論文

都市乱流境界層における建物壁面風圧と周辺気流に関する Large-Eddy Simulation Effect of Turbulent Flows Generated by Simplified Roughness Blocks on Instantaneous Wall Pressure Based on Large-Eddy Simulation

池谷直樹^{*1} 廣瀬智陽子^{*2} 萩島 理^{*3} 谷本 潤^{*4}
Naoki IKEGAYA, Chiyoko HIROSE, Aya HAGISHIMA, Jun TANIMOTO

SUMMARY

We have performed Large-Eddy Simulation of flow and pressure fields over two types of urban-like block arrays in order to investigate the relationships between instantaneous building wall pressure and surrounding flow fields. The adopted block arrays are: lattice-type square and staggered pattern. The analysis on the distributions of statistics for wall pressure shows that the large values of the statistics are observed along with the top and side edges of the wall for the square array, whereas they are shown on an upper half region of the wall for the staggered array. These large values are due to air flow introduction from both above and side of the target block for square array; in contrast, strong flows introduced into canopy area cause large pressures of the upper half of the wall for staggered array.

key words: pressure coefficient, urban-like array, large-eddy simulation

1. はじめに

室内の空気質や温熱快適性などの室内環境改善方法の一つとして、近年の省エネルギー意識の高まりから、機械的な動力を必要としないパッシブな自然換気に注目が集まっている。一般に自然換気には、建築物に設置され

た十分小さな換気開口や隙間前後の静圧差によって行われる換気（漏気）と、大きな開口前後の静圧差と流入空気動圧による通風換気の二つがある。また、その換気ポテンシャルに応じて、温度差により生じる密度差が原因となる場合を温度差換気、壁面近傍風速が

*1 九州大学大学院総合理工学研究院 助教
Assistant Professor, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Science, Kyushu University
*2 三菱電機（当時九州大学大学院大学院生）
Mitsubishi Electric Corporation
*3 九州大学大学院総合理工学研究院 准教授
Associate Professor, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Science, Kyushu University
*4 九州大学大学院総合理工学研究院 教授
Professor, Interdisciplinary Graduate School of Engineering Science, Kyushu University
(原稿受理年月日：2016年2月19日，採用決定年月日：2016年9月5日)

ら動圧から静圧に変換されることで生じる差圧に起因する換気を風力換気と分類されている¹⁾。本論では特に、風力換気について取り扱う。

風力換気の推定においては、従来から開口が十分に小さく、開口流入後に気流が完全に散逸するという仮定を置くことで、ベルヌーイの定理を適用した換気量推定が行われてきた。すなわち、換気量は開口がない条件における壁面風圧係数と開口部抵抗を意味する流量係数によって求めることが可能である。その際の建築物の風圧係数や流量係数は、風洞実験等によって経験的に求められている。ベルヌーイの定理を適用していることから明らかなように、この推定方法はあくまで開口が微小で室内に流れ込む気流が内部で完全散逸できる程度であることに加えて、定常状態であることを前提にしている。そのため、実際の換気量に影響しているであろう非定常気流の影響を含めた積算換気量をこの推定方法で見積もることは難しいと思われる。そこで、近年では Large-Eddy Simulation (LES) による数値計算を用いた非定常換気量の推定も行われ始めている。たとえば、Jiang et al.²⁾ は、片側開口における換気量推定において、非定常成分の寄与が大きく、平均換気量だけでは正味換気量を過小評価してしまうことを指摘している。ほかにも、Hu et al.³⁾ は、LES の特性を生かし、二開口建物を対象として、開口に対する風向を変化させた際の瞬時換気量が時間的に劇的に変化することを示している。

このような定常・非定常を含めた換気量推定に関する研究が数多く報告されているが、対象とする建物は単体として取り扱われ、都市内部に位置する建物の周辺状況が十分に再現されていない場合が多い。これは、実際の都市内部の建築物は、複数の他の建築物から構成される都市粗度群内に位置しているものの、ある程度対象を限定して切り出し、周囲の環境を境界条件として表現することで、問題を単純化し実用的な換気量推定が行えるような方法を執っているからであろう。すなわち、室内側の空気環境を取り扱う場合は、粗度周辺気流など外的要因はいわば境界条件として対象の系に付与され、それよりも小さなスケールを換気量推定の対象としていると観ることができる。

その一方で、都市内建物群により形成される周辺気流場やそれにより発達する乱流都市境界層に関する研究も多く進められている。古いものでは、粗度密度に応じて粗度周辺気流場が、粗度に干渉されない Isolated Flow から徐々に互いに干渉される Wake Interference Flow を経て、高密度状態での Skimming flow に遷移すると説明した

Oke⁴⁾の Flow Regime がよく知られている。この Flow Regime は、単に粗度周辺気流の名称を定めただけではなく、粗度密度に応じて粗度周辺気流が干渉し、平均流の異なる気流場が形成されることを示したもので、粗度周辺気流の特徴を良く反映していると考えられている。そのため、今では良く知られている立方体粗度群に作用する抗力係数と密度が上凸分布の関係⁵⁾となることも、この Flow Regime 遷移と良く対応することが知られている⁶⁾。また、歩行者空間風速と都市の粗度密度との関係に着目した研究もあり、歩行者高さ風速が粗度密度に応じて減衰する関数として種々提案されている⁷⁻¹⁰⁾。以上より、対象粗度周辺の定常気流場が如何に粗度密度と密接に関係しているかがわかるだろう。それに加えて、都市特有な非定常気流場の発生も知られている。たとえば、元々滑面境界層で観測されていたような突発的な上昇流や下降流である sweep / ejection 現象は、粗面でもその上空で同様に観測されることが知られるようになり¹¹⁾、さらには、植生キャノピー層上空¹²⁾、や都市キャノピー上でも発生する¹³⁾ことが確認されている。それに加えて、非定常な乱流現象によって、キャノピー内スカラー放出が促進されること¹⁴⁾や、粗度周辺の非定常気流によって間欠的なスカラー拡散が起こること¹⁵⁾なども知られている。以上のような事例からも、都市乱流境界層では、非定常気流場が形成され、その一因として都市内建物群の幾何形状が作用していることも十分理解できる。

このように、対象建物の換気量推定と屋外空気環境である都市境界層の気流場の影響は、これまでの研究では室スケールを境界としてそれぞれ独立に多くの研究がなされてきたと言える。しかしながら、都市内に存在する建物に対して、都市乱流境界層の特性を反映した風力換気量を精度良く推定するためには、都市スケールと室内スケールを建物壁面を境界として分離せずに、両スケールを同時に解析することが必要であると考えられる。それに加え、都市内部で発生する非定常・非一様な気流場の特性を考慮すると、これまでに得られているような平均風圧係数の幾何依存性だけではなく、非定常な変動風圧係数に着目する必要がある。従って、都市境界層のような周辺気流と室内の非定常気流場を同時解析する coupling simulation を行うことが望ましいと思われるが、数オーダー異なる室・屋外スケールを対象とした気流場を同時解析することは、計算機資源の制約上、非常に困難である。そこで、本研究では、都市境界層内に位置する建築物に対する換気量推定において、室スケール側の境界条件となる壁面変動風圧係数が都市境界層内気流場

