DCAPM2

第1部　数理モデル化

地球流体電脳倶楽部

2005年11月21日 (DCPAM3-dcpam3-20051122)

目 次

1　この文書について　1
1.1 この文書について 1

2　座標系　2
2.1 座標系 2

3　支配方程式・力学過程　3
3.1 はじめに 3
3.2 支配方程式 4
3.2.1 連続の式 4
3.2.2 静水圧の式 4
3.2.3 運動方程式 4
3.2.4 熱力学の式 4
3.2.5 水蒸気の式 4
3.2.6 境界条件 5
3.3 水平拡散項 6
3.3.1 波数依存型 6
3.3.2 波数非依存型 6
3.4 文献 6

A　支配方程式系の導出　1
A.1 設定 1
A.2 基礎方程式系の導出 2
A.2.1 状態方程式 2
A.2.2 連続の式 2
A.2.3 水蒸気の式 3
A.2.4 運動方程式 3
A.2.5 熱力学の式 3
A.3 回転系への変換 5
A.3.1 回転系への変換公式 5
A.3.2 スカラーの変換公式 5
A.3.3 ベクトルの変換公式 5
A.3.4 回転系への変換 6
A.4 球座標への変換 7
A.4.1 直交曲線座標系における微分 7
A.4.2 球座標系における微分 7
A.4.3 球座標への変換 8

A.5 z-座標プリミティブ方程式 9
A.5.1 静力学平衡近似 9
A.5.2 薄い球殻近似 9
A.6 σ-座標プリミティブ方程式 11
A.6.1 σ-座標変換公式 11
A.6.2 σ-座標プリミティブ方程式系 12
A.6.3 境界条件 13
A.6.4 傾向方程式 14
A.7 モデル支配方程式 15
A.7.1 渦度方程式と発散方程式 15
A.7.2 変数変換 15

B 地球定数 19
B.1 地球大気の物理定数 19

C 謝辞 20
C.1 開発者一覧 20

第1章　この文書について

1.1　この文書について

この文書は, 地球流体電脳倶楽部惑星大気モデル (DCPAM) の数理モデルを解説したものである.

DCPAM は開発中であり, 本文書の内容とソースコードとは必ずしも一致しない.

2005/04/04 石渡正樹

第2章　座標系

2.1　座標系

座標系は, 水平方向には緯度 ϕ, 経度 λ を, 鉛直方向には σ をとる.

手順は,

1. 地球中心, 北極の向き, 赤道面内の経度 0 度の方向を決めて, 極座標系 (r, λ, ϕ) をとる[1].
2. 各緯度経度において, 地表面気圧 p_s をとる位置 r を決める.
3. 鉛直座標軸をとり直す. 気圧を p として, $\sigma = \dfrac{p}{p_s}$ を鉛直座標とする.

である.

91/10/31 保坂征宏

[1]数学での極座標系は緯度でなく余緯度をとる.

第3章　支配方程式・力学過程

3.1　はじめに

ここでは支配方程式を記し, 特に力学過程[1]について詳細を記す.

まず支配方程式の中で力学過程と認知される部分・項を示す. ついで各々の詳細を述べる.

91/12/10 沼口敦・保坂征宏

[1] 力学過程という単語が適切かどうかは不明である. 実態は, モデルにおいて各格子点で計算されない部分を指す.

3.2 支配方程式

ここでは支配方程式を順に示す. この方程式の詳細に関しては, Haltiner and Williams (1980) もしくは第 A 章 を参照せよ.

3.2.1 連続の式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi = -\nabla_\sigma \cdot \boldsymbol{v}_H - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \tag{3.1}$$

3.2.2 静水圧の式

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

3.2.3 運動方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial VA}{\partial \lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial UA}{\partial \mu} + \mathcal{D}(\zeta) \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UA}{\partial \lambda} + \frac{1}{a}\frac{\partial VA}{\partial \mu} - \nabla_\sigma^2(\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}(D) \tag{3.4}$$

3.2.4 熱力学の式

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial t} &= -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT'}{\partial \lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT'}{\partial \mu} + T'D \\ &\quad -\dot{\sigma}\frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T\left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma}\right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}(T) + \mathcal{D}'(\boldsymbol{v})\end{aligned} \tag{3.5}$$

3.2.5 水蒸気の式

$$\begin{aligned}\frac{\partial q}{\partial t} &= -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial Uq}{\partial \lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial Vq}{\partial \mu} + qD \\ &\quad -\dot{\sigma}\frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}(q)\end{aligned} \tag{3.6}$$

ここで,

$$\theta \equiv T\left(p/p_0\right)^{-\kappa} \tag{3.7}$$

$$\kappa \equiv R/C_p \tag{3.8}$$

$$\Phi \equiv gz \tag{3.9}$$

$$\pi \equiv \ln p_S \tag{3.10}$$

93/06/16 沼口敦・保坂征宏
2005/04/04 石渡正樹

$$\dot{\sigma} \equiv \frac{d\sigma}{dt} \tag{3.11}$$

$$\mu \equiv \sin\varphi \tag{3.12}$$

$$T_v \equiv T(1+\epsilon_v q) \tag{3.13}$$

$$U \equiv u\cos\varphi \tag{3.14}$$

$$V \equiv v\cos\varphi \tag{3.15}$$

$$\zeta \equiv \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial V}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial U}{\partial\mu} \tag{3.16}$$

$$D \equiv \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U}{\partial\lambda} + \frac{1}{a}\frac{\partial V}{\partial\mu} \tag{3.17}$$

$$UA \equiv (\zeta+f)V - \dot{\sigma}\frac{\partial U}{\partial\sigma} - \frac{RT'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda} + \mathcal{F}_\lambda\cos\varphi \tag{3.18}$$

$$VA \equiv -(\zeta+f)U - \dot{\sigma}\frac{\partial V}{\partial\sigma} - \frac{RT'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu} + \mathcal{F}_\varphi\cos\varphi \tag{3.19}$$

$$KE \equiv \frac{U^2+V^2}{2(1-\mu^2)} \tag{3.20}$$

$$T \equiv \bar{T}(\sigma) + T' \tag{3.21}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{v}_H\cdot\nabla &\equiv \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)_\sigma \\ &= \frac{U}{a(1-\mu^2)}\left(\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)_\sigma + \frac{V}{a}\left(\frac{\partial}{\partial\mu}\right)_\sigma \end{aligned}\tag{3.22}$$

$$\nabla_\sigma^2 \equiv \frac{1}{a^2(1-\mu^2)}\frac{\partial^2}{\partial\lambda^2} + \frac{1}{a^2}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}\right]. \tag{3.23}$$

ただし, $\mathcal{D}(\zeta),\mathcal{D}(D),\mathcal{D}(T),\mathcal{D}(q)$ は水平拡散項であり, 3.3 で説明される. $\mathcal{F}_\lambda,\mathcal{F}_\varphi$ は小規模運動過程による力である. Q は放射, 凝結, 小規模運動過程等による加熱・温度変化, S_q は凝結, 小規模運動過程等による水蒸気ソース項, $\mathcal{D}'(\boldsymbol{v})$ は摩擦熱である.

3.2.6　境界条件

鉛直流に関する境界条件は

$$\dot{\sigma} = 0 \quad at \quad \sigma = 0,\ 1. \tag{3.24}$$

である. よって (3.1) から, 地表気圧の時間変化式と σ 系での鉛直速度 $\dot{\sigma}$ を求める診断式

$$\frac{\partial\pi}{\partial t} = -\int_0^1 \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi d\sigma - \int_0^1 D d\sigma, \tag{3.25}$$

$$\dot{\sigma} = -\sigma\frac{\partial\pi}{\partial t} - \int_0^\sigma D d\sigma - \int_0^\sigma \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi d\sigma, \tag{3.26}$$

が導かれる.

