

Large-eddy simulationによる2次元キャニオン 内からの汚染物質放出挙動の解明

MECHANISMS OF POLLUTANT REMOVAL FROM A TWO-DIMENSIONAL CANYON USING LARGE-EDDY SIMULATIONS

道岡武信¹・佐藤歩²・瀧本浩史³・神田学⁴

Takenobu MICHIOKA, Ayumu SATO, Hiroshi TAKIMOTO and Manabu KANDA

¹正会員 工博 (財)電力中央研究所 環境科学研究所 (〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子1646)

²正会員 工修 (財)電力中央研究所 環境科学研究所 (同上)

³学生会員 工修 東京工業大学 理工学研究科国際開発専攻 (〒152-8552 目黒区大岡山二丁目12-1)

⁴正会員 工博 東京工業大学准教授 理工学研究科国際開発専攻 (同上)

Large-eddy simulation (LES) was conducted to investigate mechanism of pollutant exchange within and above a two-dimensional canyon of building-height-to-street-width (aspect) ratio of 1.0. A tracer gas was released as a ground-level line source at the center of the canyon floor. The results show that the mean velocities, turbulent fluctuations and mean concentration estimated by the LES were in good agreement with those obtained by the wind tunnel experiment. Low-speed streaks, defined as a region in the flow where instantaneous streamwise velocity is lower than the local mean velocity, were appeared as a turbulent organized structure close to the plane of the crest. The low-speed streaks have strongly influence on pollutant removal from the street canyon.

Key Words : Urban canyon, Gas exchange, Large-eddy simulation, Wind tunnel experiment

1. はじめに

自動車, 分散型電源, 換気設備などの地表面付近の汚染源から排出される大気汚染物質は, 都市キャニオン内外の乱流の影響を受けキャニオン上空に放出される. この放出メカニズムを解明することは, 居住空間周辺における大気質改善策を検討する上で非常に重要である. 単純化した理想的な都市キャニオンを対象として, 数値シミュレーション^{1)~3)}, 風洞実験^{4,5)}, 野外観測⁶⁾が行われているが, 汚染物質(ガス)の放出メカニズムには未だ不明な点が多い.

Liu et al.¹⁾は, 建物高さ(h)と建物間距離(b)の比(h/b)を, 0.5, 1.0, 2.0と変化させた3ケースに対してLarge-eddy simulation (LES)を行った. $h/b=1.0$ の場合, キャニオン内に明瞭な定常渦が生成されるのに対し, $h/b=0.5$, 2.0の場合にはそれぞれ主流および鉛直方向に双子渦が形成される. その双子渦はキャニオン内のガス輸送に大きな影響を及ぼし, h/b が大きくなるほどキャニオン内に存在するガスが上空に排出されにくい. このように, キャニオン内での定常的なガスの挙動については明らかになってきた. しかしながら, キャニオン内からのガス放出に

関しては, 定常的な渦はあまり寄与せず, 間欠的な乱流が支配的な場合が多い. Liu and Barth²⁾は, $h/b=1.0$ の2次元のキャニオン内の気流・拡散場を対象としたLESを行い, キャニオン上空へのガス放出は定常的な渦による移流よりも乱流による影響が非常に強いことを明らかにした. また, Walton and Cheng³⁾のLESの解析結果では, この大規模乱流は数十秒に一回程度出現すると指摘しているが, この大規模乱流の構造およびこの乱流によるガス放出の詳細なメカニズムに関しては, ほとんど明らかにされていない. 一方, Kanda et al.^{7,8)}, 章ら⁹⁾は3次元のキャニオン上の気流場を対象としたLESを行い, キャニオン上空には大規模で組織的な乱流構造が存在することを明らかにした. また, その乱流構造は屋外都市スケールモデル実験¹⁰⁾でも確認されている. この乱流構造はキャニオン内外のガス拡散に影響を与える可能性があるものの, ガス拡散を対象とした既存研究^{1)~3)}では, キャニオン上空の乱流構造を厳密に再現せず, キャニオン内からのガス放出を評価した. そのため, キャニオン上空の組織的な乱流構造がキャニオン外へのガス放出に及ぼす影響は依然不明のままである.

