Ω で計算した, 10 日目における降水量の水平分布



図 4.37: 自転角速度 Ω で計算した, 10 日目における降水量の水平分布



図 4.38: 自転角速度 2Ω で計算した, 10 日目における降水量の水平分布

## 第5章 結論

熱帯で発達した低気圧は時には我々の生活にとって非常に大きな被害をもたら すなど,地球上で最も激しい気象擾乱として知られている.発達した熱帯低気圧は 特徴的な構造をもち,昔から多くの研究が行われてきた.数値実験で熱帯低気圧を 再現する実験も多く行われてきた.本論文では,惑星大気大循環モデル DCPAM を用いて,全球一様な水惑星条件や地球の大気組成などを与え,台風の構造や発達 の様子を再現し,考察する.

まずはじめに DCPAM でどれくらい台風を再現できるかを見るために, T170L26 の解像度で実験を行った結果, 台風の特徴を持つ渦を計算できることが確認でき た.次に, 複数の水平解像度で実験を実施し, 表現される台風の表現の違いを調べ た. 解像度が高いほど強い台風が計算できたが, 最も高い解像度で計算した渦は現 実に存在するには強すぎる渦となった. これは理想実験で, 現実に起こりうる地表 面との摩擦や, 緯度による海面の変化がないためだと考えられる. また, 解像度を 上げても収束があまり見られず, より高い解像度の計算が必要であるかもしれない ことを示唆する.

次に,異なる海表面温度を与えた実験を行い,台風の発達における海表面温度の 役割について考察した.SSTが高いほど強い台風が計算される.こちらはSSTを 上げても強すぎる台風は計算されず,現実に存在しうる強さの渦が計算される.また,SSTを下げていくと,全く渦が発達しなくなることも示された.

次に, 自転角速度を2倍, 0.5倍に変えて実験を行った. 角速度を小さくすると, 渦は対称性を保ちながら発達する. また, 角速度を大きくすると渦の対称性が大き く崩れ, 計算開始10日目には渦は二つに分裂をする. 分裂した後の渦の勢力は, 分 裂しないまま成長する渦に比べて弱くなっていることも示された.

# 付録 4.3節におけるSST依存性実験の 考察

4.3節でのSST 依存性実験において, 海面水温を298.15 K に設定した時と, 299.15 K に設定したときに, 台風の発達において大きな差があることを確認した. ここでは, 背景場の温度分布と, 地表面で298.15K, 299.15K, 300.15K である空気塊を断熱的に持ち上げた際の温度の高度分布を書くことによって, SST の違いによる台風の発達の違いについて考察する.

#### 背景場の温度分布を書く.

初期における背景場の温度分布のスクリプトを書く.

• backtemp.f90

program backtemp

```
implicit none
real(8) :: T, z
real(8) :: groundT, gamma, q
T = 0.d0
z = 0.d0
groundT = 302.15 地表面温度! [K]
gamma = 0.007 仮温度減率! [K/m]
q = 0.021 地表面比湿! [kg/kg]
open(10, file='backgroundtemp.dat')
do
    T=(groundT*(1+0.608*q)-gamma*z)/(1+0.608*(q*exp(-z/3000)
        *exp(-(z/8000)**2)))
write(10,*) z, T
z = z + 1
if (z.gt. 15000) exit
```

end do

```
close(10)
end program backtemp
```

空気塊を断熱的に持ち上げた際の温度の高度分布を書く.

空気塊を断熱的に持ち上げた際の温度の高度分布のスクリプトを書く.

