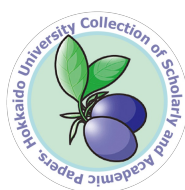




HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	都市大気境界層の大規模計算が示す多スケール間の流れの相互作用
Author(s)	稲垣, 厚至
Citation	低温科学, 77, 97-104
Issue Date	2019-03-20
DOI	https://doi.org/10.14943/lowtemsci.77.97
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/73997
Type	departmental bulletin paper
File Information	13_p097-104.pdf



都市大気境界層の大規模計算が示す 多スケール間の流れの相互作用

稲垣 厚至¹⁾

2018 年 12 月 5 日受付, 2018 年 12 月 25 日受理

都市建物は地球上で最も大きな粗度要素と捉えられ、それが都市大気境界層を特徴づける要素の一つとなっている。この大きな粗度要素のため、街路を抜ける風の流れは建物幾何形状に強く規定される。一方、近年都市建物形状から大気境界層全体を陽的に解像する、フルスケールの大規模計算が行われるようになり、建物より数オーダー大きな大気混合層の流れが都市地表面近傍の流れに直接的な影響を及ぼすことや、単体建物の影響が非常に広範囲に及ぶことなどが知られるようになってきた。本論ではこれら時空間スケールの大きく異なる風の相互作用の解説に加え、大気境界層の新しい計算手法として期待される、格子ボルツマン法について紹介する。

Numerical simulation of the interaction process of orderly different scale of motions seen in urban boundary layer

Atsushi Inagaki¹

Building roughness in urban boundary layer is extremely large compared to the other roughness on the earth's surface. Therefore, flow characteristics within the urban canopy strongly depends on the surrounding building geometry. However, a full-scale simulation of the urban boundary layer has revealed some evidences on the direct interaction of different size of eddies over different layers of the urban boundary layer.

キーワード：渦スケール, 格子ボルツマン法, 相互作用, 大規模数値計算, 都市大気境界層

Eddy scale, Lattice Boltzmann method, Interaction, Full-scale computation, Urban boundary layer

1. はじめに

都市が作り出す大気環境・気候特性を適切に診断するためには、その物理過程を把握することは不可欠である。例えば、沿岸域の高層ビル群が背後の都市の気温を増加あるいは減少させるのか、建物が積乱雲の発生に寄与しているのか、と言った議論がなされることがあるが、こ

れらはつまり、都市のような局所的な地表面の特徴が作る渦構造が、より広域な場を支配する大きな乱流の性質を改変することができるのかといった、乱流現象の階層性に関する問題と考えることができる。

日中の都市大気境界層を鉛直一次元に捉えると、上空数 km まで発達する大気混合層、その下の高度 100 m 程度まで発達する接地境界層、建物近傍の粗度境界層あるいは建物高さ以下の層として定義される都市キャノピー層から構成されている。各層は乱流状態にあり、それぞれ大気境界層高度(～1000 m)、地面からの高さ(10～100 m)、建物の大きさ(～10 m)程度の空間スケールを持った渦構造に流れが支配されている。従来の研究体系では各層個別の取り扱いがなされており、メソ気象を考える上では境界層乱流全体をモデル化し(Wyngaard, 2004)、接地境界層のモデリングでは対数則や Monin-Obukhov 相似則に見られるように大気混合層の挙動や地表面性状

連絡先

稲垣 厚至

東京工業大学 環境・社会理工学院

〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1 I 4-9

Tel. 03-5734-2768

e-mail: inagaki.a.ab@m.titech.ac.jp

1) 東京工業大学 環境・社会理工学院

Tokyo Institute of Technology, School of Environment and Society, Tokyo, Japan

を陽的には考慮せず、都市キャノピー層の流れを考える上では周囲の建物幾何形状との関係が主に論じられてきた。これは各層で卓越する渦スケールが大きく異なり、スケール分離の考えが鉛直一次元的な議論では妥当に働いたためと考えられる。

しかしながら、実際の気流の流れには各層を隔てる物理的な壁は無く、地表面近傍のシアで生成された乱流エネルギーは各層を跨いだ乱流活動により境界層全体へ運ばれる。いくつかの研究成果はより具体的に、各層間の直接的な相互作用の存在及びその重要性を指摘している。例えば都市や植生キャノピー内の流れが混合層乱流変動の直接的な影響を受けていることが示されている (Inagaki et al., 2012; Patton et al., 2015)。一方で、地表面の粗度単体から発生する大規模な渦構造が水平数 km 以上に渡ってその影響を持続することが観測および数値実験により示されている (Fujiyoshi et al., 2009; Park et al., 2015; Inagaki et al., 2017)。これらの現象を考えるためには境界層全体を俯瞰した視点が必要であり、各層の卓越渦スケール全てを解像した大規模数値計算を行うことは一つの解決策である。本論では都市大気境界層を題材に、大気境界層の大規模数値解析の手法と、スケールの異なる流れの相互作用の実例について紹介する。