そこで, 本研究では2次元のキャニオン内外の気流・拡散場を対象としたLESを行うことにより, キャニオン

上空へのガス放出のメカニズムを明らかにする．まず，2次元キャニオン内外の気流場を対象とした風洞実験を行うことにより速度統計量を取得し，本LESのものと比較してLESの精度を検証した．次に，LESから得られた速度・濃度の統計量およびそれらの瞬時値を基に，キャニオン上空の乱流構造がガス放出に及ぼす影響を検討した．

2. 風洞実験

本解析に使用する計算コードの精度検証用のデータ取得のために，2次元キャニオンを対象とした風洞実験を実施した．風洞実験は，(財)電力中央研究所 我孫子地区に設置されている乱流輸送モデリング風洞(TWINNEL: Twined wind tunnel)の第一試験セクションで行った．第一試験セクションは断面寸法が幅3.0 m，高さ1.7 mで風下方向長さは17.0 mである．図-1に示すようにテストセクション入口部に高さ650 mmのスパイヤーを，そこから風下方向に1.5 m間隔に高さ20 mmのL型アングルを3本設置した．また，最も風下の3本目のL型アングルから6.0 m離れた風下位置から，高さ $H=120$ mmで，主流直角方向長さ $13H$ のブロックをブロック間距離が H となるように等間隔で28本を配置した．本ブロックの長さは $13H$ であり，一般的な2次元キャニオン内の流れが形成される条件(長さ $8H$ 以上)¹⁾を満足する．また，キャニオン上空の気流場が十分に発達した位置で速度の計測を行う必要があるため，風上から25本目と26本目のブロック間で測定を行った．原点を25本目のブロックの風下壁面の床面中心位置とした．主流方向を x ，主流直角方向を y ，鉛直方向を z とし，それぞれの方向の瞬間速度を U ， V ， W とした．また，時間平均速度からの変動値は，小文字の変数(u ， v ， w)で表した．速度の測定には二方向同時測定・後方散乱のレーザドップラ流速計を用い，測定部上流よりレーザ測定用散乱粒子(水・グリセリン混合粒子)を添加した． $y/H=0.0$ の位置で， $x/H=0.25, 0.50, 0.75$ での主流・鉛直方向速度を測定した．なお， $x/H=0.50$ での $z/H=2.0$ における代表風速 U_{ref} は約1.15m/sであり，建物高さおよび U_{ref} 基準のレイノルズ数は，約9200である．

3. Large-eddy simulation

フィルタ操作による空間平均(上付きーで示す)をとることにより得られるLESのための計算格子スケール(Grid Scale: GS)成分に対する連続の式，運動方程式，およびトレーサガスの拡散方程式は

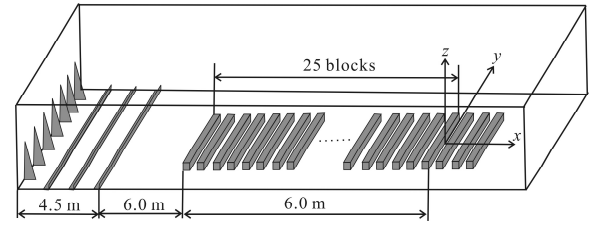


図-1 風洞実験の概略図

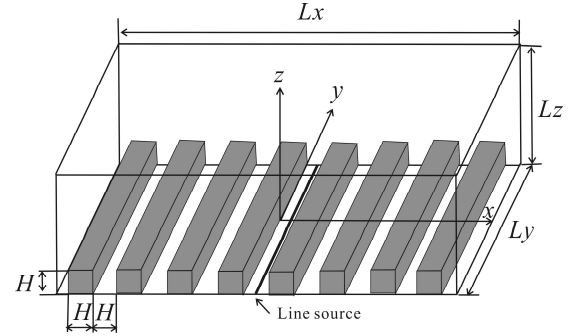


図-2 計算領域の概略図

表-1 計算領域の大きさおよび計算格子数

	Run I	Run II	Run III
Lx	16	20	20
Ly	12	8	12
Lz	6	6	6
Nx	640	800	800
Ny	480	320	480
Nz	110	110	110

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_j \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_j \bar{C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + S_q \quad (3)$$

