

中立成層状態の大気境界層における組織的乱流構造（第2報）

堀口光章・林 泰一・植田洋匡

要 旨

中立成層状態の大気境界層における組織的な乱流構造について、数値実験によりその空間構造、運動量フラックスへの寄与について調べた。地表面に近い高度では、数100mの空間スケールの平均流方向に伸びた筋状の構造が見られるが、強風域でウェイブレット係数が極値を示す場所を中心とした小領域では、地表近くより境界層の中層部まで運動量フラックスが比較的大きい値を示している。また、下降する動きを示す強風域の構造は、風上方向に傾いて地表付近より境界層の下層部に広がっている。

キーワード： 組織構造，大気境界層，乱流，運動量フラックス

1. はじめに

境界層乱流中に秩序だった運動による構造（組織構造，coherent structure）が存在し、乱流輸送と乱れの生成に大きな寄与をなしていることが室内実験により明らかにされている（Kline et al., 1967; Corino and Brodkey, 1969 など）。しかし、これらの室内実験の多くは慣性力と粘性力の大きさの比を表す無次元数であるレイノルズ数 Re が比較的小さな条件におけるものであり、非常に大きなレイノルズ数となっている現実の大気境界層とは異なる条件のものであった。

一方、乱流を扱う数値実験手法の一つである Large Eddy Simulation (LES) では、水平格子間隔を十分に小さく取って大きな乱流渦による運動を直接計算し、格子間隔より小さなスケール（サブグリッドスケール）の乱流の効果はパラメータ化して表現することにより、比較的大きなレイノルズ数に対応した条件も扱うことができる。そこで、これにより境界層乱流についての研究がなされている（Deardorff, 1972; Lin et al., 1996 など）。

現実の大気境界層は、レイノルズ数が非常に大きい上に、実験における条件とは異なって、地表には起伏があり、また植生、構造物などが存在している。そのような条件での乱流の構造が実験による結果と比べて

どのように異なった性状を示すのかを調べることは、現実の大気中での熱や物質の輸送・拡散などを考える上でも重要である。

実際の大気境界層での観測では、突風前線（gust front）（Hayashi, 1992）、あるいは微細前線（microfront）（Gao et al., 1989）と呼ばれる構造が示されている。数値実験の結果をこのような観測結果とどのように対照して考え、現実の大気境界層での現象を統一的に理解するかということが重要な研究課題である。

また、Hunt and Morrison (2000) などによる最近の研究では、非常に高いレイノルズ数における乱渦の振る舞いについて、地表面での過程による“bottom-up”的な機構に加えて、上空の乱渦が地表面へ向かって下降してくることに伴う“top-down”的な機構が重要であることが示されている。このようにして、現実の大気境界層において、乱れの形成と発達がどのような機構によって支配されているかが研究の課題となっている。

この研究においては、比較的现象が単純であると考えられる、地表面加熱による影響がなく、ほぼ中立な成層状態における大気境界層を対象とした数値実験を行った。それをこれまでの観測結果と比較対照し、大気境界層内の乱れ、特に組織的な構造の状況を詳細に調べることを目的とする。

2. 大気境界層の観測結果の概要

1998年から2000年にかけて、京都大学防災研究所附属災害観測実験研究センター潮岬風力実験所（和歌山県西牟婁郡串本町）と京都大学宙空電波科学研究センター信楽MU観測所（滋賀県甲賀郡信楽町）において大気境界層の観測を実施した。ここでは潮岬風力実験所で行った観測結果を例として示す。

2.1 潮岬における観測の概況

潮岬風力実験所における観測の詳細は、堀口ら（2002）に述べた通りであるが、地表近くの気流の状況については超音波風速温度計を本館測風塔（地上からの高さ約20m）に設置して観測し、大気境界層内の気流についてはドップラーソーダ（カイジョー製AR-1000）と宙空電波科学研究センターが設置したSバンド境界層レーダで観測を行った。

曇天で、かつ風がある程度吹いており、接地層における安定度が中立に近いと思われる12月8日11時10分から14時48分にかけての観測データを解析した例を示す。この時間帯に、地上20mでの超音波風速温度計では平均風速5.5m/sの北西風、安定パラメータ z/L （Monin-Obukhovの長さ L に対する高度 z の比であり、接地層における安定度の指標）は $-0.03\sim 0.1$ 程度であり中立に近い安定度であった。

2.2 潮岬での観測結果の概要

ドップラーソーダによる観測から、数10秒から2分程度の時間スケールを持った強風域・弱風域の構造が見られた。強風域では下向きの鉛直風速（ w 成分風速）であることが多く、一方、弱風域では上向きの鉛直風速を示す場合が多い。従って、これらの構造に伴って効率的に運動量が下方に輸送され、また乱流生成量も大きいと考えられる。

地上での風速変化をもとに上空での風速構造を捉えることを目的として、超音波風速計による水平面内平均流方向の風速成分 u に連続ウェーブレット変換を施した。ウェーブレットとしては一般的に広く使用されている“Mexican hat”関数（時間 t の関数 Ψ として次式(1)に示す）をここでも使用する。

$$\Psi(t) = (1-t^2) \exp(-t^2/2) \quad (1)$$

比較的長い時間スケールを持った風速構造を捉えることを目的として、時間スケール160秒でのウェーブレット係数が設定したしきい値以上になる場合をイベントとして抽出した。そして、ドップラーソーダによる各高度での u, w 成分風速についてイベント期間(320

