

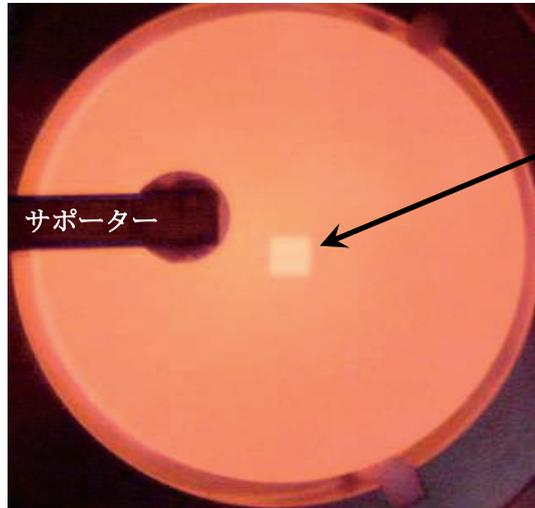
伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 Vol. 50, No. 210
2011. 1

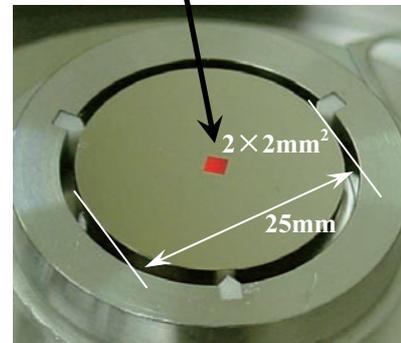
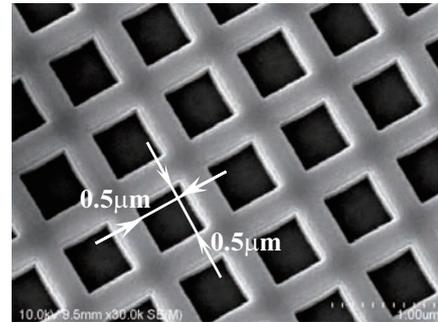
HTSJ

◆特集：ふく射を放射する，ということ



1040K に加熱されたマイクロキャビティ表面
(中央の $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ の領域. 同じ温度にも拘わらず周囲の鏡面部分に比べて白っぽく見える)

マイクロキャビティの SEM 像



直径 25mm のニッケル金属鏡面の中心 $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ に製作されたマイクロキャビティ
(照明光の干渉により赤みがかっている)

マイクロキャビティによるふく射の放射波長制御

Spectral Control of Radiation by Micro-Cavities

花村 克悟 (東京工業大学)

Katsunori HANAMURA (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: hanamura@mech.titech.ac.jp

写真は、鏡面研磨されたニッケル金属表面 (直径 25mm) の中央 $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ の面積に、開口面積 $0.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ 、深さ $0.5\mu\text{m}$ の周期的なマイクロキャビティを製作し、1040K まで加熱したときの表面の写真である。

可視光や近赤外領域において、鏡面研磨されたニッケル表面の放射率は、0.2 程度と低く、かつ可視光においてもほぼ一定である。その表面に $0.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ の開口面積を有するマイクロキャビティを周期的に施すことにより、中央 $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ の領域は、同じ温度にも拘わらず、周囲に比べてやや白っぽく写っている。

これは、導波管の原理により、キャビティ周囲が節となる波 (電磁波)、この場合 $0.5\mu\text{m}$ の開口長さに対して波長 $1\mu\text{m}$ 、 $0.5\mu\text{m}$ 、 $0.333\mu\text{m}$ 、 $0.25\mu\text{m}$ 、…の光は、内部からも多く放射されるが、開口長さ ($0.5\mu\text{m}$) より半波長が長い光 ($1\mu\text{m}$ 以上) は、キャビティ内に波が形成されず、鏡面研磨された平滑面と同じ放射率となることによる。したがって、写真では、波長 $1\mu\text{m}$ 以下の光が多く、また可視光領域では波長 $0.5\mu\text{m}$ (緑) あたりの光が多く放射されるため、周囲の鏡面領域と、中央のマイクロキャビティ領域に色の差が生ずる。

伝 熱

目 次

〈特集：ふく射を放射する，ということ〉

近接場加熱計測におけるナノ領域での熱伝達メカニズム斎木 敏治（慶應義塾大学）	1
マイクロキャビティによる高効率白熱電球高原 淳一（大阪大学）	6
フォトニック結晶による選択波長放射宮崎 康次（九州工業大学）	13
シリコン選択的輻射体を用いたマイクロ熱光発電システムの開発鈴木 雄二（東京大学）	18
生物発光・蛍光と生体イメージング山田 幸生，大川 晋平，正本 和人（電気通信大学）	25
ふく射の放射は“表面”から？花村 克悟，平島 大輔（東京工業大学）	31
（薄膜-金属基板）系から放射されるふく射の干渉 — 実験室での考察 —牧野 俊郎，若林 英信（京都大学）	37

〈学会活動について〉

日本伝熱学会における最近の課題について宇高 義郎（総務担当副会長，横浜国立大学）	45
熱物質輸送国際センター（ICHMT）の最近の活動と今後の課題笠木 伸英（東京大学）	48

〈プロジェクトQ〉

超電導電力貯蔵システム（SMES）の開発平野 直樹（中部電力株式会社）	51
--	----

〈海外レター〉

エコールセントラルパリ留学を終えて由川 格（東京工業大学）	55
カリフォルニア大学バークレー校だより崎山 幸紀（カリフォルニア大学バークレー校）	57

〈巻頭グラビア〉

マイクロキャビティによるふく射の放射波長制御花村 克悟（東京工業大学）	表紙裏
--	-----

〈行事カレンダー〉	59
-----------	----

〈お知らせ〉

日本伝熱学会創立 50 周年記念 第 48 回日本伝熱シンポジウムのご案内	61
優秀プレゼンテーション賞（第 48 回日本伝熱シンポジウム）について	65
編集出版部会からのお知らせ	66
編集出版部会ノート	71

CONTENTS

<Special Issue>

Nanoscale Heat Transfer Mechanism in Near-Field Optical Heating Measurements Toshiharu SAIKI (Keio University)	1
High Efficient Incandescent Lamps by Microcavity Array Junichi TAKAHARA (Osaka University)	6
Thermal Emission Control with Photonic Crystals Koji MIYAZAKI (Kyushu Institute of Technology)	13
Development of Micro Thermophotovoltaic System Using Silicon Selective Emitter Yuji SUZUKI (The University of Tokyo)	18
Bioluminescence/Fluorescence and Biological Imaging Yukio YAMADA, Shinpei OKAWA, Kazuto MASAMOTO (University of Electro-Communications)	25
Where is Radiation Emitted from? Katsunori HANAMURA, Daisuke HIRASHIMA (Tokyo Institute of Technology)	31
Interference of Radiation Emitted by a (Film-Metal substrate) System - Consideration in a Laboratory - Toshiro MAKINO, Hidenobu WAKABAYASHI (Kyoto University)	37

<Report on Activities>

Report on Recent Action Assignment of HTSJ Yoshio UTAKA (Vice President in Charge of General Affairs, Yokohama National University) ..	45
International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT) -Its Recent Activities and Future Issues- Nobuhide KASAGI (The University of Tokyo)	48

<Project Q>

Development of Superconducting Magnetic Energy Storage System Naoki HIRANO (Chubu Electric Power Co., Inc.)	51
--	----

<International Letter>

After the Ph.D. Study at Ecole Centrale de Paris Itaru YOSHIKAWA (Tokyo Institute of Technology)	55
Diary from UC Berkeley as a Research Associate Yukinori SAKIYAMA (University of California, Berkeley)	57

<Opening-page Gravure>

Spectral Control of Radiation by Micro-Cavities Katsunori HANAMURA (Tokyo Institute of Technology)	Opening Page
---	--------------

<Calendar>	59
<Announcements>	61

近接場加熱計測におけるナノ領域での熱伝達メカニズム

Nanoscale Heat Transfer Mechanism in Near-Field Optical Heating Measurements

齋木 敏治 (慶應義塾大学)

Toshiharu SAIKI (Keio University)

e-mail: saiki@elec.keio.ac.jp

1. はじめに

昨今のエネルギー問題を背景に，熱輻射の制御や熱輻射を介した物体間のエネルギー移動に多くの関心が集まっている．特にその興味はナノサイズの物体やナノメートルまで接近した物体間の熱移動メカニズムの理論構築や実験的検証に向かいつつある[1,2]．これらの知見は，ナノ粒子を利用した局所加熱やナノプローブから基板への熱伝導などの応用上重要な熱伝達過程の理解を助ける．例えば，ナノプローブを介した加熱による高密度ストレージデバイス[3]では，プローブの接触による熱伝導と同時に輻射による加熱も無視できなくなるであろう．また，その際の記録媒体内での温度分布は記録密度を制限する要因となるので，定量的な理解が必要となる．

本稿では，熱輻射の波長と比べてずっと小さな物体のごく近傍に発生する電磁場や，非常に接近した物体間の相互作用を理解するために必要なエバネッセント光の概念とその応用のひとつである近接場光学顕微鏡について概説する．また，近接場光学顕微鏡プローブによる局所加熱を利用した配線の欠陥検出をとりあげ，ナノプローブからの熱伝達について議論したい．

2. エバネッセント光

波長よりも小さな物体や構造に光を照射したとき，その表面近傍に発生する電磁場を光近接場とよび，遠方まで到達する光（伝搬光）と局在した光（エバネッセント光）から構成されている．特に物体や構造の特徴的サイズ a が光の波長よりも圧倒的に小さい場合，エバネッセント光が光近接場の主たる成分となる．光によって誘起される分極が，波長よりも小さな空間構造をもつことがエバネッセント光発生の本質である．つまり物体や構造が小さければ必ずと分極の分布もその大きさで物理的に制限される．よく知られているプリズ

ム表面に発生するエバネッセント光の場合は，ガラス中の波長が大気中の波長よりも短いため，プリズム表面に大気中の波長以下の細かな周期をもつ分極構造を形成することがその発生メカニズムである．

波長よりも十分小さな物体を点双極子とみなすと，遅延効果が無視できるため，光近接場はその点双極子が発生する瞬間的なクーロン場（静止した双極子が発生する $1/r^3$ の距離依存性で減衰する場）と考えることができる（図1(a)）．遠方では $1/r$ の依存性をもって伝わる伝搬光のみが重要であるのに対し，点双極子のごく近傍ではこのクーロン場が支配的となる．

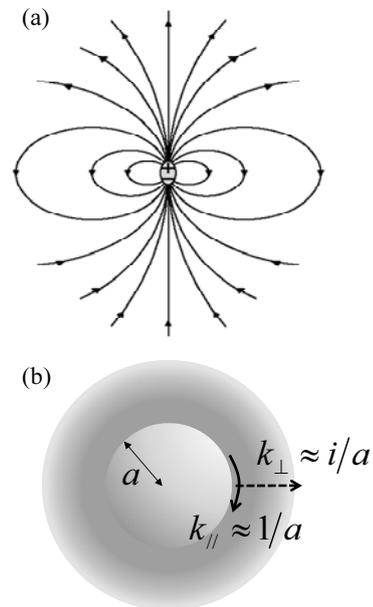


図1 (a) 点双極子近傍の近接場（クーロン場）．

(b) 微小球近傍のエバネッセント光．

物体の大きさを考慮した場合，一般にエバネッセント光は物体サイズ a 程度の空間周波数をその主要な成分とする．つまり物体サイズの逆数程度

の波数 $k_{\parallel} \sim 1/a$ （これは真空中を伝搬する光の波数よりもずっと大きい）を物体表面と接する方向にもつことになる（図1(b)）．したがって，物体から遠ざかる方向の波数は純虚数 $k_{\perp} \sim i/a$ （ i は虚数単位）となり，物体サイズ程度の距離で急速に減衰する．

2つの物体が波長よりもずっと短い距離まで接近しているとき，物体間の電磁気的な相互作用においてはエバネッセント光の果たす役割が大きい．一方の物体の周囲に発生しているエバネッセント光を他方が強く感じるからである．例えば，金属のごく近傍に存在する蛍光分子は，その励起エネルギーが非輻射的に金属に移動してしまい，ほとんど蛍光を発することができないという現象がよく知られている．励起状態にある蛍光分子が発する強い近接場光が，近傍の金属の自由電子を揺すり，最終的にはジュール熱発生という形でエネルギーの移動が起こってしまう．物体が遠ざかるにしたがい，エバネッセント光は届かなくなり伝搬光成分（通常の伝搬する蛍光）のみが，エネルギー移動に寄与する．

上では双極子近似の範囲で簡単に説明したが，正確な議論には多重極近似が必要である．多重極の場合，空間的な電荷分布構造はより細かくなり（上の説明における a が小さくなったと考えていただいても良い），物体表面からの距離に対してより急激に電場は減衰することとなる．

3. 近接場光学顕微鏡（NSOM）

光をレンズで集光した際，集光スポットを波長の半分以下の大きさまで絞り込むことは原理的に不可能である．これは光の回折限界とよばれ，光学顕微鏡の空間分解能もこの物理的な壁によって制限されている．この限界を克服するために考案されたのが，近接場光学顕微鏡（Near-Field Scanning Optical Microscope; NSOM）である．NSOMはナノ物体・構造の周囲に発生する近接場光を光源として観察対象に照射し，光源の位置の関数として光学情報を取得，画像化する装置である．前節で述べたとおり，光の局在サイズが物体・構造のサイズで決定されるため，波長の制限を受けない空間分解能を達成する．

1980年代にNSOMが誕生して以来，プローブ（ナノ光源）性能の向上には多くの努力が払われてきた．現在では10nmレベルの空間分解能のもとで，

さまざまな分光計測・イメージングが可能となっている．

実際の局在光の発生方法，つまりNSOMで用いられているプローブの形態として最も代表的なものは，図2(a)のように薄い金属膜に開けた小さな孔（開口）を通して局在光を発生させる方法である．開口部に光を照射すると膜の裏側には，開口サイズ程度に局在したエバネッセント光が生じ，同時に一部の光は伝搬光として漏れ出していく．これらの光が開口直下で形成する光スポット（近接場光）が局所光源として機能する．ただし，開口から離れるにしたがい，光スポットは回折によって速やかに広がるため，開口は観察対象に対して十分に接近した状態（10nm以下の距離）で走査する必要がある．そこでプローブとしては，図2(b)のように光ファイバを細く尖らせ，その先端に金属開口を設けるといった形態のものが頻繁に用いられる．これは一般に開口型プローブとよばれている．

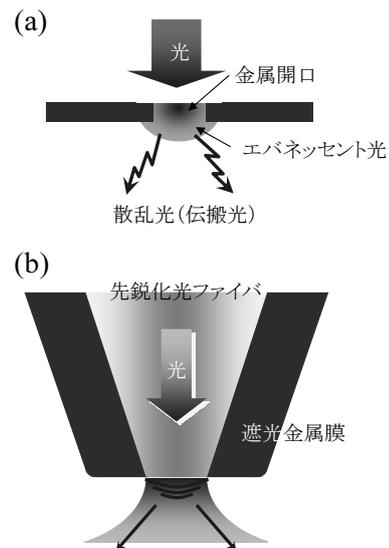


図2 (a) 微小金属開口の近傍に発生する近接場光。
(b) 光ファイバプローブ．

開口や金属探針先端のごく近傍のみで発生するエバネッセント光を利用するNSOMにおいては，試料表面とプローブの間の距離の制御が決定的に重要である．距離制御法として頻繁に用いられているのが，プローブ先端と試料表面の間の力学的な相互作用（シアフォース）を高感度にセンシングするというものである．センサとしては安定に

発振する音叉構造をした水晶振動子がよく使用されている．プローブ先端近傍を水晶振動子に接着固定しておく，プローブに力が働いた際にそれが水晶振動子に伝わり，その共鳴周波数や振動の位相が変化するので，それをフィードバック信号として制御をおこなう（図7(c)も参照）．

4. NSOMプローブ

ここでは，開口型プローブの実際の作製法や性能評価について簡単に整理しておく．NSOMはそもそもナノスケールの領域からの信号を検出するため，通常のマクロ測定と比較すると，圧倒的に信号は微弱である．したがって，十分なS/Nを確保するためには，プローブの光透過効率がきわめて重要な因子となる．この点を強調する理由は，開口型プローブの先端部分が金属クラッドの光導波路となっており，カットオフの存在と金属による強い光吸収のために，そもそも光が非常に通過しづらい構造となっているためである．透過効率の向上に向けて，導波路構造，開口形状の工夫が提案されている．例えばわれわれは，特に光損失が大きい箇所，すなわち開口近傍の導波路コアが細い領域をできる限り短くする構造を考案した（図3(a)）[4]．

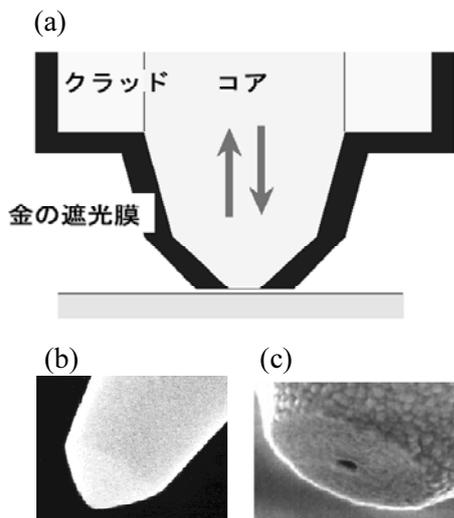


図3 (a) 高光伝搬効率をもつ光ファイバプローブの構造．(b) 二段階エッチングによって先鋭化した光ファイバ．(c) プローブ先端に作製した微小開口．

このように設計した構造を実際に作製する上で最適な方法はおそらく化学エッチングによる先鋭化である．緩衝フッ酸溶液を用いると，光ファイバのコアとクラッドの溶解速度の差によってテーパ構造が自然に形成される．しかも溶液の組成を調整するとテーパの角度を制御することも可能である．したがって2種類の溶液を順次用いてエッチングすることにより，上の2段階のテーパ構造も容易に実現できる（図3(b)）．

透過効率と並んで重要な要素は，開口の平坦性である．開口面に凹凸があると，開口と試料表面との間に空隙ができてしまい，開口サイズの光スポットで試料を照らすことができなくなる．また同時に，信号の集光効率も大きく低下してしまう．平坦な開口面を作製する方法として，われわれは以下の方法を利用している[5]．化学エッチングによってテーパ化した光ファイバの先端部に金属をコーティングし，これをサファイアなどの固い基板に押し付けることにより，平坦な開口面を作製する．試料そのものに押し付けることができれば，平坦性と同時に開口面と試料表面の平行性も確保でき，両者を十分接近させる上で効果的である．図3(c)は実際に作製した開口の電子顕微鏡写真である（開口直径は70nm）．

5. NSOM-OBIRCH

LSIチップなどの電子デバイスの非破壊的な故障解析の手段として，OBIRCH（Optical Beam Induced Resistance CHange）法という手法が頻繁に用いられている．集光レーザビーム照射によってチップ配線を局所的に加熱し，温度上昇にともなう抵抗変化を検出するというものである．図4に示すように，配線内に欠陥（ボイド）が存在すると熱伝導が妨げられるため，他の場所と比較して大きな温度上昇と抵抗変化が発生する．集光ビームを2次元的に走査することにより欠陥の存在箇所について画像情報を得ることができる．また，OBIRCHは欠陥だけではなく，配線中のSiやCuの析出箇所やリーク経路の検出も可能である．このような用途の拡大にともない，空間分解能に対する要求も高くなりつつある．そこでわれわれは前述のNSOMを用いたOBIRCH測定のデモンストレーションを試みた[6]．

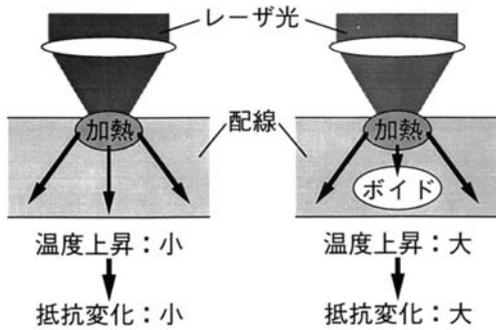


図4 OBIRCH法の原理.

図5に基本的な測定の設定を示す. アルゴンレーザー光 (波長514.5nm) を光ファイバプローブに導入し, 開口を通して配線に光を照射する. 導入するレーザー強度は数mWである. 配線には定電流を流し, 加熱に起因する配線の抵抗変化を電圧信号として検出する. プローブを配線上で走査することにより, 電圧信号の2次元マップを取得する.

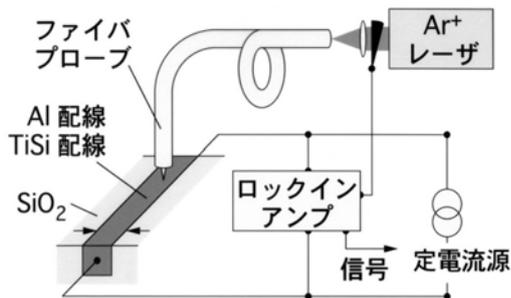


図5 NSOM-OBIRCHの測定配置.

図6に測定結果の一例を示す. 図6(a)は光ファイバプローブを用いて光照射・加熱をおこなった場合のNSOM-OBIRCH信号画像, 図6(b)は同一領域をレーザービーム照射によって加熱した場合のOBIRCH信号画像である. ほぼ同じ位置にコントラストが得られているが, 図6(a)の方がより細かな構造が分解できていることがわかる. 図6(c)は, やはり同一領域を走査型イオン顕微鏡によって測定した配線の断面像であり, ボイド位置が図6(a)のNSOM-OBIRCH像と良く一致していることが確認できる. 特に右側の2つのボイドがきちんと分離して検出できており, 優れた空間分解能を実証している.

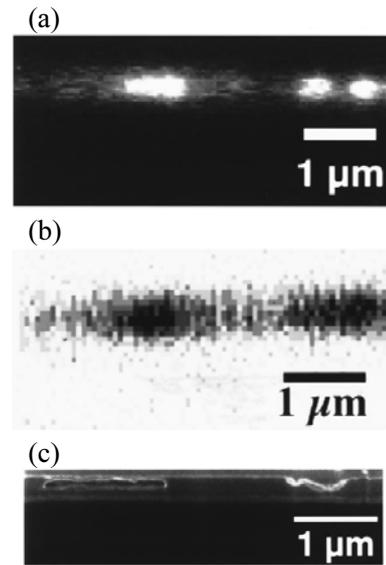


図6 (a) NSOM-OBIRCH, (b) 従来型のOBIRCH, (c) 走査型イオン顕微鏡によるAl配線中のボイドの検出.

先鋭化光ファイバを金属遮光膜で覆っただけのプローブ (開口を作製する前のプローブ) にレーザー光を導入すると, 金属膜が光をすべて吸収し, プローブ先端部自体が加熱される. 高温プローブが観察対象に接近 (接触) することにより, 光照射とは異なった加熱源として機能する. 上記と同様にプローブを走査し, 電圧変化をマッピングした結果が図7(a)である. 図6と同様に鮮明なコントラストが得られ, 空間分解能に関してもより優れた結果となっている.

図6の分解能は光照射領域, すなわち開口径で決まるが, 図7の場合は熱伝達のメカニズムに依存する. このあたりの議論をもう少し明快にするため, プローブの接近にともなって電圧信号がどのように変化するかを測定した. 結果を図7(b), (c)に示す. 図7(b)は長距離にわたる依存性, 図7(c)は配線のごく近傍の領域に限定してその詳細を測定した結果である. プローブの接近とともに信号はゆっくりと上昇し, 最後の20nm程度で一気に増大している. 同時に測定した水晶振動子からの信号 (シアフォース) と比較すると, ゆるやかに電圧信号が上昇する領域では, プローブ先端はまだ配線に接していないことがわかるので, 接触による熱伝導ではない. また, 短距離領域まで含め, 信号変化のようすは, ごく最近Greffetらが報告している

[1], 球体と平面基板間の熱コンダクタンスの距離依存性（基板への接近にともないゆるやかにコンダクタンスは増大し，基板から20nm程度の領域から急激に増大し， $1/d$ の依存性へ漸近する）と非常に良く似ていることがわかる．以上より，図7の結果は，ナノスケール領域での熱伝達における輻射の寄与の重要性を示唆しているといえよう．

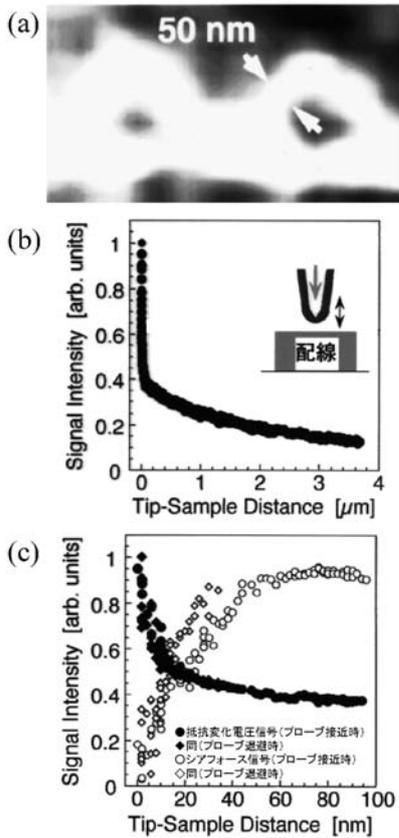


図7 先端部を完全に金属で覆ったプローブによる (a) NSOM-OBIRCHイメージ，(b)，(c) 電圧信号のプローブ先端・配線表面間距離に対する依存性.

ここで紹介した実験データは，OBIRCH法の発案者である二川清氏との共同研究によるものである．

参考文献

- [1] Rousseau, E., Siria, A., Jourdan, G., Volz, S., Comin, F., Chevrier, J. and Greffet, J.-J., Radiative heat transfer at the nanoscale, *Nature Photonics*, **3** (2009) 514.
- [2] Ben-Abdallah, P., Joulain, K., Drevillon, J. and Goff, C., Heat transport through plasmonic interactions in closely spaced metallic nanoparticle chains, *Phys. Rev. B* **77** (2008) 075417.
- [3] Hamann, H. F., O'Boyle, M., Martin, Y. C., Rooks, M. and Wickramasinghe, H. K., *Nature Materials* **5** (2006) 383.
- [4] Saiki, T., Mononobe, S., Ohtsu, M., Saito, N. and Kusano, J., Tailoring a high-transmission fiber probe for photon scanning tunneling microscope, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 2612.
- [5] Saiki, T. and Matsuda, K., Near-field optical fiber probe optimized for illumination-collection hybrid mode operation, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999), 2773.
- [6] Nikawa, K., Saiki, T., Inoue, S. and Ohtsu, M., Imaging of current paths and defects in Al and TiSi interconnects on VLSI chips using near-field optical-probe stimulation and resulting resistance change, *Appl Phys. Lett.* **74** (1999) 1048.