で与えられる．ここで， $\bar{C}$ はGSでのガス濃度， $\bar{P}$ はGSでの圧力， $\bar{U}_i$ の添え字 i は1, 2, 3であり，それぞれ主流(U)，主流直角(V)，鉛直方向(W)の瞬間速度を表す．式(3)中の S_q はトレーサガスのソース項であり，単位時間あたりのガス放出量である．式(2)，(3)中に現れる τ_{ij} ($=\bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j$)， q_j ($=\bar{C} \bar{U}_j - \bar{C} \bar{U}_j$)は，GSよりも小さなサブグリッドスケール(SGS)でのSGS応力項，SGS乱流物質流束項であり，これらの項に対して適切なSGSモデルを与えなければならない．それらの項には，Dynamic SGSモデルを与えた．上記の支配方程式を有限体積法に基づき離散化し，Fractional step法により解を求めた．離散化に関しては，対流項および粘性項ともに二次精度の中心差分法を，時間積分には陽解法である三次精度のRunge-Kutta法を用いた．なお，物質の拡散方程式の対流項(式(3)の左辺第2項)に二次精度の中心差分法を用いた場合，濃度こう配が大きな領域において，

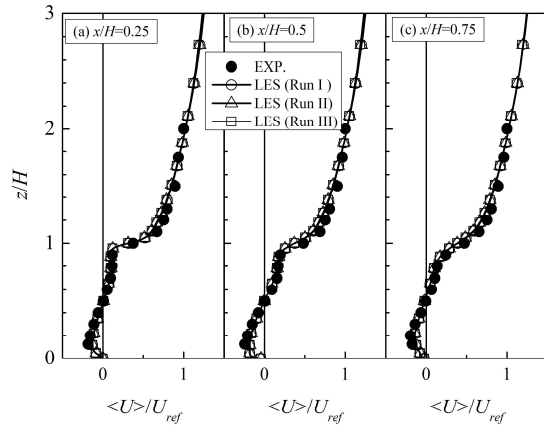


図-3 主流方向平均速度の鉛直方向分布

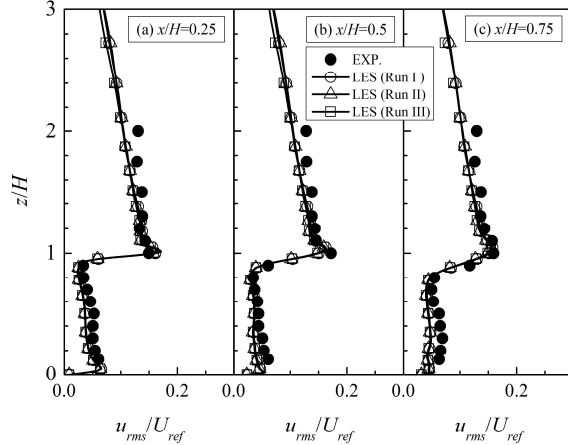


図-4 主流方向速度の標準偏差の鉛直方向分布

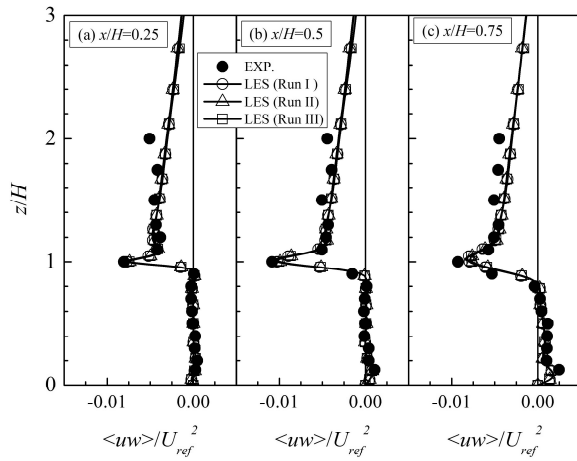


図-5 レイノルズ応力の鉛直方向分布

非現実的な負の濃度が現れるため、それを防ぐために本計算ではFCT(Flux-Corrected Transport)スキームを用いた¹²⁾。

図-2に計算領域の概略図を、表-1に計算領域の大きさ($L_x \sim L_z$)および計算格子数($N_x \sim N_z$)を示す。主流および主流直角方向の計算領域の大きさの違いが、キャニオン上空の運動量輸送に明確な違いをもたらすことが指摘されている⁷⁾。そのため、本解析での計算領域の大きさを、主流(L_x)、主流直角(L_y)および鉛直(L_z)方向に、 $16H \times 12H$

