都市キャノピー層内の乱流特性 -上空の乱流組織構造の影響-

THE TURBULENT CHARACTERISTICS WITHIN THE URBAN CANOPY LAYER –EFFECT OF TURBULENT ORGANIZED STRUCTURE ABOVE-

山下佳美[1]・稲垣厚至[2]・Marieta Cristina L. CASTILLO[3]・瀧本浩史[4]・神田学[5]
Yoshimi YAMASHITA, Atsushi INAGAKI, Marieta Cristina L. CASTILLO, Hiroshi TAKIMOTO and Manabu KANDA

[1,3,4]学生会員 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻（〒152-8852 東京都目黒区大岡山2-12-1）
[2]正会員 博士(工学) 東京工業大学 理工学研究科土木工学専攻（同上）
[5]正会員 工博 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 准教授（同上）

This study investigated the characteristics of the instantaneous flow fields within the urban canopy layer using a Large Eddy Simulation model. The model resolves urban buildings in a large domain which contains the entire atmospheric boundary layer (ABL). The patterns of instantaneous flow within the canopy layer are significantly different from the ensemble average. The patterns can be clearly classified into four categories by using the vorticity as index. Particularly, large scale upward flow (flushing) and strong cavity eddy (rolling-up) contribute much on vertical heat transport. Surprisingly, individual canopy flow patterns are not localized but well organized. This is due to the strong coupling with the very large turbulence organized structure in ABL above.

Key Words : *LES, turbulent organized structure, urban canopy layer , instantaneous flow*

１．はじめに

ヒートアイランドや都市型集中豪雨など都市における様々な問題は熱や物質の輸送が密接に関わっている．特に，接地境界層内に発達する乱流組織構造は熱や物質の輸送に大きく寄与していることが明らかにされつつあり(稲垣ら[1])，乱流構造に関して多くの研究が進められている(例えばInagaki[2], Coceal et al.[3] など)．一方，都市キャノピー層内の流れ場に関する研究も多く行われており，Uehara et al.[4] は風洞実験によって，様々な大気安定度下でのキャニオン内の平均流の特徴を明らかにした．また，Kanda et al.[5] はLESを用いた都市キャノピー流れの数値実験により，キャニオン内の平均的な流れ場と瞬間的な流れ場がそれぞれ大きく異なっていることに言及した．

キャニオン内の瞬間的な流れ場に関して，Takimoto[6] は実都市に見立てた屋外スケールモデル及び風洞でのPIV実験を行った．その結果，キャニオン内に瞬間的に発生する大規模上昇流を観測し，この上昇流と上空の乱流組織構造との関係性を示唆している．しかし，これまでキャノピー層と接地境界層は分離して考えられることが多く，接地境界層内の組織構造がキャノピー層に及ぼす影響などに関しての研究はほとんど行われていないため，その相互関係についてはいまだ未解明である．

一方で，Inagaki and Kanda[7]は都市域における接地層の乱流統計量に関し，その階層性について示唆している．これによると都市において接地層の水平風速分散の相似則は成立せず，混合層スケールの渦が寄与している．つまり，接地境界層の乱流は混合層からの影響を受けており，数値計算実験などによる接地層の研究では混合層も含む，大気境界層全体を対象とした検討が必要である．これに対し章ら[8]は，大規模なLES計算実験により都市に見立てた構造物群の解像と大気境界層全体の再現を同時に実現することに成功している．章ら[9]は更に，同様の計算実験で接地境界層内に発達する組織的な乱流構造の解析を行ったが，その乱流構造とキャノピー内の流れとの関係については触れていない．これら一連の計算実験は，キャノピー層を大気境界層全域と同時に再現できるという点で，キャノピー層と接地境界層との関係を把握するのに非常に適している．

そこで本研究では同様のLES計算実験により，中立な大気境界層下における都市キャノピー内の瞬間的な流れ

場の乱流特性について検討する．特に瞬間的な流れ場でのキャノピー層と接地境界層の相互関係に着目し，接地境界層の組織的な乱流構造との関連についても考察する．

２．数値実験概要

本研究では都市キャノピー層と接地境界層との関係性について論じていくため以下のことに留意した．計算領域には大気境界層全体を包括する広い領域を設定した．地表面には都市建物群に見立てた立方体を配置した．また，キャノピー層の流れ場を詳細に把握するため，計算格子は立方体の1辺を16分割するような計算格子を用いた．計算モデルにはドイツのハノーバー大学気象学科で開発された大規模並列LESモデル(PALM; PArallelized Large-eddy simulation Model)を用い，計算には東京工業大学の超並列グリッドコンピューターTSUBAMEを用いた．以下，計算条件の詳細について述べる．