マイクロキャビティによる高効率白熱電球 High Efficient Incandescent Lamps by Microcavity Array

高原 淳一 (大阪大学)
Junichi TAKAHARA (Osaka University)
e-mail: takahara@ap.eng.osaka-u.ac.jp

1. はじめに

白熱電球はJ.W.SwanとT.A.Edisonによる発明以来、130年以上にわたり照明用、自動車用、分光用の光源として広く用いられてきた。この間にフィラメントのタングステン化やバルブ中へのガスの導入などをはじめとする技術的改良によって効率は15lm/Wまで向上したが、残念ながら蛍光灯などと比較すると効率は1/4以下にとどまっている。最近の世界的な省エネルギー化の流れの中で、OECDは効率の低い白熱電球の廃止とより効率の高い電球型蛍光灯やLED電球への移行を推進している[1,2]。これを受けて日本でも白熱電球の製造が中止されるなど、その生産は減少傾向にある。

このような状況の中で、特殊な用途を除けば一般に白熱電球の将来性はないように思うかもしれない。しかし、電気エネルギーを輻射エネルギーへ変換するエネルギー変換効率からみると白熱電球をはじめとする熱輻射光源の効率は極めて高く、光源として高いポテンシャルをもっている[3]。白熱電球は人間の目に見える可視光という限られた帯域への変換効率が低いだけにすぎない。

我々は白熱電球のフィラメントに人工的な構造を形成することによって熱輻射スペクトルを制御し、白熱電球を高効率化する研究を行ってきた[3]。この研究はまだ原理検証を終えた段階であるが、今後の研究の発展のためにはフォトニクスだけでなく、熱伝導の広い知見を取り入れることが不可欠であるので、伝熱工学の専門家むけに我々の研究を紹介したい。

本稿では、はじめに照明の効率について述べ、熱輻射光源のもつエネルギー変換効率について考察する。次に、微小共振器による熱輻射制御を利用した高効率白熱電球の原理と我々が行ってきた実験結果について紹介する。最後に問題点と将来の展望を述べる。

2. 白熱電球は効率が高い？

2.1 照明の発光効率

照明は人間の目にも物を見せるための装置である。このため照明用光源の明るさを表すには光束 (luminous flux, 単位はルーメン (lm)) とよばれる人間の目の感度が入った心理物理量を用いる。光束 Φ_v は次式のように定義される。

$$\Phi_v = K_m \int V(\lambda) \Phi(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

ここで K_m は最大視感度 (683lm/W), $V(\lambda)$ は明所視標準比視感度, $\Phi(\lambda)$ は分光放射束である。

光束を求めるには輻射パワーと目の比視感度との積をとって積分する。照明の効率は発光効率 (luminous efficacy, 単位は lm/W) によって単位電力あたりの光束で表わされる。

表1に照明用光源の発光効率を示す。これから白熱電球の効率は15lm/Wであり、電球型蛍光灯の1/4, 直管型蛍光灯の1/6程度しかないとわかる。ハロゲンランプも白熱電球の一種であるが、効率はやや高く20lm/W程度である。LED電球の効率は日進月歩であるが、既に蛍光灯の効率に到達しており、研究レベルでは200lm/W以上を目指して研究がすすめられている。

表1 照明用光源の発光効率

光源の種類	発光効率 (lm/W)
白熱電球	15
ハロゲンランプ	20-25
電球型蛍光灯	60
直管型蛍光灯	90-110
LED電球	100
ナトリウムランプ	120-180

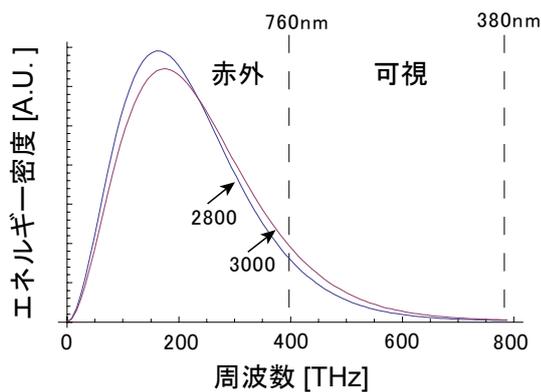


図1 黒体輻射スペクトル Planck の法則を全パワーで規格化したもの 温度は2800K(白熱電球)と3000K(ハロゲンランプ)

それでは白熱電球の効率はなぜ低いのだろうか？それは白熱電球の輻射の大部分は目に見えない赤外線だからである。図1は白熱電球とハロゲンランプのフィラメント温度(それぞれ2800Kと3000K)に対応した黒体輻射スペクトル(Planckの法則)をプロットしたものである。図1のスペクトルから、輻射パワーのほとんどが赤外線であることがわかる。白熱電球の全輻射スペクトルに占める可視光(波長380nm~760nm)の割合は、2800Kにおいて8.7%、3000Kにおいても11%しかなく、輻射の90%は赤外線として目に見えない形で無駄に輻射されている。心理物理量である光束は(1)式のように輻射パワーに目の感度をかけて重みづけ積分するので、赤外線が多いと物理的な輻射はあっても光束に寄与できず発光効率が低下してしまう。

2.2 照明のエネルギー変換効率

次にエネルギー変換の視点から白熱電球を眺めてみよう。ワット数の異なる二つの白熱電球、蛍光灯およびLED電球のエネルギー収支を比較したものを図2に示す[3]。可視光だけではなく、赤外線も含めた全輻射への変換効率に注目すると興味深いことが分かる。100Wの白熱電球では入力電力の82%が輻射され、損失は18%である[4]。これに対し蛍光灯およびLED電球は赤外線こそほとんど出さないものの、電磁波へのエネルギー変換効率はそれぞれ58%、50%にすぎない[4,5]。

現在最も効率の高いLED電球では半導体チップから発生した青色光を蛍光体にあてて波長変換し白色光を得ている。入力電力から青色光への変

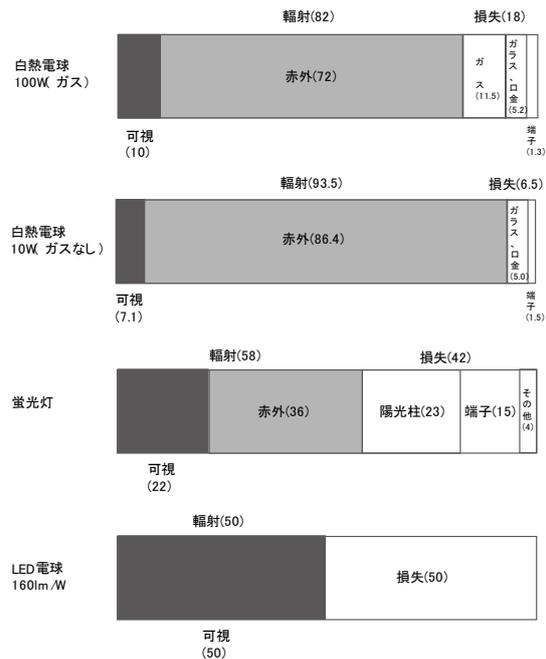


図2 照明用光源のエネルギー収支の比較
ガス入り100W白熱電球、真空10W白熱電球、蛍光灯およびLED(160lm/W)の出力の割合(%)
(文献[3] 図2より引用)

換効率は64%であるが、蛍光体での波長変換にもなうロスやパッケージによる吸収のため、最終的に外部に取り出せる輻射への変換効率は50%まで落ちてしまう[5]。輻射として外部に出なかった光は吸収され、格子振動(フォノン)として熱伝導により大気中へ捨てられている。

白熱電球における損失はガス、バルブのガラス、口金による光学的吸収と端子による電氣的吸収によるものであり、これらは最終的には熱となり熱伝導によって大気中へ捨てられる。現代の白熱電球はタングステンフィラメントの蒸発を防ぎフィラメント寿命をのばすためバルブ内にアルゴンと窒素ガスが充填されている。このため、ガスによる熱伝導損失の割合が11.5%と大きい。一方、ワット数が10Wと低いものは、フィラメント温度が低いためバルブ内が真空であるためガス損失がない。この場合は、損失はわずか4%となり入力電力の94%が輻射される。

このように白熱電球は真空断熱すると、電力(電気エネルギー)を電磁波(輻射エネルギー)に変換するエネルギー変換効率が90%を超える高い値をもつ。エネルギー変換の視点からみると、熱輻

射光源ほど効率の高い「エネルギー変換デバイス」はほとんどないであろう。したがって、白熱電球の赤外線輻射を抑制し、そのエネルギーを可視光にまわすことができれば高い発光効率をもつ光源が実現できる。

2.3 効率向上へのアプローチ

白熱電球の効率を向上させる方法として、フィラメント温度の高温化とバルブへの赤外線反射膜の導入が良く知られている。この二つの方法はハロゲンランプに用いられ既に実用化されている[6]。

ハロゲンランプのフィラメント温度は白熱電球よりやや高い 3000K である。図 1 に示すようにフィラメント温度を高くすると、可視光の割合が増えるため発光効率が高くなる。ただし、温度が高温になると蒸発が増えてフィラメント寿命が短くなるので、バルブ中にハロゲンガスを入れて、ハロゲンサイクルを利用してタングステンをリサイクルすることで寿命を延ばしている（このためハロゲンランプの名前がついた）。しかし、物質の融点の限界（金属で最高の融点をもつタングステンで 3680K）のために、温度を 3000K 以上に上げることは現実的ではない。

赤外線反射膜としては誘電体多層膜 ($\text{TiO}_2\text{-SiO}_2$) を利用したものが実用化されている。しかし、反射膜の広帯域化が難しく効率の向上は数 10% と限定的である[7]。また、反射膜で反射された赤外線をフィラメントに戻して再吸収させるために、フィラメントの位置を焦点に合わせる必要がある。最近、小林は反射特性の広帯域化を達成するために、回折格子を用いた全く新しい赤外線反射フィルターを提案しているが、電球バルブのような大きな面積をもつ曲面への回折格子の微細加工は極めて困難である[8]。

3. マイクロキャビティランプ

上に述べた赤外線反射膜における問題を原理的に解決する方法として、フィラメントからの赤外線輻射を抑制する方法がある。1989 年に Waymouth はフィラメント表面に微小共振器 (micro-cavity) を形成し赤外線輻射の抑制を行うアイデアを提案した[9,10]。ここではこれをマイクロキャビティランプ (Micro-cavity Lamp) とよぶ。この提案では「共振器中に電磁場のモードが存在

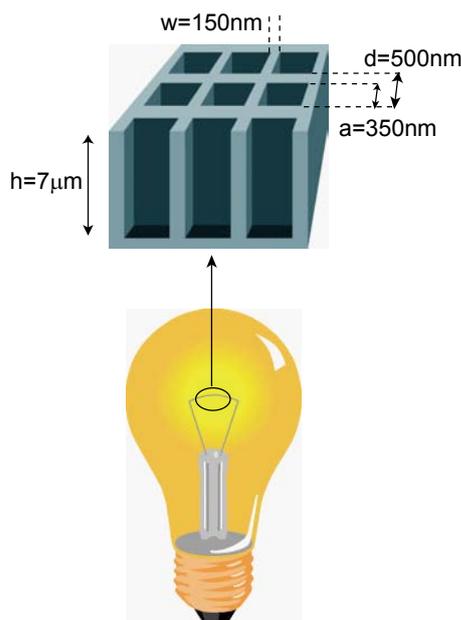


図 3 マイクロキャビティランプの模式図
フィラメントに形成した共振器の構造

しなければ共振器中の原子は光を輻射できない」という共振器量子電磁力学における Purcell 効果が原理となっている[11]。

図 3 にマイクロキャビティランプの模式図を示す。微小共振器アレイはフィラメント表面に直方体の穴（一辺 a 、深さ h 、周期 d ）を周期的にあげて形成する。この方法では共振器のサイズを 350nm とし、カットオフ波長 λ_c を 700nm とする。このとき共振器中には λ_c より長波長のモードは存在できないので、共振器の部分では λ_c より長波長の熱輻射は禁止される。もし、共振器間の隔壁上部の温度が共振器内部の温度と同一であったとすると、隔壁からは通常の熱輻射が出るが、隔壁面積 (S_w) を共振器の開口面積 (S_c) に比べて十分小さくすることで、トータルの赤外線輻射のエネルギーを $1/(1+S_c/S_w)$ に抑制できる。Waymouth の提案では、隔壁の厚さは小さいので熱伝導が抑制され、隔壁上部の温度は共振器内部の温度より低いと見積もられており、抑制の割合はさらに大きくなる[9]。

マイクロキャビティランプは提案直後から照明の研究者を中心に大きな話題となり、実験的検証も行われた。しかし、あまり明確な結果が出ないままになっていた。我々は中赤外線の波長域ではあるが、はじめて明確な実験的検証に成功したの

で，以下に紹介する．

4. 高融点金属基板への共振器の作製

白熱電球のフィラメントは二重コイルとよばれるようにコイル状フィラメントがさらに大きなコイルを作る構造となっている．マイクロキャビティランプでは，本来はフィラメントの表面全てに加工を施す必要がある．しかし，現在の技術では二重コイルへの微細加工は困難である．我々は赤外線輻射抑制の原理を実証するために，まず平面基板への共振器の加工を試みた．

フィラメント材料は古くは炭素からはじまり，モリブデン (Mo) やタンタル (Ta) などを経て，現在はタングステン (W) が使用されている．そこで基板材料としてこれらの高融点金属 (Mo, Ta, W) を用いた．もともと材料自体が非常に固く，またシリコンのように微細加工のプロセスが十分には確立されていないために，アスペクト比の大きな 100nm オーダーの微細構造の加工は難しいので，まずマイクロメートルオーダーの共振器を作製した．このため可視ではなく中赤外線で原理検証実験を行っている．

はじめに Mo, Ta, W を研磨して厚さ 0.5mm の平面基板を用意し，それを 4mm×25mm 程度の長方形に切断する．その中央の 4mm×4mm の領域に電子ビーム露光とドライエッチングにより共振器アレイを形成している．図 4(a)に W 基板から作製した試料を示す．また，図 4(b)に W 基板に作製した共振器アレイの AFM 像を示す（ここに示す例では深さ $h=3.7\mu\text{m}$ ，幅 $a=3.0\mu\text{m}$ ，周期 $d=5\mu\text{m}$ ）．

基板は真空容器中の回転ステージに固定して 500-1700K の高温まで通電加熱する．熱輻射スペクトルは ZnSe 窓を通じて FT-IR (Fourier Transform Infrared Spectrometer) により計測した．測定は基板温度を一定とする条件と入力電力を一定にする条件の 2 通りで行っている．温度一定の条件では，基板裏面の温度を輻射温度計によりモニターし，一定温度になるようにした．電力一定の条件では通電加熱する電流と電圧を計測し，パワーが一定になるようにした．

5. 微小共振器における熱輻射の物理

図 4 の基板を 850K に加熱したときの熱輻射ス

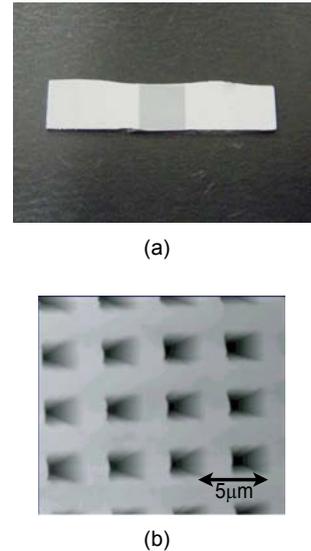


図 4 微小共振器アレイ試料の例 (a) タングステン基板（中央部分に構造を形成），(b)基板中央に作製した共振器アレイの AFM 像 深さ $h=3.7\mu\text{m}$ ，開口 $a=3.0\mu\text{m}$ ，周期 $d=5\mu\text{m}$

ペクトルを図 5(a)に示す[12,13]．共振器を形成した領域における熱輻射スペクトルを同一基板上的（構造の無い）平面領域と比較すると，波長 $5.5\mu\text{m}$ において輻射強度が共鳴的に増大していることがわかる．また，図 5(b)に示すように相対輻射率（平面に対する共振器形成領域のスペクトルの比）にはさらに多数のピークが観測される．これは直方体の穴が電磁場の共振器としてはたらいっていることを示している．共振条件では入射電磁波の吸収率が增大するので，Kirchhoff の法則から熱輻射においては共振条件において輻射増大がおこる．

共振器を完全導体でできた開放端直方体とすると，共振波長 λ_{oc} は以下の式で与えられる[14]．

$$\lambda_{oc} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{n_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{2h}\right)^2}} \quad (2)$$

ここで， $n_x, n_y=0, 1, 2, \dots$ ， $n_z=0, 1, 3, 5, \dots$ はそれぞれ x, y, z 方向のモードナンバーである（表面に垂直方向を z 軸にとる）． λ_{oc} はモードナンバーにより様々な値をとるが，図 5(b)のピークと良く一致するものを矢印で示す．また，それぞれの矢印に対応するモードの電場分布を図 5(c)に示す．このように，相対輻射率のピークは単一の共振器中の電磁場の

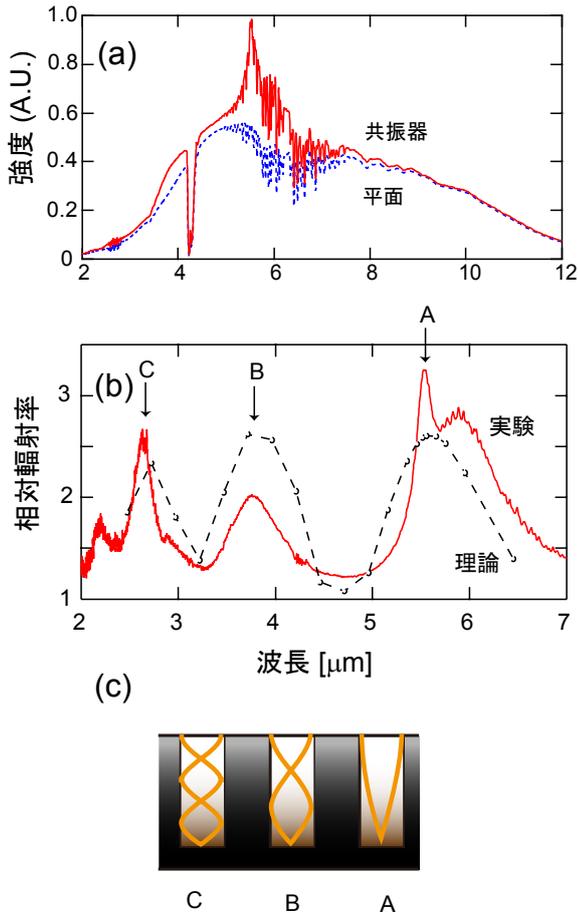


図5 微小共振器アレイの熱輻射スペクトル (a) 温度 850K における平面 (点線) と共振器 (実線) の熱輻射スペクトル, (b) 相対輻射率の実験 (実線) とシミュレーション (破線), (c) 共振条件における電場分布の模式図 (文献[3] 図5より引用)

共振モードによって説明できる[12]. これらは n_z として奇数を取り, 音波とのアナロジーでは閉管型楽器(クラリネットなど)の定在波に相当する. これは有限差分時間領域 (Finite-Difference Time Domain: FDTD) 法によるシミュレーション (図5(b) 破線) とも良い一致を示す[15].

6. 微小共振器による輻射の抑制

以上述べたように共振器によって特定波長の熱輻射を増強できることがわかる. しかし, このままではカットオフ効果による輻射の抑制効果があるのかどうかははっきりしない. そこで未加工の平面と共振器を作製したもの2種類の試料を用意し, それぞれ同じ電力を入力したときの熱輻射の比較を行った. 簡単のため共振器 ($h=3.0\mu\text{m}$, $a=3.0\mu\text{m}$,

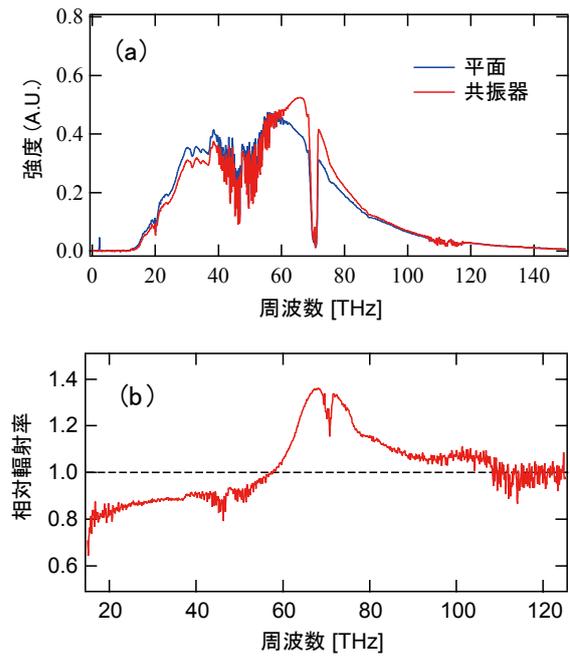


図6 入力電力一定のときの熱輻射スペクトル (a) 入力電力 200W における平面と微小共振器の輻射スペクトル, (b) 相対輻射率

$d=4.5\mu\text{m}$, 材料は Mo) は共振ピークを1つだけもつように設計した. このとき $S_0/S_w=0.8$ であるから理想的には長波長側の輻射は0.56倍に抑制される.

図6(a)に入力電力 200W における平面と共振器の熱輻射スペクトルを示す[16]. また, 図6(b)は平面と共振器との比をとった相対輻射率のスペクトルである. これらの結果から, 70THz 付近で共振器モードによる輻射増強がおきると同時に, ピークより低周波 (長波長) 側の輻射が幅 40THz にわたり平面基板に比べて 10-20%減少していることがわかる. 輻射の増大部分と減少部分の面積は等しく, 増大した輻射エネルギーは共振周波数より低周波側からきていることが定量的に明らかになった[3,16]. これは共振器中の状態密度 (モード数) がカットオフ周波数 (この場合は 60THz) より低周波側において減少するために, 低周波側の輻射が抑制された証拠といえる.

このように共振器のカットオフを利用することにより, 長波長側の熱輻射を抑制できることを実証することができた. もし共振器サイズを縮小してカットオフ波長を 700nm にすることができれば, マイクロキャビティランプが実現し, 白熱電球の効率向上に応用できると考えられる.

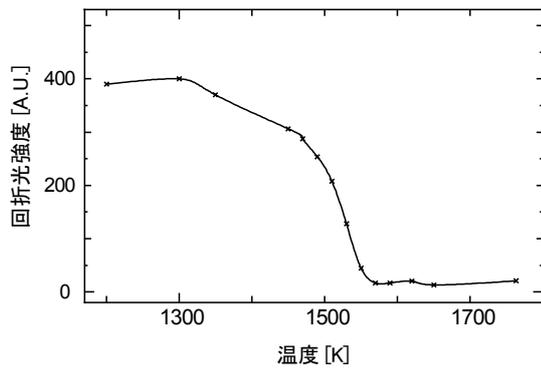


図 7 共振器アレイからの 1 次回折光強度の温度依存性

7. 問題点と今後の課題

マイクロキャビティランプなどの微細構造を利用した熱輻射制御において問題となるのが，高温での微細構造の安定性である．特に構造が小さくなると融点もバルクより低下すると考えられる．

どの程度の温度まで微細構造が耐えられるかを実験的に調べるため，我々は Ta (融点 3269K) 基板から作製した共振器アレイを用いて構造の温度依存性を光学的手法で調べた．共振器アレイは 2 次元回折格子と考えることもできるので，レーザービームを照射すると遠視野に回折スポット像が観測される．この回折スポットは試料の温度をあげてゆくと，構造がなくなった時点で消失すると考えられる．そこで半導体レーザー (波長 532nm) を共振器アレイ ($h=3.0\mu\text{m}$, $a=2.5\mu\text{m}$, 周期 $d=3.0\mu\text{m}$) にあてながら，温度を変化させ，1 次回折光の強度の温度依存性を調べた．

図 8 に回折光強度の温度依存性を示す．基板温度 1300K までは変化がないが，1500K 以上で急激に強度が弱まり消失した．従って，融点の約 1/2 の温度において構造がくずれはじめることがわかる．ただし，1700K においても回折スポット像は非常に弱いとはいえ観測できることから，構造の周期が完全に失われるわけではない．これは本測定後に試料を取り出して電子顕微鏡で観察し，周期構造が残っていることを実際に確認している．融点が 1/2 に低下した原因として，この試料は壁の厚さが 500nm であり，ドライエッチングによる損傷などで強度が低下していることが考えられる．このように構造の安定性に問題はあ

る．赤外線輻射が抑制されたフィラメントでは通常の電球と同じ光束を得るのに必要なエネルギーが少なくすむためにフィラメント温度を低くできる．構造が実用上十分な時間安定であるような低い温度までフィラメント温度を下げられるかどうかは今後の技術的課題となる．

もしマイクロキャビティランプにおいてフィラメント温度を十分低くできれば，フィラメント材料の蒸発も少ないために，(寿命とのトレードオフとなるが) バルブ内を真空にできるので，ガスによる熱伝導損失を少なくできる．真空断熱した電球ということは昔の電球にもどることになるが，真空断熱マイクロキャビティランプこそ我々が考える未来の白熱電球の理想の姿なのである．

8. おわりに

熱輻射制御を白熱電球の高効率化へ応用する試みの原理，現状および今後の課題について述べた．マイクロキャビティランプの原理は実証できたとはいうものの，高融点金属フィラメントへの微細加工の難しさや高温における構造の耐久性などの困難な工学的問題のために，研究はまだ道半ばである．今後は伝熱工学とフォトニクスの研究者が協力して問題の解決に取り組むことが求められる．

近年，熱伝導はナノテクノロジーの視点から見直され，興味深い成果が多く出ている．熱輻射は古くから伝熱工学の対象であるが，フォトニクスでは LED やレーザーなどの新規光源に夢中になっている間に，熱輻射光源の研究者数は減少してしまった．しかし，ナノ構造の熱輻射は表面波の励起，コヒーレンスの問題，カシミール効果などをはじめナノフォトニクスの視点からみて興味深い点が多く，フォトニクス研究者にとって古くて新しい魅力あるテーマといえる．低消費エネルギー社会の実現へむけて，熱輻射の研究はますます重要性が増すと考えられるので，多くの研究者のこの分野への参加を期待したい．

謝辞

共同研究者の楠文経博士，福本訓士，野村奉史，上羽陽介に感謝する．本研究の一部は文部科学省科学技術振興調整費 先端融合領域イノベーション創出拠点「フォトニクス先端融合研究拠点」の援助を受けた．

参考文献

- [1] P. Waide: *Phase out of incandescent lamps* (IEA, 2010).
 - [2] 鈴木康之：照明学会誌, **94** (2010) 322.
 - [3] 高原淳一，上羽陽介，永妻忠夫：光学, **39** (2010) 482.
 - [4] 照明学会編：照明ハンドブック（オーム社, 1978）.
 - [5] 坂東完治：照明学会誌, **94** (2010) 228.
 - [6] 小原章男：照明学会誌, **74** (1990) 266.
 - [7] 小林哲郎：第 69 回応用物理学会学術講演会予稿集 No.3 (2008) 4a-ZG-10.
 - [8] 小林哲郎：第 70 回応用物理学会学術講演会予稿集 No.3 (2009) 9a-A-4.
 - [9] J.F. Waymouth：照明学会誌, **74** (1990) 800.
 - [10] 関根征士：照明学会誌, **94** (2010) 325.
 - [11] 高原淳一：ナノオブティクス・ナノフォトニクスのすべて（フロンティア出版，2006）p.305.
 - [12] F. Kusunoki, J. Takahara and T. Kobayashi: *Japanese Journal of Appl. Phys.*, **43**, 8A (2004) 5253.
 - [13] F. Kusunoki, J. Takahara and T. Kobayashi: *Electronics Lett.*, **39** (2003) 23.
 - [14] S. Maruyam T. Kashiwa, H. Yugami and M. Esashi: *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 1393.
 - [15] J. Takahara, F. Kusunoki and T. Kobayashi: *Abstract of IQEC 2005* (2005) JWH2-4, 609.
 - [16] 野村奉史，高原淳一，加藤昌宏，山本良治：第 55 回応用物理学関係連合講演会予稿集 No.3 (2008) 28a-ZF-6.
-

フォトニック結晶による選択波長放射 Thermal Emission Control with Photonic Crystals

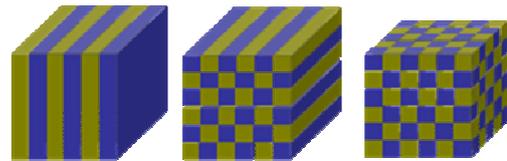
宮崎 康次 (九州工業大学)

Koji MIYAZAKI (Kyushu Institute of Technology)

e-mail: miyazaki@mech.kyutech.ac.jp

1. はじめに

近年，微細構造表面のもつ特殊な熱ふく射特性が着目を浴びている．例えば，特定の波長より短い光を必要とする熱光発電において，光学フィルターを利用することなく廃熱源から必要な赤外線のみを得られれば，トータルとして発電効率が上がることが数値計算により予測されている[1]．ここでは様々な微細構造表面が提案されている中で，フォトニック結晶による選択波長放射について触れる．はじめにフォトニック結晶の概略を説明し，次に反射率（透過率）の制御について，我々の実験結果も交えて説明，最後にフォトニック結晶の示す特殊な放射率について概説する．



(a) 1次元 (b) 2次元 (c) 3次元

図1 フォトニック結晶の概念図

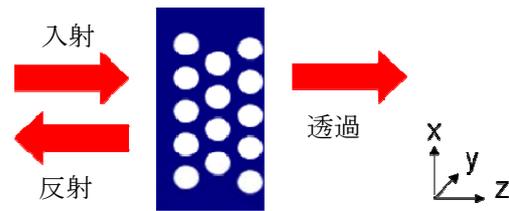


図2 フォトニック結晶の反射と透過の計算モデル (孔の誘電率 $\epsilon_1=1$ ，母材の誘電率 $\epsilon_2=9$)

2. フォトニック結晶

フォトニック結晶の概略を図1に示す．誘電体の周期構造の総称であり，1987年にYablonovitchによって提唱された[2]．ダイクロイックミラーに見られるように光の波長程度の周期構造で特定の波長をもつ光のみ反射する技術は実用化されているだけでなく，生物に見られる構造色など古くから微細表面構造が特殊な光学的特性を持つことは良く知られていた．しかしフォトニック結晶という概念が提唱された意義は大きく，材料の結晶構造に由来する特殊な電気的特性や熱的特性の理解との類似性から，単なる周期構造の持つ光の反射にとどまらず，多くの現象や応用がここ20年近くで見出されてきた．

一例として，フォトニック結晶の解析例を図2に示す．2次元的な構造で三角格子状に円柱状の貫通穴が設けられている（円柱と円柱の距離 a と円柱半径 r の比を0.46としている）．このときの円柱状の孔の貫通方向の側面側から電磁波が入射するときの反射（透過）を考える．このような周期構造を透過する電磁波に対してマクスウェルの方程式を立て，周期構造内での波の振る舞いを表

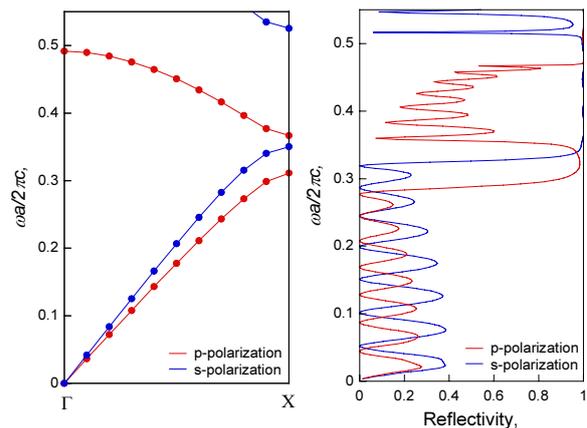


図3 2次元三角格子フォトニック結晶の分散関係(左)と反射率の数値計算結果(右)

すためにブロッホの定理を課すと，周期構造内に存在する波の波数（波長）と周波数の関係を示す分散関係が計算される[3]．分散関係は，結晶中の

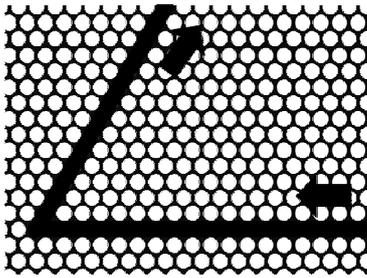


図4 フォトニック結晶による導波路概略

電子や格子振動の振る舞いを理解するときに使われるが，この類似性がフォトニック結晶と命名された所以となっている．図2に示したモデルの計算結果として，分散関係と反射率を図3に示す．分散関係の横軸は構造周期 a で無次元化された波数であり， Γ -X 方向に進む波について計算していることを示している．グラフが最大波数で折り返されているのは，これ以上大きな波数を周期構造内で考えても無意味なためである．一方，縦軸は構造周期 a と光速 c で無次元化された周波数である．電磁波の計算であるため s 偏光と p 偏光が別々に計算されて2本の曲線がグラフ中に示されている．フォトニック結晶という概念抜きに反射率はマクスウェルの式を解けば得られる結果であり新鮮さはないが，周期構造の示す高い反射率を分散関係と併せて理解するのがフォトニック結晶の概念である．分散関係の計算結果を見ると， s 偏光と p 偏光のそれぞれにフォトニックギャップと呼ばれる周波数のない領域が表れている．横軸の波数を見て，縦軸の周波数を見たときに，どんな波数をもってきても特定の周波数がフォトニック結晶中に存在できない．これは図2に示したモデルの周期構造を真横に横切る電磁波は存在できないことを示している．この特性が反射率に表れており，フォトニック結晶中に存在しえない波の反射率が高くなっていると理解できる．

この応用例として特定の電磁波のみを輸送する導波路が提案されており，図4に模式図を示す．模式図に示したようにフォトニック結晶の一部に欠陥を持たせて，欠陥中に電磁波を導入することを考える．もし電磁波の周波数がフォトニックギャップ中に含まれていれば，完全に作られたフォトニック結晶中には入り込めないため，欠陥中を伝わっていくことになる．光ファイバーでは，電磁波を鋭角状に曲げることができないが，このよ

うな任意に欠陥を持たせたフォトニック結晶を利用すると可能となる[4,5]．他にもフォトニックギャップをうまく使うと非常に質の高いバンドパスフィルターや LED にも応用できることが指摘されている[5]．既に出遅れ感があつたものの，2000年当時は，赤外線に対してフォトニック結晶を利用した高度な制御があまり提案されていなかったため，筆者も滞在先の米国 MIT でフォトニック結晶を熱ふく射輸送へ応用する研究を始めることとなった[6]．

3. フォトニック結晶の反射特性

3.1 フォトニック結晶の試作

フォトニックギャップと反射率の関係は非常に単純で理解しやすいため，はじめにこの課題に取り組んだ．数値計算の結果，大まかに，制御したい光の波長の半分程度の周期をもつ周期構造を作製すればよいことがわかり，最終的に集束イオンビーム装置 (FIB) の蒸着機能を用いて，カーボ

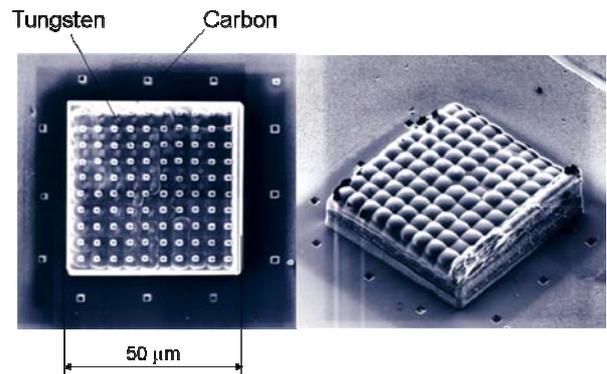


図5 FIB で作製したフォトニック結晶

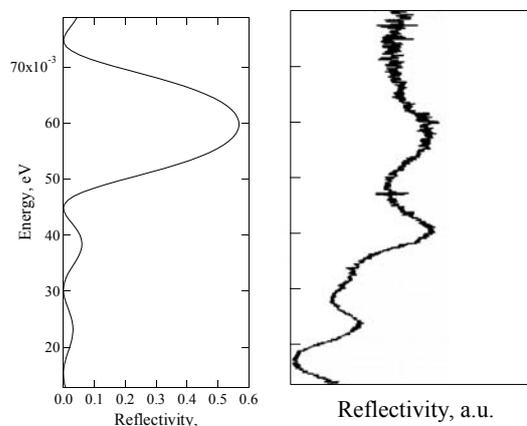


図6 試作したフォトニック結晶の反射率 (左：数値計算，右：測定値)

ン中にタングステンを配置したサンプルを作製した (図 5). 一辺が $50\mu\text{m}$ と非常に小さい構造物だったため顕微 FT-IR で反射率を測定した. サンプルが小さかったこともあり, 定量的な測定までには至らなかったものの, 周期構造に起因する反射率の強弱を測定できた (図 6).