秒とする)での平均値からの偏差を求め、それを標準偏差で規格化し、全イベントによる平均のパターンを作成する(Fig. 1)。その結果、高度150m程度の上空でイベントの中心より20秒程度前の時間を中心として下降する動きを示す強風域、そのさらに前方に上昇する動きを示す弱風域が存在するという組織的構造が示される。

なお、ドップラーソーダによる測定値が得られている少なくとも高度350mまでの高度範囲では、組織的な風速構造が地表近くから上空まで広い範囲に及ぶ現象であることが示された。

3. 大気境界層乱流の数値実験

3.1 数値モデルの概要

上記のような観測のみでは捉えるのが困難な組織的乱流構造の空間的広がりなどを把握し、また組織的構造の乱流輸送への寄与はどの程度なのかを調べるため、米国オクラホマ大学ストーム解析予報センター(CAPS)が開発した数値モデル Advanced Regional Prediction System (ARPS) を Large Eddy Simulation (LES) として使用した数値実験を行った。このモデルは非静力学・雲解像モデルであり、その概要は堀口ら(2002)に示した通りである。

3.2 各種条件、パラメータ

格子点数は水平方向(x, y 方向)に 160×160 点、鉛直方向(z 方向)に80点を取り、格子間隔は十分に小さい長さであると考えられる水平方向30m、鉛直方向15mとした。その他の条件、パラメータは堀口ら(2002)と同様であり、サブグリッドスケールの乱流パラメタリゼーションには修正 Smagorinsky スキームを使用し、サブグリッドスケールの渦粘性係数についての Smagorinsky 定数は、乱流混合層に対して最適値と考えられている0.15という値を与えた。この値をどのように設定するかについては多くの議論がなされており(例えば Mason and Callen, 1986)、今後さらに詳細に検討する必要がある。

境界条件は、側面が周期境界条件、上面が線型静力学的放射境界条件、下面は固定壁境界条件(すべり free-slip)境界条件)であるが、地表面による摩擦応力を与えている。また、地表面での熱フラックスはゼロとしている。なお、無次元の抗力係数を0.005としており、粗度 z_0 が0.03mであるのに相当している。

初期場として、風速については、いわゆるエクマンらせんを形成する風速高度分布をもとに下層で対数則を満たすように修正した水平一様な場を与えている。エクマンらせんを形成する風速分布を考える時の地衡

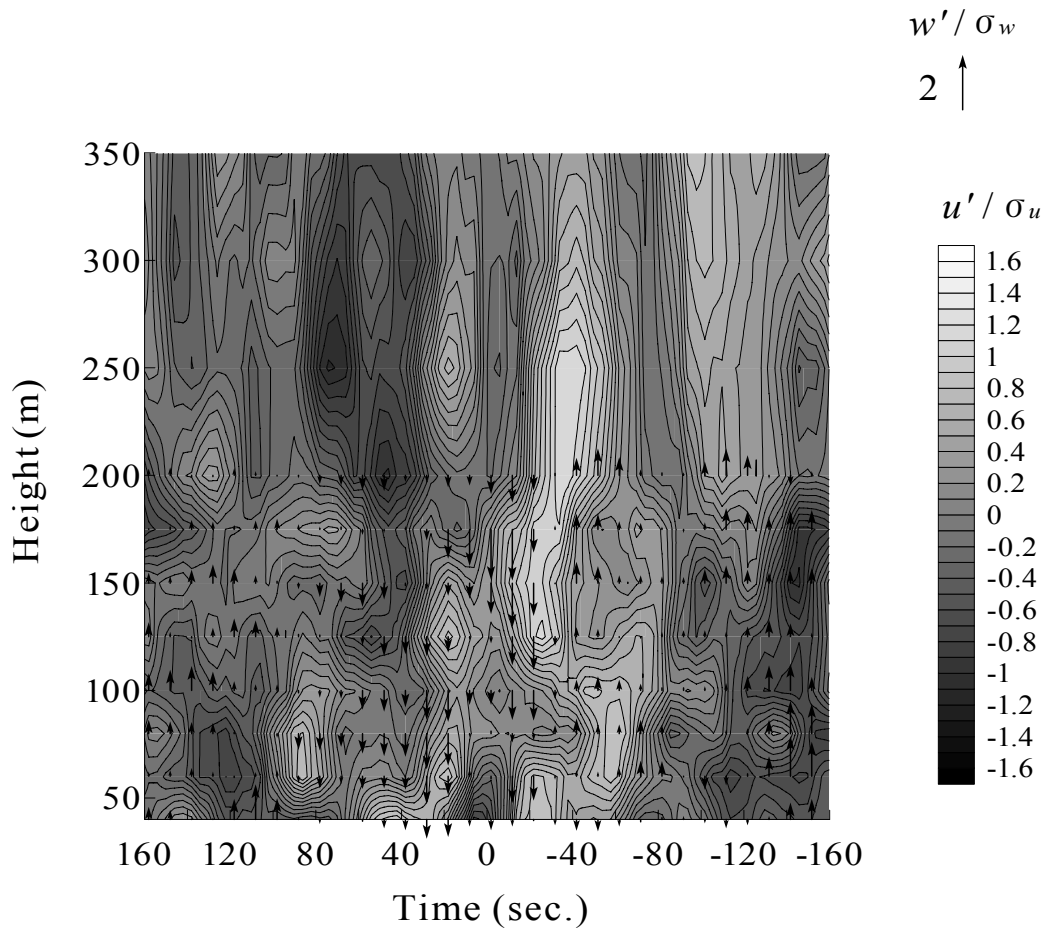


Fig. 1 Composite structure for observed u , w components of velocity around detected events

