

伝

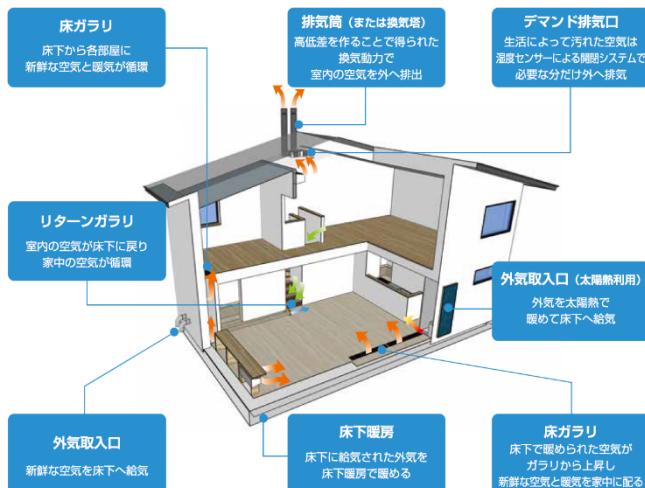
熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

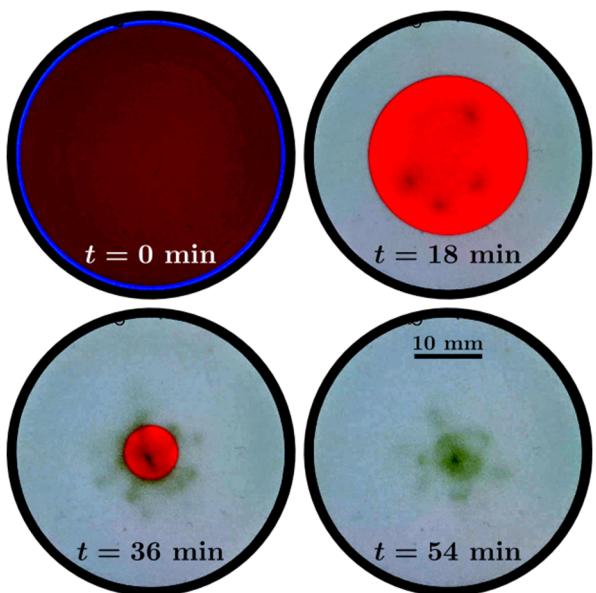
ISSN 1344-8692 Vol. 64, No. 269
2025. 10



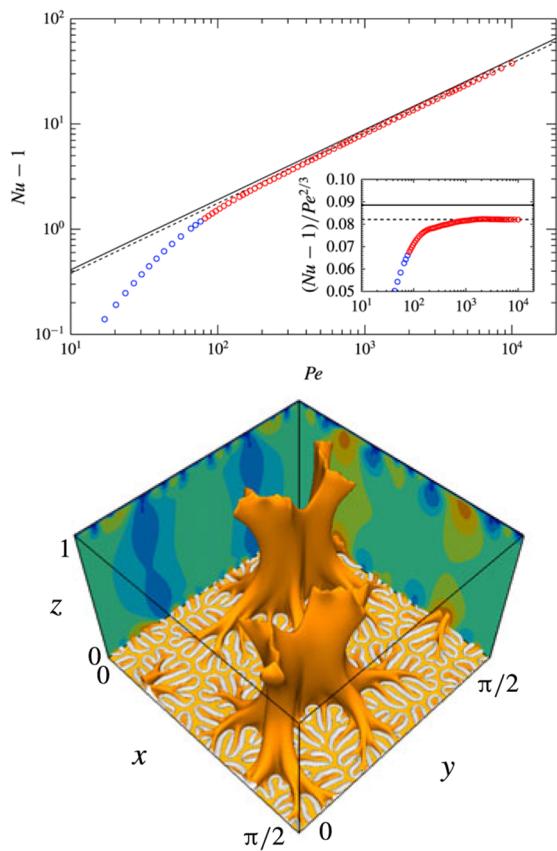
◆特集：マルチスケールの対流現象その2



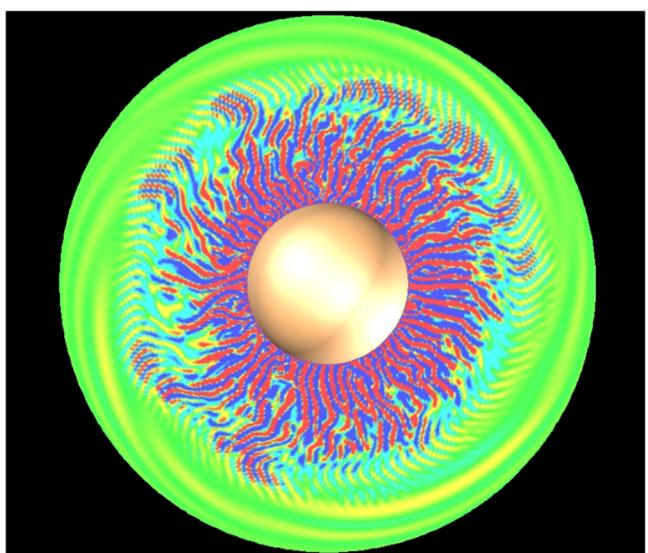
パッシブ換気システム仕様（特集記事「パッシブ換気システム（菊田弘輝）」より）



光環境制御により出現したミドリムシ生物対流スポット。形成過程のスナップショット（特集記事「対流現象における局在構造とその制御：熱対流から生物対流へ（飯間信、山下博士）」より）



上図：壁面間最適熱輸送解における Nusselt 数 Nu と Péclet 数 Pe の関係。青色と赤色の丸は 2 次元最適解と 3 次元最適解をそれぞれ示す、下図：3 次元場における最適熱輸送解。 $Pe=10009$ 。橙色の構造は $T=0.75$ の等値面を示す。灰色の構造は速度勾配テンソルの第 2 不変量の正の等値面によって可視化された管状渦を示す（特集記事「壁面間最適熱輸送（本木慎吾、河原源太）」より）



外核対流の数値シミュレーション例。中心の黄色い部分は内核であり、その外側からマントルとの境界までの液体金属領域の対流を計算している。北極方向から見ており、色は赤道面上の渦度ベクトルを表している（赤は正、青は負、緑はほぼ値が 0 の領域）（特集記事「地球内部の対流とダイナミクス（宮腰剛広）」より）

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

菊田 弘輝 (北海道大学)	
飯間 信, 山下 博士 (広島大学)	
宮腰 剛広 (海洋研究開発機構)	
本木 慎吾, 河原 源太 (大阪大学)	表紙裏

〈特集：マルチスケールの対流現象その2〉

パッシブ換気システム	菊田 弘輝 (北海道大学)	1
対流現象における局在構造とその制御：熱対流から生物対流へ	飯間 信, 山下 博士 (広島大学)	7
地球内部の対流とダイナミクス	宮腰 �剛広 (海洋研究開発機構)	13
壁面間最適熱輸送	本木 慎吾, 河原 源太 (大阪大学)	21
〈行事カレンダー〉		29

〈お知らせ〉

第 63 回日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集	30
優秀プレゼンテーション賞 (第 63 回日本伝熱シンポジウム) について	33
編集出版部会からのお知らせ	34
〈編集出版部会ノート〉	38

Vol.64, No.269, October 2025

CONTENTS

<Opening-page Gravure: heat-page>

Koki KIKUTA (Hokkaido University),	
Makoto IIMA , Hiroshi YAMASHITA (Hiroshima University)	
Takehiro MIYAGOSHI (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology)	
Shingo MOTOKI, Genta KAWAHARA (University of Osaka).....	Opening Page

<Special Issue: Convection in Multiscale: Part2>

Passive Ventilation System	
Koki KIKUTA (Hokkaido University)	1
Localized Convection Patterns and Controllability: From Thermal Convections to Bioconvections	
Makoto IIMA, Hiroshi YAMASHITA (Hiroshima University)	7
Thermal Convection and Dynamics in the Earth	
Takehiro Miyagoshi (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology)	13
Wall-to-wall Optimal Heat Transfer	
Shingo MOTOKI, Genta KAWAHARA (University of Osaka)	21
<Calendar>	29
<Announcements>	30
<Note from the JHTSJ Editorial Board>	38

パッシブ換気システム

Passive Ventilation System

菊田 弘輝 (北海道大学)

Koki KIKUTA (Hokkaido University)

e-mail: k-kikuta@eng.hokudai.ac.jp

1. はじめに

住宅スケールにおける熱対流現象は、床下や壁体内に生じる層流領域から、居室や吹抜け空間に生じる乱流領域に至るまで、さまざまな空間スケールで発生する代表的な熱輸送現象の一つである。これらの熱対流は、局所的な流れから住宅全体における大循環に至るまで、時間的・空間的に非定常で複雑な挙動を示す点が特徴的である。また、室内の空気循環は、上下層間の熱輸送や室温分布の形成において重要な役割を担っている。

このような熱対流現象を包括的に捉えたうえで、パッシブ換気システムは、温度差を駆動力とする自然対流を計画的に制御し、機械動力に依存しない安定的かつ持続的な室内環境の実現を目指して、北海道において発展してきた技術である。近年では、住宅の高断熱・高気密化が進んだことを背景に、寒冷地にとどまらず温暖地への普及も進んでいる。また、床下暖房の方式についても、従来の放熱器に加えてエアコンを用いることで、省エネルギー性が一層高められている。

このように、暖房と換気を一体的に捉えることで、住宅全体の温熱環境を均質化する全室暖房システムへと発展している。

そこで本稿では、パッシブ換気システムの基礎として、技術開発の経緯や他の換気システムとの相違点を概説する。次に、パッシブ換気システムの応用として、カーボンニュートラル(CN)・脱炭素に寄与する太陽熱利用や、ウェルネス・健康増進に資する感染症対策に焦点を当て、最新の研究動向を紹介する。

2. パッシブ換気の起源と価値

2.1 海外のパッシブ換気

IEA (International Energy Agency) に設置されている AIVC (Air Infiltration and Ventilation Centre) のテクニカルノート (TN 54) では、パッシブ換

気 (Passive Ventilation, PV) の歴史的経緯や技術革新について体系的に整理されている[1]。

歴史的経緯の一例としては、1899年に発行された Sutcliffe の著書『The principles and practice of modern house-construction』において、後にヨーロッパで主流となるパッシブスタック (=煙突) 換気の施工に関する詳細が記載されている。すなわち、100年以上前から住宅の換気システムとしてその存在が文献化されていたことになる。

一方、技術革新の一例として、パッシブ換気における過剰換気や換気不足といった課題に対しては、1990年代に自己調整型給気口や、熱回収装置に加えてヒートパイプ、ソーラーチムニー、風力タービン、ダイナミックインシュレーションといった補助技術を組み込んだパッシブ換気の研究が行われている。

その後も、デマンド制御換気やハイブリッド換気にに関する研究が継続的に進められている[2-4]。

2.2 日本のパッシブ換気

日本のパッシブ換気の原型の一つとしては、TN 54でも紹介されている1984年にカナダのShawらによって行われた研究が挙げられる[5]。これらの知見を踏まえ、国内では1995年に日本建築学会環境工学委員会の傘下に設置された寒地住宅のパッシブ換気検討WG(主査: 絵内)の一環として、福島らが基礎断熱した床下空間への集中的な給気方式を提案している[6]。また、林らは天井懐を給気配分のチャンバーとして利用する給気方式を提案している[7]。さらに、福島らは床下暖房やデマンド制御を適用し、日本独自のパッシブ換気システムの原型を構築するに至っている[8-9]。

研究成果の実務展開としては、1999年に設計・施工マニュアルが発行された[10]。その後の普及に向けて、特に寒冷地では2003年に「パッシブシステム研究会」が、温暖地では2013年に「パッシブ技術研究会」が設立され、それぞれの地域特性

に応じた取り組みが進められている。なお、パッシブ換気システムを実現するために必要な住宅性能として、以下の2点が定められている。

- ・相当隙間面積 (C値) : $0.5 \text{ cm}^2/\text{m}^2$ 以下
- ・外皮平均熱貫流率 (UA値) : $0.28 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 以下

これらの住宅性能を満たしたうえで、給排気口や空気の流れを促す各種ガラリなどの設計が、室内の空気循環において重要な役割を果たす(図1)。

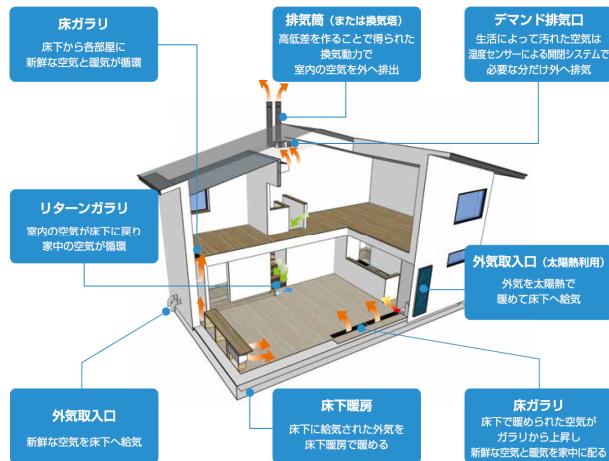


図1 パッシブ換気システム仕様

研究会の活動の一環として、パッシブ換気システムの設計を支援する計算ツールが開発されている。Microsoft Excelを用いた『パッシブ換気住宅の室温および換気量算出シミュレーション』(通称: Appli2020, Appli2024)は、現在も定期的にアップデートが行われている(図2)。

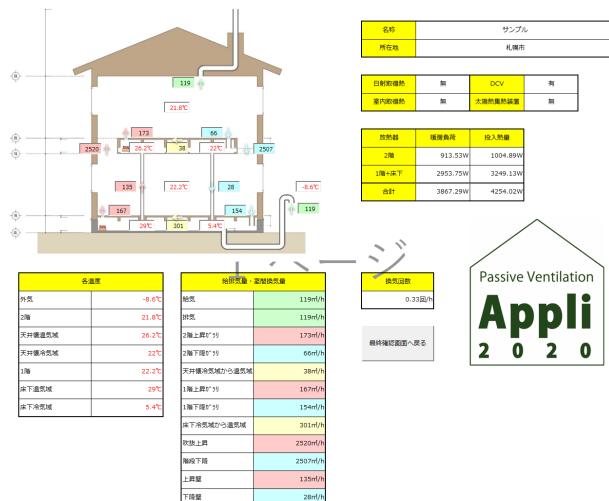


図2 Appli2020 (出力画面のイメージ)

2.3 パッシブ換気の位置づけ

北海道では1988年より、産学官が連携して、北海道の気候風土に適した「北方型住宅」の研究開発および普及促進に取り組んでいます。北方型住宅は、「長寿命」「安心・健康」「環境との共生」「地域らしさ」の4つの基本性能を掲げており、BIS(Building Insulation Specialist)資格者による設計・施工を義務づけている。さらに、2020年には「北方型住宅2020」として耐震性能や省エネ性能の基準を一層強化するとともに、脱炭素化に寄与する対策を組み合わせた「北方型住宅ZERO」が創設されました。

このように北方型住宅では、断熱性能の向上により熱損失を最小限に抑え、気密性能の向上によって計画換気を実現することで、快適な室内環境とエネルギー消費の削減を両立している。パッシブ換気システムは、こうした高断熱・高気密性能と一緒に機能し、北方型住宅を支える重要な構成要素の一つとなっている。

一方、新型コロナウイルス感染症(COVID-19)の流行を契機に、換気の重要性が改めて注目されるようになった。特に家庭内での感染リスクを抑えるには、新鮮な空気を十分に確保し、空気中のウイルス濃度を低く保つことが重要である。

一般的な第3種換気を含む他の換気システムと比較して、パッシブ換気はメンテナンスや維持管理の負担が少なく、「換気が止まらない」という特性は大きな利点といえる(図3)。このため、災害時の停電や平常時の機械換気設備の故障が発生した場合でも、一定の換気を継続できる点は、住宅のレジリエンス向上に資するものである。

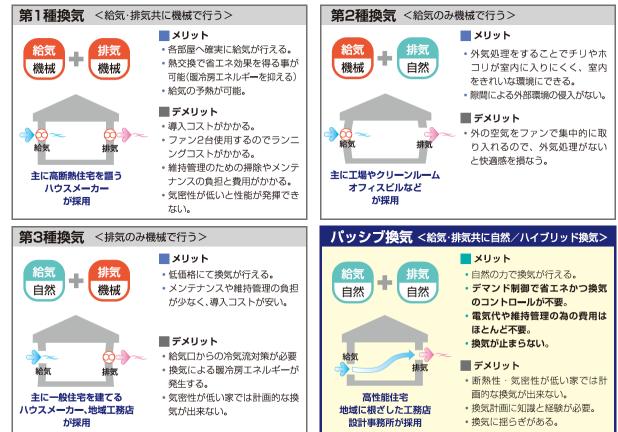


図3 換気システムの長所と短所

3. パッシブ換気システムと太陽熱利用

3.1 CN・脱炭素

住宅の断熱・気密性能の向上により、外皮負荷に対する換気負荷の割合が相対的に高くなっている。また、熱交換が可能な第一種換気に比べ、パッシブ換気では換気負荷を低減するための対策や工夫が必要であり、合わせて再生可能エネルギーの活用が社会的に重要な課題となっている。

そこで、CN・脱炭素の実現に向けた取り組みとして、パッシブ換気（PV）と太陽熱集熱パネル（Solar Air Heater, SAH）を組み合わせ、給気を予熱して換気負荷を低減する「太陽熱利用型パッシブ換気システム（PVSAH）」の研究動向について紹介する[11-12]。

3.2 PVSAH の概要

PVSAH はパッシブ換気の外気取入口に SAH を設置し、外気を太陽熱で予熱して床下へ供給する構成である（図 4）。床下は基礎断熱されたチャンバーで、供給された外気は放熱器によりさらに加温され、上昇ガラリなどを通じて各居室へ送られる。一部の空気は排気口から煙突を通じて排出され、残りは下降ガラリなどを通じて再び床下に戻ることで、室内の空気循環が形成される。なお、SAH の暖房効果は外気温に対して +30°C であり、最大集熱能力は 1 kW/台である（表 1）。

