



Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 Vol. 58, No. 244 2019. 7

Thermal Science and Engineering

ISSN 0918-9963 Vol. 27, No. 3 2019. 7



◆特集:熱流体現象の非線形物理





左: 国際宇宙ステーション日本実験モジュール"Kibo"で実現した, hydrothermal wave 不安定性に起因する 液柱表面温度波の発展例(ɛ:1 次不安定性発現閾値からの距離に相当)(記事中文献[59]の図面を一部加工・ 説明追加). 右下: hydrothermal wave 不安定性に起因する液柱内に付加した粒子によるコヒーレント構造 (3.3 s 重ね合わせ)記事中文献[73]の図面を一部加工・説明追加)(左)およびモデル対流場によって予測 された Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM)環状体(記事中文献[72]の図面を一部加工・説明追加). いずれ も液柱上方から全体を投影, hydrothermal wave 不安定性によって一定角速度で回転している絶対座標系か





左: 燃焼振動の圧力変動が極小値から極大値に変化するときの (a) 乱流ネットワークの強度 s の空間分布と (b) 渦度場のコミュニティー構造の時間変化(記事中文献[3]). ノズル出口付近($z \sim 10 \text{ mm}$) で, コミュニティー間の強い結合が primary hub 間で生じる. 右: 燃焼器の横方向(x 軸)に関して強度を空間平均した平均強度sの時間変化(記事中文献[3]). 周期的に形成される剥離渦が崩壊すると ($z \ge 38 \text{ mm}$), primary hub の形成が不規則的になる.

(特集記事「燃焼振動の時空間ダイナミックス -複雑ネットワークと同期-(後藤田 浩, 村山 聖悟)」より)

No 244

2019

July

伝 熱

目 次

〈巻頭グラビア〉

上野 一郎 (東京理科大学)・

後藤田 浩 (東京理科大学),村山 聖悟 (東京理科大学) ………表紙裏

〈新旧会長挨拶〉

第 57 期を振り返って近久	武美(北海道能開大	(元北海道大学))	 1
第 58 期会長就任に当たって	高田	保之(九州大学)	 2

〈委員会報告〉

〈第 31 回日本伝熱学会賞〉

日本伝熱学会学術賞を受賞して	5
日本伝熱学会学術賞を受賞して松原 裕樹, 菊川 豪太, 小原 拓 (東北大学)	
日本伝熱学会技術賞を受賞して近藤 良夫,青木 道郎(日本ガイシ(株))	7
日本伝熱学会奨励賞を受賞して岡部 孝裕(弘前大学)	
日本伝熱学会奨励賞を受賞して手嶋 秀彰(九州大学)	
日本伝熱学会奨励賞を受賞して	10
日本伝熱学会奨励賞を受賞して	11
優秀プレゼンテーション賞 受賞者 - 第 56 回日本伝熱シンポジウム -	
	12

〈第56回日本伝熱シンポジウム〉

第56回日本伝熱シンポジウムの報告

………出口 祥啓,名田 譲(徳島大学),向笠 忍(愛媛大学),
 春木 直人(岡山県立大学),津島 将司(大阪大学),
 近藤 義広(日立アカデミー),河村 洋(公立諏訪東京理科大学) ……… 13

〈特集:熱流体現象の非線形物理〉

……………………………………後藤田 浩(東京理科大学),村山 聖悟(東京理科大学)……… 53

〈お知らせ〉

公益社団法人日本伝熱学会第57期(2018年度)総会議事録	65
2019 年度 日本伝熱学会 学術賞・技術賞・貢献賞・奨励賞候補者推薦募集のお知らせ	67
日本伝熱学会主催講習会「計測技術〜温度・熱流・熱伝導率測定の基礎と応用〜」	
受講者募集のご案内	68
日本伝熱学会関西支部主催 第16回関西伝熱セミナー「新元号元年,次世代の策を練る」	69
お詫びと訂正	71
 事務局からの連絡	73

Vol.58, No. 244, July 2019

CONTENTS

<Special Issue: Nonlinear Physics of Thermo-Fluid Phenomena>

Transitions of Convection Patterns in a Rectangular Liquid Metal Layer and Influences of a Horizontal Magnetic Fie	ld
Yuji TASAKA (Hokkaido University), Takatoshi YANAGISAWA (JAMSTEC)	21
Thermal Convection of Phase-Changing Fluids	
Takashi MASHIKO (Shizuoka University)	27
On Thermocapillary-Driven Convection	
Ichiro UENO (Tokyo University of Science)	32
Model Equations for Tracking Flame Fronts	
Kazunori KUWANA (Yamagata University), Shigetoshi YAZAKI (Meiji University)	42
Spatiotemporal Dynamics of Combustion Oscillations -Complex Network and Synchronization-	
Hiroshi GOTODA (Tokyo University of Science),	
Shogo MURAYAMA (Tokyo University of Science)	53
<calendar></calendar>	63
<announcements></announcements>	65
<note board="" editorial="" from="" jhtsj="" the=""></note>	77

「第57期を振り返って」 The 57th Term in Retrospect



近久 武美(北海道能開大(元北海道大学)) Takemi CHIKAHISA (Hokkaido Polytechnic College, (ex-Hokkaido University))

去る5月30日に徳島県郷土文化会館で開催され た総会において第57期の事業報告を行い,会長を 退任いたしました.あっという間の1年でしたが, 菱田前会長が構築した公益法人として持続可能な 事業運営体制を引き継ぎ,無事任期を全うすること ができました.ご協力をいただきました多くの方々 に感謝申し上げます.

さて、公益法人には、「収支相償」という規定が あり,公益事業において黒字を出してはいけません. さらに遊休財産の保有制限があり, 遊休財産額が年 間の公益目的事業費を超えてはいけないことにな っています.この2番目の制約が非常に厄介で、こ れまで伝熱学会は日本で開催された過去 2 回の国 際伝熱シンポジウムで形成された大きな財産によ って,毎年の年間赤字決算を埋めるような運営を行 ってきました.ところがこの遊休財産の保有が許さ れなくなったわけです. そこで, 菱田前会長のリー ドの元に,正味財産の約4割を特定費用準備資金と し,毎年の赤字決算を補填するほか国際会議や国際 地域セミナーシリーズの準備を行うことといたし ました.そして、国際会議実施時に黒字収益を上げ て,これを準備資金に組み入れることを繰り返す仕 組みを作ったわけです.

しかし,この運用は決して楽なものではありません.まず,準備資金として運用できる事業が遠い将来の計画では許されませんので,頻繁に国際セミナーを実施しなければなりません.また,そこである程度の収益を得て,全体財産の減少を少なくしなくてはなりません.さらに,将来のために蓄積財産を増やすことは遊休財産の保有制限からできません.したがって,少ない財産の中で公益事業の赤字を作りながら,長い期間にわたるバランスを取れるようにうまく運用しなければならないわけです.ここ数年の決算を見ますと,年間300万円程度の赤字とな

っており、多少心もとないバランスです.

今期は公益社団法人としての事業整備と会計の 適正化の他に、伝熱シンポジウムにおける企業研究 者の参加の促進、および学会討論の活性化と若手研 究者に対する刺激の提供を掲げました.しかし、効 果的な企画を立案するには準備期間がほとんどな く、伝熱シンポジウムの総合討論において指導教員 の積極的な参加をお願いするにとどまりました.

伝熱学会が扱う研究領域は基礎的で実に幅広く, 末長く重要な学術領域を担い続けられるはずです. しかし、会員数は徐々に減少しており、企業との交 流も十分に活性化しているとは言えません.優れた 学術論文の投稿先が主要な英文誌になってしまっ た昨今では、伝熱シンポジウムにおける情報交換が 非常に重要であり、ここに企業研究者の参加が少な いのは大きな課題と言えます. 私はこの理由の一つ として、学生の発表が増え、討論に面白さが少なく なったことがあるのではと考えています. 学生の発 表は上手で結構ですので,総合討論において指導教 員が積極的に発言するようにし,研究の背景や熱い 思いをぶつけ合ってはどうかと考えた次第です. ど のような形式が最適かわかりませんが、この思いを 次期に引き継ぎ,企業研究者のシンポジウム参加を 増やしていただきたいと願っております.

最後に,57期では副会長の平井氏,高田氏,緒方 氏らを中心に理事の方々に多大な時間と労力をい ただき,学会をスムーズに運営することができまし た.心より御礼申し上げます.58期の高田会長(九 大)には伝熱シンポジウムの益々の活性化と,特定 費用準備資金のスムーズな循環を確立いただきた いと思います.

今後とも、会員の皆様の温かいご理解とご協力、 ならびに積極的な参画を賜りますようお願い申し 上げ、会長退任のご挨拶とさせていただきます. 第 58 期会長就任にあたって Inauguration Address as the 58th President



高田 保之(九州大学) Yasuyuki TAKATA (Kyushu University)

5月30日に徳島で開催された本会の総会において,第58期会長を拝命いたしました.第57期では 副会長として,本会の運営に関わってまいりました が,改めて会長としての重責に心が引き締まる思い であります.

本会は 1961 年に伝熱研究会として発足し,1994 年に社団法人,2012 年からは公益社団法人として 発展してまいりました.特に公益社団法人化以降は, 本会の社会的な責任が増しております.第55期に 内閣府の監査で指摘を受けた財務に関する問題に 直面して,第56期菱田会長のリーダーシップによ り持続可能な体制と運営方針の大きな改革がなさ れました.第57期では,その方針を具現化するべ く,近久会長を中心に財務体質の改善に努めるとと もに,企業に所属する会員や若手の会員にも魅力的 な伝熱シンポジウムにするにはどうしたらいいの かという議論も重ねてまいりました.

第58期では、持続性のある体制を確かなものに するために、将来を見据えた運営を目指したいと考 えます.このために特に重点的に力を入れたいこと は、(1)持続可能な財務体質の構築、(2)本会の国際的 なプレゼンスの向上、(3)若手会員の活動を奨励す ること、の3点です.(1)~(3)はそれぞれが独立し たものではなく、お互いに密接に関連する事象であ ると言えます.

まず,(1)についてですが,本会は公益社団法人と して,本会が行う公益事業で収益を上げてはいけな いという制約を課せられており,収益を上げないで 持続可能な運営を行っていくには,伝熱シンポジウ ム,地域国際セミナー,国際会議などの研究集会に おける収入を特定費用準備資金に組み入れ,数年先 の事業で取り崩して活用するという,絶えずお金が 回るように運営していく必要があります.

私は(1)~(3)の課題を解決する一つの方法は,本 会主催の国際会議や地域国際セミナーを毎年のよ うに開催することだと思っています.ここでいう国 際会議というのは、国際伝熱会議(IHTC)やアジア 熱科学会議(ACTS)のような大規模なものではな く,参加人数が 50~200 人程度の中小規模のテーマ を絞った国際会議です.昨年3月に本会主催で開催 された国際沸騰凝縮伝熱会議や本年9月に開催予 定のアジア数値熱流体会議(ASCHT2019)などがそ れにあたります.このような国際会議を日本に誘致 していただき、本会主催の国際会議として開催して いただきたいと考えております. その役割を若手会 員の方に積極的に担っていただきたいのです.海外 を見ますと、様々な国際会議で30~40代の若手研 究者が議長として立派に努めています.日本人の若 手にも国際的な舞台でそのような指導的な役割を 担ってほしいのです. 国際会議の開催実績は, 当人 の国際的なビジビリティを高め、将来当該分野を国 際的にリードできるようになります. そのために本 会も会議開催の準備金を用立てるなどの財政的な 支援を行う用意があります.

幸い,本会には研究集会を運営するための WEB システムが長崎大学の桃木先生を中心に開発され ており,アブストラクトや論文のハンドリング,講 演プログラムの構築,参加登録費のカードによる決 済が行えるような機能が備わっています.国際会議 開催を検討されている方は,第58期企画部会長の 桃木先生にご相談ください.

さて,本会もあと2年で創立60周年を迎えます. 創立 50 周年ほど大々的ではないにしても 10 年毎 の節目には,やはり本会が歩んできた道を振り返る 必要があると思います.そこで,東工大の平井先生 に創立 60 周年の記念事業を企画する特命理事をお 願いしました.今期と来期の2年間でどのようなこ とができるか検討していただきます.

この1年でどの程度のことができるのか甚だ不 安ではありますが,本会の持続可能な発展のために 微力を尽くしていきたいと存じます.皆様のご協力 をどうぞよろしくお願い申し上げます. 第 57 期(平成 30 年度)表彰選考委員会からの報告 Report from the Award Selection Committee of the Heat Transfer Society of Japan 2018

1. 日本伝熱学会学術賞

平成30年度 日本伝熱学会賞 学術賞,技術賞, 奨励賞および貢献賞の選考結果についてご報告い たします.第57期では昨年の12月14日に応募を 締め切りましたが,学術賞6件,技術賞5件,奨励 賞7件,貢献賞1件と例年よりも多くの推薦・自薦 がありました.締切後に選考委員会におきまして厳 正なる審査を行い,最終的に学術賞2件,技術賞1 件,奨励賞4件を受賞候補者として4月の理事会に 推薦いたしました.各賞の受賞者は以下の通りであ ります.受賞対象者の所属は申請書・推薦書受領時 のものであり,順不同・敬称略で記載しています. 表彰式は2019年5月30日に徳島で開催された

日本伝熱学会第 57 期総会の付帯行事として執り行いました.

- 1.1 学術賞 (Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan)
- 研究代表者:児玉高志(東京大学) 共同研究者:篠原久典(名古屋大学) 塩見淳一郎(東京大学) Kenneth Goodson(スタンフォード大学) 「単層カーボンナノチューブの熱伝導へのフラ ーレン分子内包効果の解明」 第 55 回日本伝熱シンポジウム講演論文集 F313, 2018
 - 2)代表研究者:小原 拓(東北大学) 共同研究者:松原裕樹(東北大学) 菊川豪太(東北大学)
 「分子スケール熱伝搬解析に基づく液体の熱伝 導メカニズムと分子構造との関係の解明」
 第53回日本伝熱シンポジウム講演論文集 D225, 2016.

表彰選考委員会 委員長 高田 保之(九州大学) Yasuyuki TAKATA (Kyushu University) e-mail: takata@mech.kyushu-u.ac.jp

第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集 G314, 2017

- 1.2 技術賞 (Technical Achievement Award of the Heat Transfer Society of Japan)
- 代表研究者:近藤良夫(日本ガイシ(株))
 共同研究者:青木道郎(日本ガイシ(株))
 「選択波長赤外線を用いた新規熱処理炉の開発」
- 2 奨励賞 (Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan)
- ・0 受賞者:岡部 孝裕(弘前大学)
 「生体の非侵襲熱物性計測及び皮膚がんの定量的 早期診断への応用」
 第55回日本伝熱シンポジウム講演論文集 C321, 2018.
- 2)受賞者:手嶋 秀彰(九州大学)
 「原子間力顕微鏡を用いた固液界面ナノバブル に関する実験的研究」
 第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集 G322, 2017.
- 3) 受賞者:境田 悟志(茨城大学)
 「LBM シミュレーションと拡大相似模型実験による PEFC ガス拡散層の液水挙動解析」
 第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集
 B134, 2017.
- 4)受賞者:鞠生宏(東京大学)
 「フォノン送計算と機械学習を組み合わせた最適ナノ構造の設計」
 第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集 G233, 2017.

1.4 貢献賞 (Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan)

該当者はいませんでした.

2. 名誉会員の顕彰

第57期では名誉会員として,以下の3名の方々 (順不同,敬称略)を前出の付帯行事において顕彰 いたしました.いずれも本会の発展に大きな貢献を された方々であります.

- 石塚 勝(富山県立大学)
 第 39 期・第 40 期/第 45 期・第 46 期理事(企業),第 50 期理事・伝熱シンポジウム実行委員長,第 51 期理事(企画担当副会長)
- 3) 功刀資彰(京都大学)
 第 52 期・第 53 期理事(企画部会長),第 54 期
 理事(企画担当副会長)

3) 菱田公一(慶応義塾大学)
 第 38 期・第 39 期理事(編集出版部会長),
 第 56 期理事(会長)

3. 文部科学大臣表彰の推薦

平成 31 年度科学技術分野の文部科学大臣表彰に ついて,本会からは若手科学者賞を1件推薦いたし ました.

4. 謝辞

日本伝熱学会賞ならびに文部科学大臣表彰の選 考には、本会第57期表彰選考委員会委員の皆様の 多大な協力を頂戴しました.また、募集に対して本 会会員の多くの方々から推薦・応募をいただきまし た.この場をお借りして、関係各位に深く御礼申し 上げます. 日本伝熱学会学術賞を受賞して On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan



児玉 高志(東京大学) Takashi Kodama (The University of Tokyo) e-mail: kodama@photon.t.u-tokyo.ac.jp

この度は日本伝熱学会学術賞という栄誉ある素 晴らしい賞をいただきまして誠にありがとうござ います.推薦して頂きました先生方と選考委員会 の皆様に心より御礼申し上げます.

受賞研究となりました「単層カーボンナノチュ ーブの熱伝導へのフラーレン分子内包効果の解 明」は、共同受賞者であります名古屋大学の篠原 久典教授、東京大学の塩見淳一郎教授、そしてス タンフォード大学の Kenneth E. Goodson 教授のご 協力によって実現することができました.先生方 に深く感謝致します.

本研究は、論文[1]として出版されて日の目を見 るまでに約7年間の研究期間があり、語りつくせ ないほど数多くの苦難や喜びを経験致しました.

私は東京工業大学で大谷弘之先生のご指導の元, 博士課程まで生物物理学の研究に従事しておりま したが, 在学中に熱工学分野に強い興味を抱き, スタンフォード大学機械工学専攻の Goodson 先生 の研究室で博士研究員としてナノスケール伝熱の 研究をスタートさせた少々変わった経歴をもって おります.研究の発端は,篠原先生の研究室を卒 業された嶋田行志先生がスタンフォード大学に留 学されてきたことでした. 篠原先生は、カーボン ナノチューブ (Carbon nanotube, CNT) への分子内 包に関する研究で卓越した成果を挙げている大変 著名な先生で,特に単層 CNT ヘフラーレンを内包 させた"ナノピーポッド"は初期に発見された代 表的な内包 CNT で,高収率での合成が可能なこと から特に研究が進んでいました. このような背景 から当時の私は、CNT 固有の優れた熱伝導性に内 包材料がどのような影響を与えるのかという研究 テーマに強い興味を頂き, すぐに一時帰国して篠 原先生に研究内容について直接説明に伺い、実験 試料をご提供して頂く形で共同研究を開始しまし

た.フラーレン内包による熱伝導性の変化を実証 するためには,界面熱輸送が混在している複雑な 試料形態では難しく,少なくとも配向性に優れた バンドル1本レベルでの熱伝導率の比較・定量が 求められます.当時の私は,熱伝導測定に関する 知識や実験に必要な測定デバイスの微細加工技術 に乏しく,Goodson 先生のご指導の下でリサーチ アソシエイトとして学生と共に複数のプロジェク トに従事する傍らで実験技術を磨き,研究を遂行 していきました.正しい研究方法に辿り着くまで に多くの時間を費やしてしまいましたが,実験が成 功するまで私を雇用して本研究を強く支援して下 さった Goodson 先生には本当に感謝しております.

約 10 年間のスタンフォード大学での研究生活 を終えて,東京大学機械工学専攻の社会連携講座 に特任教員として着任した後,フラーレン内包に よる CNT 熱伝導率の低下や温度依存性の変化,熱 起電力の増加など,実験によって観察された熱物 性変化について論文にする作業に取り掛かりまし た.しかし,実験結果に対して適切な物理的解釈 を行うことは独力では難しく,分子シミュレーシ ョン技術やフォノン熱輸送理論に関して数多くの 素晴らしい実績を有している塩見先生と同僚にな れたことは本当に幸運でした.塩見先生にはフラ ーレン内包 CNT の輸送計算をはじめ,受理される まで1年以上に渡った論文投稿過程にも尽力して 下さりました.本当にありがとうございました.

本研究を通じて得られた知見や実験技術を用い て,引き続き研究活動に邁進し,熱工学分野に貢 献していきたいと考えております.今後とも何卒 よろしくお願い申し上げます.

参考文献

[1] Kodama, T. et al., Nat. Mater., 16, (2017) 892.

日本伝熱学会学術賞を受賞して On Receiving Scientific Contribution Award of the Heat Transfer Society of Japan



松原 裕樹, 菊川 豪太, 小原 拓 (東北大学) Hiroki MATSUBARA, Gota KIKUGAWA, Taku OHARA (Tohoku University) e-mail: matsubara@microheat.ifs.tohoku.ac.jp

このたび、徳島市で開催された日本伝熱学会第 56 期総会において、日本伝熱学会学術賞をいただ きました.誠に光栄に存じます.ご推薦いただき ました先生方と選考にあたられた先生方に厚く御 礼申し上げます.また、伝熱シンポで研究発表の 機会をいただき、様々な方々からご意見を賜りま したことに心から感謝申し上げます.

今回の賞をいただいた成果は,温度勾配下の液体を分子動力学シミュレーションで再現し,熱伝導の熱流束を構成している分子スケールのエネルギー伝搬を観察する一連の研究の主要部分を成すものです.アルカンなど長鎖分子の液体,一価アルコール,エチレングリコール(二価アルコール)など,それぞれ特徴をもつ液体に対する結果を比較検討することにより,水酸基数や炭素鎖長によって熱伝導率が異なるメカニズムを解析したもので,第53回(2016年)・54回(2017年)の伝熱シンポで発表の後,International Journal of Heat and Mass Transfer (Vol. 108, 2017 & Vol. 121, 2018)とFluid Phase Equilibria (Vol. 441, 2017)に掲載されました.

この研究は、分子間あるいは分子内のエネルギ ー伝搬を集積することにより導出したマクロ熱流 束の分子動力学表現式を提案して以来、マクロな 熱伝導を分子間・分子内相互作用による熱伝搬の 寄与に分解する解析法を用いて細々と続いていた ものですが、2013年からはNEDO「未利用熱エネ ルギー革新的活用技術開発」の委託を受けて、急 速に進展しました.このような基礎的研究を許容 して下さった NEDO 関係者の皆様と共同研究者 のトヨタ自動車別所毅様・石切山守様・山下征士 様にはとても感謝しております.特に、熱伝導率 をその分子動力学的メカニズム別に分解して定義 される「部分熱伝導率」の理解が進み、分子間・ 分子内結合 1 本あたりエネルギー伝搬機能を Atomistic Heat Path (AHP)として定量的に把握す ることにより、「AHP の1本あたり部分熱伝導率 への寄与」と「AHP の空間中における数密度」の 積が部分熱伝導率を決定するとの描像に基づいて、 その特性の把握が進みました.van der Waals 力、 クーロン力、分子内共有結合の伸縮・曲げ・ねじ れなどそれぞれに定義される AHP の特性は、様々 な分子による様々な状態の液体がある中で、おお むね一定の特性を示しています.これを整理する ことにより、どのような分子がどのような熱伝導 率をつくるのか、所望の熱伝導特性をもつ液体の 分子はどのようなものか、など、液体やソフトマ ターの分子デザインにつながる道筋を見出すこと を目標としています.

現在は、固体接合界面における熱抵抗の低減を 目指す学理を確立すべく、未だ五里霧中ながら、 ここで得た知見をソフトマターや固液界面の熱輸 送に適用し、JST CREST「ナノスケール・サーマ ルマネージメント基盤技術の創出」領域で研究を 継続しています.基盤となる理論の確立も進み、 部分熱伝導率の非平衡統計熱力学的導出(J. Chem. Phys., Vol. 147, 2017)、定常的温度勾配下における 統計力学的分布関数の導出(Phys. Rev. E, Vol. 99, 2019),汎用分子動力学パッケージでも用いられて いる多体ポテンシャル熱流束近似式の成立性検討 (Phys. Rev. E, Vol. 99, 2019)などをまとめることが できました.

液体やソフトマターの熱輸送現象には、固体に おけるフォノン輸送や気体における分子運動論の ような見通しのよい描像がなく、このことが現象 の制御や材料の設計法を確立する上で大きな障害 となっているように思います.一方で、液体やソ フトマターには、熱媒・冷媒としての伝統的な重 要性に加えて、例えば熱界面材料(TIM)や相変 化材料(PCM)など先進的な需要があり、盛んに 開発が行われています.これらの明るい未来に少 しでも貢献すべく、今後も努力したいと思います.

日本伝熱学会技術賞を受賞して

On Receiving Technical Achievement Award of the Heat Transfer Society of Japan



近藤良夫,青木道郎(日本ガイシ(株)) Yoshio KONDO, Michiro AOKI (NGK Insulators, Ltd.) e-mail: kondo-y@ngk.co.jp

このたび日本伝熱学会第 56 期総会におきまし て、日本伝熱学会技術賞を賜りました.このよう な伝統のある賞を賜りましたこと、誠に光栄で喜 びに堪えません.表彰選考委員会の先生方ならび に技術賞に推薦して下さいました花村克悟先生に、 厚く御礼申し上げます.

今回受賞対象となりましたのは、「選択波長赤外 線を用いた新規熱処理炉の開発」です.従来、赤 外線熱処理炉には主にセラミックヒータが用いら れていました. Al₂O₃等のセラミックは理想的な 熱ふく射放射材料のひとつで、赤外波長域全般に 渡って高い放射率を持つため急速加熱性能を特徴 としますが、一方で製品の熱劣化リスクも高く、 用途が限定されていました.そんな中、ちょっと した思い付きから、熱ふく射波長選択の世界に足 を踏み入れることになりました.

金属フィラメントを石英管でモールドした「ラ ンプヒータ」という商品が市販されていますが、 これは石英の赤外光に対する、短波長側(近赤外 線)透過+長波長側吸収、という性質を利用して います.このうち吸収分は放っておくと管温度を 上げ外部への二次放射に変換されるので、それを エア冷却で除去したら近赤外線だけを取り出せる のでは?という発想で、図1上の形を初めてスケ ッチしたのが2010年春のことです.試作すると効 果は意外に顕著で、発熱線は爛々と輝いていても 外管は手で触れるぐらい、しかもヒータ下の水膜 が結構な速さで乾燥するのを見て、「いけるかも」 と思ったのを覚えています.

一方で、いかなるヒータであっても気密性の高 すぎる炉内に設置してしまうと、十分時間経過後 に炉内ふく射スペクトルはプランク分布に漸近し てしまいます.空間の非平衡性維持こそが波長選 択熱処理炉成立の条件であると認識するに至り、 今では数値解析をふまえた空間構成最適化がノウ ハウの一つでもあります.この部分は,筆者の恩 師である名古屋大学名誉教授の山下博史先生に一 方ならぬご指導をいただき,この場をお借りして 心より感謝の意を表します.ここで「非平衡」と は,放射源温度と炉内の代表温度に大きな格差を つけるという意味です.極端な場合,図1下の様 にヒータを炉外設置することもあり,密閉性重視 の従来概念とは趣を異にする,システムの特徴と もなっています.

その後,平成28年の伝熱シンポジウム特定推進 研究の特別セッションで発表させていただく栄誉 を賜り,実際の製造ライン向けにも,いまだ少数 ではありますが,装置を提供することが叶いまし た.ただ更なる普及には,波長選択する意義の明 確化が重要で,「低温下で特定効果発現」のコンセ プトのもと日夜努力を続けております.また現在, 狭帯域放射が可能なメタサーフェス材料導入も含 め,北海道大学戸谷剛先生はじめ諸先生方にご指 導いただいており,各種溶剤の乾燥効率化を示唆 する効果が見出されつつあります.

今後,本賞の名に恥じぬよう,プロセスにおけ るエネルギー効率利用実現に少しでも寄与すべく, 研究開発に邁進する所存です.引き続きご指導・ ご鞭撻の程よろしくお願い申し上げます.最後に なりましたが,本技術の開発および商品化にご協 力くださいました社内外の関係者の皆様に,あら ためて深く感謝申し上げます.



伝熱学会奨励賞を受賞して On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan



岡部 孝裕(弘前大学) Takahiro OKABE (Hirosaki University) e-mail: oka@hirosaki-u.ac.jp

この度,日本伝熱学会第56期総会におきまして 栄誉ある日本伝熱学会奨励賞を賜り,大変光栄に 存じます.これもひとえにご指導頂きました諸先 生方や,ご推薦,ご選考くださいました先生方, 伝熱シンポジウムにてご議論・ご助言を頂きまし た方々をはじめ,多くの方々のお陰と存じます. この場を借りて心より御礼申し上げます.

受賞対象となりました「生体の非侵襲熱物性計 測及び皮膚がんの定量的早期診断への応用」は, 私が博士課程在学時に東北大学の圓山重直教授

(現 八戸工業高等専門学校)のもとで行った研究 です.本研究の特徴は,計測手法の開発や生体内 伝熱現象の理解などの工学的なアプローチだけで なく,実用化を目指した臨床研究まで一貫して実 施した点であると考えております.

メラノーマ(悪性黒色腫)は、皮膚メラノサイ ト由来の致死率の最も高い皮膚がんであり、腫瘍 深達度と転移の有無が主な予後決定因子と言われ ています. 病期毎(Stage 0 期からIV期)の5年生 存率はそれぞれ 100%, 95%, 70%, 50%, 10%で あり、早期発見と正確な病期の決定が治療成績向 上に重要となります.ただし、初期段階のメラノ ーマは色素性母斑(ホクロ)と類似しているため、 皮膚科医であってもその鑑別や病期決定が困難な 場合がしばしばあります.現在,メラノーマの診 断は皮膚科医による臨床症状の総合的な診断やダ ーマスコープと呼ばれる光源付き拡大鏡を用いた 目視診断が実施されますが、熟練度により診断率 が大きく異なります.特に、地方医療現場におい ては誤診による腫瘍の放置拡大が社会問題化して います.

これらの課題に対して,私は熱物性計測技術を 応用し,皮膚表面近傍の伝熱特性を能動的に把握 すれば,メラノーマの定量的診断を実現できると 考えました.ただし,この方法を実現するために は,人体表面の温度や熱物性を非侵襲・短時間・ 高精度・局所的に計測可能な手法が必要であり, 解決すべき課題でした.特に,従来技術では人体 のような室温よりも温度の高い物体の表面計測 は,リード線等への熱損失が重大な不確かさ要因 となり,病変部と健常部の僅かな差を検出するこ とが困難です.そこで,センサに直径0.4 mmの 小型サーミスタを用いることで mK オーダの温 度分解能と高速応答,局所計測を実現し,さらに リード線への熱損失を最小化する保護熱源の導 入によって皮膚表面温度の高精度・高確度計測を 可能としました.また,サーミスタに与える熱量 を制御することで,皮膚有効熱伝導率の非侵襲・ 短時間計測へ応用し,皮膚近傍の微小な熱的差異 の検出手法を確立しました.

東北大学病院皮膚科の相場節也教授と藤村卓 講師との共同研究によって,病期の異なる12例 の悪性黒色腫,17例の非悪性黒色腫,13例の皮 膚良性腫瘍の患者において臨床研究を実施し,世 界で初めて初期メラノーマ(Stage 0 期)と健常 皮膚の有効熱伝導率の差異の検出に成功しまし た.さらに,進行性の浸潤がん患者(I-IV期)に おける実験では,腫瘍深さと有効熱伝導率に相関 があることが明らかとなり,熱計測によるメラノ ーマの病期診断への応用も期待されています.現 在は,病理組織学的解析との比較や数値シミュレ ーションによる詳細な診断メカニズムの理解,実 用化に向けた大規模臨床研究を推進しています.

最後になりますが,私は2016年4月に弘前大 学大学院理工学研究科の助教に着任し,自身の研 究者としての視野を広げるべく,学生時分とは全 く異なる研究を始めました.最近は,高速度カメ ラ(可視および赤外)を用いた熱流動現象の高速 度可視化計測に関する研究に精力的に取り組ん でいます.微力ながら伝熱工学の進展に貢献でき るよう精進する所存でありますので,今後ともご 指導ご鞭撻のほど宜しくお願い致します. 日本伝熱学会奨励賞を受賞して On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan



手嶋 秀彰(九州大学) Hideaki TESHIMA (Kyushu University) e-mail: hteshima05@aero.kyushu-u.ac.jp

この度は、日本伝熱学会第56期総会におきまし て、日本伝熱学会奨励賞という大変名誉ある賞を いただきまして、誠に光栄に存じます.この場を お借りして、これまでご指導くださいました先生 方、ご審査頂いた選考委員会の先生方、ならびに これまで伝熱シンポジウムにおきまして議論させ ていただいた皆様方に厚くお礼申し上げます.カ ナダのWaterloo大学へ留学中であるため、表彰式 への参列は叶いませんでしたが、この受賞を励み に今後も伝熱分野へ貢献できるよう努めてまいり ます.

今回,受賞対象となりました「原子間力顕微鏡を 用いた固液界面ナノバブルに関する実験的研究」は、 私が在籍する九州大学大学院の高橋厚史教授のも とで行った研究です.具体的には、固体と液体の界 面に存在する直径約1µm以下・厚み100nm以下の 気泡(固液界面ナノバブル)を,探針で試料表面を なぞることで形状像を得る原子間力顕微鏡(AFM) によって精緻に観察することで,その基本的性質を 明らかにすることを目指しました.

固液界面ナノバブルは 1994 年に初めてその存 在が提唱されたのですが、当初はその存在は懐疑 的なものでした.というのも、ナノスケールの気 泡は内圧が十数気圧に至り、一瞬で液中に溶解し てしまうと見積もられるからです.しかし 2000 年になり、固液界面ナノバブルは予想に反して数 時間から数日以上安定して存在し続けることが実 験的に確認されました.それ以降、潤滑や洗浄な ど固液界面が存在する多くの研究分野でその存在 の有無や影響について議論がなされてきました. 伝熱分野においても例外ではなく、例えば固液界 面ナノバブルが沸騰最初期の気泡核形成に寄与す るか否かなどは非常に興味深いテーマであります. しかしながら、そもそも固液界面ナノバブルには 未解明な性質が多く、なぜ安定して存在できるの かという最も基本的なこともよくわかっていない のが現状です.そこで本研究ではナノメートル以 下の空間分解能を持つ AFM によって固液界面ナ ノバブルを三次元計測することで,その基礎研究 の進展を狙いました.

振り返ると、固液界面ナノバブル計測はまさに 根気との闘いでした.ナノバブルは小さすぎて、 どこに生成されているか光学顕微鏡で事前に確認 することができません. そもそも 100 %の再現性 を持つ生成方法が未だ存在しないため、本当に生 成されているのかもよくわからないまま AFM 計 測に臨みます. さらに試料サイズが 1×1 cm であ るのに対して, AFM の計測領域は 5×5 µm と非常 に小さなものですので、実験時はいつも広大な砂 漠であるかないかわからないビー玉を探している かのような心境でした.全くナノバブルを見つけ られない日が数ヵ月続くこともありましたが、今 では良い思い出です. また固液界面ナノバブルは 柔らかいため、できるだけ探針にかける力を弱く しないと気液界面を圧し潰してしまいます.本研 究ではそのような現象を逆手に取って, あえて強 く叩き潰すことで固液界面ナノバブルの縮小・変 形を促し、ヤングの式を拡張することで固気液三 相界線を固定する現象(ピニング)の強弱を定量 的に見積もりました. その結果, ナノバブルには 表面張力よりもピニングの方が支配的に働いてい ることが判明いたしました.この結果は、ナノチ ャネルや多孔質体など流路が非常に小さな系にお いて有用な知見になるのではと期待しております.

今後は固液界面ナノバブルと伝熱工学をより密 接に関連付けるべく,加熱面上の固液界面ナノバ ブルの挙動観察に挑戦しようと考えております. 今後も伝熱工学の発展に微力ながら貢献できるよ う精進して参りますので,これからもご指導,ご 鞭撻のほどよろしくお願い申し上げます. 日本伝熱学会奨励賞を受賞して On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan



境田 悟志(茨城大学) Satoshi SAKAIDA (Ibaraki University) e-mail: satoshi.sakaida.heat@vc.ibaraki.ac.jp

この度は、大変名誉ある日本伝熱学会奨励賞を 頂きましたこと誠に光栄に存じます.これまでご 指導下さいました先生方、ご推薦下さいました先 生方、ご選考下さいました選考委員の皆様に厚く 御礼申し上げます.また、伝熱シンポジウムをは じめ、様々な学会の場で議論させていただいた皆 様に深く感謝申し上げます.

今回,受賞対象となりました「LBM シミュレー ションと拡大相似模型実験による PEFC ガス拡散 層内の液水挙動解析」は私が北海道大学大学院博 士課程在籍時に近久武美先生ならびに田部豊先生 のもとで行った研究であり,固体高分子形燃料電 池 (Polymer Electrolyte Fuel Cell: PEFC)における マイクロスケールのガス拡散層 (Gas Diffusion Layer)に滞留する凝縮水挙動を容易に観察するた め,GDL を模した数 100 倍のスケールの拡大相似 模型を使って GDL に滞留する凝縮水挙動を再現 し観察する新しい実験手法を開発した研究です.

PEFC は自動車や家庭用コジェネレーションシ ステム向けのエネルギー変換装置として早期の普 及が望まれておりますが、PEFC の普及を加速さ せるためには,出力密度を向上し,単位出力あた りのコストを低減することが重要となっています. 高出力密度運転の実現には、反応により生成した 凝縮水がガスの拡散を阻害し電池性能を低下させ るフラッディングを抑制する必要があります.ガ ス流路と反応膜との間に位置した GDL の排水性 向上により, PEFC の耐フラッディング性向上が 期待できますが、マイクロオーダの細孔を有する GDL 内部の水挙動観察は難しく, 最適化のために 様々な GDL 構造での排水性を検証することが困 難でした.この様な状況に対して、多様な GDL 構造の排水性を容易に検討したいという思いが研 究の出発点になりました.

GDL は炭素繊維が複雑に結合した構造をしており、いかにして様々な構造を容易に作製するか

が課題でした.折しも 3D プリンターがメディア で取り上げられている時期であり,3D プリンター を使えば様々な GDL 構造を自由に設計・製作で きるのではないかと考え,近久先生および田部先 生と議論を深めて参りました.

微細な GDL の水挙動において粘性力と毛細管 力の比であるキャピラリー数と2相の粘度比によ って特徴付けられることが知られております. そ こで、本研究では 3D プリンターを使って観察が 容易な数 100 倍スケールの GDL 拡大相似模型を 作製し、キャピラリー数と粘度比を GDL 内部の 現象と合わせることで, GDL 内部の水挙動と相似 な流れを容易に観察できる手法の開発に取り組み ました. 密度がほぼ等しいシリコンオイルと水の 2 相を用いることで重力の影響を無視できる程度 に小さくするなど様々な工夫を行うことで数 100 倍の拡大相似模型であってもキャピラリー数と 2 相の粘度比によって特徴付けられ GDL 内部の水 挙動と相似な挙動が得られることを見出しました. また,本研究では開発した実験手法と格子ボルツ マン法 (Lattice Boltzmann Method: LBM) によりキ ャピラリー数が GDL 内部の水挙動に与える影響 について調べました. その結果, GDL 内部の水挙 動はキャピラリー数 3.0×10-3 以下であれば毛細管 力によってのみ水の流れ方向が決まるため、類似 した水挙動が得られることを明らかにしました. 本研究は複雑な多孔質内部の物質輸送現象を容易 に明らかにできる可能性があり、少しでも伝熱研 究の発展に寄与できれば大変うれしく思います.

最後になりましたが、私は2017年10月に茨城 大学機械工学科の助教に着任し、PEFC のみなら ず内燃機関の燃焼や自動車排ガスの後処理技術な ど伝熱に関係する様々な分野に裾野を広げており ます. 伝熱工学の発展に寄与できるよう精進する 所存ですので、今後とも何卒よろしくお願い申し 上げます. 日本伝熱学会奨励賞を受賞して On Receiving Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan



鞠 生宏 (東京大学) Shenghong JU (The University of Tokyo) e-mail: shenghong@photon.t.u-tokyo.ac.jp

It was my great honor to receive the prestigious Young Researcher Award of the Heat Transfer Society of Japan at the 56th National Heat Transfer Symposium held at Tokushima. I would like to express my deep appreciation to all professors who have ever given me guidance and recommendations, to all the selection committee members, and to all collaborators and friends from whom I learned and benefited a lot through various collaborations and discussions.

The awarded research work "Designing Nanostructures for Phonon Transport via Machine Learning" is conducted under Professor Junichiro Shiomi's supervision since I joined the University of Tokyo as a postdoctoral researcher in 2015. It was supported by "Materials Research by Information Integration" Initiative (MI²I) project of the Support Program for Starting Up Innovation Hub from Japan Science and Technology Agency (JST).

With the development of nanoelectronics, there is new demanding of novel materials with ultimate high/low thermal conductivity for the thermal design. However, designing optimal thermal materials is a challenge due to the tremendous degrees of freedom in the composition/structure of crystal compounds and nanostructures. Besides, as the length scale of semiconductor materials reaches nanoscale, the deep coupling of constructive/deconstructive phonon interference and resonance effects in superlattices, nanocrystals, and nanocomposites makes the designing and optimization more complicated.

Materials informatics (MI), which combines the simulation/experiment with machine learning, is now gaining great attention as a promising tool to accelerate the search of novel thermal materials. During the past few years, novel and universal framework has been developed for designing nanostructures, which combines phonon transport calculations with insights from informatics algorithms including Bayesian optimization, Monte Carlo tree search, transfer learning and quantum annealing.

As case studies, we applied Bayesian optimization to design silicon-germanium (Si-Ge) composite nanostructures that minimize or maximize the thermal conductance across the Si-Si and Si-Ge interfaces, which are important in thermoelectric applications. The optimal structures were obtained by calculating only a few percent of the more than 60,000 candidate structures, considerably accelerating the design process and saving computational resources. The structures are also nonintuitive. The structure with minimum thermal conductance was found to be an aperiodic superlattice with a significant reduction in conductance compared to the best traditional periodic superlattice. It is worth mentioning that the MI-based design algorithm can be easily extended to transport of other quasi particles (e.g. electron, photon, magnon) beyond the phonon transport.

Up to present, our collaborators have successfully extended the application of MI to thermoelectrics and thermal radiations. The application of MI to heat transfer is expected to expand in various forms of heat transfer (conduction, convection and radiation), from nano to macro scales, and from simulations to experiments in the near future.

I will move to China-UK Low Carbon College, Shanghai Jiao Tong University as an associate professor from July this year. With the encouragement of this award, I will continue the MI application on developing novel low carbon energy materials. I sincerely look forward to your continuous support and collaboration in the future.

優秀プレゼンテーション賞 受賞者 - 第56回日本伝熱シンポジウム -

Best Presentation Award

令和元年 5 月 30 日に徳島市(あわぎんホール 徳島県郷土文化会館)で開催されました日本伝熱 学会総会において,第 56 回日本伝熱シンポジウム 優秀プレゼンテーション賞セッションで発表を行 った 32 名の中から優秀プレゼンテーション賞を 受賞された方々の表彰式が行われました.受賞者 および優秀プレゼンテーション賞セッションと表 彰式の様子をご紹介させていただきます.

2019 年度 受賞者

- ◆ 池田 寛 【東京工業大学】 フロー熱電変換の試作セルにおける各抵抗 の定量決定とセル改善に向けた指針獲得
- ◆ 小野 賢也 【慶應義塾大学】 リプロン表面光散乱法による微量有機物の 動的センシングーポリマーチューブからの 水中溶出量評価−
- ◆ 山崎 匠 【名古屋大学】 サーモリフレクタンス法を用いたスピンペ ルチェ効果測定
- ◆ 神田 雄貴 【東北大学】 メタンハイドレート界面近傍における非定 常熱物質輸送その場計測とメタン解離の律 速評価
- ◆ 鍋島 史花 【日立製作所】 自励振動ヒートパイプの内部流動現象の超 音波可視化

(順不同)

優秀プレゼンテーション賞セッションでは,事 前配布の1ページのアピールスライドによる研究 内容アピール,およびポスターセッションでの研 究発表というスタイルで行われ,ポスターセッシ ョンでの質疑応答までを含めた研究発表が審査評 価対象となりました.参加された発表者の皆様は 独自の工夫を凝らし,セッションに臨まれました. 学生会委員会幹事 春木 直人 (岡山県立大学) Naoto HARUKI (Okayama Prefectural University) e-mail: haruki@ss.oka-pu.ac.jp



優秀プレゼンテーション賞ポスター会場風景



表彰式の様子



出口実行委員長,近久第57期会長との記念撮影

第56回日本伝熱シンポジウムの報告

Report on the 56th National Heat Transfer Symposium of Japan

出口 祥啓, 名田 譲(徳島大学), 向笠 忍(愛媛大学), 春木 直人(岡山県立大学) 津島 将司(大阪大学), 近藤 義広(日立アカデミー), 河村 洋(公立諏訪東京理科大学) Yoshihiro DEGUCHI, Yuzuru NADA (Tokushima University), Shinobu MUKASA (Ehime University), Naoto HARUKI (Okayama Prefectural University), Shohji TSUSHIMA (Osaka University), Yoshihiro KONDO (Hitachi Academy Co., Ltd.), Hiroshi KAWAMURA (Suwa University of Science)

1. シンポジウム概要

第56 回日本伝熱シンポジウムが,令和元年5月29 日(水)から5月31日(金)にかけて、あわぎん ホール徳島県郷土文化会館で開催されました.シン ポジウムには370 件の発表件数があり、参加者総数 は,768 名 (ご招待者27 名を含む) でした. 今年 のシンポジウムでは、例年通り、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 ン賞セッションを行うとともに、新たな試みとして、 国際セッションを企画しました.また,並行して特 定推進研究特別ワークショップを開催しました.

2 日目の午後に、2件の特別講演を企画しました. 1件目は, 清華大学 Director of Department of Energy and Power Engineering Peixue Jiang 教授による

Fluid Flow and Heat Transfer of Supercritical Pressure CO₂ in Low Carbon Energy Technology , 2 件目は, 東北大学流体科研究所・産業技術総合研究 所 小林秀昭 教授による「カーボンフリーアンモ ニア燃焼の科学と技術」の講演が行われました.特 別講演,総会の後,ホテルクレメント徳島において, 意見交換会を開催し、総勢362 名(ご招待者27 名 を含む)の方々にご参加いただきました.意見交換 会では、阿波踊りの実演を行うと供に、阿波踊りに 参加いただき、参加者の中から10名に、HOT ダン サー賞を授与しました.また、今回のシンポジウム でも機器展示(7社)、広告(3社)のお申し込み をいただきました.

以上,本シンポジウムの概要を簡単にまとめまし た.シンポジウムの運営状況や各行事の様子につき ましては,各担当者による以下の記事をご覧下さい. (出口 祥啓, 向笠 忍)

2. ホームページ・参加登録

本シンポジウムに関する情報は、ホームページ (http://htsj-conf.org/symp2019/index.html) 上と学会 誌の会告で公開しました. 講演申込システムについ

ては従来のものを使用しました.申込方法はほぼ従 来通りとしましたので,運用上大きな問題は生じま せんでした. ただし、従来あったTSEへの投稿希望 のチェックボックスがないことに運用開始後に気 づき、メールによる申請にしました. 逆に誤ってチ エックする者がいなくなり結果として良かったと いう意見がございました. 内容や動作確認は, 委員 会全員のご協力をいただきました.

参加登録システムについて、入力フォームのUI は従来のものを参考にしましたが、サーバー内の処 理プログラムは新規に作成しました.これは、今回 開催地の徳島県からの補助金を申請するために宿 泊状況の登録フォームを追加する必要があったの ですが,従来のシステムに追加するよりも新規作成 した方が時間と労力が少なくて済むと判断したた めです.

参加登録システムの変更だけでなく,運用方法に ついても新たな試みを行いました. これまでのシス テムの運用は参加者キットの発送期限まででした が,今回はシンポジウム終了まで運用を継続しまし た.当日申込も現地にて同じシステムを利用するよ うにし、現地でのクレジットカード決済を無人で行 えるようにしました.

参加登録システムの当日運用について,シンポジ ウム初日の朝に大きな混乱が生じてしまいました. 理由はいくつかありますが,まず,やむを得ないこ とでしたが会場の開館時間が8:30と遅かったこと があります.このため短い時間に受付に人が殺到し てしまいました.次に、システム運用の変更や当日 の開館時間等のアナウンスが不十分だったために 参加者に十分に認識していただけなかったことが あります. 加えて, 受付のアルバイト学生の必要人 員を過小評価していたこともあります. ともあれ, 受付に来られた多くの方に十分な対応ができなか ったことにはお詫びするとともに、大いに反省する 次第です.一方,少ないながら一生懸命対応にあた

ってくれたアルバイト学生や委員会の皆様には深 く感謝申し上げます.

参加登録を担当して気が付いた点として,特に企 業からの参加者から請求書や領収書の書式等につ いて様々なリクエストを頂いたことがあります.今 後,企業からの参加者のご希望に沿うためにも,参 加登録入力時に請求書や領収書の書式等を選択で きるようにしておく必要があると感じました.

宿泊状況の登録につきまして,目標としていた延 べ宿泊数1,000件を上回ることができました.ご協 力いただいた皆様に深く感謝申し上げます.

最後に、シンポジウムのサーバー管理において、 ご尽力いただいた桃木先生に深く感謝申し上げま す.

(向笠 忍)

3. プログラム

今回のシンポジウムの発表件数の総数は 370 件 でした. 第55 回の札幌 (375 件),第54 回の大宮 (323 件),第53回の大阪 (346 件),第52 回の 福岡 (388 件)と比べ,同程度の発表件数となりま した.

オーガナイズドセッションは,前回に引き続き 「水素・燃料電池・二次電池」,「化学プロセスに おける熱工学」,「熱エネルギー材料・システムの ための熱・物質輸送促進」,「乱流を伴う伝熱研究 の進展」,「燃焼伝熱研究の最前線」,「非線形熱 流体現象と伝熱」,「ナノスケール熱動態の理解と 制御技術による革新的材料・デバイス技術の開発」,

「人と熱とのかかわりの足跡(一般公開)」の他に, 新たに2 件のセッション「ふく射輸送」,「伝熱研 究へのMEMSの利用」が加わり,合計138件の講演 が寄せられました.

一般セッションは、「バイオ伝熱」、「沸騰・凝縮」、「電子機器の冷却」、「強制対流」、「ヒートパイプ」.「多孔体内の伝熱」、「物質移動」、「計測技術」、「融解・凝固」、「分子動力学」、「混相流」、「自然対流」、「自然エネルギー」、「空調・熱機器」、「熱物性」、「ナノ・マイクロ伝熱」、「熱音響」となっており、合計175 件の講演が寄せられました.

優秀プレゼンテーション賞セッションには32件 の講演が寄せられました.ご尽力いただきました学 生会委員会の皆様に深く感謝申し上げます. 今回新たに「国際セッション」を開催しました. 国際セッションは一般からの申込を行うとともに, 海外から講演者を招待して講演していただく形式 にしました.合計13件の講演が寄せられました.

今回のセッションにおいて、学生が発表する講演 については総合討論時に発表者の指導教員に登壇 をお願いするようになりました.これは研究内容に ついてより議論を深めるためのものです.今回の変 更に関するご意見等はまだ耳にしておりませんが、 次回も引き続き実施する場合は講演申込時に指導 教員の先生を特定する項目が必要です.

今回のプログラム編成全般について筆者がほぼ 単独で行いました.配慮が行き届かずご迷惑をおか けした方もいらっしゃることで大変心苦しいので すが,そのこととは別に,地方の実行委員は人員が 限られる実情があり,主催者である学会からプログ ラム編成についての人的な補助または学会でプロ グラム編成委員を構成していただけると大変助か ると感じました.

オーガナイズドセッションの取りまとめにおい て、今回は「化学プロセスにおける熱工学」と「熱 エネルギー材料・システムのための熱・物質輸送促 進」で合同セッション「熱エネルギー材料・システ ムおよび化学プロセスにおける伝熱工学」を実施す ることを委員会から提案し、ご協力していただきま した.他にもさまざまな無理難題なお願いに対して 快くお引受くださり、大変お世話になりましたオー ガナイザーの皆様に深く感謝申し上げます.

(向笠 忍)

4. 講演論文集 USB 版・プログラム冊子

講演論文の執筆について,第53回(大阪)より A4 用紙 4~6ページの講演論文形式の原稿を提出 することになっておりましたが,今回から,従来 通りの原稿の他に,A4 用紙1ページからなるアブ ストラクト形式の原稿の提出も可能になりました. アブストラクト形式の原稿は,当該講演内容を後 日原著論文として TSE 以外の学術雑誌等に投稿 する際,二重投稿にならないための措置として認 められました.また,国際セッションの開催にと もない,それぞれの形式の英語版テンプレートを 会告等で示すことになりました.

本年度は講演論文集の媒体を USB 版にて作成 しました.紙媒体のプログラム冊子は例年通り作 成しました.講演論文集 USB 版は,会員向けに 公開された講演論文集 Web 版と同一の構成とな っています.プログラム冊子は,概要,タイムテ ーブル,会場,プログラム,索引の後に,機器展 示概要,企業広告(3社)を掲載する構成としま した.プログラム冊子のコンテンツの作成・校正 については,担当する実行委員各位にご協力いた だきました.印刷は名古屋大学消費生活協同組合 印刷部にお願いいたしました.ご協力いただいた 皆様に心から御礼申し上げます.

(出口祥啓, 向笠 忍)

5. 会 場

今回のシンポジウムでは,あわぎんホール徳島県 郷土文化会館を会場として使用しました.講演室と して使用できる部屋に加えて,展示室を簡易仕切り で分割することにより,10の講演室を確保しました. このため,隣の講演室の音声が聞こえてしまい,発 表が聞き取りにくいとのご意見を頂きました.また, 一部の講演室で立見の状態が生じ,参加者の皆様に はご迷惑をお掛けしました.

今回も、座長席に加え、講演者席を最大6席ご用 意いたしました.一部、講演者席から他の発表者の スライドが見えにくいなどのご迷惑をお掛けしま した.最も大きい講演室であるA室については、こ の点を考慮し、スライドを表示する液晶モニターを 講演者席および座長席の前に設置しました.

優秀プレゼンテーションセッション(ポスター) と産学連携イベントが1日目K室にて行われました. この際,産学連携イベントの展示を優秀プレゼンテ ーションセッションのポスターで囲うように設置 し、なるべく多くの参加者に展示を見ていただける よう、工夫いたしました.1日目の休憩室として2 階特別展示室を使用しました.この部屋に60インチ のプラズマディスプレイを2台配置し、優秀プレゼ ンテーションセッションのアピールスライドを繰 り返し上映しました.このアピールスライドは休憩 時間中の講演室においても上映しております.2日 目以降には、休憩室をK室に移しました.また、今 回のシンポジウムでは、期間中に14件の各種附帯会 議が行われました.大小4つの会議室を用意し,そ のうち2つにはプロジェクターとスクリーンをご用 意しました. さらに, 海外からの招待講演者のため の控室も用意しました.

当日多くの研究室の学生に講演会場等でのアル バイトにご協力いただきました.この場を借りて御 礼申し上げます.

(名田 譲)

6. 機器展示・広告

これまでの伝熱シンポジウムと同様に,今回の伝 熱シンポジウムでも機器・カタログ展示,プログラ ム冊子への広告掲載に多くの企業から申し込みを 頂きました.以下にご協力いただいた企業を紹介さ せていただきます(敬称は省略させていただきま す).

[機器展示]

- ・株式会社 TFFフルーク
- ・日鉄テクノロジー株式会社
- ·京都電子工業株式会社
- ・株式会社Smart Laser & Plasma Systems
- ・チェコビジネス投資開発庁
- ・株式会社サーモグラフィティクス
- ・株式会社フォトロン
- [カタログ展示]
- ・株式会社ベテル
- [広告掲載]
- ・計測エンジニアリングシステム株式会社
- ・株式会社ファンクショナル・フルイッド
- ·株式会社前川製作所

今回のシンポジウムでは、参加された方々の目に 留まる機会を多くするために、機器展示ブースの場 所をシンポジウム初日はポスターセッション、およ び二、三日目は休憩室と同会場と致しました.この こともあり、特に初日のポスターセッションの時間 帯を中心に、多くの参加者にお立ち寄り頂きました (図1).

ご協力いただいた企業の皆様には改めて感謝申し上げます.



図1 機器展示の様子 (春木 直人)

7.日本伝熱学会特定推進研究 特別ワークショップ

本学会は創立50 周年(平成23 年11 月)と新公 益法人化を機に,特定推進研究企画委員会を設置し ました.同委員会を中心として,社会の期待に応え るための社会的課題と科学技術課題あるいは我が 国の今後の成長分野に特化した個別先鋭的な研究 課題を設定し,各課題において主査のもとに研究グ ループを構成し,推進しています.

これを受けて毎年の伝熱シンポジウムにおいて 特定推進研究特別ワークショップを開催しており, ここ数年は初日の午後に開催しています.今回のワ ークショップでは,学際融合分野の視点から伝熱を 捉え,特別講演も含めた以下の3件の講演が行われ ました. (以下,敬称略)

講演1. 【特別講演】「モータの小型・高出力化と 熱対策」

梶 信藤 (公益財団法人 永守財団)

講演2. 「分子・原子およびナノスケール熱制御を 主役としたデバイス設計へのパラダイムシフト」 花村 克悟(東工大)

講演3. 「熱エネルギーシステムのための化学蓄熱 の高出力密度化」

加藤 之貴 (東工大)

講演1 の特別講演では,社会におけるモータの適 用範囲が拡大しており,今後,小型・高出力化が一 層に進められることにより,顕在化する課題につい て示されました.特に,小型・高出力化は損失の増 大を招くことから,熱対策が重要となり,発熱分布, 温度分布の解明ならびに冷却技術の確立など,電磁 場と熱流動場に加えて,材料も含めた複雑連成現象 であることが述べられました.高速回転体周りの微 小隙間における熱伝達特性の解明,ならびに潜熱を 用いたモータ冷却技術の適用可能性など,伝熱学に 深くかかわる興味深い問題提起もなされました.米 国では,モータ関連の研究拠点が数年前に設立され, 電気,機構,熱設計からパッケージング,インテグ レーションを扱い,製造・運用も対象とする研究動 向についての紹介がなされました.我が国における モータ関連の研究開発への伝熱研究者の積極的な 参画と研究助成(永守財団研究助成)などの活用に よる新たな知見の獲得への期待が述べられました.

講演2 では、本年4月に開催された 日本学術会議 公開シンポジウム「機械工学の将来展望:イノベー ション創出に向けた次の一手」における講演内容に もとづき、伝熱学の将来展望について述べられまし た.未来社会におけるIoTデバイスのさらなる普及 と高性能化に伴う半導体デバイスの熱輸送制御の 重要性が示されました.エネルギー分野における蓄 熱技術と高速応答性の実現、光熱変換における選択 的波長制御などについて、現状と目標などを交えて、 示されました.これらのいずれもが、従来の伝熱学 を基盤としながらも、新規な材料を探索し、デバイ スの要求性能と熱制約を満たす分子・原子・ナノス ケール組織構造化に関わるものであり、これらの学 際融合分野に果敢に取り組むことへの期待が述べ られました.

講演3 では、57期に終了した研究課題「熱エネル ギーシステムのための化学蓄熱の高出力密度化|に ついて報告がなされました.我が国のエネルギー消 費の概況が示され,余剰熱回収・利用が低炭素化に 量的貢献をもたらすことが示されました. 化学蓄熱 は熱利用の時間的・質的ミスマッチを解決する機能 を有していることが示され,移動体,産業プロセス, 家庭,オフィス利用などへの期待が述べられました. 目標とする熱出力密度を2kW/Lと設定し、特定推進 研究課題において研究者が集まり, 伝熱解析, 反応 器開発,材料開発,を融合して研究を推進すること で,その見通しを獲得できたことがデータを交えて 示されました. 今後の展望とともに, 新たに抽出さ れた課題についても述べられ、58期より本会の研究 会として「蓄熱技術社会実装研究会」が設置される ことの説明がなされました.