2. 都市大気境界層の建物解像数値解析

大気境界層の熱対流から建物背後にできる渦までを陽的に取り扱うためには、大領域且つ高解像度の計算が必要である。計算手法は様々存在するが、近年、格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann Method, LBM) を用いた流体計算が都市大気境界層の大規模計算に利用されるようになった。この計算手法は比較的新しいため気象分野への応用事例はまだ少ないが、その計算効率の高さから今後の発展が期待されている。本節では LBM の計算手法について簡単に説明し、それに加えて都市大気境界層を計算するための計算設定について述べる。

2.1 格子ボルツマン法 (LBM)

LBM は流体計算法の一つであり、Navier-Stokes 式を使わずに Boltzmann 方程式を用いて流れを記述する。両者の流体計算過程は全く異なるものの、式の上では等価であることが示されている (例えば、Cheng and Doolen, 1998)。

LBM では流体のマクロな動きを、流体を構成する仮想的な粒子群の動きで表現し、その時間発展を予測する。個々の粒子の動きは個別に取り扱わず、空間内で区切ら

れた格子内に含まれる粒子群の速度分布関数として記述する。速度分布関数は速度に関して離散化し、全ての粒子は 1 タイムステップで必ず近隣の格子点上に移動するか、静止すると仮定する。粒子速度は離散的であるが、格子内の粒子速度の平均値として計算されるマクロな流体の速度は連続的である。隣の格子に移動 (並進) した粒子は其中で衝突し、移動方向を変える。Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) モデルはこの衝突則を記述したモデルの一つであり、全ての方向の速度分布関数が単一の時間緩和係数に基づいて平衡分布関数に向かうと仮定している。Boltzmann 方程式中の衝突項を BGK モデルで表現した、格子 BGK モデルは以下の式で定義される。

$$f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\vec{x}, t) + \frac{1}{\tau} (f_i^{\text{eq}}(\vec{x}, t) - f_i(\vec{x}, t)) \quad (1)$$

ここで、 f_i は i 方向に動く粒子の速度分布関数、 f_i^{eq} は平衡速度分布関数、 $\vec{x}$ は位置ベクトル、 $\vec{c}_i$ は i 方向の粒子速度、 t は時間、 Δt はタイムステップ、 τ は時間緩和係数である。この式の左辺と右辺第一項が並進過程を表わし、右辺第二項が衝突過程を表わす。平衡分布関数は Maxwell-Boltzmann 分布を流速について 2 次オーダーまで展開し、衝突前後で質量と運動量が保存される条件から以下のように導かれる。

$$f_i^{\text{eq}}(\vec{x}, t) = \rho w_i \left(1 + 3 \vec{c}_i \cdot \vec{u} + \frac{9}{2} (\vec{c}_i \cdot \vec{u})^2 - \frac{3}{2} \vec{u}^2 \right) \quad (2)$$

ここで、 ρ は密度、 $\vec{u}$ はマクロな流速、 w_i は重み係数であり粒子速度の離散化に応じて値が変わる。時間緩和係数は Navier-Stokes 式との比較から動粘性係数を用いて表現される。

$$\tau = \frac{1}{2} + 3\nu \quad (3)$$

ここで、 ν は動粘性係数であるが、これに sub-grid-scale (SGS) 渦動粘性係数を加えることで Large Eddy Simulation (LES) による乱流モデルを導入することができる。LES は格子幅以下の小さな渦がもたらす乱流輸送の効果を表現したモデルであり、これを導入することで気象計算に要求される大レイノルズ数の流れの計算が可能となる。

粒子の速度分布関数を格子内で平均することで、マクロな密度及び流速が診断的に得られる。

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \rho \vec{u} = \sum_i f_i \vec{c}_i \quad (4)$$

ここで、 $\vec{c}_i$ は粒子速度を表わすが、マクロな流速 $\vec{u}$ と平行な成分のベクトルである。

速度分布関数の境界条件として、Non-slip 条件では粒子が壁で進行方向と逆方向に跳ね返るとする Bounce-

Back 条件で表現される (Zhou and He, 1997). また, Slip 条件では粒子が壁で鏡面反射するとして表現される.

