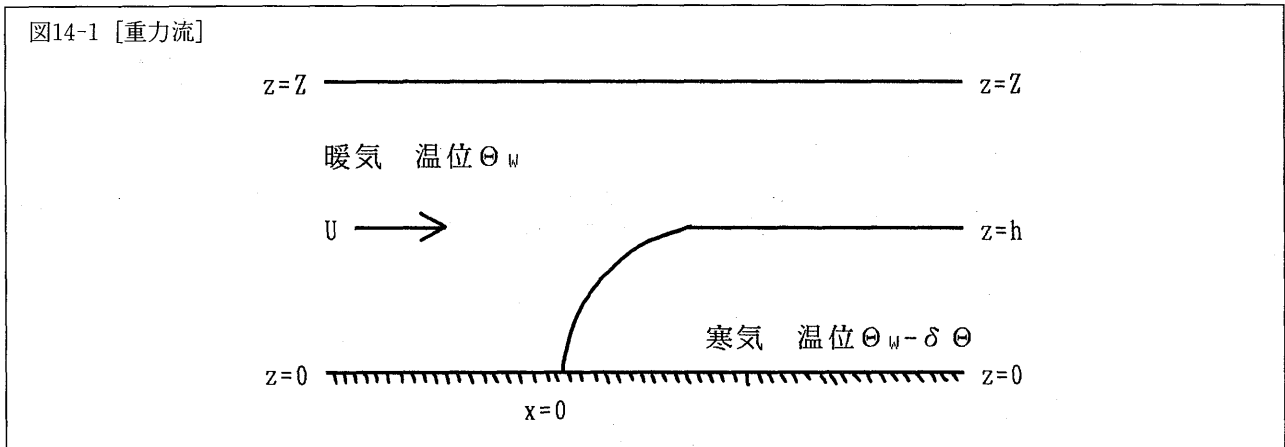


## 第 2 部 具体的应用

第1部で述べた諸公式は、非線形性が非常に強い場合には成立しない可能性がある。例えば波の破碎が起こる様な場合（従って流線が定義できない様な場合）にはもはや成立しない。以下では非線形性は第1部の諸公式が成立する様な範囲のものであるとする。また以下では特に断わらない限り、定常・静水圧近似・非回転・非強制の場合を考える。

## 14 重力流 — 暖気内の速度シアの効果

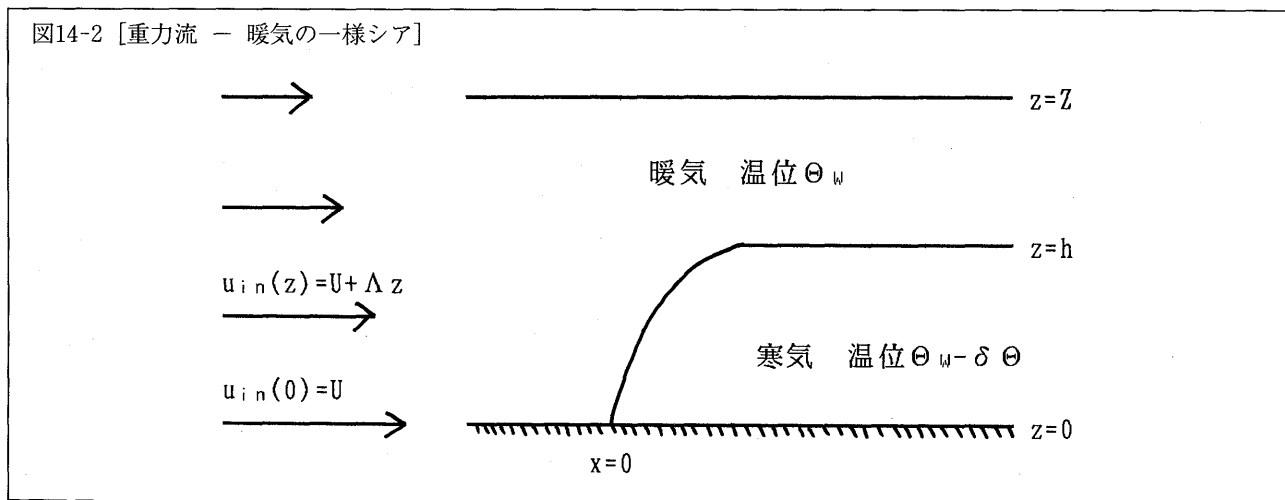
既に第3節「非線形問題」で述べた様に、重力流は軽い暖気を重い寒気塊が進行する現象である。図14-1参照。



但し  $Z$  は暖気の厚みであり  $\Theta_w$  は暖気の（一定と仮定された）温位である。 $\delta\Theta$  は暖気と寒気との間の（一定と仮定された）温位の差である。図14-1は寒気と共に動く座標系（即ち寒気が止まって見える座標系）で描いてある。即ち寒気の進行速度  $U$  は、遙か上流での暖気の進入速度  $U$  と成る。Benjamin (1968) によると寒気の厚み  $h$  と進行速度  $U$  は次式で与えられる。但し、 $g$  は重力加速度である。

$$h = Z/2, \quad U = (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} \tag{14-1}$$

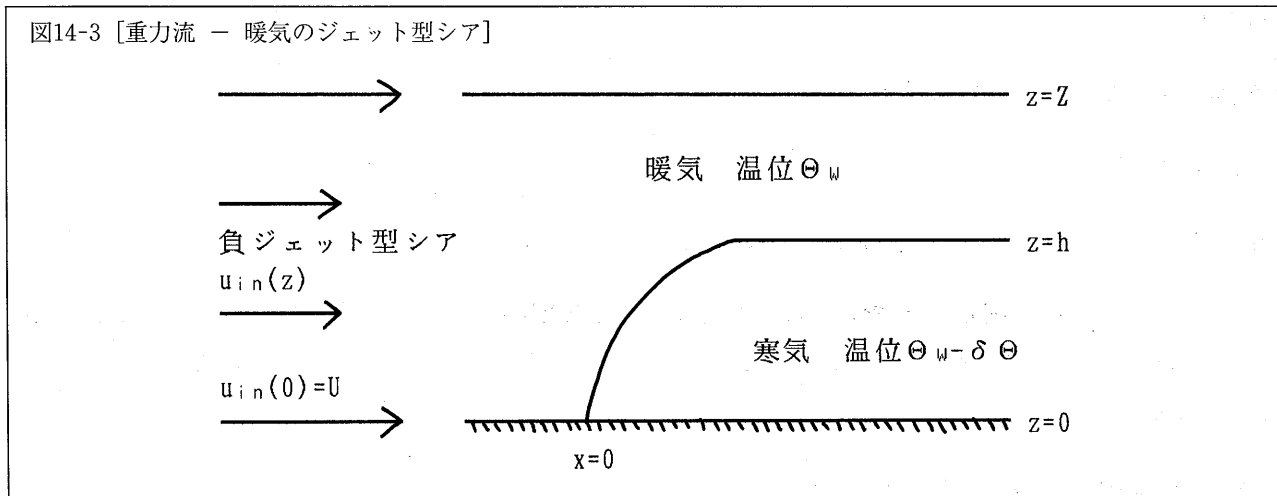
Xu (1992) は暖気内に一様な速度シアが在る場合の問題を解いた。即ち寒気と共に動く座標系から見た遙か上流の暖気速度が  $u_{in}(z) = U + \Lambda z$  となる場合の問題を解いた。図14-2参照。



但し図14-2はシア  $\Lambda$  が負の場合を描いてある。Xu (1992) によると暖気内の負シアは寒気の厚み  $h$  と進行速度  $U$  を増加させる。正シアは減少させる。

$$\begin{aligned}
 & h > Z/2, \quad U > (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} \quad \text{if } \Lambda < 0. \\
 & h < Z/2, \quad U < (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} \quad \text{if } \Lambda > 0.
 \end{aligned}
 \tag{14-2}$$

Kanehisa (1993a) は暖気内のシアが負ジェット型の場合を考察した。負ジェット型とは、遙か上流での暖気の色度が、中層で極小値を持つ事を意味する。図14-3参照。



鉛直方向に平均したシアは零と成る。Kanehisa (1993a) によると平均シアが零であるにも拘らず、下層の負シアの為に、寒気の厚み  $h$  と進行速度  $U = u_{in}(0)$  は増加する。

$$h > H/2, \quad U > (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} \quad \text{if } u_{in}(z) \text{ is negative jet-type.}
 \tag{14-3}$$

式(14-3)は、一様な負シアの場合(14-2)と定性的に同じである。これより重力流の厚み  $h$  と進行速度  $U$  には下層のシアが重要である事が分かる。

以下にKanehisa (1993a) の概略を示す。暖気の厚み  $Z$  と暖気の温位  $\Theta_w$  および寒気暖気の温位差  $\delta\Theta$  を既知として、寒気の厚み  $h$  と進行速度  $U$  を求める事を考える。

[1] 遙か上流で温位が一定 ( $\Theta_{in} = \text{定数 } \Theta_w$ ) で且つ非強制 ( $F = H = 0$ ) の場合には、暖気内の温位保存式(6-1)とエネルギー保存式(6-2)と渦位保存式(6-3)は次の形に簡単化される。

$$\Theta = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi] = \text{定数 } \Theta_w.
 \tag{14-4}$$

$$B = B[\Psi] = B_{in}[\Psi], \quad B = (\partial\Psi/\partial z)^2/2 + \Phi - z\Theta_w.
 \tag{14-5}$$

$$Q = Q[\Psi] = Q_{in}[\Psi], \quad Q = \partial^2\Psi/\partial z^2.
 \tag{14-6}$$

[2] 渦位保存式(14-6)より、遙か上流の速度  $u_{in}(z) = d\Psi_{in}(z)/dz$  は次式を満たす。

$$d^2u_{in}/dz^2 = u_{in}dQ[\Psi_{in}]/d\Psi.
 \tag{14-7}$$

遙か上流の速度  $u_{in}(z)$  は正で負ジェット型であるとする。

$$u_{in}(z) > 0, \quad u_{in}(0) = u_{in}(Z) = U, \quad d^2u_{in}/dz^2 > 0. \quad (14-8)$$

式(14-7)と式(14-8)より  $dQ[\Psi_{in}]/d\Psi$  は正と成る。これを満たす一番簡単な次式の場合を考える。

$$Q[\Psi] = a^2\Psi. \quad (14-9)$$

但し  $a$  はシア・パラメタである。式(14-9)を渦位保存式(14-6)に代入して遙か上流と下流の流線関数  $\Psi$  に対する方程式が得られる。

$$d^2\Psi_{in}/dz^2 = a^2\Psi_{in}, \quad d^2\Psi_{out}/dz^2 = a^2\Psi_{out}. \quad (14-10a, b)$$

式(14-10a)を境界条件

$$d\Psi_{in}(0)/dz = u_{in}(0) = U, \quad d\Psi_{in}(Z)/dz = u_{in}(Z) = U, \quad (14-11)$$

の下に解いて遙か上流での速度  $u_{in} = d\Psi_{in}/dz$  が得られる。これは鉛直座標  $z$  の関数であるがシア・パラメタ  $a$  と寒気の進行速度  $U$  にも存在する。これは望み通り負ジェット型の鉛直分布を持ち、シア・パラメタ  $a$  が零の極限でシア無しの一様流  $U$  に成る。

$$u_{in} = u_{in}(z; a, U), \quad u_{in} \rightarrow U \quad \text{as } a \rightarrow 0. \quad (14-12)$$

式(14-10b)を境界条件

$$\Psi_{out}(h) = \Psi_{in}(0), \quad \Psi_{out}(Z) = \Psi_{in}(Z). \quad (14-13)$$

の下に解いて遙か下流での速度  $u_{out} = d\Psi_{out}/dz$  が得られる。これは鉛直座標  $z$  の関数であるがシア・パラメタ  $a$  と寒気の進行速度  $U$  と寒気の厚み  $h$  にも依存する。これもシア・パラメタ  $a$  が零の極限でシア無しの一様流に成る。この速度は質量保存則(即ち  $ZU = (Z-h)u_{out}$ )より  $UZ/(Z-h)$  と成る。

$$u_{out} = u_{out}(z; a, U, h), \quad u_{out} \rightarrow UZ/(Z-h) \quad \text{as } a \rightarrow 0. \quad (14-14)$$

[3] エネルギー保存式(14-5)よりエネルギー  $B$  は流線 ( $\Psi = \text{一定}$ ) に沿って保存される。暖気上端は一つの流線であるから暖気上端に沿ってエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=-\infty, z=Z) = B(x=+\infty, z=Z), \quad \text{i.e.,}$$

$$U^2/2 + \Phi_{in}(H) - Z\Theta_w = u_{out}(H)^2/2 + \Phi_{out}(H) - Z\Theta_w. \quad (14-15)$$

暖気下端も一つの流線であるから暖気下端に沿ってもエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=-\infty, z=0) = B(x=0, z=0) = B(x=+\infty, z=h), \quad \text{i.e.,}$$

$$U^2/2 + \Phi_{in}(0) = \Phi(0,0) = u_{out}(h)^2/2 + \Phi_{out}(h) - h\Theta_w. \quad (14-16)$$

寒気下端も一つの流線であるから寒気下端に沿ってもエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=0, z=0) = B(x=+\infty, z=0), \quad \text{i.e.,} \quad \Phi(0,0) = \Phi_{out}(0). \quad (14-17)$$