本ワークショップは準備した200 余部の資料が出 回り盛況でした.特定推進研究企画委員会としてご 参加いただいた皆様に御礼を申し上げます. (津島 将司)

8. 優秀プレゼンテーション賞セッション

本セッションは、本学会の学生会員や28歳以下の 若手研究者会員の研究を広く紹介し、研究意欲を高 めるとともに発表技術を磨き上げる場として、毎年 シンポジウムの初日に学生会委員会が企画・運営し ているものです.今回は32件の発表があり、ここ数 年の申込件数である40件程度よりも若干減少して しまいましたが、その分、一つの講演に対しての議 論が深まったものと考えられます.

今回の優秀プレゼンテーション賞セッションは、 例年通りポスターセッションによる討論の時間を 長く設け、140分間行いました.また今回も、事前 にアピールスライド冊子を作製し、シンポジウム参 加者へ参加者キットと共に郵送いたしました.これ により、発表の概要について事前にじっくりと吟味 できたのではないかと思います.またセッションの 会場であるK室では、本セッションと同時に産学連 携イベントも開催されたこともあり、会場には多く のシンポジウム参加者が集まり、ポスターの前で活 発な議論がなされていました(図2).終了時刻に 近づいても会場は大盛況のままであり、発表者も参 加者も納得のいくまで深い議論ができたのではな いかと思います.

審査についてですが,総勢21名の先生方にご協力 頂き、ポスターならびにアピールスライドの内容、 質疑応答の内容,理解度といった多くの観点から厳 正に審査を行いました.またポスター会場では参加 者による優秀ポスターの投票も行い,審査員による 審査結果を学生会委員会にて慎重かつ厳正に集計 いたしました. その結果, 池田寛 (東京工業大学), 小野賢也 (慶應義塾大学),山崎匠 (名古屋大学), 神田雄貴(東北大学),鍋島史花(日立製作所)(敬 称略/順不同)の5名が優秀プレゼンテーション賞を 受賞しました.今回は学生だけでなく企業の若手研 究者の方も受賞されており,今後の企業の若手研究 者への一つの励みになったのではないかと思いま す.また惜しくも受賞に至らなかった発表者におか れましても,非常にレベルの高い発表ばかりであっ たとの感想をいただいております.

末筆ながら,限られた時間内で多くの審査項目を 懇切ご丁寧に行っていただいた審査員の皆様,また 多大なご協力をいただいたシンポジウム実行委員 会の皆様に,心より深く御礼申し上げます.



図2 優秀プレゼンテーション賞セッションの様子 (学生会委員会 春木 直人)

9. 産学交流イベント

企業会員活動の活性化及び産学官の垣根を超え た連携・協力を目指して、本年もシンポジウムの初 日午後に産学合同交流会を、二日目午前に企業特別 セッション「四国・中国地区企業による部品開発・ 技術開発の紹介」を開催しました.

9.1 産学合同交流会

第52回日本伝熱シンポジウムから隔年で行って いるもので、本年はポスター出展団体を企業に限定 せず、ポスター内容についても基盤となる要素技術、 アプリケーションの両面から募集しました.優秀ポ スターセッションと同室で開催させて頂いたこと もあり、多くのシンポジウム参加者にご参加頂き、 フリードリンクと軽食を手に、日本の先進技術を支 えている伝熱技術の開発状況、産業への適用事例が 紹介されました.学会では通常発表されることのな い基盤技術や各アプリケーション特有の課題・解決 策が紹介されており、参加者の関心は高く、活発な 議論がなされ、盛況のうちに終了しました(図3).

開催にご尽力頂いた出展者の皆様,シンポジウム 実行委員会の先生方に深く感謝し,報告とさせて頂 きます.

ご出展頂いた団体(敬称略,50音順):(株)IHI, 足利大学,(株)デンソー,名古屋市工業研究所, 名古屋大学,日本製鉄(株),(株)日立製作所, フューチャーファシリティーズ(株),ブラザー工 業(株),(株)ベテルハドソン研究所,三菱重工 業(株),明治大学,ローム(株).

第56回日本伝熱シンポジウム



図3 産学合同交流会の会場風景

9.2 企業特別セッション

昨年に引き続き開催地区ならではの伝熱に関す るご講演を頂くセッションで、本年は四国・中国地 区からご講演頂きました.講演頂いた企業(敬称略、 講演順)は、JFEスチール(株)、東洋炭素(株)、 三菱日立パワーシステムズ(株)、(株)セイコー ハウジング、三菱重工業(株)、(株)IHI、(株) 小林ゴールドエッグの合計7社です.本セッション の内容はアブストラクトのみを講演論文集に掲載 し、講演当日、会場に足を運ばないとわからないも のとしました.また、参加登録されていない方でも 聴講いただける一般公開セッションと致しました. 講演内容は工業関連から食住まで多岐に亘り、おか げさまで60名を超える参加者に聴講頂くことがで きました(図4,図5).

開催までの講演者選定,会場手配について,シン ポジウム実行委員会の先生方,徳島商工会議所,ご 講演頂いた企業の方々に深く感謝致します.

来年以降もシンポジウム開催地区の支部にご協 力を仰ぎながら,企業特別セッションを継続実施す る予定です.次回の特別セッションへの皆様のご参 加をお待ちしております.



図4 企業特別セッションの講演風景



図5 企業特別セッションの総合討論風景 (産学交流委員会 近藤義広)

10.オーガナイズドセッション 「人と熱との関わりの足跡(第2回)」

本学会が対象とする「熱」は、古来、人々の生活 や文化を支え、また近代日本の科学・技術の発展に も大きく寄与してきました。そこで昨年から、伝熱 シンポジウムの開催地における伝統的な「人と熱と の関わり」及び、伝熱工学により直接関連するテー マの双方をとりあげるオーガナイズドセッション を企画・開催しています。

今回は徳島県に伝わる「阿波藍」の伝統とそれに かかわる熱技術及び,我が国の空調技術の父「柳町 政之助氏」の業績を取り上げました.また今回の国 際セッションに参加されたチェコのビジネス投資 開発庁駐日代表のR. Schneider氏を本セッションに も招待して,両国の藍染めの相互理解を深めました. タイトルと講演者は以下の通りです.

- (1) セッションの趣旨:河村 洋 (公立諏訪東京理科大学)
- (2) チェコ共和国における藍染め:R. Schneider (チェコビジネス投資開発庁)
- (3) 阿波藍染の発展と藍染めにおける熱の関わり 舩井 由美子(公益社団法人三木文庫学芸員)
- (4) 阿波藍をつくる:新居 修(新居製藍所 藍師・現代の名工)
- (5) 我が国の空気調和の父・柳町政之助氏の偉業: 高橋 惇(高砂熱学工業,元技術研究所所長)

まずチェコのSchneider氏から,ヨーロッパでは18 世紀以降藍染めが盛んとなり,いまも民族衣装を中 心に伝統あるデザインが継承され,2018年にはドイ ツ,オーストリアなどと共にユネスコの世界文化遺 産に登録されたことが紹介されました(図6左).

次に,阿波における藍染めや他の民俗資料を多く 収集し保管している三木文庫の学芸員でかつ藍染 めの指導もされている舩井由美子氏から,我が国に おける藍染めの発展の歴史とそこに占めてきた阿 波藍の大きな役割が説明され,続いて藍甕を用いた 伝統的な建染め(たてぞめ)の方法について同氏が 指導しておられる実際の写真を用いた解説や,そこ における温度管理の重要性とその発達の歴史など についてご講演を頂きました(図6右).

次にお話し頂いた新居修氏は、現代の名工にも認 定されている藍師で、自ら藍を栽培し、その藍葉を 温度と水分を調整しながら数ヶ月かけて醗酵させ る作業によって、蒅(すくも)と呼ばれる藍染めの 染料を製造しておられます.この一連の過程を印象 的なビデオを用いてご説明頂きました(図7左).

最後に高橋惇氏から,昭和の初期からターボ冷凍 機やヒートポンプの開発を進めて我が国における 空気調和技術の父と言われる柳町政之助氏の業績 について,ご講演頂きました.高橋氏は柳町氏から 直接に薫陶を受けられた方で,同氏の技術開発への 態度やお人柄を含めての印象深いお話しでした(図 7右).



図6(左)Schneider氏とチェコにおける藍色の民族 衣装.(右)舩井由美子氏と藍建て(醗酵によって 染料に変化させる過程)における藍壺の攪拌と温度 分布.



図7(左)新居修氏と醗酵によって藍葉から蒅(す くも)をつくる過程の一つ"切り返し"の模様.(右) 高橋惇氏による我が国空気調和の父柳町政之助氏 の紹介.

このように本セッションでは、開催地阿波地方に 伝わる藍染め技術と「熱」との関わりを掘り起こし、 さらに地域の方々との交流をも深めることができ ました.また本セッションは一般公開とし、外部か らも約10名のご参加を得ました.「熱の科学技術史 研究会」としましては、今回の成果を「伝熱」のヒ ストリーQに掲載してより広く会員の皆さまにご 紹介すると共に、来年も開催地における「人と熱と の関わり」を発掘して紹介する予定です.

(熱の科学技術史研究会 河村 洋)

11. あとがき

第56回日本伝熱シンポジウムを開催するために, 中国四国地区の会員の先生方にも実行委員会に入 っていただき,ホームページの作成,プログラムの 編成,論文集の編集,講演会と懇親会会場の準備, 受付対応,展示・広告の勧誘など,数多くの仕事を 引き受けていただきました.中国四国地区のような 会員数の少ない地域でシンポジウムを開催する時 は,講演申込,プログラム編成などに関し,本部の サポート制度導入を検討いただけると,大変助かる と感じました.また,今回,参加者から請求書や領 収書の書式等について様々なリクエストを頂いき ました.この辺の書式に関しましても,本部にて統 ー,対応いただけると,参加者皆様,実行委員共に メリットがあると思います.

最後に、補助金申請や阿波踊りの実演などでサポ

「そいたたさました悩め界及い悩め呆観ル協会」 加藤 茶生 田口八子	
の皆様,本シンポジウムの運営にご協力いただいた 角 宗司 三浦工業	
委員の皆様,シンポジウムに参加いただいた参加者 武石 賢一郎 徳島文理大学	
各位に御礼を申し上げるとともに,本学会のさらな 田之上 健一郎 山口大学	
る発展と会員各位のご活躍を祈念いたします. 名田 譲 徳島大学	
(出口 祥啓,向笠 忍) 西村 龍夫 山口大学名誉教授	
野村 信福 愛媛大学	
第56 回日本伝熱シンポジウム実行委員会 春木 直人 岡山県立大学	
委員長 出口 祥啓 徳島大学 堀部 明彦 岡山大学	
幹事 向笠 忍 愛媛大学 福田 賢司 四国計測工業	
監事 中原 真也 愛媛大学 松村 幸彦 広島大学	
委員池田雅弘広島工業大学 丸本隆弘 三菱日立パワーシス・	テムズ
井上 修平 広島大学 森田 慎一 米子工業高等専門学	交
岩田 好司 JFE スチール 結城 和久 山口東京理科大学	

矩形容器内液体金属層における対流パターン の変遷と水平磁場の影響

Transitions of convection patterns in a rectangular liquid metal layer and influences of a horizontal magnetic field

> 田坂 裕司(北海道大学) 柳澤 孝寿(海洋研究開発機構) Yuji TASAKA (Hokkaido University), Takatoshi YANAGISAWA (JAMSTEC) e-mail: tasaka@eng.hokudai.ac.jp

1. はじめに

水平流体層中に鉛直方向温度差を与えることで 生じるレイリー・ベナール(RB)対流は、伝熱シ ステムの基本系としてのみならず、大規模自然現 象を支配する要素として、理工学の幅広い分野で 研究が進められてきた. RB対流の研究は多岐に わたり、分厚い成書(例えば[1,2])でさえそれら の一部を切り出しているに過ぎない.

鉛直方向の線形温度分布が仮定される流体層に おいて,対流の開始条件はプラントル数 Pr=v/κ に依存せず, 流体層厚さ L とその上下温度差 ΔT を用いて定義されるレイリー数, $Ra = g\beta\Delta TL^3/\kappa v$ で与えられる.ここで、 g, β, κ, ν はそれぞれ,重 力加速度,体積膨張率,熱拡散係数,動粘性係数 である. 側面境界を持たない理想的な無限流体層 において、Busse らは弱い非線形効果を考慮した ロール状対流の安定性解析を行った. 種々の Pr に対して行われた解析の成果は Busse バルーンと 呼ばれる相図にまとめられており,各 Pr 数におけ るロール対流の安定境界と、それを越えた際に生 じる不安定現象が記述されている[3]. その図にお いて、溶融状態の金属(液体金属)や低圧気体に 代表される低 Pr の流体では,安定領域が非常に狭 くなることが示されている.また温度変動の計測 結果をもとに, Krishnamurti & Haward [4] によりま とめられた対流の相図では、Pr が小さい流体ほど 小さな Ra 数で熱乱流化することが示されている.

このように比較的容易に複雑化する低 Pr の RB 対流であるが,流体が液体金属のように導電体で ある場合,水平磁場を加えることにより流れの三 次元化が抑制され,流れが安定化する.これは先 の Busse バルーンの拡大としても表されている[5]. Chandrasekhar[6]は水平磁場が加えられた場合の 流れの線形安定性解析を行い,水平磁場が対流開 始の臨界 Ra 数に影響を与えないこと,および対 流開始時に形成されるロール対流の軸が磁場方向 に向くことを示している.

より現実的な問題として, Burr & Müller[7]は水 平磁場をかけた有限サイズの流体層に対する対流 開始条件の線形安定性解析を行い、磁場に垂直な 容器側面上に形成される Hartmann 層とそこでの 粘性散逸(Hartmann braking)の影響により臨界 Ra 数が大きくなることを示した.また、液体金属 の流体層と複数本の熱電対を用いた精緻な実験を 行い,磁場を加えることによりヌセルト数が増加 することや、対流が振動を開始する条件を見いだ した.彼らの実験結果では、同じ磁場強度の条件 での Ra の増加に伴う温度振動の変化が示されて いる.しかしながら,振動の複雑化は単調ではな く,振動の発達過程で一度単純な振動モードに戻 るような振る舞いが観察されている (Fig. 11). 不 透明な液体金属に対して流れのパターンは示され ておらず,その要因は明らかにされていない.

我々の研究グループでは、上記の系に対して熱 流体力学ならびに地球惑星科学の興味から、特に 流れ構造の変化に着目した研究を行ってきた [8-13]. 不透明流体の流速分布計測が可能な超音波 流速分布計(UVP)[14]を用いて流れの計測を行 い,流れの構造とその変遷を明らかにするととも に、それらを支配する物理について調査を進めて きた.本解説記事では、これまでの研究成果を要 約するとともに、この系で特徴的な流れの周期的 反転とそれに伴う伝熱特性の変化を説明する.

2. 実験装置および計測方法

2.1 実験装置と流体層

実験は、北海道大学(北大)ならびに、強磁場 流体実験の実績のあるドイツ・HZDR(Helmholtz

Zentrum Dresden Rossendorf) で行った. 実験に用 いた流体層は共通のサイズを有するが、センサー の配置や側壁材などに若干の違いがある.流体層 とセンサー配置の模式図を図1に示す. 流体層は 上下面を熱伝導率の高い銅板、側壁を電気・熱伝 導率の低い樹脂のブロックで囲まれており,水平 面 200×200mm, 高さ L = 40mm でアスペクト比は 5 である. 作動流体には融点が 29.8℃であるガリ ウム(北大)ならびに、常温で液体となるガリウ ムの合金, Ga^{0.67}In^{0.205}Sn^{0.125}(HZDR)を用いた. プラントル数はいずれも Pr~0.03, 磁気プラント ル数は Pm~10⁻⁶であり,運動量に対して熱および 電磁気の変化は圧倒的に早く拡散する. この容器 をコイル中央に設置し、外部から強度 Bの水平磁 場を加える.銅板の上下に恒温槽で温度制御した 水を循環させ、流体層上下に加わる温度差 ΔT_{set} を一定に保つ. 実験では Ra 数とともに、粘性力 に対するローレンツ力の比を表すチャンドラセカ ール数, $Q = \sigma B^2 L^2/(\rho v)$ をパラメータとした. ここ で, σとρはそれぞれ流体の電気伝導度と密度で ある.表1に各作動流体の物性値をまとめる.作 動流体である液体金属は熱伝導率が高く熱を伝え やすいため、ここでは銅板中に設置した温度プロ ーブにより計測した温度を用いて、 $\Delta T = T_{\rm H} - T_{\rm L}$ の ように流体層に加わる実効的な温度差を計測し, Raの計算に用いた(図1参照).

2.2 計測方法

温度変動計測には小型のガラスチップサーミス タ(北大)または熱電対プローブ(HZDR)を用 い,流体層中に配置した.UVPでは,超音波トラ ンスデューサ(図1ではUVと表記)から超音波 バースト信号を照射し,ホウ化ジルコニウムの微 粒子または酸化したガリウム等の液体中の不純物 からのエコーに含まれるドップラーシフト周波数 を解析することにより,超音波伝播線方向の速度 成分がその線上で計測される.代表的な時間分解 能は 1s,伝播方向の空間分解能は 1mm である. 一連の実験では異なる複数本のセンサー配置を行 ったが,図1中には本解説記事で説明するものの み番号を付している.

実験結果と考察

3.1 速度分布から見る無磁場での対流パターン

はじめに, 無磁場の条件における計測結果[13] を用いて, UVP で得られる時空間速度分布の見方 と対流レジームの変遷について説明する.図2は, 流体層中心で交差する計測線, UV1 および UV2



図 1 実験容器の模式図と超音波トランスデュー サのレイアウト,(a)上面および(b)側面

Physical properties	Symbol	Unit	$Ga^{67}In^{20.5}Sn^{12.5}$ (25 °C)	Gallium (32 °C)
Thermal expansion coefficient	β	K ⁻¹	1.24×10^{-4}	1.27×10^{-4}
Thermal diffusivity	К	m^2/s	1.22×10^{-5}	1.27×10^{-5}
Kinematic viscosity	V	m ² /s	3.22×10^{-7}	3.05×10^{-7}
Density	ρ	kg/m ³	6.40×10^{3}	6.09×10^{3}
Electric conductivity	σ	$(\Omega m)^{-1}$	3.26×10^{6}	3.85×10^{6}
Prandtl number	Pr		0.027	0.026
Magnetic Prandtl number	Pm		1.48×10^{-6}	1.36×10^{-6}

表1 ガリウムならびに Ga^{0.67}In^{0.205}Sn^{0.125}の物性値[11]

(図1参照)により計測された時空間速度分布で ある. 横軸が時間, 縦軸がトランスデューサから の距離となっており、構造の変化が速度分布の時 間変化として表されている.図中(a)で示す, Ra= 1.1×10⁴での時空間速度分布では, x 軸方向に存在 する4つのバンドが時間方向に振動している.こ れに対して直交方向の計測線を示す(b)では、得ら れた速度が相対的に小さく、これらの結果から y 軸方向に回転軸を持つ4つの対流ロールが存在す ることが想定される. Krishnamurti & Haward[4]で は,温度の変動から低 Pr での早急な乱流化が示さ れていたが,我々の速度分布計測から,そのよう な条件においても明瞭な構造が存在することが示 唆された. なお、このロール回転軸は実験により 異なり、不可避な初期の非一様性によって決まる ようである. 一方, Ra = 1.8×10⁵ で得られた結果 ((c)(d))では、各計測線について明確な差違が見 られず、各方向ともに流体層を二分割する大きな 流れが出来ていることが分かる.他の計測線での 結果から、この時空間速度分布は容器中心に上昇



図 2 無磁場の条件において容器中心で交差する 計測線, UV1 および UV2 それぞれで計測された 時空間速度分布, (a)(b)y 軸方向に回転軸を持つ 4 つの振動ロール (*Ra* = 1.1×10⁴), (b)(c)振動するセ ル状の構造 (*Ra* = 1.8×10⁵) [13]

流を持つセル状の対流構造を示していることが想 定される.

これらの中間状態として,3つと4つのロール 状態が時間的に入れ替わる状態,3 つのロールが 安定して存在する状態があり, Raの上昇に伴って, 構造の数が単調減少していることが分かる.この セル状構造は容器サイズに対してこれ以上大きく なれない、容器サイズに依存して生じた構造だと 理解される.一方で,流体層中で計測された温度 変動のスペクトル(図3)では、セル状の対流が 形成される Ra 数において, -5/3 と-17/3 の 2 つの スロープが観察される. Batchelor の理論[15]によ れば、低 Pr の発達した熱乱流においては、速度慣 性-温度慣性(f-5/3)と速度慣性-温度散逸(f-17/3) の2つの小領域が形成されることが予測されてお り、セル構造は発達した熱乱流の状況で形成され る構造である可能性がある.近年,発達した熱乱 流状態において, その水平サイズが比較的大きい 上に Ra に依存しない超構造(turbulent super structure, 例えば[16,17]) について議論されており, ここで観察されたセル構造との関係を明らかにす ることが今後の課題である.

3.2 磁場下での対流パターンの変遷

前節で紹介したようなロール状あるいはセル状の対流構造は、水平磁場を加えることで系統的な構造の変遷を示す.図4(a)-(c)は、これまでの計測から得られた結果をまとめた対流パターンのレジーム図[12,13]である.ロール数が異なる定常状態(steady,図4(d)の模式図参照)、振動状態(OS)、異なるロール数間での過渡的な状態(Tr)など、



図 3 無磁場条件で得られた温度変動のスペクト ル[13]

様々なレジームが存在するが、概ね、Raの増加に 伴い構造は大きく、Qの増加とともに小さくなっ ていることが分かる.図中の破線は Ra/Q の等値 線を示しており、レジームの変遷はおおよそ浮力 とローレンツ力の比で表すことができる.

これらレジームの変遷を、例えば固定した Qの 値で見ると、Raの増加に伴い定常状態から振動状 態、ロール数の変遷を経て異なる振動状態へと推 移している.これを仮に、流体層中に固定した温 度プローブによる温度変動計測で観察した場合、 Burr & Müller[7]により示されたような、一見複雑 な温度変動の発達過程が観察されると考えられる. 有限の流体層では取り得る状態が整数個のロール に制限されるため、ここで扱うような比較的狭い 流体層では数の変化がもたらす影響は劇的である. このため、後述する流れの反転現象を含めた過渡 的状態が生じ、一見、複雑なカオス的振る舞いと なる.

本研究において多様な過渡状態が観察されたが,



図 4 (a)無磁場条件, (b)北大と(c)HZDR の容器で 得られたレジーム図, (d)対流ロール模式図[11, 12]

瞬時ロール数の観察時間平均あるいは,時空間速 度分布の固有直交関数展開(POD)から得られた 異なるロール数のエネルギー寄与度を元に算出し た実効ロール数は,図5に示すように隣接する異 なるロール数状態間で連続的に変化しており,劇 的に変化する2状態間を滑らかに接合する役割を 果たしている.

Ra/Q < 100 の十分に磁場の影響が強い条件では, 例えば次の節で詳しく解説する図6の時空間速度 分布に見られるように,速度の変化は滑らかであ り,無磁場の状態とは異なり流れは層流的である. これは,印加磁場によりローレンツ力を介して生 じる運動エネルギーのジュール散逸によるもので あり,より強い印加磁場に対して流体粒子の運動 はおおよそ二次元的になる.そのような状況で*Ra* を増加,あるいは*Qを*減少させた場合,粘性によ るエネルギー散逸量を稼ぐために流体粒子の運動 が三次元的となり,それがロールの振動として観 察される.さらなるパラメータの変化に対して粘 性散逸が追いつかない場合,ロール数が減少して 流体粒子の移流距離を稼ぐ.対流レジームの変遷 については,そのような物理的解釈が考えられる.

3.3 流れの反転現象と伝熱

先に説明した過渡的状態の一部として、この系 に特徴的な流れの反転が生じる.図6は Ra=5.3×10⁴,Q=3.7×10³の条件において、流体層の中 心で交差するように設置したトランスデューサで 計測された時空間速度分布である.磁場と直交す る方向の計測線((a))から、各瞬間で5ロールの 状態となっていることが分かる.数10秒から100 秒程度の過渡的な状態を経て新たな5ロール状態



図 5 POD モードのロール数とエネルギー寄与度 から計算された実効ロール数の変化 [11]



図 6 規則的な流れの反転を示す時空間速度分布, (a)(b)はそれぞれ, 磁場に直交および平行な計測線による (*Ra* = 5.3×10⁴, *Q* = 3.7×10³) [11]

となるが、同じy軸上の計測点で流れの方向が逆になっていることが分かる.このような反転は平均的に1000秒間に一度生じており、流れの速度が10mm/s程度でありロールの周回時間が数10秒であることを考えると、非常に長い時間スケールを持つ.この反転は5ロールと4ロールの振動状態間における、過渡的な状態として生じており、反転する過程では一瞬、4ロールの状態が形成される.その状態は不安定であり、すぐに5ロールの状態に戻る.流れの反転は、4ロールが形成される際、ロール軸方向にロールのつなぎ替えが起こるために生じる.

このような流れの反転は,流れ構造の詳細を知るために行った数値計算でも再現されている[10]. 図 7(a)は数値計算結果から図 6 と同様の表現をした時空間速度分布である ($Ra = 1.0 \times 10^4$, $Q = 1.0 \times 10^3$). 一方で, HZDR の装置ではこの流れの反転現象が観察されず (図 2(c)),ロール数の突発的な変化が一度起こるだけである.理想的な系を想定した数値計算でも再現されたことから,HZDRの装置ではトランスデューサの設置数の増加や側壁として使用する素材の差により損失が生じ,流れを安定化させる方向となったためだと考えられる.

本研究では速度分布計測による流れ構造の変遷 の理解に重きを置いており,通常の自然対流実験 で行われている,厳重な熱損失管理と精密かつ多 点での温度計測が求められるヌセルト数計測は行 っていない.流れの反転現象並びに対流レジーム の変遷は,おおよそ数値計算により再現されてい るため,ここでは数値計算結果から,流れの反転 を含む過渡的状態と対流の伝熱特性について議論 する.図7(b)には、数値計算結果から得られた、 流れの反転に伴うヌセルト数(Nu)の時間変動が 示されている.図から分かるように、5ロールの 状態を維持している時間帯ではおおよそ一定の値 (Nu = 2.0)となる.一方、反転が生じる時間帯で はNuが1.5近くまで減少し、全時間平均ではNu = 1.9と10%程度の低下が見られた.この計算結果 よりも少し強い磁場条件下(Ra = 1.0×10⁴, Q = 3.2 ×10³)では、安定した5ロールの状態となりNu = 2.1が得られており、上記過渡状態における5ロー ルはこれと同程度の熱輸送性能を持つことが分か る.このような時間平均としての熱輸送性能の低 下は、図2に示す他の過渡的な状態においても生



図 7 数値計算で再現された周期的な流れの反転 (*Ra* = 1.0×10⁴, *Q* = 1.0×10³), (a)は図6と同様 の表現をした時空間速度分布, (b)はヌセルト数 *Nu* と各速度成分の空間平均[10].

じていると予想される.

Burt & Müller[7]を含む過去の研究成果では、磁場の印加により乱流による運動量拡散が押さえられ、対流ロールなど主として熱輸送を担う構造が強化されるために熱輸送が向上することが示された.我々の数値計算結果においても、先ほどと同じ Ra 数での無磁場条件では Nu = 1.6 となり、確かに熱輸送性能が改善されている.しかし、一部の設定パラメータでは対流ロールが安定な状態を維持できず、ロール数あるいは構造が定まらない過渡的な状態となり、伝熱性能が低下するため、磁場の印加強度に対して熱輸送は必ずしも単調に増加しない.このようなパラメータ空間における局所的な Nu の落ち込みは、Nu 計測のみではともすれば誤計測として棄却されるかもしれない.

4. おわりに

矩形流体層内の自然対流における振動の抑制や 伝熱性能の改善は、材料生成の品質向上や各種熱 システムの管理において重要である.これらの改 善を目的として、これまで磁場の印加による流れ の制御研究が数多く行われてきた.我々の研究は, そのような目的から始められた研究ではなく、ア スペクト比5の容器も、比較的大きなUVPの計測 体積と装置の取り回し、高価なガリウムの使用量 から現実的なサイズとして決められたものである. しかしながら,流れの構造変化に注目した一連の 研究成果から、磁場の印加による、意図しない振 動の複雑化や伝熱性能の低下が、この現実的な系 において生じうることが示された. この系につい ては、図 6(b)で見られるロール軸方向の流れなど、 ここで説明を省略した点も多い. この解説記事を きっかけとして、他の研究成果についても興味を 持っていただければ幸いである.

参考文献

- [1] Koschmieder, E. L., *Bénard cells and Taylor vortices*, Cambridge University Press (1993).
- [2] Lappa, M., *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability*, Wiley (2010).
- [3] Busse, F., Non-linear properties of thermal convection, Rep. Prog. Phys., **41** (1978) 1929.
- [4] Krishnamurti, R. & Howard, L. N., Large-scale flow generation in turbulent convection, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 78 (1981) 1981.

