II-254 $k-\varepsilon$乱流モデルによる海陸風の数値解析

豊橋技術科学大学 学生員 ○松浦 洋司
豊橋技術科学大学 正 員 北田 敏廣
豊橋技術科学大学 小原 利美（現 東京都）
豊橋技術科学大学 木村 哲也

（序）

我が国では、海陸風や山谷風などの局地風あるいはそれらの複合場が、中規模スケール（空間的には100～200m、時間的には1日のオーダー）での大気環境問題を考える上で極めて重要なファクターであることは広く認識されている。[1,2] 大気中の化学物質の濃度分布は平均流の場と共に拡散場のダイナミックスにも敏感に反応し、拡散場の時間変化を知ることが濃度分布を予測する上で不可欠である。例えば、海風の場合には日射によって陸上で熱的対流が生成を開始し、生じた水平気圧勾配によって海上の安定な大気が侵入、結果として熱的内部境界層が形成される。また、陸風時には地面の放射冷却によって生じた薄い安定層が海上へ流れ出す。これらに対応する拡散場の時空変化をシミュレートするのが本報の目的である。大気境界層のsecond-order closure model による計算は、Mellor、Yamada のグループが10年来試みており、最近は種々の簡単化のための考察によりk-kl 二方程式モデル（例えば Yamada. 1983[3]）に至っているが、本報では$k-\varepsilon$モデル（例えば Rodi. 1985[4]）を用いた。なお、数値計算はコントロールボリューム法による離散化によった。

（支配方程式系） x-z 二次元、Boussinesq 近似、Hydrostatic assumption

流速U、V、W；

$$\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial x}+W\frac{\partial U}{\partial z}=fV-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left\{(2\nu_{t.H}+\nu)\frac{\partial U}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left\{(2\nu_{t.V}+\nu)\frac{\partial U}{\partial z}\right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial x}+W\frac{\partial V}{\partial z}=-fU+\frac{\partial}{\partial x}\left\{(2\nu_{t.H}+\nu)\frac{\partial V}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left\{(2\nu_{t.V}+\nu)\frac{\partial V}{\partial z}\right\} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \tilde{P}}{\partial z}=\beta(\Theta-\Theta_B)g \quad (3)$$

連続の式；

$$\frac{\partial U}{\partial x}+\frac{\partial W}{\partial z}=0 \quad (4)$$

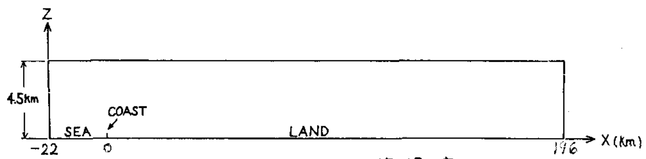

図1. 計算領域

温位 $\Theta=T(P_0/P)^{R^*/C_p}$；

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t}+U\frac{\partial \Theta}{\partial x}+W\frac{\partial \Theta}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left\{(\nu_{t.H}+\alpha)\frac{\partial \Theta}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left\{\left(\frac{\nu_{t.V}}{\sigma_T}+\alpha\right)\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right\} \quad (5)$$

乱流運動エネルギーk；

$$\frac{\partial k}{\partial t}+U\frac{\partial k}{\partial x}+W\frac{\partial k}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left\{(\nu+\nu_{t.H})\frac{\partial k}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left\{\left(\nu+\frac{\nu_{t.V}}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial z}\right\}$$
$$+\nu_{t.V}\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right\}-\beta g\frac{\nu_{t.V}}{\sigma_T}\frac{\partial \Theta}{\partial z}-\varepsilon \quad (6)$$

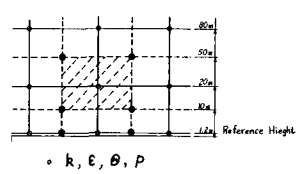

図2. スタガードメッシュおよびコントロールボリューム

消散速度ε；

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}+U\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}+W\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left\{(\nu+\nu_{t.H})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right\}+\frac{\partial}{\partial z}\left\{\left(\nu+\frac{\nu_{t.V}}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right\}$$
$$+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}\left[\nu_{t.V}\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right\}-(1-C_{3\varepsilon})\beta g\frac{\nu_{t.V}}{\sigma_T}\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right]-C_{2\varepsilon}\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

Prandtl-Kolmogorov model；

$$\nu_{t.V}=C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

$C_\mu=0.09$、$C_{1\varepsilon}=1.44$、$C_{2\varepsilon}=1.92$、$\sigma_\varepsilon=1.3$、$\sigma_k=1.0$、$\sigma_T=1.0$、$C_{3\varepsilon}=\begin{cases}1 & \text{（安定成層に対して）}\\ 0 & \text{（不安定成層に対して）}\end{cases}$

