

ドップラーソーダによる大気境界層下部の乱れの鉛直分布とその k - ϵ 乱流モデルによる解析*

高木 久之**・北田 敏 廣***

要 旨

ドップラーソーダデータによって得られた乱流運動エネルギーの鉛直分布を1次元 k - ϵ 乱流モデルを用いて再現することを試みた。その過程を通じて、 ϵ 方程式中のモデルパラメータ値に対する検討及び、乱れの運動エネルギーの水平方向移流効果の影響についても考察した。

混合層高度が大きく風速の弱い条件では鉛直1次元 k - ϵ 乱流モデルによる計算結果とドップラーソーダの観測結果はよく一致した。また、 ϵ 方程式中の浮力項を制御するモデルパラメータを変えた計算結果とドップラーソーダの観測結果との比較では、安定成層においても浮力効果を反映させた方が観測結果により近い値を示すことがわかった。海風通過後の水平風速が強い場合は水平方向移流効果を無視することはできず、観測結果を再現するには水平方向移流過程が k の保存式中に必要であった。

1. はじめに

地域規模での大気汚染物質の動態を予測するためにはメソスケールの気象場および拡散場を知ることが重要である。さらに、この目的のためには、乱流場の動的特性を再現できる簡単な乱流モデルが必要となる。最近、 k - ϵ 乱流モデルもメソスケール気象モデルの一部として使われ始めている(例えば、Kitada *et al.*, 1991, Sha *et al.*, 1991など)。この方法では、乱流運動エネルギー(k)に加えて、その消散率(ϵ)も方程式を解くことにより算出し、これらを用いて拡散場も推定することができる。しかしながら、 k - ϵ モデルは、熱的成層を持つ大気境界層に対して実データと比較する形でテストされたことが少なく、この2方程式乱流モデルをメソスケール気象モデルのサブモデルとして

確立するためには、乱れに関する諸量の予測値と実測値の比較が不可欠であると考えられる。

一方、上層風の観測機器として、最近ドップラーソーダが使われ始めた。ドップラーソーダによる観測では、音波送受信パラボラ送受信器により観測された、各高度からの受信信号のドップラー周波数偏移を検出することにより、上層風の観測を行う。この観測では、平均の風向風速に加え水平及び鉛直の標準偏差など乱れ成分も測定でき、このデータが k - ϵ モデルのモデルパラメータの検討など、拡散場の検討にも利用できるものと期待される。このドップラーソーダによる観測に関する既往の研究としては、Yoshikawa (1984) による平均風についてのパイボール観測との比較及び得られた鉛直流や拡散パラメータの日変化特性の考察や、伊藤ら (1986)、赤井ら (1993) による気象観測鉄塔やパイボールとの比較観測結果の報告がある。その中で平均の風向風速については、これらの他の方法との適合性が実証されている。また、乱れ成分についても伊藤ら (1986) は気象観測鉄塔の超音波風速計による結果とほぼ適合することを示している。

本研究では、ドップラーソーダデータによって得られた乱れの鉛直分布を1次元 k - ϵ 乱流モデルを用いて再現することを試みた。その過程を通じて、モデルパ

* Vertical profiles of turbulent kinetic energy observed with doppler sodar and their analysis using k - ϵ turbulence model.

** Hisayuki Takagi, 日本気象協会東海本部.

*** Toshihiro Kitada, 豊橋技術科学大学エコロジー工学系.

—1994年2月3日受領—

—1994年9月19日受理—

ラメータ値に対する検討及び乱れの運動エネルギーの水平方向移流効果の影響について考察した。用いたデータは名古屋市長区において平成2年11月～平成3年10月の期間に行われたドップラーソーダによる観測結果である。特に、各季節毎の1週間ずつはレーウィンゾンデによる上層の風向風速及び気温観測も行われており、対象日としてはこれらのデータも利用できる日の中から選んだ。

2. 乱流モデル

(1) $k-\epsilon$ 乱流モデル

$k-\epsilon$ 乱流モデルは、乱流運動エネルギー (k) とその消散率 (ϵ) を乱れを記述する代表変数として持つ2方程式モデルである。レイノルズ応力は式(4)のように平均流速勾配と渦粘性係数 ν_t を用いて与えられる。通常 k 方程式と ϵ 方程式は、次式で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\rho x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P + G + \epsilon \quad (1)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial(U_j \epsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu_t}{\rho \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P + G) (1 + C_{3\epsilon} R_f) - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3)$$

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k 及び ϵ の拡散パラメータ (k 及び ϵ の拡散係数に対する渦拡散係数の比)

$C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, C_{3\epsilon}, C_\mu$: モデルパラメータ

P 及び G は、それぞれシアー及び浮力による生成項を表し、 R_f はフラックスリチャードソン数で次式で定義される。

$$R_f = -\frac{G}{P} \quad (5)$$

P 及び G については、 ν_t を使って次式により表される。

$$P = \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

$$G = -\beta g \frac{\nu_t}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (7)$$

β : 体積膨張係数 ($3.51 \times 10^{-3} K^{-1}$)

g : 重力加速度 (9.83 m/s^2)

σ_T : 乱流プラントル数

ここで、 θ は温位を表す。

Rodi (1980) は、室内実験の結果より、式(2)における、 P, G に対して異なる成層効果が見いだされるため、次式で定義されるリチャードソン数を導入することにより、 P と G を分離した。

$$R_f = -\frac{G}{P+G} \quad (8)$$

この定義式で式(2)の R_f を置き換えれば生成項は以下のように展開される。

$$C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P + (1 - C_{3\epsilon})G) \quad (9)$$

この中で浮力項を制御する $C_{3\epsilon}$ については、適用する流れにより様々な値が報告されている。Rodi (1985) は、文献値をまとめることにより、安定成層自由せん断流の場合、 $C_{3\epsilon}$ 値として0.4～1.0が報告されていること、彼自身は0.8を推薦すること、同じく不安定成層自由せん断流に対しては、 $C_{3\epsilon}=0$ がよい結果を与えることを報告している。同時に、成層した壁面せん断流に対しては、 $C_{3\epsilon}$ が大変異なる値になり得ることを示唆し、一例として Betts and Haroutunian (1983) の研究 (大気境界層で、安定層の場合に $C_{3\epsilon}=2.15$ 、不安定成層の場合に $C_{3\epsilon}=0.8$) を挙げている。筆者らは、理想化した海陸風に対する $k-\epsilon$ モデルの適用を通じて、大気境界層に対しても自由せん断流の場合と同じように $C_{3\epsilon}=1$ (安定成層)、0 (不安定成層) (以降、簡略化のため $C_{3\epsilon}$ の2つの値を同時に示す時は括弧の中に安定成層と不安定成層に対する値を並べて表記する。例えばこの場合は (1.0, 0.0) と示す) の選択が概ね合理的な海風の生成に寄与することを明らかにした (Kitada, 1987, Kitada *et al.*, 1991)。さらに、幾種類かの理想化した海風の条件下で、 $C_{3\epsilon}$ 値に対する感度解析により適正な値の検討を行ってきた (Kitada and Takagi, 1992)。その結果、領域内の不安定成層中では正で0に近い値、安定成層中では1以下の1に近い値を用いることが良い結果をもたらすことが確かめられ、 $C_{3\epsilon}$ に対して (1.0, 0.0) を選択することが適当であることを示した。しかし、安定成層中では、1.0を採用すると ϵ の減少が k に比べ小さく、安定成層中での渦拡散係数の減少がやや早いという結果も得ている。本研究では、 $k-\epsilon$ モデルの計算結果とドップラーソーダによる観測結果の比較を通じて、このパラメータ値についての検討も行う。本研究で用いたその他のモデルパラメータ値については第1表に示す Launder and Spalding (1974) の標準的な値を用

第1表 モデルパラメータ及び乱流プラントル数.

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	C_μ	σ_k	σ_ϵ	σ_T
1.44	1.92	0.09	1.0	1.3	1.0

いた。これらのパラメータの設定については、以下の考察（仮定）が背景にある：（i） $C_{2\epsilon}$ は、格子乱流の減衰実験より決定でき1.8~2.0の値をとる；（ii） C_μ については、近似的に中立な局所平衡 ($P=\epsilon$) の流れを仮定すると（1）及び（3）式より $(\overline{uw}/k)^2=C_\mu$ の関係が得られ、実験結果 $-\overline{uw}/k=0.3$ より $C_\mu=0.09$ となる；（iii） $C_{1\epsilon}$ については（2）式を局所平衡の仮定と風速の対数則近似を用いて変形した次式により決定された。

$$C_{1\epsilon}=C_{2\epsilon}-\frac{k^2}{\sigma_\epsilon\sqrt{C_\mu}}$$

（iv） σ_k 、 σ_ϵ は、1に近い値と仮定できるが、その値は $C_{2\epsilon}$ と同様に実験結果と最も適合するように数値計算によって最適化された。

第1表に示すパラメータ値は風洞実験の結果などから推定されたものであり、大気境界層に対し十分に確立されたものではないかもしれない。しかし、今日、大気境界層内の諸現象に対してもこれらの値は適用されており（例えば、Detering and Etling, 1985, Sha *et al.*, 1991など）、それらの例では、ほぼ合理的な結果が得られている。従って、本研究でも、第1表に示す値を用いた。なお、Hossain and Rodi (1983), Rodi (1985) は、上記(ii)で用いた“中立から大きく外れない”という仮定を緩めるために、代数的応力モデル式を変形することによって、 C_μ 、 σ_T 、 σ_ϵ 、 σ_k に浮力効果や壁面及び自由表面の存在による乱れの減衰効果を含めた定式化を提示した。従って、本来これらのパラメータ値を一定値として扱うには、限界があるかもしれないが、本研究では後述するように、鉛直1次元の簡易モデルを使用していることもあり、とりあえず、標準的な値により一定値として扱った。ところで、Panofsky and Dutton (1984) にまとめられている大気中の接地層における観測値を、前述した $(\overline{uw}/k)^2=C_\mu$ の関係を風速のストレスを摩擦速度 u_* の2乗で置き換えることにより得られる関係 $k/u_*^2=1/\sqrt{C_\mu}$ に代入すると、 C_μ は0.04程度の値となり、本研究で使用した C_μ の値は大気中の接地層に対しては過大評価となっている可能性がある。しかし、 $C_\mu=0.04$ として計算をしたところ、計算結果にほとんど違いはみられなかった。

(2) 計算方法

レーウィン観測により得られた風向風速及び気温の鉛直分布を用いて、その状況に適合する乱流運動エネルギー及び消散率の分布を推定した。計算は鉛直1次元とし、定常状態値を求めた。計算に用いた方程式系は次式である。

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + G - \epsilon = 0 \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P + C_{4\epsilon} G) - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} = 0 \tag{11}$$

