

# 伝 熱

*Journal of the Heat Transfer Society of Japan*

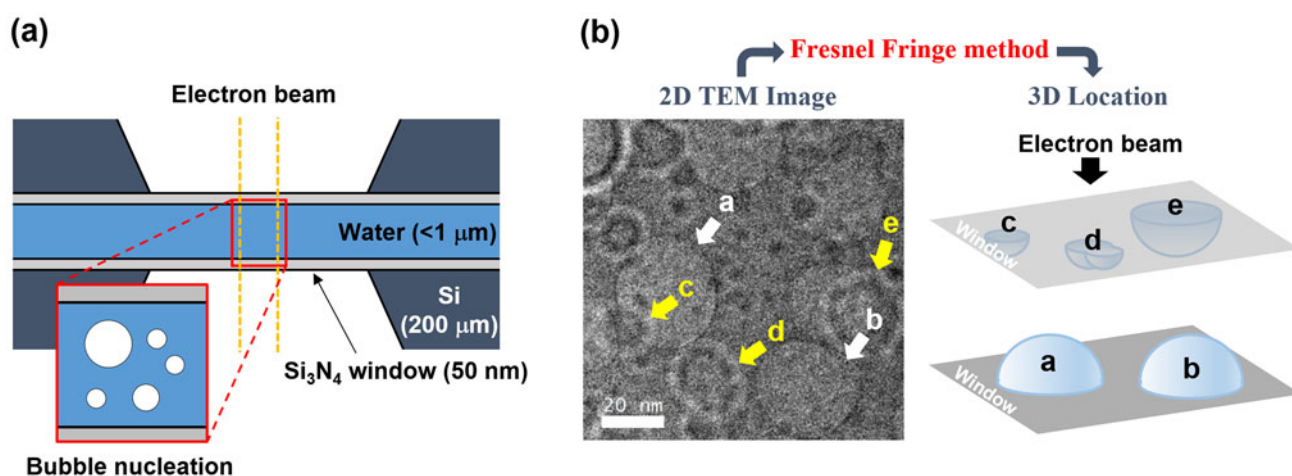
ISSN 1344-8692 Vol. 58, No. 245  
2019. 10

*Thermal Science and Engineering*

ISSN 0918-9963 Vol. 27, No. 4  
2019. 10

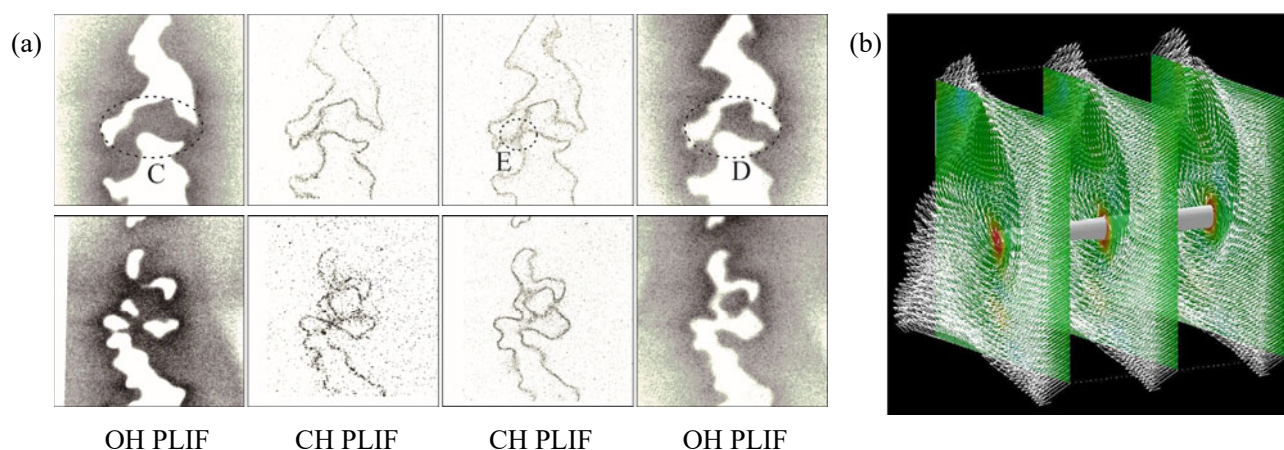
*HSTJ*

◆特集：熱流体の可視化計測



上図 (a) は、液体セル内で起こる発泡現象を透過型電子顕微鏡 (TEM) によってナノスケールで可視化する手法のイメージ図である。上図 (b) は、フレネルフリンジ法を用いて二次元の TEM 像からナノバブルの位置を三次元で特定した一例である。

(特集記事「水のナノスケール直接観察手法について (塘 陽子, 高橋 厚史)」より)



上図(a)は、乱流噴流バーナの異なるレイノルズ数条件において微小距離隔てた4断面で計測された平面レーザ誘起蛍光法 (PLIF) の例であり、三次元的な火炎構造の変化を捉えている。上図(b)は、四平面ステレオ投影粒子画像流速計 (PIV) の一例であり、乱流噴流中の乱流微細渦の計測例を示している。

(特集記事「乱流予混合火炎の多平面火炎構造計測 (志村 祐康, 店橋 護)」より)

# 伝 熱

## 目 次

### 〈巻頭グラビア〉

塘 陽子, 高橋 厚史 (九州大学)・志村 祐康, 店橋 護 (東京工業大学) ……表紙裏

### 〈特集：熱流体の可視化計測〉

特集「熱流体の可視化計測」にあたって ……	二宮 尚 (宇都宮大学) ……	1
水のナノスケール直接観察手法について ……	塘 陽子, 高橋 厚史 (九州大学) ……	2
マイクロ・ナノスケールにおける熱流動可視化技術の発展		
—表面近傍計測ならびに非侵襲化への取り組み—		
……………	栗山 怜子 (京都大学), 佐藤 洋平 (慶應義塾大学) ……	8
感温燐光体を利用した二色法による非接触温度計測		
……………	横森 剛, 石和田 尚弘 (慶應義塾大学) ……	15
乱流予混合火炎の多平面火炎構造計測 ……	志村 祐康, 店橋 護 (東京工業大学) ……	21
マイクロ流路内流動の3次元計測と混合制御		
……………	市川 賀康 (宇宙航空研究開発機構), 山本 憲, 元祐 昌廣 (東京理科大学) ……	27
ドップラー位相シフトホログラフィ ……	二宮 尚 (宇都宮大学) ……	33

### 〈ヒストリーQ〉

人と熱との関わりの足跡 (その5) —我が国の空気調和の父 柳町政之助の偉業—	……………	高橋 惇 (元高砂熱学工業株式会社) ……	39
---	-------	-----------------------	----

### 〈委員会報告〉

日本伝熱学会特定推進研究推進課題報告書	……………	特定推進研究企画委員会 花村 克悟 (委員長・東京工業大学),	
		吉田 英生 (京都大学), 中山 恒 (名誉会員) ……	48

〈行事カレンダー〉 ……	51
--------------	----

### 〈お知らせ〉

第57回日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集 ……	53
優秀プレゼンテーション賞 (第57回日本伝熱シンポジウム) について ……	55
・事務局からの連絡 ……	56

〈編集出版部会ノート〉 ……	59
----------------	----

## CONTENTS

### < Opening-page Gravure: heat-page >

Yoko TOMO, Koji TAKAHASHI (Kyushu University)

Masayasu SHIMURA, Mamoru TANAHASHI (Tokyo Institute of Technology) ... Opening Page

### < Special Issue: Measurement of Heat and Fluid using Visualization >

Preface to the Special Issue on "Measurement of Heat and Fluid using Visualization"

Nao NINOMIYA (Utsunomiya University) ..... 1

In Situ Nanoscale Observation of Water Using TEM

Yoko TOMO, Koji TAKAHASHI (Kyushu University) ..... 2

Development of Visualization Techniques for Micro/Nanoscale Thermal Flow Field

-For Surface-specific and Non-intrusive Measurement-

Reiko KURIYAMA (Kyoto University), Yohei SATO (Keio University) ..... 8

Non-contact temperature measurement by two-color phosphor thermometry

Takeshi YOKOMORI, Naohiro ISHIWADA (Keio University) ..... 15

Multi-plane Measurements on Structures of Turbulent Premixed Flames

Masayasu SHIMURA, Mamoru TANAHASHI (Tokyo Institute of Technology) ..... 21

Three-dimensional flow measurement and advanced mixing control in microchannel flow

Yoshiyasu ICHIKAWA (JAXA),

Ken YAMAMOTO, Masahiro MOTOSUKE (Tokyo University of Science) ..... 27

Doppler Phase-Shifting Holography

Nao NINOMIYA (Utsunomiya University) ..... 33

### < History Q >

Footprints of the relationship between humans and heat (Part 5)

-Great Achievements by Masanosuke Yanagimachi, Father of Air Conditioning System in Japan-

Atsushi TAKAHASHI (Formerly, Takasago Thermal Engineering Co., Ltd.) ..... 39

### < Committee Report >

Report of Specific Promotion Researches in Heat Transfer Society of Japan

Specific Promotion Research Planning Committee:

Katsunori HANAMURA (Chairperson, Tokyo Inst. Tech.)

Hideo YOSHIDA (Kyoto University), Wataru NAKAYAMA (Honorary member) ..... 48

< Calendar > ..... 51

< Announcements > ..... 53

< Note from the JHTSJ Editorial Board > ..... 59

## 特集「熱流体の可視化計測」にあたって

*Preface to the Special Issue on*

*"Measurement of Heat and Fluid using Visualization"*

二宮 尚 (宇都宮大学)

*Nao NINOMIYA (Utsunomiya University)*

*e-mail: nino@utmu.jp*

熱流体の可視化は、様々な伝熱現象や流動現象の概要を把握する際に、簡単かつ直感的なアプローチとして、古くから様々な現象の解明に役立ってきた。多くの名画を残した Leonardo da Vinci (1452~1519) も自身の創作過程を“Sapere vedere” (“knowing how to see”) と称し、科学的な可視化が事実の解明に有効であると考えていた[1]。また、流体運動の状態を示す最も基本的な無次元数である  $Re$  数を定義した Osborne Reynolds (1842~1912) が行った乱流遷移の実験[2]は、流れの可視化を用いた研究の一例としてあまりにも有名である。我が国には、この分野で精力的に活躍する研究者が非常に多く、第一回流れの可視化国際会議 (International Symposium on Flow Visualization) は 1977 年に東京で開かれた。

近年、デジタルカメラの高性能化とコンピュータの高速化により、可視化画像にデジタル画像処理を施すことによって、様々な物理量の定量計測が可能となっており、現在では、「可視化」は単なる定性的な観察ではなく、定量的な計測手法の根幹をなす技術となってきた。

古くは、可視化と言えば、流れの可視化と考えられていたが、最近では、光学的変化を伴う様々な物理現象を観測することで、従来では「見る」ことすら不可能だと考えられて物理量を高精度に計測することが可能となっている。また、可視化計測は、非接触なため場を乱すことが無いという利点に加え、二次元もしくは三次元の計測が可能であり、様々な分野で可視化が計測の主流となっている。

本特集では、熱流体の様々な現象に対して、可視化を用いることで従来不可能であった物理量の計測を実現した斬新な研究例を紹介する。

九州大学の塘陽子氏、高橋厚史氏には、透過型電子顕微鏡 (TEM) を用いた気液界面の可視化計測をご紹介頂いた。フレネルフリンジ法を用いることで、二次元画像からナノバブルの三次元位置を特定した。京都大学の栗山怜子氏と慶應義塾大学の佐藤洋

平氏には、エバネッセント波を光源とした表面近傍の様々な物理量の計測をご紹介頂いた。PIV による流速計測、LIF による pH 計測、全反射ラマン散乱による濃度計測などが実現された。慶應義塾大学の横森剛氏、石和田尚弘氏には、感温燐光体を利用した非接触温度計測をご紹介頂いた。計測対象に見合う様々な燐光体を利用することで、高温流動場や固体内部等の非接触温度計測を可能とした。東京工業大学の店橋護氏、志村祐康氏には、乱流予混合火炎における三次元の熱流動計測をご紹介頂いた。2 組の stereo PIV と 3 種の LIF を組み合わせた同時計測により火炎の瞬時の熱流動場の詳細を明らかにした。JAXA の市川賀康氏、東京理科大学の山本憲氏、元祐昌廣氏には、マイクロ流路内の三次元計測と混合制御をご紹介頂いた。非点収差のボケを利用した壁面近傍の三次元速度分布計測と混合制御を実現した。最後に小生はドップラー位相シフトホログラフィによる三次元計測を紹介した。デジタルホログラフィを応用することで、単眼で速度三成分の同時計測を実現した。ご多忙の中、原稿の執筆をご快諾下さった先生方に厚く御礼申し上げます。

このように、可視化技術の発達によって、従来は見ることにすら出来なかった様々な物理量を精度良く定量的に計測することが可能となってきた。将来的には、もっともっと高度な計測が可能となることを夢「視」つつ、本稿を閉じたいと思う。

### 参考文献

- [1] Trumbo, J., “Visual Literacy and Science Communication”, *J. of Indexing and Metrics*, **20**, 4 (1999) pp. 409-425.
- [2] Reynolds, O., “An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels”. *Proc. of the Royal Society of London*, **35**, 224–226 (1883) pp. 84–99.

## 水のナノスケール直接観察手法について In Situ Nanoscale Observation of Water Using TEM

塘 陽子, 高橋 厚史 (九州大学)  
Yoko TOMO, Koji TAKAHASHI (Kyushu University)  
e-mail: ytomo@mech.kyushu-u.ac.jp

### 1. はじめに

水の界面の挙動や形態を可視化することは、水の相変化や流動現象を理解するために最も有効な手段の一つである。近年、マイクロピラーや微小空孔を用いて沸騰や凝縮を制御する技術が開発されており、ミクロな構造がもたらす界面現象を正確に理解することが求められている。さらに、カーボンナノチューブ (Carbon Nanotube: CNT) の内部やグラフェンとグラフェンの間のナノ空間に閉じ込められた水は Hagen-Poiseuille の式で予測されるよりも4桁以上早く流れること[1,2]や水分子が規則的に整列する[3]といった、バルクの水とは大きく異なる現象が次々と報告されており、このようなナノサイズで出現する現象を用いて全く新しい技術を開発するためには、ナノ空間特有の流体现象の理解が不可欠である。しかしながら、ナノ空間内部や界面の極近傍で起こる物理現象は原子および分子間相互作用によって生じるものであり、それらを理解するためにはナノオーダーの空間分解能での観察が必要であるが、従来用いられている光学顕微鏡では不可能である。本稿では、電子顕微鏡の中で最も高い時空間分解能を持つ透過型電子顕微鏡 (Transmission Electron Microscope: TEM) による水の気液界面の可視化手法とそれによって得られた結果について紹介する。

### 2. 透過型電子顕微鏡を用いた液中観察手法

#### 2.1 透過型電子顕微鏡

TEM は、サブナノメートルの空間分解能に加えて時間分解能も高いため、時々刻々と変化する現象を1 nmの分解能で直接観察するために最も有効な観察手法である。他の液中観察手法と比較のために、TEM と走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope: SEM) と原子間力顕微鏡 (Atomic Force Microscope: AFM) の分解能を表1にまとめる。ただし、分解能は試料や観察条件によって変わりうる。

表1 ナノスケール液中観察手法の分解能

	TEM	SEM	AFM
画像取得方法	透過電子のスクリーン投影	電子線走査	プローブ走査
空間分解能	~0.1 nm	~10 nm	~0.1 nm
時間分解能	~1500 fps	~30 fps	~20 fps

TEM の観察原理を簡単に説明する。加速した電子線が試料に照射されると、電子は試料内部に侵入して原子と相互作用しながら散乱する。その過程で放出される反射電子や X 線、透過電子は各々が試料に関する情報を持っており、そのうち、試料を通過した透過電子を後方のスクリーン上で結像することで試料表面および内部の微細形態を観察することができる。この TEM 像を明視野像といい、密度が小さい部分は透過電子の量が多いため明るく、密度が大きい部分は電子線が吸収あるいは散乱するため暗くなる。つまり、同程度の分子量を持つ液体と気体を電子線が通過する場合、結像した明視野像では気体がある部分が明るくなり液体がある部分が暗くなる。ただし、TEM 像は試料の奥行方向に異なる面を同一平面上に投影した二次元像であることに注意しなければならない。TEM 像からは試料内の奥行方向にある分布や構造に関する情報は得られない。この TEM の欠点を解決するために、電子線トモグラフィー法によって二次元の TEM 像を三次元再構築することは可能であるが、複数枚の二次元像が必要であるため一枚の三次元画像を取得するために数分以上の時間がかかり、時々刻々と変化する現象の観察には適応できない。

#### 2.2 フレネルフリッジ法

そこで我々は、二次元の TEM 像から観察と同時に試料の奥行方向の情報を得る手法として「フレネルフリッジ法 (Fresnel Fringe method)」を考案した[4]。これは、フレネル回折を利用して試料の奥行方



向に対して異なる位置にある物体の相対的な位置を特定する手法である。

フレネル回折は、対物レンズの物面<sup>1</sup>（図 1 の赤破線）が試料面からずれたときに、試料の端を透過した波が背後に回り込む現象である。フレネル回折によって試料の縁に生じる干渉縞（フレネルフリッジ）の明暗と幅は物面と試料面の距離に依存する。物面が試料面からずれた状態すなわちフォーカスがずれた状態をディフォーカスといい、例えば、試料面が物面よりも電子線の上流側にあるとき、この状態をオーバーフォーカスといい、試料の縁に暗いフリッジが生じる。試料面が物面よりも電子線の下流側にあるとき、この状態をアンダーフォーカスといい、試料の縁に明るいフリッジが生じる。また、フリッジの幅はフォーカスが外れるほど広くなる。ジャストフォーカスではフリッジは生じないため、通常は、わずかにアンダーフォーカスにして試料の縁を明瞭にする。

同一固体面上にある複数の気泡は、電子線の照射方向（試料の奥行方向）に対して同じ位置にあるため、フォーカスをずらしたときに気泡の縁に生じる

フリッジの明暗と幅は全て同じである。しかしながら、固体面上だけでなく水中に浮遊する気泡があるため、フォーカスを適当にずらすことによって、気泡の縁にはそれぞれの位置に応じた明暗と幅のフリッジが生じる。この明暗と幅の違いにより気泡の相対的な位置を特定するというのがフレネルフリッジ法の基本原理である。

図 1 に示している水中の気泡の TEM 像と電子線の光路図を用いて具体的に説明する。気泡 A と気泡 B は試料内部の奥行方向の位置が異なるため、図 1 (a) のように、電子線のフォーカスを A 近傍に合わせると、A はわずかにアンダーフォーカスとなり細く暗いフリッジが生じる。このとき、B の縁には外（液体）側に明るいフリッジ、内（気体）側に暗いフリッジが生じるためオーバーフォーカスと言える。また、図 1 (b) のように、電子線のフォーカスを B 近傍に合わせると、A の縁には内側に明るいフリッジ、外側に暗いフリッジが生じるためアンダーフォーカスと言える。すなわち、図 1 (a) と (b) のいずれからでも A は B よりも下流側に位置していると判断できる。

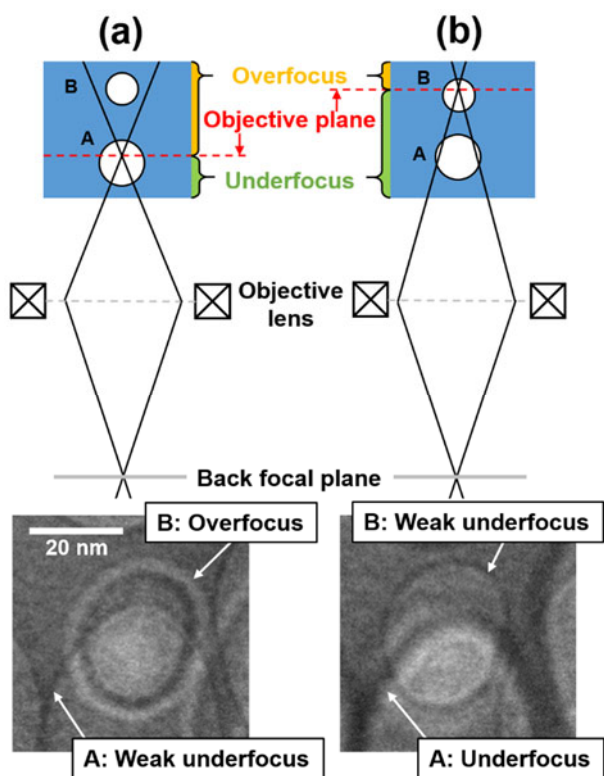


図 1 フレネルフリッジ法

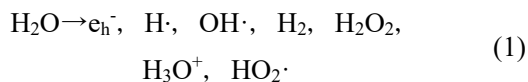
<sup>1</sup> 対物レンズの像面上に正焦点像として結像される面。

### 2.3 電子線が水に与える影響

図 1 の気泡 A と B は水に電子線を照射したときに発生した気泡であり、電子顕微鏡を用いた観察では、電子線が試料に与える影響を常に考慮する必要がある。特に TEM は電子線の加速電圧が高いため、高倍率で観察を行うと電子線によるダメージが無視できなくなる。ここでは、加速電子と水の相互作用による気泡の発生メカニズムについて説明する。

加速電子と原子の相互作用には、弾性散乱と非弾性散乱がある。弾性散乱では、加速電子は原子の状態に影響を与えないが、非弾性散乱では衝突した原子から電子が励起して飛び出し、その結果、熱やラディカル、分子が発生して連鎖的に反応が起こる。Grogan らは、加速電圧が 300 kV の電子線を使用した TEM 観察において、電子線照射で発生した熱による水の温度上昇は数度であるため、熱が水の物性や挙動に与える影響は小さく相変化は起こらないと報告している[5]。しかしながら、電子線に誘発される水の放射線分解は水の挙動と物性に大きな影

響を与える[6]. まず照射後約 10 ピコ秒で初期生成物である  $e_h^-$ ,  $H\cdot$ ,  $OH\cdot$ ,  $H_2$  が生成し, 1 マイクロ秒以内に式(1)に示すような一次生成物が生じる.



さらに時間が経過すると, 一次生成物が次々と化学反応を起こして種々のラディカルと分子が生成する. 水素分子の発生に加えて酸素分子も発生し, それらの気体分子が過飽和になると気泡を形成する. 発泡した後は全ての気体分子が気泡の成長に寄与し, 気泡は成長し続ける. 以下のように, 我々は水の放射線分解によって生じた水素と酸素を含む気泡の発生と成長を観察した.

### 3. 液体セルを用いた気泡の観察

#### 3.1 液体セル

TEM 観察用の試料は, 観察部分が電子線を透過するのに十分薄く (水では約  $1\ \mu\text{m}$  以下, 固体であれば約  $200\ \text{nm}$  以下) かつ試料室内の高真空環境下 (約  $10^{-5}\ \text{Pa}$ ) で安定でなければならない. そのため, 蒸気圧と表面張力がともに大きい水は, 水の液滴をそのまま観察することは不可能である.

そこで, 水を液体のまま TEM で観察するために液体セルを作製した. これは, 近年急速に発展している TEM の液中その場観察手法であり, Liquid Cell Electron Microscopy[7]と呼ばれ, 材料科学や化学の分野で用いられる. 液体セルは, 図 2 に示すように, 水を二枚の固体膜の間に挟んで TEM の真空環境から隔離して蒸発を防ぐ. 液体セルには開放型と密閉型があり, 開放型は, 市販の TEM の試料ホルダーと一体になっているもので, セルの内部が試料室の外の大気圧環境につながっている. 一方, 本研究で使用した密閉型のセルは実験室で事前に組み立てて水を密閉したもので通常の TEM の試料ホルダーで観察を行うことができる. セルの観察窓の固体膜には, 厚さ数十 nm の窒化ケイ素の薄膜あるいはグラフェンが用いられる. グラフェンを用いると, 観察窓での電子線の散乱を最小限に止めることができるため高い空間分解能が得られるが, 現在の試料作製技術では密閉できる水の量は極めて微少でかつ電子線に弱い[8,9]. それに比べて, 窒化膜を用いると, 多量の水が入るうえ, 蒸着によって表面を加

工することもできる[10,11]. 本研究では, 比較的多量の水が入る窒化膜の液体セルを用いた. 観察に使用した TEM は JEM-3200FSK (JEOL Ltd., Japan), 加速電圧は  $300\ \text{kV}$  である.

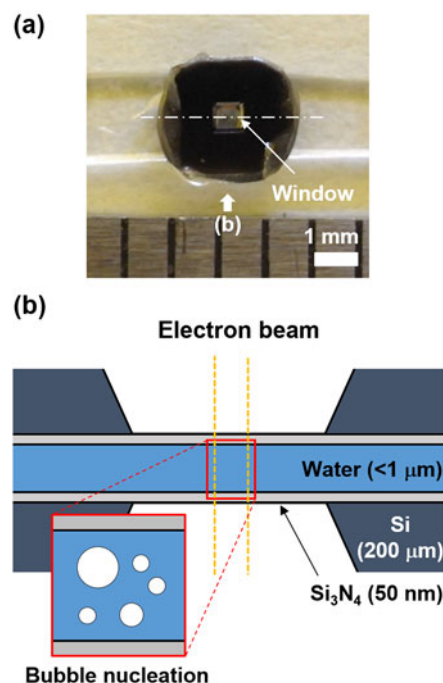


図 2 (a) 密閉型の窒化膜付き液体セル, (b) Liquid cell electron microscopy の概略図

#### 3.2 気泡の発生と成長過程

電子線照射によって発生する気泡の最小直径は  $4\text{--}8\ \text{nm}$  だった. フレネルフリッジ法を用いて発生した気泡の位置を特定するために, 照射開始直後に発生した気泡にフォーカスを合わせて経過観察した結果を図 3 に示す. 図 3 の TEM 像を見るとまず暗く細いフリッジの気泡 a, b が生じ, 次に明るく太いフリッジの気泡 c, d, e, f が生じた. TEM 像から観察できるフリッジは, 暗く細いものと明るく太いものの二種類があり, 同種のフリッジは発泡開始時に重なっていないことから, 全ての気泡は上下の窒化膜上で起こる不均質核生成によるものであると判断できる. さらに図 3 の三次元の位置特定の結果, 不均質気泡核生成は, 電子線の下流側が先に起こることがわかる. 電子線の照射方向から考えると一見矛盾しているようであるが, 化学反応速度を考慮することで説明することができる. 電子が水中に侵入して水分子と衝突するとエネルギーが減少し電子の平均自由行程が短くなるため, 非弾性散乱に



よって水分子が分解する確率は下流に行くにつれて高くなる。また、電子の速度に比べて、水分子の分解反応速度ははるかに小さいため、発泡開始速度は水分子の分解反応速度に律速する。したがって、分解が多く起こる下流の窒化膜上で先に水素分子と酸素分子が過飽和に達し気泡を生成したと考えられる。

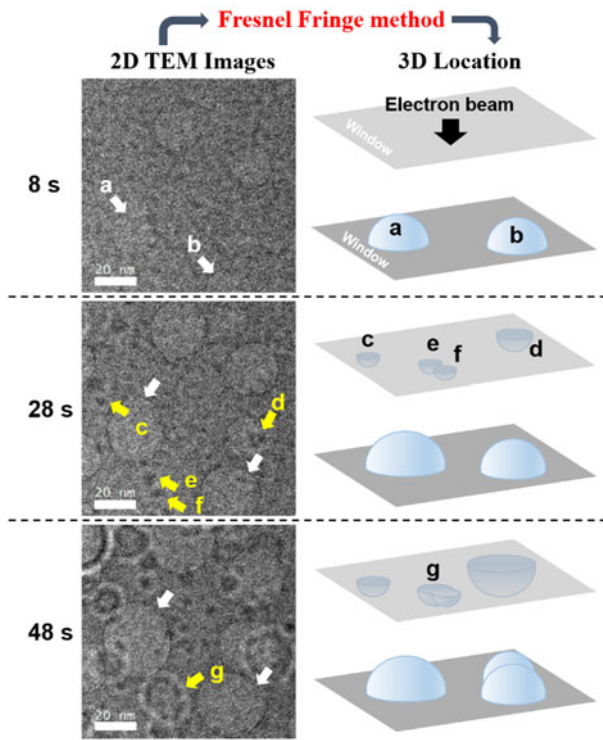


図3 液体セル内での気泡発生の時間経過

図3の気泡eとfは合体してgとなるように、発生した気泡は成長し、隣接する気泡と頻繁に合体した。このとき、成長する気泡のごく近傍で発生した気泡や周囲の気泡よりも小さい気泡は、ある程度大きくなると成長が止まり縮小し、合体しないものは縮小し続けて最終的に消滅した。これは、大きさの異なる気泡の内圧差によって起こるオストワルドライプニング現象である。下流側の窒化膜上で発生した気泡の平均気泡半径の時間経過と、オストワルドライプニング現象に関する古典理論 LSW (Lifshitz-Slyozov-Wagner) 理論を比較した。気泡の見かけの半径  $r_i \approx (A/\pi)^{1/2}$  [12] ( $A$ : 気泡の見かけの面積) から平均気泡半径  $\langle r \rangle$  を式(2)を用いて求めた。

$$\langle r \rangle = (1/N) \sum_{i=1}^N r_i \quad (2)$$

LSW 理論によると  $\langle r \rangle$  はべき乗則  $\langle r \rangle = at^\beta$  に従うと予想される。その常用対数  $\lg(\langle r \rangle)$  と照射時間の常用対数  $\lg(t)$  の関係を図4に示す。電子線照射時間  $t = 91$  s から  $t = 143$  s の範囲と  $t = 153$  s から  $t = 203$  s の範囲に分けてそれぞれ線形近似を行うとよく一致した。 $t = 91$  s から  $t = 143$  s の近似直線の傾きは  $\beta_1 = 0.511 \pm 0.068$  であり、これは反応律速過程と一致する。このことから、表面ナノバブルの平均成長速度は気体分子の拡散よりも水の放射線分解に律速されることが分かる[13]。また、 $t = 153$  s から  $t = 203$  s の傾きは  $\beta_2 = 1.665 \pm 0.166$  であり  $t = 143$  s 以前と比べるとかなり大きい。このとき、成長する大きな気泡と大きな気泡の距離は非常に近く合体が起こりやすい状況であり、その合体の結果として表面ナノバブルの平均成長速度が急増したように見える。

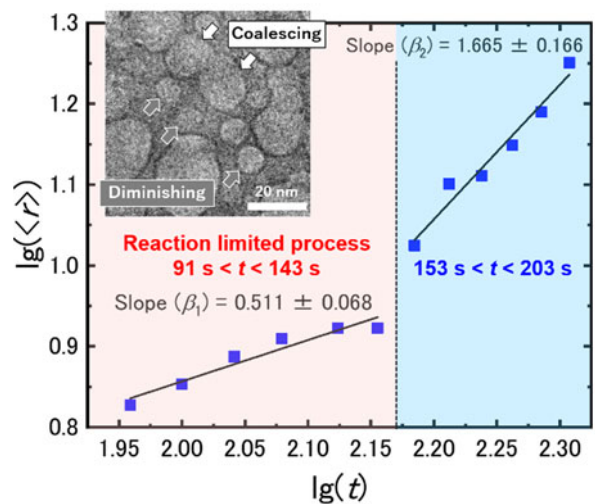


図4 表面ナノバブルの平均成長速度

長時間照射を続けると、図5(a)に示すように、新たに発生した暗く細いフリンジをもつ気泡(白色の破線)は、既にある暗く細いフリンジの気泡(赤色の破線)の三相界線に重なるようにして発生した。これは、下流側で均質気泡核生成によって発生した液中に浮遊する気泡であり、このことから、観察窓表面が全て気相で覆われておらず不均質気泡核生成が起こり得る固体表面があるにもかかわらず、よりエネルギー障壁の高い均質気泡核生成が起きていると判断できる。これは古典核生成理論に反する結果であるが、図5(b)のように、オストワルドライプニング現象を考慮すると説明することができる。