〈境界条件〉地表境界は、U、Vについては壁法則を第1.2グリッドに適用し、k、εについては local equilibrium および constant flux（layer）が成り立つと仮定し、第1グリッド（実高さ1.2 m）での値 $k=(1/2)B_1^{2/3}u_{*1}^2$、$\varepsilon=u_*^3/(\kappa z)$（ここで $u_*=\kappa|V|/[\ln\{z_1/z_0\}]$、$B_1=6.10$、$\kappa=0.4$、$|V|=\sqrt{U^2+V^2}$）とした。温位については地表面温度として、$T_{sea}+5\sin(2\pi t/(24\cdot 60\cdot 60))$ の式で与えた。上方境界については、U、V、W、Θ、k、εとも初期値に固定した。側方境界は、各量のx方向勾配が0と仮定し、$\partial U/\partial x=\partial V/\partial x=\partial W/\partial x=\partial\Theta/\partial x=\partial k/\partial x=\partial\varepsilon/\partial x=0$ とした。（この側方境界は、当該問題の数値解の安定性に有効であった。）〈初期条件〉流れ場は微風状態（$U=0.1$ m/s、$V=W=0$ m/s）とし、k、εについては到る所で地表での値に等しい一様分布と仮定した。温位は、地表面温位283.15 Kから0.5 K/100 mの増加率の安定成層とした。（温度になおすと0.5 K/100 mの定率減少に相当する。）

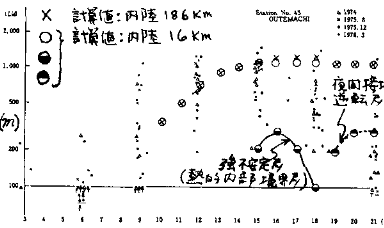

図3. 混合層高さの日変化

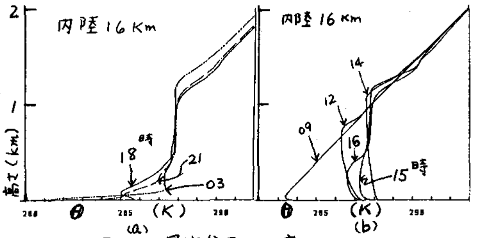

図4. 温位分布の日変化

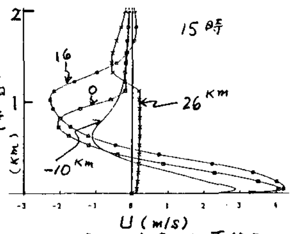

図5. 15時での流速の鉛直分布

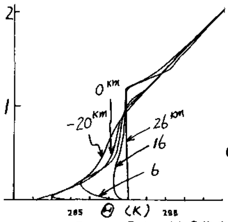

図6. 15時での温位の鉛直分布.

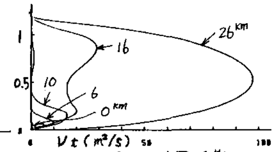

図7. 15時での拡散係数の鉛直分布

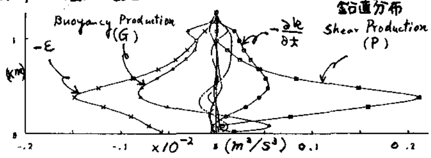

図8. 15時における内陸16 km地点でのk方程式中の各項の鉛直分布

（計算領域および数値計算法）　計算領域は図1に示す二次元平面で、格子は水平方向に111、鉛直方向に34、でスタガードメッシュを使用した（図2）。グリッド間隔は水平方向に2 km、鉛直方向は可変グリッドとした。数値計算法としてはコントロールボリューム法[5]を用いて離散化し、時間に関して完全陰伏的に扱った。得られた（非線形）代数方程式系は、U、V、W、TとK、εの二群に分け、まずU、V、W、Tを次に、K、εをそれぞれ反復法によって解いた。

（計算結果および考察）

〈混合層高度の日変化〉　高気圧の圏内にある時には、沈降性逆転により上層（1000～2000 m）に安定成層した大気が存在する。日中、地表からの加熱によってこの安定層を取りくずし、混合層と呼ばれる不安定層が発達する。図3はこの混合層高度の日変化を、観測値と計算値の両方について示したものである。×印は内陸186 km（海風の影響を一日中受けない地点）での混合層の変化を表し、○印は内陸16 kmで、14時から15時の間に海風前線の通過を見る地点に対応する。両地点での境界層の構造は極めて異なる。例えば、図4 a、bに内陸16 km地点での温位分布の日変化を示すが、186 km地点での日変化は丁度16 km地点での海風の到達前の状態（12時、14時）が昼中続くものと考えて良いのに対して、16 km地点での14時以降の海風前線通過後、最下層に不安定領域（熱的内部境界層）、中層に海から安定層、上層に海風の反流によって運ばれる陸上の弱不安定域と極めて複雑な構造を持つ（16時の温位分布に典型的に現われている）。大気中での物質輸送を考える時、同じ陸上であっても上記の様な熱的鉛直構造（従って乱れの鉛直構造）の違いを考慮することが極めて重要であることを示唆する。

〈海風時〉　図5、6、7は海風時（15時）の流速、温位、拡散係数の鉛直分布を示す。図8はこの時の16 km地点でのk方程式中の各項の鉛直分布である。海風に伴う安定大気の侵入により中層で負の浮力効果が表われている。また、海風層と反流層間のシアーによるkの生成がかなり大きいことを示している。但し、全体として、非定常項は負であり、海風侵入によって陸上の対流層が鎮静する方向に進んでいることを意味する（図7の26 km地点と16 km地点の比較を参照）。その他の結果は講演時に示す。

1) Kitada et al. (1984) J. Climate Appl. Meteor., 24.　2) Kitada et al. (1986) J. Climate Appl. Meteor., 26
3) Yamada (1983) J. Atmos. Sci., 40　4) Rodi (1985) in Turbulence and Diffuison in Stable Environments, J.C.R. Hunt Ed., Oxford.　5) Patankar (1980) Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere.