

# 鉛直分解能が粗いモデルに適用した レベル-2 の closure model\*

山 岸 米二郎\*\*

## 要旨

海陸分布に基因する地表面からの加熱差や地形の効果によって影響される、スケールの小さい運動を予測するためには、大気境界層のパラメタリゼーションの精度を良くすることが必要である。近い将来実行可能な程度の3次元予報モデルへの適用を念頭に、境界層パラメタリゼーション方式として Mellor・Yamada の提案するレベル-2 の closure model の特性をテストした。大気が地表面から加熱されるような場合には、境界層内に5~6層しかないような粗分解能のモデルに適用しても、かなりよい結果が期待できることがわかった。しかし、接地層が安定になるような場合には分解能が粗いと問題があるように思われる。1次元および3次元モデルでのテスト結果が示されている。

## 1. はじめに

地表面と大気との運動量、顕熱、水蒸気の交換および大気境界層内での乱流拡散のパラメタリゼーションは、数値予報モデルの重要な側面である。境界層内にいくつかのレベルを持つモデルでの、境界層内の鉛直乱流拡散過程の扱いは、通常三つの方法が用いられている。一つは、渦拡散係数の鉛直プロファイルを接地層からの高さの関数として決める方法である。この場合、O'Brien (1970) により提案された形式がよく用いられる。次の方法は、渦拡散係数を局所的な風のシア、浮力、乱流エネルギーから決める方法である。さらに、一般的な方法としては乱流についての方程式を時間積分する方法がある(たとえば Deardorff, 1974)。第3の方法を数値予報モデルに適用することは、計算機の能力を考えれば、実用的に無理である。第1の方法は、鉛直のレベルの数があまり多くない時には実用的に有効と思われるが、この場合は境界層の高さを別の方法で決めなければならない。第2の方法は、実用上魅力的であるが、鉛直方向のレベルの間隔が充分密でないと妥当な結果が得られない恐れがある。この論文では、Mellor・Yamada (1974)

のレベル-2 の closure model (ここでいう第2の方法)を用い、3次元予報モデルへの適用を念頭におき、鉛直分解能の粗さや、時間積分の時間間隔が及ぼす問題点等について1次元モデルを用いて調べた。また、3次元モデルへの適用についても一部述べる。

## 2. 1次元モデル

次の1次元モデルでテストを行なった。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'w'}) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{v'w'}) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{\theta'w'}) \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial T_G}{\partial t} = \nu_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial z^2} \quad O_G \quad (2.4)$$

ここで、 $u_g$ ,  $v_g$  は時間的・空間的に一定と仮定した気圧傾度力に対応する地衡風、 $T_s$  は地中温度、その他は慣用の記号を用いている。

### 2.1 レベル-2 の closure model

レベル-2 の closure model では、鉛直渦輸送は次のように表わされる。

$$-\overline{u'w'} = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| S_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.5)$$

$$-\overline{v'w'} = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| S_M \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.6)$$

\* Level-2 version of the turbulence closure model applied to the model with coarse vertical resolution.

\*\* Y. Yamagishi, 気象庁電子計算室。

—1979年5月14日受領—

—1979年7月7日受理—

$$-\overline{\theta'w'} = l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right| S_H \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$\left. \begin{aligned} S_M &= B_1^{\frac{1}{2}} (1-R_f)^{\frac{1}{2}} (\widetilde{S}_M)^{\frac{1}{2}} > 0 \\ S_H &= B_1^{\frac{1}{2}} (1-R_f)^{\frac{1}{2}} (\widetilde{S}_M)^{\frac{1}{2}} > 0 \end{aligned} \right\} R_f < R_{fc} \equiv 0.213$$

$$S_M \equiv S_H \equiv 0 \quad R_f \geq R_{fc}$$

$$\widetilde{S}_M = 3A_1 \frac{\gamma_1 - C_1 - (6A_1 + 3A_2)\rho/B}{\gamma_1 - \gamma_2 \Gamma + 3A_1 \Gamma/B_1} (\gamma_1 - \gamma_2 \Gamma)$$

$$\widetilde{S}_H = 3A_2 (\gamma_1 - \gamma_2 \Gamma)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3} - (2A_1/B_1), \quad \gamma_2 = (B_2/B_1) + (6A_1/B_1)$$

$$\Gamma = R_f / (1 - R_f)$$

ここで、 $R_f$  はフラックス・リチャードソン数である。 $l$  は混合距離に対応し、Mellor・Yamada (前出) では Blackadar (1962) の形式が用いられている。

すなわち、

$$l(z) = \frac{kz}{1 + kz/l_0} \quad (2.10)$$

$k$  はカルマン定数である。ここで、 $l_0$  は乱流エネルギー  $q$  を用いて、

$$l_0 = \alpha \frac{\int_0^\infty zqdz}{\int_0^\infty qdz}, \quad q \equiv \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \quad (2.11)$$

とされている。 $\alpha$  は経験定数で 0.1 が用いられている。

レベル-2ではすべての量が診断的に得られるが、ここでは  $q$  は次式から計算した。

$$q^3 = (\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial v}{\partial z} + \beta \overline{gw'\theta'}) \times 15l \quad (2.12)$$