ただし熱的境界条件については ?? 章において記述する.

[2]

3.3 水平拡散項

3.3.1 波数依存型

水平拡散項は, 次のように ∇^{N_D} の形で計算されるのが普通である.

$$\mathcal{D}(\zeta) = -K_{HD}\left[(-1)^{N_D/2}\nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2}\right)^{N_D/2}\right]\zeta, \tag{3.27}$$

$$\mathcal{D}(D) = -K_{HD}\left[(-1)^{N_D/2}\nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2}\right)^{N_D/2}\right]D, \tag{3.28}$$

$$\mathcal{D}(T) = -(-1)^{N_D/2}K_{HD}\nabla^{N_D}T, \tag{3.29}$$

$$\mathcal{D}(q) = -(-1)^{N_D/2}K_{HD}\nabla^{N_D}q. \tag{3.30}$$

この水平拡散項は計算の安定化のための意味合いが強い. 小さなスケールに選択的な水平拡散を表すため, N_D としては, 4~16 を用いる.

3.3.2 波数非依存型

水平拡散を波数に依存しない一様な値にすることもできる. 詳細省略.

3.4 文献

Haltiner, G.J. and Williams, R.T., 1980: Numerical Prediction and Dynamic Meteorology (2nd ed.). *John Wiley & Sons*, 477pp.

93/06/16 沼口敦・保坂征宏

[2](2005/4/4 石渡) 力学過程という節が昔存在していたが, 必要か???

第 A 章　支配方程式系の導出

A.1　設定

全大気は, ともに理想気体である乾燥空気および水蒸気から成る混合大気とする. 雲水量は無視する. また, 水蒸気量が全大気に占める割合は小さいと仮定し, 全大気の定圧比熱を乾燥大気の値で近似する.
水蒸気量の保存については, 凝結および蒸発による生成消滅を考慮する. しかし, この量が全大気に与える効果は小さいとし, 全大気の質量保存則, 運動エネルギー保存則, 全エネルギー保存則に影響を及ぼさないとする.
重力加速度は地球中心に向いていると仮定する. また, 運動の水平スケールが鉛直スケールよりもかなり大きい運動を想定し, 静力学平衡近似を行なう. さらに, 運動は地球表面付近に限られることを仮定して近似を行なう.

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

A.2 基礎方程式系の導出

方程式系は 6 本の予報方程式と 1 本の診断方程式からなる. 予報方程式は, 全質量の連続の式, 水蒸気量の式, 運動方程式 (3 成分), 熱力学の式からなる. これらは, それぞれ, 全質量保存則, 水蒸気量の保存則, 全質量に関する運動量保存則, 全質量に関する全エネルギー保存則から導出する. 診断方程式には, 理想気体の状態方程式を用いる. [1]

!! 注意: この Appendix 中では導出の都合上, 乾燥空気の気体定数を R^d 定圧比熱を c_p^d とし, 全大気の気体定数を R とおいた. しかし, 本文中では, 乾燥空気の気体定数を R, 定圧比熱を c_p と表記している.

A.2.1 状態方程式

乾燥空気, 水蒸気の状態方程式はそれぞれ

$$p^d = \rho^d R^d T, \tag{A.1}$$

$$p^v = \rho^v R^v T, \tag{A.2}$$

である. ここで $\bullet^d$, $\bullet^v$ はそれぞれ乾燥空気および水蒸気に関する量であることを示す. したがって, 全圧 $p = p^d + p^v$ は,

$$p = (\rho^d R^d + \rho^v R^v)T \tag{A.3}$$

$$= \rho R^d (1 + \epsilon_v q)T, \tag{A.4}$$

となる. ここで, $q = \rho_v/\rho$ は比湿, であり, $\epsilon_v \equiv 1/\epsilon - 1$, $\epsilon \equiv R^d/R^v (= 0.622)$ である. したがって, 全大気の状態方程式は,

$$p = \rho R T. \tag{A.5}$$

ただし, $R \equiv R^d(1 + \epsilon_v q)$ である. あるいは, 仮温度 $T_v \equiv T(1 + \epsilon_v q)$ を用いれば,

$$p = \rho R^d T_v. \tag{A.6}$$

A.2.2 連続の式

全大気の質量保存則は, 水蒸気の生成消滅を無視すれば, [2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j) = 0. \tag{A.7}$$

あるいは, ラグランジュ形式で記述すれば,

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \boldsymbol{v} = 0. \tag{A.8}$$

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

[1] 乾燥空気と水蒸気は, 同じ速度と温度をもつことを暗黙のうちに仮定している. したがって, 水蒸気に関する運動量保存則および全エネルギー保存則および状態方程式を考慮する必要がない.

[2] 次で示すように水蒸気式では生成消滅を含めている. したがって, 全大気の質量保存則は, 水蒸気の生成消滅が起きても全質量が保存するように, 乾燥大気量が変化することを要請していることになる.

A.2.3　水蒸気の式

水蒸気密度 ρ^v に対する質量保存則は, 単位時間単位体積あたりの生成消滅量を S とすれば,

$$\frac{\partial \rho^v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho^v v_j) = S. \tag{A.9}$$

比湿 $q = \rho^v/\rho$ に関する式は, 原理的には式 (A.7) と式 (A.9) から得ることができる. しかし, 今の場合, 式 (A.7) で水蒸気の生成消滅を無視したので, 正しくは得られない. そこで比湿の生成消滅に関する項を改めて S_q と定義する.

$$\frac{dq}{dt} = S_q. \tag{A.10}$$

A.2.4　運動方程式

運動量保存則は, 水蒸気の生成消滅にともなう運動量変化を無視すれば次のように書ける.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho\frac{\partial \Phi^*}{\partial x_i} = F_i'. \tag{A.11}$$

ここで, p は圧力, σ_{ij} は粘性応力テンソル, Φ^* は地球の引力によるポテンシャル[3] , F_i' はその他の外力項である. あるいは連続の式を用いてラグランジュ形式で記述すると

$$\rho\frac{dv_i}{dt} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho\frac{\partial \Phi^*}{\partial x_i} = F_i', \tag{A.12}$$

となる. ここで, 粘性項と外力項を F_i とおき, さらにベクトル表示する

$$\rho\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} + \nabla p + \rho\nabla\Phi^* = \boldsymbol{F}. \tag{A.13}$$

A.2.5　熱力学の式

単位質量あたりの全エネルギーは, 運動エネルギー $\boldsymbol{v}/2$ と内部エネルギー ε およぼポテンシャルエネルギー Φ^* の和で表現される. この時間変化率の式は, 水蒸気の生成消滅による影響を無視すれば,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\rho\left(\frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2 + \varepsilon + \Phi^*\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\rho\left(\frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2 + \varepsilon + \Phi^*\right)v_j + pv_j - \sigma_{ij}v_i\right] = \rho Q + F_i'v_i, \tag{A.14}$$

である. ここで, Q は外界からの加熱率である. 一方, 運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの和の保存式は, 運動量保存式 (A.11) に v_i をかけ連続の式を用いて変形することで得られる. 変形の際には $\frac{\partial \Phi^*}{\partial t} = 0$ であるとしている. [4]

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho v_i^2 + \rho\Phi^*\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\rho v_j\boldsymbol{v}^2 + \rho\Phi^* v_j + pv_j - \sigma_{ij}v_i\right) = p\frac{\partial v_j}{\partial x_j} - \sigma_{ij}\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + F_i'v_i, \tag{A.15}$$

[3] これは遠心力を考慮しない地球の質量にのみ起因したポテンシャル.

