

8 準地衡方程式系

中緯度での大きな空間スケールでの大気の運動においては、地衡風平衡が近似的に成り立っている。つまり、水平風の地衡風成分は、非地衡風成分よりも大きい。この条件を用いて近似を行ない、プリミティブ方程式系から、温帯低気圧に代表される総観規模の大気の運動を記述する方程式系を導出する。

8. 1 運動方程式のスケール解析

第6章の(1)、(2)より、

$$\frac{\partial}{\partial t} u + u \frac{\partial}{\partial x} u + v \frac{\partial}{\partial y} u + \omega \frac{\partial}{\partial p} u = f v - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v + u \frac{\partial}{\partial x} v + v \frac{\partial}{\partial y} v + \omega \frac{\partial}{\partial p} v = -f u - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (2)$$

ただし、粘性項は無視している。ここで、(1)、(2)の各項の大きさを見積もることを考える。まず、対象としている現象の代表的な空間スケールを L 、風速の代表的なスケールを U とする。総観規模の温帯低気圧や移動性高気圧を対象にする場合、

$$L \approx 10^6 \text{ m}, \quad U \approx 10 \text{ m/s} \quad (3)$$

である。また、中緯度においては、コリオリ係数 f は、

$$f \approx 10^{-4} / \text{s} \quad (4)$$

である。したがって、左辺の時間変化項と移流項の代表的スケールは、

$$\frac{U^2}{L} \approx 10^{-4} \text{ m/s}^2 \quad (5)$$

右辺第1項のコリオリ項の代表的スケールは、

$$fU \approx 10^{-3} \text{ m/s}^2 \quad (6)$$

地衡風平衡が近似的に成り立っているので、右辺第2項の気圧傾度項も同じスケールである。

$$\begin{array}{rclcl} \frac{\partial}{\partial t} u & + u \frac{\partial}{\partial x} u + v \frac{\partial}{\partial y} u + \omega \frac{\partial}{\partial p} u & = & f v & - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial t} v & + u \frac{\partial}{\partial x} v + v \frac{\partial}{\partial y} v + \omega \frac{\partial}{\partial p} v & = & - f u & - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ \frac{U^2}{L} \approx 10^{-4} & & & fU \approx 10^{-3} & \approx 10^{-3} \end{array}$$

以上のスケールの評価において、コリオリ項に対する、時間変化項や移流項の比を**ロスビー数**という。ロスビー数 R_o は、

$$R_o = \frac{U^2 / L}{fU} = \frac{U}{fL} \quad (7)$$

と定義できる。ロスビー数が小さいほど、地衡風平衡がよく成り立っているといえる。中緯度では、 $R_o \approx 0.1$ である。

8. 2 地衡風成分と非地衡風成分

ここで、 u 、 v を地衡風成分 u_g 、 v_g と非地衡風成分 u_a 、 v_a に分けて考える。つまり、

$$u_g = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (8)$$

とする。ただし、コリオリ係数としては、代表的緯度での値 f_0 を用いている。このように定義した u_g 、 v_g を用いて、 u 、 v を

$$u = u_g + u_a, \quad v = v_g + v_a \quad (9)$$

とおく。地衡風平衡がよく成り立っているという条件のもとでは、

$$u_g \gg u_a, \quad v_g \gg v_a \quad (10)$$

である。(1)、(2)において、左辺の時間変化項と移流項は、右辺の2つの項に比べて小さい。そこで、もっとも主要な成分である地衡風成分どうしの積のみを考慮して、

$$\frac{\partial}{\partial t} u + u \frac{\partial}{\partial x} u + v \frac{\partial}{\partial y} u + \omega \frac{\partial}{\partial p} u \approx \frac{\partial}{\partial t} u_g + u_g \frac{\partial}{\partial x} u_g + v_g \frac{\partial}{\partial y} u_g \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v + u \frac{\partial}{\partial x} v + v \frac{\partial}{\partial y} v + \omega \frac{\partial}{\partial p} v \approx \frac{\partial}{\partial t} v_g + u_g \frac{\partial}{\partial x} v_g + v_g \frac{\partial}{\partial y} v_g \quad (12)$$