一方、静水圧方程式(5-1)より遙か上流と下流でのジオポテンシャル  $\Phi_{in}$  と  $\Phi_{out}$  は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\Phi_{in}(z) &= \Phi_{in}(0) + z\Theta_w && \text{for } 0 < z < Z, \\ \Phi_{out}(z) &= \Phi_{out}(0) + z(\Theta_w - \delta\Theta) && \text{for } 0 < z < h, \\ \Phi_{out}(z; h) &= \Phi_{out}(h) + (z-h)\Theta_w && \text{for } h < z < Z.\end{aligned}\tag{14-18}$$

式(14-14)の $u_{out}(z; a, U, h)$ , 及び式(14-18)の $\Phi_{in}(z)$ と $\Phi_{out}(z; h)$ を式(14-15)と式(14-16)に代入し, 更に式(14-17)を使って, 進行速度 $U$ はシア・パラメタ $a$ と寒気の厚み $h$ の関数として与えられる。

$$U = U(a, h).\tag{14-19}$$

[4] 定常状態では遙か上流から移入する運動量は, 遙か下流から移出する運動量に等しくなければならない。この数式表現は, 運動方程式(5-2)で強制力 $F$ を零としたものを全領域 $(x, z)$ で積分する事によって得られる。

$$\int dz u_{in}(z)^2 + \int dz \Phi_{in}(z) = \int dz u_{out}(z)^2 + \int dz \Phi_{out}(z).\tag{14-20}$$

式(14-12)と式(14-14)の $u_{in}(z; a, U)$ と $u_{out}(z; a, U, h)$ , 及び式(14-18)の $\Phi_{in}(z)$ と $\Phi_{out}(z; h)$ を式(14-20)に代入して, シア・パラメタ $a$ と進行速度 $U$ と寒気の厚み $h$ の関係式を得る事ができる。更に式(14-19)を使い此の関係式から $U$ を消去して, 寒気の厚み $h$ をシア・パラメタ $a$ の関数として得る事ができる。

$$h = h(a).\tag{14-21}$$

[5] シア・パラメタ $a$ が零の時には, 式(14-21)の $h(a)$ と式(14-19)の $U(a, h)$ は勿論シアの無い場合の値(14-1)に一致する。

$$h(0) = Z/2, \quad U(0, Z/2) = (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2}.\tag{14-22}$$

シア・パラメタ $a$ が零でない時に, 式(14-19)の $U(a, h)$ や式(14-21)の $h(a)$ をあからさまに書き下す事はできない。しかしシア・パラメタ $a$ が小さい時の表現は得る事ができる。これより $a=0$ での微分係数を求める事ができる。各々の微分係数は正と成る。

$$dh(0)/da > 0.$$

$$dU(0, Z/2)/da > 0.\tag{14-23}$$

即ち遙か上流の暖気の流れ $u_{in}(z)$ が, シア無し一様流から負ジェット型シア流に成った時に, 寒気の厚み $h$ も進行速度 $U$ も増加する。

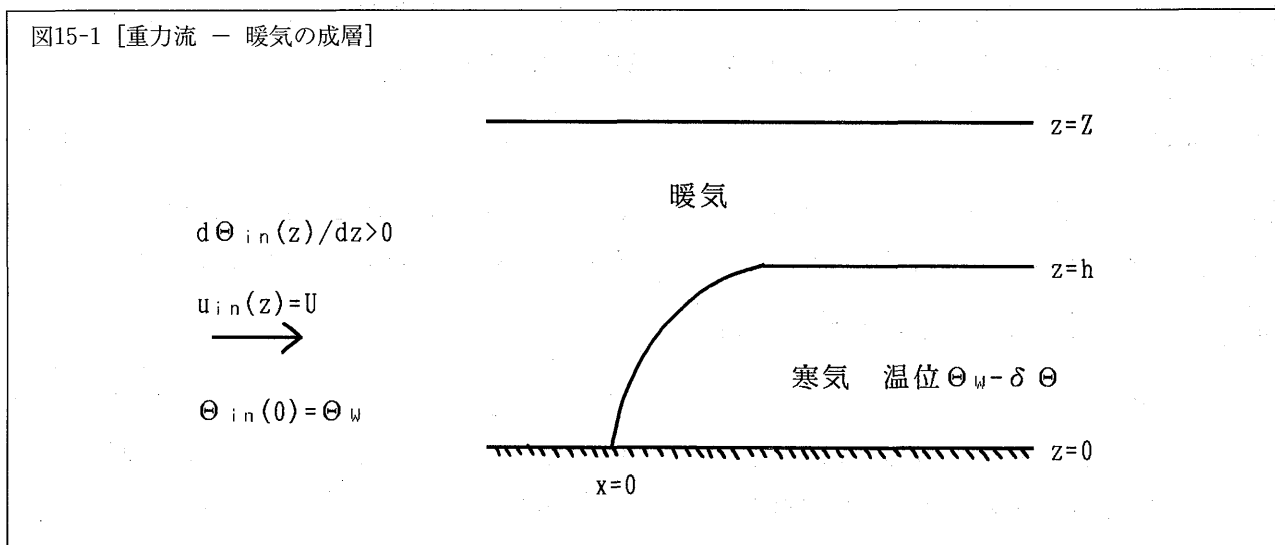
なお渦位 $Q = Q[\Psi]$ の関数形として式(14-7)の代わりに

$$Q = Q[\Psi] = -a^2\Psi\tag{14-24}$$

とすれば遙か上流の暖気の流れ $u_{in}(z)$ は, 正ジェット型シア流と成る。この場合も同様に解析ができて, 寒気の厚み $h$ と進行速度 $U$ は減少する事が分かる。

## 15 重力流 — 暖気内の成層の効果

第14節に述べた Benjamin (1968) では、暖気内の温位  $\Theta$  は一定と仮定されていた。即ち暖気内の成層は中立であった。Kanehisa (1995a) は暖気内の成層が安定である場合を考察した。即ち遙か上流の暖気内の温位  $\Theta_{in}(z)$  の鉛直勾配が正の場合を考察した。図15-1参照。



Kanehisa (1995a) によると暖気内の安定成層は重力流の厚み  $h$  を減少させ、進行速度  $U$  を増加させる。

$$h < Z/2, \quad U > (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} \quad \text{if } d\Theta_{in}(z)/dz > 0. \quad (15-1)$$

以下に Kanehisa (1995a) の概略を示す。第14節と同様に、暖気の厚み  $Z$  と暖気下端の温位  $\Theta_w$  および寒気暖気の温位差  $\delta\Theta$  を既知として、寒気の厚み  $h$  と進行速度  $U$  を求める事を考える。

[1] 非強制 ( $F=H=0$ ) の場合には、暖気内の温位保存式 (6-1) とエネルギー保存式 (6-2) と渦位保存式 (6-3) は次の形に簡単化される。

$$\Theta = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi], \quad (15-2)$$

$$B = B[\Psi] = B_{in}[\Psi], \quad B = (\partial\Psi/\partial z)^2/2 + \Phi - z\Theta. \quad (15-3)$$

$$Q = Q[\Psi] = Q_{in}[\Psi], \quad Q = \partial^2\Psi/\partial z^2 - zd\Theta/d\Psi. \quad (15-4)$$

[2] 温位保存式 (15-2) 及び渦位保存式 (15-4) より暖気内の流線関数  $\Psi$  は次の微分方程式を満たす。

$$\partial^2\Psi/\partial z^2 = Q[\Psi] + zd\Theta[\Psi]/d\Psi. \quad (15-5)$$

$\Theta[\Psi]$  及び  $Q[\Psi]$  の関数形は、遙か上流での  $\Theta_{in}(z)$  及び  $u_{in}(z)$  の鉛直分布によって決まる。或は逆に  $\Theta_{in}(z)$  及び  $u_{in}(z)$  の鉛直分布は、 $\Theta[\Psi]$  及び  $Q[\Psi]$  の関数形によって決まる。いま遙か上流の速度  $u_{in}(z)$  は一様  $U$  であるが、温位勾配  $d\Theta_{in}(z)/dz$  は正とする。

$$\Psi_{in}(z) = Uz, \quad d\Theta_{in}(z)/dz > 0. \quad (15-6a, b)$$

遙か上流の温位  $\Theta_{in}(z)$  が一定  $\Theta_w$  の場合には温位勾配は勿論零である。そこで温位の関数形を次の形に書く。

$$\Theta_{in}[\Psi] = \Theta_{out}[\Psi] = \Theta_w + \varepsilon \Xi[\Psi]. \quad (15-7)$$

但し  $\varepsilon > 0$  は成層パラメタで  $\varepsilon = 0$  は中立を表す。関数  $\Xi[\Psi]$  は、暖気下端での温位の値が  $\Theta_w$  であり、暖気が安定成層 (即ち  $d\Theta_{in}/dz = U d\Theta_{in}/d\Psi > 0$ ) である事より次の条件を満たす。

$$\Xi[\Psi_{in}(0)] = \Xi[0] = 0. \quad d\Xi[\Psi]/d\Psi > 0. \quad (15-8)$$

式(15-6a)に注意して、式(15-5)より渦位  $Q[\Psi]$  の関数形は次の形に決まる。

$$Q[\Psi] = -(\varepsilon/U) \Psi d\Xi[\Psi]/d\Psi. \quad (15-9)$$

式(15-9)を式(15-5)に代入して、遙か下流での流線関数  $\Psi_{out}$  に対する方程式は次式で与えられる。

$$d^2\Psi_{out}/dz^2 = \varepsilon(z - \Psi_{out}/U) d\Xi[\Psi_{out}]/d\Psi \quad \text{for } h < z < Z. \quad (15-10)$$

式(15-10)を境界条件

$$\Psi_{out}(h) = \Psi_{in}(0) = 0. \quad \Psi_{out}(Z) = \Psi_{in}(H) = UZ, \quad (15-11)$$

の下に解いて、遙か下流の流線関数  $\Psi_{out}$  (従って速度  $u_{out}$ ) を得る事ができる。これらは勿論、鉛直座標  $z$  の関数であるが、成層パラメタ  $\varepsilon$  及び関数  $\Xi$ 、更に寒気の進行速度  $U$  及び厚み  $h$  に依存する。

$$u_{out} = d\Psi_{out}/dz, \quad \Psi_{out} = \Psi_{out}(z; \varepsilon \Xi, U, h). \quad (15-12)$$

[3] エネルギー保存式(15-3)よりエネルギー  $B$  は流線に沿って保存される。暖気上端は一つの流線であるから暖気上端に沿ってエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=-\infty, z=Z) = B(x=+\infty, z=Z), \quad \text{i.e.,}$$

$$U^2/2 + \Phi_{in}(Z) - Z\Theta_{in}(Z) = u_{out}(Z)^2/2 + \Phi_{out}(Z) - Z\Theta_{out}(Z). \quad (15-13)$$

暖気下端も一つの流線であるから暖気下端に沿ってもエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=-\infty, z=0) = B(x=0, z=0) = B(x=+\infty, z=h), \quad \text{i.e.,}$$

$$U^2/2 + \Phi_{in}(0) = \Phi(0,0) = u_{out}(h)^2/2 + \Phi_{out}(h) - h\Theta_{out}(h). \quad (15-14)$$

寒気下端も一つの流線であるから寒気下端に沿ってもエネルギー  $B$  は保存される。

$$B(x=0, z=0) = B(x=+\infty, z=0), \quad \text{i.e.,} \quad \Phi(0,0) = \Phi_{out}(0). \quad (15-15)$$

一方、静水圧方程式(5-1)を使い式(15-7)の温位を鉛直積分して、遙か上流と下流でのジオポテンシャル  $\Phi_{in}$  と  $\Phi_{out}$  が得られる。これらは鉛直座標  $z$  の関数であるが、成層パラメタ  $\varepsilon$  及び関数  $\Xi$ 、更に寒気の厚み  $h$  にも依存する。

$$\Phi_{in} = \Phi_{in}(z; \varepsilon \Xi), \quad \Phi_{out} = \Phi_{out}(z; \varepsilon \Xi, h). \quad (15-16)$$

式(15-12)の  $u_{out}(z; \varepsilon \Xi, U, h)$ 、及び式(15-16)の  $\Phi_{in}(z; \varepsilon \Xi)$  と  $\Phi_{out}(z; \varepsilon \Xi, h)$  を式(15-13)と式(15-14)に代入し、更に式

(15-15)を使って、進行速度  $U$  は成層パラメタ  $\epsilon$  及び関数  $\Xi$ 、更に寒気の厚み  $h$  に依存する形で与えられる。

$$U = U(\epsilon \Xi, h). \quad (15-17)$$

[4] 定常状態では遙か上流から移入する運動量は、遙か下流から移出する運動量に等しくなければならない。この数式表現は運動方程式(5-2)で強制力  $F$  を零とした物を全領域  $(x, z)$  で積分する事によって得られる。

$$\int dz U^2 + \int dz \Phi_{in}(z) = \int dz u_{out}(z)^2 + \int dz \Phi_{out}(z). \quad (15-18)$$