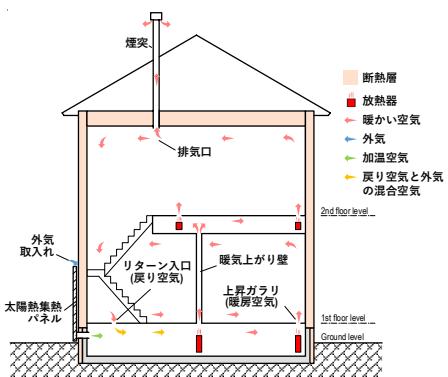


図 4 PVSAH 概要

表 1 SAH 仕様

ファン風量	60~110	m ³ /h
ファン消費電力	3.7	W
太陽光発電パネル出力	12	W
暖房効果（外気温+）	30	°C
最大集熱能力	1000	W

3.3 実建物における効果検証

北海道札幌市に位置し、南面外壁に SAH を 2 台設置した北方型住宅（約 125m²）を対象とする（図 5）。PVSAH の運用方針は、夜間にパッシブ換気、日中に第 2 種換気を基本としている。

SAH による昇温は最大で約 30°C に達し、1 時間あたりの最大集熱量は 0.85kWh/台であった。日射条件の影響により昇温や集熱量には多少ばらつきが見られたものの、1 月においても十分な給気予熱効果が得られた（図 6）。その結果、最寒月を含む 12 月から 2 月にかけては 18~20%，期間全体の平均では約 25% の換気負荷低減効果が達成された（図 7）。



図 5 SAH 設置状況

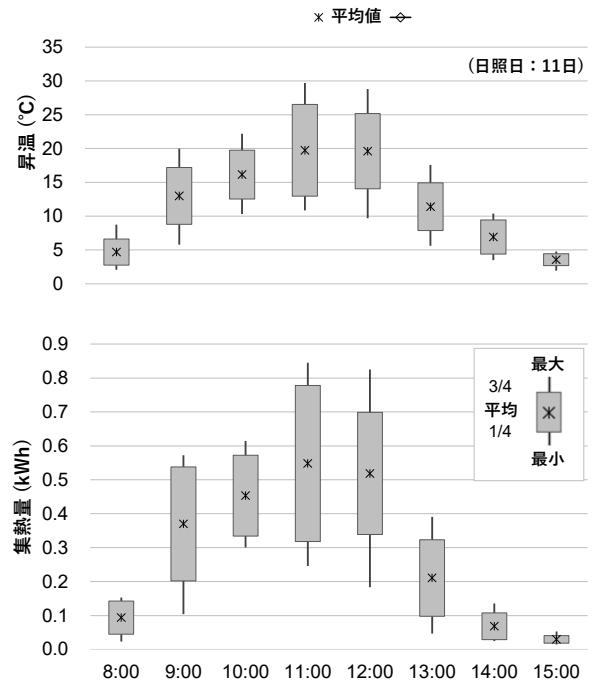


図 6 昇温と集熱量 (1月の日照日)

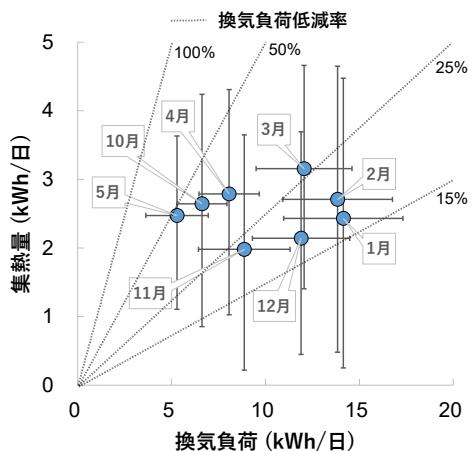


図7 換気負荷と集熱量の関係

3.4 換気システムの比較検討

二酸化炭素排出量とライフサイクルコストの両面から、PVSAH を第 3 種換気および熱交換換気と比較検討した。対象は地域区分の異なる 6 都市における自立循環型住宅（一般モデル）である。なお、本稿では計算ロジックの詳細は割愛する。

年間の二酸化炭素排出量（ヒートポンプ暖房の場合）の試算結果を暖房度日に基づいて整理すると、以下の通りである（表 2、図 8）。

- ・~1500 : PVSAH < 第3種換気 < 熱交換換気
- ・1500~2750 : PVSAH < 熱交換換気 < 第3種換気
- ・2750~ : 熱交換換気 < PVSAH < 第3種換気

温暖地では PVSAH、寒冷地では熱交換換気が省 CO₂ に優れる傾向が見られた。ただし、将来的に二酸化炭素排出係数が低減した場合、各換気システム間の差は縮小する傾向が確認された。

次に、50 年間のライフサイクルコスト（ヒートポンプ暖房の場合）の試算結果について、各換気システムの特徴は以下の通りである（図 9）。

- ・第三種換気：イニシャルコストは低いが、ランニングコスト（換気負荷）が大きく、特に寒冷地では不利である。
- ・熱交換換気：ランニングコストに相当する換気負荷は小さいものの、空気搬送動力が大きく、メンテナンスコストも高いため、全地域で高コストとなる。
- ・PVSAH：イニシャルコストは熱交換換気と同程度であるが、ランニングコスト（空気搬送動力）が小さく、メンテナンスコストも低いため、全地域で低成本である。

表2 二酸化炭素排出係数（2019年）

レベル	日本	レベル1	レベル2	レベル3
kg-CO ₂ /kWh	0.44	0.33	0.18	0.04
参考	—	ドイツ	イギリス	フランス

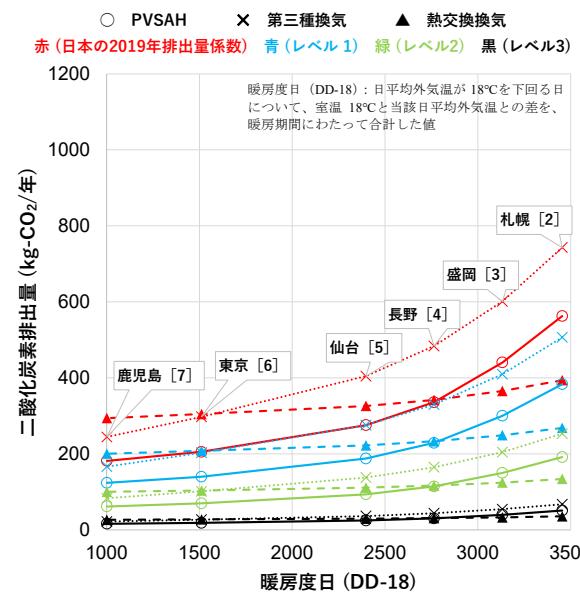


図8 二酸化炭素排出量

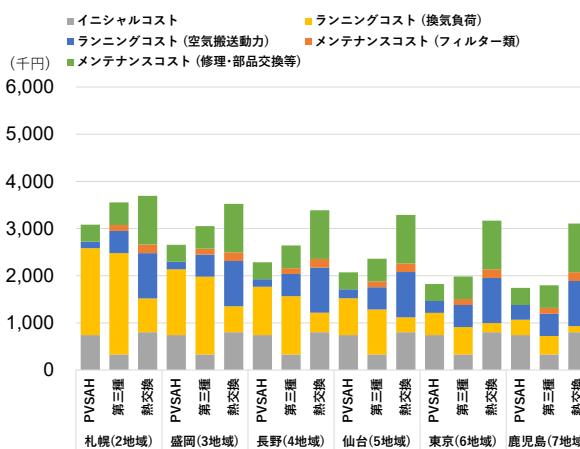


図9 ライフサイクルコスト

以上より、PVSAH はパッシブ換気の課題である省エネルギー化および再生可能エネルギーの活用を実現し、熱交換換気と並んで CN・脱炭素に寄与する。さらに、ライフサイクルコストの妥当性に加え、居住者によるメンテナンスの実行性も優れており、実用性の高い換気システムである。

4. パッシブ換気システムと感染症対策

4.1 ウェルネス・健康増進

室内の空気循環を前提とするパッシブ換気システムにおいては、カビや細菌、ウイルスなどの生物由来の汚染物質が発生した場合、それらが他の居室へ拡散し、居住者の健康リスクを高める可能性がある。特にCOVID-19の流行下の自宅療養では、平常時から非常時へ柔軟に対応できる感染症対策が重要な課題となっている。

そこで、ウェルネス・健康増進に向けた取り組みとして、従来のCO₂に加え、新たにエアロゾルの拡散に着目したパッシブ換気システムの研究動向について紹介する[13]。

4.2 実建物における実験概要

北海道江別市に位置し、南面外壁にSAHを1台設置した北方型住宅(約116 m²)を対象とする(図10)。2階の主寝室(以下、寝室)にあるクローゼット(Walk-in closet, WIC)から床下へ縦ダクトを通じて、室内の空気循環が形成される。

本実験では、感染者1人が寝室(14.9m²)で療養する状況を想定し、実験条件を設定した(表3)。寝室の扉を閉じた基本状態を条件1とし、これに対して寝室の床ガラリと排気口を目張りし、寝室の窓を開けた状態の条件2とした。さらに、1階のダイニングの窓も開けた状態を条件3とし、各条件で感染症対策を試行した。具体的には、条件2では寝室の窓を排気口として機能させることで、寝室の空気が廊下へ流出しないよう配慮した。条件3では1階の窓を開けることで、換気量の確保と室温の維持の両立を目指した。なお、本稿では実験方法の詳細は割愛する。



図10 平面図

表3 実験条件

項目	目張り	窓開け	窓開け
対象	寝室ガラリ 排気口	寝室 (5cm程度)	ダイニング (5cm程度)
条件1	×	×	×
条件2	○	○	×
条件3	○	○	○

4.3 実建物における実験結果

エアロゾルの拡散状況について、各条件の特徴は以下の通りである(図11)。

- 条件1: CO₂濃度から算出した寝室(35.8 m³)の換気量は23.9 m³/hであり、エアロゾル数は寝室と縦ダクトで上昇し、さらに廊下とリビングでも緩やかに上昇した。

- 条件2: 寝室の換気量は条件1の約3倍となる86.9 m³/hであり、エアロゾル数は縦ダクトで上昇したもの、廊下とリビングでは変化が見られず、寝室の空気が廊下へほとんど流出しなかった。

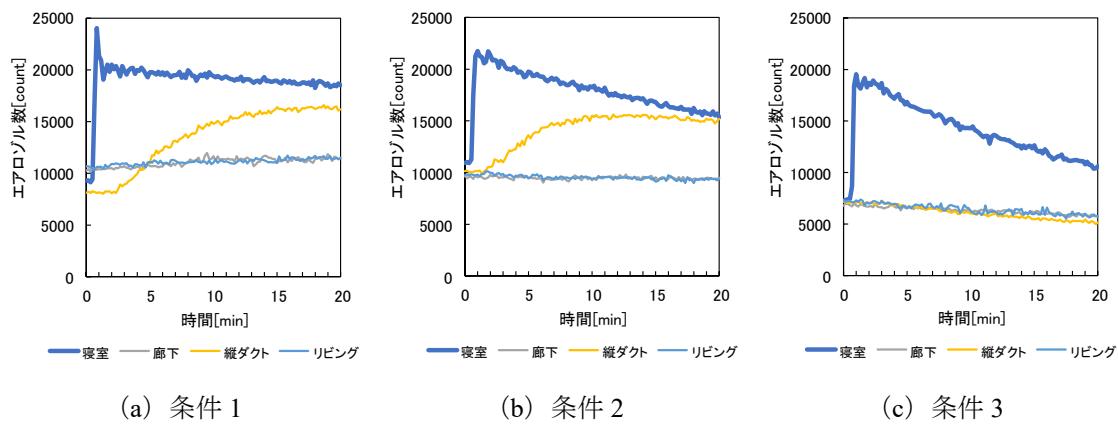


図11 エアロゾル数

・条件3：寝室の換気量は条件2の約2倍となる $177.2 \text{ m}^3/\text{h}$ であり、エアロゾル数は寝室以外では上昇が見られず、寝室の空気が縦ダクトおよび廊下へ流出しなかった。

以上より、療養部屋を風下側とする空気の流れを制御することは、パッシブ換気の課題である生物由来の汚染物質の拡散抑制に効果的であり、ウェルネス・健康増進に資する。しかし、条件3のように換気量が大幅に増加した場合、リビングの室温が20分程度で約 2°C 低下したため、外気条件を踏まえ、換気量と室温のバランスを適切に調整する必要がある。

5. おわりに

住宅スケールにおける熱対流現象の一例として、パッシブ換気システムを紹介した。パッシブ換気は単なる成り行き換気ではなく、温度差に起因する自然対流を積極的に利用した計画換気として位置づけられる。しかし、室内外の条件によってはパッシブ換気特有の課題が生じる可能性があるため、今後もCN・脱炭素およびウェルネス・健康増進の視点から、パッシブ換気システムの高度化を進めていくことが重要である。

参考文献

- [1] Axley J. W., Residential Passive Ventilation Systems: Evaluation and Design, AIVC, TN 54 (2001).
- [2] Jreijiry, D., Husaunndee, A., Inard, C., Numerical study of a hybrid ventilation system for single family houses, Solar Energy, 81-2 (2007) 227–239.
- [3] Turner, W. J. N., Walker, I. S., Using a ventilation controller to optimise residential passive ventilation for energy and indoor air quality. Building and Environment, 70 (2013) 20–30.
- [4] Southall, R. G., An assessment of the potential of supply-side ventilation demand control to regulate natural ventilation flow patterns and reduce domestic space heating consumption, Energy and Buildings, 168 (2018) 201–214.
- [5] Shaw C. Y., Kim A. K., Performance of passive ventilation systems in a two-storey house, 5th AIC Conference (1984) 11.1-11.27.
- [6] 福島明, 絵内正道, 宮浦睦明, 本間義規, 基礎断熱した床下空間を利用したパッシブ換気・暖房方式の実住宅への適用: 寒冷地のパッシブ換気に関する研究 その1, 日本建築学会計画系論文集, 62-498 (1997) 51-56.
- [7] 林基哉, 山田裕己, 絵内正道: 寒冷地住宅の煙突効果を活かした集中換気システムの換気特性: 天井チャンバーを用いた給気システムの可能性の検討, 日本建築学会計画系論文集, 63-504 (1998) 47-54.
- [8] 福島明, 宮浦睦明, 絵内正道, 土井聰, 基礎断熱した床下空間を冷外気の予熱給気に利用した自然給気方式の実験的検討: 寒冷地のパッシブ換気に関する研究 その2, 日本建築学会計画系論文集, 65-532 (2000) 51-56.
- [9] 福島明, 本間義規, 絵内正道, 湿度感知制御型自然排気口を用いたパッシブ換気住宅の換気特性, 日本建築学会大会学術講演梗概集, D-2 環境工学II (2000) 593-594.
- [10] 北海道立北方建築総合研究所 監修, パッシブ換気システム 設計・施工マニュアル, 北海道建築指導センター (1999).
- [11] Matsunaga J., Kikuta K. et al., An Assessment of Heating Load Reduction by a Solar Air Heater in a Residential Passive Ventilation System, Energies, 14-22 (2021) 7651.
- [12] Matsunaga, J., Kikuta, K. et al., Evaluation of the Primary Energy and Carbon Dioxide Emissions of a Passive Ventilation System with a Solar Air Heater, Energies, 16-14 (2023) 5535.
- [13] 吉住佳子, 菊田弘輝, 松永崇孝, 林基哉, 寒冷地における超高温断熱・高気密住宅の新興感染症対策に関する研究 その2 パッシブ換気システム, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 環境工学 (2021) 1361-1362.