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

$l_0$  については通常用いられる簡便な形式、

$$l_0 = \frac{B}{f} u_*, \quad B: \text{定数}, u_*: \text{摩擦速度} \quad (2.13)$$

についても試み、(2.11) をそのまま用いた場合とも比較した。

### 2.2 モデルの鉛直構造

鉛直分解能の異なる二つのモデルについて比較した。一つのモデルは大気中で 4,150 m 以下に42層とり (fine resolution: f-モデルと呼ぶ\*)、他のモデルは 5,000 m 以下を10層に分解した (coarse model: c-モデルと呼ぶ)。両モデルとも地中に10層とり、地中の層の厚さは 5 cm とした (第2.1図)。

### 2.3 計算方式と境界条件

大気最上層、地中最下層では、気温、風、地中温度は時間的に不変とする。地表面 (陸地と仮定) ではエネルギーのたまりがないとの仮定から、地面温度 ( $T_G$ )<sub>s</sub> を求める。

$$RS + RL - H_s - (LE)_s - \rho_s c_s \nu_s \left( \frac{\partial T_G}{\partial z} \right)_s$$

$$-\varepsilon \sigma (T_G)_s^4 = 0 \quad (2.14)$$

サフィックス  $S$  は地表面を示す。地表面に達する太陽日射  $RS$  は、

$$RS = (0.7)^{\sec \zeta} S_0 (1 - CLOUD) (1 - ALBD) \cos \zeta \quad (2.15)$$

$$\cos \zeta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \frac{\pi}{12} (t - 12)$$

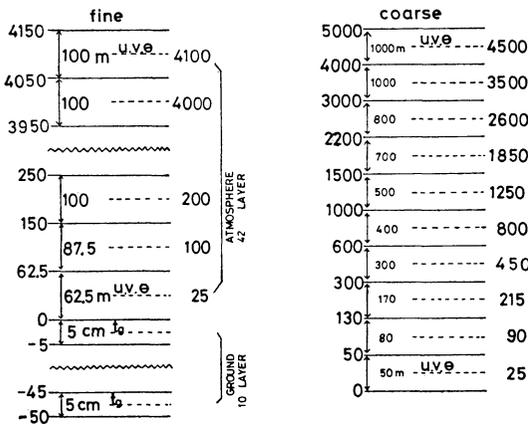
で与えた。ここで、 $S_0$ : 太陽定数、 $\varphi$ : 緯度、 $\delta$ : 太陽の赤緯、 $t$ : 地方時、 $ALBD$ : 地表面のアルベド、 $CLOUD$ : 雲の効果を現わす項。モデルは水蒸気を予想しないので、ポーエン比  $B$  を仮定して蒸発量  $E$  を求める。

$$(LE)_s = H_s / B \quad (2.16)$$

ここで、 $L$  は蒸発の潜熱、モデルは大気中の放射 (長波、短波) を計算していないので、大気からの長波放射  $RL$  はプラントの公式から計算する。

$$RL = \varepsilon \sigma T_a^4 (a + b\sqrt{e})$$

ここで、 $\sigma$ : ステファン・ボルツマン定数、 $\varepsilon$ : 完全黒体からのずれを示すファクター、 $T_a$ : スクリーンレベル



第2.1図 1次元モデルの鉛直構造。地中の層のとり方は、coarse モデルも fine モデルと同じである。

\* ここで fine resolution と呼んだが、境界層のテストの観点からすれば、粗分解能のモデルである。たとえば Mellor・Yamada がスキームのテストに用いたモデルは、5,200m > z > 1,000m に60層、z ≤ 1,000 m に20層とっている。

の気温,  $e$ : 水蒸気圧,

地表面での顕熱と運動量のフラックス,  $H_s \equiv (\overline{\theta'w'})_s$  と  $(\overline{v'w'})_s$  は, 大気中の最下レベル (25 m) が常に接地層内にあるものと仮定し, Businger ほか (1971) の実験式を利用して求めた. すなわち, 無次元化されたプロファイルの式,

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \Phi_M \left( \frac{z}{L} \right) \quad (2.17)$$

$$\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Phi_H \left( \frac{z}{L} \right)$$

において,

$$\left. \begin{aligned} \Phi_M &= 1 + 4.7 \frac{z}{L} \\ \Phi_H &= 0.74 + 4.7 \frac{z}{L} \end{aligned} \right\} \text{安定} \quad (2.18)$$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_M &= \left( 1 - 15 \frac{z}{L} \right)^{-1/4} \\ \Phi_H &= \left( 1 - 9 \frac{z}{L} \right)^{-1/2} \end{aligned} \right\} \text{不安定} \quad (2.19)$$

である. ここで,  $u_*$  は摩擦速度,  $\theta_*$  は摩擦温位で,

$$u_*^2 \equiv -(\overline{w'u'})_s, \quad u_*\theta_* \equiv -(\overline{w'\theta'})_s$$