式(15-12)の  $u_{out}(z; \epsilon \Xi, U, h)$ 、及び式(15-16)の  $\Phi_{in}(z; \epsilon \Xi)$  と  $\Phi_{out}(z; \epsilon \Xi, h)$  を式(15-18)に代入して、成層パラメタ  $\epsilon$  及び関数  $\Xi$  と進行速度  $U$  と厚み  $h$  の関係式を得る事ができる。更に式(15-17)を使い此の関係式から  $U$  を消去して、厚み  $h$  を成層パラメタ  $\epsilon$  及び関数  $\Xi$  に依存する形で得る事ができる。

$$h = h(\epsilon \Xi). \quad (15-19)$$

[5] 成層パラメタ  $\epsilon$  が零の時には、式(15-19)の  $h(\epsilon \Xi)$  と式(15-17)の  $U(\epsilon \Xi, h)$  は勿論、中立成層の場合の値(14-1)に一致する。

$$h(0) = Z/2, \quad U(0, Z/2) = (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2}. \quad (15-20)$$

成層パラメタ  $\epsilon$  が零でない時には、式(15-17)の  $U(\epsilon \Xi, h)$  や式(15-19)の  $h(\epsilon \Xi)$  をあからさまに書き下す事はできない。しかし成層パラメタ  $\epsilon$  が小さいとして近似計算を行う事はできる。そして成層パラメタ  $\epsilon = 0$  於ける微分係数を求める事ができる。各々の微分係数は負および正と成る。

$$dh(0)/d\epsilon < 0, \quad dU(0, Z/2)/d\epsilon > 0. \quad (15-21)$$

即ち遙か上流の暖気の成層が中立から安定に成った時に、寒気の厚み  $h$  は減少し進行速度  $U$  は増加する。

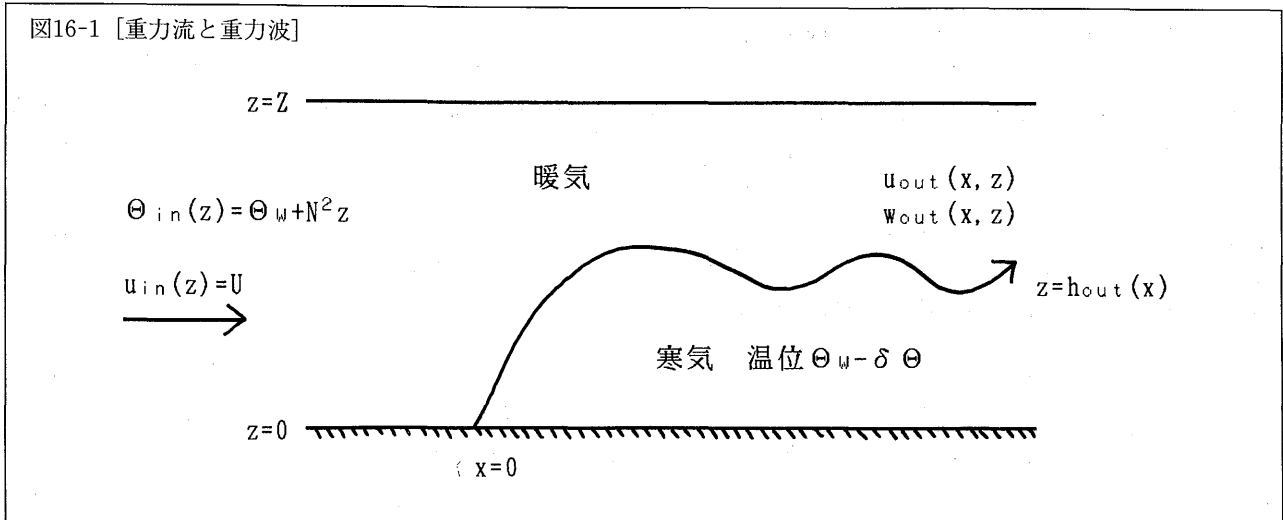
## 16 重力流に伴う重力波

第14節で述べた Benjamin(1968)では、暖気の成層が中立(温位  $\Theta$  は一定)なので重力波は生じない。しかし第15節の様  
に暖気が安定成層している場合には、重力波の発生する可能性が在る。Kanehisa(1995d)はどのような場合に重力波が発生  
し或は発生しないかを考察した。遙か上流での暖気の浮力振動数  $N$  が一定の場合を考察した。

図16-1参照。



図16-1 [重力流と重力波]



Kanehisa (1995d) によれば、遙か上流の暖気の浮力振動数  $N$  が  $\pi U/Z$  よりも大きい時に (遙か下流で) 重力波が発生する。 $N$  が  $\pi U/Z$  に比べて非常に小さい時には (遙か下流で) 重力波は発生しない。

$$\text{重力波発生} \quad \text{if } N > \pi U/Z, \tag{16-1}$$

$$\text{重力波無し} \quad \text{if } N \ll \pi U/Z. \tag{16-2}$$

暖気内の成層の強さは

$$\{\Theta_{in}(Z) - \Theta_{in}(0)\} / Z = N^2, \tag{16-2}$$

で表される。暖気・寒気間の成層の強さの程度は

$$\delta\Theta / Z = (4\Theta_w / gZ^2) (1/4) (\delta\Theta / \Theta_w) gZ \sim (4\Theta_w / g) (U^2 / Z^2) \sim 4U^2 / Z^2, \tag{16-3}$$

で見積られる。従って式(16-1)は、暖気内の成層が暖気・寒気間の成層に比べて強ければ重力波が発生する事を示している。

以下に Kanehisa (1995d) の概略を示す。第14と第15節では静水圧系を考えた。暖気と寒気の衝突や暖気の寒気上への乗り上げ等を考えると、静水圧近似は妥当しない様に見える。しかし遙か下流で重力波が伴わなければ、非静水圧系で考えても静水圧系で考えても同じ結果が得られる。この節では重力波を扱うので非静水圧系で考える。

[1] 非強制 ( $F=H=0$ ) 場合には、暖気内の温位保存式(6-1)とエネルギー保存式(9-2)と渦位保存式(9-3)は次の形に単純化される。

$$\Theta = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi]. \tag{16-4}$$

$$B = B[\Psi] = B_{in}[\Psi], \quad B = (\partial\Psi/\partial z)^2/2 + (\partial\Psi/\partial x)^2/2 + \Phi - z\Theta, \tag{16-5}$$

$$Q = Q[\Psi] = Q_{in}[\Psi], \quad Q = \partial^2\Psi/\partial z^2 + \partial^2\Psi/\partial x^2 - z d\Theta/d\Psi. \tag{16-6}$$

[2] 温位保存式(16-4)及び渦位保存式(16-6)より暖気内の流線関数  $\Psi$  は次の微分方程式を満たす。

$$\partial^2 \Psi / \partial z^2 + \partial^2 \Psi / \partial x^2 = Q[\Psi] + z d\Theta[\Psi] / d\Psi. \quad (16-7)$$

$\Theta[\Psi]$  及び  $Q[\Psi]$  の関数形は、遙か上流での  $\Theta_{in}(z)$  及び  $u_{in}(z)$  の鉛直分布によって決まる。いま遙か上流の速度  $u_{in}(z)$  は一様  $U$  で、温位勾配  $d\Theta_{in}(z)/dz$  も一様  $N^2$  とする。

$$\Psi_{in}(z) = Uz. \quad \Theta_{in}(z) = \Theta_w + N^2 z. \quad (16-8a, b)$$

この場合には温位  $\Theta[\Psi]$  の関数形は次の様に決まる。

$$\Theta[\Psi] = \Theta_w + (N^2/U)\Psi. \quad (16-9)$$

式(16-8a)と式(16-9)を式(16-6)に代入して、渦位  $Q[\Psi]$  の関数形は次の様に決まる。

$$Q[\Psi] = -(N^2/U^2)\Psi. \quad (16-10)$$

式(16-9)と式(16-10)を代入して流線関数  $\Psi$  の方程式(16-7)は次の形に成る。

$$\partial^2 \Psi / \partial z^2 + \partial^2 \Psi / \partial x^2 + (N^2/U^2)\Psi = zN^2/U. \quad (16-11)$$

寒気の厚みを  $h(x)$  とすると流線関数  $\Psi$  に対する境界条件は次の様に成る。

$$\Psi(x, h(x)) = \Psi_{in}(0) = 0, \quad \Psi(x, Z) = \Psi_{in}(Z) = Uz. \quad (16-12a, b)$$

[3] 先ず成層が強い時を考える。次の関数  $\eta(x)$  を導入する。

$$\eta(x) = \int_0^{h(x)} dz \{ \partial \Psi / \partial z \} / U. \quad (16-13)$$

式(16-13)の関数  $\eta(x)$  を使えば境界条件(16-12a)は次の形に成る。

$$\Psi(x, 0) = -U\eta(x). \quad (16-14)$$

微分方程式(16-11)と境界条件(16-12b)と(16-14)は、形式的に(関数  $\eta(x)$  に依存する)線形問題である。これは流線関数  $\Psi$  を水平  $x$  方向にフウリエ変換する事により形式的に解ける。

$$\Psi = \Psi(x, z; \eta) = Uz + \int_{-\infty}^{\infty} dk \{ e^{ikx} / (2\pi)^{1/2} \} \phi(k, z; \eta),$$

$$\phi(k, z; \eta) = -U\eta(k) \sin \{ \omega_k(Z-z) \} / \sin \omega_k Z. \quad \omega_k^2 = N^2/U^2 - k^2. \quad (16-15)$$

但し  $\eta(k)$  は  $\eta(x)$  のフウリエ変換である。定義式(16-13)より関数  $\eta(k)$  は  $k=0$  に極を持つ。式(16-15)の積分路は、遙か上流 ( $x = -\infty$ ) で流線関数が  $Uz$  に成る様に(即ち積分が零に成る様に)この極  $k=0$  を避ける。関数  $\eta(k)$  は  $k=0$  以外にも極を持つ可能性がある。積分の他の極は分母  $\sin \omega_k Z$  の零点より生じる。これは無限個の虚零点を持つ。

$$k_n = i\kappa_n = i(n^2\pi^2 - N^2/U^2)^{1/2}, \quad n = \text{natural number} > NZ/\pi U. \quad (16-16)$$

この虚零点からの寄与は遙か下流 ( $x = +\infty$ ) で指数関数的に零に成る。

$$\exp[i\kappa_n x] = \exp[-\kappa_n x] \rightarrow 0 \quad \text{as} \quad x \rightarrow +\infty. \quad (16-17)$$

一方、実零点は  $NZ/U$  が  $\pi$  よりも大きい時に存在する。この実零点よりの寄与は遙か下流 ( $x = +\infty$ ) でも生き残る。即ち

重力波が伴う。

$$\text{遙か下流の重力波} \quad \text{if} \quad N > \pi U/Z. \quad (16-18)$$

$NZ/U$ が $\pi$ よりも小さい時には分母の実零点は無いが、 $\eta(k)$ の $k=0$ 以外の零点より重力波の生じる可能性が在る。

[4] 次に成層が十分に弱い時を考える。

$$NZ/U \ll \pi. \quad (16-19)$$

式(16-19)の左辺を $NZ/U = \epsilon$ と置くと流線関数 $\Psi$ の方程式(16-11)は次の様に成る。

$$\partial^2 \Psi / \partial Z^2 + \partial^2 \Psi / \partial x^2 = \epsilon (1/Z^2) (Uz - \Psi). \quad (16-20)$$

諸量を $\epsilon$ で展開する。

$$U = U^{(0)} + \epsilon U^{(1)} + \dots,$$

$$h_{\text{out}}(x) = h_{\text{out}}^{(0)}(x) + \epsilon h_{\text{out}}^{(1)}(x) + \dots.$$

$$\Psi_{\text{out}}(x, z) = \Psi_{\text{out}}^{(0)}(x, z) + \epsilon \Psi_{\text{out}}^{(1)}(x, z) + \dots. \quad (16-21)$$

$\epsilon$ の0次の項は勿論、中立成層の時の解(14-1)である。

$$U^{(0)} = (1/2) \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2}.$$

$$h_{\text{out}}^{(0)} = Z/2.$$

$$\Psi_{\text{out}}^{(0)}(z) = \{gZ(\delta\Theta/\Theta_w)\}^{1/2} z. \quad (16-22)$$

展開式(16-21)を方程式(16-20)に代入して、 $\Psi_{\text{out}}^{(1)}$ に対する方程式は次の様に成る。

$$\partial^2 \Psi_{\text{out}}^{(1)} / \partial z^2 + \partial^2 \Psi_{\text{out}}^{(1)} / \partial x^2 = \epsilon (1/Z^2) (Uz - \Psi_{\text{out}}^{(0)}). \quad (16-23)$$

境界条件(16-12a, b)より $\Psi_{\text{out}}^{(1)}$ に対する境界条件は次の様に成る。

$$\Psi_{\text{out}}^{(1)}(x, Z/2) = -2U h_{\text{out}}(x), \quad \Psi_{\text{out}}^{(1)}(x, Z) = 0. \quad (16-24)$$

エネルギー保存式(16-5)を暖気の下端の流線、 $(x=0, z=0)$ から $(x=\infty, z=h_{\text{out}})$ に適用して、この $\epsilon$ の1次を考えて次式が得られる。

$$U \partial \Psi_{\text{out}}^{(1)}(x, Z/2) / \partial z = h_{\text{out}}^{(1)}(x) \delta\Theta. \quad (16-25)$$

方程式(16-23)の右辺が水平座標 $x$ に依存しない事と境界条件(16-24)及びエネルギー条件(16-25)より $h_{\text{out}}^{(1)}$ と $\Psi_{\text{out}}^{(1)}$ は水平座標 $x$ には依存しない。