沿岸部という地表面の性質が大きく変わる地点を対象としており、もとより空間1次元が完全にふさわしいとは考えていない。しかし、日中、弱風で不安定な混合層が発達する状況では、浮力生成が大きくなり、水平移流項は相対的に小さいと考えられる。この浮力生成項に、乱れの運動エネルギーを鉛直方向に輸送する乱流輸送項と地表面付近での寄与が大きいシアー生成項と消散項を加えた鉛直1次元の（10）式及び（11）式が第1近似として成り立つことを期待し、第1ステップとしてこのように扱った。また、時間変化項についても混合層の発達している間は、 k の増減が比較的小さく無視できるものと仮定した。Kitada *et al.* (1991) に示されている海風時の k の生成・消滅に対する各項寄与の鉛直分布から、混合層が発達する内陸はもとより、海風前線の通過直後を除いては、ほぼ海風の全期間にわたってこのような仮定が成り立つものと推定される。更に、時間項の寄与は4章で仮定する水平方向移流項に比べても小さくなっていった。式（11）中の $C_{4\epsilon}$ は $C_{3\epsilon}$ について新たに $C_{4\epsilon}=1-C_{3\epsilon}$ と定義し直したものである。

境界条件については、地上10m までの下層で constant flux layer を仮定し、また乱流エネルギーに関してシアー生成項と浮力生成項 ($P+G$) が消散項 (ϵ) と等しくなることを仮定することによって次式で与えた。

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \left(1 - \frac{1}{\phi_m(\zeta)} \zeta \right)^{1/2} \tag{12}$$

$$\epsilon = \frac{u_*^3}{kz} (\phi_m(\zeta) - \zeta) \tag{13}$$

ここで、 ϕ_m は無次元のシアー関数で以下に示される近藤の定式化 (Kondo, 1975) を用いた。

不安定時 ($\xi < 0$) に対して

$$\phi_m(\xi) = (1 - 16\xi)^{-1/4} \quad (14)$$

安定時 ($\xi > 0$) に対して

$$\phi_m(\xi) = (1 + 6\xi) \quad (\xi \leq 0.3) \quad (15)$$

$$\phi_m(\xi) = (1 + 22.8\xi)^{1/2} \quad (\xi > 0.3) \quad (16)$$

ξ は無次元高さで $\xi = z/L$ で定義される。 L はモニオプロコフ長さを示し、以下の式より計算される。

$$L = - \frac{u_*^3}{\beta g \kappa (w\theta)_s} \quad (17)$$

$(w\theta)_s$ は、地表面の熱フラックスで最下層の温位勾配を用いて

$$(\overline{w\theta})_s = - \frac{u_*}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (18)$$

で近似した。(12), (13), (17) 式に表れる κ はカルマン定数で 0.4 を用い、 u_* は摩擦速度で、地上 10 m の風速 (U_{10} , V_{10})、粗度 (z_0)、

$\psi_m(\xi) = \int_{z_0/L}^{\xi} (\phi_m(\xi)/\xi) d\xi$ を用いて、次式より計算した。

$$u_* = \frac{\kappa (U_{10}^2 + V_{10}^2)^{1/2}}{\psi_m(\xi)} \quad (19)$$

粗度は、地表面の状態や流速等流れそのものによっても変わり得る値であるが、本研究では Esdu (1974) によりまとめられている、各種の地表面に対する値を参考に、観測地点周辺の状況から、樹木や周辺の建物の影響を考慮して、10 cm とした。上層の境界条件は、いずれも計算領域上端の 1500 m で勾配が 0 となるように与えた。式 (10), (11), 中 u (渦拡散係数) は式 (3) で与えられる。従って式 (10), (11) はいずれも k と ϵ に関する非線形の方程式となっている。式 (10), (11) を中心差分近似によって離散化し、得られた代数方程式系を反復法により解いた。非線形代数方程式の性質上、初期の推定値によって計算結果が大きく変わる可能性もあり、意味のある結果を得るためには、計算に際して適切な初期推定値を与える必要がある。今回の計算では、ドップラーソーダの観測結果と温位の勾配を参考にして k の初期値を推定した (目的は、 k の値を再現することであるので、この推定はあくまで初期値が実測値から大きく外れないという意味で行った)。 ϵ については、 k の分布に相応する適当な分布形を仮定し、値の大きさは、渦拡散係数が適当な大きさ (100 m^2/s) になるように仮定した。

計算の対象日としては、レーウィン観測が行われた春季の 1 週間の中から、一般風が弱く海陸風の発達した、4 月 22 日を選んだ。次節で述べるように伊勢湾岸

の濃尾平野では 1 日の間に典型的な 2 つの海風の侵入が見られるが、4 月 22 日は、このような典型的な海風がみられた日であった。計算に際しては、風速及び温位の観測値をそのまま用いると、ばらつきが大きく、計算結果もばらついてしまうため、測定高度毎に見られるような小さなばらつきがなくなる程度の平滑化を行ったものを使用した。

3. 観測結果

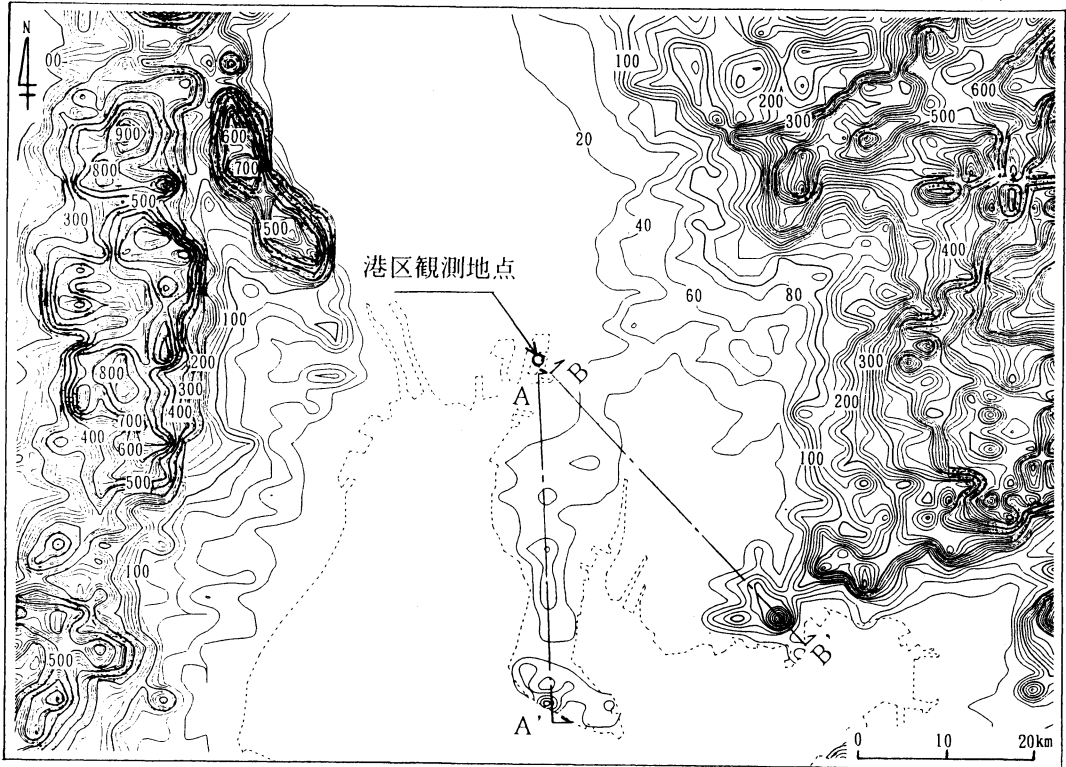
3.1 レーウィンゾンデ観測による観測結果

レーウィンゾンデ及びドップラーソーダによる観測が行われた名古屋市港区は濃尾平野の南西部の伊勢湾沿岸に位置する。観測が行われた地点は伊勢湾に面した埋め立て地にあり、西は約 500 m、南は約 1000 m で海岸線に到達する (第 1 図参照)。

計算対象日とした 4 月 22 日は、夕方に高気圧の中心が東海上へぬげるものの、日中はほぼ移動性の高気圧に覆われ気圧傾度がゆるやかな日であった (第 2 図)。第 3 図にみられる上層風は総観規模の気圧配置の影響により、名古屋を通る南北の線からみて高気圧の中心が西よりにあると考えられる 9 時以前は北系のやや強い風になっており、高気圧の中心に覆われる 10 時以降、風速は弱くなり風向が東よりに変化している。12 時には南東～南の風となり、その後も高気圧の中心がゆっくりと東へ進むため南系の弱い風が吹いている。伊勢湾沿岸の濃尾平野では、伊勢湾から内陸に吹く南西系の小規模海風と遠州灘から内陸に吹く南東系の大規模海風の 2 種類の海風が吹く特徴があり、この日の港区においても 12 時頃に小規模海風、15 時ころに大規模海風の前線の通過がみられた。

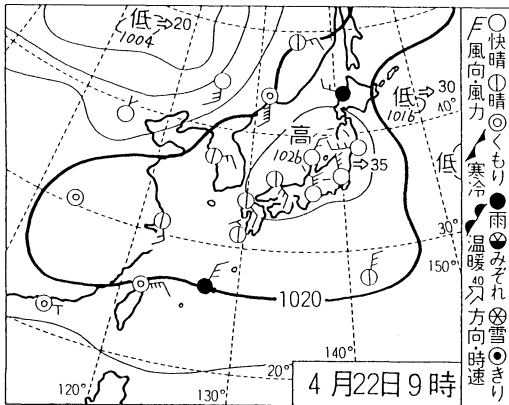
レーウィンゾンデ観測による風速の分布及び温位の分布から、港区での風と温度場の特徴をみる。明け方頃は、下層で北西系の陸風が吹くが、後に述べるように地表面の加熱により 9 時以降不安定な混合層が徐々に発達し、海風の始まる 12 時頃まで弱風が続く (第 3 図)。上層では 10 時以降風速が弱くなり、南系の風となる。11 時には全層でさらに風速が弱くなり、下層には西系の風が入り始め、風向が海よりに変わる。第 4 図 (a), (b) はそれぞれ風の南北成分及び東西成分の時空間におけるコンターを表すが、このことがよく示されている。さらに第 5 図は温位の時空間におけるコンターを、第 6 図は同じく温位の鉛直分布の時間変化を示す。12 時には混合層が最大の 1200 m に達し、下層で伊勢湾からの海風前線が到達し始める (第 3 図、第 4 図)。こ

単位: m

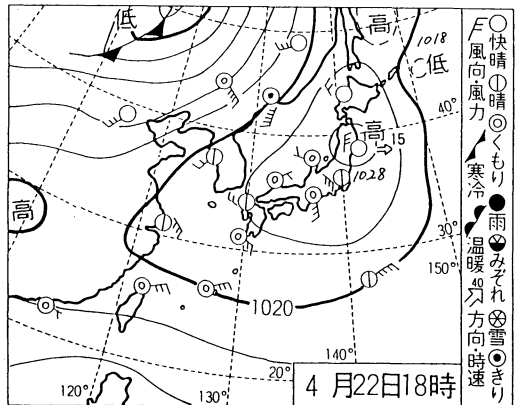


第1図 港区観測地点及び港区周辺の等高線。

図中、破線は海岸線を、一点鎖線は第14図に示す断面図の切断面を示す。



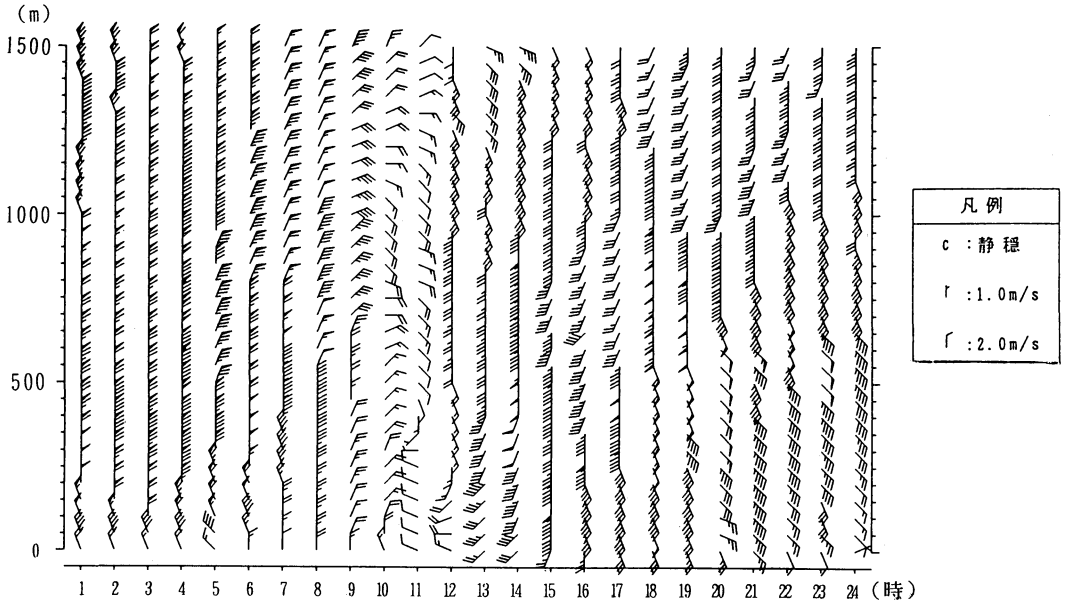
(a)



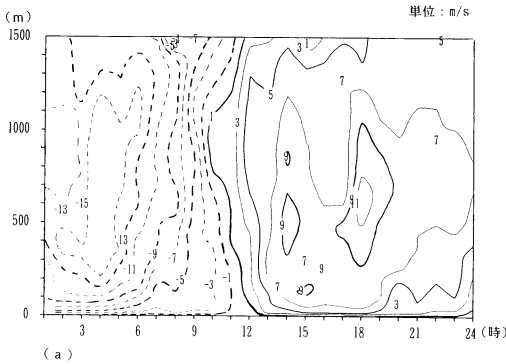
(b)

第2図 4月22日の地上天気図。

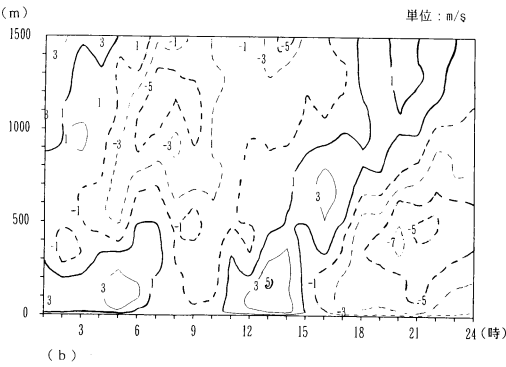
(a) 9時, (b) 18時。



第3図 4月22日の港区での風向風速の高度分布.



(a)

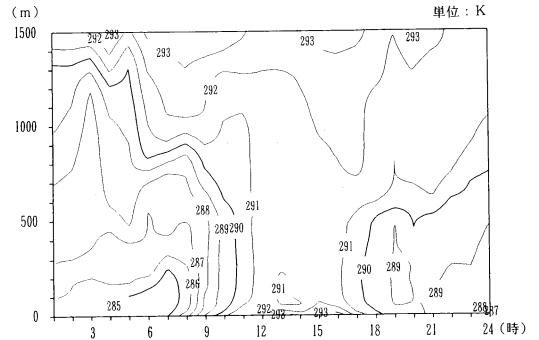


(b)

第4図 風速の時間—高度分布の等値線.

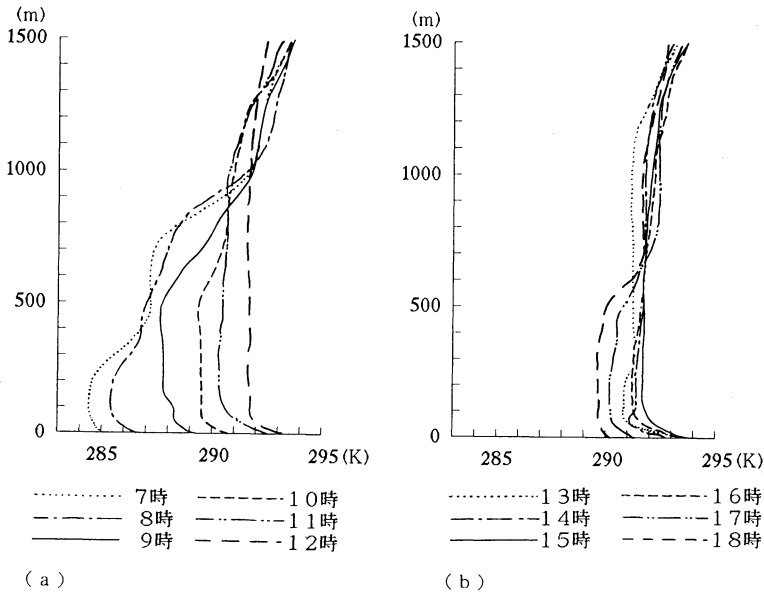
(a) 南北成分, (b) 東西成分.

破線は負の風速成分を表し, 南北成分は南風, 東西成分は西風がそれぞれ正の方向.



第5図 温位の時間—高度分布の等値線.

の海風前線の通過にともない, 13時以降, 下層 300 m 程度に南西風の層ができる. また, 海風通過にともなう冷気の侵入に伴い地表に接した最下層では強い不安定成層が, また海風層の上端では安定な層が継続して, この海風層内といわゆる熱的内部境界層が形成される (第6図 (b)). 熱的内部境界層の高さは海風の吹走距離の1/2乗に比例し (Venkatram, 1988), 観測地点が海岸線からごく近い (約 1000 m) 位置にあるため, 観測地点の熱的内部境界層の高さは約 60 m と推定される. 従って14時の温位分布にみられる顕著な安定層は, 侵入した海上の安定成層大気になるものと推察される



第6図 温位の鉛直分布.
 (a) 7～12時, (b) は13時～18時.

第2表 ドップラーソーダ仕様.

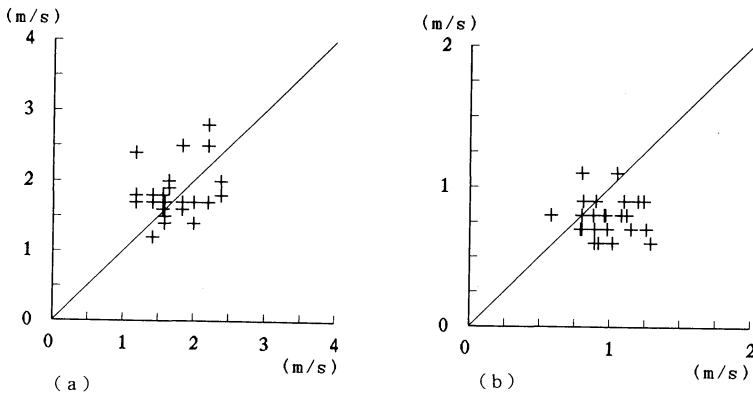
項目	仕様
測定方式	3方向モノスタティック方式
送信周波数	2400 Hz
送信出力	600 W
パルス繰り返し周期	10秒
パラボラ反射器直径	0.9 mφ
風速レンジ	30 m/s
風速演算精度	水平成分 0.3 m/s または風速の5% 鉛直成分 0.2 m/s または風速の2%
風速分解能	0.1 m
風速演算精度	5 deg
風速分解能	1 deg
高度分解能	1 m
測定対象高度	50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, 700, 800, 900, 1000
測定項目	1) 高度別平均風向 (θ), 風速 (U) 2) 高度別成分風速 (V_x, V_y, W) 3) 高度別標準偏差 ($\sigma_w, \sigma_u, \sigma_\theta$) 4) エコー強度ファクシミリ記録

(その最下部に熱的内部境界層が生成). 15時は伊勢湾からの小規模海風と遠州灘からの大規模の海風の変わり目となっている. 伊勢湾海風が南西風であるのに対して大規模海風は南東風系統であり, 第4図(b)の東西成分のコンターにこの変化が明確に現れている. この時刻以降, 下層の海風は南西系から南～南東系に変化する. この南～南東系の大規模海風は, 断熱減率または弱安定な気温減率をもった層であり, かつ, 以前にくらべて相対的に冷たい気塊であるため, 過熱した地表面との気温差が広がり或いは維持され, 不安定な層が再び発達する. 16時以降は, この海風による南南東の風の層ができ, 600 m 程度まで断熱減率を持った不安定な層が継続する. 18時以降も, 大規模海風は 600 m 程度の南東～南南東の層をつくり継続し, 上層では南系の一般風が継続する.

3.2 ドップラーソーダによる観測結果

ドップラーソーダは, 音波送受信用パラボラ送受器を上空3方向に向けて設置し, 発射した音波パルスの上空からの後方散乱波を受信し, 各高度からの受信信号のドップラー周波数偏移を検出することにより, 各高度の水平風速, 風向, 鉛直流速およびこれらの標準偏差を測定している. 今回の観測で用いたドップラーソーダの仕様を第2表に示す.

観測は毎時刻10分間行い, この10分間に20回音波パ



第7図 ドップラーソーダによる観測値と混合層内における標準偏差の文献値との比較。

(縦軸にドップラーソーダによる観測値, 横軸には Caughey and Palmer (1979) により無次元化された観測結果の関係から推定した値を示す)。

(a) σ_u ,

(b) σ_w

ルスを発射し観測している。水平風速, 風向, 鉛直流速は10分間の値を平均したもので, 標準偏差は各パルス毎の観測結果から次式により計算される。

$$\sigma_u = \sqrt{\sum_{i=1}^n (u_i - U)^2 / n}$$

$$\sigma_w = \sqrt{\sum_{i=1}^n (w_i - W)^2 / n}$$

ここで, n は有効データ取得回数, u_i 及び w_i はパルス毎の水平風速及び鉛直流速を示し, 同様に U 及び W は10分間の平均値の水平風速及び鉛直流速を示す。これらの標準偏差の2乗は, それぞれ乱流運動エネルギーの水平方向成分と鉛直方向成分に相当するもので, 乱流運動エネルギーの各成分を用いて表すと近似的に次式となる。

$$\sigma_u^2 = \overline{u^2} + \overline{v^2} \quad (20)$$

$$\sigma_w^2 = \overline{w^2} \quad (21)$$

ここで, u 及び v は水平方向風速の直交する風速成分の変動量を表し, w は鉛直流速の変動量を表す。従って, ドップラーソーダの観測結果から乱流運動エネルギー (k) を求める時は, 次式を用いる。

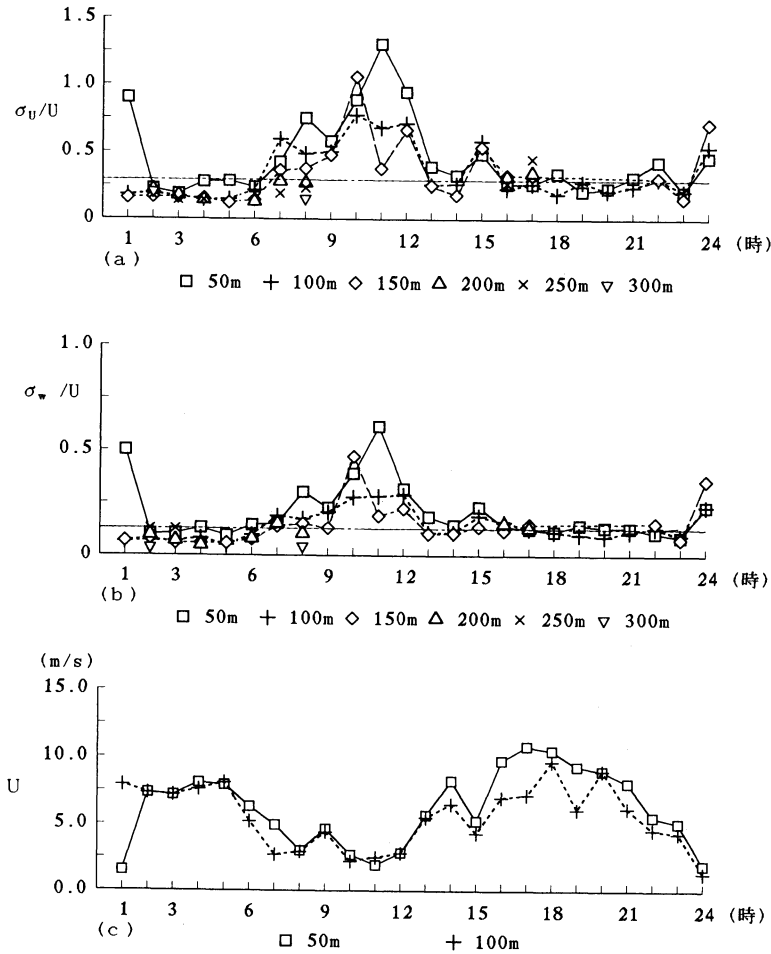
$$k = (\sigma_u^2 + \sigma_w^2) / 2 \quad (22)$$

各パルス毎の観測は高度 1000 m まで可能であるが, 高い高度では有効なパルス信号を観測するデータ取得率が低く, 有効なデータが得られるのは 300~500 m までとなっている。毎時刻のデータは, 風向風速及び鉛直流速についてはパルス信号の有効データ取得率が20%以上で有効なデータとしているが, 今回の解析で

は標準偏差を扱うため, 取得率80%に満たないデータは除外した。

ドップラーソーダ観測の風速成分の精度については, 第2表に示すように, 演算精度は水平方向が水平風速 6.0 m/s までが 0.3 m/s, 6.0 m/s 以上は風速の5%, 鉛直方向が鉛直流速が 10.0 m/s までは0.2 m/s, 10.0 m/s 以上は風速の2%となっており, 分解能はともに 0.1 m/s となっている。また, Van der Hoven (1957) により観測結果から求められた風速の分散スペクトルによると, 大気境界層で対象としている範囲では, 約1分の周期に分散スペクトルの極大値があり, 今回の観測では10分間に20回測定した平均値及び分散を用いた。データの信頼性については, 前章に述べたようにこれまでの研究より実証されてきており, 今回の観測についても, レーウィンゾンデ観測との比較においては, 計算対象とした春季では, 風向は高度 500 m までは88~100%が ± 1 方位以内で一致しており, 風速は全高度で相関係数が0.83~0.94にあり, 平均の水平風速については, レーウィンゾンデ観測とよく適合している。一方, 乱れの成分については, 比較できる他の観測値は無いが, 後述するように観測結果が熱的成層状態をよく反映していること, また, Caughey and Palmer (1979) による混合層内の観測結果を無次元化した関係から推定される値と比較すると, σ_u , σ_w ともに比較的良く一致 (第7図参照) しており, ほぼ妥当な値を示していると考えられる。

ドップラーソーダによる水平風の標準偏差 (σ_u) と



第8図 ドップラーソーダによる観測値の日変化。

- (a) 水平方向の標準偏差 (σ_u/U)
 (b) 鉛直方向の標準偏差 (σ_w/U)
 (c) 水平風速 (U).

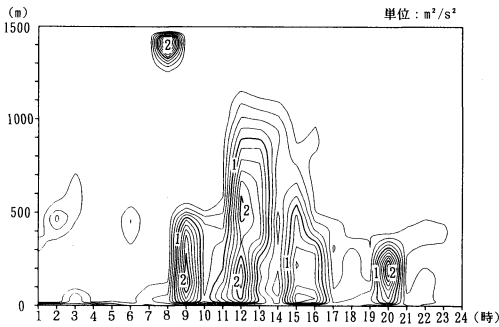
鉛直風のそれ (σ_w) の観測結果を第8図 (a) 及び (b) に示す。図中、相対的な比較のため、 σ_u/U 、 σ_w/U の1~8時の平均値を一点鎖線で示した。また、水平風速 (U) の観測結果を第8図 (c) に示す。8時以前は σ_u/U 、 σ_w/U がともに相対的に小さく、9時以降徐々に大きくなり、10~11時とともに最大となる。これは、第5図 (a) に見られるように8時頃までは、高度50mくらいまでの最下層を除いて熱的に安定な層が広がり、それが相対的に小さい σ_u/U 、 σ_w/U をもたらし、伊勢湾海風通過前の9~12時は弱風が続き (第8図 (c)) 熱的に不安定な状態がつづくため σ_u/U 、 σ_w/U が大きくなったと考えられる。12時以降、伊勢湾海風の

通過により、13、14時は σ_u/U 、 σ_w/U は小さくなる。これは、第6図 (b) に見られるように低い高度 (200m程度) に熱的に安定な層ができていたためと考えられる。15時は遠州灘海風の到着により運ばれる不安定な層により σ_u/U 、 σ_w/U は共に再び大きくなる。そして、遠州灘海風が通過する16時以降は共に小さくなる。このように、 σ_u/U 、 σ_w/U は日中の大気の熱的な変化によく対応しており、混合層が強まると大きくなり、海風通過後など安定な大気が侵入すると小さくなる傾向がみられた。

4. 計算結果及び考察

4.1 乱流運動エネルギーの分布とドップラーソーダデータとの比較

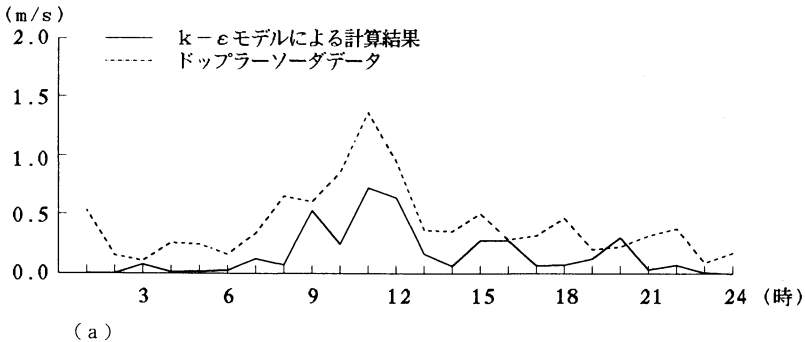
第9図に計算により得られた乱流運動エネルギー (k) の計算結果の時間-高度分布を示す。図に見られる k の値は、9~16時の日中と20時頃に大きくなり、時間的には日中に3回、20時に1回の4つの極値を持つ



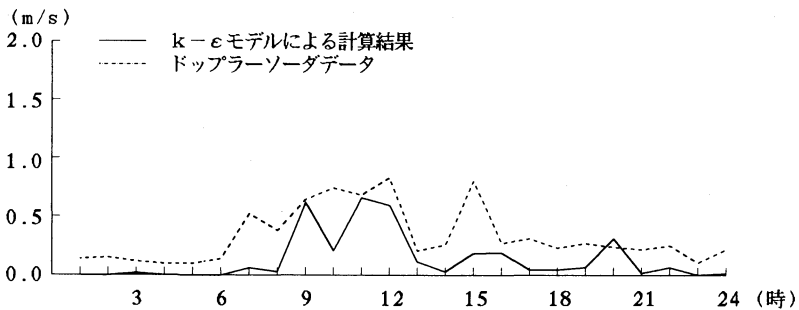
第9図 $k-\epsilon$ モデルによる乱流運動エネルギー (k) の時間-高度分布の等値線。

つ、12時の極値は、弱風の混合層の発達と関係する(第3図, 5図, 6図(a))と見られ、一方20時の極大値(高度は500 m以下)は、15時以降侵入し始める遠州灘海風の強い風速に基づくものと推測できる。15~16時は、大規模と小規模の海風のシステムが入れ変わる時期となっており、上層のかなり深い層にわたって(100~800 m)断熱減率を持つ層があらわれており(第6図(b))、これと k の大きな層が対応している。

第10図(a)及び(b)に乱流運動エネルギーを風速で除した値(k/U)についてドップラーソーダによる観測値と $k-\epsilon$ モデルによる結果の日変化の比較(高度50 m及び100 m)を示す。 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果は、ドップラーソーダによる観測結果と比べ、時刻毎のばらつきが大きくなっているが、9~13時については両者は両高度とも比較的近い変化傾向を示す。14~18時については、高度50 mでは15, 16時に、高度100 mでは16時に観測結果と計算値が近い値を示す。その他の時刻では、概ね計算結果の方が小さくなっている。また、8時以前と19時以降は20時を除き、 $k-\epsilon$ モデルの



(a)



(b)

第10図 $k-\epsilon$ モデルによる計算結果とドップラーソーダによる観測結果による k/U の高度別日変化の比較。(a)高度50 m, (b)高度100 m。

結果がかなり小さくなっている。これらの時間帯では、ほとんどの高度が安定成層であって地表面などで接地逆転が形成されることが多く、上層風の移流効果も大きいと考えられる。2章で述べた鉛直1次元の仮定は、浮力生成項が大きく移流項が相対的に小さい場合に第1近似として成り立つと考えており、これらの時間帯では、水平移流項に加え時間変化項も相対的に大きくなり、鉛直1次元の定常状態の仮定から大きく外れると考えられる。従って、これ以降の考察では、これらの時間帯については除外し、日中の10~18時に絞って考察を行う。

第11図はドップラーソーダによる k と計算された k 値の鉛直分布の比較を時刻別に示したものである。図には同時に観測された k の内訳を表す $1/2\sigma_v^2$ と $1/2\sigma_w^2$ もプロットされている。図中、実線が $k-\epsilon$ モデルによる計算結果、○印がドップラーソーダ観測による k 値で、×印及び+印は $1/2\sigma_v^2$ と $1/2\sigma_w^2$ を示す。また、取得率が80%に満たない高度の k 値も参考値として△印で示す。混合層高度が高く風速も弱い11時及び12時には、計算結果はドップラーソーダデータによく一致している。しかし、風速は弱いが、地上の風向は北で600 mに強い安定層がある10時、海風の通過により内部境界層ができ、下層に安定成層ができる13時では計算結果はやや小さくなっており、この内部境界層が顕著になる14時、および海風システムが変わり風速が強まる15時以降も計算結果が小さく、その差は大きくなっている。

これらの結果の比較より、風速が弱く不安定な混合層高度が高い(800 m以上)時刻(11, 12時)には、このモデルによる計算値はドップラーソーダデータによる値に一致することが確かめられた。しかし、それ以外の時刻では、計算結果がドップラーソーダの観測値より小さくなる。その理由としては、計算で仮定した鉛直1次元の限界や $k-\epsilon$ モデルのパラメータの不確実性が考えられる。次節以降で、計算結果と観測値の違いについてさらに考察する。

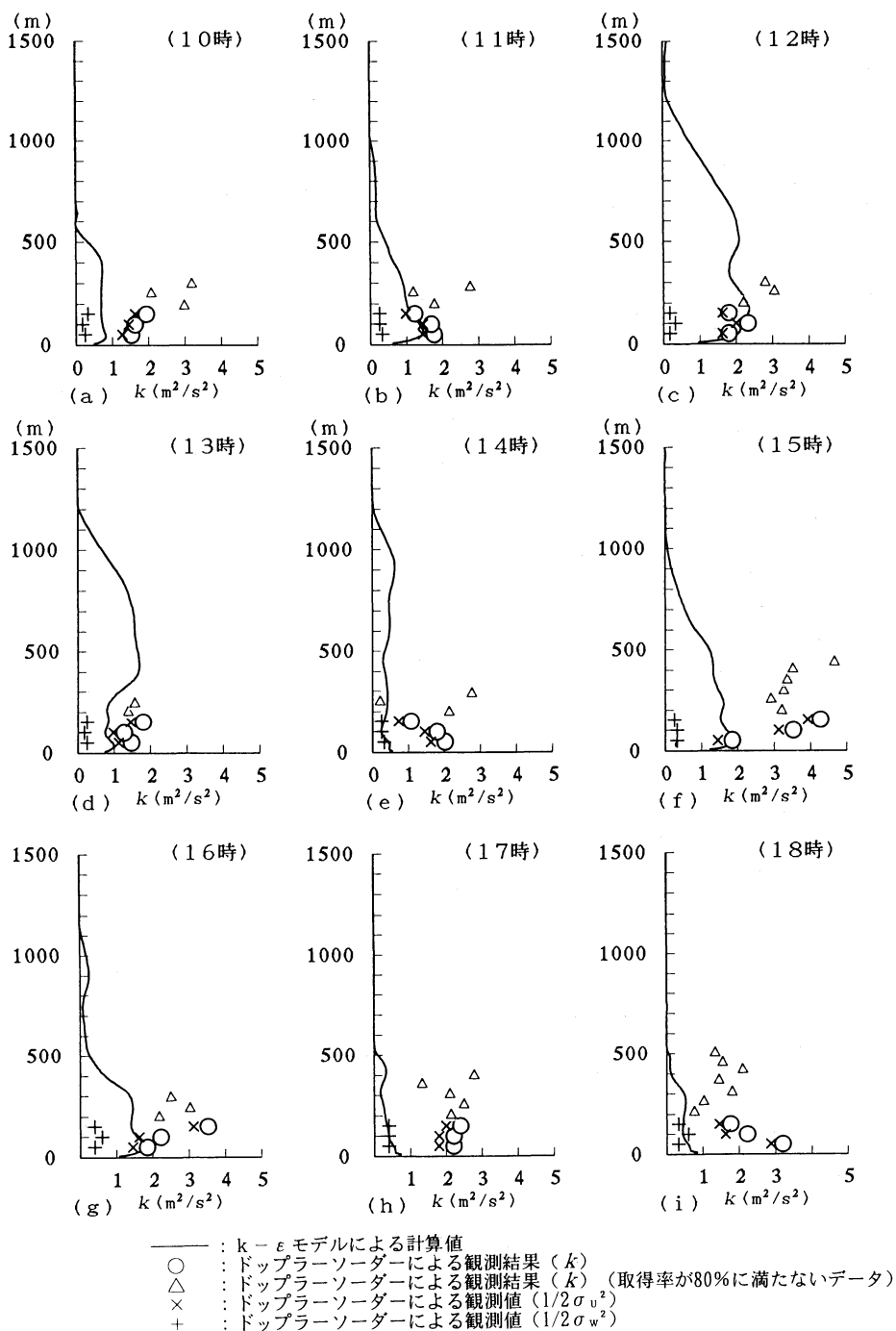
4.2 消散率(ϵ)方程式の浮力効果に係わるパラメータ値と乱流運動エネルギー

$k-\epsilon$ モデルに含まれるパラメータの値については、風洞実験の結果等を採用することにより信頼性の高いものが多いが(例えば、Rodi, 1980)、その中で ϵ 方程式の浮力効果に係わるパラメータ($C_{4\epsilon}$)は流れの熱的な状況によって大きく変化する可能性が示唆されており(Rodi, 1985)、その値にいわゆる“普遍性”がな

い。筆者らも、海風の数値シミュレーションに適用することにより、この $C_{4\epsilon}$ 値の選択が海風の発達に大きく影響することを確かめている(Kitada and Takagi, 1992)。式(11)に見られる通り、安定成層に対してこのパラメータ値を0とすることは、 ϵ の減少に浮力効果を反映させないことを意味する。前項4.1の結果(第11図)より、いくつかの場合について計算された k 値と観測値との対応があまり良くなかったため、本項では安定成層の場合に、 $C_{4\epsilon}$ 値を0.2, 0.4として計算を行い(不安定成層に対しては1をそのまま用いる)、観測値との適合性が向上するかどうかを検討した。

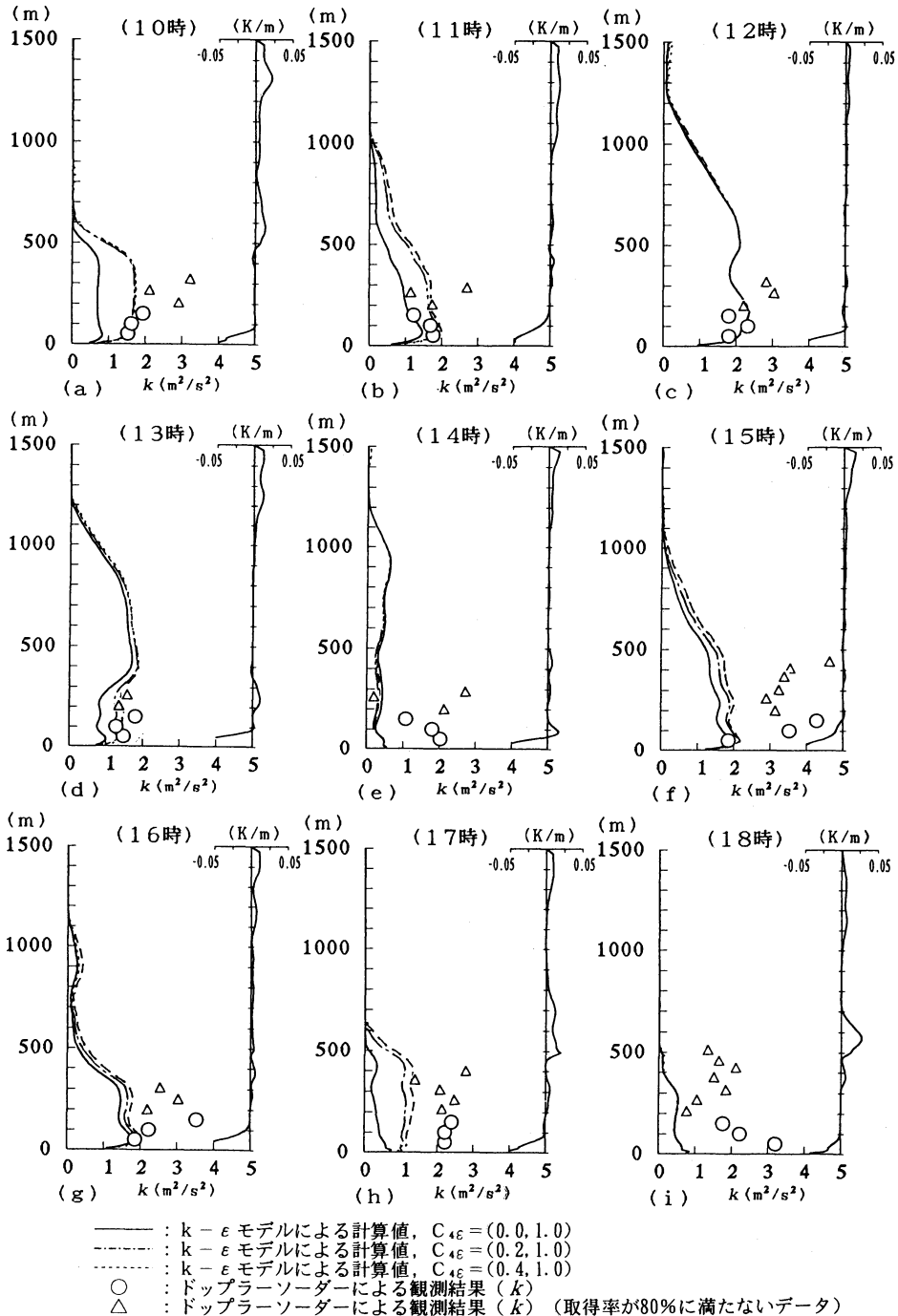
安定成層の場合に $C_{4\epsilon}$ を0.2および0.4としたときの計算結果とドップラーソーダによる乱流運動エネルギー(k)との鉛直分布を時刻別に比較した図を第12図に示す。図中、実線が $C_{4\epsilon}=0$ 、一点鎖線が $C_{4\epsilon}=0.2$ 、破線が $C_{4\epsilon}=0.4$ の計算結果を示す。また、成層状態の考察のために、それぞれの図の右側には温位勾配($\partial\theta/\partial z$)の分布を示す。図は、12, 14, 18時を除き、全体的に k が大きくなり、 k の分布する範囲もやや広がっていることを示す。12, 14, 18時の場合は3種の計算値間にほとんど差がない。残りの10, 11, 13, 15, 16, 17時には、 $C_{4\epsilon}=0.2, 0.4$ のいずれのケースでも k 値が $C_{4\epsilon}$ の増加とともに増加する。観測値との適合度合に関しては、11, 12時の場合はもともと良好であり、10, 13時, 17時で大きな改善がみられたが、14, 15, 16, 18時の場合には、まだ計算結果との間にかなりの違いが見られる。

10, 11, 13, 15, 16, 17時など $C_{4\epsilon}$ 値を大きくすることによって k の値が増加したケースの理由は以下のように説明できる。第13図に示す ϵ/k の鉛直分布(第12図と同様に温位勾配の鉛直分布を図の右側に示す)より、これらの時間では $C_{4\epsilon}$ に0を用いたとき(実線で示す)は、混合層の上端に接する安定成層において ϵ/k が大きくなっており、 $C_{4\epsilon}$ を大きくした結果(0.2の結果は一点鎖線、0.4の結果は破線で示す)、この層での ϵ/k の増加は小さくなっている。 k 値の増加が大きかった10, 17時は、この傾向が顕著に見られ(第13図(a), (h))、11, 13, 15, 16時においては10, 17時程の大きな違いはないが、この傾向が見られる(第13図(b), (d), (g))。このように $C_{4\epsilon}$ 値を大きくすることは、混合層上端に接する安定成層で ϵ/k を小さくする。この層には混合層内からの拡散輸送による k の供給があり、 ϵ/k が小さくなることによって k は大きく保たれる。この層で k が大きくなると k 及び u



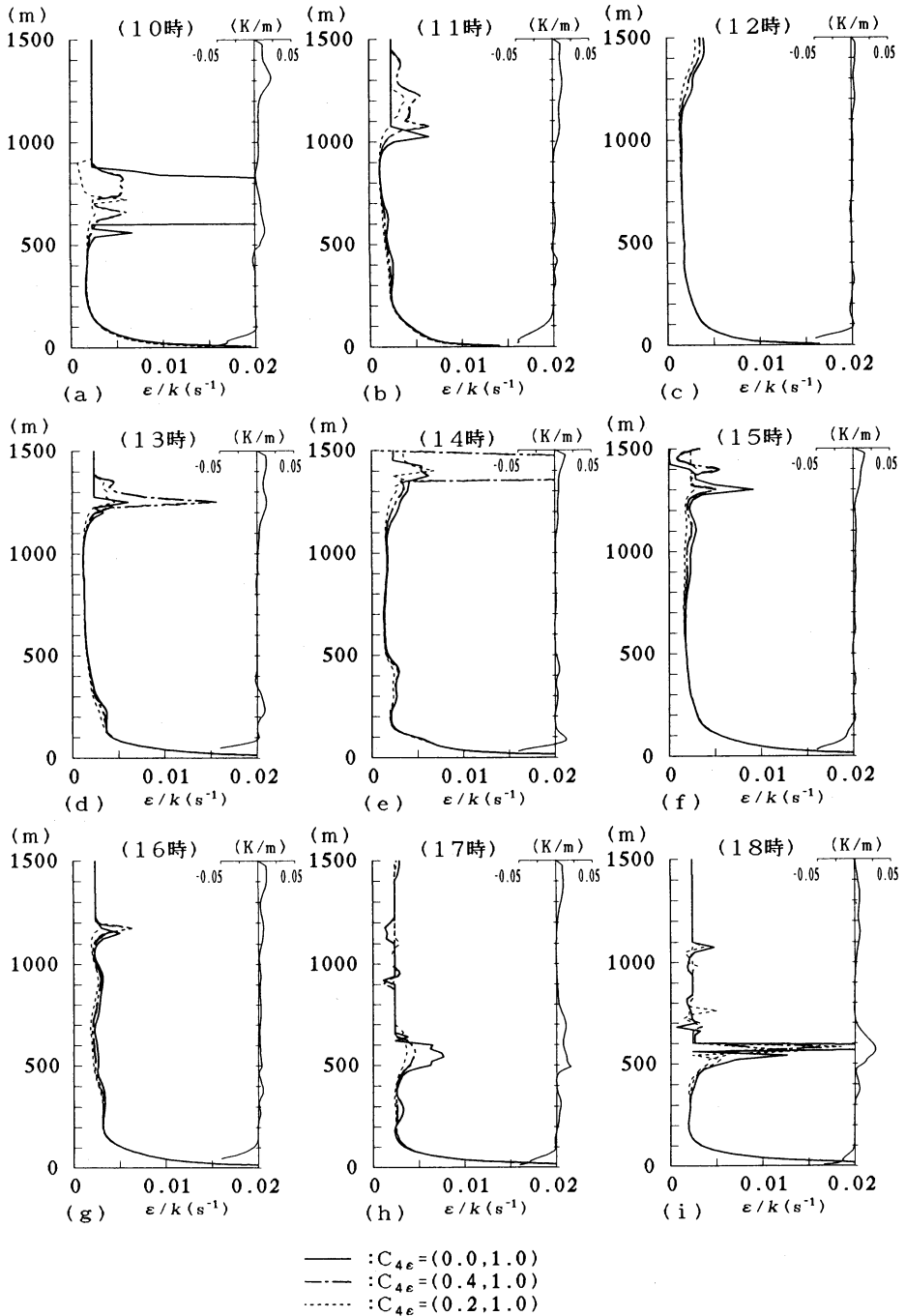
第11図 $k-\epsilon$ モデルによる計算値とドップラーソーダによる観測値との時刻別鉛直分布の比較。

(a) 10時, (b) 11時, (c) 12時, (d) 13時, (e) 14時, (f) 15時, (g) 16時, (h) 17時, (i) 18時。



第12図 $k-\epsilon$ モデルによる計算値 (パラメーター変更) とドップラソーダによる観測値との時刻別の鉛直分布の比較

(a) 10時, (b) 11時, (c) 12時, (d) 13時, (e) 14時, (f) 15時, (g) 16時, (h) 17時, (i) 18時.
 図の右側には, 温度の鉛直勾配 ($\partial\theta/\partial z$) の分布を示す.



第13図 ϵ/k の時刻別の鉛直分布の比較.

(a) 10時, (b) 11時, (c) 12時, (d) 13時, (e) 14時結, (f) 15時, (g) 16時, (h) 17時, (i) 18時.
 図の右側には, 温位の鉛直勾配 ($\partial\theta/\partial z$) の分布を示す.

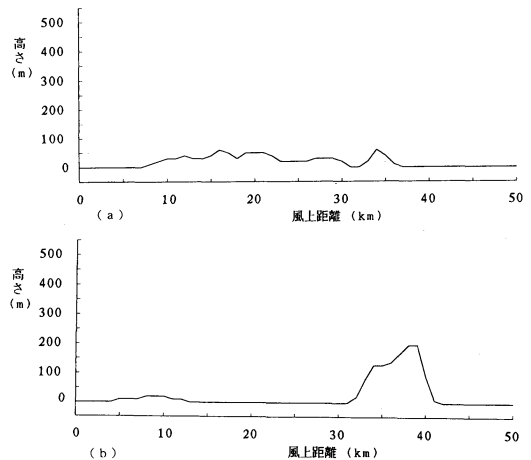
の増加により k の上向きの拡散フラックスは大きくなり、その上の拡散フラックスの小さな層との間の上向き拡散フラックスの差は更に大きくなる。従って、この層では k の上向きの拡散フラックスが高度とともに減少することによる鉛直方向の拡散フラックスの収束が大きくなる。一方、混合層内の乱れの運動エネルギー (k) は混合層下層での生成と粘性消散及び混合層より上層への拡散でほぼ釣り合っている。従って、混合層上端に接する安定成層での k の鉛直方向拡散フラックスの収束が大きくなることにより保存される k が、この釣合を通じて混合層全体の k 値を大きく保ったと考えられる。

$C_{4\epsilon}$ 値を変えたことに対してほとんど計算結果が変わらない12及び14時は、大気混合層の上に存在する安定成層の温位勾配が緩やかなため、 $C_{4\epsilon}=0$ のとき、 ϵ/k が大きくなっておらず、 $C_{4\epsilon}$ を大きくしても ϵ/k の変化は小さく (第13図 (c), (e)), k 値が大きくならなかったと考えられる。18時の場合は、500 m~700 m に強い安定層が存在し (第6図 (b)), ϵ/k は大きくなっているが、 $C_{4\epsilon}$ を大きくしても混合層上部での k の減少が大きく ϵ/k は依然として大きかった (第13図 (i)) ため、 k の値は変化しなかったと考えられる。

これらの結果より、 $C_{4\epsilon}$ の値を変え ϵ 方程式に浮力項を反映させることにより、計算された k 値が大きくなることがわかった。混合層の上でできる安定成層が強いほど、 $C_{4\epsilon}=0$ のときの ϵ/k が大きいため、 $C_{4\epsilon}$ を大きくしたときの k 値の増加が大きくなる。ドップラーソーダの観測値との比較では、安定成層時に ϵ 方程式に浮力項を反映させるパラメータ値 ($C_{4\epsilon}=0.2$) を用いた方が k の値がより観測値に近い値になることがわかった。しかし、同時に $C_{4\epsilon}=0.2$ と 0.4 を用いて計算したが、双方の結果に大きな違いはみられなかった。以後、安定成層では $C_{4\epsilon}=0.2$ (不安定成層では $C_{4\epsilon}=1$) として計算をすすめた。また、第12図に見られるように14, 15, 16, 17, 18時では、なお計算値とドップラーソーダによる観測値との間にかなりの差がある。次項で、この差についてさらに検討する。

4.3 k 保存式における水平方向移流の効果

これまでの計算では、鉛直1次元を仮定して計算しているが、港区が海岸境界に近い沿岸部であることや、周囲を比較的起伏の大きな地形に囲まれていることから考えて乱れの運動エネルギー (k) の保存式における、水平方向移流過程の効果も検討する必要があると考えられる。また、計算による k 値が14時以降ドップ