3.2 シリカ粒子によるフォトニック結晶

通常の半導体プロセスでは, 大面積に周期構造を加工することが極めて困難だったため, サイズが均一に揃った微粒子が自己組織的に最密構造に集まる性質を利用してサンプルを作製した (図 7). サンプルの面積を容易に大きくできたので, 実験もしやすかった. FTIR で垂直入射-垂直反射率を測定した結果を図 8 に示す. 微粒子にシリカを用いたが, シリカの物性にはない強い反射が $4\mu\text{m}$ 付近に測定された[7,8]. 微粒子の直径を変えることで構造周期を変えると, 反射率に現れるピーク位置がシフトする結果も得られた. ピーク位置を示す波長は X 線による結晶構造解析との類似性からブラッグ反射の式で計算した結果 (体積平均した見かけの屈折率で修正) とよく一致した (図 8 中右上). 修正ブラッグの式[9]では, 図 9 に示す反射率の鏡面反射成分の角度依存性も説明でき, 実験値と計算値でよく一致した. これらの反射率のピーク波長は, 光の分散関係に現れるフォトニックギャップとも一致していた[7].

このようにサンプルを大面積化して実験したところ, 構造周期と反射率のピーク波長の関係や鏡面反射率の角度依存性について分かりやすい結果が得られた. ただし自己組織化を使って, フォトニック結晶を作っているため, 欠陥などの非周期構造も多く含まれている. この非周期構造が鏡面反射だけでなく拡散反射を生みだしおり, 非周期構造のもつ非周期性の定量的評価を含め, さらなる実験と解析が必須と考えている.

4. フォトニック結晶のふく射特性

フォトニック結晶のフォトニックギャップがどの結晶方向にも存在し (フォトニックバンドギャップ), ある周波数がフォトニック結晶中に存在しえない状態を考える. その時, フォトニック結晶に局所的に欠陥を持たせると, フォトニックバンドギャップ範囲内の周波数をもつ光がその欠陥部分だけに閉じ込められる. この閉じ込められた光

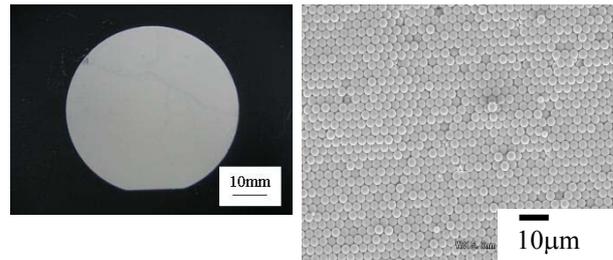


図 7 シリカ微粒子の自己組織化を利用して生成したフォトニック結晶 (左: 全体の様子, 右: $3\mu\text{m}$ 粒子による試料表面の SEM 写真)

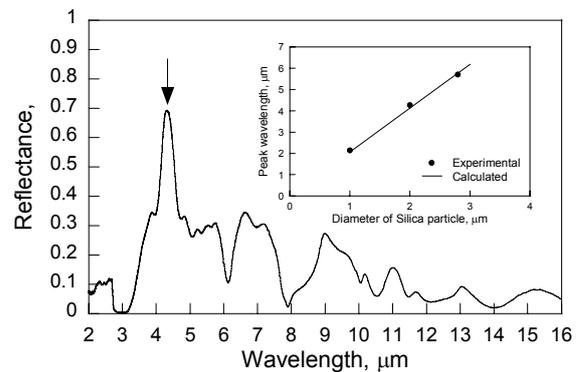


図 8 直径 $2\mu\text{m}$ シリカ微粒子最密構造フォトニック結晶の垂直入射-垂直反射スペクトルと反射のピークを示す波長と粒子直径 (右上)

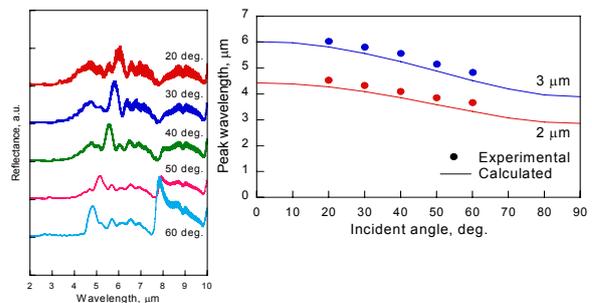


図 9 鏡面反射率 (右: 直径 $2\mu\text{m}$ シリカ粒子フォトニック結晶の反射率, 左: 反射率のピーク波長と修正ブラッグの式による計算結果)

を欠陥部分からうまく放射できれば, 選択された波長のみの光を放射できることが示されている [10]. その欠陥は, フォトニック結晶の表面に作ってもよく, バンドギャップを持つフォトニック結晶の表面を半周期分だけ表面に平行に切り落として欠陥を作ると, 非常に高い質で特定の波長を

放射できることも数値計算で示されている[11].

一方，2000年に米国サンディア国立研究所から発表されたフォトニック結晶からの放射強度測定は，速報版だったとは言え黒体の放射強度を超えており衝撃的だった[12]. 実際はサンプル作製を含め相当に難しい実験だったと思われ，その後，同グループにより半球放射率が最高でも1以下であることが示された[13]. それでもフォトニックバンドギャップに存在する周波数の光の放射を抑えるため，興味深いふく射特性を持っている. 通常，黒体もしくは灰色体が放射する光のピーク波長 λ_{\max} は，ウィーンの変位則 ($\lambda_{\max}T=2898\mu\text{m}\cdot\text{K}$) で示されるように温度に反比例している. 従って，短波長側の光を多く必要とする際には高い温度を必要とする. ところが，上記のフォトニック結晶で測定された半球放射率は，温度に関わらずフォトニックバンドギャップより短波長側の放射率が高くなる [13]. 長波長側の放射率を抑えて短波長側に大きな放射率を人工的に持っていることは，結果として熱エネルギーの質を高くしているとも考えられ，熱光発電を始めとする廃熱利用のエネルギー変換機器への応用が期待される. さらに作製の難しい3次元構造のフォトニック結晶である必要はなく，放射方向を表面に垂直方向として決めてしまえば，1次元のフォトニック結晶（薄膜の積層周期構造）で強い放射を得るのに十分なことが実験と計算の両方から示され，その波長を可視光にまで持っていけることが示されている [14].

最後に我々のシリカ微粒子を用いたフォトニック結晶の指向放射率の測定結果を図10に示す. シリカ粒子直径が $2\mu\text{m}$ と $3\mu\text{m}$ のものを利用して作製した構造の測定結果である. いずれの結果も鏡面反射率でピークを示した波長で放射率が下がっている. 残念ながら，定量的な測定まで行えておらず，先のようなフォトニックギャップより短波長側での放射率上昇が起こっているのかどうか判断できない段階ではある. 数値計算を併用するとともに，まずは実験ノウハウを確立することに集中して今後も研究を進めていきたい.

5. まとめ

フォトニック結晶による熱ふく射特性制御について，フォトニック結晶の概要から我々の研究成

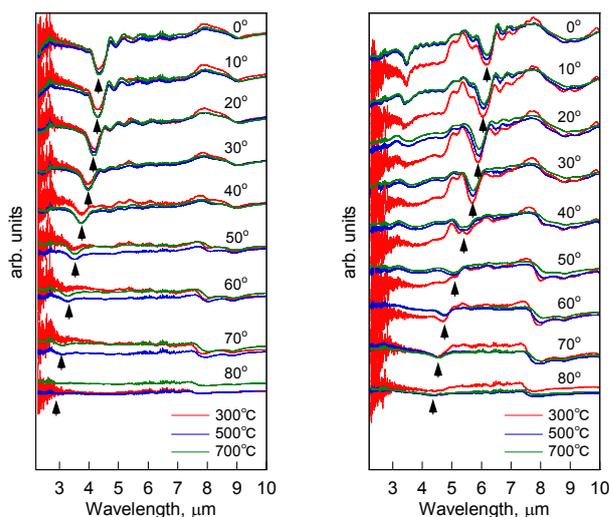


図 10 シリカ微粒子のフォトニック結晶の指向放射スペクトル (左:シリカ直径 $2\mu\text{m}$, 右:シリカ直径 $3\mu\text{m}$)

果も交えながら紹介させていただいた. フォトニック結晶の大雑把な理解としては，周期構造によって結晶中（人工的な周期構造物）に存在できない光が生じること. さらにその光の向きに関わらず，ある周波数の光が存在できないようにすると興味深い現象を得られる（フォトニックバンドギャップ）こと. 例えば，フォトニックバンドギャップを持つフォトニック結晶の周期構造を崩して欠陥を作ると，そこに光を閉じ込めることができ，応用として導波管やバンドパスフィルター，質の高いLEDが実現されていることに触れさせていただいた.

さらに作製の難しい欠陥を持ったフォトニック結晶を作らずとも，フォトニック結晶自体を加熱することでフォトニックバンドギャップより短波長側に放射率のピーク波長を持つてくることができ，それは1次元フォトニック結晶といった作製が簡単なものでも実現可能なことが示されている. 一方で薄膜技術は高真空，高温を必要とするコスト高なプロセスと考えると，将来的には自己組織化構造を利用した大面積に複雑な周期構造を簡易的に生成する技術が必須と思われる.

筆者もまだ奥の深いフォトニック結晶の詳細に関する理解はまだ不十分であるため，最後に参考書を紹介することでまとめとさせて頂きたい [15].

参考文献

- [1] Lin, S. Y., et al., Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation, *Appl. Phys. Lett.*, **83-2** (2003) 380.
- [2] Yablonovitch, E., Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Physical Review Letters*, **58-20** (1987) 2059.
- [3] Bell, P. M., Pendry, J. B., Moreno, L. M., and Ward, A. J., A Program for Calculating Photonic Band Structures and Transmission Coefficients of Complex Structures, *Computer Physics Communications*, **85** (1995) 306.
- [4] Sakoda, K., Ueta T., and Ohtaka, K., Numerical analysis of eigenmodes localized at line defects in photonic lattices, *Phys. Rev. B* **56** (1997) 14905.
- [5] Joannopoulos, J.D., Villeneuve, R.P., and Fan, S., Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* **386** (1997) 143.
- [6] Miyazaki, K., Yang, B., Narayanaswamy, A., and Chen, G., Photonic and Radiative Properties of Bubble Arrays, *Proceedings of IMECE 2001, CDROM*, (2001).
- [7] Kihara, M., Miyazaki, K., Tsukamoto, H., Inoue, K., and Yoshida, O., Reflectivity of Photonic Crystals Self-assembled with Silica Spheres, *Journal of Thermal Science and Technology*, **1-1**, (2006) 12.
- [8] Kihara, M., Miyazaki, K., Tsukamoto, H., Spectral Reflectance of the Close-Packed Structure of Silica Microspheres, *International Journal of Thermophysics*, **19-6** (2008) 2136.
- [9] Fudouzi, H., Fabricating high-quality opal films with uniform structure over a large area, *Journal of Colloid Interface and Science*, **275-1** (2004) 277.
- [10] Asano, T., Mochizuki, K., Yamaguchi, M., Chaminda, M., and Noda, S., Spectrally selective thermal radiation based on intersubband transitions and photonic crystals, *Optics Express*, **17-21**(2009) 19190.
- [11] Laroche, M., Carminati, R., and Greffet, J.J., Coherent Thermal Antenna Using a Photonic Crystal Slab, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 123903.
- [12] Lin, S.Y., Fleming, J.G., Chow, E., Bur, J., Choi, K.K., and Goldberg, A., Enhancement and suppression of thermal emission by a three-dimensional photonic crystal, **62-4** (2000) R2243.
- [13] Seager, C.H., Sinclair, M.B., and Fleming, J.G., Accurate measurements of thermal radiation from a tungsten photonic lattice, **86** (2005) 244105.
- [14] Narayanaswamy, A., and Chen, G., Thermal emission control with one-dimensional metallodielectric photonic crystals, *Physical Review B*, **70** (2004) 125101.
- [15] 迫田和彰著，フォトニック結晶入門，森北出版 (2003).

シリコン選択的輻射体を用いたマイクロ熱光発電システムの開発

Development of Micro Thermophotovoltaic System Using Silicon Selective Emitter

鈴木 雄二 (東京大学)

Yuji SUZUKI (The University of Tokyo)

ysuzuki@mesl.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

携帯電話やノートパソコンの例から容易に判るように、我々現代人は様々な機器の性能を高めつつ、かつ小型化し、持ち歩きたいという基本的な欲求を持っている。このため、様々な機器のなかで消費されるエネルギー密度は増加の一途をたどっており、どのようにエネルギーを供給するか、そして発生する熱をどのように除去するかは大きな技術的課題となっている。超小型の発電・蓄電システム、エネルギー変換・伝送、熱交換などを行うデバイスなど、エネルギーに関するマイクロシステムはPower MEMS (Power Micro Electro Mechanical System) と呼ばれ、MEMS分野で最近大きな注目を集めている[1]。

現在、携帯・可搬機器の電源には、化学電池、なかでもリチウムイオン二次電池 (LIB) が広く用いられている。しかし、現状でもLIBの容量は必ずしも十分とは言えず、携帯電話やノートパソコンの電池切れで悩まされることも多い。さらに今後、高速データ通信が可能な携帯電話、より高速なCPU・グラフィック性能を持つノートPC、ウェアラブル端末などの情報通信機器が発達していくと同時に、人工内耳、電動義手、人工心臓、電動車椅子など、医療・福祉分野においても携帯・可搬機器の利用が広まると予想される。従って、LIBに代わる新しいエネルギー源がなければ、近い将来、既存の機器を高性能化する技術はあっても、十分な時間駆動するための電池がないためにその技術が携帯・可搬機器に活かされない可能性が高い。

そこで、LIBに替わる超小型エネルギー源として、エネルギー密度の高い炭化水素燃料を用いた小型電源が注目されている[2-5]。メタノールを燃料に用いる直接メタノール型燃料電池 (DMFC) が最も実用に近いと考えられているが、著者らは、単位面積当たりの発電量がDMFCに比べて1桁以上高く、可動部を持たず、補機がほとんど不要な

マイクロ熱光発電システムに着目して研究を進めている。本稿では、輻射制御デバイスを用いたマイクロ熱光発電システムについての最近の取り組みを紹介する。

2. マイクロ熱光発電システム

熱光発電とは、高温の熱源から放射される輻射エネルギーを光電変換素子により電気エネルギーに変換するものである。図1に、マイクロ熱光発電システムの概念図を示す。構成要素は、空気供給系、マイクロ燃焼器、選択的輻射体、断熱構造、低バンドギャップの光電セルである。ここでは、燃料として、液体として保存・持ち歩きが容易であり毒性のない、ブタンを想定している。

著者らは、これまで、イジェクタを用いた受動的空気供給系の検討[6]、マイクロ触媒燃焼器の開発[7-10]を行ってきた。図2は、半導体パッケージに用いられる積層セラミック技術を応用して試作したマイクロ触媒燃焼器である。高温でも高活性を保つ触媒層として、コールドスプレーで積層させたアルミ層を陽極酸化することにより得られるナノポーラスアルミナ触媒担体上に、パラジウムを担持させたものを用いている。流路高さ0.3 mmのチャンバ内にブタンと空気の混合気を導いて表面反応させ、800°C程度の燃焼器温度を実現している。熱光発電の高効率化にはより高い燃焼温度が望ましいが、そのためにはマイクロスケールにおける気相反応[11-15]を用いることが必要であり、著者らも狭い流路内での安定燃焼のために熱的・化学的消炎現象の検討を進めている[16, 17]。

一方、熱光発電の最大の課題は、輻射スペクトルと光電素子の感度スペクトルが整合しないため、発電効率が低いことである。InGaAsSbなどの低バンドギャップ光電素子を用いても、2 μ m程度以下の短波長光しか電力に変換できず、燃焼器からの輻射のほとんどが熱として失われてしま

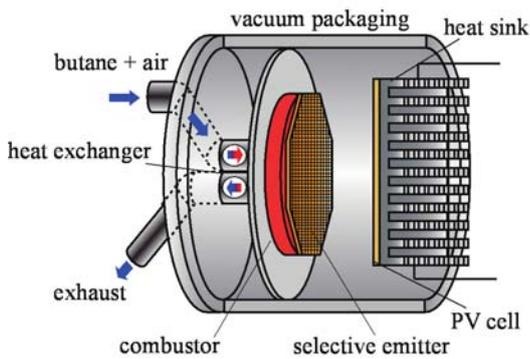


図1 マイクロ熱光発電システムの概念図



図2 マイクロ触媒燃焼器プロトタイプ [8, 9]

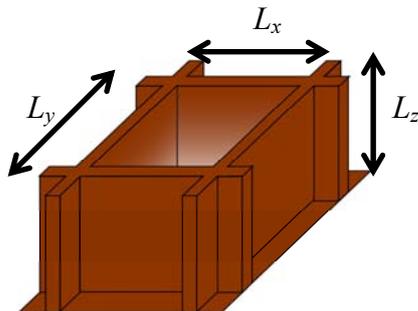


図3 マイクロキャビティの共鳴モード

う。そこで，発電効率を向上させるために，選択的輻射体によるスペクトル制御が検討されている[18, 19].

選択的輻射体は，希土類酸化物を輻射体として用いる方法[20]，フォトニック結晶を用いる方法[21-23]，マイクロ構造による電磁波共鳴を用いる方法[24-28]に大分される．フォトニック結晶は，屈折率を周期的に分布させることによって，長波長域の輻射をフォトニック・バンドギャップで抑制し，逆にバンドギャップの端で強い輻射を得ようとするものである．レンズなどに用いられる多層膜フィルタは，一次元のフォトニック結晶である．一方，マイクロ構造による電磁波共鳴は，赤

外線波長程度の寸法を持つ三次元構造内での電磁波の共鳴によって，その寸法相当の輻射率を選択的に高めようというものである．次章では，著者らが取り組んでいる，マイクロマシン技術を用いて比較的容易に製作が可能な，金属被膜マイクロキャビティを用いた選択的輻射体[28]について解説する．

3. シリコンマイクロキャビティを用いた選択的輻射体

図3に示すキャビティ内での電磁波共鳴モードは，次式で与えられる[24].

$$\lambda_r(n_x, n_y, n_z) = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{2L_z}\right)^2}} \quad (1)$$

ここで， $n_x, n_y = 0, 1, 2, 3, \dots$ ， $n_z = 0, 1, 3, 5, \dots$ であり， L_x, L_y はキャビティ開口径， L_z はキャビティ深さである．本研究では， $L_x = L_y = L_z = 1.8 \mu\text{m}$ ，ピッチ $2.0 \mu\text{m}$ ($\lambda_r = 3.2 \mu\text{m}$)，および $L_x = L_y = L_z = 0.7 \mu\text{m}$ ，ピッチ $1.0 \mu\text{m}$ ($\lambda_r = 1.25 \mu\text{m}$)のキャビティを試作した．

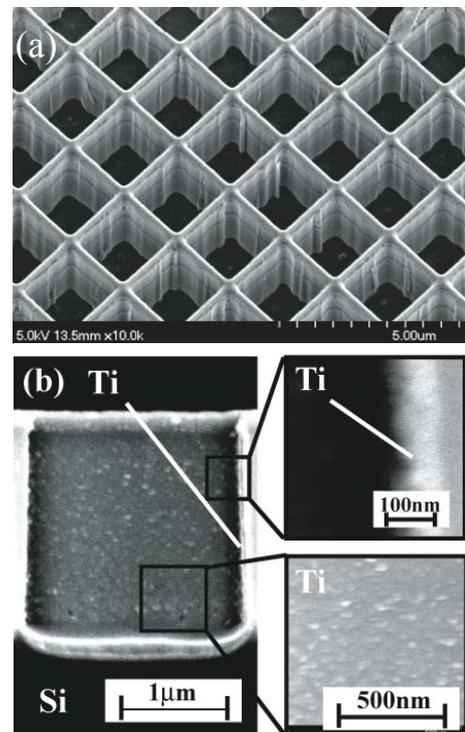


図4 試作マイクロキャビティ[28]

キャビティは，まず，Si 基板上に高速電子描画装置 (ADVANTEST 製，F5112+VD01) を用いてレジストパターンを形成し， SF_6 プラズマを用いてエッチング加工することで形成した．キャビティ側壁面を平滑に保つために，Non-Bosch プロセスを用いた．また，キャビティ壁面に平滑な金属被膜を形成させるために，真空アーク蒸着により Ti を斜め蒸着した．最後に赤外光の透過を防ぐために，Si 基板背面に Pt 膜を蒸着した．図 4 に試作したマイクロキャビティの SEM 画像を示す．

輻射率スペクトルの計測装置を図 5 に示す．金属被膜の酸化と熱損失を防ぐために，サンプルを真空チャンバ内に設置し，背面から赤外線ランプを用いて加熱した．サンプルの温度は放射温度計により計測した．サンプルからの輻射光は 2 枚の凹面鏡を用いて分光器に導き，参照サンプルとの単色輻射エネルギーの比からサンプルの輻射率スペクトルを求めた．

シリコンは近赤外光を透過するため，共鳴を起こすには金属皮膜は十分な厚さを持つ必要がある．波長 $2\ \mu\text{m}$ ， $4\ \mu\text{m}$ に対して求めた皮膜厚さは， $30\ \text{nm}$ ， $45\ \text{nm}$ である．図 6 に， $L_x=L_y=L_z=1.8\ \mu\text{m}$ であるサンプルの， 800°C における輻射スペクトルを示す．まず，輻射率のピークが，式(1)の共鳴電磁波モードから計算される $3.2\ \mu\text{m}$ と一致しており，顕著な共鳴効果が得られていることが判る．また，Ti 皮膜厚さ $50\ \text{nm}$ のサンプルの輻射率スペクトルは，皮膜厚さ $100\ \text{nm}$ の場合に比べ $2\ \mu\text{m}$ 付近で値が小さいが，全体的な差は小さく， $50\ \text{nm}$ 厚の Ti 皮膜を用いても選択的輻射が実現できることが判った．

図 7 に， $L_x=L_y=0.7\ \mu\text{m}$ のキャビティのAspect 比を変化させた場合の，輻射スペクトル分布を示す．Aspect 比 1 のサンプルでは，共鳴モードが設計値 $1.25\ \mu\text{m}$ よりも長波長側にずれているものの， $3\ \mu\text{m}$ 以上の長波長では，平滑面と同程度の輻射率になっており，相対的に短波長側の輻射エネルギーが増大していることが判る．Ge 光電素子に対する理想変換効率を，バンドギャップ波長 $1.94\ \mu\text{m}$ より短い領域の輻射エネルギーの割合と定義すると， 900°C において，黒体の 6.1% に対し， 25.5% に改善される．また，Aspect 比を変化させた場合，Aspect 比 0.5 では短波長側に，Aspect 比 2 では長波長側にピーク位置が

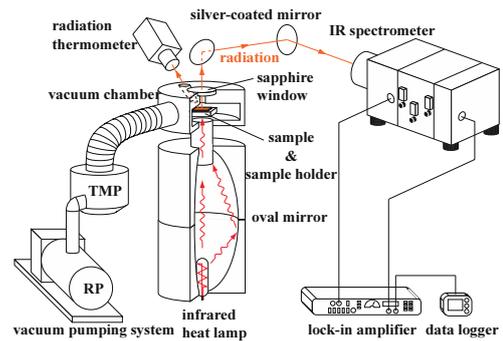


図 5 輻射率スペクトル計測装置

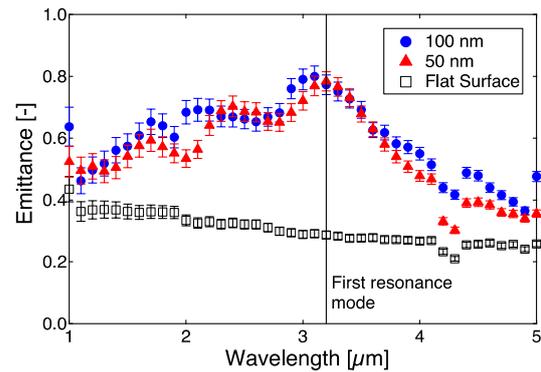


図 6 Ti 皮膜厚さの影響 ($L_x=L_y=L_z=1.8\ \mu\text{m}$ ， 800°C)

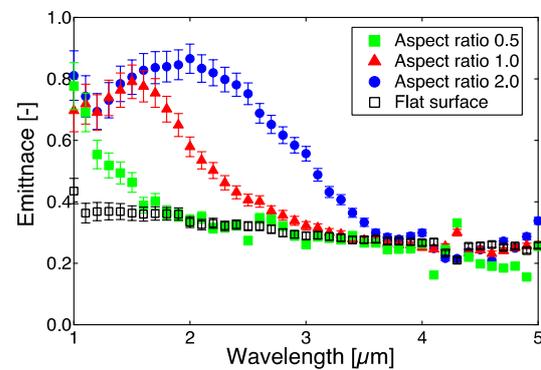


図 7 Aspect 比の影響 ($L_x=L_y=0.7\ \mu\text{m}$ ， 800°C)

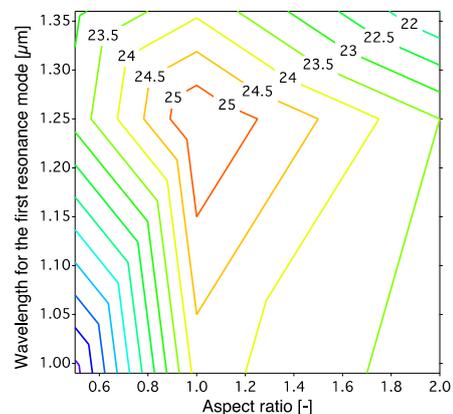


図 8 理想変換効率の等値線

移動するが，Maruyamaら[24]の結果とは異なり，輻射率のピーク値にはあまり変化がないことが示される。

図8に，設計ピーク波長，アスペクト比を変化させた場合の輻射スペクトルデータから算出した，Ge光電素子に対する理想変換効率の等値線を示す．共鳴モード相当波長 $1.25\ \mu\text{m}$ ，アスペクト比1の場合が最も高くなることが判る。

なお，ここではTiを金属皮膜として用いたが，Niはより平滑面の輻射率が低く，選択的輻射体の金属皮膜として適している．ただ，NiはSi基板と反応してシリサイドを形成し，高温では安定でないため，Niの使用時には適切な中間層を用いる必要があることを付記する。

4. 発電実験

発電実験では，輻射率測定実験の真空チャンバ内に，図8に示すGe光電素子（Fraunhofer ISE製，面積 $160\ \text{mm}^2$ ）[30]と選択的輻射体（ $L_x = L_y = L_z = 0.7\ \mu\text{m}$ ，設計ピーク波長 $1.25\ \mu\text{m}$ ，面積 $700\ \text{mm}^2$ ）を間隔 $2\ \text{mm}$ に保って設置した．選択的輻射体は背面から赤外線ランプを照射して 915°C に加熱し，Ge光電素子は背面から冷却水により冷却して 29.7°C に保った．また，光電素子の発電特性を得るために，電子負荷装置を用いてI-V曲線を測定した．

図9に発電実験の結果を示す．輻射体温度 915°C において，出力密度 $111\ \text{mW}/\text{cm}^2$ ，変換効率 $\eta_{\text{exp}} = 3.36\%$ であった．これはFergusonら[31]により提案されている等価回路モデル（図10）による変換効率の予測値 $\eta_{\text{th}} = 3.49\%$ と良く一致しており，等価回路モデルが妥当なモデルであることが示された[28]．また，逆飽和電流を実験データとフィッティングさせると，図9中に示すように，モデル計算によるI-V曲線は，実験データとおおよそ一致することがわかる．