[4] 導出の過程を示す. 左辺第 1 項と第 2 項は次のように変形される.

$$\begin{aligned}
v_i\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + v_i\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j v_i) &= \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i^2) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j v_i^2) - \rho\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}v_i^2\right) - \rho v_j\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}v_i^2\right) \\
&= \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i^2) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j v_i^2) - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho v_i^2\right) - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}v_i^2\rho v_j\right) \\
&\quad + \frac{1}{2}v_i^2\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{2}v_i^2\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j) \\
&= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho v_i^2\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\frac{1}{2}\rho v_j v_i^2) + \frac{1}{2}v_i^2\left\{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j)\right\}
\end{aligned}$$

となる. 式 (A.14) から式 (A.15) を引き去ると, 次のように内部エネルギーの式が得られる.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon v_j) = -p\frac{\partial v_j}{\partial x_j} + \sigma_{ij}\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \rho Q. \tag{A.16}$$

連続の式を用いてラグランジュ形式に書き直せば

$$\rho\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dt}\right) + \rho Q. \tag{A.17}$$

ここで, 外界からの加熱の項と粘性による加熱の項をまとめて Q^* とおいた.
内部エネルギーを温度を用いて表現すると $\varepsilon = c_v T$ である. さらに状態方程式 (A.5) を用いて式 (A.17) を変形する. $c_p = c_v + R$ であることに注意すれば

$$\frac{dc_pT}{dt} = \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dt} + Q^*, \tag{A.18}$$

となる. ここで, c_p を乾燥空気の定圧比熱 c_p^d (定数) で近似すると[5] 次の熱力学の式を得る.

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p^d\rho}\frac{dp}{dt} + \frac{Q^*}{c_p^d}. \tag{A.19}$$

$$= \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\rho v_i^2\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\frac{1}{2}\rho v_j v_i^2).$$

また, 左辺第 4 項は次のように変形される.

$$\begin{aligned} v_i\rho\frac{\partial\Phi^*}{\partial x_i} &= \Phi^*\left\{\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i)\right\} + \rho\frac{\partial\Phi^*}{\partial t} + v_i\rho\frac{\partial\Phi^*}{\partial x_i} \\ &= \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi^*) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\Phi^* v_i). \end{aligned}$$

[5] この近似には疑問が残る. 状態方程式においては, 気体定数 R を R^d とする近似は (仮温度 T_v を導入することで) 行なわなかった. c_p についてだけ近似するのは近似のレベルに一貫性がないように思われる.

A.3　回転系への変換

A.3.1　回転系への変換公式

方程式系を, 一定の自転角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ で回転する回転系に変換する.

A.3.2　スカラーの変換公式

慣性系における時間微分を添字 a で, 回転系を添字 r で表現する. このとき, 任意のスカラー ψ に対して,

$$\left(\frac{d\psi}{dt}\right)_{\mathrm{a}} = \left(\frac{d\psi}{dt}\right)_{\mathrm{r}}, \tag{A.20}$$

が成りたつ. [6]

A.3.3　ベクトルの変換公式

任意のベクトル $\boldsymbol{A}$ に対する慣性系および回転系での微分は次の関係をもつ.

$$\left(\frac{d\boldsymbol{A}}{dt}\right)_{\mathrm{a}} = \left(\frac{d\boldsymbol{A}}{dt}\right)_{\mathrm{r}} + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{A}. \tag{A.21}$$

(証明)　　任意のベクトル $\boldsymbol{A}$ を, 慣性系では

$$\boldsymbol{A} = \quad \boldsymbol{i}A_x + \boldsymbol{j}A_y + \boldsymbol{k}A_z \tag{A.22}$$

と表し, 回転系では

$$\boldsymbol{A} = \quad \boldsymbol{i}'A'_x + \boldsymbol{j}'A'_y + \boldsymbol{k}'A'_z \tag{A.23}$$

と表す. 時間微分をとると

$$\begin{aligned}
\left(\frac{d\boldsymbol{A}}{dt}\right)_{\mathrm{a}} &= \boldsymbol{i}\left(\frac{dA_x}{dt}\right)_{\mathrm{a}} + \boldsymbol{j}\left(\frac{dA_y}{dt}\right)_{\mathrm{a}} + \boldsymbol{k}\left(\frac{dA_z}{dt}\right)_{\mathrm{a}} \\
&= \boldsymbol{i}'\left(\frac{dA'_x}{dt}\right)_{\mathrm{a}} + \boldsymbol{j}'\left(\frac{dA'_y}{dt}\right)_{\mathrm{a}} + \boldsymbol{k}'\left(\frac{dA'_z}{dt}\right)_{\mathrm{a}} + \left(\frac{d\boldsymbol{i}'}{dt}\right)_{\mathrm{a}}A'_x + \left(\frac{d\boldsymbol{j}'}{dt}\right)_{\mathrm{a}}A'_y + \left(\frac{d\boldsymbol{k}'}{dt}\right)_{\mathrm{a}}A'_z \\
&= \boldsymbol{i}'\left(\frac{dA'_x}{dt}\right)_{\mathrm{r}} + \boldsymbol{j}'\left(\frac{dA'_y}{dt}\right)_{\mathrm{r}} + \boldsymbol{k}'\left(\frac{dA'_z}{dt}\right)_{\mathrm{r}} + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{i}'A'_x + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{j}'A'_y + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{k}'A'_z \\
&= \left(\frac{d\boldsymbol{A}}{dt}\right)_{\mathrm{r}} + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{A}.
\end{aligned} \tag{A.24}$$

(証明終り)

ここで $\boldsymbol{A}=\boldsymbol{r}$ ($\boldsymbol{r}$ は位置ベクトル) とおけば慣性系での速度 $\boldsymbol{v}_a \equiv (d\boldsymbol{r}/dt)_{\mathrm{a}}$ (これまでの $\boldsymbol{v}$) は回転系での速度 $\boldsymbol{v} \equiv (d\boldsymbol{r}/dt)_{\mathrm{r}}$ を用いて次のように表すことができる.

$$\boldsymbol{v}_a = \boldsymbol{v} + \boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r}. \tag{A.25}$$

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

[6] これは自明のこととしたい. スカラー ψ の座標変換は座標変換テンソルに依存しない (で同じ値をとる) からである. なお, Pedlosky (1987) では, ベクトルの変換公式を使ってスカラーの変換を証明している. ところがベクトルの変換公式ではスカラーの変換公式を使っているので, 何がなんだかわからない.

一方, ベクトルの座標変換は, 座標変換テンソルとの積で表現される. したがって, 座標変換テンソル自体が時間変化する場合, 当然ベクトルの時間微分は座標変換テンソルの時間微分の影響を受ける.

さらに, 式 (A.21) で $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{v}_{\rm a}$ とおけば, 速度の時間微分項は

$$\frac{d\boldsymbol{v}_a}{dt} = \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}), \tag{A.26}$$

と変換できる.

A.3.4　回転系への変換

変換の式 (A.26) を用いて運動方程式を回転系で記述する.