と近似する。鉛直風 ω は非地衡風であるので、(11)、(12)の右辺には含まれない。

一方、(1)、(2)の右辺において、 u 、 v を地衡風成分と非地衡風成分に分け、さらに、

$$f \approx f_0 + \beta y \quad (13)$$

と近似すると、

$$fv - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \approx (f_0 + \beta y)(v_g + v_a) - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (14)$$

$$-fu - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \approx -(f_0 + \beta y)(u_g + u_a) - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (15)$$

と書ける。地衡風成分に比べて非地衡風成分は小さいが、さらに、 f_0 に比べて βy は小さい。そこで、小さいものどうしの積である $\beta y v_a$ 、 $\beta y u_a$ の項を無視して、

$$fv - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \approx (f_0 + \beta y)v_g + f_0 v_a - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (16)$$

$$-fu - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \approx -(f_0 + \beta y)u_g - f_0 u_a - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (17)$$

とする。(11)、(12)、(16)、(17)より、(1)、(2)は、

$$\frac{\partial}{\partial t} u_g + u_g \frac{\partial}{\partial x} u_g + v_g \frac{\partial}{\partial y} u_g = (f_0 + \beta y)v_g + f_0 v_a - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v_g + u_g \frac{\partial}{\partial x} v_g + v_g \frac{\partial}{\partial y} v_g = -(f_0 + \beta y)u_g - f_0 u_a - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (19)$$

と近似できる。

8. 3 渦度方程式

地衡風は非発散であり、

$$\frac{\partial}{\partial x} u_g + \frac{\partial}{\partial y} v_g = 0 \quad (20)$$

であることを用いて、(19)の x 偏微分と(18)の y 偏微分との差を計算すると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} v_g - \frac{\partial}{\partial y} u_g \right) = -\beta v_g - f_0 \left(\frac{\partial}{\partial x} u_a + \frac{\partial}{\partial y} v_a \right) \quad (21)$$

が得られる。ここで地衡風の相対渦度 ξ_g を $\xi_g = \frac{\partial}{\partial x} v_g - \frac{\partial}{\partial y} u_g$ とおいて、(21)を変形すると

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) (f_0 + \beta y + \xi_g) = -f_0 \left(\frac{\partial}{\partial x} u_a + \frac{\partial}{\partial y} v_a \right) \quad (22)$$

となる。さらに、(22)に対して、連続の式

$$\frac{\partial}{\partial x} u_a + \frac{\partial}{\partial y} v_a + \frac{\partial}{\partial p} \omega = 0 \quad (23)$$

を用いると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) (f_0 + \beta y + \xi_g) = f_0 \frac{\partial}{\partial p} \omega \quad (24)$$

が得られる。ここで、

$$\xi_g = \frac{\partial}{\partial x} v_g - \frac{\partial}{\partial y} u_g = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi \quad (25)$$

だから、**地衡流線関数** Ψ_g を

$$\Psi_g = \frac{1}{f_0} \Phi \quad (26)$$

と定義すれば、

$$\xi_g = \nabla_p^2 \Psi_g \quad (27)$$

となって、(25)は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) (f_0 + \beta y + \nabla_p^2 \Psi_g) = f_0 \frac{\partial}{\partial p} \omega \quad (28)$$

と書ける。

8. 4 熱力学方程式

第6章の(6)より、

$$\frac{\partial}{\partial t} \theta + u \frac{\partial}{\partial x} \theta + v \frac{\partial}{\partial y} \theta + \omega \frac{\partial}{\partial p} \theta = 0 \quad (29)$$