で定義される.  $L$  は Monin-Obukov の安定度長である.  $(\overline{v'w'})_s$ ,  $(\overline{\theta'w'})_s$  の求め方としては, まず (2.17) を  $z=z_0$  から  $z=z_a$  まで積分し (たとえば, Paulson, 1970), バルクリチャードソン数

$$R_{iB} \equiv \frac{g}{\theta} \frac{z_a (\theta_a - \theta_0)}{u_a^2}$$

を与えて  $\frac{z_a}{L}$  を求めるという通常の方式に従った. 接地層が不安定の時は,  $R_{iB}$  を与えて  $z_a/L$  を求める時繰り返し計算が必要である. しかし, ここでは計算時間の節約のため Barker ほか (1975) が提案する次の近似式を用いた.

$$\frac{z_a}{L} = R_{iB} \cdot f(C_N)$$

$$f(C_N) = 0.471 \cdot C_N - 1.045 \begin{cases} \frac{z_a}{L} \leq -0.05 \\ C_N \geq 10 \end{cases} \quad (2.20)$$

$$C_N \equiv \frac{1}{k} \ln \left( \frac{z_a}{z_0} \right)$$

$\frac{z_a}{L} > -0.05$  の時は安定の場合の式で代用する.

次に, 鉛直渦拡散項の積分について述べる. 今,  $(K_{M,H})_{max} \equiv 100 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$  とすると, 時間積分を前方差分とした時, (2.1), (2.2) 式の右辺第2項の計算安定性の条件は,  $\Delta t \leq 50$  秒である. 3次元予報モデルへの応用

第2.1表 1次元モデルのテストに用いられた主な定数.

$u_g$	11 m/s
$v_g$	9 m/s
$S_0$	1.95 ly/min
$\varphi$	42.5°
$\delta$	11°
$\rho_s$	2.7 gr/cm <sup>3</sup>
$C_s$	0.2 cal/gr, °C
$\nu_s$	$3.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}$
$\varepsilon$	0.95
$z_0$	0.01 m
$B$	4.0 ( $H_s > 0$ )
	1.0 ( $H_s = 0$ )
ALBD	0.3
CLOUD	0.

を考えるとこれはあまりにも小さすぎる. そこで, この項は次のようにインプリスト方式を用いた.

$$\frac{\alpha^r H - \alpha^r}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_{M,H} \frac{\partial \alpha^{r+1}}{\partial z} \right) \quad (2.21)$$

$\alpha = u, v, \theta$ .  $K_{M,H}$  の値はあらかじめ前方差分の値で求めておき, (2.21) 式では既知とする.

初期値は,

$$u_0(z) = u_g, \quad v_0(z) = v_g, \quad T_{G_0}(z) = \text{const.}$$

$$\theta_0(z) = 298 + 3.3 \times 10^{-3} z$$

とした. 積分を開始してから  $t=72-96$  時間を検討の対象とする.  $t=0$  は任意に午前8時とした.

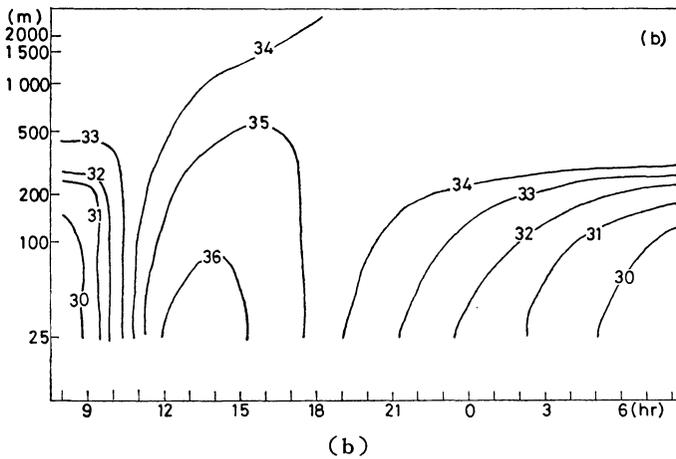
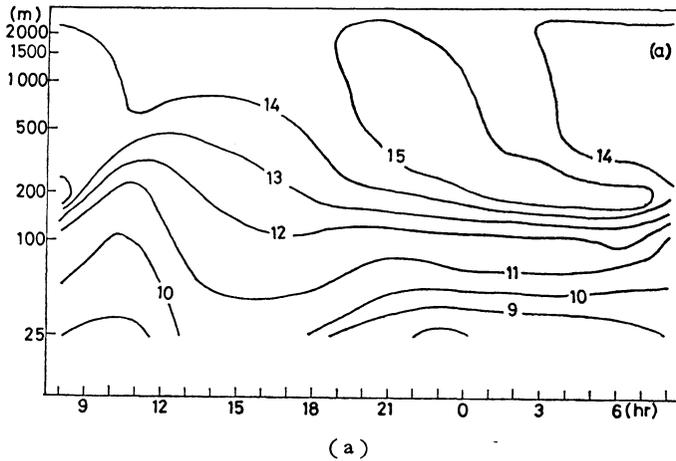
なお, ここで用いた主な定数を第2.1表に示す. 太陽高度, 緯度, 地衡風速, 粗度は O'neile (Lettau・Davidson, 1957) の第5日の観測を念頭に選んである. また, ボーエン比はこの事例のエネルギーバランスの計算に用いられた, Suomi のモデル (Lettau・Davidson, 同上) の結果を参考にし,  $B=4(H_s > 0)$  の時,  $B=1(H_s = 0)$  の時とした.