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{r}) + \nabla\Phi^* + \boldsymbol{F}. \tag{A.27}$$

ここで, 重力加速度 $\boldsymbol{g} \equiv \nabla\Phi^* - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v})$ を定義すれば, 運動方程式は

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{v} + \boldsymbol{g} + \boldsymbol{F}, \tag{A.28}$$

となる.
連続の式および熱力学の式においては, ラグランジュ微分が作用している密度および温度は座標変換に無関係なスカラーであるため, その時間微分の形は変わらない. 連続の式は, 速度場の発散を含むが, これは座標変換によっても値は変わらない. したがって, これらの式は形を変えない. [7]

[7] ここで私が気になっているのは, 運動エネルギー保存の式が, 回転系への移行によって形を変えることである.

A.4　球座標への変換

A.4.1　直交曲線座標系における微分

一般の直交曲線座標 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) において, スカラー $\bullet$ およびベクトル $\boldsymbol{A} = (A_1, A_2, A_3)$ は次のように表現される. なお, h_i は各軸方向の規模因子であり, 各軸方向の基底ベクトルは $\boldsymbol{e}_i$ とする.

$$\nabla\bullet = \left(\frac{1}{h_1}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_1}, \frac{1}{h_2}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_2}, \frac{1}{h_3}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_3}\right), \tag{A.29}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A} = \frac{1}{h_1h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial\xi_1}(h_2h_3A_1) + \frac{\partial}{\partial\xi_2}(h_1h_3A_2) + \frac{\partial}{\partial\xi_3}(h_1h_2A_3)\right], \tag{A.30}$$

$$\nabla^2\bullet = \frac{1}{h_1h_2h_3}\left[\frac{\partial}{\partial\xi_1}\left(\frac{h_2h_3}{h_1}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_1}\right) + \frac{\partial}{\partial\xi_2}\left(\frac{h_1h_3}{h_2}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_2}\right) + \frac{\partial}{\partial\xi_3}\left(\frac{h_1h_2}{h_3}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_3}\right)\right], \tag{A.31}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{A} = \left(\frac{1}{h_2h_3}\left[\frac{\partial(h_3A_3)}{\partial\xi_2} - \frac{\partial(h_2A_2)}{\partial\xi_3}\right], \frac{1}{h_3h_1}\left[\frac{\partial(h_1A_1)}{\partial\xi_3} - \frac{\partial(h_3A_3)}{\partial\xi_1}\right], \frac{1}{h_1h_2}\left[\frac{\partial(h_2A_2)}{\partial\xi_1} - \frac{\partial(h_1A_1)}{\partial\xi_2}\right]\right), \tag{A.32}$$

$$\frac{d\bullet}{dt} = \frac{\partial\bullet}{\partial t} + \frac{v_1}{h_1}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_1} + \frac{v_2}{h_2}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_2} + \frac{v_3}{h_3}\frac{\partial\bullet}{\partial\xi_3}, \tag{A.33}$$

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = \sum_{k=1}^{3}\boldsymbol{e}_k\left[\frac{\partial v_k}{\partial t} + \sum_{j=1}^{3}\frac{v_k}{h_k}\frac{\partial v_k}{\partial\xi_j} + \left(-\frac{v_j}{h_j}\frac{1}{h_k}\frac{\partial h_j}{\partial\xi_k} + \frac{v_k}{h_k}\frac{1}{h_j}\frac{\partial h_k}{\partial\xi_j}\right)v_j\right]. \tag{A.34}$$

A.4.2　球座標系における微分

重力加速度 $\boldsymbol{g}$ が地球中心を向いているとみなして, 方程式系を球座標 $(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = (\lambda, \varphi, r)$ に変換する. 回転系に固定した直交直線座標 (x_1, x_2, x_3) との関係は

$$x_1 = r\cos\varphi\cos\lambda, \tag{A.35}$$

$$x_2 = r\cos\varphi\sin\lambda, \tag{A.36}$$

$$x_3 = r\sin\varphi, \tag{A.37}$$

である. ここで, λ は緯度, φ は経度, r は鉛直座標である. また, 基底ベクトルを $(\boldsymbol{e}_\lambda, \boldsymbol{e}_\varphi, \boldsymbol{e}_r)$, 速度ベクトルを (u, v, w) で表す.
各方向の規模因子 (scale factor) は

$$h_\lambda = r\cos\varphi, \quad h_\varphi = r, \quad h_r = 1. \tag{A.38}$$

したがって, スカラー $\bullet$ およびベクトル $\boldsymbol{A} = (A_\lambda, A_\varphi, A_r)$ に関する微分表現は次のようになる.

$$\nabla\bullet = \boldsymbol{e}_\lambda\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda} + \boldsymbol{e}_\varphi\frac{1}{r}\frac{\partial\bullet}{\partial\varphi} + \boldsymbol{e}_r\frac{\partial\bullet}{\partial r}, \tag{A.39}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{A} = \frac{1}{r^2\cos\varphi}\left[r\frac{\partial A_\lambda}{\partial\lambda} + r\frac{\partial}{\partial\varphi}(\cos\varphi A_\varphi) + \cos\varphi\frac{\partial}{\partial r}(r^2A_r)\right], \tag{A.40}$$

$$\nabla^2\bullet = \frac{1}{r^2\cos\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{1}{\cos\varphi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda}\right) + \frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\cos\varphi\frac{\partial\bullet}{\partial\varphi}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\cos\varphi\frac{\partial\bullet}{\partial r}\right)\right], \tag{A.41}$$

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

$$\begin{aligned}\nabla\times\boldsymbol{A} &= \boldsymbol{e}_\lambda\frac{1}{r}\left[\frac{\partial A_r}{\partial\varphi}-\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi)\right]\\ &\quad+\boldsymbol{e}_\varphi\frac{1}{r\cos\varphi}\left[\frac{\partial}{\partial r}(r\cos\varphi A_\lambda)-\frac{\partial A_r}{\partial\lambda}\right]\\ &\quad+\boldsymbol{e}_r\frac{1}{r\cos\varphi}\left[\frac{\partial A_\varphi}{\partial\lambda}-\frac{\partial}{\partial\varphi}(\cos\varphi A_\lambda)\right],\end{aligned}\tag{A.42}$$

$$\frac{d\bullet}{dt}=\frac{\partial\bullet}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial\bullet}{\partial\varphi}+w\frac{\partial\bullet}{\partial r},\tag{A.43}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\boldsymbol{A}}{dt} &= \boldsymbol{e}_\lambda\left[\frac{\partial A_\lambda}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial A_\lambda}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial A_\lambda}{\partial\varphi}+w\frac{\partial A_\lambda}{\partial r}+\frac{u}{r}A_r-\frac{u\tan\varphi}{r}A_\varphi\right]\\ &\quad+\boldsymbol{e}_\varphi\left[\frac{\partial A_\varphi}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\varphi}+w\frac{\partial A_\varphi}{\partial r}+\frac{v}{r}A_r+\frac{u\tan\varphi}{r}A_\lambda\right]\\ &\quad+\boldsymbol{e}_r\left[\frac{\partial A_r}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\varphi}\frac{\partial A_r}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial A_r}{\partial\varphi}+w\frac{\partial A_r}{\partial r}-\frac{v}{r}A_\varphi-\frac{u}{r}A_\lambda\right].\end{aligned}\tag{A.44}$$

A.4.3 球座標への変換

自転角速度ベクトルの表現は次のようになる.