LBM を使う利点として, 質量が粒子の並進及び衝突前後で保存されるように定式化されているため連続式を別途連立して解く必要が無く, またほぼすべての計算を局所的な代数計算で行うことができるため, Graphics Processing Unit (GPU) を用いた計算効率が非常に高い (Onodera et al., 2013). LBM の都市大気境界層研究での利用実績として, これまでに格子数 $10,000 \times 10,000 \times 100$ オーダーの都市気流の計算が行われている (Onodera et al., 2013, Inagaki et al., 2017, Huda et al., 2017). 精度としては Huda et al., (2017) が示す通り, 既存の Navier-Stokes 式に基づく LES モデルに比べて遜色ない.

2.2 都市大気境界層気流計算の設定

都市大気境界層の計算設定について述べる. 日中の大気境界層高度は概ね 1,000 m 程度まで発達し, 水平風速が弱い場合はセル状の構造, ある程度強い場合は流れ方向に伸びたロール状の熱対流が形成される (Grossman, 1982). 熱対流のアスペクト比はセル状構造の場合は 1.5 程度 (Caughey and Palmer, 1979), ロール状で 1.2 程度である (Yagi et al., 2017). これらを包括するための計算領域として水平 3~4 km 程度の計算領域が必要となる. 格子間隔については道幅を 32 点程度で分解すると, 建物周りの流れについて風洞実験結果をほぼ再現できることが, Direct Numerical Simulation の結果から得られている (Coceal et al., 2006). しかしながら, あらゆる街路についてこの条件を満足する計算を行うことは難しく, 対象とする街区のみこの条件を適用することが現実的である. 建物上空の流れ場に関して, 都市の場合は建物による圧力抵抗が全抵抗の 9 割以上を占めていることから (Coceal et al., 2006), 建物周りの流れが概ね再現されていれば地表面抵抗及び, それによって駆動される境界層内の現象も再現されると考えられる. Kanda et al. (2013) は東京 23 区の中から $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ の領域を 100 地点切り出し, それぞれ 2 m 解像度の LES 計算を実施しており, 風洞実験や実都市の観測事例から得られた平均風速分布及び粗度パラメータを概ね再現できることを確認している. また, 都市街区の計算は風や気温の体感指標の評価に使われることもあるが, その場合人間が直接触れる高さに格子点が設けられるべきであり, その観点では鉛直格子幅 2 m 以下が望ましい.

3. 発達する中立都市乱流境界層

LBM で計算された, 中立大気安定度の条件下で発達する乱流境界層の計算結果から, 建物が境界層に及ぼす影響について見てみる. 図 1 は計算領域を示しており, 東京都臨海部の長手方向 19.6 km, スパン方向 4.8 km, 鉛直方向 1 km の領域を対象とする. 格子間隔は 2 m とし, 実都市にある個々の建物形状が陽的に解像されている. 流入条件に風速 10 m s^{-1} の一様流を与えた. 実観測の再現計算では流入風に含まれる乱流変動や境界層高度を考慮する必要があるが (例えば, Lund et al., 1998, Xie and Castro, 2010), 本解析では仮想的な計算例として, 海からの比較的乱れの少ない風を想定した一様な流速を与えた. 積分時間は 4,800 秒とし, 最後の 1,800 秒間のデータを統計処理した.

一様な流入風を与えたため, 境界層の下層部に地表面状態の影響が反映された接地境界層が十分発達するには長い吹送距離が必要となる. 例えば接地境界層の普遍性を議論する為には境界層高度と粗度要素の大きさが 40~50 倍程度離れている必要があると言われているが (Jimenez, 2004), 本計算事例では流入端から約 15 km の地点で境界層高度が約 500 m となり, 平均建物高さの約 50 倍の高さを達成している. 図は割愛するが, 流入端から 5 km 以上内陸へ進むと, 境界層の上側半分の層では境界層高度及び摩擦速度で無次元化した乱流強度の鉛直分布が, 吹送距離や地表面条件に依らずに相似となることが確認されており (Inagaki et al., 2017), パルクなパラメータで規格化される一般的な境界層の特徴が再現されている.

次に流れの瞬間構造を見てみる. 図 2 は高度 198 m における主流風速の水平断面分布を示しており, 流れ方向に伸びた低速及び高速域の筋状構造が確認できる. この筋状構造は異なる地表面を含む様々な実験条件において確認されており, 浮力に比べて地表面抵抗が卓越するような乱流境界層の普遍的な性質であると考えられている (例えば, Tomkins and Adrian, 2003; Watanabe, 2004; Hutchins and Marusic, 2007; Inagaki and Kanda, 2010; Takimoto et al., 2011). ここで筋状構造の幅に着目すると, 下流に行くに従い筋の幅が広がっていることが確認できる. これについて, 中立安定度の条件下で行われた平板乱流境界層の実験結果では, 筋状構造の幅は境界層高度の関数として表現できる事が指摘されている (Marusic and Hutchins, 2008). 一方, ドップラーライダーで実測された実都市上空の筋状構造の幅は, 境界層高度による無次元化のみでは室内実験や数値実験結果と