によってどのように変動しているかを明らかにすることを目的として、非定常解析が可能な LES を適用した立方体粗度周辺気流場解析を行う。得られた気流場と壁面圧力の相関関係を定量的に示し、壁面風圧に影響する建物周辺気流特性を解明することを試みる。

2. 解析条件

図1に対象とする解析領域の模式図を示す。座標系は、主流方向、スパン方向、鉛直方向をそれぞれ x , y , z , 対応する風速成分を u , v , w ($u_i, i = 1, 2, 3$) と定義する。解析対象は、一辺 H ($=24\text{mm}$) の立方体粗度を建蔽率 25% (粗度屋根面積と平面積の比) で規則的にに配列した二種類の粗面が形成する乱流境界層とする (図1 整形配列 SQ, 千鳥配列 ST)。

計算領域は $4H \times 4H \times 4H$ とし、主流、スパン方向に周期境界条件を課すことによって、同じ配列で無限に粗度が整列された系を再現している。各方向について、等間隔の構造格子を採用し、グリッドサイズを $H/16$ としている。上空境界条件には、Free-slip 条件、地表面境界及び建物壁面境界に No-slip 条件を適用し、流れは主流方向のバルク風速 (yz 断面内平均風速) $U_{bulk} = 4.5 \text{ m/s}$ が一定となるような圧力勾配 $dp/dx = -\rho u^2/\delta$ を動的に決定し、体積力として Navier-Stokes 方程式に付加している。 δ は解析における境界層高さで、計算領域高さ $4H$ と同じとなる。また、時間ステップは平均クーラン数が 1 以下になるように、 $dt = 2 \times 10^{-4} \text{ s}$ で、一定値を設定している。数値解析には、非圧縮系における連続の式および空間 Filter された Navier-Stokes 方程式を対象とした LES を採用し、オープンソース CFD 解析ツールである OpenFOAM-2.1.1 を用いて行った。LES の Sub-grid scale (SGS) モデルには標準 Smagorinsky モデル¹⁶⁾を適用した。

データ取得については、主流方向時間平均風速と Reynolds 応力の水平面内平均鉛直プロファイルを 10 秒ごとに確認し、各プロファイルの差がそれぞれ 1% 以内 (風速)、5% 以内 (レイノルズ応力) となるまでの期間を統計値が定常となるまでの助走時間としている ($\sim 110s$)。それ以降の 30 秒間を解析時間とした。これらの時間は、Coccal et al.¹⁷⁾ により提案されている助走期間と解析期間の基準値である、 $200T$ ($T = H/u_\tau$ は基準時間) と $400T$ をそれぞれ満たしている。また、速度および圧力の取得周波数は、いずれも 1000Hz とした。

本報の数値解析については、計算条件の設定に関する検証は行っていないが、既往研究¹⁷⁾¹⁸⁾に基づき、都市乱流境界層の統計値が十分再現できるよう注意深く計算条

図1 計算領域の模式図 (a) 整形 SQ (b) 千鳥 ST

Fig. 1 Schematics of simulation domain

(a) Square SQ (b) Staggered ST

件を決定した。すなわち、計算領域の大きさについては、Coccal et al.¹⁷⁾ が示した $4H \times 4H$ と $8H \times 8H$ の水平断面を持つ計算領域を対象とした Direct Numerical Simulation (DNS) の結果から、今回採用した $4H \times 4H$ の水平方向計算領域でも、粗度上空とキャノピー内の平均風速とレイノルズ応力に差異が見られないことに基づき、計算負荷低減のために最小の水平方向の計算領域を設定した。加えて、計算領域高さについても、Coccal et al.¹⁷⁾ による高さ $4H$ と $8H$ の計算領域で得られたキャノピー上部及びキャノピー内の無次元平均風速と無次元レイノルズ応力に差異が見られないことを参考に、高さ $4H$ を採用している。さらに、Xie and Castro¹⁸⁾ により、 $4H \times 4H \times 4H$ の計算領域において、風洞実験により得られた平均壁面風圧係数を良く再現できることが報告されていることから、本報の評価対象のひとつである壁面風圧についても、この計算領域での解析が許容範囲であると考えられる。その一方で、Coccal et al.¹⁷⁾ で指摘されているように、実際に十分に長く粗度が設置されている条件に比べて、周期境界条件を課した小さな計算領域では、ストリーク構造のような大規模な乱流構造が再現されることが予想される。そのため、本報で採用している解析領域では、大規模乱流構造に起因すると考えられる風圧変動は評価できないことになるが、まずは、粗度周辺流れと変動風圧との関係を評価することを目的として、 $4H \times 4H \times 4H$ の計算領域での解析を行うこととした。また、格子解像度については、Xie and Castro¹⁸⁾ が示している $H/16$ を採用した。Xie and Castro¹⁸⁾ は、格子解像度として、 $H/8$ から $H/64$ で得られた立方体粗度周辺の統計値を比較し、鉛直方向

標準偏差に見られる粗度上部でのピーク値を再現するためには、 $H/32$ 以上の解像度が必要であることを指摘しているが、主流およびスパン方向の標準偏差や粗度表面に作用する風圧分布については、解像度 $H/16$ で実験結果を十分再現できることを示している。本解析の主たる目的は、換気ポテンシャルである壁面圧力が、周辺気流場にどのように影響されるかを解明することであるため、より高い解像度での解析が望まれるものの、計算資源の制約から壁面圧力プロファイルが十分再現できると思われる $H/16$ の解析とした。なお、解析結果による気流場と粗度壁面圧力の妥当性検証については、3. 1 節に報告する。