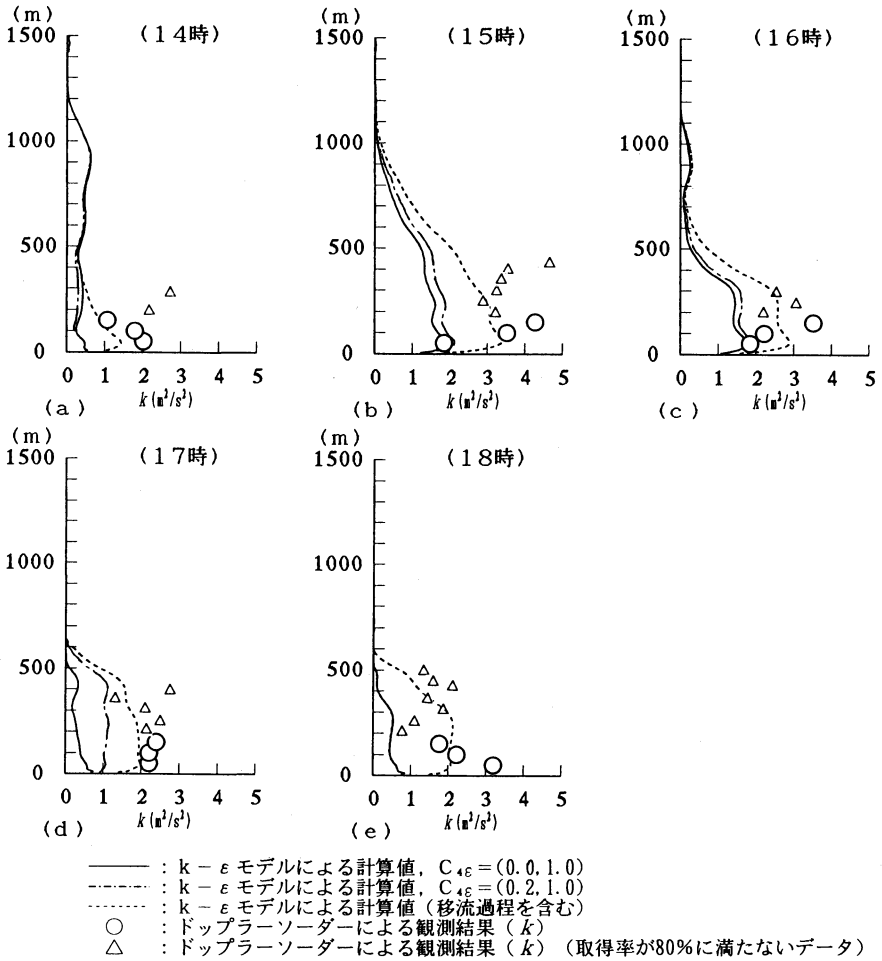


第14図 地表面の断面図。
(a) A-A' 断面 (南方向),
(b) B-B' 断面 (南東方向)。

ラーソーダの観測値に比べてかなり小さいことから、この移流の効果を検討しておく必要がある。

水平方向移流により、より大きな乱れの運動エネルギーを持つ空気塊がこの地域に流入すれば、 k の値が大きくなる。第1図、第14図に港区周辺の等高線と、15時以降の港区観測点の風上にあたる南及び南東方向の地表面高さの断面を示す。この図より、港区周辺は地形の起伏が少なく開けた地域であるが風上の南方向及び南東方向には地形の起伏がみられる。15時以降、A-A' から B-B' の線に沿って (第14図) 温位の低い遠州灘海風が侵入するため、その上部の500 m程度に安定成層ができており (第6図)、上部への乱れの運動エネルギーの拡散をはばまれる。上部を安定層で限られたこの厚さ500 mの流れでは、第14図にみられる100~200 mの地形起伏による特有の渦が生成し保存されて、起伏の少ない港区周辺まで輸送されることも考えられる。この効果を k - ϵ の1次元計算に導入することを考えた。この水平方向移流過程を k の保存式に導入するには、 k の水平移流フラックスの水平方向勾配、すなわち、今回は U 一定と考えているので、 k の水平方向勾配が必要となる。ここでは、適当な大きさの勾配を仮定し、計算された k 値がドップラーソーダによる観測結果に近づくように、 k 方程式内の水平移流項の大きさ、すなわち水平方向移流過程の効果を評価した。

計算にあたっては、混合層の高度より上では、乱れの水平方向移流フラックスの収束なしと仮定し (すなわち、当該移流フラックスは水平方向に一定)、地上10

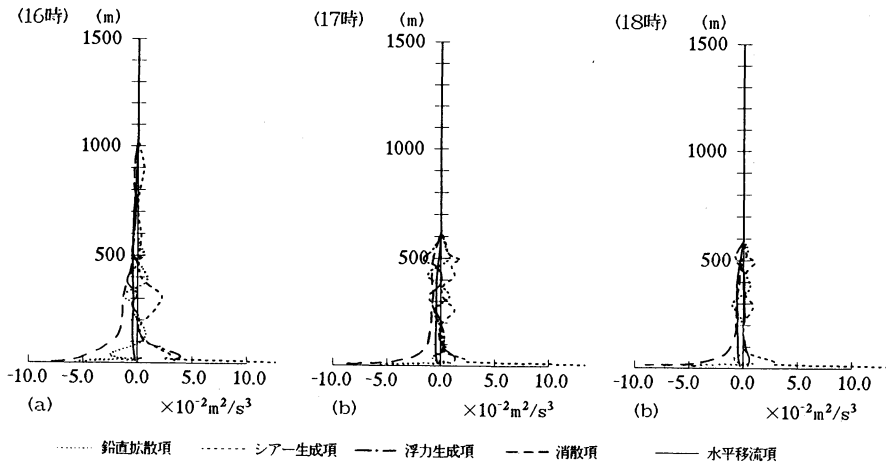


第15図 $k-\epsilon$ モデルによる計算値 (水平方向移流過程導入) とドップラソーダによる観測値との時刻別の鉛直分布の比較.
 (a)14時, (b)15時, (c)16時, (d)17時, (e)18時.

m(方程式により計算する最下層の高度)でこの収束が最大, 混合層上端で0となる, 高度に対して線形な k の水平移流フラックス勾配に関する鉛直分布を仮定した. 起伏のある地形を越える気流は, 大気安定度や風速によりその状態も変化し, 生成される k の分布も変化すると考えられ, k の水平勾配を単純な線形分布により仮定することは困難かもしれない. しかし, 摩擦などの影響の大きな地表面付近に比べ, 上層ではこれらの影響が少ないと予想され, k の水平勾配は地表面付近に比べ上層では相対的に小さくなると考えられる. 従って, ここでは, 簡単化のため, このような線形の水平勾配の分布を用いた. この勾配の向きは, 風上から風下に向かって負となる方向, つまり, k の水

平移流フラックスの収束が生じる方向とした. ϵ についても, 移流効果を推定する有効な方法がないため, k と同様な水平方向勾配を仮定し, その大きさは, 4.1 および4.2節の計算結果の k と ϵ の大きさの比を参考に k の勾配に $1/400s^{-1}$ をかけたものを与えた. なお, 混合層の高さは, 伊勢湾海風の通過により下層に安定成層ができる14時のみ200mとし, 15時以降は遠州灘海風の厚さに相当する500mとした.

このように水平方向移流過程を導入して計算した結果, k の水平方向勾配を $4 \times 10^{-4} m/s^2$ とすることが, ドップラソーダの観測値にもっとも近い k 値を再現した. この勾配の大きさは, 港区と起伏のある地域の距離 (30 km 程度) から考えると k の差が $1.2 m^2/s^2$



第16図 k 方程式 (水平移流過程導入) の各項寄与.
(a) 16時, (b) 17時, (c) 18時.

程度であり、現実的な大きさである。第15図に水平方向移流過程を導入したときの計算結果とドップラーソーダによる観測結果の鉛直分布を時刻別に比較した図を示す。図中、水平移流過程導入後の計算結果は破線で示す。どの時刻も水平方向移流過程を含まない結果に比べ、仮定した混合層高さ以下の高度で k が大きくなり、観測値に近づいている。14, 17時については、各高度ともほぼ近くなっているが、15, 16, 18時については観測値との違いの大きな高度もある。これは、 k の水平方向移流効果を、 k の水平移流フラックス勾配が混合層上端で0になる線形な鉛直分布により与えられるとして導入したため、現実とそぐわない高度もあるためと考えられる。また、第16図に水平方向移流効果を導入した k 方程式内の各項寄与の分布を示す。水平方向移流過程の寄与は他の項に比べ小さくなっており、この過程は、項の大きさとしては小さいが、方程式の釣合を調節することにより k を大きく保っていることを示している。

このように、水平方向移流過程を導入することにより、計算結果とドップラーソーダによる観測値の差を説明することができ、14時以降の計算結果の違いは、水平方向移流過程により説明できることがわかった。しかし、これは水平方向移流過程が無視できないことを意味しており、今後ドップラーソーダデータなどの比較によりパラメータの適正化を進めるためには、移流過程を含む多次元のモデルにより進めていかなければならないことを示している。

4.4 他の方法による渦拡散係数の比較

ここでは、 $k-\epsilon$ モデルによる渦拡散係数と他の方法による渦拡散係数の推定値を比較する。

まず、Mellor and Yamada のレベルの2モデル (以降簡略化してレベル2とする) を用いて計算した結果と比較する。このレベル2モデルは、乱れに対しては方程式を用いず代数的に解く0方程式モデルで、渦拡散係数を風速勾配、温位勾配などから直接計算することができる。計算にあたっては、Gambo (1978) による次の定式化を用いた (Kondo (1989) による NRIPR モデルで使われている)。

$$u_t = l^2 \frac{\partial U}{\partial z} \frac{S_M^{3/2}}{\sqrt{C}} S_H (1 - R_f)^{1/2} \quad (23)$$

$$S_M = \frac{1 - C_2}{CC_1^2} \left(\frac{HB}{G} \right) \left(\frac{R_{f1} - R_f}{R_{f2} - R_f} \right) \left(\frac{R_{f3} - R_f}{1 - R_f} \right) \quad (24)$$

$$S_H = \left(\frac{B}{CC_1 C_{1T}} \right) \left(\frac{R_{f1} - R_f}{1 - R_f} \right) \quad (25)$$