成長し続ける大きな表面ナノバブルの気液界面近傍では過飽和な気体分子が吸収される。さらに、大きな気泡の近傍に小さい表面ナノバブルがある場合、オストワルドライプニング効果によって小さい気泡から大きい気泡へと気体分子が移動する。よって、成長する大きな気泡の周りでは新たな気泡の発生が抑制され、少し離れた液中では過飽和になると気泡核生成が起こる。これが途中で不均質気泡核生成が止まり均質気泡核生成に移行する理由である。

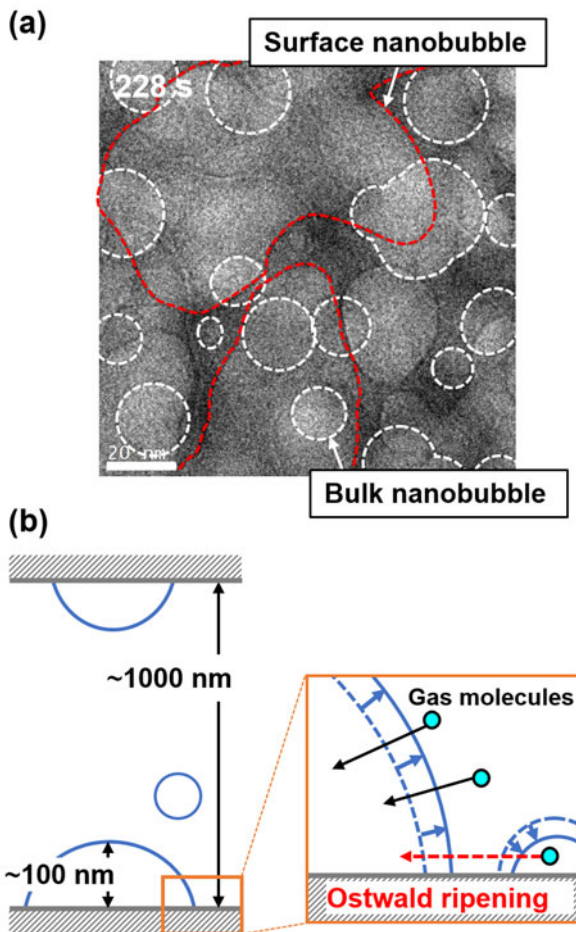


図5 (a) 均質気泡核生成, (b) 表面ナノバブル近傍で起こるオストワルドライプニング現象。

#### 4. ナノチューブ内の水の観察

##### 4.1 カップスタックカーボンナノチューブ

カップスタックカーボンナノチューブ (Cup-Stacked Carbon Nanotube: CS-CNT) は底が抜けた円錐形のグラフェンシートのカップが積層した円環構造を持つ。内径の大きさは数十～数百 nm であり、内壁はカップの先端により凹凸形状をしている。本研究では、高温で熱処理することで内壁が結晶化し

撥水性となっている試料と、酸素あるいは大気雰囲気下でプラズマ処理することにより親水化した試料を用意し、ナノ空間内の水の形態を観察した。

##### 4.2 ナノチューブ内の水の形態と濡れ性の関係

TEM で CNT に入った水を観察するためには、CNT の両端を封止しなければならないというのが常識である。しかしながら、我々は封止せずとも CNT 内の水は完全に蒸発せずに残ることを発見した[14][15]。

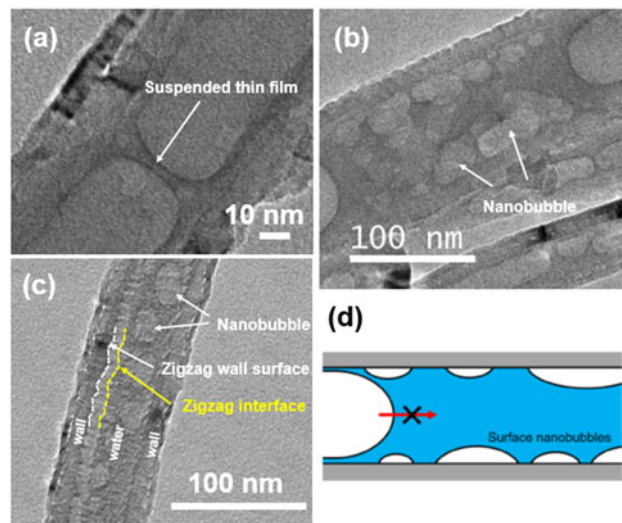


図6 CNT 内に残る水の形態

観察された CNT 内に残る水の形態は3種類あり、CNT の濡れ性により異なった。まず1つ目は、図6 (a)のような厚さ数 nm の液膜である。この液膜は内壁に架橋されているものと壁面に吸着したものがあり、架橋した液膜は撥水と親水の CNT で観察されたが、強く親水化された CNT で多く見つかった。2つ目は図6 (b)のような水が多く残る場合であり、複数のナノバブルを含んでいた。これは、弱く親水化された CNT で多く見つかった。3つ目は、図6 (c)のように、2つ目と同様に多くの水が残るが、気液界面がジグザグな形状をしていた。これは、親水化処理をしていない撥水性の CNT で多く見つかり、ジグザグ状の気液界面は、内壁の凹凸形状に沿って形成されていることから、水の表面張力よりもカーボン原子と水の相互作用が強く影響していると言える。これらの結果は、CNT 内壁の濡れ性と微細構造が界面近傍での水の形態に顕著に影響を与えていることを直接的に示す結果である。

さらに注目すべきことは、親水性の CNT よりも撥水性の CNT が水を多く保持しているということである。これは、水が多く残るときには必ず多数のナノバブルが生じていることから、図 6 (d)に示すように、メニスカスが水の蒸発によって後退するとき、表面ナノバブルがあるとメニスカスとナノバブルの間に安定なナノメートルの厚さの液膜が形成されて後退が止まり、結果として CNT 内で多くの水が残るのではないかと我々は考えている。

### おわりに

本稿では、透過型電子顕微鏡を用いることによって、これまで直接見ることができなかった液体の水の中で起こる微小気泡の発生と成長過程およびナノ空間における水の形態を可視化する手法を紹介した。これにより、バルクの水では起こりえないナノスケール特有の界面現象をいくつか明らかにすることができた。TEM 観察では電子線の影響がある上、観察した現象を定量的に説明するには物理量の計測やシミュレーションによる解析が必要である。しかしながら、光学顕微鏡の分解能をはるかに超える微小スケールで現象を可視化し理解することは、必ずやミクロな熱流体物理現象の解明に貢献し、それらを利用した全く新しい技術の創造に繋がると期待している。

### 謝辞

本実験で使用した TEM は九州大学超顕微解析研究センター所有のものであり、実験を行うにあたり、九州大学大学院工学研究院航空宇宙工学部門の生田竜也氏と超顕微解析研究センターの職員の皆様にご助力いただきました。感謝申し上げます。

### 参考文献

- [1] G. Hummer, et al., Water conduction through the hydrophobic channel of a carbon nanotube, *Nature*. **414** (2001) 188–190.
- [2] E. Secchi, et al., Massive Radius-Dependent Flow Slippage in Carbon Nanotubes, *Nature*. **537** (2016) 210–213.
- [3] K. Koga, et al., Formation of ordered ice nanotubes inside carbon nanotubes, *Nature*. **412** (2001) 802–805.
- [4] Y. Tomo, et al., Nanobubble nucleation studied using Fresnel fringes in liquid cell electron microscopy, *Int. J. Heat Mass Transf.* **108** (2017) 1460–1465.
- [5] J.M. Grogan, et al., Bubble and pattern formation in liquid induced by an electron beam., *Nano Lett.* **14** (2014) 359–364.
- [6] N.M. Schneider, et al., Electron-Water interactions and implications for liquid cell electron microscopy, *J. Phys. Chem. C*. **118** (2014) 22373–22382.
- [7] F.M. Ross, Opportunities and challenges in liquid cell electron microscopy, *Science*. **350** (2015) aaa9886.
- [8] D. Shin, et al., Growth dynamics and gas transport mechanism of nanobubbles in graphene liquid cells, *Nat. Commun.* **6** (2015) 1–6.
- [9] M. Textor, et al., Strategies for Preparing Graphene Liquid Cells for Transmission Electron Microscopy, *Nano Lett.* **18** (2018) 3313–3321.
- [10] J.R. Vance, et al., Thermally driven bubble evolution at a heater wire in water characterized by high-speed transmission electron microscopy, *Chem. Commun.* **53** (2017) 4930–4933.
- [11] E.R. White, et al., Imaging nanobubbles in water with scanning transmission electron microscopy, *Appl. Phys. Express*. **4** (2011) 4–6.
- [12] T.J. Woehl, et al., Direct observation of aggregative nanoparticle growth: Kinetic modeling of the size distribution and growth rate, *Nano Lett.* **14** (2014) 373–378.
- [13] Y. Tomo, et al., Unexpected Homogeneous Bubble Nucleation near a Solid-Liquid Interface, *J. Phys. Chem. C*. **122** (2018) 28712–28716.
- [14] Y. Tomo, et al., Superstable Ultrathin Water Film Confined in a Hydrophilized Carbon Nanotube, *Nano Lett.* **18** (2018) 1869–1874.
- [15] Q.-Y. Li, et al., Water Confined in Hydrophobic Cup-Stacked Carbon Nanotubes beyond Surface-Tension Dominance, *J. Phys. Chem. Lett.* **10** (2019) 3744–3749.



# マイクロ・ナノスケールにおける熱流動可視化技術の発展

## —表面近傍計測ならびに非侵襲化への取り組み—

*Development of Visualization Techniques for Micro/Nanoscale Thermal Flow Field*

— For Surface-specific and Non-intrusive Measurement —

栗山 怜子 (京都大学) 佐藤 洋平 (慶應義塾大学)

Reiko KURIYAMA (Kyoto University) Yohei SATO (Keio University)

e-mail: kuriyama@me.kyoto-u.ac.jp

### 1. はじめに

MicroTAS (micro-total analysis systems) や LOC (lab-on-a-chip) などの超小型化学分析デバイスの開発が進むにつれ, それを支える基盤技術として, マイクロスケールの熱流動現象を正確に把握するための計測技術が急速に進展してきた. 微細加工技術の更なる発展により, 現在ではナノスケール流路の精密な加工も可能となり, ナノスケールの閉空間における輸送現象を取り扱う nanofluidics の研究が盛んとなっている[1,2]. そのような中で, 固体表面近傍 (数 10~数 100 nm) の領域における輸送現象を実験的に捉える超解像計測技術の重要性が増すとともに, 界面特有の現象をプローブに頼らずに可視化する非侵襲な計測技術への需要も高まっている. 本稿では, 蛍光観察に基づく代表的なマイクロスケール熱流動計測法を紹介した後, ラマン散乱光を利用した非侵襲計測や, エバネッセント波による表面近傍ナノスケール計測に関する著者らの取り組みについて述べる.

### 2. マイクロスケールにおける熱流動計測

#### 2.1 蛍光信号を利用した可視化計測

マイクロスケールにおける輸送現象を可視化する代表的な手法として, マイクロ粒子画像流速計 (micro-PIV: micro-particle image velocimetry)[3,4] や レーザ誘起蛍光法 (LIF: Laser-induced fluorescence) [5] が挙げられる. これらは流体中に分散させた蛍光粒子や蛍光分子から得られる蛍光画像に基づいて, 流体速度分布あるいは流れ場中のスカラー量 (温度, 濃度, pH 等) 分布を得るものである. 例として, 蛍光マイクロ粒子 (micro-PIV 用, 赤色発光) と pH 依存性蛍光分子 (LIF 用, 緑色発光) からの蛍光信号を 3CCD カメラにより撮影した画像[6]を Fig. 1(a) に示す. このような蛍光粒子の可視化画像を時系列で取得し適切な解析処理を施すと, Fig. 1(b)に示す速度ベクトルの二次元分布が得

られる. 更に, Fig. 2 に示す pH と蛍光強度との相関関係 (校正曲線) を予め実験で求めておくことで, 蛍光色素画像 (蛍光強度分布) を Fig. 1(b) の pH 分布に変換することができる. これらの計測法の普及により, マイクロ流路内の熱流動現象を高感度かつ高空間分解能で把握することが可能となった.

一方で, 蛍光プローブの介在自体が計測結果に与える潜在的な影響を取り去ることは困難である. プローブの化学的性質による溶液特性の変化, 壁面への吸着や凝集による流動場への影響, 生体試料への毒性などが懸念され, micro-PIV や LIF が必ずしも理想的とは言えないケースもある. また, 1 つの物理量を計測するのに 1 つ以上の蛍光標識が必要であることや, 退色などによる蛍光強度の時空間的变化が計測誤差につながる可能性を考慮する必要もあり, プローブ選定には注意を要する. これらの課題に対して, 感温性粒子などの機能性粒子を利用して 2 つ以上の物理量を 1 つのプローブで計測する方法[7]や, 蛍光寿命や蛍光偏光特性に基づく安定性の高い計測[8,9]などが提案されるとともに, 蛍光プローブ自体を必要としない計測法の開発も盛んである[10,11]. 著者らのグループは, 流体を構成する分子からの自発ラマン散乱光に着目することで, プローブを必要としない非侵襲な計測法の確立に取り組んできた[12-14].

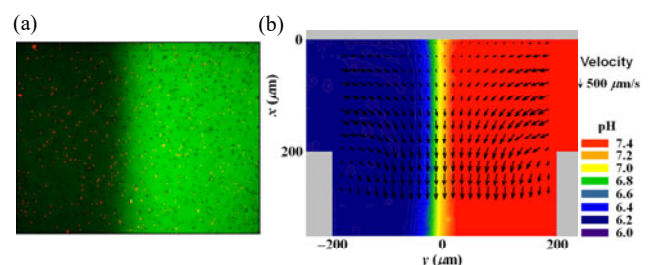


Fig. 1 (a) Typical 3CCD image of red fluorescent particles used for micro-PIV and green fluorescent dye used for LIF. (b) Distribution of velocity and pH in the junction area of T-shaped microchannel [6].

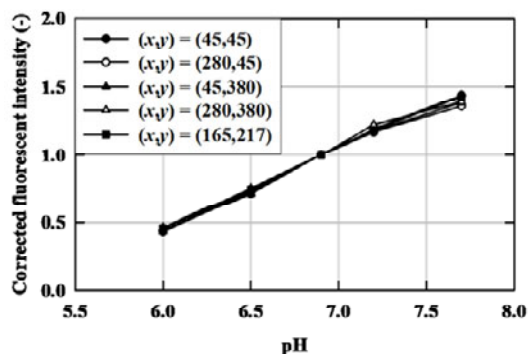


Fig. 2 Calibration curves between pH and fluorescence intensity normalized by reference values at pH 6.9 [6].

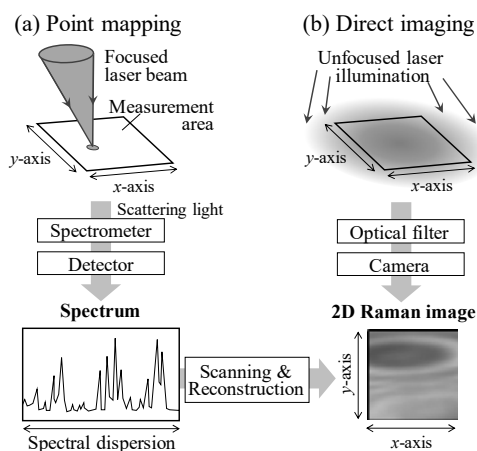


Fig. 3 Schematic concept of (a) point mapping and (b) direct imaging methods for obtaining two-dimensional Raman images.

## 2.2 ラマン散乱光を利用した可視化計測

ラマン効果は光の非弾性散乱の一種で、入射光とは異なる振動数の散乱光として観察される[15]. 入射光とラマン散乱光の振動数差(ラマンシフト)は分子の固有振動数に対応するため、ラマン散乱光を波長分解すると、分子の構造や分子を取り巻く環境に応じた特徴的なスペクトルが得られる。また、ラマン散乱光の強度は散乱に関わる分子数に依存し、本稿で扱う自発ラマン散乱の場合、両者は比例関係となる。従って、目的の分子に特有のラマンシフトにおける散乱光強度に着目することで、化学種選択的な定量計測が可能となる。

ラマン散乱光の計測には特別な前処理が不要であり、蛍光標識なしに目的分子を直接可視化できるというメリットがある一方、レイリー散乱の $10^{-5}$ – $10^{-3}$ 倍程度という信号の微弱さ[16]ゆえに、計測に長時間(数分~数時間)を要することが問題

であった。しかし近年では、レーザ光源や2次元検出器、ノッチフィルタをはじめとするハードウェアの性能向上により計測時間が飛躍的に短縮され、光学顕微鏡との組み合わせによる顕微ラマン分光法[17]が微小空間の計測に実用されるようになった。以下では、ラマン散乱光のダイレクトイメージングに基づく微小流路内の2次元流体温度分布計測[13]を紹介する。

2次元のラマン分光イメージを取得するためには、試料もしくは励起光の照射点を走査することで計測領域の各点においてスペクトルを取得する方法 (Fig. 3(a)) が一般的である[18]. この方法では、スペクトルの微細構造に基づいて分子種毎の空間分布を明らかにすることが出来る。これに対してダイレクトイメージング (Fig. 3(b)) では、計測領域全体に励起光を照射し、発せられる散乱光をバンドパスフィルタにより波長選択して2次元画像を取得する。前者のようなスペクトルは得られないものの、2次元ラマンイメージを走査なしに直接得られるため、非定常に変化する流れ場の様相を時系列に捉える上で有効な手法と言える。

著者らは、水 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) から発せられるラマン散乱光の温度依存性に着目し、流体温度計測を試みた。Fig. 4は液体の水のラマンスペクトルのうち、OH 基伸縮振動に由来する  $3000\text{--}3800\text{ cm}^{-1}$  ラマンバンドの温度依存性を示す。このうち  $3460\text{ cm}^{-1}$  以下の低波数域では温度上昇と共に散乱光強度は減少し、 $3460\text{ cm}^{-1}$  以上では反対に強度が増加するが、これは水分子間の水素結合によって説明付けられる。水素結合により水分子内の OH 基の振動数は低下するため、水素結合した分子は低波数域、水素結合していない分子は高波数域の散乱光に寄与する。そのため温度変化により各状態の水分子数が増減し、2領域で対照的な温度依存性を示す。そこで各領域を HB (Hydrogen-bonded) 及び NHB (Non-hydrogen-bonded) mode と名付け、両者の強度比 ( $I_{\text{HB}}/I_{\text{NHB}}$ ) を各温度で計測した結果、Fig. 5のような温度と強度比の校正曲線が得られた。Y字型微小流路から得られたラマンイメージにこの校正曲線を適用することで、Fig. 6に示す時系列の2次元温度分布が算出され、熱電対による計測結果と良好に一致することが確認された。なお、この時の空間分解能は  $6.0\text{ }\mu\text{m} \times 6.0\text{ }\mu\text{m}$ 、時間分解能は  $16.5\text{ s}$  (露光時間  $500\text{ ms}$ , 30枚の時間平均) であった。



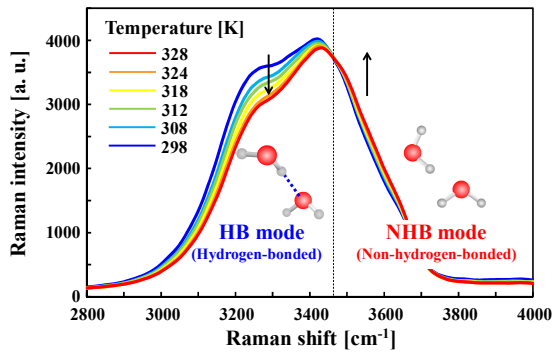


Fig. 4 Spontaneous Raman spectra of OH stretching vibration of liquid H<sub>2</sub>O at different temperatures [13].

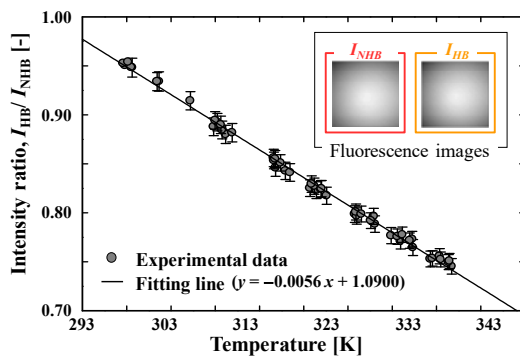


Fig. 5 Relationship between temperature and intensity ratio,  $I_{HB}/I_{NHB}$ . The inset shows the typical Raman images obtained from HB and NHB bands [13].

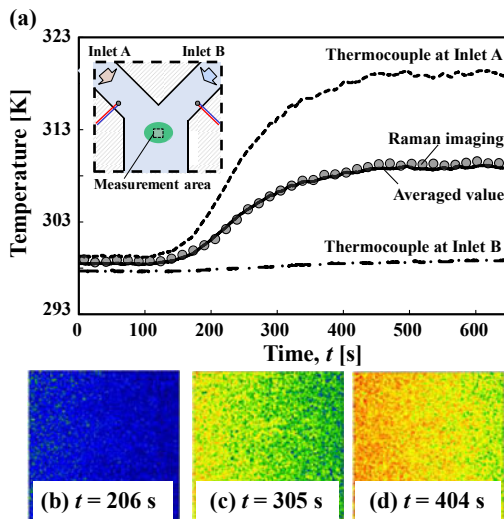


Fig. 6 (a) Temporal evolution of the water temperature measured by Raman imaging (filled dots) and thermocouples at two inlets (dashed lines), and the averaged value (solid line). (b)–(d) Temperature maps obtained at  $t=206, 305$  and  $404$  s [13].

### 3. 界面近傍ナノスケール領域の熱流動計測

通常の光学顕微鏡による計測において、計測の深さ方向の空間分解能は被写界深度に依存する。共焦点顕微鏡を用いることで焦点面外からの情報を除去して分解能を改善できるが[19]、それでも光の回折限界以下の分解能を達成することは不可能である。一方で、微細加工技術の発展によってナノ流路の作製が可能となったことで、ナノスケールの空間に閉じ込められた流体や分子・イオンの輸送を扱う *nanofluidics* への関心が高まっている。このような空間スケールの移動現象は固体表面と流体中の分子やイオンとの相互作用に支配され、バルクとは異なる特異的な性質を示すことが分かってきており[20]、理論的アプローチによる現象理解のみならず、固体表面から数 100 nm 以内の領域の流動を実験的に捉える計測法にも注目が集まっている。

表面近傍数 100 nm の領域に特化した計測を実現する方法の 1 つとして、エバネッセント波[21]を励起光に用いる計測が挙げられる。エバネッセント波とは、屈折率の異なる 2 物質界面で光が全反射する際に、低屈折率側にわずかに染み出す光を指す (Fig. 7(a))。エバネッセント波の強度は界面からの距離に応じて指数関数的に減衰し、その染み込み深さ  $z_p$  は次式で与えられる。

$$z_p = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} \quad (1)$$

ここで  $\lambda$  は光の波長、 $n$  は媒質の屈折率 ( $n_1 > n_2$ )、 $\theta_i$  は入射角を表す。例えば、Fig. 7(b)のように石英ガラス ( $n_1 = 1.46$ ) と水 ( $n_2 = 1.33$ ) の界面で波長 532 nm の光が  $\theta_i = 75^\circ$  で全反射する場合、 $z_p$  は約 90 nm と算出される。このように照射範囲が界面から 100 nm 程度に限定されることから、エバネッセント波を励起光として用いることで、表面近傍に特化した計測を実現できる。なお、エバネッセント波を用いた場合でも面内方向の空間分解能は回折限界の制約を受けることに注意されたい。

以下では、エバネッセント波を励起光とするレーザ誘起蛍光法 (nano-LIF 法) に基づくゼータ電位および壁面近傍 pH 計測について紹介した後、ラマンイメージングとの組み合わせによる非侵襲な壁面近傍濃度計測について述べる。

### 3.1 全反射蛍光顕微鏡法による可視化計測

エバネッセント波を励起光とする顕微鏡下の蛍光観察（全反射蛍光顕微鏡法）は、1980年代に開発されて以来、細胞生物学やコロイド化学分野等の様々な界面現象の観察に用いられてきた。現在は界面近傍における熱流動計測にも広く応用されており[22]、エバネッセント波を励起光とする PIV (nano-PIV)[23]や PTV [24]の開発、LIF との組み合わせによる界面近傍温度計測[25]などが報告されている。

著者らのグループでは、Fig. 7(b),(c)に示すようなダブルプリズム式全反射照明装置を開発し、蛍光色素とエバネッセント波を用いたナノ・レーザ誘起蛍光（Nano-LIF）法に基づいて、マイクロ流路壁面の帯電量（ゼータ電位）や壁面近傍 pH の時空間分布計測法を提案してきた[26-28]。

#### 3.1.1 壁面ゼータ電位分布計測

ゼータ電位は電気二重層(Fig. 8)中の滑り面における電位として定義される。物質表面の帯電量を特徴づける値であり、電気浸透流をはじめとする界面導電現象や壁面近傍における静電的相互作用の発生要因となる。Nano-LIF 法による壁面ゼータ電位の時空間分布計測[26,27]は、慶應義塾大学の嘉副裕専任講師が同大学の博士課程在籍時に佐藤洋平教授のもとで行った研究である。本計測法では、溶液中の蛍光色素がイオンとして振る舞うことを利用し、帯電した流路壁面と色素イオン間のクーロン力に依存して変化する蛍光強度分布からゼータ電位分布を計測する。

水中に2種類の蛍光色素（陽イオンとなる赤色発光色素および陰イオンとなる緑色発光色素）を分散させると、壁面近傍のイオン分布はゼータ電位の影響を受けるため、両色素の濃度バランスが変化する。例えば壁面が負に大きく帯電している時、陰イオンである緑色素は壁面から遠ざかり、陽イオンである赤色素は壁面に引き寄せられる(Fig. 8)。ここで壁面近傍のみをエバネッセント波で励起することにより、色素の濃度分布に応じた蛍光強度が得られる。計測された赤と緑の蛍光強度の比 ( $I_R/I_G$ ) とゼータ電位の校正曲線 (Fig. 9) を見ると、電位に応じてカラーバランスが変化することが分かる。Fig. 10(a)は、自己組織化単分子膜の一種をタイル状に表面修飾した石英ガラス表

面を 3CCD カメラで撮影した蛍光画像である。これに予め取得した Fig. 9 の校正曲線を適用することで、Fig. 10(b)に示す電位分布が算出された。マイクロ流路への表面修飾による濡れ性や吸着、流動制御に関する研究は広く行われており[29,30]、このような表面パターンを電位分布として定量的に可視化する意義は大きいと言える。

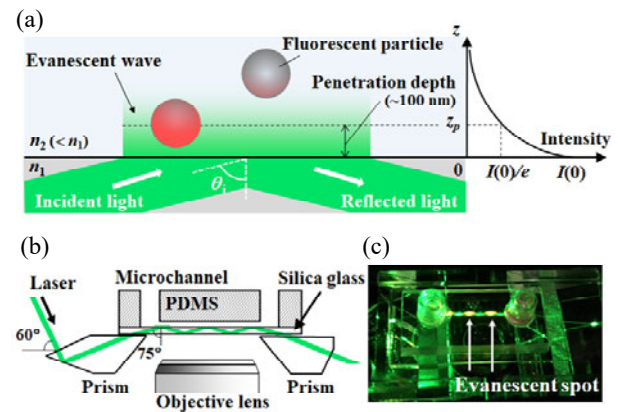


Fig. 7 (a) Schematic of evanescent wave generated at solid-liquid interface. (b) Schematic of two-prism-based evanescent wave illumination system. (c) Photograph of evanescent spots generated in a microchannel filled with fluorescent dye solution.

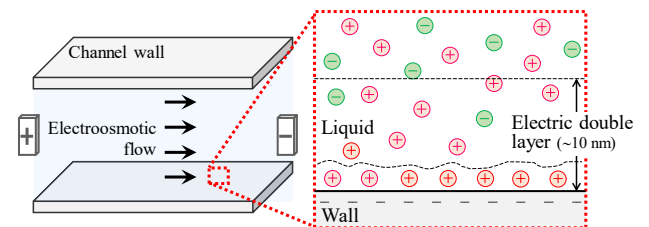


Fig. 8 Schematic of electric double layer in the vicinity of a channel wall.

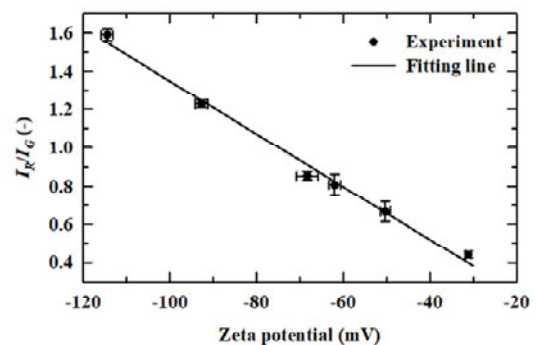


Fig. 9 Calibration curve between the fluorescence intensity ratio and the zeta potential [27].

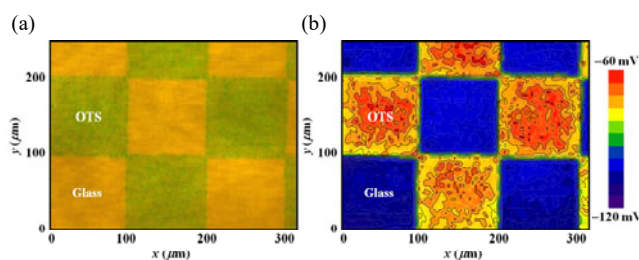


Fig. 10 (a) Fluorescence image captured by a 3CCD camera. The orange and green areas indicate the bare and OTS-modified fused silica, respectively. (b) Zeta-potential distribution of the surface modification pattern obtained by nano-LIF imaging [27].

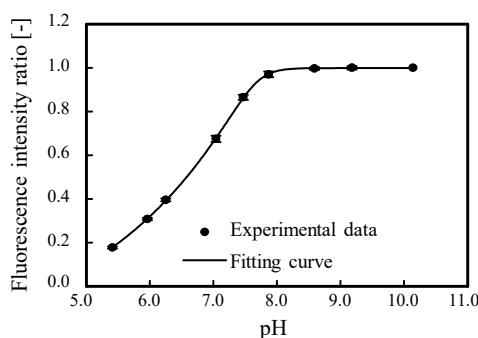


Fig. 11 Relationship between pH and normalized fluorescence intensity [28].

