

都市気象LESモデルの開発による豪雨の「種」を捉えるための基礎研究

Basic Investigation on Convection Genesis with Development of Urban Meteorological Model Based on Large-Eddy Simulation

山口弘誠・高見和弥⁽¹⁾・中北英一

Kosei YAMAGUCHI, Kazuya TAKAMI⁽¹⁾ and Eiichi NAKAKITA

(1) 京都大学大学院工学研究科

(1) Graduate School of Engineering, Kyoto University, Japan

Synopsis

Localized torrential rainfall disasters in Summer and Baiu season of Japan is called as “Guerrilla-heavy-rainfall” in Japanese media. This rainfall is produced by an isolated cumulonimbus that grew rapidly. To prevent this disasters, the approach to detection baby-cell of rainfall earlier by X-band radar has been performed. However, in order to enhance prediction of Guerrilla-heavy-rainfall, we have to analyze convection genesis of which is affected to a large degree by urban area, because it is concerned a large component of that generate baby-cell. We aim to clarify this convection genesis by development of urban meteorological model based on large-eddy simulation.

キーワード: ゲリラ豪雨, LES, ヒートアイランド
Keywords: Guerrilla-heavy-rainfall, LES, heat island

1. 研究の背景と目的

1.1 研究の背景

ゲリラ豪雨の特徴は突如出現, 急激に発達しピンポイントで強い降水をもたらすため予測が困難なことである. この特徴のため 2008 年の都賀川豪雨では短時間で河川が急激に増水し, 人命が失われる悲惨な事故となった. この時間・空間スケールの小さい豪雨の予測には, 現在気象レーダーによる豪雨をもたらす積乱雲の早期探知という手法がとられている (中北ら, 2012). 発達過程は大きく分けて発達期, 成熟期, 衰退期の 3 つに分類される. 発達期では湿った空気が上昇し凝結することで雲粒になる. この雲粒は非常に小さく現在の気象レーダーでは探知できない. その次の段階で, 雲粒が集まり降水粒子が

形成されて初めてレーダーで探知される. 中北ら (2013. a) はこれをゲリラ豪雨のタマゴと呼び, 国土交通省が 2010 年から導入している XRAIN (X バンド偏波レーダーネットワーク網) を用いて, そのタマゴが豪雨をもたらす積乱雲へと発達するかどうかに対してドップラー風速を利用した危険性予知手法を開発してきた.

さて, 中北ら (2013. b) はゲリラ豪雨の予測に関して, 上に挙げたようにこれまで気象レーダーやビデオゾンデなどを用いた積乱雲発生後に雲中の上空で降水粒子が生成される段階, 豪雨のタマゴ(および, タマゴからの成長時)に焦点をあてた研究・観測を行っており, その研究の新たなステージとして, 積乱雲の発生する前の段階, タマゴの発生要因についても研究の新たな着眼点としている. タマゴが形成される前の段階の雲粒をもたらす水蒸気の上昇につい

て、都市の影響で発生する熱ブルームが一因とされているが、この熱ブルームは観測が難しく、また周囲の場の条件と照らし合わせてもその生起に関する知見に欠けることが多い。この熱ブルームに対してドップラーライダーによる観測からのアプローチが試みられているが、観測で得られない部分を補完するためにも現象のモデル化による解明が求められている。本研究ではこの豪雨の生起に関わる事象を豪雨の「種」と呼ぶこととする。既往研究における都市気象モデルでは、「種」の発生過程の表現、及び、「種」の成長過程の表現（すなわち、「種」から「タマゴ」への成長）の両者を満足できるものはない。

1.2 研究の目的

豪雨の「種」となる現象は観測・モデル化のどちらのアプローチによってもかなり未解明な部分が多い。これを解明するためには観測に加え、観測で得られない情報を補完できる、都市のもたらす効果を詳細に再現できるモデルが必要となる。現行の Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation (RANS) を用いたモデルによるシミュレーションでもヒートアイランド現象に対する一定の再現はされているが、アンサンブル平均を用いた乱流モデルではランダムな変動は計算対象にならないので境界層内の複雑な乱流構造を本当の意味で再現するためには Large-Eddy Simulation (LES) を用いたモデルが必要である。本研究では LES を用いて豪雨の「種」を捕捉することを目指した都市気象モデルの開発を目的とする。

2. 都市気象モデルと LES

2.1 都市気象と降水

藤部 (2004) によると都市の降水に影響する因子として以下の点を挙げている。(1) 地上の高温に伴う静的安定度の減少

(2) 局地循環 (ヒートアイランド循環) による地上風の収束

(3) 大気汚染に伴う凝結核の増加

(4) 地表面摩擦の増加による強制上昇

このうち対流性の強い豪雨に関してはヒートアイランドの影響を重視し、(2) の収束の効果が注目されている。ヒートアイランド循環は、ヒートアイランドによってもたらされる都市内外の気圧差で生じる海陸風に似た局地循環であるため、郊外から都市へ収束する風を伴う。この収束風によって都市周囲の水蒸気が汲み上げられ、また (1) によって郊外より

発達した混合層が下層の水蒸気の多い空気を上空まで持ち上げ積雲発達のトリガーとなることが予想される。都市が積雲の発達に与える影響については神田 (2008) などで、メソスケールモデルにおいて人工排熱及び都市領域の範囲を変えることにより雲の雲量や発生位置に影響を与えることが示されている。ただし、乱流のモデル化に関して、多くのメソスケールモデルで用いられている RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) は、モデル化される乱流のスケールが格子スケールに比べ十分小さいという条件のもとになりたっている。しかしながら、都市は他の地表面に比べ粗度が非常に大きく、建物が乱流構造に影響を及ぼすラフネス層が高い。この乱流構造が運動量・スカラーの輸送に占める割合は非常に大きく「種」を発生させる一因となるであろう (4) の効果を表現するためには乱流の時間変化を扱える LES によるモデル化が必要であると考えられる。次節では LES の性質、RANS モデルとの相違点について説明する。

