

都市気象LESモデルを用いた 豪雨の種となる熱的上昇流と渦管の組織化の解明

Investigation on Aggregation Process of Thermal and Vortex Tubes at Initial Convection by Using Urban Meteorological Large Eddy Simulation

山口弘誠・千賀幹太⁽¹⁾・中北英一

Kosei YAMAGUCHI, Kanta SENGA⁽¹⁾ and Eiichi NAKAKITA

(1) 京都大学大学院工学研究科

(1) Graduate School of Engineering, Kyoto Univ.

Synopsis

It's studied how thermals, which cause guerrilla-heavy rainfall in future, are generated from urban area like Kobe City and break through atmospheric boundary layer (ABL). In particular, the phase that thermals and vortex tubes connect to genesis of cumulous and cumulonimbus. I think that aggregation may play an important role at the phase. But, by radar observation, this mechanism isn't clear yet. Hence it is better to compute by using urban meteorological large eddy simulation. In this study, I conducted idealized experiments in order to investigate on how the behavior of thermals and vortex tubes is around or above ABL.

キーワード: ゲリラ豪雨, LESモデル, 乱流, 組織化, 熱的上昇流, 渦管

Keywords: guerrilla-heavy rainfall, LES model, turbulence, aggregation, thermal, vortex tube

1. はじめに

1.1 研究の背景

局地的豪雨(ゲリラ豪雨)はその時間・空間スケールの小ささから予測が困難であり, その結果近年都市に重大な被害をもたらしている. 特に数10分から1時間の間に発生, 急激に発達し地上に被害をもたらすという時間スケールの小ささは, 避難, 対策が間に合わず被害を発生させる大きな要因となっている. 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. ゲリラ豪雨をもたらす孤立的に発達する積乱雲は, 台風や前線による集中豪雨のものとは異なり気象モデルによる予測が難しい. 孤立積乱雲の一生は大きく分けて発達期, 成熟期, 衰退期の3つに分類され, 発生から30分ほどで成熟期となり地上に豪雨をもたらす.

この時間・空間スケールの小さい豪雨の予測に対し, 中北ら(2010, 2013, 2017)は豪雨をもたらす積乱雲の発達過程のうち気象レーダーによって発見できる最早単位を豪雨のタマゴと呼び, XRAIN(Xバンド偏波レーダネットワーク網)を用いて豪雨をもたらす積乱雲の早期探知を試みてきた. 中川ら(2018)は, フェーズドアレイレーダーを用いて急発達する積乱雲内部から渦管を抽出し, 正負のペアをもつ渦管の出現頻度から組織化積乱雲を早期に探知できることを示した. 積乱雲の生成・発達には渦管が重要な役割を果たしていることが予想されるがその詳細なメカニズムは不明確である.

このように, 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である豪雨のタマゴ, またタマゴからの成長時に焦点をあてた研究・観測が行われてきたが, 雲粒を伴わない水蒸気が上昇流により持

ち上げられ、凝結することで雲が発生する一連の詳細なプロセスは未だ不明瞭である。観測、モデルのどちらにおいても知見の少ない豪雨のタマゴの起源に関して、これを豪雨の「種」と呼びその解明を目指した研究が必要である。この豪雨の「種」に関して都市の影響がしばしば指摘されている(藤部, 2004)。大気が潜在的に不安定な時に何らかのきっかけで上昇気流が生起すると強い浮力が働いて上昇気流の加速が引き起こされる。このきっかけとして都市の影響が大きく寄与し、降水に対する影響として考慮すべき要因である。

しかし、豪雨の「種」となる現象は都市では土地利用が多岐にわたり、熱、水蒸気の水平分布が一律でなく、かつ建物群によって乱れの影響が高高度まで及ぶため定点観測では事象の解析が困難である。その為、観測では得られない情報を補完できる数値モデル計算からのアプローチが必要となる。豪雨の「種」となる現象をモデルで捉えるためには都市の建物群の形状をできるだけ陽に解像し、上昇流と渦の関係や建物群から生じる乱れの効果を詳細に解ける乱流モデルを用い、また都市キャノピー内部から積雲が生成する境界層上空までシームレスに扱えることが必要となる。そのため山口・高見ら(2016a)は乱流を格子スケールで陽に解けるLESモデルの開発をしている。

この都市気象モデルLESを用いた先行研究として、山口・土橋ら(2017)により、豪雨のタマゴに見られる渦管と都市の関係について解析が行われている。土橋らは、建物のバックステップ流によって風速の鉛直シアが強化されてきた水平渦管が立ち上がりの要因となる上昇流は、建物によるもぐりこみ流れや風の水平収束、また熱的な浮力が効いていると結論付けている。

また同様に、山口・小西ら(2019)は、大気境界層内からその上空の自由大気までを解析対象高度とし、都市における熱により発生した上昇流を熱的上昇流と呼び、それが大気境界層を通過し突き抜けるまでをモデルで数値計算をし、解析を行った。小西らは、熱的上昇流が大気境界層を突破する要因として、熱による浮力という熱的上昇流の気塊自体の内的要因と、高密度・高頻度による上昇流が発生し先行する上昇流による安定層の解消と水蒸気の持ち上げによる豊富な水蒸気量という外的要因が考えられると結論付けている。また、土橋らによる先行研究と同様に上昇流に伴う渦管の正負のペアの存在を確認し、さらに、南北風の複雑な鉛直シアに起因する鉛直渦管の複雑な構造や現象も確認され、渦管同士が強め合う可能性が示唆された。しかし、熱的上昇流とそれに伴う渦管が大気境界層を突破したのちに、積雲へと

つながる部分、そこからさらに発達する積乱雲につながる部分は未だ不明瞭なことが多い。

この積雲や積乱雲へとつながる部分を明らかにしようとレーダーを用いた観測からのアプローチもなされている。中北・新保ら(2019)によるKaバンドレーダーを用いた観測においては、上昇流と渦管の複雑な構造が集まっているように見られ、これを移動平均すると単一の大きな上昇流とそれに渦管が伴うという大きな構造が見られる。この単一の上昇流と渦管の構造は、Kaバンドレーダーより解像度の低いXバンドレーダーを用いた観測でも見られる。しかし、大気境界層を突破した多数の上昇流と渦管が積雲や積乱雲を生成するとき、それらが集合するのか、もしくは大きな単一のものに組織化するのか、どのようにスケールアップするのかについて観測によっても明らかにされていない。

1.2 研究の目的

前述のように、熱的上昇流が大気境界層を突破し自由対流高度に達し、積雲が生成することや、そこから積乱雲が発達する具体的なメカニズムは未だ不明瞭な部分が多い。レーダーによる観測でも、上昇流や渦管が積雲や積乱雲につながる部分は不明瞭であるが、大気境界層を突破した多数の熱的上昇流と渦管構造の組織化が、積乱雲の発達に重要な役割を果たしていると考えられる。したがって、モデル計算によるアプローチが必要である。

このような未だ不明瞭な積乱雲や積雲の生成につながる部分を明らかにすることで、都市域で熱的上昇流が発生し、境界層高度を突破した上昇流により積乱雲が生成され、ゲリラ豪雨を引き起こすまでの一連のメカニズム解明につながる。これは、甚大な被害を及ぼしうるゲリラ豪雨の予測という防災の観点から大変有用なことである。さらに、メカニズム解明により、現在地球規模で起きている気候変動下での積乱雲単体の将来予測に貢献できるのではないかと考える。10年、20年、100年先のゲリラ豪雨災害の対策を考えるうえでも重要な研究である。

このようなことを踏まえて本研究では、熱的上昇流と渦管の組織化について都市気象LESモデルを用いて理想実験により数値計算を行い、熱的上昇流と渦管の挙動、組織化のメカニズムを明らかにしていく。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。第2章では使用する都市気象LESモデルと、このモデルを用いた先行研究について述べる。第3章では理想実験により上昇流と渦管の組織化のメカニズムを解

明していく。第4章では大気の状態が上昇流の組織化へ与える影響を考察する。そして第5章で結論を述べる。

2. 都市気象LESモデルの概説と先行研究

2.1 都市気象LESモデルの概説

2.1.1 都市気象LESモデルの特徴

一般的に広く使われているRANSモデル同様にLESモデルも近年乱流解析によく使用され始めている。RANSモデルはすべての渦をモデル化してしまうのに対して、LESモデルはグリッドより大きな渦は直接計算し、グリッドより小さな渦だけをモデル化している。これによって、計算時間はかかるものの乱流を上手く表現し、LESモデルはRANSモデルよりも現実に近い結果を得る事ができることが期待されるため、今回の計算に使用する。また、LESモデルの中にも違いがある。例えば、建築・機械などの分野で発達してきた乱流解析によく用いられるCFD（計算流体力学）を用いたLESによる都市キャノピーモデルがあるが、これらは都市境界層内を対象としており、静力学系として扱っている。よって今回の大気非静力学系の場の計算には不適である。また他にも、室内を対象としたLESモデルでは雲の発生を考慮しておらず、雲微物理モデルを含まないことから、これもまた不適である。そこで、山口・高見ら(2016b)は、豪雨の「種」を明らかにすることを目的として都市効果を考慮するLES気象モデルを開発している。以下の条件をすべて満たすことがこの都市気象LESモデルの大きな特徴である。

- ・乱流による熱・水蒸気輸送を表現するためLESに基づく気象モデルであること
- ・都市キャノピー層か境界層より上空までを包括的に取り扱うことができること
- ・雲微物理モデルを持つこと
- ・建物を解像できること
- ・非静力準圧縮系であること