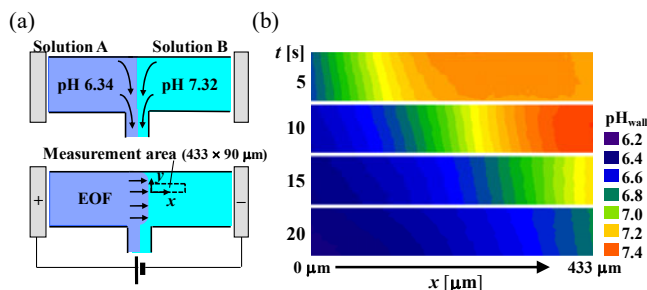


Fig. 12 (a) Schematic of the flow conditions at the junction of a T-shaped microchannel. (b) Time-series distributions of near-wall pH ( $\text{pH}_{\text{wall}}$ ) measured by nano-LIF [28].

### 3.1.2 界面近傍 pH 分布計測

前述のように、固体表面が溶液と接すると帯電し、固液界面近傍のイオンは界面電位に応じた分布を形成する。そのため界面近傍ではプロトン ( $\text{H}^+$ ) 濃度が非一様に分布し、pH の値もバルクとは異なることが予想されるが、これを実験的に示した例はごく僅かであった[31,32]。著者らのグループは、溶液の pH に応じて蛍光強度が変化する

蛍光色素 (Fig. 11) と nano-LIF を用いて石英ガラス表面近傍の pH 分布計測を行い、バルクに比べて壁面近傍の pH が低下することを示した[28]。この結果は、水と接することで負に帯電した石英ガラス表面に陽イオンであるプロトンが引き寄せられ、プロトン濃度が壁面近傍で局所的に高くなることを示すものである。更に Fig. 12 (a)に示す電気浸透流動場で得られた蛍光画像に Fig. 11 の校正曲線を適用することで、時空間的に変化する壁面近傍 pH 分布を可視化することに成功した(Fig. 12(b))。今後は界面近傍ナノスケール領域におけるイオン輸送現象を捉える実験的手法として、nanofluidics 進展への貢献が期待される。

### 3.2 全反射ラマンイメージングによる可視化計測

全反射蛍光顕微鏡と同様にエバネッセント波を励起光として用い、界面近傍に局在する分子からのラマン散乱光のみを観察する全反射ラマン分光法[33]と呼ばれる計測法も存在する。蛍光プローブを必要とせず、より直接的かつ非侵襲に界面の情報を得られるため、固液界面への分子の吸着量の測定[34]や、固体表面近傍における水分子の構造分析[35]への応用が報告されているが、いずれも分光器を用いた点計測に限られていた。

著者らのグループは、この全反射ラマン分光法をダイレクトイメージングと組み合わせることで、マイクロ流路壁面近傍における濃度分布の非侵襲イメージングを試みた[36]。簡単のため、ラマンバンドの区別が容易な水 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) と重水 ( $\text{D}_2\text{O}$ ) およびそれらの混合液を試料として用いた。OH 基と OD 基の伸縮振動に起因する  $2200\text{--}2800\text{ cm}^{-1}$  と  $3000\text{--}3600\text{ cm}^{-1}$  付近のラマンバンドを透過する光学フィルタをそれぞれ選定し (Fig. 13), 各成分濃度と散乱光強度を対応付ける校正曲線 (Fig. 14) を取得した。そして  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{D}_2\text{O}$  が並走する T 字型マイクロ流路内 (Fig. 15(a)) の底面近傍に楕円状のエバネッセント波を発生させてラマンイメージを取得し、Fig. 14 の校正曲線を適用した結果、Fig.15(b),(c)に示す各成分の 2 次元濃度分布を得た。バルク部の計測に比べて信号強度が低下するため数秒程度の露光時間を要するものの、電気的相互作用によって蛍光プローブの吸着や凝集の影響を特に受けやすい物質界面において、流体そのものからの信号を非侵襲に取得できることの意義は大



きい。ここでは  $\text{H}_2\text{O}/\text{D}_2\text{O}$  混合液に関する結果を紹介したが、電解質水溶液中のイオン濃度分布も同様に可視化できることが確認されている[36]。界面における各種分子・イオン濃度を非侵襲かつ空間的に評価可能な手法として、界面特有の輸送現象や物性の理解に役立てられると期待される。

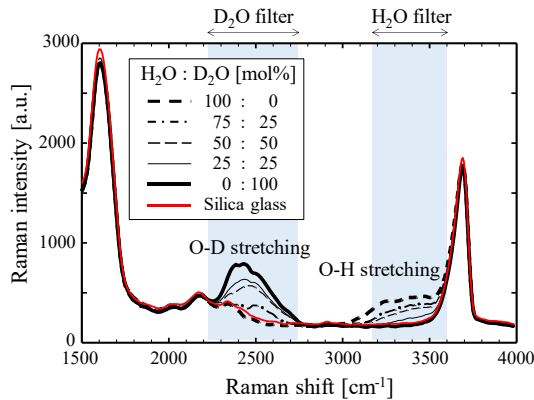


Fig. 13 Total internal reflection Raman Spectra obtained from  $\text{H}_2\text{O}/\text{D}_2\text{O}$  mixtures in contact with silica glass slide [36].

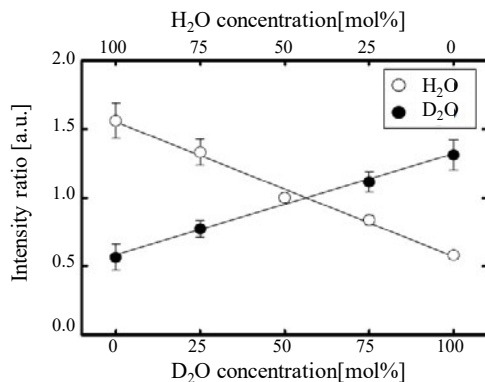


Fig. 14 Relationships between the Raman intensity ratio and concentrations of  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{D}_2\text{O}$  [36].

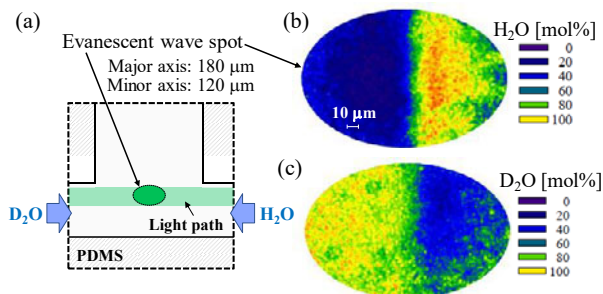


Fig. 15 (a) Schematic of measurement condition at the junction of T-shaped microchannel. Distributions of near-wall concentration of (b)  $\text{H}_2\text{O}$  and (c)  $\text{D}_2\text{O}$  obtained by total internal reflection Raman imaging [36].

#### 4. おわりに

マイクロ・ナノテクノロジーの目覚ましい進展に伴い、研究対象となる熱流動現象の空間スケールもますます微細化し、それらを実験的に捉えるための計測技術に対する要求が高度化してきた。近年ではとりわけ、光の波長を超える超解像での観察や、蛍光プローブに頼らない非侵襲かつ直接的な計測が求められており、本稿ではその一端として著者らのグループの研究成果を紹介した。いずれの例においても、予め実験的に取得した校正曲線を用いることで定量的可視化を実現しており、如何に正確な校正を得るかが重要なポイントと言える。より最新の取り組みとしては、ラマンイメージング法による細胞内のイオンや電位の時空間分布計測への展開などを行っており、これらの熱流動計測技術により得られた知見が生物・医療・エネルギーを含む幅広い分野に応用されることに期待を寄せている。

#### 謝辞

本稿の内容は、慶應義塾大学の佐藤洋平教授の指導の下で、筆頭著者が修士および博士課程在籍時に行った研究を中心にまとめたものである。ただし、micro-PIV と LIF の併用によるマイクロ流路内の速度・pH 同時センシングについては上智大学の一柳満久准教授の研究成果を、nano-LIF によるマイクロ流路壁面のゼータ電位分布計測については慶應義塾大学の嘉副裕専任講師の研究成果を紹介させて頂いた。ここに深い謝意を表す。

#### 参考文献

- [1] Bocquet, L. and Tabeling, P., Lab Chip, 14 (2014) 3143.
- [2] Haywood, D. G., Saha-Shah, A., Baker, A. and Jacobson, S. C., Anal. Chem., 87 (2015) 172.
- [3] Santiago, J. G., Wereley, S. T., Meinhart, C. D., Beebe, D. J. and Adrian, R. J., Exp. Fluids, 25 (1998) 316.
- [4] Meinhart, C. D., Wereley, S. T. and Santiago, J. G., Exp. Fluids, 27 (1999) 414.
- [5] Sato, Y., Irisawa, G., Ishizuka, M., Hishida, K. and Maeda, M., Meas. Sci. Technol., 14 (2003) 114.
- [6] Ichiyanagi, M., Sato, Y. and Hishida, K., Exp. Fluids, 43 (2007) 425.

- 
- [7] Yi, S. J. and Kim, K. C., *J. Vis.*, 17 (2014) 253.
- [8] Tatsumi, K., Hsu, C.-H., Suzuki, A. and Nakabe, K., *Heat Mass Transfer*, 54-8 (2018) 2607.
- [9] Benninger, R. K. P., Koç, Y., Hofmann, O., Requejo-ishdro, J., Neil, M. A. A., French, P. M. W. and deMello, A. J., *Anal. Chem.*, 78 (2006) 2272.
- [10] Kitamori, T., Tokeshi, M., Hibara, A. and Sato, K., *Anal. Chem.*, 76-3 (2004) 52A.
- [11] Kakuta, N., Yamashita, H., Kawashima, D., Kondo, K., Arimoto, H. and Yamada, Y., *Meas. Sci. Technol.*, 27 (2016) 115401.
- [12] Kuriyama, R. and Sato, Y., *Microfluid. Nanofluid.*, 14 (2013) 1031.
- [13] Kuriyama, R. and Sato, Y., *Meas. Sci. Technol.*, 25 (2014) 095203.
- [14] Takahashi, M., Furukawa, T., Sato, Y. and Hishida, K., *J. Therm. Sci. Technol.*, 7-3 (2012) 406.
- [15] Raman, C. V. and Krishnan, K. S., *Nature*, 121 (1928) 501.
- [16] Nakamoto, K., *Infrared and Raman Spectra of Inorganic and Coordination Compounds*, 6th edn., John Wiley & Sons (2009).
- [17] Chrimes, A. F., Khoshmanesh, K., Stoddart, P. R., Mitchell, A. and Kalantar-Zadeh, K., *Chem. Soc. Rev.*, 42 (2013) 5880.
- [18] Zoubir, A., *Raman Imaging: Techniques and Applications*, Springer (2012).
- [19] Park, J. S., Choi, C. K. and D. Kihm, K., *Exp Fluids*, 37 (2004) 105.
- [20] Mawatari, K., Kazoe, Y., Shimizu, H., Pihosh, Y. and Kitamori, T., *Anal. Chem.*, 86 (2014) 4068.
- [21] Fornel, F. *Evanescent Waves from Newtonian Optics to Atomic Optics*, Springer (2001).
- [22] Kazoe, Y. and Yoda, M., *J. Fluid Eng.*, 135 (2013) 021305.
- [23] Zettner, C. M. and Yoda, M., *Exp. Fluids*, 34 (2003) 115.
- [24] Jin, S., Huang, P., Park, J., Yoo, J. Y., and Breuer, K. S., *Exp. Fluids*, 37 (2004) 825.
- [25] Kim, M. and Yoda, M., *J. Heat Transfer*, 134 (2012) 011601.
- [26] Kazoe, Y. and Sato, Y., *Anal. Chem.*, 79 (2007) 6727.
- [27] Kazoe, Y., Miyakawa, S., Miki, N. and Sato, Y., *Appl. Phys. Lett.*, 95 (2009) 234104.
- [28] Kuriyama, R., Tanaka, Y., Akiyama, S. and Sato, Y., *Meas. Sci. Technol.*, 30 (2019) 115204.
- [29] Ichiyanagi, M., Sasaki, S., Sato, Y. and Hishida, K., *J. Micromech. Microengng.*, 19 (2009) 045021.
- [30] Zhou, J., Ellis, A. V., Voelcker, N. H., *Electrophoresis*, 31 (2010) 2.
- [31] Bottenus, D., Oh, Y.-J., Han, S. M. and Ivory, C. F., *Lab Chip*, 9 (2009) 219.
- [32] Kazoe, Y., Mawatari, K., Sugii, Y. and Kitamori, T., *Anal. Chem.*, 83 (2011) 8152.
- [33] Woods, D. A and Bain, C. D., *Analyst*, 137 (2012) 35.
- [34] Tyrode, E., Rutland, M. W. and Bain, C. D., *J. Am. Chem. Soc.*, 130 (2008) 17434.
- [35] Nickolov, Z. S., Earnshaw, J. C. and McGarvey, J., *J. Colloids Surfaces A*, 76 (1993) 41.
- [36] 栗山 怜子, 木下 正治, 立石 哲郎, 佐藤 洋平, 第 53 回日本伝熱シンポジウム, K313 (2016).
-



## 感温燐光体を利用した二色法による非接触温度計測

*Non-contact temperature measurement by two-color phosphor thermometry*

横森 剛, 石和田 尚弘 (慶應義塾大学)

*Takeshi YOKOMORI, Naohiro ISHIWADA (Keio University)*

*e-mail: yokomori@mech.keio.ac.jp*

### 1. はじめに

エンジンなどの熱機関、化学プラントでの熱交換器、空調設備など、我々の生活を支えるエネルギーシステムにおいて伝熱現象が重要な役割を担っていることは誰もが知るところである。これらのシステムを安全かつ効率よく利用するためには、伝熱現象の詳細な理解や適切な伝熱制御、熱マネジメントが必要であり、そのためには作動流体を含む設備各部の温度状態を正確に把握すること、すなわち温度計測が一つの重要な鍵となる。

現在の温度計測技術には、熱電対や抵抗体の利用による接触方式と、放射温度計や、LIF 法、CARS 法などといった光学的手法に基づく非接触方式に大別される。特に非接触方式による温度計測は、測定対象場への熱的非侵襲性、計測機器の熱的ダメージの回避などから、その利用要望が高い。しかし、接触方式、非接触方式を問わず、いずれの温度計測手法においても、測定次元数、測定精度、測定装置の複雑さなど、各手法ごとに特有の利点・欠点が存在するため、温度計測手法の研究開発は今でも盛んな研究分野の一つである。

そのような中、近年注目されている手法の一つに、燐光体を利用した温度計測法 (Phosphor Thermometry) がある。この手法は光学的手法を用いた非接触方式であり、燐光発光のスペクトルや発光寿命が温度に対して変化する特徴を利用して温度を予測・検出する。先述の LIF 法や CARS 法といったレーザーを利用した非接触計測法と比べると、発光性の良い燐光体を利用することで光源及び検出系を比較的安価で簡便に組み上げることが可能であり、また、ランタノイド系などの無機物燐光物質を利用すれば、その物質の熱的耐性の高さから比較的高温領域まで温度計測が可能となる。さらには、例えば燐光体の粒子を流体中に分散し、その粒子からの燐光発光を検出して温度測定を行えば、その粒子は同時に PIV 等のトレーサ

一粒子としても使用できるため、速度および温度の同時測定が可能となり、特に流体計測に対して大きな期待が寄せられている。

燐光体を用いた温度測定では、その発光特性の温度依存性を利用した様々な手法が提案されている。例えば、温度に対して燐光スペクトルのピーク位置の変化を利用したピークシフト法、燐光発光の強度自体の変化を利用した発光強度法、スペクトル中の特定二波長の強度比率の変化を利用した二色法 (二波長強度比法)、励起光を瞬間的にパルス波として照射した際に燐光発光強度の立ち上がり時間の変化を利用したライズタイム法、および立下り時間 (発光寿命時間) の変化を利用したライフタイム法などである。特に近年の研究では、多くの燐光体が利用対象の候補として調査され、また計測精度が高いとされるライフタイム法、一方、二次元計測に応用し易くかつ測定可能な温度範囲が広いとされる二色法の二つの手法が主流となっている。

燐光体を利用した温度測定については、その注目度の高さから、様々な研究者によって多岐に渡った数多くの研究報告がなされており、また、レビュー論文も多数発表されるに至っている [1-6]。そこで、燐光体を利用した温度測定の原理や各燐光体の発光特性、主な計測事例など、測定に関する基本的・一般的事項の解説はそれらレビュー論文等に委ねるとして、本稿では、筆者らがこれまでに実施してきた、燐光体温度測定に関する他ではあまり例が見られない計測事例について紹介する。

### 2. 二色法および燐光体残光を利用した高温気体噴流の温度・速度同時計測

燐光体の粒子を気体中に散布し、その燐光発光の温度依存性から温度を計測すると同時に、粒子を PIV のトレーサーとしても利用し、速度・温度

を同時に計測する試みは多くの研究者によって報告されている[7-10]. しかし、これらの研究例では、温度計測のための励起用レーザーおよび燐光発光受光系、速度計測のための PIV 用照射レーザーおよび散乱光受光系を、それぞれ別個に用意して同時計測を行う形を取っているものが殆どである。したがって、2 系統のレーザーおよび受光光学系のための高額な設備コストや、各々のシステムの時間・空間的同期調整の煩雑さなどの課題も存在する。そこで筆者らは、燐光体の発光寿命の長さに着目し、燐光発光自体を PIV 計測に利用することで、1 系統のレーザー及び受光光学系のみで温度・速度の同時計測が可能となるようなシステムを提案し、その実証を試みた。

## 2.1 計測システム

図 1 に計測システムの概略図、図 2 に温度・速度同時測定手法の概念図を示す。この計測では、気体中に散布された燐光体粒子がレーザー光源によって励起され、燐光発光が一定時間、減衰しながらではあるが持続する。その間に撮影装置によって二波長の粒子画像ペアを微小時間間隔で二時刻間に渡り撮影する。この時、燐光体粒子の発光画像はハーフミラーによって 2 光路に分離され、バンドパスフィルターによって特定波長の燐光発光のみを抽出・撮影を可能にしている。撮影装置はイメージインテンシファイアと CCD カメラから構成され、イメージインテンシファイアによる光量の増幅とゲート機能を用いた露光時間の制御、CCD カメラの露光によって粒子像の記録を行う。ここで励起用レーザー、イメージインテンシファイア、CCD カメラは同期がとられており、撮影された二時刻間の粒子画像ペアのうち、一時刻目の二波長の発光強度比から温度分布、一、二時刻間の粒子の移動量から速度分布を算出する。以上のシステムと手法により、1 系統でのレーザーおよびカメラ等受光系によって、温度・速度同時測定を可能としている。

記録された燐光体粒子画像から温度・速度を算出する解析手法の手順概略を図 3 に示す。まず温度に関しては、燐光体粒子からの燐光発光のみを的確に捉えて可能な限り正確な温度を算出できるように、一時刻目の画像上の粒子像ごとに二波長間での燐光発光強度比を算出し、温

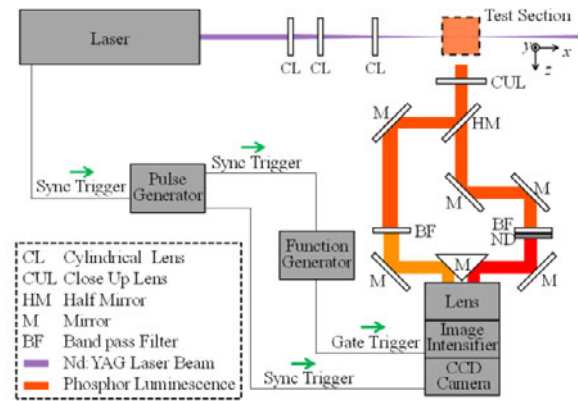


図 1 計測システムの概略図

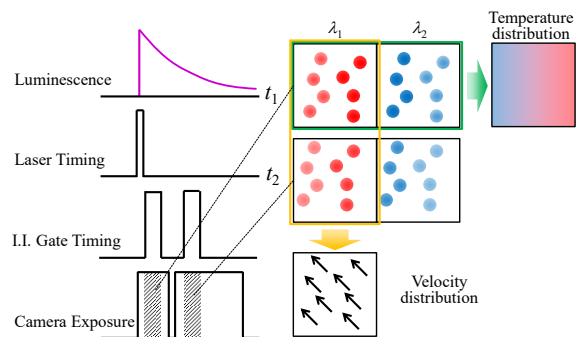


図 2 二画像二時刻撮影による温度・速度同時測定の概念図

度に変換することとした。粒子像の抽出には、撮影画像上から理想粒子に類似した領域を探索する粒子マスク相関法を利用し、粒子像の位置および粒子の大きさを特定した。その後、座標変換を介して画像ペア間における各粒子像の対応付けを行うと共に、特定された粒子像の大きさの範囲内で検出される輝度総和を用いて、二波長間での強度比を算出した。なお、強度比の算出に際し、カメ

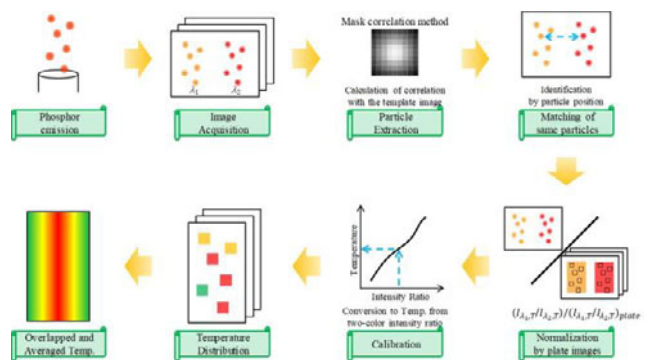


図 3 燐光体粒子画像をもとにした二色法による画像解析手順の概略

ラ素子上の各位置における感度の差異の影響を除外するため、キャリブレーション用の燐光体プレートを事前に常温で撮影しておき、素子位置における強度比の差異を補正することとした。

速度に関しては、一般的な PIV の手法、すなわち、一時刻目と二時刻目の画像間における粒子パターンの移動距離を直接相互相関法により算出し、二時刻画像間の時間間隔をもとに速度を算出した。

## 2.2 計測結果例

上記の計測システムを用い、管状炉で加熱された図 4 のような高温自由噴流を対象に計測を行った。なお、噴流条件としては、常温時の平均流速が 0.5 m/s の条件で質量流量を固定し、また管状炉の加熱度合い（管状炉温度  $T_H$ ）を変化させることで噴流温度を変化させている。燐光体粒子には平均粒径約 4 $\mu\text{m}$  の  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{:Eu}$  粒子を用い、励起光源は Nd:YAG レーザーの 4 倍波（波長 266 nm）、二つの特定波長における燐光発光像を得るためのバンドパスフィルターは、①中心波長 613 nm、半値幅 5 nm、②中心波長 589 nm、半値幅 10nm をそれぞれ使用した。図 5 には、本システムで得られた一時刻目の噴流中の粒子画像、図 6 には最終的に算出された温度分布・速度分布の結果を示す。なお、図 6 は 200 枚の画像ペアから得られた各分布を平均化した結果を示してある。図 5 より、二つの特定波長における粒子からの燐光発光は良好に検出・撮影されており、また、図 6 の結果より加熱された噴流の様子が確認され、 $T_H$  の上昇に伴い測定温度・速度の上昇も確認できる。さらに、図 7 には、図 6 のように得られた温度分布からある高さ断面において抽出された水平方向温度分布と、同噴流条件の同高さにおいて熱電対により計測された温度分布を一緒に示す。この図より、噴流の温度分布は熱電対による測定結果と良好に一致している様子がわかる。また、速度分布についても噴流の理論解と比較したところ、良好な一致を見ることができた。以上より、筆者らが提案する測定システムによって、燐光体粒子をトレーサとして気体の温度・速度の同時測定が可能であることを実証できたとと言える。

一方、今後の課題としては、例えば図 6 の温度分布では、噴流中央部において標準偏差で約 20K 程度の温度のばらつきが存在することが確認され

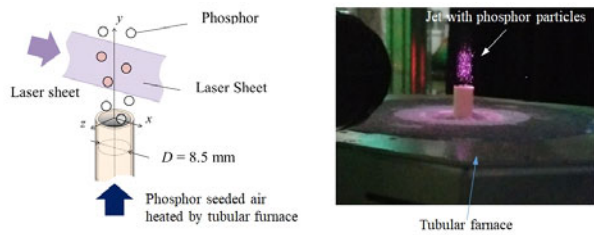


図 4 測定対象とした高温噴流

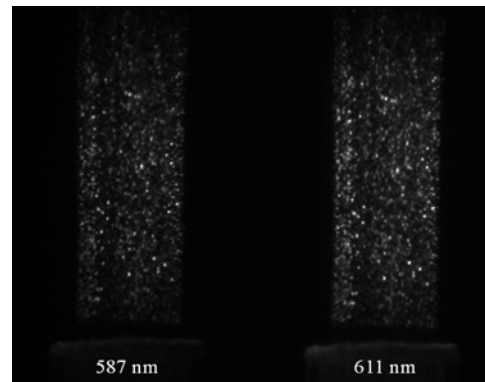


図 5 一時刻目における各波長での粒子発光画像

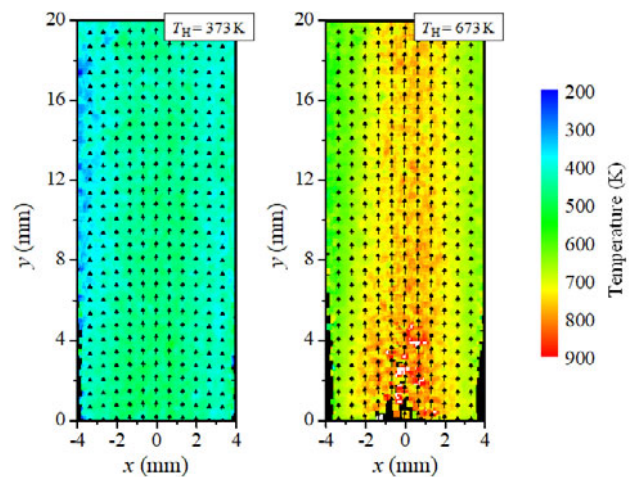


図 6 高温噴流にて計測された温度・速度分布

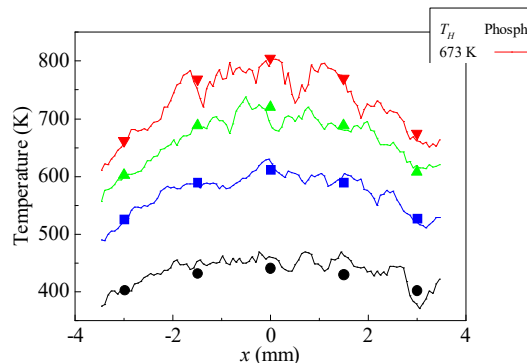


図 7 燐光体および熱電対によって計測された水平方向温度分布の比較



ている。測定精度に関しては、燐光体の発光強度自体や温度に対するその強度変化の感度、検出系の S/N 比などが主要な改善対象と考えられ、例えば前者の発光特性に関する評価・改善については筆者らも含めて幾つかの報告事例があるが [6, 11, 12], 今後、より高精度な計測を実現するためには、更なる厳密な調査・検討が必要不可欠である。また、今回の手法は、基本的には燐光体の残光期間を利用して PIV 用の二時刻間粒子画像を得る手法であり、さらに、温度算出用の燐光体からの発光強度に関しては、検出器側の露光時間が S/N 比に大きく寄与するため、測定対象現象の時間スケール、燐光発光寿命、検出器側の露光時間を適切に設定する必要があることも注意を要する点である。

### 3. アップコンバージョン型燐光体を利用したプラスチック固体内温度分布計測

プラスチックなどの可燃性固体において、燃焼による燃え広がり現象を理解することは、燃料としての有効利用、建築資材としての火災安全性等の観点から重要な研究課題の一つである。可燃性固体上に形成された火炎の伝播現象を支配しているのは、火炎や固体物質の熱分解領域から未燃領域への熱輸送だと考えられている[13, 14]。そのため、火炎伝播現象を正確に理解するためには、燃焼時の固体内部での温度分布を詳細に把握することがその理解の重要な一助となる。そこで、本研究では、PMMA プラスチック可燃性固体を対象に、燃焼時の内部温度分布の把握を目的として、燐光体を利用した二色法による温度測定を試みた。

#### 3.1 計測システム

計測システムの概略を図 8 に示す。システム構成の内、二色法に利用する特定二波長での画像取得のための受光光路などは、先述の第 2 節ものと同様である。ここで、本研究ではプラスチック固体内部の温度測定を対象としているため、固体内部での燐光体の発光を観察する必要がある。しかし、通常の一般的な燐光体では励起光として紫外光を利用しており、プラスチック固体は紫外光に対して不透明なため、内部の燐光体を励起させられずに測定を行うことができない。そこで本研究では、励起光として紫外光ではなく赤外光を用いることが可能で、かつ燐光発光は可視光領域とな

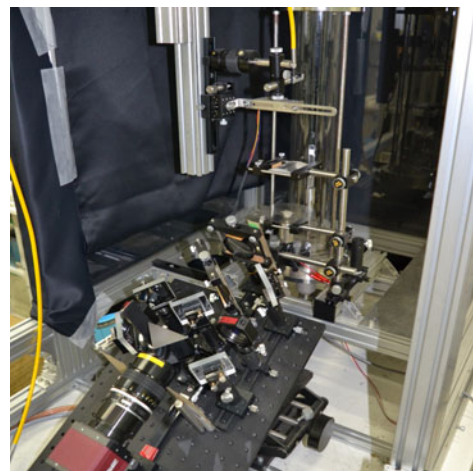
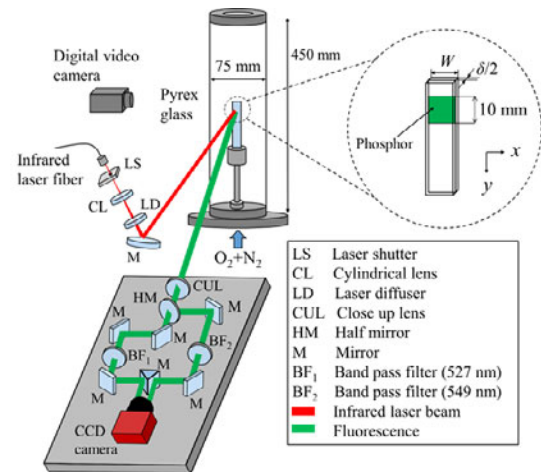


図 8 計測システムの概略図と実際の装置写真

るアップコンバージョン型燐光体を利用することを試みた。アップコンバージョン型燐光体には、発光強度が強く、かつ常温から PMMA の着火温度である 600 K 程度の温度範囲において特定二波長の強度比が強い温度依存性を示す  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Yb,Er}$  を使用した[15]。励起光源としては、赤外線レーザー（波長 975 nm、連続光）を使用し、撮影には露光時間を 0.5 s に設定した CCD カメラを用いた。また、特定二波長の画像を抽出するために光路上に設置したバンドパスフィルターは、それぞれ①中心波長 527 nm、半値幅 10 nm、②中心波長 546 nm、半値幅 10 nm の二種類のものを使用した。