以上より，等価回路モデルを用いることで，熱光発電システムの変換効率が予測可能となった．変換効率は，黒体で 1.7% であるのに対し，マイクロキャビティで 3.4% となり，マイクロキャビティを用いることによって，2倍近く改善できる．Yangら[32]は，GaSbセルと9層の誘電体フィルタを用いて， 1325K で 3.7% の効率を得ている．本研究では，選択的輻射体を用いて，より低い温

度でも同程度の変換効率を得られている．

輻射体の温度を 1200°C とすると，短波長側の輻射エネルギーが増大するため，変換効率は黒体で 5.5% ，マイクロキャビティで 7.4% となる．

本研究では，入手可能な低バンドギャップ光電セルであるGeセルを用いたため，変換効率があ

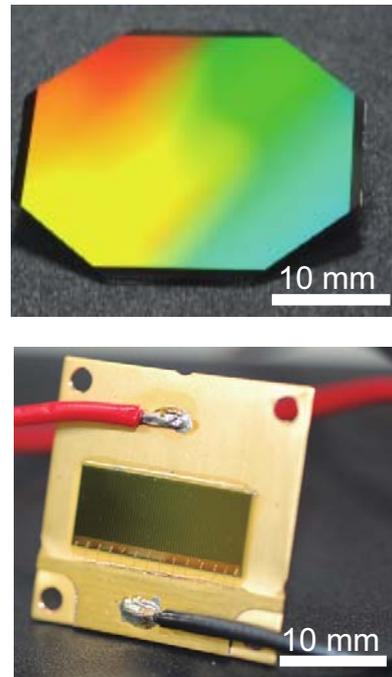


図8 選択的輻射体とGe光電素子

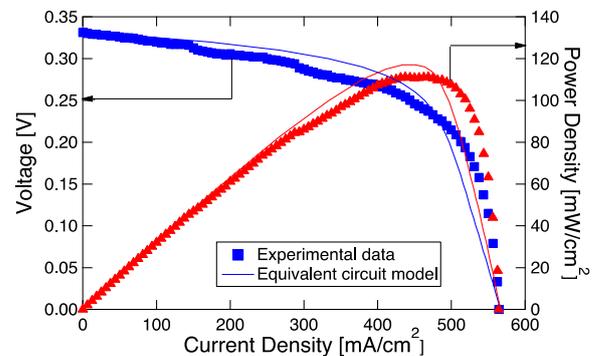


図9 発電実験結果

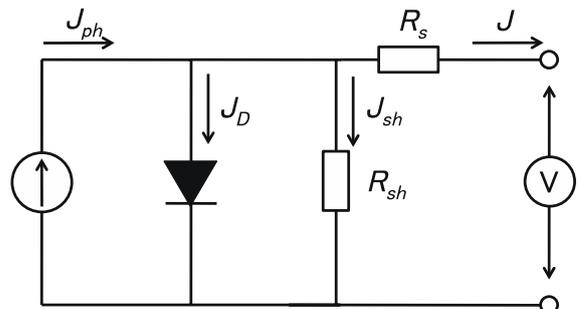


図10 等価回路モデル

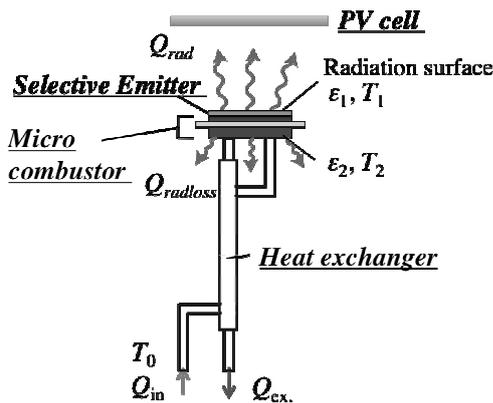


図 11 燃焼器の熱バランス

まり高くないが，輻射エネルギーに合わせて光電セルを設計することにより，より高い変換効率が期待できる。

5. 総合効率の概算

本章では，マイクロ熱光発電システムの総合効率の見積りを行う。図 11 のような系で発電を行った場合，燃焼器，光電セルが真空チャンバ内であることを考慮して，熱伝導ロスがないと仮定する。熱ロスとしては，排気の熱ロス Q_{ex} ，燃焼器裏側への輻射による熱ロス $Q_{radloss}$ を考える必要があり，通常，燃料の化学エネルギーから熱エネルギーへの変換がほぼ 100% 可能であることを考えると，投入燃料に対する輻射エネルギーへの変換効率は， $\eta_{rad} = (Q_{in} - Q_{ex} - Q_{radloss}) / Q_{in}$ と書ける。

まず，排気の熱ロスであるが，Kamijo et al [9] は，マイクロ触媒燃焼器に同軸管型の熱交換器を取り付け，温度効率 0.78 を得ており，排気ロスは比較的小さく抑えることが可能である。

一方，裏側への輻射による熱ロスについては，多層反射膜等を用いて非輻射面の等価的な輻射率 ϵ_2 を 0.14 まで低減することが可能であると仮定する。また，裏側の壁面温度は輻射面よりも燃焼空間から遠いため，実験結果を基に，輻射面から 80°C 温度が低いと仮定する。さらに，選択的輻射体において，金属皮膜を Ni とすることにより，短波長側では 1 に近い輻射率が得られるが，長波長側の輻射率を低下させることによって等価的輻射率 ϵ_1 を 0.2 程度に低減できると仮定する。上記のような仮定のもと，見積を行うと，約 25W の投入燃料で輻射面温度 900°C を実現可能であり， η_{rad} は約 60% と試算される。

従って，著者らが試作した燃焼器と選択的輻射体，Ge 光電セルを用いて熱光発電システムを構築した場合，総合変換効率は輻射面温度 900°C において 2% と試算される。上述のように，実験に用いた Ge セルの効率が低いため，総合効率も低いですが，それでも，燃料の持つエネルギー密度が LIB の 2 桁程度大きいことを考慮すると，LIB とそれほど変わらないエネルギー密度となると予想される。従って，輻射への変換効率の向上，高効率の光電セルの使用によって，マイクロ熱光発電システムの総合効率が向上できれば，補機がいらず発電密度の大きな特長を活かして，超小型電源の有力な候補となると考えられる

6. まとめ

マイクロ熱光発電システムの効率評価を目的とし，金属被膜シリコンマイクロキャビティを試作し，輻射率スペクトルの計測，Ge 光電素子を用いた発電実験を行った。その結果，Ti 被膜マイクロキャビティにおいて，輻射率ピークが共鳴モードと一致し，実験の範囲ではアスペクト比 1 で最大の理論変換効率が得られることを示した。

また，発電実験の結果から，等価回路モデルと一致する出力が得られ，これにより発電システムの変換効率を予測可能であることが示された。そして，Ti 被膜の場合，輻射体温度が 1200 °C のとき，黒体輻射のほぼ約 1.4 倍となる 7.4% の変換効率が得られることが明らかになった。

総合効率の概算値は 2% 程度であり，現状では低い値に留まっているが，効率向上も十分可能であり，超小型電源として有望と考えられる。

本研究にあたっては，東京大学笠木伸英教授，元大学院生上條隆史氏，切替大善氏の協力を得た。また，本研究の一部は，科学技術振興機構・戦略的国際科学技術協力推進事業の援助を受けた。記して感謝の意を表す。

文献

- [1] <http://www.powermems.org> (PowerMEMS 国際ワークショップ, Int. Workshop Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications)
- [2] Epstein, A. H., Millimeter-scale,

- micro-electro-mechanical systems gas turbine engines, *Trans. ASME: J. Eng. Gas Turbines Power*, **126**(2004) 205.
- [3] Fernandez-Pello, C., Micropower generation using combustion: issues and approaches, *Proc. Comb. Inst.*, **29**(2002) 883.
- [4] Kamarudin, S. K., Daud, W. R. W., Ho, S. L., and Hasran, U. A., Overview on the challenges and developments of micro-direct methanol fuel cells (DMFC), *J. Power Sources*, **163**(2007) 743.
- [5] Tanaka, S., Chang, K. S., Mina, K. B., Satoh, D., Yoshida, K., and Esashi, M., MEMS-based components of a miniature fuel cell/fuel reformer system, *Chem. Eng. J.*, **101**(2004) 143.
- [6] Fan, Y., Suzuki, Y., and Kasagi, N., Development of large-entrainment-ratio supersonic ejector for micro butane combustor, *J. Micromech. Microeng.*, **16**(2006) S211.
- [7] Suzuki, Y., Saito, J., and Kasagi, N., Development of micro catalytic combustor with Pt/Al₂O₃ thin films, *JSME Int. J., Ser. B*, **47**(2004) 522.
- [8] Okamasa, T., Lee, G.-G., Suzuki, Y., Kasagi, N., and Matsuda, S., Micro catalytic combustor using high-precision ceramic tape casting, *J. Micromech. Microeng.*, **16**(2006) S198.
- [9] Kamijo, T., Suzuki, Y., Kasagi, N., and Okamasa, T., High-temperature micro catalytic combustor with Pd/nano-porous alumina, *Proc. Combust. Inst.*, **32** (2009) 3019.
- [10] 鈴木, マイクロ熱光発電システムの開発に向けて, *伝熱*, **47** (2008) 26.
- [11] Arana, L. R., Schaevitz, S. B., Franz, A. J., Schmidt, M. A., and Jensen, K. F., A microfabricated suspended-tube chemical reactor for thermally efficient fuel processing,” *J. Microelectromech. Syst.*, **12** (2003) 600.
- [12] Ahn, J., Eastwood, C., Sitzki, L., and Ronney, P. D., Gas-phase and catalytic combustion in heatrecirculatingburners, *Proc. Comb. Inst.*, **30** (2005) 2463.
- [13] Kim, N. I., Kato, S., Kataoka, T., Yokomori, T., Maruyama, S., Fujimori, T., and Maruta, K., Flame stabilization and emission of small Swiss-roll combustors as heaters, *Combust. Flame*, **141** (2005) 229.
- [14] Miesse, C. M., Masel, R. I., Jensen, C. D., Shannon, M. A., and Short, M., Submillimeter-scale combustion, *AIChE J.*, **50**(2004) 3206.
- [15] Maruta, K., Kataoka, T., Kim, N. I., Minaev, S., and Fursenko, R., Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient, *Proc. Comb. Inst.*, **30** (2005) 2429.
- [16] Fan, Y., Suzuki, Y., and Kasagi, N., Experimental study of microscale premixed flame in quartz channels, *Proc. Comb. Inst.*, **32** (2009) 3083.
- [17] Fan, Y., Suzuki, Y., and Kasagi, N., Quenching mechanism study of oscillating flame in micro channels using phase-locked OH-PLIF, *Proc. Comb. Inst.*, **33** (2011), in press.
- [18] Coutts, T. J., A review of progress in thermophotovoltaic generation of electricity, *Renew. Sust. Energ. Rev.*, **3** (1999) 77.
- [19] Basu S., Chen, Y. B., and Zhang, Z. M., Microscale radiation in thermophotovoltaic devices – A review, *Int. J. Energy Research*, **6-7** (2007) 689.
- [20] 例えば, Torsello, G., The origin of highly efficient selective emission in rare-earth oxides for thermophotovoltaic applications, *Nature Materials* **3** 632.
- [21] Lin, S. Y., Moreno, J., and Fleming, J. G., Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation, *Appl. Phys. Lett.*, **83**(2003) 380.
- [22] Seager, C. H., Sinclair, M. B., and Fleming, J. G., Accurate measurements of thermal radiation from a tungsten photonic lattice, *Appl. Phys. Lett.*, **86** (2005) 244105.
- [23] Nagpal, P., Han, S. E., Stein, A., and Norris, D. J., Efficient low-temperature thermophotovoltaic emitters from metallic photonic crystals, *Nano Lett.*, **3** (2008) 3238.
- [24] Maruyama, S., Kashiwa, T., Yugami, H., and Esashi, M., Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities, *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 1393.

- [25] Sai, H., Kanamori, Y., and Yugami, H., High-temperature resistive surface grating for spectral control of thermal radiation, *Appl. Phys. Lett.*, **82**(2003) 1685.
- [26] Hanamura, K., and Kameya, Y., Spectral control of thermal radiation using rectangular micro-cavities on emitter-surface for thermophotovoltaic generation of electricity, *J. Therm. Sci. Tech.*, **3** (2008) 33.
- [27] Takagi, D., Suzuki, Y., and Kasagi, N., Pyrolyzed parylene structure as selective emitter for high-efficiency thermophotovoltaic, 20th IEEE Int. Conf. Micro Electro Mechanical Systems (MEMS 2007), Kobe, (2007) 883.
- [28] Kirikae, D., Suzuki, Y., and Kasagi, N., Silicon microcavity selective emitter with smooth surface for thermophotovoltaic, *J. Micromech. Microeng.*, **20** (2010) 104006.
- [29] Kirillova, M. M., and Charikov, B. A., Study of the optical properties of transition metals, *Opt. Spectrosc.*, **17**(1964) 134.
- [30] Fernández, J., Dimroth, F., Oliva, E., Hermle, M., and Bett, A. W., Back-surface optimization of germanium TPV cells, *Proc. 7th Conf. Thermophotovoltaic Generation of Electricity*, (1997) 190.
- [31] Ferguson, L. G., and Fraas, L. M., Theoretical study of GaSb PV cell efficiency as a function of temperature, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **39**(1995) 11.
- [32] Yang, W., Chou, S. K., Shu, C., Xue, H., and Li, H., Design, fabrication and testing of a prototype micro thermophotovoltaic system, *J. Microelectromech. Syst.*, **13**(2004) 851.
-

生物発光・蛍光と生体イメージング

Bioluminescence/Fluorescence and Biological Imaging

山田 幸生，大川 晋平，正本 和人（電気通信大学）

Yukio YAMADA, Shinpei OKAWA, Kazuto MASAMOTO (University of Electro-Communications)

e-mail: yamada@mce.uec.ac.jp

1. はじめに

卒業式の歌で耳にすることはあっても，現実にホタルの光を見る機会は少なくなったが，ホタルの光はもっとも馴染み深い美しい生物発光現象である．発光する生物はバクテリアから魚類まで存在し，個体間のコミュニケーションや生体防御などに利用されている．なぜ生物が光り始めたのかについては，過剰な酸素による毒性を安全な光に変換して取り除くのが起源だったとの説があるが，そのような生物発光の起源や進化に関する話題はさておき，本稿では，生物発光・蛍光の概要と，それを応用し，現在の生物学を含む広い分野で必須となっている生体イメージングについて，筆者の浅学菲才を省みずに記述したい．記述の誤解や間違いに気が付かれたら是非お知らせいただきたい．

2. 生物発光・蛍光ものがたり

生物発光・蛍光に関する研究の歴史やエピソードについては，ピエリボンとグルーバーの著書^[1]に詳述されている．以下にその要約を記す．

2.1 生物発光・蛍光の発見と初期の科学

生物発光に関する最も初期の記述は，2500年前のアリストテレスにまで遡る．アリストテレスは熱い物体から放射される光（白熱）と，熱を伴わずに生じる光（発光）とを正しく区別していた．1世紀には大プリニウスがオキクラゲ，ニオガイ（食用二枚貝）の発光について記述し，ニオガイは食べられてからも光り続け，食べている人の口の中や手の中で発光液の量に比例して光ることを記録している．その後は，1672年にボイル（ロンドン王立協会）が発光キノコの発光は空気がないと消え，空気を戻すと再び光り出すことを報告した．デュボア（リヨン大学）は1887年に，ホタルコメツキの発光を研究して，生物発光には二種類の化学物質（反応物質と触媒）が必要なことを発見し

た．デュボアは，光を支えるものという意味のラテン語ルシファー（Lucifer）にちなみ，生化学物質の命名法の標準規則に従って，触媒（酵素）を「ルシフェラーゼ」，反応物質（基質）を「ルシフェリン」と名付けた．これが生物発光に関する本格的な科学の始まりと考えられる．

2.2 生物発光と軍事行動

海洋で最も目立つ発光生物は渦鞭毛藻で，最大のもは直径約1mmのヤコウチュウであり，青白く発光する．ヤコウチュウは夜に航行する船の航跡や，夜の浜辺に打ち寄せる波を光らせ，時には軍事行動にとって問題を引き起こす．第一次世界大戦では，英国の軍艦が水面下に光るドイツの潜水艦U-34を撃沈した．第二次大戦では，戦闘機のパイロットは，夜間に光る航跡により船の位置を突き止めた．ウミホタルは乾燥して長年保存しておいても，水を加えると光り輝く．日本兵はジャングルを闇夜に行軍する際に，乾燥ウミホタルをすぐ前の兵士の背中に付けて目印とし，また，地図を読むための照明として使った．第二次大戦ごろには，各国で軍事利用の観点から生物発光の研究が行われていたようである．なお，乾燥ウミホタルは科学実験キットとして容易に入手可能である．

2.3 生物発光・蛍光の最新科学

下村脩は，1955年にウミホタルからルシフェリンを抽出して結晶化することに世界で初めて成功した．さらに1962年にオワンクラゲから発光タンパク質イクオリンを発見し，カルシウムイオンにより活性化して青く発光することを見出した．下村脩は第二の発光タンパク質，緑色蛍光タンパク質（Green Fluorescent Protein: GFP）も同時に発見し，この業績により2008年にノーベル化学賞を受賞した．生物発光は，ルシフェリン（基質）とルシフェラーゼ（酵素）の化学反応による発光であ

るが，GFPは励起光を受けて蛍光を発する蛍光物質であり，ルシフェリンやルシフェラーゼを必要としない．下村脩と同時にノーベル賞を受賞したマーティン・チャルフィーは，1994年にGFPが遺伝子発現マーカーとして使用できることを報告した．また，もう一人の同時受賞者ロジャー・チエンは，GFPを改良し，単波長488 nmでの励起を可能とし，蛍光強度を1桁程度強くした．これらのGFPに関する一連の進展と，細胞培養および遺伝子導入技術の発展により，哺乳類の培養細胞内でGFPを発現させられるようになり，さらに現在ではほぼどんな生物内でも外来遺伝子の発現をGFPで観察可能となっている．

現在では，数多くのGFP様タンパク質が開発され，がん研究，免疫研究，ウイルス研究，神経生物学，細胞生物学，植物学，などさまざまな分野で必要不可欠な研究ツールとして用いられている．また，芸術作品として緑色の蛍光を出すウサギや，観賞用として赤色の蛍光を出す熱帯魚が作製され，議論を呼んでいる．さらに，最近では生体由来の蛍光タンパクではなく，人工的に作製された各種の量子ドット(Q-dot)が生体に導入され，可視光の短い波長から長い波長まで各種の蛍光を発することができるようになってきた．

以下では，光による生体計測には主に近赤外光が用いられる理由を述べ，次に，生物発光・蛍光を利用した生体計測の技術として，生物発光マッピング，蛍光トモグラフィおよび二光子顕微鏡を用いた脳研究の一部を紹介する．

3. 生体の光学的窓

生体組織は，図1に示すように，700 nmよりも短い可視光ではヘモグロビンによる吸収が強く，1400 nmよりも長い波長では水による吸収が強い．700 nmから1400 nmの近赤外光は，生体による吸収が弱く，光学的窓と呼ばれる．したがって，やなせたかし作詞「手のひらを太陽に」の歌詞のように，手を白色光にかざせば，可視光の赤よりも短い波長の光はほとんど手の組織に吸収され，波長が長い赤い光だけが透過するため，手は真っ赤に輝く．およそ800 nmの光がもっとも生体組織を透過しやすい．そのため，生体イメージングでは，波長800 nm付近の近赤外光を用いると，深部まで観察することができる．

GFPは緑色(波長がおよそ500 nm)の蛍光を発

するが，赤色や，近赤外光の蛍光を発する蛍光タンパク質が生体イメージングには望ましい．

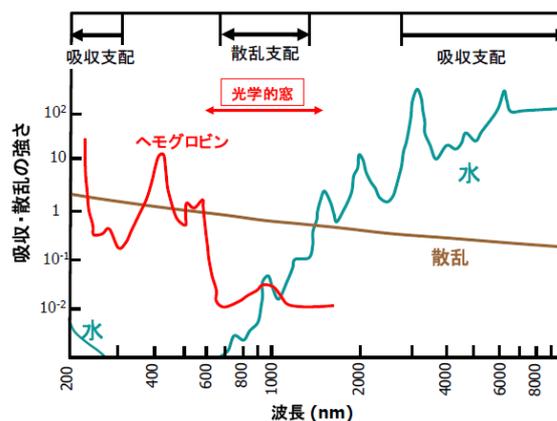


図1. 生体組織による光の吸収・散乱の強さ

4. 生物発光・蛍光のマッピングとトモグラフィ

これまでに研究された生物発光タンパク質や蛍光タンパク質の技術を用いて，生体に関する特定の生理学的あるいは病理学的情報を得ようとする研究開発が行われている．特に，新薬開発や遺伝子発現研究において，小動物を用いた実験が注目されている．従来の方法では，薬剤の効果を検証するのに，数多くのマウスに同時に薬剤を投与し，たとえば1週間ごとに一部のマウスを解剖して薬剤の効果などをモニターしている．その結果，多大な労力と小動物の犠牲，個体差によるばらつきなどの課題があった．特定の組織を発光や蛍光を出す細胞で標識すれば，薬剤の効果を同一個体で継続的な観察が可能となり，上記の課題が解決され，薬剤開発などが容易となる．このような技術は分子イメージング^[2]として急速に発展している．なお，分子イメージングとは，生きた組織における細胞レベルでの生物学的プロセスの視覚的な表示・特性記述・定量化と定義され，分子群を対象としてその分子機能・発現分子・代謝をイメージングするものである．

4.1 生物発光・蛍光マッピング

生物発光・蛍光マッピングとは，生体内から発せられ，生体表面に現れた発光や蛍光を検出し，その強度分布を生体表面に沿って2次元的に画像として表す技術である．装置は簡単なものであり，暗箱に，試料台と高感度のCCDカメラがあって，生物発光する薬剤を投与されて麻酔された小動物を試料台に載せて撮影するだけである．図2はこ

のようにして撮影された生物発光マッピング画像の一例である^[3]。ヌードマウスの気管より肺炎菌を注入し、その 42 時間後に撮影した生物発光の画像をマウスの写真に重ね合わせたものである。ただし、肺炎菌は、遺伝子的に発光バクテリアの発光基質（ルシフェリン）と発光酵素（ルシフェラーゼ）で標識してあり、体内に導入されると基質と酵素が共に体内で生成されて発光し、波長約 480 nm にピークがある。肺に蓄積した肺炎菌からの発光が画像化されている。

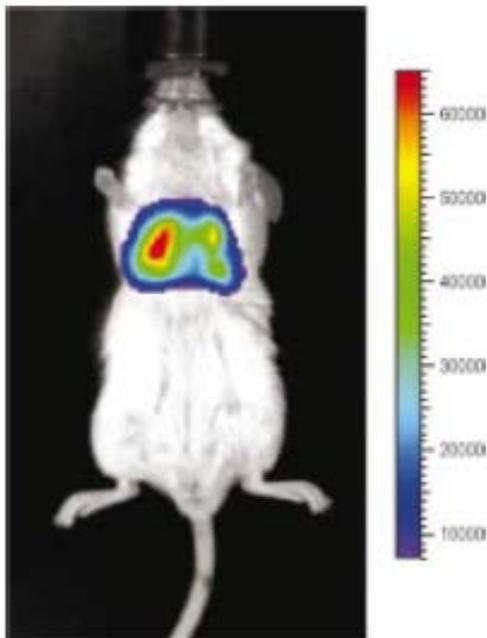


図 2. 気管から投与された肺炎菌により肺炎となったマウスの生物発光マッピング画像^[3]。

ホタルのルシフェリンをあらかじめ体内に注入しておき、そこにホタルのルシフェラーゼで標識したがん細胞を皮下に注入し、がん組織からの生物発光（ホタルの光）を観察したマッピング画像なども得られている。

生物発光ではなく、GFP などの蛍光物質で標識した細胞やタンパク質を小動物に投与し、励起光を照射すると、蛍光が発生し、それを生体表面で観察する、蛍光マッピングも可能である。

しかし、生物発光や蛍光のマッピング画像からは、発光源の深さを特定すること、発光の強さを定量的に示すことは困難である。定量性を確保するためには発光源の位置と強度を断層像として描き出すトモグラフィ技術を必要とする。

4.2 生物発光・蛍光トモグラフィ

生物発光・蛍光トモグラフィの概要が図 3 に示されている。生体表面で検出された生物発光または蛍光の強度データより、内部の生物発光・蛍光物質の濃度分布や蛍光特性分布を 3 次元的に断層画像として取得する技術である。X 線トモグラフィ（X 線 CT: X-ray Computed Tomography）の場合には X 線が生体内を直進するため、比較的簡便なアルゴリズム、いわゆる逆投影法で画像が再構成される。しかし、光は生体組織により強く散乱されるため光を用いたトモグラフィにおいては、光伝播現象を記述する基礎方程式を順問題として解き、計算結果と測定結果が一致するように光学パラメータを決定するという逆問題を解く必要がある。

蛍光トモグラフィの場合に光伝播を記述する方程式は式(1), (2)であり^[4]、それぞれ励起光、蛍光の強度に関する時間依存の光拡散方程式である。

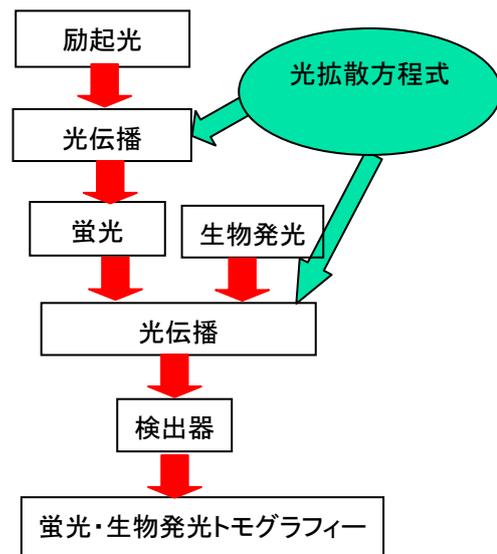
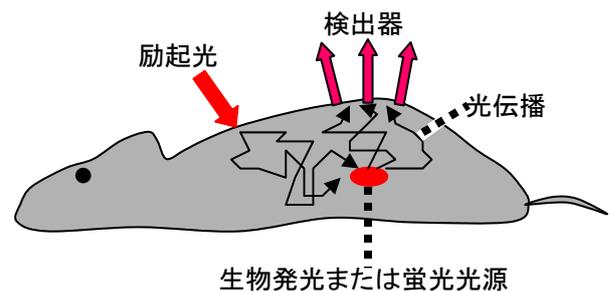


図 3. 生物発光・蛍光トモグラフィの概略

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_x}{\partial t} = \nabla \cdot (D_x \nabla \phi_x) - (\mu_{ax} + \varepsilon N) \phi_x \quad (1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi_m}{\partial t} = \nabla \cdot (D_m \nabla \phi_m) - \mu_{am} \phi_m + \frac{\gamma \varepsilon N}{\tau} \int_0^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \phi_x dt' \quad (2)$$

ここで、 ϕ は積分光強度、 c は光速、 t は時間、 $D = 1/(3\mu_s')$ 、 μ_s' 、 μ_a はそれぞれ生体組織の光拡散係数、換算散乱係数、吸収係数、 ε 、 N 、 γ 、 τ はそれぞれ蛍光物質のモル吸光係数、モル濃度、量子収率、蛍光寿命であり、添え字 x 、 m はそれぞれ励起光、蛍光を表す。 ϕ は位置 \mathbf{r} と時間 t の関数、 D 、 μ_a 、 N 、 τ は位置 \mathbf{r} の関数であるが、見易くするため省略している。式(2)の右辺第3項が蛍光を表す光源項である。なお、時間のオーダーは生体内の光速 $c = 0.23 \text{ mm/ps}$ で生体のサイズが数 cm であるため、 $\text{ps} \sim \text{ns}$ である。

基礎方程式(1), (2)において、逆問題手法により求めるべき未知数、つまり再構築すべき特性値は蛍光物質の濃度 $N(\mathbf{r})$ と蛍光寿命 $\tau(\mathbf{r})$ であり、生体組織の光学特性値 $D(\mathbf{r})$ と $\mu_a(\mathbf{r})$ 、および、蛍光物質の物性値 ε と γ は既知とする。順問題計算では、 $N(\mathbf{r})$ と $\tau(\mathbf{r})$ を仮定し、有限要素法によって式(1), (2)を解き、実験と同位置における時間分解波形の計算値を求める。時間分解波形データの実測値と計算値が一致すれば、仮定した $N(\mathbf{r})$ と $\tau(\mathbf{r})$ を解とし、一致しなければ誤差に基づき $N(\mathbf{r})$ と $\tau(\mathbf{r})$ を修正し、再び順問題計算を行う。この逆問題プロセスを計算値と実測値の差が小さくなるまで繰り返し、 $N(\mathbf{r})$ と $\tau(\mathbf{r})$ を決定する。実際には、 $D(\mathbf{r})$ や $\mu_a(\mathbf{r})$ が未知で $\tau(\mathbf{r})$ が既知などの場合もあり、条件に応じて未知数とするパラメータが異なり、それらの未知数を解く手法も研究されている。

図4に時間分解計測装置を用いた実験系^[5]の全体図を示す。照射パルス光は波長 759 nm で、パルス幅が約 100 ps 、繰り返し周波数が 5 MHz である。蛍光体カプセルを留置したマウスをマウスホルダに固定し、励起光と蛍光の時間分解計測を行った。蛍光体には、波長 780 nm および 810 nm に励起および蛍光のピークを持つ ICG (Indocyanine Green)を用い、Intralipid (脂肪乳剤) 中で $10 \mu\text{M}$ の濃度の溶液とし、それを内径 4 mm × 外径 6 mm のアクリル樹脂パイプに封入した。ホルダは、生体の散乱特性に比較的近い値を有するポリアセタ

ール樹脂を用い、マウス胴回りが隙間無く収まる中空円柱である。照射・検出は測定平面の円周上で等間隔に16点で行った。蛍光測定の際は、励起光カットフィルターを使用した。

