

気象協会 正会員 高木久之  
豊橋技術科学大学 正会員 北田敏廣

1. はじめに 高気圧に覆われ総観規模の気圧傾度の弱い日中には、伊勢湾岸を含む濃尾平野では、最初、12時頃に伊勢湾からの南西系の小規模な海風が吹き始め、やがて、15時過ぎに遠州灘からの南東系の大規模海風に切り換わるという特徴がある。このような日の大気境界層の日変化を  $k-\varepsilon$  乱流モデルを用いて推定するための第1ステップとして、筆者らは、名古屋市港区でドップラーソーダ観測により得られた乱流運動エネルギーの鉛直分布を1次元の  $k-\varepsilon$  乱流モデルを用いて再現することを試みた(高木・北田, 1994)。この中で、13時以前の弱風で混合層高度の高くなる時刻では移流項を考慮しない1次元  $k-\varepsilon$  モデルの計算結果が観測値とよく一致した。また、 $k-\varepsilon$  モデルに含まれるパラメータ値の検討をすすめて、 $\varepsilon$  方程式中の浮力項を制御するパラメータに適切な値を用いることが観測値を再現するために重要であることも明かにした。しかし、海風が発達し、水平風速が強い時は、 $k$  の水平移流の効果を含めなければ観測値を再現することが難しく、特に、15時以降の大規模海風(南東系)時にそうであった。この南東系の海風時には、風上側にある高さ300m程度の起伏により生成される乱流運動エネルギーの水平方向移流が影響するのではと推測された。鉛直1次元の解析では、この水平方向移流フラックスの収束効果を適当な  $k$  の水平勾配を仮定することにより導入し、計算結果を観測値に合わせるようにして、水平方向移流の効果について検討した。今回の解析では、鉛直2次元の  $k-\varepsilon$  モデルを用いた解析を行うことにより、水平方向移流フラックスの風下部での収束(すなわち、水平移流による風下部での  $k$  の増加)を明かにすることを試みた。

2. 計算方法 港区観測地点から風上である南東方向に沿った断面を想定した鉛直2次元計算領域のもと(図1)、海側から約500mの冷気が海岸線近くの約300mの丘を通過する状況を再現することを試みた。初期条件は1991年4月22日15時の港区観測地点のレーウィンゾンデ観測の結果から、風速については領域全体を一定値として観測値を与え、温位については陸域では観測値を与え、海上の領域では下層500mに陸上より約3.5K低くなる温位分布を仮定した(図1参照)。下層境界は地上10mまで接地層を仮定し、温位の最下層は港区観測地点の地上気象観測及びAMeDASデータから推定される値に固定した。これらの初期及び境界条件のもと水平方向勾配を省略した2次元の運動方程式、連続の式、静力学平衡の式、熱輸送の式、乱流運動エネルギー( $k$ )及びその消散速度( $\varepsilon$ )の式をコントロールボリューム法により離散化し、得られた代数方程式系をS. O. R法により解いた。解析は、15時から始め120分後の17時まで計算を行った。