2.2 乱流モデルの違い

乱流に含まれる全ての渦変動を解析することは現実的に不可能であり、方程式の記述する現象を粗視化するためなんらかの平均操作をほどこす必要がある。まず流れ場の変数 f に次のような操作を施す。

$$\bar{f}(x_i, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^3 G(x_i - y_i, t - s) f(y_i, s) dy_1 dy_2 dy_3 \quad (2.2.1)$$

これは畳み込み積分で、 $G(x_i - y_i, s)$ による重み付け

平均を意味する。このとき $G(x_i - y_i, s)$ は以下を満たす。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^3 G(x_i - y_i, s) dy_1 dy_2 dy_3 = 1 \quad (2.2.2)$$

また、 $G(x_i - y_i, s)$ が偶関数かつ、 $\pm\infty$ で 0 に収束するとき以下が成り立つ。

$$\overline{\frac{\partial^n f}{\partial x_i^n}} = \frac{\partial^n \bar{f}}{\partial x_i^n} \quad (2.2.3)$$

式(2.2.1)からの変動分を $f' (= f - \bar{f})$ とする。簡単のため非圧縮非粘性の Navier-stokes 式にこの操作を施すと、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \overline{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (2.2.4)$$

このとき式(2.2.4)の移流項には

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i} \overline{u_j} + \overline{u_i' u_j'} + \overline{u_i' u_j} + \overline{u_i u_j'} \quad (2.2.5)$$

が含まれている．これを用いて式(2.2.4)を書き換えると

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i} \overline{u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \quad (2.2.6)$$

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \\ &= \overline{u_i' u_j'} + \overline{u_i' u_j} + \overline{u_i u_j'} + \overline{u_i' u_j'} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

と粗視化によって漏れた成分 τ_{ij} が付加的な応力の形で現れる．方程式系を完結させるためには τ_{ij} を基本変数の $\overline{u_i}$ や $\overline{p}$ によって何らかの形で近似化する必要がある．RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation) モデルでは上のアンサンブル平均 $\overline{u_i}$ と乱れ u' の間の相関を無視し以下の性質が成り立つような平均を定義する．

$$\overline{f'} = 0, \quad \overline{f' g_j} = 0, \quad \overline{\overline{f_i}} = \overline{f_i} \quad (2.2.8)$$

式(2.2.8)をレイノルズ平均則といい、この性質をもつアンサンブル平均をレイノルズ平均 (Reynolds-average) という．これを用いると式(2.2.7)は、

$$\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'} \quad (2.2.9)$$

となりレイノルズ応力と呼ばれる．レイノルズ平均を施した Navier-Stokes 式と連続式を解くことで平均的な流れを知ることができる．しかし、式(2.2.8)の性質は乱れ成分が平均成分に比べ十分に小さいという仮定のもとになりたっており、本質的に非定常な現象を扱うのに向いていない．一方 LES (Large-Eddy simulation) では畳み込み積分としてフィルタ幅 $\overline{\Delta_i}$ で定義される式(2.2.3)が成り立つような $G(x_i - y_i)$ を用いて流れ場の変数 f を GS (Grid Scale) 成分 $\overline{f}$ と SGS (Sub-Grid Scale) 成分 f' にわけける．このとき G をフィルタ関数といい代表的なものとしては以下の Gaussian フィルタ、Top-hat フィルタ、Spectral cut-off フィルタの3つが挙げられる．

・ Gaussian フィルタ

$$G(x_i - y_i) = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{1}{\overline{\Delta_i}} \exp \left\{ -\frac{6(x_i - x_i')^2}{\overline{\Delta_i}^2} \right\} \quad (2.2.10)$$

・ Top-hat フィルタ

$$G(x_i - y_i) = \begin{cases} 1/\overline{\Delta_i} & (|x_i - y_i| \leq \overline{\Delta_i}/2) \\ 0 & (|x_i - y_i| \geq \overline{\Delta_i}/2) \end{cases} \quad (2.2.11)$$

・ Spectral cut-off フィルタ

$$G(x_i - y_i) = \frac{2 \sin \left\{ \frac{\pi(x_i - y_i)}{\overline{\Delta_i}} \right\}}{\pi(x_i - y_i)} \quad (2.2.12)$$

このフィルタ操作は一般的に、

$$\overline{f'} \neq 0, \quad \overline{f' g_j} \neq 0, \quad \overline{\overline{f_i}} \neq \overline{f_i} \quad (2.2.13)$$

の性質をもつ．式(2.2.13)と式(2.2.8)において等号・不等号の違いが RANS モデルの性質と大きく異なる点である．レイノルズ平均操作は何度施しても同じ結果となるが、LES のフィルタ操作では操作が繰り返されると対象の空間分布は滑らかなものとなる．式(2.2.7)は SGS 応力と呼ばれ以下のように分解される．

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (2.2.14)$$

・ Leonard 項

$$L_{ij} = \overline{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (2.2.15)$$

・ Cross 項

$$C_{ij} = \overline{u_i' u_j'} + \overline{u_i' u_j} + \overline{u_i u_j'} + \overline{u_i' u_j'} \quad (2.2.16)$$

・ SGS Reynolds 項

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} \quad (2.2.17)$$

この内、Cross 項と SGS Reynolds 項については基本変数で何らかのモデル化が必要となる．このモデル化においても RANS モデルでは乱流の長さスケールが地上からの距離、大気境界層の厚さ、安定度などで決まるのに対し、LES ではフィルタ幅で代表され、スケールをフィルタ幅より小さいものに明確な定義がされるのも大きな相違点である．エネルギー保有渦もモデル化してしまう RANS モデルに対し、LES はにフィルタ幅以上の渦は直接解くため非定常な現象を再現することができることで優位性を持つ．ただし、LES では、フィルタ幅より小さな渦は等方乱流が仮定できるまでフィルタ幅を小さく設定する必要がある、計算コストは非常に大きくなる．

2.3 都市気象モデル

現在, 一般的に広く使われている RANS モデルを用いたメソスケールモデルでは都市は地表面熱収支モデルや植生モデルのパラメータを都市用に設定する方法で表現されている. この方法で都市の降水に対する一定の影響は確認できるものの, 熱ブルームに起因する降水をもたらす水蒸気を豊富に含んだ空気の上昇についてそのメカニズムの本質を再現することはできない. そこで, パラメタリゼーションを少なくして, 「種」の発生要因の本質を探るということが本研究の狙いである. 一方, 建築・機械などの分野で発達してきた CFD (Computational Fluid Dynamics) を用いた LES による都市キャノピーモデルの開発も昨今盛んにされている (神田ら, 2008, 田村, 2010, 日下ら, 2012 など). しかしこれらの多くは境界層内を対象としているためブシネスク近似を用いている. このため, 「種」から「タマゴ」の成長過程, すなわち降水につながるものの研究はまだほとんどされていない. 言い換えると, 豪雨予測に資するための都市気象モデルの開発はなされていないということであり, 本研究の狙いはまさにここにある.