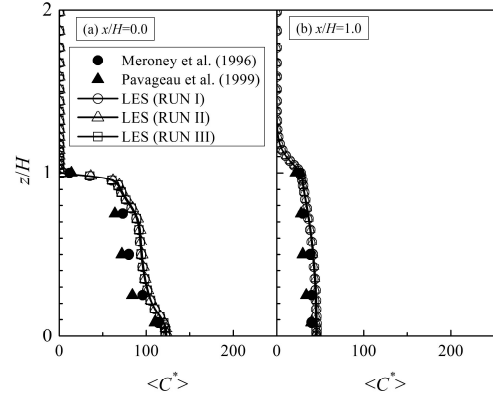


図-6 平均濃度の鉛直方向分布

$\times 6H$ のRun I, $20H \times 8H \times 6H$ のRun II, $20H \times 12H \times 6H$ のRun IIIの3ケースを設定した。建物高さ・幅およびキャニオン幅は H 、建物の主流直角方向長さはいずれも L_y と等しくした。計算で模擬したブロックの本数は、それぞれ8本(RUN I)あるいは10本(RUN II, RUN III)である。座標の原点を図-2に示すように計算領域入口から4本目のブロックの風下面の床面中心位置とした。計算格子数は、RUN Iでは $640(N_x) \times 480(N_y) \times 110(N_z)$ 個、RUN IIでは $800 \times 320 \times 110$ 個、RUN IIIでは $800 \times 480 \times 110$ 個とし、キャニオン内には $40(x) \times 40(z)$ 個の計算格子を設定した。計算格子には不等間隔のスタッガード格子を用い、壁面および床面に近づくにつれて格子幅を小さくし、最小格子幅を約1 mmとした。トレーサガスは、 $x/H=0.5$ の床面から主流直角方向に一樣な線源として、床面近傍の第一格子点($z/H \approx 0.005$)のみに、式(3)の右辺第3項で表すトレーサガスのソース項に値を与えた。ブロック壁面および床面にはノンスリップ条件を、計算領域上面にはスリップ条件を、主流および主流直角方向境界には周期境界条件を与えた。また、 $z/H=2.0$ の位置での x - y 断面平均風速を1.0 m/sに維持するために、平均圧力勾配を式(2)の右辺に加えた。ブロック高さ基準のレイノルズ数は8000であり、風洞実験(約9200)と同程度である。

4. 結果および考察

(1) 気流場

図-3～図-5に $x/H=0.25, 0.50, 0.75$ での主流方向の平均速度、速度変動の標準偏差およびレイノルズ応力の鉛直方向分布を示す。図中の $\langle \rangle$ は時間平均化された値であり、高さ z はブロック高さ H で、速度統計値は $z/H=2.0$ での代表風速 U_{ref} で無次元化されている。なお、LESでは主流直角方向に流れが一樣であるが、風洞実験では非一樣であり、ブロックの長手方向の中央部にのみ2次元キャニオン流れが形成される¹¹⁾。そのため、図中に示すLESの各種統計量は主流直角方向に平均化操作された値であるが、風洞実験値は $y/H=0.0$ での値である。LESから得ら