対流現象における局在構造とその制御: 熱対流から生物対流へ

Localized Convection Patterns and Controllability: from Thermal Convections to Bioconvections

飯間 信 (広島大学), 山下 博士 (広島大学)

Makoto IIMA (Hiroshima University), Hiroshi YAMASHITA (Hiroshima University)

e-mail: iima@hiroshima-u.ac.jp

1. はじめに

冬に気象衛星の画像をみると、日本海に筋雲を見ることがある。この筋雲は、熱対流により発生した回転的な流れ(対流セル)を可視化した例である。こうした対流現象は大気循環やマントル対流など、地球規模でよく見られる流体現象の一例である。

温度勾配が存在する環境では、流体は熱的に平衡でなくとも力学的に平衡(巨視的運動がないこと)であり得る。その状態が不安定になると流れが生じ、温度が一様になるように混合がおきる。こういった運動を対流と呼ぶ[1]。

対流を引き起こす環境の不均一性は、温度以外にも溶液の濃度や、懸濁液を考えるときには構成する粒子の数密度が考えられる。対流は原因によって熱対流や生物対流などと呼ばれる。本稿では熱対流と生物対流を題材に選び、不均一性を生み出す流束の働きに注目し、また、現象面では対流構造の局在性に注目し、その機構についても解説を試みる。

2. 様々な対流とその特徴

ベナール対流では、温度の不均一性が対流を発生させる成因となる。ベナール対流における温度場 $T(\mathbf{x}, t)$ の支配方程式を、

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_t = 0 \quad (1)$$

と保存形で書くと、流束密度 \mathbf{J}_t は、 $\mathbf{J}_t = T\mathbf{u} - \kappa\nabla T$ (\mathbf{u} は速度場、 κ は熱拡散率を表す) と表される。これは、温度場の流束密度が温度場の移流($T\mathbf{u}$)と拡散($-\kappa\nabla T$)の和で表されていることを表している。静止状態では流れがなく($\mathbf{u} = \mathbf{0}$)、温度場の流束が一様(\mathbf{J}_t = 定ベクトル)である。ここでは容器の底面が暖かく、上面が冷たい場合を考えよう。この場合温度場は鉛直方向(z 方向とする)に線形に下がってゆき、 $T(\mathbf{x}, t) = -\alpha z + t_0$ (t_0 , $\alpha >$

0) は定数)と表される。多くの場合、密度は温度の減少関数なので、上に行くほど密度が大きくなる。このため一定以上の温度差が発生すると、静止状態が不安定となり、対流が発生する。

ベナール対流の場合、対流の発生は容器の上下の温度差 ΔT を無次元化したレイリー数 Ra がある臨界値を超えたところで起き、超臨界分岐であることが知られている[2]。また、この系では境界条件は水平方向に一様であるが、不安定化により非一様な流れ場(対流セル)が発生する。対流を構成するセルは領域全体に広がり、一部の領域だけで対流が発生することはない。

次に、流体として二種混合流体(binary fluid)を考えよう。これは二種類の液体が混ざり合ったもので、水とアルコールの混合物が一例である。本稿では水とアルコールの混合流体を考え、重い方(水)の質量分率を濃度場と呼び、 $C(\mathbf{x}, t)$ と書こう。この場合、温度場に加えて濃度場の保存則が必要となる。それを $\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_c = 0$ と書く (\mathbf{J}_c は濃度場の流束密度) と、一般に $\mathbf{J}_t, \mathbf{J}_c$ は移流による輸送のほかに温度場、濃度場それぞれの拡散の和となる。特に濃度場の流束密度である \mathbf{J}_c は、適当な条件下で、

$$\mathbf{J}_c = C\mathbf{u} - D \nabla C - \gamma \nabla T \quad (2)$$

と表される。ここで D は濃度場の拡散係数である。ここで項 $-\gamma \nabla T$ は、温度勾配が濃度流束を生む効果(Soret効果)を表す。興味深いことに、係数 γ は正負両方の値を取り得る。実際、水とエタノールの混合流体では負の値を取ることが報告されている[3]。

ここでは $\gamma < 0$ の場合の静止状態を考えよう。先ほどと同様に考えると、静止状態を与える条件は $\mathbf{J}_t = \text{定ベクトル}$ に加えて、溶液が境界を越えることができないことから $\mathbf{J}_c = \mathbf{0}$ となる。このことから、 $C(\mathbf{x}, t) = \left(\frac{\gamma}{D}\right) \alpha z + c_0$ (c_0 は定数) となる

ことが容易に分かる。すなわち、濃度は上面に近くほど小さくなる。このため密度は下面近くが大きくなり、上面近くが小さくなる。この場合、静止状態では温度場による流体の密度変化は状態を不安定に、濃度場による密度変化は状態を安定にする方に働く。

こうした状況のため、二種混合流体の熱対流では温度場と濃度場が安定性に対して逆の作用を及ぼす。このことから対流の発生は亜臨界分岐となり、双安定性を示す。つまり、レイリー数 Ra によっては静止状態と対流が発生した状態がともに安定に存在し、どちらが選ばれるかは初期条件によって定まる。すると対流の挙動は1種類の液体の場合とは異なり、局在対流構造が発生する。この状態は、空間のある領域には対流セルが存在するが、それ以外の領域では静止状態になっているというもので、境界条件が空間的に一様であるにも関わらず、場所依存で二種類の解が選択される状態と言うことができる。二種混合流体の局在対流構造では、様々な数の対流セルを持つ局在対流構造が基礎方程式の定常解として得られており、その構造は *snake* 構造と呼ばれる特徴的な構造を持つ[4]。更に、局在構造の中には、構造が局在領域内で生成消滅しながら、全体として並進移動するものもあり (periodic traveling pulse; PTP)，分岐構造や、2つのPTPの衝突が調べられている [5,6]。

双安定性と局在構造の関係は散逸系の他の系でも見られる。例えば2次および3次の非線形性をもつ1次元 Swift-Hohenberg 方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = ru - \left(1 + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)^2 u + bu^2 - u^3 \quad (3)$$

(b は定数)では、一様状態 $u = 0$ は $r < 0$ で線形安定、 $r = 0$ において波数 $k = 1$ の摂動に対して不安定となる。この分岐は b がある値より大きい場合亜臨界分岐となり、局在解が存在する[7]。この場合の局在解の構造にも特徴的な長さスケールがあり、二種混合流体における局在構造がほぼアスペクト比が1の対流セルで構成されていることと類似した特徴がある。

生物対流に目を向けよう。生物対流を連続体モデルにより取り扱う場合、微生物懸濁液を流体として考える。光や重力などの環境に応じた微生物の応答（走性）を微生物の数密度 n の流束密度 \mathbf{J}_n により表現することで微生物の行動を表すことが

できる。最も単純な場合は負の重力走性によるもので[8]、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_n = 0,$$

$$\mathbf{J}_n = n\mathbf{u} - D\nabla n + nV_d\mathbf{e}_v \quad (4)$$

と表される。ここで D は数密度の拡散係数、 V_d は微生物の遊泳速度、 \mathbf{e}_v は鉛直上向き (z 方向とする) の単位ベクトルである。 \mathbf{J}_n は、拡散に加えて重力と反対の方向 (鉛直上向き) に微生物が遊泳する効果が加えられている。静止状態を考え、 $\mathbf{J}_n = \mathbf{0}$ という条件を課すと、 $D \frac{dn}{dz} = nV_d$ という微分方程式が得られる。これから静止状態の数密度分布として $n(x, t) \propto \exp\left(\frac{V_d}{D}z\right)$ という解が得られる。

これは z について線形ではなく、指數関数的な変化を表す。つまり、この系では微生物の数密度分布は上に行くほど急激に大きくなる。微生物の密度は通常1より大きいので、熱対流の時と同様、静止状態における懸濁液は上面近くが重い。 V_d/D が大きいと局所的な密度差が大きくなり、不安定化する。

Taheri et al. [8]は2次元矩形領域で数密度流束が式(4)に従う系の生物対流を計算した。その結果、様々なアスペクト比の対流セルからなる生物対流パターンを報告している。この系では容器の高さと同じ程度の幅をもつ対流セルの他、最大でアスペクト比が5にもなる対流セルを報告している。また、パラメータに依存した対流パターンの変化を調べている。

重力走性による生物対流と類似の状況は、微生物に光が当たっている場合にも考えることができる。例えばモデル微生物としてよく知られているミドリムシは、一定以上の強度をもつ光に対して光源から離れようとする「負の走光性」を持つことが知られている[9]。容器にミドリムシ懸濁液を入れ、下から強い光を当てたとき、ミドリムシは光から逃れようとして上に向かって泳ぐ。この行動を単純な形で取り込むと、数密度流束は式(4)と同等の式で表される。光応答の詳細、すなわち個体による光の遮蔽効果や、走化性に類似した、光強度の勾配に応答する性質などを取り込むと当然式はより複雑なものとなる。

これまで、様々な対流について、対流を特徴付

ける量（温度、濃度、数密度）の流束と巨視的な静止状態に着目して比較してきた。次章以降は、我々の研究グループが行ったミドリムシ生物対流に関する実験および理論的研究を紹介する。

3. ミドリムシ生物対流スポット

前章で言及したように、ミドリムシ懸濁液に対して鉛直下から強光を照射すると、負の走光性が誘起され、彼らは「鉛直上昇」運動を行う。加えて光勾配検知[10]によって、より暗い場所（例えば他個体の影）を目指すような「水平方向成分」を含む運動性を示す。これにより一様な光を照射しているにもかかわらず、懸濁液中でミドリムシ集団が局在化し、発生する対流構造も局在化する（図1（上）参照）[11]。これは熱対流（ベナール対流）とのアナロジーがある生物対流の、それとの代表的な差異である。

最近、その局在性は単一の対流スポット形成をも達成できること、擬二次元系（図1（中））[12]および三次元系（図1（下））[13]の観察実験によって明らかとなった。ここでは特に最近の研究である、後者について紹介する。

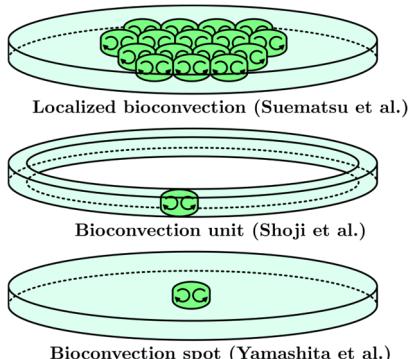


図1 負の走光性起因のミドリムシ生物対流で見られる局在性（模式図）[11-13]。

3.1 局所数密度操作実験

Yamashitaら[13]はミドリムシが有する光応答性を上手く利用し、特殊な初期数密度分布の設定が可能な実験系を構築した。光源としてプロジェクタを用いて、ミドリムシ懸濁液に対して下から照射する光環境の時空間制御が行われた。

まずは容器を覆うように円形の赤色光が照射される。ミドリムシは赤色光に対する種々の光応答を示さない（にくい）ので、つまりこの状況では、容器内はミドリムシにとってどこも暗所となってい

る。次に円形赤色光の半径が一定の速さで縮小し、容器縁付近は白色光に入れ替えられる。この白色光はミドリムシの負の走光性を引き起こすような強光に設定された。これにより容器縁付近に位置したミドリムシは円形の赤色光領域へ誘導される。赤色光領域が縮むにつれてその領域内部の数密度は上昇する。最終的には、赤色領域が消滅し、一様に白色光が照射される状況となる。

このような操作をすることで、容器内的一部分が濃い特殊な初期数密度分布での、ミドリムシ生物対流の観察が可能となった。容器を上から観察した結果の代表例を図2に示す。半径20 mm、高さ5 mmの円筒容器に、平均数密度 10^5 cells/mL のミドリムシ懸濁液が封入されている。赤色円の半径の縮小速度を20 mm/45 minと設定して局所数密度操作実験が行われた。

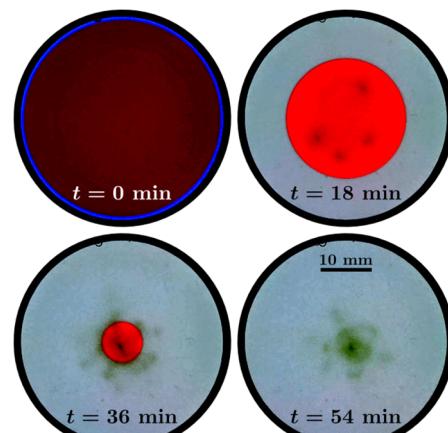


図2 光環境制御により出現したミドリムシ生物対流スポット。形成過程のスナップショット。
(輝度およびコントラストを調整)

生物対流スポット形成までの様子を簡単に説明する。観察開始時（ $t = 0 \text{ min}$ 、図2（左上）参照）、容器内はおおむね一様な数密度分布に見える。その後、光環境の時空間制御を開始すると赤色円の縮小過程（ $t = 18 \text{ min}$ ）にて、その円内に個体数の多い個所（暗色の靄、図2（右上））が現れる。これはミドリムシが赤色領域内に誘導されて数密度が上昇した結果である。さらに円の縮小が進むと、靄は濃くなり、赤色円からはみ出つつも一体となる（図2（左下））。この大きな靄は、赤色円が消滅した後も霧散することなく構造が維持される（図2（右下））。形成された生物対流スポットは、図2（右下）の容器

中央にある最も暗い部分で下降流となっており、また中央から周囲に（ミドリムシの）クラスタを間欠的に放出する様子を見せた。クラスタの高倍率撮影の結果を後に紹介する。

前述の光環境制御がなく始めから一様な白色光を照射した場合には、その他のパラメータ（懸濁液の平均数密度・容器高さ）が同じであっても、図2のような対流スポットは発生しないことが報告されている。これはつまり、所謂「双安定性」の存在の示唆である。また同様のことが擬二次元系の場合にも報告されている[12]。

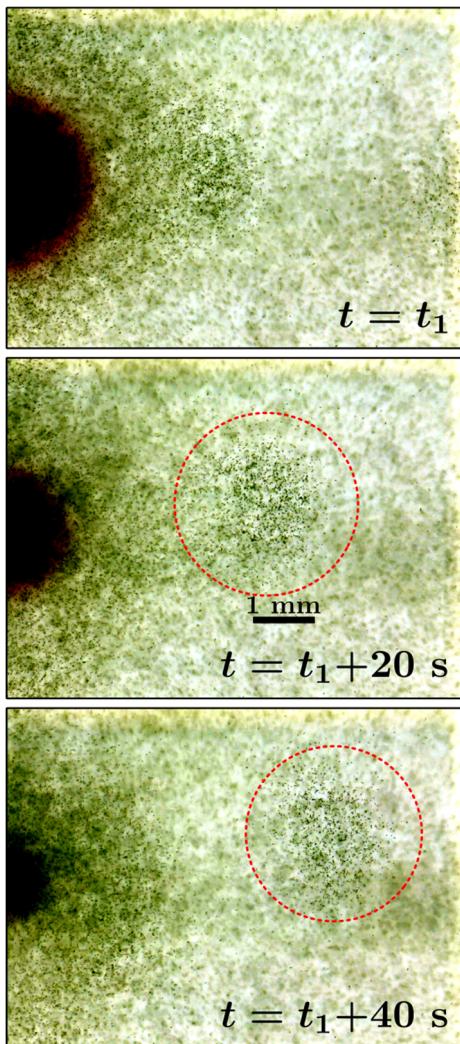


図3 ミドリムシクラスタの近接撮影。（輝度およびコントラストを調整）

Yamashita ら[14]は、ミドリムシ生物対流スポット中央から放出するクラスタの詳細を調べた。懸濁液のさまざまな高さに焦点面を合わせて観察を行う

ことで、クラスタの放出が懸濁液の底層にて起こっていることを明らかにした。加えて図3に示すように、撮影画面の左端で生物対流スポットが形成されるよう光環境を調整し、クラスタの様子を高倍率で撮影することに成功した。撮影画面左端に現れた高数密度領域の一部が、その領域から剥がれるように右へと集団的に移動する様子を捉えた。ただし、集団中のミドリムシは姿勢を揃えて遊泳しているわけではなく、流されつつもクラスタ状態を維持していた（その後霧散した）。このクラスタ現象の起因が、流体力学的または生物学的な個体間相互作用にあるのか、または流れ自体による集団化であるのか、いまだ不明であり今後の研究とされている。

3.2 ミドリムシ生物対流モデル

3章冒頭で紹介したように、負の走光性起因のミドリムシ生物対流で見られる局在性の主因は、暗所を目指すような水平方向成分を含む運動性にある。この詳細な理解のために、Yamashita ら[15]は、ミドリムシが持つとされる鉛直運動性（負の走光性および重力走性）と暗所に向かう性質（光勾配検知能）をモデル化し、流体の支配方程式と組み合わせた直接数値解析を実行した。

モデルの概要を説明する。懸濁液内ミドリムシの移動の連続体モデルとして、

$$\mathbf{J} = n\mathbf{u} - D\nabla n + nV_d\mathbf{e}_q \quad (5)$$

と表現される個体の数密度流束 \mathbf{J} を考える。 n は局所数密度、 \mathbf{u} は流速、 D はミドリムシ集団の拡散係数、 V_d は遊泳速さである。また、 \mathbf{e}_q は遊泳方向の単位ベクトルであり、式(4)に登場する鉛直上向きの単位ベクトル \mathbf{e}_v とは異なっている。右辺第一項はミドリムシ集団の移流、第二項は拡散、第三項が彼らの自走に対応する。遊泳方向の単位ベクトルは

$$\mathbf{e}_q = \frac{\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|}, \quad (6)$$

$$\mathbf{q} = [f_p(I) + f_g]\mathbf{e}_v + f_a(I)\left(-\frac{\nabla I}{|\nabla I|}\right) \quad (7)$$

のように表現できると仮定された。 I は、 n により定まる、空間の各点における光強度場を表し、底面に配置された光源と観察位置との間の個体数に依存して強度が減衰するような関数としている（ランベルト・ベールの法則）。

式(7)右辺各項が前述の運動性それぞれのモデルとなっている。 f_p, f_g, f_a が各運動性の感受度を表す。

第一項および第二項が、負の走光性および重力走性に対応している。これらの運動性は鉛直上向きであるため、鉛直上向き単位ベクトル \mathbf{e}_v に感受度をかけた形となっている。走光性はその場の光強度に依存して運動性の度合いが変わるとして、感受度 f_p を光強度場 I の関数としている。重力走性の感受度 f_g は定数である。式(7)右辺第三項が暗所に向かう光勾配検知能のモデルに対応する。運動方向を光強度場の勾配に負号をつけたものとし、走光性の場合と同様、その感受度は I に依存するとされた。詳しくは参考文献[15]を参照。

式(5-7)で示された数密度流束に基づく個体数の保存方程式と、ブシネスク近似された非圧縮性流体の支配方程式（連続の式、ナビエ・ストークス方程式）が境界条件の下で解かれる。2章で言及したように、要は、ベナール対流における熱の移流拡散方程式がミドリムシ個体数の保存方程式に置き換わった形になる。

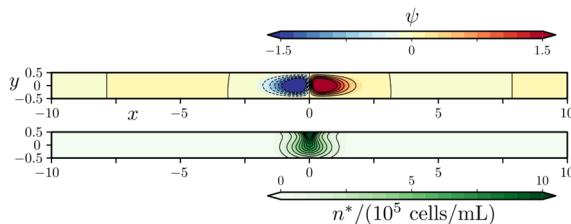


図4 ミドリムシ生物対流モデルで再現された対流スポット。(上)流れ場(流れ関数), (下)数密度分布。

このモデルは、実験で観察されたミドリムシ生物対流の单一生対流状況を再現した。上下左右壁で閉じた二次元矩形容器の場合に計算された数値結果の代表例を図4に示した。上段は流れ場を表しており、流れ関数が正の部分 ($x = 1/2$ 付近) は時計回りのロール、負の部分 ($x = -1/2$ 付近) は反時計回りのロールに相当する。下段は数密度分布である。局所数密度操作実験を模した容器中央上部に高数密度領域を配置した初期条件の場合には、図4のように、その場に一対の生物対流ロールが発生し、その構造は有次元で3時間以上維持された。またこの状態では、容器内の約9割の個体が容器中央で一つの生物対流を構成するとも示された。

ただし、このモデルでは実験で観察された「クラスターの放出現象」は確認されなかった。流体力学的または生物学的な個体間相互作用をモデルで考慮

することで、クラスター放出現象をも再現できるのではないかと考えられており、今後の研究課題になっている。

生物対流モデルと観察実験との対応を定量的に行なうことは、今までに挑戦されている研究である。微生物の種ごとに異なるパラメータセッティング、そもそもの運動性の異なり、運動性自体が未知であるなど問題はさまざまある。その一方で、彼らの集団が達成する生物対流の特徴(対流構造やパターン形成)から運動性を類推することも可能かもしれない。流体力学を用いて、生物学に対し貢献できるのではないかと期待している。