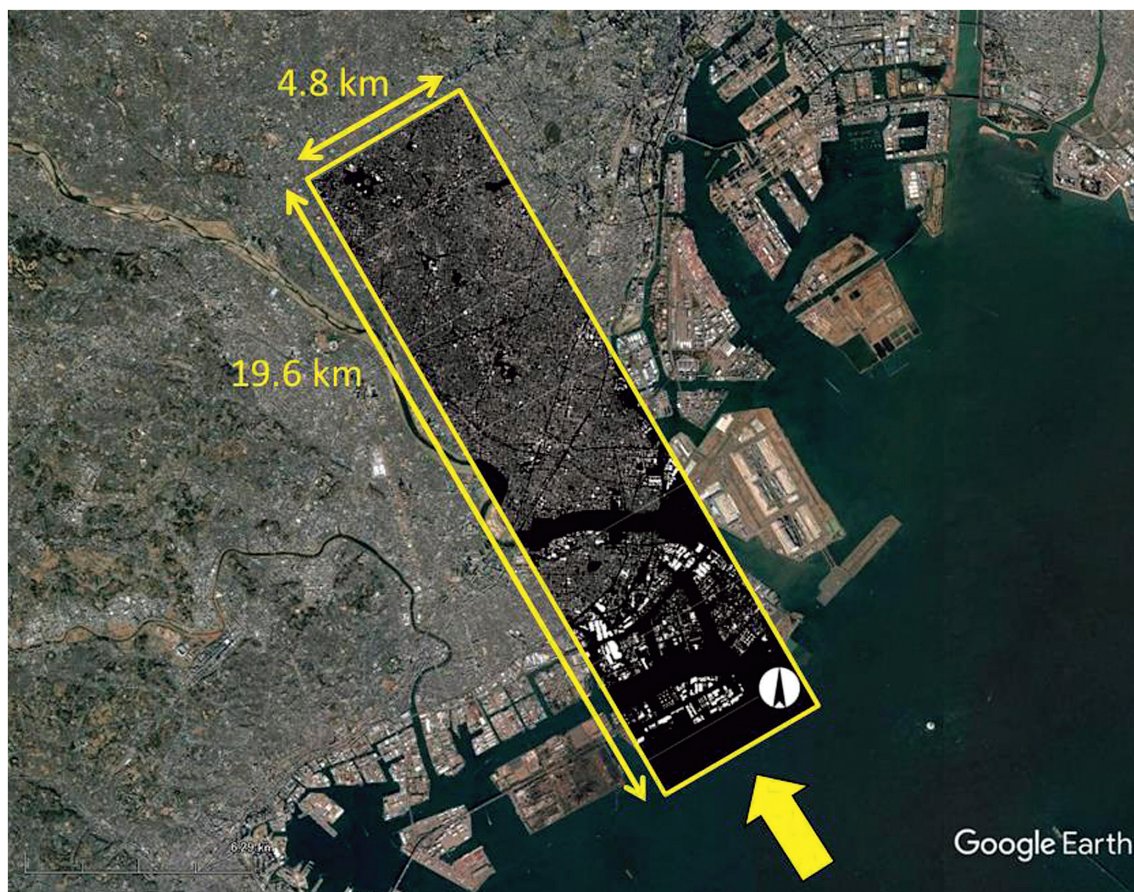


図1：計算対象領域.

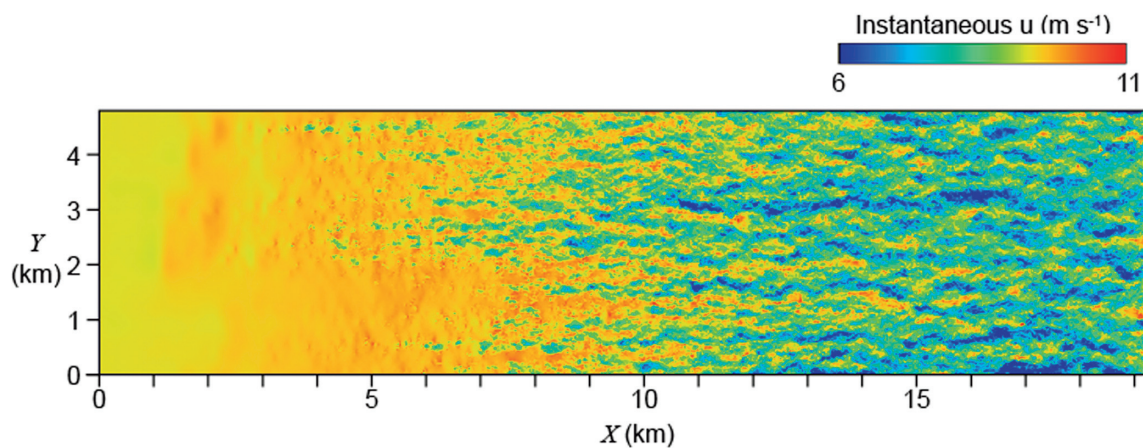


図2：主流方向瞬間風速の高度 198 m における水平断面分布（Inagaki et al. 2017 を一部修正）.