具体的には、建物によって発生する乱流、道路・建物・車などからの人工排熱、熱プルームによる熱・水蒸気輸送に関して陽にモデルで表現し、熱プルームに対する都市効果を評価できるようになっている。建物はFAVOR法で表現している。熱効果はモデル内で陽に解いていないが、別途に陸面モデルを用いて詳細に都市熱効果を考慮し、境界条件として本モデルに与えている。さらに、熱プルームが境界層よりも上空へどのように成長して、積雲・積乱雲の成長に寄与しているのかを評価できるモデルである。

2.1.2 基礎方程式とスキーム

非力準圧縮の基礎方程式系を採用しており、連続式、運動方程式（3成分）、温位の保存式、水蒸気・水物質の保存式から成っている。予報変数は風速の3成分 $u_i(i=1,2,3)[\text{m/s}]$ 、圧力 $P[\text{hPa}]$ 、温位 $\theta[\text{K}]$ 、水蒸気、雲水、雨水の混合比 q_v, q_c, q_r である。乱流の取り扱いとしてLES(Large-Eddy Simulation)を用いており、サブグリッドスケールの乱流をグリッドスケールの基本変数で近似するモデル化にはSmagorinsky-Lillyモデル(Smagorinsky,1963; Lilly,1966)を用いている。同じ渦粘性モデルとして、汎用的なメソ気象モデルでよく用いられるRANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations)がエネルギー保有渦を含め乱流をすべてサブグリッドスケールの現象としてモデル化してしまうのに対し、LESは格子幅によって長さスケールを定義し、そのスケールより大きい渦は陽に表現しそのスケールより小さい乱流渦のみをモデル化している。また雲物理モデルは氷相過程を考慮しない暖かい雨のバルク(Kessler,1969)を用いている。変数はスタッガード格子で配置されるため境界上には法線方向の風速が配置されるが、流入境界で圧力にディリクレ条件を与える場合は境界の場所を半格子ずらすことで圧力を固定する。上空と側面境界にはスポンジ層(Klemp,1977)を設置することができる。

また、壁面の取り扱いを以下に示す。地表面および壁面の運動量、温位のフラックス、および水蒸気混合比のフラックスは、それぞれ以下に示す式(1)、式(2)、式(3)のバルク式で見積もられる。式中の ϕ_{sfc} 、 ϕ_b はそれぞれ変数の地表面および壁面再近傍グリッドの値、 $|U|$ は境界に水平な風速の絶対値、 ρ_0 $[\text{kg}/\text{m}^3]$ は湿潤大気密度である。

$$\tau_{xij} = \rho_0 C_m |V_b| u_{ib} \quad (1)$$

$$\tau_{\theta j} = \rho_0 C_h |V_b| (\theta_b - \theta_{sfc}) \quad (2)$$

$$\tau_{qvj} = \rho_0 C_h |V_b| (q_{vb} - q_{vsfc}) \quad (3)$$

C_m, C_k はバルク係数であり、Louis et al.(1979)に従って、式(4)、式(5)、式(6)、式(7)のように計算される。式中の Z_{0m}, Z_{0k} は粗度、 Rb はバルクリチャードソン数であり、大気の安定度を示す無次元量である。 Rb によって、すなわち大気の安定度によって、バルク係数が変わるようなスキームとなっている。

$$C_m = (\kappa / \log(z/z_{0m}))^2 F_m(z/z_{0m}, Rb) \quad (4)$$

$$C_h = (\kappa / \log(z/z_{0m})) (\kappa / \log(z/z_{0h})) F_h(z/z_{0m}, z/z_{0h}, Rb) \quad (5)$$

$$F_m = \begin{cases} 1 - \frac{9.4Rb}{1 + 7.4 \times 9.8(\kappa/\log(z/z_{0m}))^2(z/z_{0m})^{0.5}|Rb|^{0.5}} & Rb < 0 \\ \frac{9.4Rb}{(1 + 4.9Rb)^2} & Rb \geq 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$F_h = \begin{cases} 1 - \frac{9.4Rb}{1 + 5.3 \times 9.8(\kappa/\log(z/z_{0m}))(\kappa/\log(z/z_{0h}))^{0.5}|Rb|^{0.5}} & Rb < 0 \\ \frac{9.4Rb}{(1 + 4.9Rb)^2} & Rb \geq 0 \end{cases} \quad (7)$$

また、都市の形状を出来るだけ詳細に再現しながら積雲の生成への影響を調べるために、座標系は直角直交格子を採用し、かつ地形を表現することのできるFAVOR法 (Fractional Area Obstacle Representation Method) を用いている。FAVOR法では複雑境界上の流れにおいて、流体と固体が混在するグリッドを考え、格子の体積のうち流体の占める体積率を V_f 、また x_i 方向に垂直な断面において流体の占める開口率を A_{xi} とおくことで地形の形状を表現する (Fig. 1)。体積力は V_f に比例し、断面を通る運動量の輸送は A_{xi} に比例する。

本章では、使用する都市気象モデルについて概説した。以下のTable 1に示すのがその概要である。

Table 1 Summary about urban meteorological Large Eddy Simulation model

Basic equations	quasi-compressible and non-hydrostatic model
Forecast variables	u v w p θ q_v q_c q_r
Coordinate system	Cartesian coordinate
Computational grid	Staggered grid
Discretization	Finite difference (FAVOR)
Time discretization	2nd order Adams-Bashforth
Spatial discretization	2nd order accurate central-difference 3rd order upward difference
Calculation about sound wave	HE-VE method, or HE-VI method (Horizontal-Explicit and Vertical-Explicit)
SGS model	Smagorinsky-Lilly (Smagorinsky,1963;Lilly,1966)
Boundary condition	Lateral: Periodic, No-gradient, Free-slip, Radiation Top and bottom: Free-slip, Wall (with sponge layer)
Wall boundary condition	Bulk (Louis,1979)
Microphysics	Warm bulk (Kessler, 1969)

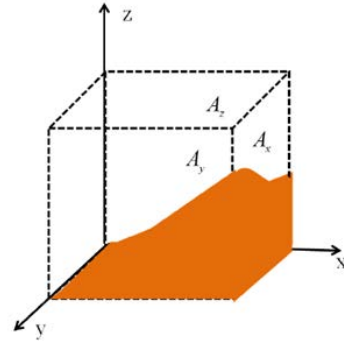


Fig. 1 The way of defining area rate

2.2 都市気象LESモデルを用いた先行研究

都市気象LESモデルによる数値解析として山口・土橋ら(2017)は、神戸市都市域と六甲山を含めた範囲を計算対象として、ゲリラ豪雨に見られる渦管の発生における都市の影響の解析を行った。渦管の立ち上がりには上昇流の発生が効いており、その上昇流の発生要因を下に挙げる。1つ目は風の収束による強制上昇である。風が建物を回り込むようにして建物の風下側で収束することによって空気が持ち上げられ、上昇流が発生する。2つ目は熱的浮力である。地表面の熱により、下層の空気は暖められ、上昇していくのである。このように、土橋らは都市上空数百[m]程度の下層における上昇流、渦管の立ち上がりの要因を明らかにした。

さらに山口・小西ら(2019)は、同様の神戸都市域と六甲山を含めた範囲を計算対象として、境界層内とその上空に着目し、境界層を突破するような上昇流がどのような特徴を持っているのかについて解析を行った。第1章の研究の背景でも述べたが、都市域で発生した上昇流が境界層を突破する3つのケースについて、それぞれ別々の要因が考えられると以下のように結論付けた。1つ目のケースの要因は、先行して発生した熱的上昇流が安定層をかき乱したことによる安定層の解消である。ある熱的上昇流が安定層を解消することでそこに新たな熱的上昇流が隙間を縫うようにして境界層を突破したということである。2つ目のケースの要因は、境界層を突破する熱的上昇流が地表面から発生するときに、地表面顕熱フラックスが大きかったため、その気塊自体が強い熱的浮力を持っていたことである。このケースの熱的上昇流は1つ目のケースと異なり、単独で境界層を突破した。3つ目のケースの要因は、以上の要因に加えて、下層からの豊富な水蒸気の持ち上げと境界層上層の水蒸気の滞留によって、雲の凝結量が多くなり、凝結熱が大きくなり、大気が不安定化したことである。

本研究の解析対象とする範囲ではないが、境界層より下層の約300[m]の高度で南北に並ぶ3つの上昇流が連なり、1つの大きな組織になり、境界層を突破していくという現象が見られた。この組織化によって熱的浮力が保たれやすい構造になったためであると考えられている。このように境界層より下層での上昇流の組織化は確認されているが、積雲生成や積乱雲発達に関わる境界層付近や境界層より上層での組織化は確認されていない。

3. 都市気象LESモデルを用いた理想実験による上昇流と渦管の組織化の解析

神戸市のような都市の熱の影響によって生まれ、境界層を突破してきた上昇流が大気境界層付近やその上層で、どのような挙動をして雲の生成につながっているかは未だに不明瞭である。しかし、上昇流や渦管の組織化が重要な役割をしていると考えている。第1, 2章で述べたように、レーダーでも雲の生成につながる部分を明確に観測できていない。この部分をモデル計算によって明らかにしていく。メカニズム解明を目指し、上昇流の組織化を単純に再現するため、領域内に人工的に多数の上昇流を発生させた理想実験を行うことでこれらの挙動を解析する。