3. 結果

3. 1 既往研究との比較

はじめに、気流場の再現性を確認するため、時間平均速度プロファイルと抗力係数について、既往研究による風洞実験および数値計算の結果と比較を行う。

図2には、千鳥配列における水平面内4点の時間平均速度プロファイルの平均値と、同配列条件における風洞実験により得られた結果を示している (Xie and Castro¹⁸ より転載)。また、風速の規格化には Coccoal et al¹⁷ により提案されている有効摩擦速度 $u^* = u_\tau(1 - d/\delta)^{0.5}$ を用い、ゼロ面変位 d には、Cheng and Castro¹⁹ の結果 $d = 0.83H$ を採用した。これは、境界層が自然発達する風洞実験とは異なり、数値計算では圧力勾配駆動による体積力が作用していることに応じて、対数領域における速度プロファイルのスケール速度が変化することを考慮したものである。粗度上空の境界層内において、既往研究の結果とよく一致していることが確認できる。また、風速の標準偏差三成分および鉛直方向レイノルズ応力については、既往研究¹⁸ の結果と比較し、主流方向、鉛直方向標準偏差、および鉛直方向レイノルズ応力は良く一致することを確認している²⁰。一方で、スパン方向標準偏差については、本解析の結果が風洞実験に比べて、一割程度過小となったものの、Xie and Castro¹⁸ による同じ計算領域と格子解像度での LES でも同じ傾向が見られることから、計算領域の大きさや境界条件などの風洞実験と数値解析の解析条件の差異に原因があると考えられる。以上より、千鳥配列における粗度上空統計値については、実験結果を良く再現していると言える。整形配列については、参照となるデータが無いため検証していない。

図2 主流方向速度プロファイルの風洞実験[文献¹⁸より転載]との比較。

Fig.2 Comparison of streamwise wind speed profiles of LES and WTE [reprinted from¹⁸].

図3 パルクパラメータの比較 (a) 抗力係数 (b) 形状抵抗比率 WTE1⁶, WTE2²⁴, WTE3²², DNS²³

Fig. 3 Comparison of bulk parameters (a) drag coefficient (b) ratio of form drag to total drag. WTE1⁶, WTE2²⁴, WTE3²², DNS²³

次に、数値計算および風洞実験における抗力係数 C_d を比較することで、正味運動量吸収の再現性について考察する。図3(a)には、次式で定義した抗力係数を示した。

$$C_d(2H) = \frac{\tau}{0.5\rho u_{2H}^2} \quad (1)$$

ここで、 τ は全抗力、 ρ は空気密度、 u_{2H} は高さ $2H$ における水平面内平均風速である。既往の風洞実験の結果⁶によれば、いずれの配列でも、建蔽率の増加に対して、粗度周辺の気流場が Isolated Flow から Wake Interference Flow を経て、Skimming Flow に変化する⁴ ことに応じて、建物ひとつ当りに作用する形状抵抗が単調減少する効果と、粗度立面積が増加する効果が重畳されて、抗力係数 C_d は建蔽率 λ_p に対して上凸の分布を示す。しかし、粗度の配列方法によって、特に中程度の建蔽率において、それぞれの粗度に作用する形状抵抗の差が顕著になるため、抗力係数の差が大きくなると考えられている。図3(a)に示した通り、千鳥配列の抗力係数が整形配列に比べて大

さくなるのは、粗度の主流方向間隔が広い、整形配列に比べて粗度に作用する形状抵抗が大きくなるからであると考えられる。本数値解析結果を見ると、整形配列よりも千鳥配列の抗力係数が大きくなる点については定性的には再現されている。しかし、風洞実験では同じ建蔽率での測定結果がないため直接的には比較できないものの、本解析による抗力係数 C_d は、近傍の風洞実験結果を線形補間した値と比較して、千鳥配列で約25%、整形配列では約40%の過小評価となっている。一方で、図2に示した通り有効摩擦速度 u^* で規格化した速度プロファイルは良く一致している。このことは、単に全抗力が過小になっているというだけでなく、流れの駆動方法や計算領域が参照としている風洞実験と異なることも原因であることを意味していると考えられる。すなわち、本解析では周期境界条件を課すことで同配列が主流および主流直交方向に無限に繰り返された配列を再現しているため、流れの駆動力として領域に一定の圧力勾配を付加している。また、計算領域高さは、Coccal et al.¹⁷⁾の報告を参考にした上で、 $4H$ としている。これらの計算条件のため、Coccal et al.が指摘しているように、有効摩擦速度 $u^* = u_\tau(1 - d/\delta)^{0.5}$ がスケーリング速度となると考えられる。実際に、本報やCoccal et al.¹⁷⁾に示されているように、有効摩擦速度による無次元化により、風洞実験と良く一致することが分かり、定圧力勾配下では、全駆動力により定義する摩擦速度ではなく、ゼロ面変位 d と計算領域高さ δ によって補正した有効摩擦速度 u^* による無次元化が適切であることが分かる。言い換えれば、定圧力勾配下で駆動した気流場は、 $(1 - d/\delta)^{-0.5}$ 倍になり、風洞実験に比べて同じ高さにおける風速が加速されていることを意味する。従って、本解析における抗力係数は風洞実験に比べて $(1 - d/\delta)$ 倍（約21%）に過小評価されることになる。この補正量を考慮すれば、千鳥配列における抗力係数の約25%の過小評価は駆動力と計算領域の高さの影響が大きいと考えられる。一方で、整形配列については、この補正量を考慮したとしても、抗力係数の過小評価は依然約20%と大きくなるため、計算条件以外の要因も影響していると思われるが、今のところその原因は分かっていない。

続いて、粗度に作用する形状抵抗 τ_{form} と全抗力 τ の関係について考察する。粗面群に作用する全抗力 τ は、粗度に作用する前後面圧力差による形状抵抗 τ_{form} と、粗度表面や床面などの固体表面に作用する摩擦抗力の和であるが、都市境界層を対象とするような Re 数が十分に大きい場合、粗度に作用する形状抵抗 τ_{form} が支配的に

なることから、Fully Rough Regimeに遷移することが知られている。Snyder and Castro²¹⁾によれば、粗度 Re 数 $Re^* = u^*z_0/\nu > O(1)$ (z_0 : 粗度長, ν : 動粘性係数)程度でfully roughになると言われている。本報での解析対象は、粗度長を $H/10$ 程度として見積もると、 $Re^* \sim 10$ 程度になるため、固体表面の粘性抵抗に直接的に影響する壁面境界条件は、気流場や全抗力に対して強く影響を及ぼさないと考えられる。実際に、Xie and Castro¹⁸⁾は、本解析と同程度の風洞実験スケールにおける千鳥配列上の乱流境界層のLESとDNSにおいて、固体壁境界条件として、No-slipと壁関数の二条件での解析に対して気流場に大きな差が生じないことを報告している。本解析については、壁面境界条件の影響に関する検証は行っていないが、以下では、形状抵抗比率 τ_{form}/τ を算出し、既往研究結果と比較する。

