

(9) 海風前線の通過に伴う拡散場の変化

—— $k-\epsilon$ 乱流モデルによる ——

THE TEMPORAL AND SPATIAL VARIATIONS OF EDDY DIFFUSIVITY ASSOCIATED WITH
MOVING SEA BREEZE FRONT - PREDICTION BY A $k-\epsilon$ TURBULENCE MODEL -

北田敏廣, 松浦洋司, 小原利美

Toshihiro KITADA*, Hiroshi MATSUURA* and Toshimi KOHARA**

ABSTRACT; A numerical simulation of sea breeze is performed using a $k-\epsilon$ turbulence model. Investigation is focused on the characteristics of turbulence fields associated with moving sea breeze front. Turbulence is calculated and discussed in terms of turbulent kinetic energy, its dissipation rate, and eddy diffusivity. The results obtained in a two-dimensional, unsteady numerical experiment demonstrate the difference of turbulence structures between usual mixed layer and thermal internal boundary layer, which are separated by the sea breeze front. In the mixed layer which develops over land surface before the intrusion of the sea breeze front, the rate balance in the equation for turbulent kinetic energy is approximately attained among the three terms of buoyancy production, eddy transport in vertical direction, and dissipation. On the other hand, shear production term due to strong sea breeze is important in addition to the before-mentioned in the thermal internal boundary layer, which is formed, following the sea breeze front, in the lower part of stable marine air heated from land surface. The simulation reproduces successfully the properties of the sea breeze front as a head of gravity current in unstable environment, which were observed by Simpson et al. (1977).

KEYWORDS; Sea breeze, sea breeze front, $k-\epsilon$ turbulence model, eddy diffusivity, numerical simulation, mixed layer.

1. はじめに

我が国のように、海岸線によって周囲を囲まれている国では、海陸間の温度差により生じる海陸風が、大気環境を考える上で極めて重要な役割を果たす。

海風に伴う沿岸大気の状態を特徴づけ、汚染物の fumigation 現象を引き起こすものに熱的内部境界層 (Thermal Internal Boundary Layer, TIBL) がある。本研究は、 $k-\epsilon$ タイプの二方程式乱流モデル (Rodi, 1980, 1985) を用いて、日中、陸上で発達する混合層 (Mixed Layer) が海風の侵入によってどのような影響を受けるかを、海風前線、混合層および熱的内部境界層を含む領域での拡散場の時間変化という視点から調べたものである。上述のような複雑な場での乱流拡散係数分布に関する知見は、沿岸域での大気汚染輸送を考える上で極めて重要であると考えられる。熱的内部境界層を乱流モデルによって解析したものとしては、Mellor and Yamada (1974) のレベル 2 および 3 のモデルを用いた Dobosy (1979) の例があるが、これらのモデルは乱流の length scale を地表面からの高度の代数関数で与えており、諸量の、急な水平方向勾配が見込まれる海風前線、あるいは水平風の鉛直シアが予想される海風層と反流層の境界付近などでは、こ

* 豊橋技術科学大学工学部建設工学系 (Dept. Regional Planning, Toyohashi Univ. of Technology)

** 東京都庁 (Tokyo Metropolitan Office)

れは良い近似とは考えられない。ただし、Dobosy (1979)の扱った領域は小さく、その中に反流層や海風前線を含めていない。

その他に、海陸風と大気汚染の関連を論じた数値解析的研究には、海陸風下での仮想流体粒子のLagrange的な挙動に注目したもの(Kondo and Gambo, 1979, Ozoe et al, 1983), 光化学反応モデルを含む拡散を考慮して、反応生成する物質の濃度変化をも考察したもの(Kimura, 1983, Kitada et al., 1984), さらに、海陸風と山谷風が共存する場合での物質輸送を取り上げたもの(Kurlita et al., 1985; Kitada et al., 1986)がある。これらの研究において、乱流拡散係数の場合は、先述のMellor and Yamada (1974)のレベル2モデルのように、高さの代数関数で与えられたlength scaleを用いて得た、(2nd order closure モデルから導かれた式ではあっても) 予測的 (prognostic) ではなく診断的 (diagnostic) な式により与えられている(Kondo and Gambo, 1979, Kimura 1983)。あるいはまったくの定数で与えられている(Ozoe et. al., 1983, Kitada et. al. 1986)。Kitada et al. (1984)は、拡散係数についてMellor and Yamada (1974), Yamada and Mellor (1975)のレベル3モデルの結果(従って、乱流運動エネルギーと温度の乱流変動の2乗平均量を微分方程式で表現)を用いたが、このモデルでも同じくlength scaleは代数関数で与えられており、さらに、熱的内部境界層の存在も考慮されていない。

本研究で用いた $k-\epsilon$ タイプの乱流モデルは、Jones and Launder (1972)によって壁面境界層流れに用いられて以来、二方程式乱流モデルの中では、工学的問題に最も多く適用されて来たモデルであると考えられる。(これに関する1980年までの広範な文献リストが、Rodi (1980)に見られる。) 気象力学的な大気流れに $k-\epsilon$ モデルが適用された例は極めて少ないが、工学分野でのこれらの経験の蓄積は、環境大気にこのモデルが適用される際に多くの指針を与え得ることを意味する。これが、本研究で $k-\epsilon$ モデルを採用した一つの理由である。MellorとYamadaは、彼らの大気流れに関する研究から、最近 k と $k\ell$ (ℓ は乱流のlength scale)を従属変数とする二方程式モデルの採用に至ったが(例えば、Yamada, 1983), これら二つの二方程式モデル間の優劣はまだ明らかでない。また、多くの微分方程式を要する、より完全なsecond order closure model (あるいは、さらに高次のclosure model)の使用も可能であろうが、空間多次元で、かつ長時間積分を必要とする本報のような問題では、計算コストとモデル自身の信頼性(モデルパラメータ値の選定の確実さ)も考慮して、現時点では適切でないと考えた。

2. 支配方程式系

2.1 基礎方程式

計算領域は、Fig. 1に示す $x-z$ 面の二次元領域である。海風前線の侵入限界を見届けるために陸側に比較的長い領域を設定した。この二次元領域に対する方程式系を以下に示す。一般的定式化は、Rodi (1980)によっている。定式化においては、諸量が y 方向(すなわち、Fig. 1において $x-z$ 面に直角方向)に一様であること、大気境界層内で $|\frac{\partial W}{\partial x}| \ll |\frac{\partial U}{\partial z}|$ という近似が成立すること、および静力学平衡の仮定を用いている。従属変数を表わす記号に関して、大文字は母集団平均を、小文字はこの平均からのズレ(乱れ)を示す。ただし、密度は、記号 ρ で平均を表わし、これの乱れは k , ϵ 方程式の浮力項でのみ考慮されている。

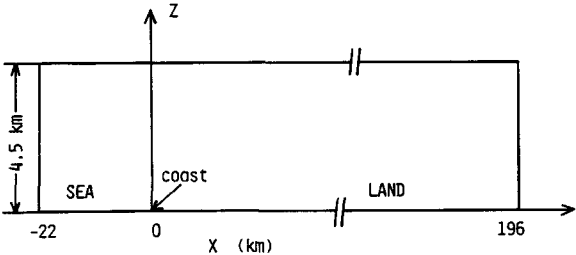


Fig.1. Two-dimensional calculation domain for sea breeze simulation.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + fV + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\nu_{t,H} + \nu) \frac{\partial U}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\nu_{t,v} + \nu) \frac{\partial U}{\partial z} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

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

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = -g \dots\dots\dots (3)$$

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

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

ここに、U, V, W, はそれぞれ流速の x, y, z 方向成分, P は圧力, Θ は温位を表わす。密度 ρ , P, Θ , 温度 T の間には次の関係がある。

$$P = \rho R^* T, \quad \Theta \equiv T (P_0/P)^{R^*/C_p}$$

ここに、 R^*, C_p は空気の状態定数および定圧比熱であり、乾燥空気を仮定して、 $R^* \approx 0.287 \times 10^3 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p \approx 1.01 \times 10^3 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ を用いた。また、 P_0 は基準気圧で $P_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ($=1013 \text{ mb}$) とした。さらに、(1)~(5)式で、 f は Coriolis パラメーター ($=0.834 \times 10^{-4}$, 緯度 35° に相当), g は重力加速度 ($=9.8 \text{ m/s}^2$), ν は空気分子動粘性係数 ($\approx 0.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$), α は同じく分子熱拡散係数 ($\approx 0.19 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$) を表わす。 $\nu_{t,V}, \nu_{t,H}$ はそれぞれ運動量の鉛直, 水平方向乱流拡散係数, σ_T は乱流 Prandtl 数である。

乱流運動エネルギー k ($\equiv \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2)$) とその消散速度 (dissipation rate) ε に対する方程式 (Rodi, 1980, 1985) を以下に示す。乱流拡散係数 ν_t は、乱流運動の変動速度スケールと、その長さスケール (length scale), ℓ , の積で与えられる (Prandtl-Kolmogorov の関係)。 k, ε モデルは、この速度スケールとして $\sqrt{k}$ を取り、乱流運動の長さスケール, ℓ , は k と ε により推定するものである。length scale の推定には、渦のスペクトル間のエネルギー移動速度 ε が、乱流運動エネルギーのほとんどをにう大きな渦の運動エネルギー k とその時間スケール $\ell/\sqrt{k}$ によって支配されている (例えば、Tennekes and Lumley, 1972) という事実を用いる。

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

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

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

ここに、 β は空気の体積膨張率 ($\approx 3.53 \times 10^{-3}$) を表わし、 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ は、それぞれ、運動量の乱流拡散係数と乱流運動エネルギーおよびその消散速度の乱流拡散係数の比を表わす。これらの量、および、その他の (普遍) 定数値には、Rodi (1980) にまとめられている標準的な値を用いた。それらは次の様である。

$C_\mu = 0.09$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_T = 1$, $C_{3\varepsilon} = 1$ (安定成層), 0 (不安定成層)

ただし、 ε の生成速度に及ぼす浮力効果に関する定数 $C_{3\varepsilon}$ に対しては、他の定数値ほどの確かさはない (Rodi,

1985)。なお、近年 C_μ は熱的な成層状態に依存することが実験的に確かめられた。Rodi (1985) は、Gibson and Launder (1978) の second-order closure model をもとにして、 C_μ , σ_T に、この成層効果、ならびに壁面（あるいは自由表面）の存在による、それに直角方向の乱れ成分の抑制効果を含める定式化を提示した。しかしながら、本研究では、第一ステップとして、上記のように従来通りの定数値を用いた。

地表面の存在、および大気の成層効果により、大気中での乱れは鉛直方向と水平方向での非等方性を示すことが知られている（例えば、Bauer, 1974, Ueda et al., 1986 など）。さらに、Bauer (1974) は、多くの大気拡散実験のデータを整理することにより、水平方向拡散係数に関して、下層大気中（対流圏を含む）では、(a)鉛直方向の拡散係数と対比的に、はっきりした高度依存性を示さない、(b)予想される通り拡散する物質塊の代表長に強く依存する、等の結果を得た。以上の情報のもとで、取り合えず、本研究で用いた水平格子長 2 km を拡散する物質雲の水平代表長に見立て、これに対応する拡散係数 $1000 \text{ m}^2/\text{s}$ を Bauer (1974) の図より選び、これを(1), (2), (5)~(7)の各式における水平方向乱流拡散係数 $\nu_{t,H}$ の値として仮定した。

2. 2 格子点網、境界条件、初期条件および数値解法

(A) 格子点網

格子点網は、変数を U, V, W (A 群) と $\theta, P, \rho, k, \epsilon$ (B 群) の二群に分けて、この二群に関する staggered mesh とした。水平方向の格子長は、一部を除いて、2 km の均一である。鉛直方向には、下層に密な可変格子を用いた。A 群、B 群とも最下層格子点の実高さは地上 1.2 m である。格子長は、下から 5, 10, 35, 80, 100, ………, 200 m, ……… (A 群); 10, 10, 60, 100, ………, 200 m, ……… (B 群) とした。

(B) 境界条件

下層境界条件を設定するにあたって、最下層から 20 m (したがって、地上からの高さ 21.2 m) 以下で、中立の constant flux layer の仮定が成立し、 U, V, θ の鉛直分布に対数則が使えるものと仮定した。流速 U, V について、境界条件を次式で与える。

$$(U_1, V_1) = (U_2, V_2) \frac{\ln(Z_1/Z_0)}{\ln(Z_2/Z_0)}, (U_2, V_2) = (U_3, V_3) \frac{\ln(Z_2/Z_0)}{\ln(Z_3/Z_0)} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 Z_0 は粗度長を表わし、その他の下付き添字は鉛直方向格子番号を示す。 Z_0 の値は、海面に対して 1 cm、陸地面に対して 20 cm を仮定した。 U_3, V_3 については、(1), (2) の微分方程式で与えられる。温位 θ についても、ほぼ同様で、第 2 格子点について、

$$\theta_2 = \left(1 - \frac{\ln \frac{Z_2}{Z_1}}{\ln \frac{Z_3}{Z_1}}\right) \theta_1 + \left(\frac{\ln \frac{Z_2}{Z_1}}{\ln \frac{Z_3}{Z_1}}\right) \theta_3 \dots\dots\dots (10)$$

である。(10) 式は、中立の constant flux layer の仮定により、高度 20 m 以下での温位分布が

$$\theta - \theta_0 = \frac{\sigma_T T_*}{\kappa} \ln \frac{Z}{Z_0}$$

で表わされることを利用して（例えば Panofsky and Dutton, 1984）, $\theta_3, \theta_2, \theta_1$ に対する三つの式により $T_* / \kappa, Z_0, \theta_0$ を消去して得たものである。なお、 θ_0 は Z_0 での温位、 $T_* \equiv -H / (C_p \rho u_*)$, H : 熱流束, u_* : 摩擦速度を表わす。 θ_3 は (5) の微分方程式で表わされる。最下層格子点での温位 θ_1 は、温度 T_1 が次の時間変化をすることを仮定して得た。

$$T_{1, \text{land}} = T_{1, \text{sea}} + 5 \sin \left(\frac{2\pi t}{24 \times 3600} \right) \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 $T_{1, \text{land}}$ 、 $T_{1, \text{sea}}$ は、それぞれ、陸上、海上の最下層格子点での気温であり、 $T_{1, \text{sea}} = 283\text{K}$ と一日中一定に保つ。(11) 式は、午前8時に計算を開始するとき ($t = 0$ 秒) に海、陸の温度が同じであり、6時間後に温度差が最大の5 K (陸上が海上より高い) となるような24時間周期の陸上温度変化を表わす。

(11) 式は、気温の日周期性を最も簡単な三角関数で仮定したものであり、最低気温の出現時刻などが現実とかなり異なる (例えば、(11) 式では午前2時であるのに対して、実際は、日の出の直前、すなわち午前5～7時である)。しかしながら、海陸間の気温が等しくなる時間 (午前8時) から最高気温の出現時刻 (午後2時) にかけての日の気温変化のダイナミックスは良く表現されており、海陸風に関する定性的な研究には、許容できる気温日周期を与えるものと考ええる。

k 、 ϵ の境界条件は、constant flux layer の仮定および局所平衡 (乱流運動エネルギーの平均流 shear による生成速度と ϵ が釣り合う) の仮定より、次式で与える (Rodi, 1980)。

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \epsilon = \frac{u_*^3}{\kappa Z} \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 u_* は摩擦速度 ($u_* = \frac{\kappa (U_3^2 + V_3^2)}{\ln(Z_3/Z_0)}$)、 κ はカルマン定数 (≈ 0.4) を表わす。

上層境界条件は、すべての変数についてその初期値に固定する条件を採用した。((C)初期条件の項参照)。したがって、計算領域の内点 (そこでは、 $\frac{\partial P}{\partial y} = 0$ を仮定) と異なり、最上層の境界では、 $U = 0.1\text{m/s}$ の地衡風を維持する y 方向気圧傾度、約 $0.01\text{mb}/100\text{km}$ が存在することを意味する ($U \approx -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial P}{\partial y}$ において、 $U = 0.1\text{m/s}$ 、 $\rho = 1.293\text{kg/m}^3$ 、 $f = 8.343 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ 、 $\Delta y = 100\text{km} = 10^5\text{m}$ として計算)。ただし上方境界は、地上 4.5km (Fig.1) と、海風循環の生起する層 (地上 2km 程度以下) にくらべてかなり高いこと、風速が 0.1m/s と小さいこと等により、最上層でのこの境界条件による海風循環への影響は小さいと考えられる。さらに、側方境界条件は、すべての変数についてその x 方向勾配が0という条件を与えた。

(C) 初期条件

温位の初期条件は、 $5\text{K}/1000\text{m}$ の一定上昇率を持つ直線分布 (安定成層) で与えた。また、 $V = 0$ 、 $U = 0.1\text{m/s}$ 、 $k = 0.25 \times 10^{-4}\text{m}^2/\text{s}^2$ 、 $\epsilon = 0.6 \times 10^{-7}\text{m}^2/\text{s}^3$ の一様分布を仮定した。

(D) 数値計算法

数値計算には、コントロールボリューム法 (Patankar, 1980) による離散化式を用いた。この方法は、ほぼ、空間微分項に中心差分を採用した時と類似の式を与える。なお、時間微分項の取り扱い、完全陰伏的 (fully implicit) 方法にしたがった。時間刻みが任意に小さくとれない時、打ち切り誤差の階数は落ちるけれども、fully implicit法の方がCrank-Nicolson法よりも、物理的に合理的であるとされている (Patankar, 1980)。本研究では時間刻みに60秒ないし10秒を用いた。非線型の代数方程式系は、反復法により解いた。反復毎に解かなければならない線型代数方程式系は、SOR (Successive Over Relaxation) 法により解いた。

3. 結果および考察

前述のように、計算は、海、陸の気温が等しい午前8時から始めた。午後2時に、海、陸表面間の気温差が最大 (5 K) となるから、その後しばらくの間が海風の最盛期であり、陸地表面気温の低下とともに、海風は次第におとろえて行く。ただし、海、陸間の気温が逆転して、沿岸域で完全に海風が姿を消しても、前線部分の海風は内陸で長くその運動量を保ち、完全に痕跡を失うのは、午前0時であった。本研究では、主として海風の盛時において、熱的内部境界層、海風前線、混合層内における、流れ、温位、拡散係数、乱流運動エネルギーに及ぼす shear 生成、浮力生成寄与等の特徴を考察する。海風盛時の代表的な流れ場、温位場、乱流拡散係数の場を、それぞれ、Figs 2, 3, 4 に示す。比較のために、Simpson et al.(1977) が England

南部において観測した海風前線付近の流線図、温度場を Fig. 5 a, b に示す。また、Fig. 5 c は、これらの観測に基づく、海風前線の概念図 (Simpson et al. 1977) である。

3. 1 混合層 (Mixed Layer)

明け方に安定な成層状態にあった大気は、陽が上り地表が加熱されるにつれて、安定成層が下層から取りくずされて、混合層が発達して行く。海風の前段階は、陸地上にこの混合層が成長して行くことである。混合層がある程度成長し、海、陸間に気圧勾配ができ、海風がはじまる。Fig. 6 は、海風の侵入が一日中及ばない地域と、14~15時に海風の影響下に入る地域の温位鉛直分布の時間変化を示す。海風の影響を受ける地域では、混合層の下部に、安定な海上大気が入り込むことによって、複雑な気温分布を作りだすが、海風の及ばない内陸域では、一度形成された混合層は、地表が冷えはじめてもその影響が極く下層にとどまり、中、上層は弱い混合層としての性質をかなり長く保つように見える。

Fig. 2, 3, 4 において、海風前線 (強い上昇流の見られる位置) より右側の領域が混合層の発達している部分である。この領域で乱流拡散係数は、高度 400~500 m で極値を持つ鉛直プロファイルを示す (Fig. 4)。Fig. 2 に見られるように混合層内での平均流は弱く、ここでの大きな乱流拡散係数に寄与しているものは、熱的不安定に基づく乱流運動エネルギー、 k 、の生成であると推測される。Fig. 7 に乱流運動エネルギーの、15時における鉛直分布を示す。図中、混合層に対応する $x=30\text{km}$ 地点 (Δ) のプロファイルは、高度 400~500 m 程度で k の極大値を示し、乱流拡散係数極大の位置とはば一致している。Fig. 8 は、 k 方程式、(6) 式、の各項の鉛直分布をプロットしたものであるが、混合層に対応する Fig. 8-a は、予想通り、浮力による生成項 (Σ)、鉛直方向乱流拡散項 (+)、消散項 ($\times$) の三つが卓越項であることを示す。また、図は、混合層の頂上付近で、乱流拡散により下層から運ばれるエネルギーを上層の安定成層に伴う負の浮力効果が消費するというバランスの成立を示唆している。

3. 2 海風前線 (Sea Breeze Front)

海風の先端が、巻き上げながら進む重力流の head としての特徴を持つことが Simpson et al. (1977) によって観測されているが (Fig. 5), Fig. 2-a, b は最盛期の海風前線が、この特徴を持つことを良く再現していると考えられる。すなわち、海風層全体を補償するような緩やかな反流ばかりでなく、前線の head における急激な上昇流を支える小さな循環流 (水平方向に 4~10 km 程度のスケール。Fig. 2 a, b 中の矢印で示し

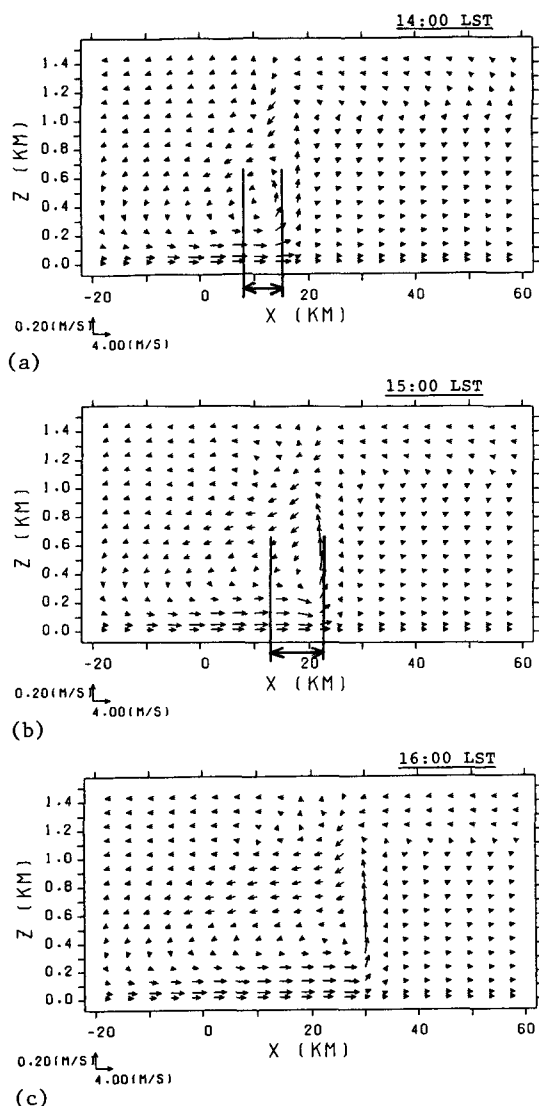


Fig.2. Vertical cross sections of calculated flow. (a) 1400LST; (b) 1500LST; (c) 1600LST. The regions marked with arrows in (a) and (b) denote small circulations corresponding to the head of a gravity current forming sea breeze front.

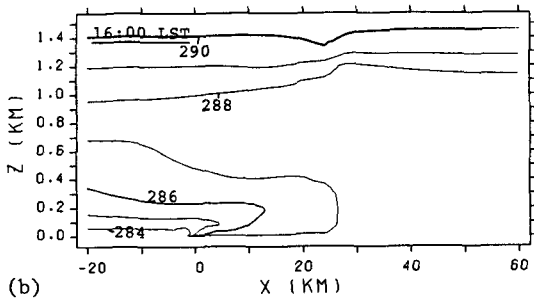
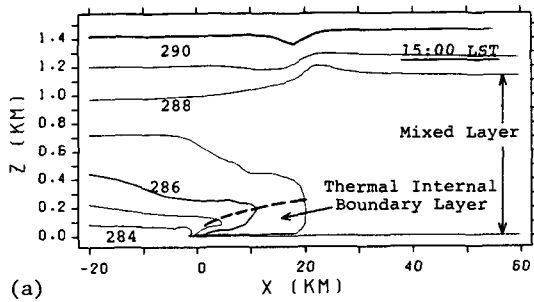


Fig.3. Vertical cross sections of calculated potential temperature isopleths. (a) 1500LST; (b) 1600LST.

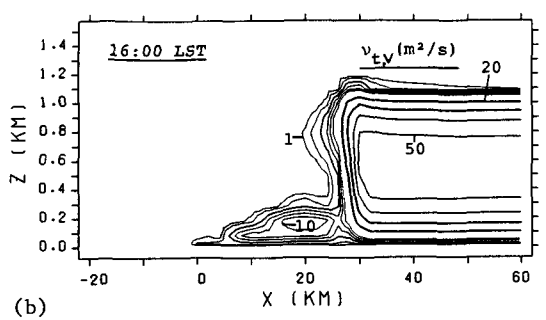
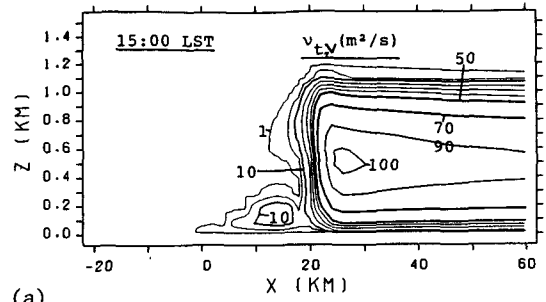


Fig.4. As in Fig.3, but for vertical eddy diffusivity.

た部分) の存在を示している。この重力流の head に伴う小循環が、上層から下層への汚染質輸送にとって極めて重要な場合のあることが、Ueda et al. (1986b) によって指摘されている。

Fig. 4 は、海風前線の位置で、乱流拡散係数の鉛直分布が一様分布に近いこと、海風前線を境にして海側と陸側では、拡散係数の値に大きな違いがあることを示している。Fig. 9, 10 は、この海風前線の通過に伴って、乱流拡散係数と温位の鉛直分布に認められる経時変化を示したものである。内陸16 km地点 (X) は、14時30分頃に海風前線の通過を見る地点であるが、拡散係数の鉛直分布は、前線通過をはさむ1時間の間に $90 \text{ m}^2/\text{s}$ (Fig. 9-a) から $20 \text{ m}^2/\text{s}$ 足らず (Fig. 9-c) へと急激な変化を見せる。過渡的な状態として、上層にピークを持つ分布が現われるが (Fig. 9-b), 安定な海上気塊がまず下層に流れ込んで、混合層の乱流運動エネルギーを鎮静化するのに対して、上層は混合層の乱れエネルギーがしばらく保たれると思われる (Fig. 7, $x = 16 \text{ km}$ (X) 地点参照)。Fig. 10 は、この温度の異なる海風の、下層への侵入を明瞭に示している。

3. 3 熱的内部境界層 (Thermal Internal Boundary Layer) およびその上層 (反流層)