測定対象とする PMMA プラスチック可燃性固体には、2 枚の平板を燐光体膜を挟み込む形で貼り合わせ、中央断面に燐光体膜が内包されたサンプルを作成して使用した。なお、サンプルの燃え広がりとしては、サンプル上部を小型バーナーに

よって着火させ、火炎が準定常的に下方へ伝播する状態となった後に各計測を行なった。

### 3.2 計測結果例

図 9 には PMMA プラスチック可燃性固体が実際に燃焼している様子(a)と、その際に撮影された固体内部からの燐光発光画像(b)を示す。また、図 9(b)のような二波長の画像から二波長強度比分布を解析・算出し、温度分布に換算した結果を図 10 に示す。なお、図 10 には、燃焼時の周囲空気の酸素濃度を制御し、(a)酸素濃度 20%時の良好な燃焼時、(b)酸素濃度 18%時の消炎直前時の 2 条件にて測定された結果を示してある。また、固体サンプル内に、別途、極めて細い熱電対（線径 50  $\mu\text{m}$ ）を設置し、計測点は単点ではあるが燐光体による温度計測結果と比較したところ、それら計測された温度の差は $\pm 5\text{K}$ 以内に収まっていた。したがって、固体内部の温度は、本手法によって図 10 の分布のように定量的にも良好に取得できているものと推測する。なお、先述第 2 節の気体温度分布計測に比べて温度測定精度が良好であった理由としては、今回の測定対象とした火炎伝播現象の時間スケールが大きく、燐光発光の撮像のための露光時間を長く設定することが可能であったため、撮像する発光強度の S/N 比を十分に大きくすることができたためであると考えられる。

また、図 10 の結果より、可燃性固体の燃焼が良好に起こっている場合には、その固体端部における燃え広がりが先行して、端部近傍の固体内部での熱輸送が局所的に強化されているが、一方で消炎限界付近の条件では、形成される火炎が微小となり、その火炎形状とも相まって、固体内部では火炎伝播方向のみに一次元的な熱輸送が支配的となっていることを明らかにすることができた。

以上のように、適切な燐光体および計測システムの利用によって、通常では測定が困難であった固体内部の 2 次元温度分布なども、非接触で計測が可能となることを実証した一つの良い例であると言える。

### 4. おわりに

燐光体からの燐光発光の温度依存性を利用した非接触温度計測について、これまでに筆者らが取り組んできた計測事例を紹介した。蛍光体・燐光

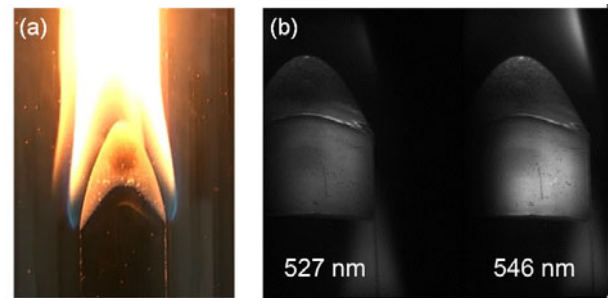


図 9 プラスチック可燃性固体の燃焼時の(a)直接写真と(b)その際に撮影された燐光体の各波長での燐光発光画像（試料厚さ  $d = 4\text{ mm}$ ，周囲酸素濃度  $X_{\text{O}_2} = 20\%$ ）

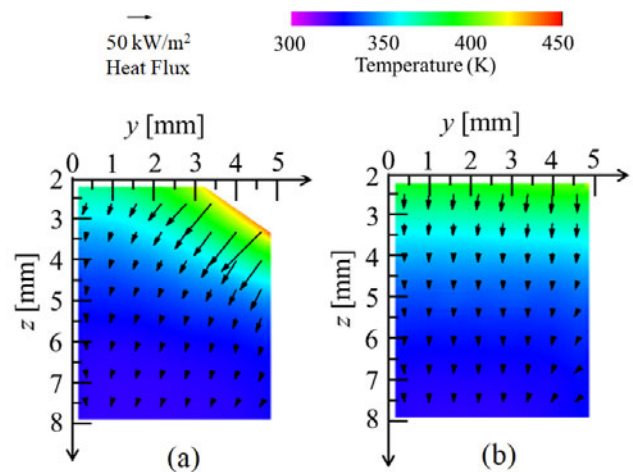


図 10 計測されたプラスチック可燃性固体内部の温度分布と熱流束分布，試料厚さ  $\delta = 4\text{ mm}$ ，周囲酸素濃度(a)  $X_{\text{O}_2} = 20\%$ ，(b)  $X_{\text{O}_2} = 18\%$

体を利用した温度計測は、歴史的には 20 世紀前半には既にアイデアとして提案されていたものの [16]，近年の材料科学の発達に伴う新規燐光物質の創製，レーザーやカメラなどの光学機器の技術発展に伴う計測システムの高度化・高精度化により，特にここ数十年の間に飛躍的な進歩を遂げてきた。しかし，測定精度や測定対象温度範囲に対する制限等の問題も含め，この計測手法は未だ発展途上の段階にあると言える。新規燐光物質の開発，燐光物質選定のための発光特性データの蓄積，新たな計測原理・システムの開発など，燐光体を利用した温度計測に関する研究開発は益々盛んになっていくものと思われ，今後の発展に期待したい。



参考文献

- [1] Khalid, A. H. and Kontis, K. Thermographic Phosphors for High Temperature Measurements: Principles, Current State of the Art and Recent Applications, *Sensors*, 8 (2008) 5673-5744.
- [2] Chambers, M. D. and Clarke, D. R., Doped Oxides for High-Temperature Luminescence and Lifetime Thermometry, *Annu. Rev. Mater. Res.*, 39 (2009) 325-359.
- [3] Aldén, M. et al., Thermographic phosphors for thermometry: A survey of combustion applications, *Prog. in Energy and Combust. Sci.*, 37 (2011) 422-461.
- [4] Brübach, J. et al., On surface temperature measurements with thermographic phosphors: A review, *Prog. in Energy and Combust. Sci.*, 39 (2013) 37-60.
- [5] Abram, C., Fond, B., Beyrau, F., Temperature measurement techniques for gas and liquid flows using thermographic phosphor tracer particles, *Prog. in Energy and Combust. Sci.*, 64 (2018) 93-156.
- [6] Carlos, D. S. et al., Lanthanide-Based Thermometers: At the Cutting-Edge of Luminescence Thermometry, *Adv. Optical Mater.*, 7 (2019) 1801239.
- [7] Omrane, A. et al., Simultaneous 2D flow velocity and gas temperature measurements using thermographic phosphors, *Appl. Phys. B*, 92 (2008) 99-102.
- [8] Fond, B., et al., Simultaneous temperature, mixture fraction and velocity imaging in turbulent flows using thermographic phosphor tracer particles, *Optics Express*, 20 (2012) 22118-22133.
- [9] Abram, C., et al., High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles, *Appl. Phys. B*, 111 (2013) 155-160.
- [10] Schreivogel, P. et al., Simultaneous kHz-rate temperature and velocity field measurements in the flow emanating from angled and trenched film cooling holes, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 103 (2016) 390-400.
- [11] Brites, C. D. S., et al., Chapter 281: Lanthanides in Luminescent Thermometry, *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, 49 (2016) 339-428.
- [12] Ishiwada, N, et al., Evaluation of Dy-doped phosphors (YAG:Dy, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Dy, and Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Dy) as thermographic phosphors, *Journal of Luminescence*, 196 (2018) 492-497.
- [13] Fernandez-Pello, A. C. Flame spread modeling, *Combustion Science and Technology*, 39 (1984) 119-134.
- [14] Zheng, G. et al., Opposed flow flame spread over polymeric materials: Influence of phase change, *Combustion and Flame* 124 (2001) 387-408.
- [15] Oya, K. et al., Temperature dependence on up-conversion photoluminescence properties of Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup> co-doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> phosphors, *Frontiers in Optics 2012/Laser Science XXVIII* (2012) FW3A28.
- [16] Neubert, P., Device for indicating the temperature distribution of hot bodies, *US Patent Specification* 2,071,471 (1932).

## 乱流予混合火炎の多平面火炎構造計測

### *Multi-plane Measurements on Structures of Turbulent Premixed Flames*

志村 祐康, 店橋 護 (東京工業大学)

Masayasu SHIMURA, Mamoru TANAHASHI (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: shimura.m.aa@m.titech.ac.jp

#### 1. 緒言

自動車用内燃機関や航空機エンジン、発電用ガスタービンエンジンなどでは乱流燃焼によってエネルギー変換が行われている。乱流燃焼は乱流運動と燃焼反応の相互干渉から成り、幅広い時間・空間スケールを有し、多くの化学種の反応と輸送が含まれる。さらに燃料などの噴霧を伴う場合では、変形・微粒化などの液滴運動と乱流とのカップリングも考慮する必要がある、さらに複雑となる。このことから、乱流燃焼の解明には、流体速度、燃料や燃焼中間生成物、液滴の形状や粒径の計測などが重要となる。

燃焼器内の流体速度計測には、多くの場合粒子画像流速計 (PIV) が、火炎構造計測には平面レーザ誘起蛍光法 (PLIF) が用いられ、乱流燃焼の解明にこれらの同時計測が有効である[1]。乱流現象は根本的に三次元現象であり、十分に発達した乱流であれば局所的には等方的特性を有する。しかし、燃焼器内では非常に複雑な流動構造が形成される場合があり、必ずしも十分発達した乱流に対する等方性などの仮定が成り立つとは限らない。このため、乱流燃焼現象の解明には燃焼場を高空間分解能で三次元的に計測することが期待される。乱流燃焼で局所的な火炎構造計測は重要な要素の一つであるが、一方で、燃焼器の全体的な燃焼特性の解明には、流動や火炎構造を広域で計測することも重要となる。これらのことから、理想的には流動場と化学種分布などの三次元同時計測を局所的・大域的に、さらに時系列的に行うことで、燃焼器内の燃焼現象に対してより深い洞察を与えることが可能となる。

本稿では、著者らがガスタービンモデル燃焼器及び乱流噴流バーナで形成される乱流予混合火炎を対象として行った、大域的または局所的な多平面火炎構造計測を紹介するとともに、近年の動向及び今後の研究展開について紹介を行う。

#### 2. 多化学種多平面レーザ誘起蛍光法の同時計測

乱流予混合火炎の局所構造の動的特性を記述するには、三次元的に変動する火炎面の三次元構造を明らかにする必要がある。予混合火炎の反応帯は、乱流の中で三次元的に複雑に湾曲しうが、火炎面の湾曲は火炎面面積の増加率に影響を与える要素の一つである。PLIF 計測は二次元平面内の計測であり、三次元曲面の曲率を計測することは不可能である。しかし、PLIF 計測を複数断面で行うことで乱流中の火炎面の三次元構造を検討可能となる。

図 1 は、二平面 CH PLIF、単一平面 OH PLIF 及び単一平面ステレオ PIV の同時計測システムの一例である[2]。この計測では、CH ラジカルを対象とした二組の PLIF 計測システムと、OH ラジカルを対象とした一組の計測システムを組み合わせ、それぞれ PLIF の計測面を面外方向に微小距離異なる位置に設定することで三平面における PLIF 計測を実現した。OH PLIF の計測面を挟む二平面で CH PLIF 計測が行われる。異なる二平面における CH ラジカル蛍光イメージは、対向に配置された二台の ICCD カメラによって撮影されるが、同時に同じ波長の蛍光を撮り分けることは不可能であるため、二平面の CH PLIF に 50ns の時間差を与えている。本計測で対象とした火炎の乱流と火炎の時間スケールでは、この時間差は同時と考えることが可能である。OH PLIF は最初の CH PLIF の 25ns 後に行った。OH ラジカルからの蛍光は、一方の CH ラジカル用 ICCD カメラの前に配置されたダイクロイックミラーにより分離され、三台目の ICCD カメラにより撮影される。

乱流噴流バーナにおける代表的な計測結果を図 2 に示す。図中の白と青はそれぞれの平面での CH ラジカル蛍光イメージを、黄色は OH ラジカル PLIF から得られた未燃ガス領域を示している。この計測例では、既燃ガスが未燃予混合気に取り

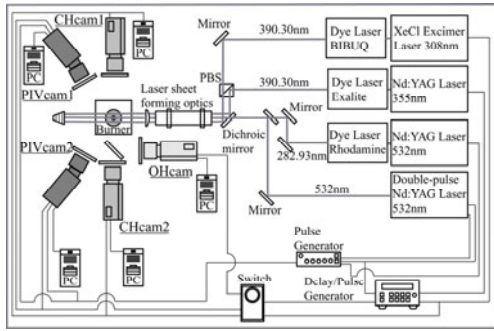


図1 二平面 CH PLIF, 一平面 OH PLIF 及びステレオ PIV 同時計測法の実験装置概略図。

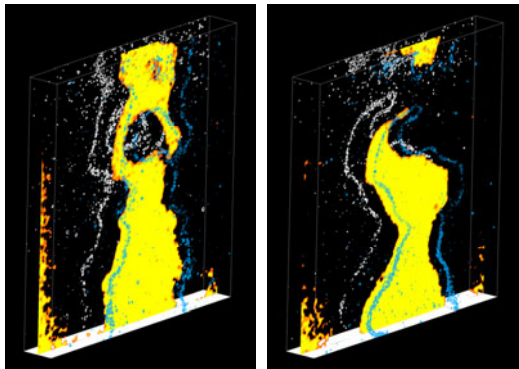


図2 メタン・空気乱流噴流予混合バーナにおける瞬時の三次元火炎構造の例。青及び白: CH PLIF 画像; 黄色: OH PLIF 画像から評価された未燃領域。

込まれる様子や未燃ガスが下流方向に分離して火炎面が分断される様子などが観察されている。このような計測結果を用いれば、三次元的な火炎面の曲率を評価することが可能となる。図3は OH PLIF 計測結果から得られた火炎面曲率と三平面 PLIF から計測面法線方向の曲率を算出して得た平均曲率の確率密度関数を示している。二次元計測から得られた結果では、平面的な火炎と非常に曲率の大きい火炎要素の確率が、等方性乱流中を伝播する予混合火炎の DNS 結果よりも大きな確率を示すが、三次元曲率を評価することにより、乱流火炎の特性をより正確に捉えることが可能となっている。

### 3. PLIF とステレオ PIV の多平面同時計測

乱流予混合火炎の局所構造の動的特性を議論するには、前述の火炎面曲率に加え、火炎面の接線方向に作用するひずみ速度と局所的な火炎伝播速度に関する情報が必要である。ひずみ速度を正確に計測するには、二平面以上のステレオ PIV を同

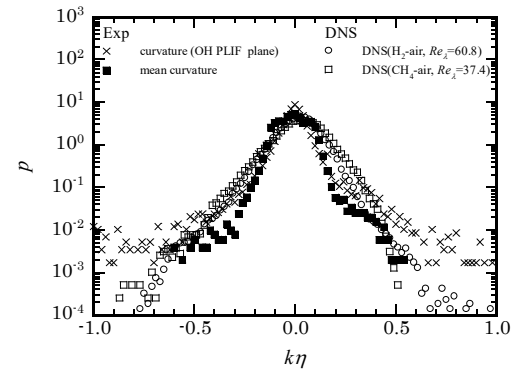
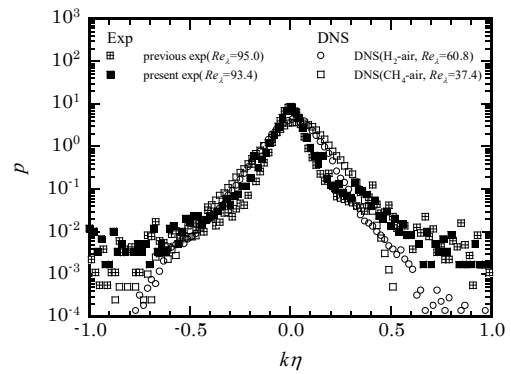


図3 二次元計測の火炎面における火炎面曲率の確率密度関数 (pdf) (上) 及び三次元計測により得られた平均曲率の pdf (下)。

時に行い、全速度勾配を評価する必要がある。二平面ステレオ PIV と三平面 PLIF を組み合わせた同時計測システムの例[3]を図4に示す。

この計測システムでは、波長型二平面ステレオ PIV が採用されている。燃焼反応を伴わない気体の場合、微小液滴をトレーサ粒子として用いることが可能であり、液滴はほぼ球形であるので散乱光であっても偏光が保存され、偏光の違いで二平面の粒子画像を撮り分けることが可能である。しかし、燃焼場において液滴粒子を用いると火炎面を通過した液滴は高温の既燃ガスにより蒸発してしまうため、既燃ガスの流速は計測不能となる。このため燃焼場の PIV では固体粒子が用いられるのが一般的であり、この場合入射光の偏光は保存されない。従って、計測システムは大がかりとなるが、二平面の計測を行うには波長型の二平面 PIV を用いる他はない。図4の例では、高出力 Nd:YAG レーザ 2 台からの 532nm のレーザ光をそれぞれ偏光ビームスプリッターにより分離し、一部を色素レーザに入射して 560nm のレーザ光に変換している。532nm と 560nm のレーザ光は種々

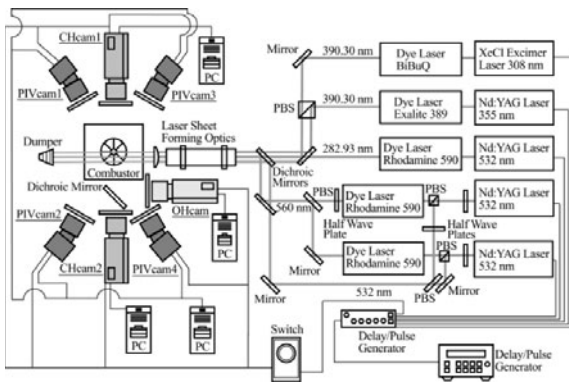


図4 二平面 CH PLIF, 一平面 OH PLIF 及び二平面ステレオ PIV 同時計測法の実験装置概略図

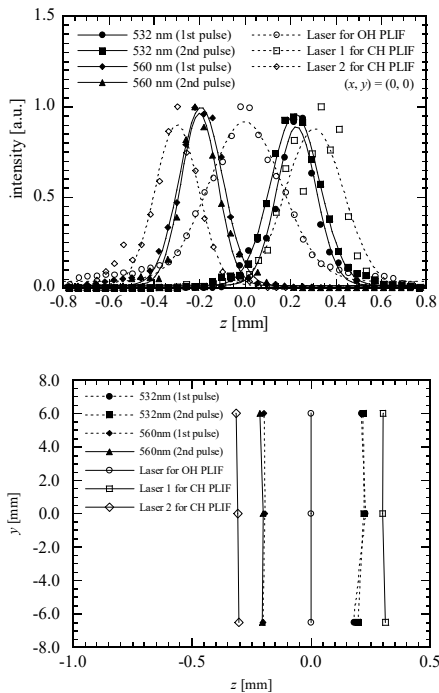


図5 計測面法線方向 ( $z$  方向) のレーザシート強度分布 (上) 及び レーザ進行方向 ( $y$  方向) 及び計測面法線方向のレーザ強度ピーク (下)

の光学素子を駆使して二平面上に導いている。また、PIV 用のカメラも前出の例とは変更されており、自発光の混入を防ぐための高速液晶シャッターを装備した  $2048 \times 2048$  ピクセルの CCD カメラ 4 台が用いられている。三次元の火炎面曲率と速度勾配 9 成分の算出には、レーザシートの配置情報が必要不可欠である。図 5 はこの計測で用いられたレーザシートの計測面法線方向平均強度分布と平行特性を示している。レーザシート厚さとシート間隔は、あらかじめ計測された乱流の特性に基づいて設定されている。

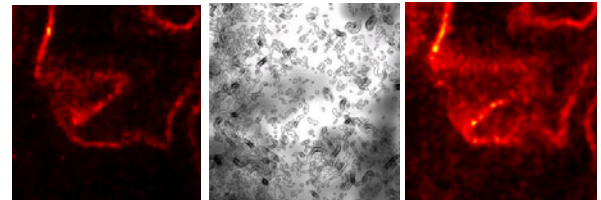
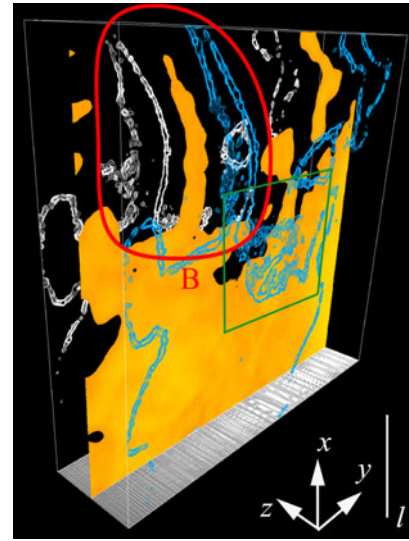


図6 二平面 CH PLIF, 一平面 OH PLIF 及び波長型二平面ステレオ PIV の同時計測結果の一例。(上)青及び白: CH PLIF 画像; 黄色: OH PLIF 画像から評価された未燃領域。(下) 中央: ひずみ速度の等値線分布と OH PLIF 強度分布, 左右: CH PLIF 結果. 可視化領域は(上)の緑色の四角に対応。

図 6 は、この計測システムをガスタービンモデル燃焼器に適用した場合に得られた三次元火炎構造を示している。図 2 に示した乱流噴流予混合火炎に比べて極めて複雑な火炎面が形成されていることがわかる。PIV の計測領域は火炎全体の大きさ比べれば狭い領域ではあるが、このような計測によって局所的な火炎構造とひずみ速度との関係を検討可能となる。なお、火炎伝播速度の直接計測には、短い時間間隔で火炎構造計測を行う必要があり、例えば、ダブルパルス PLIF[4]や時系列 PLIF[5,6]等を組み合わせる必要がある。

#### 4. 四平面計測への展開

前述の三平面 PLIF や二平面ステレオ PIV により火炎面曲率やひずみ速度を評価可能であるが、より高い精度でこれを行うことが望まれる。火炎面曲率の計測の場合、4 平面で PLIF を行うことで、計測面法線方向の精度向上が可能である。図 7 に四平面 PLIF 計測の一例を示す[7]。前述の三平面



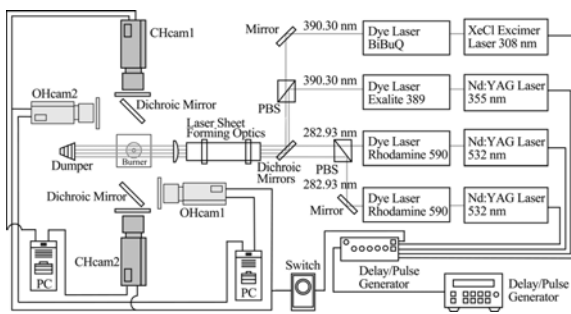


図7 二平面CH PLIF及び二平面OH PLIFによる四平面火炎構造同時計測の実験装置概略図。

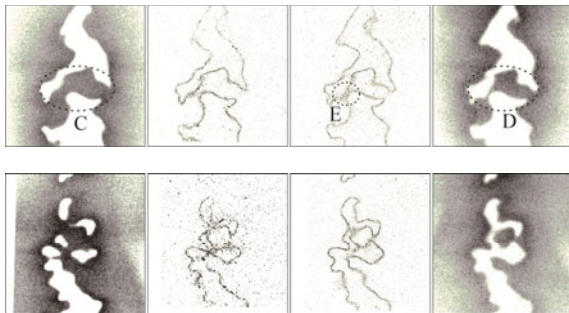


図8 乱流噴流バーナにおける四平面 PLIF の計測例。左から，OH, CH, CH, OH PLIF 画像。上：バーナ出口平均流速 10 m/s，下：20 m/s。

計測にもう一組 OH PLIF を加え，CH PLIF と同様に微小な時間差を与えて計測することで四平面計測を実現している。レーザシートの間隔は，乱流および火炎の特性に基づいて約  $200\mu\text{m}$  とした。図8は乱流噴流バーナを対象とした計測結果の一例を示している。予混合気が分断される領域において，CH の存在領域が拡大することなど，複雑な三次元の火炎構造を把握することが可能である。このような4平面計測からより高い精度で平均曲率を算出可能であることが乱流予混合火炎のDNS結果を用いて評価されているが，紙面の都合上割愛する。

ひずみ速度に対しても4平面での計測を行うことで計測面法線方向の速度勾配をより高い精度で評価することが可能なる[8]。図9は四平面ステレオ PIV の実験装置の概略図を示している。この計測例は，非燃焼場を対象としたもので，前述の波長型二平面ステレオ PIV にレーザの偏光によって計測面を撮り分ける手法を組み合わせ実現されている。散乱光において偏光が保存される必要があるため，液滴のトレーサ粒子に限られる。燃焼場を対象としても，液滴の火炎構造への影響が小

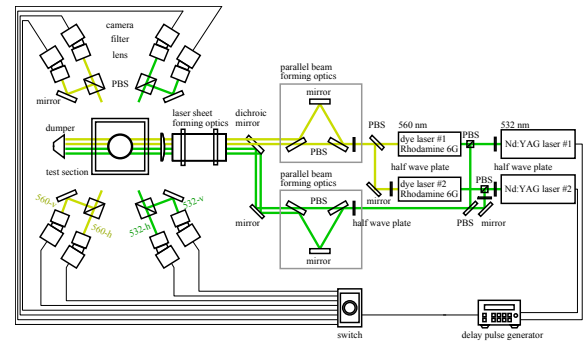


図9 四平面ステレオ PIV の実験装置概略図。

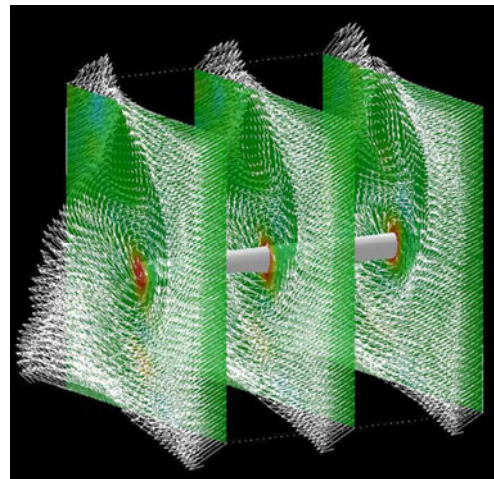


図10 四平面ステレオ PIV の各計測断面間において評価された速度ベクトルと速度勾配テンソルの第二不偏量の分布及び正の第二不偏量の等値面の一例。速度勾配評価断面の表示間隔は，実際の間隔の6倍。

さいと仮定される場合で特に未燃側の流動特性について評価を行う際には有効である。三次元速度分布の計測には，近年トモグラフィック PIV が用いられることが多いが，散乱光の輝度分布の再構築の精度を担保するために二次元断面の PIV と比較して高い空間分解能を実現することが課題となっている。四平面計測により高空間分解能で三次元速度及び速度勾配分布を評価可能であり，非燃焼では乱流微細構造の直接計測結果と直接数値計算 (DNS) 結果との比較を行い，DNSにより明らかにされてきた乱流微細構造の特性[9-12]が実験によっても明らかにされている。このような多平面の三次元火炎構造計測が，火炎と乱流の干渉機構の解明に貢献するものと期待される。

## 5. 非同時多平面計測による三次元構造の再構築 局所的な火炎と乱流の干渉機構を明らかにする



ことは乱流燃焼現象の解明に重要であるが、燃焼器内の圧力変化などの特性を検討する上では大域的な火炎構造の情報が必要となる。

ガスタービンモデル旋回型乱流燃焼器において、二次燃料噴射による燃焼制御特性を、多平面における OH PLIF 計測結果を用いて三次元火炎構造の再構築を行うことで検討した[13]。二次燃料の連続噴射により圧力変動が抑制され、適切な周波数で間欠的に噴射することでさらに圧力変動が抑制されることが明らかにされている[14]。図 11 は、非制御、二次燃料の連続噴射及び間欠噴射 (40Hz) の条件において再構築された三次元火炎構造を示している。ここで、火炎構造は反応進行変数の等値面として表現されている。OH PLIF は燃焼器の半分の領域において 4mm 毎に 25 断面において行われ、各計測面にて評価された反応進行変数分布を周方向に同様の構造を有することを仮定することで  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$  の正方形の 4 辺に実験データを与えた。これを境界条件とする Laplace 方程式を解くことで正方形内部の値を与え、平均反応進行変数の三次元分布を得た。非制御の場合、スワールノズル出口直後において反応進行変数の値により等値面の形状が大きく異なる。これはこの領域で火炎面が時間的・空間的に大きく変動していることを示しており、熱発生率の変動に起因するエントロピー項が大きいことを意味している。二次燃料を連続噴射した場合、反応進行変数で表現される火炎面の存在領域は、ノズル出口から浮き上がり、全ての反応進行数の値で下流方向に広がり、ともに、反応進行変数の値でその等値面の形状が大きくは変化しない。これは二次燃料噴射により火炎面の時間的・空間的に変動する領域が空間的に狭められていることを示している。さらに二次燃料を間欠的に噴射した場合では、再循環領域付近、火炎帯付近の火炎面の変動がさらに抑制されていることが明らかにされ、熱発生率の変動、すなわち燃焼騒音に対してより高い抑制効果があることを示している。

流動場に関しては、一般に旋回流を伴う予混合燃焼場では、スワールノズル出口後流に内側再循環領域が形成され、それらが保炎に重要な役割を果たしている。二次燃料噴射はこの内部再循環領域を安定化させ、火炎面の変動及び乱流変動を抑制する。また、燃焼室側壁で囲まれた燃焼器の場

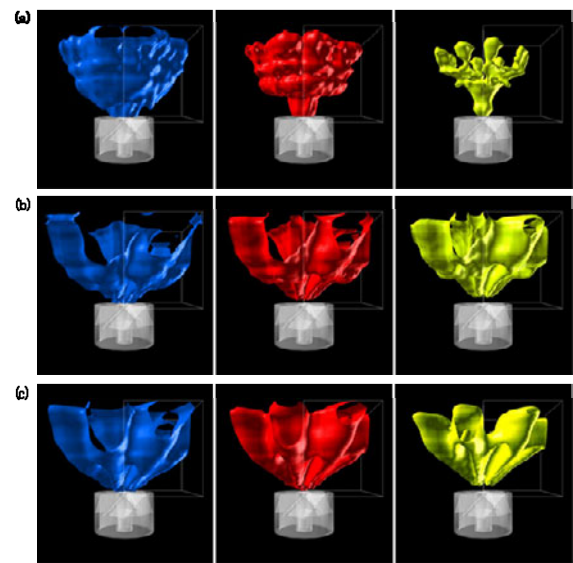


図 11 多平面 OH PLIF による平均反応進行変数の三次元構造の再構築結果の例。(a)非制御条件、(b)二次燃料の連続噴射条件、(c)二次燃料の 40Hz の間欠噴射条件。左から、平均反応進行変数が 0.3, 0.5, 0.7 の等値面。