- [5] Busse, F. H. & Clever, R. M., Stability of convection rolls in the presence of a horizontal magnetic field, J. Theor. Appl. Mech., 2 (1983) 495.
- [6] Chandrasekhar, S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford University Press, (1961).
- [7] Burr, U. & Müller, U., Rayleigh–Bénard convection in liquid metal layers under the influence of a horizontal magnetic field, J. Fluid Mech., 453 (2002) 345.
- [8] Yanagisawa, T. *et al.*, Spontaneous flow reversals in Rayleigh-Bénard convection of a liquid metal, Phys. Rev. E, 83 (2011) 036307.
- [9] Yanagisawa, T. *et al.*, Convection patterns in a liquid metal under an imposed horizontal magnetic field, Phys. Rev. E, 88 (2013) 063020.
- [10] Yanagisawa, T., et al., Flow reversals in low-Prandtl-number Rayleigh-Bénard convection controlled by horizontal circulations, Phys. Rev. E, 92 (2015) 023018.
- [11] Tasaka, Y. *et al.*, Regular flow reversals in Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field, Phys. Rev. E, **93** (2016) 043109.
- [12] Vogt, T. et al., Transition between quasitwo-dimensional and three-dimensional Rayleigh-Bénard convection in a horizontal magnetic field, Phys. Rev. Fluids, 3 (2018) 013503.
- [13] Akashi, M. *et al.*, Transition from convection rolls to large-scale cellular structures in turbulent Rayleigh-Bénard convection in a liquid metal layer, Phys. Rev. fluids, 4 (2019) 033501.
- [14] Takeda, Y., Ultrasonic Doppler Velocity Profiler for Fluid Flow", 101 Springer (2012).
- [15] Batchelor, G. K. *et al.*, Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part 2. The case of large conductivity, J. Fluid Mech., **5** (1959) 134.
- [16] Stevens, R. J. A. M. *et al.*, Turbulent thermal superstructures in Rayleigh-Bénard convection, Phys. Rev. Fluids, **3** (2018) 041501.
 [17] Pandey, A. *et al.*, Turbulent superstructures in Rayleigh-Bénard convection, Nat. Commun. **9**, (2018) 2118.

相転移する流体の熱対流 Thermal Convection of Phase-Changing Fluids

1. はじめに

熱対流とは、流体に温度勾配を付けた際に、温 度変化に伴う密度変化すなわち浮力の効果により 駆動される対流であり、古くから知られてきた身 近な現象である.特に、流体上面を低温、下面を 高温にして鉛直方向の温度勾配を付けた場合の熱 対流は、1900年のBénardの観察[1]、1906年の Rayleighの解析[2]以来、Rayleigh-Bénard(RB)対 流と呼ばれ科学研究の対象としても長い歴史を持 つ.その中でも、最も単純な水平平板間の単相流 体の RB 対流は、典型的な非平衡開放系として研 究され、状態遷移、流れの構造、伝熱特性、揺ら ぎの性質など多大な知見が蓄積されてきた[3,4].

一方,現実の熱対流は,単純な RB 対流にはない 要素を含むものも多い.これまでに上下境界面の 曲率[5]や表面粗さ[6],傾斜[7],可動性[8]などを 導入した熱対流系が調べられてきたが,実現象の 解明にはこうした新たな要素を含む熱対流系の理 解が不可欠である.

流体の相転移も単純な RB 対流にはない要素で あり、これを含む熱対流の実例は多い. 例えば大 気の対流では、地表で温められた水が蒸発し、水 蒸気となって上昇した後,水もしくは氷,雪となっ て地表に降り注ぐ.また地球内部では、マントル が温度や圧力の変化に伴い相転移を起こしながら 対流している. さらに海洋においては, 温度や塩 分濃度が周囲と明確に異なる水塊が存在し、その 形成には蒸発や氷結などの相転移が関係している. こうした系においては、相転移に伴う流体物性の 急激な変化が熱対流挙動に影響を及ぼし、一方で 熱対流による温度場や速度場の変化が流体相転移 を左右すると考えられる.しかし,流体相転移を 伴う熱対流のこれまでの実験的研究は,水-氷間転 移[9]など固有の相転移を伴うものが少数あるの みで,現象の理解も限られてきた.

我々は、体積相転移[10,11]を起こすゲルを試験

益子 岳史(静岡大学) Takashi MASHIKO (Shizuoka University) e-mail: mashiko.takashi@shizuoka.ac.jp

流体に用いた熱対流実験を行っている.この相転 移の特性を制御し,転移が連続的な場合から不連 続な場合までを系統的に調査することで,相転移 が熱対流挙動に及ぼす影響や現象メカニズムを解 明しようとする試みである.相転移特性を制御し た一連の実験により,相転移が引き起こす熱対流 現象を詳細に解明し,また種々のスケール則を見 出せば,直接的な観測の難しい系の理解や伝熱特 性の制御などにも寄与し得ると期待される.本稿 では,これまでの初期実験で観察された対流挙動 や流体物性測定,今後の展望を紹介する.

2. 実験

2.1 試験流体

本研究ではイソプロピルアクリルアミドの重合体 (poly(N-Isopropyl-Acrylamide), PNIPAM)の粉 末と純水の混合物を試験流体として用いている. この PNIPAM は代表的な感温性高分子であり,温 度変化により体積相転移を起こす[12]. すなわち,転移温度 T_c より低温では吸水膨張し,高温では排 水収縮する.そのため,水中の PNIPAM の質量 w は図 1 のような温度依存性を示す.高温側での質量は乾燥時の質量 w_{dry} に近いものとなるのに対し,低温側では吸水により最大 R 倍になる.

ここで重要なのは、PNIPAM 合成条件によって 転移温度 T_c や膨潤率 Rが変化すること[11,13]であ り、本実験に向け例えば T_c を固定したまま R のみ を変化させられることを確認してきた[14].まず T_c の設定値を上下境界温度 T_{top} , T_{bot} の中間にする か外側にするかで、対流中に相転移が発生するか しないかを切り替えられる.また R を変化させる ことで、単相状態 ($R \sim 1$)から、連続的な転移を 経て、二相関の不連続な転移を伴う状態 (R >> 1) まで、一連の実験を行うことができる.こうして 相転移の影響を系統的に調査しようというのが本 研究のアイディアである.



図1 PNIPAM 質量の温度依存性.

実験では、合成した PNIPAM を粒径数十µm 程度に細粒化し、0.5wt%で純水に混合したものを試験流体とする.この混合比は、R~150(本実験のこれまでの最大値)の場合に、PNIPAM が十分に純水を吸収する(多少の純水が吸収されずに残る)ような設定である.なお、相転移は可逆であり、また細粒化によりその時間スケールは対流のそれに比べ十分に短くなっている.そのため、対流中の流体に含まれる PNIPAM は周囲温度の変化にすばやく反応し、低温では膨張状態、高温では収縮状態となり、その結果この PNIPAM を含む試験流体の物性も温度とともに変化することになる.

2.2 実験装置および速度場測定

本実験で使用する装置は、図2のような20 cm ×20 cm×1 cmの準2次元的な対流セルであり、 これに上述の試験流体を充填する.上下プレート は銅製であり、上部プレートは循環水により冷却、 下部プレートは電気ヒーターにより加熱してそれ ぞれ一定温度*T*top,*T*botに保ち、対流を発生させる.



図2 対流実験装置.

対流の可視化のために,試験流体に蛍光粒子 FLUOSTAR (EBM 社)を混合する.対流セル側方 からレーザーシート光(波長 532 nm:緑色)を照 射し,アクリル側壁を通して流体挙動をカメラで 録画する.粒子によるレーザー散乱光を PIV 解析 することで2次元流速分布が得られるが,トレー サー粒子として蛍光粒子を用いることでより高精 度の測定が可能となる.すなわち,カメラの前に ローパスフィルター(カットオフ波長 550 nm)を 挿入することで,光源によるノイズを除去した, 蛍光(ピーク波長 580 nm:橙色)のみの画像を得 ることができる.

3. 高速領域と低速領域の分離

ここでは、これまでに観察された現象のうち、 高速領域と低速領域の分離[15,16]を紹介する. 図 3 に、実験で得られた典型的な対流の可視化ス ナップショット(上)を、対応する PIV 速度場(中) とともに示す.これは、転移温度 $T_c = 50 \,^\circ C$, R = 70の PNIPAM を用いた実験において、 $T_{top} = 10 \,^\circ C$ 、 $T_{bot} = 60 \,^\circ C$ の条件で得られたものである. 左端の 三角形領域やその右上の楕円状領域など低流速の 領域と、それらを囲む比較的高流速の領域が見ら れる. これらの領域は一旦形成されると長時間安 定に存在する. 図3(下)は、図のA点、B点で の流速の大きさ v_A 、 v_B の時間変化をプロットした ものであるが、少なくとも 1000 秒間にわたって $v_A >> v_B$ の状態が保たれていることがわかる.

このような高速領域と低速領域の明確で安定な 分離は水やヘリウムガス,液体水銀などの単相流 体では観察されておらず,本実験のような流体相 転移を伴う場合に特有の現象であると考えられる. また、地球マントル対流――地球形成初期の原始 的な物質を保つほぼ不動の領域や、その淀み領域 に沿ったマグマの流れがあり、その流れは局在化 していて、また斜めにもなり得る――との類似も 興味深い.マントル内部では、上部・下部マント ル境界などにおける相転移が発生しており、密度 の急変[17]や固定化したホットスポットで発生す るプルーム[18]を伴う複雑な対流[19-21]が起こっ ていると考えられている. 今後, 例えば上部・下 部マントルを模擬した複数層流体の RB 対流や局 所加熱で発生するプルームの実験など、マントル 現象を意識した本実験の応用も楽しみである.





4. 流体物性

熱対流挙動の解明には,流体の熱的性質やレオ ロジー特性の把握が不可欠である.ここでは,上 述の対流挙動に関係すると思われる粘度の測定結 果[15,16]を紹介する.図4(上)は、PNIPAM(T_c = 40 °C, R = 150)粉末を純水に混合した流体の粘 度 μ を温度Tに対してプロットしたものである. 温度上昇とともに粘度は低下するが、特に転移温 度付近で急激に低下していることがわかる.これ は、低温では吸水膨張したゲル状 PNIPAMの影響 が強いのに対し、高温では排水収縮した PNIPAM 粉末が純水中に分散した、純水に近い状態になる ためである.相転移は対流に比べ十分速いため、 対流中の流体の粘度も温度の変化に伴い大きく変 化していると考えられる.



図4 試験流体の粘度の温度依存性(上)と 剪断速度依存性(下).

図4(下)は、3段階の温度において、粘度 μ を剪断速度 D に対してプロットしたものである. 高温ほど低粘度となることが再確認されるほか、 剪断速度の増加とともに粘度が低下する、いわゆ る擬塑性が見られる.さらに、ヒステリシスが見 られることが注目される.すなわち、Dが増加(μ が減少)する場合の曲線が、Dが減少(μが増加) する場合の曲線よりも上側にあるが、これは、いっ たん高粘度となると高い粘性を、低粘度となると 低い粘性を保ちやすくなるということであり、上 述の高速領域と低速領域の明確な分離を説明し得 る結果である.今後、相転移特性を系統的に変化 させる中で、こうした物性と熱対流挙動の対応を 詳細に調査していきたい.

5. おわりに

本稿では、相転移を伴う熱対流に関する実験的 研究を紹介した.特異な現象として高速領域と低 速領域の明確な分離を観察したこと、それと矛盾 しないレオロジー物性を測定したことを記したが、 最後に簡単に今後の展望を述べたい.

従来,熱対流の理論解析は Boussinesq 近似によ り、熱膨張による密度変化を除いて物性値は定数 とするものが多かったが、その後温度変化に伴う 粘度などの物性値の変化が対流発生[22-24]や対流 パターン[25,26]を左右することがわかってきた. また, 流体の非 Newton 性が伝熱を促進し[27,28], 対流構造を変化すること[29,30]も知られている. さらに、二成分流体の RB 対流において両成分の 粘度差が大きい場合に淀み領域が過渡的に発生す るとの報告[31]も興味深い.本実験の試験流体は 非 Newton 流体であり、また温度変化に伴い物性 が変化するが、その変化具合を系統的に制御でき るのである.本稿では一部の流体を用いた実験で 安定な淀み領域を観察したことを紹介したが、今 後の実験により、上記のような先行研究の蓄積に 新たな知見を加え得るものと考えている.

そのためには、まずは PNIPAM の膨潤率 Rを制 御し、 $R \sim 1$ からR >> 1までの一連の対流実験を 行うことが基本となる.また、実験に用いるそれ ぞれの流体について粘度等の物性測定を合わせて 行う.さらに、対流実験においては速度場に加え 温度場、組成場の測定も実施し、現象の理解を図 りたいと考えている.

謝辞

本研究は,明星大学の熊谷一郎教授および東京 大学の栗田敬名誉教授との共同研究であり,有益 なご助言をいただいている.深く感謝申し上げる.

参考文献

- Bénard, H., Rev. Gén. Sci., **12** (1900) 1261; *ibid.* 1309.
- [2] Rayleigh, O. M., Phil. Mag., 32 (1916) 529.
- [3] Cross, M. C. and Hohenberg, P. C., Rev. Mod. Phys., 65 (1993), 851.
- [4] Ahlers, G., Grossmann, S., and Lohse, D., Rev. Mod. Phys., 81 (2009), 503.
- [5] Gastine, T., Wicht, J., and Aurnou, J. M., J. Fluid. Mech., 778 (2015), 721.
- [6] Du, Y.-B. and Tong, P., Phys. Rev. Lett., 81 (1998), 987.
- [7] Namiki, A. and Kurita, K., Phys. Rev. E, 65 (2002), 056301.
- [8] Zhang, J. and Libchaber, A., Phys. Rev. Lett., 84 (2000), 4361.
- [9] Tankin, R. S. and Farhadieh, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 14 (1971), 953.
- [10] Tanaka, T., Phys. Rev. Lett., 40 (1978) 820.
- [11]田中豊一, 日本物理学会誌, 41 (1986) 542.
- [12] Hirokawa, Y. and Tanaka, T., J. Chem. Phys., 81 (1984) 6379.
- [13] 友竹義明,前田芳雄,後藤健彦,迫原修治, 高分子論文集,**59**(2002)44.
- [14] 益子岳史, 井上陽司, 熊谷一郎, 第 54 回伝熱シンポジウム講演論文集(2017), A331.
- [15] Mashiko, T., Inoue, Y., Sakurai, Y., and Kumagai, I., Rec. Adv. Tech. Res. Educ., (2018), 165.
- [16] 益子岳史,井上陽司,櫻井雄基,熊谷一郎,栗
 田敬,第 55 回伝熱シンポジウム講演論文集
 (2018), D233.
- [17] Ruldolph, M., Lekić, V., and Lithgow-Bertelloni, C., Science, **350** (2015) 1349.
- [18] Davaille, A., Girard, F., and Le Bars, M., Earth Planet. Sci. Lett., 203 (2002), 621.
- [19] Machetel, P. and Weber, P., Nature, **350** (1991)55.
- [20] Kameyama, M. and Ogawa, M., Earth Planet. Sci. Lett., 180 (2000), 355.
- [21] Androvandi, S. *et al.*, Phys. Earth Planet. Inter., **188** (2011), 132.
- [22] Palm, E., J. Fluid Mech., 8 (1960) 183.
- [23] Stengel, K. C., Oliver, D. S., and Booker, J. R., J. Fluid Mech., **120** (1982) 411.
- [24] Severin, H. and Herwig, H., Z. angew. Math. Phys., **50** (1999) 375.
- [25] Busse, F. H. and Frick, H., J. Fluid Mech., 150 (1985) 451.
- [26] White, D. B., J. Fluid Mech., 191 (1988) 247.

- [27] St. Pierre, C. and Tien, C., Can. J. Chem. Eng., **41** (1963) 122.
- [28] Tsuei, H.-S. and Tien, C., Can. J. Chem. Eng., 51 (1973) 249.
- [29] Bouteraa, M. et al., J. Fluid Mech., 767 (2015) 696.
- [30] Albaalbaki, B. and Khayat, R. R., J. Fluid Mech., 668 (2011) 500.
- [31]Kobayashi, K. U. and Kurita, R., Sci. Rep., 7 (2017) 12983.

温度差マランゴニ対流に関する研究

On thermocapillary-driven convection

上野 一郎 (東京理科大学) Ichiro UENO (Tokyo University of Science) e-mail: ich@rs.tus.ac.jp

1. はじめに

自由表面上の表面張力差により駆動する対流を, 一般にマランゴニ対流と呼ぶ.これはこの対流につ いて初めて正しい説明を残したイタリアの物理学 者 Carlo Marangoni にちなんでいる [1].表面張力 yは自由表面上の温度 T や濃度 c などに依存するこ とが知られている.表面張力差駆動対流についての 最初の報告は, Thomson [2] による『ワインの涙』 と呼ばれる現象に関する論文であると言われてい る.特に表面張力の温度依存性により実現する対流 を,一般に温度差マランゴニ対流と呼び,液膜 [3-7],液滴 [8-12],液柱 [13-18] や 自由液膜 [19-23] といった様々な系が研究対象となっている.様々な 系での対流場発生や実験例については,さまざまな 時代において解説記事を見つけることができる [24-26].

系に付加する温度差と自由表面の関係を,液膜を 例に Fig.1 に示す. Marangoni-Bénard 対流として知 られる系(i)ては,自由表面に対して垂直方向に温度 差[$\Delta T = T_h - T_c$ (where $T_h > T_c$)]を付加する. この



Fig. 1 Spatial correlations between free surface and temperature difference: (i) perpendicular and (ii) parallel cases. 系では、温度差が小さい場合は熱伝導により試験流 体内を熱が移動し、自由表面上に有意な温度不均一 分布が発現せずに対流が発生しない、温度差を閾値 よりも大きくすることによって初めて自由表面上 に温度不均一分布が発現し自由表面がマランゴニ 効果によって駆動され、試験流体内に対流が発生す る [4]. 一方、自由表面に対して平行方向にΔTを付 加する系(ii)では、わずかな温度差によっても自由 表面上温度が不均一な分布となり、表面がマランゴ ニ効果により駆動されることとなる.マランゴニ効 果により実現する対流の大きさは以下で定義する レイノルズ数 Re で記述されることが一般的であ る、すなわち、

$$\operatorname{Re} = \frac{|\gamma_{\mathrm{T}}| \Delta TL}{\rho v^2}$$

ここで、 $\gamma \tau = \partial \gamma / \partial T$ 表面張力温度係数, *L*:系の代 表長さ、 ρ :密度、*v*:動粘度である.系(ii)で見られ るような熱的境界条件を有する場合、 ΔT が小さい 場合には時空間的に定常的な対流場が発生する.さ らに ΔT を大きくすると時間依存性を有する対流場 が発生する、いわゆる第 1 次不安定性が発現する ことが知られている.この不安定性を伴う現象はプ ラントル数 $\mathbf{Pr} = \nu/\kappa$ によってその発現機構が異な ることが知られている.すなわち、低 \mathbf{Pr} 流体では Hydrothermal wave(HTW)不安定性が支配的となる [6].ここで、 κ :温度拡散率である.本稿では特 に、高 \mathbf{Pr} 流体を用いたハーフ・ゾーン(HZ) 液柱 と呼ばれる系 (Fig. 2) を対象として話題提供を行 っていきたい. HZ 液柱は、半導体結晶製造法の一



Fig. 2 Half-zone liquid bridge as a target geometry.

つであるフローティング・ゾーン法 [27-30] の半 分を模擬している系である. HZ 液柱では対向する 2 つの同心円柱(半径 R)の端面間(端面間距離ある いは液柱高さ H)に表面張力により液体を「ブリッ ジ」させ、それぞれの端面に異なる温度を与えるこ とで自由表面上に温度不均一分布を実現すること が出来る. 熱的境界条件をより正確に定義すること が出来ることから, 基礎的研究に広く用いられてい る. なお、このため、液柱のことを英語では liquid bridge と表現する. また、無限に長い液柱を仮定し たものを対象とした場合 [17, 18] においては、Re は以下のように定義される.

$$\operatorname{Re} = \frac{\left|\gamma_{\mathrm{T}}\right| \left(\partial T / \partial z\right) L^{2}}{\rho v^{2}}$$

有限長を有する HZ 液柱を対象とすると,前述のよ うに、高 Pr 流体 HZ 液柱においても ΔT を大き くすることで HTW 不安定性により 2 次元定常 流から3次元時間依存流(3次元振動流と呼ばれ ることが多い)へと遷移する [31-34]. この遷移条 件を実現する ΔT を臨界温度差 ΔT_{c} とし,臨界 Re_cと 定義する.低 Pr 流体 HZ 液柱では,第1次不安 定性により2次元定常流から3次元定常流へ, 第2次不安定性によりさらに3次元振動流へと 遷移することが知られている [35]. 一方, 高 Pr 流 体 HZ 液柱では,長らく第1次不安定性の存在の みが知られていたが、最近になって第2次不安定 性の存在が明確に示された [36]. したがって本稿 においては、第1次および第2次不安定性の発 現条件である臨界マランゴニ数をそれぞれ, Rec⁽¹⁾ および Rec⁽²⁾と示す. HZ 液柱内温度差マランゴニ

対流やその振動流遷移点は,一般に以下の関数で記 述されると言われている.

 $f(\Pr, \operatorname{Gr}, \Gamma, V/V_0, \operatorname{Bd}, \operatorname{Bo}, \operatorname{Ca}, \operatorname{d}(\Delta T)/\operatorname{dr})$

ここで、各要素となる無次元数は以下の通りであ る. Gr = $\rho\beta\Delta TL^3/v^2$: グラスホフ数, Bi = hL/λ : ビ 才数, $\Gamma = H/R$: アスペクト比, $V/V_0 = V/(\pi R^2 H)$: 体積比, $Bd = \rho g \beta L^2 / |\gamma_T|$: 動的ボンド数, $Bo = \Delta \rho g L^2$ / γ_0 :ボンド数, Ca = $|\gamma_T|\Delta T / \gamma_0$:キャピラリー数, d(ΔT)/dt: 端面間に付加する温度差 ΔT の時間変化 率であり、 β , λ , η , $\Delta \rho = \rho - \rho_g$ はそれぞれ, 試験 流体の体膨張係数,熱伝導率,表面張力の代表値, 周囲気体密度 ρ_g との密度差を示す. また, h:自由 表面上における周囲気体との熱伝達率,V:液柱体 積,g:重力加速度である.代表長さ L については, 液柱半径 R を取るもの,液柱高さ H を取るもの があるが,液柱のアスペクト比によって対流構造の 支配的な長さを有意に変更するパラメータを導入 している例もある [37]. HZ 液柱という系自体はシ ンプルに見えるが,実際には試験流体の物性,重力 加速度,自由表面上での熱伝達,液柱形状,熱的境 界条件の与え方に依存することがこれまでの研究 により明らかになってきている.本稿にて先に前触 れも無く「低」Pr,「高」Prと書いてきたが、上記 の要素に依存して「高低」の閾値が変化することが 予想される. ちなみに, 無重力下において, Γ=1, $V/V_0 = 1$, Bi = 0, d(ΔT)/dt $\rightarrow 0$ の条件における閾 値は Pr = 0.0578 であることが示されている [34]. 全ての要素を考慮した解析は非常に困難となるた め、これまでは検証対象を1つや2つに絞って研 究が行われてきた. 1960年代末や 1970年代初頭か ら本格化した当該系での研究では,第1次振動流 遷移の発現条件 Rec⁽¹⁾を見出すことが主な解析対象 であり、先に挙げた参考文献が示す通りである.特 に我が国においては、早稲田大学の平田彰教授(当 時)のグループがこのテーマに取り組んだパイオニ アとして知られている.彼らは、液柱を保持する上 部ロッドに透明なサファイアを用い,液柱内対流場 の上方からの可視化を実現している [38,39]. その 後,この手法は他の研究者により積極的に採用さ れ, 液柱内対流場, 特に周方向に特定の整数波数 m を有する対流場の知見蓄積 [40-47]や, 粒子追跡速

度計測 [48-50]に繋がっている.また、この振動流 遷移を抑制する, すなわち能動的に制御する研究も 行われてきた [51-53]. 2000年代以降においては, 第1次不安定性への重力加速度の影響解明を目指 した長時間微小重力実験 [37,54-56], マランゴニ効 果を大きくした際の乱流化 [40,57-60], さらに, 可 視化用に液柱内に付与した微小粒子の集合現象 (particle accumulation structures (PAS))とトポロジー 対流場に関する研究 [41,42,47,61-64] などが代表 的なトピックとして挙げられる.なお、宇宙実験に おいては,先の液柱内対流場の上方からの可視化の 手法が導入されている [55,65,66]. 最近の研究テー マに関し、先に挙げた3点のうち特に最初の2 点は当該系での実験を行うにあたり密接に関係し ている.いずれのテーマにおいても前述の対流場や 遷移条件を決定する要素が影響を与えることにな る.本稿において全てを網羅することは不可能であ るが、限定的な条件において最近の HZ 内温度差 マランゴニ対流における非線形現象の研究例を紹 介していきたい.

2. 長時間微小重力実験と乱流化

先に §1 で紹介したように,温度差マランゴニ 対流の強さは Re で記述することが出来る. マラ ンゴニ効果を大きくするためには,作動流体を固定 した場合においては液柱を保持する対向ロッド端 面間に付加した温度差 ΔT あるいは代表長さ L と なる. 液柱形状を定めるパラメータである Γ や V/ Voを1のオーダで扱うとすると、重力が働く地上 では静水圧の影響のため,大きな代表長さを有する 液柱を保持することは出来ない. この影響は Bo により記述される. そのため, 地上実験においては L に対して大きな制約が働くこととなる.実際に地 上で行われている液柱実験では直径数 mm, 高さ 1 mm 程度の液柱を対象にしている場合がほとん どである [16,40,41,47,67]. したがって, Re を大き くするためにはΔT を大きくすることが不可欠とな る.しかし,作動流体の蒸発 [41] や物性値の温度 依存性 [68] が顕在化することなどから、極端に大 きなΔT を実現することは不可能であった.地上実 験において,第1次不安定性発現条件よりもさら に大きな温度差マランゴニ効果を付加することに より,対流のカオス化・乱流化 (Fig.3) に関する研 究は行われてはいる [40,57] が, 先ほどの制約があ

るため、多くの研究がなされているとは言い難い. 地上実験において作動流体の蒸発を防ぎつつ大き な温度差を付加するために、液柱形成部を冷凍庫内 に設置して平均温度自体を下げる工夫もなされて きた [41].



Fig. 3 Flow regimes of (a) Rg1: steady flow, (b) Rg2: pulsating flow I, (c) Rg3: rotating flow I, (d) Rg4: transition, (e) Rg5: pulsating flow II, (f) Rg6: rotating flow II, (g) Rg7: chaotic flow I, and (h) Rg8: chaotic flow II turbulence; Column (1) indicates top view of the flow field, (2) time series of the surface temperature variation, (3) its Fourier spectrum, and (4) reconstructed pseudophase space PPS [40].

一方, 微小重力空間において実験を実施する最大の恩恵の一つとして静水圧の影響排除を挙げることが出来る. そのため, 日本実験モジュールで実施された実験では, 直径 30 および 50 mm という大規模液柱が用いられている(Fig. 4).



Fig. 4 Side views of liquid bridges for microgravity experiment on Japanese Experiment Module 'Kibo' on International Space Station (ISS) [59]. Heated rod is located on the right, and cooled one on the left in the figure.

これにより, ΔT をある程度小さい値に抑えつつも Re を大きくすることが可能となり、先に挙げた問 題点を解決しながらより大きなマランゴニ効果を 液柱に付加することが出来る.国際宇宙ステーショ ン日本実験モジュール"Kibo"上で実現した,HZ液 柱内カオス化過程の実験結果の例を Fig.5 に示す. ここでは,第1次不安定性が発現する Re, すなわ ち Re⁽¹⁾からどの程度離れた Re での状態かを示す 指標 $\epsilon = (\text{Re} - \text{Re}_{c}^{(1)}) / \text{Re}_{c}^{(1)}$ を用いて,液柱自由表面 上に発現する温度変動分の時空間的変化を示して いる. 小さい ϵ では, hydrothermal wave 不安定性 によって高温側端面から低温側端面にマイナス側 の温度変動分(図中の黒い領域)が規則的に伝播し ている様子がうかがえる.この場合の周方向波数は m=1 であることが確かめられている. ϵ を大きく することにより,温度変動分が微細化・複雑化しな がら自由表面上を伝播していくようになる.これら の対流場遷移過程に対し順列エントロピー(Fig. 6 (top))や並進誤差(Fig. 6 (bottom))を用いて非線形性



Fig. 5 (top) Analyzed region of the liquid bridge obtained by the infrared (IR) camera, and (bottom) time series of surface temperature deviation evaluated by IR images under Γ = 2.0: \Box (Ma, ε) = (a) (4.22x10⁴, 1.1), (b) (8.46x10⁴, 3.2) and (c) (14.6x10⁴, 6.3). Right end corresponds to the hot-end wall, and left end the cold-end wall [59]

の上昇を定量化している [60]. カオス化のシナリ オについては実験の再現性等の問題から,まだまだ 議論の余地があるものの,今回の実験で示した結果 のうち,特に $\epsilon = 6.9$ の対流場から得られた表面温 度時系列データに対し,最大リアプノフ指数により 軌道不安定性を,線形予測により長期予測不能性を 示し,さらに,擬位相空間により有界性を,相関次 元によりフラクタル性を,フーリエ解析やリカレン スプロットにより非周期性を確認し,高 Pr 流体を 用いた HZ 液柱内での対流が決定論的カオスであ ることを示している.



Fig. 6 Variations of (top) permutation entropy h_p with embedding dimension D and (bottom) translation error E_{trans} against epsilon under Γ = 2 and Pr = 112 [60].