$$2\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{v} = 2\Omega(\boldsymbol{e}_\varphi\cos\varphi+\boldsymbol{e}_r\sin\varphi)\times(u\boldsymbol{e}_\lambda+v\boldsymbol{e}_\varphi+w\boldsymbol{e}_r)\tag{A.45}$$

$$= (2\Omega\cos\varphi w-2\Omega\sin\varphi v)\boldsymbol{e}_\lambda+2\Omega\sin\varphi u\boldsymbol{e}_\varphi-2\Omega\cos\varphi u\boldsymbol{e}_r.\tag{A.46}$$

したがって, 運動方程式は

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho r\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial\lambda}+2\Omega v\sin\varphi-2\Omega w\cos\varphi+\frac{uv}{r}\tan\varphi-\frac{uw}{r}+F_\lambda,\tag{A.47}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial\varphi}-2\Omega u\sin\varphi-\frac{u^2}{r}\tan\varphi-\frac{vw}{r}+F_\varphi,\tag{A.48}$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-g+2\Omega u\cos\varphi+\frac{u^2}{r}+\frac{v^2}{r}+F_r.\tag{A.49}$$

連続の式は

$$\frac{d\rho}{dt}+\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}(u)+\frac{1}{r\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\cos\varphi v)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2w)=0.\tag{A.50}$$

熱力学の式は

$$\frac{d}{dt}T=\frac{1}{c_p^d\rho}\frac{dp}{dt}+\frac{Q^*}{c_p^d}.\tag{A.51}$$

状態方程式は

$$p=\rho RT.\tag{A.52}$$

水蒸気の式は

$$\frac{dq}{dt}=S_q.\tag{A.53}$$

ここで,

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\frac{u}{r\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\lambda}+\frac{v}{r}\frac{\partial}{\partial\phi}+w\frac{\partial}{\partial r},\tag{A.54}$$

である.

A.5　z-座標プリミティブ方程式

A.5.1　静力学平衡近似

鉛直方向の運動方程式に対し, 静力学平衡近似を行なう.

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g. \tag{A.55}$$

このとき, 運動エネルギーの保存則を考慮して, 水平方向の運動方程式に対しても近似を施す. 運動エネルギーの式は, 運動方程式の各成分にそれぞれ u, v, w をかけることで得られる.

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}\boldsymbol{v}^2\right) &= u\frac{du}{dt} + v\frac{dv}{dt} + w\frac{dw}{dt} \\
&= u\left\{-\frac{1}{\rho r\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial \lambda} + \underbrace{2v\Omega\sin\varphi}_{(1)} - \underbrace{2w\Omega\cos\varphi}_{(2)} + \underbrace{\frac{uv}{r}\tan\varphi}_{(3)} - \underbrace{\frac{uw}{r}}_{(4)} + F_\lambda\right\} \\
&\quad + v\left\{-\frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \varphi} - \underbrace{2\Omega u\sin\varphi}_{(1)} - \underbrace{\frac{u^2}{r}\tan\varphi}_{(3)} - \underbrace{\frac{vw}{r}}_{(5)} + F_\varphi\right\} \\
&\quad + w\left\{-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} - g + \underbrace{2\Omega u\cos\varphi}_{(2)} + \underbrace{\frac{u^2}{r}}_{(4)} + \underbrace{\frac{v^2}{r}}_{(5)} + F_r\right\} \\
&= -\frac{1}{\rho}\boldsymbol{v}\nabla p - gw - \boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{F}.
\end{aligned} \tag{A.56}$$

コリオリの力およびメトリック項は同じ番号のもの同士で打ち消しあって, 運動エネルギーの時間変化に寄与しないことがわかる. [8] したがって, 静力学平衡近似の際に鉛直成分の式から落とした項 (2),(4),(5) に対応した水平成分の式の項も取り除く. これにより, 運動方程式の水平成分は次のようになる.

$$\frac{du}{dt} = \frac{uv\tan\varphi}{r} + fv - \frac{1}{\rho r\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda \tag{A.57}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{u^2\tan\varphi}{a} - fu - \frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \varphi} + F_\varphi. \tag{A.58}$$

ここで, f はコリオリパラメータ $f \equiv 2\Omega\sin\varphi$ である.

A.5.2　薄い球殻近似

大気の層が地球半径に比べて薄いことを仮定し, 方程式中の r を, 代表的な地球半径 a でおきかえる. また, r による微分はすべて海抜高度 z による微分でおきかえる. このとき基礎方程式は次のようになる.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho\nabla\cdot\boldsymbol{v}, \tag{A.59}$$

$$\frac{dq}{dt} = S_q, \tag{A.60}$$

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司
2005/04/04 石渡正樹

[8] 遠心力を重力加速度から分離してエネルギーの式で考慮すると, この寄与はキャンセルすることなく残る.

$$\frac{du}{dt} = \frac{uv\tan\varphi}{a} + fv - \frac{1}{\rho a\cos\varphi}\frac{\partial p}{\partial\lambda} + F_\lambda, \tag{A.61}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{u^2\tan\varphi}{a} - fu - \frac{1}{\rho a}\frac{\partial p}{\partial\varphi} + F_\varphi, \tag{A.62}$$

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g, \tag{A.63}$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c_p^d\rho}\frac{dp}{dt} + \frac{Q^*}{c_p^d}, \tag{A.64}$$

$$p = \rho R^d T_v. \tag{A.65}$$

ここで,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi} + w\frac{\partial}{\partial z}, \tag{A.66}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{v} \equiv \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial\varphi}(v\cos\varphi) + \frac{\partial w}{\partial z}. \tag{A.67}$$

A.6　σ-座標プリミティブ方程式

静力学平衡のもとでは, 気圧 p は鉛直座標 z に対し単調減少する関数である. そこで, 鉛直座標を z から, 地表面気圧 p_s で規格化した気圧座標,

$$\sigma \equiv \frac{p}{p_s}, \tag{A.68}$$

に変換する. σ と z の関係は, 静力学平衡の式を変形して得られる.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial z} = -\frac{g\sigma}{R^d T_v}. \tag{A.69}$$

A.6.1　σ-座標変換公式

z- 座標から σ- 座標への変換公式を示す.
鉛直微分

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bullet}{\partial z} &= \frac{\partial \sigma}{\partial z}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma} \\ &= -\frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}. \end{aligned} \tag{A.70}$$

水平微分

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \lambda}\right)_z &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \lambda}\right)_\sigma - \frac{\partial \sigma}{\partial z}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma \\ &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma, \end{aligned} \tag{A.71}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \varphi}\right)_z &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \varphi}\right)_\sigma - \frac{\partial \sigma}{\partial z}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_\sigma \\ &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial \varphi}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_\sigma. \end{aligned} \tag{A.72}$$

時間微分

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \bullet}{\partial t}\right)_z &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial t}\right)_\sigma - \frac{\partial \sigma}{\partial z}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma \\ &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma. \end{aligned} \tag{A.73}$$

ラグランジュ微分はこれらを用いて,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d \bullet}{dt}\right)_z &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial t}\right)_z + \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial \bullet}{\partial \lambda}\right)_z + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial \bullet}{\partial \varphi}\right)_z + w\left(\frac{\partial \bullet}{\partial z}\right)_z \\ &= \left(\frac{\partial \bullet}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial \bullet}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial \bullet}{\partial \varphi}\right)_\sigma + w\left(\frac{\partial \bullet}{\partial z}\right)_\sigma \\ &\quad + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\left\{\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_\sigma - w\right\}\frac{\partial \bullet}{\partial \sigma} \\ &= \left(\frac{d \bullet}{dt}\right)_\sigma. \end{aligned} \tag{A.74}$$

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

ここで, σ-座標鉛直速度 $\dot{\sigma}$ を定義する.

$$\dot{\sigma} \equiv \frac{g\sigma}{R^d T_v}\left\{\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_\sigma - w\right\}. \tag{A.75}$$

A.6.2 σ-座標プリミティブ方程式系

静力学平衡の式

式 (A.69) を重力ポテンシャル $\Phi = gz$ を用いて書けば,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{R^d T_v}{\sigma}. \tag{A.76}$$

運動方程式

水平の圧力勾配は, 式 (A.71) および式 (A.72) を p に対して適用し, 式 (A.68) を用いれば次のように変換される.