3.1 実験設定

3.1.1 モデルの計算条件の設定

まずモデルの計算条件について述べる。地形や建物を考慮しないフラットな地表面を設定しモデル計算した。格子間隔は水平方向、鉛直方向ともに60[m]とした。土橋ら(2019)や小西ら(2019)の先行研究では都市の建物を解像するために地表面ほど鉛直格子を細かく設定したが、本理想実験では、建物を解像せず平面としたため、また、境界層付近やその上層を解析対象としているため問題ないとする。計算領域は、発達した雲の発生を想定しており、大きな雲や上昇流が発生してもモデル境界の影響を受けないようにするために、土橋ら(2019)や小西ら(2019)の先行研究と異なり広くした。東西、南北、鉛直の順にX, Y, Zとし格子を165×198×133グリッドとり、9.90[km]×11.88[km]×7.98[km]の計算領域とした。領域の概念図をFig. 2に示す。時間積分間隔として、音波に関する項の計算を $\Delta \tau = 0.09$ [s]、それ以外を $\Delta \tau = 0.45$ [s]とした。境界条件は東西をfree-slip、南側を流入境界、北側を放射境界とした。

3.1.2 熱の与え方の妥当性に関する検討

土橋ら(2019)や小西ら(2019)の先行研究では、地表面の土地利用に応じて人工排熱や都市地表面温度を

計算時間に合わせて時々刻々与えているが、今回の理想実験では、発生した上昇流の境界層付近とその上層での挙動の解析を目的としているため、また簡略化のため、人工排熱を与えず、地表面温度を時間変化させず領域上等間隔に与えた。先行研究で解析された上昇流と同程度の強さ、大きさ、間隔のものを発生させられるように設定した。神戸市のような南から、海、都市、山地という土地利用をイメージし、都市で上昇流を発生させるために、また境界の影響を受けないようにX=1.5~8.5[km], Y=2.5~7.0[km]の範囲に熱を与えた。X軸方向に10列、Y軸方向に6列の合計60個の上昇流が発生するように設定した。それ以外の領域では、顕熱フラックスにより上昇流が発生しないように、初期境界値として与えている大気最下層の温位の値を地表面温度とした。

ここで同じLESモデルを用いた先行研究の計算結果と比較し、本理想実験で発生させた上昇流の妥当性を確認する。先行研究で解析されたものとして、土橋ら(2019)の神戸市を再現した計算結果を用いる。この研究では熱的上昇流の再現性を境界層レーダーによって検証しており、現実的な熱的上昇流の表現していることを確認している。以下、この先行研究の結果を先行結果と呼ぶ。本研究の本理想実験の結果と比較する。以下これを本結果と呼ぶ。

まず熱的浮力の大きさに着目する。両結果とも上昇流が発生している地表面付近に熱的浮力のピークがあり、ほぼ同じ0.07[m/s²]であった。

次に単一の上昇流の大きさと分布、速度を検討する。先行結果では単一の上昇流の大きさは500[m]程度、上昇流と上昇流の間隔も400[m]程度であり、本結果とほぼ同じである。上昇流の強さは、先行結果と本結果ともにピークが7.0~7.8[m/s]で、両計算結果ともほぼ同じ様相の上昇流といえる。以上より、本理想実験で発生させた上昇流は先行研究で見られた上昇流の様相と合致しており、妥当であるとする。

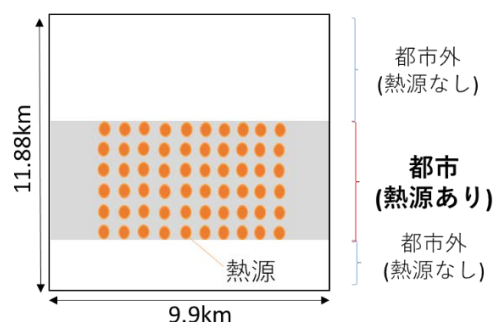


Fig. 2 Conceptual diagram about model field

3.1.3 境界初期条件の設定

本理想実験では、南北風、温位、水蒸気混合比を初期境界値、流入境界地として水平一様に与えている。

与える境界初期条件を設定するために、2017年から2019年の3年間の8月のうち、兵庫県で、午後にゲリラ豪雨が発生した日の12時の気象庁MSM-GPV(メソ数値予報モデル) データの中で、南風が卓越していた9日を抽出した。ゲリラ豪雨の発生した日は、目視で、狭い範囲で突如孤立した降水域が発生し、急激に発達し時間強度が50[mm/hr]を越えるものを抽出した。南風が卓越していた日を抽出した理由は、大阪湾から神戸に向かって水蒸気を多く含む湿潤な空気が流入することをイメージしているためである。

次に小西ら(2019)を参考にして、境界層高度を設定する。境界層高度の設定には明確な定義はなく、各論文で様々な設定が行われている。小田ら(2011)はドップラーライダーを用いた都市大気境界層乱流スケールの推定の中で、境界層高度を雲底より下層の温位の変化が顕著な高度としていた。すなわち温位の勾配が急に変わる高度を境界層高度としている。他にも境界層高度の推定方法は多々あるが、今回はこの温位プロファイルの変曲点を用いる方法を採用する。上述のように抽出したMSMデータの温位プロファイルの変曲点高度を参考にして、境界層高度を800[m]と設定した。

(1) 南北風, (2) 温位, (3) 水蒸気混合比それぞれの大気の状態の詳細な設定方法を述べる。Fig. 3に(1)(2)(3)の大気の状態と相対湿度の鉛直プロファイルを示す。

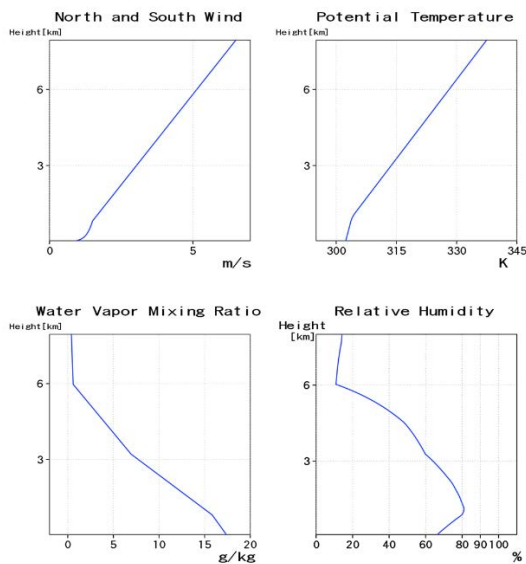


Fig. 3 Initial condition and boundary condition

(1)南北風鉛直シアの設定

上述のように、南から、水蒸気を多く含んだ空気の流入を想定しているため、抽出した日の境界層高度(800[m])より下層で南風が最大の値を平均し、境界層高度での風速を1.5[m/s]とした。都市における接

地層の摩擦の効果を表現するために、境界層高度より下層は1/7乗則に従って設定した。境界層高度より上層は、1[km]と6[km]の間のシアを平均したものを参考にして、実際の大气に整合するように調整し、鉛直シアの平均的な大气の状態として0.7[m/s/km]と設定した。

(2)温位勾配(大気の安定度)の設定

地表面から境界層高度までは、抽出した日の平均値を用いて、地表面を301[K],境界層までを1.6[K/km]の一定勾配のプロファイルを設定した。境界層高度より上層では、平均的な大气の状態として4.8[K/km]の一定勾配とした。また境界層付近に強安定層ができるのを防ぐために、境界層付近で緩やかに温位勾配を変移させている。モデル計算時には乱流を駆動させるために温位に±0.1[K]の擾乱を与える。

(3)流入水蒸気量(水蒸気混合比)の設定

MSMデータに沿ったプロファイルを設定するために、勾配を4段階変化させた。平均的な大气の状態は境界層高度と高度3[km]と高度6[km]で勾配を変化させた。MSMデータの地表面の平均値を参考にして、境界層付近で相対湿度も平均値となるように、平均的な大气の状態の水蒸気混合比を17.5[g/kg]とした。そして、勾配の平均値を参考に実際の大气場に沿ったプロファイルを設定した。ただし計算領域の上層では相対湿度が高くないように、水蒸気量を0に近づけている。

3.2 組織化の定義

上昇流の組織化とは、別々の上昇流がそれぞれ周りの大気に及ぼす影響の範囲が十分に重なることをイメージしている。例えば、上昇流はその周りの空気や水蒸気をエントレインメントするが、別々であった上昇流のエントレインメントする範囲が十分に重なるといったことをイメージしている。本研究において上昇流の組織化の閾値は2.0[m/s]とした。すなわち、2.0[m/s]以上の上昇流が併合し全体として大きな構造に進化すれば、組織化が起こったと判断する。渦管の組織化とは、もともと別々であった渦管循環が大きな一つの循環へと変わることをイメージしている。このように上昇流だけでなく渦管構造にも着目していることが、本研究の新規性であり、強みでもある。

3.3 本理想実験における上昇流の概説

本理想実験における上昇流の概要について述べる。計算開始およそ500[s]後に熱源を与えているところで、上昇流が発生し始める。60か所で上昇流が上昇していくが、発生後すぐに、一番北側で発生した東

西に並ぶ10個の上昇流は発達せず、その南にある上昇流と併合する。このとき、上昇流が大きな構造に進化していないので、「組織化」ではなく単に「併合する」と表現した。こうして最初に発生する南北に5つ、東西に10個並ぶ50個の上昇流がそれぞれ境界層を突破していき、それぞれ高度1100[m]付近で雲が生成する。それからは発達せず、やがて消えていく。本理想実験では、このときまでに境界層付近やその上層で組織化はみられなかった。後に、再び地表面から2回目の上昇流が発生してくる。2回目以降に発生する上昇流は、地表面付近で南北方向に組織化し境界層を突破する。そして、境界層付近とその上層では東西方向での組織化が見られた。