3. 粒子集合現象とトポロジー対流場

1990年代末に、この体系において興味深い現象 が紹介された.Justus-Liebig-Universität Gießen(ドイ ツ)の Schwabe 教授のグループは、液柱内の対流場 を可視化するために付加していた微小なトレーサ 粒子が、Re に関する狭い条件下においてある流線 に沿って集まることを見出し、この現象を粒子集合 現象(particle accumulation structures, PAS)と名付け た [61].彼らが採用した粒子はストークス数 St が 10⁻⁵ オーダの充分小さいものであるため、このよう な集合現象が発現するためにはなにかこの系特有 の条件が存在するはずだと考えられた.東京理科大 学の河村洋教授(当時)のグループにおいてもこの 現象を確認した上で、粒子が一筆書き状の閉じた 構造を形成することを明らか[40]にし、その後、 Schwabe 教授のグループとの共同研究が発足し



(c) SL I-SL II combination ΔT =69.1 K, Ma=7.0*10⁴

Fig. 7 Types of spiral loop PAS (SL-PAS) observed at various T; left top view and right side view. The side view is taken from the direction of "3 o'clock" in the top view. Wire models of each SL-PAS are shown below its picture [41].

た. Tanaka et al. [41] は, hydrothermal wave 不安定 性による 3 次元振動流の条件下で詳細に探索を行 い,異なる周方向波数 mを有する状態において $\operatorname{Re}_{c}^{(1)}$ から離れた Re 領域($\epsilon \sim 3$ 程度)において PAS が発現すること, Re の上昇に伴い,その一筆書き

状の閉じた構造が2種類存在すること、また、そ れらが共存する状態について示している(Fig. 7). ま た, Schwabe et al. [42] によりさらに異なる m に対 する PAS の発現およびその条件が示され、粒子挙 動および自由表面上の温度計測結果から,粒子が集 合するモデルの提唱がなされた. すなわち, hydrothermal wave 不安定性によって自由表面上に 温度波が形成され,この温度変動成分によって自由 表面上に相対的な温度差が生まれる.対流によって 自由表面近傍に輸送された粒子は、この相対的な温 度差によってある低温領域に集められ,液柱内に再 び戻っていく、というものである. その後、この現 象に対する理論的・数値的なアプローチが欧州を中 心になされた. Université Libre de Bruxelles(ベルギ ー)の Shevtsova 博士のグループは、液柱内に付加 した粒子の運動を 2 つに分解し、温度差マランゴ ニ効果によって実現する r-z 平面内運動を基盤と する基本対流場に依る周回運動と, hydrothermal wave 不安定性によって発現する周方向運動の同 調機構によってある特定の軌道上に粒子が集合す るという,いわゆる位相同期(phase-locking)モデル を提唱した [62]. このモデルは、同グループ [43, 69] およびイタリアの Lappa 博士(現在は University of Strathclyde(イギリス) [70] によってそ れぞれ独立して数値解析により検証が行われ,粒子 の慣性運動が重要であるという結論が導き出され ている. また, Lappa 博士は, PAS が液柱内に形成 される渦構造と密接な関連があると説明している. もう一つの主要なモデルは、微小な粒子が乗った流 線群が自由表面近傍で密に存在する点に注目した Technischen Universität Wien $(\pi - \pi \land \forall r) \sigma$ Kuhlmann 教授のグループにより提唱された. 彼ら は, 粒子が自由表面間近傍において流線を乗り換え る,いわゆる粒子-表面相互作用(particle-surface interaction, PSI)モデルを提唱 [63,71,72] し, 有限の 大きさを有する粒子運動と自由表面を含む境界面 との相互作用による流線の乗り換えが重要である と説明している.同時に、周方向に回転する hydrothermal wave 不安定性による対流場をモデル 対流で近似し,周方向に閉じた層流領域が回転座標 系において固定した空間に複数存在することを明 らかにした [63,71]. これらの構造は Kolmogorov-Arnold-Moser(KAM)環状体として説明され, PAS の 形状と類似した空間構造を有している. その後, 東



Fig. 8 Comparison of axial views of (left) accumulation pattern obtained by averaging over 200 frames of the same movie in a frame of reference rotating with the hydrothermal wave (5 min after stirring) by experiment and (right) dominant KAM by model flow [73]. The experimental conditions are $T_c = 20.3 \text{ °C}$, $\Delta T = 39.6 \text{ K}$, 2a = 30 µm, $\rho_p/\rho_f = 1.7$ and Pr = 28. The rotation is counter-clockwise. Conditions for model flow are Re = 3000, $\Gamma = 0.66$, and Pr = 4. [72]. The empty space in the result by the model flow is occupied by chaotic streamlines. The rotation is counter-clockwise.

京理科大学のグループとの共同研究により, Kuhlmann 教授のグループが示した複数の KAM 環状体に相当する構造が実験においても同様に実 現している(Fig. 8)ことを示している [73]. さらに Kuhlmann 教授のグループは、このような粒子集合 現象が HZ 液柱の系に限らず, lid-driven cavity 内 においても形成されることを数値解析・実験の両方 で示している [74]. なお, 当初 Schwabe et al. [42] により提唱された自由表面上での粒子集合機構は, 異なる Pr の作動流体を用いた実験において PAS と表面温度変動分の時空間的相関を調べた研究に より否定されており [47],現在検討が継続してい るものは、phase-locking モデルと PSI モデルの 2 モデルである.現在は,著者のグループと Kuhlmann 教授のグループによる共同研究により, 従来行われてきた実験での粒子挙動の時空間挙動 解析 [49,50] をより精緻化し,高 Pr 流体を対象と した数値解析結果と比較を行うための研究を進め ている. なお, この PAS に関する研究は, 国際宇 宙ステーション日本実験モジュール利用実験を目 指した日欧共同研究プロジェクトである、通称 JEREMI (Japanese-European Research Experiments on Marangoni Instabilities) [75–77] によりさらに展開していく予定である.

4. おわりに

伝熱における非線形現象例の紹介として,高 Pr 流体を用いた HZ 液柱内温度差マランゴニ対流を 紹介した.「液柱」という,有限量の液体を対向す る同心円端面で保持した一見シンプルな系を対象 としているが,先人らの精緻な研究により,支配パ ラメータが多岐にわたる非常に複雑な系であるこ とがわかってきた.本稿で紹介できなかった内容も 数多くあるが,その中でも代表的なものとして周囲 流体との熱交換が振動流遷移過程に与える影響 [37,78–81] が挙げられる.表面張力差駆動対流は,

前述の通りさまざまな系においても発現すること が知られており,蒸発・乾燥・凝縮を含む工業的過 程においても重要な現象である.熱流体運動の支配 方程式において,境界条件によってのみ陽に記述さ れる表面張力差駆動の効果について,将来の微小重 力実験を含めた今後の研究により,体系化がより進 むことを期待している.

本稿をまとめる機会を与えていただいた後藤田 浩博士(東京理科大学)に謝意を表する.著者が学位 取得後に取り組んできた研究の一部を振り返る貴 重な機会となった. また, 著者がこのような魅力あ ふれる現象を対象とした研究に取り組む機会は,河 村洋博士(東京理科大学名誉教授)によって与えて いただいたものである. さらに国際宇宙ステーショ ン日本実験モジュールでの微小重力実験,それを目 指して行ってきた地上研究に関連してさまざまな 知見をいただいた西野耕一教授, 矢野大志博士(と もに横浜国立大学), 今石宣之博士(九州大学名誉教 授),大西充氏,桜井誠人博士,松本聡博士(ともに 日本宇宙航空研究開発機構(JAXA)), 鴨谷康弘教授 (Case-Western Reserve University), Dietrich Schwabe 博士, Hendrik C. Kuhlmann 教授, Valentina M. Shevtsova 博士, Denis E. Melnikov 博士(元 Université Libre de Bruxelles), Francesco Romanó 博士, Thomas Lemeé博士(ともに元 Technischen Universität Wien), 微小重力実験運用に携わってくださった榎戸一典 氏をはじめとする有人宇宙システム株式会社の 方々、JAXAの方々、そして長時間にわたる運用・ 解析に参加された東京理科大学, 横浜国立大学, 東 北大学の大学院生,学部学生諸氏に心よりお礼を申 し上げる.

参考文献

[1] Scriven, L.E. and Sternling, C.V., The Marangoni effects, Nature, 187 (1960) 186–188.

[2] Thomson, J. A.M. C.E., XLII. On certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquors, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 10 (1855) 330–333.

[3] Bénard, H., The cellular whirlpools in a liquid sheet transporting heat by convection in a permanent regime, Annales de Chimie et de Physique, 23 (1901) 62–101.

[4] Pearson, J.R.A., On convection cells induced by surface tension, Journal of Fluid Mechanics, 4 (1958) 489–500.

[5] Koschmieder, E.L., On convection under an air surface, Journal of Fluid Mechanics, 30 (1967) 9–15.

[6] Smith, M.K. and Davis, S.H., Instabilities of dynamic thermocapillary liquid layers. part 1. convective instabilities, Journal of Fluid Mechanics, 132 (1983) 119–144.

[7] Koschmieder, E.L. and Biggerstaff, M.I., Onset of surface-tension-driven Bénard convection, Journal of Fluid Mechanics, 167 (1986) 49–64.

[8] Dell'Aversana, P., Monti, R. and Gaeta, F.S., Marangoni flows and coalescence phenomena in microgravity, Advances in Space Research, 16 (1995) 95–98.

[9] Savino, R. and Monti, R., Modelling of noncoalescing liquid drops in the presence of thermocapillary convection, Meccanica, 32 (1997) 115– 133.

[10] Monti, R., Savino, R., Lappa, M. and Tempesta, S., Behavior of drops in contact with pool surfaces of different liquids, Physics of Fluids, 10 (1998) 2786–2796.

[11] Masoudi, S. and Kuhlmann, H.C., Axisymmetric buoyant-thermocapillary flow in sessile and hanging droplets, Journal of Fluid Mechanics, 826 (2017) 1066–1095.

[12] Takakusagi, T. and Ueno, I., Flow patterns induced by thermocapillary effect and resultant structures of suspended particles in a hanging droplet, Langmuir, 33 (2017) 13197–13206.

[13] Chun, C.-H. and Wuest, W., A micro-gravity simulation of the Marangoni convection, Acta Astronautica, 5 (1978) 681–686.

[14] Chun, C.-H. and Wuest, W., Experiments on the transition from the steady to the oscillatory Marangoniconvection of a floating zone under reduced gravity effect, Acta Astronautica, 6 (1979) 1073–1082.

[15] Schwabe, D. and Scharmann, A., Some evidence for the existence and magnitude of a critical Marangoni number for the onset of oscillatory flow in crystal growth melts, Journal of Crystal Growth, 46 (1979) 125–131. [16] Preisser, F., Schwabe, D. and Scharmann, A., Steady and oscillatory thermocapillary convection in liquid columns with free cylindrical surface, Journal of Fluid Mechanics, 126 (1983) 545–567.

[17] Xu, J.-J. and Davis, S.H., Convective thermocapillary instabilities in liquid bridges, Physics of Fluids, 27 (1984) 1102–1107.

[18] Ryzhkov, I.I., Thermocapillary instabilities in liquid bridges revisited, Physics of Fluids, 23 (2011) 082103.

[19] Pettit, D.R., Saturday morning science video, 2003. URL https://science.nasa.gov/science-news/science-atnasa/2003/25feb nosoap (visited on 10th May 2019).

[20] Ueno, I. and Torii, T., Thermocapillary-driven flow in a thin liquid film sustained in a rectangular hole with temperature gradient, Acta Astronautica, 66 (2010) 1017–1021.

[21] Kuhlmann, H.C., Large-scale liquid motion in free thermocapillary films. Microgravity Science and Technology, 26 (2014) 397–400.

[22] Fei, L., Ikebukuro, K., Katsuta, T., Kaneko, T., Ueno, I., and Pettit, D.R., Effect of static deformation on basic flow patterns in thermocapillary-driven free liquid film, Microgravity Science and Technology, 29 (2017) 29–36.

[23] Watanabe, T., Kowata, Y. and Ueno, I., Flow transition and hydrothermal wave instability of thermocapillary-driven flow in a free rectangular liquid film, International Journal of Heat and Mass Transfer, 116 (2018) 635–641.

[24] Normand, C., Pomeau, Y. and Velarde, M.G., Convective instability: A physicist's approach, Reviews of Modern Physics, 49 (1977) 581–624.

[25] Schatz, M.F. and Neitzel, G.P., Experiments on thermocapillary instabilities, Annual Review of Fluid Mechanics, 33 (2001) 93–127.

[26] Kawamura, H. and Ueno, I., Review on thermocapillary convection in a half-zone liquid bridge with high pr fluid: Onset of oscillatory convection, transition of flow regimes, and particle accumulation structure, in *Surface Tension-Driven Flows and Applications* (ed. Savino, R.), Research Signpost, Kerala, India (2006).

[27] Saidov, M.S., Yusupov, A. and Umerov, R.S., Si-Ge solid solution single crystal growth by electron beam floating zone technique, Journal of Crystal Growth, 52 (1981) 514–518.

[28] Eyer, A., Leiste, H. and Nitsche, R., Floating zone growth of silicon under microgravity in a sounding rocket, Journal of Crystal Growth, 71 (1985) 173–182.

[29] Cröll, A., Müller, W. and Nitsche, R., Floating-zone growth of surface-coated silicon under microgravity, Journal of Crystal Growth, 79 (1986) 65–70.

[30] Campbell, T.A., Schweizer, M., Dold, P., Cröll, A. and Benz, K.W., Float zone growth and characterization of $Ge_{1-x}Si_{x}$ (x ≤ 10 at %) single crystals, Journal of Crystal Growth, 226 (2001) 231–239.

[31] Wanschura, M., Shevtsova, V.M., Kuhlmann, H.C., and Rath, H.J., Convective instability mechanisms in

thermocapillary liquid bridges, Physics of Fluids, 7 (1995) 912–925.

[32] Leypoldt, J., Kuhlmann, H.C. and Rath, H.J., Threedimensional numerical simulation of thermocapillary flows in cylindrical liquid bridges, Journal of Fluid Mechanics, 414 (2000) 285–314.

[33] Levenstam, M., Amberg, G. and Winkler, C., Instabilities of thermocapillary convection in a half-zone at intermediate Prandtl numbers, Physics of Fluids, 13 (2001) 807–816.

[34] Fujimura, K., Linear and weakly nonlinear stability of Marangoni convection in a liquid bridge, Journal of Physical Society of Japan, 82 (2013) 074401.

[35] Imaishi, N., Yasuhiro, S., Akiyama, Y. and Yoda, S., Numerical simulation of oscillatory Marangoni flow in half-zone liquid bridge of low Prandtl number fluids, Journal of Crystal Growth, 230 (2001) 164–171.

[36] Ogasawara, T., Motegi, K., Hori, T. and Ueno, I., Secondary instability induced by thermocapillary effect in half-zone liquid bridge of high Prandtl number fluid, Mechanical Engineering Letters, 5 (2019) 19-00014.

[37] Yano, T., Nishino, K., Ueno, I., Matsumoto, S. and Kamotani, Y., Sensitivity of hydrothermal wave instability of Marangoni convection to the interfacial heat transfer in long liquid bridges of high Prandtl number fluids, Physics of Fluids, 29 (2017) 044105.

[38] Hirata, A. Nishizawa, S. and Sakurai M., Experimental results of oscillatory Marangoni convection in a liquid bridge under normal gravity, Journal of the Japan Society of Microgravity Application, 14 (1997) 122–129.

[39] Hirata, A., Sakurai, M. and Ohishi, N., Effect of gravity on Marangoni convection in a liquid bridge, Journal of the Japan Society of Microgravity Application, 14 (1997) 130–136.

[40] Ueno, I., Tanaka, S. and Kawamura, H., Oscillatory and chaotic thermocapillary convection in a half-zone liquid bridge, Physics of Fluids, 15 (2003) 408–416.

[41] Tanaka, S., Kawamura, H., Ueno, I. and Schwabe, D., Flow structure and dynamic particle accumulation in thermocapillary convection in a liquid bridge, Physics of Fluids, 18 (2006) 067103.

[42] Schwabe, D., A. I. Mizev, M. Udhayasankar, and Tanaka, S., Formation of dynamic particle accumulation structures in oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges. Physics of Fluids, 19 (2007) 072102.

[43] Melnikov, D.E., Pushkin, D.O. and Shevtsova, V.M., Synchronization of finite-size particles by a traveling wave in a cylindrical flow, Physics of Fluids, 25 (2013) 092108.

[44] Melnikov, D.E., Watanabe, T., Matsugase, T., Ueno, I. and Shevtsova, V.M., Experimental study on formation of particle accumulation structures by a thermocapillary flow in a deformable liquid column, Microgravity Science and Technology, 26 (2014) 365– 374.

[45] Watanabe, T., Melnikof, D., Matsugase, T., Shevtsova, V.M., and Ueno, I., The stability of a

thermocapillary-buoyant flow in a liquid bridge with heat transfer through the interface, Microgravity Science and Technology, 26 (2014) 17–28.

[46] Gotoda, M., Sano, T., Kaneko, T. and Ueno, I., Evaluation of existence region and formation time of particle accumulation structure (PAS) in half-zone liquid bridge, European Physical Journal Special Topics, 224 (2015) 299–307.

[47] Toyama, A., Gotoda, M., Kaneko, T. and Ueno, I., Existence conditions and formation process of second type of spiral loop particle accumulation structure (SL-2 PAS) in half-zone liquid bridge, Microgravity Science and Technology, 29 (2017) 263–274.

[48] Nishimura, M., Ueno, I., Nishino, K. and Kawamura, H., 3D PTV measurement of oscillatory thermocapillary convection in half-zone liquid bridge, Experiments in Fluids, 38 (2005) 285–290.

[49] Abe, Y., Ueno, I. and Kawamura, H., Effect of shape of HZ liquid bridge on particle accumulation structure (PAS), Microgravity Science and Technology, 19 (2007) 84–86.

[50] Niigaki, Y. and Ueno, I., Formation of particle accumulation structure (PAS) in half-zone liquid bridge under an effect of thermo-fluid flow of ambient gas, Trans. JSASS (Japan Soc. for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology), 10 (2012) Ph33–Ph37.

[51] Petrov, V., Schatz, M.F., Muehlner, K.A., VanHook, S.J., McCormick, W.D., Swift, J.B. and Swinney, H.L., Nonlinear control of remote unstable states in a liquid bridge convection experiment, Physical Review Letters, 77 (1996) 3779–3782.

[52] Shiomi J., Kudo, M., Ueno, I., Kawamura, H., and Amberg, G., Feedback control of oscillatory thermocapillary convection in a half-zone liquid bridge, Journal of Fluid Mechanics, 496 (2003) 193–211.

[53] Kudo, M., Shiomi J., Ueno, I., Amberg, G., and Kawamura, H., Experiment on multimode feedback control of non-linear thermocapillary convection in a half-zone liquid bridge, Advances in Space Research, 36 (2005) 57–63.

[54] Yano, T., Nishino, K., Kawamura, H., Ueno, I., Matsumoto, S., Ohnishi, M. and Sakurai, M., Space experiment on the instability of Marangoni convection in large liquid bridge - MEIS-4: Effect of Prandtl number -, Journal of Physics: Conference Series, 327 (2011) 012029.

[55] Kawamura, H., Nishino, K., Matsumoto, S., and Ueno, I., Report on microgravity experiments of Marangoni convection aboard international space station, Journal of Heat Transfer, 134 (2012) 031005.

[56] Nishino, K., Yano, T., Kawamura, H., Matsumoto, S., Ueno, I., and Ermakov, M.K., Instability of thermocapillary convection in long liquid bridges of high Prandtl number fluids in microgravity, Journal of Crystal Growth, 420 (2015) 57–63.

[57] Velten, R., Schwabe, D. and Scharmann, A., The periodic instability of thermocapillary convection in

cylindrical liquid bridges, Physics of Fluids A, 3 (1991) 267–279.

[58] Shevtsova, V.M., Melnikov, D.E. and Legros, J.C., Multistability of oscillatory thermocapillary convection in a liquid bridge, Physical Review E, 68 (2003) 066311. [59] Sato, F., Ueno, I., Kawamura, H., Nishino, K., Matsumoto, S., Ohnishi, M. and Sakurai, M., Hydrothermal wave instability in a high-aspect-ratio liquid bridge of Pr > 200 -On-orbit experiments in the Japanese Experiment Module 'Kibo' aboard the International Space Station-, Microgravity Science and Technology, 25 (2013) 43–58.

[60] Matsugase, T., Ueno, I., Nishino, K., Ohnishi, M., Sakurai, M., Matsumoto, S. and Kawamura, H., Transition to chaotic thermocapillary convection in a half zone liquid bridge, International Journal of Heat and Mass Transfer, 89 (2015) 903–912.

[61] Schwabe, D., Hintz, P. and Frank, S., New features of thermocapillary convection in floating zones revealed by tracer particle accumulation structure (PAS), Microgravity Science and Technology, 9 (1996) 163–168.

[62] Pushkin, D.O., Melnikov, D.E. and Shevtsova, V.M., Ordering of small particles in one-dimensional coherent structures by time-periodic flows, Physical Review Letters, 106 (2011) 234501.

[63] Hofmann, E. and Kuhlmann, H.C., Particle accumulation on periodic orbits by repeated free

surface collisions, Physics of Fluids, 23 (2011) 072106.

[64] Muldoon, F.H. and Kuhlmann, H.C., Coherent particulate structures by boundary interaction of small particles in confined periodic flows, Physica D: Nonlinear Phenomena, 253 (2013) 40–65.

[65] Kawamura, H., Ueno, I. and Ishikawa, T., Study of thermocapillary flow in a liquid bridge towards an onorbit experiment aboard the ISS, Advances in Space Research, 29 (2002) 611–618.

[66] Yano, T., Nishino, K., Kawamura, H., Ueno, I., Matsumoto, S., Ohnishi, M. and Sakurai, M., 3-D PTV measurement of Marangoni convection in liquid bridge in space experiment, Experiments in Fluids, 53 (2012) 9– 20.

[67] Wang, A., Kamotani, Y. and Yoda, S., Oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges of high Prandtl number fluid with free surface heat gain, International Journal of Heat and Mass Transfer, 50 (2007) 4195–4205.

[68] Shevtsova, V.M., Melnikov, D.E. and Legros, J.C., Three-dimensional simulations of hydrodynamic instability in liquid bridges: Influence of temperature-dependent viscosity, Physics of Fluids, 13 (2001) 2851–2865.

[69] Melnikov, D.E., Pushkin, D.O. and Shevtsova, V.M., Accumulation of particles in time-dependent thermocapillary flow in a liquid bridge: modeling and experiments, European Physical Journal Special Topics, 192 (2011) 29–32.

[70] Lappa, M., Assessment of the role of axial vorticity in the formation of particle accumulation structures in supercritical Marangoni and hybrid thermocapillaryrotation-driven flows, Physics of Fluids, 25 (2013) 012101.

[71] Kuhlmann, H.C. and Hofmann, E., The mechanics of particle accumulation structures in thermocapillary flows, European Physical Journal Special Topics, 192 (2011) 3–12.

[72] Mukin, R.V. and Kuhlmann, H.C., Topology of hydrothermal waves in liquid bridges and dissipative structures of transported particles, Physical Review E, 88 (2013) 053016.

[73] Kuhlmann, H.C., Mukin, R.V., Sano, T. and Ueno, I., Structure and dynamics of particle-accumulation in thermocapillary liquid bridges, Fluid Dynamics Research, 46 (2014) 041421.

[74] Romanò, F. and Kuhlmann, H.C., Particle-boundary interaction in a shear-driven cavity flow, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 31 (2017) 427–445.

[75] Kuhlmann, H.C., Lappa, M., Melnikov, D.E., Mukin, R.V., Muldoon, F.H., Pushkin, D.O., Shevtsova, V.M. and Ueno, I., The JEREMI-project on thermocapillary convection in liquid bridge. part a: Particle accumulation structures, Fluid Dynamics and Materials Processing, 10 (2014) 1–10.

[76] Shevtsova, V.M., Gaponenko, Y., Kuhlmann, H.C., Lappa, M., Lukasser, M., Matsumoto, S., Mialdun, A.,

Montanero, J.-M., Nishino, K. and Ueno, I., The JEREMI-project on thermocapillary convection in liquid bridges. part B: Overview on impact of co-axial gas flow, Fluid Dynamics and Materials Processing, 10 (2014) 197–240.

[77] Romanò, F. and Kuhlmann, H.C., Finite-size coherent structures in thermocapillary liquid bridges, International Journal of Microgravity Science and Application, 36 (2019) 2019p360201.

[78] Kamotani, Y., Wang, L, Hatta, S., Wang, A. and Yoda, S., Free surface heat loss effect on oscillatory thermocapillary flow in liquid bridges of high Prandtl number fluids, International Journal of Heat and Mass Transfer, 46 (2003) 3211–3220.

[79] Ueno, I., Kawazoe, A. and Enomoto, H., Effect of ambient-gas forced flow on oscillatory thermocapillary convection of half-zone liquid bridge, Fluid Dynamics and Materials Processing, 6 (2010) 99–108.

[80] Shevtsova, V.M., Gaponenko, Y.A. and Nepomnyashchy, A.A., Thermocapillary flow regimes and instability caused by a gas stream along the interface, Journal of Fluid Mechanics, 714 (2013) 644–670.

[81] Yano, T., Maruyama, K., Matsunaga, T. and Nishino, K., Effect of ambient gas flow on the instability of Marangoni convection in liquid bridges of various volume ratios, International Journal of Heat and Mass Transfer, 99 (2016) 182–191.

火炎伝播のモデル方程式 Model Equations for Tracking Flame Fronts

桑名 一徳 (山形大学), 矢崎 成俊 (明治大学) Kazunori KUWANA (Yamagata University), Shigetoshi YAZAKI (Meiji University) e-mail: kuwana@yz.yamagata-u.ac.jp

1. はじめに

予混合燃焼は可燃性気体と酸素があらかじめ混 合されてから燃焼する燃焼形態であり、様々なと ころで見ることができる.理科室のブンゼンバー ナーで可燃性ガスを予混合燃焼させたことがある 人は多いと思うし、ガソリンエンジンではガソリ ン蒸気と空気の混合気が予混合燃焼する.不幸に してガス爆発が起こってしまった場合は、着火源 から予混合火炎が球状に伝播することになる.

予混合火炎の最大の特徴は伝播性を持つことで あり,予混合燃焼を用いるシステムでは火炎の伝 播速度を知ることが重要である.ブンゼンバーナ ー火炎はガス流速と伝播速度が釣り合っているの で静止して見えるが,逆に言えば伝播速度が流速

(の火炎に垂直な成分)と釣り合う位置に火炎が 形成されるので、火炎形状が伝播速度により決ま るといえる.ガス爆発は「予混合燃焼を用いるシ ステム」ではないかもしれないが、火炎伝播速度 が爆発被害を左右する[1,2]ので、やはり伝播速度 は重要である.

伝播速度に影響を及ぼす要因として,火炎の不 安定性[3,4]が挙げられる.2節で説明するように 予混合火炎にはいくつかの不安定化機構が存在し, 不安定化した火炎は面積が増加する.これにより 反応面積が増加するので,正味の反応速度つまり 伝播速度が上昇する.

火炎の不安定性が伝播速度に及ぼす影響を評価 する際,数値シミュレーションを活用することも 多い.このとき薄い反応帯構造まで解像しようと すると,たとえ総括一段反応を仮定した簡易モデ ルであっても計算格子間隔を 0.1 ミリメートル程 度あるいはそれ以下にしなければならず,計算負 荷が高い.一方,火炎がそんなに薄いのであれば 厚さがゼロの界面とみなしてしまおうという考え 方もある.つまり火炎伝播を界面の移動現象とと らえるのである(このような考え方を界面モデル と呼ぶことにする).そうすると計算負荷を低減さ せることができるが、火炎の不安定性など伝播速 度に影響を及ぼす因子を正確に考慮できるモデル を用いなければならない.

本稿では、まず予混合火炎の不安定性について 説明し、いくつかの界面モデルの導出方法や性質 を簡単に示した後、界面モデルを応用した研究例 を紹介したい.

2. 予混合火炎の不安定性

2.1 拡散・熱的不安定性と選択拡散

先述のように、予混合火炎は未燃気体と既燃気 体を隔てる界面のようなものである.未燃気体は 低温で既燃気体は高温であるから、熱伝導は既燃 気体から未燃気体の方向へ生じる.一方、可燃性 気体や酸素の濃度は既燃気体で低く未燃気体で高 いので、燃料や酸素は未燃気体から既燃気体へ向 かって拡散する.ここで、何らかの原因で火炎に 微小な擾乱が生じた場合を考える(図1).全く擾 乱の無い系は現実的にはありえず、このような擾 乱が成長するなら火炎は不安定であり、逆に擾乱 が抑えられるなら安定である.

温度勾配や濃度勾配は火炎と垂直な方向に生じ るので,熱伝導や拡散もその方向に起こる.その ため火炎が未燃気体に向かって凸な領域では,熱 伝導により熱が発散することになり,熱的には不 利である.一方,拡散により燃焼に必要な成分(不 足成分が特に重要である)が集中するので,物質 拡散の意味では有利である.逆に火炎が既燃気体 に向かって凸な領域では,熱的には有利で物質拡 散的には不利である.

熱的および物質拡散的な二つの要因のうち、どちらが支配的かを表す指標が不足成分の Lewis 数 Le = a/Dである (aは熱拡散率,Dは拡散係数). Le > 1の場合,熱伝導の方が物質拡散より強く働く.この場合,熱的な効果により未燃気体に凸な

領域では燃焼が弱められ,既燃気体に凸な領域で は強められる.したがって図1のような擾乱は減 衰することになるので,Le>1の予混合火炎は安 定である.逆にLe<1の場合は擾乱が成長するの で不安定である.Lewis数が小さいことにより生 じる不安定性を拡散・熱的不安定性と呼ぶ.なお, Lewis数が非常に大きい場合は,火炎の振動を伴 う別のモードの不安定性が生じる[3,5].

拡散・熱的不安定性とよく似た機構で生じる不 安定性に,選択拡散の効果がある.これは燃料と 酸素の拡散係数が異なるときに起こる.選択拡散 の効果により局所的な濃度(当量比)が変化する ので燃焼速度も変化し,これにより火炎が不安定 になることがある.