上記のように現行のモデルは RANS を用いたメソスケールモデル, LES を用いた都市キャノピーモデルのどちらに関しても本研究の目的である降水の起源となる現象を十分に再現できないであろうと考えられる. しかし, 藤吉ら (2008) はコーヒレントドップラーライダーによる都市の熱ブルームの水平分布の観測結果と, LES を用いた再現結果が良く一致していることを示しており, 豪雨の「種」を解明するためには LES を用いたモデルが効果的であることが期待できる. 豪雨の「種」の解明には LES の都市の効果の再現と, メソスケールモデルの降雨の表現の両方を備えた都市気象モデルが必要であると考ええる.

本研究では降水の起源となる現象の再現を目的とするため, また将来的に CReSS (Cloud Resolving Storm Simulator; 坪木ら, 2001) などとの連携を考慮し, 都市内部から境界層上部まで一気通貫にあつかえる準圧縮系のモデル開発を目指す. このように豪雨の発達まで強く意識した都市気象モデル開発を図ることが本研究の大きな独自性である. ただし, 本論文では, その基礎部分となる運動方程式, 連続式, 熱力学の式を扱うモデル開発を主軸とし, 将来的には, 都市の表現を詳細に扱い, 加えて, 雲物理モデルを包含する水蒸気式を導入していく.

3. 都市気象モデルの構築

本研究では豪雨の発達までを強く意識した都市気象モデルの開発を目指すため, 非静力学準圧縮系での LES モデルの構築をする. CReSS ユーザーズガイド第 2 版 (坪木ら, 2001), 気象研究ノート第 196 号; 非静力学モデル (齊藤ら, 1999), 気象研究ノート第 219 号; ラージ・エディ・シミュレーションの気象への応用と検証 (藤吉ら, 2008), 乱流の数値シミュレーション (梶島, 1999) を参考にモデルを作成していく.

3.1 基礎方程式

予報変数は, u_i : 速度の 3 成分 [m/s], p : 圧力 [hpa], θ : 温位 [K] である. 準圧縮系では予報変数のうち, 圧力, 温位と ρ : 大気密度 [kg/m^3] に関して, 以下の静力学平衡の式,

$$\frac{\partial p_0}{\partial x_3} = -\rho_0 g \quad (3.1.1)$$

を満たす基準状態とそこからの偏差に分けられる.

ここで, g : 重力加速度 [m/s^2] である.

任意の予報変数 ϕ に対して, 水平一様の基準場 ϕ_0 , 偏差 ϕ' の関係は以下のように与えられる.

$$\phi(x_1, x_2, x_3, t) = \phi_0(x_3) + \phi'(x_1, x_2, x_3, t) \quad (3.1.2)$$

ここで, t : 時間 [s] である.

基本場の大気密度は状態方程式,

$$p = \rho RT, \quad (3.1.3)$$

を用いて,

$$\rho_0 = \frac{1000}{R\theta_0} \left(\frac{p_0}{1000} \right)^{\frac{C_v}{C_p}} \quad (3.1.4)$$

から診断的に求まる. ここで, C_v : 大気の定積比熱 [$J/kg \cdot K$] である.

大気密度の偏差は状態方程式(3.1.3)から, 以下のように近似され, 温位の偏差と気圧の偏差に分けられる.

$$\rho' \approx -\rho_0 \frac{\theta'}{\theta_0} + \frac{p'}{C_s^2} \quad (3.1.5)$$

また, C_s^2 : 音速の自乗 [m^2/s^4] は以下の式で表される.

$$C_s^2 = \frac{C_p}{C_v} R \theta_0 \Pi \quad (3.1.6)$$

準圧縮系では, 大気密度は基本場の値より診断的に

求めたものを代用するが、連続の式にのみ大気の圧縮性を認め、大気密度の時間変化を考慮する。連続の式として、以下のものを用いる。

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \rho_0 u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1.7)$$

以上より、基礎方程式は 3.3 節の LES のフィルター操作を施して以下のように表される ($i, j=1,2,3$)。気圧は連続式より求められ、式(3.1.9)の右辺第 1 項が熱膨張、第 2 項が発散を表す。

・運動方程式

$$\frac{\partial \rho_0 \bar{u}_i}{\partial t} + \rho_0 \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \rho_0 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \rho_0 \tau_{ij} + \bar{B} \delta_{i3} \quad (3.1.8)$$

・気圧方程式

$$\frac{\partial \bar{p}'}{\partial t} = C_s^2 \left(\frac{\rho_0}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}'}{\partial t} - \frac{\partial \rho_0 \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) \quad (3.1.9)$$

・温位の式

$$\frac{\partial \rho_0 \bar{\theta}'}{\partial t} + \rho_0 u_j \frac{\partial \bar{\theta}'}{\partial x_j} = \frac{\bar{Q}}{C_p \Pi} - \frac{\partial}{\partial x_j} \rho_0 \tau_{\theta j} \quad (3.1.10)$$

ここで、 $\bar{B}$: 浮力、 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ、 τ_{ij} : サブグリッドスケールの運動量フラックス、 Q : 加熱の時間変化 [W/m^3]、 $\tau_{\theta j}$: サブグリッドスケールの乱流熱フラックス、 ν : 動粘性係数 [m^2/s]、である。

動粘性係数は以下の式より求まる。

$$\nu = 1.328 \times 10^{-5} \left(\frac{1013.25}{p_0} \right) \left(\frac{273.15 + T_0}{273.15} \right)^{1.754} \quad (3.1.11)$$

以下、簡単のため基本場の値からの偏差 ϕ' を単に ϕ と表す。

3.2 SGS モデル

2.2 節で述べたように、方程式系を完結させるためには、フィルター関数による粗視化によって漏れた変動成分を、モデル化して基本変数で近似する必要がある。サブグリッドスケールの乱流フラックスは Smagorinsky-Lilly モデル (Smagorinsky, 1963; Lilly, 1966) に従いモデル化した。同じ渦粘性モデルとして RANS でよく用いられる $k-\varepsilon$ モデルがあるが、 $k-\varepsilon$ モデルがエネルギー保有渦も含め乱流を全てパラメライズするのにに対し、smagorinsky モデルは格子幅によって乱流の長さスケールを代表し、格子間隔より小さい渦だけをパラメライズする。

$$\tau_{ij} \approx -2\nu_\tau \bar{S}_{ij} \quad (3.2.1)$$

$$\tau_{\theta j} = -\frac{\nu_\tau}{Pr} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (3.2.2)$$

ここで、 ν_τ : 渦粘性係数、 Pr : Prandtl 数、 $\bar{S}_{ij}$: グリッドスケールの歪テンソルであり、それぞれ以下のように求められる。

$$\nu_\tau = (C_s f_s \Delta)^2 \left\{ 2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} - \frac{g}{Pr \theta_0} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.3)$$

$$f_s = 1 - \exp \left(\frac{-y^+}{A^+} \right) \quad (3.2.4)$$

$$Pr = \frac{a}{\nu} \quad (3.2.5)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.6)$$

ここで、 C_s : Smagorinsky 定数、 Δ : フィルター幅 ($= (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{\frac{1}{3}}$)、 a : 分子拡散係数 [m^2/s]、 y^+ : 壁座標、 A^+ : 無次元定数 (=25)、である。

壁面で $\nu_\tau = 0$ となるよう式(3.2.4)の van Driest の減衰関数 f_s がかけられている。

分子拡散係数は以下より求まる。

$$a = 1.87 \times 10^{-5} \left(\frac{1013.25}{p_0} \right) \left(\frac{273.15 + T}{273.15} \right)^{1.78} \quad (3.2.7)$$

壁座標については 3.5 節で後述する。

3.3 外力項

式(3.1.8)の浮力 $\bar{B}$ は以下の式より求める。

$$\bar{B} = -g \frac{\bar{\rho}'}{\rho_0} \approx g \left(\frac{\bar{\theta}'}{\theta_0} - \frac{\bar{p}'}{\rho_0 C_s^2} \right) \quad (3.3.1)$$

式(3.3.1)の右辺第 2 項に現れる圧力による密度変化を考慮する点がブシネスク近似との違いである。また、今回は考慮していないが気象モデルでは(3.1.8)式に以下のコリオリ力を用いる。

$$F_{ci} = -\rho_0 (2\omega \sin \varphi) \varepsilon_{ijk} u_k \quad (3.3.2)$$

ここで、 ω : 地球の自転の角速度、 φ : 緯度、 $\varepsilon_{i,j,k}$: エディントンのイプシロン、である。

温位の式に現れる加熱の時間変化 $\bar{Q}$ については、今回は簡単のため壁面からの顕熱のみ壁面最近傍グリッドにフラックスとして与えた。

3.4 離散化

空間微分の離散化は有限差分法により、移流項に 1 次精度風上差分、それ以外に 2 次精度中心差分を用いる。変数の配置はスタッガード格子を用いる。

準圧縮モデルでは連続式に大気の圧縮性を認めているために方程式に音波を含み、気圧は圧縮された大気の発散から予報する。音波の扱いについては、音波関連項を短い時間ステップで、それ以外を長い時間ステップで解くタイムスプリット法を用いる HE-VE、タイムスプリット法のうち音波を鉛直方向についてのみ陰解法で扱う HE-VI、また鉛直・水平の両方向に陰解法で解くセミインプリシット法である HI-VI 法がある。本研究では HE-VE、HE-VI、HI-VI のいずれも選択できるモデルを作成した。HI-VI は水平方向に関しても格子間隔、時間間隔に制限されない利点があるが、大規模な行列の繰り返し計算を行う必要がある。一方 HE-VI は水平方向に関して格子間隔、時間間隔が音波の制限を受けるが鉛直 1 次元に関してのみ行列を解けば良く、また行列解法に直接法が用いることができるため繰り返し計算の必要がない。HE-VE 法は時間間隔が鉛直にも水平にも音波によって制限を受けるため効率的ではないが、検証に用いるため導入している。

時間積分については音波関連をオイラー陽解法、音波の関連しない温位偏差の式は 2 次精度 Adams-Bashforth 法とした。

3.5 境界条件

境界条件は上空境界として、勾配なし、free-slip、固定壁が選択できるようにした。また側方境界として、周期境界、流入境界、放射境界、free-slip のいずれかが選択できる。重力波、音波の反射を防ぐため側方境界と上空境界にはスポンジ層を設置することができる。(Klemp and Lilly, 1978)。また、固定壁境界条件には壁法則の 2 層モデルを採用する。

3.5.4 固定壁境界条件

地表面、固定壁の境界条件は壁面状で風速が 0 になるように粘性低層まで解像して no-slip 条件を課すか、壁関数によって壁面における粘性摩擦抵抗をパラメータ化して与える必要がある。本研究では対象とする領域の広さから壁面近傍を細かく解像することは難しいため壁法則として 2 層モデル(式(3.5.1))を採用した。壁法則では速度分布を仮定することで、壁面最近傍定義点での水平速度と壁面からの距離、及び動粘性係数を与えて壁面での摩擦速度を計算する(森西ら, 1990)。摩擦速度と壁座標に関する壁関

数は以下のように定義される。

$$F(u^+, y^+) = \begin{cases} u^+ - y^+ & (y^+ \leq y_c^+) \\ u^+ - \frac{1}{\kappa} \log(y^+) - B & (y^+ > y_c^+) \end{cases} \quad (3.4.1)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (3.4.2)$$

$$u_\tau = \frac{u}{u_\tau} \quad (3.4.3)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho_0}} \quad (3.4.4)$$

$$\tau_\omega = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{\text{wall}} \quad (3.4.5)$$

ただし、 y^+ : 壁座標、 u_τ : 摩擦速度 [m/s]、 τ_ω : 摩擦応力 [Pa]、 κ : カルマン定数 (=0.4)、 $B = 5.5$ 、 $y_c^+ = 11.635$ 、 y : 壁からの距離、 μ : 粘性係数 [$Pa \cdot s$]、 u : 壁面に水平な速度 [m/s] である。

壁面最近傍セルでの水平速度、壁からの距離および動粘性係数を与えると、これに対応する摩擦速度の非線形式として式(3.5.1)を変形、代入することで Newton 法による繰り返し計算で解くことができる。

また、LES は乱流の非定常計算を行うため流入風に変動成分を与える必要がある。今回は簡単のため初期条件としてランダム関数を用いて領域全体に微小擾乱を与える方法を採用した。

3.6 今後の課題

31.節から 3.5 節によって構築したモデルでは、壁面を考慮した速度、圧力、温位の、LES モデルを用いた計算を行うことができる。しかし、本研究の目的は豪雨の発達までを意識するものであるため、将来的に熱収支式や、加熱の時間変化を与える陸面過程の精緻化、水蒸気の式、また雲物理を導入する必要がある。また、SGS モデル定数についても現在は一定としているが、高度による変動を扱う必要があるだろう(例えば Sullivan et al. (1994) など)。今回作成したモデルを基礎として、上に挙げたようなものを導入していくことを今後の課題とする。

4. モデルの検証と数値実験

作成したモデルの検証のためいくつかの数値実験を行った。

4.1 バックステップ流れ

バックステップ流れの流れ場形状は単純であるが、はく離、逆流、再付着や速度回復などの複雑乱流の特徴を複数含むため、これまで多くの数値計算による研究が行われてきた。このため複雑乱流の実験としては比較的正確で詳細な実験計測が行われモデルや解析条件などに関する研究事例も豊富に示されている。本研究では森西ら（2001）に基づきモデルの検証を行う。

対象とする流れ場は Fig. 1 に示すバックステップを持つチャンネル内の乱流である。西側を流入境界、東側を流出部とし勾配なし条件、南北のスパン方向は周期境界とする。ステップ高さ 10m, 流入部流路幅 20m, 流入部よりステップ位置まで 30m, 流出部はステップ位置より風下方向に 300m, またスパン方向に 20m の計算領域をとっている。流入部には $u=1.0\text{m/s}$ を与え、また十分に発達した壁乱流の速度場を与えるため流入部より 20m のドライバ部を設ける。ステップ高さと流入部主流速度を基準として、

Re : レイノルズ数が, $\text{Re} = \frac{UH}{\nu} = 46000$ とする。

ここで, U : 流入部主流速度, H : ステップ高さである。初期条件として温度, 圧力は一定とする。時間間隔は 0.01s, 格子間隔は $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ とした。SGS モデルのモデル定数は $C_s = 1.0$ で与える。音波の扱いは HI-VI 法を用いる。

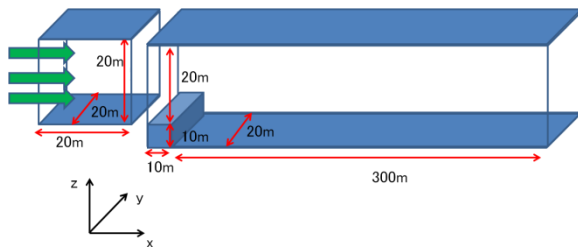


Fig. 1 Flow field of back step

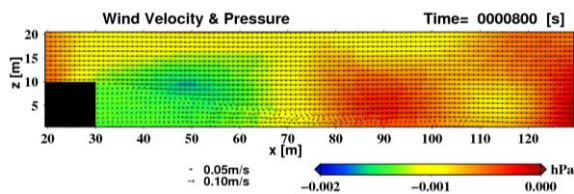


Fig. 2 Calculation result of back step at $y=10\text{m}$

800s 後の計算結果を Fig. 2 に示す。図は $y=10\text{m}$ の x - z 断面図である。結果から流れがステップ角部より剥離し後流にせん断層を生じ、ステップ側の下流壁面に再付着している様子が見られる。また、セ

ン断層には渦構造が現れ、準周期的に放出される様子が見られ既往研究の結果と一致する。再付着点のステップからの距離も、ステップの高さのおよそ 7~8 倍でありこれも既往研究における予測値とほぼ一致しているように見られる。よって構築したモデルは流れの剥離や再付着をおおよそ再現できていると考える。

4.2 建物周りの流れ、後流

建物まわりの流れは衝突、淀み、剥離、再付着、非定常性を持つ複雑乱流となる。藤吉（2013）は 3 次元走査型コヒーレントドップラーライダーを用いて、高いビルの方下で周囲に比べドップラー速度が小さくなっているという観測結果を得た。これは、背の高い建物の風下では風が弱まっていることを示しており、建物の影響が風下方向へ数 km にも及んでいることを示している。また、後流域が直線ではなく波打っていることから、建物の風下では風の時間変動が他の場所に比べて大きいことも述べている。このような高層建築物が引き起こす風の乱れは熱や水蒸気の鉛直及び水平方向の輸送効率を大きく変化させ、熱ブルームの発生にも深く関わってくる。今回作成したモデルにおいて、このような建物周りの風の乱れが再現できるか検証を行う。

対象とする流れ場は Fig. 3 に示すように東西に 100m, 南北に 50m, 鉛直方向に 50m とし、西側の流入境界から 25m の地点に一辺 10m の立方体を設置する。格子間隔は $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$, 時間間隔は 0.01s とし、東側の流出境界を勾配なし, 上空境界は free-slip とする。また、重力波の反射を防ぐため上端から 10 層のスポンジ層を設置する。初期条件として温度, 圧力を一定とし、速度の微小擾乱を与える。西側の流入境界より $u=1\text{m/s}$ を与える。SGS モデルのモデル定数は $C_s = 1.5$ で与える。音波の扱いは HI-VI 法を用いる。