図3(b)には、本計算と既往研究における形状抵抗比率 τ_{form}/τ と建蔽率 λ_p の関係を示した。既往の風洞実験では、粗度の風上面および風下面に設置した多点圧力孔により計測した形状抵抗 τ_{form} と、浮体上に設置された可動式粗面に直接歪みセンサーを取り付けることで計測した全抵抗 τ の結果が報告されている(Zaki et al.²²⁾(整形, 千鳥), Cheng and Castro¹⁹⁾(千鳥))。加えて、Leonardi and Castro²³⁾によるDNSの結果も示している(千鳥)。風洞実験の結果について、千鳥配列ではどの建蔽率においても形状抵抗比は1.1~0.99の値を示している。これは、個々の粗度に作用する形状抵抗が非常に小さいため、測定値を積算して平均形状抵抗を推定する際に誤差が蓄積した結果、全抗力よりも大きくなってしまう場合があるためであると思われる。また、Zaki et al.²²⁾の風洞実験で使用されている圧力センサーは、Full scaleレンジに対して、0.2%の精度保証のもので、風圧係数に換算して約±6%の測定誤差が含まれるものと考えられるため、機器の精度も影響していると考えられる。DNSの結果では、最大で約0.95程度($\lambda_p = 16\%$)、最小で0.84程度($\lambda_p = 4\%$)の形状抵抗比になっていることから、風洞実験での形状抵抗比は一割程度は過大に推定されている可能性が高い。いずれにしても、千鳥配列において形状抵抗が支配的であることは、DNSおよび風洞実験の両方で良く確認されている。これに対し、本解析の千鳥配列の結果は、形状抵抗比率が約0.87であり、風洞実験と同様に形状抵抗が支配的であることに加え、比率もDNSの結果に非常に近い。このことから、比較的粗い解像度 $H/16$ を採用し、固体面境界条件として形式的にNo-slip条件を課しているものの、それが気流場や全抵抗に及ぼす影響は非常に

小さいことが予想される。その結果として運動量吸収量がよく再現されているため、図2に示したように粗度上空の平均速度プロファイルが非常に良く一致していたのだと推測される。一方で、整形配列の場合、風洞実験の結果では高密度になるほど形状抵抗比が減少し、建蔽率約40%において最小となり、0.6程度を示している。今回のLESにおける形状抵抗比は、建蔽率25%であることから、これよりも大きな値となることが予想されるが、形状抵抗比は0.5程度を示している。千鳥配列における風洞実験とDNSの比較から、風洞実験結果は、センサー精度上、約±6%の誤差は見込まれるが、その分を加味しても数値解析における形状抵抗が過小評価されていると言える。整形配列の場合、粗い解像度を採用したことでキャニオン内の気流が十分に再現されず、壁面圧力が過小評価された結果、形状抵抗比が風洞実験よりも小さくなったことが要因のひとつとして考えられる。

以上のことから、千鳥配列については風洞実験に非常に近い気流場が再現されていると予想される。一方で、整形配列については、抗力係数や形状抵抗比をより高精度に再現するためには、壁面境界条件や格子解像度などの計算条件について別途検証することが望まれる。しかし、現状得られる参照データが不足していることや、本報における主題が都市境界層による乱流場と壁面圧力が如何に連動しているかを示す目的であることから、整形配列についてはこれ以上の再現精度検証は行わずに、以上の数値解析結果に基づいて、非定常気流場と壁面圧力分布の関係について分析を進める。

3. 2 壁面前面風圧の統計的性質

はじめに、粗度風上面における風圧力の空間分布とその時間的ばらつきについて考察するため、風上面風圧の面平均値 $\langle \bar{p}_f \rangle$ ($\langle \cdot \rangle$ は粗度表面の平均) と各点の壁面圧力 $\bar{p}_f$ ($\bar{\phi} = 1/T \int_T \phi(t)dt$: 時間平均値) との差を空間差圧 $\Delta p = \bar{p}_f - \langle \bar{p}_f \rangle$ と定義し、 Δp に対する統計値として、時間平均値 $\overline{\Delta p}$ 、標準偏差 $\sigma_{\Delta p}$ および歪み度 $S_{\Delta p}$ を算出した。時間平均値および標準偏差については、参照高さ $2H$ における動圧で無次元化している。図4に整形配列および千鳥配列における各統計値を示した。また、図中の y_b, z_b は粗度辺を示す座標である。

まず、整形配列の場合、時間平均空間差圧 $\overline{\Delta p}$ は粗度風上面の外縁に沿って大きな値を示している。それと対応するように、空間差圧の標準偏差 $\sigma_{\Delta p}$ (図4(c)) や歪み度 $S_{\Delta p}$ (図4(e)) も風上面外縁に沿うように大きな値を示している。建蔽率25%の整形配列においては、粗度上空気流が粗度上部をかすめる程度でわずかにしかキャ

図4 粗度前面風圧の統計値 (a), (b): 平均, (c), (d): 標準偏差, (e), (f): 歪み度 (a), (c), (e): 整形配列, (b), (d), (f): 千鳥配列。

Fig. 4 Statistics of pressure on a front wall (a), (b): mean, (c), (d): standard deviation, (e), (f): skewness. (a), (c), (e): SQ, (b), (d), (f): ST

ニオン内に導入されない *skimming flow* が形成されているため、粗度上部での大きな空間差圧 Δp は、風速の大きな主流方向気流が粗度風上面上部に衝突することが要因となっていると予想される。それに加えて、整形配列では主流方向に見通すことができる街路が存在し、キャニオン内でも速い主流が維持されている。そのため、風上面の左右両側でも空間差圧が大きくなったのだと考えられる。また、空間差圧が大きな場所において標準偏差 $\sigma_{\Delta p}$ や歪み度 $S_{\Delta p}$ が大きいことは、粗度上空や街路など比較

的速い風速が維持された流体塊が風上面外縁に沿って衝突することで壁面圧力を大きくするだけではなく、それに合わせて壁面圧の変動も大きくなることを示している。さらに、歪み度が正に大きくなっていることから、高速流が衝突することで壁面圧力が大きくなる事象は、間欠的に発生していることが示唆される。

千鳥配列についても、平均空間差圧 Δp 、標準偏差 $\sigma_{\Delta p}$ および歪み度 $S_{\Delta p}$ がそれぞれ粗度上部において大きな値を示している点では共通しており、上空からの高速流の取り込みにより壁面差圧が大きくなることに加えて、その場所での時間的変動も大きくなることを示している。しかし、整形配列の場合とは異なり、千鳥配列において空間差圧が大きな値を示すのは、粗度風上面の $y_b = 0.5H$ 付近において、高さ $z_b = 0.5H \sim 1.0H$ で、鉛直方向に広い。これは、千鳥配列の場合、整形配列に比べて主流方向粗度間距離が長いため、Flow Regime が Wake Interference Flow⁴⁾に近いために、キャニオン内に上空空気が導入されやすいためであると予想される。また、整形配列で観測されたような風上面外縁に沿うような分布は観測されていない。これは、粗度が交互に配列されているため、粗度両側におけるキャニオン内風速は減速されるためであると考えられる。