ただし、非断熱加熱を無視している。ここで、圧力 p にだけ依存する温位 θ の基本場 θ_R を定義すると、基本場の温位の鉛直勾配 $\frac{d\theta_R}{dp}$ は、温位の偏差の鉛直勾配に比べてじゅうぶんに大きいので、

$$\frac{\partial}{\partial p} \theta \approx \frac{d\theta_R}{dp} \quad (30)$$

である。さらに、水平移流項の u 、 v を u_g 、 v_g に置き換えると、(29)は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \theta = -\omega \frac{d\theta_R}{dp} \quad (31)$$

と書ける。ここで、理想気体の状態方程式

$$p\alpha = RT \quad (32)$$

と静水圧平衡の関係

$$\frac{\partial}{\partial p} \Phi = -\alpha \quad (33)$$

を用いると、

$$T = -\frac{p}{R} \frac{\partial}{\partial p} \Phi \quad (34)$$

が導かれ、温位 θ は

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \quad (35)$$

だから、

$$\theta = -\frac{p}{R} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \frac{\partial}{\partial p} \Phi \quad (36)$$

となる。これを(14)に代入すると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left\{ -\frac{p}{R} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \frac{\partial}{\partial p} \Phi \right\} = -\omega \frac{d\theta_R}{dp} \quad (37)$$

と書ける。ここで、 θ_R が圧力 p にだけ依存し、 x 、 y 、 t に依存しないことを考慮すると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left\{ -\frac{p}{R} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \left(\frac{d\theta_R}{dp} \right)^{-1} \frac{\partial}{\partial p} \Phi \right\} = -\omega \quad (38)$$

と変形することができる。ここで、圧力 p にだけ依存する変数 s を

$$s^2 = -\frac{R}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-\frac{R}{C_p}} \frac{d\theta_R}{dp} \quad (39)$$

と定義すれば、(38)は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{1}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Phi \right) = -\omega \quad (40)$$

と表せる。さらに、地衡流線関数 Ψ_g を用いれば、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{f_0}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) = -\omega \quad (41)$$

が得られる。

8. 5 準地衡渦位

(28)と(41)から ω を消去することを考える。まず、(41)を p で偏微分すると、

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \right\} + \left(\frac{\partial u_g}{\partial p} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial p} \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{f_0}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \\ & = -\frac{\partial}{\partial p} \omega \end{aligned} \quad (42)$$

となる。ここで、

$$u_g = -\frac{\partial \Psi_g}{\partial y}, \quad v_g = \frac{\partial \Psi_g}{\partial x} \quad (43)$$

だから、(42)の左辺第2項は消去できて、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \right\} = - \frac{\partial}{\partial p} \omega \quad (44)$$

が得られる。(44)に f_0 をかけて、(28)との和を計算すると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left\{ f_0 + \beta y + \nabla_p^2 \Psi_g + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \right\} = 0 \quad (45)$$

となる。ここで、

$$\frac{D_g}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \quad (46)$$

と定義すれば、

$$\frac{D_g}{Dt} \left\{ f_0 + \beta y + \nabla_p^2 \Psi + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \right\} = 0 \quad (47)$$

となる。(47)は、

$$q = f_0 + \beta y + \nabla_p^2 \Psi + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{f_0^2}{s^2} \frac{\partial}{\partial p} \Psi_g \right) \quad (48)$$

が地衡風に沿って保存することを示している。この q を**準地衡渦位**という。

なお、鉛直座標として圧力 p の代わりに高度 z を用いると、(47)は、

$$\frac{D_g}{Dt} \left\{ f_0 + \beta y + \nabla_p^2 \Psi + \frac{1}{\rho_R} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_R \frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial}{\partial z} \Psi_g \right) \right\} = 0 \quad (49)$$

と表せる。ただし、 ρ_R は θ_R から計算される基本場の密度である。 N はブラント・ヴァイサラ振動数であり、

$$N^2 = g \frac{1}{\theta_R} \frac{d\theta_R}{dz} \quad (50)$$

と定義される。

課題 8.1 理想気体の状態方程式と静水圧平衡の関係を用いて、(47)から(49)を導出せよ。