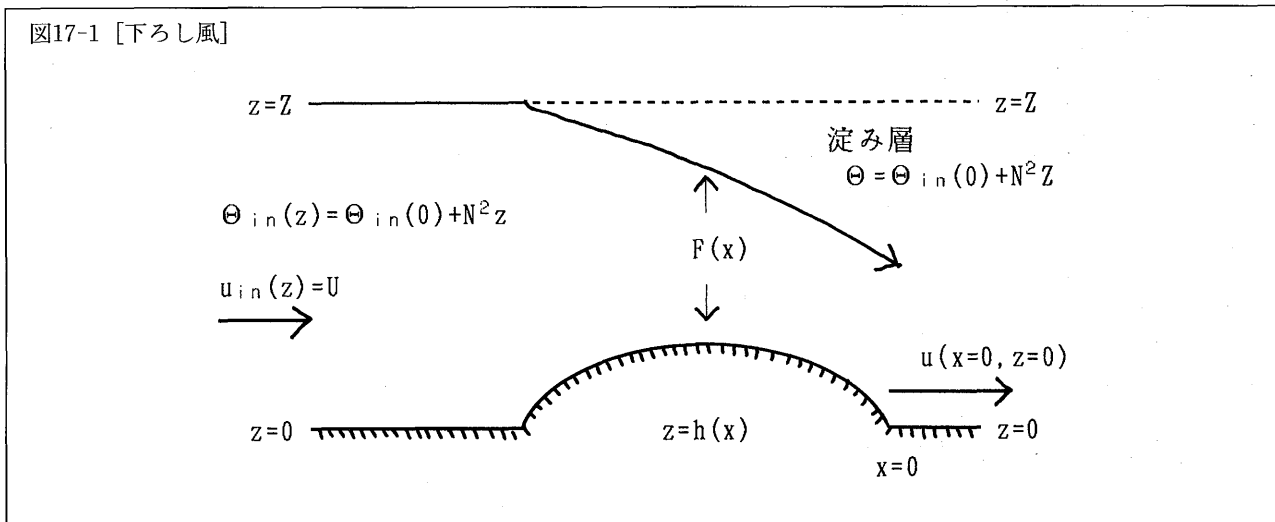
$$h_{\text{out}}^{(1)} = \text{const.}, \quad \Psi_{\text{out}}^{(1)} = \Psi_{\text{out}}^{(1)}(z). \quad (16-26)$$

同様に $\epsilon$ の高次の項も水平座標 $x$ には依存しない事を示せる。故に十分に成層が弱い時には遙か下流( $x=\infty$ )で重力波は生じない。

$$h_{out} = \text{const.}, \quad \Psi_{out} = \Psi_{out}(z) \quad \text{if } NZ/U \ll \pi. \quad (16-27)$$

## 17 下ろし風 — 安定度の勾配の効果

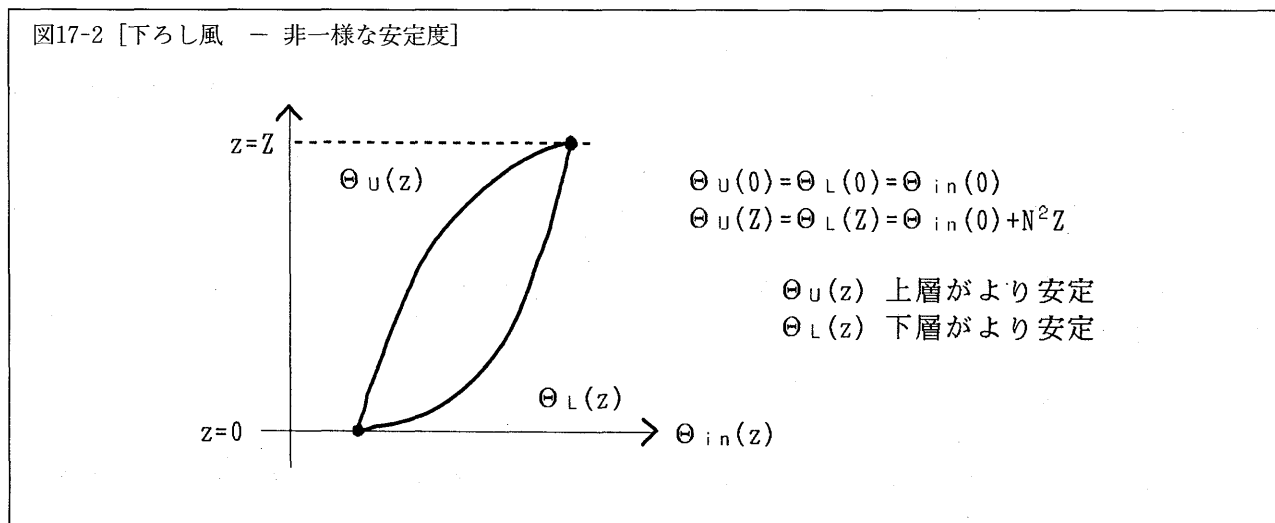
既に第3節「非線形問題」で述べた様に、下ろした風は山の風下で強い風が吹き降りて来る現象である。図17-1参照。



但し  $Z$  は遙か上流の大気の厚みである。遙か上流の速度  $U$  と浮力振動数  $N$  は一定と仮定してある。浮力振動数  $N$  が一定である事は、遙か上流の温位  $\Theta_{in}$  が鉛直座標  $z$  の一次関数である事を意味する。即ち  $\Theta_{in}(z) = \Theta_{in}(0) + N^2 z$ 。  $F(x)$  は下降して来る大気の厚みである。遙か上流 ( $x = -\infty$ ) で  $F(-\infty) = Z$  であり、風下の麓 ( $x=0$ ) で  $F(0) < Z$  である。淀み層 ( $Z > z > F(x) + h(x)$ ) では温位  $\Theta$  は一定と仮定されている。Smith(1985)によれば、山の風下の麓 ( $x, z$ ) = (0, 0) での下ろし風の風速  $u(x=0, z=0)$  は次式で与えられる。

$$u(x=0, z=0) = NZ - U(\pi/2 - 1). \quad (17-1)$$

式(17-1)の右辺の第1項は第2項に比べて遙かに大きい。従って下ろし風の大きさの程度は、大気の安定度(浮力振動数)  $N$  と厚み  $Z$  の積で与えられる。式(17-1)は遙か上流の大気の安定度  $N$  が一定の場合の結論であるが、Kanehisa(1995c)は安定度  $N$  が一様でない場合を考察した。平均の安定度  $N$  を一定にして、上層に強い安定度を持つ温位分布  $\Theta_U(z)$  と下層に強い安定度を持つ温位分布  $\Theta_L(z)$  を考えた。図17-2参照。



Kanehisa (1995c)によれば、下層の安定度よりも上層の安定度の方が山の風下の麓での下ろし風の風速  $u(x=0, z=0)$  を強める。

$$\begin{aligned} u(x=0, z=0) &> NZ - U(\pi/2 - 1) \quad \text{for } \Theta_{in}(z) = \Theta_U(z), \\ u(x=0, z=0) &< NZ - U(\pi/2 - 1) \quad \text{for } \Theta_{in}(z) = \Theta_L(z), \end{aligned} \quad (17-2)$$

以下に Kanehisa (1995c) の概略を示す。

[1] 非強制 ( $F=H=0$ ) の場合には、温位保存式 (6-1) とエネルギー保存式 (6-2) と渦位保存式 (6-3) は次の形に単純化される。

$$\Theta = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi], \quad (17-3)$$

$$B = B[\Psi] = B_{in}[\Psi], \quad B = (\partial\Psi/\partial z)^2/2 + \Phi - z\Theta, \quad (17-4)$$

$$Q = Q[\Psi] = Q_{in}[\Psi], \quad Q = \partial^2\Psi/\partial z^2 - zd\Theta/d\Psi. \quad (17-5)$$

[2] 遙か上流での速度  $u_{in}(z)$  は一定  $U$  だが、安定度  $d\Theta_{in}(z)/dz$  は一定ではない場合を考える。

$$\Psi_{in}(z) = Uz, \quad \Theta_{in}(z) = \Theta_{in}(0) + N^2z + \epsilon\Xi[Uz]. \quad (17-6a, b)$$

一般性を失う事なく  $\Theta_{in}(z)$  は式 (17-6b) の形に書ける。但し  $\epsilon$  は安定度パラメタであり、 $\epsilon=0$  は一様安定度  $d\Theta_{in}/dz = N^2 = \text{一定}$  を意味する。式 (17-6b) より温位  $\Theta$  の関数形は次の形に決まる。

$$\Theta[\Psi] = \Theta_{in}(0) + (N^2/U)\Psi + \epsilon\Xi[\Psi]. \quad (17-7)$$

式 (17-6a) と式 (17-7) を渦位保存式 (17-5) に代入して、渦位  $Q$  の関数形は次の形に決まる。

$$Q[\Psi] = -(N^2/U^2)\Psi - \epsilon(1/U)\Psi d\Xi/d\Psi. \quad (17-8)$$

式 (17-7) と式 (17-8) を渦位保存式 (17-5) に代入して、次の流線関数  $\Psi$  の方程式が得られる。

$$\partial^2\Psi/\partial z^2 + (N^2/U^2)(\Psi - Uz) = -\epsilon(1/U)(\Psi - Uz)d\Xi/d\Psi. \quad (17-9)$$

流線関数  $\Psi$  の方程式 (17-9) を境界条件

$$\Psi(x, h(x)) = \Psi_{in}(0) = 0, \quad \Psi(x, h(x) + F(x)) = \Psi_{in}(Z) = UZ. \quad (17-10)$$

の下に解いて流線関数  $\Psi$  (従って速度  $u = \partial\Psi/\partial z$ ) を得る事ができる。これは鉛直座標  $z$  の関数であるが、山の形  $h(x)$  と大気の厚み  $F(x)$  を通じて水平座標  $x$  の関数と成る。さらに安定度パラメタ  $\epsilon$  および関数  $\Xi$ 、そして勿論遙か上流の大気の厚み  $Z$  にも依存する (勿論遙か上流の速度  $U$  にも依存するが、 $U$  は固定された定数と考える)。

$$\Psi = \Psi(z, h(x), F(x), Z; \epsilon\Xi). \quad (17-11)$$

[3] 下降して来る大気の上端 ( $z = h(x) + F(x)$ ) は一つの流線である。エネルギー保存式 (17-4) をこの上端に適用して次

式が得られる。

$$U^2/2 + \Phi_{in}(Z) - Z\Theta_{in}(Z) = u^2/2 + \Phi - z\Theta \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (17-12)$$

淀み層 ( $Z > z > h(x) + F(x)$ ) では温位  $\Theta$  が一定である。

$$\Theta = \Theta_{in}(Z) = \Theta_{in}(0) + N^2 Z + \epsilon \Xi [UZ] \quad \text{for } Z > z > h(x) + F(x), \quad (17-13)$$

式(17-13)および静水圧方程式(5-1)より保存式(17-12)は次の形に簡単化される。

$$u = U \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (17-14)$$

[4] 式(17-11)の流線関数  $\Psi$  を鉛直座標  $z$  で微分して水平速度  $u$  が得られる。

$$u = \partial \Psi(z, h(x), F(x), Z; \epsilon \Xi) / \partial z. \quad (17-15)$$

この速度  $u$  は  $z = h(x) + F(x)$  でエネルギー保存式(17-14)を満たさねばならない。式(17-15)を式(17-14)に代入して、 $h(x)$  と  $F(x)$  と  $Z$  の間の関係式が得られる。

$$\Omega(h(x), F(x), Z; \epsilon \Xi) = 0. \quad (17-16)$$

関係式(17-16)は大気の厚み  $F(x)$  の、山の形  $h(x)$  と遙か上流の大気の厚み  $Z$  への依存性を表している。式(17-16)より、風下の麓 ( $x=0$ ) での大気の厚み  $F(0)$  は次の方程式の解で与えられる。

$$\Omega(0, F(0), Z; \epsilon \Xi) = 0. \quad (17-17)$$

これには二つの解が在る。一つは  $F(0) = Z$  である。即ち大気の厚み  $F(x)$  は麓 ( $x=0$ ) で元の遙か上流 ( $x = -\infty$ ) の値  $Z$  に戻る。従って下ろし風は起こらない。

$$F(x = -\infty) = Z. \quad F(x = x_m) = F_m < Z. \quad F(x = 0) = Z. \quad (17-18)$$

但し山の高さ  $h(x)$  が最大  $h_m$  となる点を  $x = x_m$  と書いた。即ち

$$h(x_m) = \text{Max} \{h(x)\} = h_m. \quad (17-19)$$

他の解は  $F(0) < Z$  と成る。即ち大気の厚み  $F(x)$  は麓 ( $x=0$ ) で遙か上流 ( $x = -\infty$ ) の値  $Z$  よりも小さく成る。従って風が吹き降りて来る。

$$F(x = -\infty) = Z. \quad F(x = x_m) = F_m < Z. \quad F(x = 0) < F_m < Z. \quad (17-20)$$

第一の解(17-18)はいつでも可能である。第二の解(17-20)は次の条件が満たされる時にのみ可能である。

$$\Omega(h_m, F_m, Z; \epsilon \Xi) = 0 \quad \text{and} \quad \partial \Omega(h_m, F_m, Z; \epsilon \Xi) / \partial F = 0. \quad (17-21)$$