3.4 地表面付近での組織化について

3.4.1 上昇流の併合・組織化について

なぜ一番北側の上昇流がそのすぐ南側の上昇流と併合したのかを述べる。南北に並ぶ6つの上昇流は環境風である南風に流されて北進していく。しかし、一番北側の上昇流の北側部分では、南風がおよそ0.5[m/s]遅い。これは、地表面付近の上昇流の補償流が原因である。上昇流と上昇流の間では、北へ向かう補償流と南に向かう補償流が存在するため、補償流同士が打ち消しあって、環境風に影響を及ぼさない。一方で、一番北側の上昇流の北側部分では、北風成分の補償流のみが存在するため、環境風の南風が弱められる。よって、一番北側の上昇流だけ他の上昇流より北進が遅く、南側の上昇流に追いつかれ、併合するという構造になっている。一番南側の上昇流がそのすぐ北側の上昇流と組織化したのも、一番南側の上昇流だけ北進が速かったためである。また、2回目以降に発生する2回目以降に発生する上昇流が、地表面付近で南北方向に組織化したのも、同様の理由であると考えられる。

一般的に、環境風が一様である限られた領域に多数の上昇流が発生しているとき、その風上側と風下側の上昇流はそれぞれ内側にある上昇流と組織化すると考える。

3.4.2 上昇流の組織化に伴う渦管の挙動

第1章の背景でも述べたが、山口・土橋ら(2019)は都市気象LESモデルを用いて都市下層における渦管の解析を行っている。ここで示す渦管とは渦度が空間的に連なったものである。都市において水平風の鉛直シアで形成された水平渦管が立ち上がって鉛直渦管が形成されるには、水平風の収束や熱的浮力による上昇流の発生が効いており、また立ち上がった鉛直渦管は、正負のペアで存在する事も明らかにしている。さらにそれらの複雑な挙動も確認されてい

る。鉛直渦管は鉛直渦度が空間的に連なったものであり、鉛直渦度 ω は以下の式(8)で表される。

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (8)$$

ここで u, v は東西風と南北風である。半時計回りの循環が正の鉛直渦度、時計回りが負の鉛直渦度である。

さて、上昇流が上述のように組織化したとき、渦管の挙動はどうであろうか。地表面付近の一番南側で起こった組織化について述べる。Fig. 4を参照されたい。(a)は $X=5.28\text{km}$ の $T=1008\text{s}$ と $T=1179\text{s}$ における鉛直風分布の南北断面図である。(b)はそれぞれの時刻と上昇流が併合化し始めた時刻 $T=1098\text{s}$ の $Z=120\text{m}$ における鉛直風速のXY平面図で、ベクトルは東西風と南北風を表す。(c)は $Z=120\text{m}$ における鉛直渦度のXY平面図である。(a)の $T=1179\text{s}$ ではすでに地表面付近の丸で囲った部分で上昇流が組織化していることがわかる。(b)で地表面を詳しく見ると、 $T=1098\text{s}$ から組織化し始めていることがわかる。(c)の $Z=120\text{m}$ における鉛直渦度分布は理論通り上昇流の東側で正、西側で負の鉛直渦度分布となっている。この事例では大気の循環場の影響で上昇流が組織化したのちに(c)の丸で囲ったように渦管も組織化する。

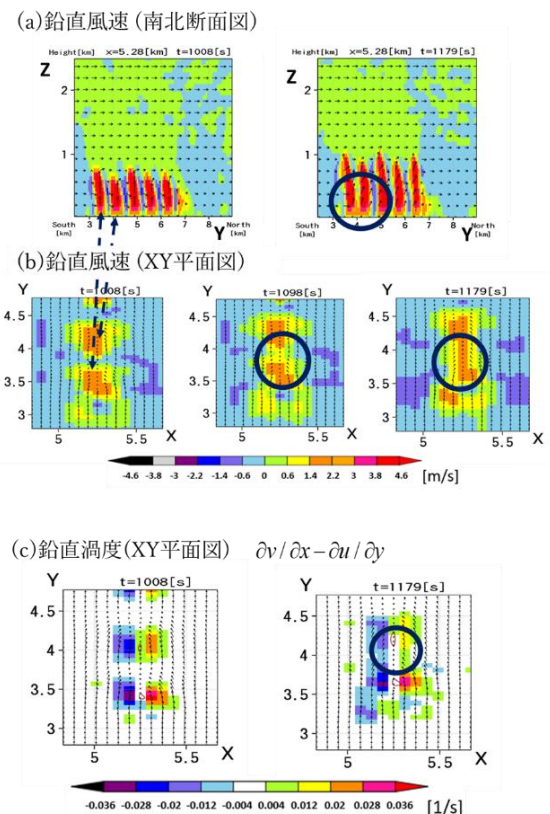


Fig. 4 Aggregation in southern surface area

ではどのようにして渦管の組織化が起こっている

のか。大まかなプロセスは、大気の流れ場によって上昇流が北進し、それに伴って付随する渦管も北進し北側の渦管と組織化するというものであるが、詳細な挙動はどのようなのだろうか。渦管周りの小さなスケールの風の循環からそのメカニズムを解説する。

Fig. 5にメカニズム模式図を示す。また、 $T=1008[s]$ からの鉛直渦度分布の時間変化をFig. 6に示す。Fig. 6 (a)は式(8)で表される鉛直渦度分布の $Z=120[m]$ における水平断面図である。Fig. 6 (b)は式(8)の第1項で、南北風分布のみの寄与による鉛直渦度の水平断面図を表すFig. 6 (c)が式(8)の第2項で東西風分布のみの寄与による鉛直渦度の水平断面図を表す。まず $T=1008[s]$ のFig. 6 (c)に着目する。赤色のコンターが $2.0[m/s]$ 以上の上昇流を表しており、理論通りその東西に正負の鉛直渦度分布が見られるが、その北側に正負が逆の鉛直渦度分布が見られる。すなわち負の渦管が近づく部分で正の鉛直渦度成分、正の渦管が近づく部分で負の鉛直渦度成分が見られる。Fig. 6 (c)に丸で囲って示す。この構造はFig. 6 (c)にしか見られない。Fig. 6 (c)は東西風分布による鉛直渦度成分を示しているため、Fig. 5 (ア)に示すような風の循環が生じているということがわかる。これは、Fig. 5 (イ)に示すように南側の渦管が北側の渦管に近づくことで、渦管と渦管の間で反時計回りの流れが生じるからである。Fig. 5 (イ)には負の渦管のみについての場合を示しているが、正の渦管の場合でも同様の挙動となる。

時間の経過とともに大気の流れ場によって南側の渦管が北側の渦管に近づくにつれ、まず $T=1062[s]$ のFig. 6 (b)においてのみ渦管が組織化する。青丸で示す。すなわち南北風分布による鉛直渦度成分のみ併合化する。これはFig. 5 (ウ)のような風の流れが生じているということである。鉛直渦度による流れの南北成分が、南北に並ぶ上昇流の中心線から東西に離れるほど大きくなるためである。しかし上述のように $T=1062[s]$ のFig. 6 (c)には、Fig. 6 (b)の鉛直渦度成分と逆符号の鉛直渦度成分が存在するため、 $T=1062[s]$ のFig. 6 (a)ではまだ組織化が見られない

そしてさらに渦管が近づいていく。Fig. 6 (c)の点線の青丸で囲った、負の渦管の北側にできた正の鉛直渦度に着目する。時間の経過とともにこの鉛直渦度が小さくなっていくのがわかる。 $T=1143[s]$ のFig. 6 (c)で東西方向の鉛直渦度成分がなくなり、このとき $T=1143[s]$ のFig. 6 (a)では負の渦管が組織化している。Fig. 5 (エ)で示すように、この変移は新たなスケールの大きな風の流れの生成、すなわち渦管の組織化を意味する。逆に言えば、渦管が組織化することでスケールの大きな風の流れが生じるということである。