風は x 方向成分 $U_g=25\text{m/s}$, y 方向成分 $V_g=0\text{m/s}$ で、風向が地衡風の向きと平行になる最も低い高度が 800m であるように与えている。一方、温位については、上空に向かって約 3.3K/km で上昇する中立に近いがやや安定な成層、高度 1000m より上部では 12K/km で上昇する強い安定層(温度逆転層)をなす水平一様な場に、ランダムな最大 3K の温位擾乱を全領域にわたり与えた。

音波に関する部分を計算する際の時間ステップは 0.05 秒、それ以外を計算する際の時間ステップは 0.4 秒として、乱流の構造が十分に発達すると考えられる 35040 秒間の積分時間について計算した。

3.3 数値実験の結果

上記の積分時間後の状態を見ると、計算領域上部の強い安定層以下で乱れの大きい境界層が形成されている。

数値実験による結果から、まず計算格子で最下層である高度 7.5m での x 方向風速成分 u の値を Fig. 2 に示す。この時間、風の水平成分は、初期状態からコリオ

リ力により風向が回転したことにより、ほぼマイナス x 方向に向かっているが、その風向方向に伸びた筋状の構造が見られる。そして、縦横約 4.7km の領域内において風向方向には 1km 程度、風向直角方向には数 100m ごとに強風域、弱風域が存在している。それより上の高度では、この構造は地表面近くに比較して風向方向への伸び方が鈍くなっている。例として高度 427.5m での u 成分風速の値を示す (Fig. 3)。

鉛直断面図を作ると、数 100m から 1km 程度の空間スケールを持った強風域・弱風域の構造が鉛直方向に広がっている様子が分かる (Fig. 4)。強風域では下向きの鉛直風速 (w 成分風速) であることが多く、一方、弱風域では上向きの鉛直風速を示す場合が多い。従って、これらの風速構造に伴って運動量フラックスが下方に輸送されている。

上記のことを定量的に解析するため、各高度において x, z 各方向の風速成分 u, w の領域平均値からの変動成分 u', w' を求め、それらの間の関係を調べる。 u' と w' の値の正負により、 $u' < 0, w' \geq 0$ (outward interaction と呼ばれる)、 $u' \geq 0, w' \geq 0$ (ejection)、 $u' \geq 0, w' < 0$ (inward