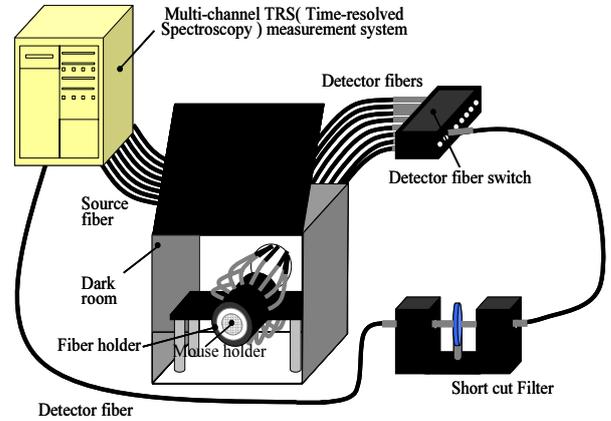


図4. マウスを用いた蛍光トモグラフィー装置の概略

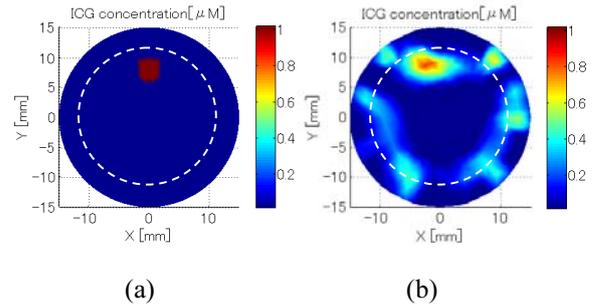


図5. マウス中の蛍光物質の濃度分布の断層画像. (a) 真の画像, (b)再構成された画像

図5に逆問題解析により再構築した蛍光物質の濃度分布を真の画像と共に示す^[5]。再構成された蛍光体の位置および濃度はほぼ真の位置および濃度に近く、マウス実験により本手法が検証された。周辺にアーチファクトが生じているが、測定法やアルゴリズムを改良することにより、質の高い画像が再構築される^[6]。また、マウスの体軸方向にスキャンすることにより3次元画像が得られ、さらにX線CTの解剖学的画像と重ね合わせることで、蛍光体の体内での位置を明確に表示することができるようになる。

5. 二光子蛍光顕微鏡による脳構造のイメージング

5.1 二光子蛍光顕微鏡の特長

例えば、遺伝子導入により GFP を作るようにし

たニューロン（神経細胞）を持つマウスの頭蓋骨の一部を取り除き，脳表を露出させ，顕微鏡下で波長がおよそ 477 nm の励起光を照射すれば，ニューロンのネットワークを観察することができる．しかし，GFP の蛍光のピーク波長は 508 nm の緑色であり，励起光はそれよりも短い波長でなければならない．図 1 に示したように，赤色よりも短い波長の光は生体組織により強く吸収される．GFP の励起光は波長が 500 nm 以下であるため深部には到達せず，深部からの蛍光は表面では観察できない．また，励起光をレンズで絞って目標深さで焦点を結ばせても途中の経路の GFP を励起してしまうため，目標深さでピンポイントに励起させることはできず，画像がぼけてしまう．さらに，励起光の波長が短いため光毒性により組織が損傷を受け，長時間の観察は難しい．二光子励起法は，波長が 2 倍（エネルギーは半分）の 2 つの光子が同時に GFP により吸収されることにより GFP を励起し，蛍光を出させる手法である．二光子が同時に吸収される確率は非常に小さいため，二光子吸収を起こさせるためには，入射光の強度を非常に強くする必要がある．Ti:Sapphire レーザを用い，波長が 700 nm～1030 nm でパルス幅が 100 fs 程度の極短パルス光をレンズにより絞ることにより希望の深さで二光子吸収を高い確率で発生させることができる．また，二光子吸収は入射光強度の 2 乗に比例して生じるため，強度が最も高い焦点のみでピンポイントに励起することが可能である．これによって，深さ方向の断層画像を得ることができるという大きな特長がある．生体の観察においては，励起波長が長いいため光毒性が弱く，長時間の観察が可能となる利点がある．二光子励起法のこのような非線形励起の特長は，生体深部の顕微鏡観察や体積画像の取得のみならず，細胞レベルでのピンポイントレーザ治療技術や微細構造物のレーザ加工技術など，近年，多くの分野で広く利用されるようになっていく．

5.2 二光子蛍光顕微鏡による小動物脳の生体イメージング

二光子蛍光顕微鏡を用い，蛍光物質として GFP ではなく，波長 655 nm 付近の蛍光を出す Q-dot を血管内に注入して，波長 900 nm の極短パルス

光励起により取得したラット大脳皮質における微小血管イメージング画像が図 6 である^[7]．

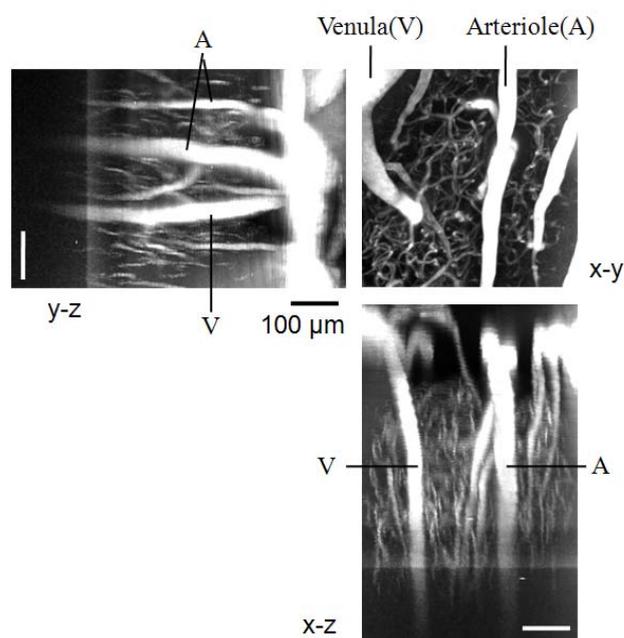


図 6. ラット大脳皮質の 3 次元血管イメージング．右上：脳表に平行な x-y 面．左上および右下：深さ方向 z を含む y-z 面および x-z 面．

生体組織による吸収が少ない赤い波長の蛍光を使うことで大脳皮質の深部約 0.8 mm までライブイメージングで画像を取得することが可能である．図 6 では，深さ方向に 5 μm のステップサイズで断層画像を取得している．深さ方向の解像度は二光子吸収が生じる焦点での光学的厚みに依存する．特に生体組織では励起光が散乱の影響を受け，光学的厚みが増加する傾向がある．これに対して，深さ方向の点像分布関数を知り，デコンボリューションする方法が有効である．

また赤い波長の蛍光色素を使用することで，例えば GFP との二重染色が可能になる．図 7 に GFP を発現させた赤血球細胞と前述の Q-dot との二重染色画像を示す．ラット大脳皮質の微小循環領域における赤血球と血しょうの不均質な流れの分布が鮮明に画像化されている．このように蛍光スペクトルに併せて適切なバンドパスフィルターや蛍光剤を用いることで，異なる細胞や血管との複合イメージングが可能となり，細胞同士の相互関係や血行動態との反応を調べるのに非常に有用な手

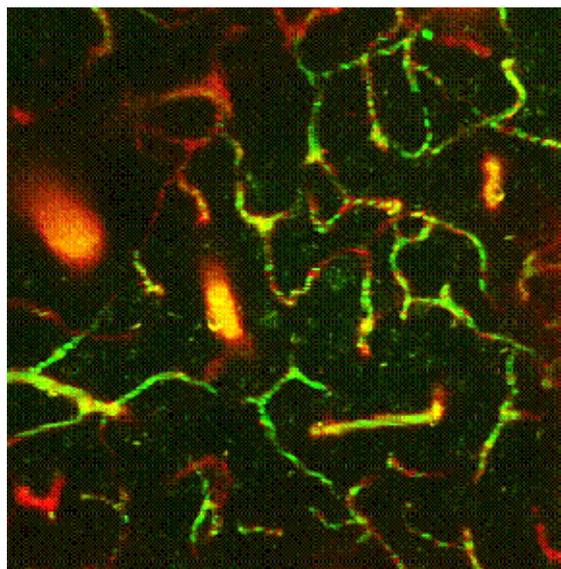


図7. GFPを発現させた赤血球細胞（緑色）と血しょう成分（赤色）との複合イメージング

法となる。二光子励起法は比較的広い波長域で吸収が生じるため、一つの二光子励起波長に対して、多数の蛍光剤を多色イメージングすることが可能である。

最後に、二光子顕微鏡による生体細胞の長期観察による慢性実験の一例を図8に示す。マウス大脳皮質における同一のアストログリア細胞を1ヶ月間に渡り観察を行った。実験の間、マウスは飼育ケージにて普通の生活を続けての実験である。このように、二光子顕微鏡は生体組織を切ることなく生きた細胞を直接観察することを可能にするため、これまでのように組織を固定して細胞を染色するという煩雑な実験手法を必要としない。こ

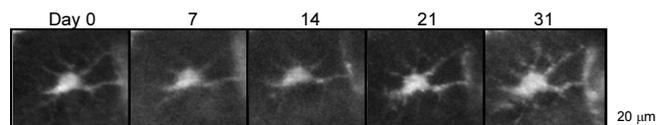


図8. 生体アストログリア細胞の長期観察

れにより、個々の細胞の挙動に着目した長期的な観察実験を行うことが可能になり、医学・生物学における基礎研究や、病態・疾患に対する臨床・創薬研究を飛躍的に向上させると期待される。

参考文献

- [1] Pieribone, V. and Gruber, D. F., *Aglow in the Dark: The Revolutionary Science of Biofluorescence*, Harvard Univ. Press (2005) (滋賀陽子訳, 光るクラゲ, 青土社(2010)).
- [2] Massoud, T. F. and Gambhir, S. S., *Genes & Develp.*, **17** (2003) 545.
- [3] Rice, B. W., Cable, M. D. and Nelson, N. B., *J. Biomed. Opt.*, **6-4** (2001) 432.
- [4] Marjono, A., Yano, A., Okawa, S., Gao, F., and Yamada, Y., *Opt. Exp.*, **16-19** (2008) 15268.
- [5] 三井陽平ほか, 日本機械学会第23回バイオエンジニアリング講演会, 熊本, (2011)
- [6] Yamamoto, H., Okawa, S., and Yamada, Y., 日本生体医工学会 48th. *Trans. Jap. Soc. Med. Biol. Eng.*, FC-34-3 (2010).
- [7] 吉原光一ほか, 日本機械学会[No. 09-55]第22回バイオエンジニアリング講演会, 岡山, (2010) 367.

ふく射の放射は“表面”から？

Where is Radiation Emitted from?

花村 克悟，平島 大輔（東京工業大学）

Katsunori HANAMURA, Daisuke HIRASHIMA (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: hanamura@mech.titech.ac.jp

1. はじめに

ふく射は，ガラスやセラミックスなど透過性の媒体でない限り，例えば金属のような場合，表面から放射されるので，内部の温度分布を考慮する必要がない．一般には，きわめて良い近似でこの概念が適用できる．このとき，表面とは屈折率の異なる媒体間の界面のことである．ふく射の専門書によっては，少々詳しく，「金属の場合，表面から1波長分程度の深さによって，ふく射の吸収や放射が支配される[1]」との記述が見受けられる．

一般に金属の屈折率は，複素数で表現され，例えばニッケル金属においては， $4.8-i7.9$ （波長 $1.5\mu\text{m}$ ）といった具合である．実数部は光の屈折率を表し，虚数部は，光の減衰を表す．つまり，金属の内部においても，わずかな距離によってすぐに減衰するものの，伝ばすることを意味している．これが，上述の“1波長分程度の深さ”の表現につながっている．

実は，この1波長程度の内部から表面（界面）に達するふく射の挙動が，従来のプランクの法則とは異なる熱輸送やエネルギー変換過程に大きく関わってくる．ここでは，その一端を紹介する．

2. 近接場光（エバネッセント波）効果の発現

2.1 プランクの法則を超えるエネルギー輸送

図1に示すように，真空容器（圧力1Pa程度）の中に，1000Kに加熱されたタングステン表面（面積 $2\text{mm}\times 8\text{mm}$ ，表面粗さ約2nm）と，室温に保たれたGaSb光電池を向かい合わせて設置し，熱エネルギーからふく射（赤外線）を介して電気への変換を試みた[2,3]．このGaSb電池は，波長 $1.8\mu\text{m}$ 以下の赤外線を電気に変換できる[4]．そのとき得られた短絡電流 J_{sc} を，横軸を2つの表面間距離（隙間）として図2に示す．よく知られているように，向い合う表面の面積が $2\text{mm}\times 8\text{mm}$ に対して，図2横軸に示すように隙間が $10\mu\text{m}$ 以下においては，

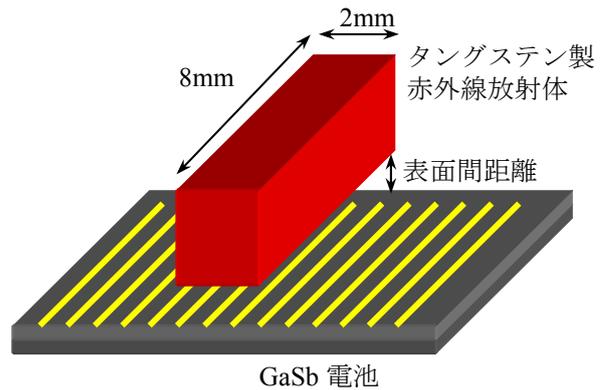


図1 近接場光（エバネッセント波）を用いた発電システムの概略

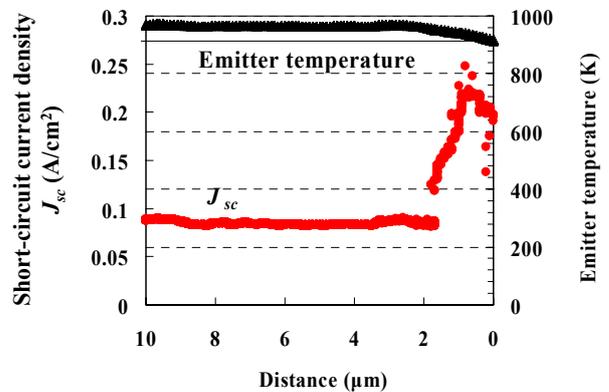


図2 近接場効果による発電密度の増大

2面間の形態係数は1に近く，電池出力である短絡電流の値も変化しない．ところが， $2\mu\text{m}$ より隙間が狭くなるとその値は，隙間が狭くなるにつれ急激に上昇し，隙間が $2\mu\text{m}$ 以上のときの値に比べて3倍以上となっている．この上昇は，従来のプランクの法則から説明することは困難であり，後に説明するエバネッセント効果によるものと考えられる．

2.2 染み出し光の検出

同じく，真空容器内において，1120K まで加熱されたニッケル表面に，金コーティングされたシリカ製の光ファイバーを，ピエゾ素子アクチュエーターを用いて，図3のように近づけた[5]．その光ファイバー先端の開口直径は300nmである．また，ファイバーに導かれた光は，光電子増倍管（フォトマル）を用いてその強度が測定される．表面とファイバー先端の距離など詳しい解析はできていない（横軸はプローブを近づけているときの測定経過時間であり，物理的な意味はない）が，図4に示すように，光ファイバー先端がニッケル表面に近づくにつれ信号強度が増大し，その上昇の程度は実に20倍近くにも達している．このことから従来のプランクの法則では説明できない結果が得られていることがわかる．

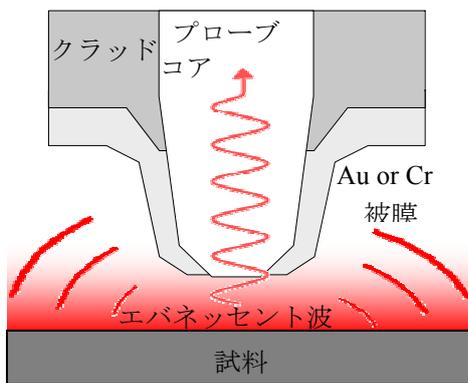


図3 検出用光ファイバープローブ

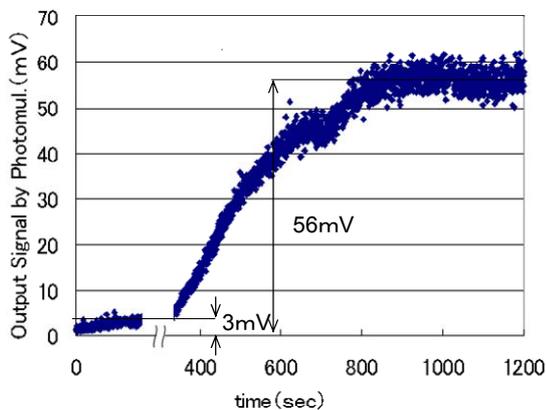


図4 光ファイバーによる近赤外近接場光の検出

3. 放射体内部から表面に達するふく射の挙動

3.1 数値シミュレーションの1例

理想的な平滑面を有する SiC 内部に1個の球状等方性放射源を仮定し，SiC 内部と真空中の電場磁場と伝ばする電磁波を，マクスウェル方程式を使って解析した例を図5に示す[6]．ここで，金属ではなく SiC を対象としたのは，内部での光の減衰が小さく，波の伝ばを捉えやすいためである．その屈折率は $0.4-i2.5$ (波長 $11.4\mu\text{m}$) である．詳細は割愛するが，真空中に球面状に放射される伝ば光に加えて，SiC 内部をその表面に沿って伝ばする波が観察される．通常，ふく射の計算は，計算量を軽減するために入射ふく射として平行光を仮定し，その反射特性からキルヒホッフの法則を利用して放射の特性を明らかにする．しかし，この手法では近接場成分の挙動を直接解析することができない．したがって，ここでは，放射源を仮定し，放射光そのものの解析を進めている．

次に図6に示すような，浅い微小溝（ピッチは電磁波の半波長 $p=\lambda/2$ ，深さ $h=\lambda/40$ ，溝の幅 w

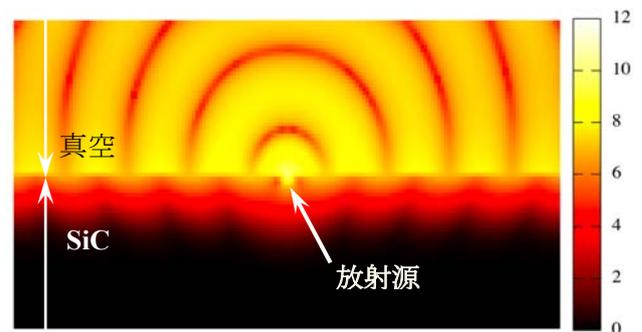


図5 単一等方性球状放射源を用いた SiC 表面近傍の電磁場数値シミュレーション (波長 $11.4\mu\text{m}$)

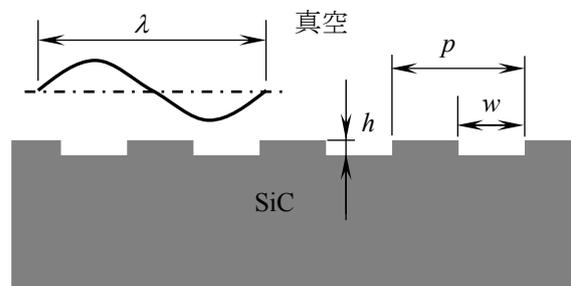


図6 浅い微小溝を有する SiC 放射体

0.5d) を施した SiC 表面と平滑面における指向性放射率 (波長 11.4 μm) の比較を，その放射角を横軸として図 7 に示す[6]．平滑面の放射率は，SiC の複素屈折率の n と κ から得られるものとほぼ等しい．これに対して，浅い微小溝を有する表面は，ある放射角においてそれよりも高い値を示している．これは次のように解釈できる．SiC 内部から，臨界角に近い角度をもって表面に達した光は，図 5 に示したように，表面近傍を伝ばする．その波数 K が真空中の伝ば光の波数 K_0 の余弦成分 $K_0 \sin \theta$ に等しく ($K=K_0 \sin \theta$) なる角度 θ 方向に放射率が高くなっている．つまり，平滑面では真空中に伝ばできなかった表面近傍の電磁波がこの溝構造に生ずる局所電界強度の周期と重なることで真空中に放り出されることによると考えられる．一方，金属では，表面近傍を伝ばする距離が短く，このような放射が生じにくい．このように，“ふく射の放射”は決して表面そのものの現象ではなく，その内部の伝ば光にも強く依存していることが理解できる．

3.2 平行金属平板間の近接場効果

2 つの金属製の無限平板を真空中において平行に設置する．一方の温度を $T_1=1000\text{K}$ にもう一方を $T_2=300\text{K}$ に維持し，高温平板から低温平板へのエネルギー輸送を考える[7]．このとき，図 8 に示すように，放射体内部から表面に達する電磁波は，P 偏光 (電場方向が表面に垂直)，S 偏光 (電場方向が表面に平行) に分類される．例えば P 偏光においては，臨界角以下の角度で表面に達した電磁波は，一部反射され，一部は真空中へ放射される．一方，臨界角以上の電磁波は，表面で全て反射され，真空中に伝ばすることはないが，表面に電気双極子 (正電荷と負電荷がある距離において周期的に交代するもの) を生じ，それによる静電場と誘導電場を真空中に形成する．これがエバネッセント波と称されるものであり，その電界強度は，表面から指数関数的に減衰するものの，表面近傍 (表面から 10nm) においては，伝ば成分の 600 倍以上にも達するとの報告がある[8]．この平行平板間のエネルギー輸送 (ふく射熱流束) を伝ば成分 q_{prop}^{η} とエバネッセント成分 q_{evan}^{η} に分けて付録 A に記載する．右肩の η は P 偏光 ($\eta=P$) と S 偏光 ($\eta=S$) を表現している．

図 9(a)(b)には，タンゲステンの無限平板が 10nm

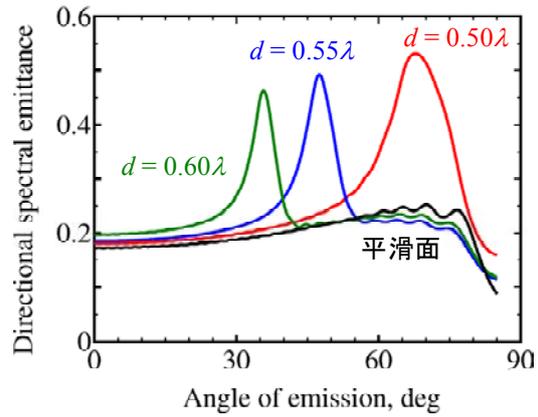


図 7 浅い微小溝を有する SiC 放射体による指向性放射率

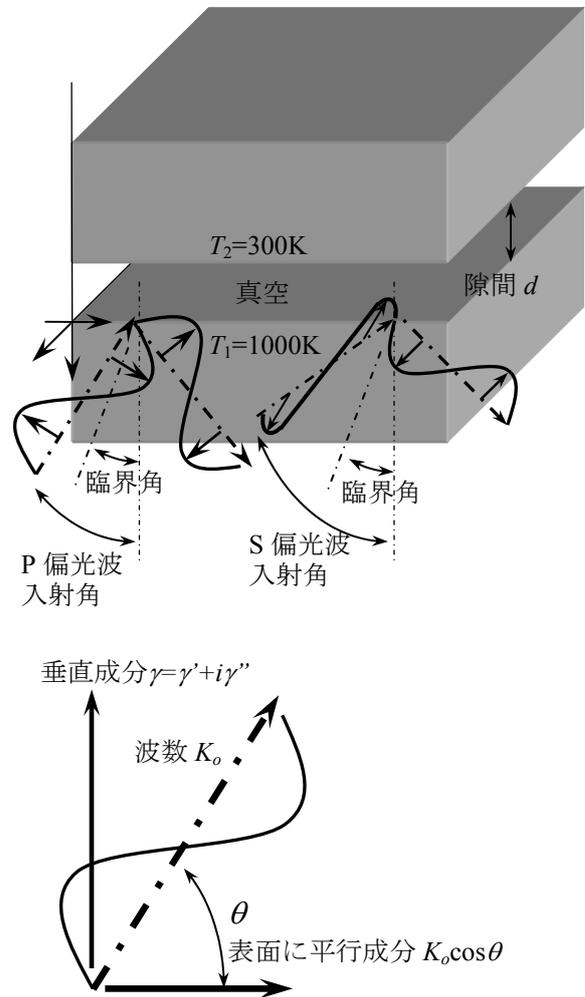


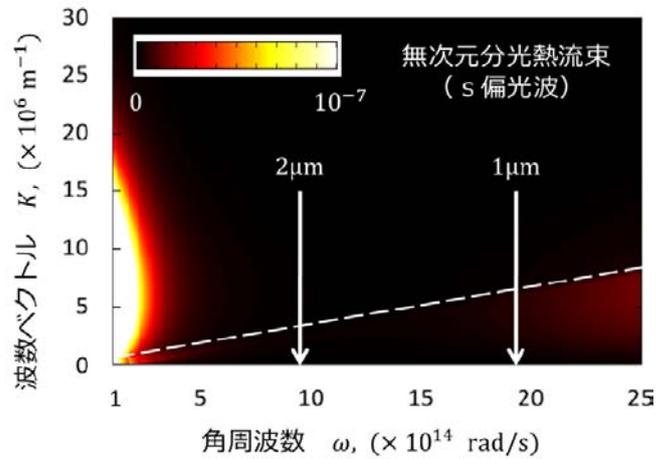
図 8 放射体内部から表面に達する P 偏光波と S 偏光波 (波数ベクトルの平行成分と垂直成分)

の真空隙間を隔てて平行に設置されている場合のふく射輸送を，横軸に内部から表面に達する電磁波の角周波数 ω (対応する波長 $1\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$ も同時に示す)，縦軸には，その電磁波の波数ベクトル K_0 の表面に沿う方向成分 K ($=K_0\cos\theta$) として示す (図 8 参照) [7]。一方，その垂直成分は複素数 ($\gamma=K_0\sin\theta$, $\gamma=\gamma'+i\gamma''$) となり，表面に達する電磁波の入射角が臨界角以下の場合には実数，それ以下では K が K_0 を上回るので虚数となる。つまり， K が増大することは，内部から表面に達する電磁波の入射角が表面に対して直角からゼロ (表面に平行) となることを意味している。図 8 において，原点を通る破線は，臨界角の条件であり，それより K が小さい領域は伝ば成分，大きい領域は，エバネッセント成分によるエネルギー輸送となる。

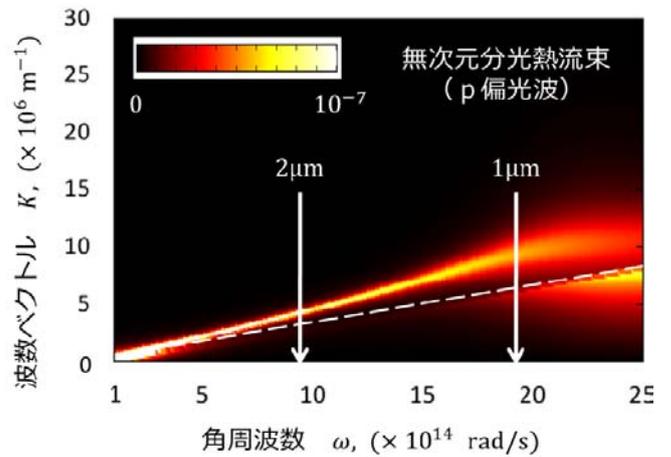
図 9(a)の S 偏光についてみると，角周波数が小さい長波長域の電磁波に関するエバネッセント光によるエネルギー輸送が支配的である。実は，図 2 において，隙間が $2\mu\text{m}$ 以下において放射体温度が一定に維持できないのは，この効果が大きくなり，温度を維持するための投入エネルギー (この場合，炭酸ガスレーザーによる加熱) が足りなかったことによる。

一方，図 9(b)の P 偏光では，例えば角周波数 $10 \times 10^{14}\text{rad/s}$ において， K を増大するにつれ，臨界角を超えたあたりにエバネッセント波による高いエネルギー輸送が可能となる領域がある。この領域は，角周波数が高くなるにつれ，その波数も大きくなる時に生じ，その範囲は狭い。

この P 偏光による高いエネルギー輸送は，図 10 のように説明できる。臨界角近傍の条件で内部から表面に到達した電磁波は表面に沿う波となる。一方，表面に近づくにつれ，電磁波の電界により電子の疎密波が表面近傍に誘起される。この疎密波によって真空中に誘起された電場が先にも述べたエバネッセント波である。このとき誘起された電界は表面と直交しており，表面近傍を伝ばする P 偏光波の電界 (これも表面に直交) と共鳴する。これがいわゆる表面波 (表面プラズモンやプラズモン-ポラリトン) と称され，比較的遠くまで伝ばする。この共鳴により表面近傍の真空中の電界強度が増大し，高いエネルギー輸送が可能となっている。



(a) S 偏光波による分光熱流束



(b) P 偏光波による分光熱流束

図 9 2 つの無限タングステン平板間の無次元ふく射熱流束 ((a)S 偏光波, (b)P 偏光波)

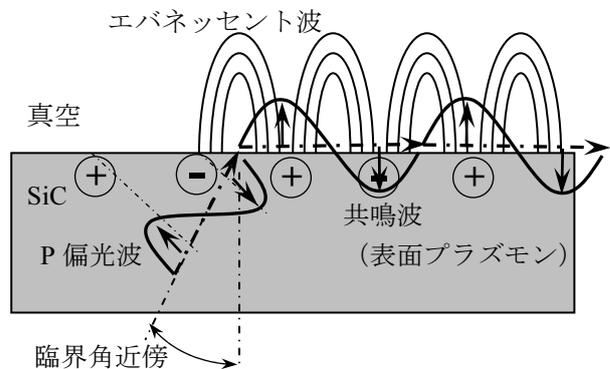


図 10 臨界角近傍入射により形成された表面に沿う P 偏光電磁波 (光子) と表面に誘起されたエバネッセント波との共鳴波

応用物理の分野では，レーザーなどを用いて，この共鳴する周波数に焦点を絞った研究が多く発表されているが，エネルギー変換においては，例えば図2に紹介したような，可視域から $1.8\mu\text{m}$ までの波長にわたる比較的広い範囲において，しかもある程度指向性が揃った，または半球等強度放射が工学的には望ましい．したがって，このエバネッセント波の長波長（低周波数）域の輸送抑制と，必要な波長域（周波数域）の表面プラズモンを効果的に光起電力電池に導くことが肝要となる．