4. おわりに

本稿では、熱対流と生物対流を題材とし、基本的な例としてベナール対流と重力走性による生物対流を、またそこからの発展例として著者らが研究している二種混合流体の熱対流とミドリムシ生物対流を紹介した。これらは物理的な成因は全く異なるが、局在構造という普遍的な性質を共有しており、比較検討することで双方の理解が深まることが期待される。

二種混合流体による熱対流は双安定性による理解が有効であった。ミドリムシ生物対流の系においても、実験的には双安定性を示唆する結果が得られている。その機構としては数密度の集積による局所Ra数の変化が挙げられる。実際、3.2節で紹介したモデルによる解析において、容器のアスペクト比が2の場合の臨界Ra数を Ra_c とすると、局在対流が出来ている領域での局所Ra数は Ra_c より大きく、出来ていない領域での局所Ra数は Ra_c より小さい[14]。この機構は微生物の個体数の保存に起因するもので、生物対流の系に固有なものである可能性がある。

双安定性は、初期条件依存で異なる安定状態が選択されることを示唆する。また、ミドリムシ生物対流においては、局所Ra数の違いが局在構造を生むことから、人工的に数密度分布を操作して初期条件を適切に設定できれば、局在対流を発生させられるという発想が生まれる。実際、ミドリムシ生物対流においては、光応答性を利用した制御が可能である。双安定性を示唆する実験では、初期条件を変えるため紙片により光環境を非一様にした[12]。より洗練された光環境として設定されたのが、3.2節で紹介した光環境の制御である。ミ

ドリムシが光強度の勾配に応答する性質はさらに複雑な制御にも応用可能で、例えば対流スポットを移動させることができる[13]。光制御による生物対流の操作は、将来的な応用可能性を秘めており、条件やどのくらい複雑な制御が可能かなど、興味は尽きない。

微生物の運動や行動アルゴリズムは、とくに環境が複雑になると分かっていないことが多い。周囲の環境を注意深く制御することにより、微生物の行動と環境のクロストークの詳細が理解でき、微生物がもつ潜在的な能力が明らかになる可能性がある。こうした手法は、「ジオラマ行動力学」として提唱され、原生動物に関する様々な系での有効性が検証されつつある[16]。そこで明らかになった潜在能力は、3.2節で紹介したようなモデル化に活かされ、生物行動を活用した制御に活かされることを目指している。

対流は、液体が生物と関わりがなくても自発的に様々なパターンを生み出す興味深い現象である。微生物集団が類似のパターンを生み出すことは、微生物集団が自ら非一様性を生み出しているように見え、生物の生存に有効な行動戦略と関係があるかもしれない。こうした研究手法が、更に広い範囲の現象に対する解析に役立てられることを考えている。

謝辞

本研究の一部は科研費(21340019, 21H05311)およびCREST(PJ74100011)の補助を受けた。また、ミドリムシは広島大学大学院統合生命科学研究科の泉俊輔教授の研究グループより提供を受けた。ここ

に謝意を表す。

参考文献

- [1] ランダウ＝リフシツ, 流体力学, 東京図書 (1970).
- [2] 異友正, 後藤金英, 流れの安定性理論, 産業図書 (1976).
- [3] Platten, J. K., *J. Appl. Mech.* **73** (2006) 5-15.
- [4] Batiste, O. et al., *J. Fluid Mech.*, **560** (2006) 149-158.
- [5] Watanabe, T. et al., *J. Fluid Mech.*, **712** (2012) 219-243.
- [6] Watanabe, T. et al., *SIAM J. Appl. Dyn. Syst.*, **15** (2016) 789-806.
- [7] Burke, J. & Dawes, J. H. P., *SIAM J. Appl. Dyn. Syst.*, **11** (2012) 261-284.
- [8] Taheri, M. and Bilgen, E., *Int. J. Heat Mass Trans.*, **50** (2007) 4652-4660.
- [9] Diehn, B., *Science*, **181** (1973) 1009-1015.
- [10] Ogawa et al., *PLOS ONE*, **11** (2016) 0168114.
- [11] Suematsu, N. J. et al., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **80** (2011) 064003.
- [12] Shoji, E. et al., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **83** (2014) 043001.
- [13] Yamashita, H. et al., *Front. Ecol. Evol.*, **11** (2023) 1132956.
- [14] Yamashita, H. et al., *Int. J. of Heat Fluid Flow, under review*.
- [15] Yamashita, H. et al., *Physics of Fluids*, **37** (2025) 071909.
- [16] ジオラマ環境で覚醒する原生知能を定式化する細胞行動力学. <https://diorama-ethology.jp/> (2025年7月30日閲覧).

地球内部の対流とダイナミクス

Thermal Convection and Dynamics in the Earth

宮腰 剛広 (海洋研究開発機構)

Takehiro Miyagoshi (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology)

e-mail: miyagoshi@jamstec.go.jp

1. はじめに

地球の表面で生活している私達は普段あまり意識しづらいが、地球の内部は運動している。それは地球表面に比べて内部が高温であり、表面からの冷却に由来する熱対流が生じ地球内部から表面に向かって熱が伝えられることによる。この地殻熱流量は地球全体でおおよそ 40TW 程度と見積もられており、地表の単位面積当たりでは 0.08~0.09W/m² 程度となる[1]。これは太陽から届くエネルギー（太陽定数）約 1370W/m² と比較すると非常に小さい。そのため地球内部からの熱は、大気や海洋の活動を考える上ではほぼ無視できるが、一方で長期間に亘り蓄積したそのエネルギーが短時間で放出されることにより、例えば地震や火山といった地質活動が引き起こされている。

地球内部の高温の由来は一つには約 46 億年前の地球形成時に蓄えられた熱であり、原始地球が形成される際に全体が溶融するほどの高温から始まった事による。他には地球内部に含まれる放射性元素の崩壊によって発生する熱などがある。

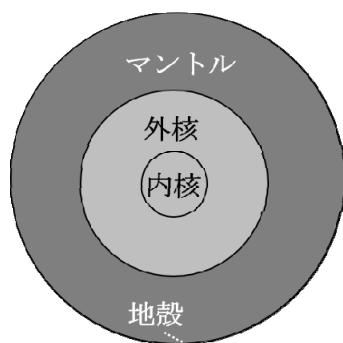


図1 地球内部の構造の概観図。

地球の内部は均質ではなく、いくつかの層に分かれている（図1）。表面から深部に向かって、地殻・マントル・核と名付けられている。地殻は主に小さな密度の、マントルは大きな密度の岩石から成っている。核は岩石ではなく主として金属

（鉄）から成っており、マントルよりも密度が大きい。このように全体として重力的に安定な層構造を形成している。地球の半径は約 6400km であり、マントルの厚さは約 2900km である。核の半径は約 3400km とマントルより大きいが、体積で言うと地球の約 8 割がマントルから成っており、地球内部の活動やそれに由来する地質活動の主体はマントルの活動となっている。マントルの英語綴り mantle はまたマント（外套）を意味しており、地球中心の核を覆うものという意を持っている。地殻は概ね 10km 以下の薄い層である。大雑把にはゆで卵の黄身の部分が核、白身の部分がマントル、殻の部分が地殻と考えるとイメージしやすいかもしれません。核はさらに二層の構造に分かれており、外側が外核と呼ばれる鉄が溶融して流体となっている層で、厚さ約 2200km 程度である。その内側、地球の中心部に位置するのが内核と呼ばれる主に（高圧によって）固体状態の鉄から成っており、半径約 1200km である。

地球の表面から深部に向かうに従って温度は上昇し、マントル深部では約 3000 度[2]と考えられている。核の内部はさらに高温である。マントル底部から地球表面へのこの強い温度勾配は対流運動を起こすのに充分な大きさであり、数十億年に亘ってマントル内部で対流が生じている。マントルの対流運動が原因となり地球表面で見られる現象の一つが、地球表面上のプレート運動である。地殻とマントルの最上部部分を併せ、地表面を構成する剛体的に振る舞う岩盤をプレートと呼んでいる。地表を覆うプレートは一枚岩ではなく十数枚に分かれていることが知られており、各々のプレートは剛体的に運動している。各々のプレートによって移動速度には違いがあるが、海嶺（マントルから上昇してきた熱い岩石が冷えて新たなプレートが形成される境界）から海溝（プレートが地球内部に沈み込んでいく境界）に向かって、概

ね一年当たり数 cm~10cm 程度の速さで運動している。比較的大きなプレート、例えば太平洋プレートで、海嶺から海溝に至りマントル内部に沈んでいく時間スケールは数億年程度である。プレートの移動する速さがマントル対流の速さを概ね反映していると考えると、マントル対流の周回時間はその数倍程度の時間スケールであると予想される。

マントル対流はプレート運動を通じて、地震、火山、褶曲、断層などの、地表面で見られる地質活動のほとんど全てに関与している。また前述の通り地球体積の大部分を占めているため、地球の内部の活動やその進化を駆動する主要源となっている。さらにプレート運動を通じて、表面と内部間の物質のやりとりや循環の一翼を担っていると考えられている。これは地球の大気環境にも影響を及ぼしている可能性があり、そのような作用のうちの一つが炭素循環である[1]。大気中の二酸化炭素は風化作用によって炭酸塩として海底に沈殿するが、プレート運動の存在により内部に沈み込んだ後、加熱されて火成活動により再び大気中に供給されることで、二酸化炭素の循環が成り立っている。この循環により大気中の二酸化炭素濃度による温室効果が、マントル対流の時間スケールではほぼ一定に保たれ、地表の温度を生命にとって快適なものに安定的に保つのに寄与していると考えられている。このように、マントルの活動を理解することが、地球という惑星の環境を理解する上で不可欠な要素の一つとなっている。なおプレート運動に関しては、存在すると確実に分かっている惑星は今のところ地球だけである。

マントルより深い外核でも対流によって熱が運ばれていると考えられている。対流の駆動源としては熱対流の他に、組成対流が考えられている。地球中心が高温で核全体が融点以上の温度だった時代は内核は存在しなかったが、地球の冷却とともに核の温度が低下し（高圧で融点の高い）中心部から固体の内核が形成されてきた。内核が成長する際に、鉄以外に含まれている僅かな軽元素を放出するが、これが浮力となり駆動されるのが組成対流である。このように内核は大きくなり続けており、現在は核の半径の約 35%程度を占めている。どちらにしても対流を駆動しているのは、マントル対流により核が冷却され続けている事によ

る。

核は直接地球表層に接してはいないが、その活動には地表を超えて宇宙空間にまで影響を及ぼしているものがある。それが地球の持つ磁場（地磁気）である。核内の温度は金属が磁性を失うキュリー温度以上であると考えられており、そのため地磁気は核の磁性に由来するものではない。地磁気は外核内の対流が元となって生成維持されていると考えられている。金属から成る核は（マントルと異なり）導電性が高いため、ダイナモ作用と呼ばれる機構により、対流のエネルギーが磁場のエネルギーに変換されている。これは発電機の機構と原理的には同じものであり、磁場中を導電性を持つ物質が運動した場合、磁場とも運動方向とも垂直な方向に起電力が生じる。生じた電流がたまたま元々の磁場を強める方向に流れれば、この一連の過程が繰り返される事により磁場を維持するまたは強くする事が可能となる。実際には電気抵抗のため生じた電流の一部は熱エネルギーとして散逸するため、磁場の強さは青天井に強くなる事はない。またもし磁場を維持する機構が存在しなければ、電気抵抗のため地磁気は数万年でほとんど消滅してしまう。実際には地磁気は三十億年以上前から存在していたと考えられており[3]、この事からも核内で地磁気を生成維持する作用が働き続けていると考えられている。

地磁気形状は双極子モーメント（棒磁石の作る磁場）でよく近似される。地磁気の強さは地表で 1 ガウス弱程度であり、日常生活でことさら意識する事はあまりない。しかしながら地磁気は地球に向かって押し寄せる太陽風や宇宙線などの荷電粒子の運動方向を変化させ結果としてそれらが地表に直接降り注ぐ事を妨げる、一種のシールドのような役割を果たしている。これらの荷電粒子は生物にとって有害なものであり、地磁気がもし消滅した場合、地表環境も何らかの影響を受ける可能性が高い。

地磁気の強さは一定ではなく変動がある。例えば数万年~十万年程度の周期で、最大 3 倍ほど強さが変化する変動が見つかっている[4]。周期には数十年から数十万年以上まで様々なものがあるが、これらの変動の原因ははっきりしていない。またこのような変動のなかで特に規模の大きいものに極性の反転がある。現在の地球では北が S 極、南

がN極の磁極であるが、過去にはこの極性が逆だった事があり、またこのような反転を何度も繰り返してきた事がわかっている[5]。極性反転の周期は一定ではないが、明らかになっている範囲で平均を取ると数十万年程度である。最後の反転は約77万年前である。(余談であるが2020年に定められた地質時代の区分であるチバニアン期(千葉時代)は約77万年前から約13万年前の期間を指すが、その開始時期はこの最後の地磁気極性反転が起こった時に由来し、その記録が千葉県市原市の地層によく残っていたことにより命名された。)一方で白亜紀には、約四千万年間も反転の無い時期があった。このように反転周期にばらつきが出る理由、および反転のメカニズムについてもよく分かっていない。

2. マントル対流研究

マントル、及び核の対流とも、その時間スケールは人間のそれと比べるとはるかに長い。近年は地震波トモグラフィーという手法によってマントル内部の様子が弾性波速度の場所による差異として直接分かるようになってきた。これはマントル対流の特徴を直接的に捉えるという点で大変重要な進歩である。と同時に(対流の時間スケールのあまりの長さのため)これらは現象の1スナップショットを見ている状態に相当すると言える。そのためそれぞれの層の対流運動の全貌を理解するためには、数値シミュレーションが有力な手段の一つとなっている。

2.1 マントル対流の流体力学的特徴

表1に、マントル及び核の代表的な物性値をまとめた。この表からマントル対流の流体力学的無次元パラメータの代表的なものを見積もってみる。例えば(ナビエ-ストークス方程式中の、動粘性項に対する移流項の大きさの比を表す)レイノルズ数 VL/ν はおよそ 10^{20} 以下となり、一見解くのが非常に簡単な流れのように思われる。しかしながらプラントル数 ($= \nu/\kappa$) に着目すると 10^{24} 程度となる。水のそれが7程度である事を考えると、流体として見たときのマントルの特異さが浮き彫りになる。熱の拡散時間と比べると運動量の拡散は一瞬で起こるとみなしてよく、ナビエ-ストークス方程式中においては(プラントル数の逆数に比

例する)流れの慣性項がほぼ無視できるほど小さいという事を示している。そのため流れ場は全ての力(粘性力、浮力、圧力勾配)の釣り合いを満たすように決まる。それ故数値シミュレーションを行う際は、時間ステップを一つ進める都度、力学的な定常状態を求める必要があることになる。この力のつり合いの式に加えて非弾性流体近似により密度の時間変化項を落とした連続の式、及び熱輸送方程式を連立させ、流れ場の速度ベクトル・温度・圧力を未知変数として解く。

マントルにおけるもう一つ重要な特徴が、粘性率が諸条件によって非常に大きく変化することである。表面でプレートが形成されているのは、粘性率の温度依存性(低温により大きくなる)のためである。例えば蜂蜜は、冬の低温の部屋では比較的固くなり、夏の高温下では流動性が高い。このような温度依存性がマントル物質には強く働いており、例えばプレートとその下のアセノスフェアと呼ばれる流動性の高い柔らかい領域では粘性率の比が $10^{3\sim 4}$ にもなる。(表1の値に幅があるのはここから来ている。)

このように、マントル対流計算の困難は主に、プラントル数が極めて大きい事から来る事、粘性率が諸条件により変化し空間・時間的な変化が大きい(桁で変わってくる)事による。

表1 マントル及び核の代表的な物性値。(値は外核の動粘性率およびマントルと外核の熱拡散率は[6]に、それ以外は[7]による。)

記号	量	値(マントル)	値(外核)
ν	動粘性率 [m ² /s]	$10^{16}\sim 10^{20}$	9.1×10^{-8}
κ	熱拡散率 [m ² /s]	7.5×10^{-7}	6.5×10^{-6}
V	典型的流速 [m/s]	3×10^{-9}	4×10^{-4}
L	典型的長さ [m]	2.9×10^6	2.3×10^6

2.2 マントル対流の数値シミュレーション例

マントル対流はテクトニックな現象を始めとして地球における非常に広範囲な現象に関わりを持つ為、どのような点に着目して調べるかによって研究内容も多岐に渡る。ここでは筆者らが着目している、プレート運動を伴うマントル対流の数値

シミュレーション研究の一例を紹介する。重く冷たいプレートがマントル内部に沈み込む事で、物質循環を駆動すると共に、マントル内部を攪拌し長期に亘るマントル進化に大きな影響を与える。このような過程を詳しく調べるためにまずは、地球のプレート運動の特徴を精度良く捉えたマントル対流計算を目指したものである。

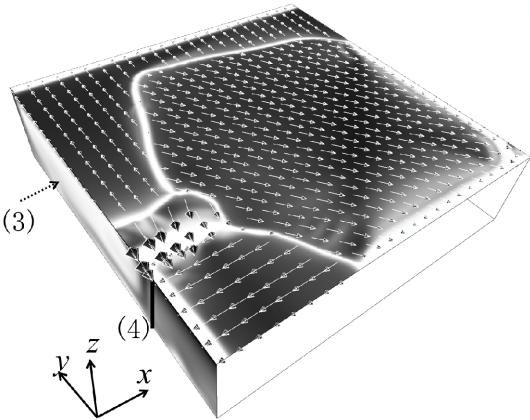


図2 プレート運動を伴うマントル対流の数値シミュレーション例。高さ方向にマントル全層(2900km), 水平方向にその4倍の領域を解いている。矢印は運動方向、その長さはそこでの速度の大きさを表している。また白い部分は破壊により粘性率が大きく低下したプレート境界を、黒い部分は殆ど破壊を受けていない領域(プレート内部)を表す。矢印(3)は図3の断面(yz面)を、太線(4)は図4の断面の位置(xz面)を表す。