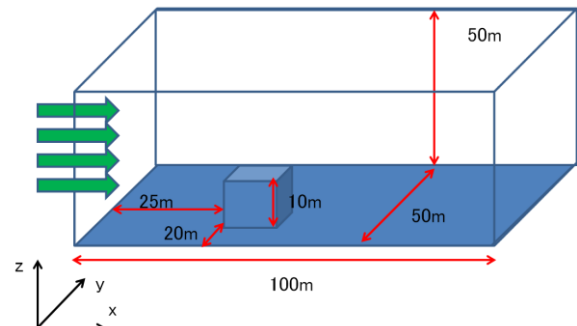


Fig. 3 Flow field around a building

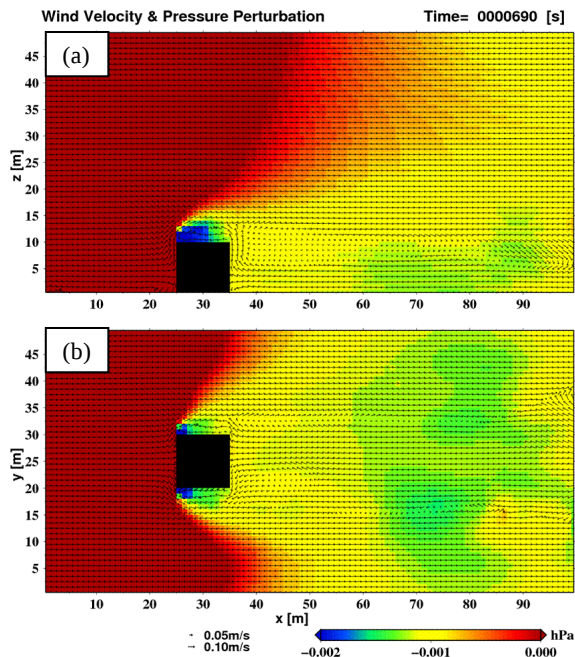


Fig. 4 Calculation result of flow around a building at
(a) $y=25\text{m}$ and (b) $z=5\text{m}$

690 秒後の実験の結果を Fig. 4 に示す. $z=5\text{m}$ の水平断面図に見られるようにビルの後流域において弱風域が形成され, 変動成分のゆらぎが確認できる. これはまさに既往研究で述べられたビル後流の特徴を再現しているものである. また, $y=25\text{m}$ での x - z 断面図ではビル上部での剥離によって上空まで乱れが及んでいるのが見られる. また建物上空の $z=12\text{m}$ での水平断面図でも周囲より風速の遅い筋状の低速ストリークが確認できる. これは Kanda (2004) でも示されており, 建物の粗度の上空への影響を表現できていると考えられる.

4.3 プルームの実験

藤吉 (2013) は都市で発生する熱プルームのドップラーライダーにおける観測と LES を用いた再現結果の比較を行っている. その観測結果によると, 複数のプルームによって大気境界層スケールのプルームが構成されており, 明瞭なプルームの水平速度は周囲より明らかに遅く, プルームによって負の運動量が上向きに輸送されていることを示している. また, 地面から上昇する空気塊の上昇速度は互いに異なっており, プルームの全てが積雲の発生する凝結高度に達するわけではないということも述べられている. プルームは加熱された地表面から決して不規則に発生しているわけではなく, Kropfli and Hildebrand (1980) で地表面付近の気流のドップラーライダー観測より収束線が網目状に発生している

ことが示されている (Fig. 5). プルームはこの網目の micro-front で発生する. 今回作成したモデルにおいてこの網目を確認できるか検証する.

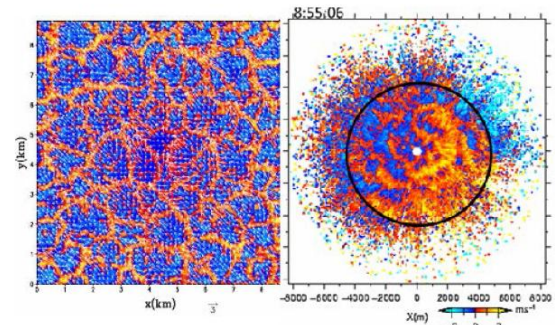


Fig. 5 Comparison between observation result and calculation result of plume at city regime (quote from Fujiyoshi (2013))

計算領域は Fig. 6 に示すように水平方向に $1\text{km} \times 1\text{km}$, 鉛直方向に 2km とする. 格子間隔は $20\text{m} \times 20\text{m} \times 20\text{m}$, 時間間隔は 0.01s とする. 境界条件は水平方向を周期境界とし, 上空境界を free-slip とする. また重力波の反射を防ぐため上層 20 層にスポンジ層を設置する. 初期条件として温位勾配 0.004K/m , 圧力は静力学平衡に従い, 速度の微小擾乱を与える. 熱の計算に関しては本来放射, 顕熱などを合わせて熱収支を考えるべきだが, 今回は簡易的に地表面最近傍グリッドに 0.2K/m を顕熱フラックスとして与える. 音波の扱いは HE-VE 法を用いる.

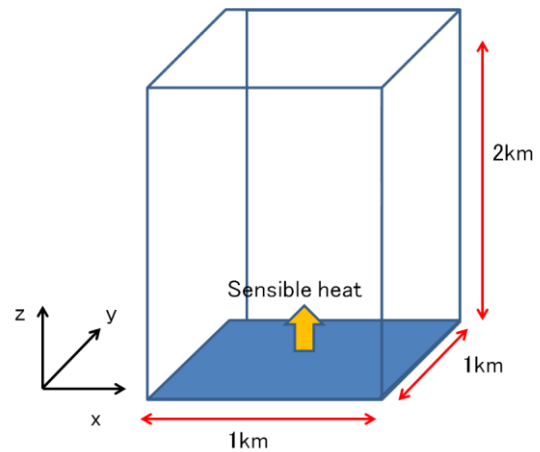


Fig. 6 Flow field of plume

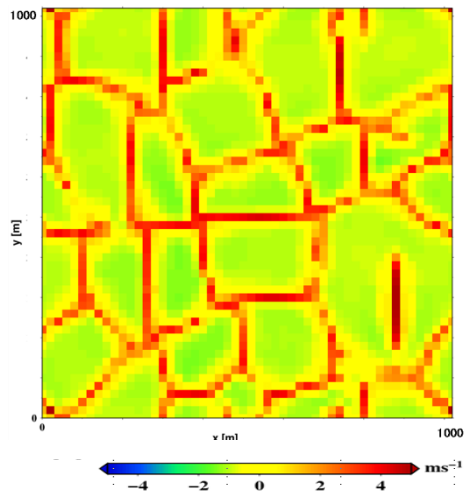


Fig. 7 Calculation result of plume at $z=100\text{m}$

計算結果として 2400s 後の $z=100\text{m}$ での鉛直流分布を Fig. 7 に示す. Fig. 5 と同様に網目状構造がみられ, その結節点で上昇流が強くなっている様子が示されている. この結果より作成したモデルによって熱を扱う計算ができることが示された.