4. 近接場光の周波数制御は可能か？

4.1 周期的マイクロキャビティからの放射

図11には，導波管の原理を利用したマイクロキャビティによる放射光の波長制御の一例を示す．これは， $0.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ の周期的キャビティをニッケル鏡面に施し， 1000K まで真空中で加熱した表面の分光放射率である．ニッケル鏡面の放射率が $0.2 \sim 0.3$ 程度（波長や表面処理条件により多少幅がある）に対して，開口幅 $0.5\mu\text{m}$ が半波長となるおよそ波長 $1\mu\text{m}$ 前後を境に，それより短い波長の放射率が高くなっている．これは，キャビティ壁が電気伝導性の高い金属表面であるため，電磁波の節となることによる．したがって，それより長い波長の電磁波は，キャビティ内に形成されず，（波長の長い光にとっては，キャビティの凹凸は見え）平滑面と同じ放射率となる．これが導波管の原理である．

また，完全導体の矩形空洞共振の理論からキャビティ内に生ずる定在波の解は付録Bに示される．これをこのキャビティに当てはめてみると，共振波長は $0.894\mu\text{m}$ と，ほぼ実験結果の最大放射率を示す波長 $0.88\mu\text{m}$ に等しくなる．

このように，導波管の原理や空洞共振の原理から，ふく射の伝ば成分については，その放射光の波長制御がある程度可能となる[9]．

4.2 近接場光の波長制御の可能性

図12には，ニッケル金属表面上記のマイクロキャビティを 3×3 の9個を配置したモデルについて，電磁場数値シミュレーション結果を示す．同時に平滑面における結果も比較のために示す．これは，表面から $0.5\mu\text{m}$ の高さの断面におけるポインティングベクトル（電場ベクトル \times 磁場ベクトル

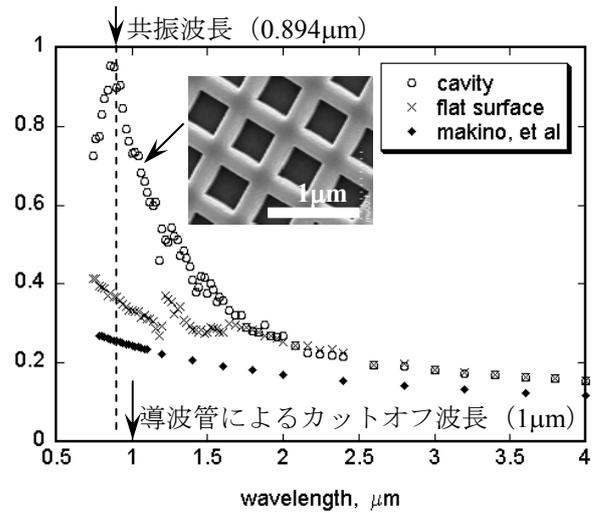
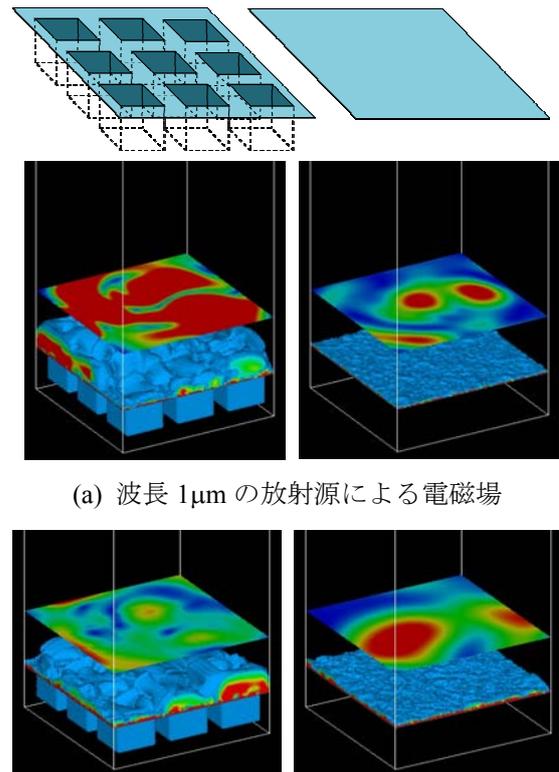


図11 ニッケル金属表面のマイクロキャビティによる伝ば成分における放射光の波長制御と矩形空洞共振



(a) 波長 $1\mu\text{m}$ の放射源による電磁場

(b) 波長 $2\mu\text{m}$ の放射源による電磁場

図12 マイクロキャビティ面と平滑面による表面近傍（表面からの高さ $0.5\mu\text{m}$ ）の電磁波エネルギー分布の比較（(a)波長 $1\mu\text{m}$ ，(b)波長 $2\mu\text{m}$ ）

ル)の大きさを示しており，いわゆるエネルギー密度分布のスナップショット(瞬時分布)である。波長 $1\mu\text{m}$ (図 12(a))の放射源を仮定したときの電磁場においては，平滑面に比べて，キャビティ上部の近接場効果が顕著と思われる領域のエネルギー密度が高いことがわかる。一方，波長 $2\mu\text{m}$ (図 12(b))の場合の電磁場においては，キャビティ上部においてもエネルギー密度は平滑面のそれと大きな差が無い。したがって，この比較を見る限り，マイクロキャビティにおいても，必要な波長域のみをエバネッセント波効果により，エネルギー輸送を促進することが可能と考えられる。

5. まとめ

加熱された金属などの物体から放射されるふく射は，熱エネルギーといった，いわばランダムな熱振動が電気双極子を介して，電磁波エネルギーに変換されたものであり，そのままでは指向性や波長依存性の特徴が無い波とってよい。しかし，ここに紹介したように，内部から表面に達する電磁波を巧みにコントロールすることで，それらに指向性“志向性”を持たせることや，波長を選択することが可能となる。これに基づいた高密度なエネルギー変換への道が開かれようとしている。

参考文献

[1] Siegel, R. and Howell, J.R., Thermal Radiation Heat Transfer, John Wiley & Sons (1976).
 [2] Hanamura, K., et al., Proc. of ASME/JSME 2011, March 13-17, Honolulu, Hawaii, 2011 (in press).
 [3] 浅野雅夫ら，第 47 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，日本伝熱学会，Vol.II+III, pp.387-388, 2010.
 [4] 花村克悟ら，熱工学コンファレンス講演論文集，日本機械学会，No.09-33, pp.129-130, 2009.
 [5] 平島大輔ら，第 47 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，日本伝熱学会，Vol.II+III, pp.573-574, 2010.
 [6] 平島大輔ら，第 30 回日本熱物性シンポジウム講演論文集，pp.67-69, 2009.

[7] 花村克悟ら，熱工学コンファレンス講演論文集，日本機械学会，No.10-25, pp.59-60, 2010.
 [8] Francoeur, M., et al, JQSRT 109, 280-293, 2008.
 [9] 平島大輔ら，熱物性, Vol. 22, No.3 通巻 80 号, pp.167-171, 2008.

付録 A. 2つの無限金属平板(高温側 T_1 , 低温側 T_2)が真空隙間 d を隔てて向かい合う場合のふく射熱流束 (q_{prop}^n ; 伝ば成分, q_{evan}^n ; エバネッセント成分) は以下のように示される[8].

$$q_{prop}^n = \int_0^\infty [I_{B,\omega}(T_1) - I_{B,\omega}(T_2)] d\omega \times \int_0^{\omega/c_0} \frac{KdK}{(\omega/c_0)^2} \frac{(1-|r_{01}^n|^2)(1-|r_{02}^n|^2)}{|1-r_{01}^n r_{02}^n \exp(2i\gamma'_o d)|^2} d\omega \quad (A-1)$$

$$q_{evan}^n = \int_0^\infty [I_{B,\omega}(T_1) - I_{B,\omega}(T_2)] d\omega \times \int_{\omega/c_0}^\infty \frac{4KdK}{(\omega/c_0)^2} \frac{\text{Im}[r_{01}^n] \text{Im}[r_{02}^n]}{|1-r_{01}^n r_{02}^n \exp(-2\gamma'_o d)|^2} \exp(-2\gamma'_o d) d\omega \quad (A-2)$$

ここで， $I_{B,\omega}(T)$ は温度 T ，周波数 ω の単色黒体放射能， K は表面に平行な波数ベクトル， c_0 は真空中の光の速度， r は表面反射率，上付き添字 $\eta=P$ (P 偏光を表現)， $\eta=S$ (S 偏光を表現)， $\gamma=\gamma'+i\gamma''$ は表面と直交する複素波数ベクトル(虚数部は内部からの電磁波の入射角が表面に対して臨界角以上の場合に対応)。

付録 B. 矩形空洞共振理論から，空洞内に定在する電磁波の解は以下のように示される。

$$\lambda_{mnl} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{2l+1}{L_z}\right)^2}} \quad (B-1)$$

ここで， m, n は同時に0にならない正の整数であり， l は0以上の整数である。また， L_x, L_y, L_z はキャビティの各辺の長さである。最も波長の長い場合の共振条件は， $m=1, n=0, l=0$ となる($L_x=L_y$ であるから， $m=0, n=1, l=0$ としてもよい)。

(薄膜-金属基板)系から放射されるふく射の干渉 — 実験室での考察 —

Interference of Radiation Emitted by a (Film-Metal substrate) System - Consideration in a Laboratory -

牧野 俊郎, 若林 英信 (京都大学)

Toshiro MAKINO and Hidenobu WAKABAYASHI (Kyoto University)

e-mail: makino.toshiro.2a@kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

『ふく射を放射する，ということ』という特集のなかで，本稿では，金属表面上に単層の薄膜がある系((薄膜-金属基板)系)のふく射スペクトル特性について，筆者らの一連の研究[1, 2]の一端を紹介する。

フォトリソグラフィなどと呼ばれる分光機能性表面の可能性が示されるなかで，薄膜系はもっともプリミティブでシンプルな微視構造をもつ表面である。筆者らの研究も，工学への直接的な貢献を意識して述べるときには，分光機能性表面の開発研究であるなどと標榜することがあるものであるが，筆者らは，本音では，その研究は熱工学の基礎研究であると思っている。

本稿では，ふく射の干渉現象について，基礎から考えてみたい。筆者らは実験研究を進めながら，放射されたふく射(emitted radiation)の干渉を巡って基礎のところで迷ってきた。すこし恥ずかしいが，その迷いのプロセスを「実験室での考察」という副題を付けて紹介する。理想的な表面と実在表面の考え方，分光実験研究法の開発，熱ふく射の放射スペクトルに干渉現象を見出したときの驚きとその後の考察/反省，熱ふく射に関するKirchhoffの法則についての再考，TPV 発電のためのシンプルなエミッターなどについて述べる。

2. 理想的な表面 と 実在表面

表面の熱ふく射性質の全体像を明らかにしようとするときに，物理学の研究者と物理工学の研究者の間にはいくぶんの姿勢の違いがある。研究の対象とする表面として，図1の理想的な表面を選ぶか実在表面を選ぶかである。また，物理工学あるいは熱工学の側でも熱物性の研究者とふく射性質の研究者の間には表面についての考え方において違いがある。

その違いは表面の微視構造が熱物性やふく射性

質に及ぼす影響の大きさに関係する。実在表面は，自然界や工業装置の過酷な実環境下にあつて多様であり，その微視構造は時々刻々にも変化する。あるいは，表面のマイクロ加工のプロセスではその微視構造は積極的に変化させられる。ふく射性質はその表面構造の変化に敏感に応じて，時々刻々にも変化する。

比熱容量や熱伝導率などの熱物性が物質の内部の性質であるのに対して，ふく射性質とりわけ金属のふく射性質は表面の性質であり，したがって多様であるが，逆に言えば，表面のふく射性質は熱物性の場合に比べて制御しやすい。なぜなら，表面の微視構造を変えることは物質の内部構造を変えるよりやさしいからである。表面のふく射性質研究のキーは表面の微視構造とふく射の相互作用，とりわけ表面におけるふく射の干渉であろう。

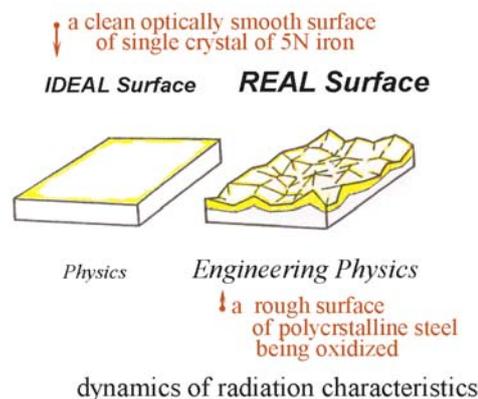


Figure 1 Ideal surface and real surface [2]

3. 広波長域高速スペクトル測定装置

実在表面のふく射性質を熱工学のために明らかにするためには，熱工学のための独自のスペクトル測定装置をもつことが重要であると考えた[1-3]. このような装置開発の要点は3つある。第1に波長域，第2に測定のサイクル時間，そして第3に

ふく射性質の方向性，とりわけ反射性質の方向性への配慮である。

筆者ら[3-5]は，約 10 年をかけて段階的に，0.30~10.9 μm の近紫外~赤外の波長域における反射率・吸収率・放射率のスペクトルを，同時に，2~6 s のサイクル時間で繰り返し測定できる装置を開発した。反射の方向については，ある程度雑に，しかし半球反射率とその鏡面反射成分，拡散反射成分は区別して測定できるようにした。この装置は，広波長域高速スペクトル測定装置と呼んできた。ただし，高速といっても ms の高速性ではなく，従来の分光光度計を並べてこの広い波長域で同様の測定ができたとして，その場合に比べてはるかに高速 という意味である。

測定の対象とする表面は，ふく射透過性がなくふく射を不十分に拡散的にも反射する実在表面であるとした。そのような表面のふく射性質の全ぼうを明らかにするためには，図 2 に示す 5 種の量のスペクトルを得ることが重要である。装置は，

垂直入射半球反射率 R_{NH}

垂直入射鏡面反射率(R_{NH} の鏡面反射成分) R_{NN}

垂直入射拡散反射率(R_{NH} の拡散反射成分) R_{ND}

垂直入射吸収率 A_{N}

垂直放射率 ε_{N}

のスペクトルの推移を広い波長域で同時に測定できるものとした。図 2 では「垂直」は垂直に近い方向に置き換えて描いている。反射率・吸収率・放射率の前に付けた形容詞は重要である[6]。これらの形容詞のない反射率・吸収率・放射率などは，定量的には意味のないものであると見なすのがよ

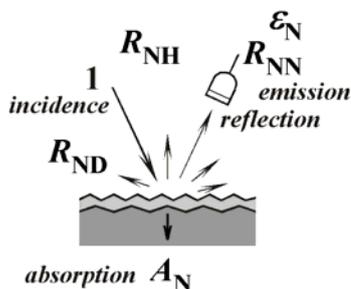


Figure 2 Concepts of normal incidence hemispherical reflectance R_{NH} , normal incidence specular reflectance R_{NN} , normal incidence diffuse reflectance R_{ND} , normal incidence absorptance A_{N} and normal emittance ε_{N} [5]

い。

開発した装置で，実際には 5 種の量のうち反射率 R_{NH} と R_{NN} ，放射率 ε_{N} の 3 種の量のスペクトルを独立に同時的に測定し，その 3 種の測定量から他の 2 種の量，反射率 R_{ND} と吸収率 A_{N} を次の式によって計算する。

$$R_{\text{NH}} = R_{\text{NN}} + R_{\text{ND}} \quad (1)$$

$$R_{\text{NH}} + A_{\text{N}} = 1 \quad (2)$$

吸収率 A_{N} と放射率 ε_{N} の関係として，安易に仮定されることのある Kirchhoff の法則，

$$1 - R_{\text{NH}} = A_{\text{N}} = \varepsilon_{\text{N}} \quad (3)$$

は，ここでは仮定していない。吸収率 A_{N} と放射率 ε_{N} のスペクトルは独立に測定する。ただし，この装置で放射率 ε_{N} が十分な正確度・精度をもって測定されるためには，表面の温度が 1000 K 以上のときに波長域は 2 μm 以上の程度であるべきである。放射率 ε_{N} のスペクトルが表面の温度によらず 0.30~10.9 μm の波長域で求められるわけではない。

ともあれ，熱工学のための表面のスペクトル測定装置を開発することができた。その装置は，国際的かつ歴史的に最高のものである。半球等強度入射半球反射率 R_{HH} のスペクトル[7]がこの波長域で高速測定できればさらによいが，その装置設計は難しい。

4. ふく射現象の発見

光学鏡面仕上げした多結晶ニッケルの表面を大気中で裏面から 1100 K まで加熱し，その高温大気酸化過程における反射率 R_{NH} ， R_{NN} ， R_{ND} ，吸収率 A_{N} ，放射率 ε_{N} のスペクトルの推移を，§ 3 で開発したスペクトル装置を用いて測定した[5]。

この実験で，表面には，酸化薄膜が成長し，薄膜の結晶粒が非均質成長して表面あらさが発生する。反射率・吸収率・放射率のスペクトルは，この表面の微視構造の変化に敏感に呼応して，図 3 に示すようにダイナミックにかつ規則的に推移する。図 3 の横軸の λ は真空中でのふく射の波長であり，時刻 t は奥から手前に流れる。同時測定されたこれらの 5 種のスペクトルの推移からは，理想的な表面から実在表面に推移する過程にある表面のふく射性質推移の全ぼうが見てとれる。

表面におけるふく射現象は，薄膜系における反

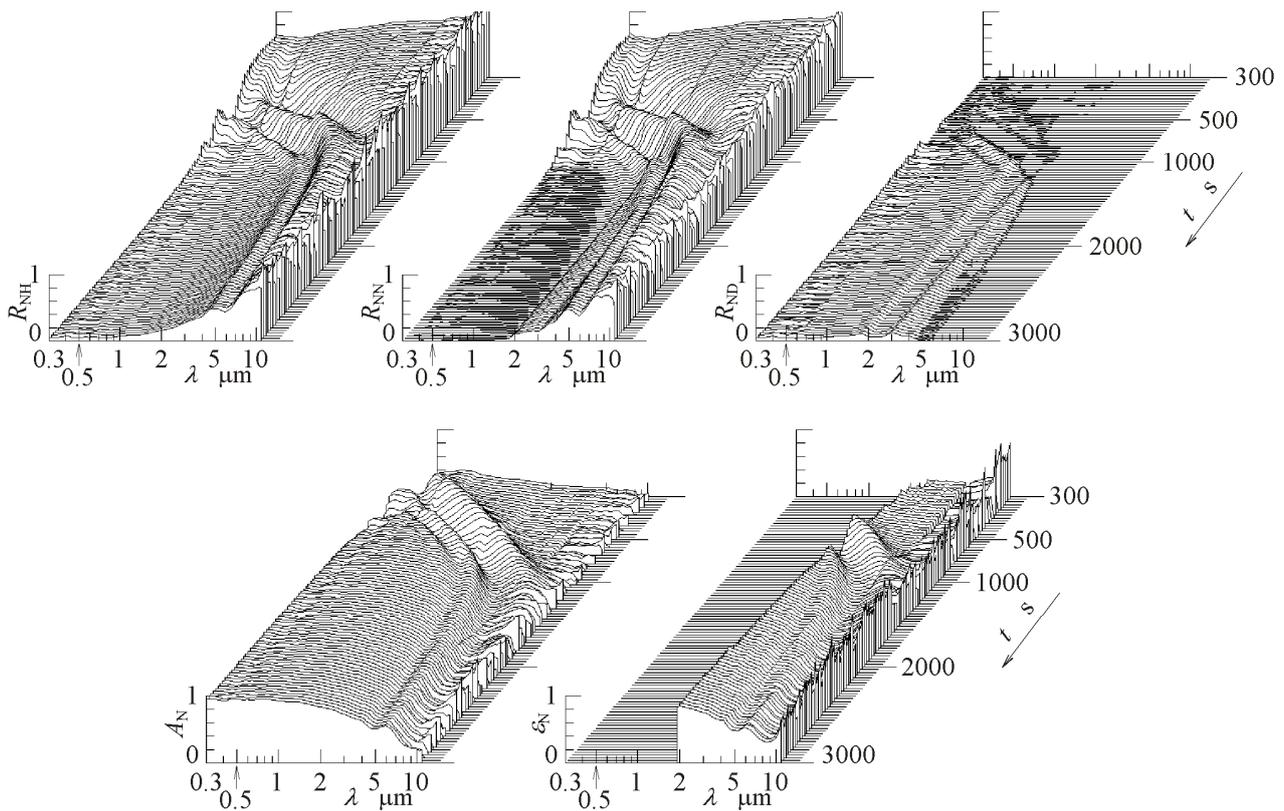


Figure 3 Spectrum transition of reflectances R_{NH} , R_{NN} and R_{ND} , absorptance A_N and emittance ϵ_N of a specular-finished nickel in a high-temperature air-oxidation process [5]

射ふく射の干渉，ふく射の表面回折，ふく射の回折・散乱にともなう表面反射の減少，薄膜のふく射吸収，薄膜系における放射干渉などであり，その現象の大要は薄膜の厚さ d ，表面あらさ σ とふく射の波長 λ の関係の変化を考察することによって理解される．また，これらのスペクトルの推移をモデルを介して分析することによって，表面の温度や薄膜の厚さ・その表面のあらさの推移を実時間診断することもできる[8]．

図3のスペクトルのうち，本稿で注目したいのは，放射率 ϵ_N のスペクトルに明瞭に現れている放射波の干渉の挙動である．この放射波の干渉を初めて知ったとき[3]には驚いたものである．

5. 放射されたふく射の干渉

そのとき，筆者らは，反射率スペクトルにおける干渉の挙動については驚かなかった．身のまわりにもそんな現象は見られて，慣れていたのである．しかし，放射率スペクトルに干渉の挙動が現れたのには驚いた．というのは，熱ふく射は，

ランダムに熱運動する双極子が放射するふく射であり，そのような複数の双極子(金属の場合には，自由電子とたまたまその近くにある＋イオンの対)から放射されたふく射波はたがいに非可干渉的(incoherent)であり，それらが干渉することはないと思っていたからである．しかし，実験の結果は重い，説明がつかない(図4)．単純にそう考えて驚いていた．

ところで，放射波の干渉は，冶金分野では理屈抜きに当然のことであったようである[9]．熱工学の友人の多くにも筆者らの驚きと疑問はあまり理解されなかったようである．しかし，やがて疑問の一部は解消された．複数の双極子から放射されたふく射の非可干渉性については，放射率スペクトルの場合も反射率スペクトルの場合も，あるところまでは話は同じであるとわかった．

反射率スペクトルの測定の場合にも，その光源は熱ふく射光源であることが多く，この場合も，複数の双極子から放射されたふく射がたがいに干渉することはない．1つずつの双極子の放射した

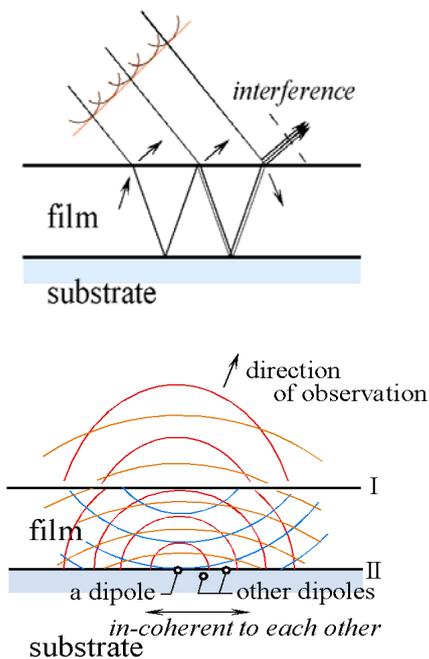


Figure 4 Imagined film interference in reflection and in emission

ふく射波が(薄膜-金属基板)系に至って，薄膜内で多重反射される過程で同じだけの位相変換を受けて，おもに空気-薄膜界面で反射される直接的な反射波と薄膜内を1往復してきた第1次反射波が干渉する．これは解りやすい．

放射率スペクトルの場合にも，光源は金属基板で熱運動する双極子であり，複数の双極子から放射された熱ふく射がたがいに干渉することはない．1つずつの双極子で放射されたふく射波が(薄膜-金属基板)系の，薄膜内で多重反射される過程で同じだけの位相変換を受けて，おもに薄膜表面で直接的に薄膜を透過した波と薄膜内を1往復してきた第1次反射波が干渉する．これも反射の場合と同様に解りやすい．

違うのは次の点においてである．反射率スペクトルの場合には，干渉が起こる薄膜系が双極子から遠方であって，そこでは1つずつの双極子から放射されたふく射波が平面波の状態にある．それに対して，放射率スペクトルの場合には，干渉が起こる薄膜系は金属中の双極子の近傍であって，1つずつの双極子から放射されたふく射波は薄膜内に入っても球面波の状態にある．

(薄膜-金属基板)系の放射率スペクトルにおける

反射平面波の干渉は容易に計算されるが，放射球面波の干渉も同程度にやさしく計算されてよい．しかし，筆者らはそのような計算の結果を見たことがなかった．そこで，1つの双極子が金属表面で放射するふく射波が薄膜系で干渉して薄膜系の表面に形成する電場の放射率スペクトルを計算してみた[10]．計算された放射率スペクトルは確かに干渉の挙動を示したが，実験の放射率スペクトルに比べて干渉の山や谷のシャープさに欠けるものであった．実験の表面にはいくぶんのあらさが生じているので，実験と計算の結果に違いがあるのは不思議でないが，そのずれ方が逆であった．

恥ずかしながら，その計算の後で次の点に気づいた．近似的に吸収性がない薄膜では，また，薄膜の上下界面での反射・透過に伴う波の減衰分を除外して考えるとき，もとは球面波であっても遠方で平面波と見なせるようになった反射の平面波の干渉では，空気中で1mの距離を伝搬した後の波がさらに薄膜中の行路を1 μm 進んで多重反射しても減衰しないのに対して，放射の球面波の場合には，干渉の起こる薄膜系が双極子の近傍にあるため，球面波は双極子からの距離に応じて薄膜内で強く減衰し，薄膜系からの直接的な透過波に比べて1回でも薄膜内を往復した後の透過波は弱くなって，対等に干渉することが難しくなる．この点は，反射の場合の平面波の干渉と放射の場合の球面波の干渉との大きい違いである．

では，薄膜系で何が起きているのか．反射における干渉と放射における干渉には，同じと見なせる面と異なる面があるようである．そこで，ここでいったん思考を停止して，熱ふく射に関するKirchhoffの法則に目を転じた．しかし，この転進が，結果的には，放射波の干渉に関して重要な示唆を与えた．

6. Kirchhoffの法則についての世の誤解

熱ふく射に関するKirchhoffの法則は，ふく射平衡が成立する空洞系のなかにある表面についての法則であり，非平衡系については証明されるべきものである．といっても，その法則が成立しないことを示すには1つの反例を挙げればよいが，成立することを示すには，いかに多くの表面について検証しても十分ではない．しかし，これまでに多数の表面について検証する試みがあったように

は見えない。明確な反例がなかったので，その法則の成立を疑う向きもなかったのであろう。

伝熱学の教科書には，① Kirchhoff の法則は伝熱が起こる非平衡でも当然に成立するかのようによく書かれることが多かった。また，大部分の教科書では，② Kirchhoff の法則が形容詞ぬきの定義のあいまい反射率・吸収率・放射率をもって，非透過性の物質については次のように書かれることが多かった。

$$(\text{放射率})=(\text{吸収率})=1-(\text{反射率})$$

ひどい場合には，③ Kirchhoff の法則が分光量についてのものであることにも触れられていない。

このうち，②の記述は，反射率スペクトルに干渉が現れるなら放射率スペクトルにも干渉が現れるのは当然である，回折格子の反射は強い干渉特性を示すので回折格子の放射が強い干渉特性を示すことが期待されるなど，という理解に繋がるものでもあり困ったものである。②について，Kirchhoff の法則の示す相補関係は，正しくは，たとえば次の式で表される。

$$\epsilon_N = A_N = 1 - R_{NH} \quad (4)$$

光学鏡面については，式(4)で半球反射率 R_{NH} は鏡面反射率 R_{NN} に置き換えられてもよいが，他のすべての実在表面について，それは正しくない。

7. Kirchhoff の法則の検証実験

Kirchhoff の法則の検証実験のためには，定義の明確な半球反射率，たとえば垂直入射半球反射率 R_{NH} のスペクトルの測定が必要である。それがこれまで測定できなかった。分光光度計のアタッチメントが市販されているという理由でよく測定されている積分球反射率[11]は定義の明確な半球反射率であるとはいえない。

文献[4]の研究の段階で半球反射率 R_{NH} と垂直放射率 ϵ_N のスペクトルを同時測定することができるようになったので，ニッケルとクロムの光学鏡面仕上げした表面とあらく仕上げた表面についてその高温大気酸化過程において Kirchhoff の法則の示す相補関係(4)を検証する実験を試みた[12]。この実験では 1 つずつの表面についてさまざまな表面状態が実現されるので，実質的にかなり多数の表面・波長についてその法則の検証が可能であった。

実験の結果，鏡面仕上げした表面については 5%以内，あらく仕上げた表面については 10%以内の偏差で相補関係(4)が成り立つことがわかった。このことから，2 つの示唆が得られた。1 つは放射された熱ふく射の可干渉性のメカニズムに関する示唆(§ 8)であり，もう 1 つは熱工学のための分光機能性表面の開発に関する示唆(§ 9)である。

8. ふたたび放射波の干渉

§ 7 の実験で Kirchhoff の法則の示す半球反射率 R_{NH} と垂直放射率 ϵ_N の相補関係(4)が示されたと理解することにし，とりわけ(薄膜-金属基板)系のうち光学鏡面とみなせる表面についての実験結果に注目する。光学鏡面については $R_{NH}=R_{NN}$ であり，平面波についての反射率 R_{NN} のスペクトルの計算は容易であり，その平面波についての計算のスペクトルは実験のスペクトルによく一致する。そのとき，§ 7 の実験で Kirchhoff の法則の示す反射率 R_{NH} と放射率 ϵ_N の相補関係(4)が示されたとすれば，金属から薄膜内に放射されるふく射波も平面波であることが実験的に示唆されたことになる。いっぽう，傍証的にではあるが，金属から薄膜内に放射された球面波について計算した放射率スペクトルは実験のスペクトルをうまくは記述できなかった[10]。