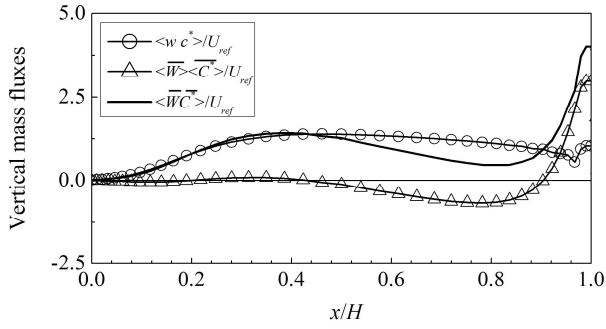


図-7 $z/H=1.0$ での鉛直物質フラックスの主流方向分布

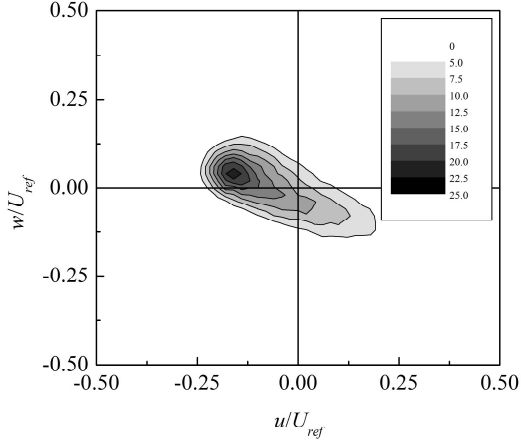


図-8 $x/H=0.5$, $z/H=1.0$ での主流および鉛直速度変動の結合確率密度関数

れた平均速度は、 $z/H < 0.5$ において負の値になることから、キャニオン内に逆流が生じていることがわかる。これらの傾向は、本風洞実験結果および既存の数値シミュレーション^{1)~3)}と同じ傾向である。LESから得られた速度変動の標準偏差およびレイノルズ応力は風洞実験値より数%程度過小評価するものの、ほぼ一致することがわかる。過小評価する原因は、LESでは計算格子より大きなグリッドスケール成分のみから統計量を評価し、サブグリッドスケールの乱れを考慮しないためである。また、計算領域の大きさは速度統計量にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。これは、いずれの解析条件でも計算領域の主流方向長さをKanda et al.⁷⁾が推奨するブロック高さの10倍以上に設定しているため、後述するキャニオン上空の組織的な乱流構造が適切に捉えられているためである。

(2) 拡散場

図-6に、トレーサガスが排出されたキャニオン内の風上壁面($x/H=0.0$)および風下壁面($x/H=1.0$)での平均濃度の鉛直方向分布を示す。ガスの濃度 C は、上空風速 U_0 、ブロック高さ H 、線源長さ L 、煙源強度 Q により正規化され、次式のように無次元濃度 C^* で表す。

$$C^* = \frac{CU_0HL}{Q} \quad (4)$$

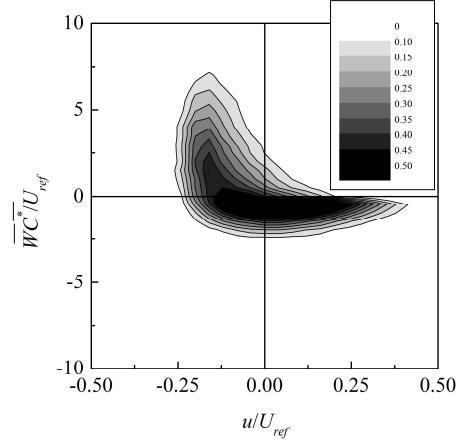


図-9 $x/H=0.5$, $z/H=1.0$ での主流速度変動と鉛直方向物質フラックスの結合確率密度関数

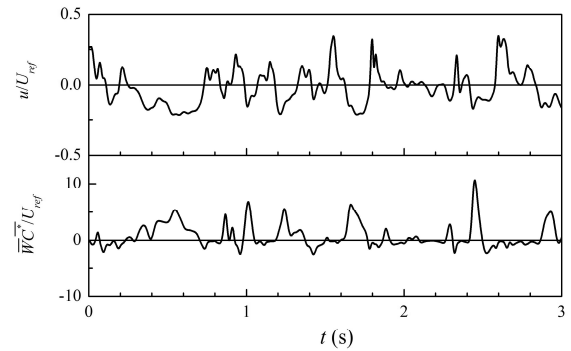


図-10 $x/H=0.5$, $z/H=1.0$ での主流速度変動と鉛直方向物質フラックスの時系列

LESでの壁面濃度は、壁面から第1格子点(壁面からの距離は約 $0.005H$)での濃度とした。図-3より明らかなように、キャニオン内の床面近傍には上空とは逆の流れが形成されるため、風上壁面の濃度が風下壁面のものより高濃度になる。この傾向はMeroney et al.¹³⁾とPavageau and Schatzmann¹⁴⁾の風洞実験結果と同じであり、定量的にも本LESから得られた平均濃度値は風洞実験値と良好な一致を示す。また、拡散場に関しても計算領域の大きさは濃度統計量にほとんど影響がないことがわかった。よって、以後、LESの結果は計算領域が一番大きなRUN IIIのもののみを記載する。