以上のように、渦管の組織化とは、渦管が近づく

につれてそれらの周りの細かな風の分布が変化し、次第にスケールの大きな新たな風の流れへと発達することである。

また地表面付近の南北方向に並んだ最も北側での上昇流の組織化の際も、同様に渦管が組織化していた。

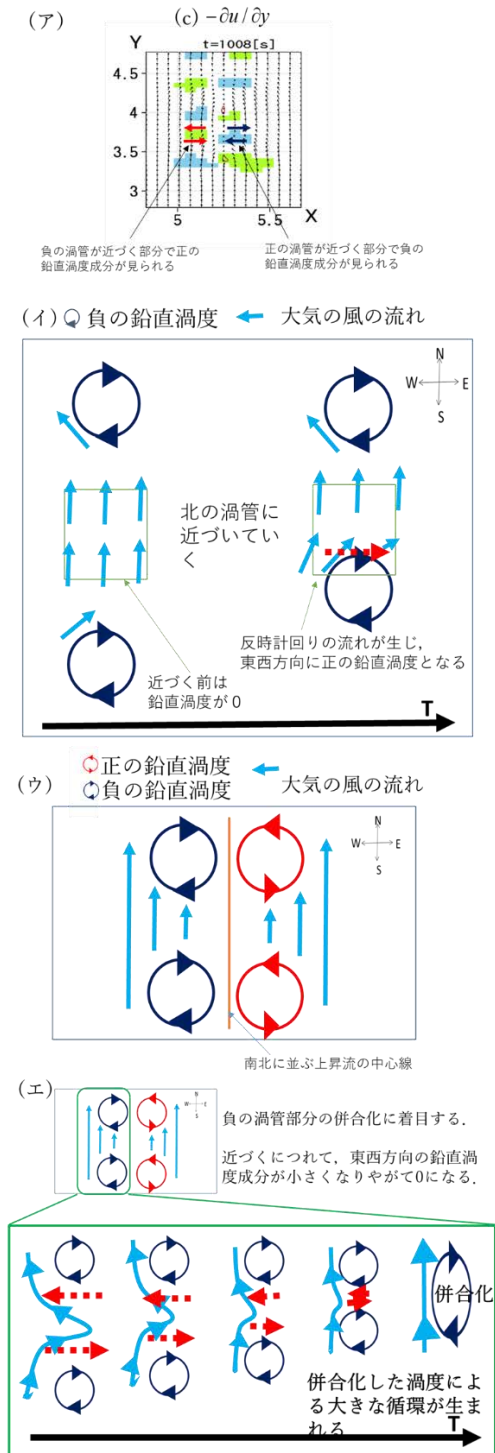


Fig. 5 Schema about vortex tubes aggregation

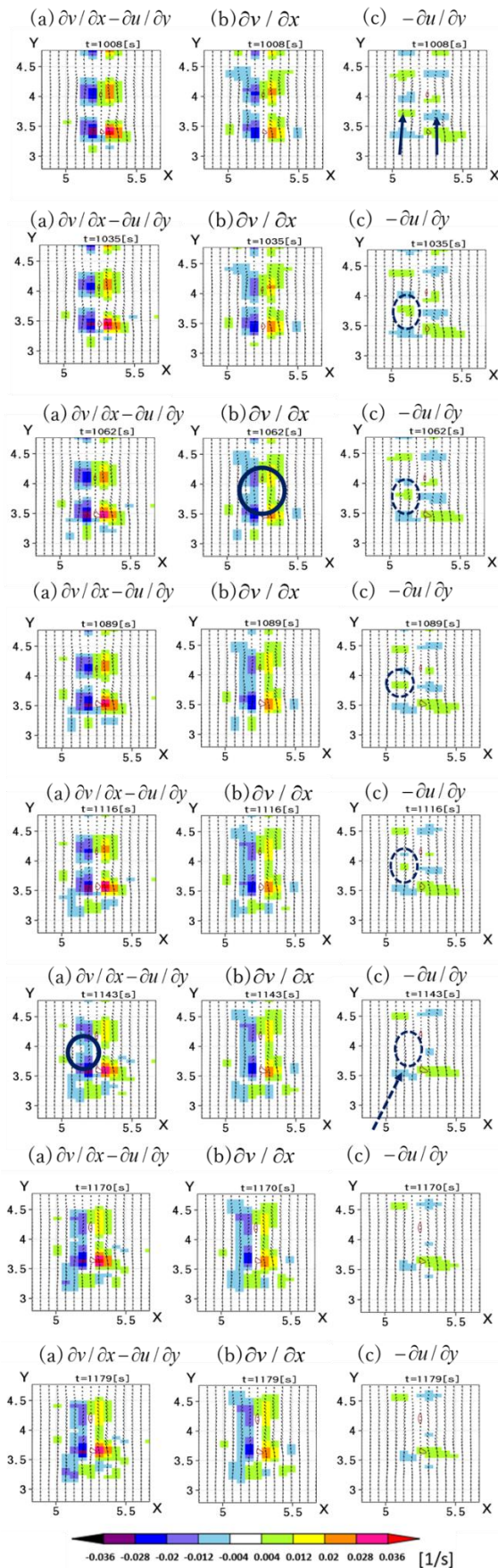


Fig. 6 Vorticity at horizontal plane

3.5 境界層より上層の組織化について

3.3で述べたように地表面付近から南北方向に組織化した2回目以降に発生した上昇流のいくつかは、上層で東西方向に組織化していた。Fig. 7にその例を示す。Fig. 7 (a)~(d)と時系列順に鉛直風速の東西断面図を示す。四角で囲った部分の2つの上昇流が併合化していく。Fig. 7 (d)の矢印で示すように、高度1.0[km]付近の境界層より上層で東西方向に組織化しているのがわかる。閾値で設定した2.0[m/s]を越えているが、ピークが別々のままであり、組織化していないように見えるかもしれない。しかし、上昇流同士の境界がくっついていることによって、周囲の環境場の大気とは混ざらない状態になっており、本研究ではこれを組織化とした。上昇流を追って時系列順に示しているため、上昇流が北進するにつれて東西断面を変更していることに注意されたい。さて、この境界層より上層での組織化は、先に述べた大気の循環の影響によってではなく、渦管により生じた風の流れによって起こっていた。このメカニズムを解説していく。

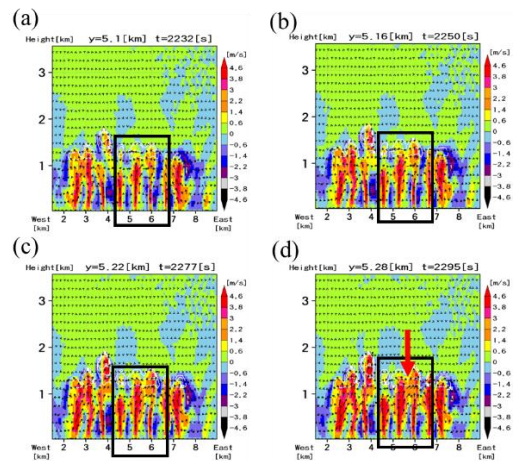


Fig. 7 Vertical velocity at east-west cross section

Fig. 7で組織化した上昇流をFig. 8の水平断面図に示す。Fig. 8 (a)の四角で囲った2つの上昇流が組織化していく。Fig. 8 (b)にそれぞれの上昇流に対応する渦管を矢印に示す。西側の上昇流に付随する渦管を赤色の矢印、東側を黒色の矢印で示す。

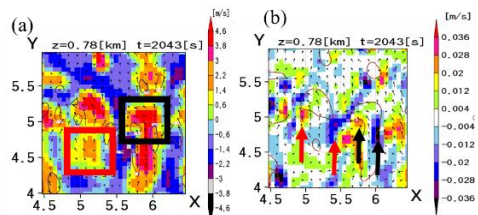


Fig. 8 (a)Vertical velocity at horizontal plane
(b)Vorticity at horizontal plane

渦管は上昇流から離れており、正負のペアも水平渦管の立ち上がりによる鉛直渦管の生成の理論と逆である。この渦管は水平渦管の立ち上がりによってではなく、大気の流れによって生成した渦管であると考える。これらの鉛直渦度は、南北風分布のみによる寄与がより大きい。環境風によって南北方向に組織化した上昇流と上昇流の間の空気が、補償流として東西方向に流れ、南風成分が弱まるため、南北方向に組織化した上昇流のない領域では南風が弱くなる。すると、東西方向に南風のシアが発生し、水平渦管の立ちあがりによるものではない鉛直渦管が生じる。このモデル計算において、なぜ水平渦管の立ちあがりに起因する鉛直渦管より優勢なのかかわかっていない。これからの課題とする。今説明しようとしているのは、複雑に分布する渦管により生じた流れによって組織化が起こることである。よって、渦管が水平渦管の立ちあがりに起因するものでなくても問題ないと考え、話を進めていく。

Fig. 9に鉛直風速と渦管分布の水平断面図を時系列順に示す。上昇流を追跡するため適宜水平断面図の高度を変更している。鉛直風速分布図の赤色のコンターが $0.02[1/s]$ 以上の正の鉛直渦度、青色のコンターが負の鉛直渦度を表している。鉛直渦度分布図の赤色のコンターが $2.0[m/s]$ 以上の上昇流を表す。Fig. 9 (a)に四角で囲った上昇流に着目する。下層から四角で囲った上昇流が発達してくる(Fig. 9 (a))。環境風によって北側にある上昇流に追いつき併合化し、少し強くなる(Fig. 9 (c))。境界層を突破し、上昇流の南東側にある、強い負の渦管による時計回りの風の流によって上昇流領域が東に膨らんでいく(Fig. 9 (e),(g))。また、Fig. 9 (e)の四角で囲った東側の上昇流も、その南西側にある図(f)の矢印で示した強い正の渦管による反時計回りの風の流によって少し西に膨らんでいく(Fig. 9 (i),(k))。そして2つの上昇流領域が近づいていき、組織化する(Fig. 9(k))。このように渦管周りの風の流によって上昇流領域が膨らんでいき、近くにある上昇流と併合化する。

また渦管の併合化も見られた。併合化した2つの渦管をFig. 9 (b)に四角で囲む。3.4.2での渦管の組織化の原因は大きな大気の循環であった。今回の組織化の原因は、上昇流の組織化と同様に、渦管周りの風の流であると考え。正負両方の渦管が相互作用し、それぞれが強め合い周辺の風の循環を変化させることで渦管が移動する。そして、3.4.2で述べたメカニズムに従って組織化し、さらに新たな大きな循環が生じる。この事例では、負の渦度が組織化した箇所周りには強い正の渦管が存在し、負の渦管による時計回りの循環を強めていると考える。よって負の渦管の組織化が促進されたのではないか。このよう

に渦管が相互作用しあい、組織化により大きな渦管となり、さらに大きな循環が生じると考える。

以上のように、渦管により生じる風の流によって上昇流が組織化していく。すなわち、渦管が上昇流を組織化させる重要なファクターである。また、渦管も相互作用しあい、その周りの風の流を変化させ、組織化によってさらに大きな循環を生み出す。