とすれば，この議論の大前提である「放射波は球面波」の理解を再考すべきであろう。すなわち，金属における 1 つずつの双極子の放射するのは球面波ではあっても，その重ね合わせとして薄膜-金属界面で金属から薄膜内に放射されるのは平面波でありうるということになる。

そこで，§ 5 に述べた計算[10]とは別の観点から次の計算を試みることにした[13]。金属表面が真空に面するよりシンプルな系を考える。金属内には多数の自由電子があって運動するが，その自由電子とたまたまその近くにある + イオンとの対をなす双極子が球面波を放射する。この双極子の放射する球面波を自由電子が放射する球面波と見なす。このとき，電子の 1 つずつは球面波を放射しながら，また，他の複数の電子の作る電場の重ね合わせ電場による外力を受けながら金属内を運動する。このとき，金属内の電場と真空-金属界面の外の電場のようすを計算する。これは，分子動力学の計算に似た手法によるものであり，やさし

くわかりやすい。

この計算は，現在のところまだ怪しいところもあって論文化できない状態にあるが，次のあたりはどうやら確からしい．金属内では多数の球面波の重ね合わせで規則性を見出せない電場が実現されるが，界面を出て球面波を放射する，電子が近くにない真空空間に至ると，電場は界面に垂直な方向に進む平面波-likeなものになり，界面から十分に遠方では小さい有限サイズの放射面を中心として放射された球面波となる．すなわち，どの方向からでも観測できる放射波が形成される．その球面波を放射面から遠方の小さい立体角で観測すれば平面波と見なせる．このような放射波は，もし金属基板上に薄膜があれば，そのなかを平面波として伝搬し薄膜干渉するであろう．

9. 分光機能性エミッターの開発

9.1 分光機能性エミッターのための示唆

§7の実験で相補関係(4)が成立することが示唆されたとして，しかし，回折格子が明瞭に干渉で特徴づけられる放射率スペクトルをもつことにはならない．このことを考えることは，分光機能性エミッターの開発の指針を示すことに繋がるかもしれない．

図5(a)~(c)にその考察のすじみちを示す．図5(a)には光学鏡面があり，図5(b)と図5(c)にはあらい面がある．いずれの表面もふく射の非透過性表面

である．これらの表面に θ 方向からふく射が入射する．放射は θ 方向で観測する．その角度 θ は小さいとし， ϵ_N や R_{NH} の添字には θ に代えてN(垂直)を付す．

図5(a)において，鏡面は入射するふく射を反射するとき反射エネルギーのすべてを鏡面反射方向に反射する．したがって，垂直入射鏡面反射率 R_{NN} は垂直入射半球反射率 R_{NH} に等しく， $R_{NN} = R_{NH}$ である．この状況は，その鏡面に透過性の平行薄膜がある表面(図5(a)の中段の図)についても同様である．反射されなかったエネルギーは，吸収率，

$$A_N = 1 - R_{NH} = 1 - R_{NN} \quad (5)$$

の分だけ表面に吸収される．したがって，反射率 R_{NN} のスペクトルが明瞭な干渉の挙動を示すならば，吸収率 A_N のスペクトルにも明瞭な干渉の挙動が現れる．Kirchhoffの法則が成り立てば， $\epsilon_N = A_N$ であり，薄膜系の放射率 ϵ_N のスペクトルにも明瞭な干渉の挙動が現れる．

いっぽう，図5(b)において，あらい表面は入射ふく射を多かれ少なかれ拡散的に反射する．この場合， $R_{NN} < R_{NH}$ である．そのあらい表面が光学分散のよい規則的な回折格子である場合(図5(b)の中段の図)，反射の方向に応じて回折された単色のふく射はよく分散されよく干渉する．可視光についていえば，空間に虹が形成される．しかし，回折格子で半球的に反射されたエネルギーの総量

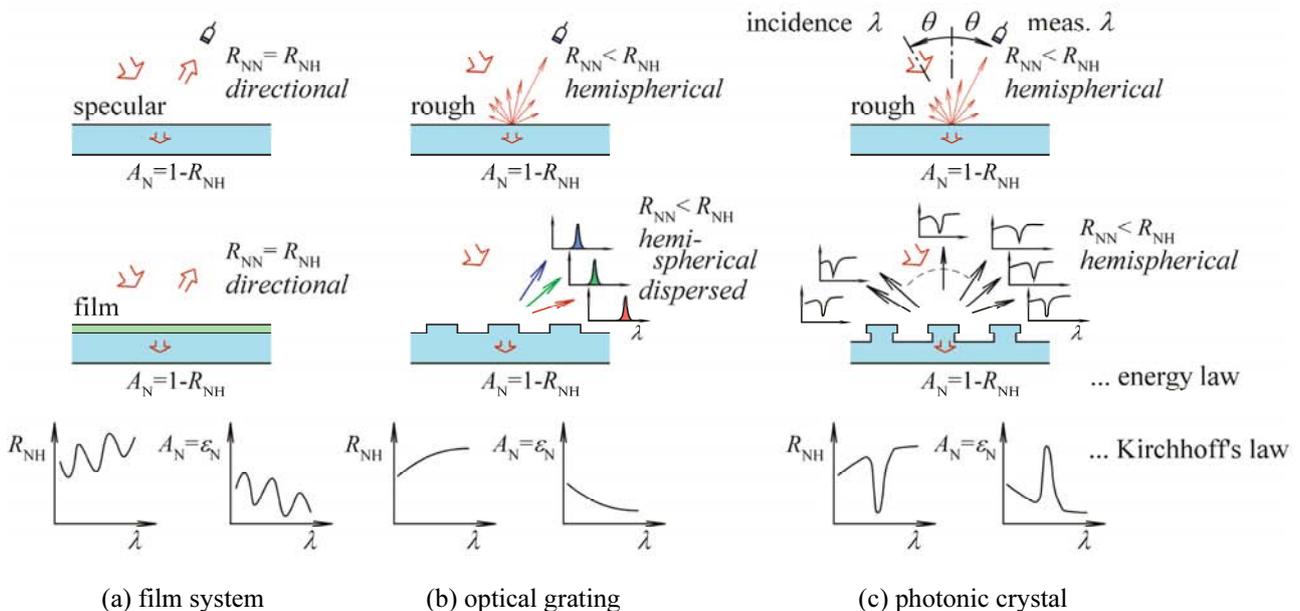


Figure 5 Suggestion of Kirchhoff's law [12]

は半球反射率 R_{NH} で代表される．反射されなかった入射エネルギーは，吸収率，

$$A_N = 1 - R_{NH} < 1 - R_{NN} \quad (6)$$

の分だけ表面に吸収される．すなわち，反射の各方向では明瞭な干渉が起こるが，半球積分されたエネルギーについては，それらが丸められて，反射率 R_{NH} や吸収率 A_N のスペクトルには明瞭な干渉の結果が現れずスペクトルは特徴のないものになる．Kirchhoff の法則が成立すれば， $\epsilon_N = A_N$ であり，したがって，回折格子の放射率 ϵ_N のスペクトルは明瞭な干渉挙動が現れない平凡なものになる．

ところで，図 5(c)において，もし，ある表面，たとえばフォトニック結晶の表面が特定の波長のふく射をどの方向にも反射せず，その他の波長のふく射は半球にわたってよく反射するように設計されたとすると，半球積分された反射率 R_{NH} のスペクトルにも明瞭な干渉の結果が残り，吸収率 A_N のスペクトルにも明瞭な干渉の結果が残り，そして，放射率 ϵ_N のスペクトルも明瞭な干渉現象で特徴づけられることになる．

ただし，そのような特性は，特定の波長のふく射を吸収する物性をもつ表面の特性でもある．しかし，そのような特性を他の物性をもつ物質を用いて，表面の微程構造をもって実現できれば，それは新しい分光機能性エミッターの開発に繋がりうる．ここで，図 5(b)と図 5(c)についての議論の違いは重要である．

9.2 TPV のためのエミッターの可能性

分光機能性をめざすフォトニック結晶の話題は多く聞くが，熱工学への応用を意識したものは少なかったように思われる．ここで，TPV (Thermo-Photo-Voltaic 熱光電)発電は，

$$\begin{aligned} (\text{熱エネルギー}) \rightarrow (\text{ふく射エネルギー}) \\ \rightarrow (\text{電気エネルギー}) \end{aligned}$$

のエネルギー変換をめざすものであるが，この変換の効率を高めるためには，(熱エネルギー) \rightarrow (ふく射エネルギー) の変換の役割を担うエミッターが放射するふく射の波長帯域と (ふく射エネルギー) \rightarrow (電気エネルギー) の変換の役割を担うふく射電池が高い感度をもつふく射の波長帯域とがマッチする必要がある．

筆者らが注目してきたもっともシンプルな(薄膜-金属基板)系によれば，図 3 に示す放射率スペクトルの推移から推察できるように，表面酸化の程度を制御することによって，さまざまな波長帯域のふく射を強く放射するエミッターを製作することができる．また，このもっとも簡単なこの微視構造をもって，安価で $m \times m$ のサイズのエミッターを実現することもできそうである．

筆者ら[14]は，ふく射電池として $3 \mu\text{m}$ の波長帯域で感度の高い InAs を想定した．その電池にマッチする波長帯域/厚さの薄膜系エミッターを作製し，その性能を評価してみた．その表面は，エミッターに分光機能性をもたない灰色表面を用いる場合に比べて 6 倍程度の電気エネルギーを与えうることが例証された．ただし，想定した InAs は光学測定用の小さくて高価なものであり，現実的なものではなかった．

あまり温度の高くない低質の熱エネルギーも利用したいという熱工学のニーズを考えると，なるべく波長の長い赤外の帯域のふく射に注目したい．この点について，いま，エミッター開発の側に大きな課題はない．むしろ，長波長域のふく射に呼応する大きくて安価な光電池が開発されることが期待される．

10. おわりに

『ふく射を放射する，ということ』という特集のなかで，筆者らに期待されたのは，穿って診れば，*由緒正しい伝熱/熱物性の研究* から *ナウいいま研究* への連続性につかめない，そのことを示すためにかと推察した．については，世界の大勢に鑑みることなく帝国の現状を咄くことにした．ご批判をいただければ幸いである．

文献

- [1] Makino, T.: Thermal Radiation Spectroscopy for Heat Transfer Science and for Engineering Surface Diagnosis, "Heat Transfer 2002", vol. 1, (2002), pp. 55-66, J. Taine, ed., Elsevier.
- [2] Makino, T.: Spectroscopic Approach to Thermal Radiation Science and Engineering of Solid Surfaces, *The 18th International Symposium on Transport Phenomena*, Daejeon, (2007), CD-ROM no. Keynote 116, pp. 136-145.

- [3] 若林英信, 羽田 哲, 瀬瀬尚人, 牧野俊郎: 実在表面の熱ふく射現象研究のためのスペクトル測定装置, *日本機械学会論文集*, B編, **67-660** (2001), pp. 2121-2128.
- [4] 牧野俊郎, 若林英信: 表面の半球反射率と放射率の同時測定のための広波長域高速ふく射スペクトル測定装置の開発, *日本機械学会論文集*, B編, **75-754** (2009), pp. 1329-1335.
- [5] 牧野俊郎, 若林英信: 熱工学の実在表面の熱ふく射性質の全ぼうを測定するスペクトル装置の開発, *日本機械学会論文集*, B編, **76-770** (2010), pp. 1571-1578.
- [6] Siegel, R. and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3rd ed., (1992), pp. 47-91, Taylor & Francis, Bristol.
- [7] 牧野俊郎, 吉田敏實, 田中貞行: 半球等強度入射半球反射率スペクトル測定装置の開発, *日本機械学会論文集*, B編, **59-565** (1993), pp. 2875-2881.
- [8] 牧野俊郎, 若林英信: 実在表面の温度・マイクロ構造の熱ふく射診断法, *日本機械学会論文集*, B編, **69-687** (2003), pp. 2501-2509.
- [9] Iuchi, T. and Furukawa, T.: Emissivity-compensated Radiation Thermometry, *Proceedings of IMEKO 2000 International Measurement Confederation 16th IMEKO World Congress*, Vienna, vol. 6, (2000), pp. 365-369.
- [10] 牧野俊郎, 若林英信: 薄膜系により放射される熱ふく射球面波の干渉, *日本機械学会論文集*, B編, **72-721** (2006), pp. 2256-2264.
- [11] Edwards, D. K., *Thermal radiation measurements, "Measurements in Heat Transfer"*, Eckert, E. R. G. and Goldstein, R. J. eds., (1976), pp. 425-473, Hemisphere.
- [12] 牧野俊郎, 若林英信: 熱ふく射に関するKirchhoffの法則の実験的検証, *日本機械学会論文集*, B編, **76-769** (2010), pp. 1406-1411.
- [13] 宇野達哉, 若林英信, 松本充弘, 牧野俊郎: 熱ふく射放射波の可干渉性の機構に関する仮説, *第31回日本熱物性シンポジウム講演論文集*, 福岡, (2010), pp. 121-123.
- [14] 牧野俊郎, 若林英信: 熱ふく射の分光選択放射機能をもつ表面の開発, *日本機械学会論文集*, B編, **72-723** (2006), pp. 2741-2746.
-

日本伝熱学会における最近の課題について

Report on Recent Action Assignment of HTSJ

宇高 義郎 (総務担当副会長, 横浜国立大学)

Yoshio UTAKA (Vice President in Charge of General Affairs, Yokohama National University)

e-mail: utaka@ynu.ac.jp

1. はじめに

本学会では、従来からの継続的な事項に加えて、ここ数年にわたり、いくつかの将来に係わる重要な課題を抱えている。新法人化への対応、来年度(第50期)の学会創立50周年記念事業および2014年京都において開催予定の第15回国際伝熱会議(IHTC-15)などである。会員の皆様と現在の本学会の状況を共有することを目的に、それぞれの実行委員会等により作成された案をもとに、理事会によって審議・承認された事項を中心に報告させていただく。なお、ここでは人名への敬称、所属は省略させていただく。また、以下に記す事項に関連する委員会構成については表1にまとめて示した。

2. 新法人化に対する方針の一部変更について

2008年12月1日に公益法人制度改革関連3法が完全施行され、2013年11月30日までの5年以内に、従来の公益法人を存続させるためには新制度への移行が必須である。従来の公益法人としての本学会は、主に法人税の優遇措置が異なる、2種類の法人、すなわち一般社団法人と公益社団法人のどちらかへの移行申請を選択する必要がある。

本学会では、理事会の下に新法人移行検討委員会が昨年度・第48期(長野靖尚会長)に設置された。数回に及ぶ新法人移行検討委員会における検討、内閣府公益認定等委員会事務局の担当官との面談などにより、具体案の検討を継続してきている。

昨年5月に開催された第48期総会において、第47期から継続してきた、一般社団法人への移行を前提とした新法人化への方針、およびその方針に基づく定款案などについて審議了承されたこととはご承知のことであろう。しかしその後、法律施行後からの時間経過にもなると、新法人システムへの移行が広く進められてきた過程で、公益認定

等委員会による情報の詳細がより明確になってきた。

本学会に関して、昨年7月に行われた内閣府公益認定等委員会事務局との面談において、重要な指摘が担当官からなされた。すなわち、多くの学会が公益社団法人を目指していること、加えて本学会活動内容の公益性が高いことから、公益認定を受けて公益社団法人とすることが相応しいのではないかとの内容であった。その指摘事項を持ち帰り、新法人移行検討委員会および昨年9月の今期第2回理事会で、本学会の公益性、移行に要する事務的な手続き、あるいは継続的な事務作業(量)などの観点から、慎重な再検討がなされた。その結果、それまで一般社団法人への移行を前提としていた従来の方針を変更し、公益社団法人へ舵を切り直し、来年(第49期)6月の総会に提案する方向で準備を進めることが決定された。なお、新法人移行検討委員会を中心に、従来から公益社団法人への移行あるいは一旦一般社団法人の認定を受けた後の公益社団法人への再移行などの可能性を視野に入れていたことから、定款についてはわずかな変更にとどまる。

3. 日本伝熱学会50周年記念事業について

第47期(河村洋会長)から検討が開始され、創立50周年準備委員会を経て、第48期に創立50周年記念事業実行委員会が笠木伸英特命理事を委員長として立ち上げられた。昨年5月の総会にて委員会構成および企画案について報告された。またそのときの伝熱シンポジウム(札幌)において、図1のロゴがアンケート投票により選ばれたことは記憶に新しい。その後、実行委員会に置かれている各小委員会の作業を経て、実行委員会から提案の企画・予算案について、第2回理事会にて審議された。その結果、それらの提案を前提として、その内容を進めることが承認された。

今年開催の岡山（2011年6月）から来年の富山（2012年5月）の伝熱シンポジウムまでの1年間を本学会創立50周年の記念期間と定め、その間に特別な記念行事および事業、すなわち記念式典、国際会議、伝熱セミナー、国際賞の創設、出版関連などの企画が進められている。その概要を以下に記す。

これらのうち、式典、国際会議、セミナーなどの記念行事については、会員・関連学生の皆様に是非積極的な参加をいただき、伝熱学会50周年を盛り上げていただきたい。

- **【創立50周年記念式典】**
 - ・日時：2011年11月26日（土）
14時～18時半
 - ・場所：未定（東京）
 - ・記念講演：長島 昭
 - ・功労者表彰、祝賀パーティーなどを予定
- **【創立50周年記念国際会議】**
 - ・Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow - 2011, September 22-26, 2011, Kyoto University（組織委員長、河村洋）
 - ・4th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, September 4-9, 2011, Fukuoka（組織委員長、高田保之）
- **【創立50周年記念伝熱シンポジウム】**

下記の2つの伝熱シンポジウムが50周年記念行事の開始と終了にあたる。

 - ・第48回日本伝熱シンポジウム（2011年6月1～3日、岡山）
創立50周年記念講演「仮題：日本伝熱学会50年の歩み」中山 恒
 - ・第49回日本伝熱シンポジウム（2012年5月30日～6月1日、富山）



図1 創立50周年記念ロゴ

特別パネル討論会「仮題：これからの日本伝熱学会50年の進み方」

- **【創立50周年記念伝熱セミナー】**
 - ・日時：2011年9月30日（金）～10月1日（土）
 - ・場所：横浜市開港記念会館（講演会）
メルパルク横浜（懇親会・討論会）
 - ・講演：
 - 「強制・自然対流伝熱研究の50年」
長野靖尚、尾添紘之
 - 「沸騰・凝縮伝熱研究の50年」
庄司正弘、本田博司
 - 「ふく射伝熱研究の50年」
越後亮三
 - 「バイオ伝熱研究の50年」
谷下一夫
 - 「伝熱機器50年の進展」
中山 恒
 - ・懇親会、徹底討論会などを予定。
 - **【創立50周年記念支部行事】**
 - ・各支部開催の伝熱セミナーにおける50周年企画
 - ・キッズエネルギーシンポジウムなどを予定。
 - **【国際賞設立】**
 - ・目的：国際的な伝熱コミュニティに対する日本の貢献。
 - ・名称：検討中
 - ・対象者：Thermal Science and Engineeringの分野で世界的に顕著な業績をあげた若手ないし中堅の個人を対象とする（仮案）
 - ・件数など：贈賞は2年に1名、賞状、副賞、旅費・滞在費などの贈呈
 - **【出版】**
 - ・熱ペディア（Web辞典）の立ち上げ
 - ・会誌「伝熱」50周年シリーズ出版
 - ・伝熱工学の基本とその進展の出版
 - ・伝熱シンポジウム大系（講演論文集電子化）
- なお、国際賞の原資については、理事会の承認を得て、1974年に東京で開催されたIHTC-5の積立金を、国際的な伝熱研究活動の振興のために充当する趣旨で使用する予定である。

4. 第15回国際伝熱会議について

2006年開催のIHTC-13（シドニー）のときに行

われた国際伝熱会議アセンブリー会議において、2014年にIHTC-15が京都で開催されることに決定されたことをご承知の通りである[1]。そのための準備が、昨年夏に開催されたIHTC-14（ワシントンDC）にあわせたアセンブリー会議をターゲットに進められた。また、理事会にて Organizing Committee, Executive Committee, Advisory Board等の委員会メンバーが承認された。また、国際的な伝熱コミュニティをリードし、「世界の伝熱を新時代に飛躍させるための場」[2]として実のある会議とするための提案がアセンブリー会議でなされ、具体的作業が進められている。なお、関連して、熱物質輸送国際センターと国際伝熱会議アセンブリーとの協力体制見直しについて、特別委員会での検討が進行中である[3]。

また、国際賞と同様に、IHTC-5の積立金を国際的な伝熱コミュニティに還元するための企画を、再び日本で開催されるその機会にあわせて行うことが考えられている。

5. おわりに

最近の学会の課題について報告した。正確を期すため、各事項についてはそれぞれ対応の委員長に関係部分の確認をいただいた。冒頭に記したように、経過途中ながら、本学会の重要課題について会員の皆様と情報を共有する目的で本稿を記した。しかし、何分多くの検討を要する重要事項に関する中間報告である。したがって、本稿については、今後の検討過程で修正を要する可能性があることをお断りしておく。ご意見等は、学会事務局にお寄せいただければ対応させていただきます。また、適宜、学会ホームページに最新内容をアップしていくので、ご覧いただきたい。

新法人化に関して、内閣府公益認定等委員会事務局の福田宏様には、特に丁寧な対応をいただ

表1 各委員会構成（敬称・所属略，委員順不同）

新法人移行検討委員会			
委員長	原村嘉彦	委員	大竹浩靖
委員	長崎孝夫	オブザーバー	長野靖尚
〃	大久保英敏	〃	宇高義郎
〃	秋吉 亮		

日本伝熱学会創立50周年記念事業実行委員会			
委員長	笠木伸英	〃，伝熱ソボ	稲葉英男
副委員長	宇高義郎	〃	石塚 勝
幹事	原村嘉彦	〃，支部	小澤 守
委員	河村 洋	〃	円山重直
〃	長野靖尚	〃，国際賞	宮内敏雄
〃	林勇二郎	〃	牧野俊郎
〃，記念式典	勝田正文	〃，出版	門出政則
〃	横堀誠一	〃	瀧本 昭
〃，国際会議	高田保之		

第15回国際伝熱会議関連委員会	
Organizing Committee 委員長	笠木伸英
同副委員長, Executive Committee 委員長	吉田英生
同副委員長, Scientific Committee 委員長	円山重直
S.C.副委員長, Japan Region S.C.委員長	高田保之
Executive Committee 副委員長	功刀資彰
上記の他に、Advisory Boardが置かれている。各委員会委員名については省略する。	

た。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- [1] 笠木伸英, 第15回国際伝熱会議の京都開催決定, 伝熱, **45**-193 (2006) 1-2.
- [2] 吉田英生, 第14回国際伝熱会議の概要, 伝熱, **49**-209 (2010) 3-6.
- [3] 笠木伸英, 熱物質輸送国際センター (ICHMT) の最近の活動と今後の課題, 伝熱, **50**-210 (2011).

熱物質輸送国際センター(ICHMT)の最近の活動と今後の課題

International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT)

-Its Recent Activities and Future Issues-

笠木 伸英 (東京大学)

Nobuhide KASAGI (The University of Tokyo)

e-mail: kasagi@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

熱物質輸送国際センターについては、本学会誌に何度か報告記事が寄せられていますが、最近では、鈴木健二郎先生の記事[1]があります。そこで、センターの起源や歴史の詳細についてはそちらに譲り、ごく簡単に紹介いたします。1960年に東西の垣根を越えて伝熱学分野の学术交流を促進するために旧ユーゴスラヴィア、ベオグラードに設立されたセンターは、以来、各国の学協会を機関メンバーとして、世界の研究者の幅広い交流の場を提供する重要な機能を果たしてきました。この間、国際会議の組織開催や国際論文誌との連携など具体的な役割を果たし、UNESCO活動の一端も担うようにその活動の幅を広げました。

ユーゴスラヴィアの内戦と共に、1993年にセンター事務局は現在のトルコ、アンカラに移りました。幸い、これまでの歴代会長をはじめとする役員と現地の Middle East Technical University (METU) の事務局の方々のご尽力により、順調な運営が続けられています。我が国からも森康夫先生をはじめとして多くの先生方が参画され、多大な貢献をされました。センターの設立以来の歴史など、写真を交えた詳細はセンターのウェブページ (<http://www.ichmt.org/>) に掲載されております。

2. センターの組織と活動

2.1 組織

センターは、現在約30カ国、約40の機関メンバーから構成されています。我が国では、日本伝熱学会、日本機械学会、化学工学会の3学会が機関メンバーであり、それらの代表がセンターの総会 (General Assembly) メンバーです。総会は4年に一度、国際伝熱会議の開催時に開かれ、重要事項を審議すると共に、次期の評議員 (Scientific Council)、理事 (Executive Committee)、会長・副会

長を選出します。なお、実質的な運営組織である理事会は、会長、2名の副会長、15名の理事、事務局長、元会長により構成され、一年に2度の頻度で開催されています。

2010年までの4年間は、G. Hewitt 会長、G. de Vahl Davis, K. Hanjalic 両副会長の下、理事会には日本からは鈴木健二郎先生と筆者が加わっておりました。また、評議員として、今石宣行、岡崎健、河村洋、小森悟、庄司正弘、棚沢一郎、中山恒、長野靖尚、平井秀一郎、深井潤、牧野俊郎、円山重直、三浦隆利、宮内敏雄、望月貞成、森康彦、門出政則、吉田英生 (敬称略) の皆様にご協力いただきました。鈴木先生は、理事会議長としても活躍されておりましたが、2007年に急逝されたことは誠に残念なことでした。

2.2 活動

センターの活動の主旨は、伝熱学分野の幅広い研究交流を通じて、その学術的な発展を促し、もって世界の人々の幸せに貢献することです。そのための具体的な手段として、シンポジウム・セミナーの企画開催、関連の国際集会の共催・後援・協賛、顕彰、出版・情報サービスなどがあります。最近の、そして今後の国際集会としては、次ページの表に示すものなどがありますが、より多くの質の高い企画提案が期待されます。

顕彰関係では、伝熱学の進展と国際交流に多大な貢献のあった者に対する Luikov Medal (2年毎)、熱科学・熱工学に多大な貢献のあった者に対する William Begell Medal (4年毎、国際伝熱会議アセンブリーと共同実施)、センター運営・活動に多大な貢献のあった者に対する ICHMT Fellowship Award (毎年)、主催・後援する国際集会で発表された最優秀論文に対する Hartnett-Irvine Award (毎年) などがあり、それぞれ表彰委員会が設置されて慎重な選考が行われています。

ICHMT の主催する行事		
3rd Micro & Nano Technology and Micro/Nanoscale Energy Conversion & Transport	Mar. 2010	Seoul
ASME-ATI-UIT 2010 Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems	May 2010	Sorrento
Radiative Transfer (RAD-10)	June 2010	Antalya
Thermal and Materials Nanoscience and Nanotechnology	May 2011	Antalya
Advances in Computational Heat transfer	May 2011	Antalya
7th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (THMT-12)	Fall 2012	
Radiative Transfer (RAD-13)	June 2013	Antalya
ICHMT の協賛・後援する行事		
7th International Conference on Flow Dynamics (ICFD-10)	Nov. 2010	Sendai
21st International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-21)	Nov. 2010	Kaohsiung
3rd International Conference on Thermal Issues in Emerging Technologies, Theory and Applications (ThETA3)	Dec. 2010	Cairo
8th Minsk International Seminar on Heat Pipes, Heat Pumps, Refrigerators, Power Sources (MISHP-2011)	Sep. 2011	Minsk
4th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale (HTFFM-IV)	Sep. 2011	Fukuoka
Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow (ASCHT-11)	Sep. 2011	Kyoto
7th Mediterranean Combustion Symposium (MCS-11)	Sep. 2011	Sardinia

出版・情報サービス関係では、センターのウェブページを通じた各種情報発信、伝熱分野で歴史的に深い協力関係にある Begell House (社) との連携による国際集会プロシーディングスの出版・販売、そして ICHMT Digital Library や THEMOPEDIA などがあります。Digital Library は、会議後埋もれてしまいがちな多くのプロシーディングスを研究者コミュニティに提供しています。THEMOPEDIA はネット上の知識データベースとして利用者が増えていますが、さらにコンテンツを拡充する努力が成されています（日本からは宇高義郎氏がエディターとして参加）。また、Elsevier (社) の伝熱関係の複数の論文誌との連携も、重要な活動となっております。

2.3 事務局と財政

多くの学会の運営と同様に、上記のセンター諸活動には、それらを支える優れた事務局機能と健全な財政運営が必須です。現在、センター事務局

は、トルコの Faruk Arinc 教授 (METU) とその協力者が、困難を抱えながらも担っておられます。多くの NPO 組織と同様に、事務局の財政基盤は脆弱で、これまで関係者の奉仕精神と、我が国の科学研究費と同様な、申請に基づくトルコ政府の補助金を得て何とか維持されてきました。

センターの財政は、主として、上記補助金と主催・後援行事が黒字であった場合にのみ得られる不定期な収入、Begell House (社) からのロイヤリティ収入によって成り立っていますので、なかなか安定した状態に至っておらず、センターの抱える大きな課題です

3. 今後の課題

筆者が理事を務めてきました過去 4 年間の経験から、センターの今後の主要な課題についてご報告します。まず、伝熱学、広義には熱科学の位置付けが新世紀に入り大きく変化している事実に起因した課題があります。人類社会の持続性が危機に晒される時代になり、エネルギーに関わる研究者コミュニティの責任や役割が極めて重くなっています。従って、我々にとって、基礎科学を追究して新しい知識を生み出すだけでなく、それらを発信し、具体的な技術につなげ、社会の期待に応えることが極めて重要になっていると言えるかと思えます。こうしたことを成し遂げるには、研究者個人々の努力に加えて、組織的な目に見える活動が必要で、また、そのための基盤が必要です。

世界の科学組織の連合として、International Council for Science (ICSU) がありますが、各国のアカデミー（我が国は日本学術会議）に加え、主要な学術分野の国際連合が加盟しています。後者のひとつとして、国際理論応用力学連合 (IUTAM) があり、熱物質輸送国際センターは、IUTAM 所属の一組織となっています。筆者は、IUTAM の守備範囲を大きく越えるようになった伝熱学や熱科学分野の学術を担うセンターの役割を踏まえて、そのステータス、ビジビリティ、影響力を強化するため、独り立ちした組織として ICSU 加盟を果たすべきと考え、提案してきました。最近では賛同者も増えており、引き続き主要課題として取り組まれると予想しています。

センターと国際伝熱会議アセンブリーとの関係を見直すことが、もう一つの課題です。世界の伝

熱研究者コミュニティを代表する組織が独立に二つあることは、前述の背景から考えてもマイナスが大きく、第14回国際伝熱会議の折りに、今後統一に向けて対話を始めるべきであるとの認識が共有されました。現在、アドホック委員会が設置され（メンバーは、A. Bar-Cohen, J.-M. Delhaye, K. Hanjalic, J. Padet と筆者）、具体策を検討中ですので、近い将来に何か動きが出てくるのが期待されます。3年後京都の第15回国際伝熱会議は、少なくとも熱物質輸送国際センターが主催団体として名を連ねるべきではないかと考えております。

センターの財政基盤の確立も、重要な課題です。すでに述べたようにセンターの存続にも関わることで、これまで理事会でも何度となく熱心に議論され、様々な方策や関連の調査も行われました。その中では、Begell House（社）との連携が成功した例と言えます。出版・情報提供サービスは購読者も順調に増えつつあり、明るいニュースになりました。また、学術団体だけでなく、各国の産業界（企業）や公的機関からもメンバーを募ること、そしてセンターの機関メンバーからの年会費徴収も検討されましたが、なかなか実行可能な方策が見つかっていません。センターのサービスを拡充することと、安定した収入源を確保することを同時達成せねばなりませんので、難しいことは明らかです。当面、センターの企画行事を拡充するために、質の高い国際会議や国際セミナーなどを企画するよう各国メンバーの協力を得ることが理事会の方針です。この点では、我が国のポテンシャルは高く、大いに貢献ができるのではないかと思います。

4. 次期の体制

2010-2014年のセンターの組織体制が、昨年8



2010年8月ワシントンでの新旧合同理事会において

（前列左から、Jacques Padet, Kemo Hanjalic, Graham de Vahl Davis, Geoff Hewitt, Faruk Arinc; 後列左から、筆者, Hideo Yoshida, Terry Simon, Jean-François Sacadura, Peter Stephan, Paolo Di Marco, Ping Cheng, Yildiz Bayazitoglu, Yelena Shafeyeva, Sadik Kakac, Richard Goldstein, Gad Hetsroni, Patrick Oosthuizen）

月のアセンブリー会議で決まりました。G. de Vahl Davis 会長の下、K. Hanjalic と筆者が副会長に、理事として吉田英生氏が、また評議員として今石宣行、宇高義郎、岡崎健、河村洋、小森悟、高田保之、中山恒、長野靖尚、平井秀一郎、深井潤、牧野俊郎、円山重直、三浦隆利、宮内敏雄、望月貞成、森康彦、門出政則（敬称略）の皆様が参画されることになりました。

5. 国際活動への貢献

熱物質輸送国際センターの最近の状況と今後の課題について、概要をご報告しました。会員諸兄におかれましては、センターの運営や活動を、我が国が伝熱学あるいは熱科学の学術分野で一層の国際貢献を成すための主要なルートとしてご理解いただきたいと思います。我が国の研究の質は高く、また諸活動も活発に進められていますので、海外の多くの方々が我が国に対して大きな期待を抱いていると認識しております。従って、皆様の研究交流、国際活動の企画や実施におきまして、センターとの関わりも是非視野に入れていただければと存じます。センターの短期、長期課題の達成においても、皆様の知恵と力を活かしていただける機会が少なからずあります。ご提言やご意見がありましたら、筆者を含め、上記センター関係者にお気軽にお伝え下さい。どうぞ、よろしくお願い申し上げます。

参考文献

- [1] 鈴木健二郎, International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT) – その最近の活動報告と会員各位へのお願い – 伝熱, **43-182** (2004) 36.