計算格子は2.5m，計算領域はx，y，z方向全て2560mとした．下部壁面には一辺40mの立方体を40m間隔で正方配列に配置し，32×32個の都市建物群を再現した．ブロック内の流れ場も方程式を陽的に解くことで再現している．境界条件はx，y方向で周期境界条件，z方向のうち，上部壁面はslip条件，下部壁面と建物の表面は対数則に基づく壁関数を用いたno-slip条件を適用した．初期風速はx方向に20m/secとし，初期温位は地表面で300K，大気中では高さ800mまで温位勾配0.08K/m，それ以上では0.74K/mと設定した．また，地面と建物屋根面から0.07K･m/secの熱フラックスを与え，大気境界層内の熱対流を再現した．また，上部壁面での熱対流の反射を防ぐために高さ2000mから上部壁面まで減衰関数を使ったRayleigh-dapimgを利用した．本研究では計算開始から3時間後の結果を用いた．なお，計算結果のうち，接地境界層内の乱流統計量についてはCastillo et al.[10] に掲載されている．

３．結果と考察

(1) 平均的な流れ場の特性

キャノピー層内の平均的な流れ場の特性については位相平均の結果を用いて議論する．位相平均は，全計算領域をxy方向に建物ひとつを含む2H(H=40m)四方の領域32×32個に分割し，アンサンブル平均して求めた平均値である．計算結果の再現性の検討にはTakimoto[6] による屋外PIV観測の結果を用いた．

図-1(a)は建物中心を通るxz面の風速ベクトルと温位のコンター図を示している．ただし，速度はz=2Hでの平均主流風速U_{2H}で無次元化している．この図から平均的な場ではブロック間の渦を巻くような流れ(キャビティ渦)になっており，その渦の中心はキャニオン上方に位置していることがわかる．PIV観測の結果と比較するとLESの結果は渦の中心がPIVよりも流下方向に移動した場所にある．この違いの要因のひとつとして大気安定度の違いが挙げられる．安定度を表すz'/Lを以下の式から算出した．