図2は数値シミュレーション結果の一例である。この計算では高さ2900km(マントル全層), 縦横11,600km(およそ太平洋プレート程度の大きさ)の領域でのマントル対流を計算している。計算手法としては亀山真典博士(愛媛大学)が開発したACuTE法を用いている[8, 9]。表面に固いプレートが発達するためには、プレートとマントル内部で最低でも $O(10^3)$ 程度の(温度に依存した)粘性率比が必要であるが[10], 本モデルではこの効果を考慮している。またそれだけでなく応力がある閾値(破壊応力)を超えるとプレートが割れる(粘性率が低下する)だけでなく、一旦割れた(プレート境界が形成された)場合、応力が破壊応力を下回っても直ちにプレート境界が固着することはない、それよりかなり低いプレート固着強度を下

回ったときにはじめて固着するという、応力履歴依存性を持つ粘性[11]を取り入れている。これは同じ応力が掛かっていても過去に一旦破壊を受けて割れたかどうかによって、プレート境界が形成されているところもあれば無傷のところもあるという、実際のプレートに見られる特徴を反映したものである。鉛直方向と水平方向ともに大きな粘性率変化が存在し、かつ表面ではプレート内部に比べて非常に狭いプレート境界領域でのみ大きく粘性率が変化するような系での収束解を求めなくてはいけない点が、この計算で特に難しい点となっている。

図2をみると、表面においてはプレート境界によって区切られた数枚のプレート(大きさはまちまち)が形成されている。プレートに比べてずっと狭いプレート境界や、各々のプレート内部での剛体的運動(速度の向き・大きさ共、各々のプレート内ではほぼ一様であることから分かる)といった、実際の地球のプレート運動で見られる特徴が再現されている事が分かる。この運動は(実際にも見られるように)数億年スケールに亘って安定的に存在している[12]。また深さ方向の断面の温度分布(図3)を見ると、プレート境界(海溝)から沈み込んだ冷たいプレートが熱いマントル内部を進んでマントル最下部(コアーマントル境界)まで到達している様子も分かる。

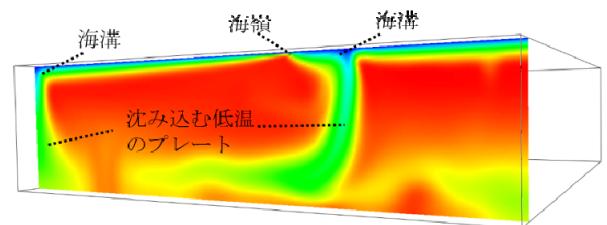


図3 シミュレーション結果の高さ方向の温度分布の断面図(図2の矢印(3)のyz面)。海嶺から形成されたプレートが海溝でマントル内部に沈み込み、最下部(コアーマントル境界)に到達している様子が分かる。(プレート内部が低温(緑)、その周囲のマントル物質が高温(赤、黄)となっている。)

さらに、プレートの底部から二次的な対流が発生していることも分かった。マントル対流の内部からの湧き出し口が海嶺、内部への沈み込み口が

海溝であるが、それらの境界に囲まれたプレートの内部において、プレート底部から対流が生じている（図4）。プレートという冷たい表面物質の直接の沈み込みに対して、プレートそのものではなくその底から副次的に発生する下降流が元となっているので二次対流と呼ばれている。このような二次対流は観測面からもその存在が支持されているのだが[13]、プレート上の地熱流量分布を説明する上で重要な要素の一つとして着目されている[14]。

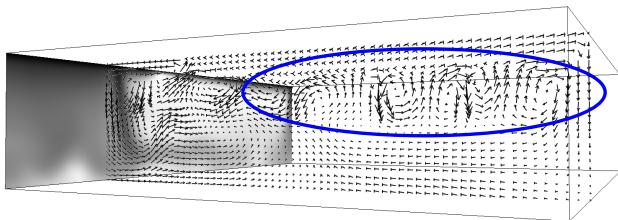


図4 図2の手前の沈み込み領域（海溝）付近（図2の(4)の太線で切ったxz面）における、プレート下でのマントルの流れの様子。丸で囲まれた領域で、二次的な対流が発生している。

以上のように、私達のモデルでは地球上のプレート運動に見られる種々の特徴をよく捉えた結果が得られた。今後、本モデルを（より実際の地球に即した）3次元球殻形状に拡張すると共に、プレート運動が物質循環や地球内部進化に与える影響をより詳しく調査していく予定である。

3. 核の対流と地球ダイナモのシミュレーション

3.1 外対対流の流体力学的特徴

マントルと同様に、外核内でも対流が生じている。再び表1より、外核ではレイノルズ数は $\sim O(10^{10})$ 程度と見積もられる。また地球の自転速度を基にすると、エクマン数（コリオリ力項に対する動粘性項の大きさの比 $\nu/(2\Omega L^2)$ 、 Ω は自転角速度）は $\sim O(10^{-15})$ 程度と見積もられる。これらは分子粘性で評価した場合であるが、流れの渦粘性で評価してもエクマン数はおおよそ $\sim O(10^{-9})$ 程度と、やはり1よりもずっと小さい値であろうと考えられている。これらに関してはマントルと全く逆の傾向である。すなわち移流項の影響が強く”速い流れ”であり、また地球の自転の効果を非常

に強く受けている（逆にマントルは自転の効果を殆ど感じずに流れている）。これらはどちらも一般的に流れのスケールを小さくする影響があり、従ってその流れを解くには解像度を高く取らなければならない。この点が外核内の対流を計算する上で特に困難な点の1つである。

一方プラントル数は $O(10^{-2})$ 程度と、これもマントルとは反対の傾向で1よりやや小さいが、水($O(1)$)との比較ではマントルの場合ほど隔たってはいない。また動粘性率そのものも、水と大きくは違わないと考えられている。マントルにおいてはプラントル数の特異性が際立っていたが、外核においては流体と聞いて通常思い浮かべるような、水と同程度の”サラサラ具合”を持った流体という事になる。

さらに外核では磁場と電流の存在が対流と相互作用し、解くべき方程式がMHD（MagnetoHydroDynamics、電磁流体力学）のものになる。連続の式、温度（またはエネルギー）の時間発展式に加え、ローレンツ力を考慮したナビエーストokes方程式、及び磁場の時間発展を記述する磁場の誘導方程式を連立させて、流れベクトル3成分、磁場ベクトル3成分、温度、密度を未知変数として解くことになる（例えば[15]を参照）。

3.2 外核対流とダイナモ作用の数値シミュレーション例

外核の活動はマントルのように直接的に地質活動には関わらないものの、対流そのものに加え磁場という要素が加わることにより地磁気の生成機構、地磁気変動、磁極性反転、またマントル活動と外核活動の関係など、外核が関わる活動現象にも様々なものがある。どの要素を明らかにしたいかによって、研究テーマも同様に多岐なものに亘る。対流に関しては、現在のスーパーコンピュータを以てしても実際の外核と同様の強回転系（低エクマン数）、高速流（高レイノルズ数）の計算は出来ていないのが現状であるが、出来るだけ現実の系に近い対流の性質を調べようとする努力が続けられている。

ここでは筆者らが行っている、出来るだけ低エクマン数での対流の特徴を調べるという試みの元で行ったシミュレーション結果の一例を紹介する。

計算手法は陰山聰博士が開発したインヤン格子によるダイナモ計算手法[16, 17]に基づいている。図5はシミュレーション結果の一例であるが、この例では外核最下部（外核一内核境界）と最上部（外核一マントル境界）で温度差を設けることにより球殻内で熱対流を発生させている。図は外核内を北極方向から見たものであり、色は赤道面における渦度ベクトルの渦度の自転軸方向成分（=視線方向成分）を示している。赤が正、青が負の値を表しており、流れとしては赤と青の境界部分に速い流速の流れが存在していることになる。この計算ではエクマン数が $O(10^7)$ である。強い自転の効果により外核のスケールに比して細かい構造が発達している事が分かる。この計算からは経度方向に細かい構造が発達している事に対して動径方向には比較的長く伸びた構造が発達している[18]。強い回転効果の元での流れの重要な特徴として、回転軸方向に流れの構造が殆ど変化しなくなる事がある（テイラー・プラウドマンの定理、[19]）。この計算でも同様であり、図5では赤道面を描画しているが、この面を自転軸方向に（=紙面に垂直方向に）スライドさせても対流構造はほぼ同様になる。

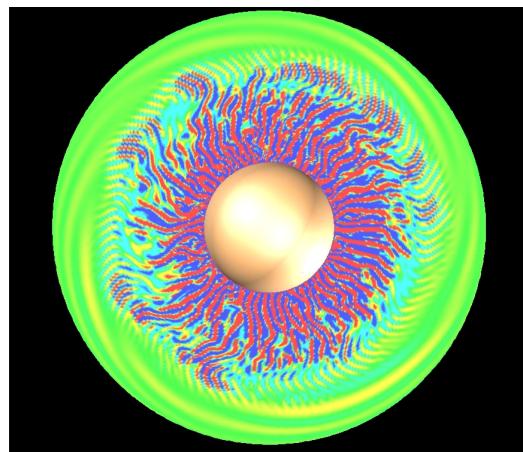


図5 外核対流の数値シミュレーション例。中心の黄色い部分は内核であり、その外側からマントルとの境界までの液体金属領域の対流を計算している。北極方向から見ており、色は赤道面上の渦度ベクトルを表している（赤は正、青は負、緑はほぼ値が0の領域）。

この計算では磁場についても解いているため、磁場もしくは電流についても調べる事が出来る。

図6はこのような対流場の元で形成された電流構造を青い線で示したものである。計算の結果、対流構造とほぼ同様な細かい構造を持つ電流構造が発達している事が分かった。またそれぞれの構造は小さいコイル形状をしている。これはこの電流コイルそれぞれの中に磁束管（磁場が集中し束ねられて管状となった構造）が形成されている事を意味するのだが、この電流構造は全体として（地磁気の特徴の一つでもある）ダイポール成分が卓越した磁場構造を形成する事が分かった[20]。

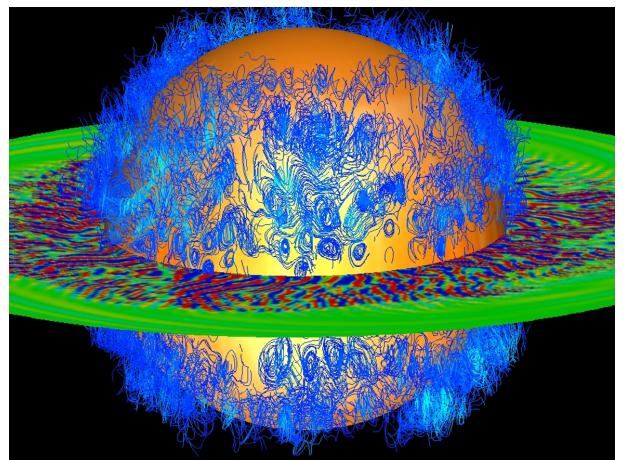


図6 外核内の電流構造（青い線。）中心の球は内核を表す。また図5での渦度を示した面（赤道面）も表示されている。

以上のような結果が得られたが、実際の地球外核のエクマン数は（流れの渦粘性を考慮しても） $O(10^9)$ 程度と考えられており。この計算からもまだ数桁のギャップがある。実際の外核にさらに状況を近付けた場合、対流の構造やそれにより磁場・電流が生成される過程（ダイナモ過程）および形成される構造が変化する可能性はある。実際の地球内部における外核対流やダイナモ過程の解明を目指し、現在も研究者による努力が続けられている。

4. 終わりに

1節で述べた通り、マントルや外核の活動はさまざまな影響を通じて、地球表層に生命の存在に適した環境（ハビタブル環境とも呼ばれる）が形成・維持されるための重要な要素の一部を担っていると考えられている。本稿では主に地球内部の

活動について述べてきたが、地球内部の活動について研究する事は、では他の惑星ではどうなのかという理解を進めるための端緒にも繋がる。21世紀に入り系外惑星と呼ばれる、太陽系とは別の恒星系における惑星が続々と発見されてきている。発見が進むにつれ、ハビタブル環境を備えた（地球外生命が存在し得るような）惑星の発見に期待がかかっている。系外惑星の内部活動がどのようなものになりそうかは、そのようなハビタブル惑星の候補を考える上で重要な要素の1つとなり得る。

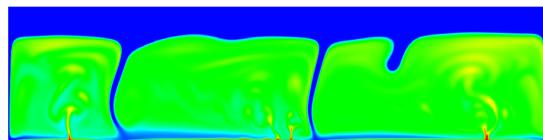


図7 地球の約10倍の質量を持つ岩石惑星（スーパー・アース）のマントル対流の数値シミュレーション例。ポテンシャル温度（浮力に寄与する温度変化）の分布を表す（赤が高温、青が低温、緑がその中間の温度）。

例えば図7は筆者らの計算の一例だが、これは地球の約10倍の質量を持つような岩石型惑星において、マントル対流がどのようなものになるかを調べたものである。実際に（太陽系内には存在しない）このような地球よりも巨大な岩石型惑星が続々と系外惑星に見つかっており，“スーパー・アース”と呼ばれている。惑星が巨大になった場合におけるマントル対流への影響は様々なものが考えられるが、本研究では特に重要な効果の一つと考えられる、惑星深部が高圧による断熱圧縮効果の増大に着目してその効果を取り入れたマントル対流の計算を行った。その結果、地球の場合と比較してマントル深部からの熱い上昇流の活動性が弱まる事が分かった[21]。これはプレート境界を形成するための原動力や、火山活動などが弱まる可能性があり、その結果としてプレート運動が起こりづらくなる可能性を示唆している。もしこの計算が示唆するように巨大惑星ではプレート運動、及びそれが駆動する物質循環が起こりづらくなれば、あまりハビタブルではない環境になるかもしれない。本計算の結果が最終結論というわけではなく更なる研究の積み重ねが必要であるが、地球を越えて他の惑星の活動を調べる事で、

逆に（ハビタブル環境の維持に適したもののように思われる）地球の内部活動が宇宙の中でどの程度普遍的なものがあるかは特殊なものなのか、また様々な諸条件を持つ惑星全体の中での地球の位置づけを理解する事にも繋がるであろう。

謝辞

この記事で紹介した研究は、亀山真典教授（愛媛大学）、小河正基准教授（東京大学、当時）、陰山聰教授（神戸大学）との共同研究によるものです。また柳澤孝寿博士（海洋研究開発機構）からは本稿の内容につきましてご助言を頂きました。この場をお借りして皆様に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] 岡村定矩ほか編, 人類の住む宇宙, 日本評論社 (2007)
- [2] 力武常次, 地球科学ハンドブック, 聖文新社 (1992) .
- [3] Claire I. O. Nichols. et al., Possible Eoarchean Records of the Geomagnetic Field Preserved in the Isua Supracrustal Belt, Southern West Greenland, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 129 (2024) e2023JB027706.
- [4] 山崎俊嗣, 海洋堆積物から明らかになった古地磁気強度変動像, 地学雑誌, 114(2) (2005) 151-160.
- [5] J. S. Gee., and D. V. Kent, Source of Oceanic Magnetic Anomalies and the Geomagnetic Polarity Timescale, *Treatise on Geophysics* Second Edition, 5 (2015) 419-460.
- [6] Y. Ricard., Physics of Mantle Convection, *Treatise on Geophysics* Second Edition, 7 (2015) 24-71.
- [7] 山本明彦 (編著), 地球ダイナミクス, 朝倉書店 (2014)
- [8] Kameyama, M., ACuTEMan: a multigrid-based mantle convection simulation code and its optimization to the Earth Simulator, *Journal of the Earth Simulator* 4 (2005) 2–10.
- [9] Kameyama, M., Kageyama, A., and Sato, T., Multigrid iterative algorithm using pseudo-compressibility for three-dimensional

- mantle convection with strongly variable viscosity, *J Comput Phys* 206 (2005) 162–181.
- [10] Ogawa, M., Mantle convection: A review, *Fluid Dynamics Research* 40 (2008) 379–398.
- [11] Ogawa, M., Plate-like regime of a numerically modeled thermal convection in a fluid with temperature-, pressure-, and stress-history-dependent viscosity. *J Geophys Res* 108(B2) (2003) 2067.
- [12] Miyagoshi, T., Kameyama, M., and Ogawa, M., Tectonic plates in 3D mantle convection model with stress-history-dependent rheology, *Earth, Planets and Space* 72 (2020) 70.
- [13] Akizawa, N., et al., Evidence for suboceanic small-scale convection from a “garnet”-bearing lherzolite xenolith from Aitutaki Island, Cook Islands, *Progress in Earth and Planetary Science*, 11 (2024) 38.
- [14] D. Bercovici., P. J. Tackley., Y. Ricard., The Generation of Plate Tectonics from Mantle Dynamics, Treatise on Geophysics 2nd Edition, 7 (2015) 271-318.
- [15] 坂下志郎, 池内了, 宇宙電磁流体力学, 培風館 (1996)
- [16] Kageyama, A., and Sato, T., Computer simulation of a magnetohydrodynamic dynamo I, *Physics of Plasmas*, 2 (1995) 1421–1431.
- [17] Kageyama, A., and Sato, T. “Yin-Yang grid”: An overset grid in spherical geometry. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 5 (2004) Q09005
- [18] Kageyama, A., Miyagoshi, T., and Sato, T., Formation of current coils in geodynamo simulations, *Nature* 454 (2008) 1106–1109.
- [19] 木村竜治, 地球流体力学入門, 東京堂出版 (1983)
- [20] Miyagoshi, T., Kageyama, A., and Sato, T., Formation of sheet plumes, current coils, and helical magnetic fields in a spherical magnetohydrodynamic dynamo, *Physics of Plasmas*, 18 (2011) 072901.
- [21] Miyagoshi, T., Kameyama, M., and Ogawa, M., Thermal convection and the convective regime diagram in super-Earths, *Journal of Geophysical Research-Planets*, 120 (2015) 1267-1278.