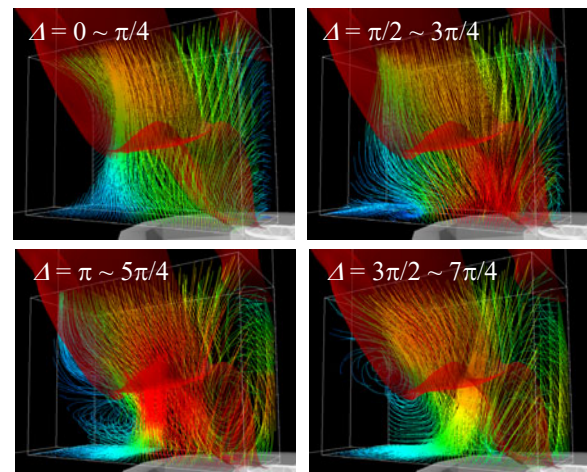


図 12 多平面ステレオ PIV の圧力位相平均速度分布によって得られた流線分布の例。

合、主流と燃焼室側壁との間に外側再循環領域が形成される。図 12 は圧力変動の位相と流線の関係を示している[15]。この解析は、モデル燃焼器において時系列ステレオ PIV と燃焼室内圧力計測を同時に行い、圧力の卓越周波数成分 (固有周波数) により速度場の位相平均を施すことにより行われている。計測面をシフトすることで、速度の位相平均三次元分布を得ている。

燃焼器内の圧力変動と連動して外側再循環領域は大きく変動し、小さな再循環領域の状態から圧力変動の上昇とともに再循環領域は強化・拡大さ

れ、最終的に下流方向に流れ去る。これに伴って内側再循環領域もその強度を変化させる。図 12 では前に示した平均反応進行変数の等値面 ( $c=0.5$ ) も同時に示しているが、外側再循環領域が変動する領域は、スワールノズル後方で火炎帯が急激に拡大する領域に対応しており、それらの関係性が示唆されている。

このように大域的な火炎構造の再構築により、燃焼器の全体的な特性に関わる燃焼特性を明らかにすることが可能となる。近年ではカメラ、イメージング PLIF、レーザの高速化・高感度化・高出力化により、ガルバノミラーを用いたスキニング PLIF やトモグラフィック PLIF による三次元火炎構造計測[16]が行われるようになってきており、これらの更なる技術発展により、将来的に大域的・局所的な三次元構造の時系列計測が実現され、乱流燃焼及び燃焼器内の火炎構造の検討がさらに進展することが期待される。

## 6. 結言

本稿では、PLIF と PIV による乱流予混合火炎の多平面構造計測について紹介した。局所的に乱流と火炎の干渉を検討すること、大域的な燃焼特性を把握することは、ともに乱流燃焼研究の進展に重要である。実際の燃焼器では光学的アクセスの制限があり多くの場合実現は困難であるが、実験室規模のモデル燃焼器での現象解明を進め、理論的根拠に基づいて実燃焼器内の現象予測に貢献することが期待される。

## 謝辞

本稿で紹介された研究の一部は、科学研究費補助金基盤研究(S) (No. 18106004)、基盤研究(S) (No. 23226005)、若手研究(S) (No.20676004)によって実施されたものであり、ここに記して謝意を表す。

## 参考文献

- [1] Tanahashi, M., Murakami, S., Choi, G.-M., Fukuchi, Y., Miyauchi, T., Proceedings of the Combustion Institute 30(1) (2005), pp. 1665–1672.
- [2] Ueda, T., Shimura, M., Seo, T., Tanahashi, M., Choi, G.-M., Miyauchi, T., Journal of Mechanical Science and Technology 23(7) (2009), pp. 1813–1820.
- [3] Shimura, M., Ueda, T., Choi, G.-M., Tanahashi, M., Miyauchi, T., Proceedings of the Combustion Institute 33(1) (2011), pp. 775–782.
- [4] Tanahashi, M., Taka, S., Shimura, M., Miyauchi, T., Experiments in Fluids 45(2) (2008), pp. 323–332.
- [5] Johchi, A., Naka, Y., Shimura, M., Tanahashi, M., Miyauchi, T., Proceedings of the Combustion Institute 35(3) (2015), pp. 3663–3671.
- [6] Shimura, M., Johchi, A., Tanahashi, M., Journal of Thermal Science and Technology, 11(3) (2016), p. JTST0047.
- [7] 志村祐康, 村山大樹, 店橋護, 宮内敏雄, 第 49 回伝熱シンポジウム講演論文集, 2012 年, pp. 93–94.
- [8] Naka, Y., Tomita, K., Shimura, M., Fukushima, N., Tanahashi, M., Miyauchi, T., Experiments in Fluids 57(5) (2016), pp. 57–63.
- [9] Tanahashi, M., Miyauchi, T., Ikeda, J., Proc. IUTAM symposium on simulation and identification of organized structures in flows 52 (1997), pp. 131–140.
- [10] Tanahashi, M., Fujimura, M., Miyauchi, T., Proceedings of the Combustion Institute 28(2000), pp. 529–535.
- [11] Tanahashi, M., Iwase, S., Miyauchi, T., Journal of Turbulence 2(6) (2001), pp. 1–18.
- [12] Tanahashi, M., Kang, S.J., Miyamoto, T., Shiokawa, S., Miyauchi, T., International Journal of Heat and Fluid Flow 25 (2004), pp. 331–340.
- [13] Tanahashi, M., Inoue, S., Shimura, M., Taka, S., Choi, G.-M., Miyauchi, T., Experiments in Fluids 45(3) (2008), pp. 447–460.
- [14] Choi, G.-M., Tanahashi, M., Miyauchi, T., Proceedings of the Combustion Institute 30(2) (2005), pp. 1807–1814.
- [15] Shimura, M., Tanahashi, M., Choi, G.-M., Miyauchi, T., Journal of Thermal Science and Technology 4(4) (2009), pp. 494–506.
- [16] Ma, L. Lei, Q., Ikeda, J., Xu, W., Wu, Y., Carter, D.C., Proceedings of the Combustion Institute, 36 (2017), pp. 4575–4583.

## マイクロ流路内流動の 3 次元計測と混合制御

### Three-dimensional flow measurement and advanced mixing control in microchannel flow

市川 賀康 (宇宙航空研究開発機構), 山本 憲, 元祐 昌廣 (東京理科大学)  
Yoshiyasu ICHIKAWA (JAXA), Ken YAMAMOTO, Masahiro MOTOSUKE (Tokyo University of Science)  
e-mail: mot@rs.tus.ac.jp

#### 1. はじめに

環境分析や医療診断などを超小型化された機器で実現するマイクロ流体デバイスは広く研究が行われている。デバイス内部のマイクロ流路の流動は、一般には層流のため単純だと捉えられがちで数値シミュレーションなどで設計されることが多いが、流路中を流れる細胞などの柔らかな物体が微小構造物と干渉する際の挙動や、気泡や液滴などが存在する場合の挙動などは複雑で未解明の部分も多く、シミュレーションでの予測は未だ難しい。

そのため、上述したようなマイクロ流路中の複雑な流動の計測は重要であり、特に 3 次元的な流動計測が望まれる。また、乱流混合が期待できないマイクロ流路中での効果的な混合制御は、小型デバイス内部において試料のハンドリングを完了させるために必須で、これも同様に強く求められている技術である。

本稿では、著者らグループが近年実施している、マイクロ流路内の 3 次元流動計測、および流路内での混合制御に関する研究事例について紹介する。

#### 2. 微細構造壁近傍の 3 次元流動計測

##### 2.1 イントロ

マイクロ流路内で物質反応や細胞操作等を効率的に行うために、デバイス内において流動の制御が重要となる。微細なリブやピラー等の構造物を流路壁面に敷設して受動的に流動を制御し、物質等の混合及び輸送を促進する研究は多くなされている一方[1-3], 構造物との干渉によって形成される流れ場は 3 次元性を持った複雑な構造になりがちで、その形成過程には不明点が多い。これらを解明するには、マイクロ流路内流動の 3 次元計測が必要である。測定対象となる流路の代表寸法が  $10\ \mu\text{m}$ ~ $1\ \text{mm}$  程度と小さいため、カメラを 2 台使用するステレオ化はあまり有効ではない。そのため、奥行き方向に対する粒子の位置や速度を精密に得るためには様々な

工夫を施す必要がある[4]。筆者らは、現在までに考案されている 3 次元測定法の中でも単視野で 3 次元 3 成分 (3D3C) 流速の計測が可能な非点収差 PTV (astigmatism particle tracking velocimetry; APTV[5]) に着目し、マイクロ流路内に敷設された微小構造周りの流れ場を対象に、APTV による 3 次元流動と壁面せん断応力分布の計測を行っている。

##### 2.2 実験システムと計測原理

図 1 に本研究で使用した計測システムを示す。光源、科学計測用 CMOS カメラ、そして対物レンズは全て倒立顕微鏡に組み込まれている。粒子像の非点収差を誘起するシリンドリカルレンズ (CL) はカメラの前方に設置した。

イメージセンサの前方に CL を設置することで、図 2 に示すように、焦点外に位置する粒子像は奥行方向に対して楕円形に歪む。そして、その粒子像の歪み方は、対物レンズの焦点位置と粒子間の距離で決定される。そのため、粒子像の歪み方から、奥行方向における粒子位置が特定可能となる。そして、流れに追従する粒子像を時系列撮影し、粒子像の位置変化と像形状の変化を各フレームで追跡することで、計測体積内において 3D3C 流速を計測することが可能となる。顕微鏡を使用した、単視野での 3

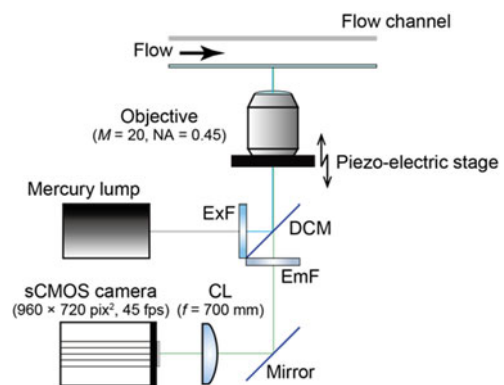


Fig. 1 Schematic of the APTV system. All the setup is built in an inverted microscope.

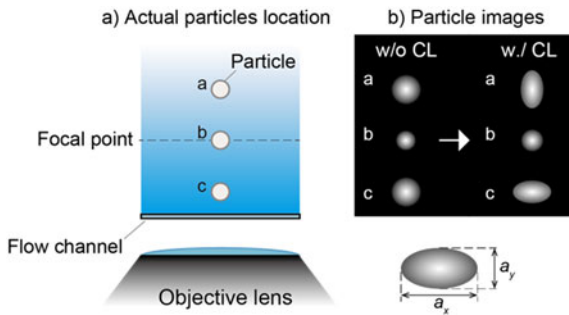


Fig. 2 Schematics of astigmatic particle imaging. (a) Actual particle location in the channel. (b) Particle images with and without cylindrical lens.

次元流速計測法としては、共焦点レーザスキャニング顕微鏡を使用した方法や、デジタルホログラフィーを応用した方法なども提案されているが、使用する装置が非常に高価であることや画像処理の煩雑さがネックとなることが多い。一方、APTVはCLをイメージセンサの前方に設置するだけでよいこと、粒子像の位置と形状の変化を追跡するだけでよいことから、他の方法と比較しても簡便な3D3C流速計測法と考えられる。

### 2.3 粒子像の形状と奥行位置の対応付け

流れ場の計測を行う前に、流路奥行方向 ( $z$  方向) に対する粒子位置と、そのときの像形状を対応付ける校正関数が必要となる。本研究では、図2に示すように、楕円の長軸  $a_x$  及び短軸  $a_y$  の変化に着目し、像形状を特徴付けるパラメータとして次式を導入した[6]。

$$F = a_y^2 - a_x^2 \quad (1)$$

このとき、 $|F|$ は楕円の2焦点間距離の2乗に一致する。 $z$  方向の各位置で  $F$  を算出するため、ガラス板に付着した粒子を、ピエゾステージを用いて対物レンズを  $z$  方向に動かしながら撮影した。例として、焦点距離  $f = 700$  mm の CL を使用した場合において、直径  $1 \mu\text{m}$  の蛍光粒子の像を  $0.78 \mu\text{m}$  間隔で撮影し、 $z$  方向に対する移動距離  $z_{\text{trv}}$  と  $F$  の関係を取得したものを図3に示す。このとき、 $F = 0$  となる位置で  $z_{\text{trv}} = 0 \mu\text{m}$  となるようにした。図3より、奥行方向に対して  $75 \mu\text{m}$  程度まで計測可能であると考えられ、計測対象となる流路の高さをこれ以下にすれば、流路全体で3次元流速場を計測することが

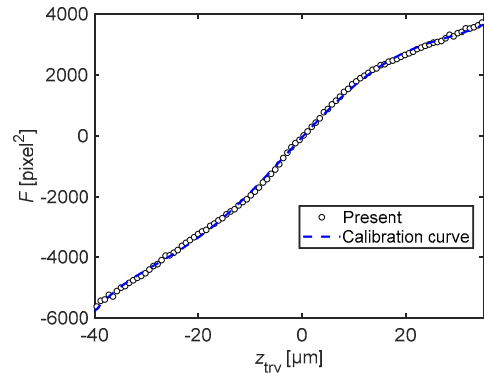


Fig. 3 Calibration curve for the depth position of particles correlated with the degree of distortion of particle images.

できる。他にも、楕円形状の縦横比や  $a_x$  と  $a_y$  の差に注目して像形状を定義することも可能であるが、奥行方向に対する計測可能な範囲が狭くなり、計測体積が限定されてしまう。その点において、式(1)による形状の定義付けには利点がある。本研究では、取得したプロットを5次関数で近似したものを粒子像の  $z$  位置を決定する校正関数として使用した。

### 2.4 ピラー周りの流れ場と壁面せん断応力分布

図4のように、高さ  $40 \mu\text{m}$  のマイクロ流路の片側壁面に、直径  $50 \mu\text{m}$ 、高さ  $20 \mu\text{m}$  の円形ピラーが敷設された流路における計測例を示す。流路の上面はPDMS製で、円形のピラーが  $x$  及び  $y$  方向に  $100 \mu\text{m}$  間隔で配置されている。また、下方からの観察を行うため、流路底面には  $1 \text{ mm}$  厚のガラス板を使用した。作動流体には、直径  $1 \mu\text{m}$  の蛍光トレーサ

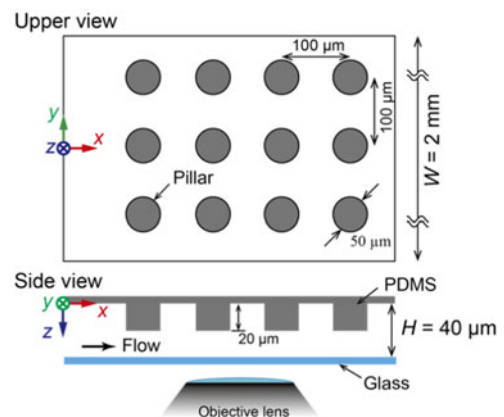


Fig. 4 Schematic of the microchannel with micropillar array. Circular pillars with  $50 \mu\text{m}$  in diameter and  $20 \mu\text{m}$  in height are located at one side of channel wall with the spatial interval of  $100 \mu\text{m}$ .



粒子を混合した超純水を使用した。シリンジポンプによって送液する流量を調整し、流路の水力直径を代表長さとしたレイノルズ数は  $8.14 \times 10^{-3}$  としている。

図 5 に、単一ピラーの周囲における 3 次元流動の様子を流線で示す。このとき、流れはピラーを迂回するような挙動を示し、ピラー間で流速が加速されることを確認した。ピラー上部と対壁面においては流れはわずかに加速するのみであったが、流れが  $z$  方向に対してピラーを乗り越えるような挙動を示すことも確認した。

取得した流速分布に基づき、壁面せん断応力の分布を算出した。APTV では各粒子の速度情報が離散的に取得される。そのため、3 次元グリッド上に速度情報を再配置し[7]、流路壁面の各グリッド上で速度勾配を算出して壁面せん断応力  $\tau_w$  を求めた。この系では  $x$  方向に対する速度  $u$  成分が  $\tau_w$  に対して支配的であることを事前に確認しており、次式を用いた。

$$\tau_w = \eta \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=\text{wall}} \quad (2)$$

ここで  $\eta$  は作動流体の粘性率である。流路壁面の  $z = 0 \mu\text{m}$  と  $z = 40 \mu\text{m}$  での  $\tau_w$  分布を図 6 に示す。このとき、空間分解能は  $5.0 \mu\text{m} \times 1.8 \mu\text{m} (x \times y)$  である。算出した  $\tau_w$  は、同じ幅と高さの矩形流路での壁面せん断応力の理論値  $\tau_{w \text{ flat}} (= 15.7 \text{ mPa})$  で無次元化した。

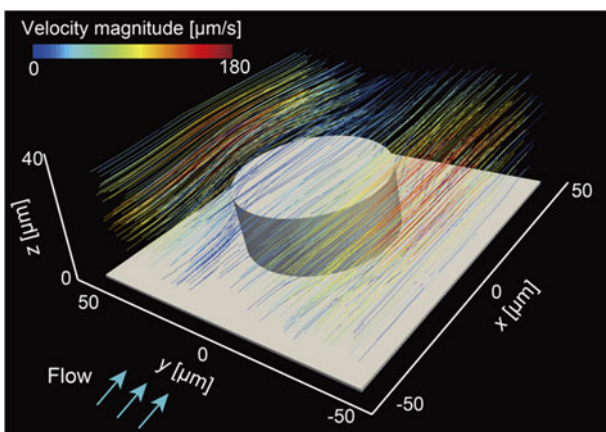


Fig. 5 Streamlines around a circular pillar. The acceleration behavior of fluid was observed between adjacent pillars in the spanwise direction. In  $z$  direction, flow shows the upward and downward motion to bypass the pillar.

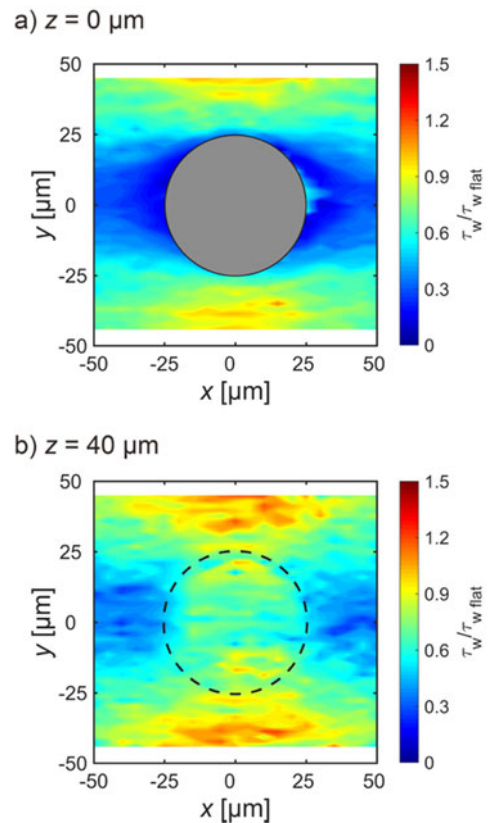


Fig. 6 Wall shear stress distribution at the upper (a) and lower (b) side of the channel.

た。図 6 より、流れの加速域で壁面せん断応力が上昇すること、そして、 $x$  方向に対してピラーの前後では壁面せん断応力が低下することを確認した。また、この分布は、計測に起因するばらつきはあるものの、数値計算の結果と定性的に一致しており[8]、手法そのものが有効であることを確認した。

2D2C 計測法である micro-PIV 等を使用して壁面せん断応力の分布を計測する際は、流路の  $z$  方向に対して速度場をスキャンしながら速度勾配を決定する必要があり、厳密な位置決めが必須である[9, 10]。一方、APTV では計測体積内で流速分布を一度に取得できるため、空間的なスキャンを必要とせず、壁面せん断応力分布の計測が可能である、という利点がある。

### 3. 液滴を利用したマイクロ混合制御

#### 3.1 イントロ

長さスケールが小さくなると、慣性力は弱まり表面力が強くなるスケール効果がみられ、物質混合においては拡散による影響を強く受ける。特に、単純にマイクロ流路内に 2 種類の流体を流動させた場

合、混合の時間スケール  $\tau$  は拡散時間により決定され、次式で表される。

$$\tau \sim \frac{L^2}{D} \quad (3)$$

ここで、 $L$ 、 $D$  はそれぞれ代表長さ、拡散係数である。例えば、流路サイズを  $100 \mu\text{m}$ 、液体中に分散する分子程度のサイズを有する粒子の拡散係数を  $10^{-10} \text{m}^2/\text{s}$  とすると、 $\tau \sim 10^2 \text{s}$  となり、数分のうちに混合が完了し、これは試験管サイズ（代表長さ  $10 \text{mm}$ ）の混合時間の  $1/10000$  に相当する。このように、微小スケールでの混合は、少量の対象物を短時間で混合できるという特徴を持っている。

しかし、混合をより促進したい場合や、拡散係数の小さい粒子（ $1 \mu\text{m}$  の粒子の場合、 $D = 10^{-16} \text{m}^2/\text{s}$ ）などを扱う場合には、外力を利用する必要がある。外力を利用した混合手法としては、これまでに電気[12]や表面弾性波[13]を利用した手法などが開発さ

れているが、流路作製の煩雑さや流路に接続する機器を削減することを念頭に、著者らは、液滴の流動を利用した混合制御手法を開発した[14]。本手法では、混合対象である、粒子を含むサンプル相と液滴を含み粒子を含まないバッファ相を Y ジャンクションで合流させ、合流後に液滴が慣性フォーカシング[15]により流路断面方向に移動する挙動を利用して混合を制御する（図 7）。なお、混合流路は幅  $250 \mu\text{m}$ 、高さ  $50 \mu\text{m}$  で、長さは  $10 \text{mm}$  である。本手法を用いることにより、拡散のみではほとんど混合されない  $5 \mu\text{m}$  の粒子も、マイクロ流体デバイス内で効果的に混合することが可能となる。

ここで、図 7 の液滴周囲の粒子分布に注目すると、バッファ相が液滴の側面を回り込んでおり、この流動により一部の粒子がバッファ相側へと移動している様子が観察できる。また、合流後の流路において、下流方向に進むにつれて液滴が流路中心方向へと移動していることがわかる。これは、次式で表される液滴レイノルズ数  $\text{Re}_d$ 、

$$\text{Re}_d = \frac{\rho U D_d}{\eta} \quad (4)$$

（ここで、 $\rho$ 、 $U$ 、 $D_d$ 、 $\eta$  はそれぞれ連続相密度、流路平均流速、液滴直径、連続相の粘性率）が  $10^0$  程度のときに発生する慣性フォーカシングの効果によるものであり、この挙動により液滴がサンプル相側に移動し、サンプル相側を流動していた粒子は、液滴の体積（の一部）を補填するためにバッファ相側へと移動する。なお、図 7 の実験における  $\text{Re}_d$  は 2 である。このように、本手法では液滴の挙動を混合に利用することで、拡散係数が低い物質の混合を実現している。著者らは、この性質を利用して、図 7 に示すように混合流路下流に分岐流路を設け、図 7 右中の上側の流路から混合溶液を抽出することで溶液の希釈倍率の制御を行った。

既に述べたように、バッファ相側へと移動する粒子の数はサンプル相側に侵入する液滴の体積と関連付けることができる。したがって、（拡散が無視できる場合には）サンプル相側の液滴の体積がサンプル相体積の 10% を占める場合には、濃度 1% の粒子溶液は約 0.1% に希釈されることが予想できる。この予想の基に、濃度が異なる  $5 \mu\text{m}$  粒子溶液（2.0, 1.0, 0.5 w/v%）を、液滴周波数  $f$ （液滴が混合流路に流入する周波数）が異なる条件において希釈した

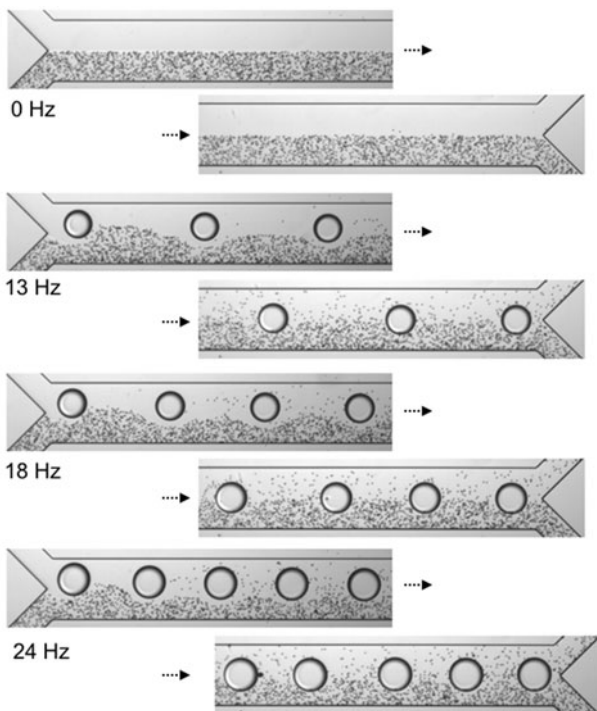


Fig. 7 Mixing control by the droplet-injection frequency (left and right panels represent micrographs at the inlet and the outlet, respectively). The top images (0 Hz) represent the diffusion-dominant mixing (no droplet injection). The mixing is more enhanced at the inlet junction as the injection frequency increased.

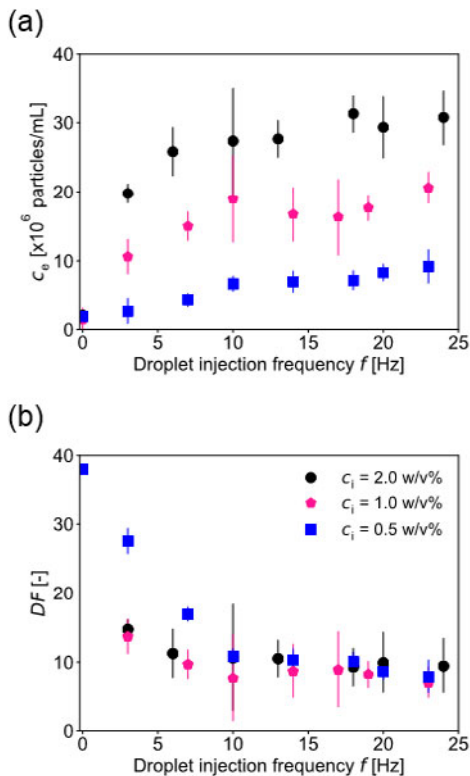


Fig. 8 Concentration control by the droplet injection frequency for three different initial particle concentrations (black: 2.0 w/v%, pink: 1.0 w/v%, blue: 0.5 w/v%). (a) The resulting particle concentration and (b) dilution factor (DF).

(図 8). 図 8(a)より, 液滴周波数の増加とともに, 抽出される粒子数が増加していることがわかる. また, 先の議論からは, 液滴周波数と抽出粒子数は線形関係になると考えられたが, 実際には周波数が増加するにつれて抽出粒子数の増加幅が減少している. これは, 図 7に見られるように, 液滴の侵入によってサンプル相が影響を受ける領域が前後の液滴が存在する領域とオーバーラップするためであると考えられる. 実際に, オーバーラップが少ない  $f < 10$  Hz の領域では周波数と抽出粒子数の間に線形関係を見いだすことができる. また, 抽出粒子数を希釈前の粒子数で除すことによって算出した希釈率と周波数の関係を図 8(b)に示す. 図 8(b)より, 希釈前の濃度によらず, 液滴周波数によって希釈率を制御可能であることがわかる.

図 8(b)が示す通り, 希釈率という尺度で見た場合には,  $f > 10$  Hz の領域においては変化はほとんどないと考えられる. したがって, これよりも低い希釈率を実現するためには, サンプル相の流量

をバッファー相と比較して大きくするか, 抽出流路の幅を排出流路 (図 7 右中の下側の流路) のそれと比較して大きく取るなどの工夫をする必要がある. また, 同様の議論によって, 流路の形状, 流動条件, および液滴のサイズを適切に調整することで超高倍率な希釈も可能である[16]. 図 9 は, 混合流路幅を  $200\text{ }\mu\text{m}$ , 抽出流路幅を  $50\text{ }\mu\text{m}$  とし, 液滴のサイズを  $40\text{--}120\text{ }\mu\text{m}$  の範囲で変化させた場合の希釈率を示している (流量を高くすることで領域のオーバーラップを防いでいる). 図からわかるように, 液滴直径が小さくなるにつれてバッファー相側へと移動する粒子数が減少し, その結果として希釈率が増加する. また, 今回用いた流路では, 条件を最適化することによって  $10^4$  倍オーダーの希釈が可能であることが示された.

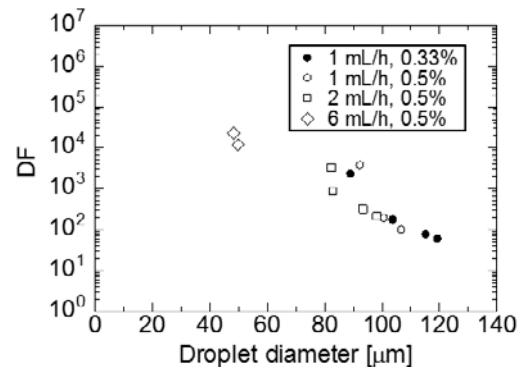


Fig. 9 Dilution factor obtained at different flow rates and droplet sizes. 30,000 times dilution is achieved.

#### 4. おわりに

本稿では, マイクロ流路内の流動計測と混合制御の事例として, 単視野 3D3C 流速計測, ならびに液滴を用いた希釈制御について紹介した.

APTV は, 他のマイクロ流れ 3 次元可視化法のなかでも, 光学系がシンプルで粒子像が明るい, という利点を有し, 実用上の使いやすさに優れる. 筆者らは他に, APTV を用いて, 超撥水壁面に形成される気液界面形状を粒子の通過位置から推定することも示しており[11], 色々な応用が期待される. 一方で, 他手法と同様, 個々の粒子の対応付けが必要のために粒子の濃度が低い状態で計測を行う必要がある, という欠点も存在し, この点は改善の余地があり, 計測対象にもよるが膨大な枚数の粒子画像が必要になる場合がある (図 5, 6 は 15,000 枚の

粒子画像を処理した結果である)。そのため、粒子濃度を増加させた際に生じる粒子像どうしのオーバーラップに起因する誤ベクトルを予め除去する等の工夫が必要である。また、現在の校正方法では、奥行分解能は高々1  $\mu\text{m}$  程度であり、より微小領域の流動計測や計測精度の向上という点では、手法自体を今後に改善する必要があると考えられる。しかしながら、APTV はマイクロ流路中で生じる複雑な流動現象に対して、簡便かつ有効な3次元計測法であり、今後様々な適用例の増加が期待される。

混合制御に関しては、流体を用いたあらゆる実験の中で、混合や希釈のような前処理は地味で、かつ非常に手間のかかる面倒なプロセスである。便利なマイクロ流体デバイスが開発される一方、その前処理や後処理で必要となる濃度調整は自動化が難しく、このプロセスを蔑ろにしたがために実験結果に大きな影響が及ぶといったことも少なくない。著者らが開発した混合制御法は、混合度/希釈率および溶液の量を任意かつ連続的に設定することが可能であるため、プロセスの煩雑さを解消する一助になることを期待している。

## 参考文献

- [1] Stone, H. A. et al., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36** (2004) 381.
- [2] Amini, H. et al., *Nat. Commun.*, **4** (2013) 1826.
- [3] Stoecklein, D. et al., *Lab Chip*, **14** (2014) 4197.
- [4] Cierpka, C. and Kähler, C. J., *J. Vis.*, **15**, (2012) 1.
- [5] Cierpka, C. et al., *Meas. Sci. Technol.*, **21** (2010), 045401.
- [6] 市川賀康, 山本憲, 山本誠, 元祐昌廣, *ながれ*, **35** (2016) 453.
- [7] Ido, T. and Murai, Y., *Flow Meas. Instrum.*, **17** (2006) 267.
- [8] Ichikawa, Y. et al., *Microfluid. Nanofluid.*, **22** (2018) 73.
- [9] Rossi, M. et al., *Lab Chip*, **9** (2009) 1403.
- [10] Rossi, M. et al., *Exp. Fluids*, **48** (2010) 211.
- [11] Ichikawa, Y. et al., *Phys. Fluids*, **29** (2017) 092005.
- [12] Ng, W. Y. et al., *Lab Chip* **9** (2009) 802.
- [13] Luong, T. -D. et al., *Microfluid. Nanofluid.* **10** (2011) 619.
- [14] Sakurai, R., et al., *Analyst* **144** (2019) 2780.
- [15] Di Carlo, D., *Lab Chip* **9** (2009) 3038.
- [16] Yamamoto, K. et al., *Proc. MicroTAS2018*, (2018) 2151.