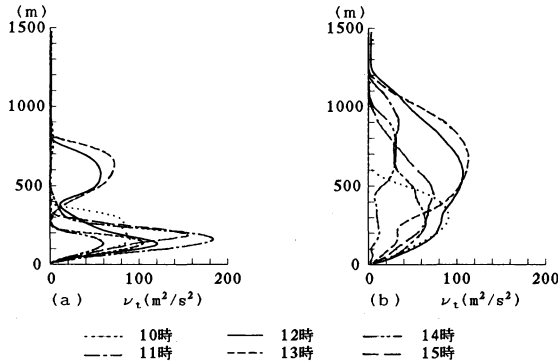
l は Blackadar (1968) に従い次式で計算した。

$$l = \frac{kz}{1 + \frac{kz}{l_0}} \quad (26)$$

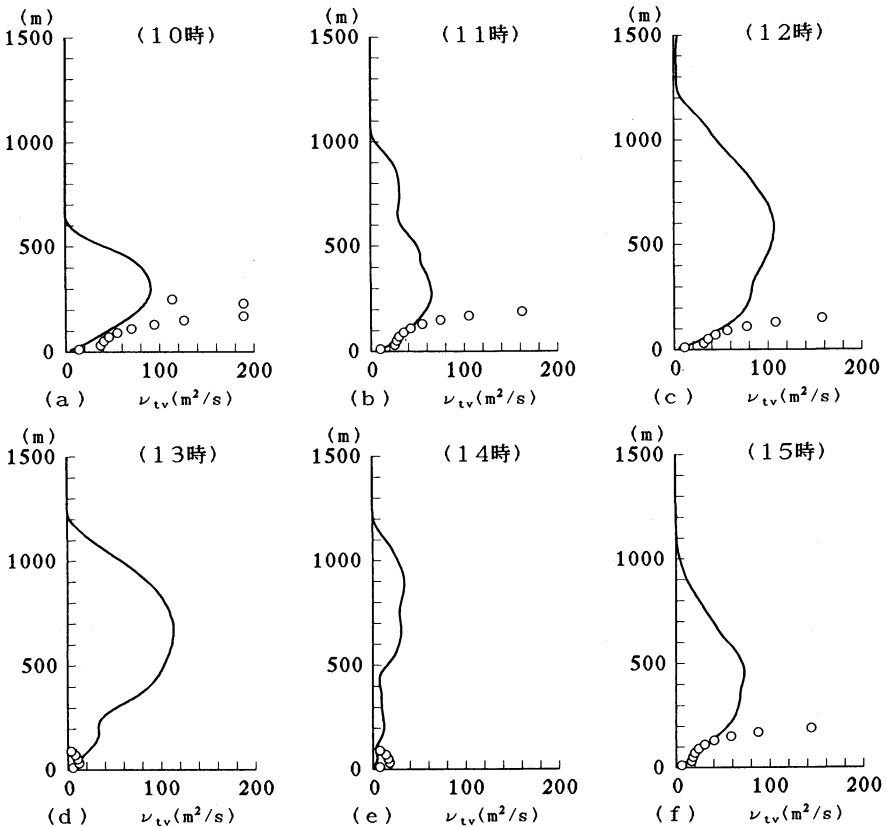
ここで、 $R_{f1} = R_{fc} = 0.29$, $R_{f2} = 0.33$, $R_{f3} = 0.45$, $C_1 = 1.5$, $C_2 = 0.65$, $G = 2.32$, $C_{1T} = 3.2$, $B = 2.67$, $H = 1.70$, $C = 0.203$, $l_0 = 100$ m である。なお、 $k-\epsilon$ モデルの計算で用いた風速及び温位の分布をそのまま用いると、結果が大きくばらつくため、更に平滑化したものを用いて計算した。

レベル2モデルで計算した結果と $k-\epsilon$ モデルの結果を第17図 (a) 及び (b) にそれぞれ示す. $k-\epsilon$ モデ

ルの結果と比較すると, レベル2モデルの計算結果は各時刻とも下層では大きく, 高度が上がると急速に減少する分布となっている. 温位の分布は, 第4図に示したように10~15時にかけては, 混合層の発達により, 800~1200 m程度の高さまで断熱減率または弱安定な気温減率となっている. しかし, レベル2モデルの計算結果では, 10, 11, 14, 15時は高度400 m程度から上では非常に小さな値となっており, 12時及び13時には高度400 m付近で小さくなり, その上で渦拡散係数の大きさは回復するが高度800 mより上では再び小さな値となっている. これは, 代数的に決定されるレベル2モデルでは, 成層状態に対する感度が高く, 混合層内にある弱安定な層でも渦拡散係数を小さく評価するためと考えられる. 特に, 今回の計算のように風速の鉛直シアーが小さな状態では, 他に渦拡散係数を大きくする効果が無いため, 非常に小さな値となったと



第17図 渦拡散係数の鉛直分布
(a) レベル2モデル, (b) $k-\epsilon$ モデル.



第18図 放射収支量と温位勾配より推定した渦拡散係数と $k-\epsilon$ モデルの計算結果との比較.
(a) 10時, (b) 11時, (c) 12時, (d) 13時, (e) 14時, (f) 15時.

考えられる。これに対して $k-\epsilon$ モデルでは、1次元ながら鉛直方向の渦拡散が含まれるため、このような層でも乱れの大きさが保たれ、渦拡散係数も大きく保たれたと考えられる。このように観測結果の風速や温位の分布から、レベル2モデルで渦拡散係数を計算すると成層効果の影響を強く受け過ぎるため、 $k-\epsilon$ モデルの計算結果と比較すると、不安定成層ではやや過大評価になり、弱安定層では過小評価になる傾向がある。

次に、地表面の放射収支量（太陽の全放射と地表面からの放射量の差）から顕熱フラックスを推定し、推定された顕熱フラックスと温位勾配により熱拡散係数を計算した結果と比較する。日射が強く風の弱い日は、地表面の熱収支において、鉛直方向の顕熱フラックスと放射収支量の寄与が大きく、それらがおおよそ釣り合うと考えられる。レーウィン及びドップラーの観測が行われた港区地点では、放射収支量の測定も行われており、この関係を用いることにより、地表面の放射収支量観測値から地表面の顕熱フラックスを推定する（すなわち、放射収支量を地表面の顕熱フラックスと仮定する）。次に、観測などから知られている顕熱フラックスの線形の鉛直分布 (Stull, 1988) より、推定した地表面の顕熱フラックスを線形に減少させ、混合層の高さの2/3まで顕熱フラックスの鉛直分布を推定する。顕熱フラックス ($\overline{w\theta}$) は、温位の勾配と渦拡散係数により次式でモデル化される。

$$-\overline{w\theta} = \frac{u}{\sigma_T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (18)$$

従って、推定された顕熱フラックスと温位勾配により、混合層の2/3の高さまで渦拡散係数を求めることができる。

この方法により計算した渦拡散係数と $k-\epsilon$ モデルによる計算値との鉛直分布の比較を第18図に示す（乱流プラントル数は1と仮定した）。13及び14時については低い高度に安定成層があり混合層高さの推定が困難であるため考察の対象から外す。それ以外については10, 12時では100 m付近、11, 15時では200 m付近までは、よく一致しているが、それより高い高度では放射収支量と温位勾配より推定した結果がかなり大きくなっている。特に、11, 12, 15時で大きく、250 m以上では拡散係数が負となってしまう。この方法では、渦拡散係数を温位勾配から直接計算するため、温位勾配の精度が計算結果に影響し、特に勾配が0に近くなるとその感度も高くなる。従って、勾配0に近い高度では温位の値の誤差に対する感度も高く、この方法による

計算結果の不確実性も高くなっており、これが $k-\epsilon$ モデルの結果と大きく異なる原因の1つと考えられる。

また、顕熱フラックスの鉛直分布の線形な減少にも限界がある。この仮定は水平に一樣な条件で地表面の加熱により、徐々に混合層が発達する状況でよく近似できるもので、対象とする港区では、水平方向に一樣とはいえず、この仮定は困難であると考えられる。特に、高度が高くなるほど水平方向の非一樣性の影響も大きく、顕熱フラックスは線形な分布から外れると考えられる。

このように、放射収支量と温位勾配により渦拡散係数を求める方法は、温位勾配の大きな下層では、 $k-\epsilon$ モデルの結果と近い値を示すことがわかった。しかし、温位勾配が0に近くなると、計算結果の不確実性や線形分布の限界などにより、正確な推定ができないと考えられる。

5. まとめ

今回の $k-\epsilon$ 乱流モデルによる鉛直1次元の計算結果とドップラーソーダデータとの比較により、以下の結果が得られた。

- 1) 混合層高度が高く、風速の弱い条件では、鉛直1次元の計算結果とドップラーソーダデータはよく一致する。
- 2) モデルパラメータを変えて計算した結果とドップラーソーダデータとの比較により、 ϵ 方程式中で安定成層においても浮力効果をいれた方（不安定成層では $C_{4\epsilon}=1$ 、安定成層は $C_{4\epsilon}=0$ よりも $C_{4\epsilon}=0.2$ の方がより良い）がより観測結果に近い値を示す。
- 3) 海風通過後の水平風速が強い場合は、水平方向移流過程が k の保存式中に必要で、その過程を含めることにより、ドップラーソーダデータと計算結果との違いを説明することができる。

謝 辞

本研究にあたり、貴重なデータを提供して頂いた中部電力環境部の皆様及びテクノ中部の小川 弘氏に深謝します。また、この研究が遂行できるように気象協会東海本部内で便宜を図って頂いた調査部技術課長の筑紫文夫氏に感謝いたします。

参 考 文 献

赤井幸夫, 朝倉一雄, 片寄直人, 1993: ドップラーソー

- ダの上層観測装置としての実用性評価, 天気, 40, 21-33
- Betts, P. L. and Haroutunian, V., 1983 : A $k-\epsilon$ Finite Element Simulation of Buoyancy Effects in the Atmospheric Surface Layer, ASME paper 83-WA/HT-32
- Blackadar, A. K., 1968 : The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere, J. Geophys. Res., 67, 3085-3102
- Caughey, S. J. and Palmer, S. G., 1979 : Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary Layer, Q. J. Roy. Met. Soc., 105, 811-827
- Detering, H. W. and Etling, D., 1975 : Application of $k-\epsilon$ turbulence closure model to the atmospheric boundary layer, Bound. -Layer Meteor., 33, 113-133
- Kitada, T., 1987 : Turbulence structure of sea breeze front and its implication in air pollution transport-Application of $k-\epsilon$ turbulence model, Bound.-Layer Met. 41, 217-239
- Kitada, T., Takagi, H., Kunii, K., and Kato, H., 1991 : Numerical investigation of the coastal atmospheric environment influenced by small-scale peninsula, Energy and Buildings, 16, 979-992
- Gambo, K., 1978 : Notes on the turbulence model for atmospheric boundary layers, J. Met. Soc. Japan, 56, 466-480
- 伊藤芳樹, 渡辺好弘, 水越利之, 花房龍男, 吉川友章, 内藤恵吉, 小平信彦, 1986 : ドップラーソーダの開発と大気境界層への応用, 天気, 33, 19-29
- Kitada, T., and Takagi, H., 1992 : Some Remarks on the $k-\epsilon$ Turbulence Model Applied to Sea Breeze Simulation : Buoyancy Effect on the ϵ -Equation and Horizontal Eddy Diffusivity, Proceedings of Seminar on Monitoring and Modeling in the Meso-scale, 1992
- Kondo, H., 1989 : Description of NRIPR mesoscale model, Report of the National Research Institute for Pollution and Resources., No. 44, March 1989, 12-20
- Kondo, J., 1975 : Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. Bound. -Layer Met., 9, 91-112
- Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974 : The numerical computation of turbulent flow, Comp. Meth. in Appl. Mech. Eng., 3, 269-289
- Panofsky H. A. and Dutton J.A., 1984 : Atmospheric turbulence -Models and Methods for engineering Applications, A Wiley-interscience publication, 160 pp.
- Rodi, W., 1980 : Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, International Association for Hydraulic Research, Delft, The Netherlands, 30-31
- Rodi, W., 1985 : Calculation of stably stratified shear -layer flows with a buoyancy-Extended $k-\epsilon$ turbulence model, in Turbulence and Diffusion in Stable Environments (Ed. Hunt, J. C. R.), Oxford Univ., 111-140
- Sha, W., Kawamura, T., and Ueda, H., 1991 : A numerical study on sea/land breezes as a gravity current : Kelvin-Helmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front, J. Atmos. Sci., 48, 1649-1665
- Stull, M. B., 1988 : An Introduction to Boundary Layer Meteorology, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, pp. 97-105
- Van der Hoven, I., 1957 : Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour, J. Met., 14, 160-164
- Venkatram, A., 1977 : A model for inertial boundary layer development, Bound. -Layer Met., 40, 1-29
- Yoshikawa, T. 1984 : Measurements of Vertical Wind Profile and Diffusion Parameters with the Doppler Sodar, Papers in Meteorology and Geophysics, 35, 39-48