式(17-21)の第2式は大気厚み  $F(x)$  が、山の高さ  $h(x)$  が最大と成る点  $x = x_m$  で下降し続ける為の必要条件である。式(17-21)の第1式と第2式から  $F_m$  を消去して下ろし風の起こる条件式が得られる。

$$h_m = h_m[Z; \epsilon \Xi]. \quad (17-22)$$

遙か上流の大気の厚み  $Z$  と山の高さの最大値  $h_m$  が此の条件(17-22)を満たす時にのみ下ろし風が起こる。

[5] 式(17-15)に第二の解(17-20)を代入して風下の山の麓( $x=0, z=0$ )での風速を求める事ができる。安定度パラメタ  $\epsilon$  が零(即ち遙か上流の安定度が一様)の時には  $u(x=0, z=0)$  は Smith (1985) の解(17-1)に一致する。

$$u(x=0, z=0; \epsilon \Xi) = \partial \Psi(0, 0, F(0), Z; \epsilon \Xi) / \partial z,$$

$$u(x=0, z=0; 0) = NZ - U(\pi/2 - 1). \tag{17-23}$$

いま関数  $\Xi[\Psi]$  の形として次のものを考える。

$$\Xi[\Psi] = \Psi(UZ - \Psi). \tag{17-24}$$

この関数形(17-24)を式(17-7)に代入して、遙か上流の安定度は次式で与えられる。

$$d\Theta_{in}(z)/dz = N^2 + \epsilon U^2(Z - 2z). \tag{17-25}$$

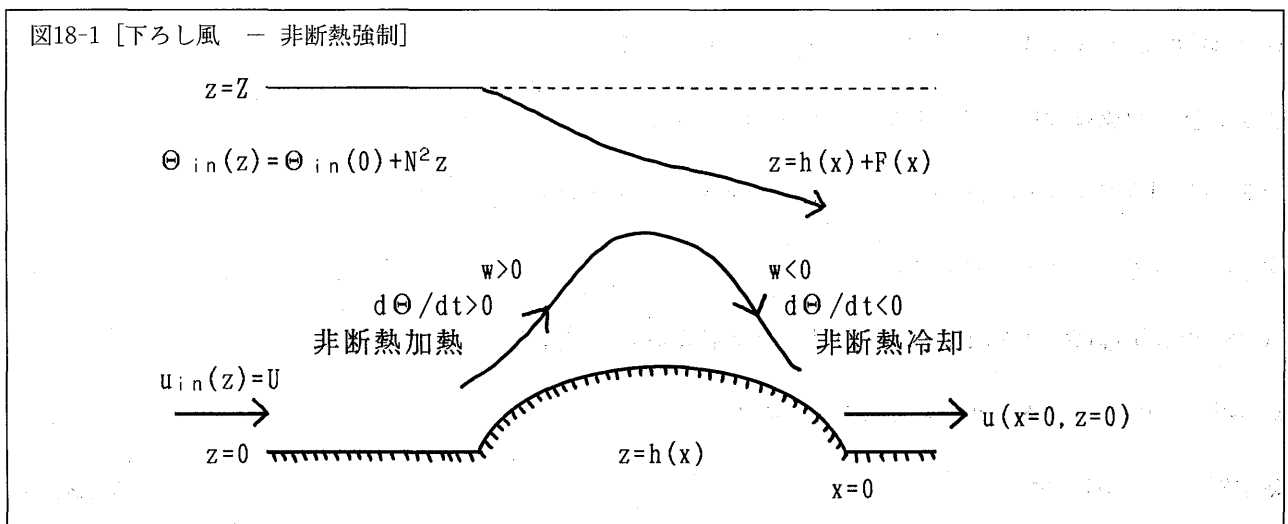
安定度パラメタ  $\epsilon$  が正の時は安定度は下層に集中し、負の時は上層に集中する。安定度パラメタ  $\epsilon$  が零でない時に式(17-23)をあからさまに書き下す事はできない。しかし  $\epsilon$  が小さい時には近似計算を行う事ができる。そして  $\epsilon = 0$  での微分係数を求める事ができる。

$$du(x=0, z=0, \epsilon=0)/d\epsilon < 0. \tag{17-26}$$

即ち上層の安定度が下ろし風を強める事が分かる。

## 18 下ろし風 — 非断熱加熱の効果

第17節で述べた Smith (1985) の下ろし風には、熱強制(非断熱加熱や冷却)は含まれていない。Kanehisa (1997b) は温度  $\Theta$  の物質微分  $d\Theta/dt$  が鉛直速度  $w$  に比例する様な非断熱強制が在る場合を考察した。図18-1参照。



Kanehisa (1997b) によれば、非断熱強制が可逆的(比例係数が上昇流域と下降流域で同じ)或は非可逆的(下降流域の比例係数が上昇流域の比例係数よりも小さい)とに拘らず、下ろし風の風速  $u(x=0, z=0)$  は、断熱の場合(即ち式(17-1))よりも小さく成る。非可逆的の場合の風速は可逆的の場合の風速よりも大きく成る。

$$u(x=0, z=0; \text{可逆}) < u(x=0, z=0; \text{非可逆}) < u(x=0, z=0; \text{断熱}) = NH - U(\pi/2 - 1). \quad (18-1)$$

以下に Kanehisa (1997b) の概略を示す。

[1] 加熱強制が在る場合 ( $F=0, H \neq 0$ ) には温位保存式 (6-1) とエネルギー保存式 (6-2) と渦位保存式 (6-3) は次の様に成る。

$$\Theta = \Theta[\Psi, x] = \Theta_{in}[\Psi] + \int_{-\infty}^x dx H/u, \quad (18-2)$$

$$B = B[\Psi, x] = B_{in}[\Psi] - \int_{-\infty}^x dx z H/u, \quad B = (\partial \Psi / \partial z)^2 / 2 + \Phi - z \Theta. \quad (18-3)$$

$$Q = Q[\Psi, x] = Q_{in}[\Psi] - (\partial / \partial \Psi) \int_{-\infty}^x dx z H/u, \quad Q = \partial^2 \Psi / \partial z^2 - z \partial \Theta / \partial \Psi. \quad (18-4)$$

[2] 非断熱加熱  $H$  として鉛直速度  $w$  に比例するものを考える。

$$H = \gamma^2 \Gamma(w) w = \gamma^2 \Gamma(w) \partial(\Psi, z) / \partial(x, z), \quad (18-5)$$

但し  $\gamma^2$  は加熱パラメタであり、 $\gamma^2 = 0$  は断熱を意味する。関数  $\Gamma(w)$  は次の様な階段関数である。

$$\Gamma(w) = 1 \quad \text{for } w > 0, \quad \Gamma(w) = \text{a positive const.} \leq 1 \quad \text{for } w < 0. \quad (18-6)$$

特に  $\Gamma(w < 0) = 1$  の場合を可逆的と言う。  $\Gamma(w < 0) < 1$  の場合を非可逆的と言う。先ず可逆的の場合を考える。可逆的の場合には  $w/u = -\partial(z, \Psi) / \partial(x, \Psi)$  に注意して、流線  $\{\Psi = \text{一定}\}$  に沿っての積分を実行して、温位保存式 (18-2) とエネルギー保存式 (18-3) と渦位保存式 (18-4) は次の様に成る。

$$\Theta = \Theta[\Psi, x] = \Theta_{in}[\Psi] + \gamma^2 \{z - z_{in}[\Psi]\}, \quad (18-7)$$

$$B = B[\Psi, x] = B_{in}[\Psi] - (\gamma^2 / 2) \{z^2 - z_{in}[\Psi]^2\}, \quad (18-8)$$

$$Q = Q[\Psi, x] = Q_{in}[\Psi] - \gamma^2 z \partial z / \partial \Psi + \gamma^2 z_{in}[\Psi] dz_{in}[\Psi] / d\Psi, \quad (18-9)$$

但し  $z_{in}[\Psi]$  は流線  $\{\Psi = \text{一定}\}$  の遙か上流での高度である。

[3] 遙か上流では大気の流れ  $u_{in}$  は一定  $U$  で、安定度 (浮力振動数) も一定  $N^2$  とする。

$$\Psi_{in}(z) = Uz, \quad \Theta_{in}(z) = \Theta_{in}(0) + N^2 z. \quad (18-10)$$

式 (18-10) より  $z_{in}[\Psi]$  と  $\Theta_{in}[\Psi]$  と  $Q_{in}[\Psi]$  の関数形は次の様に決まる。

$$z_{in}[\Psi] = \Psi / U, \quad \Theta_{in}[\Psi] = \Theta_{in}(0) + (N^2 / U) \Psi.$$

$$Q_{in}[\Psi] = -(N/U)^2 \Psi. \quad (18-11a, b, c)$$

式 (18-7) と式 (18-11) を式 (18-9) に代入して次の流線関数  $\Psi$  の方程式が得られる。

$$\partial^2 \Psi / \partial z^2 + (N/U)^2 (\Psi - Uz) = (\gamma/U)^2 (\Psi - Uz). \quad (18-12)$$

方程式 (18-12) を境界条件



$$\Psi(x, h(x)) = \Psi_{in}(0) = 0, \quad \Psi(x, h(x) + F(x)) = \Psi_{in}(Z) = UZ. \quad (18-13)$$

の下に解いて流線関数 $\Psi$ を得る事ができる。

【4】吹き降りて来る大気の上端( $z=h(x)+F(x)$ )は一つの流線である。エネルギー保存式(18-3)と(18-8)を此の上端に適用して次式を得る。

$$u^2/2 + \Phi - z\Theta = U^2/2 + \Phi_{in}(Z) - Z\Theta_{in}(Z) - (\gamma^2/2) \{z^2 - z_{in}[UZ]^2\} \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (18-15)$$

温位保存式(18-7)と式(18-11a)を代入して、エネルギー保存式(18-15)は次の形に成る。

$$u^2/2 = U^2/2 + \Phi_{in}(Z) - \Phi + (z-Z)\Theta_{in}(Z) + (\gamma^2/2)(z-Z)^2 \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (18-16)$$

淀み層( $Z > z > h(x) + F(x)$ )では流線関数 $\Psi$ は一様である事に注意して、静水圧方程式(5-1)を積分して次式を得る。

$$\Phi = \Phi_{in}(Z) + (z-Z)\Theta_{in}(Z) + (\gamma^2/2)(z-Z)^2 \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (18-17)$$

式(18-17)を式(18-16)に代入してエネルギー保存式は次の形に簡単化される。

$$u = U \quad \text{on } z = h(x) + F(x). \quad (18-18)$$

【5】流線関数 $\Psi$ の方程式(18-12)は勿論加熱パラメタ $\gamma^2$ に依存する。しかしこれは( $N^2 - \gamma^2$ )と言う形を通じてのみ依存する。境界条件(18-13)は加熱パラメタ $\gamma^2$ を含まない。エネルギー条件式(18-13)も加熱パラメタ $\gamma^2$ を含まない。即ち境界条件式とエネルギー条件式は断熱( $\gamma^2=0$ )の場合と同じである。且つ方程式も $N^2$ が( $N^2 - \gamma^2$ )に置き変わっているだけである。故に可逆的非断熱( $\Gamma(w>0) = \Gamma(w<0) = 1$ )の場合の解は断熱( $\gamma^2=0$ )の場合の解の $N^2$ を( $N^2 - \gamma^2$ )に置き換えたものに成る。

$$\Psi = \Psi(z, h(x), F(x); N^2 - \gamma^2). \quad (18-19)$$

従って風下の山の麓( $x, z) = (0, 0)$ での下ろし風の風速 $u(x=0, z=0)$ も、断熱( $\gamma^2=0$ )の場合の式(17-1)の $N^2$ を $N^2 - \gamma^2$ で置き換えたものに成る。

$$u(x=0, z=0; \text{可逆的}) = (N^2 - \gamma^2)^{1/2} Z - U(\pi/2 - 1). \quad (18-20)$$

これは断熱( $\gamma^2=0$ )の場合の値(17-1)よりも小さい。即ち可逆的非断熱によって下ろし風は弱く成る。

【6】式(18-19)から分かる様に、可逆的非断熱( $\Gamma(w>0) = \Gamma(w<0) = 1$ )の効果は、実質的な安定度を、 $N^2$ から $N^2 - \gamma^2$ に減少させる事である。即ち可逆的非断熱は安定度を小さくする。

$$\text{安定度(断熱)} = N^2 > \text{実質的安定度(可逆的非断熱)} = N^2 - \gamma^2 \quad (18-21)$$

非可逆的非断熱( $\Gamma(w>0) = 1, \Gamma(w<0) < 1$ )では下降領域( $w < 0$ )での非断熱効果が、可逆的非断熱に比べて小さい。故に実質的な安定度の減少も弱いと予想される。