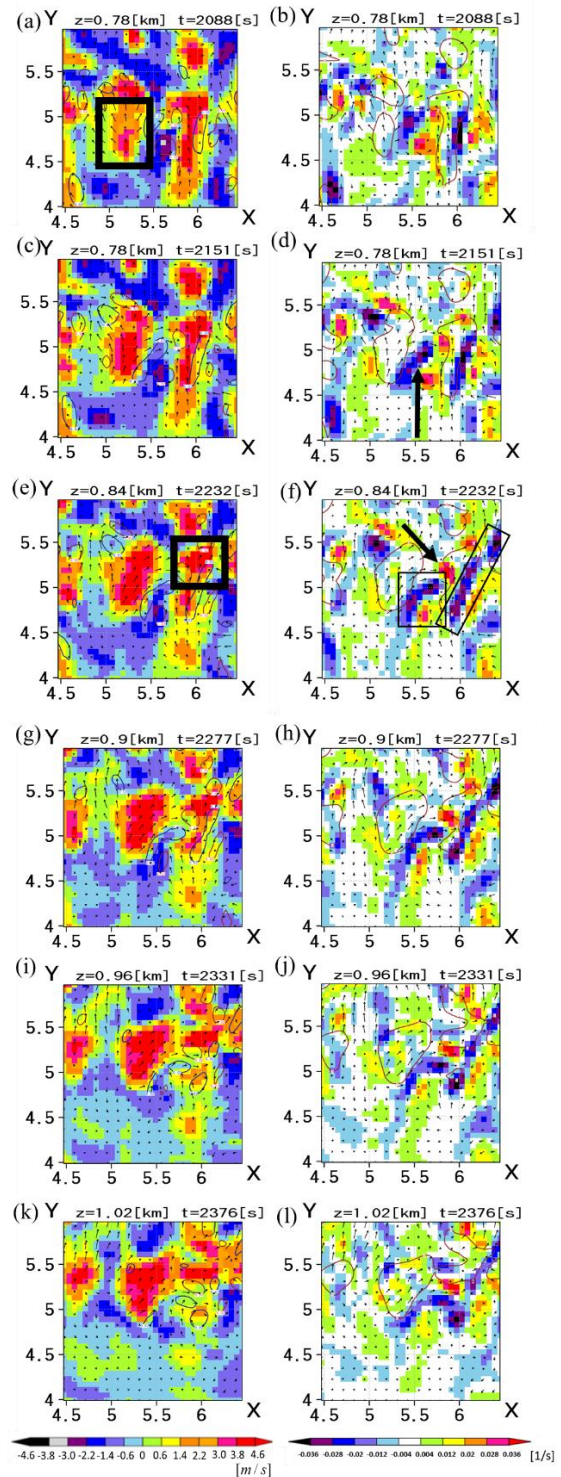


Fig. 9 Vertical velocity and Vorticity at horizontal plane

3.6 組織化による上昇流の浮力の変化

次に組織化による上昇流の熱的浮力の変化について考察する。上述のように、

- (1) 地表面付近での南北方向の組織化
- (2) 2回目以降発生する上昇流の、境界層付近またはその上層での東西方向の組織化

という大まかに2つの局面で組織化が見られた。(1)の局面における組織化をFig. 10の(1)-a, (1)-bで表す。熱的浮力の南北断面図を示す。(2)の局面における組織化をFig. 10の(2)-a, (2)-bで表す。熱的浮力の東西断面図を示す。Fig. 10の-aは組織化前を、-bは組織化後の熱的浮力の大きさを表す。

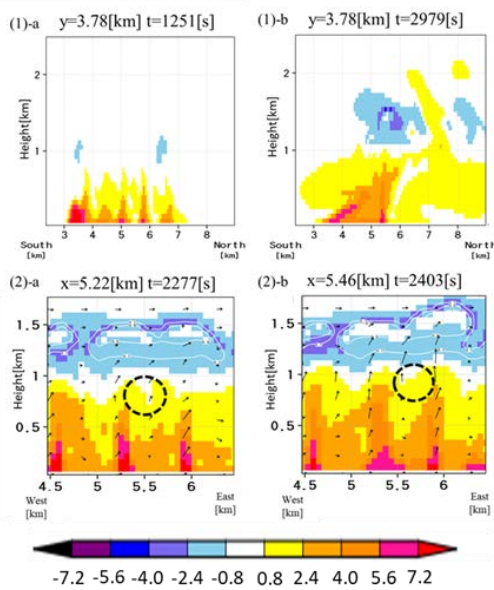


Fig. 10 Buoyancy

(1)について熱的浮力を比較する。Fig. 10(1)-aから(1)-bへ南北方向に組織化すると、組織化した上昇流のほうが浮力の大きい範囲が広いことがわかる。しかし、熱的浮力の強さは組織化したものとそうでないもので大して差がない。組織化によって熱的浮力の強さが変わるわけではなく、上昇流のもつ熱的浮力がある領域が大きくなっている。(2)についても同様であった。Fig. 10(2)-aから(2)-bへ東西方向に境界層上層の高度1[km]付近で組織化すると、熱的浮力のある範囲がやや広がるのみであった。

以上のように熱的浮力自体の強さは大きく変化しないが、組織化により浮力の強い範囲が広がる。すなわち上昇流それ自体の体積が増えることで、体積に対する表面積の割合が小さくなり、エントレイメントの効果が小さくなり熱的浮力が弱まりにくくなる。強さ自体の変化ではなく、スケールアップすることによって組織化が重要な役割を果たしていると考えられる。

4. 感度実験による大気の状態が組織化に与える影響評価

4章では、3章での実験をControl Run(以下Ctrl)と呼び、Ctrlに対して大気の状態をいくつか変更してモデル計算し、上昇流の組織化に与える影響を探る。

4.1 感度実験の狙い

上昇流や渦管の組織化に大きな影響を与えると考えられる大気の状態として、以下の3つを挙げる。

- (1) 大気中の水蒸気量
- (2) 大気の安定度
- (3) 流入風の鉛直シアの大きさ

本感度実験では、Ctrlと比較することで、これらの大気の状態が上昇流の組織化に与える影響を評価する。Table 2のように、(1)(2)(3)のそれぞれの効果を評価するために、それぞれの条件を変更して、新たに3種類の計算を行った(Run1, Run2, Run3)。Ctrlの大気の状態をゲリラ豪雨日の平均的な大気の状態(average)としていたが、表中のそれぞれの大気の状態におけるLarge, Unstable, Largeとは、現実で起こりうるゲリラ豪雨が起きるような大気の状態のなかで、より積乱雲が発達するような状態を表している。このような大気の状態に関して次節で詳しく述べる。

Table 2 Atmosphere situation in sensitivity experiment

	Ctrl	Run1	Run2	Run3
Water vapor	average	Large	average	average
Atmospheric stability	average	average	Unstable	average
Vertical wind shear	average	average	average	Large

4.2 実験設定

境界初期条件以外はすべて第3章のCtrlと同じである。以下平均的な大気の状態ではない条件の与え方を述べる。上述のように、境界層を突破してきた上昇流が雲につながる部分である境界層上層を対象としているため、境界層より上層の大気の状態を変更する。また境界層より上層の大気の状態を変更する際、変更後もゲリラ豪雨日の実際のMSMデータに沿うようにしている。設定した各Runにおける南北風、温位、水蒸気流入量、相対湿度の鉛直プロファイルを図11に示す。(a)は南北風、(b)は温位、(c)は水蒸気流入量の鉛直プロファイルである。それぞれの図中の青線がCtrlで与えたゲリラ豪雨日の平均的なプロファイルで、赤線がゲリラ豪雨日の中でもより積乱雲が発達しやすい大気の状態に変更したときの鉛直プロファイルである。(d)は相対湿度の鉛直プロ

ファイルである。赤の実線は大気が不安定で水蒸気量が多い状態、赤の点線は大気が不安定な状態で水蒸気量が平均的な状態(Run2)、青の点線が大気が平均的な状態で水蒸気量が多い状態(Run1)、青の実線は大気も水蒸気量も平均的な状態(Ctrl, Run3)を示す。

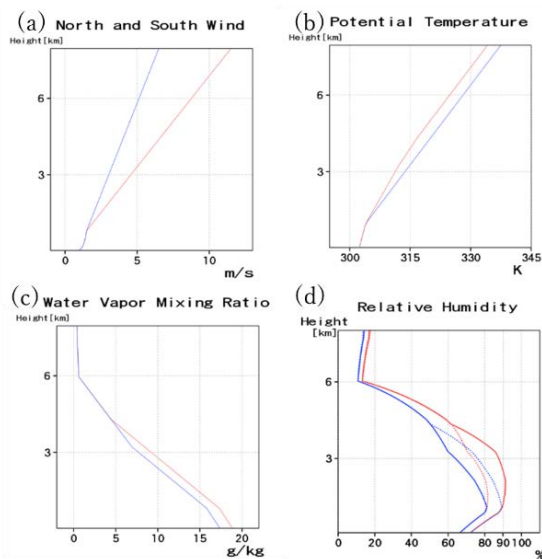


Fig. 11 Initial condition and boundary condition in Ctrl, Run1, Run2, and Run3

(1) 流入水蒸気量（水蒸気混合比）の設定

水蒸気量が多い大気の状態として、高度5[km]以下では、平均的な大気の状態の水蒸気量より1.5[g/kg]多くしている。勾配は同じである。高度5[km]より上層では、相対湿度が実際の大気場に合わないほど高くなるのを防ぐために平均的な大気の状態と同じプロファイルとした。これは、調整しない場合、高度6[km]付近の水蒸気量が多くなりすぎて、相対湿度が実際の大気場に合わないほど高くなってしまふのを防ぐためである。本実験では境界層上層を解析の対象としているので、5[km]より上層が同じ水蒸気量でも問題ないと考ええる。