2.2 Darrieus-Landau 不安定性(流体力学的不安 定性)

燃焼に伴う熱膨張により生じる不安定性が Darrieus-Landau 不安定性(流体力学的不安定性と も呼ばれる)であり、図2に模式図を示す.温度 は火炎に垂直な方向に変化するため、温度上昇に 伴う流れの加速はこの方向で起こり、火炎に平行 な方向の速度成分は火炎の前後で変化しない. し たがって,図2に示したように、火炎の前後で流 線が曲がるような流れが生じる.このとき、未燃 気体に向かって凸の領域では未燃側において火炎 近傍で流管が広がり,火炎に向かう未燃気体流速 が低下する. それでも火炎が燃焼速度で伝播しよ うとすれば、図2のような擾乱は増幅する.既燃 気体に向かって凸の領域では逆のことが起こり, やはり擾乱が増幅する.この不安定性が Darrieus-Landau 不安定性であり, Darrieus と Landau が独立に見いだしたのでこのように呼ば れている. 火炎では必ず熱膨張があることを考え ると、Darrieus-Landau 不安定性の観点からは予混 合火炎は絶対に不安定である. ところで, Landau はロシア (ソ連)の物理学の巨人,あのランダウ のことであり、ランダウ・リフシッツの『理論物 理学教程』の流体力学の巻でもこの不安定性が演 習問題の一つとして取り上げられている(文献[6] の488ページ). 一方, Darrieus はダリウス型の垂 直軸風車で有名なダリウスである.

ガス爆発のように大規模で高速な火炎伝播現象 では, Darrieus-Landau 不安定性の影響が大きい. ガス爆発の被害は火炎伝播速度に大きく依存する ので、火炎伝播速度を見積もるときは、Darrieus-Landau 不安定性により火炎が乱れ面積が増加す ることによる加速現象を考慮することが不可欠で ある[1,2].



図 1 拡散・熱的不安定性および選択拡散の効果 の模式図



図 2 Darrieus-Landau 不安定性の模式図

2.3 外力不安定性

密度の小さい流体の上に密度の大きい流体があると不安定である. Rayleigh-Taylor 不安定性と呼ばれる不安定性であるが,予混合火炎でも同様な不安定性が生じる.未燃気体の方が既燃気体より

も密度が大きいため、上に向かって伝播する予混 合火炎は重力(浮力)の観点からは不安定である. 逆に、未燃気体が下にある場合は安定である.2.2 節で、全ての予混合火炎は Darrieus-Landau 不安定 性の観点からは不安定だと述べた.それにもかか わらず、ブンゼンバーナーなどで安定な予混合火 炎を形成させられるのは、重力(浮力)による安 定化の効果が大きい.

重力以外の力,例えば遠心力なども外力不安定 性の要因になる.あるいは,圧力波が火炎を通過 するときに火炎が加速を受け慣性力により不安定 になることもある[7,8].

3. 界面モデル

ここでは、2節で紹介した不安定性を考慮でき る界面モデルについて簡単に説明する. 議論を単 純化するために、2次元空間中の火炎伝播に限っ て検討することにする.

3.1 拡散·熱的不安定性

拡散・熱的不安定性が火炎形状に及ぼす影響を 表すモデル方程式として Kuramoto-Sivashinsky 方 程式[9, 10]がよく知られている.以下では, Kuramoto-Sivashinsky 方程式の導出過程を簡単に 記す.

拡散・熱的不安定性つまり Lewis 数の影響を評価するためには、熱膨張の影響(Darrieus-Landau 不安定性)や浮力の影響(外力不安定性)を排除して考えるのがわかりやすい.そうすると燃焼反応が流れ場に影響しないことになるので、次の拡散・熱的モデルを考えればよい.

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} \right) - \Lambda Y \exp \left[\frac{\beta (T-1)}{\gamma (T-1) + 1} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \Lambda Y \exp\left[\frac{\beta(T-1)}{\gamma(T-1)+1}\right]$$
(2)

ただし、質量分率Yは未燃混合気の値で規格化された量であり(可燃性気体と酸素のうち一方が大 過剰にあるとするとその成分の濃度は定数とみな せるので、もう一方の成分のみ考慮すればよい)、 温度Tは未燃気体温度がT = 0、断熱火炎温度が T = 1になるように規格化された無次元量である. また、式(1)および(2)は層流燃焼速度sおよび熱拡 散率aにより無次元化されている.つまり、長さ の基準量はa/sで、時間の基準量は a/s^2 である.

この方程式系には3つの無次元パラメータ、つ まり, Lewis 数Le, Zel'dovich 数 $\beta = E(T_{\rm h} - T_{\rm u})/RT_{\rm h}^2$ (Eは活性化エネルギー, TuおよびTbは未燃気体 温度および断熱火炎温度, Rは気体定数), $\gamma =$ $(T_{\rm b} - T_{\rm u})/T_{\rm b}$ が含まれる. Zel'dovich 数は活性化エ ネルギーを無次元化した量で、一般にβの値は10 程度である.これは燃焼反応の活性化エネルギー が大きい、つまり、反応速度の温度依存性が大き いことを意味しており、燃焼理論では $\beta^{-1} \rightarrow 0$ の 極限を考える漸近解析(活性化エネルギー漸近解 析などと呼ばれる)が頻繁に行われる.反応速度 の温度依存性が大きいため、低温では反応をほぼ 無視でき, 断熱火炎温度(今の無次元系ではT = 1) に近い条件で反応が専ら生じることになる(反応 帯の厚さは0(B⁻¹)である). したがって式(1)およ び(2)の反応項におけるパラメータγの役割は重要 でなく、だからこのパラメータには特に名前がつ いていないのだと思う(どうしても名前で呼びた いときは、温度パラメータとか膨張パラメータな どとされることが多いように思う). この名もなき パラメータが重要な役割を果たす燃焼現象を見つ けられれば、発見者の名前で呼ばれるようになる かもしれない.

∧は反応速度定数に相当する無次元量である. 今の無次元系では1次元伝播の速度が1になるような値であり,活性化エネルギー漸近解析による と

$$\Lambda \sim \frac{\beta^2}{2Le} \quad \text{as } \beta^{-1} \to 0 \tag{3}$$

である.実際には β の値は 10 程度,つまり $\beta^{-1} \approx$ 0.1なので, $\Lambda = \beta^2/2$ Leとしてしまうと数パーセン トから1割程度の誤差が生じる.正しい値を得る ためには,火炎とともに移動する動座標系におけ る定常解(いわゆる進行波解)を数値的に求めれ ばよい.進行波解の求め方を議論しはじめると長 くなるので,ここでは割愛する.

さて界面モデルの話に戻ろう.まず,火炎の伝 播方向を-y方向と定義する.このとき火炎の形状 をF(x,t)というグラフで表すことにすると,擾乱 の無い1次元的な火炎は速度1で伝播するのだか ら,F(x,t) = -tである.そして,擾乱がある場合 はF(x,t) = -t + f(x,t)と書くことができる. ここで, (4)

$$f(x,t) = A \exp(ikx + \omega t)$$

という擾乱を考える. ここでは波数k(波長に反 比例する量)は実数とするが,その成長速度ωは 一般に複素数である.ωの実部Re(ω)が負であれば 式(4)で表される擾乱が時間とともに減衰するの で火炎は安定であり,逆にRe(ω)が正であれば不 安定である.

式(1)および(2)に対して $\beta^{-1} \rightarrow 0$ の極限における 線型安定性解析を実施すると,波数kとその成長 速度 ω の関係を表す分散関係を次のように得るこ とができる[5].

$$2p^{2}(1-p) - \alpha[(1-p)^{2} - 4k^{2}] = 0,$$

$$p = \sqrt{1+4\omega+4k^{2}}$$
(5)

ここで, $\alpha = \beta(1 - \text{Le})/2$ で, $\alpha \text{td} O(1)$ の量だと仮 定されている. $\beta^{-1} \rightarrow 0$ の極限を考えているので, つまりは Lewis 数が 1 に近い条件のみを考えてい ることになる. ここでの興味の対象は火炎の不安 定性なので, $p \geq 1$ の場合を考えることにする.

Le < 1のときの不安定性を扱うので α > 0とす ると,式(5)より ω = 0つまり中立安定になる条件 が得られ,4 k^2 = α - 1である.図3の安定性マッ プが示すように, α > 1のとき不安定な領域が出現 する. α > 1でも波数kが大きければ(擾乱の波長 が小さければ)安定であるが, α の増加とともに 不安定な領域が広くなる.

 $\alpha > 1$ のときに不安定になるということは, Le < $1 - 2/\beta$ で不安定性が発現するということで ある. 2.1 節ではLe < 1のときに不安定だと書いた が,これは厳密には $\beta^{-1} \rightarrow 0$ の極限,つまり反応 帯の厚さがゼロになる極限でのみ正しい記述であ る.

さて、臨界条件である $\alpha = 1$, k = 0近傍では不 安定な条件であっても ω の値は小さい.そこで $k \ll$ 1, $\omega \ll 1$ として式(5)を展開すると次式が得られる.

$$\omega = (\alpha - 1)k^2 - 4k^4 \tag{6}$$

この式は, $\epsilon = |\alpha - 1|$ とすると, $k = O(\epsilon^{1/2})$ およ び $\omega = O(\epsilon^2)$ というスケールで成立しているもの である.式(4)に注意すると,式(6)は次式に対応し ている.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\alpha - 1)\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + 4\frac{\partial^4 f}{\partial x^4} = 0$$
(7)

さて、火炎の曲率に由来する効果(すなわち、 $\partial^2 f/\partial x^2 や \partial^4 f/\partial x^4$ の効果)をいったん忘れて火炎 が法線速度1で伝播するとする. グラフF(x,t)の 法線速度が $-(\partial F/\partial t)/\sqrt{1+(\partial F/\partial x)^2}$ であること [11]と、F(x,t) = -t + f(x,t)という関係に注意す ると、 $|\partial f/\partial x| \ll 1$ の微小な擾乱に対して次の式が 成立する.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 = 0 \tag{8}$$

式(7)および(8)を組み合わせた次式がいわゆる Kuramoto-Sivashinsky 方程式[9,10]である.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + (\alpha - 1) \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + 4 \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} = 0 \tag{9}$$

式(9)を周期的境界条件の下に数値的に解いた結 果の一例を図4に示す.Kuramoto-Sivashinsky 方程 式を用いる最大のメリットは、もとの式(1)および (2)と比べて次元が一つ下がっているため、数値計 算の負荷が非常に低いことである.また、界面モ デルでは薄い反応帯構造を解像する必然性がそも そも無いので、式(1)および(2)を解くのに比べて計 算格子間隔を大きくできるのもポイントである.



図3 拡散・熱的不安定性に関する安定性マップ

3.2 Darrieus-Landau 不安定性

Darrieus-Landau 不安定性の影響を評価できる界 面モデルを得るためには、火炎形状の変化による 流れ場の変化を考慮しなければならない. Sivashinsky はそのような解析も実施していて、 Darrieus-Landau 不安定性の影響を評価できるモデ ル方程式も導出している[10].

ここでも 3.1 節と同じ無次元系を用いる.ただ

し、熱膨張の影響を考慮する場合、層流燃焼速度 の未燃気体に相対的な値 s_u と既燃気体に相対的な 値 s_b は異なり、 $\rho_u s_u = \rho_b s_b$ の関係が成立する(ρ_u お よび ρ_b はそれぞれ T_u および T_b における密度).気体 密度が温度のみの関数で温度に反比例する場合は $s_b = (T_b/T_u)s_u = s_u/(1 - \gamma)$ である.無次元化の基 準 を s_u にしても s_b にしてもよいのだが、 Sivashinskyの原論文[10]に従い s_b を基準とするこ とにする.火炎形状をやはりF(x,t) = -t + f(x,t)というグラフで表すと、微小擾乱に対して次の関 係式が得られる[2].

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 = v_{\mathrm{b},y} \tag{10}$$

ただし、 $v_{b,y}$ は界面における既燃気体流速のy成分 である.この式は、3.1節の式(8)に対して、火炎 形状の変化が流れ場に及ぼす影響が追加されたも のである. $v_{b,y}$ を得るためにはポテンシャル流を 仮定する方法[2]がわかりやすく、最終的に式(10) は次のように表すことができる.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2$$
$$= \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^\infty k \, \mathrm{d}k \int_{-\infty}^\infty f(x', t) \cos[k(x - x')] \, \mathrm{d}x'$$
(11)

この式を周期的境界条件の下に数値的に解いた結 果の一例を図5に示す.図4では特定の波長の擾 乱が顕著にみられるのに対し,図5では計算領域 と同程度の波長を持つ構造も見られる.なお,式 (11)を数値的に解く際には右辺の二重積分の評価 に時間がかかるため,式(9)よりは計算時間を要す る.

式(11)をさらに式(9)と組み合わせれば, 拡散・ 熱的不安定性と Darrieus-Landau 不安定性の両方 を考慮できる次式が得られる.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + (\alpha - 1) \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + 4 \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} = \frac{\gamma}{2\pi} \int_0^\infty k \, \mathrm{d}k \int_{-\infty}^\infty f(x', t) \cos[k(x - x')] \, \mathrm{d}x'$$
(12)

ところで,熱膨張の影響を表す項,すなわち式(11) や(12)の右辺の導出にあたっては, γを小さいパラ メータとした漸近展開が行われ,最低次の0(γ)の 項のみが残されている. 典型的な火炎ではγの値 は 0.8~0.9 程度なので,この漸近展開の精度は良 いとは言えない.



図 4 式(9)を数値的に解いて得た火炎形状f(x,t) の例 (α = 1.5). 太線がt = 5000のときの火炎形 状で,以降Δt = 30の間隔で火炎形状を示した(文 献[12]も参照).



図 5 式(11)を数値的に解いて得た火炎形状 f(x,t)の例 (γ = 0.5). 太線がt = 5000のときの火 炎形状で,以降Δt = 5の間隔で火炎形状を示した (文献[12]も参照).

3.3 外力不安定性

3.2 節で熱膨張の影響(Darrieus-Landau 不安定 性)を考慮したとき、火炎形状の変化が流れ場に 及ぼす影響を評価する必要が生じ、解析が複雑に なった.その上さらに外力(浮力)の影響まで考 慮するのは容易ではない.ここでは、拡散・熱的 不安定性や Darrieus-Landau 不安定性に加えて浮 力の影響まで考慮した安定性解析の例として文献 [13]を紹介するにとどめておく.

文献[13]では分散関係がA(k)ω² + B(k)ω +

C(*k*) = 0という形で得られていて,係数*C*(*k*)に浮 力の影響を表す無次元パラメータである Froude 数が含まれている(文献[14]の10.9.2節も参照).

拡散・熱的効果も浮力の効果も無視すると、つ まり Darrieus-Landau 的なモデルでは、ωは常に正 であり、火炎はいかなる擾乱に対しても不安定で ある.この Darrieus-Landau モデルに対して拡散・ 熱的効果を考慮すると、kが大きいときにωが負に なる.つまり、拡散・熱的効果には小スケールの 擾乱を安定化させる働きがある.一方、浮力が安 定な方向に働くとき(つまり下向きの火炎伝播で は)、kが小さい領域で安定になる.したがって、 浮力は大スケールの擾乱を安定化させる傾向があ る.

3.4 G方程式

式(9)や(11)のような,火炎形状を表すグラフ F(x,t) = -t + f(x,t)に対する方程式以外に,G方 程式[15]と呼ばれる界面モデルがよく知られてお り,乱流予混合燃焼の数値シミュレーション等で 用いられている[16].

G方程式を使うと流れ場が火炎伝播に及ぼす影響を検討することができる.ここでは議論を単純化するため熱膨張や浮力の影響を無視することにする.そうすると燃焼反応が流れ場に影響しないので、ある流れ場を仮定して、その中を火炎がどのように伝播していくかを評価できる.

火炎の移動速度は流速と燃焼速度の兼ね合いで 決まるので,火炎の法線速度Vを

$V = 1 + \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n} \tag{13}$

と表せる.ただし,**v**は速度ベクトルで**n**は単位法 線ベクトルである.なお,これまでと同じ無次元 系を用いているので,層流燃焼速度つまり式(13) の右辺第一項は1である.ただし,この式では火 炎の曲率が燃焼速度に及ぼす影響を考慮していない.

G(x,y,t)をレベルセット関数とし, G(x,y,t) = 0の等値線が界面を表していると考える.このとき, 界面における法線速度および単位法線ベクトルは $V = (\partial G/\partial t)/|\nabla G|$ および $n = -\nabla G/|\nabla G|$ と表せる ので,式(13)を次のように書き直せる.

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \boldsymbol{\nu} \cdot \nabla = |\nabla G| \tag{14}$$

これがG方程式である.

ところで、なぜGなのだろうか. G方程式を最 初に用いた Williams 先生[15]に聞いてみたことが ある.「長い話をすごく短く言うと」と言いながら 教えてくれた話によると、Gary というミドルネー ムのご子息がいることから名づけられたそうであ る.「お前が方程式に名前を付けることがあればワ イフの名前からとるべきだ」というアドバイスま でいただいてしまったのだが、残念ながらその機 会はまだ来ていない.

4. 火炎の不安定性とフラクタル構造

ここでは,式(9)や(11)を用いた研究事例を一つ 紹介したい.

冒頭に述べたように、ガス爆発の被害は火炎伝 播速度に左右される. 伝播速度が大きいほど爆風 圧などの被害も大きいのである[1,2]. ガス爆発で は着火点から予混合火炎が球状に伝播し、火炎半 径がどんどん大きくなる. したがって、火炎伝播 速度のスケール依存性を把握することが重要であ る.

球状火炎伝播では、火炎半径の増加とともに伝 播速度が上昇することがよく知られている[17]. 具体的には、伝播速度が火炎半径 R_f の約 1/3 乗に 比例するのである.真の球であれば体積 $(4\pi/3)R_f^3$ の増加速度つまり $4\pi R_f^2 dR_f/dt$ が火炎面積 $4\pi R_f^2$ に 比例するはずなので、伝播速度 dR_f/dt は一定値の はずである.伝播速度が R_f の 1/3 乗に比例すると いうことは、あたかも火炎面積が R_f の 7/3 乗に比 例しているかのような振る舞いであるので、火炎 がフラクタル的な構造をしていると解釈されてい る.火炎面積が R_f の 7/3 乗に比例するなら、フラ クタル次元は 7/3 である.

火炎伝播速度のスケール依存性に関して,式(9) および(11)により拡散・熱的および Darrieus-Landau 不安定性の影響が調べられている[2,12]. 図6に示すように,式(9)を用いて拡散・熱的不安 定性の影響のみを考慮した場合は,計算領域の大 きさ,つまりスケールが増加しても伝播速度はほ ぼ一定である.一方,式(11)を用いて Darrieus-Landau 不安定性の影響のみを考慮した場合は,計 算領域の増加とともに伝播速度が冪乗則的に上昇 する.これは,拡散・熱的不安定性では特定のス ケールの擾乱が選択的に成長する(図4)のに対 し, Darrieus-Landau 不安定性では計算領域程度の スケールの擾乱が成長するためである.

これらの結果から、球状火炎伝播におけるフラ クタル的な火炎の振る舞いは、Darrieus-Landau 不 安定性によって引き起こされていると考えられる. ということは、フラクタル次元は膨張の程度を表 すパラメータであるγ(式(11)の唯一のパラメータ) に依存するはずである.現に、フラクタル次元の γ依存性が検討された研究例もある[2,12].しかし、 一般的な燃焼現象ではγの値は大きく変化するこ となく 0.8~0.9 程度である.そのためフラクタル 次元も大きく変化することはなく、多くの実験で 7/3 程度の値が得られている.なかなかγの影響が 日の目を見ることにならず、γが名前を付けても らえる日はまだ先のようである.



図 6 計算領域サイズと火炎伝播速度の関係(文 献[12]も参照)

5. 法線速度による火炎伝播の数値計算

式(9)や(11)のように火炎形状をグラフで表現す るのはとても便利だが、火炎形状が多価関数的に なるなどグラフで表せなくなると適用できなくな ってしまう.一方、普遍的な方法として、火炎の 法線速度Vから火炎伝播を計算する方法もある.

例えば, $\epsilon \equiv |\alpha - 1| \rightarrow 0$ の極限において式(9)と 次式は同等なものである[18].

$$V = 1 + (\alpha - 1)\kappa + 4\kappa_{ss} \tag{15}$$

ただし、 $\kappa = (\partial^2 f / \partial x^2) / g^3 (g = \sqrt{1 + (\partial f / \partial x)^2})$ は火炎の曲率で、 κ_{ss} は曲率の弧長二階微分である(曲線の微積分については文献[11]を参照されたい).

火炎を離散化し折れ線で表し、それぞれの格子 点を式(15)に従って動かせば、火炎伝播を数値計 算できる.ただし、この方法にはいくつかの困難 さがある.まず、式(15)に従って格子点を動かす と、火炎形状の凹凸具合によって点が集中すると ころと閑散とするところが生じてしまうのである. しかし、これにはうまい解決方法がある.移動す る曲線の形状は法線速度のみで決まり接線速度の 影響を受けないことを逆手にとって、接線速度を 自分の都合が良いように設定するのである.例え ば格子点が常に等間隔になるように接線速度を調 節することができ、一様配置法と呼ばれる[11].

火炎伝播の数値計算のもう一つの困難さは、伝 播とともに火炎の長さがどんどん増加することで あり(特に着火点から外側に伝播するような場合), 格子点を適宜追加しないと計算の精度が損なわれ てしまう. 普通に考えたら、火炎の長さが倍にな ったら隣り合う二つの格子点の中点に新たな点を 挿入すれば良いだけのように思えるかもしれない. しかしその方法には問題がある.新しく挿入した 点は両隣の点を結ぶ直線上にあるため、そこでの 曲率がゼロになってしまうのである.このことは, 式(15)のように法線速度が曲率に依存する場合に は望ましくない計算誤差につながる. そこで文献 [18]では、5次挿入則と呼ばれる格子点の挿入方法 を提案した.この方法を用いれば、接線ベクトル や曲率ベクトルが滑らかに接続できるように格子 点を挿入できる.他にも色々な工夫を提案してい るので、ご興味のある方は文献[18]を参照された い.

文献[18]の方法で計算した火炎伝播の様子を図 7に示す.初期値は半径25の円にノイズを加えた ものとした(ノイズを加えないとあらゆる点でV が等しいので,円形のまま伝播してしまう).

Frankel と Sivashinsky も同様な計算例を報告し ている[19]. ただし,数値スキームの詳細は記さ れていないので,どのような方法で計算したのか はよくわからない.格子点の一様配置に関しては, 火炎形状を Lagrange 補間することにより達成し たようである.なお Frankel は,Darrieus-Landau 不安定性のモデル方程式(11)に対応する法線速度 の式も導出している[20].



図 7 円形に拡がる火炎伝播の様子を式(15)によ り計算した結果 ($\alpha = 2.5$). 一番中心にあるのが 初期条件で,半径 25 の円にノイズを加えたもので ある. それ以降は $\Delta t = 20$ 間隔で火炎形状を示した.

6. 界面モデルの精度

これまでに議論してきた界面モデルは, 燃焼反 応を伴う数値流体力学(CFD)計算に比べると計 算負荷が低い.しかし, 界面モデルで本当に CFD 計算の結果を再現できるのであろうか? それと も, 界面モデルはあくまでモデル方程式であり, 火炎伝播現象の定性的な検討には有用だが, 定量 的な予測までには使えないというたぐいのものな のだろうか.

界面モデルの精度を検証するため, **v** = (5 sin(0.2x) cos(0.2y), -5 cos(0.2x) sin(0.2y))で表 される渦流れ場中の火炎伝播を考え, 次の二つの 方法で得た火炎形状を比較した. 一つ目は法線速 度により火炎を移動させる界面モデルである. 流 れの影響と火炎の曲率の影響の両方を考慮するた め,式(13)と(15)を組み合わせた次式で法線速度を 計算した.

$$V = 1 + (\alpha - 1)\kappa + 4\kappa_{ss} + \boldsymbol{\nu} \cdot \boldsymbol{n}$$
(16)

二つ目は式(1)および(2)に移流項を追加したもの で,以下では単に2次元計算と呼ぶことにする.2 次元計算の結果を界面モデルで再現できれば万々 歳である.

Le = 0.75, $\beta = 8$ つまり $\alpha = 1$ のときの計算結果 を図 8 に示す.界面モデルの結果が上図で,2次 元計算の結果が下図(反応項の大きさをグレース ケールで示したもの)である.上図に破線で示し たメッシュは周期的渦構造の大きさを示している. また,左下にはこの渦構造の流線を示した.実線 は時計回りで,破線は反時計回りである.なお, 初期条件はx = 0, y = 0を中心とした直径 3 の円 とした.流れに沿って火炎形状が変化する様子が わかる.

両者の計算でほぼ同じ火炎形状を得ることがで きた.界面モデルの計算に用いた格子点数Nは, 初期条件でN = 64とし, t = 10まで計算を進めた ところN = 2048まで増加していた.これに要した 計算時間は普通のノート PC で約1分であった. 界面モデルでは火炎上にしか格子点が無いので,2 次元計算の格子点数(約90万)と比べるとNがは るかに小さくてすむ.計算時間がほとんどかから ないことを考えると,界面モデルでまず火炎形状 の変化を確認する意義は大きい.

ただし、図8で二つの計算結果が良好に一致し たのは、 $\alpha = 1$ という条件で比較したためである. 式(13)のもとになった Kuramoto-Sivashinsky 方程 式(9)は、 $\alpha = 1$ の近傍で式(5)を展開して得られた ものである.したがって、 α が1から外れた条件 では界面モデルの精度が悪くなると予想される.

α = 2の条件での界面モデルおよび 2 次元計算 の結果を図9に示す.予想通り,図8ほど良好な 一致は見られない.まず,界面モデルは,伝播速 度が全体的に遅めに計算されているようである. この原因として,先述のように今回の界面モデル がα = 1の近傍のみで正確であることに加えて,法 線速度に影響を与える要因として局所的な情報 (火炎曲率および気流速度)しか考慮していない ことが挙げられる.違うところから他の火炎が近 づいてきても,その影響は全く考慮されていない.

さらに,今回用いた界面モデルの問題点として, 図9のように複雑な火炎形状になると火炎が自己 交差することが挙げられる.このような自己交差 は実際には生じない(火炎が衝突すると全体が既 燃領域になるので界面が消滅する)ので,自己交 差が生じないようにするアルゴリズムが必要であ る.

以上をまとめると, $\alpha = 1$ 近傍では界面モデルの 結果は2次元計算と良好に一致する.しかし, $\alpha = 1$ から遠い条件や,火炎が自己交差するような場 合など,界面モデルの精度向上にはまだまだ課題 がある.とはいえ,界面モデルは計算負荷が低い ので,火炎伝播の性質を定性的に把握する目的で は大変有用である.

さて、式(11)のように熱膨張の効果を考慮した 界面モデルの精度検証となると詳細な流体計算が 必要になるので、図8や9の検討に比べるとハー ドルが高い.火炎形状まで含めて界面モデルと CFD 計算の結果を比較検討した例はほとんど無 いようである. 3.2節でも述べたように,式(11)は γ≪1の漸近解析で得られたにもかかわらず、実 際にはγの値は 0.8~0.9 程度である. このことか ら、式(11)の精度についてはそんなに期待できな い、というのが一般的な認識だと思う. しかしな がら, γについて次の0(γ²)の項まで解析を進めて も得られる方程式は式(11)とあまり変わらない [21]ので(文献[22]に文献[21]の誤りが指摘されて いるので参照されたい),式(11)も少なくとも定性 的には信頼できるものと考えられる. また Joulin と Cambray は式(11)を改良し、精度の向上を試み た[22]. 厳密に方程式を導出したわけではないが, 様々な考察に基づいたものである.

7. まとめ

予混合燃焼では火炎の伝播挙動を把握すること が重要である.特に,火炎の不安定性は伝播速度 の上昇につながるので,その影響を正確に評価し なければならない.本稿では,不安定性が火炎伝 播挙動に及ぼす影響を評価できるようなモデル方 程式をいくつか紹介した.これらのモデルは火炎 伝播を界面の移動現象として捉えるものであり, 詳細な反応帯構造まで解像する必要が無いので計 算負荷が比較的低い.また,これらの界面モデル を用いた研究例を紹介するとともに,モデルの精 度についても検討した.

謝辞

本稿に記した検討内容の一部は,JSPS 科研費 18H03822,18H01665,19H01807の助成のもとに 行われたものである.





図8 t = 8における火炎形状. Le = 0.75, $\beta = 8$ つ まり $\alpha = 1$. 上図は式(16)を用いた界面モデルによ り得られたもので、下図は2次元計算の結果(反 応項の大きさをグレースケールで示したもの).



図 9 t = 8における火炎形状. Le = 0.5, $\beta = 8$ つ まり $\alpha = 2$. 上図は式(16)を用いた界面モデルによ り得られたもので,下図は2次元計算の結果(反 応項の大きさをグレースケールで示したもの).

参考文献

- Dobashi, R. et al., Consequence analysis of blast wave from accidental gas explosions, Proc. Combust. Inst., 33 (2011) 2295.
- [2] 桑名一徳,火炎のフラクタル次元と大規模ガス爆発,ながれ,31 (2012) 357.
- [3] Williams, F.A., *Combustion Theory (2nd ed.)*, Addison-Wesley (1985).
- [4] Kadowaki, S. and Hasegawa, T., Numerical simulation of dynamics of premixed flames: flame instability and vortex-flame interaction, Prog. Energy Combust. Sci., **31** (2005) 193.
- [5] Buckmaster, J.D. and Ludford, G.S.S, Theory of

Laminar Flames, Cambridge University Press (1982).