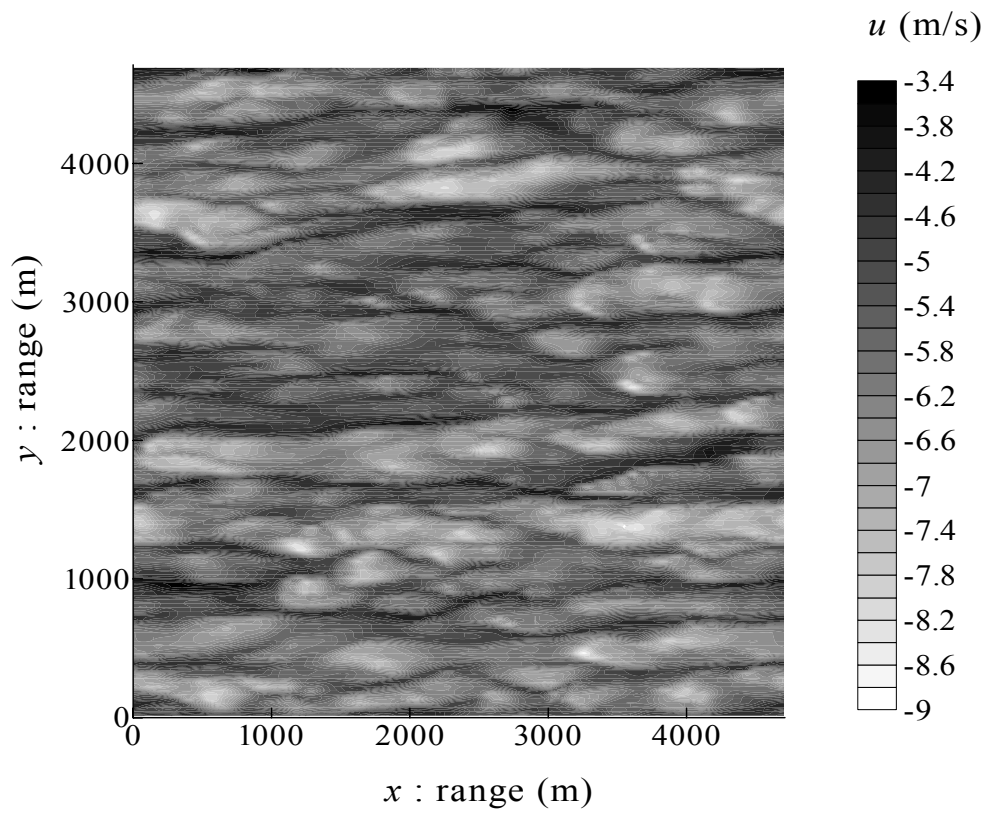


Fig. 2 Simulated distribution of u component of velocity at the height of 7.5m

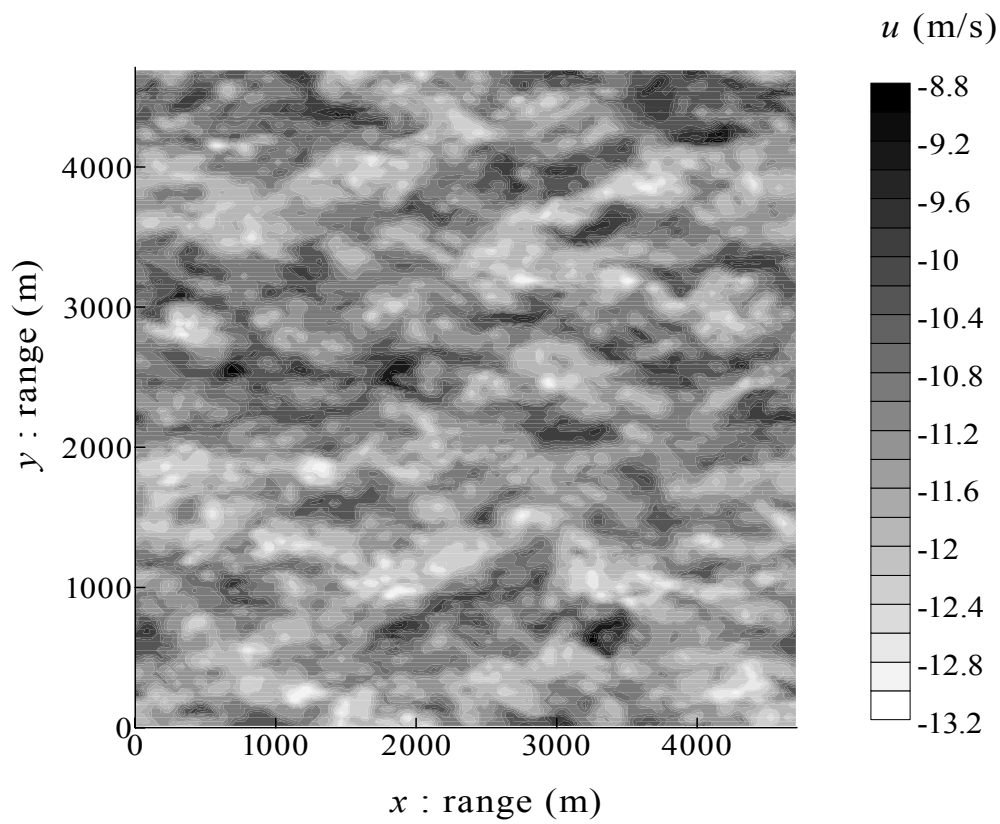


Fig. 3 Simulated distribution of u component of velocity at the height of 427.5m

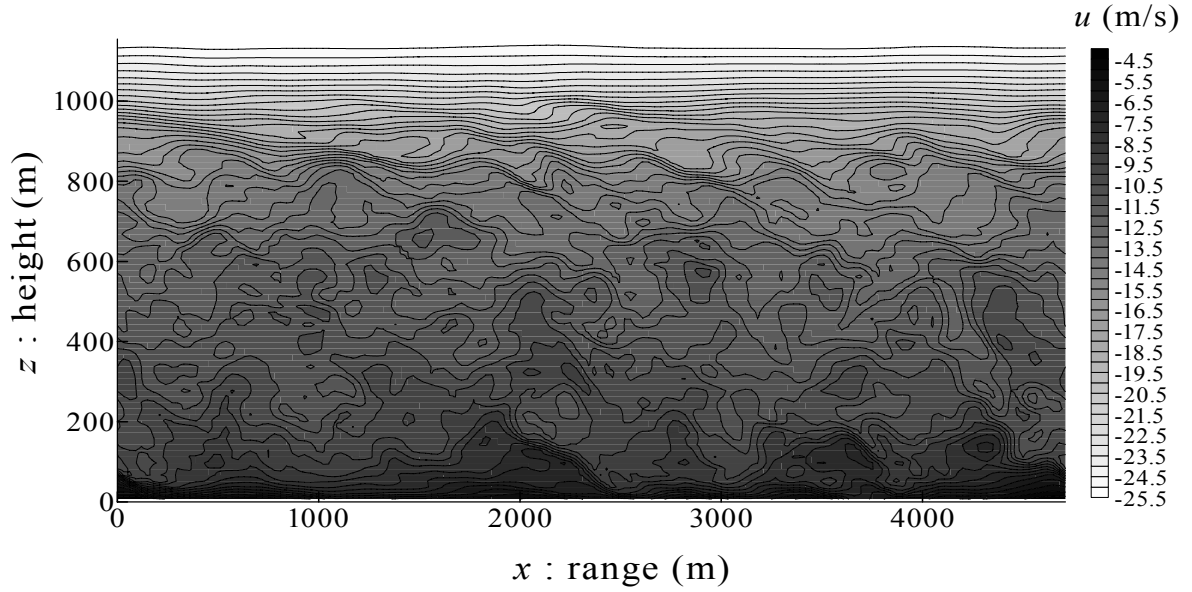


Fig. 4 Simulated distribution of u component of velocity on the vertical cross section at $y=2355\text{m}$