4.4 ラフネスブロック上の流れ

都市域に発達する乱流境界層は, 地表被覆において凹凸が大きい状態を対象とするため, 当初, 平板上に直方体上のラフネスブロックを並べたモデルで試算が行われることが多かった (田村, 2010). 今回作成したモデルで複数のラフネスブロックの置かれる流れ場の流れを再現できるか検証する.

計算領域は Fig. 8 に示すように東西に 100m, 南北に 90m, 鉛直方向に 50m とし, 一辺 10m の立方体を 9 個規則的に並べる. 格子間隔は $1\text{m}\times 1\text{m}\times 1\text{m}$, 時間間隔は 0.01s とし, 西側を流入境界, 東側を流出境界とし勾配なし条件を課す. 南北方向は周期境界とする. 上空境界は free-slip 条件とし, 重力波の反射を防ぐため上端から 10 層のスポンジ層を設置する. また, 初期条件として温度, 圧力一様で, 速度の微小擾乱を与える. 流入部より $u=1.0\text{m/s}$ を与える. 音波の扱いは HI-VI 法を用いる.

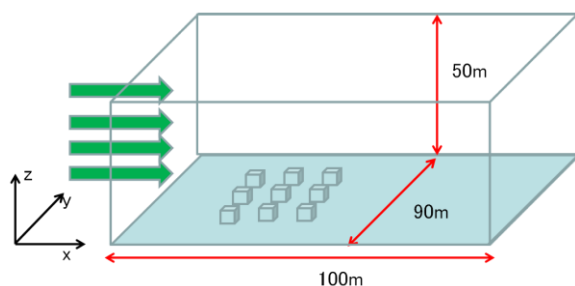


Fig. 8 Flow field on roughness blocks

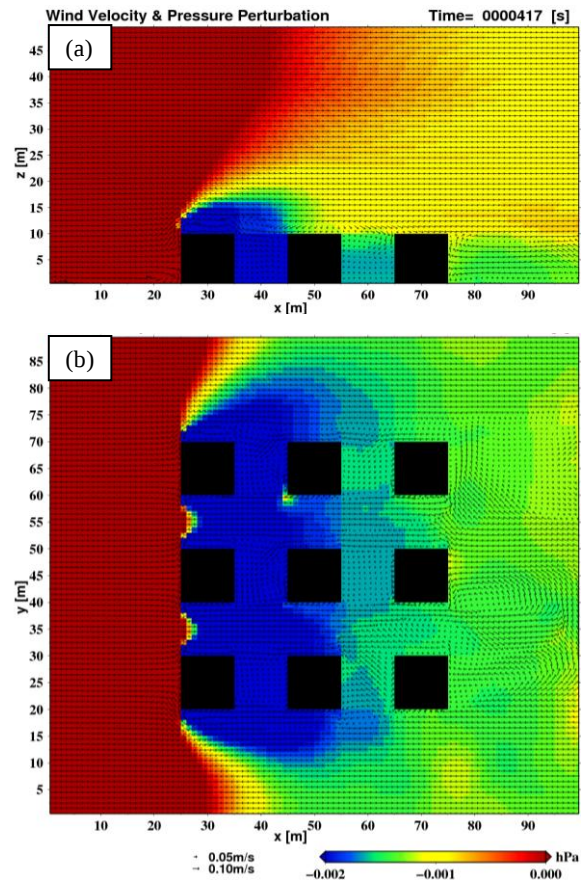


Fig. 9 Calculation result of flow on roughness blocks at (a) $y=45\text{m}$, and (b) $z=5\text{m}$

417 秒後の計算結果を Fig. 9 に示す. $Z=5\text{m}$ の水平断面図から, ブロックの周辺で風が周辺より弱い低速ストリークが確認できる. また, $x-z$ 断面図でも建物間での剥離や淀みが見られ, 既往研究の結果におおよそ合致する. これらの結果から, 構築したモデルで建物を解像して乱流構造をおおよそ表現できたと考えられる.

5. 結論

これまで述べてきた内容をまとめると以下のようになる.

1. では研究背景としてゲリラ豪雨の特徴と, 豪雨のタマゴ, そして, 豪雨予測の次のステージとして豪雨をもたらす積乱雲の起源, つまりは豪雨の「種」について述べた. また, 現行の気象モデルでは本研究の目的である豪雨の「種」の解明が難しいため, 一から独自のモデルを開発することを研究の目的とすることを述べた.

2. ではまず豪雨の「種」について, 「種」と目され

る都市で発生する熱ブルームに関して、現象の解明のために観測を補完できるような都市気象モデルによる解析が必要であり、また既往の都市気象モデルでは「種」の成長過程の表現を満足にできるものがないことを述べた。次に、都市気象が降水に及ぼす影響について既往研究に触れながら説明し、都市の粗度効果、熱的効果を陽に表現できる LES モデルによるモデル化が必要な理由について述べた。また、乱流モデルについて、現行のメソスケールモデルで主に用いられる RANS と比較して LES が非定常な現象の表現に関して優れていることを式による説明とともに述べた。最後に本研究の目的である豪雨「種」の発生要因の本質を探るのに必要な都市気象モデルの構成について述べ、本研究で作成を目指すモデルの指針を示した。