一致せず、局所的なシアの強さに依る補正を加えることで、流れのスケールや大気安定度に依らない普遍的な関係となる事が示されている（図3及び式(5), Yagi et al., 2017; Inagaki et al., 2017）.

$$\frac{\lambda_y}{\delta} = f\left(\frac{z}{\delta} \phi_M^{-1}\right) \quad (5)$$

ここで、 λ_y は筋状構造の代表幅、 δ は境界層高度、 z は地

面からの高さ、 ϕ_M は局所的な無次元速度勾配であり、 $\phi_M = \frac{z}{u_*} \frac{dU}{dz}$ のように摩擦速度 u_* と地表面からの高さ z で無次元化されている。 f は実験から得られた普遍関数とする。この式は、卓越する筋状構造の大きさは境界層高度で決まるものの、その高度変化は、各高度の風速分布（局所的なシアの強さ）に応じて修正されることを示唆している。なお、これらの筋状構造は接地境界層内の

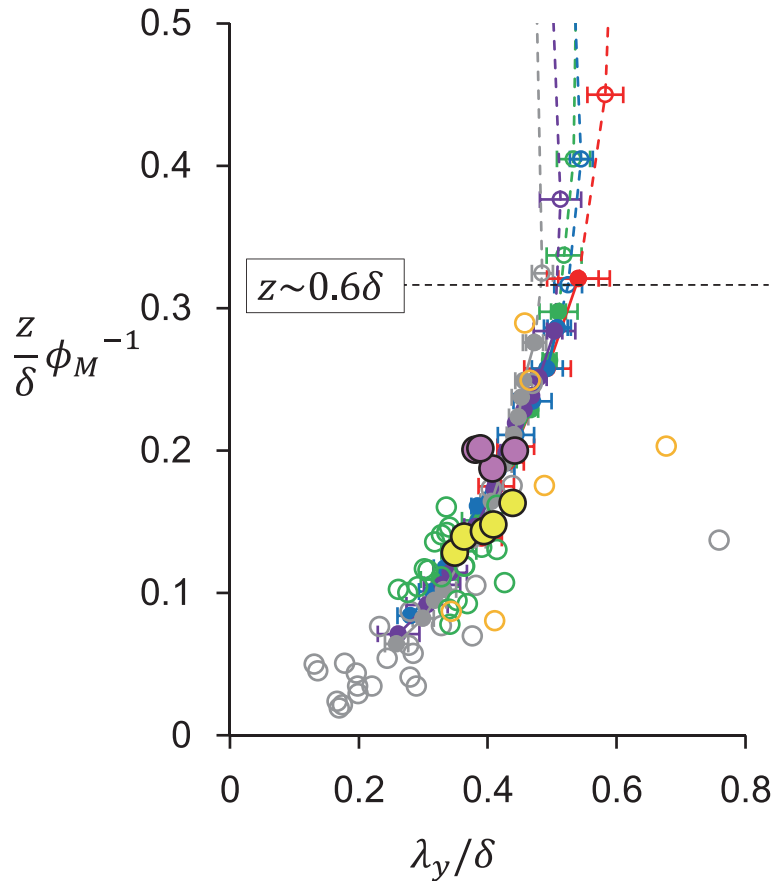


図3：無次元化された筋状構造の幅の鉛直分布（Inagaki et al., 2017 を一部修正）．縦軸は境界層高度で無次元化した高さ（ z/δ ）を局所的なシアの強さ（ $\phi_M = \frac{z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z}$ ）で無次元化したもの、横軸は境界層高度で無次元化した、相互相関から導かれた筋状構造幅（ λ_y/δ ）．破線は実都市の数値実験、ピンクは直方体粗度群に関する風洞実験結果、黄色は粗面平板を模擬した数値実験、中抜きシンボルはそれぞれドップラーライダーによる都市上空の観測事例で色は大気安定度の違いを示す（灰色：安定、緑：中立、オレンジ：不安定）．

構造であり、それらが作る風速変動を平均することで対数則や Monin-Obukhov 相似則のような平均統計量の普遍法則が得られることから、両者は相補的な関係にあるといえる．なぜ統計量の普遍法則が成立するのかと言った流体力学の根本的な問題があるが、上記の通り、それを考えるためには瞬間的な乱流構造の幾何特性やその力学過程を考える必要があることが理解できる．これに関して式(5)は両者の関係を明示した式となっている．