interaction), $u' < 0, w' < 0$ (sweep) の4象限に分類する。なお、従来の定義に従って、水平方向の風速成分が加速される場合（この時は水平方向の流れがほぼマイナス x 方向を向いているので、 $u' < 0$ となる時）を outward interaction ($w' < 0$ の場合), sweep ($w' < 0$ の場合) と呼んでいる。

大気境界層を形成していると考えられる地表付近からおおよそ高度 900m 程度まで、領域での割合を見てみると、ejection か sweep となっていることが多く、全体の 60%程度を占めている (Fig. 5)。また、運動量フラックスを与える $u'w'$ 値の各象限での積算値を考えると、その絶対値として ejection あるいは sweep である場合の方が 2 倍程度大きく (Fig. 6)、時間的な割合以上に効率的に運動量を輸送していることが分かる。運動量輸送への寄与について ejection と sweep を比較してみると、ごく地表近くを除けば ejection による寄与の方が大きくなっている。すなわち、上昇気流による運動量輸送への寄与の方が少し大きくなっている。

数値実験で見られる風速構造の特徴的な大きさを調べるため、ウェイブレット分散という量を用いる。ウェイブレット分散 $W(a)$ は次式のように定義される量であり、ウェイブレット変換により、変動のエネルギーのスケール分布を調べる方法である (例えば Collineau and Brunet, 1993)。

$$W(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} |T(a,b)|^2 db \quad (2)$$

ただし、 $T(a,b)$ はウェイブレット変換 (ウェイブレッ

ト係数) (a : スケールパラメータ, b : トランスレーションパラメータ) であり、次式で定義される。

$$T(a,b) = (1/a) \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) g((t-b)/a) dt \quad (3)$$

ここで、 $h(t)$ は変数 t について与えられたある関数、 $g(t)$ がウェイブレットの基本形であるマザーウェイブレットである。

ウェイブレット変換に対しては、逆ウェイブレット変換が存在し、次式のように表される。 C_g はある値を持つ係数である。

$$h(t) = (1/C_g) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} T(a,b) (1/a) g((t-b)/a) (1/a) da db \quad (4)$$

この時、関数 h の変動についてのエネルギー E_h は以下のように表される。

$$E_h = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|^2 dt = (1/C_g) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} |T(a,b)|^2 (1/a) da db \quad (5)$$