海風に伴う熱的内部境界層は、陸地上空に海上の安定な大気が侵入し、地表に近い不安定層の上空にフタをするようになって形成される。Fig. 2 の流れ図より、海風前線の上昇流を補償する形で下降流が上層の温位の高い大気を下に運んで、安定層の生成を促進していることが見てとれる。Fig. 3-a は、海風前線を境に、熱的内部境界層と混合層の位置を図示したものである。

Fig. 4 の乱流拡散係数分布は、不安定層としての熱的内部境界層とその上層の安定層との対比を、拡散係数の大きさの違いとして明瞭に示している。海風層とその反流層の境界は、15時には高度 400 m にあり (Fig. 2 b), 海風前線付近 ($x = 20 \text{ km}$) では、熱的内部境界層の高度は、この境界面高度の直下に位置する (Fig. 2 b, 3 a)。Fig. 2, 3, 4 の比較 (例えば、Fig. 2 b, 3 a, 4 a) は、反流層が、完全に安定成層であり、上述のように、そこでの拡散係数が極めて小さいことを示す。

Gamo et al. (1983) は、熱的内部境界層を混合層と相似の不安定層として解析しているが、熱的内部境界

層は層が薄く、発達した混合層のように中立に近い弱不安定温位分布の層を持たないこと (Fig. 6-b, 10), また、弱風の混合層と違って強い海風が吹いていることなど、かなり違いがあると思われる。実際、 k —方程式の各項寄与は、熱的内部境界層の場合 (Fig. 8-c), 浮力生成, 消散のみならず, 水平風の鉛直方向シア—による生成項 (Δ) が重要であることを示している。Fig. 7 の $x = 16\text{km}$ ($\times$) が, Fig. 8c と同時刻, 場所での k の鉛直分布を表わす。

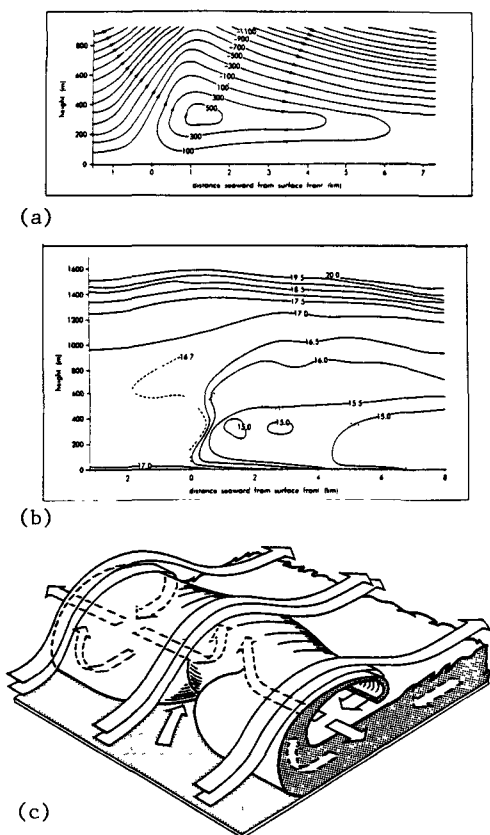


Fig.5. Sea breeze front observed by Simpson et al.(1977) at 1700LST 14 June 1973 in southern England. (a) Vertical cross section of the isoplethes of stream function in m^3/s , which were derived from wind velocities relative to the front; (b) vertical cross section of temperature isoplethes in $^{\circ}\text{C}$; (c) schematic of sea breeze front by Simpson et al.

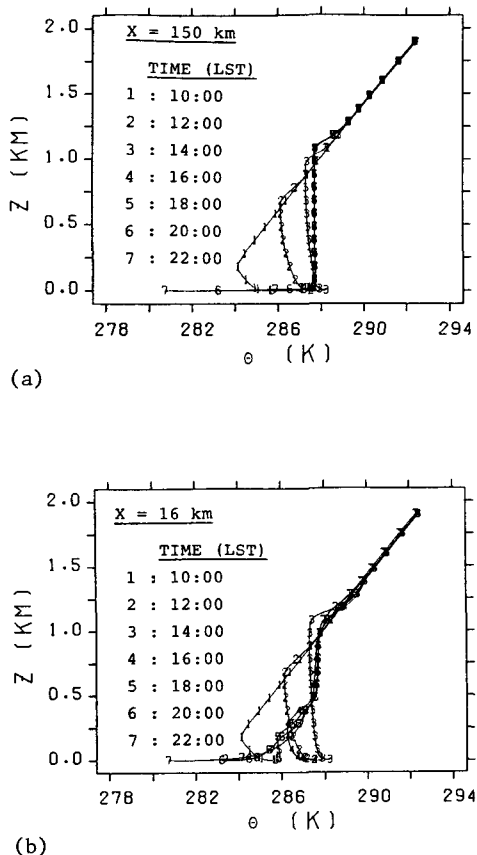


Fig.6 Temporal variations of the vertical profiles of calculated potential temperature. (a) $x = 150\text{km}$ where sea breeze does not reach all day; (b) $x = 16\text{km}$ the place of which comes under the influence of sea breeze after around 1430LST.