### 3. 一次元モデルの結果

#### 3.1 f-モデルと c-モデルの比較

f-モデルと c-モデルの差をみるために,  $\Delta t = 3$  分の場合について両者を比較する\*. 第3.1図は, f-モデルで計算した場合の風速の絶対値の鉛直時間断面図 (a) と温位の鉛直時間断面図 (b) である.  $l_0$  の計算には (2.11)

\*  $\Delta t = 30$  秒としても,  $\Delta t = 3$  分の場合との差はほとんど認められない.

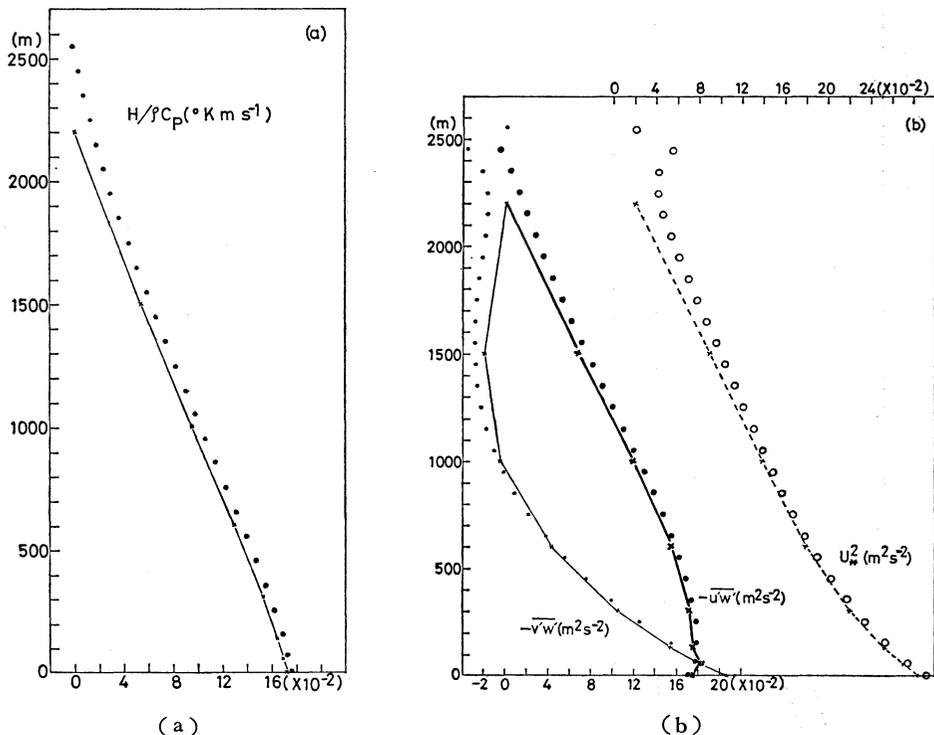


第 3.1 図 f-モデルで計算した場合の風速の絶対値 (a) と温度 (b) の高度・時間断面図. 横軸は地方時, 縦軸は高度. 風速の単位は m/s. 温度は 273 を減じた °K 単位.  $l_0$  の計算には (2.11) 式が用いられている.

式が用いられている. 夜半の風速の極大は 600 m 付近に予想されている. また, 夕方から明け方にかけて地表付近に気温の逆転が予想されている. 風速と気温の日変化の特徴は, ほかの入達 (たとえば Sasamori, 1971; Tsann-Wang, 1977) の結果と基本的に同じである. ここには示さないが, c-モデルの場合も日変化の特徴は f-モデルと同じように予想されているが, 以下やや詳しく比較する.

接地層が不安定な場合には, f-モデルと c-モデルの結果にはほとんど差がみられない. また, f-モデルでは  $l_0$  の計算方式による差もほとんどみられない. ただし c-モデルの場合は (2.11) 式で  $l_0$  を計算すると, 層が

少ないためか,  $l_0$  の値に時間的に不規則な変動がみられるので, (2.13) 式のみが用いられている. 第 3.2 図に, 14 時での熱の渦輸送と運動量の渦輸送の鉛直分布の比較が示されている. 高度 2,000 m 付近より上でやや差がみられるのみで, 全体として f-モデルと c-モデルの差は小さい. 14 時での各高度の温度と風速の予想値 (日変化が計算された 2,600 m 以下の 100 m 毎, c-モデルの場合は予想レベルの間を直線内挿した値) を比較すると次のようになる. f-モデルで  $l_0$  の計算方式による差は, 温度で  $\pm 0.2^\circ\text{K}$  以内, 風速で  $\pm 0.06 \text{ m/s}$  以内である. また, f-モデルと c-モデルの差は温度で  $\pm 0.3^\circ\text{K}$  以内, 風速は, 1,900 m 以下では  $\pm 0.1 \text{ m/s}$  以下であ



第3.2図 14時での熱フラックスの鉛直分布の比較 (a) と運動量フラックスの鉛直分布の比較 (b). (a) では、実線は c-モデル、黒丸は f-モデルの場合を示す. (b) では、細実線と太実線は c-モデルの  $v$  および  $u$  成分、小さい黒丸と大きい黒丸は f-モデルの  $v$  および  $u$  成分の場合を示す (下側のスケール). 点線と白丸はそれぞれ c-モデルと f-モデルの場合の  $u_*^2$  の鉛直分布 (上側のスケール).