以上の結果は乱流境界層全般に通じるものであり、都市のユニークな特徴とは言えない．ここで再度図2の瞬間像をよく見ると、 $(X, Y) = (10 \text{ km}, 3 \text{ km})$ の個所から太めの筋が下流 10 km 以上に渡って計算領域の下流端まで伸びていることが確認できる．この構造の上流端には、計算領域内で最大規模の高さと容積を持った建物が存在しており、それが筋状構造を生み出すトリガーと

なっていると考えられる．建物背後の風速低減自体は特筆すべきことではないが、それが 10 km 以上持続することは自明ではなく、乱流構造の力学過程の理解無くして説明することは難しい．建物背後にできる長い筋状構造は実都市でもドップラーライダーにより観測されている（Fujiyoshi et al., 2009）．一様平板で発達する筋状構造とは異なり、アンサンブル平均してなお残るこのような特性こそ、都市大気境界層の特徴であると言え、建物より数オーダー大きな広域の気象場を考える上でも個々の建物の存在を無視しえない場合があることを示唆している．さらに付け加えておくと、領域内で最も高い建物は上記とは別であるが、その背後では 10 km 以上も尾を引く構造は見られなかったことから、トリガーとなる建物の形状、あるいは環境場の条件はやや複雑であると考えられる．

4. 大気混合層と都市キャノピー層の相互作用

次に、別の計算事例に基づき、対流混合が都市キャノピー層の流れに及ぼす直接影響について見てみる。こちらの計算では大規模並列計算に対応した Navier-Stokes 式に基づく LES モデル (Raasch and Schröter, 2001) を使用した。計算条件としては理想化した都市幾何を想定しており、水平 $2,560 \text{ m} \times 2,560 \text{ m}$ 、鉛直 $1,710 \text{ m}$ の領域を 2.5 m で解像し、地表面には高さ 40 m の立方体を建蔽率 0.25 で整列配置した。建物の屋根面及び床面から一定の顕熱フラックスを与え (0.1 K m s^{-1})、対流混合層を発達させた。水平方向は周期境界とし、流入及び流出端で流量 (20 m s^{-1}) が時間変化せず一定に保たれるように流れを駆動した。計算された流れ場の定性的な特徴として、接地境界層と対流混合層の乱流統計量がそれぞれ相似則に従うことを確認している (Castillo et al.,

2011)。

図 4a は建物の 2 倍の高さ (高度 80 m) における、主流風速変動値の水平断面分布図である。青は低速領域、赤は高速領域であり、中立大気安定度と同様にそれぞれ筋状の構造を持つことが確認できる。その大きさは個々の建物より十分大きく、幅は建物の約 5 倍、流れ方向には数十倍以上の大きさを持っている。これらは浮力とシアで駆動される水平ロール渦であり、境界層全体に渡ってコヒーレントな構造を持つことを確認している。本数値実験における建物高さは均一のため、先の計算事例で見た孤立峰から発生するような、地表面条件に固定された流れは見られず、ランダムに位置を変えて動いている。

図 4b, 4c, 4d は高度 5 m における建物キャノピー層の流れを示しており、それぞれ主流方向風速、スパン方向風速、温位の変動成分の水平断面分布である。建物上空の流れと異なり、正方配列された建物形状に沿って流