4. おわりに

$k-\varepsilon$ タイプの乱流モデルにより、海風前線の発達に伴う拡散場の変化のシミュレーションを試みた。海風現象は、前線、混合層、熱的内部境界層などを含んでおり、流れ場とともに乱流拡散場を予測することは、海風下における大気汚染現象の解明に不可欠であると考えられる。本研究では、海風前線の流れの状況（重力流 head としての構造）、熱的内部境界層、混合層での拡散場の変化などについて定性的にはもっともらしい結果が得られたものとする。さらに、モデルの定量的な検証の後、海風前線や熱的内部境界層と大気汚染の係りに関する詳細な研究に、このモデルを用いるつもりである。

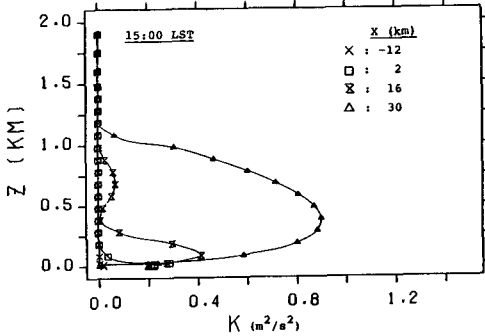
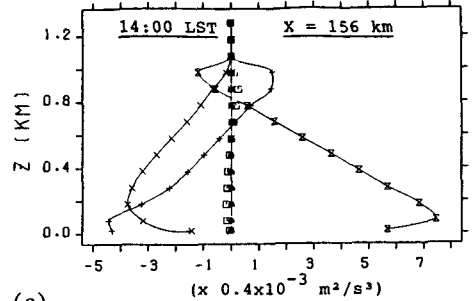
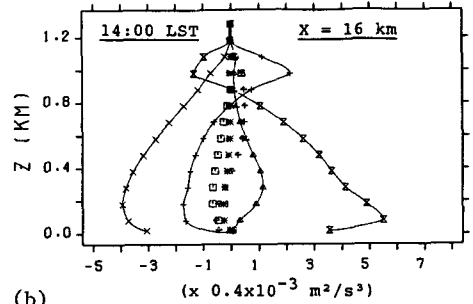


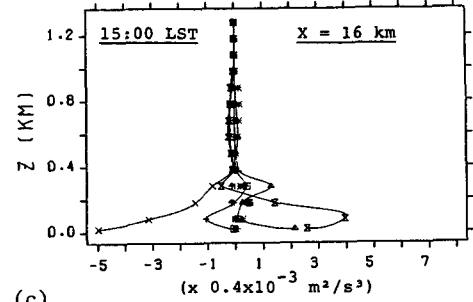
Fig.7. Vertical profiles of calculated turbulent kinetic energy at 1500LST at the various positions indicated in the figure.



(a)



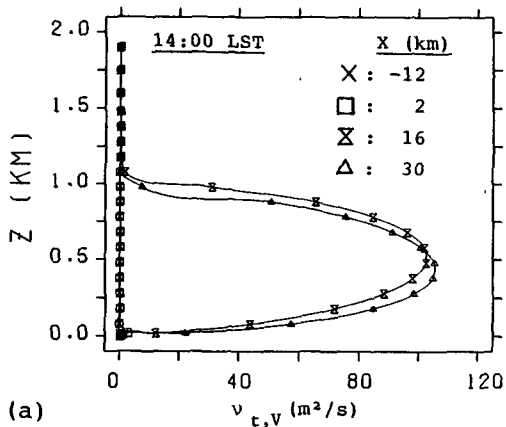
(b)



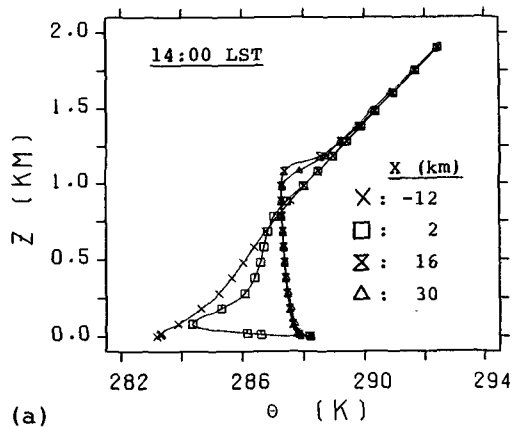
(c)

Fig.8. Vertical profiles of the various rate-terms in the k -equation (i.e., Eq.(6) in the text) at positions and times as indicated: (a) $x = 156\text{km}$ at 1400LST, mixed layer; (b) $x = 16\text{km}$ at 1400LST, about the place of sea breeze front; (c) $x = 16\text{km}$ at 1500LST, thermal internal boundary layer. The symbols in the figures denote

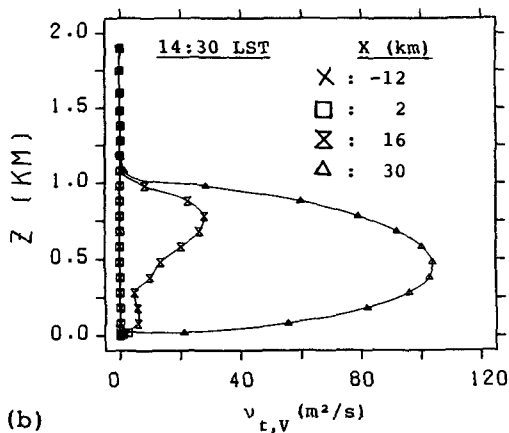
$$\begin{aligned} \times & -\varepsilon, \quad \square & -\beta g \frac{v_{t,V}}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad + & \frac{\partial}{\partial z} \frac{v_{t,V}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z}, \quad \Delta & v_{t,V} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\}, \quad \square & \frac{\partial k}{\partial t}, \\ \uparrow & w \frac{\partial k}{\partial z}, \quad * & u \frac{\partial k}{\partial x}, \quad \text{and} \quad | & \frac{\partial}{\partial x} \frac{v_{t,H}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x}. \end{aligned}$$