以上より、本LESから得られた速度・濃度統計量は風洞実験値と良好に一致することから、本LESを適用してキャニオン内の気流・拡散場を精度良く再現できることが明らかになった。

(3) キャニオン外へのガス輸送機構の解明

図-7に、 $z/H=1.0$ における鉛直方向の移流物質フラックス($\langle \overline{w} \rangle \langle \overline{C} \rangle$)、乱流物質フラックス($\langle w c^* \rangle$)および正味の物質フラックス($\langle \overline{wC} \rangle$)を示す。風下側壁面近傍($x/H > 0.9$)で、移流物質フラックスは大きな値を示し、この領域でガスが定常的にキャニオン上空に放出さ

れる。しかしながら、他の領域($x/H < 0.9$)では、移流物質フラックスは負もしくはゼロに近い値となり、ガスの放出にほとんど寄与しない。逆に、 $0.5 < x/H < 0.9$ の領域では、外に放出されたガスを再度キャニオン内に移流させる。それに対し、乱流物質フラックスは常に正の値となり、キャニオン内のガスの上空放出に寄与する。このように、風下側壁面近傍($x/H > 0.9$)を除けば、乱流運動がガスのキャニオン上空への放出を支配する。

乱流運動を定量的に調べるために、図-8に $x/H=0.5$ 、 $z/H=1.0$ での主流方向速度変動(u)と鉛直方向速度変動(w)の結合確率密度関数を示す。屋根面高さ($z/H=1.0$)では、低速流体塊の上昇運動であるイジェクション($u < 0$, $w > 0$)の頻度が、高速流体塊の下降運動であるスウィープ($u > 0$, $w < 0$)の頻度より多い。また、 u に着目すると、 $u/U_{ref} = 0.20$ 近傍でピーク値をもつことから、低速流体塊の乱流

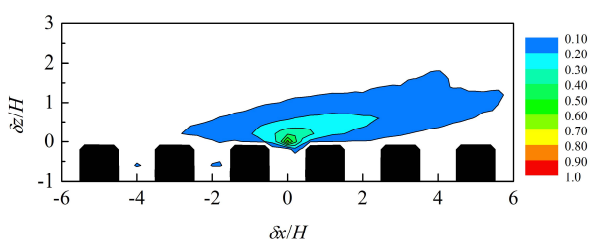


図-11 主流方向速度変動の二点相関係数の x - z 分布

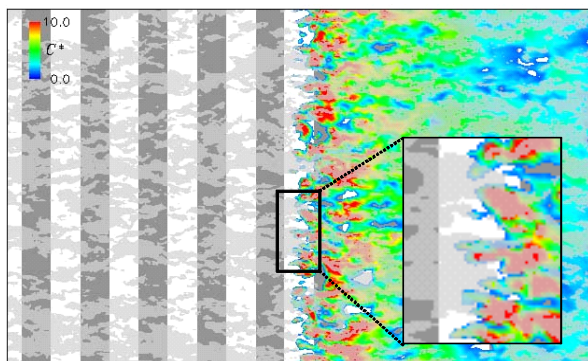


図-12 $z/H = 1.1$ での瞬間濃度と低速流体塊($u' < 0$: 灰色)の x - y 断面分布

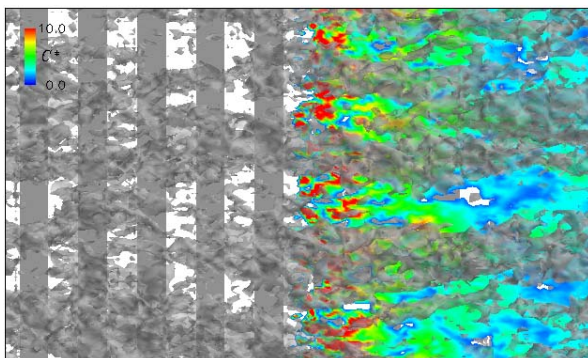


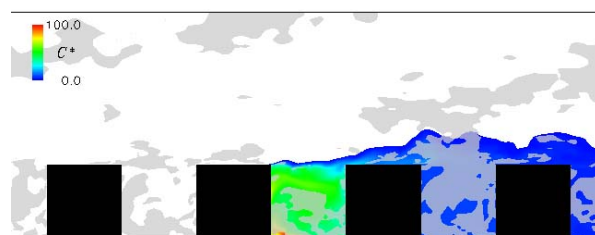
図-13 キャニオン上空($1.0 < z/H < 3.0$)の低速流体塊の等値面($u' < -0.1$ m/s)と $z/H = 1.1$ での瞬間濃度の x - y 断面分布