$$\frac{z'}{L} = -\frac{(g/T)(\overline{wT'})}{u_*^3/kz'} \tag{1}$$

ここで，$z' = z - d$，zは測定高度，dはゼロ面変位である．ゼロ面変位はMacDonald[11]による実験式より求

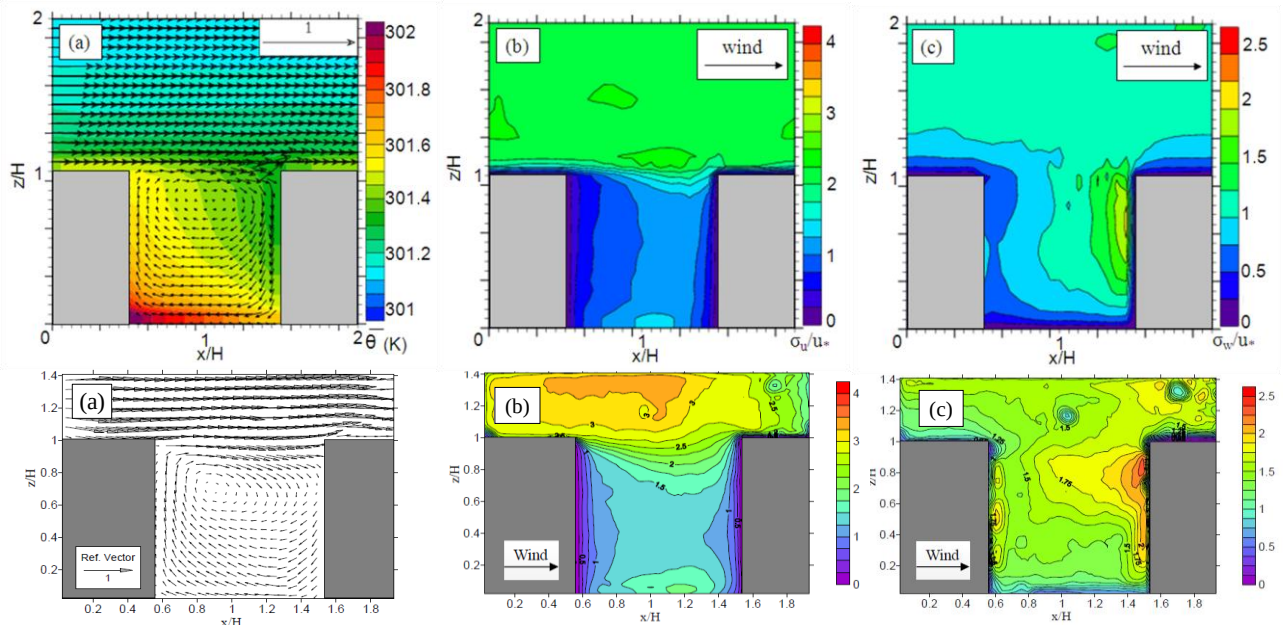

図-1 平均場の統計量．上段はLES，下段はPIV[6] の結果．それぞれ，(a) U_{2H}で無次元化した平均流速ベクトル，(b) σ_u/u_*，(c) σ_w/u_*．なお，LES(a)のコンターは温位を表す．

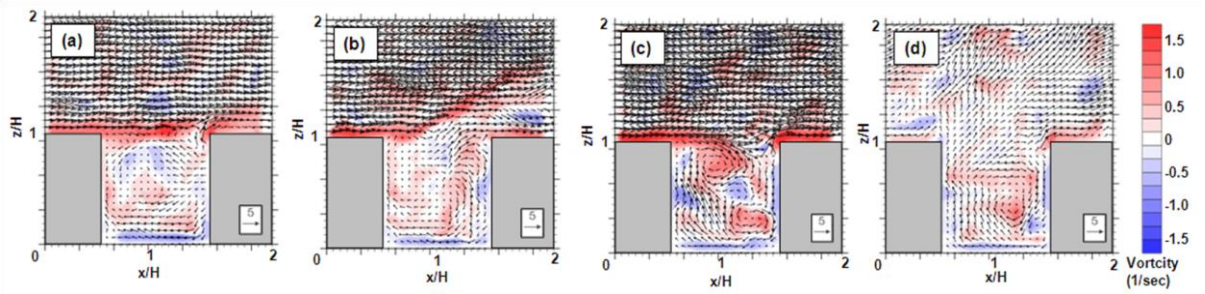

図-2　渦度分布で分類された流れ場の代表例．コンターはスパン方向の渦度を表す．

め，カルマン定数kは0.4とした．z=2Hでのz'/LはLESで-0.045，PIVでは-0.15であり，LESではほぼ中立，PIVではやや不安定な大気であった．Uehara et al.[4] の各大気安定度における平均的な風速場の図では，中立の時，キャビティ渦の中心は不安定な時よりも風下側に移動しており，今回の結果と定性的に一致している．また，Takimoto[6] の結果は，実験中の平均風向がキャニオンに直交する方向からずれていることから，風向の違いによる影響も含まれていると考えられる．次に温位の分布に着目すると，建物の屋根面からも熱が供給されているため，z=2Hでの温位は屋根付近の方がキャニオン真上よりもやや高くなっている．また，風下側の壁面付近はキャビティ渦によって上空からの温位の低い空気塊が輸送されやすいため，風上側よりも温位が低くなっている．

続いて，無次元化した主流方向風速分散σ_u/u_*，鉛直方向風速分散σ_w/u_*の分布(図-1(b)，(c))について議論する．先ほどと同様，建物の中心を通るxz断面の結果をPIVの結果と比較し議論する．各風速分散の計算には平均値として位相平均値を用い，無次元化に用いた摩擦速度u_*はz=2Hで$\sqrt{-\overline{u'w'}}$とした．