3. 3 非定常壁面風圧変動と周辺気流場の関係

続いて、瞬時速度分布と風上面圧力分布から、粗度周辺気流と壁面圧の非定常変動の関係性について考察する。図5(a-1)、(a-2)には、高さ $z = 0.5H$ における xy 断面内風速分布と紙面垂直方向風速を示した。ベクトルは、主流方向に位置する二つの粗度間($1.0 < x/H < 2.0, 0.0 < y/H < 1.0$)のみを示している。図5(b-1)、(b-2)には、対象粗度風上面の空間差圧と最近傍格子における風速分布を示している。また、図5において、(a-1)と(b-1)、(a-2)と(b-2)は、特徴的な瞬時気流場が見られた同じ時刻における結果を示している。なお、参照風速は高さ $2H$ における水平面内平均風速 u_{2H} とし、それぞれ無次元化している。

整形配列においては、空間差圧分布から推測されるように、粗度上空および粗度両側から間欠的に気流が導入されることによって、壁面風圧が大きくなると考えられる。図5(a-1)には、 $y/H = 1.0$ 、 $x/H = 1.5 \sim 2.0$ の付近で、スパン方向から気流が粗度間に取り込まれている様子が見られる。また、図5(a-2)では、 $y/H = 0$ 、 $x/H = 1.5 \sim 2.0$ 付近から、粗度間に気流が取り込まれている。これらのスパン方向の気流の取り込みに応じて、図5(b-1)では $y/H = 1$ 付近で、図5(b-2)では $y/H = 0$ 付近で、粗度

風上面風圧が増加していることが確認できる。興味深いのは、スパン方向気流の取り込みは、どちらか一方から発生していることである。図4に示した時間平均空間差圧や、既往研究で得られているような時間平均壁面風圧係数²²⁾²⁴⁾は左右対称な分布となることが知られているが、瞬時分布は対称形にはならず、どちらか一方から導入された空気塊によって間欠的に壁面圧力が大きくなっていることが良くわかる。粗度風上面外縁部において間欠的に壁面圧力が大きくなることは、図4(e)に示した歪み度の分布とも整合している。

整形配列の空間差圧の分布では、粗度風上面上部でも大きな値が確認しており、この点についても瞬時気流場との関係が予想される。そこで、図6(a)には、粗度スパン方向中心の xz 断面における速度ベクトルと紙面垂直方向風速を示した。ベクトルは、 $1.0 < x/H < 2.0, 0.0 < z/H < 1.0$ の範囲のみを示している。また、同じ時刻における対象粗度風上面の瞬時圧力分布と最近傍格子における yz 断面速度ベクトルを図6(b)に示した。図から明らかに、粗度上空から鉛直方向に気流が導入され、その結果粗度上部での壁面圧が大きくなる様子が見られる。しかし、主流が粗度風上面に衝突するというよりは、Skimming Flowに近いような粗度上部をかすめる流れが形成されることにより、結果として弱い下降流が生じるため、壁面圧が大きくなるのは粗度上部の限られた領域に留まっている。

図7(a)には、千鳥配列の $y/H = 0.5$ における xz 断面の速度ベクトルとスパン方向風速を示している。ベクトルは、 $z/H < 1.0$ のみを示した。また、図7(b)には、対象粗度風上面の空間差圧と最近傍格子における風速分布を示している。千鳥配列の場合、主流方向粗度間距離が長いため、整形配列に比べて上空風のキャニオン内への取り込みが容易に発生する。図7(a)では、 $x/H = 0 \sim 1$ 付近の領域ですでにキャニオン内に向かって流れる気流が形成され、そのまま風下側に位置する粗度風上面に衝突していることがわかる。結果として、図7(b)に示すように、高さ $z/H = 1 \sim 0.5$ に渡って壁面圧力が大きくなっている。

また、整形配列の場合と同様に、大きな壁面圧力分布は、気流の変化に合わせて間欠的に発生していることが予想される。図8(a-1)(a-2)には、左右の粗度隅角部における壁面圧力が大きくなった異なる時間におけるの高さ $z/H = 0.5$ の xy 断面における速度ベクトルと鉛直風速を示している。ベクトルは $y/H < 1.0$ の範囲のみを表示している。また、図8(b-1)、(b-2)には、対象粗度風上面に

図5 整形配列の (a) $z/H = 0.5$ における xy 断面の速度ベクトル*と鉛直方向風速 (b) 対象粗度風上面の最近傍格子における yz 断面の速度ベクトルと瞬時前面壁面圧力 (a-1) と (b-1), (a-2) と (b-2) はそれぞれ同じ時刻における結果を示している。

*ベクトルは粗度間 ($1.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < y/H < 1.0$) のみを表示している。

Fig.5 (a) instantaneous vector* and contour of xy cross section at $z/H = 0.5$ and (b) instantaneous vector at the first grid from the front wall of the target block and contour of the instantaneous wall pressure.

(a-1) and (b-1), (a-2) and (b-2) are the data at the same time step, respectively. *Only shown in the area between two blocks ($1.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < y/H < 1.0$).

図6 整形配列の (a) $y/H = 0.5$ における xz 断面の速度ベクトル*とスパン方向風速 (b) 対象粗度風上面の最近傍格子における yz 断面の速度ベクトルと瞬時前面壁面圧力

*ベクトルはキャニオン内 ($1.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < z/H < 1.0$) のみを表示している。

Fig.6 Instantaneous vector and contour of xz cross section at $y/H = 0.5$ and (b) instantaneous vector* at the first grid from the front wall of the target block and contour of the wall pressure. *Only shown in the area between two blocks ($1.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < z/H < 1.0$)

図7 千鳥配列の (a) $y/H = 0.5$ におけるxz断面の速度ベクトル*とスパン方向風速
(b) 対象粗度風上面の最近傍格子におけるyz断面の速度ベクトルと瞬時前面壁面圧力

*ベクトルはキャニオン内 ($0.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < z/H < 1.0$) のみを示している。

Fig.7 Instantaneous vector and contour of xz cross section at $y/H = 0.5$ and (b) instantaneous vector* at the first grid from the front wall of the target block and contour of the wall pressure. *Only shown in the area between two blocks ($0.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < z/H < 1.0$)

図8 千鳥配列の (a) $z/H = 0.5$ におけるxy断面の速度ベクトル*と鉛直方向風速 (b) 対象粗度風上面の最近傍格子におけるyz断面の速度ベクトルと瞬時前面壁面圧力 (a-1) と(b-1) , (a-2) と(b-2) はそれぞれ同じ時刻における結果を示している。

*ベクトルは粗度間 ($0.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < y/H < 1.0$) のみを表示している。

Fig.8 (a) instantaneous vector* and contour of xy cross section at $z/H = 0.5$ and (b) instantaneous vector at the first grid from the front wall of the target block and contour of the instantaneous wall pressure.