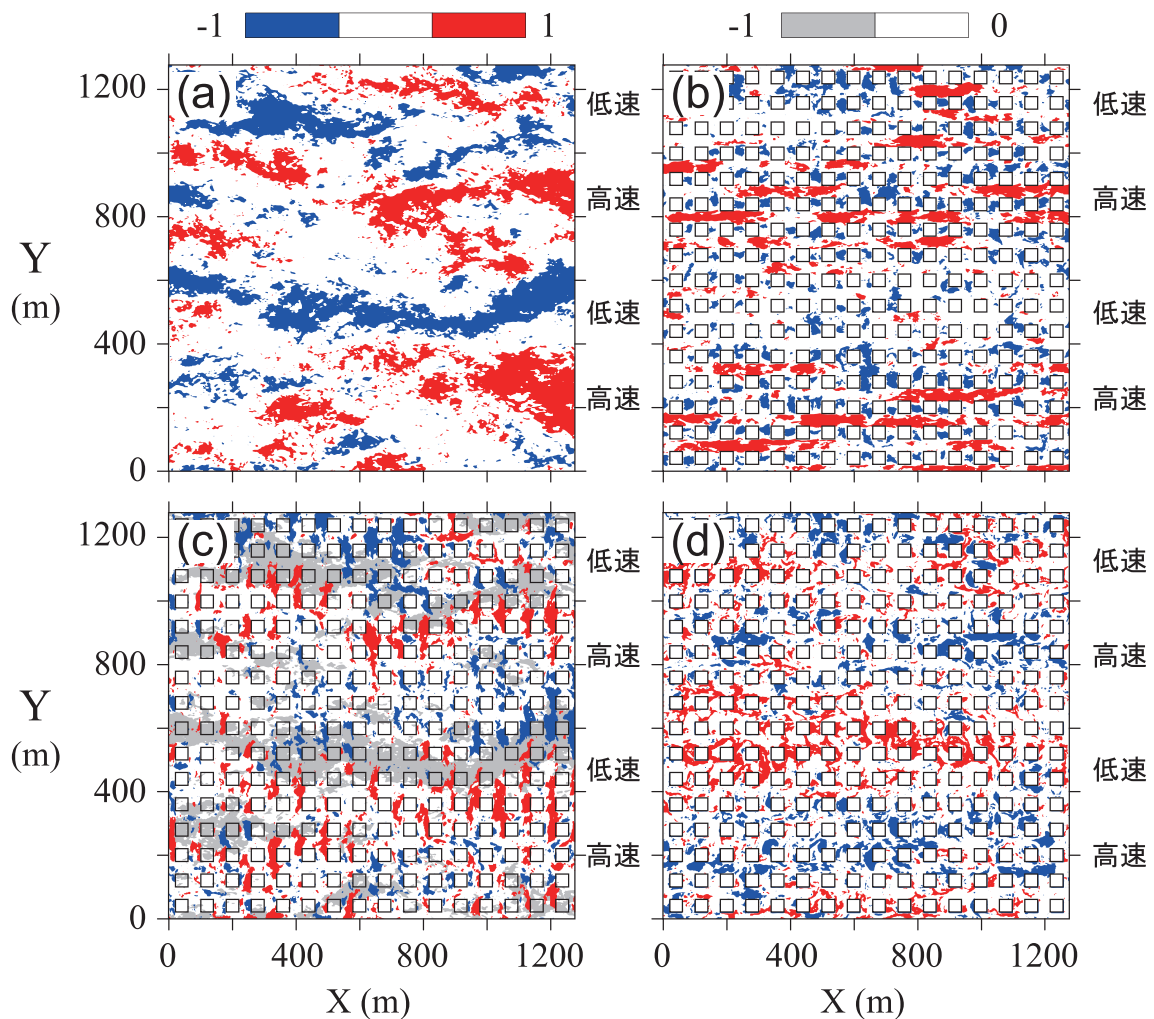


図 4：風速変動量の水平断面分布 (Inagaki et al., 2012 を一部修正)。

(a) 高度 80 m (粗度要素の高さの 2 倍) の主流風速変動, (b) 高度 5 m の主流風速変動, (c) 高度 5 m のスパン風速変動, (d) 高度 5 m の温位変動。(b) の灰色の領域は高度 80 m における負の主流風速変動値を示す領域である。筋状の低速領域と高速領域が交互に、 Y 方向に並んで形成されている。

れの分布が強く規定されている。図 4b の主流方向風速について見てみると、高速域は主流風向（左右方向）に平行な道路上、低速域は建物背後に確認できる。しかし、より大きなスケールで俯瞰してみると、キャノピー上の高速域の下には高速域（図 4a と 4b の赤い領域を対比）のクラスターが街区を越えて形成されていることが確認できる。次に図 4c のスパン方向風速に着目する。この図には建物高さの 2 倍の高さで観測された低速領域が灰色で示されているが、これとスパン方向風速変動の位置及び向きと見比べると、上空の筋状の低速領域（灰色の領域）に向かってスパン方向の収束（下側に赤い領域、上側に青い領域で挟まれている箇所）が生じていることが確認できる。図 4d は温位変動の分布を示しているが、上空の低速領域と高温領域が対応していることが分かる。

以上より、キャノピー内の瞬間的な風速分布は、上空で発達する乱流構造の直接的な影響を受けていることが分かる。上空の乱流構造は個々の建物より十分大きいため、街区を隔てて運動する流れが生じている。同様の結果は植生の数値計算でも確認されている（Patton et al., 2015）。

5. まとめ

本論では都市大気境界層の大規模数値計算により示された、空間スケールが大きく異なる流れの相互作用の例を紹介した。ミニマルな計算領域を設けて大気境界層各層の特性を考えることの利点は言及するまでもないが、それだけでは説明の難しい物理過程が存在することを本論で示した。そのような現象を既存の乱流モデルの中でどう扱うのか、あるいは計算機性能を最大限に活用したフルスケールのシミュレーションを行うべきなのか、今後の検討課題である。

謝辞

本研究は科学研究補助金、基盤研究（C）（課題番号 17K06570）において行われた。ここに謝意を表す。

参考文献

Castillo, M. C. L., A. Inagaki and M. Kanda (2011) Inner and outer turbulence within the inertial sublayer of a near neutral atmospheric flow over an urban-like surface. *Boundary-Layer Meteorol.*, **140**, 453-469.