σ_u/u_*の分布(図-1(b))はz=H以下の範囲で本研究と屋外PIVの結果はよく似た分布になっている．これは風洞実験の分布とは異なる結果で，大気境界層の全体の影響により起こる分布であるといえる．また，σ_u/u_*の値はLESの結果がPIVよりも全体的に小さな値となっている．Inagaki and Kanda[7] によると主流方向風速分散σ_uは接地境界層スケールの相似則が成立せず，混合層スケールの渦からの影響も受けている．よって，接地境界層スケールでのみ無次元化したσ_u/u_*はLESとPIVで異なる値となっていると考えられる．一方，σ_w/u_* (図-1(c))もLESがPIVの結果より全体的にやや小さくなっているが，これは風向変動によるものであると考えられる．Takimoto[6]は，正方配列の場合，風向がx軸から大きく傾くと，σ_w/u_*が大きくなることを指摘している．PIVの観測は実大気下で行っており，その風向は平均で主軸から約26°傾いていた．LESでは風向があまり変化せず，x軸とほぼ平行であるため，PIVよりも分散が小さくなったと考えられる．

以上のことから本計算は混合層スケールと風向変動の違いによって風速分散が実大気下でのPIVの結果よりも小さくなっているものの，現実の大気場をよく再現できているといえる．

(2) 瞬間的な流れ

ここでは瞬間的な流れ場を分類し，それぞれの役割について考察する．その中でも特に，Takimoto[6]が指摘したフラッシングと呼ばれる上昇流と，キャニオンに流れ込む流れ場である強いキャビティ渦は，接地境界層とキャノピー層との相互関係を検討する上でかなり重要であると考えられる．そこで，これらの強い上昇流と強い渦の流れについてはその役割を詳細に検討する．

a) 流れ場の分類

位相平均を取る前の各ブロック背後の流れ場を見ると，非定常で様々な流れ場となっていることがわかる．そこで，キャニオン内の瞬間的な流れ場の風速ベクトルと渦度分布を見ると，屋根面から生じる渦層の発達によって大きく4つの流れ場に分類できることがわかる．図-2はその分類によって分けられたそれぞれの流れ場の代表例である．それぞれ，渦層が，屋根面高さで直線状に分布しているもの(図-2(a))，キャノピー上空へと持ち上がっているもの(図-2(b))，キャニオンの内側に巻き込まれているもの(図-2(c))．そして，渦度のピーク値が存在しないもの(図-2(d))である．全ての流れ場はこのいずれか，もしくはこれらを組み合わせたような渦度分布となっている．

渦度の正のピーク値はキャニオンの遅い流れ場とキャノピー上空の速い流れ場の境界となっている．図-2(a)ではキャニオン内と上空とで速度差が生じているため，屋根面高さで直線状に渦層が発生している．つまり，この正の渦層によってキャニオン内とキャノピー上空との流れ場が分断されている．

図-2(b)は図-2(a)のようにキャノピー層と上空が分離されている状態から渦層による境界が上方に開いていき，キャノピー内の流れがキャノピー上空へ進出している．なお，この流れ場の流下方向にある流れ場の多くは図-2(a)もしくは図-2(d)のような流れ場になっている．図-2(d)になっている時，上空まで渦層が持ち上がり，キャノピー層の遅い流れ場がz=2H以上の範囲まで影響している様子がわかる．

図-2(c)ではキャノピー層と上空の流れ場の境界がキャニオン内に巻き込まれ，上空の速い流れがキャノピー内

に入り込んでいる．そのため，キャニオン内の速度ベクトルは全体的に大きくなっている．また，上空の流れ場が特に強くキャニオン内に入り込んでくる時，後に述べる瞬間的なキャビティ渦が発生している．

一方，図-2(d)のような流れ場ではキャノピー内と上空の流れ場で速度差がほとんどなく，キャノピーの流れ場は上空と分離されていない．この場合，キャノピー内部から容易に上昇流が発生しやすいのでフラッシングのほとんどはこの渦度分布となっていると考えられる．

b) フラッシング

Takimoto[6]はPIV実験で観測された瞬間的な大規模上昇流をフラッシングと定義し，その抽出条件を「キャニオン内のベクトル場で$w>|u|$を満たす風速ベクトルが全ベクトルの55%以上存在する」としている．この条件は，キャニオンの半分以上の広い領域で強い上昇流が起こっている流れ場を抽出していると考えられ，本研究でもこの定義を用いてフラッシングを抽出した．なお，本節でフラッシング抽出の際に着目したベクトル場は建物の中心を通るxz断面(全992断面)とした．抽出条件を満たすベクトル場は31箇所あり，その一例が図-3(a)で，図中のコンターはスパン方向の渦度を示している．図3-(a)から，フラッシングの起こっている断面全体で上昇流が生じ，2Hの高さまでその上昇流が継続していることがわかる．この時キャノピー上空の風速は比較的遅く，キャニオン内との速度差が小さいため，渦度は全体的に小さくなっている．