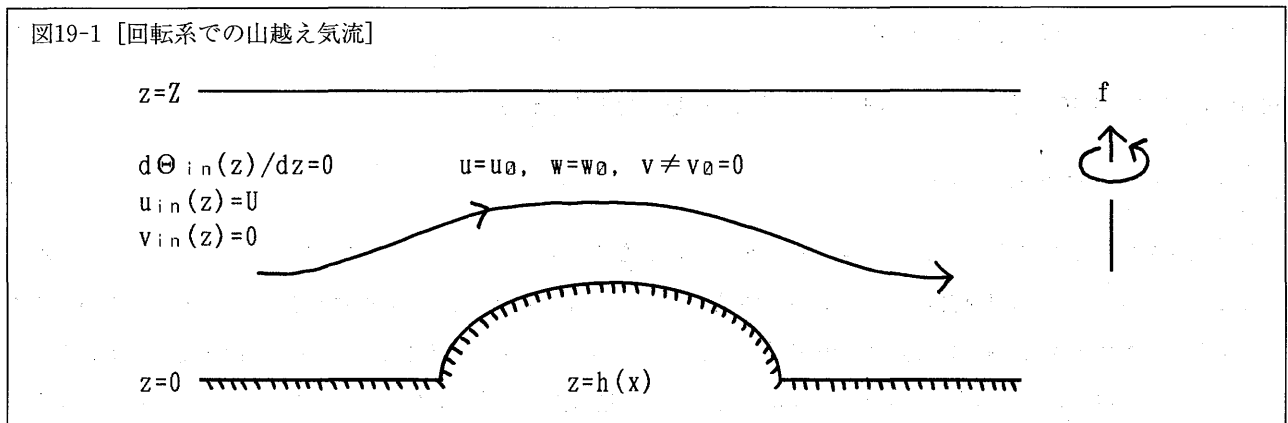
$$\begin{aligned} \text{安定度(断熱)} = N^2 > \text{実質的安定度(非可逆的非断熱)} \\ > \text{実質的安定度(可逆的非断熱)} = N^2 - \gamma^2. \end{aligned} \quad (18-22)$$

可逆的非断熱の場合と同じ様な解析によって、実際に式(18-22)が成り立つ事を示す事ができる。従って非可逆的非断熱の下ろし風の大きさは断熱の場合よりも小さく、可逆的非断熱の場合よりも大きく成る。

$$u(x=0, z=; \text{断熱}) > u(x=0, z=0; \text{非可逆的}) > u(x=0, z=0; \text{可逆的}). \quad (18-23)$$

## 19 回転系での山越え気流

回転系での山越え気流(即ち地球の回転を考慮に入れた山越え気流)に就いては色々な数値実験が知られている。それらの結果に依ると(x, z)鉛直2次元断面内の流れの様子は、地球回転の影響をあまり受けない様である。これは第12節「地球回転の効果 - 近似系」で示した事「(無次元化された)fの1次迄の近似では(x, z)鉛直2次元断面内の流れの様子は地球回転の影響を受けない」と矛盾しない。Kanehisa(1997a)は上空に蓋がある場合の回転系での山越え気流の一つの厳密解を求めた。図19-1参照。



遙か上流では、x方向の速度成分 $u_{in}(z)$ は一定 $U$ とし、y方向の速度成分 $v_{in}(z)$ を零とした。成層は中立(即ち $d\Theta_{in}(z)/dz=0$ )とした。この場合には(x, z)鉛直2次元断面内の速度成分(u, w)は(近似なしに正確に)地球回転の影響を全く受けず、非回転系での解( $u_0, w_0$ )に等しい。また地球回転の影響によって惹起されたy方向の速度成分vは(近似なしに正確に)コリオリ因子fに比例する。

$$\begin{aligned}
 u &= u_0 = UZ / \{U-h(x)\}, & w &= w_0 = UZ(Z-z) \{dh(x)/dx\} / \{Z-h(x)\}^2, \\
 v &= -f(1/Z) \int_{-\infty}^x dxh(x) & \text{if } & u_{in}(z) = U, \quad v_{in}(z) = 0 \quad \text{and} \quad d\Theta_{in}(z)/dz = 0.
 \end{aligned} \quad (19-1)$$

以下にKanehisa(1997a)の概略を示す。

[1] 非強制( $H=F=0$ )の場合には回転系での温位保存式(11-4)とエネルギー保存式(11-6)と渦位保存式(11-8)は次の形に簡単化される。

$$\Theta^f = \Theta^f[\Psi] = \Theta_{in}^f[\Psi], \quad \Theta^f = \Theta - f\Lambda \eta, \quad (19-2)$$

$$B^f = B^f[\Psi] = B_{in}^f[\Psi], \quad B^f = u^2/2 + v^2/2 + \Phi - z\Theta - fU\eta, \quad (19-3)$$

$$Q^f = Q^f[\Psi] = Q_{in}^f[\Psi], \quad Q^f = \partial^2\Psi/\partial z^2 - zd\Theta^f/d\Psi - \partial(\eta, v+f\eta)/\partial(z, x). \quad (19-4)$$

【2】 遙か上流での速度の  $x$  成分は一定  $U$  (即ち  $\Lambda=0$ ) とする。速度の  $y$  成分は零とする。

$$u_{in}(z) = U, \quad \text{i.e., } \Psi_{in}(z) = Uz, \quad \text{and } v_{in}(z) = 0. \quad (19-5a, b)$$

式(19-5a)を式(10-4)に代入して、温位  $\Theta$  の  $y$  方向の勾配は零と成る。

$$\partial \Theta / \partial y = \partial \Theta_{in} / \partial y = 0. \quad (19-6)$$

遙か上流の成層は中立 (即ち  $\partial \Theta_{in} / \partial z = 0$ ) とする。これと式(19-6)より  $\Theta_{in}$  は定数  $\Theta_N$  と成る。故に温位保存式(19-2)より  $\Theta^f[\Psi] = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi]$  は至る所で一定と成る。

$$\Theta^f[\Psi] = \Theta[\Psi] = \Theta_N \text{ const..} \quad (19-7)$$

式(19-5b)より  $v_{in} = \eta_{in} = 0$  である。これと式(19-5a)より渦位保存式(19-4)の  $Q^f[\Psi] = Q_{in}^f[\Psi]$  は零に成る。

$$Q^f[\Psi] = 0. \quad (19-8)$$

式(19-7)と式(19-8)を渦位保存式(19-4)に代入して、次の方程式が得られる。

$$\partial^2 \Psi / \partial z^2 - \partial(\eta, v + f_x) / \partial(z, x) = 0. \quad (19-9)$$

【3】 摩擦  $G$  が零である事および式(10-3)を代入して、 $y$  方向の運動方程式(10-2)は次の形に成る。

$$\partial(\Psi, v) / \partial(z, x) = f(U - u). \quad (19-10)$$

式(19-5b)に注意して式(19-10)を流線  $\{\Psi = \text{一定}\}$  に沿って積分して次式と成る。

$$v = f \int_{-\infty}^x dx (U/u - 1), \quad u = \partial \Psi / \partial z. \quad (19-11)$$

$\eta_{in} = 0$  に注意して式(11-2)を流線  $\{\Psi = \text{一定}\}$  に沿って積分して次式と成る。

$$\eta = \int_{-\infty}^x dx (v/u), \quad u = \partial \Psi / \partial z. \quad (19-12)$$

式(19-11)と式(19-12)を式(19-9)に代入して流線関数  $\Psi$  の方程式が得られる。上空  $z=Z$  に硬い蓋 (即ち  $z/Z$  で安定度が無限大) を仮定する。この場合には境界条件は次の様に成る。

$$\Psi(x, Z) = \Psi_{in}(Z) = UZ, \quad \Psi(x, h(x)) = \Psi_{in}(0) = 0. \quad (19-13a, b)$$

境界条件(19-13a, b)の下に方程式(19-9, 11, 12)を解いて流線関数  $\Psi$  (従って流れの速度  $(u, w)$ ) を得る事ができる。

【4】 (無次元化された) コリオリ因子  $f$  は小さい。そこで諸量を  $f$  で展開する。

$$A = A^{(0)} + fA^{(1)} + f^2A^{(2)} + f^3A^{(3)} + \dots \quad (19-14)$$

式(19-11)と式(19-12)より  $\eta^{(0)}$  と  $v^{(0)}$  は零である。

$$\eta^{(0)} = v^{(0)} = 0. \quad (19-15)$$

式(19-15)を式(19-9)に代入して、 $\Psi^{(0)}$  と  $\Psi^{(1)}$  は次の方程式を満たす。

$$\partial^2 \Psi^{(0)} / \partial z^2 = 0, \quad \partial^2 \Psi^{(1)} / \partial z^2 = 0. \quad (19-16)$$

境界条件(19-13)の下に式(19-16)を解いて、 $\Psi^{(0)}$ と $\Psi^{(1)}$ は次式で与えられる。

$$\Psi^{(0)} = UZ \{z-h(x)\} / \{Z-h(x)\}, \quad \Psi^{(1)} = 0. \quad (19-17)$$

式(19-17)を式(19-11)と式(19-12)に代入して $\eta^{(1)}, v^{(1)}$ と $\eta^{(2)}, v^{(2)}$ が次の様に決まる。

$$v^{(1)} = \int_{-\infty}^x dx (U/u^{(0)} - 1), \quad u^{(0)} = \partial \Psi^{(0)} / \partial z.$$

$$\eta^{(1)} = \int_{-\infty}^x dx (v^{(1)}/u). \quad (19-18)$$

$$v^{(2)} = \eta^{(2)} = 0. \quad (19-19)$$

以下同様にして次式を得る事ができる。

$$\Psi^{(n)} = \eta^{(n)} = v^{(n)} = 0, \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (19-20)$$

[5] 式(19-17)と式(19-18)と式(19-19)と式(19-20)より次の式を得る。

$$\Psi = \Psi^{(0)} = UZ \{z-h(x)\} / \{Z-h(x)\},$$

$$v = fv^{(1)} = f \int_{-\infty}^x dx (U/u^{(0)} - 1).$$

$$\eta = f\eta^{(1)} = f \int_{-\infty}^x dx (v^{(1)}/u). \quad (19-21)$$

式(19-21)の最初の2式より直ちに $(u, w, v)$ が得られる。

$$u = u(f=0) = UZ / \{Z-h(x)\},$$

$$w = w(f=0) = UZ(Z-z) \{dh(x)/dx\} / \{Z-h(x)\}^2,$$

$$v = -f(1/Z) \int_{-\infty}^x dx h(x). \quad (19-22)$$

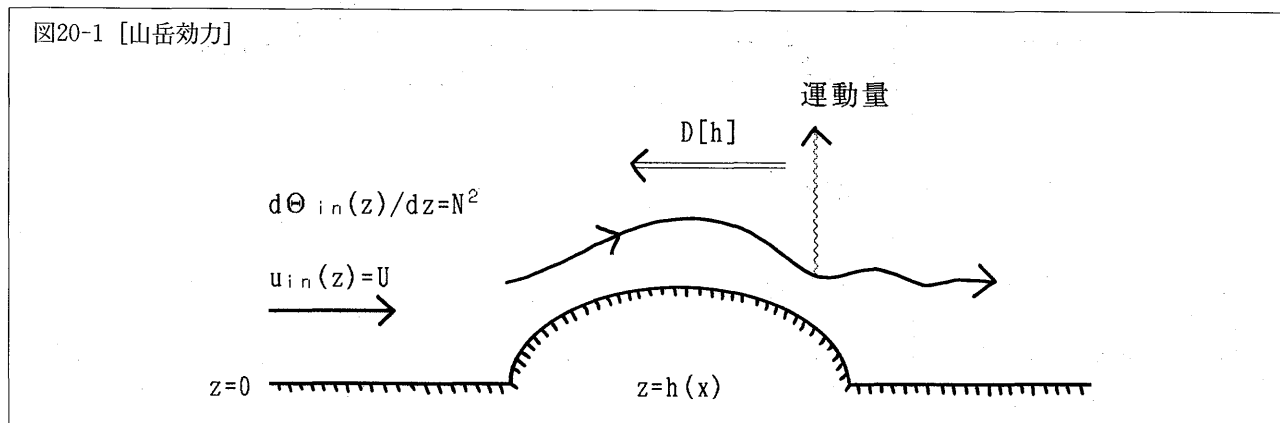
$(x, z)$ 鉛直2次元断面内の速度 $(u, w)$ は地球回転の影響を受けない。断面に垂直な $y$ 方向の速度 $v$ はコリオリ因子 $f$ に比例し、遙か上流から点 $x$ 迄の山の断面積 $\int_{-\infty}^x dx h(x)$ を大気の高度 $Z$ で割った物に比例する。少々複雑な計算の後に $y$ 方向の変位 $\eta$ は次式で与えられる。

$$\eta = (f/ZU) \int_{-\infty}^x d\xi (x-\xi) h(\xi) + (f/2Z^2U) \left\{ \int_{-\infty}^x dx h(x) \right\}^2. \quad (19-23)$$

山の風下では $y$ 方向の速度 $v$ は一定(負)であり $y$ 方向の変位 $\eta$ は水平座標 $x$ の一次関数で減少する。

## 20 山岳効力

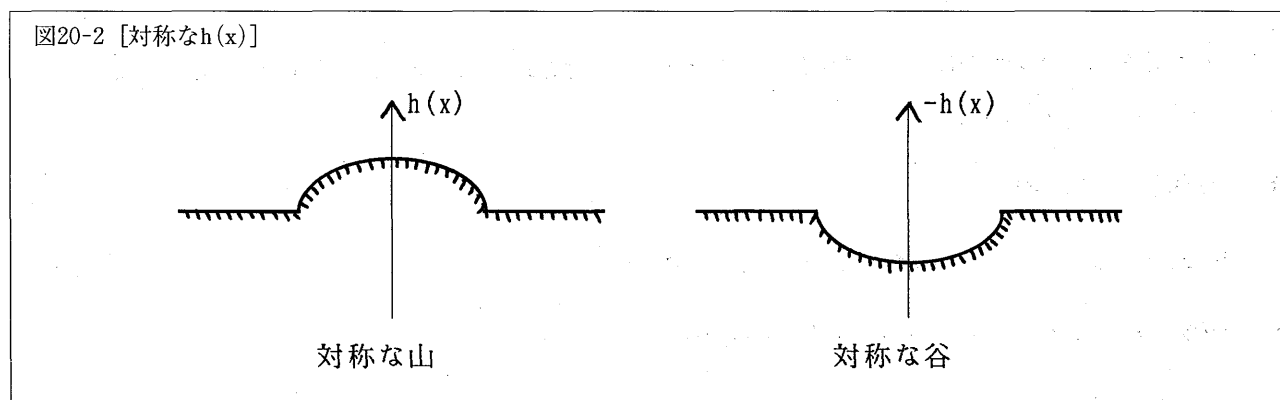
大気の流れが山  $h(x)$  に当たると波が生まれる。この波は上方へ運動量運び去る。その結果、大気は運動量の一部を失う。即ち山から抵抗力  $D[h]$  を受ける。この抵抗力が山岳効力である。図20-1参照。