(a-1) and (b-1), (a-2) and (b-2) are the data at the same time step, respectively. *Only shown in the area between two blocks ($0.0 < x/H < 2.0$, $0.0 < y/H < 1.0$) .

おける空間差圧と最近傍格子における速度ベクトルを示している。なお、図8について、(a-1)と(b-1)、(a-2)と(b-2)は同じ時刻における結果である。粗度風上面左上部で大きな圧力となる図8(a-1)では、粗度Aに衝突した流れが粗度AB間に入り込むことによって、対象粗度Cの $y/H = 1$ 付近に向かって速い流れが発生し、粗度Cの風上面に衝突している様子がわかる。図8(a-2)では逆向きの流れが形成され、粗度Bによって気流が粗度間に導入され、対象粗度Cの $y/H = 0$ 付近に向かう流れが発生している。従って、千鳥配列においても風上側に位置する粗度により気流が左右に切り替わることに対応して、壁面圧力も間欠的に大きな値となることがわかる。また、整形配列の場合に比べてキャニオン内流速が大きいことから、千鳥配列の抗力係数が整形配列よりも大きくなるのは、空氣の導入に伴い発生する大きな形状抵抗に依るものだと推測される。

3. 4 平均壁面圧と周辺気流の関係

これまでに示した瞬時速度分布および粗度風上面圧力分布の相関関係について、本節では定量的な評価を行うため、壁面風圧とある地点における風速との相関係数を算出する。風速と圧力の相関係数は、次式により定義する。

$$R_{pu_i}(x') = \frac{p'_f(y_r, z_r, t)u'_i(x', y_r, z_r, t)}{\sigma_{pf}\sigma_{ui}} \quad (2)$$

ここで、 x_r, y_r, z_r は粗度風上面上の基準点における座標、 x' は、粗度風上面を0とした主流方向距離と定義する($x' = x - x_r$)。すなわち、相関係数 R_{pu_i} は、壁面上に定義した基準点における圧力 p'_f と、主流風上方向に x' 離れた場所における速度 u_i の二点相関係数に相当する。図9(a)、(b)には、整形配列と千鳥配列における二点の定義点A、Bに対する相関係数の主流風上方向変化を示している。

整形配列の場合、大きな壁面圧力が観られた粗度風上面外縁上の基準点A ($x_r = 2.0H, y_r = 0.5H, z_r = 1.0H$)および基準点B ($x_r = 2.0H, y_r = 0.0H, z_r = 0.5H$)における相関係数を示した。図9(a)の基準点Aでは、壁面近傍において壁面圧力が主流方向風速と強い正の相関をもち、最大で $R_{pu} = 0.8$ 程度の相関係数を示し、風上方向に対して徐々に減少する。一方、鉛直方向の相関係数 R_{pw} は強い負値を示し、風上方向に対して徐々に増加していることがわかる。一方で、スパン方向気流との相関係数 R_{pv} は壁面からの距離に依らずほぼ0である。正の相関係数に対しては、 $p'_f > 0$ かつ $u'_i > 0$ および $p'_f < 0$ かつ $u'_i < 0$ となる二つの場合が考えられることから、

図9 圧力・風速相関係数と壁面からの距離。(a) SQ、実線: A 点 (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.5H, 1.0H)、破線: B 点 (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.0H, 0.5H) (b) ST、実線: A 点 (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.5H, 1.0H)、破線: B 点 (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.0H, 1.0H)

Fig. 9 Correlation coefficients between wall pressure and wind speed (a) SQ, solid line: A (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.5H, 1.0H), dashed line: B (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.0H, 0.5H) (b) ST, solid line: A (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.5H, 1.0H), dashed line: B (x_r, y_r, z_r) = (2.0H, 0.0H, 1.0H)

主流方向風速 u に対しては、壁面に接近する気流によって壁面圧力が増加する場合と、平均流よりも遅い流れが発生する際に壁面圧力が低下する場合が存在する。従って、基準点Aにおいては、粗度上空をかすめる Skimming Flow のような気流場が形成され、間欠的に上空風がキャニオン内に取り込まれることによりキャニオン内に平均

流よりも速い下降流が生じる際に大きな壁面圧力が作用することと、空気塊がキャニオン内に取り込まれにくくなることで、主流方向流や鉛直下降流が平均値よりも小さくなるために壁面風圧も小さくなることの両方が重畳されて圧力は主流風速と正相関、鉛直風速とは負相関となったのだと考えられる。

また、粗度風上面の側部中央に相当する基準点 B においては、主流方向速度とは基準点 A と同じように、壁面近傍で大きな相関係数 R_{pu} を示し、主流風上方向に対して減少していることがわかる。それに対して基準点 A と異なるのは、鉛直方向気流との相関 R_{pw} が距離に依らず非常に小さくなる一方で、スパン方向気流との相関 R_{pv} が壁面近傍で大きな値を示していることである。これらのことは、風上から見通せる街路における風速の速い主流が、粗度間に導入されることでスパン方向の気流が発生し正の鉛直方向渦度をもつ渦が形成されることに応じて、粗度風上面側部における壁面圧力が大きな値を示すことを示唆している。その一方で、スパン方向からの空気塊の取り込みが弱く平均流速よりも主流やスパン方向気流の速度が小さくなる場合には、壁面風圧も平均値に比べて小さな値を示すことが予想される。

千鳥配列においては、壁面圧力が大きくなる点として、基準点 A ($x_r = 2.0H, y_r = 0.5H, z_r = 1.0H$) と基準点 B ($x_r = 2.0H, y_r = 1.0H, z_r = 1.0H$) の二点における風上方向相関係数を示した。いずれの基準点においても、壁面からの距離に依らずスパン方向気流との相関 R_{pv} は非常に小さいが、壁面近傍において主流方向気流との相関 R_{pu} は正となり、鉛直方向気流との相関 R_{pw} は負値を示す。これは、千鳥配列では粗度上空風がキャニオン内に導入されることで壁面圧力が大きくなることを意味しており、上空からキャニオン内に空気が導入される瞬時気流場を良く説明する結果となっている。

先述のとおり、相関係数の絶対値が大きくなる場合には、壁面風圧に作用する周辺気流場として壁面圧力を増加させる ($p'_f > 0$) 場合と、減少させる場合 ($p'_f < 0$) の両方が考えられる。そこで、大きな相関係数が見られた $x' = 0.1H$ の点における相関係数に対して、四象限解析¹¹⁾を適用し、気流場の性質と壁面圧力の関係について考察する。四象限解析では、壁面変動圧力 p'_f と風速 u'_i の符号に応じて、以下に定義する寄与率 $D_{pu_i}^n(S)$ を算出する。

$$D_{pu_i}^n(S) = \frac{1}{T\sigma_{pf}\sigma_{u_i}} \int_T p'_f u'_i I_S^n dt \quad (3)$$