3. 結果及び考察 図2に、計算開始90分後の乱流運動エネルギーの等値線図及び風速のベクトル図を示す(水平方向の目盛りは海岸線からの距離を示す、図3及び4についても同じ)。図2は、陸域の加熱された表面上に風上から海上の安定冷気が侵入することにより、下層に不安定な温位勾配を持つ約600m程度の熱的内部境界層が形成されていることを示す。海岸部の小丘のためこの内部境界層の厚みは、小丘を越えたあと直ちに500m程度に増加し、その後は漸増で最終的に600m程度になる。図3に示す乱流運動エネルギー分布の2分間隔の図より、丘の背後で生成された渦が間欠的に風下へ輸送され、その構造が風下約30km輸送される間保存されていることがわかる。丘より風下約10kmの地点における  $k$  方程式中の各項寄与の時間変化(図4)にも間欠的に生成された渦が風下へ輸送されることによる周期的な変化が表れており、各項寄与が約6~8分の周期で変化している。図4の中で時間変化項と移流項の時間変化の位相がよく一致していることから、風下における乱流運動エネルギー( $k$ )の変化は風上からの移流フラックスの収束によるものであると考えられる。また、浮力生成項の寄与が大きくなっていることから、熱的に不安定な状態にあることも内部境界層全体の乱流運動エネルギーを強めることにより、風下約30kmまで渦構造( $k$ の極大点)が保存されることに寄与していると考えられる。このような周期的な  $k$  値の変化は、丘の背後で渦が間欠的に生成されるためであり、このような渦の生成は丘を越える際に流れが剥離を起こすためと考えられる。今回の計算では、格子点の粗さのため、計算結果に剥離による逆流はみられなかったが、風速の平均分をさしひいた変動量には、 $k$  の極大点(渦)の輸送に対応した風速の極値の移動がみられ、図5に示す風速の変動量(90~100分の平均値をひいた値、高さ10m)の水平分布の時間変化にみられる極小値(渦中心の下部の逆流により風速が弱まったと考えられる)の位置が、図3に示した  $k$  値の極大点(渦の中心でできる)の位置とほぼ一致している。今回の計算のように流れが剥離し、風下で再付着する流れの渦放出の周波数は、実験的に  $0.6 U_{\infty} / x_R$  であることが報告されている(Kiya and Sasaki, 1983)。ここで、 $U_{\infty}$  は丘にむかう流れの速度で、 $x_R$  は剥離泡の長さを示す。今回の解析結果の条件から、この関係を用いて計算すると渦放出の周期は約9分となり、 $k$  の極大点が丘の背後に放出される周期(6~8分)とおおよそ一致している。

以上の結果及び考察から丘の背後には渦が間欠的に放出され、放出された渦が風下へ輸送されることにより、風下で  $k$  値の移流フラックスの収束があることが明らかになった。計算された  $k$  の水平方向の分布(地上約100m)から風下約30km付近の  $k$  の水平勾配を求めると、 $2.8 \times 10^{-4} \text{m/s}^2$  となり、鉛直1次元の解析の中で移流フラックスの収束を導入するために仮定した  $k$  の勾配  $4.0 \times 10^{-4} \text{m/s}^2$  と近い値となり、仮定した水平勾配がほぼ妥当であったことがわかった。また、図6に示す風下約20km(港区観測地点付近やや風上)での乱流運動エネルギーの鉛直分布(17時)は、ドップラーソーダデータにより得られる  $k$  値をおおよそ再現していることを示している。

4. まとめ 鉛直2次元の  $k-\varepsilon$  モデルを用いた、海岸付近の小丘を越えて侵入する海風解析の結果、以下の結論が得られた。1) 丘の背後には流れが剥離することにより間欠的に渦が生成され、2) 放出された渦は風下約30kmまで輸送され、風下にはそれに伴い乱流運動エネルギーの移流フラックスの収束が起きる。3) 風下での乱流運動エネルギーの水平勾配の大きさは1次元の解析で仮定した大きさとほぼ等しく、4) 17時におけるドップラーソーダデータによる  $k$  値は2次元  $k-\varepsilon$  モデルによりおおよそ再現することができた。