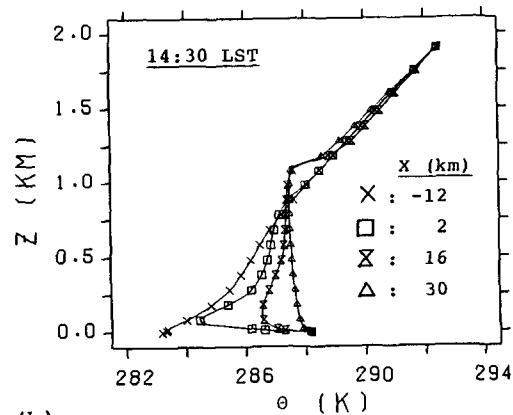
(a)



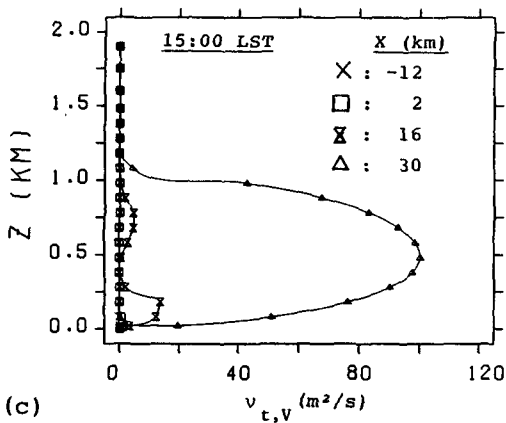
(a)



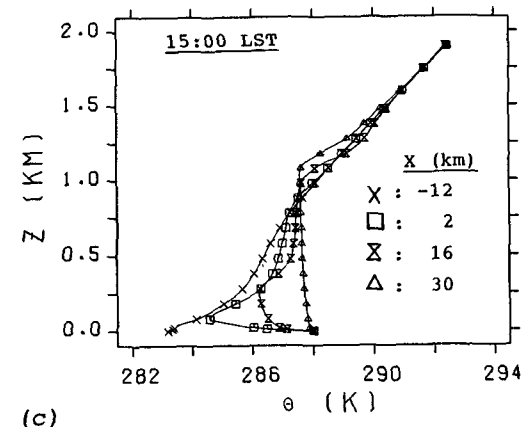
(b)



(b)



(c)



(c)

Fig.9. Vertical profiles of calculated eddy diffusivity at the positions listed in the figures and times as indicated: (a) 1400LST; (b) 1430LST; and (c) 1500LST.

Fig.10. As in Fig.9, but for potential temperature.

参考文献

- Bauer, E., 1974: Dispersion of tracers in the atmosphere and ocean: Survey and comparison of experimental data. *J. Geophys. Res.*, **79**, 789-795.
- Dobosy, R., 1979: Dispersion of atmospheric pollutants in flow over the shoreline of a large body of water. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 117-132.
- Gamo, M., S. Yamamoto, O. Yokoyama and H. Yoshikado, 1983: Structure of the free convective internal boundary layer above the coastal area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 110-124.
- Gibson, M.M. and B.E. Launder, 1978: Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **86**, 491-511.
- Jones, W.P. and B.E. Launder, 1972: The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **15**, 301-314.
- Kimura, F., 1983: A numerical simulation of local winds and photochemical air pollution (I): Two-dimensional land and sea breeze. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **61**, 862-878.
- Kitada, T., G.R. Carmichael and L.K. Peters, 1984: Numerical simulation of the transport of chemically reactive species under land- and sea-breeze circulations. *J. Climate Appl. Meteor.*, **23**, 1153-1172.
- , K. Igarashi and M. Owada, 1986: Numerical analysis of air pollution in a combined field of land/sea breeze and mountain/valley wind. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 767-784.
- Kondo, H. and K. Gambo, 1979: The effect of the mixing layer on the sea breeze circulation and the diffusion of pollutants associated with land-sea breezes. *J. Meteor. Soc. Japan*, **57**, 560-575.
- Kurita, H., K. Sasaki, H. Muroga, H. Ueda and S. Wakamatsu, 1985: Long-range transport of air pollution under light gradient wind conditions. *J. Climate Appl. Meteor.*, **24**, 425-434.
- Mellor, G.L. and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791-1806.
- and ———, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Ozoe, H., T. Shibata, H. Sayama and H. Ueda, 1983: Characteristics of air pollution in the presence of land and sea breeze – A numerical simulation. *Atoms. Environ.*, **17**, 35-42.
- Panofsky, P.A. and J.A. Dutton, 1984: *Atmospheric Turbulence*, 145-148, Wiley Interscience.
- Patankar, S.V., 1980: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, 197 pp.
- Rodi, W., 1980: *Turbulence Models and Application in Hydraulics*, IAHR and AIRH, 104 pp.
- , 1985: Calculation of stably stratified shear-layer flows with a buoyancy – Extended k- ϵ turbulence model. In *Turbulence and Diffusion in Stable Environments* (edited by J.C.R. Hunt), Clarendon Press, 111-140.
- Simpson, J.E., D.A. Mansfield and J.R. Milford, 1977: Inland penetration of sea-breeze fronts. *Q. J. Royal Meteor. Soc.*, **103**, 47-76.
- Tennekes, H. and J.L. Lumley, 1972: *A First Course in Turbulence*, MIT press, 300 pp.
- Ueda, H., S. Komori and K. Fukui, 1986a: A laboratory experiment on lateral diffusion of scalar quantities in the stratified surface layer. *Atoms. Environ.*, **20**, 757-762.
- , S. Mitsumoto and H. Kurita, 1986b: Flow mechanism for the long range transport of air pollutants causing high concentration of oxidant in the night time. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, to appear.
- Yamada, T., 1983: Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 91-106.
- and G.L. Mellor, 1975: A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2309-2329.