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial \lambda}\right)_z &= \frac{1}{\rho}\left\{\left(\frac{\partial p}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial p}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma\right\} \\
&= \frac{R^d T_v}{p_s}\frac{\partial p_s}{\partial \lambda} + \frac{R^d T_v}{p}\frac{g\sigma}{R^d T_v}p_s\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma \\
&= R^d T_v\left(\frac{\partial \pi}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda},
\end{aligned} \tag{A.77}$$

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial \varphi}\right)_z = R^d T_v\left(\frac{\partial \pi}{\partial \varphi}\right)_\sigma + \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}. \tag{A.78}$$

ここで $\pi \equiv \ln p_s$ である. したがって, 運動方程式の水平成分は,

$$\frac{du}{dt} - fv - \frac{uv}{a}\tan\varphi = -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{R^d T_v}{a\cos\varphi}\frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + F_\lambda, \tag{A.79}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + \frac{u^2}{a}\tan\varphi = -\frac{1}{a}\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} - \frac{R^d T_v}{a}\frac{\partial \pi}{\partial \varphi} + F_\varphi. \tag{A.80}$$

連続の式

速度の発散は,

$$\begin{aligned}
(\nabla\cdot\boldsymbol{v})_z &= \frac{1}{a\cos\varphi}\left[\left(\frac{\partial u}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial u}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma\right] \\
&\quad + \frac{1}{a\cos\varphi}\left[\left(\frac{\partial}{\partial \varphi}(v\cos\varphi)\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial}{\partial \sigma}(v\cos\varphi)\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma\right] - \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\frac{dz}{dt}\right)_\sigma \\
&= \frac{1}{a\cos\varphi}\left[\left(\frac{\partial u}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial u}{\partial \sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma\right] \\
&\quad + \frac{1}{a\cos\varphi}\left[\left(\frac{\partial}{\partial \varphi}(v\cos\varphi)\right)_\sigma + \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial}{\partial \sigma}(v\cos\varphi)\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma\right] \\
&\quad - \frac{g\sigma}{R^d T_v}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{u}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial z}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_\sigma + \dot{\sigma}\frac{\partial z}{\partial \sigma}\right] \\
&= \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial u}{\partial \lambda}\right)_\sigma + \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial \varphi}(v\cos\varphi)\right)_\sigma + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
& -\frac{g\sigma}{R^d T_v}\left[\frac{\partial}{\partial\sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial t}\right)_\sigma + \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial\lambda}\right)_\sigma + \frac{v}{a}\frac{\partial}{\partial\sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial\varphi}\right)_\sigma + \dot\sigma\frac{\partial}{\partial\sigma}\left(\frac{\partial z}{\partial\sigma}\right)\right] \\
= \quad & (\nabla\cdot\boldsymbol{v}_H)_\sigma + \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma} + \frac{\partial\sigma}{\partial z}\left(\frac{d}{dt}\frac{\partial z}{\partial\sigma}\right)_\sigma . \qquad \text{(A.81)}
\end{aligned}
$$

ここで,

$$
\nabla\cdot\boldsymbol{v}_H \equiv \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial u}{\partial\lambda}\right)_\sigma + \frac{1}{a\cos\varphi}\left(\frac{\partial}{\partial\varphi}(v\cos\varphi)\right)_\sigma . \qquad \text{(A.82)}
$$

ゆえに, z- 座標連続の式は次のように変換される.

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_z + (\nabla\cdot\boldsymbol{v})_z &= \frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_\sigma + (\nabla\cdot\boldsymbol{v}_H)_\sigma + \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma} + \frac{\partial\sigma}{\partial z}\left(\frac{d}{dt}\frac{\partial z}{\partial\sigma}\right)_\sigma \\
&= \frac{1}{\rho}\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_\sigma + (\nabla\cdot\boldsymbol{v}_H)_\sigma + \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma} + \frac{\rho}{p_s}\left(\frac{d}{dt}\frac{p_s}{\rho}\right)_\sigma \\
&= \left(\frac{d\ln p_s}{dt}\right)_\sigma + (\nabla\cdot\boldsymbol{v}_H)_\sigma + \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma}. \qquad \text{(A.83)}
\end{aligned}
$$

したがって $\pi \equiv \ln p_s$ を用いて記述すれば次のようになる.

$$
\frac{d\pi}{dt} + \nabla\cdot\boldsymbol{v}_H + \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma} = 0. \qquad \text{(A.84)}
$$

熱力学の式

式 (A.64) の右辺第 1 項は次のように変換される.

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{c_p^d\rho}\frac{dp}{dt} &= \frac{1}{c_p^d\rho}\left\{\frac{\partial p}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma p + \dot\sigma\frac{\partial p}{\partial\sigma}\right\} \\
&= \frac{1}{c_p^d\rho}\left\{\sigma\frac{\partial p_s}{\partial t} + \sigma\boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma p_s + \dot\sigma p_s\right\} \\
&= \frac{R^d T_v}{c_p^d}\left\{\frac{\partial\pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi + \frac{\dot\sigma}{\sigma}\right\}. \qquad \text{(A.85)}
\end{aligned}
$$

ここで,

$$
\boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma = \frac{u}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial}{\partial\varphi}. \qquad \text{(A.86)}
$$

したがって, 熱力学の式はつぎのようになる.

$$
\frac{dT}{dt} = \frac{R^d T_v}{c_p^d}\left\{\frac{\partial\pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi + \frac{\dot\sigma}{\sigma}\right\} + \frac{Q^*}{c_p^d}. \qquad \text{(A.87)}
$$

A.6.3　境界条件

ここで, σ 座標における境界条件について述べる.

地表面高度

$$
\Phi = \Phi_s(\lambda,\varphi) \quad \text{at} \quad \sigma = 1. \qquad \text{(A.88)}
$$

すなわち, Φ_s は表面地形を表す. この境界条件を用いて, 静力学平衡の式を鉛直積分することで, 任意の σ における高度 Φ を求めることができる.

σ 座標鉛直速度

$$\dot{\sigma} = 0 \quad at \quad \sigma = 0,\ 1. \tag{A.89}$$

水平流および熱力学変数

ここでは述べない.

A.6.4 傾向方程式

連続の式を鉛直方向に $\sigma = 0$ から $\sigma = 1$ まで積分し, $\dot{\sigma}$ に関する境界条件を用いれば, 傾向方程式とよばれる π の時間変化に関する式が得られる.