遙か上流で速度  $u_{in}(z)$  が一定  $U$  かつ浮力振動数も一定  $N$  の場合には、山の形  $h(x)$  に対する山岳効力  $D[h]$  は、線形近似で次の公式で与えられる。

$$D_L[h] = NU \int_{-\infty}^{+\infty} dk |k| |h(k)|^2. \quad (20-1)$$

但し  $h(k)$  は  $h(x)$  のフウリエ変換である。下添字  $L$  で線形近似を表した。Kanehisa (1997c) 等は線形公式 (20-1) が非線形性によってどの様に変更されるのかを調べた。Kanehisa (1997c) 等によると以下の事が成り立つ。山の形  $h(x)$  が対称 ( $h(-x) = h(x)$ ) の時には「 $h(x) \rightarrow -h(x)$ 」の置き換えによって山岳効力は変わらない。また山岳効力は線形公式 (20-1) の値よりも大きい。図20-2参照。

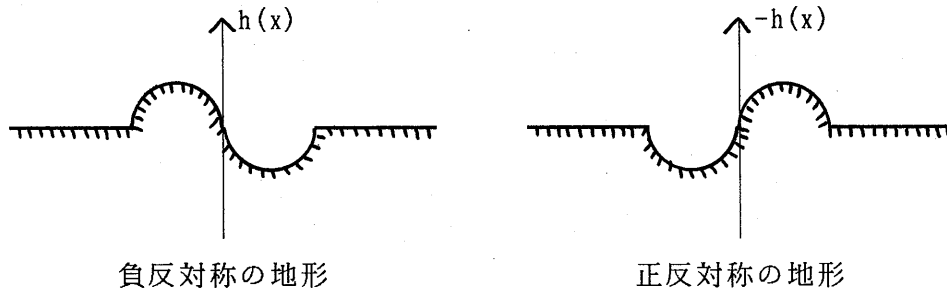


即ち山  $h(x)$  と谷  $-h(x)$  は同じ山岳効力を生み出す。

$$D[-h] = D[h] \quad \text{and} \quad D[h] > D_L[h] \quad \text{if} \quad h(-x) = h(x). \quad (20-2)$$

山の形  $h(x)$  が負反対称 ( $h(-x) = -h(x)$ ,  $xh(x) < 0$ ) の時には「 $h(x) \rightarrow -h(x)$ 」の置き換えによって山岳効力は小さく成る。また山岳効力は線形公式 (20-1) よりも大きい。図20-3参照。

図20-3 [反対称なh(x)]



勿論,  $h(x)$  が負反対称ならば  $-h(x)$  は正反対称である。

$$D[-h] < D[h] \quad \text{and} \quad D[h] > D_L[h] \quad \text{if} \quad h(-x) = -h(x) \quad \text{and} \quad xh(x) < 0. \quad (20-3)$$

山の形  $h(x)$  が正反対称 ( $h(-x) = -h(x)$ ,  $xh(x) > 0$ ) の時には式(20-3)より「 $h(x) \rightarrow -h(x)$ 」の置き換えによって山岳効力は大きく成る。また山岳効力は、山の高さ  $h_m = \text{Max}\{h(x)\}$  が十分に小さければ線形公式(20-1)の値よりも小さい。山の高さ  $h_m$  が或程度大きく成れば線形公式の値よりも大きく成る。

$$D[h] < D_L[h] \quad \text{for} \quad h_m < h_c \quad \text{and} \quad D[h] > D_L[h] \quad \text{for} \quad h_m > h_c \quad \text{with some } h_c$$

$$\text{if} \quad h(-x) = -h(x) \quad \text{and} \quad xh(x) < 0. \quad (20-4)$$

以下の Kanehisa(1997c)等の概略を示す。

[1] 非強制 ( $F=H=0$ ) の場合には、温位保存式(6-1)とエネルギー保存式(6-2)と渦位保存式(6-3)と渦位エネルギー関係式(7-1)は次の形に簡単化される。

$$\Theta = \Theta[\Psi] = \Theta_{in}[\Psi]. \quad (20-5)$$

$$B = B[\Psi] = B_{in}[\Psi], \quad B = (\partial\Psi/\partial z)^2/2 + \Phi - z\Theta, \quad (20-6)$$

$$Q = Q[\Psi] = Q_{in}[\Psi], \quad Q = \partial^2\Psi/\partial z^2 - zd\Theta/d\Psi, \quad (20-7)$$

$$Q[\Psi] = dB[\Psi]/d\Psi. \quad (20-8)$$

[2] 遙か上流での浮力振動数は一定  $N$  で風速も一定  $U$  とする。

$$\Theta_{in}(z) = \Theta_{in}(0) + N^2 z, \quad \Psi_{in}(z) = Uz. \quad (20-9)$$

これより式(20-5)の温位  $\Theta[\Psi]$  と式(20-7)の渦位  $Q[\Psi]$  の関数形は次の様に決まる。

$$\Theta[\Psi] = \Theta_{in}(0) + (N^2/U)\Psi, \quad Q[\Psi] = -(N^2/U^2)\Psi. \quad (20-10a, b)$$

更に渦位エネルギー関係式(20-8)と式(20-10b)より、式(20-6)のエネルギー  $B[\Psi]$  の関数形は次の形に決まる。

$$B[\Psi] = U^2/2 + \Phi_{in}(0) - (N^2/2U^2)\Psi^2 \quad (20-11)$$

式(20-10)を渦位保存式(20-7)に代入して、次の流線関数 $\Psi$ の方程式が得られる。

$$\partial^2\Psi/\partial z^2 + (N^2/U^2)\Psi = (N^2/U)z. \quad (20-12)$$

[3] 山岳効力 $D[h]$  は山 $h(x)$ の面が大気を押す水平方向の力である。即ち大気が山の面を押す水平方向の圧力の逆符号である。

$$D[h] = \int_{z=h(x)} dz \Phi = \int_{z=h(x)} dx (dh/dx) \Phi. \quad (20-13)$$

山の斜面 $z=h(x)$ は一つの流線 $\{\Psi=0\}$ である。従って式(20-6)と式(20-10a)と式(20-11)より山の斜面での $\Phi$ は次式で与えられる。

$$\Phi = U^2/2 + \Phi_{in}(0) - u^2/2 + h\Theta_{in}(0) \quad \text{on} \quad z = h(x) \quad (20-14)$$

式(20-14)を式(20-13)に代入して次の山岳効力の式が得られる。

$$D[h] = -(1/2) \int_{-\infty}^{+\infty} dx (dh/dx) u(x, h(x))^2. \quad (20-15)$$

[4] 流線関数 $\Psi$ の方程式(20-12)の上部放射境界条件を満たす解は、一つの未知関数 $A(x)$ を使って次の様に書ける。

$$\Psi(x, z) = Uz + A(x) \cos(Nz/U) - IA(x) \sin(Nz/U). \quad (20-16)$$

式(20-16)の演算子 $I$ は次の式で定義される。

$$IA(x) = - \int_{-\infty}^{+\infty} dk \{e^{ikx}/(2\pi)^{1/2}\} (ik/|k|) A(k). \quad (20-17)$$

但し $A(k)$ は $A(x)$ のフウリエ変換である。

$$A(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \{e^{-ikx}/(2\pi)^{1/2}\} A(x). \quad (20-18)$$

式(20-16)の $\Psi$ は次の下端の境界条件を満たさねばならない。

$$\Psi(x, h(x)) = \Psi_{in}(0) = 0. \quad (20-19)$$

この条件(20-19)より関数 $A(x)$ は次の様に決まる。

$$\begin{aligned} (N/U^2)A &= -\Xi/\cos\Xi - \tan\Xi \cdot I(\Xi/\cos\Xi) - \tan\Xi \cdot I \tan\Xi \cdot I(\Xi/\cos\Xi) - \dots \\ &= -\sum_{n=0}^{\infty} (\tan\Xi \cdot I)^n (\Xi/\cos\Xi). \quad \Xi(x) = Nh(x)/U. \end{aligned} \quad (20-20)$$

但し $\Xi(x) = Nh(x)/U$ は無次元化された山の高さである。式(20-20)で例えば、 $-\tan\Xi \cdot I \tan\Xi \cdot I(\Xi/\cos\Xi)$ は、 $\Xi/\cos\Xi$ に先ず演算子 $I$ を作用させ、次に $\tan\Xi$ を掛け、次に演算子 $I$ を作用させ、最後に $\tan\Xi$ を掛ける事を意味する。式(20-16)を鉛直座標 $z$ で微分し、式(20-20)を代入して山の斜面( $z=h(x)$ )での速度が得られる。

$$(1/U)u(x, h(x)) = 1 + \Xi \tan\Xi + (1/\cos\Xi) I \sum_{n=0}^{\infty} (\tan\Xi \cdot I)^n (\Xi/\cos\Xi). \quad (20-21)$$

式(20-21)を山岳効力の式(20-15)に代入して、与えられた山 $h(x)$ に対する山岳効力 $D[h]$ を求める事ができる。

[5] 式(20-21)の無限和を $\Xi$ の偶関数の部分と、奇関数の部分に分ける。

$$u/U = 1 + \Xi \tan \Xi + \text{EVEN} + \text{ODD}.$$

$$\text{EVEN} = (1/\cos \Xi) I \sum_{n=0}^{\infty} (\tan \Xi \cdot I)^{2n+1} (\Xi/\cos \Xi).$$

$$\text{ODD} = (1/\cos \Xi) I \sum_{n=0}^{\infty} (\tan \Xi \cdot I)^{2n} (\Xi/\cos \Xi). \quad (20-22)$$

式(20-22)を山岳効力の式(20-15)に代入して、 $\Xi(x)$ が対称(即ち $\Xi(-x) = \Xi(x)$ )の場合には山岳効力は次の形に簡単化される。

$$D[h] = -(U^3/N) \int_{-\infty}^{+\infty} dx (d\Xi/dx) (1 + \Xi \tan \Xi + \text{EVEN}) \cdot \text{ODD}. \quad (20-23)$$

式(20-23)より、 $\Xi(x)$ を $-\Xi(x)$ に置き換えても山岳効力は変わらない事が分かる。

$$D[h] = D[-h] \quad \text{for symmetric } h(x). \quad (20-24)$$

演算子 $I$ の定義式(20-17)より $(1 + \Xi \tan \Xi + \text{EVEN})$ と $\text{ODD}$ の優勢な部分は各々 $1 + \Xi \tan \Xi$ と $(1/\cos \Xi)I(\Xi/\cos \Xi)$ である。これを考慮して式(20-23)の優勢な部分は

$$D[h] \sim -(U^3/N) \int_{-\infty}^{+\infty} dx (d\Xi/dx) (1 + \Xi \tan \Xi) (1/\cos \Xi) I(\Xi/\cos \Xi). \quad (20-25)$$

と成る。式(20-23)より線形近似( $\Xi$ が無小)の場合には山岳効力は次の形に簡単化される。

$$D_L[h] = -(U^3/N) \int_{-\infty}^{+\infty} dx (d\Xi/dx) I\Xi. \quad (20-26)$$

式(20-25)と式(20-26)を比較して、山岳効力は線形近似の値よりも大きい事が分かる。

$$D[h] > D_L[h] \quad \text{for a symmetric } h(x). \quad (20-27)$$

反対称な $\Xi(x)$ に対しても同様の議論をする事ができる。

.....