• adiabat.f90

```
program adiabat 温度を変えるときは地表面温度 !と出力ファイル名を変更するこ
  とТО
 implicit none
 real(8) :: T, dT, dz, z
 real(8) :: g, C, Lv, w, R, ep, p, e
 real(8) :: T0, p0
 real(8) :: z2, gamma, gammad
 real(8) :: Es0, RWet, RUniv, MolWtWet
 real(8) :: alpha, PVapSatW, PVapSatI, Ls, Ti, Tw
 real(8) :: hum, hum0, dew
 z = 0.d0 高度!0m
 dz = 1.d0 !1ずつ計算m
 dT = 0.d0 初期值!
 TO = 302.15 地表面温度![K]
 gamma = 0.0065 大気の温度減率! [K/m]
 gammad = 0.0098 乾燥温度減率! [K/m]
 g = 9.8 重力加速度! [m/s<sup>2</sup>]
 C = 1004 定圧比熱! [J/K/kg]
 Lv = 2.5d6 凝結の潜熱! [J/kg]
 R = 287 乾燥空気の気体定数! [m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>/K]
 ep = 0.622 密度比!
 p0 = 1013 地上気圧! [hPa]
 Es0 = 611.d-2 ! [hPa]
 RUniv = 8.3144621 ! [J/K/mol]
 MolWtWet = 18.0153d-3 ! [kg/mol]
 RWet = RUniv / MolWtWet
 Tw = 273.15 ! [K]
 Ti = 253.15 ! [K]
 Ls = Lv + 334.0d3 ! [J/kg]
 hum0 = 85 地表面での相対湿度 !
```

```
open(17, file='backgroundtemp.dat', status='old') 露点の混合比
  を計算したい!
read (17,*) z2, T 背景場の高度と温度を読み込む!
p=p0*(1-gamma*z/(T0))**(5.257) その高度での気圧を計算 ! [hPa]
PVapSatW = Es0 * exp( Lv / RWet * ( 1.0/273.0 - 1.0/T ) )
PVapSatI = Es0 * exp( Ls / RWet * ( 1.0/273.0 - 1.0/T ) )
alpha = max( min( (T-Ti)/(Tw-Ti), 1.d0 ), 0.d0 ) 飽和水蒸気圧を
  重み付きで考える !
e = alpha * PVapSatW + (1-alpha) * PVapSatI 飽和水蒸気圧![hPa]
w=ep*e/p 地表面での飽和混合比を計算!
dew=w*hum0 露点の混合比を計算!
close(17)
open(10, file='adiabat29.dat') 書き込み用に開く !
open(17, file='backgroundtemp.dat', status='old') 読み込み用に
  開く!
write(10,*) z, TO 高度!Om, 地表面温度
do
  read (17,*) z2, T 背景場の高度と温度を読み込む!
  p=p0*(1-gamma*z/(T0))**(5.257) 測高公式を用いて、その高度での気圧
     を計算 ! [hPa]
  PVapSatW = Es0 * exp(Lv / RWet * (1.0/273.0 - 1.0/T))
  PVapSatI = Es0 * exp(Ls / RWet * (1.0/273.0 - 1.0/T)
  alpha = max( min( (T-Ti)/(Tw-Ti), 1.d0 ), 0.d0 ) 飽和水蒸気
     圧を重み付きで考える !
  e = alpha * PVapSatW + (1-alpha) * PVapSatI 飽和水蒸気圧
     ![hPa]
  ! e=EsO*exp(L/RWet*(1.0/273.0-1.0/T)) 飽和水蒸気圧![hPa]
  w=ep*e/p その高度での飽和混合比を計算!
  hum=dew/w 相対湿度を計算!
  if (hum<100) then
     dT = -gamma * dz
     TO=TO+dT 温度減率より乾燥空気塊が上昇する際の温度を計算 !
     z = z + dz
  else
     dT=-((g/C)*(1+((Lv*w)/(R*T)))/(1+(ep*Lv**2*w)/(R*C*T
        **2)))*dz 湿潤断熱減率を計算
     TO=TO+dT 温度減率より湿潤空気塊が上昇する際の温度を計算 !
     z=z+dz
  end if
  write(10,*) z, T0, dT, p, e, w, hum
```