図-4(b)はフラッシングの条件で抽出された全断面をアンサンブル平均したベクトル図である．ただし，速度はU_{2H}で無次元化している．また，図中には顕熱フラックス$\overline{w'\theta'}$の分布を示している．キャノピー内全体で上昇流が発生しており，その上昇流がキャニオン上空まで継続している．この図をすべてのブロック中心断面でアンサンブル平均したベクトル図(図-4(a))と比較すると，フラッシングが起こっている風速場ではキャニオン全体から上向きに熱が輸送されていることがわかる．つまり，フラッシングはキャノピー層から上空への熱輸送に大きく寄与している．

図-5はフラッシングが起こっている断面を中心に建物2つとその両隣のストリートを含むxy方向に3H四方の領域でアンサンブル平均を取ったxy断面のベクトル図を表している．図-5(a)はキャニオン最下層での断面図で，この図からフラッシング発生時，キャニオン最下層ではフラッシングが発生している場所に向かって収束が起こっていることがわかる．更に，z=Hのxy断面(図-5(b))でス

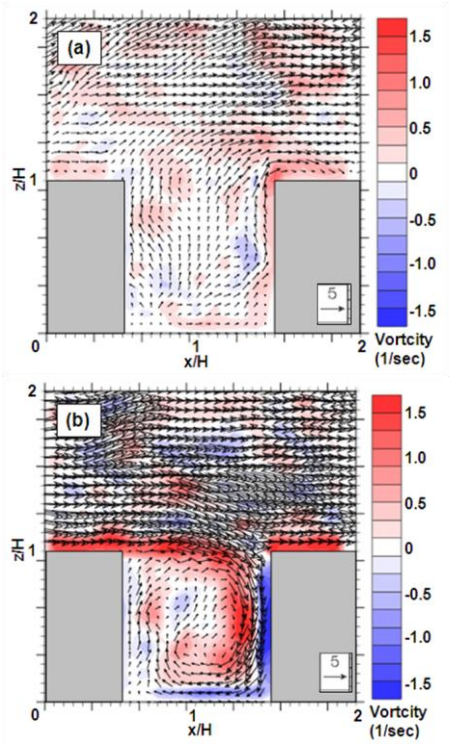

図-3 特徴的な流れ場のベクトル図．コンターはスパン方向の渦度を表す．(a)フラッシング，(b)キャビティ渦．

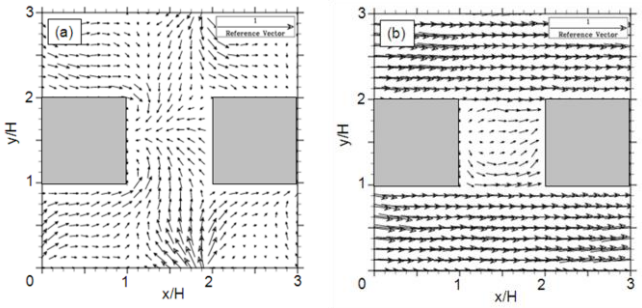

図-5 フラッシングをアンサンブル平均した無次元風速．それぞれ(a) z=H/16，(b) z=Hでのxy断面．

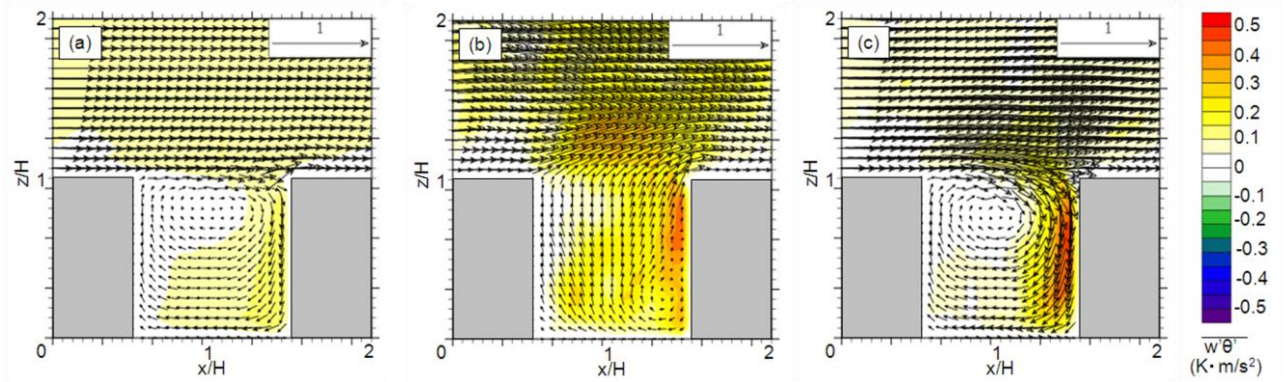

図-4 各条件での無次元風速と顕熱フラックスのアンサンブル平均．(a) 全断面，(b) フラッシング，(c) キャビティ渦

パン方向の流れがほとんど存在しないことから，キャニオン最下層で流入した空気塊はスパン方向には発散しておらず，フラッシングによって上空に流出していることがわかる．以上のことから，フラッシングはキャノピー最下層の空気塊を周囲から集め，キャニオン上空に持ち上げるような流れ場であり，接地境界層とキャノピー層の関連を検討する上でとても重要なイベントであることがわかる．

c) キャビティ渦