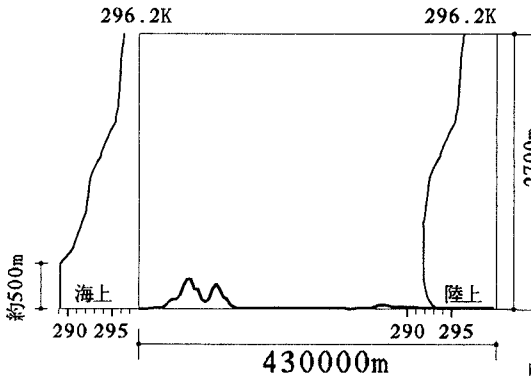


図1 鉛直2次元の計算領域及び温位の初期分布

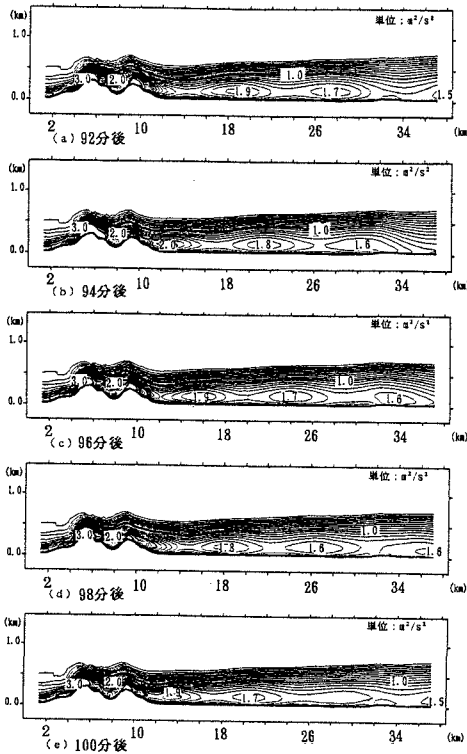


図3 乱流運動エネルギーの分布(2分間隔)

参考文献

- 高木・北田, 1994: 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 $k-\epsilon$ 乱流モデルによる解析, 天気, 41, 827-846  
 Kiya, M. and Sasaki, K., 1983: Structure of a turbulent separation bubble, J. Fluid Mech., 137, 88-113

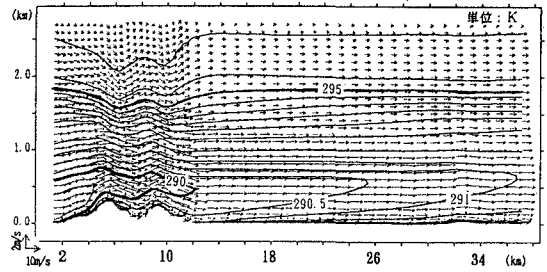


図2 温位の分布及風向風速のベクトル図(90分後)

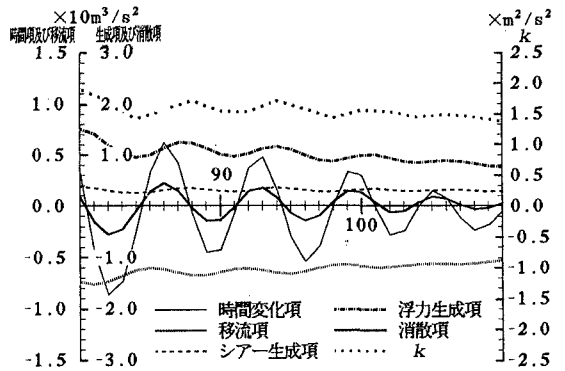


図4 各項寄与の時間変化(丘から風下20km)

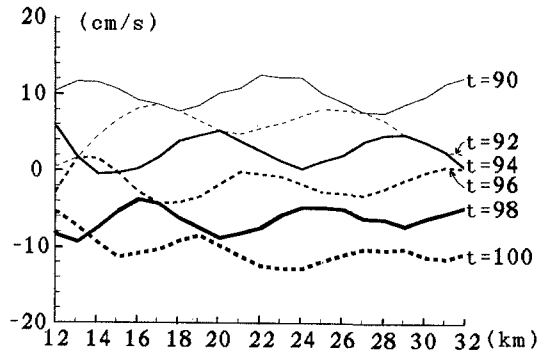


図5 風速の変動量の水平分布の時間変化(高さ10m)

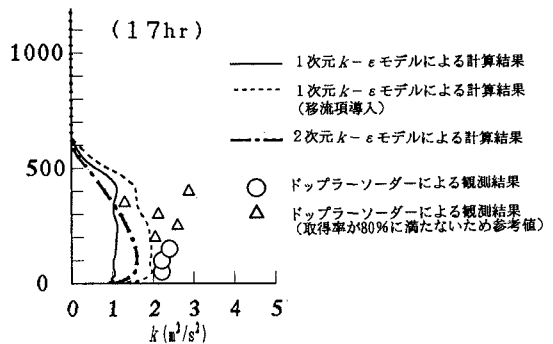


図6 乱流運動エネルギーの鉛直分布の比較(17時)