運動がガス放出に強く関連することが示唆される。そこで、この低速流体塊の出現がキャニオン上空へのガス放出にどのように寄与するのかを検討するために、 $x/H=0.5$ 、 $z/H=1.0$ での主流方向速度変動(u)と鉛直方向の瞬時の物質フラックス($\overline{wC^*}$)の結合確率密度関数および時系列を図-9、図-10に示す。図-9より、 $u > 0$ において、 $\overline{wC^*} < 0$ となる確率が高いため、高速流体塊($u > 0$)がキャニオン上空に出現した場合には、ガスはほとんど上空には放出されない。つまり、スウィープにより上空のフレッシュな空気塊がキャニオン内に流入する。それに対して、 $u < 0$ の場合にのみ、 $\overline{wC^*}$ が大きな値をとることから、低速流体塊($u < 0$)が出現した場合には、キャニオン内のガスがイジェクションにより上空に放出される可能性が高いことがわかる。また、図-10より $\overline{wC^*}$ のピーク値は低速流体塊と関連して間欠的に出現することから、キャニオン内からのガスは間欠的に放出されることがわかる。ただし、低速流体塊の出現が必ずキャニオン内からのガス放出に寄与するわけではない。これは、本解析では、ガスをキャニオン底面より排出するため、キャニオン内の移流により $z/H=1.0$ 近傍までガスが運ばなければならない、ガスを上空に放出できないためである。以上のように、屋根面高さでの低速流体塊とキャニオン上空へのガス放出には強い関連性があることがわかった。

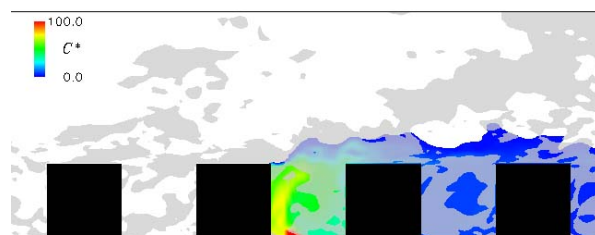
屋根面高さでの空間的な乱流構造を調べるために、図-11に $x/H=0.5$ 、 $z/H=1.0$ での主流方向速度変動の二点相関係数の x - z 断面分布を示す。相関係数 R_{11} は、

$$R_{11}(r, \delta r) = \frac{\langle u(r)u(r+\delta r) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(r) \rangle} \sqrt{\langle u^2(r+\delta r) \rangle}} \quad (5)$$

より求めた。ここで、 δr は2点間距離を表す。風上側($x/H < 0$)の屋根面近傍に相関があることから、風上側で発達



(a)



(b)

図-14 瞬間濃度と低速流体塊($u' < 0$: 灰色)の x - z 分布

した乱流がキャニオンの屋根面位置での乱流(主流方向速度)に関連することがわかる。図-12に示すようにキャニオンの屋根面近傍($z/H=1.1$)では、灰色で示す低速流体塊($u<0.0$)が組織的なストリーク状の構造を形成し、ガスが排出されたキャニオンで、この低速流体塊と瞬間の高濃度(図中の赤色)分布とはよく対応する。しかしながら、キャニオン上空($1.0<z/H<3.0$)で発達する屋根面近傍よりも大規模で組織的な乱流構造⁴⁾⁵⁾(図中の灰色)の位置は、瞬間高濃度の分布とは関連性が低い(図-13)。つまり、屋根面近傍で形成される比較的幅が小さい低速流体塊が、主にキャニオン内のガス放出に寄与している。図-14にある時刻における瞬間濃度と低速流体塊の x - z 断面分布を示す。低速流体塊が対象のキャニオン上空に存在しない場合(図-14(a))、キャニオン内のガスは主に風下側壁面近傍のみから放出される様子がわかる。これは、図-7より明らかなように、移流によるガス放出である。それに対して、低速流体塊がキャニオン上空に存在する場合(図-14(b))、キャニオン内のガスは屋根面高さの大部分の領域から、上空に放出されていることがわかる。また、その時刻には上空に大規模な低速流体塊は存在しておらず、大規模で組織的な乱流構造とキャニオン内からのガス放出との関連性は低いことがわかる。このように、キャニオン内からのガスの放出は間欠的に起こっており、それは屋根面近傍で形成される幅の小さな組織的なストリーク状の乱流構造に支配されている。