第14節から第20節に述べた以外にも関連したものにKanehisa(1994), Kanehisa(1995b), Kanehisa(1995e), Kanehisa(1996a), Kanehisa(1996b), Kanehisa(1996c) がある。



## 21 参考文献

- Benjamin, B. T., 1968 : Gravity current and related phenomena. *J. Fluid Mech.*, 31, 209-248.
- Kanehisa, H., 1993a : Density currents in jet shear flows. *J. Meteor. Soc. Japan*, 71, 633-636.
- Kanehisa, H., 1993b : Ageostrophic circulation equations (C-vector equations) in semigeostrophic and primitive systems. *Pap. Met. Geophys.*, 44, 39-44.
- Kanehisa, H., 1994 : Downslope windstorms in a sheared environmental flow having density decrease with height. *J. Meteor. Soc. Japan*, 72, 613-619.
- Kanehisa, H., 1995a : Density currents in weakly stratified environmental flows with weak shear. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 125-129.
- Kanehisa, H., 1995b : Density currents with cold air circulation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 827-831.
- Kanehisa, H., 1995c : Downslope windstorms in a uniform environmental flow with non-uniform potential temperature gradient. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 833-837.
- Kanehisa, H., 1995d : A note on gravity waves associated with a density current. *J. Meteor. Soc. Japan*, 73, 1161-1166.
- Kanehisa, H., 1995e : A note on density currents with energy loss. *Pap. Met. Geophys.*, 45, 97-103.
- Kanehisa, H., 1996a : Downslope windstorms on an f-plane. *J. Meteor. Soc. Japan*, 74, 141-146.
- Kanehisa, H., 1996b : A relationship between the Bernoulli function and potential vorticity. *J. Meteor. Soc. Japan*, 74, 383-386.
- Kanehisa, H., 1996c : Downslope windstorms over a 3-dimensional mountain. *J. Meteor. Soc. Japan*, 74, 709-714.
- Kanehisa, H., 1997a : Conserved quantities in a 2-dimensional steady flow on an f-plane with an application to a flow over a mountain. *J. Meteor. Soc. Japan*, 75, 1165-1170.
- Kanehisa, H., 1997b : Effect of a diabatic forcing on downslope windstorms. *J. Meteor. Soc. Japan*, 75, 1187-1192.
- Kanehisa, H., 1997c : A weakly nonlinear correction for the linear mountain drag formula. *Pap. Met. Geophys.*, 48, 67-71.
- Smith, R. B., 1985 : On the severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 42, 2597-2603.
- Xu, Q., 1992 : Density currents in shear flows. *J. Atmos. Sci.*, 49, 511-524.

## 気象研究所技術報告一覧表

- 第1号 バックグラウンド大気汚染の測定法の開発 (地球規模大気汚染特別研究班, 1978)  
Development of Monitoring Techniques for Global Background Air Pollution (MRI Special Research Group on Global Atmospheric Pollution, 1978)
- 第2号 主要活火山の地殻変動並びに地熱状態の調査研究 (地震火山研究部, 1979)  
Investigation of Ground Movement and Geothermal State of Main Active Volcanoes in Japan (Seismology and Volcanology Research Division, 1979)
- 第3号 筑波研究学園都市に新設された気象観測用鉄塔施設 (花房龍男・藤谷徳之助・伴野 登・魚津 博, 1979)  
On the Meteorological Tower and Its Observational System at Tsukuba Science City (T. Hanafusa, T. Fujitani, N. Banno and H. Uozu, 1979)
- 第4号 海底地震常時観測システムの開発 (地震火山研究部, 1980)  
Permanant Ocean-Bottom Seismograph Observation System (Seismology and Volcanology Research Division, 1980)
- 第5号 本州南方海域水温図——400m (又は500m) 深と1000m 深—— (1934-1943年及び1954-1980年) (海洋研究部, 1981)  
Horizontal Distribution of Temperature in 400m (or 500m) and 1000m Depth in Sea South of Honshu, Japan and Western-North Pacific Ocean from 1934 to 1943 and from 1954 to 1980 (Oceanographical Research, 1981)
- 第6号 成層圏オゾンの破壊につながる大気成分および紫外日射の観測 (高層物理研究部, 1982)  
Observations of the Atmospheric Constituents Related to the Stratospheric Ozone Depletion and the Ultraviolet Radiation (Upper Atmosphere Physics Research Division, 1982)
- 第7号 83型強震計の開発 (地震火山研究部, 1983)  
Strong-Motion Seismograph Model 83 for the Japan Meteorological Agency Network (Seismology and Volcanology Research Division, 1983)
- 第8号 大気中における雪片の融解現象に関する研究 (物理気象研究部, 1984)  
The Study of Melting of Snowflakes in the Atmosphere (Physical Meteorology Research Division, 1984)
- 第9号 御前崎南方沖における海底水圧観測 (地震火山研究部・海洋研究部, 1984)  
Bottom Pressure Observation South off Omaezaki, Central Honshu (Seismology and Volcanology Research Division and Oceanographical Research Division, 1984)
- 第10号 日本付近の低気圧の統計 (予報研究部, 1984)  
Statistics on Cyclones around Japan (Forecast Research Division, 1984)
- 第11号 局地風と大気汚染物質の輸送に関する研究 (応用気象研究部, 1984)  
Observations and Numerical Experiments on Local Circulation and Medium-Range Transport of Air Pollutions (Applied Meteorology Research Division, 1984)
- 第12号 火山活動監視法に関する研究 (地震火山研究部, 1984)  
Investigation on the Techniques for Volcanic Activity Surveillance (Seismology and Volcanology Research Division, 1984)
- 第13号 気象研究大気大循環モデル-I (MRI・GCM-I) (予報研究部, 1984)  
A Description of the MRI Atmospheric General Circulation Model (The MRI・GCM-I) (Forecast Reserach Division, 1984)

- 第14号 台風の構造の変化と移動に関する研究——台風7916の一生—— (台風研究部, 1985)  
A Study on the Changes of Three Dimensional Structure and the Movement Speed of the Typhoon through Its Life Time (Typhoon Research Division, 1985)
- 第15号 波浪推算モデルMRIとMRI-IIの相互比較研究——計算結果図集—— (海洋研究部, 1985)  
An Intercomparison Study between the Wave Models MRI and MRI-II——A Compilation of Results—— (Oceanographical Research Division, 1985)
- 第16号 地震予知に関する実験的及び理論的研究 (地震火山研究部, 1985)  
Study on Earthquake Prediction by Geophysical Method (Seismology and Volcanology Research Division, 1985)
- 第17号 北半球地上月平均気温偏差図 (予報研究部, 1986)  
Maps of Monthly Mean Surface Temperature Anomalies over the Northern Hemisphere for 1891-1981 (Forecast Research Division, 1986)
- 第18号 中層大気の研究 (高層物理研究部・気象衛星研究部・予報研究部・地磁気観測所, 1986)  
Studies of the Middle Atmosphere (Upper Atmosphere Physics Research Division, Meteorological Satellite Research Division, Forecast Research Division, MRI and the Magnetic Observatory, 1986)
- 第19号 ドップラーレーダによる気象・海象の研究 (気象衛星研究部・台風研究部・予報研究部・応用気象研究部・海洋研究部, 1986)  
Studies on Meteorological and Sea Surface Phenomena by Doppler Radar (Meteorological Satellite Research Division, Typhoon Research Division, Forecast Research Division, Applied Meteorology Research Division and Oceanographical Research Division, 1986)
- 第20号 気象研究所対流圏大気大循環モデル (MRI・GCM-I) による12年間の積分 (予報研究部, 1986)  
Mean Statistics of the Tropospheric MRI・GCM-I based on 12-year Integration (Forecast Research Division, 1986)
- 第21号 宇宙線中間子強度1983-1986 (高層物理研究部, 1987)  
Multi-Directional Cosmic Ray Meson Intensity 1983-1986 (Upper Atmosphere Physics Research Division, 1987)
- 第22号 静止気象衛星「ひまわり」画像の噴火噴煙データにもとづく噴火活動の解析に関する研究 (地震火山研究部, 1987)  
Study on Analyses of Volcanic Eruptions based on Eruption Cloud Image Data obtained by the Geostationary Meteorological Satellite (GMS) (Seismology and Volcanology Research Division, 1987)
- 第23号 オホーツク海海洋気候図 (篠原吉雄・四竈信行, 1988)  
Marine Climatological Atlas of the Sea of Okhotsk (Y. Shinohara and N. Shikama, 1988)
- 第24号 海洋大循環モデルを用いた風の応力異常に対する太平洋の応答実験 (海洋研究部, 1989)  
Response Experiment of Pacific Ocean to Anomalous Wind Stress with Ocean General Circulation Model (Oceanographical Research Division, 1989)
- 第25号 太平洋における海洋諸要素の季節平均分布 (海洋研究部, 1989)  
Seasonal Mean Distribution of Sea Properties in the Pacific (Oceanographical Research Division, 1989)
- 第26号 地震前兆現象のデータベース (地震火山研究部, 1990)  
Database of Earthquake Precursors (Seismology and Volcanology Research Division, 1990)

- 第27号 沖縄地方における梅雨期の降水システムの特徴 (台風研究部, 1991)  
Characteristics of Precipitation Systems during the Baiu Season in the Okinawa Area (Typhoon Research Division, 1991)
- 第28号 気象研究所・予報研究部で開発された非静水圧モデル (猪川元興・斉藤和雄, 1991)  
Description of a Nonhydrostatic Model Developed at the Forecast Research Department of the MRI (M. Ika-wa and K. Saito, 1991)
- 第29号 雲の放射過程に関する総合的研究 (気象研究部・物理気象研究部・応用気象研究部・気象衛星・観測システム研  
究部・台風研究部, 1992)  
A Synthetic Study on Cloud-Radiation Processes (Climate Research Department, Physical Meteorology Re-  
search Department, Applied Meteorology Research Department, Meteorological Satellite and Observation Sys-  
tem Research Department and Typhoon Research Department, 1992)
- 第30号 大気と海洋・地表とのエネルギー交換過程に関する研究 (三上正男・遠藤昌宏・新野 宏・山崎孝治, 1992)  
Studies of Energy Exchange Processes between the Ocean-Ground Surface and Atmosphere (M. Mikami, M.  
Endoh, H. Niino and K. Yamazaki, 1992)
- 第31号 降水日の出現頻度からみた日本の季節推移——30年間の日降水量資料に基づく統計—— (秋山孝子, 1993)  
Seasonal Transition in Japan, as Revealed by Appearance Frequency of Precipitating-Days —— Statistics of  
Daily Precipitation Data During 30 Years —— (T. Akiyama, 1993)
- 第32号 直下型地震予知に関する観測的研究 (地震火山研究部, 1994)  
Observational Study on the Prediction of Disastrous Intraplate Earthquakes (Seismology and Volcanology  
Research Department, 1994)
- 第33号 各種気象観測機器による比較観測 (気象衛星・観測システム研究部, 1994)  
Intercomparisons of Meteorological Observation Instruments (Meteorological Satellite and Observation sys-  
tem Research Department, 1994)
- 第34号 硫黄酸化物の長距離輸送モデルと東アジア地域への適用 (応用気象研究部, 1995)  
The Long-Range Transport Model of Sulfur Oxides and Its Application to the East Asian Region. (Applied  
Meteorology Research Department, 1995)
- 第35号 ウインドプロファイラーによる気象の観測法の研究 (気象衛星・観測システム 研究部, 1995)  
Studies on Wind Profiler Techniques for the Measurements of Winds. (Meteorological Satellite and  
Observation System Research Department, 1995)
- 第36号 降水・落下塵中の人工放射性核種の分析法及びその地球化学的研究 (地球化学 研究部, 1996)  
Geochemical Studies and Analytical Methods of Anthropogenic Radionuclides in Fallout Samples.  
(Geochemical Research Department, 1996)
- 第36号 大気と海洋の地球化学的研究 (1995年及び1996年) (地球化学研究部, 1999)  
Geochemical Study of the Atmosphere and Ocean in 1995 and 1996. (Geochemical Research Department,  
1999)

# 気象研究所

1946 (昭和21)年 設立

所 長 : 長 谷 川 隆 司

予 報 研 究 部 部 長 : 理 博 吉 住 禎 夫  
気 候 研 究 部 部 長 : 近 藤 洋 輝  
台 風 研 究 部 部 長 : 八 木 正 允  
物 理 気 象 研 究 部 部 長 : 白 崎 航 一  
環 境 ・ 応 用 気 象 研 究 部 部 長 : 理 博 花 房 龍 男  
気 象 衛 星 ・ 観 測  
シ ス テ ム 研 究 部 部 長 : 田 中 豊 顯  
地 震 火 山 研 究 部 部 長 : 望 月 英 志  
海 洋 研 究 部 部 長 : 理 博 宇 治 豪  
地 球 化 学 研 究 部 部 長 : 理 博 伏 見 克 彦

## 気象研究所技術報告

編集委員長: 近 藤 洋 輝

編 集 委 員 : 加 藤 政 勝 山 崎 信 雄 村 田 昭 彦  
深 堀 正 志 堤 之 智 鈴 木 修  
上 垣 内 修 山 中 吾 郎 松 枝 秀 和  
事 務 局 : 佐 藤 博 岡 田 孝 文

気象研究所技術報告は、1978 (昭和53) 年の初刊以来、気象研究所が必要の都度発行する刊行物であり、原則として気象研究所職員及びその共同研究者による気象学、海洋学、地震学その他関連の地球科学に関する技術報告、資料報告および総合報告 (以下報告という) を掲載する。

気象研究所技術報告の編集は、編集委員会が行う。編集委員会は原稿の掲載の可否を判定する。

本誌に掲載された報告の著作権は気象研究所に帰属する。本誌に掲載された報告を引用する場合は、出所を明示すれば気象研究所の許諾を必要としない。本誌に掲載された論文の全部又は一部を複製、転載、翻訳、あるいはその他に利用する場合は、気象研究所の許諾を得なければならない。個人が研究、学習、教育に使用する場合は、出所を明示すれば気象研究所の許諾を必要としない。

気 象 研 究 所 技 術 報 告 ISSN 0386-4049

第 38 号

平成11年3月26日 発 行

編 集 兼 気 象 研 究 所  
発 行 者

〒305-0052 茨城県つくば市長峰1-1

TEL. (0298)53-8535

印 刷 所 朝 日 印 刷 株 式 会 社

〒309-1117 茨城県真壁郡協和町向川澄82-1