(2) 温位勾配（大気の安定度）の設定

Ctrlと同様に、地表面から境界層高度までは、地表面を301[K]、境界層までを1.6[K/km]の一定勾配のプロファイルを設定した。平均的な大気の状態として4.8[K/km]の一定勾配とした。不安定な大気の状態として、境界層高度より上層で、抽出したMSMデータの中から一番急な勾配部分をえらび、高度3[km]までを3.6[K/km]、それより上層では、なめらかに平均的な大気の状態での温位勾配4.8[K/km]となるように調整した。これは、調整しない場合、高度6[km]付近の気温が低くなりすぎて、相対湿度が実際の大気場に合わないほど高くなってしまふのを防ぐためである。この調整も(1)で述べたように問題ないと考ええる。

(3) 南北風鉛直シアの設定

Ctrlでは鉛直シアの平均的な大気の状態として0.7[m/s/km]としたが、本感度実験では鉛直シアの大きい状態として1.4[m/s/km]と設定した。過度の強さに影響を及ぼすのではないかと考える。

4.3 各モデル計算結果の解析

それぞれの大気の状態の違いによる上昇流の組織化への寄与を比較、評価する。参考のためにCtrlの結果をFig. 12に示す。(a), (c), (e)に198[s]毎の東西断面図を、(b), (d), (f)にXY平面図を示している。(b), (d), (e)は、(a), (c), (e)の時間にそれぞれ対応する境界層より上層のXY平面図である。上昇流を追跡するため適宜東西断面とXY平面図の高度を変更している。Run1, 2, 3の結果についても同様にFig. 13, Fig. 14, Fig. 15に示す。最も見やすい断面を示しているため、各計算の図について断面の位置は異なる。

南北方向には大気の循環により組織化しているため、東西方向の組織化に着目する。上昇流周辺の渦管の挙動といった微視的な観点ではなく、今回はこの図からわかるような巨視的な観点から上昇流の組織化を議論していく。

4.3.1 水蒸気が多寡に関する評価

Fig. 13に示すように、Ctrlより水蒸気量だけ多い条件のRun1について解析する。T=2196[s]のFig. 13 (a), (b)では境界層を越えた別々の上昇流が東西方向に並んでいる。一部組織化している箇所もある。T=2394[s]のFig. 13 (c)では、上昇流はさらに発達し、高度0.7[km]~1.2[km]付近で組織化している。Fig. 13 (c), (d)からは、組織化によりスケールアップした3つの上昇流が見られる。さらに198[s]後のT=2592[s]のFig. 13 (e), (f)では、組織化し、大まかに見て2つの発達した上昇流が見られる。上昇流が大きくスケールアップしていることがわかる。Run1のこの事例では、Fig. 13 (a)から (c), (c)から(e)で東西方向に2段階の組織化が確認された。Fig. 13 (b),(d),(f)で、上昇流はその組織化に伴い、東西方向はもちろん、南北方向にもCtrlより大きくスケールアップしていることが確かめられた。Ctrlより組織化が顕著であったのは、上昇流それ自体の水平方向の幅が大きくなったためであると考ええる。Ctrlにおける上昇流1つの水平スケールは500[m]ほどであったのに対し、Run1の上昇流は境界層上層で最大1[km]近くある。雲が生成している領域で、Run1だけ顕著に熱的浮力が大きい。また熱的浮力が大きい範囲もRun1だけ顕著に広い。Run1でCtrlより組織化が顕著であったのは、大気中の水蒸気量が多いため、雲生成時の凝結量が多く、広い範囲で潜熱の放出量が多くなり、雲生成時に新たに広い

範囲で大きな熱的浮力が生じ、上昇流の強さが保たれると同時に上昇流それ自体の水平方向の幅が太くなり、周りの上昇流との間隔が狭くなり、組織化しやすくなったためと考える。

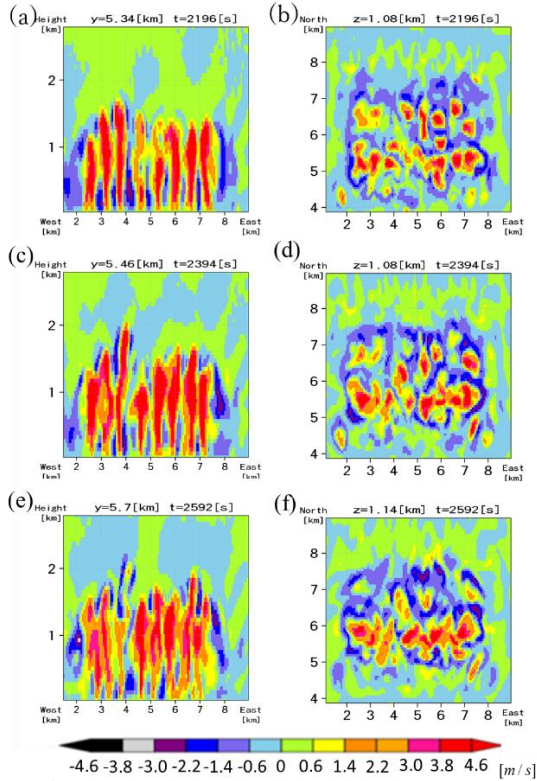


Fig. 12 Thermal aggregation in Ctrl

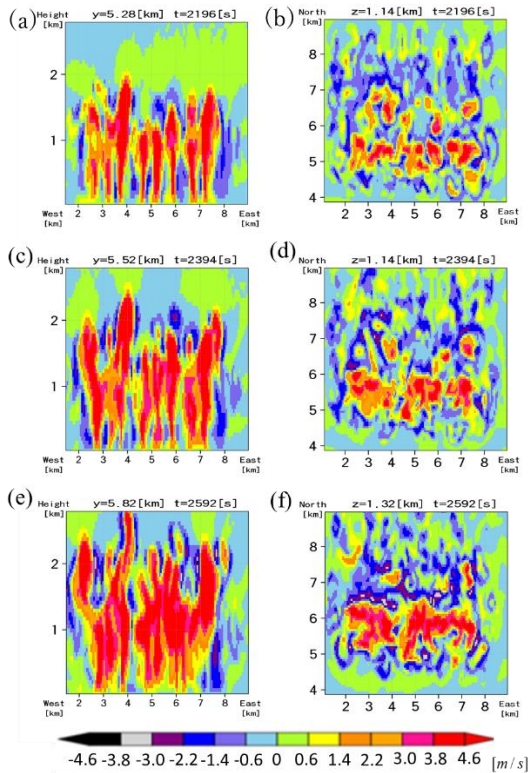


Fig. 13 Thermal aggregation in Run1

4.3.2 大気の安定度に関する評価

Fig. 14に示すようにCtrl より大気の安定度が小さい条件のRun2について解析する。T=2196[s]のFig. 14 (a)では境界層を越えた上昇流が東西方向に並んでお

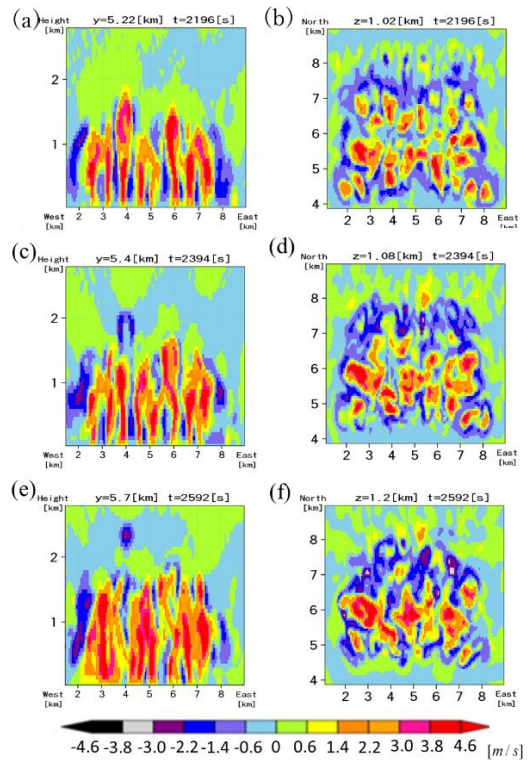


Fig. 14 Thermal aggregation in Run2

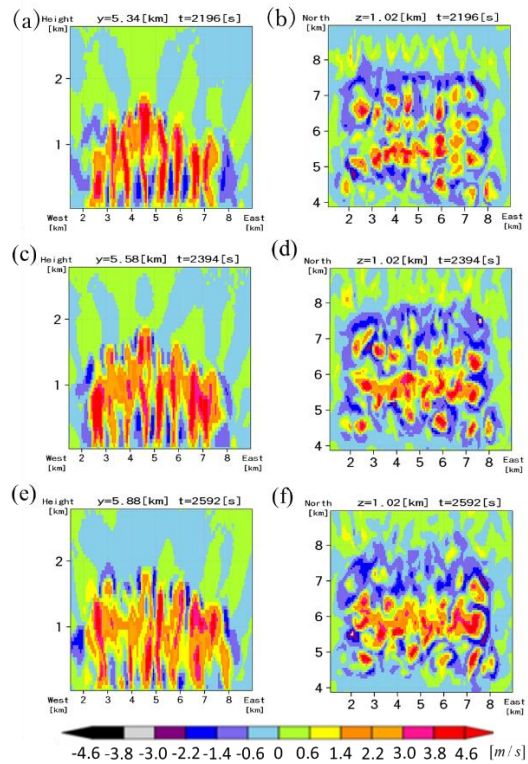


Fig. 15 Thermal aggregation in Run3

り、ところどころ境界層より上層で組織化している。T=2394[s]のFig. 14 (c)では、さらなる組織化は見られない。大気の安定度が小さいため、地表面からの上昇流と分離し、単独で高度2[km]まで上昇しているものも見られる。さらに198[s]後のT=2592[s]のFig. 14 (e), (f)では大まかに見て3つの発達した上昇流が見られる。Fig. 14 (c), (d)よりも上昇流が大きくスケールアップしていることがわかる。