- [6] Landau, L.D. and Lifshitz, E.M., *Fluid Mechanics (2nd ed.)*, Butterworth-Heinemann (1987).
- [7] Tsuruda, T. and Hirano, T., Local flame front disturbance development under acceleration, Combust. Flame, 84 (1991) 66.
- [8] Dobashi, R. et al., Flame front disturbance induced by a weak pressure wave, Proc. Combust. Inst., 25 (1994) 1415.
- [9] Kuramoto, Y. and Tsuzuki, T., Persistent propagation of concentration waves in dissipative media far from thermal equilibrium, Prog. Theo. Phys., 55 (1976) 356.
- [10] Sivashinsky, G.I., Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames—I. Derivation of basic equations, Acta Astronaut., 4 (1977) 1177.
- [11] 矢崎成俊,界面現象と曲線の微積分,共立出版 (2016).
- [12] Mukaiyama, K. et al., Fractal structures of hydrodynamically unstable and diffusivethermally unstable flames, Combust. Flame, 160 (2013) 2471.
- [13] Pelce, P. and Clavin, P., Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames, J. Fluid Mech., **124** (1982) 219.
- [14] Law, C.K., Combustion Physics, Cambridge University Press (2006).
- [15] Williams, F.A., Turbulent combustion, in *The Mathematics of Combustion*, Society for Industrial and Applied Mathematics (1985) 97.
- [16] Peters, N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press (2000).
- [17] Gostintsev, Yu.A. et al., Self-similar propagation of a free turbulent flame in mixed gas mixtures, Combust. Explo. Shock Waves, 24 (1988) 563.
- [18] Goto, M. et al., A simple and fast numerical method for solving flame/smoldering evolution equations, JSIAM Lett., **10** (2018) 49.
- [19] Frankel, M.L. and Sivashinsky, G.I., Fingering instability in nonadiabatic low-Lewis-number

flames, Phys. Rev. E, 52 (1995) 6154.

- [20] Frankel, M.L., An equation of surface dynamics modeling flame fronts as density discontinuities in potential flows, Phys. Fluids A, 2 (1990) 1879.
- [21] Sivashinsky, G.I. and Clavin, P., On the nonlinear theory of hydrodynamic instability in flames, J.

Physique, 48 (1987) 193.

[22] Joulin, G. and Cambray, P., On a tentative, approximate evolution equation for markedly wrinkled premixed flames, Combust. Sci. Tech., 81 (1992) 243.

燃焼振動の時空間ダイナミックス -複雑ネットワークと同期-

Spatiotemporal dynamics of combustion oscillations -Complex network and synchronization-

> 後藤田 浩(東京理科大学) 村山 聖悟(東京理科大学) Hiroshi GOTODA (Tokyo University of Science), Shogo MURAYAMA (Tokyo University of Science) e-mail: gotoda@rs.tus.ac.jp

1. はじめに

燃焼振動は音響的な圧力変動と火炎面の発熱率 変動の相互干渉によって保持され、その現象の性 質から,熱音響自励振動として,燃焼・伝熱分野の みならず、応用物理分野でも知られている. 乱れ による火炎面の発熱変動が燃焼器内の気体に固有 な振動を励起し、燃焼器内で音響振動を誘起する. 音響振動の強い圧力変動が燃焼器の上流に伝わり, 燃料/酸化剤の流量変動が生じる.この流量変動 が火炎面の発熱変動に作用し, 圧力場に影響を与 える. このようなフィードバック機構[1]によって 形成される燃焼振動は、乱流運動や燃焼反応によ る発熱変動と音響場が相互に作用し合う複雑な非 線形現象であり,反応性熱流体の非線形問題の基 礎学理で重要となる物理要素を多く含んでいる. 燃焼振動による強い圧力変動が生じると、 燃焼器 の致命的な破損やライフサイクルの低下を引き起 こす. そのため、燃焼振動の機構の基礎的な解明 や予兆検知技術は発電用ガスタービンエンジンや 航空エンジンのみならず, ロケットエンジン燃焼 器開発においても重要な研究課題である.

近年,複雑な非線形散逸現象を取り扱うための 新しい複雑系科学の基礎理論や数理技術が様々な 分野で展開されている.複雑ネットワークは,オ イラーらによって創始されたグラフ理論をもとに したものであり,インターネット,交通網や人間 関係など,現代社会の身近なところで存在する. よって,複雑ネットワークは,応用数学分野のみ ならず,社会学や通信などの分野でも興味を引く ものの一つである.他方,非線形物理学では,情 報通信だけでなく,ホタルの集団発光や概日リズ ムで見られる同期現象が注目され,振動子間の同 期と複雑ネットワークの関わりも議論されている [2]. 本稿では、複雑ネットワークと同期をキーワー ドに、乱流予混合燃焼器内に形成される燃焼振動 の時空間ダイナミックスの一端を解明したもの [3], [4]を紹介する.

2. 実験装置および方法

本研究で用いる実験装置は、従来の研究[5]とほ ぼ同一であり、予混合室、ノズル、燃焼室、冷却部か ら構成されている. 燃焼室入口には軸流スワーラー (ハブ径 19 mm、スワーラー外径 30 mm) が組み込ま れており、予混合気に旋回流が与えられる. 燃料に はメタン、酸化剤には空気を用いる.本研究では、燃 焼振動の流体力学的構造を明らかにするために,時 系列 PIV を用いる. 燃焼室内へ DPSS レーザー (Laser QUANTUM 社製 Finesse 波長 532 nm, 出力 8W, レーザーシート厚1mm)を照射し, 予混合気に 混入させた固体粒子(SiO2, 平均粒子径 4 μm)から の散乱光をバンドパスフィルタ(LaVision 社製 VZ-Image Filter, 透過中心波長 532 nm, 半值幅 10 nm)とUVレンズ(Nikon 社製 UV-105 mm F4.5)を取 り付けた高速度カメラ(Photron 社製 FASTCAM SA-Z)により撮影する. 高速度カメラの撮影速度を 60000 flame/s、二次元断面の散乱光画像の解像度 を384×728 pixelsとし、燃焼室左半面の48 mm×90 mm を計測領域とする. ただし、1 pixel = 0.124 mm と する. 瞬時速度場の算出には LaVision Davis 8.0.6 の Multi-pass iteration mode を使用し、検査領域を64 pixel × 64 pixel, overlap を 75 %とする. 燃焼室内の 圧力変動と散乱光画像はパルスジェネレータ (Quantum COMPOSERS 社製 MODEL9212)を用い て 60 kHz で同時に計測される. 圧力トランスデュー サ(JTEKT PD104K-10 kPa)は、燃焼室入口より軸流 方向へ 20 mm の壁面に取り付けられている. 本研究 では、空気の断面平均流速 U = 6.0 m/s、当量比 $\phi = 0.78$ において形成される十分発達した燃焼振動を 対象とする. 図 1 に時系列 PIV によって得られた 燃焼器内部の平均速度場を示す. 渦崩壊による再 循環流領域 (Inner recirculation zone: IRZ), ダンプ 領域の循環流領域 (Outer recirculation zone: ORZ), スワーラー後流の循環流領域 (Recirculation zone: RZ) が形成される. これらの循環流を伴いながら, 燃焼振動が保持される.

本研究では, 圧力変動と発熱率変動の非線形相 互作用を調べるために、圧力変動と OH*自発光強度 変動の同時計測も行う. OH*自発光強度はバンドパ スフィルタ(朝日分光 MZ0310, 透過中心波長 310 nm, 半値幅 10 nm) と UV レンズ (Nikon UV-105 mm F4.5), Image intensifier (浜松ホトニクス C9548-03) を取り付けた高速度カメラ (Photron FASTCAM SA-Z)を用いて撮影される.ただし,OH*自発光強 度画像の撮影範囲を 100 mm × 100 mm とする. OH* 自発光強度画像と燃焼室内の圧力変動はパルスジ ェネレータ (Quantum COMPOSERS MODEL9212) を用いて6 kHz で同時に計測される. 燃焼振動の 速度場の計測と同様に、U = 6.0 m/s とする. ただ し, 圧力変動と OH*自発光強度変動の同時計測の み、 φ = 0.65 - 0.84 まで変化させ、 燃焼騒音から燃 焼振動への遷移過程も着目する.



図1 燃焼振動の平均速度場[3]. l₁ = [-13 mm, 4 mm], l₁₈ = [-17 mm, 38 mm], l₄₄ = [-43 mm, 88 mm], ただし, 当量比Ø=0.78 とする.

3. 複雑系数理の基礎理論に基づく解析手法

3.1 統計力学的複雑さ

情報理論は、統計力学や確率論への重要な寄与 とともに発展してきた.情報理論の中心的概念である シャノンエントロピーは乱雑さ、もしくは予測不能性の 目安であり、統計熱力学における状態の不確定さを 測ったエントロピーに対応する.シャノンエントロピー は事象の生起確率の関数として定義されるが、確率 分布の形状も考慮し、ダイナミックスの複雑さを定義 する考え方がある[6].本研究では、確率分布の形状 を不均衡さと関連づけ、燃焼振動の速度変動の複雑 さを乱雑さと不均衡さの積として定量化する.乱雑さ には順列エントロピー[7]を用い、不均衡さには Jensen-Shannon divergence を用いる.この複雑さは Jensen-Shannon statistical complexity [8]と呼ばれ、 次式で表される.

$$C_{JS}[\mathbf{P}] = Q_{JS}[\mathbf{P}, \mathbf{P}_{\mathbf{e}}]H_{p}[\mathbf{P}]$$

$$H_p[\mathbf{P}] = \frac{-\sum_{i=1}^{D!} P(\pi_i) \log_2 P(\pi_i)}{\log_2 D!}$$

$$Q_{JS}[\mathbf{P}, \mathbf{P}_{e}] = \frac{\log_{2} D!}{Q_{JS,\max}} \Big\{ H_{p}[(\mathbf{P} + \mathbf{P}_{e})/2] - H_{p}[\mathbf{P}]/2 - H_{p}[\mathbf{P}_{e}]/2 \Big\}$$

$$Q_{JS,\max} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{D!+1}{D!} \log_2(D!+1) - 2\log_2(2D!) + \log_2 D! \right\}$$

燃焼振動の速度場の時間変動 u' (= (u'x + u'z)1/2)を D 次元位相空間[9]に埋め込み, u (= ($u'(t_i), u'(t_i+\tau)$) ..., u'(ti + (D-1)t))の成分のランクオーダーパターン を順列πi, P(πi)をπiの存在確率, τを位相空間の遅れ 時間とする. また, Q_{JS, max}を Q_{JS}の最大値とし, Q_{JS}を順 列パターンの確率分布 P とランダム過程に対応する 等確率分布 Peとの差として見積もる. HpとCssから成る 二次元平面は complexity-entropy causality plane (CECP)と呼ばれる[8]. 位相空間内の rを変化させる ことで, CECP 内に軌道が描かれる[10]. このような時 間軸のマルチスケール性を考慮に入れた手法は, 様々な時間スケールでの複雑さを捉えることが可能 であり,近年の非線形科学分野で着目されている. CECP で放物型の軌道が描かれた場合、ダイナミック スは決定論的カオスである. 放物型の軌道が描かれ ず, 軌道が(H_p, C_{JS}) = (1, 0)に向かって右下がりにな るとき、ダイナミックスは確率過程に支配されている.

3.2 乱流ネットワーク

燃焼振動の渦度場のダイナミックスを複雑ネットワ ークの視点から明らかにするために、Taira et al. [11] によって提案された乱流ネットワークを導入する.本 研究では、重み有りネットワークを考慮し、乱流ネット ワークの頂点を計算領域内の各計算格子とする.つ まり、構築されるネットワークは、任意の流体要素が 他のすべての流体要素と枝を持つ.頂点間の結合 強度 E_{ij} は頂点 iと頂点 j の間に及ぼされる誘起速度 $u_{i\to j} \geq u_{j\to i}$ の平均とする. このとき、重み有り完全グラ フの隣接行列 A は次式となる.

$$A_{ij} = \begin{cases} E_{ij} & i \neq j \\ 0 & i = j \end{cases}$$
$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(u_{i \to j} + u_{j \to i} \right)$$
$$u_{i \to j} = \frac{|\Gamma_i|}{2\pi |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} = \frac{|\Omega(\mathbf{x}_i)\Delta x \Delta z|}{2\pi |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}$$

ただし、 $\Omega(\mathbf{x}_i)$ を渦度、 $\Gamma_i \varepsilon$ 循環、 $\mathbf{x}_i \varepsilon$ 頂点 i の位置ベクトル、 Δx 、 $\Delta z \varepsilon x$ 、z方向の計算格子のサイズとする. 頂 点 i, j間の距離 $|\mathbf{x}_i \cdot \mathbf{x}_j|$ が大きいほど、 E_{ij} の値は小さくな り、 $\Omega(\mathbf{x}_i)$ が大きいほど、 E_{ij} の値は大きくなる. ネットワ ーク構造の繋がりの程度を定量化するために、次式 で定義される強度 $s_i \varepsilon$ 算出する.

 $s_i = \sum_j A_{ij}$

本研究では、ネットワークのコミュニティーにも 着目する.コミュニティーの抽出手法には、Blondel ら[12]により提案された Louvain 法を用いる. Louvain 法は、コミュニティーの分割精度の指標 となる Modularity Qを用いて、近隣の頂点間のコ ミュニティー形成と同一コミュニティー内の集約 を複数回行い、高いQのコミュニティー内の集約 を複数回行い、高いQのコミュニティーを抽出す る手法である.コミュニティーの形成では、任意 に選定した頂点とその頂点の全隣接頂点に対して 同一コミュニティーに属したときのQの増分AQ を次式より算出する.AQが最大値をとるときの隣 接した頂点を同一コミュニティーとする.

$$Q = \frac{1}{2W} \sum_{i} \sum_{j} \left(A_{ij} - \frac{s_i s_j}{2W} \right) \delta(c_i, c_j)$$
$$\Delta Q = \left[\frac{\Sigma_{in} s_{i,in}}{2W} - \left(\frac{\Sigma_{tot} s_i}{2W} \right)^2 \right] - \left[\frac{\Sigma_{in}}{2W} - \left(\frac{\Sigma_{tot}}{2W} \right)^2 - \left(\frac{s_i}{2W} \right)^2 \right]$$

ただし、Wを全ての結合強度の総和、 Σ_{in} をコミュ ニティー内の結合強度の総和、 Σ_{tot} をコミュニティ ー内の全頂点に隣接する結合強度の総和、 $s_{i,in}$ をコ ミュニティー内にある頂点 iを端点とする結合強 度の総和とする.

3.3 同期パラメータ

同期パラメータは、複雑ネットワーク内の局所 的な頂点間の同期程度を定量化したものである [13].本研究では、同期パラメータ r_l を用いて、 OH*自発光強度変動の時空間ダイナミックスの同 期状態を明らかにする.図2で示されるように、 OH*自発光強度画像 $I'_{OH*}(x, z)$ の空間二次モーメン ト $W'_{OH*} (= \langle |I'_{OH*}(x, z) - \langle I'_{OH*}(x, z) \rangle|^2 \rangle$)に着目する.た だし、(·)をx軸方向に対する平均とする.枝の重み 有りネットワークの頂点をz軸方向の各グリッド z_i とし、頂点間を結ぶ枝を結合強度 w_{ij} とする.次 式で示される隣接行列 A を用いることで、 r_l が算 出される.

$$r_{l} = \frac{1}{2N_{l}} \sum_{i} \sum_{j} w_{ij} r_{ij}$$
$$A_{ij} = \begin{cases} w_{ij} r_{ij} & i \neq j \\ 0 & i = j \end{cases}$$

ただし, N_l を枝の総本数, r_{ij} を位相同期パラメータ とする. $0 \le r_l \le 1$ をとり, $r_l = 1$ はネットワーク上 のすべての振動子が位相同期状態であることに対 応する. また, 重みを考慮したネットワークの強 度分布 **s** は $s_i = \Sigma_i w_{ij} r_{ij}$ として与えられる.

本研究では、同一の位相空間内に埋め込まれた 2 つの時系列の動的挙動の類似性を定量化する Cross recurrence plots (CRPs)に着目し、w_{ij}に CRPs の決定論性 D_r [14]を適用する. グリッド *i* におけ る W'oH*,*i*(*t*)とグリッド*j*における W'oH*,*i*(*t*)を同一の D 次元位相空間内に埋め込み、位相空間内の WoH*,*i*(*t*)と WOH*,*i*(*t*)の距離を計算することで、 CRPs の回帰行列 C が次式により得られる.

$$C_{m,n} = \Theta \left(\varepsilon - \left\| \mathbf{W}_{\mathrm{OH}^*,i}(t_m) - \mathbf{W}_{\mathrm{OH}^*,j}(t_n) \right\| \right)$$

ただし、 Θ をヘビサイド関数、 ε を閾値、||·||をユーク リッド距離、 $W_{OH^*,i}(t) = (W'_{OH^*,i}(t), W'_{OH^*,i}(t+\tau), ..., W'_{OH^*,i}(t+(D-1)\tau))$ を位相空間内の点とする.



図2OH^{*}自発光強度画像と2次モーメント W'_{OH*}の時間変化((a) *z* = 20 mm, (b) *z* = 40 mm)[4]. ただし,当量比*φ*=0.81 とする.

CRPs に長い斜線構造が形成されるとき,2つの時 系列は類似性を持つ.**CRPs**の*D*rは,主体角線(*n* = *m*)から平行な斜線までの時間 cを考慮し,次式で 定義される.

$$D_{r} = \frac{\sum_{l=l_{\min}}^{N_{p}-\tau'} lP_{\tau'}(l)}{\sum_{l=1}^{N_{p}-\tau'} lP_{\tau'}(l)}$$

ただし、 N_p を位相空間内の軌道上の総点数、lを斜線長さ、 $P_r(l)$ を主対角線からtだけ離れた対角線長さの度数分布、 l_{min} (= 5)を最小斜線長さとする.

 $0 \le D_r \le 1$ をとり、 D_r が大きいほど2つの時系列 が類似していることを意味する.本研究では、 ϵ を リカレンス率 $R_r = 0.05$ を満たす値、tを D_r が最大 となるときの値とする. r_{ij} には、次式で示される2 つの時系列間の位相同期パラメータを用いる.

$$r_{ij} = \lim_{\Delta t \to \infty} \frac{1}{\Delta t} \int e^{i \left[\theta_i(t) - \theta_j(t)\right]} dt$$

ただし、 Δt を時間幅、 $\theta_i(t)$ を Hilbert 変換により得られる $W'_{OH^*,i}$ の位相の時系列、 $0 \le r_{ij} \le 1$ とする.

3.4 同期インデックス

本研究では、圧力変動と発熱率変動の非線形相 互作用を取り扱うための新しい特性量として、同 期インデックス[3]を提案する.異なる位相空間内 に埋め込まれた物理量の動的挙動の類似性を定量 化する Joint probability of recurrence (JRPs) J_r [14]と、 圧力変動および OH^{*}自発光強度変動の位相同期パ ラメータ r_{pq} の積として、同期インデックス S_I を定 義する.本研究では、p'および Γ_{OH*} の空間二次モー メント W'_{OH*} を用いて S_I を算出する.

$S_I = J_r r_{pq}$

 $0 \le S_I \le 1$ をとり, S_I が増加すると圧力変動と発熱率 変動の非線形相互作用が強まる.本研究では, p'と W'_{OH*} を用いて JRPs を構築する. JRPs の回帰行列 J は, p'と W'_{OH*} をそれぞれ異なる D 次元位相空間内 に埋め込むことで次式より得られる.

$$J_{m,n} = \Theta\left(\varepsilon - \left\|\mathbf{p}\left(t_{m}\right) - \mathbf{p}\left(t_{n}\right)\right\|\right) \Theta\left(\varepsilon - \left\|\mathbf{W}_{OH^{*}}\left(t_{m}\right) - \mathbf{W}_{OH^{*}}\left(t_{n}\right)\right\|\right)$$

ただし、 $\mathbf{p}(t) (= (p'(t), p'(t+\tau), ..., p'(t+(D-1)\tau))), \mathbf{W}_{OH*}$ (t) (= ($W'_{OH*}(t), W'_{OH*}(t+\tau), ..., W'_{OH*}(t+(D-1)\tau)))を$ W'_{OH*} とする. J, は 2 つの回帰行列の共通部分の割 合として次式より算出する.

$$J_r = \frac{M - R_r}{1 - R_r}$$
$$M = \frac{\frac{1}{N^2} \sum_{m,n}^N J_{m,n}}{R_r}$$

 $0 \leq J_r \leq 1$ をとり, J_r が大きくなるにつれて, 2 つの 時系列は一般化同期に近づく. また, $p' \geq W'_{OH*}$ の位 相を用いて, r_{pq} を推定する.

$$r_{pq} = \lim_{\Delta t \to \infty} \frac{1}{\Delta t} \int e^{i \left[\theta_p(t) - \theta_q(t)\right]} dt$$

4. 結果および考察

4.1 燃焼振動の流体力学的構造の複雑さ

図 3 に位相空間の遅れ時間 τ を変化させたときの 燃焼振動の速度変動 u'の順列エントロピー H_p と Jensen-Shannon statistical complexity C_{JS} の変化を示す. ただし、ノズル出口付近からせん断層内の代表的な 流線(図 1)に沿った位置 \mathbf{l}_j (j = 1, 2, ..., 44)の H_p と C_{JS} とする. ノズル出口付近の \mathbf{l}_1 に着目すると、 $\tau =$

6.67×10⁻³ s, 1.33×10⁻³ s のとき, H_p と C_{JS}は, それぞれ, 1と0となる.この二つの遅れ時間差は、燃焼振動の 卓越した周波数成分の周期に対応する. 卓越した周 波数成分は、燃焼室入口を固定端、出口を開放端と したときの燃焼室縦方向の1/4 波長音響共鳴モード に対応しており, 圧力変動と速度変動の卓越周波数 は一致している. ファンデルポール振動子に外部ノ イズが印加させたときに生成される雑音周期振動 では、順列エントロピーと Jensen-Shannon statistical complexity が遅れ時間の変化に対して周期的に変化 することが報告されている[10]. CECP に着目すると, τ の変化に対して周期的に(H_p , C_{JS}) = (1, 0)に至るよ うな軌道が描かれ、外部ノイズが印加されたファン デルポール振動子の軌道と同様な振る舞いをする [10]. Noiray と Denisov [15]は、燃焼振動の圧力変動 は外部ノイズ項を有するファンデルポール振動子 によって表されることを報告している. これらに基 づくと、燃焼振動のノズル出口付近の速度変動は雑 音周期振動であり、ノイズが印加されたファンデル ポール振動子のダイナミックスと等価であると考 えられる. τの変化に対する H_pと C_{JS}の分布は、せん 断層を移流する剥離渦による火炎面の巻き込み領 域 (*j* = 17) まで保持されている. そして、 火炎面の 巻き込みが消滅し始める l18 で、Hpと CJSの分布は大 きく変化し、CECP に反時計回りの軌道が描かれ始 める. I_{35} で H_p の極大値と C_{JS} の極小値が, $\tau =$ 5.00×10⁻⁴s で顕著に観察される. Zunino ら[10]の結果 に基づくと、j≥18での燃焼振動の速度変動は雑音カ オスであると言える. 雑音周期振動から雑音カオス への遷移は、せん断層の代表的な流線のみならず、 速度変動の空間二次モーメントでも観察されてい る[16]. 図 4 に速度変動の動的モード分解のパワー スペクトル分布と支配的なモードの空間分布を示 す.約150 Hz の卓越した周波数ピークが観察され、 1/4 波長音響共鳴モードによって誘起される.また, 約300 Hzの調和モードも観察される. これらのモー ドは, 雑音周期振動を形成しているノズル出口付近 からせん断層の火炎巻き込み領域に対応する x = -20 mm, z = 1 ~ 40 mm で顕著に現れる. j ≥ 18 での雑 音カオスの形成には、これらのモードの寄与が小さ くなると思われる.

図5に瞬時渦度場から構築された乱流ネットワークの強度分布 P(s)を示す.強度分布にはべき乗則が現われており、ネットワーク構造にスケールフ



図 3 遅れ時間 τ を変化させたときの順列エントロ ピー H_p と Jensen-Shannon statistical complexity C_{JS} の 変化ならびに CECP の軌道の変化[3]. ただし, $l_1 =$ [-13 mm, 4 mm], $l_{18} =$ [-17 mm, 38 mm], $l_{35} =$ [-35 mm, 72 mm], 当量比 $\phi = 0.78$ とする.

リー性が存在している.しかしながら,図 5 は瞬時 の渦度場に対する次数の強度分布であり,乱流場の 変化と対応しながら,ネットワーク構造も刻々と変 化していくと考えらえる.そこで,ネットワーク構 造の時間的な変化にも着目し,強度分布から得られ るべき指数 γ の決定係数 R^2 の時間変化を調べる.図6 に R^2 の時間変化と確率分布 $P(R^2)$ を示す. R^2 は刻々 と変化しており, $P(R^2)$ は $R^2 ~ 0.88$ で最大となり,ガ ウス分布の形状となる. $R^2 \ge 0.90$ を満たすときに, 強度分布にスケールフリー性を有するべき乗則が 現れると定義すると,スケールフリー性を有するネ ットワーク構造は時系列全体の約 21%存在する.



図4 速度変動の動的モード分解のパワースペクト ル分布と支配的なモードの空間分布[3]. ただし, 当量比∉=0.78 とする.

このことは、常にスケールフリー性が形成されると は限らないことを意味している.この点に着目して、 本研究ではスケールフリー性が維持される時間を 寿命時間 t_aと定義し、寿命時間の確率分布 P(t_a)を図 7 に示す. P(t_a)においてもγ = -2.1 の明瞭なべき乗則 が存在する.本研究グループでは、十分発達した乱 流火災についても、スケールフリー性の寿命時間の 確率分布にべき乗則が現れることを明らかにして いる[17]、[18].本研究で対象とする燃焼振動におい ても、乱流ネットワーク構造のスケールフリー性の 出現、消滅と再出現を明らかにしたのは本研究が世 界で初めてであり、乱流ネットワークの重要な性質 であると考えている.

図 8 に強度 s の空間分布とコミュニティー構造の 時間変化を示す. ただし,時刻 t = 0.501 s は位相角 $\theta = 270^\circ$, t = 0.505 s は $\theta = 90^\circ$, $\theta = 90^\circ(270^\circ)$ は圧力変 動の極大値(極小値)に対応し,中空のプロットは コミュニティーの代表点である.また,コミュニテ ィー同士のつながりの強さは線の太さで表現されて



図 5 瞬時渦度場から構築された乱流ネットワークの強度分布 *P*(*s*)[3]. ただし,当量比 ϕ = 0.78 とする.



図6(a)決定係数*R*²の時間変化,(b)*R*²の確率 分布 *P*(*R*²). ただし,当量比 *φ* = 0.78 とする.

いる. t = 0.501 sのとき, $z \sim 10$ mm で強度の強い primary hub が形成され, コミュニティー間の強い結 合が primary hub 間で生じる. コミュニティー間の結 合は t = 0.503 s まで保持され, t = 0.505 s になると, コミュニティー間の結合は弱くなる. 圧力変動が極 大となるとき, ネットネットワーク構造の中核とな る primary hub が消滅し, 雑音カオスの形成領域で他 のコミュニティー間の結合が不規則的に生じる. ノ ズル出口付近でコミュニティー間の強い結合を伴 う周期的な剥離渦の形成が, 燃焼振動の圧力変動の 極小値に重要な役割を担っている. 図9に x 軸に



図 7 スケールフリー性の寿命時間 t_dの確率分布 P(t_d)[3]. ただし,当量比 φ = 0.78 とする.



図 9 x 軸に関して s を空間平均した平均強度 s の時間 変化[3]. ただし、当量比 $\phi = 0.78$ とする.





対して *s* を空間平均した平均強度 *s* の時間変化を示 す. 0 < z < 38 mm において *s* が周期的に高くなり, *j* > 18 に対応する $z \ge 38 \text{ mm}$ では不規則的になる. つま り, 雑音カオスの形成には,下流領域の不規則な primary hub の出現が重要な役割を演じている.

4.2 圧力変動と発熱率変動の相互作用

図10にネットワークの強度sの空間分布,同期パ ラメータ nと当量比φの関係を示す.φの増加に伴い sの高い領域が緩やかにノズル出口付近に近づくこ とがわかる. さらに ϕ を増加させ,間欠的な燃焼振動が発生する ϕ = 0.76 になるとsの高い領域が広範囲に及ぶ. そして、 ϕ > 0.76 においてノズル出口付近からz = 50 mm までの領域でsが高い値をとる. 他方、 r_l は当量比の増加に伴って緩やかに増加し、発達した燃焼振動が形成される ϕ > 0.76 で r_l は約0.4 に収束する. このことは、燃焼振動の発生により、渦崩壊による再循環流とダンプ領域の循環流とのせん断層において、強い相関をもつ頂点 z_i が形成されることを意味している. Gomez-Gardenes ら[13]は、 r_l ≥0のとき、ネットワーク上に局所的な位相同期状 態が存在し、r₁の増加は位相同期の発達を示すこと を報告している. Gomez-Gardenes ら[13]の研究に基 づくと、燃焼振動の発生に伴うせん断層での OH*自 発光強度変動の周期性の増加により, 複雑ネットワ ーク上の頂点群に時空間位相同期が形成されてい ると考えられる. 図 11 に同期インデックス Sr レイ リーインデックス R_Iの空間分布と Øの関係を示す. 燃焼振動が生じるφ≥0.77 において, z = 10~40 mm で S₁は高くなる. この領域は、R₁の空間分布で示さ れる燃焼振動の駆動領域とほぼ対応する. このこと から、SIは燃焼振動の駆動領域を特定することが可 能である. RIの値は W'OH*やp'の大きさに依存するの に対して、S1は0から1の範囲をとる.これらの結果 から、本研究で提案する同期インデックスは圧力変 動と発熱率変動の非線形相互作用が強く現れる燃 焼振動の駆動領域の抽出に有用である.