## ドップラー位相シフトホログラフィ Doppler Phase-Shifting Holography

二宮 尚 (宇都宮大学)  
Nao NINOMIYA (Utsunomiya University)  
e-mail: nino@utmu.jp

### 1. はじめに

近年、カメラやコンピュータの技術革新により、流れ場の計測手法として PIV[1]などの画像計測手法が主流となって来ている。2台のカメラによるステレオ視を利用した Stereo PIV[2]は、瞬時速度3成分の二次元平面分布が計測可能であり、非常に多くの分野で利用されている。更に、流れ場を完全に三次元的に計測可能な手法として、Tomo PIV[3]は、多数（通常は4台以上）のカメラを用いて、粒子位置の三次元再構成を行い、更に、三次元的な時間相関を取ることで、流れ場の広い範囲を三次元的に計測することが可能である。しかし、Tomo PIV は計算機に非常に大きな処理能力が必要であるという欠点があったが、Tomo PIV の一番の誤差要因である粒子位置の虚偽推定（ghost particle）を、粒子画像位置を微小修正することで低減させ、時間方向にも高速度撮影による位置推定を組み合わせることで大幅に性能向上させた Shake-The-Box[4]と呼ばれる手法も登場している。

一方、顕微鏡下では、Stereo PIV や Tomo PIV のように複数台のカメラによる観察に必要な視差角を取ることが出来ないが、デジタルホログラフィ[5]を利用すれば、単眼で三次元計測を行うことが原理的に可能であり、Choi ら[6]はデジタルホログラフィック PTV (DHPTV) による微小流路内の三次元計測を実現した。DHPTV は、粒子像の撮影をデジタルホログラフィで行う PTV であり、単眼で被写界深度の深い撮影と、物体の三次元位置計測が可能である。しかし、デジタルホログラフィで通常用いられるインライン型の光学系では、物体像の再生過程において、+1 次の回折光の他に、物体からの直接光である 0 次光や共役像を作る -1 次の回折光が重畳し、再生像の奥行き方向の位置計測精度が大幅に低下するという欠点があった。

### 2. ホログラフィ

ホログラフィは、物体からの三次元的な光散乱を参照光と同時に多重記録したもののなので、干渉画像から

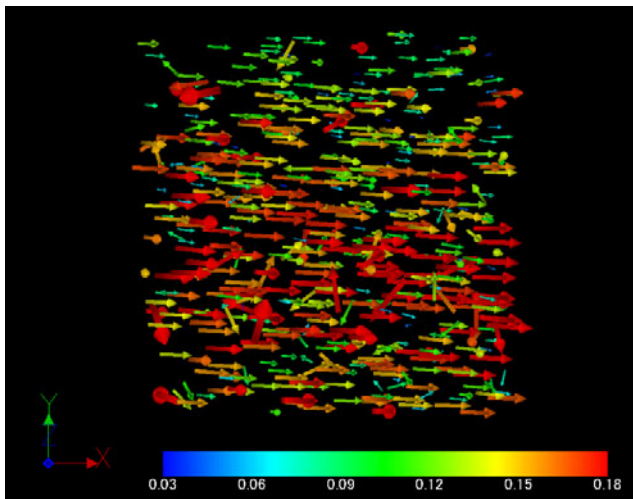
散乱光の三次元伝搬を精度良く逆算し、光波の位相情報まで算出することが出来れば、原理的には波長の数百分の一の位置精度の計測が可能である。例えば、YAG レーザーの場合、波長が 532nm なので、1 度の位相差が約 1.5nm に相当する。

ホログラフィを用いて、光波の位相情報を正確に算出する方法としては、位相シフトデジタルホログラフィがある。原理的には、位相差の異なる 3 つ以上の光波を組み合わせることで最小自乗法により位相差を算出することが可能であるが、1/4 波長ずつ位相をずらした 4 段階位相シフト法[7]を用いると式(1)のように位相計算が非常に簡単である。

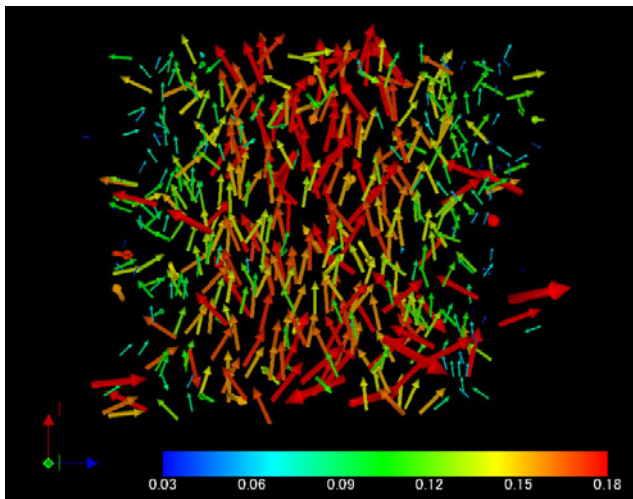
$$\begin{aligned} I_a(x, y) &= A \cos \phi + B \\ I_b(x, y) &= A \cos \left( \phi + \frac{1}{2} \pi \right) + B \\ I_c(x, y) &= A \cos (\phi + \pi) + B \\ I_d(x, y) &= A \cos \left( \phi + \frac{3}{2} \pi \right) + B \\ \phi(x, y) &= \tan^{-1} \frac{I_c(x, y) - I_a(x, y)}{I_d(x, y) - I_b(x, y)} \end{aligned} \quad (1)$$

複数の異なる位相差画像を取得する具体的な方法としては、時間位相シフト法と空間位相シフト法が有名である。時間位相シフト法は、干渉画像を  $n+1/4$  波長ずつずらして観測する方法で、撮像素子のサンプリング周期をレーザー光源と同期させて複数回撮影する必要がある、通常は静止物体しか観測出来ない。一方、空間位相シフト法は、ビームスプリッターを用いて光路を複数に分割し、光路長の異なる位置に複数の撮像素子を配置して同時に観測する方法で、非定常観測が可能であるが、上下左右方向へ画素単位の正確な位置合わせと奥行き方向への 1/4 波長の位置合わせが必要であり、実装は非常に難しい。

これに対して、Murata ら[8]は撮像素子をわずかに傾けることで自然に発生する位相差を利用し、1 台のカメラで空間位相シフト法を実現させることで、図 1 に示すように、微小流路内の微粒子の運動を精度良く三次元的に計測することに成功した[9]。



(a) XY 平面



(b) ZX 平面

図1 微小流路内の微粒子の三次元運動[9]

一方、時間位相シフト法を用いた計測例としては、Donnarumma ら[10]は、参照光に適切な周波数変調を与えることでカメラの1コマ毎に1/4波長の位相差を生じさせることで連続する4コマの画像を用いて時間位相シフト法を実現し、図2に示すようにzebrafishの血流という比較的遅い流れのin-vivo非定常三次元計測を実現させた。

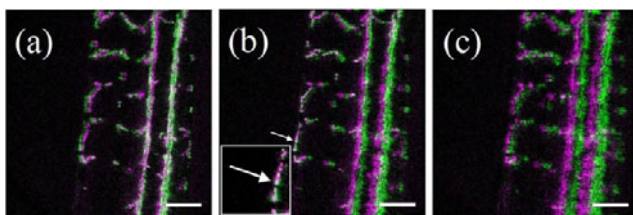


図2 赤血球の再構成画像（文献[10]のFig.3）

更に、Tahara ら[11]やKakue ら[12]は、カメラの画素毎に位相差を生じさせるフィルターを撮像素子に

貼り付けることで、近傍2x2画素を用いて空間位相シフト法を実現し、高速で精度の高い三次元再構成を可能としている。

以上のように、ホログラフィを用いることで、精度の高い三次元の位置計測は可能となってきたが、粒子位置の時間方向に対する追跡方法に大きな進展がなく、単眼による三次元の流体速度計測を実現させるためには更なる技術革新が必要であった。

一方、ドップラー位相シフト法[13]は、物体からの散乱光を移動する参照ミラーからの参照光と干渉させ、光のドップラー効果による周波数変調による干渉縞のうなりを高速度カメラで観測し、+1次の回折光のみの複素振幅を抽出する技術である。また、物体が速度を有する場合においても、同様にドップラー信号の観測が可能である。筆者らは、このドップラー効果によるうなりの周波数（ビート周波数）を計測することで奥行き方向の速度が直接算出可能ではないかと考え、物体の三次元速度の直接計測に成功した[14]。更に、三次元的に移動する微粒子の速度三成分の同時計測に成功した[15]。

ドップラー位相シフトホログラフィを用いて、マイクロチャネルなどにおける流れの三次元計測を行おうとした場合、トレーサ粒子は各々異なる速度で移動するため、粒子毎に異なるビート周波数を発するものと考えられる。本稿では、トレーサ粒子の運動を模擬し、場所によって異なる速度で移動する微粒子の速度三成分を同時に計測することが可能であることを検証した結果を示す。

### 3. 三次元速度計測

図3に実験光学系を示す。光源には波長 $\lambda = 532\text{nm}$ のLD励起固体レーザーを用いた。被測定物としては、シルバーコート粒子(約 $10\mu\text{m}$ , ダンテック・ダイナミクス社製)を用い、黒画用紙上に散布した。微粒子を散布した画用紙を防振台と垂直になるように設置し、VCM(Voice Coil Motor)ステージに固定した。光軸とVCMステージの移動方向の間に角度 $\theta$ を与えることで、速度三成分の計測が可能となる。ここでは、角度 $\theta$ を $45^\circ$ に設定した。微粒子をVCMステージにより一定速度 $v_0 = 100\mu\text{m/s}$ で移動させ、参照ミラーには速度を与えないこととした( $v_R = 0\mu\text{m/s}$ )。この場合、光軸方向の移動速度 $v_{Oz}$ は $v_{Oz} = v_0 \cos \theta$ 、垂直方向の移動速度 $v_{Ox}$ は $v_{Ox} = v_0 \sin \theta$ で与えられる。撮影条件は、撮影速度 $f_s = 1000\text{fps}$ 、シャッター速度 $1/1000\text{s}$ とし、256階調(8bit)、解像度 $1024 \times 1024\text{pixel}$ の干渉縞画像を $N = 4096$ 枚取得した。撮影した干渉縞画像のうち、まず1frameから512frameの512枚から1時刻目の再生像を得て、次に1001frameから1512frameの512枚から

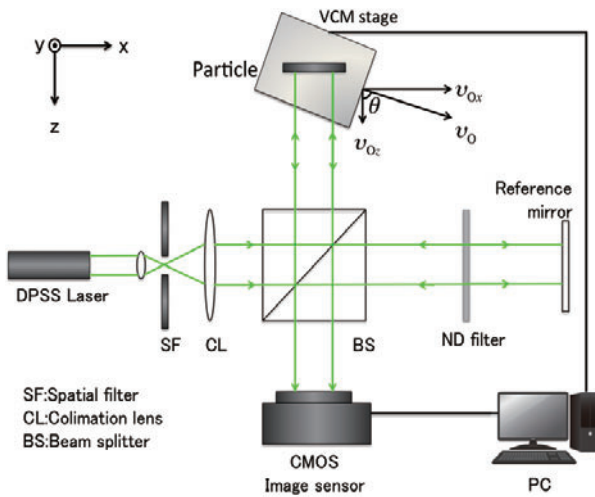


図3 実験光学系

2 時刻目の再生像を得ることで、1 秒間隔で 2 時刻分の微粒子の強度分布を算出した。得られた微粒子の強度分布画像は、512frame (0.512 秒) の積分値であるため、その中間の時刻  $t_1 = 0.256\text{s}$ ,  $t_2 = 1.256\text{s}$  を強度分布の時刻と定義した。

この時の物体光、参照光それぞれの角周波数  $\omega_o$ ,  $\omega_r$  は、物体及び参照ミラーの移動速度によるドップラーシフトを受けて、

$$\omega_o(t) = \omega_o \left( \sqrt{\frac{1 + v_o(t)/c}{1 - v_o(t)/c}} \right)^2 \quad (2)$$

$$\omega_r(t) = \omega_r \left( \sqrt{\frac{1 + v_r(t)/c}{1 - v_r(t)/c}} \right)^2 \quad (3)$$

となる。ここで、 $\omega_o$  は入射光の角周波数、 $c$  は光速、 $v_o$  は物体の移動速度、 $v_r$  は参照ミラーの移動速度である。

この状態で、観測されるビート周波数  $f_b$  は、

$$f_b = \Delta\omega(t) / 2\pi \quad (4)$$

となり、この  $f_b$  を計測することで、式(5)から物体の奥行き方向の移動速度  $v_o$  が逆算される。

$$\begin{aligned} \Delta\omega(t) &= \omega_o(t) - \omega_r(t) \\ &\cong \frac{2\omega_o}{c} |v_o(t) - v_r(t)| \end{aligned} \quad (5)$$

#### 4. 計測結果

図 4 に、得られたビート周波数スペクトルを示す。図 4 をみると、大きく 3 つのピークが確認でき、最大のピークは直流成分である。2 番目に高いピークがビート周波数であり、(a)では  $f_b = \pm 257.2\text{Hz}$ , (b)では  $f_b = \pm 267.4\text{Hz}$  であった。得られたビート周波数を速度に変換すると、(a)では  $v_{oz} = 68.4\mu\text{m/s}$ , (b)では  $v_{oz} = 71.1\mu\text{m/s}$  となった。

図 5 は、二時刻の再生像を用いた PIV 結果である。PIV 解析の条件は、解像度  $1024 \times 1024\text{pixel}$ , 検査窓サイズは  $50 \times 50\text{pixel}$ , 探索領域サイズは  $100 \times 100\text{pixel}$  と設定した。左側に示した図は、二時刻の再生像を合成したものである。赤色は  $t_1 = 0.256\text{s}$ , 青色は、 $t_2 = 1.256\text{s}$  の結果を示す。拡大図を見ると、わずかなが各時刻の再生像の位置が左右にずれていることが確認できる。得られた平均移動量は、それぞれ  $v_{ox} = -70.2\mu\text{m}$ ,  $v_{oy} = 0.1\mu\text{m}$  となった。図 4 のビート周波数スペクトルは、画像上の一点に着目し、その時系列強度変化から抽出したものであるが、図 5 に示すように、微粒子は横方向にも移動しているため、正しい時系列情報を用いたとは言えない。そこで本研究では、式(6)に示すフーリエ変換のシフト定理を用いて、各時刻の画像に図 5 の移動量に対する補正を行い、擬似的に横方向の移動をキャンセルした画像を再度生成し、それらから再びビート周波数を求めた。その結果、奥行き方向移動速度は  $v_{oz} = 70.5\mu\text{m/s}$  となり、面内方向の移動速度に関する PIV による計測結果はほぼ 0 となった。表 1 に、角度  $\theta = 45^\circ$  における微粒子の最終的な三次元速度計測結果を示す。

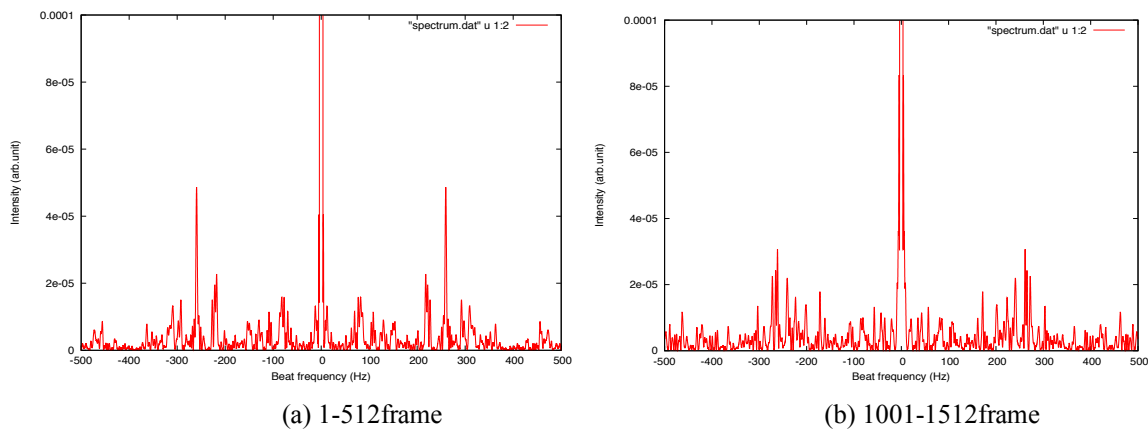


図4 ビート周波数スペクトル

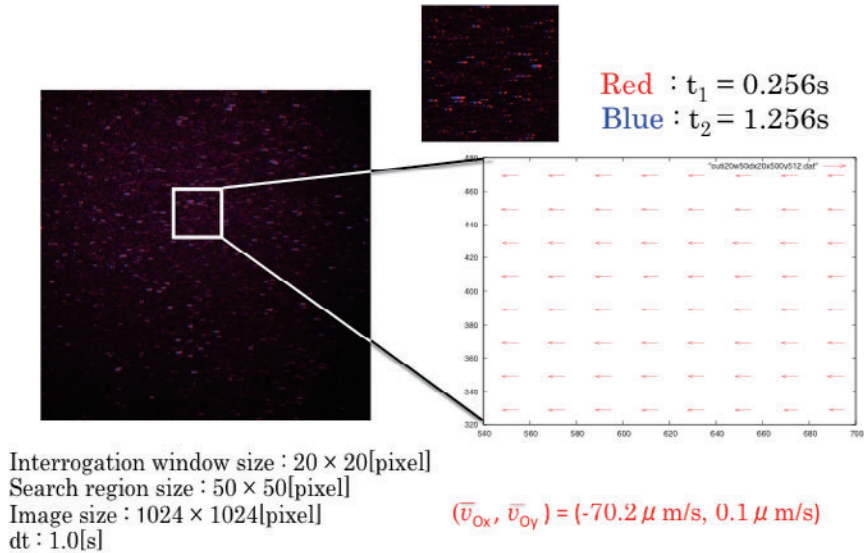


図 5 二時刻の再生像を用いた PIV 結果

$$f(x - x_0, y - y_0) = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{k=0}^{N_x-1} \sum_{l=0}^{N_y-1} F(k, l) \times \exp \left[ 2\pi i \left( \frac{kx}{N_x} + \frac{ly}{N_y} \right) \right] \cdot \exp \left[ 2\pi i \left( \frac{kx_0}{N_x} + \frac{ly_0}{N_y} \right) \right] \quad (6)$$

表 1 計測された粒子速度

	$v_{Oz}$	$v_{Ox}$
Theoretical value( $\mu m/s$ )	70.7	70.7
Measurement value( $\mu m/s$ )	70.5	70.2

### 5. 多点同時計測

図 5 は面内の計測点が全て同じ速度で移動する場合の計測結果であったが、実際に三次元流動の速度計測を行う場合、場所によって異なる速度で移動する微粒子の速度を独立に計測する必要がある。そこで、多点での速度同時計測に対する実験光学系を図 6 に示す。

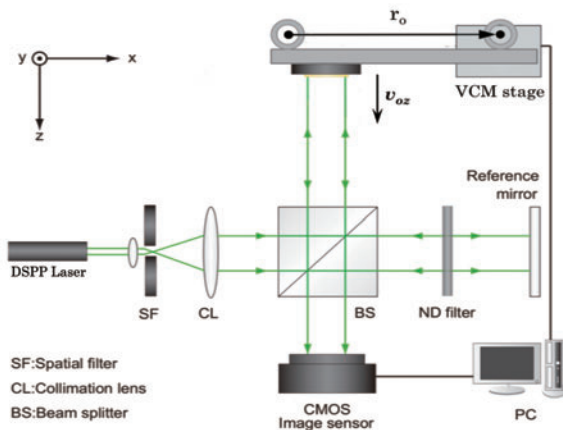


図 6 実験光学系

光源及び被測定物は、速度計測と同じものを用いた。黒画用紙上に 3mm 間隔で微粒子を粒子群として散布し、格子状に 5 × 5 箇所設置し、VCM ステージは光軸と平行になるように設置し、図のように VCM ステージを動かすことで、円周方向に微粒子が移動するようにした。この時、両端の軸間距離は  $r_0 = 180mm$  である。また、微粒子群同士の速度差が大きくなるように、なるべく中心軸に近い位置に微粒子を設置した。

VCM ステージを一定速度  $v_0 = 150 \mu m/s$  で移動させ、平面ミラーには速度を与えないこととした ( $v_R = 0 \mu m/s$ )。この場合、それぞれの微粒子群の光軸方向の移動速度は、 $v_{zn}(n = 1, 2, \dots)$  は、 $v_{zn} = (r_{zn}/r_0) v_0$  で与えられる。撮影条件は、撮影速度  $f_s = 500fps$ 、シャッター速度  $1/100s$  とし、256 階調(8bit)、解像度  $1024 \times 1024 pixel$  の干渉縞画像を  $N = 4096$  枚取得した。

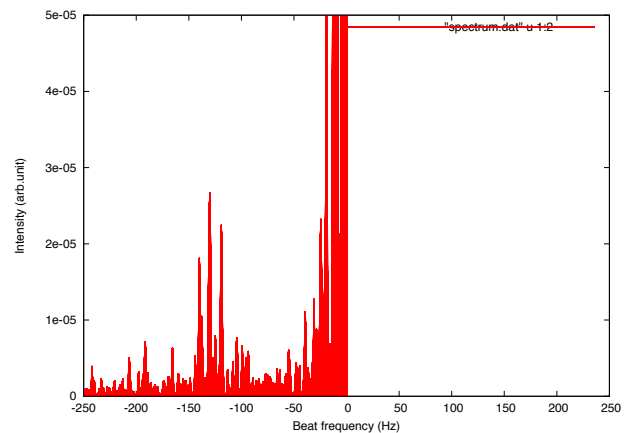


図 7 ビート周波数スペクトル



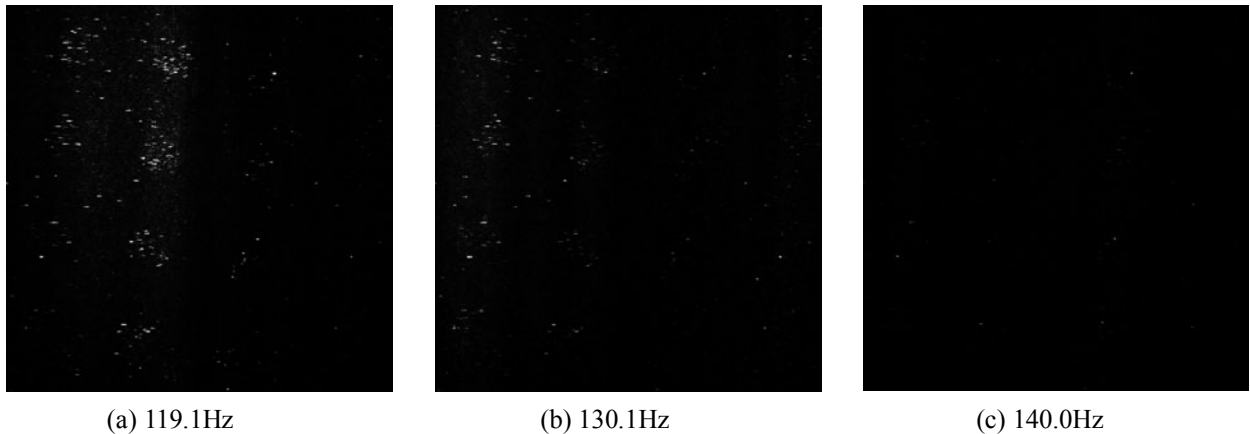


図 8 各ビート周波数における再生像

図 7 に得られたビート周波数スペクトルを示す。-1 次光成分の領域で見ると、大きく 3 つのピークが確認できる。3 つのビート周波数値はそれぞれ、 $f_1 = 119.1\text{Hz}$ 、 $f_2 = 130.1\text{Hz}$ 、 $f_3 = 140.0\text{Hz}$  であった。それぞれのビート周波数から微粒子群の速度を求めると  $v_1 = 31.7\mu\text{m/s}$ 、 $v_2 = 34.6\mu\text{m/s}$ 、 $v_3 = 37.2\mu\text{m/s}$  となった。速度の算出結果よりそれぞれの微粒子間の距離を求めると、1-2 間は  $3.4\text{mm}$ 、2-3 間は  $3.1\text{mm}$  となり設定値の  $3\text{mm}$  に近い値となったが、若干のズレが見られた。これは、粒子群は  $3\text{mm}$  間隔で配置したが、その中で最も強い干渉光を発した微粒子が必ずしも粒子群の中心に位置しているとは限らないためと推測される。次に、それぞれのビート周波数値を用いて、回折計算を行い物体の再生像を得ることとした。得られた再生像を図 8 に示す。再生像を比較すると、ビート周波数値に対応した粒子像が他の粒子像に比べ強く再生されていることが確認できる。 $f_3 = 140.0\text{Hz}$  を用いて再生した像がはっきりと観察されないことに関しては、このビート周波数値に対応した粒子群が再生範囲の外側に位置していたためと推測される。

## 6. おわりに

本稿では、ドップラー位相シフト法を利用することで、デジタルホログラフィによる単眼観測で物体の速度の三成分の同時計測が可能であることを示した。デジタルホログラフィは、光波の三次元伝搬を記録し、簡単な計算で物体の三次元位置を再構成することが可能であり、近年、光学系や処理方法に対する様々な工夫が提案されており、非常に精度の高い三次元計測が実現可能となっている。今や画像計測手法は、流体計測手法の主力と言っても過言でないが、近い将来、デジタルホログラフィを利用することで更なる高性能化が計られるであろうと強く期待されるので、今後の開発動向に注目したい。

## 謝 辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 (No. 25420147, 16K06107) の援助を受けた。また、本稿の執筆に際し、京都工芸繊維大学の村田滋先生に貴重なご助言を頂いた。記して、謝意を表す。

## 参考文献

- [1] Kean, R. D. and Adrian, R. J., "Theory of cross-correlation analysis of PIV images", *Appl. Sci. Res.*, **49** (1992), pp. 191-215.
- [2] Guezennec YG, Brodkey RS, Trigui J, Kent JC, "Algorithms for fully automated three-dimensional particle tracking velocimetry", *Exp. Fluids*, Vol. 17, pp. 209-219 (1994)
- [3] Elsinga GE, Scarano F, Wieneke B, van Oudheusden BW, "Tomographic particle image velocimetry", *Exp. Fluids*, Vol. 41, pp. 933-947 (2006)
- [4] Schanz, D. Gesemann, S. and Schroder, A., "Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities", *Exp. Fluids*, **57**(5) (2016) pp. 57-70
- [5] Schnars, U. and Jueptner, W. "Digital Holography Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques", (2005) Springer
- [6] Choi, Y. S., Seo, K. W., Sohn, M. H. and Lee, S. J., "Advances in digital holographic micro-PTV for analyzing microscale flows", *Opt. Laser Eng.*, **50**, 1 (2012), pp. 39-45.
- [7] Yamaguchi, I. and Zhang, T., "Phase-shifting digital holography", *Opt. Lett.*, **22**, 16 (1997) pp. 1268-1270.
- [8] Murata, S., Harada, D. and Tanaka, Y., "Spatial Phase-Shifting Digital Holography for Three-Dimensional Particle Tracking Velocimetry", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **48** (2009) 09LB01

- 
- [9] 原田大輔, 「位相シフトデジタルホログラフィ 3次元粒子流速計測法の開発」, 京都工芸繊維大学 平成20年度修士論文.
- [10] Donnarumma, D., Brodoline, A., Alexandre, D. and Gross, M., “4D holographic microscopy of zebrafish larvae microcirculation”, *Opt. Exp.*, **24**, 23 (2016) 26887-26900.
- [11] Tahara, T., Ito, K., Fujii, M., Kakue, T., Shimoizato, Y., Awatsuji, Y., Nishio, K., Ura, S., Kubota, T. and Matoba, O., “Experimental demonstration of parallel two-step phase-shifting digital holography”, *Opt. Exp.*, **18** (2010) 18975-18970.
- [12] Kakue, T., Yonesaka, R., Tahara, T., Awatsuji, Y., Nishio, K., Ura, S., Kubota, T. and Matoba, O., “High-speed phase imaging by parallel phase-shifting digital holography”, *Opt. Lett.*, **36**, 21 (2011) 4131-4133.
- [13] Kikuchi, Y., Barada, D., Kiire, T. and Yatagai, T., “Doppler phase-shifting digital holography and its application to surface shape measurement”, *Optics Letters*, **35**, 10 (2010), pp. 1548-1550.
- [14] Ninomiya, N., Kubo, Y., Barada, D. and Kiire, T., “Direct Measurement of Longitudinal Velocity by Doppler Phase-Shifting Holography”, *Journal of Visualization*, **18**, 3 (2015), pp. 409-412.
- [15] Ninomiya, N., Kubo, Y., Barada, D. and Kiire, T., “Three-Dimensional Velocity Measurement by a Single Camera using Doppler Phase-Shifting Holography”, *Meas. Sci. Tech.*, **27**, 10 (2016), 104004
-

## 人と熱との関わりの足跡（その5）

### －我が国の空気調和の父 柳町政之助の偉業－

*Footprints of the relationship between humans and heat (Part 5)*

*-Great Achievements by Masanosuke Yanagimachi, Father of Air Conditioning System in Japan-*

高橋 惇（元高砂熱学工業株式会社）

*Atsushi TAKAHASHI (Formerly, Takasago Thermal Engineering Co., Ltd.)*

*e-mail: airport3@jcom.home.ne.jp*

#### 1. はじめに

高砂暖房株式会社（現高砂熱学工業株式会社）と株式会社荏原製作所は、1930年5月に共同して国産第一号となる高砂荏原式電動遠心式冷凍機（以降、高砂荏原式ターボ冷凍機と略す）の試作機を完成させた[1, 2]。この高砂荏原式ターボ冷凍機は、百貨店・劇場・紡績工場等の空気調和設備に採用され、1931年から1941年までの納入実績は104台、合計18,500日本冷凍トン（以降JRTと略し、説明は文末に記する）と記録されている。