次に，キャニオン内で瞬間的にキャビティ渦が起こっている流れ場について考察する．その一例が図-3(b)で，キャノピー上空では屋根面レベルまで速い流れになっており，その流れが風下側の建物壁面に沿って強い下降流となっている．この下降流によってキャニオン内で強い渦が起こり瞬間的に発生するキャビティ渦となる．渦度の分布に注目すると，風上側の立方体屋根面で発生した正の渦度の持つ渦層が風下側の建物の屋根面に達する前にキャニオン内に巻き込まれている．これは渦層による分類では図-2(c)と同じ分類である．更にキャビティ渦が発生しているとき，下方に巻き込まれた正の渦層と建物壁面との間には強い負の渦層が発生している．

以上のような定性的な条件を表-1にまとめた．建物の中心を通るxz断面のベクトル場のうち，これに当てはまるものを取り出すと86断面が取り出せた．これらをアンサンブル平均すると図-4(c)のような流れ場になる．これを図-4(a)と比較すると平均の流れ場よりも速度の速いキャビティ渦が形成されていることがわかる．また，風下側の建物壁面付近では集中的な上向きの熱輸送が起こっている．なお，この熱輸送は上空の冷たい空気が下向きに流れることによって起こっている．以上のことから，瞬間的に発生するキャビティ渦もキャノピー層から上空への熱輸送に大きく寄与しているといえる．

また，瞬間的なキャビティ渦に関しても，フラッシングの議論と同様に，3H四方の領域でアンサンブル平均を取った(図-6)．このアンサンブル平均のうち，キャニオン最下層でのxy断面のベクトル図(図-6(a))を見てみると，キャビティ渦が起こっているとき，キャニオンの最下層ではスパン方向に発散が起こっていることがわかる．また，z=Hのxy断面のベクトル図(図-6(b))ではスパン方向の流れがほとんど起こっていないことから，キャノピー最下層での発散は，上空から入り込んできた空気塊が地面にぶつかることにより発生していることがわかる．以上のことから瞬間的に発生するキャビティ渦はキャニオン上空の空気塊をキャノピー最下層に移動させ，周囲に発散させるような流れ場であり，接地境界層とキャノピー層の相互関係を検討する上で重要な流れ場であると考えられる．

表-1 瞬間的なキャビティ渦の抽出条件

速度ベクトルの条件
➢ 下向きの速度ベクトルが風下側の壁付近に存在する
➢ 地面近くでu<0の速度ベクトルが存在する
渦度分布の条件
➢ 建物屋根面で正の渦層が発生し，キャニオン内に入り込んでいる．
➢ キャニオンに入り込んだ正の渦層と風下側壁面の間に負の渦層が発生しており，地面まで続いている．