if (z .gt. 15000) exit
end do
close(17)
close(10)
end program adiabat

#### 上記のデータを図示する

上記のスクリプトで作成した値をプロットする.すると,以下の図 5.1 のようになる.海面水温 300.15K の空気塊を持ち上げた際の自由対流高度は約 2000 m, 299.15K の空気塊を持ち上げた際の自由対流高度は約 2500 m, 298.15K の空気塊を持ち上げた際の自由対流高度は約 3000 m であることが読み取れる.従って, 298.15 K から 299.15 K の間に閾値があるということは,空気塊は高度約 2000 m と 2500 m の間の高さまで自力で上昇することができ,それより高い高度には自由対流高度に達していないため,上昇することができないということが読み取れる.



図 5.1: 背景場の温度分布と, 地表面で 298.15K, 299.15K, 300.15K である空気塊を 断熱的に持ち上げた際の温度の高度分布

## 謝辞

本研究を行うにあたって,林祥介教授には基礎理論講義や基礎理論読書会などを 通して,地球流体力学の基礎や考え方をご教授いただきました.高橋芳幸准教授に は研究に関する数値実験の基礎知識から研究内容全体について細やかなご指導を いただきました.樫村博基講師には研究の方向性を示していただき,研究発表の方 法などのアドバイスをいただきました.また,様々な助言をいただいた,地球およ び惑星大気科学研究室の皆さまにも大変お世話になりました.ここに深く感謝し, 心よりお礼申し上げます.

なお,本研究を進めるにあたり,地球流体電脳倶楽部 Ruby プロジェクトの GPhys を使用させて頂きました.

参考文献

- Beljaars, A. C. M., and Holtslag, A. A. M., 1991: Flux Parameterization over Land Surfaces for Atmospheric Models. J. Appl. Meteor., 30, 327-241.
- [2] Chou, M. D., and Lee, K. T., 1996: Parameterizations for the absorption of solar radiation by water vapor and ozone. J. Atmos. Sci., 53, 1203-1208.
- [3] Chou, M.-D., M. J. Suarez, C.-H. Ho, M. M.-H. Yan, and K.-T. Lee, 1998: Parameterizations for cloud overlapping and shortwave single-scattering properties for use in general circulation and cloud ensemble models. J. Climate, 11, 202-214.
- [4] Chou, M. D., Suarez, M. J., Liang, X. Z., and Yan, M. M. H., 2001: A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies. NASA Technical Report Series on Global Modeling and Data Assimilation, 19, NASA/TM-2001-104606.
- [5] Jordan, C.L., 1958: Mean soundings for the West Indies area. J. Meteor., 15, 91-97.
- [6] Le Treut, H., and Li, Z.-X., 1991: Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes: feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Clim. Dyn.*, 5, 175-187.
- [7] Mellor, G. L., and Yamada, T., 1982: Development of a Turbulent Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 851-875.
- [8] Moorthi, S., and Suarez, M. J., 1992: Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 978-1002.
- [9] Neale, R. B., and B. J. Hoskins, 2000: A standard test for AGCMs including their physical parametrizations: I: the proposal. Atmos. Sci. Lett., 1, 101-107.

- [10] Reed, K. A., and C. Jablonowski, 2011: An Analytic Vortex Initialization Technique for Idealized Tropical Cyclone Studies in AGCMs. Mon. Wea. Rev., 139, 689-710.
- [11] 小倉義光, 1984: 一般気象学, 東京大学出版, 231pp-242pp
- [12] 地球流体電脳倶楽部, DCPAM5ドキュメント, http://www.gfd-dennou.org/ library/dcpam/dcpam5\_latest/doc/
- [13] 地球流体電脳倶楽部, GPhys, GGraph チュートリアル, http://ruby. gfd-dennou.org/products/gphys/tutorial2/
- [14] 松田幸樹, 2018: 大気大循環モデルを用いた地球気候の太陽定数依存性に関す る数値的研究, 神戸大学理学研究科修士論文