第 1 章　モデルの概要

1.1　系の設定と基礎方程式

3 次元球殻上の 3 次元球殻上の 3 次元球殻上の大気大循環モデル DCPAM5 を用いて数値実験を行った。

DCPAM の力学過程で用いられている基礎方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}, \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu}\right) + \mathcal{D}[\zeta], \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial U_A}{\partial \lambda}\right) - \nabla_\sigma^2(\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}[D], \tag{1.4}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial t} =& -\frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu}\right) + T'D - \dot{\sigma}\frac{\partial T}{\partial \sigma} \\ &+ \kappa T_v\left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma}\right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}[T] + \mathcal{D}'[\boldsymbol{v}],\end{aligned} \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial U_q}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_q}{\partial \mu}\right) + qD - \dot{\sigma}\frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}[q]. \tag{1.6}$$

ここで、それぞれ、連続の式 (1.1)、静水圧の式 (1.2)、運動方程式 (1.3), (1.4)、熱力学の式 (1.5)、水蒸気の式 (1.6) の式である。各記号の意味は 1.1 に記した。

放射過程には地球用放射モデルを用いている。紫外・可視光・近赤外 (2600–57142.85 $\mathrm{cm^{-1}}$) は 1000–57142.85 $\mathrm{cm^{-1}}$ を 11 バンドに分割 (Chou and Lee, 1996) し、δ-Eddington 近似した放射伝達方程式により計算をする (Toon *et al.*, 1989)。H_2O の透過率は Chou and Lee (1996) による k 分布法のパラメータを利用して計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (1998) の値を使用する。レイリー散乱係数と O_3 の吸収係数は Chou and Lee (1996) の値を使用する。赤外 ($0 - 3000\,\mathrm{cm^{-1}}$) は Chou *et al.* (2001) に従って 9 バンドに分割し、散乱を無視した放射伝達方程式により計算する。H_2O, CH_4, N_2O の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、CO_2 の低高度の透過率は Chou *et al.* (2001)、高高度の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて、O_3 の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (2001) の値を使用する。

サブグリッドスケールの混合・凝縮に関して、乱流混合は Mellor and Yamada level 2.5 (Mellor

表 1.1: 記号表

記号	意味
φ, λ	緯度経度
$\sigma := p/p_s$	σ 座標高度
t	時間
$\pi := \ln[p_s]$	
T	気温
q	比湿
a	惑星半径
f	コリオリパラメータ
$\zeta := \frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu}\right)$	渦度
$\zeta := \frac{1}{a}\left(\frac{1}{1-\mu^2}\frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu}\right)$	発散
u, v	東西・南北風速
$(U, V) := (u\cos\varphi, v\cos\varphi)$	
$\Phi := gz$	ジオポテンシャル高度
$\sigma := \frac{\partial \sigma}{\partial t} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\phi}\frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial \sigma}{\partial \phi} + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma}$	
$\bar{T}$	基準温位
$T' := T - \bar{T}$	
$T_v := T(1 + (\epsilon_v^{-1} - 1)q)$	
$T_v' := T_v - \bar{T}$	
$U_A := (\zeta + f)V - \dot{\sigma}\frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT_v'}{a}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_\lambda \cos\phi$	
$V_A := -(\zeta + f)U - \dot{\sigma}\frac{\partial V}{\partial \sigma}\frac{RT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_\phi \cos\phi$	
$\boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi := \frac{U}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} + \frac{V}{a}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda}$	
$\nabla_\sigma^2 := \frac{1}{a^2(1-\mu^2)}\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial \mu}\right]$	
$KE := \frac{U^2 + V^2}{2(1-\mu^2)}$	
$\mathcal{D}[\zeta]$	渦度の水平発散とスポンジ層での散逸
$\mathcal{D}[D]$	発散の水平発散とスポンジ層での散逸
$\mathcal{D}[T]$	熱の水平拡散
$\mathcal{D}[q]$	水蒸気の水平拡散
$\mathcal{D}'[v]$	摩擦熱
$\mathcal{F}_\lambda$	小規模運動過程（経度方向）
$\mathcal{F}_\phi$	小規模運動過程（緯度方向）
Q	加熱・温度変化
S_q	水蒸気源
R	乾燥空気の気体定数
c_{pn}	乾燥空気の定圧比熱
$\kappa := R/c_{pn}$	
ϵ_v	水蒸気分子量比

and Yamada, 1982) を使用する。また、Manabe *et al.* (1965) の乾燥対流調節スキームを用い、積雲対流調節に関しては Relaxed Arakawa–Schubert (Moorthi and Suarez, 1992) を使用する。

雲に関しては、移流・乱流混合・凝結による生成、時定数による消滅を考慮して雲水混合比を予報する。惑星表面はスラブオーシャンであるとして、表面温度を計算する。

1.2 実験設定

表 1.2 に示す設定で実験を行った。本研究で行う計算の水平分解能は、三角形切断の T42 に対応する、128×64 であり、鉛直座標には σ 座標系を用い、その層数は 26 である。実験で用いたモデルパラメータの値を、表 1.3 に示す。

初期状態は、どの太陽定数においても、静止・等温 (280 K)・比湿は 0 で一様とした。

表 1.2: 実験リスト

実験名	太陽定数 S [W/m^2]	雲時定数 [s]	積分期間 [年]	計算結果を示す年度 [年度]
S1366	1366	13500	50	41
S1500	1500	13500	20	11
S1600	1600	13500	20	11
S1800	1800	13500	20	11
S2000	2000	13500	30	21

表 1.3: モデルパラメータの値

モデルパラメータ	値
惑星半径	$a = 6.37 \times 10^7$ m
自転角速度	$\omega = 7.292 \times 10^{-5}$ /s
重力加速度	$g = 9.8\,\mathrm{m/s^2}$
乾燥空気の気体定数	$R_n = 287.1\,\mathrm{J/kg/K}$
水蒸気の気体定数	$R_v = 461.5\,\mathrm{J/kg/K}$
乾燥空気の定圧比熱	$c_{pn} = 1004\,\mathrm{J/kg/K}$
水蒸気の定圧比熱	$c_{pv} = 1810\,\mathrm{J/kg/K}$
乾燥空気の分子量	$m_n = 28.96 \times 10^{-3}$ kg/mol
水蒸気の分子量	$m_v = 18.02 \times 10^{-3}$ kg/mol
水の潜熱	$L = 2.50 \times 10^6$ J/kg
海のアルベド	$A = 0.1$