図1 現存する最古の高砂荏原式ターボ冷凍機  
（高砂熱学工業 技術研究所 所蔵）

現存する最古の高砂荏原式ターボ冷凍機 130JRT は、1937年に製造され六桜社（現 コニカミノルタ株式会社）の日野分工場に納入され、約30年間使用された後、1974年2月に撤去・保存されたもので、我が国の空気調和の発展に寄与した歴史的な機械類として、現在、神奈川県厚木市にある高砂熱学工業の技術研究所の玄関脇に展示・保管されている。

（図1）. なおこの高砂荏原式ターボ冷凍機は、2010年8月7日の機械の日に、一般社団法人日本機械学会から機械遺産 No.42 に認定された[3]。

本報では、開発当初の技術資料類[1, 2]に基づき、高砂荏原式ターボ冷凍機の開発の経緯、開発試作機の技術内容、並びに、開発者であり高砂熱学工業株式会社（以下、高砂熱学）の初代社長であった柳町政之助（以下、柳町）の著書および講演内容から、空気調和設備分野における偉業について紹介する。



図2 我が国の空気調和の父 柳町政之助

柳町（図2）は1892年（明治25年）に生まれ、1913年（大正2年）に当時の東京高等工業学校（現在の東京工業大学）機械科を卒業、卒業後は機械類を扱う大手商社を経て、大正9年（1920年）から高砂工業（当時）に勤務した[2]。

#### 2. 機械式製氷・冷凍の歴史

1748年にスコットランドの医師であり化学者であったカレン（William Cullen）は、グラスゴー大学でエチルエーテルを容器に入れて減圧し、低温沸騰させることで周囲から気化熱を奪う過程で冷却が起こり、少量の氷ができることを公開実験で実証した[4]。これが機械式製氷の始まりとされている。

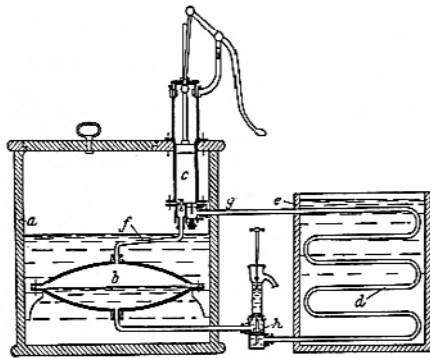


図3 Jacob Perkins の動力駆動冷凍機

1834年に米国の Jacob Perkins は、図3に示すエーテル等を冷媒とした動力駆動の冷凍機を設計し、特許を取得した。aは凍らせる水を入れた断熱された容器、bは冷媒の気化器を示す。気化した冷媒蒸気は導管fを介して弁機構を持つポンプcによって吸引され、cで加圧された後gを経由して冷却管dに圧送される。加圧操作で加熱された冷媒蒸気は水槽eで過冷却され、絞り機構hで断熱的に膨張することにより冷媒は液化する。液化した冷媒がb内で再び気化する際、aから蒸発熱を奪うことによりa内に氷が生成される。これが機械式の冷凍の始まりとされている。

その後に Perkins は英国に渡り、英国の特許を取得、製氷機を利用した事業を興したが、当時はまだ水を大量に生産・流通させる社会経済基盤が整っていなかったために、商業的には成功しなかった[5]。

実用的な製氷機は、1859年に仏国のカッレ (Ferdinand Carré) が開発したアンモニア吸収冷凍機が最初とされている[5, 6]。アンモニアを冷媒、水を

吸収液とした吸収冷凍機を図4に示す。

GENERATOR 内のアンモニア水は、容器の下面から加熱されてアンモニア蒸気になる。CONDENSER で過冷却されたアンモニア蒸気は、EXPANSION VALVE で断熱膨張して液化する。液化したアンモニアは冷蔵庫内の ICE TRAY の水から熱を奪ってアンモニア蒸気に、水は氷に相変化する。アンモニア蒸気は、ABSORBER 内に散布された水に吸収され、アンモニア水としてポンプで密閉容器に返送される。

吸収冷凍機の基礎となったこの Carré のアンモニア吸収冷凍機は、1860年には12~100kg/hの製氷能力を持つ連続作動する5種類の生産が開始され、製氷業やビール醸造業で多く採用された。

1876年にドイツのリンデ (Karl Paul Gottfried von Linde) は、圧縮式が最も優れているとして、アンモニアを冷媒とした2気筒堅型圧縮機を完成させた。翌1877年には、堅型圧縮機を改良した水平往復動型のアンモニア圧縮機を製造し、大きな成功を収めた[5]。

同時代には、CO<sub>2</sub>やSO<sub>2</sub>を冷媒とする冷凍機も製造され、19世紀末までに食肉冷凍分野の冷凍産業を支えた。

日本では1878年に、神戸と横浜の外人居留地内の製氷工場にはじめて水平往復動型アンモニア圧縮機が導入され、1882年には東京築地と大阪河口の製氷工場に設備された。

製氷・冷凍業が発展したのは大正期に入ってからであるが、当時の冷凍機は、米国のヨーク社、ビルター社、フリック社等の輸入機械であった。

1910年台には国産のアンモニア冷凍機が製造されたが、輸入品より性能・耐久性・外観等で見劣りするものであったようである。特に、アンモニア圧縮機の軸封が不完全で、時々アンモニアの漏洩による悪臭に悩まされていた。また、水平往復動型圧縮機では、回転数と往復動の容積で単位時間当たりの吐出量が決まるが、回転数を上げるには限界があるため、大容量の冷凍能力を実現するためには大型にならざるを得なかった。

1925年に森永製菓鶴見工場に設置されたアンモニア冷凍機の水平往復動型圧縮機を図5に示す。

アンモニア冷凍機の水平往復動型圧縮機は、モリエル線図からシリンダの直径、ピストンの全振幅長と回転数(アンモニアの循環量)が算定され、その

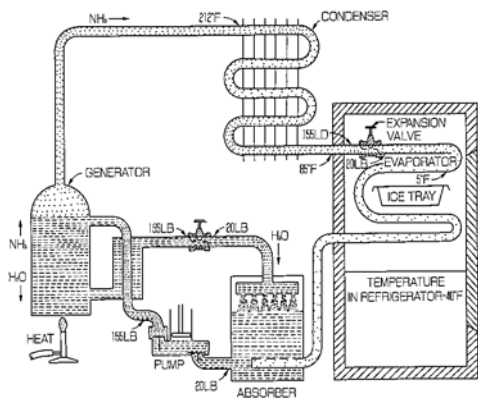


図4 F. Carré が開発したアンモニア吸収冷凍機



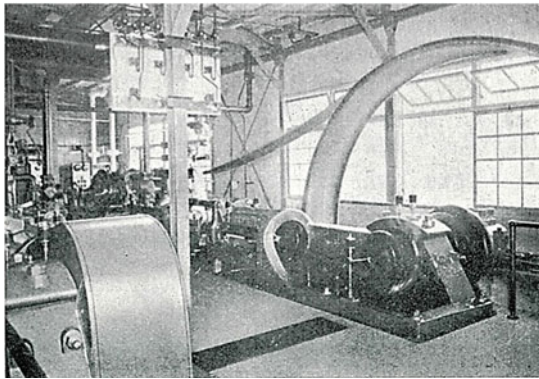


図5 森永製菓鶴見工場に設置された水平往復動型アンモニア冷凍機

上で凝縮器と蒸発器の伝熱面積等が設計された。その結果、電動機が 150kW、シリンダの直径が 350mm、ピストンの全振幅長 700mm、平ベルト掛けフライホイールの直径が 4,200mm という途轍もなく大きな設備となった[1]。これについて、当時技師長であった柳町は特に水平往復動型アンモニア冷凍機の容積・重量が大きいことおよび圧縮機の往復動で生ずる建物共振点に近い振動の発生により、「事務所建築の冷房用途には不適合である」と感じていた。これが次に述べる回転式のターボ冷凍機の開発のきっかけとなった。

一方、大正期にかけてアンモニアに代わる冷媒として CO<sub>2</sub> を用いた冷凍機が試作されたが、圧縮圧力が非常に高いため、当時の冷凍機用圧縮機類の技術では発展させることが出来なかった。最近は、高圧の冷凍機用圧縮技術の進展と地球温暖化防止の観点から、CO<sub>2</sub> は自然冷媒として復活しているのは周知の通りである。

### 3. 国産の遠心式冷凍機の開発

以下では、1955 年に冷凍誌第 30 巻第 332 号（ターボ冷凍機特集号）に記載された柳町の回想記事[7]から、高砂荏原式ターボ冷凍機の開発の経緯を紹介する。その上で、株式会社荏原製作所の山岸社長と大岩順二氏の「ターボ冷凍機に就いて」[8]から、高砂荏原式ターボ冷凍機の開発機に関する技術内容について述べる。

#### 3.1 高砂荏原式ターボ冷凍機の開発

1915 年頃から柳町は、米国の空気調和の父と呼ばれたキャリア（Willis. H. Carrier）博士（以下キ

ャリア）の報文類を収集し、温度・湿度の調整に係る新技術に感心を持ち、絶えず研究をしていた。1923 年に Heating & Ventilation 誌に掲載されたキャリア考案による Centrifugal Refrigerating Machine の記事を読んで、「事務所建物のための冷凍機は遠心式だ」と直感し、キャリアの遠心式冷凍機を輸入しようと計画した。しかし、冷凍機本体の見積価格もさることながら、派遣技術者達の出張費が予想以上に高く、実現できなかった[1,2]。

そこで遠心式冷凍機の国産化を目指すことになった。冷媒はドイツからジクロロエチレン（C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>）を輸入する目途が付いた。他方、回転機についてもパートナを見つける必要があり、1929 年頃に新興のポンプメーカーであった株式会社荏原製作所が米国のブロア社の多翼送風機に対抗したターボ形送風機の国内生産に着手していたことに着目して、ターボ形送風機の設計担当者であった同社の大岩順二氏を開発担当者として国産 6 段のターボ型圧縮機の共同開発に取り組んだ[1, 2]。

1929 年、柳町はこの国産 6 段のターボ型圧縮機の開発を目的として先進の技術を視察すべく渡米した。ロサンゼルス の Biltmore Hotel に宿泊した際にもホテルの冷房設備に関心を持ち、ホテルの技師長の好意で、蒸気駆動のターボ冷凍機（125JRT）の運転状況を視察することができた[2]。

帰国後、即座に荏原製作所と打合せを行い、75JRT の電動ターボ冷凍機の試作に取り掛かった。電動機 75kW で駆動された 75JRT の電動ターボ冷凍機の試作機（COP=3.86）は、翌年 1931 年に完成し、大岩氏により「高砂荏原式ターボ冷凍機」と命

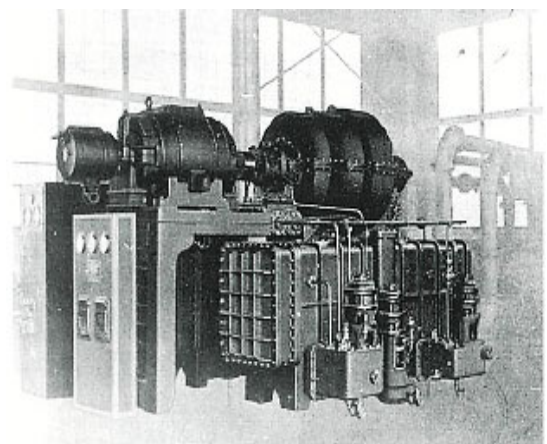


図6 国産第一号となる 150JRT の高砂荏原式ターボ冷凍機（ブライン冷却用途）

名された．図 6 に 150JRT の国産第一号となる高砂荏原式ターボ冷凍機を示す[10]．

試作機の開発期間中の出来事として同記事[10]には，次のような記述がある．

試作を進める一方で，キャリアが設立したキャリア・エンジニアリング社(以降，キャリア社と略す)から，我が国を対象としてターボ冷凍機の主要部分における広範囲に亘る内容の特許公告が出されていることを知った．キャリア社の我が国に対する特許出願日は，柳町が帰国した日の 1 週間後であった．柳町は，帰国後早々に荏原製作所や共同開発関係者にターボ冷凍機に関する説明を既に行っていたことから，公告に示された広範囲の部分は我が国では既に公知の事実であるとして，キャリア社の特許に対して即座に異議を申立てた．その結果，日本の特許局は柳町の異議を認め，キャリア社から出された我が国に対する特許は不成立となったことで，高砂荏原式ターボ冷凍機に関する我が国の特許が成立した．

なおこの特許係争に関しては，筆者は直接に柳町から，キャリア社からの国際的な告訴やこれに関する検察からの取り調べも受けつつ自分が国産のターボ冷凍機を成立させるために最も力を尽くした案件である，と伺ったことを印象深く記憶している．柳町が一人で戦い，国内の特許を成立させたこの経緯については，自らが[7]に語っている．

このような多方面に亘る努力の結果，1931 年には大阪中之島にある朝日ビルディング（延床面積 14,917m<sup>2</sup>）から 180JRT/台×2 台を受注し，全館冷房，温湿度制御，並びに，遠隔全自動制御の機能を持つ空気調和設備を完成させた[11]．このビルディングは，夏季は冷凍機を並列運転して冷房のための冷水

を供給し，冬期は遊休する冷凍機を直列運転して，屋上に約 370m<sup>2</sup> のスケートリンクのための冷凍設備にするなど，当時の空気調和設備としては最新の技術を集結した斬新な施設として評価された．渡米した際に視察した設備の中で，我が国において実現すべき空気調和関連設備は積極的に実証研究した後に，顧客の納得を得て設計・施工する，技術者としての好奇心の維持と確かな技術力・実行力には，只々敬服するばかりである．図 7 に朝日ビルディングの全景を示す．

### 3.2 開発機の技術内容

高砂荏原式ターボ冷凍機は，国産 6 段の電動圧縮機を採用した冷凍機で，今日の冷凍機の原型となる蒸発器，ターボ型圧縮機，凝縮器の 3 要素で構成された冷凍サイクルからなる．当該ターボ冷凍機の構造説明図を図 8 に示す[10]．

蒸発器には多管のシェル&チューブ熱交換器を採用し，冷媒は蒸発器の片側に設けられた冷媒循環ポンプで吸い上げられてシェル&チューブ熱交換器の外側から噴霧される．蒸発器はエリミネータを介してターボ型圧縮機の吸入口に接続されているため，蒸発器内の液冷媒は低温でも蒸発する圧力まで減圧され，シェル&チューブ熱交換器に供給した水は冷却される．蒸発した冷媒蒸気は，エリミネータを通過する際に同伴する液冷媒が振り落とされ，乾き冷媒蒸気としてターボ型圧縮機に吸い込まれる．ターボ型圧縮機は，凝縮できるようになった冷媒蒸気を凝縮器に送り込む．

凝縮器は，蒸発器と同じシェル&チューブ熱交換



図 7 朝日ビルディングの全景

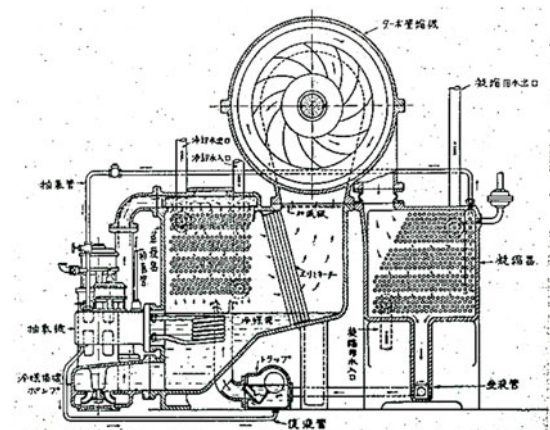


図 8 高砂荏原式ターボ冷凍機の構造図



器で構成されている。冷媒蒸気は、常温で凝縮できる圧力まで昇圧され、冷却水に凝縮熱を放熱しながら液冷媒として蒸発器に戻る。この液冷媒管には膨張弁はなく、フロート式トラップにより自動的かつ円滑に冷媒が蒸発器に戻る構造になっている。

高砂荏原式ターボ冷凍機では、全操作が真空装置内で行われるように真空ポンプが設備され、凝縮器の上部から脱気する構造になっている。冷媒の選択には、冷凍機に使用される金属に対する腐食性が極めて小さく、かつ不燃性であること、蒸発温度 5°F (-15°C) と凝縮温度 86°F (30°C) における絶対圧力差が小さい冷媒を選定することで、圧縮機の段数、つまり圧縮機の動力を小さくすることが選定要件であった。この要件を満たす冷媒として、試作段階の冷媒  $C_2H_2Cl_2$  から、実用機の製作段階では  $CH_2Cl_2$  に変更されている[8, 9]。

冷媒の熱力学的性質について柳町は、冷媒の温度 vs. エントロピー (T-S 線図) に関する考察として、「効率を論ずるためには理想的な熱機関であるカルノーサイクルを評価基準として、加熱損失を少なくするために、モリエル線図において液相線がより垂直に立っていること、液相線と気相線の交点である冷媒の限界温度が 400°F (204°C) 以上であることを選定要件として検討した」と述べている。

表 1 理想的熱効率に近付けるための冷媒選定

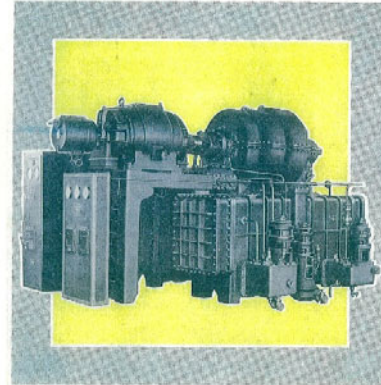
冷媒	臨界圧力	臨界温度	消炎性
	MPa	°C	
NH <sub>3</sub>	11.3	133	×
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	5.51	243	△
CH <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	10.3	193	○

冷媒	分子量	蒸気密度	絶対圧力差
	g/mol	kg/m <sup>3</sup>	KPa
NH <sub>3</sub>	17.0	0.708	930
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	96.9	4.04	85.5
CH <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	84.9	3.54	126

更にターボ冷凍機の冷媒とした  $C_2H_2Cl_2$  は、カルノーサイクルを評価基準として比較したときに、「熱効率が低いこと、ターボ冷凍機の冷媒として気体の比重(分子量)が大きいことから圧縮段数が少なくて済む」ことに言及している[7]。

高砂荏原式ターボ冷凍機の当時の販売拡大用カタログを図9に示す。このカタログには、本ターボ冷凍機について、以下の特長が示されている。

劃期的理想の新冷凍機  
高砂荏原式ターボ冷凍装置  
絶対安全・取扱簡便・経費僅少



高砂暖房工事株式会社

図9 高砂荏原式ターボ冷凍機のカタログ[12]

- ・全装置が真空容器内で作動(絶対安全)
- ・タービン式圧縮機の採用(過剰圧力の皆無)
- ・運転状態(低振動レベル, 静寂)
- ・反動作用(基礎工事・据付費僅少)
- ・全自動制御を採用(取扱い簡便, 人件費節約)

このカタログは1937年から1938年の間に制作されたものと推察され、昭和初期の1931年から1938年までの納入先の記載がある。記載されている納入先は8年間に42件であったが、それらを用途別の割合で示したのが、図10である。

特徴的なことは、当時盛んであった朝日新聞社本社の社屋など大型建築物への設置に加えて、繊維工業への導入割合が非常に大きいことである。

これは、当時世界に向けて急激に成長していた紡績産業(とくにレイヨンの製造)が、繊維への吸水量が室内の温度・湿度に大きく依存するために、空

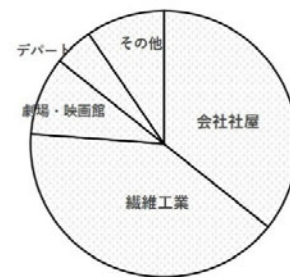


図10 昭和初期におけるターボ冷凍機の納入先割合

気調和技術を必要としていたことによる。これを「産業空気調和」と呼んでいる[2]。

キャリアが空気調和技術を開発したのも、印刷の精密化によって印刷機周辺の温度・湿度を一定に管理する「産業空気調和」のためであった。更に、キャリアは印刷工たちが印刷機周辺で昼食を食べるようになったのを見て、「居住空気調和」に思い至ったといわれている[13]。また、キャリアは空気調和設備が大きな劇場にも有効であることにも気付いていた。当時、夏の劇場・映画館は非常に暑くて不快な場所であったが、キャリアは1925年にマンハッタンのパラマウント社の大きな映画館に空気調和設備を導入して、成功している[13]。

柳町のターボ冷凍機も、最初の稼働は東京築地の東京劇場（1931年）であったことも[2]、軌を一にしている非常に興味深い。確かに、まだ家庭用エアコンが普及していなかった当時、夏に映画館や百貨店に行く楽しみの一つは、「涼」を求めることにもあったことが思い出される。

#### 4. ヒートポンプの開発

熱力学の体系化に貢献したロード W.T.ケルビン（本名は William Thomson）は、熱機関（カルノーサイクル）とヒートポンプ（逆カルノーサイクル）が表裏一体であることを理解していた。1852年に発表した「空気の流れを用いて建物の暖房・冷房を行う経済性について」の中で、ヒートポンプの詳しい作動原理とその原理的な効率を説明している[14]。

この原理に基づき、1926年に京都帝国大学の大家要教授は、「工業の大日本」誌6月号の論文[15]の中で「燃料節約の一策として冷凍機を暖房機として流用する議」という表題で、この原理の正当性を体系的に論じている。

柳町はヒートポンプに大いに興味を抱き、1929年の渡米の際にキャリア（図11）との面談において、遠心冷凍機を暖房に用いることの実現可能性について質問している。

キャリアの「有望である」とのコメントを得て、1930年には高砂荏原ターボ冷凍機の試作時に、ヒートポンプとしての機能・性能に関する試験を実施して実用化への確信を深めた[7, 8]。

ターボ冷凍機に関する講演会において会場との質疑応答の中で柳町は、「ターボ冷凍機をヒートポンプ機（暖房機）としての使用は可能か」と問われ



図11 1915年（キャリア社を興こした年）のキャリア（柳町が面会したのは、この14年後にあたる。©Carrier Corporation）

た際に、「この機械なら従来からロード・ケルビンが提唱していた冷凍機を暖房機に使う原理を実現できると考える」と回答している。また、「ヒートポンプは、冷房・暖房の両方を必要とする日本の気候に適合している」、「我が国には豊富な地下水資源があり、地下水の熱利用によりヒートポンプの熱効率は更に高くなるから、消費電力量は少なくなると確信している」、「一日も早くヒートポンプを実現したい」とも述べている。これら技術に対する興味と先駆的な研究開発能力、並びに、実行力には改めて驚かされる。

1934年11月期の高砂暖房工事の営業報告書のなかで、「受注先が拡がっているのは（中略）特ニ空気調和装置ノ必要ナルコトカ広く認識セラルルニ至タル結果ナリ（後略：下線は筆者）」との記述があり、ここで初めて、我が国で「空気調和」の用語が使用されたと考えられている。

#### 4.1 ヒートポンプ方式による暖房設備

我が国で最初のヒートポンプ方式による暖房設備は、兵庫県御影町にあった村山長拳氏の私邸（木造和風住宅2階建230m<sup>2</sup>）に、1932年に設置された。

当初は別設備によって冬期の電気暖房と2階寝室（60m<sup>2</sup>）の冷房を行う設計であったが、冷凍機を用いた冷暖房一体機能を提言した結果、同氏のご了解を得たことで我が国最初のヒートポンプ式暖房が実現した[1, 2]。図12に村山長拳邸に設備された我が国で初めてのヒートポンプ式暖房の系統図を示す。

なお、この神戸市御影には、国の重要文化財に指



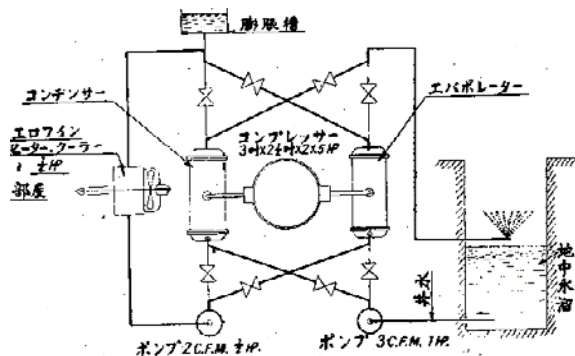


図 12 我が国初のヒートポンプ式暖房の系統図

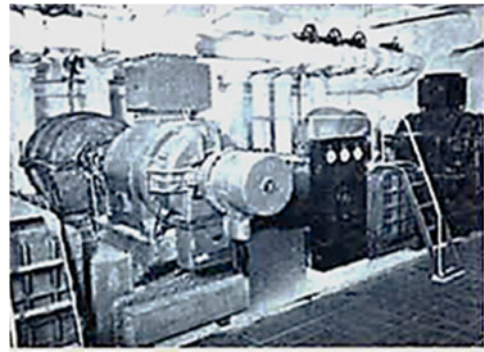
定され香雪美術館として現在も保存されている朝日新聞社初代社主の村山龍平邸があるが、ヒートポンプの設置された村山長拳氏邸は、同一の敷地内にあったものの村山家2代目当主の私邸であり、当時の建物は改築のために1965年頃に解体され現存はしていない[16]。

#### 4.2 ヒートポンプ方式による冷暖房設備

1937年には、京都電燈の本社（現関西電力京都支店）の地下1階/地上8階、延べ床面積10,619m<sup>2</sup>に、高砂荏原式ターボ冷凍機130HP/台（夏期100JRT, 冬期80JRT）×2台により、ボイラや電熱ヒータを一切使用せず、世界最初で最大規模の地下水を熱源としたヒートポンプ式全館冷暖房空気調和設備が施工された[1, 2, 14]。

図13には京都電燈（現関西電力京都支社）の社屋の外観を、図14には地下の機械室に設備された井水を熱源とするヒートポンプを示す。

筆者は、当該社屋において冬季の外気からヒート

図 13 京都電燈の本社社屋の全景  
（現関西電力株式会社京都支店社屋）図 14 京都電燈本社社屋の機械室の井水熱源  
ヒートポンプ設備

ポンプの熱源を得るヒーティングタワー（夏季は冷却塔として同機を使用する）の原型を視察した際に、当時、保温・防音材であった炭化コルク（黒色）が機械室内壁全面に施工されていたことを目の当たりにして、美術品を見たような感動を記憶している。

図15は京都電燈の本社社屋に納入されたヒートポンプ式冷暖房設備の説明図である[18]。この社屋は全館冷暖房完備であったために、第二次大戦後すぐにGHQに一部接収された時期がある。高度で精緻な全自動で運転制御される冷暖房システムに驚いた米軍の技術者は、本国の空気調和に関する専門誌（現ASHRAE：米国暖房冷凍空調学会）に報告記事を投稿したほどであった。

その後1962年に施行された「建物用地下水の採取の規制に関する法律」により、施設の一部が使用不可能になったが、1970年頃からの我が国の高度経済発展に伴い、直接的に燃料の燃焼に依らない空気熱源ヒートポンプは、再度注目されるようになり、今日の全盛に至っている。

#### 5. おわりに

筆者は、入社年の4月から12月中旬までの毎週木曜日に目黒区にあった柳町（以下、先生と記す）の事務所に伺い、空気調和設備の初歩から技術者としての心構えまで、ご自身の体験や設備設計・施工に係るエピソードをご教示頂く機会を得た。先生からご教示頂いた数々の話のなかから、今でも記憶に残る事柄を以下に紹介させて頂く。

最新の技術の本質を見抜く先生の卓越した洞察力の源は、世界中から有意な技術等をいち早く見出して我が国に紹介し、輸入を手掛けていた大手機械

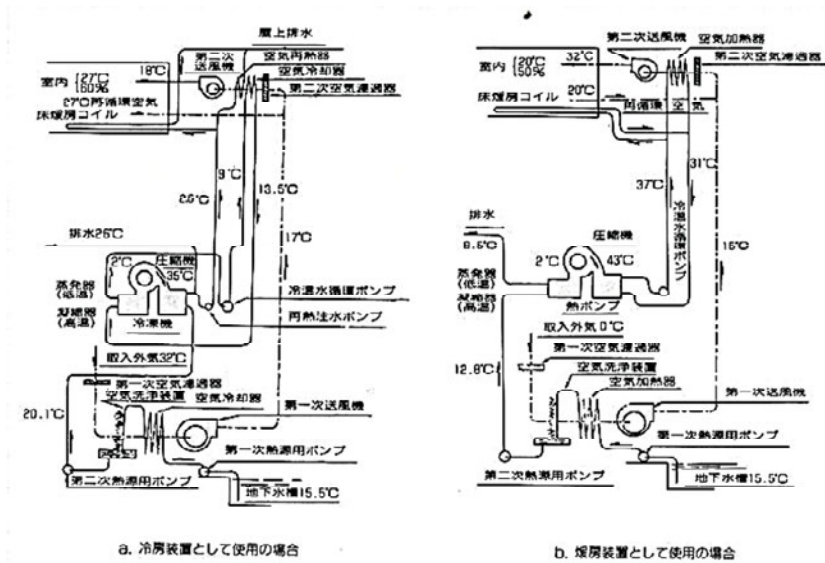


図 15 京都電燈本社社屋に設備されたヒートポンプ式冷暖房システムの説明図

商社のご出身であることが関係しているものと推察している。

その上で、「7度自宅を改築しました」とさりげなく話されたことがあり、後にご自宅に招待されたときに、輻射暖房、ヒートポンプ暖房、蓄熱空調、並びに、太陽熱ヒートポンプをご自身が設計し、自宅において実証された設備等を見学させて頂き、先生から性能等の説明を受けたことも、非常に印象深かった。

また経営者であり技術者として最新の技術の機能・性能・効果を自ら検証され、得られた結果に基づいて実際の設計・施工にその知識・知恵を活用されている。更に、竣工現場では背広姿で機械室や時には天井裏に入り、振動・騒音を床等に耳を付けて検証したと話された時の満足そうな姿が思い出される。

このように現場主義を生涯貫かれた先生は、70歳を超えた年齢で現 NHK 放送会館の設計責任者に任じられ、「施主からは大いに心配された」と目を細めて懐古されていた姿が今も記憶に新しい。

本報は、機械遺産申請の際に調査・収集した高砂荏原式ターボ冷凍機の開発当初の技術資料に基づき、その開発経緯や開発試作機の技術内容、さらには、第 56 回日本伝熱シンポジウム（徳島）のオーガナイズドセッションにおいて講演した内容 [17] から、これを活用した我が国最初のヒートポンプ空調の開発を紹介したものである。

このように、先生の高い識見と空気調和技術に係る数々の輝かしい功績から、「我が国の空気調和の父」と呼ぶにふさわしいと考えている。

この小文が、若い技術者への空気調和設備技術の伝承の一助になれば幸いである。

## 謝 辞

本報で使用した写真や図は、主として高砂熱学工業株式会社の提供に依ります。また、高砂荏原ターボ冷凍機の開発当初の文献・写真、並びに当時のカタログ等の貴重な技術資料を荏原冷熱システム株式会社からもご提供頂きました。

また、我が国初のヒートポンプが設置された村山長拳邸の現状調査と本稿の準備では、香雪美術館の落合治子氏のご協力を頂きました。ここに記して感謝の意を表します。

## 文 献

- [1] 高砂熱学工業 70 年の歩み、高砂熱学工業株式会社、(1994)。
- [2] 高砂熱学工業 50 年の歩み、高砂熱学工業株式会社、(1973)。
- [3] 一般社団法人日本機械学会 HP「機械遺産」  
<https://www.jsme.or.jp/kikaiisan>
- [4] [https://en.wikipedia.org/wiki/William\\_Cullen](https://en.wikipedia.org/wiki/William_Cullen),  
日本語：<https://ja.wikipedia.org/>(以下略)。
- [5] Handbuch der Kältetechnik, (1954) 83-85, Springer.