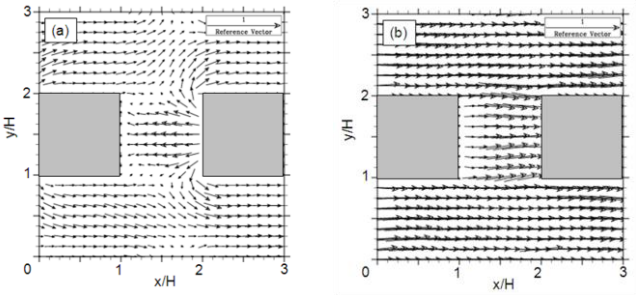

図-6 キャビティ渦をアンサンブル平均した無次元風速．それぞれ(a) z=H/16，(b) z=Hでのxy断面．

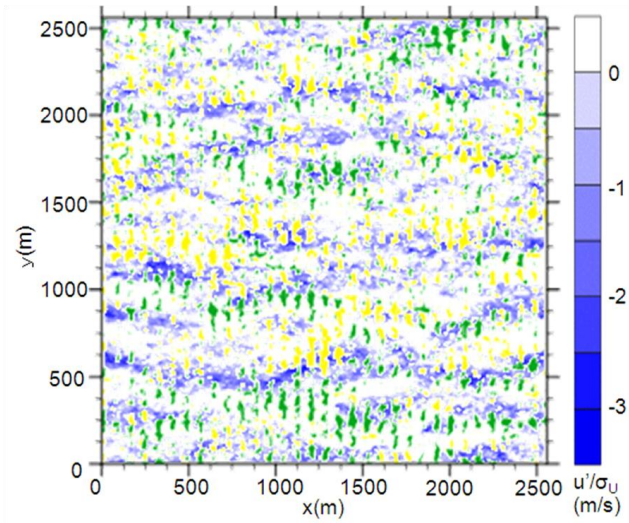

図-7 低速ストリーク（青）とz=H/16のxy断面でのx方向渦度分布（黄:0.8(sec⁻¹)以上，緑:−0.8(sec⁻¹)以下）．

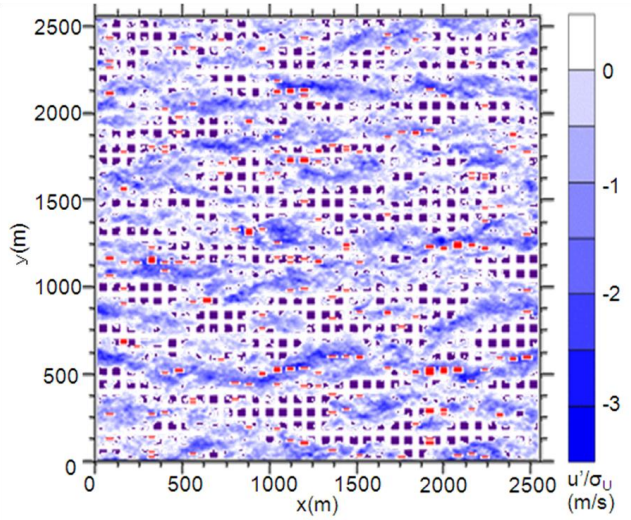

図-8 低速ストリーク(青)とフラッシングの発生場所(赤)

(3) キャノピー層の流れと乱流構造の関係

キャノピー内の流れと接地境界層に発達する組織的な乱流構造の関係性について考察する．図-7はキャノピー最下層xy断面上のx方向渦度分布に接地境界層の低速ストリークの図を重ね合わせたものである．渦度の分布は黄色が正，緑が負を示している．接地境界層の低速ストリークはz=2Hの主流方向風速変動成分u'を用いて可視化した．その際，運動量輸送に寄与している内層スケールの乱流構造を抽出した(high-pass filter)．その方法にはInagaki and Kanda[7] によって提唱された空間フィルター分離法を用いた．10Hの正方形領域を空間フィルターによってu'を運動量輸送に寄与するactiveな成分と寄与しないinactiveな成分に分離し，activeな成分のみを可視化した．フィルター分離法の詳細についてはInagaki and Kanda[7]や丸山ら[12]を参照されたい．また，本計算結果のフィルター分離による乱流構造の抽出と抽出前後の構造の性質に関してはCastillo et al.[10]に詳細が記されている．

図-7から正負の渦度の境界付近にストリークが発達しており，ストリーク構造が通過するとき，キャノピー内の最下層部ではその構造に沿うような形で組織的な分布をした渦度が発生していることがわかる．つまり，キャノピー層内の流れ場は，局所的に発生する流れ場ではなく，接地境界層に発達する乱流構造の影響を強く受けた組織的な流れ場である．