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi d\sigma - \int_0^1 D d\sigma. \tag{A.90}$$

この式を用いれば, $\dot{\sigma}$ の情報がなくても地表面気圧の時間変化を求めることができる. なお, ここでは後のことを考えて $\nabla \cdot \boldsymbol{v}_H$ を D と表現している. D については次節で改めて定義する.
鉛直速度 $\dot{\sigma}$ は, 連続の式を鉛直方向に $\sigma = 0$ から $\sigma = \sigma$ まで積分することで診断的に得られる.

$$\dot{\sigma} = -\sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} - \int_0^\sigma D d\sigma - \int_0^\sigma \boldsymbol{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi d\sigma. \tag{A.91}$$

A.7　モデル支配方程式

A.7.1　渦度方程式と発散方程式

渦度:

$$\zeta \equiv \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial \varphi}(u\cos\varphi). \tag{A.92}$$

発散:

$$D \equiv \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial \varphi}(v\cos\varphi). \tag{A.93}$$

渦度方程式

運動方程式の u の式に $\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos\varphi$ を作用し, v の式に $\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}$ を作用し差をとって変形すれば次の渦度方程式を得る.

$$\begin{aligned}\frac{\partial\zeta}{\partial t} &= -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\zeta v\cos\varphi) - \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta u)\\ &\quad -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\dot\sigma\frac{\partial v}{\partial\sigma} + \frac{R^dT_v}{ap_s}\frac{\partial p_s}{\partial\varphi} - F_\varphi + fu\right]\\ &\quad -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[-\cos\varphi\dot\sigma\frac{\partial u}{\partial\sigma} - \frac{R^dT_v}{ap_s}\frac{\partial p_s}{\partial\lambda} + F_\lambda\cos\varphi + fv\cos\varphi\right].\end{aligned} \tag{A.94}$$

発散方程式

運動方程式の u の式に $\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}$ を作用し, v の式に $\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\cos\varphi$ を作用し和をとって変形すると次の発散方程式を得る.

$$\begin{aligned}\frac{\partial D}{\partial t} &= \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta v) - \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\zeta u\cos\varphi)\\ &\quad -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\dot\sigma\frac{\partial u}{\partial\sigma} + \frac{R^dT_v}{a\cos\varphi p_s}\frac{\partial p_s}{\partial\lambda} - F_\lambda - fv\right]\\ &\quad -\frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\cos\varphi\dot\sigma\frac{\partial v}{\partial\sigma} + \frac{R^dT_v}{ap_s}\frac{\partial p_s}{\partial\varphi}\cos\varphi - F_\varphi\cos\varphi + fu\cos\varphi\right]\\ &\quad -\nabla^2_\sigma(\Phi + KE).\end{aligned} \tag{A.95}$$

ここで,

$$\nabla^2_\sigma = \frac{1}{a^2\cos^2\varphi}\frac{\partial^2}{\partial\lambda^2} + \frac{1}{a^2\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\varphi}), \tag{A.96}$$

$$KE = \frac{u^2+v^2}{2}. \tag{A.97}$$

A.7.2　変数変換

支配方程式系における変数を, モデル内部で用いている変数に変換する. まず, $\mu \equiv \sin\varphi$ を導入する. また速度場 u, v は $U \equiv u\cos\phi$, $V \equiv \cos\phi$ に変換する. [9] このとき, 水平風の渦度 ζ と発散 D

94/04/13 石渡正樹
97/04/15 赤堀浩司

[9] u, v のままでも渦度や発散にすれば極での特異性を回避できるのではないか?

は次のように変換され, この表現をあらためて ζ および D と定義する.

$$\begin{aligned}\zeta &= \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial v}{\partial\lambda} - \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(u\cos\varphi)\\ &= \frac{1}{a\cos^2\varphi}\frac{\partial v\cos\phi}{\partial\lambda} - \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(u\cos\varphi)\\ &= \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial V}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial U}{\partial\mu},\end{aligned} \tag{A.98}$$

$$\begin{aligned}D &= \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(v\cos\varphi)\\ &= \frac{1}{a\cos^2\varphi}\frac{\partial u\cos\phi}{\partial\lambda} + \frac{1}{a\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi}(v\cos\varphi)\\ &= \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U}{\partial\lambda} + \frac{1}{a}\frac{\partial V}{\partial\mu}.\end{aligned} \tag{A.99}$$

水平風による移流は次のように変換される.

$$\begin{aligned}\frac{u}{a\cos\phi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial\bullet}{\partial\phi} &= \frac{1}{a\cos^2\phi}\left\{\frac{\partial}{\partial\lambda}(u\cos\phi\bullet) - \bullet\frac{\partial}{\partial\lambda}(u\cos\phi)\right\} \frac{1}{a\cos\phi}\left\{\frac{\partial}{\partial\phi}(v\cos\phi\bullet) - \bullet\frac{\partial}{\partial\phi}(v\cos\phi)\right\}\\ &= \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}(U\bullet) - \frac{\bullet}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U}{\partial\lambda} + \frac{1}{a\mu}\frac{\partial}{\partial\phi}(V\bullet) - \frac{\bullet}{a}\frac{\partial V}{\partial\mu}\\ &= \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}(U\bullet) + \frac{1}{a\mu}\frac{\partial}{\partial\phi}(V\bullet) + \bullet D.\end{aligned} \tag{A.100}$$

水平風による移流のもうひとつの記述を連続の式の変換のために示す.

$$\begin{aligned}\frac{u}{a\cos\phi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda} + \frac{v}{a}\frac{\partial\bullet}{\partial\phi} &= +\frac{u\cos\phi}{a\cos^2\phi}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda} + \frac{v\cos\phi}{a\cos\phi}\frac{\partial\bullet}{\partial\phi}\\ &= +\frac{U}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial\bullet}{\partial\lambda} + \frac{V}{a}\frac{\partial\bullet}{\partial\mu}\\ &\equiv \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\bullet.\end{aligned} \tag{A.101}$$

これらを用いて, 方程式系を次のように変数変換する.
連続の式[10]

$$\frac{\partial\pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi = -\nabla_\sigma\cdot\boldsymbol{v}_H - \frac{\partial\dot\sigma}{\partial\sigma}. \tag{A.102}$$

渦度方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial\zeta}{\partial t} &= -\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}(\zeta V) - \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta U)\\ &\quad -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\dot\sigma\frac{\partial V}{\partial\sigma} + \frac{R^dT_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu} - F_\varphi\cos\varphi + fU\right]\\ &\quad -\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\dot\sigma\frac{\partial U}{\partial\sigma} - \frac{R^dT_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda} + F_\lambda\cos\varphi + fV\right].\end{aligned} \tag{A.103}$$

発散方程式

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}(\zeta V) - \frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}(\zeta U)$$

[10] 発散はすべて D を用いて表現すべきだろう.

$$
\begin{aligned}
&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\dot\sigma\frac{\partial U}{\partial\sigma}+\frac{R^dT_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}-F_\lambda\cos\varphi-fV\right]\\
&-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\dot\sigma\frac{\partial V}{\partial\sigma}+\frac{R^dT_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}-F_\varphi\cos\varphi+fU\right]\\
&-\nabla_\sigma^2(\Phi+KE).
\end{aligned}
\tag{A.104}
$$

熱力学の式

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial T}{\partial t} &= -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT}{\partial\lambda}-\frac{1}{a}\frac{\partial VT}{\partial\mu}+TD\\
&\quad -\dot\sigma\frac{\partial T}{\partial\sigma}+\kappa T\left(\frac{\partial\pi}{\partial t}+\boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi+\frac{\dot\sigma}{\sigma}\right)+\frac{Q^*}{C_p}.
\end{aligned}
\tag{A.105}
$$