ここで、 T は観測時間を示す。 n は、各象限（第一象

図 10 四象限解析.(a) SQ, (x', y_r, z_r) =

($0.1H, 0.5H, 1.0H$), 実線: D_{pu}^l , 破線: D_{pv}^l , (b) SQ,

(x', y_r, z_r) = ($0.1H, 1.0H, 0.5H$), 実線: D_{pu}^l , 破

線: D_{pv}^l , (c) ST, (x', y_r, z_r) = ($0.1H, 0.5H, 1.0H$), 実

線: D_{pu}^l , 破線: D_{pw}^l . ○:第一象限◇: 第二象限□: 第三象

限△: 第四象限 (d) 概念図

Fig.10 Quadrant analysis (a) SQ, (x', y_r, z_r) =

($0.1H, 0.5H, 1.0H$), Solid line: D_{pu}^l , Dashed line: D_{pv}^l ,

(b) SQ, (x', y_r, z_r) = ($0.1H, 1.0H, 0.5H$), Solid

line: D_{pu}^l , Dashed line: D_{pv}^l , (c) ST, (x', y_r, z_r) =

($0.1H, 0.5H, 1.0H$), Solid line: D_{pu}^l , Dashed line: D_{pw}^l .

○:1st Quadrant, ◇: 2nd Quadrant, □: 3rd Quadrant, △: 4th

Quadrant, (d) Schematics of Quadrant analysis

限: $p'_f > 0, u'_i > 0$, 第二象限: $p'_f > 0, u'_i < 0$, 第三象限: $p'_f < 0, u'_i < 0$, 第四象限: $p'_f < 0, u'_i > 0$, 図 10 (d) 参照), S はホールサイズを表している。ホールサイズ S は、次式定義される I_S^n に含まれるパラメータで、観測点における相関項の大きさ $|\overline{p'_f u'_i}|$ に対する倍率を意味している。

$$I_S^n = \begin{cases} 1 & \text{if } |\overline{p'_f u'_i}| > S |\overline{p'_f u'_i}| \text{ and } n^{\text{th}} \text{ quad.} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (4)$$

以上の定義から、 p'_f と u'_i に正の相関が見られる場合は第一、第三象限の寄与が他に比べて大きく、負相関の場合は、第二、第四象限の寄与が大きくなる。また、ホー

ルサイズ S に対する寄与率 $D_{pu}^n(S)$ の変化を調べること
で、ある時刻における p_f' と u_i' の積の大きさが、相関
項の大きさ $|\overline{p_f' u_i'}|$ に対して S 倍以上となるような p_f'
と u_i' の組み合わせの事象が、どの程度発生しているかを
判断することができる。すなわち、平均から離れた大き
な風速 u_i' や変動圧力 p_f' が相関係数に対して影響してい
るかどうかを調べることが可能となる。ホールサイズ S
の値は、 S に対する定性的な傾向を見る目的で、0 から
10としている。

図 10 (a)(b) には、整形配列において、基準点を A, B
とした場合の壁面からの主流方向距離 $x' = 0.1H$ にお
ける相関係数について、四象限解析を適用した結果を示
した。基準点 A においては、 $x' = 0.1H$ における相関係
数は $R_{pu} = 0.75$, $R_{pw} = -0.69$ であるため、主流 u に
ついては第一象限 D_{pu}^1 ($p_f' > 0, u' > 0$)と第三象限 D_{pu}^3
($p_f' < 0, u' < 0$)、鉛直流については第二象限 D_{pw}^2
($p_f' > 0, w' < 0$)、第四象限 D_{pw}^4 ($p_f' < 0, w' > 0$)
の寄与が大きくなっており、それ以外の象限の寄与は極
めて小さい。また、ホールサイズ0の条件において、 $D_{pu}^1 >$
 D_{pu}^3 および $D_{pw}^2 < D_{pw}^4$ であることから、粗度上空風のキ
ャニオン内導入により、平均速度よりも速い接近流と鉛
直下降流が形成されることと壁面圧が増加することが強
く相関していることを示している。すなわち、壁面風圧
に対して大きく寄与する現象は、平均よりも遅い流れに
よる壁面圧力の低下よりも、接近流による圧力増加であ
るといえる。さらに、ホールサイズ S の増加に対して、
 D_{pu}^3 , D_{pw}^4 は、 $S \sim 4$ 程度でほとんどその寄与がなくなる
のに対して、 D_{pu}^1 , D_{pw}^2 の寄与は $S \sim 10$ においても見ら
れる。従って、非常に強い主流方向流れとそれに伴う下
降流が、突発的に大きな壁面圧力を引き起こしているこ
とが予想される。基準点 B においては、街路部分におけ
る速い主流方向流れがスパン方向に取り込まれることに
より、壁面圧力と主流およびスパン方向気流との相関係
数がいずれも正 ($R_{pu} = 0.76$, $R_{pv} = 0.61$) となるため、
第一象限 D_{pu}^1 ($p_f' > 0, u_i' > 0$)、第三象限 D_{pu}^3 ($p_f' < 0$,
 $u_i' < 0$) の寄与が支配的になっている。それに加えて、
基準点 A の場合と同様に、いずれも第一象限の寄与 D_{pu}^1
が大きく、ホールサイズ S に対する減少率も小さい。こ
のことから、街路における風速の大きな主流方向気流が
取り込まれることによって、間欠的な壁面圧力の増加を
引き起こしていることが予想される。

千鳥配列については、基準点 A において、主流方向気
流の導入により鉛直流が発生することに対応して、壁面

圧力と主流方向気流が正相関、鉛直気流が負相関となっ
ているため、寄与率で観ると主流方向については第一 D_{pu}^1
($p_f' > 0, u' > 0$)、第三 D_{pu}^3 ($p_f' < 0, u' < 0$)、鉛直
方向については第二 D_{pw}^2 ($p_f' > 0, w' < 0$)、第四象限 D_{pw}^4
($p_f' < 0, w' > 0$) の寄与が大きくなっている。加えて、
整形配列の鉛直流取り込みの場合と同様に、ホールサイ
ズの増加に対して、接近流とそれによる下降流を示す D_{pu}^1 ,
 D_{pw}^2 の減少傾向が小さく、速い主流の衝突が壁面圧増加
の要因になっていることが理解できる。