最近,著者らの研究グループは、宇宙航空研究開 発機構 航空技術部門 数値解析技術ユニットとの 共同研究[19]として、液体ロケットエンジンモデル 燃焼器を対象に、高分解能 large-eddy simulation によ って得られた燃焼振動の圧力変動と発熱率変動の 相互作用に位相同期が存在することを明らかにし ている. 位相同期の存在は、集団同期を記述する秩 序変数や位相場の同相存在率によって示され, 燃焼 振動の形成には位相場のコヒーレント構造とイン コヒーレント構造の切り替わりが重要であること を明らかにしている. さらに, 移動エントロピーを 用いて、発熱率変動から圧力変動へ、圧力変動から 発熱率変動への情報エントロピーの輸送方向を考 慮することで、両者の因果関係を明らかにしている. 特に、圧力変動の振幅が増幅するときに、両者の因 果関係が切り替わることを明らかにしている. 本研 究においても、従来の研究[19]と同様の方法論を適 用していくことで, 燃焼振動の圧力変動と発熱率変 動の相互作用により詳細な検討を加えることが可 能である.

5. まとめ

本稿では、複雑ネットワークと同期をキーワー ドに、燃焼振動の時空間ダイナミックスの一端を 紹介した.スワーラー中心軸上の渦崩壊とダンプ 領域の循環流とのせん断層において、雑音周期振 動と雑音カオスが形成される.雑音周期振動の



図 10 (a) ネットワークの強度 *s* と当量比¢, (b) 同期パラメータ *r*₁と当量比¢の関係[4].



図 11 (a) 同期インデックス *Sl*と当量比*φ*の関係, (b) レイリーインデックス *Rl*と*φ*の関係[4]

形成領域において, 乱流ネットワーク構造内に高 い次数を有する primary hub が周期的に現れる. 雑 音カオスの形成には, 下流領域の不規則な primary hub の出現が重要な役割を演じている. 乱流ネット ワーク構造にスケールフリー性が不規則的に現れ, その寿命時間にべき乗則が存在する. せん断層で の OH*自発光強度変動の強い周期性が, 複雑ネット ワーク上の頂点群に時空間位相同期を形成される. 本研究で提案する同期インデックスは, 圧力変動と 発熱率変動の相互作用が強く現れる燃焼振動の駆 動領域の推定に有用である.

謝辞

本研究は、科研費基盤研究(B) 16H04284 と 19H02085 によって実施されたものである.ここ に深く感謝の意を表す.

参考文献

 T. C. Lieuwen, Unsteady Combustor Physics (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2012).
 西川 崇, 結合振動子ネットワークの同期現象, 数理科学 44, 42 (2006).

[3] S. Murayama, H. Kinugawa, I. T. Tokuda, and H. Gotoda, Characterization and detection of thermoacoustic combustion oscillations based on statistical complexity and complex-network theory, *Physical Review E* **97**, 022223 (2018).

[4] S. Murayama and H. Gotoda, Attenuation behavior of thermoacoustic combustion instability analyzed by complex-network- and synchronization-based

approach, Physical Review E 99, 052222 (2019).

[5] H. Gotoda, H. Kinugawa, R. Tsujimoto, S. Domen, Y. Okuno, Characterization of combustion dynamics, detection and prevention of an unstable combustion state based on a complex-network theory, *Physical Review Applied* **7**, 044027 (2017).

[6] P. W. Lamberti, M. T. Martin, A. Plastino, O. A. Rosso, Intensive entropic non-triviality measure, *Physica A* **334**, 119 (2004).

[7] C. Bandt and B. Pompe, Permutation entropy: A natural complexity measure for time series, *Physical Review Letters* **88**, 174102 (2002).

[8] O. A. Rosso, H. A. Larrondo, M. T. Martin, A. Plastino, and M. A. Fuentes, Distinguishing noise from chaos, *Physical Review Letters* **99**, 154102

(2007).

[9] F. Takens, *Dynamical Systems of Turbulence, Lecture Notes in Mathematics*, vol. 898 (Springer-Verlag, Berlin, 1981).

[10] L. Zunino, M. C. Soriano, and O. A. Rosso, Distinguishing chaotic and stochastic dynamics from time series by using a multiscale symbolic approach, *Physical Review E* **86**, 046210 (2012).

[11] K. Taira, A. G. Nair, and S. L. Brunton, Network structure of two-dimensional decaying isotropic turbulence, *Journal of Fluid Mechanics* **795**, R2 (2016).

[12] V. D. Blondel, J. L. Guillaume, R. Lambiotte, and E. Lefebvre, Fast unfolding of communities in large networks, *Journal of Statistical Mechanics*, P10008 (2008).

[13] J. Gomez-Gardenes, Y. Moreno, and A. Arenas, Paths to synchronization on complex networks, *Physical Review Letters* **98**, 034101 (2007).

[14] N. Marwan, M. C. Romano, M. Thiel, and J. Kurths, Recurrence plots for the analysis of complex systems, *Physics Reports* **438**, 237 (2007).

[15] N. Noiray and A. Denisov, A method to identify thermoacoustic growth rates in combustion chambers from dynamic pressure time series, *Proceedings of the Combustion Institute* **36**, 3843 (2017).

[16] 村山 聖悟, 二次空気噴射制御による燃焼振 動の時空間位相同期の減衰過程, 東京理科大学大 学院 修士論文 (2019).

[17] K. Takagi, H. Gotoda, T. Miyano, S. Murayama, and I. T. Tokuda, Synchronization of two coupled turbulent fires, *Chaos* **28**, 045116 (2018).

[18] K. Takagi and H. Gotoda, Effect of gravity on nonlinear dynamics of the flow velocity field in turbulent fire, *Physical Review E* **98**, 032207 (2018).

[19] T. Hashimoto, H. Shibuya, H. Gotoda, Y. Ohmichi, and S. Matsuyama, Spatiotemporal dynamics and early detection of thermoacoustic combustion instability in a model rocket combustor, *Physical Review E* **99**, 032208 (2019).

十二十	促行す
十五土	隹1」尹

1 = 1 = 1						
開催日 行事名		申込締切	原稿締切	問合先	掲載号	
2019 年						
9月	3(火) ~ 7(土)	The 7th Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow – 2019 (ASCHT2019) (東京理科大学葛飾キャンパス)	2019.2.28	2019.4.30	Co-ordination Team (ASCHT2019) Email: office@ascht2019.com	
2020年						
1月	10(金) ~ 11(土)	International Seminar in Fukui -Japan-China Heat Transfer Symposium 2020- (日中伝熱シンポジウム 2020)			実行委員長: 永井二郎(福井大学) E-mail: nagai@u-fukui.ac.jp	

本会共催,協賛,後援行事						
開催	崔目	行事名	申込締切	原稿締切	問合先	掲載号
2019年						
7月	1(月)	NO.19-34 CFD の基礎とノウハウ			(一社) 日本機械学会流体工学部門関根郁夫 E-mail: sekine@jsme.org	
7月	1(月)	第3回アジア赤外線サーモグラフィコ			日本非破壊検査協会	
	~ 5(全)	ンファレンス(QIRT-Asia 2019)			03-5609-4011/03-5609-4061 E-mail: sec@girtasia2019.com	
7月	5(亚) 8(月)	第3回国際燃料と燃焼シンポジウム			広島大学 田島誉久	
	~	(ISFE2019)			082-424-7871	
	10(水)				E-mail: ttajima@hiroshima-u.ac.jp	
7月	25(木) ~	第 47 回可視化情報シンポジウム			実行委員会幹事 夏川浩明 E-mail: natsukawa.hiroaki.3u@kyoto-u.ac.jp	
	27(土)					
8月	1(木)	機械の日・機械週間			(一社)日本機械学会広報情報グループ	
	~ 7(=k)				天馬早 E-mail: daikoku@isme.org	
8月	5(月)	日本混相流学会混相流シンポジウム			日本混相流学会	
0,11	~	2019			E-mail: office@jsmf.gr.jp	
	7(水)					
9月	1(日)	日本実験力学会 2019 年度年次講演会			新潟大学医学部保健学科内	
	~				日本実験力学会事務局 担当:小林	
	3(火)				E-mail: office-isem@clg.nijgata-u.ac.ip	
9月	2(月)	第16回日本熱電学会学術講演会			協賛担当 宮崎康次	
	~				E-mail: miyazaki.koji055@mail.kyutech.jp	
	4(水)					
9月	11(水)	2019 年度日本空調冷凍学会年次大会			年次大会協賛担当 宇田 E mail: yuda na@iama ar in	
	~ 13(金)				E-man: y.uda.pa@jsrae.or.jp	
9月	13(金)	日本流体力学会 年会 2019			(一社) 日本流体力学会	
	~				TEL 03-3714-0427/FAX: 03-3714-0434	
	15(日)				E-mail: info@nagare.or.jp	
9月	15(日)	2019 年度計算力学技術者(CAE 技術			(一社)日本機械学会事業企画グループ 金子	
12 日	22(日) 7(十)	首) 貸格認定事業			E-mail: caenintei@jsme.or.jp	
9日	7(上)	No 19-9 第 32 回計算力学講演会			(一社) 日本機械学会計算力学部門 近藤	
	~				E-mail: m.kondo@jsme.org	
	18(水)					
9月	18(水)	第 47 回日本ガスタービン学会定期講			(公社) 日本ガスタービン学会	
	~	演会			E-mail: gtsj-office@gtsj.org	
0.8	19(本)	10.22 港羽合「仁勑工学次料」(社学等 5			(二社) 日本機械学会	
9 Л	~	版)の内容を教材にした熱設計の基礎			(社) 日本(微似子云) 出版販売グループ熱工学部門担当 篠原智也	
	25(水)	と応用			E-mail: t.shinohara@jsme.or.jp	
10 月	16(水)	19-335 講習会「脱炭素社会における火			(一社) 日本機械学会	
		力発電の未来」			綜合企画グループ 森本あかね	
10日	20(□)	IMPRES2019	2019 1 15		E-mail: morimoto@jsme.or.jp	
10月	20(口) ~	第5回革新的エネルギー材料・プロセ	2019.1.13		正中和世(並八八子, Vice Chair) E-mail: impres2019@ml.kanazawa-u.ac in	
	23(水)	ス国際会議			t	
10月	24(木)	日本機械学会関西支部第363回講習会			日本機械学会関西支部事務局	
	~				E-mail: info@kansai.jsme.or.jp	
10 1	25(金)					
10月	28(月) ~	弗 40 回日本熟物性シンボジウム			夫仃妥貝会 幹爭 山口朝彦 E-mail: secretary/2019のjstn.symn.org	
	30(7k)				L-man. societary2017@jstp-symp.org	
	(/)-/				1	1

11月	1(金)	The 30th International Symposium on			東京工業大学 工学院 伏信 一慶	
	~	Transport Phenomena (ISTP30)			E-mail: fushinobu.k.aa@m.titech.ac.jp	
	3(日)					
11 月	1(金)	持続性社会のための材料とシステムに			名古屋大学未来材料・システム研究所	
	~	関する国際会議 (ICMaSS2019)			ICMaSS2019 事務局 和久真由美	
	3(日)				E-mail: m-waku@imass.nagoya-u.ac.jp	
11 月	1(金)	The 14th International Symposium on			新潟大学医学部保健学科内	
	~	Advanced Science and Technology in			日本実験力学会事務局 担当:小林	
	4(月)	Experimental Mechanics			TEL: 025-368-9310/FAX: 025-368-9309	
					E-mail: office-jsem@clg.niigata-u.ac.jp	
11 月	17(日)	International Gas Turbine Congress 2019	2019.1.31	2019.4.30	日本ガスタービン学会事務局	
	\sim	Tokyo (IGTC2019 Tokyo)			Tel: 03-3365-0095	
	22(金)				E-mail: gtsj-desk@gtsj.org	
11 月	19(火)	第 10 回マイクロ・ナノ工学シンポジウ			(一社) 日本機械学会	
	\sim	7			マイクロ・ナノ工学部門担当 大通千晴	
	21(木)				E-mail: daitsu@jsme.or.jp	
11月	20(水)	第 57 回燃焼シンポジウム			(一社) 日本燃焼学会	
	~				E-mail: office@combustionsociety.jp	
	22(金)					
11 月	27(水)	第 33 回数値流体力学シンポジウム			(一社) 日本流体力学会	
	~				TEL 03-3714-0427/FAX: 03-3714-0434	
	29(金)				E-mail: info@nagare.or.jp	
11 月	30(土)	19-319 第 22 回スターリングサイクル			(一社) 日本機械学会	
		シンポジウム			エンジンシステム部門事務担当 大竹英雄	
					E-mail: otake@jsme.or.jp	
12 月	1(日)	The 7th International Conference on Jets,			内山知実(名古屋大学未来材料・システム研究	
	~	Wakes and Separated Flows (ICJWSF-			所・教授)	
	5(木)	2019)			E-mail: uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp	
12 月	2(月)	第9回潜熱工学シンポジウム			日本潜熱工学研究会会長 鈴木洋	
	~				E-mail: hero@kobe-u.ac.jp	
	3(火)					

公益社団法人日本伝熱学会第57期(2018年度)総会議事録

- 1. 日 時 2019年5月30日(木)16時50分~17時35分
- 場所 あわぎんホール 徳島県郷土文化会館 1 階ホール 徳島県徳島市藍場町 2 丁目 14 番地
- 3. 正会員数 1,028 名
- 出席者 589 名(うち委任状出席 482 名). 定款第 29 条の定めるところにより、これは定足数である 正会員数の過半数(515 名)を上回り、総会は成立した.
- 5. 議事経過

定款第27条により近久武美会長が議長となり、以下の議案について逐次審議した.

- 第1号議案 第57期(2018年度)事業報告の件 議長より,公益社団法人日本伝熱学会第57期(2018年度)総会議案(以下,「総会議案」と呼ぶ.) の第1号議案第57期(2018年度)事業報告について諮り,満場一致でこれを可決した.
- 第2号議案 第57期(2018年度)会務報告の件 議長より,総会議案の第2号議案第57期(2018年度)会務報告について諮り,満場一致でこれを 可決した.
- 第3号議案 第57期(2018年度) 収支決算の件 議長より,総会議案の第3号議案第57期(2018年度) 収支決算について諮り,満場一致でこれを 可決した.
- 第4号議案 第58期(2019年度)役員・協議員選出の件 議長より,総会議案の第4号議案第58期(2019年度)役員の選出について,以下のとおり次期役 員の提案がなされ,満場一致でこれを可決した.

定款第17条第1項により退任する役員

理事 理事 理事	緒方 鈴木 花村	寛 洋 克悟	理事 理事 理事	平井 田川 服部	秀一郎 正人 博文
理事 些事	永井 秋吉	二郎	理事	桃木	悟
□. 定款第 17 条第 1 項 代表理事(会長) 理事	ただし書 近久 出口	元 きにより退任する役員 武美 祥啓	理事(副会長)	髙田	保之
第58期に新たに選任る	される役	員			
定款第 17 条第 1 項に 理事	こより選 宗像	任される役員 鉄雄	理事	桃木	悟

理事	中村	元	理事	花村	克悟
理事	服部	博文	理事	松原	幸治
理事	光武	雄一	理事	平井	秀一郎
監事	木戸	長生			
定款第 17 条第	第1項ただし書き	きにより選任さ	される役員		
理事	高田	保之	理事	須賀	一彦
理事	緒方	寛	理事	多田	幸生

第5号議案 議事録署名人選任の件

議長より、本日の議事の経過を議事録にまとめるにあたり、議長に加えて議事録署名人2名を選任 したい旨の提案があり、協議の結果、高田保之氏、平井秀一郎氏の2名を選任し、満場一致でこれを 可決した.

- 第6号議案 第58期(2019年度)事業計画の件 議長より,総会議案の第6号議案第58期(2019年度)事業計画について報告を行った.
- 第7号議案 第58期(2019年度) 収支予算の件 議長より,総会議案の第7号議案第58期(2019年度) 収支予算について報告を行った.

以上により、本日の議事を終了した.

2019年5月30日

公益社団法人日本伝熱学会第57期(2018年度)総会

議長	近久	武美	Ę
議事録署名人	髙田	保之	Ę
議事録署名人	平井	秀一郎	E
2019 年度 日本伝熱学会 学術賞・技術賞・貢献賞・奨励賞候補者推薦募集のお知らせ

日本伝熱学会では本年度も各賞の表彰を実施します.つきましては、下記の要領に従って本年度の学術賞, 技術賞,貢献賞および奨励賞の候補者推薦を募集しますので、自薦、他薦を問わず、多数ご応募下さい.

1. 対象となる業績

- (1) 学術賞の対象は、原則として、最近3年間の Thermal Science and Engineering 誌または Journal of Thermal Science and Technology 誌に掲載された、あるいは、最近5回の日本伝熱シンポジウムにおい て発表され、国内外で審査のある学術論文集に掲載された伝熱に関する優秀な研究を主体的に行った研究者とその共同研究者とします. なお、受賞対象研究課題名は、必ずしも論文題目と厳密に一 致する必要はありません.
- (2) 技術賞の対象は、公表された優秀な伝熱技術を開発した者とします.
- (3) 貢献賞の対象は、本学会が主催する事業の実施において、顕著な貢献を行った会員とします.
- (4) **奨励賞**の対象は,原則として,最近2回の日本伝熱シンポジウムにおいて優秀な論文を発表した若 手研究者で,発表時に大学院生,またはこれに準じる者(大学卒業後5年以内の者)とします.
- (5) 学術賞および奨励賞の対象資格は、原則として本学会会員に限ります.
- (6) 贈賞数は、学術賞2件程度、技術賞1件程度、貢献賞2名程度、奨励賞4件程度とします.
- 2. 選考方法
- (1) 「学会賞に関する内規」に定める賞の内,上項に記載の各賞は,「表彰選考委員会」が「学会賞の 審査・選考方法内規」に基づいて選考します.
- (2) 表彰選考委員会は、公募の他に、各賞の候補を推薦することが出来るものとします.
- 3. 提出書類
- (1) 申請書・推薦書 1通
 - ・ 申請書・推薦書の書式は、本学会ホームページからダウンロードしてご使用下さい.
 - ・ 学術賞,技術賞,貢献賞,奨励賞それぞれに申請書・推薦書の書式が異なりますので,ご注意下 さい.
- (2) 論文抜刷または技術内容参考資料 6部 (貢献賞以外の賞)
- (3) 日本伝熱シンポジウム講演論文集抜刷 6部 (学術賞,奨励賞のみ)
- 4. 提出期限

2019年12月6日(金)

5. 提出先および問い合わせ先

〒599-8531 大阪府堺市中区学園町1−1 大阪府立大学大学院工学研究科 機械工学分野 須賀一彦 宛 E-mail: suga@me.osakafu-u.ac.jp TEL 072-254-9224, FAX 072-254-9904

日本伝熱学会主催講習会「計測技術~温度・熱流・熱伝導率測定の基礎と応用~」 受講者募集のご案内

産学交流委員会 委員長 近藤 義広

日立アカデミー 近藤 義広

名古屋工業大学 田川 正人

名古屋市工業研究所 梶田 欣

講演講師、司会:近藤 義広

産業技術総合研究所 阿子島 めぐみ

防衛大学校 中村 元

茨城大学 太田 弘道

茨城大学 西 剛史

開催日 2019年11月22日金曜日10:00~17:30

会場 東京八重洲ホール ホール B2

住所(東京都千代田区内神田 1-18-11、東京駅八重洲中央ロより徒歩約3分)

要旨 『計測技術』を基礎から学ぶ必要がある方、計測分野で著名な方々とディスカッションをすること でより広い知見を得たい方々を対象に講習会を開催する運びとなりました.昨年開催し、ご好評頂いた『計 測技術』について、本年は各種のセンサー及び熱物性測定技術の専門家を講師陣にお招きし、基礎技術及び 最新技術についてご講演頂きます.計測の基礎知識(原理や不確かさ)を習得せずに、実測結果を見誤って しまうことで、設計検証に時間を要することはありませんか?計測技術の最先端に触れることで、現場での 推定から実把握ができるようになったことを知っていますか?本講習会では、講演者と聴講者が一体となっ た参加型イベントにするため、設計業務や研究で悩んでいることを共有するディスカッションの時間を設け ております.

題目·講師(敬称略)

- (1)開会のあいさつ(10:00-10:10)
- (2) 講演(10:10-17:00)
- ・熱電対の正しい使い方および測定誤差の支配的要因:
- ・放射温度計の正しい使い方:
- ・熱流センサーの基礎と校正技術:
- ・定常法による熱伝導率測定:
- ・フラッシュ法による熱拡散率測定:
- ・融体の熱物性(熱伝導率、粘性):
- (3)総合討論(17:00-17:30)
- (4) 意見交換会(18:00-19:00)

定員 先着 40 名

資料集 本セミナーに参加された方1名につき1冊準備します.資料集のみの販売はいたしません.
 申込方法 伝熱学会ホームページ上の申込フォームからお申し込みください.(現在準備中)
 問合せ先 (公社)日本伝熱学会(担当 大澤)/電話(03)3259-7919 / FAX(03)5280-1616
 /E-mail:office@htsj.or.jp

日本伝熱学会 関西支部 主催 第 16 回関西伝熱セミナー「新元号元年,次世代の策を練る」

日本伝熱学会 関西支部では、2年に1度、宿泊付の「関西伝熱セミナー」を開催してまいりました.新元 号第1回となる今回は兵庫県赤穂市赤穂温泉 赤穂ハイツを会場として「新元号元年、次世代の策を練る」と 題し、下記の通り企画いたしました.講師には、エネルギー、環境、計測技術におけるエキスパートの方々 をお招きし、話題提供していただきます.今後の方向性、可能性について、風呂につかり、瀬戸内の海を眺 めながら議論したいと考えておりますので、是非、皆様ご参加下さい.

開催日時	令和元年9月13日(金)13:00 ~ 14日(土)12:30
会 場	赤穂温泉 赤穂ハイツ 兵庫県赤穂市尾崎向山 2470-64(http://ako-haitu.jp/index.php)
参加定員	70 名
ホームページ	http://www.htsj.or.jp/branch/kansai/seminar/seminar2019/index.html
参 加 費	一般 25,000 円, シニア(65 歳以上)20,000 円, 学生 15,000 円
	(夕食,宿泊,朝食 を含みます)
支払方法	銀行振込(振込口座をお知らせいたしますので,申込締切日までにご入金下さい.)
申込方法	御氏名,御所属,参加種別(一般/シニア/学生),連絡先(電話,メールアドレス) をご記載の上,下記宛に電子メールでお申し込みください.
申込・間合先	ako-seminar2019@port.kobe-u.ac.ip (第16 回関西伝熱セミナー事務局)
	セミナー委員会幹事:杉本 勝美(神戸大学)
申込締切	8月21日(水)
プログラム	
第1日目:9	月13日(金)
13:05-14:05	【特別講演】「再生可能エネルギー普及に貢献するデマンドレスポンス」
	浅野 浩志 氏(電力中央研究所エネルギーイノベーション創発センター研究参事
	/岐阜大学教授/東京大学客員教授/東京工業大学特任教授)
14:15-15:00	「数値気象予報の研究の歴史と今後」
	山浦 剛 氏(神戸大学 都市安全研究センター/理化学研究所 計算科学研究センター)
15:00-15:45	「CO2フリー水素サプライチェーンと水素コージェネレーションシステムの開発状況」
	山口 正人 氏(川崎重工業 水素チェーン開発センター プロジェクト管理部)
16:00-16:45	「中性子イメージングの最近の進展」
	鬼柳 善明 氏(名古屋大学大学院工学研究科)
16:45-17:30	「感圧・感温塗料を用いた光学的計測法の現状:何が計測できるのか?」
	江上 泰広 氏(愛知工業大学工学部機械学科)
19:30-21:00	夕食
第2日目:9	9月14日(土)
7:30-9:00	朝食
9:00-9:45	「最近の新冷媒動向及び機器に及ぼす影響と対応」
	平良 繁治 氏(ダイキン工業 CSR・地球環境センター)
9:45-10:30	「バイナリー発電システムの技術開発と適用事例」
	川口 泰平 氏(神戸製鋼所 技術開発本部 機械研究所 流熱・化学研究室)
10:40-11:25	「イオン液体を利用した蓄電デバイスの開発とその可能性」
	柿部 剛史 氏(兵庫県立大学大学院工学研究科)
11:25-12:10	「潜熱蓄熱技術の現状と展望」
	堀部 明彦 氏(岡山大学大学院自然科学研究科)
12:10-12:30	挨拶,集合写真
協賛(予定る	と含む):日本機械学会関西支部,日本機械学会動力エネルギーシステム部門,化学工学会エス

協賛(予定を含む):日本機械学会関西支部,日本機械学会動力エネルギーシステム部門,化学工学会エネル ギー部会,化学工学会熱工学部会,日本冷凍空調学会,日本混相流学会,日本熱物性学会,エネルギー・資 源学会,日本太陽エネルギー学会,日本ヒートアイランド学会,空気調和・衛生工学会近畿支部

お詫びと訂正

学会誌第58巻第243号(2019年4月号)に掲載されました以下の記事に誤りがございました.ここに訂 正いたしますとともに,著者ならびにご関係の皆様にご迷惑をおかけしましたことを深くお詫び申し上げま す.

- ・記事題目: 建築物の低炭素化技術と伝熱
- ・著 者: 田中 英紀
- ・訂正箇所: p.19, 図3
 - 誤) 図の一部が欠落していました.
 - 正)正しい図は次のとおりです.



図3 穴あきロールスクリーンと北面の窓位置

・補足事項: 学会誌電子版 (http://www.htsj.or.jp/wp/media/2019_4.pdf) では該当箇所は修正され ています.

以上



編集出版部会からのお知らせ 一各種行事・広告などの掲載について一



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,ご理解とご協力をお願いする次第です.

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.
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:村田 章 (東京農工大学): murata@mmlab.mech.tuat.ac.jp
- ・編集出版部会長:中村 元(防衛大学校):nhajime@nda.ac.jp
- ・広報委員会委員長:畠山友行(富山県立大学):hatake@pu-toyama.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐協議員:村上陽一(東京工業大学):general-affairs@htsj.or.jp
- ・事務局:大澤毅士・村松佳子・山田麻子:office@htsj.or.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.



センサテクノス株式会社

〒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

URL www.senstech.jp

E-mail info@senstech.jp





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

A A

サイズ:5×5mm~300×300mm 厚み:0.4mm(平面用・曲面用) 温度範囲:-200~200℃ 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℃ 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(メドサーム)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。



熱流東範囲:0.2-- 4000Btu/ft²sec(フルスケール) サイズ:1/16 インチ(約 1.6mm)〜1 インチ(約 25.4mm)

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

熱流計/輻射計

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

最高温度: 200℃(水冷なし)/1500℃(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)

【最小プローブ径】 0.015 インチ(約 0.39mm) 【熱電対タイプ】 【温度範囲】 T型(銅/コンスタンタン) - 270℃〜+400℃ J型(鉄/コンスタンタン) - 210℃〜+1200℃ E型(クロメル/コンスタンタン) - 270℃〜+1000℃ K型(クロメル/アルメル) - 270℃〜+1372℃ S型(白金10%ロジウム/白金) +200℃〜+1700℃

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℃ 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℃ 応答速度: 0.1s 最大熱流束レンジ: 0~3000W/cm²

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

本広告に掲載されている内容は2010年9月現在のもので、製品の仕様は予告なく変更される場合があります。

編集出版部会ノート Note from the JHTSJ Editorial Board

今月号の特集は「熱流体の非線形物理」をテーマに、5件のトピックについてご寄稿いただきました.北 海道大学 田坂氏と海洋研究開発機構 柳澤氏からは、水平磁場を印加した液体金属層内の熱対流を対象に、 流動の反転運動の過渡的状態によるカオス的な振る舞いとそれに伴う伝熱特性の変化についてご紹介いただ きました.静岡大学 益子氏からは、非ニュートン流体を用いた熱対流を対象に、体積相転移が生じる熱対流 の高速領域と低速領域の分離についてご紹介いただきました.東京理科大学 上野氏からは、温度差マランゴ ニ対流を対象に、国際宇宙ステーションで実現したハーフ・ゾーン液柱内のカオス過程の解明、粒子集合現 象とトポロジー対流場についてご紹介いただきました.山形大学 桑名氏と明治大学 矢崎氏からは、伝播す る予混合火炎面のダイナミックスを記述する非線形発展方程式、いわゆる Kuramoto-Sivashinsky(KS)方程式を 対象に、KS 方程式解とフラクタル構造についてご紹介いただきました.東京理科大学 後藤田氏と村山氏か らは、熱音響燃焼振動を対象に、渦度場の複雑ネットワーク構造や圧力変動と熱発生率変動の非線形相互作 用についてご紹介いただきました.

これらのテーマを通じて,熱流体の非線形物理の面白さを読者の方々に味わっていただけるのではないか と思います.ご多忙のなか,ご寄稿くださりました執筆者の皆様に厚く御礼申し上げます.

> 後藤田 浩(東京理科大学) Hiroshi GOTODA (Tokyo University of Science) e-mail: gotoda@rs.tus.ac.jp

企画·編集出版担当副会長 須賀 一彦 (大阪府立大学)

編集出版部会長 中村 元(防衛大学校)

委員

- (理事) 佐々木 直栄(日本大学), 戸谷 剛(北海道大学), 光武 雄一(佐賀大学)
- (協議員) 梶田 欣(名古屋市工業研究所),後藤田 浩(東京理科大学),富村 寿夫(元熊本大学), 西 剛伺(足利大学),二宮 尚(宇都宮大学),元祐 昌廣(東京理科大学),

結城 和久(山口東京理科大学)

- TSE チーフエディター 花村 克悟(東京工業大学)
- TSE 編集幹事 伏信 一慶(東京工業大学)

編集出版部会 連絡先: 〒239-8686 横須賀市走水 1-10-20
 防衛大学校 システム工学群 機械工学科
 中村 元
 Phone: 046-841-3810, Fax: 046-844-5900
 E-mail: nhajime@nda.ac.jp