- Caughey, S. J. and S. G. Palmer (1979) Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **105**, 811-827.
- Cheng, S. and G. D. Doolen (1998) Lattice Boltzmann method for fluid flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30**, 329-364.
- Coccal, O., T. G. Thomas, I. P. Castro and S. E. Belcher (2006) Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorol.*, **121** (3), 491-519.
- Fujiyoshi, Y., K. Yamashita and C. Fujiwara (2009) Detection of organized airflow in the atmospheric boundary layer and the free atmosphere using a 3D-scanning coherent Doppler lidar. *Proc. SPIE* 7382, 738204. doi: 10.1117/12.835943.
- Garratt, J. R. (1992) *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Grossman, R. L. (1982) An analysis of vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair-weather, trade-wind boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **23**, 323-357.
- Huda, A. N., A. Inagaki, M. Kanda, N. Onodera and T. Aoki (2017) Large eddy simulation of the gust index in an urban area using the lattice Boltzmann method. *Boundary-Layer Meteorol.*, **163** (3), 447-467.
- Hutchins, N. and I. Marusic (2007) Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **579**, 1-28.
- Inagaki, A., M. C. L. Castillo, Y. Yamashita and M. Kanda (2012) Large-eddy simulation of coherent flow structures within a cubical canopy. *Boundary-Layer Meteorol.*, **142** (2), 207-222.
- Inagaki, A., M. Kanda, A. N. Huda, A. Yagi, N. Onodera and T. Aoki (2017) A numerical study of turbulence statistics and the structure of a spatially-developing boundary layer over a realistic urban geometry. *Boundary-Layer Meteorol.*, **164** (2), 161-181.
- Jiménez, J. (2004) Turbulent flows over rough walls. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36**, 173-196.
- Kanda, M., A. Inagaki, T. Miyamoto, M. Gryschka and S. Raasch (2013) A new aerodynamic parametrization for real urban surfaces. *Boundary-Layer Meteorol.*, **148** (2), 357-377.
- Lund, T. S., X. Wu and K. D. Squires (1998) Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comput. Phys.*, **144**, 233-258.
- Marusic, I. and N. Hutchins (2008) Study of the log-layer structure in wall turbulence over a very large range of Reynolds number. *Flow Turbul. Combust.*, **81** (1-2), 115-130.
- Onodera, N., T. Aoki, T. Shimokawabe and H. Kobayashi (2013) Large-scale LES wind simulation using lattice Boltzmann method for a 10 km × 10 km area in metropolitan Tokyo. *Tsubame E. S. J.*, **9**, 2-8.
- Park, S. B., J. J. Baik and B. S. Han (2015) Large-eddy simulation of turbulent flow in a densely built-up urban area. *Environ Fluid Mech.*, **15**, 235-250.

- Patton, E. G., P. P. Sullivan, R. H. Shaw, J. J. Finnigan and J. C. Weil (2016) Atmospheric stability influences on coupled boundary layer and canopy turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **73** (4), 1621–1647.
- Raasch, S. and M. Schröter (2001) PALM - A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers. *Meteorol. Z.*, **10**, 363–372.
- Takimoto, H., A. Inagaki, M. Kanda, A. Sato and T. Michioka (2013) Length-scale similarity of turbulent organized structures over surfaces with different roughness types. *Boundary-Layer Meteorol.*, **147** (2), 217–236.
- Tomkins, C. D. and R. J. Adrian (2003) Spanwise structure and scale growth in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **490**, 37–74.
- Watanabe, T. (2004) Large-Eddy Simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorol.*, **112** (2), 307–341.
- Wyngaard, J. C. (2004) Toward numerical modeling in the “terra incognita”. *J. Atmos. Sci.*, **61** (14), 1816–1826.
- Xie, Z.-T. and I. P. Castro (2008) Efficient generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, **81** (3), 449–470.
- Yagi, A., A. Inagaki, M. Kanda, C. Fujiwara and Y. Fujiyoshi (2017) Nature of streaky structures observed with a Doppler lidar. *Boundary-Layer Meteorol.*, **163** (1), 19–40.
- Zou, Q. and X. He (1997) On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model. *Phys. Fluid*, **9**, 1591.