4. おわりに

立方体粗度により形成される都市乱流境界層を対象と
した LES を実施し、壁面風力換気のポテンシャルである
壁面圧力が、周辺粗度により形成される都市特有の非定
常場および非一様な気流場により強く影響されているこ
とを定量的に示した。結論は以下の通りにまとめられる。
まず、妥当性検証を目的として、速度プロファイル、抗
力係数、形状抵抗比について、既往研究により得られた
風洞実験結果と本結果を比較した。形状抵抗比が十分大
きくなる千鳥配列については、本解析程度の空間解像度
であっても風洞実験をかなり高く再現出来ることを示し
た。次に、各配列における壁面風圧分布を統計値と瞬時
気流分布により分析し、周辺粗度により形成される定常
気流場・非一様な気流場が壁面風圧に影響していること
を確認した。特に、整形配列においては、粗度風上面の
側面に位置する街路領域からの取り込みや上空をかすめ
る Skimming Flow によって、粗度風上面外縁に沿って壁
面風圧が高くなることが示された。一方、千鳥配列にお
いては、前方粗度の影響により側面からの取り込みはほ
んど無く、粗度側面での壁面圧は大きくならないが、
キャニオン内に取り込まれる主流の影響により、粗度風
上面上部で大きな圧力分布を示す。また、これらの瞬時
気流場と圧力分布が、統計的に関係性があることを、相
関係数分布を算出することで定量的に示した。最後に、
四象限解析法を相関係数について適用することで、相関
係数を各象限に分類し、それに加えてホールサイズを導
入することで、強度に関する分類を行った。その結果、
整形配列では、速い主流が強い下降流を引き起こすこと
や、強い粗度側面からの気流の取り込みが大きな壁面圧
を引き起こしていることが示された。千鳥配列において
は、上空からの速い主流がキャニオン内に取り込まれる
ことにより、大きな壁面風圧が発生していることがわか
った。

本論では、建物群による非定常気流場のみを解析とし、

非定常換気量に寄与する風圧係数の時間変動に、どのような建物周辺気流場が影響を及ぼしているかを明らかにすることができた。今後は、粗度群周辺気流に加えて、換気量推定を行う対象建物の室内側気流を同時解析する coupling simulation を行い、実際の非定常換気量と変動風圧係数から推定される換気量を相互比較することで、建物群内に位置する対象建物の非定常換気量推定方法について検討する予定である。

謝辞

この研究は、KAKENHI 15K14078 の助成を受けた。以上に表して謝意を表する。また、本論文は平成 26 年度風工学会優秀修士論文賞を受賞した論文に基づき、内容を再構成したものである。

参考文献

- 1) 建築環境工学, 浦野良美, 中村洋, 森北出版, (1996)
- 2) Jiang, Y., Alexander, D., Jenkins, H., Arthur, R., Chen, "Q. Natural ventilation in buildings: Measurement in a wind tunnel and numerical simulation with large-eddy simulation", J Wind Eng Ind Aerodyn 91, pp.331-353, (2003)
- 3) Hu, C.H., Ohba, M., Yoshie, R., "CFD modelling of unsteady cross ventilation flows using LES", J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 96, pp.1692-1706, (2008)
- 4) Oke, T.R., "Street design and urban canopy layer climate", Energ. Build. 11, pp.103-113, (1988)
- 5) 丸山敬, 立方体粗度ブロックの配列形状の違いによる抗力の変化について, 日本風工学会誌 49, pp.15-24, (1991)
- 6) 萩島理, 谷本潤, 永山浩二, 古賀正浩, 高さの分布のある立方体粗度群の抗力係数に関する風洞実験, 日本建築学会環境系論文集第 619 号, pp.39-45, (2007)
- 7) 久保田徹, 三浦昌生, 富永禎秀, 持田灯, 実在する 270m 平方の住宅地における地域的な風通しに関する風洞実験, 日本建築学会計画系論文集, 第 529 号, pp.109-116, (2000)
- 8) 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, 高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響, 日本建築学会環境系論文集第 627 号, pp.661-667, (2008)
- 9) Razak, A.A., Hagishima, A., Ikegaya, N., Tanimoto, J., "Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment", Build Environ 59, pp56-65, (2013)
- 10) Ikegaya, N., Ikeda, Y., Hagishima, A., Razak, A.A., Tanimoto, J., "A prediction model for wind speed ratios at pedestrian level with simplified urban canopies", Theoretical Applied Climatology, online First, (2015)
- 11) Raupach, M.R., "Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers", J. Fluid Mechanics 108, pp.363-382, (1981)
- 12) Finnigan, J.J., Shaw, R.H., Patton, E.G., "Turbulence structure above a vegetation canopy", J Fluid Mechanics 637, pp.387-424, (2009)
- 13) Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G., Belcher, S.E., "Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness", J Fluid Mechanics 589, pp.375-409, (2007)
- 14) Michioka, T., Sato, A., Takimoto, H., Kanda, M., "Large-eddy simulation for the mechanism of pollutant removal from a two-dimensional street canyon", Boundary-Layer Meteorol 138, pp.195-213, (2011)
- 15) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 立方体粗度群床面-大気間のスカラー輸送現象に関する LARGE-EDDY SIMULATION, 日本建築学会環境系論文集 76 (668), pp.943-951, (2011)
- 16) Versteeg, H.K., Malalasekera, W., "An introduction to computational fluid dynamics", 2nd edition, Pearson Education, pp.193, (2007)
- 17) Coceal, O., Thomas, T.G., Castro, I.P., Belcher, S.E., "Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles", Bound-Layer Meteorol. 21, pp.491-519, (2006)
- 18) Xie, Z., Castro, I.P., "LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles" Flow Turb Combust 76, pp.291-312, (2006)
- 19) Cheng, H., Castro, I.P., "Near wall flow over urban-like roughness", Bound-Layer Meteorol. 104, pp.229-259, (2006)
- 20) Ikegaya, N., Hirose, C., Hagishima, A., Tanimoto, J., Effect of turbulent flow on wall pressure coefficients of block arrays within urban boundary layer, Build Environ. 100, pp.28-39, (2016)
- 21) Snyder, W.H., Castro, I.P., "The critical Reynolds number for roughwall boundary layers" Wind Eng. Indust. Aerodyn. 90, pp.41-54, (2002)
- 22) Zaki, S.A., Hagishima, A., Tanimoto, J., "Experimental study of wind-induced ventilation in urban building of

- cube arrays with various layouts”, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn. 103, pp.31-40, (2012)
- 23) Leonardi, S., Castro, I.P., “Channel flow over large cube roughness: a direct numerical simulation study”, J Fluid Mech. 651, pp.519-539, (2010)
- 24) Cheng, H., Hayden, P., Robins, A.G., Castro, I.P., “Flow over cube arrays of different packing densities” Wind Eng. Indust. Aerodyn. 95, pp.715-740, (2006)