Run2ではCtrl, Run1と同様に組織化による上昇流のスケールアップも確認できた。Run1ほどではないが、Ctrlよりはわずかに組織化が起きやすかった。相対湿度がわずかに大きかったため、雲が生成しやすく、潜熱が放出されやすくなり、4.3.1と同様に、上昇流それ自体の水平方向の幅が太くなり、周りの上昇流との間隔が狭くなり、組織化しやすくなったためと考える。また、安定度が低いため、上昇流それ自体の強さが保たれやすかったのではないかと考える。

4.3.3 流入南風の鉛直シアの大きさに関する評価

Fig. 15に示すようにCtrl より境界層上層で流入南風の鉛直シアの大きい条件のRun3について解析する。T=2196[s]のFig. 15 (a)では境界層を越えた上昇流が東西方向に並んでおり、境界層付近より上層で一部すでに組織化している。上昇流それ自体の強さはRun1,2と比べて小さく、Ctrlとほぼ同じだが、Fig. 15 (b)を見ると、東西方向に2[km]ほど組織化しているのがわかる。T=2394[s]のFig. 15 (c)では、高度0.8[km]~1.0[km]付近でさらに東西方向の組織化が進み、Fig. 15 (d)では、大きく2つの東西に連なった上昇流にまで見える。ただし上昇流それ自体は強くはない。198[s]後のT=2592[s]のFig. 15 (e)では特に大きな変化はない。Fig. 15 (b)から (d), (f)の変化のように、この計算でも組織化による上昇流のスケールアップが見られた。

Run3ではCtrlとほとんど変わらなかった。本実験では、境界層より上層の南北風の鉛直シアを変更したため、境界層付近の渦管の強さに影響しなかった。強い渦管が生成されれば、渦管による循環が隣り合う上昇流に及ぼす影響が大きくなり組織化しやすくなるのだと予想するが、本実験では確かめられなかった。これからの課題としたい。

5. おわりに

本研究では、境界層を突破した上昇流と渦管が境界層付近とその上層でどのような挙動を示すのか、どのように組織化してスケールアップするのかを明らかにするため、上昇流や渦管の組織化が起こつて

いるのではないかと考え、都市気象LESモデルを用いて理想実験を行った。組織化が起きやすいよう理想的に上昇流を発生させ、組織化のメカニズムを解明した。

すなわち、上昇流と渦管の組織化の要因として2つ挙げられると結論付けた。1つは、環境風のような大きな大気の循環という外的要因である。もう1つは渦管の上昇流付近の渦管循環に起因する風の流れという内的要因である。上昇流や渦管構造が組織化する内的要因とは、上昇流と渦管という一つの構造の中の渦管による循環という微視的な風の流れが原因ということであり、外的要因とは上昇流と渦管という一つの構造外の大気の流れが原因であるということである。ここが決定的に違う。

まず外的要因について述べる。本理想実験では、南北に並んだ上昇流のうち一番南側の地表面付近で組織化が起こった。これは上昇流が多数同時に発生したことによる補償流と、環境風である南風によるものである。つまり環境風といった大きな大気の循環場が上昇流の組織化の原因である。また、これに付随してほぼ同時に渦管の組織化も確認された。そして、渦管の組織化とは、渦管が近づくにつれてそれらの周りの細かな風の分布が変化し、次第にスケールの大きな新たな風の流れへと発達することであると結論付けた。

次に内的要因について述べる。本研究の主眼である境界層付近とその上層で東西方向に上昇流が組織化した。このプロセスを微視的に解析することで、渦管により生じる風の流れによって上昇流が組織化していくことが確認された。すなわち渦管が上昇流を組織化させる重要なファクターであると結論付けた。このときも渦管の組織化が確認された。そして、こうした上昇流や渦管の組織化がスケールアップに重要な役割を果たすことを確認した。

また、大気の状態の違いによる上昇流の組織化に与える影響を感度実験によって定性的に評価した。大気中の水蒸気量が多い条件のもの、大気がより不安定な条件のもの、流入南風の鉛直シアが大きい条件のものをそれぞれモデル計算した。特に大気中の水蒸気量が多い条件の計算で組織化によるスケールアップの規模が大きかった。これは、水蒸気量が多いことにより、広い範囲で雲生成時の潜熱放出量が増え、上昇流の幅が太くなり、組織化しやすくなったためと結論付けた。今回は定性的に解析したが、今後定量的に解析していくことで、大気の状態の違いによる組織化やスケールアップをより明確に評価できると考える。さらに渦度循環など微視的に見ていくことで、大気の状態による違いを明らかにすることを今後の課題としたい。

今回見られた組織化した上昇流のスケールは1[km]程度であり、現実の発達した積乱雲につながるような上昇流のスケールより小さいと考える。よって、スケールアップした上昇流や渦管が集合化し、再び組織化するというプロセスを繰り返していくことで発達する積乱雲へ組織化すると想定される。現段階ではこのような段階的な組織化はみられていないため、今後検証が必要である。

参考文献

- 小田遼子・岩井宏徳・石井昌憲・関澤信也・水谷耕平・村山泰啓 (2011): ドップラーレーダーの鉛直風観測に基づく都市大気境界層内乱流スケールの推定, 土木学会論文集, B1(水工学), 第67巻, No.4, pp.I_313-I_318.
- 中川 勝広・片山 勝之・増田 有俊・是津 耕司・中北英一 (2018): 渦管を用いた局地的豪雨探知手法に関する研究, 土木学会論文集, B1(水工学), 第74巻, pp.265-270, 2018.
- 中北英一・山邊洋之・山口弘誠 (2010): ゲリラ豪雨の早期探知に関する研究, 水工学論文集, 第54巻, pp.381-395.
- 中北英一・山邊洋之・山口弘誠 (2011): XバンドMPレーダーを用いたゲリラ豪雨の早期探知と追跡, 京都大学防災研究所年報, 第54号B, pp.381-395.
- 中北英一・西脇隆太・山邊洋之・山口弘誠 (2013): 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, 2013.
- 中北英一・新保友啓・大東忠保・山口弘誠 (2019): Kaバンド雲レーダー等のマルチセンサーで捉えた積乱雲の生成・発達過程, 京都大学防災研究所年報, 第62号B, pp.399-431.
- 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, vol.51(1), pp.109-115.
- 山口弘誠・高見和弥・井上実・須崎純一・相馬一義・中北英一 (2016a): 豪雨の「種」を捉えるための都市気象LESモデルの開発と積雲の生成に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第59号B, pp.256-297.
- 山口弘誠・高見和弥・井上実・中北英一 (2016b): 豪雨の「種」を捉えるための都市効果を考慮するLES気象モデルの開発, 土木学会論文集, B1(水工学), 第72巻, pp.I_205-I_210.
- 山口弘誠・土橋知絃・中北英一・高見和弥 (2017): 都市気象LESモデルを用いたゲリラ豪雨の種の解析, 京都大学防災研究所年報, 第60号B, pp.584-598.
- 山口弘誠・土橋知絃・中北英一・高見和弥 (2017): 都市気象LESモデルを用いたゲリラ豪雨の種の解析, 京都大学防災研究所年報, 第60号B, pp.584-598.
- 山口弘誠・小西大・土橋知絃・中北英一 (2019): 都市気象LESモデルを用いた大気境界層を突破する熱的上昇流の発見と渦管解析, 京都大学防災研究所年報, 第62号B, pp.493-532.
- 山口弘誠・土橋知絃・中北英一 (2019): 都市気象LESモデルを用いた渦管形成とその起源となる熱的上昇流の解析, 京都大学防災研究所年報, 第62号B, pp.468-492.
- Kessler, E. and Kessler, E. (1969): On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation, Meteorological Monographs, 32, American Meteorological Society, pp.82-84.
- Klemp, J. B., and Lilly, D. K. (1977): Numerical simulation of hydrostatic mountain waves, J. Atmos. Sci., Vol35, pp.78-107.
- 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.
- Louis, J. F.(1979): A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, Boundary-Layer Meteorology, 17.2, pp.187-202.
- Muller, C. and Held, I. (2012): Detailed Investigation of the Self-Aggregation of Convection in Cloud-Resolving Simulations, Journal of the Atmospheric Sciences, American Meteorological Society, 69, pp.82-84.
- Nakakita, E., Sato, H., Nishiwaki, R., Yamabe, H. and Yamaguchi, K. (2017): Early detection of baby-rain-cell aloft in a severe storm and risk projection for urban flash flood, Advances in Meteorology, 2017, Article ID 5962356, 15 pp.
- Smagorinsky, J. (1963): General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment*, Monthly weather review 91.3, pp. 99-164.

(論文受理日: 2020年8月24日)