$$= (1/C_g) \int_0^{+\infty} W(a) (1/a) da \quad (6)$$

$$= (1/C_g) \int_0^{+\infty} W(a) d \log a \quad (7)$$

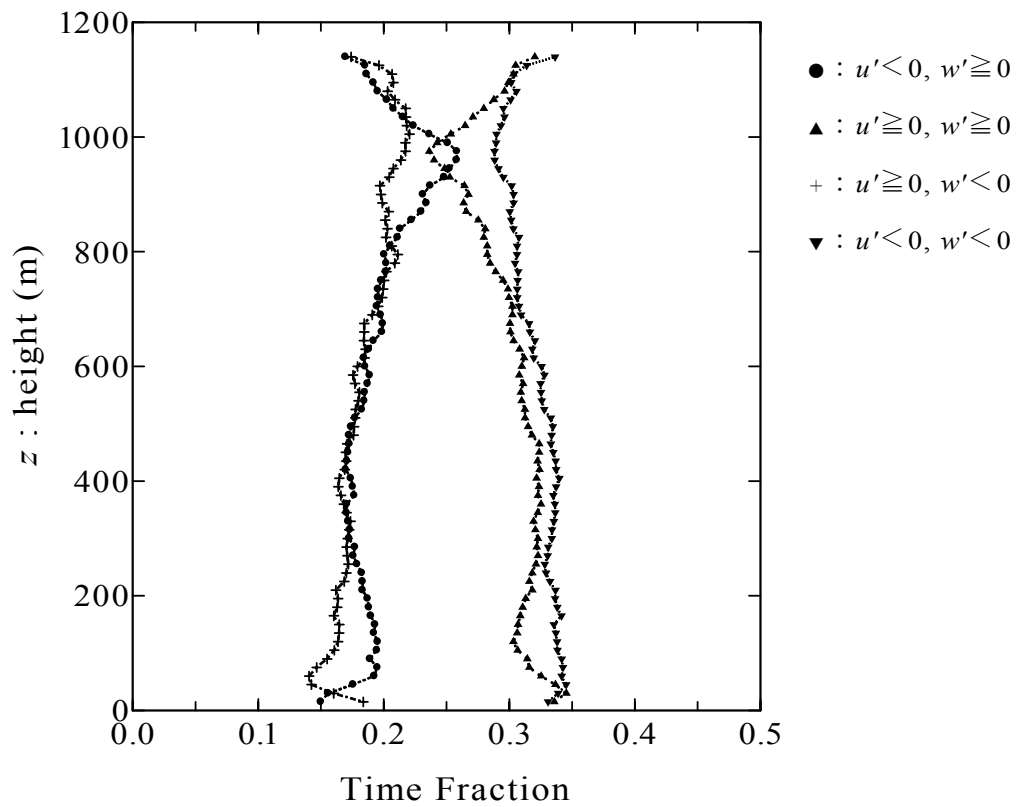


Fig. 5 Time fraction of quadrant components of velocity (u', w') from simulated wind field

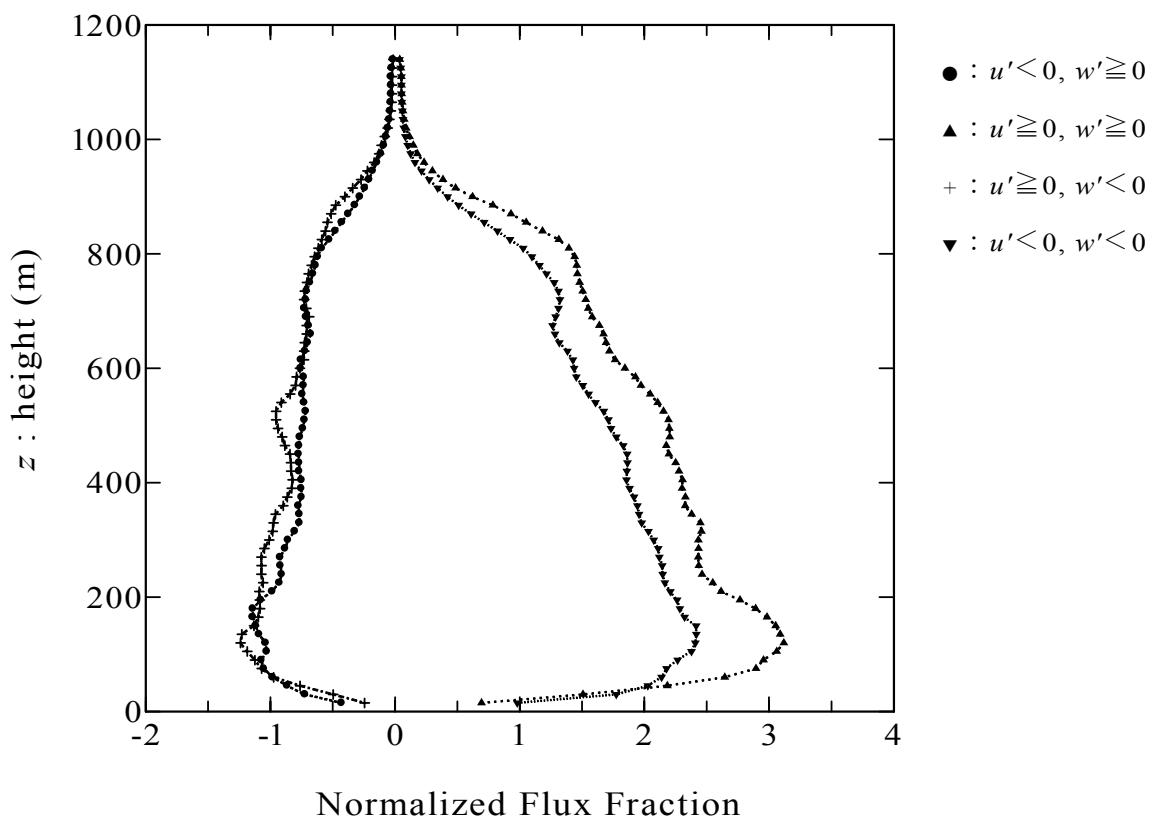


Fig. 6 Momentum flux fraction of quadrant components of velocity (u', w') from simulated wind field (normalized by the total flux at the height of 7.5m)

従って、横軸にスケールパラメータ a を対数軸上に表し、縦軸にウェーブレット分散 $W(a)$ を取れば、 $W(a)$ の下の面積が変動のエネルギーに比例することになる。

地表面に近い高度では平均流方向に伸びた筋状の構造が卓越しているが、計算格子の最下層である高度 7.5m での x 方向風速成分 u についてのウェーブレット解析では、空間スケール 720m に対応するスケールパラメータ $a=12$ でそのウェーブレット分散が最大となっている (Fig. 7)。従って、その空間スケールを速度変動の特徴的なスケールとして考えることができる。そのスケールでのウェーブレット係数が設定したしきい値を越えて、かつ極値 (風速変動としては加速) を示す場所を捜す。そして、その場所を中心として平均流方向 (x 方向) に 600m, 平均流直交方向 (y 方向) に 240m という小領域 (全領域で 8 地点) での $u'w'$ の平均値 (運動量フラックスの大きさに対応) を見てみると (Fig. 8), その値が残りの領域に比べて大きい値を示す高度範囲は 300m 程度までに達している。