るがそれより上でやや大きく、2,500 m では 0.5 m/s の差となっている。

接地層が安定になる夜間は、地表付近 (地表から 300 m 以内) の気温分布にのみやや大きな差がみられる。第 3.3 図には 18 時と 06 時の地表付近の温位の鉛直分布が示されている。モデルでは、接地層が安定になると 250 m 付近の渦拡散係数の値が 0 に近ずき上方からの輸送がなくなる。  $K_{M,H} \neq 0$  になる時刻の差により地表付近の気温に大きな差が出ている。第 3.1 図の風速分布で夜半から明け方にかけて 200 m 高度で風速が増大しているのも、これに関連している ((2.1) 式で  $\frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'w'}) \neq 0$ ,  $\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) > 0$ )。第 3.3 図の実線は第 3.1 図 (b) のもの、点線は f-モデルで  $l_0$  の計算に (2.13) 式を用いた場合、鎖線は c-モデルの場合である。  $\Delta\theta = \theta(z=200\text{ m}) - \theta(z=25\text{ m})$  とおくと、

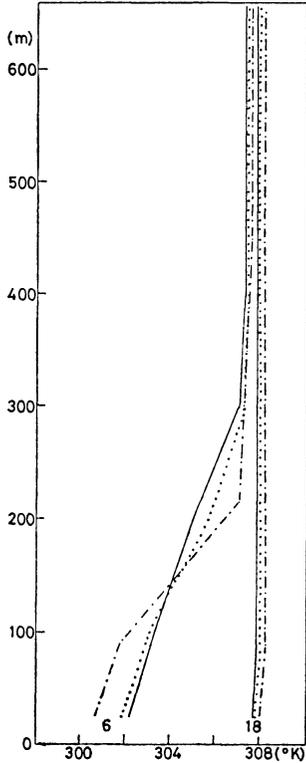
$$\Delta\theta = 2.8^\circ\text{K} \text{ (実線)}$$

$$\Delta\theta = 3.8^\circ\text{K} \text{ (点線)}$$

$$\Delta\theta = 5.8^\circ\text{K} \text{ (鎖線)}$$

である。  $l_0$  の計算を簡略化したり、鉛直分解能を粗にすると  $\Delta\theta$  が大きくなっている。

地上から 200~300 m 付近は、それ以下の高度に比して風の鉛直シアが小さく、渦拡散係数の値は鉛直安定度のわずかな変化にきわめて敏感である。第 3.1 図に示したケースでは、18 時の風の鉛直シアは、  $z=62.5\text{ m}$ ,  $150\text{ m}$ ,  $250\text{ m}$  でそれぞれ  $0.032\text{ sec}^{-1}$ ,  $0.013\text{ sec}^{-1}$ ,  $0.0052\text{ sec}^{-1}$  である。  $\left|\frac{\partial v}{\partial z}\right| = 0.0052\text{ sec}^{-1}$ ,  $\theta = 300^\circ\text{K}$  の場合、  $\frac{\partial\theta}{\partial z}$  が  $10^{-5}\text{ K/m}$  変わるとリチャードソン数が 0.1 変わる。  $R_f \geq 0.213$  で  $K_M \equiv K_H \equiv 0$  となることを考えると、放射や水蒸気を含まず、また移流項も含まない今のテストで、地表付近の気温の逆転やその大きさについて、これ以上論ずることは意味がない。しかし上の結果は、接地層が安定の時には、鉛直分解能が粗いほど適



第 3.3 図 タ方 (18時) と明け方 (06時) のモデル大気下層の温位の鉛直分布. 実線は f-モデルで  $l_0$  の計算に (2.11) 式を用いた場合, 点線は f-モデルで  $l_0$  の計算に (2.13) 式を用いた場合, 鎖線は c-モデルの場合.

用に問題があることを示唆しているといえる.

3.2 時間間隔  $\Delta t$  の影響

$\Delta t=10, 15, 20, 30$ 分についてテストした. 第 3.4 図は  $\Delta t=30$ 分とした時の, 風速の絶対値の高度・時間断面図 ((a) は f-モデル, (b) は c-モデル) である. f-モデル, c-モデルとも,  $\Delta t=30$ 分としても日変化の基本的様相は表現している.