5. まとめ

2次元キャニオン内外の気流・拡散場を対象としたLESを実行することにより、キャニオン上空へのガス放出のメカニズムを検討した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) キャニオン内からのガスは、風下側壁面近傍のみ定期的に上空に放出されるものの、その他の領域では乱流運動により間欠的に放出される。
- (2) ガス放出は低速流体塊と強い相関があり、イジェクションによりキャニオン上空に放出される。ただし、地表面近傍から排出されたガスが建物屋根面高さまで移流されていなければ、イジェクションが起ころうともガスは放出されない。
- (3) 上記低速流体塊は屋根面近傍で形成される比較的幅の小さな組織的な乱流構造により支配されている。
- (4) キャニオン上空で発達する大規模で組織的な乱流構造は、キャニオンからのガス放出にあまり影響を及ぼさない。

謝辞

本研究の一部は、文部科学省科研費補助金基盤研究(B) (課題番号: 18360234)による財政的援助を受けた。こ

こに謝意を表す。

参考文献

- 1) Liu, C-H., Barth, M. C. and Leung, D. Y. C.: Large-eddy simulation of flow and pollutant transport in street canyons of different building-height-to-street-width ratios, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 43, pp. 1410-1424, 2004.
- 2) Liu, C-H. and Barth, M. C.: Large-eddy simulation of flow and scalar transport in a modeled street canyon, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 41, pp. 660-673, 2002.
- 3) Walton, A. and Cheng, A. Y. S.: Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon – Part II: Idealized canyon simulation, *Atmos. Environ.*, Vol. 36, pp. 3615-3627, 2002.
- 4) Salizzoni, P., Soulhac, L. and Mejean, P.: Street canyon ventilation and atmospheric turbulence, *Atmos. Environ.*, Vol. 43, pp. 5056-5067, 2009.
- 5) 上原清, 若松伸司, 老川進: 沿道建物列の隙間がストリートキャニオン内濃度に及ぼす影響に関する風洞実験 市街地における大気汚染物質の拡散に関する実験的研究 その7, 日本建築学会環境系論文集, 第610号, pp. 51-58, 2006
- 6) 佐藤歩, 瀧本浩史, 道岡武信, 神田学: 建物キャニオン内の流れと拡散に関する屋外都市スケールモデル実験, 水工学論文集, 第53巻, pp. 247-252, 2009
- 7) Kanda, M., Moriawaki, R. and Kasamatsu, F.: Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays, *Boundary-Layer Met.*, Vol. 112, pp. 343-368, 2004.
- 8) Kanda, M.: Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures, *Boundary-Layer Met.*, Vol. 118, pp. 151-168, 2006.
- 9) 章晋, Marcus, L. 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, 第53巻, pp. 259-264, 2009.
- 10) 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, 第52号, pp. 253-258, 2008.
- 11) Johnson, G. T. and Hunter, L. J.: A numerical study of dispersion of passive scalars in city canyons, *Boundary-Layer Met.*, Vol. 75, pp. 235-262, 1995.
- 12) 道岡武信, 佐藤歩, 佐田幸一: Large-Eddy Simulationによる大気境界層中のトレーサガス濃度変動予測, 日本機械学会論文集 B編, 69巻, pp. 868-875, 2003.
- 13) Meroney, R. N., Pavageau, M., Rafailidis, S. and Schatzmann, M.: Study of line source characteristics for 2-D physical modeling of pollutant dispersion in street canyons, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 62, pp. 37-56, 1996.
- 14) Pavageau, M. and Schatzmann, M.: Wind tunnel measurements of concentration fluctuations in an urban street canyon, *Atmos. Environ.*, Vol. 33, pp. 3961-3971, 1999.

(2009. 9. 30受付)