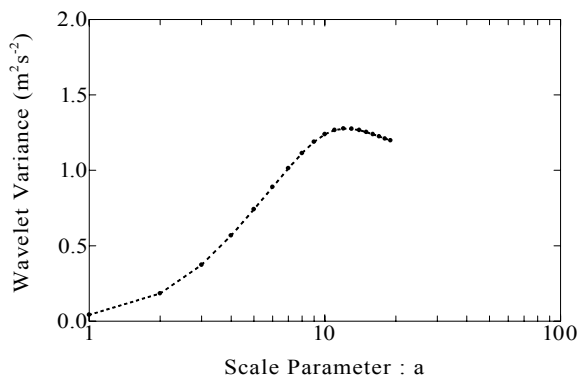


Fig. 7 Wavelet variance for simulated u component of 12velocity at the height of 7.5m

各高度における風速変動成分 u', w' をそれぞれの標準偏差で規格化した値について、上記により得られた各場所を中心とした x 方向 (平均流方向) 鉛直断面で合成した図を作る。その時に、潮岬における観測結果と比較対照するため、 x 方向の空間スケールを最下層での平均風速により時間スケールに置き直し、Fig. 1 の縦横軸と同じスケールで表現したのが Fig. 9 である。下降する動きを示す強風域の構造は、風上方向に傾いて地表付近より高度 150m 程度まで広がっており、その前方に弱風域が存在していることが分かる。また、この数値実験結果と観測結果は、観測がなされている高度より上でその様相がよく似ており、数値実験の妥当性も示している。

上記の数値実験における各種条件、パラメータについては今後さらに吟味し、その修正がもたらす影響についても検討する必要がある。そして、最適な条件で

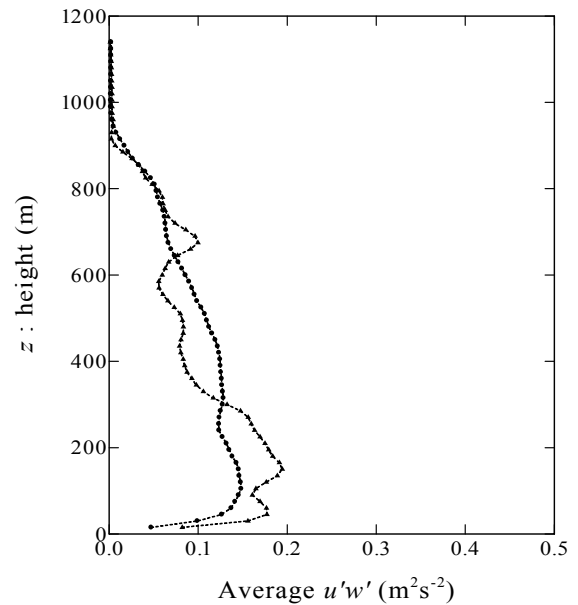


Fig. 8 Average $u'w'$ in the small areas around detected points (▲) and outside these areas (●)

数値実験を行い、その結果に基づいてさらなる解析、検討を行う必要がある。

4. おわりに

今後については、組織的構造の大気境界層全層にわたる実際の状況を数値実験結果と比較対照して検討するため、2001年から2002年にかけてドップラーソーダと下部対流圏レーダにより信楽 MU 観測所で行った観測について、そのデータ解析を進める予定である。

数値実験については、各種条件、パラメータの再検討を行ってから、それにより再計算を実施し、組織的乱流構造の空間的拡がり、時間発展、出現頻度について解析を進め、それらがどのようなパラメータにより決まるのか、組織的乱流構造の乱れの生成と乱流輸送への寄与はどの程度なのかについてより定量的に調べていく予定である。