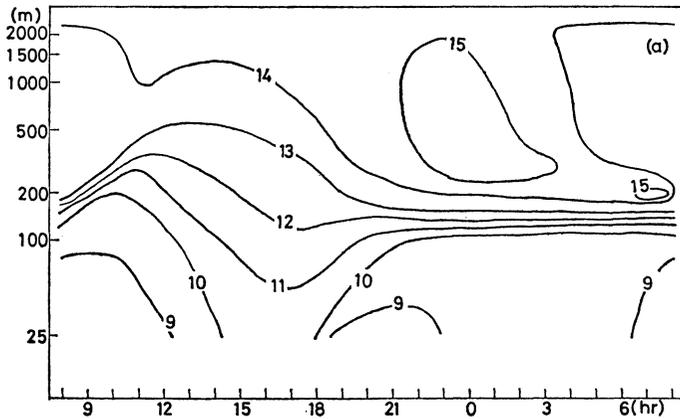
前と同じく, 14時での顕熱と運動量の渦輸送の大きさで,  $\Delta t$  の影響を調べてみる.  $\Delta t$  を大きくすると, 渦輸送の効果は上層まで達しにくくなるが,  $\Delta t=3$ 分と15分, 30分とした時の熱輸送と運動量輸送の大きさを,  $\Delta t=3$ 分の時 (第 3.2 図に示されている) と比較した結果が第 3.1 表に示されている. 比較は差の 100 分率 ( $(\alpha(\Delta T=15, 30) - \alpha(\Delta T=3)) / \alpha(\Delta T=3)$ ,  $\alpha = H/\rho c_p, u_*^2$ ) で示

第 3.1 表  $\Delta t=15$ 分, 30分と  $\Delta t=3$ 分の場分の 14 時での熱輸送と運動量輸送の差. ( ) 内は c-モデルの場合. c-モデルの場合の高度は, 最も近い f-モデルのレベルに記入してある.

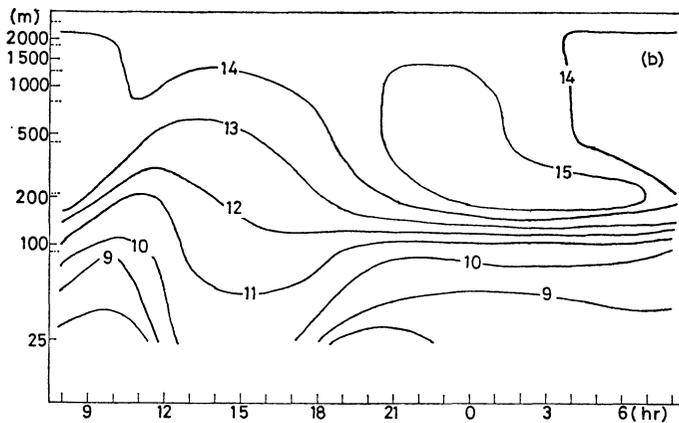
高度 (m)	$\Delta(H/\rho C_p)$ (%)		$\Delta u_*^2$ (%)	
	$\Delta t=15$ 分	$\Delta t=30$ 分	$\Delta t=15$ 分	$\Delta t=30$ 分
2350	-18	-29	-80	-77
2250	-6	-8	-36	-48
2150	0	0	-19	-31
2050	0	0	-15	-27
1950	2	1	-12	-24
1850	0	0	-12	-24
1750	-2	-0	-10	-21
1650	1	2	-9	-18
1550	0 (0)	2 (0)	-8 (-9)	-16(-17)
1450	0	0	-7	-13
1350	0	1	-6	-12
1250	0	2	-5	-10
1150	0	2	-4	-9
1050	1 (1)	3 (3)	-4 (-4)	-8 (-9)
950	2	4	-4	-7
850	1	5	-3	-7
750	1	5	-2	-5
650	2 (2)	6 (5)	-1 (-1)	-6 (-6)
550	2	6	-1	-5
450	2	6	-1	-4
350	3 (3)	7 (7)	0 (0)	-4 (-3)
250	3	8	0	-2
150	4 (3)	8 (7)	0 (0)	-2 (-1)
62.5	4 (4)	9 (9)	1 (1)	0 (0)
0	4 (4)	9 (8)	2 (2)	5 (5)

されている.  $\Delta t=30$ 分になると, 高度 1,700 m 以上では運動量フラックスに 20% 以上の差がみられるが, フラックスの値が小さいので, 風速の予想値の差は小さい. 上層ほどフラックスが減少するため,  $\Delta t=3$ 分の場合に比して, 予想された気温場の不安定度が増大し, 風速の鉛直シアが減少している.  $\Delta t=30$ 分とした場合温位の値で見ると, 最下レベルで  $0.8^\circ\text{K}$  の増, 1,000 m 以上で  $0.1\sim 0.2^\circ\text{K}$  の減少で,  $1^\circ\text{K}/1,000\text{m}$  ほど不安定度が増大している. 風速の絶対値では, 最下レベルで  $\sim 0.8\text{m/s}$ , 1,000 m 以上で  $\sim 0.3\text{m/s}$  の減少である.