水蒸気の式

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial q}{\partial t} &= -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial Uq}{\partial\lambda}-\frac{1}{a}\frac{\partial Vq}{\partial\mu}+qD\\
&\quad -\dot\sigma\frac{\partial q}{\partial\sigma}+S_q.
\end{aligned}
\tag{A.106}
$$

仮温度 T_v を次のように σ のみに依存する場 $\bar T_v(\sigma)$ と, そこからのずれ成分 T_v' にわけて記述する. 渦度方程式で T_v を含む項は次のように変形される。

$$
\begin{aligned}
&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[+\frac{R^dT_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\frac{R^dT_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]\\
=\;&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[+\frac{R^d\bar T_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[+\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]\\
&-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\frac{R^d\bar T_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]\\
=\;&-\frac{1}{a}\frac{R^d\bar T_v}{a}\frac{\partial^2\pi}{\partial\lambda\partial\mu}-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[+\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]\\
&+\frac{1}{a}\frac{R^d\bar T_v}{a}\frac{\partial^2\pi}{\partial\mu\partial\lambda}-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]\\
=\;&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[+\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[-\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right].
\end{aligned}
\tag{A.107}
$$

発散方程式で T_v を含む項は次のように変形される.

$$
\begin{aligned}
&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\frac{R^dT_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{R^dT_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]\\
=\;&-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\frac{R^d\bar T_v}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]\\
&-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{R^d\bar T_v}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]\\
=\;&-\frac{1}{a^2(1-\mu^2)}\frac{\partial^2}{\partial\lambda^2}(R^d\bar T_v\pi)-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]\\
&-\frac{1}{a^2}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[(1-\mu^2)\frac{\partial}{\partial\mu}(R^d\bar T_v\pi)\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right]\\
=\;&-\nabla_\sigma^2(R^d\bar T_v\pi)-\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial}{\partial\lambda}\left[\frac{R^dT_v'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda}\right]-\frac{1}{a}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\frac{R^dT_v'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu}\right].
\end{aligned}
\tag{A.108}
$$

熱力学の式の右辺第 1–3 項は次のように変形される.

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT}{\partial\mu} + TD \\
= & -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U\bar{T}}{\partial\lambda} - \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT'}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial V\bar{T}}{\partial\mu} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT'}{\partial\mu} + \bar{T}D + T'D \\
= & -\frac{\bar{T}}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U}{\partial\lambda} - \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT'}{\partial\lambda} - \frac{\bar{T}}{a}\frac{\partial V}{\partial\mu} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT'}{\partial\mu} + \bar{T}\left[\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial U}{\partial\lambda} + \frac{\bar{1}}{a}\frac{\partial V}{\partial\mu}\right] + T'D \\
= & -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT'}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT'}{\partial\mu} + T'D. \qquad \text{(A.109)}
\end{aligned}$$

以上を用いて程式系を記述すれば次のようになる.

連続の式

$$\frac{\partial\pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi = -\nabla_\sigma\cdot\boldsymbol{v}_H - \frac{\partial\dot{\sigma}}{\partial\sigma}. \qquad \text{(A.110)}$$

静水圧の式

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma} = -\frac{R^dT_v}{\sigma}. \qquad \text{(A.111)}$$

運動方程式[11]

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial VA}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial UA}{\partial\mu}, \qquad \text{(A.112)}$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UA}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial VA}{\partial\mu} - \nabla_\sigma^2(\Phi + R\bar{T}_v\pi + KE). \qquad \text{(A.113)}$$

ここで,

$$UA \equiv (\zeta+f)V - \dot{\sigma}\frac{\partial U}{\partial\sigma} - \frac{RT'}{a}\frac{\partial\pi}{\partial\lambda} + F_\lambda\cos\varphi \qquad \text{(A.114)}$$

$$VA \equiv -(\zeta+f)U - \dot{\sigma}\frac{\partial V}{\partial\sigma} - \frac{RT'}{a}(1-\mu^2)\frac{\partial\pi}{\partial\mu} + F_\varphi\cos\varphi. \qquad \text{(A.115)}$$

熱力学の式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial UT'}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial VT'}{\partial\mu} + T'D - \dot{\sigma}\frac{\partial T}{\partial\sigma} \\
& +\kappa T\left(\frac{\partial\pi}{\partial t} + \boldsymbol{v}_H\cdot\nabla_\sigma\pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma}\right) + \frac{Q^*}{C_p^d}. \qquad \text{(A.116)}
\end{aligned}$$

水蒸気の式

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a(1-\mu^2)}\frac{\partial Uq}{\partial\lambda} - \frac{1}{a}\frac{\partial Vq}{\partial\mu} + qD - \dot{\sigma}\frac{\partial q}{\partial\sigma} + S_q. \qquad \text{(A.117)}$$

式 (A.17) で導入した Q^* から粘性による寄与 $c_p\mathcal{D}(\boldsymbol{v})$ を再び分離し, $Q^* = Q + c_p\mathcal{D}(\boldsymbol{v})$ とする. 一般に粘性は運動方程式において適当なパラメタリゼーションによって表現する. また, 渦度, 発散, 温度, 水蒸気の式に対してそれぞれ水平拡散項 $\mathcal{D}(\zeta)$, $\mathcal{D}(D)$, $\mathcal{D}(T)$, $\mathcal{D}(q)$ をつける. この項の付加は主に数値的安定性の要請によるものであるが, 物理的には後で行なう離散化のスケール以下の運動を表現していると解釈できる. 最後に, 乾燥大気の気体定数および定圧比熱 R^d, c_p をそれぞれ R, c_p のようにあらためて置きなおせば, 支配方程式系 (3.1) — (3.6) を得る.

[11] (2005/4/4 石渡) ζ の式の右辺第一項の符号は正しいか? D の式の右辺第二項の符号は正しいか?

第B章　地球定数

B.1　地球大気の物理定数

地球大気の基本的な物理定数を以下に示す.

地球半径	a	m	6.37×10^6
重力加速度	g	ms^{-2}	9.8
大気定圧比熱	C_p	J kg^{-1} K^{-1}	1004.6
大気気体定数	R	J kg^{-1} K^{-1}	287.04
蒸発潜熱	L	J kg^{-1}	2.5×10^6
水蒸気定圧比熱	C_v	J kg^{-1} K^{-1}	1810.
大気気体定数	R_v	J kg^{-1} K^{-1}	461.
液体水の密度	d_{H_2O}	J kg^{-1} K^{-1}	1000.
0° での飽和蒸気	$e^*(273\mathrm{K})$	Pa	611
Stefan Bolzman 定数	σ_{SB}	W m^{-2} K^{-4}	5.67×10^{-8}
Kálman 定数	k		0.4
水蒸気分子量比	ϵ_v		0.622
仮温度の係数	$\delta_v = \epsilon_v^{-1} - 1$		0.606
比熱と気体定数の比	$\kappa = R/C_p$		0.286

93/03/20 沼口敦・保坂征宏

第 C 章　謝辞

C.1　開発者一覧

資源
: dcpam3

プログラム製作
: 森川靖大

プログラム製作協力
: 山田由貴子, 高橋芳幸, 石渡正樹, 小高正嗣, 堀之内武, 林祥介

文章
: 石渡正樹

版権と引用
: ソース付属の COPYRIGHT 参照のこと.

沿革
: dcpam3 は, 地球流体電脳倶楽部版 agcm5 をお手本に, Fortran90/95 による再構築を行うべく開発中のモデルである.