- [6] 冷凍, 日本空調冷凍学会, **50** (578), (1975) 982.
- [7] 柳町政之助, 我国に於けるターボ冷凍機の誕生を懐古して, 冷凍「ターボ冷凍機特集号」, **30** (332), (1955) 218-222.
- [8] 山岸靖一, 大岩順二, 衛生工業協會誌 (現 空気調和・衛生工学会誌) 「ターボ冷凍機に就いて」 **5** (6), (1931) 397-430.
- [9] 大岩順二, 冷凍「ターボ冷凍機始期の思い出」, **30** (332), (1955) 223-224.
- [10] 暖房－冷房－換気, 温湿度調整装置, 高砂暖房工事株式会社, (1937) 1-9.
- [11] 空気調和・衛生設備技術史; 空気調和・衛生工学会編, 丸善, (1991) 48.
- [12] カタログ「画期的理想の新冷凍機 高砂荏原式ターボ冷凍装置」, 高砂暖房工事株式会社, (1937~1938).
- [13] Steven Johnson, “How we got to now, Six innovations that made the modern world”, (2014), Nutopia,. (訳)「世界をつくった6つの革命の物語」, 大田直子, (2016), 朝日新聞出版.
- [14] 日本冷凍史, 日本冷凍空調学会, (1998) 376.
- [15] 大塚 要, 工業之大日本, **23** (6), (1926) 4-9.
- [16] 香雪美術館, 調査依頼に対する回答, (2019).
- [17] 高橋 惇, 第 56 回日本伝熱シンポジウム講演要旨集, nhts56-I23, (2019).
- [18] 柳町政之助, 衛生工業協會誌 (現 空気調和・衛生工学会誌), **12** (6), (1938) 477.

#### 冷凍トンに関する単位の注釈

日本冷凍トンは, 1 メートルトン (1,000kg) の 0℃ の水を 24 時間で 0℃ の氷にするための熱量である. 水の凝固の比エンタルピーは 79.68kcal/kg (334kJ/kg) であるから,  $1 \text{ JRT} = 9.68 \text{ kcal/kg} \times 1,000 \text{ kg} \div 24 \text{ h} = 3,320 \text{ kcal/h}$  (3.86kW) と定義されている.

米国冷凍トンは, 2,000lb (907.2kg) の 0℃ の水を 24 時間で 0℃ の氷にするための熱量である. 水の凝固の比エンタルピーは 144BTU/lb であるから,  $144 \text{ BTU/lb} \times 2,000 \text{ lb} \div 24 \text{ h} = 12,000 \text{ BTU/h} = 3,024 \text{ kcal/h}$  であり, 単位換算すると  $1 \text{ USRT} = 3,024 \text{ kcal/h}$  (3.52kW).

## 日本伝熱学会特定推進研究推進課題報告書

*Report of Specific Promotion Researches  
in Heat Transfer Society of Japan*

特定推進研究企画委員会

花村 克悟 (委員長・東京工業大学)

吉田 英生 (京都大学), 中山 恒 (名誉会員)

*Specific Promotion Research Planning Committee*

*Katsunori HANAMURA (Chairperson, Tokyo Inst. Tech.)*

*Hideo YOSHIDA (Kyoto University)*

*Wataru NAKAYAMA (Honorary member)*

### 1. はじめに

2012年に日本伝熱学会に設置されました特定推進研究企画委員会は、我が国の抱える科学技術的課題への対応や今後の発展に寄与すると考えられる研究開発課題を選定し、課題ごとに研究グループを設置して検討を進めてまいりました。特定推進研究課題として現在までに10件の課題が選定されています。このたび「気候モデルにおける重要要素に関する基礎的検討と非専門家への翻訳、さらにその予測精度の評価に向けた検討会」(主査: 吉田英生, 京都大学) および「将来世代コンピュータのための超長マイクロチャンネル冷却」(主査: 中山恒, 名誉会員) の2課題につきまして最終報告が提出されました。以下にこの課題のエグゼクティブサマリーを記載し、会員の皆様に検討結果の概要を紹介いたします。

### 2. 「気候モデルにおける重要要素に関する基礎的検討と非専門家への翻訳、さらにその予測精度の評価に向けた検討会」 HTSJ-FY2017-05

主査: 吉田英生 (京都大学)

sakura@hideoyoshida.com

The Intergovernmental Panel on Climate Change (以下IPCC) のFifth Assessment Report (AR5) が2013年9月から発行されており、化石燃料の大量消費に伴って増加した大気中の二酸化炭素等により地球が温暖化していることはほぼ確実とされている。このIPCCの論拠の重要な柱となっている気候モデルは、太陽からのふく射をエネルギー源として、地球の海洋・大陸・大気中におけるさまざまな熱物質輸送過程をモデル化して総合した極めて複雑な数値シミュレーションコードである。気候モデルは気象

研究者の長年の努力により相当な精緻化が図られ、そのごく短いタイムスケールへの応用ともいえる日常の気象予報では精度よい予測が可能となっていることは日々実感することでもあるが、何十年というタイムスケールでの地球全体の物質およびエネルギー収支予測の精度については、科学的に不明な点も少なくない。

機械系に軸足を置く本会の大部分の会員の研究対象と比較すると、そのスケールと複雑さの相違は著しいが、現象の各要素や素過程はまさに本会会員の専門とするところでもある。そこで、気象学者にその検討を全面的に任せるのではなく、本会会員の視点から中立的な第三者としてメスを入れることは非常に重要であると考えられる。とはいっても、専門家自身にとっても困難な検討を本会員がいきなり試みるのが容易でないのは明白である。そこで、本研究の第一段階では本会委員が比較的取り組みやすいと考えられる要素に絞り込んで検討を行うことにした。

委員としては本会から主査の他に桑原不二朗 (静岡大学)、富村寿夫 (熊本大学)、村田章 (東京農工大学)、吉田篤正 (大阪府立大学)、さらにアドバイザー的な役割として外部から草野完也 (名古屋大学)、江守正多 (国立環境研究所)、増田耕一 (海洋研究開発機構)、大西領 (海洋研究開発機構) の諸氏にお願いし委員会出発時の助言をいただいた (以上敬称略)。

2013年5月1日のキックオフミーティングで意見交換の結果、まず表1に示すような気候モデルにおける検討要素マトリックス (諸物理化学過程の整理) を作成した。そして、これらの要素を検討するための気候モデルとして、東京大学気候システム研究セ



表 1 気候モデルにおける検討要素マトリックス (諸物理化学過程の整理)

太陽	大気圏外側に到達するエネルギーの時空間(季節・緯度)変化 (+大気圏放射パスの変更)									
大気	連続・運動eq	エネルギーeq	水蒸気eq	雲粒eq	降雨(雪)eq		大気中放射 (各種成分分布)		雲放射	エアロゾル放射
気液界面					蒸発	絶対温度	各種アルベド	各種拡散係数		
海洋	連続・運動eq	エネルギーeq	塩分eq							
大陸界面・他				河川による輸送	蒸発	浸透	吸収	反射		
数値計算手法・ 結果の基礎的 チェック	空間分解能	時間分解能	質量・エネルギー バランス	各種アルベド	各種拡散係数	絶対温度	外的条件 一定での 時間平均	外的条件 一定での 長期振動	その他 1	その他 2

ンターと国立環境研究所の共同により1995年に開発された全球3次元大気大循環モデル(表2)を対象とすることとした。このモデルはいささか古いものの、海洋とのカップリングや二酸化炭素循環は考慮せず、これらを境界条件として所与のものとするものであるため、気候モデルの骨格を理解する入口としては好適であるとの判断からであった。

本会の委員5名はこのマニュアル(第1章 モデルの概要、第2章 力学過程、第3章 物理過程)を読み解く作業を開始し、その中間報告は2015年6月3日に福岡で開催された日本伝熱シンポジウム特別セッションで行った。

これらの活動を通じて、気候モデルの根本となる素過程とこれらをマクロスケール(全球)解析に適合させるためのモデル化、さらに、モデル検証の難しさをあらためて提示するに至った。様々な時空間スケールを対象とした気候モデルの構築と検証は、本会会員にとって挑戦的な課題であり、学術分野を横断した研究者間の連携による長期的な取り組みが求められるものである。そのため、本会においては外部から複数の委員に参画をいただいた。もとより大きな課題ではあるが、基盤作りをした段階で本研究をひとまず終了させていただく次第である。

### 3. 「将来世代コンピュータのための超長マイクロチャンネル冷却」 HTSJ-FY2017-07

主 査：中山恒(名誉会員)

WatNAKAYAMA@aol.com

日本伝熱学会特定推進研究「将来世代コンピュータのための超長マイクロチャンネル冷却」では、当該テーマに関する最新の研究動向を入手しつつ、メンバー内で共同研究を進めるとともに、産業界と学会の専門家を招聘し6回の委員会を開催してきた。

表 2 全球3次元大気大循環モデルの概要

方程式系	全球プリミティブ方程式系
予報変数	風速, 温度, 地表気圧, 比湿, 雲水量
水平離散化	スペクトル変換法
鉛直離散化	s系 (Arakawa and Suarez, 1983)
放射	2ストリームDOM/adding法 (Nakajima and Tanaka, 1986)
雲過程	雲水予報 (Le Treut and Li, 1991)
積雲対流	簡略化Arakawa-Schubertスキーム
鉛直拡散	Mellor and Yamada (1974) level 2
地表flux	Louis (1979) バルク式, Miller et al. (1992) の対流効果
地表面過程	多層熱伝導, バケツモデル
重力波抵抗	McFarlane (1987)

最先端のスーパーコンピュータの開発は科学技術政策からの要請や国威発揚といった要素のみならず産業政策や社会保障等にも強く影響をもたらしていることから国策としても取り組む課題となっているが、いわゆる Exa-scale から Zeta-scale,更にその先の処理性能向上へのシナリオを描く上で乗り越えるべき課題として計算機が占めるスペースと消費する電力の制約が深刻となっている。

伝熱研究はこれまでもスーパーコンピュータや大型汎用計算機などの高性能電子機器開発の歴史において高性能な冷却技術の提供を通じて大きな貢献を果たしてきたが、現状のスーパーコンピュータ開発においても同様のパラダイムを引きずっている側面は否めず、スペースや消費電力の課題解決のために新たなスペースと消費電力を必要とするような方向性となっている。

一方で、情報処理系の進化のベクトルを様々な計算機のデータについて、エネルギー効率 - 体積効率のグラフにプロットすると生体の脳を目指していると云う興味深い指摘がある。これは計算機技術が意図せずして辿ってきた途である。しかしながら、

現状、Peta-scale と Exa-scale の間に非常に高い壁があって、これを乗り越えなければならないようである。

こうした中、スーパーコンピュータの開発が様々な分野の専門知識にまたがることを踏まえ、伝熱の観点からこの課題を再考するにあたり、本特定推進研究テーマとして「将来世代コンピュータのための超長マイクロチャンネル (Very Long Micro-channel, VLMC) 冷却」を提案する。ここでは、従来の熱抵抗低減を目的としたマイクロチャンネルとは異なり、上記要請から齎 (もたら) されるものである。

具体的な検討項目として、VLMC サンプル製法と伝熱性能に関する研究、VLMC 内熱伝達をシミュ

レートするための解析ツールの研究、データセンターの省エネルギーを促進する研究に加えて、本提案は未知の技術展開に関するものであることから、特定推進研究テーマとして認可された当初、研究の中身よりも次のステップを描くようにとの但し書きが添えられたことを踏まえ、今後取り組むべき課題の抽出を行った。

従来からのパラダイムの延長線上での研究開発でなく、課題を系統的に捉えなおすことで導出された VLMC の概念を嚆矢 (こうし: かぶら矢であり物事の始まりを表す) として、スーパーコンピュータ開発に係る伝熱の取り組みを今後へと展開すべきである。

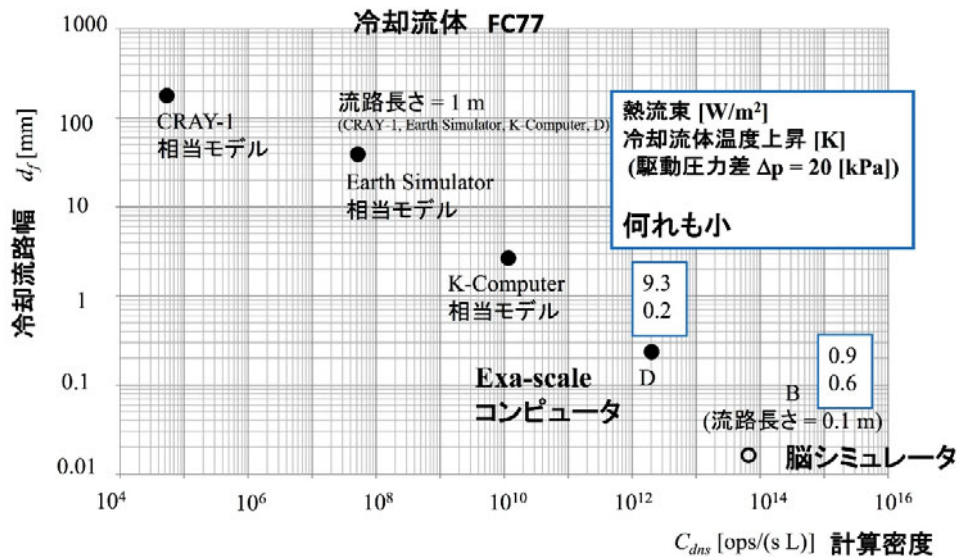


図1 3次元システムでの予測例

# 行事カレンダー

## 本会主催行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
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)	2019.12.2	実行委員長：永井二郎（福井大学） E-mail: nagai@u-fukui.ac.jp	
6 月	3(水) ～ 5(金)	第 57 回日本伝熱シンポジウム (石川県地産産業振興センター)	2020.1.17	2020.3.13	実行委員長：多田幸生（金沢大学）

## 本会共催，協賛，後援行事

開催日		行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2019 年						
10 月	12(土) ～ 13(日)	熱工学コンファレンス 2019			(一社) 日本機械学会担当職員 篠原智也 shinohara@jsme.or.jp	
10 月	16(水)	19-335 講習会「脱炭素社会における火力発電の未来」			(一社) 日本機械学会 総合企画グループ 森本あかね E-mail: morimoto@jsme.or.jp	
10 月	20(日) ～ 23(水)	IMPRES2019 第 5 回革新的エネルギー材料・プロセス国際会議	2019.1.15		辻口拓也 (金沢大学, Vice Chair) E-mail: impres2019@ml.kanazawa-u.ac.jp	
10 月	24(木)	19-369 イブニングセミナー －スターリングエンジンの制作、解析、宇宙利用の展望－			(一社) 日本機械学会 エンジンシステム部門事務担当 大竹英雄 otake@jsme.or.jp	
10 月	24(木) ～ 25(金)	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 月	28(月) ～ 30(水)	第 40 回日本熱物性シンポジウム			実行委員会 幹事 山口朝彦 E-mail: secretary2019@jstp-symp.org	
11 月	1(金) ～ 3(日)	The 30th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP30)			東京工業大学 工学院 伏信 一慶 E-mail: fushinobu.k.aa@m.titech.ac.jp	
11 月	1(金) ～ 3(日)	持続性社会のための材料とシステムに関する国際会議 (ICMaSS2019)			名古屋大学未来材料・システム研究所 ICMaSS2019 事務局 和久真由美 E-mail: m-waku@imass.nagoya-u.ac.jp	
11 月	1(金) ～ 4(月)	The 14th International Symposium on Advanced Science and Technology in Experimental Mechanics			新潟大学医学部保健学科内 日本実験力学学会事務局 担当：小林 TEL: 025-368-9310/FAX: 025-368-9309 E-mail: office-jsem@clg.niigata-u.ac.jp	
11 月	17(日) ～ 22(金)	International Gas Turbine Congress 2019 Tokyo (IGTC2019 Tokyo)	2019.1.31	2019.4.30	日本ガスタービン学会事務局 Tel: 03-3365-0095 E-mail: gtsj-desk@gtsj.org	
11 月	19(火) ～ 21(木)	第 10 回マイクロ・ナノ工学シンポジウム			(一社) 日本機械学会 マイクロ・ナノ工学部門担当 大通千晴 E-mail: daitsu@jsme.or.jp	
11 月	20(水) ～ 22(金)	第 57 回燃焼シンポジウム			(一社) 日本燃焼学会 E-mail: office@combustionsociety.jp	
11 月	21(木) ～ 22(金)	日本機械学会関西支部第 364 回講習会			(一社) 日本機械学会関西支部 事務局 info@kansai.jsme.or.jp	
11 月	27(水) ～ 29(金)	「研究者、技術者のための応用数学」コース			地方独立行政法人 神奈川県立産業技術総合研究所 事務担当 教育研修グループ 北川光子 ed@newkast.or.jp	
11 月	27(水) ～ 29(金)	第 33 回数値流体力学シンポジウム			(一社) 日本流体力学学会 TEL 03-3714-0427/FAX: 03-3714-0434 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シンポジウム			(一社) 日本機械学会 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) ～ 5(木)	The 7th International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows (ICJWSF-2019)			内山知実 (名古屋大学未来材料・システム研究所・教授) E-mail: uchiyama@is.nagoya-u.ac.jp	
12 月	2(月) ～ 3(火)	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	

# 行事カレンダー

12 月	7(土)	2019 年度計算力学技術者 (CAE 技術者) 資格認定事業			(一社) 日本機械学会事業企画グループ 金子 E-mail: caenintei@jsme.or.jp	
12 月	21(土) ～ 22(金)	第 20 回アジア微粒化会議および 第 28 回微粒化シンポジウム			日本液体微粒化学会 事務局 information_atmz@ilass-japan.gr.jp	
2020 年						
10 月	13(火) ～ 16(金)	31st International Symposium on Transport Phenomena (ISTP31)			ISTP31 実行委員会委員長 横野泰之 yokono@mech.t.u-tokyo.ac.jp	



## 第 57 回日本伝熱シンポジウム研究発表論文募集

第 57 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 多田 幸生

幹事 寺岡 喜和

開催日： 令和 2 年 6 月 3 日（水）～6 月 5 日（金）

会 場： 石川県地場産業振興センター (<https://www.isico.or.jp/site/jibasan/>)

所在地 〒920-8203 石川県金沢市鞍月 2 丁目 1 番地 電話 076-268-2010

アクセス 北陸新幹線/北陸本線 「JR 金沢駅 港口（西口）」より学会専用シャトルバスまたは  
北陸鉄道バスで 20 分、タクシーで 15 分

飛行機をご利用の場合「小松空港」より JR 金沢駅まで空港連絡バスで 40 分

講演申込締切： 令和 2 年 1 月 17 日（金）

講演論文原稿提出締切： 令和 2 年 3 月 13 日（金）

早期参加申込締切： 令和 2 年 4 月 17 日（金）

ホームページ URL : <http://htsj-conf.org/symp2020/>

### 【シンポジウムの形式】

- 講演発表形式として
  - a) 通常的一般セッション（口頭発表）
  - b) オーガナイズドセッション（口頭発表）
  - c) 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッションを実施します。
- 講演あたりの割当時間は、一般セッションでは 15 分（発表 10 分、個別討論 5 分）で、各セッションの最後に総合討論の時間（5 分×セッション内の講演件数）を設ける予定です。オーガナイズドセッションについては、オーガナイザーの指示に従って下さい。
- 優秀プレゼンテーション賞セッションについては、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞（第 57 回日本伝熱シンポジウム）について」をご参照下さい。

### 【講演申込方法】

- 一般セッションと優秀プレゼンテーション賞セッションの講演者（登壇者）は、日本伝熱学会会員（学生会員、賛助会員、特別賛助会員を含む）に限ります。講演者が日本伝熱学会会員でない場合は、会員申込と会費納付を行って下さい（オーガナイズドセッションについては、各セッション募集に従って下さい）。
- 原則としてウェブによる申込みに限らせて頂きます。本シンポジウムで準備するウェブサイトから必要なデータを入力して下さい。ウェブによる申込みができない場合には、実行委員会事務局にお問い合わせ下さい。
- 申込みの際に、一般セッション、オーガナイズドセッション、優秀プレゼンテーション賞セッションのいずれで発表するかを選択して下さい。優秀プレゼンテーション賞セッションにお申込みの場合には、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞（第 57 回日本伝熱シンポジウム）について」をご参照下さい。
- 発表申込み時に、論文要旨（日本語で 200～250 字）を入力して下さい。講演論文集の抄録として科学技術振興機構（JST）のデータベースに登録します。
- 講演発表申込みは、講演者 1 名につき 1 題目とさせていただきます。
- 講演の採否およびセッションへの振分けは、実行委員会にご一任下さい。

【講演論文集電子版】

- 講演論文集として電子版のみを発行し、冊子版は発行しません。講演論文はウェブ上で一定期間公開します。日本伝熱学会会員は講演論文電子版を事前にウェブから読むことができます。
- 講演論文集電子版を参加者に配布します。なお、講演論文集電子版は参加できなかった日本伝熱学会会員にも希望があれば配布しますので、シンポジウム終了後に日本伝熱学会事務局にお申込み下さい。
- 講演論文または講演アブストラクトのいずれかの原稿を提出して頂きます。講演論文は A4 サイズで 2～6 ページ、講演アブストラクトは A4 サイズで 1 ページとします。
- 講演論文原稿の執筆要綱は会誌 1 月号の「お知らせ」と本シンポジウムのホームページに掲載します。
- 講演論文原稿は、原則として PDF ファイルで提出して頂きます。
- 原稿提出締切日までに提出されなかった講演論文は、講演論文集電子版およびウェブに掲載されません。

【参加費等】

- シンポジウム参加費

会員一般（早期申込：14,000 円、通常申込：17,000 円）

非会員一般（早期申込：17,000 円、通常申込：20,000 円）

会員学生（早期申込：8,000 円、通常申込：9,000 円）

非会員学生（早期申込：9,000 円、通常申込：10,000 円）

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

※ 会員とは、日本伝熱学会会員のほか、共催・協賛学協会の会員を含みます。

※ 講演論文集電子版は参加者全員に配布されます。

- 講演論文集電子版

講演論文集電子版のみの販売：5,000 円（シンポジウム後の販売になります。）

【意見交換会】

- 開催日：令和 2 年 6 月 4 日（木）
- 会 場：金沢城五十間長屋（〒920-0937 石川県金沢市丸の内 1 番 1 号）
- 参加費：一般（早期申込：8,000 円、通常申込：10,000 円 同伴配偶者無料）  
学生（早期申込：4,000 円、通常申込：5,000 円）

【ご注意】

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

【お問い合わせ先】

第 57 回日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局

金沢大学 理工研究域 機械工学系内

E-mail：symp2020@htsj-conf.org, FAX：076-234-4743

## 優秀プレゼンテーション賞（第 57 回日本伝熱シンポジウム）について

日本伝熱学会 学生会委員会  
委員長 巽 和也

第 57 回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、若手研究者および学生を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます。日頃の研鑽の成果を披露するチャンスとして、奮ってご応募下さい。

- 開 催 日： 令和 2 年 6 月 3 日（水） シンポジウム第 1 日
- 発 表 形 式： 発表者 1 名あたり、発表内容をまとめた 1 枚のアピールスライド提出とポスタープレゼンテーションを行う形式をとる予定です。アピールスライドは冊子体として配布されると共にスライドショーとして会場にて案内される予定です。詳細については、決定し次第、シンポジウムのホームページに掲載いたします。
- 対 象： 企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で、令和 2 年 3 月 31 日現在で 28 歳以下の方、または、申込当日に学生である方。
- 応 募 資 格： 発表者は日本伝熱学会の会員（正員・学生員）に限ります。発表者が日本伝熱学会会員でない場合は、講演論文原稿提出までに、会員申し込みを行ってください。 なお、本セッションで発表する方は、応募資格を必ず満たす必要があります。また、過去に本賞を受賞された方は応募することはできません。
- 応 募 件 数： 大学に所属する学生の場合：指導教員あたり 1 名（1 件）  
大学以外の研究機関、企業に所属する場合：研究グループあたり 1 名（1 件）  
とします。
- 応 募 方 法： 第 57 回日本伝熱シンポジウム発表申込時に、本誌掲載の研究発表申込方法に従って、“優秀プレゼンテーション賞”を選択し、“指導教員または研究グループ長等”を入力してください。なお、講演論文原稿の様式については一般セッションと同様のものとします。
- 審査・選考方法： 複数名の審査員による評価に基づいて選考し、受賞者を決定します。
- 表 彰： 受賞者はシンポジウム第 2 日の学会総会で表彰されます。



## 編集出版部会からのお知らせ ー各種行事・広告などの掲載についてー



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 <a href="http://www.htsj.or.jp/wp/media/36banner.pdf">http://www.htsj.or.jp/wp/media/36banner.pdf</a> 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](mailto: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](mailto: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](mailto: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](mailto:general-affairs@htsj.or.jp)
- ・事務局：大澤毅士・村松佳子・山田麻子：[office@htsj.or.jp](mailto:office@htsj.or.jp)

### 【注意】

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



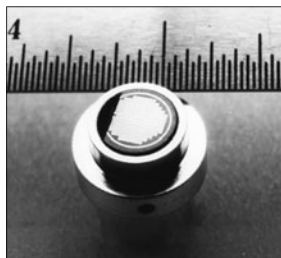
# 熱流束センサー

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

弊社の製品は、大変手軽に高速・高精度で熱流量の測定をすることができます。

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

## 熱流束 マイクロセンサー



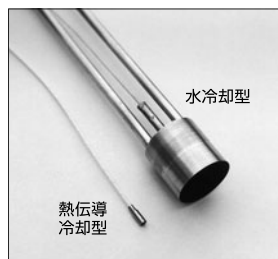
### 特徴

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

### 使用例

- エンジン内壁の熱伝達状態観察
- ロケットエンジンのトラブルシューティング実験
- タービンブレード熱風洞試験
- 自動車用エアバッグ安全性試験
- ジェットエンジンバックファイヤー試験

## サーモゲージ

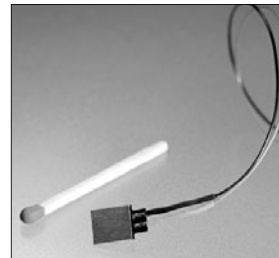


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対をとっています。フォイル・ディスクはコンスタンタンで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

### 使用例

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

## gSKIN® 熱流束センサー



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

### 使用例

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

## 熱流束センサー 校正サービス

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



センサテクノ株式会社

URL

[www.senstech.jp](http://www.senstech.jp)

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

E-mail

[info@senstech.jp](mailto:info@senstech.jp)



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

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

#### CAPTEC 社(フランス)

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

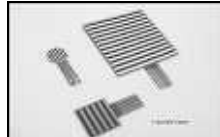
輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

#### 熱流束センサー



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

#### 輻射センサー



サイズ:  $5 \times 5\text{mm} \sim 50 \times 50\text{mm}$   
厚み: 0.25mm  
温度範囲:  $-200 \sim 250^\circ\text{C}$   
応答速度: 約 50ms  
オプション: 温度計測用熱電対内蔵  
形状: 正方形・長方形・円形  
波長領域: 赤外／可視＋赤外

#### MEDTHERM 社(アメリカ)

MEDTHERM(メドサーム)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。

#### 熱流計／輻射計



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

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

\*応答速度は、熱流束レンジによって異なります。

#### 超高速応答同軸熱電対

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



【主な用途】  
表面温度及び表面熱流束計測  
風洞試験・エンジンシリンダー・エアコンプレッサー等  
【最小プローブ径】  
0.015 インチ(約 0.39mm)

【熱電対タイプ】  
T 型(銅／コンスタンタン)  $-270^\circ\text{C} \sim +400^\circ\text{C}$   
J 型(鉄／コンスタンタン)  $-210^\circ\text{C} \sim +1200^\circ\text{C}$   
E 型(クロメル／コンスタンタン)  $-270^\circ\text{C} \sim +1000^\circ\text{C}$   
K 型(クロメル／アルメル)  $-270^\circ\text{C} \sim +1372^\circ\text{C}$   
S 型(白金 10%ロジウム／白金)  $+200^\circ\text{C} \sim +1700^\circ\text{C}$

#### ITI 社(アメリカ)

ITI(International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火災強度熱流計など、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:  $980^\circ\text{C}$   
応答速度: 0.1s  
直径:  $8\text{mm} \sim 25.5\text{mm}$  厚み: 2.5mm

#### 水冷式 火災強度熱流計



最高温度:  $1900^\circ\text{C}$   
応答速度: 0.1s  
最大熱流束レンジ:  $0 \sim 3000 \text{W}/\text{cm}^2$

#### 当社取扱製品の適用分野

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

#### 有限会社 テクノオフィス

〒225-0011 神奈川県横浜市青葉区あざみ野 3-20-8-B  
TEL. 045-901-9861 FAX. 045-901-9522  
URL: <http://www.techno-office.com>

## 編集出版部会ノート

### *Note from the JHTSJ Editorial Board*

第56回日本伝熱シンポジウム（徳島）の期間中の総会を以って、田川正人部会長から編集出版部会の取りまとめ役を引き継ぎました。今期は下記の方々と共に会誌「伝熱」の編集出版を担当いたします。どうぞよろしくお願い申し上げます。「伝熱」では、“特集記事”や“各種報告”に加え、海外の研究機関に滞在、赴任している会員からの体験記“海外レター”，熱に関する苦労話や秘話などの記事“プロジェクト Q”，科学や自然に関する話題“ネイチャーQ”，理論・実験・教育・技術開発に関する逸話などの“エデュケーション Q”，過去の偉人や物事の歴史に関する話題“ヒストリーQ”，コーヒーブレイクのようなほっとするコラム記事“Heart Transfer”，国内外の様々な博物館や施設への訪問記事“博物館めぐり”など、これまでと同様に会員の皆様が気軽に情報交換できる場を提供したいと思います。皆様からのご寄稿を歓迎いたしますので、話題をご提供くださる方は下記の連絡先まで是非ご一報ください。

なお、学会ホームページには「伝熱」のPDF版が掲載されています。表紙裏のグラビアページ右上にURLが記されています（2019年は <http://www.htsj.or.jp/journals/1832.html>）。PDF版では全てのページがカラーで表示されていますので、併せてご覧いただければと思います。

中村 元（防衛大学校）

*Hajime NAKAMURA (National Defense Academy)*

*e-mail: nhajime@nda.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 内線 3419, Fax: 046-844-5900

E-mail: nhajime@nda.ac.jp