第 3.1 図 (a) と第 3.4 図 (a) の比較から明らかのように, 夜半から明け方にかけては 300 m 以下の風速



(a)



(b)

第 3.4 図  $\Delta t$  を 30 分とした場合の風速の絶対値の高度・時間断面図。(a) は f-モデル, (b) は c-モデルの結果。(b) の縦軸に示される点線は c-モデルの定義レベルを示す。

分布に大きな差 ( $2 \text{ m/s}$  以上の所もある) がみられる。これは前に論じたように、 $250 \sim 350 \text{ m}$  高度で、安定度のわずかな変化で渦拡散係数が 0 になってしまう結果である。

Sasamori (1970) が指摘しているごとく、O'Brien (1971) の方式で拡散係数の鉛直分布を決めれば、接地層が安定の場合にここで議論したような問題は起きない。今の場合も一つの便法として、 $K_{M,H}$  の最小値として  $R_f=0.1$  の時の値を用いるテストを行なってみた。この場合は、接地層が安定の場合の f-モデルと c-モデルの地表付近の気温分布の差、 $\Delta t$  を 3 分とした時と 30 分とした時の大きな差はみられない。

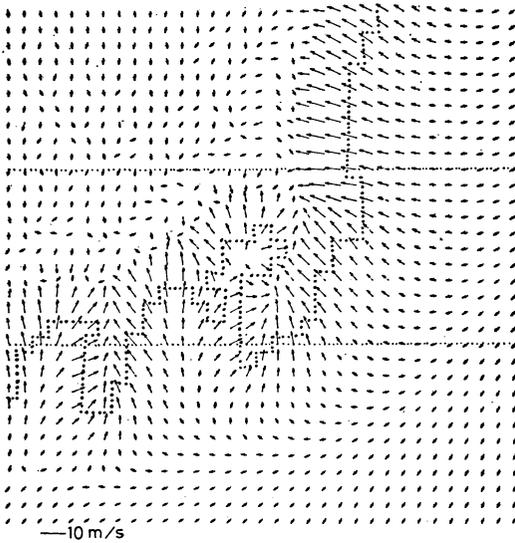
次に述べる 3 次元のモデルのテストでは、18 時を初期値とした場合、一つの便法として、上に述べた  $K_{M,H}$  の最小値を用いてみた。

#### 4. 3 次元モデルでのテスト

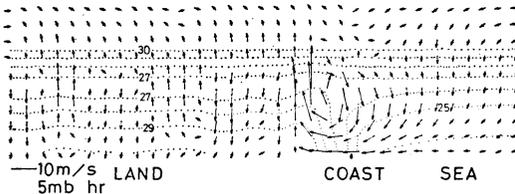
前節までの 1 次元モデルの結果によれば、レベル-2 の closure model は、鉛直分解能の粗い c-モデルに適用しても風速や気温の日変化の基本的な面を表現し得ることが示された。ここでは、c-モデルに対応する 3 次元モデルに適用し、水平方向の加熱差に基づく局地循環の表現をみることにする。

用いたモデルは次の通り。

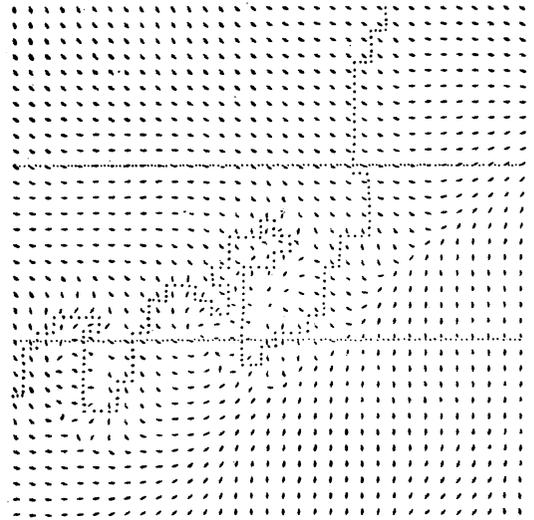
静力学近似で  $\sigma$  系、上端の気圧は  $500 \text{ mb}$ 、鉛直方向



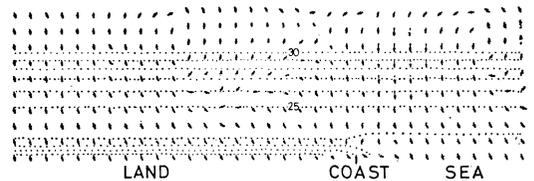
第 4.1 図 静止初期場から出発し、午前 8 時を  $t=0$  とした時の 7 時間後 (15 時) の最下層 ( $\approx 25$  m) の風の分布. 太い点線は海陸の境界を示し、図の左上方が高度 0 m の陸面と仮定されている. 風ベクトルの大きさは図の左下に示されている.



第 4.2 図 第 4.1 図の上方の細点線に沿う鉛直断面図. 図中の点線は 273 を減じた温位を示す. 単位  $^{\circ}\text{K}$ . 水平および鉛直方向の風速成分の大きさは図の左下に示されている.



第 4.3 図 静止初期場から出発し、午後 6 時を  $t=0$  とした時の 7 時間後 (午前 1 時) の最下層の風の分布. その他の説明は第 4.1 図に同じ.



第 4.4 図 第 4.3 図の上方の細点線に沿う鉛直断面図. その他の説明は第 4.2 図に同じ.

度は  $0.2$  m とした.