壁面間最適熱輸送

Wall-to-wall Optimal Heat Transfer

木本 慎吾, 河原 源太 (大阪大学)

Shingo MOTOKI and Genta KAWAHARA (University of Osaka)

e-mail: motoki.shingo.es@osaka-u.ac.jp

1. はじめに

流体による熱の輸送現象の解明と予測は、惑星における大気循環やマントル・核の運動、恒星におけるエネルギー輸送といった地球・宇宙物理学上の難問解決において高い学術的意義を有すると同時に、その制御技術の開発は、多種多様な工学機器における伝熱性能の向上に直結する研究課題である。近年加速する世界的な気候変動や都市部におけるヒートアイランド現象による気温上昇と空調機器による電力需要の拡大、また、生成AIをはじめとする高度デジタル技術の爆発的な発展に伴うCPU/GPUやデータセンターの高発熱化・高電力化のために、伝熱促進を目的とする熱流体制御技術のさらなる高性能化・高効率化が強く求められており、持続可能な社会の実現に向けたエネルギー有効利用の観点から極めて重要な意義をもつ。

流れが自発的あるいは強制的に乱流となることで、一般に、伝熱が顕著に促進されることが知られている。では、そのような流体による熱の輸送に上限はあるのだろうか？また、もし上限が存在する場合、その上限を達成する最適な状態はどのような流れだろうか？本稿では、素朴であるが熱流体力学における究極的な問題の一つでもあるこのような問い合わせに関する最近の研究成果を紹介するとともに、そこで観測されるマルチスケールの対流現象を議論する。

2. 理論的上界と究極熱伝達

2.1 壁面熱流束に対する理論的上界

図1に示すように、距離 H 離れて配置され、一方が低温 T_L 、他方が高温 $T_H = T_L + \Delta T$ ($\Delta T > 0$)に保たれた2つの平行な平板に挟まれた流体層を考える。ここで、流体は单一の成分から成るものとする。流体が静止している場合、熱の移動は原子・分子運動によって支配され、壁面垂直方向の熱流束 q_{cond} は流体の熱伝導率 λ を用いて、

$$q_{\text{cond}} = \lambda \frac{\Delta T}{H} \quad (1)$$

と表せる。一方で、壁面間に流れが生じると対流による熱の移動が起こり、壁面垂直方向の総熱流束 q_{conv} は、流体の温度 T および壁面垂直(z)方向速度 w を用いて、

$$q_{\text{conv}} = -\lambda \frac{d\bar{T}}{dz} + \rho c_p \bar{w} \bar{T} \quad (2)$$

と書ける。ここで、 ρ および c_p はそれぞれ流体の密度および定圧比熱である。また、 z は壁面からの距離、 $(\bar{\cdot})$ は壁面平行方向および時間についての平均を示す。無次元壁面熱流束を表すNusselt数 Nu は、熱伝導 q_{cond} と対流熱伝達 q_{conv} の比として、

$$Nu = \frac{q_{\text{conv}}}{q_{\text{cond}}} \quad (3)$$

と定義される。熱伝導状態において $Nu = 1$ であり、対流が生じることで Nu は一般に増加し、流れが乱流となることで顕著に促進される。では、 Nu をどれだけ促進させることができるだろうか。この問題に対して、基本的な熱流体现象の1つである熱対流(温度差に起因する浮力によって駆動される自然対流)に関する研究分野において、半世紀以上前に大きな論争が巻き起こり[1-3]、以来、今日に至るまで活発な議論が繰り広げられてきた。特に、1990年代に背景場法(Background field method)という変分原理に基づく数学的手法[4]がDoeringとConstantinにより開発されたことで、この論争に目覚ましい進

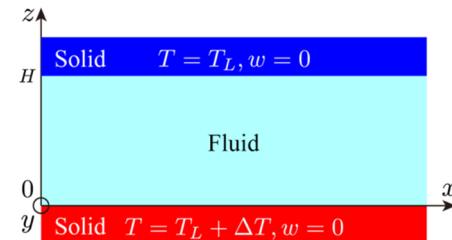


図1 壁面間熱輸送の概要。流体は一定温度差に保たれた壁面に挟まれている。

展がもたらされた。背景場法では、速度場 $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ および温度場 $T(x, y, z, t)$ を

$$\mathbf{u}(x, y, z, t) = V(z) + \mathbf{v}(x, y, z, t), \quad (4)$$

$$T(x, y, z, t) = \theta(z) + \theta(x, y, z, t) \quad (5)$$

のように、壁面境界条件を満足する任意の背景場 $V(z)$ 、 $\theta(z)$ と齊次境界条件を満たす変動場 $\mathbf{v}(x, y, z, t)$ 、 $\theta(x, y, z, t)$ に分解する。ここで、 x, y は壁面に平行な直交する 2 方向、 t は時間を示す。ただし、速度場 \mathbf{u} は非圧縮流体についての連続の式を満足するものとする。熱対流におけるエネルギーの収支に基づき、Cauchy–Schwarz の不等式などを上手く利用すると、 Nu に対する上界(Upper bound)が

$$Nu \leq 1 + \frac{1}{2} \int_0^1 \left(1 + \frac{H}{\Delta T} \frac{d\theta(z)}{dz} \right)^2 d\left(\frac{z}{H}\right) \quad (6)$$

のように背景場 $\theta(z)$ のみを用いて与えられる。ただし、ここでは $V(z) = 0$ としている。Doering と Constantin[5] は

$$Nu \leq 0.167 Ra^{1/2} - 1 \quad (7)$$

なる上界を導き、後に Plasting と Kerswell[6] は上界が最小となるように背景場の最適化を行うことで、

$$Nu \leq 0.02634 Ra^{1/2} + 1 \quad (8)$$

を得ている。ここで、 Ra は Rayleigh 数

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta TH^3}{\nu\kappa} \quad (9)$$

であり、 g は重力加速度、 α 、 ν 、 κ はそれぞれ流体の体膨張係数、動粘性係数、温度拡散係数を示す。なお、代表速度 U を

$$U = \sqrt{g\alpha\Delta TH} \quad (10)$$

と取ると、 Ra は Prandtl 数 Pr と Reynolds 数 Re を用いて

$$Ra = \frac{\nu}{\kappa} \left(\frac{UH}{\nu} \right)^2 = Pr Re^2 \quad (11)$$

と表せる。

背景場法によって得られた上界の評価(7)、(8)は、任意の変動を含む全ての速度場に対して成り立つ。したがって、この上界は「流体による熱の輸送に上限はあるのだろうか?」という問い合わせに対する 1 つの答えと言える。しかし、このような上界の議論において、背景場の具体的な関数形を決定したとしても変動場は任意であることから、「上限を達成する最適な状態はどのような流れだろうか?」というもう 1 つの問い合わせに対しては、その答えを得ることができない。

2.2 究極熱伝達

固体壁面と流体間の熱伝達においては、流体の粘性により、固体壁面近傍では流体と固体の相対速度は小さくなり壁面上でゼロになるため、たとえ流れが乱流であっても、流体と固体の界面では熱伝導のみによって熱の移動が生じる。したがって、壁面熱流束は流体の熱伝導率に依存するはずである。流体の粘性率や熱伝導率に依存せず、流れを特徴付ける代表速度 U と代表温度差 ΔT を用いて壁面熱流束 q が

$$\frac{q}{\rho c_p} \sim U \Delta T \quad (12)$$

とスケールされる特異な対流熱伝達は究極熱伝達(Ultimate heat transfer) と呼ばれ、2.1 節の上界の議論とは別に、高 Rayleigh 数(高 Reynolds 数) 極限での乱流熱伝達における達成の可否が古くから議論され続けてきた。熱対流において、究極熱伝達を達成するとき、究極スケーリングと呼ばれる

$$Nu \sim Pr^{1/2} Ra^{1/2} \quad (13)$$

なるべき乗則が成り立つ[7,8]。そのべき指数は上界(7)、(8)と同じく $1/2$ であり、究極熱伝達の実現可能性が理論的には示唆されている。しかし、乱流熱対流についての数多くの実験や数値シミュレーションにおいて、古典スケーリングと呼ばれる

$$Nu \sim Ra^{1/3} \quad (14)$$

なるべき乗則[9,10]が観測される一方で、極めて高 Ra を達成した実験($Ra \lesssim 10^{17}$)[11]や数値シミュレーション($Ra \lesssim 10^{15}$)[12]においても究極スケーリングは観測されていない。いくつかの実験データ[13,14]は $Ra \gtrsim 10^{11}$ において $Nu \sim Ra^{0.38}$ を示しており、最近ではこれを究極状態への遷移とする主張もあるが、遷移が観測出来ない実験データもあり、また、計算機能の問題から数値シミュレーションによる検証も困難であり、未だ議論が続いている[15]。

3. 壁面間最適熱輸送

3.1 定式化

図 1 に示した一定温度差を有する 2 つの平板間ににおいて、非圧縮流体についての連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (15)$$

を満足する定常な速度場 $\mathbf{u}(x, y, z)$ による熱輸送を考える。このとき、温度場 $T(x, y, z)$ は与えられた \mathbf{u} に対して移流拡散方程式

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T \quad (16)$$

の解として決定されるものとする。壁面上における速度および温度を

$$\mathbf{u}(x, y, 0) = \mathbf{u}(x, y, H) = 0, \quad (17)$$

$$T(x, y, 0) = \Delta T, \quad T(x, y, H) = 0 \quad (18)$$

と規定し、壁面平行(x, y)方向にそれぞれ周期 L_x および L_y の周期境界条件を課す。流れの強さを測る指標として、総エンストロフィーを用いて定義されるPéclet数 Pe

$$Pe = \frac{\langle |\omega|^2 \rangle_{xyz}^{1/2} H^2}{\kappa} = \frac{\langle |\nabla \mathbf{u}|^2 \rangle_{xyz}^{1/2} H^2}{\kappa} \quad (19)$$

を導入する。ここで、 $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$, $|\nabla \mathbf{u}|^2 = \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u}$ であり、 $\langle \cdot \rangle_{xyz}$ は体積平均を示す。

Pe 一定の制約の下で Nu を最大化する最適解を求める。この制約付き最適化問題は目的汎関数 J

$$\begin{aligned} J = & \langle w\theta \\ & + p^*(\nabla \cdot \mathbf{u}) \\ & - \theta^*((\mathbf{u} \cdot \nabla)\theta - \nabla^2\theta - w) \\ & - \frac{\mu}{2}(Pe^2 - |\nabla \mathbf{u}|^2) \rangle_{xyz} \end{aligned} \quad (20)$$

の最大化問題に対応する[16]。ここで、諸量は H , ΔT , κ および ρ を用いて無次元化されている。また、 $\theta(\mathbf{x})$ は熱伝導解からの変動温度場 $\theta(\mathbf{x}) = T - (1 - z)$ を示す。 $p^*(\mathbf{x})$, $\theta^*(\mathbf{x})$ および μ はLagrange未定乗数であり、 θ^* は壁面上において

$$\theta^*(x, y, 0) = \theta^*(x, y, 1) = 0 \quad (21)$$

を満足するものとする。部分積分を用い、境界条件を考慮することによって、目的汎関数 J の第一変分

$$\delta J = \langle \frac{\delta J}{\delta \mathbf{u}} \cdot \delta \mathbf{u} + \frac{\delta J}{\delta \theta} \delta \theta + \frac{\delta J}{\delta \theta^*} \delta \theta^* + \frac{\delta J}{\delta p^*} \delta p^* + \frac{\delta J}{\delta \mu} \delta \mu \rangle_{xyz} \quad (22)$$

がゼロとなる停留条件(Euler–Lagrange方程式)が次のように得られる。

$$\frac{\delta J}{\delta \mathbf{u}} = 0 = -\nabla p + \theta \nabla \theta^* + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + (\theta + \theta^*) \mathbf{e}_z, \quad (23)$$

$$\frac{\delta J}{\delta \theta} = 0 = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta^* + \nabla^2 \theta^* + w, \quad (24)$$

$$\frac{\delta J}{\delta \theta^*} = 0 = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta + \nabla^2 \theta + w, \quad (25)$$

$$\frac{\delta J}{\delta p^*} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (26)$$

$$\frac{\delta J}{\delta \mu} = 0 = -\frac{1}{2} \langle Pe^2 - |\nabla \mathbf{u}|^2 \rangle_{xyz}. \quad (27)$$

この非線形連立微分方程式(23)-(27)を、最急上昇法とNewton–Krylov法を組み合わせた手法[17]などを用いて数値的に解くことで、目的汎関数 J を最大化する最適な解を求めることができる[18]。

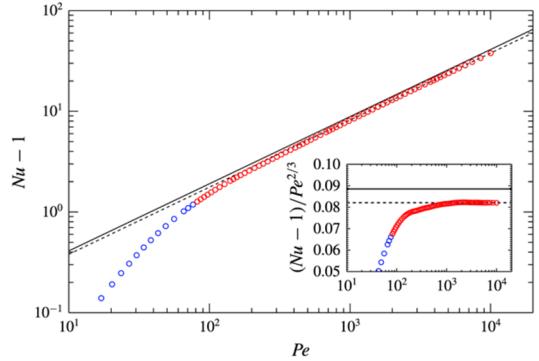


図2 壁面間最適熱輸送解におけるNusselt数 Nu とPéclet数 Pe の関係[18]。青色と赤色の丸は2次元最適解と3次元最適解をそれぞれ示す。破線は $5 < Pe < 10^4$ において得られた近似式 $Nu - 1 = 0.0821Pe^{2/3}$ 、実線は背景場法によって得られた上界 $Nu - 1 = 0.0885Pe^{2/3}$ [6]を示す。

3.2 最適熱輸送解

図2に最適熱輸送解における Nu と Pe の関係を示す。青色と赤色の丸はそれぞれ2次元空間構造を有する最適解と3次元空間構造を有する最適解を示している。高 Pe ($\gtrsim 10^2$)において、 Nu の最大値は3次元解によって達成され、破線で示すように $Nu - 1 = 0.0821Pe^{2/3}$ が確認できる。Boussinesq近似の下でのNavier–Stokes方程式より、熱対流におけるエネルギー収支式が

$$Pe^2 = Ra(Nu - 1) \quad (28)$$

と書けることから、スケーリング $Nu \sim Pe^{2/3}$ は究極スケーリング $Nu \sim Ra^{1/2}$ に対応する。実線は2.1節で示した上界[6]を Pe の関数としてプロットしたものであり、3次元最適解が上界に極めて近い値を示していることがわかる。

2次元場について、Hassanzadehら[16]は両壁面Free-slip境界条件の下で最適化を行い、 Pe が増加するにつれてより小さな周期箱寸法(水平周期)を有する対流ロールで構成される最適解を求めた。その解が示すスケーリングは $Nu \sim Pe^{10/17}$ ($Nu \sim Ra^{5/12}$)であり、これはFree-slip境界条件の下で背景場法によって得られた上界[19]のスケーリングに対応する。No-slip境界条件における2次元最適解はSouzaら[20]によって得られており、Free-slip境界条件と類似した空間構造を示す。しかし、その2次元解が示すスケーリングは $Nu \sim Pe^{0.54}$ ($Nu \sim Ra^{0.37}$)であり、2次元場において究極スケーリングが達成し得るかについては未だ明らかとなっていない[21,22]。

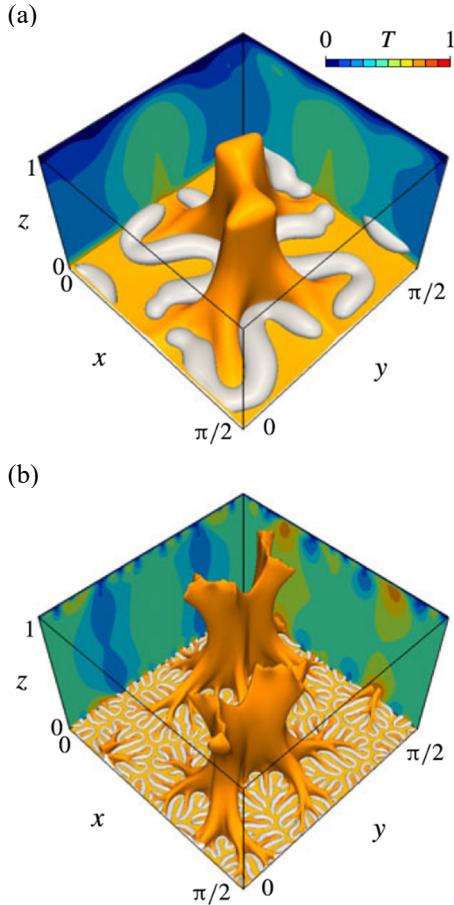


図3 3次元場における最適熱輸送解. (a) $Pe = 508$, (b) $Pe = 10009$. 橙色の構造は $T = 0.75$ の等値面を示す. 灰色の構造は速度勾配テンソルの第2不変量の正の等値面によって可視化された管状渦を示す(下壁面側のみ表示). コンターは $x = 0$ と $y = \pi/2$ の断面における温度場を示す.

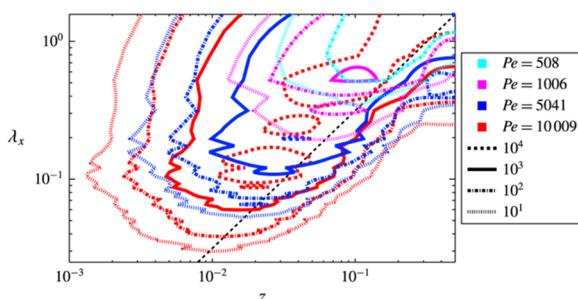


図4 壁面垂直(z)方向速度のエネルギースペクトル. 縦軸は壁面平行(x)方向の波長 λ_x , 横軸は壁面からの距離 z . 破線は $\lambda_x = L_x z$ を示す.

図3に3次元最適熱輸送解の構造を示す. 高温のプリューム構造が温度の等値面(オレンジ)によって示されており, 小スケールの管状渦構造が速度勾配テンソルの第2不変量の正の等値面(グレー)によって

可視化されている. 最適解の温度場は“樹木”のような空間構造を示しており, Pe が増加するにつれて, 大スケールの“幹”を維持したまま小スケールの“根”を壁面に張るように成長する様子が観察される. 壁面近傍の管状渦構造が折れ曲がることで根が生成されており, Pe の増加とともに渦構造が壁面を埋め尽くすように分布していく.