3. では都市気象モデルの構築について、まず非静力準圧縮系のモデルにおける基礎方程式を示した。次に用いる SGS モデルについて説明した。また、離散化について、空間の離散化に関して音波の扱いによる違いを HE-VE, HE-VI, HI-VI のそれぞれの方程式系と解法を説明した。時間の離散化についても音波に関連しない項で用いる Adams-Bashforsh 法について述べた。その後、本研究で作成したモデルで用いることができる境界条件について、それぞれ式を用いて説明した。最後に将来的にモデルに搭載する機能を今後の課題として挙げた。

4. では、3. で構築したモデルに対していくつかの数値実験による検証を行った。まず、典型的な流れ場の一つであるバックステップ流れについて説明し、計算手法を示すとともに数値実験の結果を述べた。この実験の結果より、構築したモデルはおおよそ流れの剥離、再付着を再現できていると考える。次に建物の後流の影響について既往研究より説明し、その特徴の再現ができるか数値実験を行い、その結果より建物後流に非定常なゆらぎが確認でき、また建物上空にも風速が周囲より遅いところが筋状に見られる低速ストリークが確認できた。また、建物上部の剥離による乱れが建物の数倍の高度の上空に及んでいることが見てとれ都市域の上空の乱流構造に対してビル群が大きな影響をもつことを示した。さらに、既往研究よりブルームの網の目構造についても延べ、その再現を数値実験で行った。その結果より鉛直流の水平分布が網の目の節目部分で強くなるという既往研究に合致する結果が得られた。加えて複数のラフネスブロック上の流れを数値実験で確認した。結果ブロックの間に周囲より風速の遅い低速ストリークが見られ、既往研究の結果とおおよそ合

致することから、作成したモデルによって建物を解像して乱流構造を表現できると考えられる。今回は既往研究との視覚的な比較でしか検証ができなかったため、観測結果との比較によってモデルの検証を行うことを今後の課題の1つとする。

これらの結果をうけ、本研究で構築したモデルは建物周辺の流れや熱を扱う計算において十分な再現が得られることが確認できた。これに加え、本研究の目的である豪雨の「種」の解明のため、都市の熱的表現を詳細に扱い、雲物理モデルを含有する水蒸気の式を導入すること、また現在の SGS モデル定数の与え方や壁法則の妥当性が曖昧なためこれらの改善を行っていくことを今後の課題とする。

参考文献

- 梶島岳夫 (1999) : 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂.
- 神田学 (2012) : 都市の気象と気候, 気象研究ノート, 第 244 号, 日本気象学会.
- 神田学,井上裕史,鶴野伊津志 (2000) : “環八雲” の数値シミュレーション, 天気, vol42, pp83-96.
- 斉藤和雄 (1999) : 気象研究ノート, 第 196 号, 日本気象学会.
- 章晋, 神田学, 稲垣厚至 (2008) : 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, 水工学論文集, 第 52 巻, pp.313-318.
- 白石栄一 (2009) : 局地的な降雨観測・予測技術の動向, 科学技術動向, 2009 年 2 月号, pp.34-45.
- 田村哲郎 (2010) : 都市における風の乱流構造に関する LES, ながれ, 日本流体力学誌 29, pp. 3-14.
- 坪木和久, 榊原篤志 (2001) : CReSS ユーザーズガイド第 2 版.
- 中北英一, 宮宅敏哉, Kim Kyoungjun, 木島梨沙子 (2012) : 気候変動に伴う梅雨期の集中豪雨の将来変化に関する領域気候モデルを用いた基礎的研究, 土木学会論文集, B1(水工学), Vol. 68 巻, pp. 427-432.
- 中北英一, 西脇隆太, 山邊洋之, 山口弘誠 (2013a) : ドップラー風速を用いたゲリラ豪雨のタマゴの危険性予知に関する研究, 土木学会論文集, B1(水工学), 第 69 巻, pp. 325-330.
- 中北英一, 鈴木賢士, 大石哲, 坪木和久, 川村誠治, 橋口浩之, 中川勝広, 鈴木喜晴, 大東忠保, 相馬一義, 山口弘誠 (2013b) : 豪雨の発生・発達をとらえる大規模フィールド動機観測実験と水災害軽減に向けた総合的基礎研究, 水文, 水資源学会 2013 年

- 研究発表会要旨集, pp.16-17.
- 藤部文昭 (2004) : 4-1. ヒートアイランドが降水におよぼす影響 : 夏の対流性降雨を中心にして(日本気象学会 2003 年度春季大会シンポジウム「ヒートアイランド-熱帯夜の熱収支」の報告), 天気, vol51(1), pp109-115.
- 藤吉康志 (2008) : ラージ・エディ・シミュレーションの気象への応用と検証, 日本気象学会.
- 藤吉康志 (2013) : ドップラーライダーによる流れの観測と物質輸送, ながれ, 日本流体力学会誌 32(4), pp.301-306.
- 森西洋平, 小林敏雄 (1990) : LES による人工的壁面境界条件の構成およびその評価, 生産研究, Vol. 42(1), pp.47-50.
- 森西洋平, 小林敏雄 (1991) : バックステップ流れの LES 計算, 生産研究, Vol43(1), pp.4-11.
- Ikeda, R., H. Kusaka, S. Iizuka, T. Boku and Y. Akimoto (2012) : Development of parallelized urban meteorological model based on LES model, ICUC8, pp.587-589.
- Kanda, M., R. Moriwaki, F. Kasamatsu (2004) : Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays.
- Klemp J. B., and D. K. Lilly (1977) : Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, J. Atmos. Sci., Vol35, pp.78-107.
- Kropfli, R. A. and P. H. Hildebrand (1980) : Three-dimensional wind measurements in optically clear planetary boundary layer with dual-Doppler radar, Radio Sci., Vol. 15, pp.283-296.
- Lilly, D. K (1966). : On the application of the eddy viscosity concept in the inertial subrange of turbulence, Manuscript No. 123, National Center for Atmospheric Research, boulder, CO.
- Smagorinsky, J. (1963) : General circulation experiments with the primitive equations, I. The basic experiment. Mon. Wea. Rev., 91, 99-164.
- Sullivan Peter P, James C. McWilliams, and Chin-Hoh Moeng (1994) : A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows, Boundary-Layer Meteorology, Vol. 71, Issue3, pp247-276.

(論文受理日 : 2014 年 6 月 11 日)