第 4.1 図は、午前 8 時を  $t=0$  とした時の、 $t=7$  (15 時) の最下層 ( $\approx 25$  m) の風の分布である. 第 4.1 図の上方の点線に沿う鉛直断面図が第 4.2 図に示されている. 温位から 273 を減じた値が  $^{\circ}\text{K}$  単位で、点線で下層のみ示してある. なお第 4.2 図では、モデルの鉛直方向の各層の厚さの差を無視して等間隔に図示してあるので、下層が鉛直方向に非常に強調されている. 1 次元モデルの結果から期待されたごとく、鉛直に粗い分解能のモデルでも、水平方向の加熱差による局地循環が表現されている. 第 4.3 図および第 4.4 図は、18 時を  $t=0$  とした時の  $t=7$  (午前 1 時) の結果で、それぞれ第 4.1 図および第 4.2 図に対応するものである. 第 4.3 図では房総半島および東京湾付近で局地循環の傾向が認められるようであるが、全体としては表現し得ていない. 第 4.4

に 10 層で第 2.1 図の c-モデルに対応するようにレベルを設定する. 水平の格子間隔 10 km. 領域の左上 (北西) 半分に高度 0 の地形 (関東地方を想定) をおく. 水平方向に一樣な静止大気から出発し、初期の鉛直気温分布は  $0.7^{\circ}\text{C}/100\text{m}$  の減率で与えておく. 太陽高度は 7 月中旬とした. このテストでは地中温度は予想せず、深さ 20 cm の地中温度が  $25^{\circ}\text{C}$  で時間的に不変と仮定した. 陸地の表面温度は放射バランスの式から決め、海面の温度は不変とした. 地表面からのフラックスは 1 時間毎に計算し、鉛直拡散項は 6 分毎に計算した. 陸面の粗

図によれば、陸地上の気温は夜に入って低下してはいるが、その影響はごく下層 (200~300 m) にのみ限られている。これは、地中温度および初期の気温分布の仮定にもよるが、より根本的には鉛直成層が安定な場合の鉛直拡散項の適用に問題があると考えられる。

### 5. おわりに

渦拡散係数を局所的な場の量だけから決める方法として、計算が簡単なレベル-2 の closure model (Mellor・Yamada, 前出) を選び、鉛直分解能が粗いモデルに適用した場合の問題点を調べてみた。地表付近の鉛直成層が安定の場合には問題があるが、不安定の場合には、ここでテストした c-モデル程度の粗い分解能でもほぼ妥当な結果を与えているように思われる。ここに示した結果は、水平の格子間隔 数十 km の予報モデルに適用するための予備調査として行なったものである。このような予報モデルに適用した場合の解析については、別に報告したい。

御討論いただいた電子計算室の方々および気象研究所の時岡氏にお礼申し上げます。

### 文 献

- Barker, E.H. and L.B. Thomas, 1975: A note on the computation of atmospheric surface layer fluxes for use in numerical modeling, *J. App. Met.*, 14, 260-622.  
Blackadar, A.K., 1957: Boundary layer wind

- maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions, *Bull. Amer. Met. Soc.*, 38, 283-290.  
Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradly, 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 181-189.  
Deardorff, J.W., 1974: Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer, *Boundary layer Met.*, 7, 81-106.  
Lettau, H.H. and B. Davidson, 1957: Exploring the atmosphere's first mile, vol. 1 and 2., New York, McGraw-Hill, 712 pp.  
Mellor, G.L. and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791-1806.  
O'Brien, T., 1970: A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1213-1215.  
Paulson, C.A., 1970: The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer, *J. App. Met.*, 9, 857-861.  
Sasamori, T., 1970: A numerical study of atmospheric and soil boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 27, 1122-1137.  
Tsann-Wang Yu, 1977: A comparative study on parameterization of vertical turbulent exchange processes, *Mon. Wea. Rev.*, 105, 57-65.

## 第20期第3回理事会議事録

日 時 昭和54年5月22日 (火) 17.30~19.00

場 所 竹橋会館

出席者 岸保, 小平, 内田, 植村, 奥田, 神山, 河村, 関根, 新田, 松本, 増田, 山下 各常任理事, 孫野, 田中, 清水, 柳原, 石川, 中島, 伊藤, 山元, 沢田, 坂上 各理事, 当舎 監事

議題 1. 総会準備について (1)理事あいさつ (案), (2)昭和53年度事業経過報告, (3)昭和53年度決算書, (4)昭和53年度監査報告, (5)山本賞 (気象学会の部) 受賞者選定規定に関する件, (6)山本賞の設定に伴い学会賞受賞者選定規定および藤原賞 (気象学会の部) 受賞者選定規定を一部改正

する件, (7)日本気象学会定款のうちの細則の一部改正の件, (8)昭和54年度事業計画 (案), (9)昭和54年度予算書 (案) 以上原案承認。

2. 日本気象学会創立100周年記念事業について 常任理事会で検討した次の計画 (案) について説明があった。(a)記念論文集の発刊 (和文, 英文), (b)日本気象学会史の出版, (c)記念式典, (d)記念講演会, (e)気象展覧会 (気象測器展示会), (f)できれば国際的な会議を開催したい。これらについて種々意見が交された。今後準備委員会を発足させて検討することとする。なお, 『天気』編集委員会で取り上げられた『天気』特別記念号 (案) について内田常任理事が