図4は壁面垂直(z)方向速度のエネルギースペクトルを示している. ここで, 横軸は壁面からの距離 z , 縦軸は渦構造の大きさに対応する壁面平行(x)方向の波長 λ_x を示している. Pe が増加するにつれて, 大スケールの対流構造を維持したままより小さな渦構造が壁近くに生成されていることがエネルギースペクトルからも確認できる. また, 破線は $\lambda_x = L_x z$ を示しており, 高 Pe における最適熱輸送解は壁面に近付くにつれて壁からの距離に比例した小スケールの渦を有する階層的な自己相似構造によって実現されていることがわかる. 究極スケーリングに対応する $Nu \sim Pe^{2/3}$ は, このような自己相似的な流れ構造によって達成し得ることが関連研究からも示唆されており[21,22], 特に, 3次元の構造が最も効率的な熱輸送を実現し得ると考えられる[23].

4. 定常熱対流における周期箱寸法最適化

4.1 Boussinesq 方程式

熱対流(Rayleigh-Bénard対流)を記述する支配方程式として, Boussinesq 方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + g \alpha T \mathbf{e}_z, \quad (30)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \kappa \nabla^2 T \quad (31)$$

がよく知られている. 3章で述べた最適熱輸送問題では, 上式のうち連続の式(29)および移流拡散方程式(31)のみを制約条件として用いている. そのため, 得られた最適解は外力として浮力のみを有する Navier-Stokes 方程式(30)を満足せず, その速度場の実現には付加的な外力を必要とする. したがって, 最適熱輸送解は「上限を達成する最適な状態はどのような流れだろうか?」という問い合わせに対する1つの答えを提示しているものの, Boussinesq 方程式(29)-(31)によって支配される熱対流において, 各 Ra でどこまで大きな Nu を達成できるかについては未解明の問題として残っている.

4.2 周期箱寸法最適化

Rayleigh–Bénard 対流においては、 Ra がある臨界値を超えると、定常な2次元対流ロール解が出現し、 Ra の増加とともに段階的に流れが複雑化した後、乱流に至る。この過程において、2次定常解は Ra の増加に伴い不安定化するが、高 Ra においてもそれらは不安定な解として存在している。Waleffeら[24,25]はそのような2次元定常解について、各 Ra で Nu が最大となるよう周期箱寸法(水平周期)の最適化を行った。その結果、 Ra が増加するにつれて、より小さな周期箱寸法を有する定常解の集合が、高 Ra ($\lesssim 10^9$)において、乱流と同様に古典スケーリング $Nu \sim Ra^{1/3}$ を示すことを見出した。また、Wenら[26]はより高 Ra ($\lesssim 10^{13}$)まで最適化を実施し、古典スケーリングへの漸近的な振る舞いを観測するとともに、2次元定常解が2次元および3次元の乱流状態よりも高い Nu を示すことを明らかにした。

一方、著者らは最近、3次元定常解が熱対流乱流の秩序構造と統計的性質を再現することを見出すとともに[27]、周期箱寸法最適化問題を3次元場へと拡張した[28,29]。図5は最適な周期箱寸法を有する3次元定常解の空間構造を示す。図5(a,b)は正方形型の対流セル構造を有する3次元定常解であり、図5(c,d)は六角形型の対流セル構造を有する解である。これらはいずれも熱伝導解から分岐した解である。3次元場においても2次元場と同様に、 Ra が増加するにつれて、より小さな周期箱寸法を有する解が最適解として得られた。図6に示すように、3次元定常解が示すスケーリングもまた $Nu \sim Ra^{1/3}$ (黒色の実線)であるが、3次元定常解(青色と赤色のシンボル)は2次元定常解(緑色)よりもさらに高い Nu を示し、同 Ra の乱流状態(黒色のシンボル)と比較し、約2倍の壁面熱流束を実現し得る。

6. おわりに

本稿では、マルチスケールの対流現象として、壁面間の熱輸送を最適化する対流を紹介した。変分原理に基づく最適熱輸送解は、階層的な自己相似渦構造を示し、理論的な上界に極めて近い熱輸送を達成する。一方、Rayleigh–Bénard 対流において、最適な長さスケールを有する定常解は、乱流よりも顕著に高い熱輸送を実現し得る。なお、紙面の都合で割愛した各詳細については原論文を参照されたい。

今回紹介した研究は基礎的・理論的なものではあ

るが、その対流構造を指針とすることで、革新的な熱流体制御技術の開発につながることを期待する。

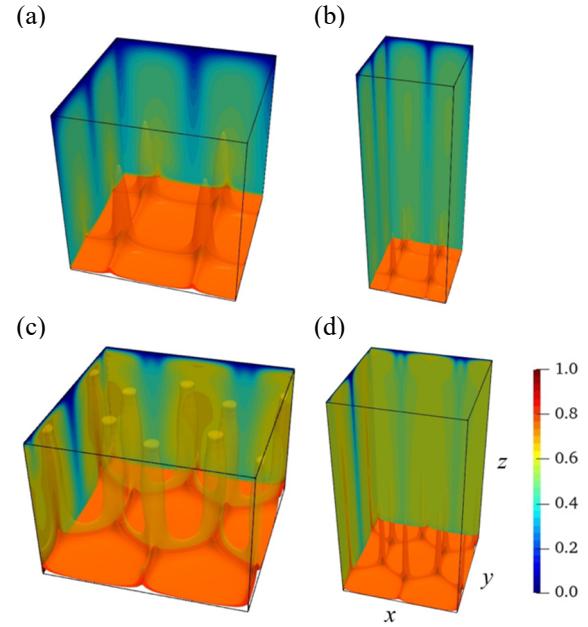


図5 最適な周期箱寸法を有する3次元定常解[29]。(a,b) 正方形対流セル解、(c,d) 六角形対流セル解。(a,c) $Ra = 10^6$ 、(b,d) $Ra = 10^8$ 。橙色の構造は $T = 0.8\Delta T$ の等価面を示す。コンターは鉛直断面における温度場を示す。

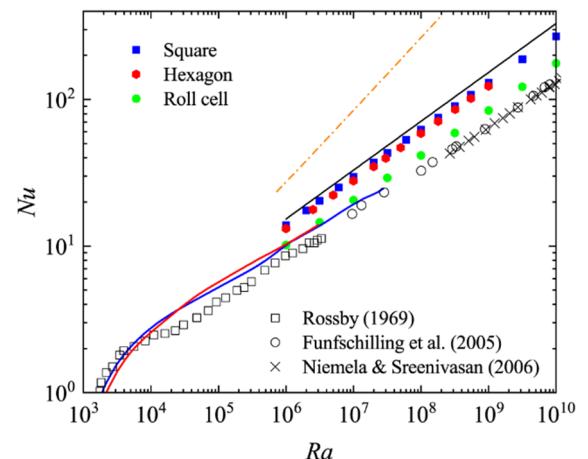


図6 Rayleigh–Bénard 対流におけるNusselt数 Nu とRayleigh数 Ra の関係[29]。青、赤、緑色のシンボルは、 Nu が最大となるよう周期箱寸法(水平周期)を最適化した3次元正方形対流セル解、3次元六角形対流セル解、2次元対流ロール解をそれぞれ示す。青色と赤色の実線は固定された周期箱寸法における正方形解と六角形解である。黒色のシンボルは実験データ[30-32]を示す。黒色の実線は古典スケーリング $Nu \sim Ra^{1/3}$ 、橙色の一点鎖線は上界 $Nu - 1 = 0.02634Ra^{1/2}$ [6]を示す。

謝辞

本稿で紹介した研究の一部は、JST、さきがけ、JPMJPR23OCの支援を受けたものである。

参考文献

- [1] Malkus, W. V. R., The heat transport and spectrum of thermal turbulence, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **225**, 196–212 (1954).
- [2] Howard, L. N., Heat transport by turbulent convection, *J. Fluid Mech.*, **17**, 405–432 (1963).
- [3] Busse, F. H., On Howard's upper bound for heat transport by turbulent convection, *J. Fluid Mech.*, **37**, 457–477 (1969).
- [4] Doering, C. R. and Constantin, P., Energy dissipation in shear driven turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1648–1651 (1992).
- [5] Doering, C. R. and Constantin, P., Variational bounds on energy dissipation in incompressible flows. III. Convection, *Phys. Rev. E*, **53** (6), 5957–5981 (1996).
- [6] Plasting, S. C. and Kerswell, R. R., Improved upper bound on the energy dissipation rate in plane Couette flow: the full solution to Busse's problem and the Constantin–Doering–Hopf problem with one-dimensional background field, *J. Fluid Mech.*, **477**, 363–379 (2003).
- [7] Kraichnan, R. H., Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number, *Phys. Fluids*, **5**, 1374 (1962).
- [8] Spiegel, E. A., A generalization of the mixing-length theory of thermal convection, *Astrophys. J.*, **138**, 216–225 (1963).
- [9] Priestley, C. H. B., Convection from a large horizontal surface, *Aust. J. Phys.*, **7**, 176–201 (1954).
- [10]Malkus, W. V. R. The heat transport and spectrum of thermal turbulence, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **225**, 196–212 (1954).
- [11]Niemela, J. J., Skrbek, L., Sreenivasan, K. R. and Donnelly, R. J., Turbulent convection at very high Rayleigh numbers, *Nature*, **404**, 837–840 (2000).
- [12]Iyer, K. P., Scheel, J. D., Schumacher, J. and Sreenivasan, K. R., Classical 1/3 scaling of convection holds up to $Ra = 10^{15}$, *Proc. Natl Acad. Sci. USA*, **117**, 7594 (2020).
- [13]Chavanne, X., Chillà, F., Chabaud, B., Castaing, B. and Hébral, B., Turbulent Rayleigh–Bénard convection in gaseous and liquid He, *Phys. Fluids*, **13**, 1300–1320 (2001).
- [14]He, X., Funfschilling, D., Nobach, H., Bodenschatz, E. and Ahlers, G., Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 024502 (2012).
- [15]Lohse, D. and Shishkina, O., Ultimate Rayleigh–Bénard turbulence, *Rev. Mod. Phys.*, **96** (3), 035001 (2024).
- [16]Hassanzadeh, P., Chini, G. P., and Doering, C. R., Wall to wall optimal transport, *J. Fluid Mech.*, **751**, 627–662 (2014).
- [17]Motoki, S., Kawahara, G. and Shimizu, M., Optimal heat transfer enhancement in plane Couette flow, *J. Fluid Mech.*, **835**, 1157–1198 (2018).
- [18]Motoki, S., Shimizu, M. and Kawahara, G., Maximal heat transfer between two parallel plates, *J. Fluid Mech.*, **851**, R4 (2018).
- [19]Whitehead, J. P. and Doering, C. R., Rigid bounds on heat transport by a fluid between slippery boundaries, *J. Fluid Mech.*, **707**, 241–259 (2012).
- [20]Souza, A. N., Tobasco, I. and Doering, C. R., Wall-to-wall optimal transport in two dimensions, *J. Fluid Mech.*, **889**, A34 (2020).
- [21]Doering, C. R. and Tobasco, I., On the optimal design of wall-to-wall heat transport, *Commun. Pure Appl. Maths*, **72**, 2385–2448 (2019).
- [22]Alben, S., Transition to branching flows in optimal planar convection, *Phys. Rev. Fluids*, **8**, 074502 (2023).
- [23]Kumar, A., Three dimensional branching pipe flows for optimal scalar transport between walls, *Nonlinearity*, **37** (11), 115011 (2024).
- [24]Waleffe, F., Boonkasame, A. and Smith, L. M., Heat transport by coherent Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Fluids*, **27** (5) (2015).
- [25]Sondak, D., Smith, L. M. and Waleffe, F., Optimal heat transport solutions for Rayleigh–Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **784**, 565–595 (2015).
- [26]Wen, B., Goluskin, D. and Doering, C. R., Steady Rayleigh–Bénard convection between no-slip boundaries, *J. Fluid Mech.*, **933**, R4 (2022).

- [27]Motoki, S., Kawahara, G. and Shimizu, M., Multi-scale steady solution for Rayleigh–Bénard convection, *J. Fluid Mech.*, **914**, A14 (2021).
- [28]本木慎吾, 河原源太, 清水雅樹, 定常レイリー・ベナール対流の水平周期箱寸法最適化, 日本流体力学会年会 2022 講演予稿集, 232 (2022).
- [29]He, X., Motoki, S., Deguchi, K. and Kawahara, G., Asymptotic classical scaling in three-dimensional steady natural convection, *J. Fluid Mech.*, (under review).
- [30]Rossby, H. T., A study of Bénard convection with and without rotation., *J. Fluid Mech.*, **36** (2), 309–335 (1969).
- [31]Funfschilling, D., Brown, E., Nikolaenko, A. and Ahlers, G., Heat transport by turbulent Rayleigh–Bénard convection in cylindrical samples with aspect ratio one and larger, *J. Fluid Mech.*, **536**, 145–154 (2005).
- [32]Niemela, J. and Sreenivasan, K. R., Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4., *J. Fluid Mech.*, **557**, 411–422 (2006).

行事カレンダー

本会主催行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合先／ウェブサイト
11月				
2025年11月4日 (火)	(公社)日本伝熱学会主催講習会「計測技術～温度計測と熱物性計測～」	2025年10月14日 (火)		(公社)日本伝熱学会 電話(03)6820-9018、FAX(03)5981-6012 E-mail:htsj-office@asas-mail.jp

本会共催、協賛行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合先
2025年				
9月				
2025年9月24日 (水)～26日(金)	第22回日本熱電学会学術講演会	2025年9月8日 (月)		日本熱電学会講演会委員会委員長 〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1 九州大学 大学院総合理工学研究院 末國 晃一郎 TEL:092-583-7948 E-mail:suekuni.koichiro.063@m.kyushu-u.ac.jp
10月				
2025年10月4日 (土)、5日(日)	No.25-12 熱工学コンファレンス 2025	早期参加登録 2025年9月12日(金)まで、9月13日～後期 参加登録	2025年6月13日 (金)	熱工学コンファレンス 2025 実行委員会事務局 幹事 江口宏樹(山形大学) E-mail:tedconf25@jsme.or.jp
2025年10月8日 (水)、9日(木)	第53回日本ガスタービン学会定期 講演会		2025年6月 20日(金)	公益社団法人日本ガスタービン学会 事務局 TEL:03-3365-0095, FAX:03-3365-0387 E-mail:gtsj-office@gtsj.or.jp
2025年10月8日 (水)～10日(金)	第46回日本熱物性シンポジウム協 賛	当日申込可		佐賀大学理工学部 機械工学部門内 E-mail:info2025@jstp-symp.org
2025年10月10日 (金)	No.25-121 講習会「見学会付き講習 会 第7次エネルギー基本計画の複 眼的考察 ～水素・再エネ・原子力のボトルネ ックと突破口～」		2025年9月12日 (金)	日本機械学会 (担当職員:伊澤) TEL:03-4335-7615 FAX:03-4335-7619 E-mail:izawa@jsme.or.jp
2025年10月22日 (水)、23日(木)	2025年度 第2回熱処理技術セミ ナー 熱処理応用講座「熱処理品 質の評価・解析技術」	2025年10月 10日(金)まで もしくは定員 に達した場合		(一社)日本熱処理技術協会 事務局 〒103-0025 東京都中央区日本橋茅場町3丁目2 番10号(鉄鋼会館6階) TEL:03-6661-7167 E-mail:jsht-honbu@jsht.or.jp
2025年10月22日 (水)～25日(土)	第11回日韓機械学会合同・熱流体 国際会議			一般社団法人日本機械学会 総合企画グループ 電話:03-4335-7615 Email:izawa@jsme.or.jp, otani@jsme.or.jp
11月				
2025年11月7日 (金)	講習会「プラントの熱流体力学—混 相流・配管流れ・安全設計—」	2025年10月30日 (木)		一般社団法人 日本機械学会 流体工学部門 担当:金 子 〒162-0814 東京都新宿区新小川町4-1 KDX 飯田橋 スクエア2階 TEL:03-4335-7611/E-mail:kaneko@jsme.or.jp
2025年11月11日 (火)	第14回エネルギー・マテリアル融 合領域シンポジウム	2025年10月24日 (金)		北海道大学大学院工学研究院 付属エネルギー・マテリアル融合領域研究センター TEL:011-706-7196 E-mail:secretary_enemate@eng.hokudai.ac.jp
2025年11月26日 (水)、27日(木)	第14回潜熱工学シンポジウム	2025年11月7日 (金)	2025年10月24日 (金)	実行委員長 明治大学理工学部 機械情報工学科 川南 剛 〒214-8571 神奈川県川崎市多摩区東三田1-1-1 TEL:044-934-7242 Email:kawanami@meiji.ac.jp
12月				
2025年12月9日 (火)～12月10日 (水)	第34回微粒化シンポジウム	2025年10月30日 (木)	2025年8月29日 (金)までに	(一社)日本エネルギー学会 〒101-0021 東京都千代田区外神田6-16-9 外神田千代 田ビル4F TEL:03-3834-6456 FAX:03-3834-6458 E-mail:takase_jie1921@jie.or.jp

第 63 回 日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集

第 63 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 戸谷 剛

幹事 植村 豪

開催日：2026 年 5 月 26 日（火）～28 日（木）

会場：札幌コンベンションセンター (<https://www.sora-scc.jp/>)

所在地 〒003-0006 札幌市白石区東札幌 6 条 1 丁目 1-1 電話番号 011-817-1010

アクセス 札幌市営地下鉄 南北線「東札幌」駅から徒歩約 8 分

(<https://www.sora-scc.jp/access/>)

講演申込締切：2026 年 1 月 23 日（金）

講演論文原稿提出締切：2026 年 3 月 13 日（金）

早期参加申込締切：2026 年 4 月 17 日（金）

ホームページ URL：<https://pub.confit.atlas.jp/ja/event/htsj2026>

【シンポジウムの形式】

- 講演発表形式として
 - a) 通常の一般セッション（口頭発表）
 - b) オーガナイズドセッション（口頭発表）
 - c) 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッションを実施します。
- 講演あたりの割当時間は、一般セッションでは 15 分（発表 10 分、個別討論 5 分）で、各セッションの最後に総合討論の時間（5 分×セッション内の講演件数）を設ける予定です。オーガナイズドセッションについては、オーガナイザーの指示に従って下さい。
- 優秀プレゼンテーション賞セッションについては、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞（第 63 回日本伝熱シンポジウム）について」をご参照下さい。