図-8はフラッシングの発生位置と接地境界層の低速ストリークの図を重ねたものである．低速ストリークは図-7と同じ方法で可視化した．図中の赤線はフラッシングが発生しているxz断面を，紫の正方形は建物位置を表している．フラッシングの抽出を行った断面は，キャニオン内の全xz断面(16864断面)で，結果，556断面がフラッシングの条件を満たした．図-8からストリークが上空に存在する場所でフラッシングが起こりやすいことがわかる．特に，ストリークの真下では隣り合う数断面に渡ってフラッシングが起こっており，キャニオン全体で大規模な上昇流が発生している．以上のことからフラッシングの発生には接地境界層の組織的な乱流構造が大きく寄与していることがわかる．

４．結論

大気境界層を包括する大規模なLESにより都市キャノピー内の流れ場を再現することができた．本研究から以下の知見が得られた．

(1) キャニオンの瞬間的な流れ場はキャノピー層と上空の流れを分離する渦層の分布から4つのモードに分類することができる．
(2) 瞬間的な流れ場のうち大規模上昇流(フラッシング)や強いキャビティ渦は熱輸送に大きく寄与している．
(3) キャノピー層の流れ場は局所的で独立したものではなく，接地境界層に発達する乱流構造の影響を強く受けた組織的な流れ場である．
(4) フラッシングは上空を低速ストリークが通過するときに発生しやすい．

謝辞：本計算を行う上でハノーバー大学気象学科の計算モデルPALMを利用させていただき，計算に当たって多くの助言をいただいた．ここに謝意を表す．

参考文献

1) 稲垣厚至，神田学，森脇亮: ‘屋外都市スケールモデル実験で観測された乱流構造に関する考察’，土木学会水工学論文集, **52**, pp.445-450, 2006
2) Inagaki, A.: ‘Atmospheric turbulence over an array of massive cubes’, Phd thesis, Tokyo Institute of Technology, 2008.
3) Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G.: Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness, *J. Fluid Mech*, **589**, pp.375-409, 2007,
4) Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S., and Wakamatsu, S.: ‘Wind Tunnel Experiments on How Thermal Stratification Affects Flow in and above Urban Street Canyons’, *Atmos. Environ.* **34**, pp.1553–1562, 2000.
5) Kanda, M., Moriwaki, R., and Kasamatsu, F.: ‘Large Eddy Simulation of Turbulent Organized Structure Within and Above Explicitly Resolved Cube Arrays’, *Boundary-Layer Meteorol.* **112**, pp.343–368, 2004,
6) Takimoto, H.: ‘PIV measurements of atmospheric turbulence within and above an outdoor urban scale model’, Master thesis, Tokyo Institute of Technology, 2009.
7) Inagaki, A. and Kanda, M.: ‘Turbulent flow similarity over an array of cubes in near-neutrally stratified atmospheric flow’. *J. Fluid Mech.*, **615**, pp101-120, 2008.
8) 章晋，稲垣厚至，神田学：建物を解像したLES による大気境界層の乱流相似則に関する研究，土木学会水工学論文集, **52**, pp.313-318, 2008.
9) 章晋，Letzel MARCUS，稲垣厚至，瀧本浩史，神田学: ‘LESによる都市大気境界層の大規模乱流構造階層性に関する研究’，土木学会水工学論文集, **53**, pp.259-264. 2009.
10) Castillo, M.C.L., Zhang, J., Kanda, M., Letzel, M. O., Inagaki, A.: ‘Coherent structures of a neutrally stratified urban boundary layer using Large Eddy Simulation’, *The seventh Int. Conf. on Urban Climate (ICUC-7), Yokohama, Japan.*, 2009.
11) MacDonald, R.W., Griffiths, R.F., Hall, D.J.: ‘An improved method for estimation of surface roughness of obstacle arrays’, *Atmos. Environ.*, **32**, pp.1857-1864, 1998.
12) 丸山綾子，稲垣厚至，神田学: ‘大気接地境界層乱流における内部・外部スケールの乱流構造特性’，土木学会水工学論文集, **52**, pp.253-258, 2008.

（2009.9.30受付）