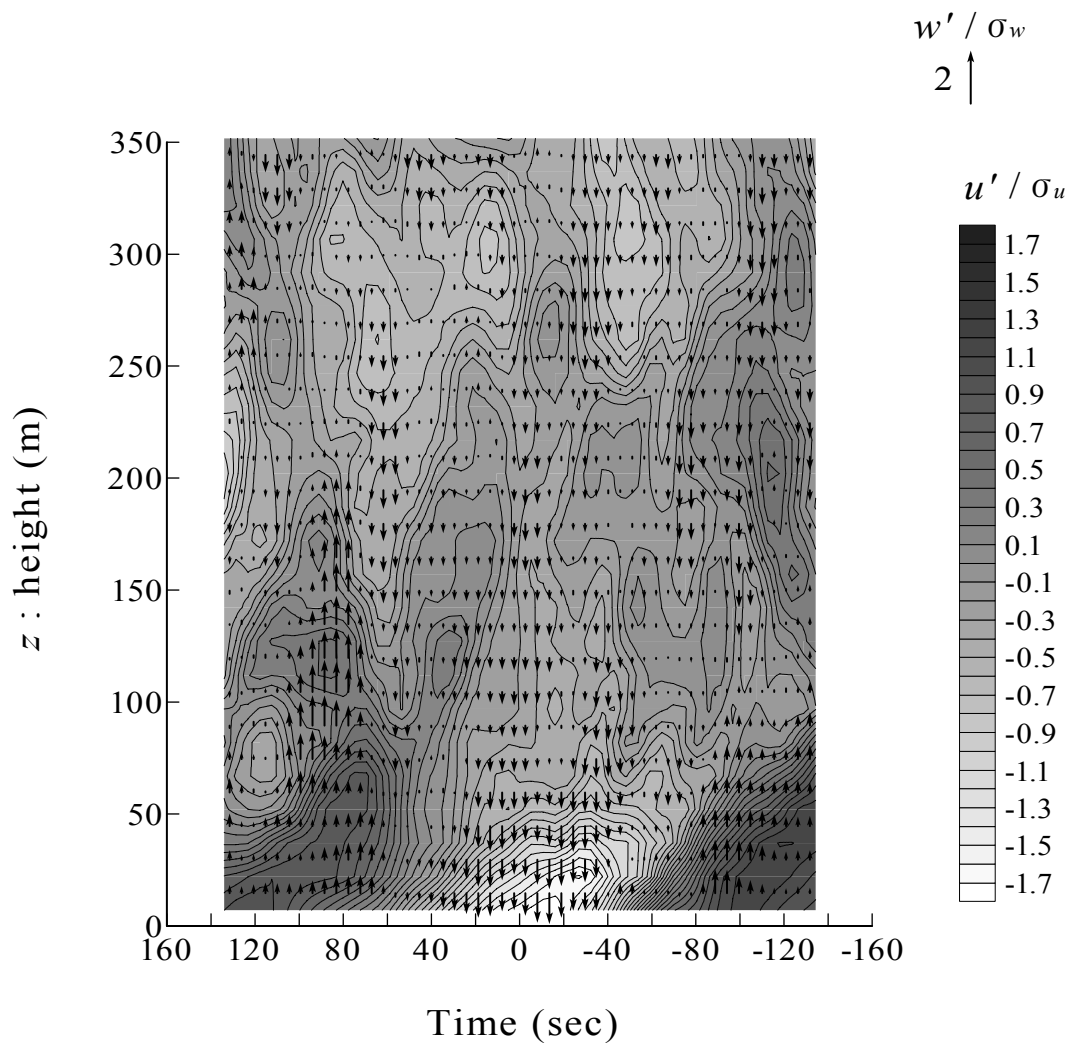


Fig. 9 Composite structure for simulated u, w components of velocity around detected points

謝 辞

潮岬風力実験所と信楽 MU 観測所での観測に際して潮岬風力実験所と宙空電波科学研究センターの方々に、そして研究全体を通じて（株）カイジョー伊藤芳樹室長に御協力と御援助をいただいた。また、数値実験は米国オクラホマ大学ストーム解析予報センター(CAPS)が開発した数値モデル Advanced Regional Prediction System (ARPS) を用いた。なお、本研究は、文部科学省科学研究費補助金基盤研究(C)「大気境界層における乱流の空間構造とその時間発展に関する研究」(課題番号 13640437) の援助を受け実施された。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 堀口光章・植田洋匡・林泰一 (2002) : 中立成層状態の大気境界層における組織的乱流構造, 京都大学防災研究所年報, 第 45 号 B, pp. 347-355.
- Corino, E.R. and Brodkey, R.S. (1969): A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.37, pp. 1-30.
- Collineau, S. and Brunet, Y. (1993): Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy, part I : wavelet analysis, *Boundary-layer Meteorol.*, Vol. 65, pp.357-379.
- Deardorff, J.W. (1972): Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *Jour. Atmos. Sci.*, Vol.29, pp.91-115.
- Gao, W., Shaw, R.H. and Paw U, K.T. (1989): Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, *Boundary-layer*

- Meteorol., Vol. 47, pp.349-377.
- Hayashi, T. (1992): Gust and downward momentum transport in the atmospheric surface layer, *Boundary-layer Meteorol.*, Vol. 58, pp.33-49.
- Hunt, J.C.R. and Morrison, J.F. (2000): Eddy structure in turbulent boundary layers, *Eur. Jour. Mech. B-Fluids*, Vol.19, pp.673-694.
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W. (1967): The structure of turbulent boundary layers, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.30, pp.741-773.
- Lin, C.-L., McWilliams, J.C., Moeng, C.-H. and Sullivan, P.P. (1996): Coherent structures and dynamics in a neutrally stratified planetary boundary layer flow, *Phys. Fluids*, Vol.8, pp.2626-2639.
- Mason, P.J. and Callen, N.S. (1986): On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.162, pp.439-462.

Coherent Turbulent Structures in the Planetary Boundary Layer during Neutral Stability Conditions (II)

Mitsuaki HORIGUCHI, Taiichi HAYASHI, and Hiromasa UEDA

Synopsis

Spatial structure and contribution to momentum flux of coherent turbulent structures in the neutrally stratified planetary boundary layer are investigated by numerical experiments. Near the surface streaky structures are shown. These are elongated in mean wind direction and have spatial scale of several hundred meters. Larger momentum flux is shown from the height near the surface to middle layer of boundary layer in the small areas around the extreme value of wavelet coefficient (high-speed area). The downward moving structures of high-speed area extend from the height near the surface to lower part of boundary layer and tilt toward the windward.

Keywords: coherent structure; planetary boundary layer; turbulence; momentum flux