【講演申込方法】

- 一般セッションと優秀プレゼンテーション賞セッションの講演者（登壇者）は、日本伝熱学会 正会員・学生会員に限ります。講演者が日本伝熱学会会員でない場合は、早期参加申込締切までに会員申込と会費納付を行って下さい。（注意：3 月 31 日までに会員申込をすると、その年度の会費がかかります。4 月 1 日から新年度の会費がかかります。）
- 原則としてウェブによる申込みに限らせて頂きます。本シンポジウムで準備するウェブサイトから必要なデータを入力して下さい。ウェブによる申込みができない場合には、実行委員会事務局にお問い合わせ下さい。

- 申込みの際に、一般セッション、オーガナイズドセッション、優秀プレゼンテーション賞セッションのいずれで発表するかを選択して下さい。優秀プレゼンテーション賞セッションにお申込みの場合には、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞（第63回日本伝熱シンポジウム）について」をご参照下さい。
- 発表申込み時に、論文要旨（日本語で200～250字）を入力して下さい。講演論文集の抄録として科学技術振興機構（JST）のデータベースに登録します。
- 講演発表申込みは、講演者1名につき1題目とさせて頂きます。
- 講演の採否およびセッションへの振分けは、実行委員会にご一任下さい。

【講演論文集電子版】

- 講演論文集として電子版のみを発行し、冊子版は発行しません。また、講演論文集のみの販売はしません。
- 講演論文集電子版は、参加者および参加できなかった日本伝熱学会会員に、ウェブサイトからのダウンロードで配布します（ダウンロードが困難な会員は事務局へお問い合わせ下さい）。
- 講演論文または講演アブストラクトのいずれかの原稿を提出して頂きます。講演論文はA4サイズで2～6ページ、講演アブストラクトは、A4サイズで1ページとします。
- 講演論文原稿の執筆要綱は会誌1月号の「お知らせ」と本シンポジウムのホームページに掲載します。
- 講演論文原稿は、原則としてPDFファイルで提出して頂きます。
- 原稿提出締切日までに提出されなかった講演論文は、講演論文集電子版およびウェブに掲載されません。

【参加登録費】（変更する可能性があります）

- 会員一般（不課税、早期申込：14,000円、4/17以降の申込：17,000円）
- 協賛学会員一般（課税、早期申込：15,400円（うち消費税1,400円）、4/17以降の申込：18,700円（うち消費税1,700円））
- 非会員一般（課税、早期申込：18,700円（うち消費税1,700円）、4/17以降の申込：22,000円（うち消費税2,000円））
- 会員学生（不課税、早期申込：8,000円、4/17以降の申込：9,000円）
- 非会員学生（課税、早期申込：9,900円（うち消費税900円）、4/17以降の申込：11,000円（うち消費税1,000円））

※特別賛助会員は1口につき3名、賛助会員は1口につき1名、参加費が無料になります。

※講演論文集電子版は参加者全員に配布されます。

【意見交換会】

- 開催日：2026年5月27日（水）
- 会場：札幌コンベンションセンター（予定）

● 参加費（早期申込締切：4/17）

未定

【ご注意】

- 講演論文原稿提出締切後の講演申込の取消しおよび講演論文原稿の差替えは、シンポジウムの準備と運営に支障をきたしますのでご遠慮下さい。
- 講演申込は共著者の許可を得てから行って下さい。
- 論文題目と著者名が、講演申込時と論文提出時で相違しないように特にご注意下さい。
- 口頭発表用として実行委員会事務局が準備する機器は、原則としてプロジェクタのみとさせて頂きます。パーソナルコンピュータは各自ご持参下さい。
- 参加登録費、意見交換会参加費等は、いかなる場合でも返金いたしません。
- 本シンポジウムに関する最新情報については、随時更新するホームページをご確認下さい。

【お問い合わせ先】

第63回日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局

(北海道大学 大学院工学研究院 機械・宇宙航空工学部門 内)

E-mail : sympo2026@htsj.or.jp

優秀プレゼンテーション賞（第 63 回日本伝熱シンポジウム）について

日本伝熱学会 優秀プレゼンテーション賞委員会
委員長 櫻井 篤
幹事 西田 耕介

第 63 回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、若手研究者および学生を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます。日頃の研鑽の成果を披露するチャンスとして、奮ってご応募下さい。

開催日：令和 8 年 5 月 26 日（火）シンポジウム第 1 日

発表形式：発表者 1 名あたり、発表内容をまとめたポスタープレゼンテーションを行う形式をとる予定です。

対象：企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で、令和 8 年 4 月 1 日現在で 28 歳以下の方。

応募資格：発表者は日本伝熱学会の会員（正会員・学生会員）に限ります。発表者が日本伝熱学会会員でない場合は、早期参加申込締切までに会員申込と会費納付を行ってください。なお、本セッションで発表する方は、応募資格を必ず満たす必要があります。また、過去に本賞を受賞された方は応募することはできません。

応募件数：大学に所属する学生の場合：指導教員（同じ所属大学に限る）あたり 1 名（1 件）
大学以外の研究機関、企業に所属する場合：研究グループあたり 1 名（1 件）
とします。

応募方法：第 63 回日本伝熱シンポジウム発表申込時に、本誌掲載の講演申込方法に従って、“優秀プレゼンテーション賞”を選択し、“指導教員または研究グループ長等”を入力してください。
なお、講演論文原稿の様式については一般セッションと同様のものとします。

審査・選考方法：複数名の審査員による評価に基づいて選考し、受賞者を決定します。

表彰：受賞者はシンポジウム第 2 日の学会総会で表彰されます。



編集出版部会からのお知らせ —各種行事・広告などの掲載について—



インターネットの普及により情報発信・交換能力の比類ない進展がもたらされました。一方、ハードコピーとしての学会誌には、アーカイブ的な価値のある内容を手にとって熟読できる点や、一連のページを眺めて全貌が容易に理解できる点など、いくら電子媒体が発達してもかなわない長所があるのではないかと思います。ただし、学会誌の印刷・発送には多額の経費も伴いますので、当部会ではこのほど、密度のより高い誌面、すなわちハードコピーとしてぜひとも残すべき内容を厳選し、インターネット（HP：ホームページ、ML：メーリングリスト）で扱う情報との棲み分けをした編集方針を検討いたしました。

この結果、これまで会告ページで取り扱ってきた各種行事・広告などの掲載につき、以下のような方針で対応させていただきたく、ご理解とご協力を願いする次第です。

対象	対応	具体的な手続き (電子メールでの連絡を前提としています)
本会（支部）主催による行事	無条件で詳細を、会誌とHPに掲載、MLでも配信	申込者は、記事を総務担当副会長補佐協議員（ML担当）、広報委員会委員長（HP担当）あるいは編集出版部会長（会誌担当）へ送信してください。
関係学会や本会会員が関係する組織による国内外の会議・シンポジウム・セミナー	条件付き掲載 会誌：1件当たり4分の1ページ程度で掲載（無料） HP：行事カレンダーに掲載しリンク形成（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、まず内容を説明する資料を総務担当副会長補佐協議員に送信してください。審議の結果、掲載可となった場合には総務担当副会長補佐協議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を編集出版部会長（会誌担当）と広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。
大学や公的研究機関の人事公募（伝熱に関係のある分野に限る）	会誌：掲載せず HP：条件付き掲載（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、公募内容を説明する資料を総務担当副会長補佐協議員に送信してください。審議の結果、掲載可となった場合には総務担当副会長補佐協議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。MLでHPに公募情報が掲載された情報を配信します。
一般広告 求人広告	会誌：条件付き掲載（有料） HP：条件付き掲載（バナー広告のみ、有料）	申込者は、編集出版部会長（会誌担当）または広報委員会委員長（HPバナー広告担当）に広告内容を送信してください。掲載可となった場合には編集出版部会長または広報委員会委員長より申込者にその旨通知しますので、申込者は原稿を編集出版部会長または広報委員会委員長に送信してください。掲載料支払い手続きについては事務局からご連絡いたします。バナー広告の取り扱いについては http://www.htsj.or.jp/wp/media/36banner.pdf をご参照下さい。

【連絡先】

- ・総務部会長：大宮司 啓文（東京大学）：daiguji@thml.t.u-tokyo.ac.jp
- ・編集出版部会長：長野方星（名古屋大学）：mailto:nagano@mech.nagoya-u.ac.jp
- ・広報委員会委員長：渡部 弘達（立命館大学）：hirowtnb@fc.ritsumei.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員：長澤剛（東京科学大学）：nagasawa.t.1752@m.isct.ac.jp
- ・事務局 横川和代（学会支援機構）：htsj-office@asas-mail.jp

【注意】

- ・原稿はWordファイルまたはTextファイルでお願いします。
- ・HPはメンテナンスの都合上、掲載は申込月の翌月、また削除も希望掲載期限の翌月程度の時間遅れがあることをご了承願います。
- ・MLでは、原則としてテキスト文の送信となります。pdf等の添付ファイルで送信を希望される場合はご相談ください。

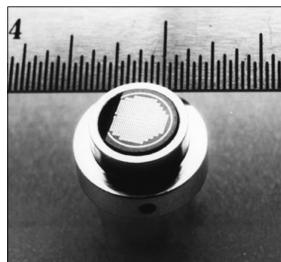
熱流束センサー

熱流束センサーは、熱エネルギーの移動密度(W/cm^2)に比例した直流電圧を出力します。

弊社の製品は、大変手軽に高速・高精度で熱流量の測定することができます。

特に応答速度の早いこと、センサーからの出力レベルが高いことが特徴で、
熱流束マイクロセンサー(HFM)では、応答速度最高6マイクロ秒を達成しています。

熱流束 マイクロセンサー



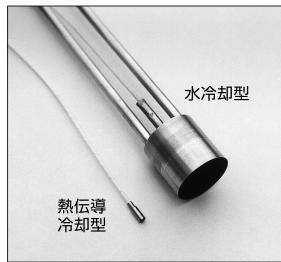
特徴

- 最高速の応答(約 $6\mu\text{s}$)
- 850°C まで外部冷却不要
- 低雑音 / 高感度
- 热流束と温度を測定
- 伝導、対流、輻射に等感度

使用例

- エンジン内壁の熱伝達状態観察
- ロケットエンジンのトラバース実験
- ターピングレード熱風洞試験
- 自動車用エアーバッグ安全性試験
- ジェットエンジンパックファイバー試験

サーモゲージ

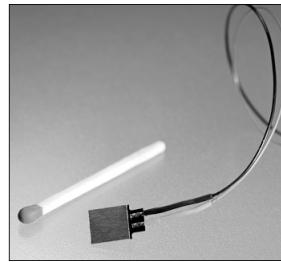


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対をとっています。フォイル・ディスクはコンスタンタンで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

使用例

- 焼却炉・溶鉱炉の熱量測定
- 火災実験の際の輻射熱ゲージ
- バーナーなど熱源の校正用基準器
- 着火性・燃焼性試験(ISO5657, 5658, 5660)
- 米国連邦航空局のファイヤー・スモークテスト

gSKIN® 熱流束センサー



「gSKIN®」熱流束センサーはセンサー自身の表面を通して熱流束を29対の超高感度な熱電対を用いて測定します。センサーは、 72mm^2 の広さを持ち、厚さは0.4mmです。レベル-0パッケージングの最適化ポリマーと1-レベルパッケージングの金属の構造になっています。

使用例

- 電気・電子機器内の発熱・放熱状態測定
- 热交換器の効率測定
- パイプの放熱状況測定
- 暖房および換気自動システムの測定
- 热移動／热放出の即時応答測定

熱流束センサー 校正サービス

熱流束センサーの校正作業をお引き受けいたします。校正証明書は米国基準局NISTにトレーサブルです。校正設備の物理的な制約で、お引き受けできない場合もあります。ご相談ください。



センサテクノス株式会社

URL

www.senstech.jp

〒106-0031 東京都港区西麻布3-24-17 霞ビル4F
TEL: 03-5785-2424 FAX: 03-5785-2323

E-mail

info@senstech.jp



■ CAPTEC 社日本総代理店 ■ MEDTHERM 社輸入販売店 ■ ITI 社輸入販売店

当社は、独自の高度技術を持つ、海外メーカーの熱計測機器をご提供致しております。

CAPTEC 社(フランス)

CAPTEC(キャプテック)社は、独自の高度技術により、低熱抵抗で高感度な熱流束センサーを開発・製造致しております。環境温度が変化しても感度は常に一定で、熱流束値に比例した電圧を高精度に出力します。

輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

熱流束センサー



サイズ: 5×5mm～300×300mm
厚み: 0.4mm (平面用・曲面用)
温度範囲: -200～200°C
応答速度: 約200ms
オプション: 温度計測用熱電対内蔵
形状: 正方形・長方形・円形
特注品: 高温用・高圧用・防水加工

輻射センサー



サイズ: 5×5mm～50×50mm
厚み: 0.25mm
温度範囲: -200～250°C
応答速度: 約50ms
オプション: 温度計測用熱電対内蔵
形状: 正方形・長方形・円形
波長領域: 赤外／可視+赤外

MEDTHERM 社(アメリカ)

MEDTHERM(メドサーモ)社は、これまで30年以上にわたり、高品質の熱流計及び超高速応答の熱電対を提供してまいりました。
航空宇宙・火災・燃焼分野における豊富な実績を有しています。用途に応じ、様々な形状・仕様の製品を製造可能です。

熱流計／輻射計

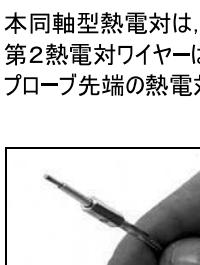


熱流束範囲: 0.2～4000Btu/ft²/sec (フルスケール)
サイズ: 1/16インチ(約1.6mm)～1インチ(約25.4mm)
最高温度: 200°C (水冷なし) / 1500°C (水冷)
出力信号: 0～10mV (DC・線形出力)
直線性: ±2% (フルスケールに対して)

応答速度: 50ms以下*
再現性: ±0.5%
較正精度: ±2%
オプション: 輻射窓・視野角指定等

*応答速度は、熱流束レンジによって異なります。

超高速応答同軸熱電対



本同軸型熱電対は、第1熱電対のチューブの中に第2熱電対ワイヤーが挿入された同軸構造になっています。
第2熱電対ワイヤーは、厚み0.0005インチ(約0.013mm)の特殊なセラミックで絶縁コーティングされています。
プローブ先端の熱電対接点は、厚み1～2ミクロンの金属皮膜で真空蒸着されており、最高1マイクロ秒の応答速度を実現しています。

【主な用途】

表面温度及び表面熱流束計測
風洞試験・エンジンシリンダー・エアコンプレッサー等

【最小プローブ径】

0.015インチ(約0.39mm)

【熱電対タイプ】

T型(銅/コニスタンタン)

J型(鉄/コニスタンタン)

E型(クロムル/コニスタンタン)

K型(クロムル/アルメル)

S型(白金10%ロジウム/白金)

【温度範囲】

-270°C～+400°C

-210°C～+1200°C

-270°C～+1000°C

-270°C～+1372°C

+200°C～+1700°C

ITI 社(アメリカ)

ITI(International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火炎強度熱流計など、特殊な用途に対応した製品を提供しています。特注品の設計・製造も承っております。

高温用熱流板



最高温度: 980°C
応答速度: 0.1s
直径: 8mm～25.5mm 厚み: 2.5mm

水冷式 火炎強度熱流計



最高温度: 1900°C
応答速度: 0.1s
最大熱流束レンジ: 0～3000W/cm²

当社取扱製品の適用分野

- 伝熱一般 ■温熱環境 ■炉・ボイラー
- 航空宇宙 ■火災 ■燃焼
- 各種エンジン

有限会社 テクノオフィス

〒225-0011 神奈川県横浜市青葉区あざみ野3-20-8-B

TEL. 045-901-9861 FAX. 045-901-9522

URL: <http://www.techno-office.com>

「水と空気」の機能性

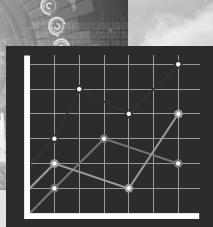
射出成形とダイキャスト成形の生産環境を最適化

ファンクショナル・フルイッドは、水に起因する様々な障害を防止し、高効率で安定した冷却工程、製品精度の向上、省エネルギー推進を目的とした製品を提供しています。「水と空気」の機能性を追求し、生産環境の改革を通じて、お客様の生産技術の向上と、社会課題の解決に貢献します。

NEW

■ 遠隔監視システム

冷却水を遠隔監視し、安定生産と省人化を実現。



■ 射出成形用二次冷却システムUWT-1000WHX



編集出版部会ノート

Note from the JHTSJ Editorial Board

本号では、7月号に引き続き、特集「マルチスケールの対流現象その2」を組ませていただきました。本号では、菊田弘輝先生（北海道大学）からはパッシブ換気システムに関する広範なレビュー記事をご執筆していただきました。飯間信先生、山下博士先生（広島大学）からは微生物が作る生物対流に関する記事をご執筆していただきました。宮腰剛広先生（海洋研究開発機構）からは時間スケールが極めて長いマントル対流の数値シミュレーションに関する研究についてご解説していただきました。本木慎吾先生、河原源太先生（大阪大学）からは究極スケールの自然対流の熱輸送に関するご研究についてご解説していただきました。本号も前号に引き続き、興味深い対流現象の記事を執筆者の皆様にご執筆していただきました。改めて御礼申し上げます。

長野方星（名古屋大学）

Hosei Nagano (Nagoya University)

e-mail: nagano@mech.nagoya-u.ac.jp

企画・編集出版担当副会長 宮良 明男（佐賀大学）

編集出版部会長 長野 方星（名古屋大学）

委員

（理事） 齋藤 泰司（京都大学）

（協議員） 石崎 拓也（宇宙航空研究開発機構）、上野 藍（名古屋大学）、鎌田 慎（名古屋大学）、仮屋 圭史（佐賀大学）、古川 琢磨（芝浦工業大学）、地下 大輔（東京海洋大学）、西川原 理仁（名古屋大学）、山崎 匠（東北大学）

TSE チーフエディター 鈴木 雄二（東京大学）

TSE 編集幹事 李 敏赫（東京大学）

編集出版部会 連絡先：〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町

名古屋大学 大学院工学研究科機械システム工学専攻

長野 方星

Phone: 052-789-4470

E-mail: nagano@mech.nagoya-u.ac.jp