超電導電力貯蔵システム (SMES) の開発

Development of Superconducting Magnetic Energy Storage System

平野 直樹 (中部電力株式会社)
 Naoki HIRANO (Chubu Electric Power Co., Inc.)
 e-mail: Hirano.Naoki@chuden.co.jp

1. はじめに

超電導技術を用いて磁気エネルギーとして電力を蓄える超電導電力貯蔵 (以下, SMES という). SMES : Superconducting Magnetic Energy Storage) 技術がある. SMES をはじめとする超電導応用機器は, 極めて少ない損失で運転できるため, 究極の省エネルギー機器として期待されている. 1986 年に高温超電導体が発見されて以来, 基礎研究段階から新しい開発段階に入っており, 早期の実用化が待たれている技術である. ここでは, SMES の開発として瞬時電圧低下補償用途と電力系統制御用途の開発状況を紹介する.

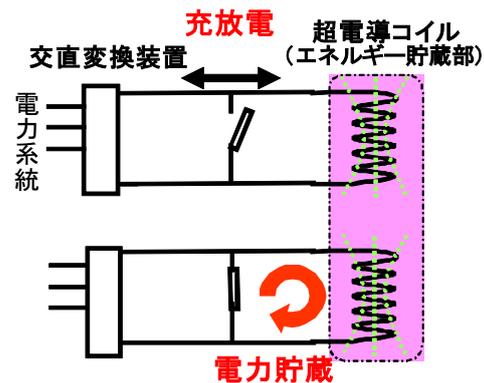


図 1 SMES のエネルギー充放電原理

2. SMES の原理と特徴

SMES は, 超電導の電気抵抗ゼロの特長を利用し, 電気エネルギーを磁気エネルギーとして貯蔵する装置である. 超電導線で作られたコイルに電流を流した場合, 電気抵抗が無いために, コイルを流れる電流の減衰時定数は無限大となる. この時, コイルの両端を閉じると電流は減衰することなくコイルの中を流れ続け, 電流が作る磁場が発生し続けることになる. これにより, 磁気エネルギーとして電力が保存された状態となる. これが超電導エネルギー貯蔵の原理である.

SMES コイルに貯蔵されるエネルギーは, コイルのインダクタンス (L) と通電電流 (I) で決まり, $(1/2) L \cdot I^2$ のエネルギーを貯蔵することが出来る. SMES では, コイルに電流を流し続けることで, 一定の磁界が発生する形として電力が蓄えられている状態となるので, 他の貯蔵手法に比べ電力の変換効率が高く, 入出力の瞬時応答性, 例えば 1 秒で貯蔵しているエネルギーを放出したり, 有効・無効電力の独立制御, 更には数万, 数十万回もの繰返し充放電に対して貯蔵部が劣化しない長寿命などの特徴を持つ. また, 目的に応じた必要貯蔵エネルギー量で, その貯蔵部を構成で

きるという特徴を持つ. 例えば, 瞬低補償であれば 1 秒も出力できればよく, SMES では 1 秒間に大出力できるだけのコンパクトな貯蔵部が実現できるが, 二次電池のような貯蔵技術では大出力化のために電池の直並列数を増加させなければならず, 結果として数時間以上出力可能な大容量貯蔵部となってしまふ.

図 1 に SMES のエネルギー充放電原理を示す. 電力系統と超電導コイルの間には, 交流電流と直流電流を変換する装置や遮断器を持ち, 超電導コイル充電時には超電導コイルで閉回路を構成し, コイルに直流電流を流し続けることでエネルギーを貯蔵する. 放電時には超電導コイルと変換器の回路を閉じ, コイルの直流電流を外部にエネルギーとして取り出す.

3. 国内外の開発動向

超電導状態では, 大電流を効率良く取り扱えるため, 電流密度を高めることができ, 電力機器においては大幅なコンパクト化が可能となる. このため, 多くの用途において容量に対するスケールメリットが大きく発揮される. SMES においても, 高い電力の貯蔵効率とその優れた耐久性の特徴も

加わって、1970年代には、昼夜の負荷平準化などの大規模電力貯蔵技術として、貯蔵容量が数百MWhから数GWh級のSMESが検討された。しかしながら、このような揚水発電の代替も視野に入れた大型SMESは、その実現に多くの課題があり、例えば、コイルが発生する電磁力支持に地下の岩盤利用も想定するような大規模なシステムとなってしまう。そこで、まず市場ニーズもあり、技術的に実現可能なSMESとするために、秒単位の応用となる系統安定化用や瞬時電圧低下(以下、瞬低という)補償用のSMESの開発が進められた。

米国では、1MWから3MWの出力を持つ小型のSMESがマイクロSMESという名称で商用化され、グリッドシステムとなっている米国の特徴を活かし、分散配置することで高い系統安定効果を実現させた実績がある。最近、スマートグリッドに配置することを想定した大容量で低コストの電力貯蔵装置として、30テスラの超高磁場SMESの開発が開始されているとの情報がある。フランスや韓国でもSMESの開発が進められている。

日本における本格的なSMES開発は、資源エネルギー庁の国家プロジェクトとして1991年から産学官を挙げて電力系統制御用SMESの開発が進められている。この研究開発成果については後述する。また、同プロジェクトで超電導コイルのコスト低減に目処が立ったことから、瞬時の放電動作のみでその責務を果たすことが出来る瞬低補償システムが実用化されている。以下、瞬低補償用と電力系統制御用のSMES開発状況を紹介する。

4. 瞬低補償用SMESの開発

SMESは、瞬間に大電力の出し入れが可能で貯蔵効率も高いことから、瞬低補償用に最適な電力機器である。工場を一括で瞬低補償できる大出力が可能システムを実現するため、高圧機器と浸漬冷却超電導コイルとして高電圧化を図った固体絶縁コイルを組み合わせ、待機時の損失を低減できる常時商用給電方式を採用するとともに、瞬低発生時の電力系統からの切替時間を1/2サイクルとした世界最大規模の出力5~10MVA、補償時間1秒の瞬低補償システムが開発された。すでに、インバータやモータ等の多様な負荷が混在した国内の最新鋭液晶TV工場内にて、平成15年7月より5MVA機のフィールド試験[1]、平成17年10月

からは10MVA機のフィールド試験が実施された。10MVA機のエネルギー貯蔵部外観を図2に、緒元を表1に示す。これまでに三十回以上の瞬低補償動作が確認されており、現在は出力10MVA、貯蔵エネルギー20MJ級の金属系超電導体のコイルを用いたSMESが実運用されている。さらに、研究施設や半導体工場へも瞬低補償用SMESの導入が進められている状況である。



図2 10MVA-SMES エネルギー貯蔵部外観および内部コイル

表1 10MVA-SMES の主な緒元

コイル形式	マルチポールソレノイドコイル
コイル寸法	0.69(ID)×0.94(OD)×1.53(H) m
コイル個数	4
定格電流	1380 A
定格電圧	6600 V
インダクタンス	21.3 H
蓄積エネルギー	20.3 MJ

5. 電力系統制御用SMESの開発

本格的な電力系統制御用SMES開発は、1991年から資源エネルギー庁の国家プロジェクトとして産学官を挙げて進められた。第1期の要素技術開発において、100kWh級の多目的SMESが金属系超電導体を用いて実現可能であることが示されたが、コスト面の課題も明らかになり、引き続き実施された第2期の開発(1999~2003年度)では、当時システムコストの大半を占めていた超電導コイル部分に対して検討を行い、系統安定化用途と負荷変動補償用途を対象とする目的に応じた機能

に最適化させることで、コスト低減可能な技術が開発された。その結果、SMESの本体となる超電導コイルは、従来の1/6程度で作製可能となる見通しが得られ、図3に示す要素モデルコイルによる性能実証試験が、中部電力寛政変電所内の超電導試験センターにて実施された。このコイルは液体ヘリウムをパイプ状のコイル巻き線の中を強制的に循環させることでコイルを冷却している。定格通電電流10kAの大電流コイルで、18秒周期の変動負荷補償として過去に例の無い連続1万回の充放電試験を行い、電力系統制御装置としての優れた性能が証明されている[2]。

さらに2004年からの第3期国家プロジェクトでは、SMESの電力系統制御システムとしての機能検証を目指した開発が行なわれた。1万kW級(貯蔵エネルギー20MJ級)SMESが実際に製作された。負荷の変動による電力系統への影響を低減させる機能や発電機が停止するなどの外乱により電力系統が不安定となることを防ぐ機能が、SMESを実系統に連系した試験により検証された。この実系統連系試験は、工場での試験による要素機器毎の性能検証試験のみでなく、要素機器をシステムとして組合せ、その効果を実地で確認するために行われた貴重なものである。システム鳥瞰図を図4に示す。SMESは、図5に示すように、栃木県日光市にある古河日光発電株式会社細尾発電所11kV母線に接続され、分岐線の電流、電圧を計測し、隣接工場の電気炉等の運転に伴う有効電力、無効電力の変動を補償するようにSMESは運転し、負荷変動の補償効果が確認された。一例として、変動負荷に応じてSMESが有効電力を補償したことにより、細尾発電所の66/11kV変圧器の負荷変動が平坦になっている状況が、図6の補償前後の波形差から確認できる。また、繰り返し補償動作は、当初目標の2万回以上に対して、5万回以上の動作実績を残し、耐久性・安定性が確認された[3]。現在、設備は一連の試験を終え撤去されている。なお、第3期のプロジェクトでは、実系統連系試験の他に、SMES構成要素である電力変換システムの低コスト化や、コイル冷却等に不可欠な極低温冷凍機の信頼性向上、高耐電圧低熱侵入電流リード、ならびに酸化物線材を用いたコイル開発も行われた。



図3 強制冷却方式要素モデルコイル

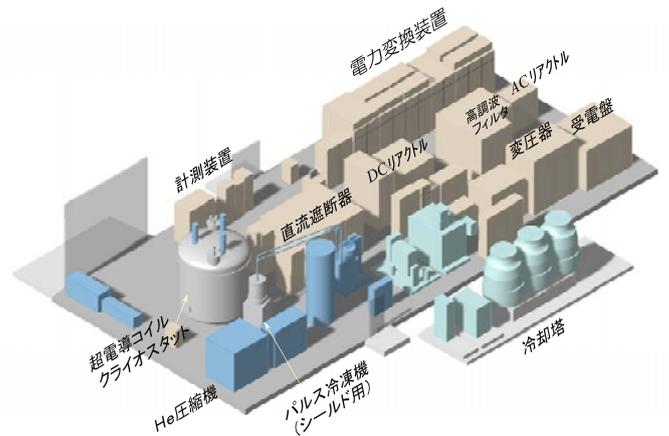


図4 実系統連系試験実施システム鳥瞰図

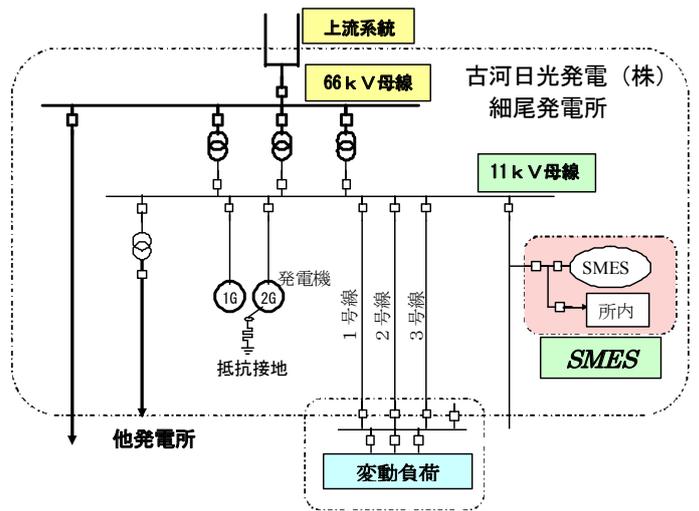


図5 実系統連系試験系統図

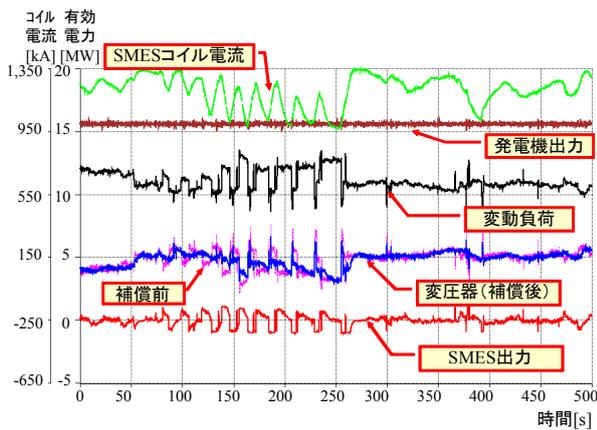


図6 実系統連系試験結果（負荷変動補償）

6. 酸化物系 SMES の開発

これまで紹介してきた SMES は、金属系超電導体を用いたコイルによる SMES であり、超電導状態を維持するためにマイナス 269°C の液体ヘリウムを冷媒に用いることを前提とした冷却システムが必要となるものである。将来的な SMES の低コスト化やコンパクト化、メンテナンスなどを考えると、冷却に液体ヘリウムを使用しない酸化物系の超電導体を使用した SMES の開発が求められる。現在、次世代酸化物線材として期待されているイットリウム系（以下、Y 系という）線材の開発が進められており、近年、長尺化・大電流化において著しい進展が見られている。Y 系線材は超電導コイル用線材に求められる高い通電特性や高強度に耐えるものと期待されており、第 3 期の SMES 開発プロジェクトにおいて、Y 系線材を用いたコイル開発が行われた [4]。小型コイルが試作され、伝導冷却で 1.5T の磁場発生を実現しており、また、高強度基板の特性を生かした高強度化についても基礎開発が進められている。現在は、Y 系超電導電力機器開発プロジェクトとして、Y 系 SMES の実現に向けた開発が行われている。高磁界化による高エネルギー密度化コンパクトコイル開発を目指し、従来の金属系 SMES コイルの 2 倍の繰り返しフープ応力（コイルを外側に広げようとする力）を加えても使用可能なコイルの研究開発が実施されている。電力システムの安定化に必要とされる 2GJ

級大容量 Y 系 SMES コイルの基本システム構成の検討 [5] や、大容量コイルの技術見通しを得るために必要となる 20MJ 級 SMES の要素コイル規模である外径 650 mm 級 Y 系コイル開発や、伝導冷却技術開発が進められている。

7. おわりに

SMES は、瞬低補償用途への適用・実用化が始まったところである。今後、低炭素社会の実現に向け、原子力発電などの既存電源と今後普及が見込まれる太陽光発電、風力発電等が最適に融合する電力システムを想定した場合、電力の需要と供給のバランスを保つために SMES をはじめとした電力貯蔵技術の開発は不可欠である。電力の需給バランスを制御し周波数などを一定に保つ電力系統制御技術に寄与する技術として、他の電力貯蔵技術との協調を図りながら、次世代線材を用いたコイル開発による SMES の低コスト化に向けた技術開発や、電力機器に求められる高い信頼性の検証を推し進めていくことが重要である。

参考文献

- [1] S.Nagaya, et al., "Field Test Results of the 5MVA-5MJ SMES for Bridging instantaneous Voltage Dips", IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol.16, no. 2, 632 (2006).
- [2] 辰田 他, 超電導電力貯蔵システム(SMES)のコスト低減, 低温工学 40, 5, (2005)
- [3] T. Katagiri, et al., "Field test result of 10MVA/20MJ SMES for load fluctuation compensation ", IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol.19, no. 3, 1993 (2009).
- [4] K. Shikimachi, et al., "High Field and High Temperature Characteristics of Small Test Coil Using CVD-YBCO Tape for SMES", IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol.17, no. 2, 2220 (2007).
- [5] K. Shikimachi, et al., "System Coordination of 2GJ Class YBCO SMES for Power System Control", IEEE Trans. Appl. Supercond. Vol.19, no. 3, 2012 (2009).

エコールセントラルパリ留学を終えて

After the Ph.D. Study at Ecole Centrale de Paris

由川 格 (東京工業大学)

Itaru YOSHIKAWA (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: yoshikawa.i.aa@m.titech.ac.jp

2006年12月、当初の予定から3ヶ月遅れで、私の留学生活は始まった。目的は正式にフランスの博士課程に入学し、フランスの博士号を得ることだった。留学開始直前に留学先が変更になり、ヴィザが下りなかったため、出発が大きく遅れることになった。当初はリヨンの国立インサ工科大学リヨン校 (INSA Lyon) への入学を希望していたのだが、先方からなかなか返事が来ず、留学準備を八割方終えた頃に、エコールセントラルパリの Denis Veynante 先生から連絡が届いたのだった。後で分かったことだが、最初にコンタクトを取った INSA Lyon の先生が、博士論文研究を指導する資格をお持ちでなかったということで、八方手を尽くして受け入れ教員を探して下さったようだった。幸いにもフランスの国立科学研究所 (CNRS) に所属する Veynante 先生が研究指導を引き受けてくださり、直接先生から連絡が来た次第である。また文部科学省の長期留学支援制度 (現在は日本学生支援機構の管轄になっている) 及び東京工業大学基金から奨学金を受けられることが決まり、Veynante 先生が指導しているエコールセントラルパリに晴れて入学することになった。

エコールセントラルパリはパリの南方約 15 キロに位置するグランゼコールで、ペクレ数で知られるウジェンヌ・ペクレ、コリオリ力で知られるガスパール・ギュスタヴ・コリオリなどが教鞭を取った学校である。卒業生にはエッフェル塔の設計者であるギュスタヴ・エッフェルやプジョーの創設者であるアルマン・プジョーなどが居る。

私の所属した E. M2. C 研究所は常に 30 人の博士学生が在籍する大所帯である。本研究所には燃焼学、輸送物理学、プラズマ学の研究室が所属しており、研究室間で積極的な意見交換が成されている。また同時に本研究所は CNRS の所属でもあるため、フランスを代表する研究者が直接学生を指導する環境が整えられている。私の指導を担当してくださ



エコールセントラルパリの風景. エコールセントラルパリ, ウェブサイト [1] より

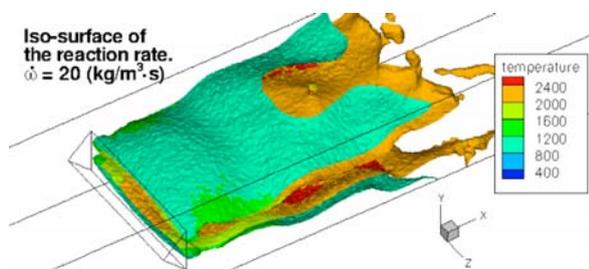
った Veynante 先生もその一人である。外部の研究施設との交流も盛んであり、留学期間を通してフランス国内の様々な研究施設の学生と知り合う機会を得ることが出来た。

Veynante 先生は乱流火炎の数値解析の研究者として知られ、私の研究テーマは予混合乱流燃焼のラージ・エディ・シミュレーション (LES) におけるダイナミック・サブグリッド・スケール・モデルを構築することだった。乱流火炎の LES においては、火炎面の微小な構造が計算格子以上に解像されないため、化学反応速度が実際よりも小さく計算されてしまう。そのためサブグリッド・スケールの寄与をモデル化し、計算された化学反応速度を修正する必要がある。この修正は一般的に効率関数 E (Efficiency function) を化学反応速度に掛けることで行う。効率関数 E は層流火炎速度、乱流の強度、LES フィルタのフィルタ幅等の関数で、層流条件下では $E = 1$ を満たす。例えば本研究で扱った Charlette et al. (2002a) [2] の効率関数は以下の式で与えられる。

$$E = \left(1 + \min \left[\frac{\Delta}{\delta_l^0}, \Gamma \frac{u'_\Delta}{S_L^0} \right] \right)^\beta$$

ただし、 Δ はフィルタ幅、 δ_l^0 は層流火炎厚さ、 Γ は単位体積当たりの火炎面密度の増加量を与える関数、 u'_Δ はフィルタスケール Δ における速度の変動量、 S_l^0 は層流火炎速度である。この関数には、渦粘性モデルと同様、ターゲットとする解析対象の形状に依存する係数、 β が含まれていて、シミュレーションを開始する際にその値を決定しなくてはならない。そのために実験によって経験的に得られた数値を使うことが望ましいが、それでは解析解を実験に先立って得るといふ数値解析の利点を損なってしまう。

私の研究ではこの係数をダイナミック・スマゴリンスキー・モデルと同じ要領で動的に決定する手法を扱った。こうすることで経験的な数値がない場合にも数値解析を行うことができる。具体的な詳細は Charlette et. al. (2002b) [3] に詳しい。研究の手順としてはまず、層流火炎として一次元火炎からスタートし、フレームホルダによって安定化される二次元の乱流火炎、最終的にはその三次元乱流火炎にこのダイナミックモデルを適用して、モデルの検証を行った。特に三次元の解析結果は実験値との比較を行い、ダイナミックモデルの精度を評価した。モデルの妥当性を論じるには、まだまだ様々な条件下で実験と解析解を比較する必要があるが、第一歩としては良好な結果を得ることができた。



ダイナミックモデルを用いて解析された火炎面の例。温度 (K) によるカラーリング。

研究とは別に、博士課程の学生には二つの授業が必修として課されていた。一つは英語、もう一つはプレゼンテーションの授業である。夏・冬学期にそれぞれ二回ずつ、朝の九時から、昼食を挟んで夕方五時までの集中講義だった。授業は常に5、6人の少人数で行われ、積極的に発言することが求められる。フランス人の学生達が常に自信を持って自分の意見を主張する姿には、多いに見習うべきところがあった。

2010年6月23日、フランス語での口頭試問を終え、3年半に渡る留学生活がようやく終わりを告



研究室のメンバーと。42 km をリレーで走った。

げた。決して短くはない期間だが、振り返ってみれば本当にあっという間の日々だった。今回の留学生で得たものは本当に計り知れない。その最たるものはやはり人脈だと思う。博士課程に正式に入学し、研究の指導を受け、無事に修了できたことで、自分の専門分野の多くのフランス人研究者と知り合うことが出来た。彼らの多くも日本の研究者と交流を持つことを望んでおり、このことは今後研究を続けていく上で必ず役に立つと思われる。外国で研究活動を行うということ、研究とは直接関係しない困難も多々あり、博士号取得だけを考えれば遠回りだったかも知れないが、その苦勞も含めて将来の糧としたい。

最後になりますが、日本学生支援機構の長期海外留学支援プログラム、および東京工業大学基金から奨学金をいただいたことで、無事に博士号を取得することが出来ました。これらの奨学金をいただければ、フランス国内の滞在許可を得ることが出来ず、学校に入学することも出来なかったでしょう。この場を借りて心よりお礼申し上げます。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] エコールセントラパリ, ウェブサイト (<http://www.gsi.ms.ecp.fr/fr>)
- [2] Charlette F. et al., A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion. Part I: Non-dynamic Formulation and initial tests. *Combustion and Flame* **131** (2002) 159-180
- [3] Charlette F. et al., A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion. Part II: dynamic formulation. *Combustion and Flame* **131** (2002) 181-197

カリフォルニア大学バークレー校だより

Diary from UC Berkeley as a Research Associate

崎山 幸紀 (カリフォルニア大学バークレー校)
Yukinori SAKIYAMA (University of California, Berkeley)
e-mail: ysaki@berkeley.edu

私がカリフォルニア大学バークレー校 (University of California, Berkeley; 以下 UCB) にて研究生生活を始めたのが 2005 年 3 月。以来、毎年のように「今年こそは日本に帰るぞ!」と思いつつも、天国のような北カリフォルニアの気候と David Graves 教授 (以下, Dave) の甘い言葉に騙され続け (?), もうすぐ 6 回目の冬をバークレーで迎えようとしています。本稿では、留学や駐在ではなく UCB の職員 (Research Associate) として働く日本人としての体験記をお伝えしたいと思います。

現在、私は College of Chemistry 内の Department of Chemical and Biomolecular Engineering に所属しています。肩書きは Research Associate。ご存知のように日本とアメリカでは大学の職員体系が違うので単純に比較はできませんが、日本での助教のような立場です。Assistant Professor とは違って、一人で独立して研究室を運営することはなく、あくまで Dave と共同で研究を遂行するのが仕事です。もちろん、研究室の学生の研究相談にのったり、Dave が不在の際に講義をしたりすることはありますが、事務処理等の雑用や研究と関係のない会議は一切ありません。Dave が作成する予算申請書の手伝いをするのはあっても、予算を獲得するのは Dave の仕事であり、Dave が獲得した予算を使うのが私の仕事です。(注: 私に予算を申請する気がないわけではなく、College of Chemistry では Research Associate が予算を獲得することは認められていないのです。念のため...) 日本の大学の諸先生方にこのような話をすると、羨望の眼差しで見られます。しかし実際は、それほど生易しいものではありません。そもそも契約上、任期は 1 年。生き残るためには毎年契約を更新しなくてはなりません。Dave は温厚でお人好みな紳士ですが、成果第一主義のアメリカ人ですので義理や人情に訴えるわけにはいきません。成果が挙がらなければ

ば、妻子を抱えて路頭に迷うこととなります。日々、プレッシャーを感じながらの研究生生活です。

渡米以来、私が強く意識しているのは、「論文を書く」という作業です。面白い研究成果が出て、データをまとめただけでは、研究の半分も終わっていません。論文を投稿して世間に公表するのが研究者としての重要な使命だと思います。「毎年、筆頭著者として 2 本以上」というのが自分に課した目標です。当然のことながら、Dave はさらに論文の質とインパクトを求めます。「誰にも引用されない論文は書くだけ時間の無駄」というのが彼の持論です。一緒に研究をして 5 年になりますが、論文の草稿を書いて Dave に送ると、真っ赤に添削されて戻ってくるが多々あり、相変わらず自分の未熟さを痛感しています。英語を修正されることがなくなってきたのが、せめてもの救いでしょうか。

先ほど予算の話に触れましたが、ご存知のようにアメリカでは大学院生に給料を支払います。金額は大学や学科によって違いますが、例えば、私の所属する化学工学科では、社会保障や間接経費を含めると大学院生一人を雇うためには年間約 500 万円程度が必要です。「アメリカの教官は日々予算申請書と格闘している」と云われる所以がここにあります。獲得した予算の多くが人件費として消費されることも珍しくありません。そのため、UCB といえども、最新の装置を揃えている研究室は極まれです。貧乏な Graves 研究室では 15 年前のオシロスコープが第一線で活躍しています。このような事情とアメリカ人の社交的な文化が相まって、こちらでは研究室間の装置の共用が非常に盛んです。自分が持っていない装置が必要になれば、周りの研究室のドアをノックする、というのは日常茶飯事です。そこから思わぬ共同研究に発展することも多々あります。研究室の予算規模と研究成果が必ずしも比例しないのが面白いところ

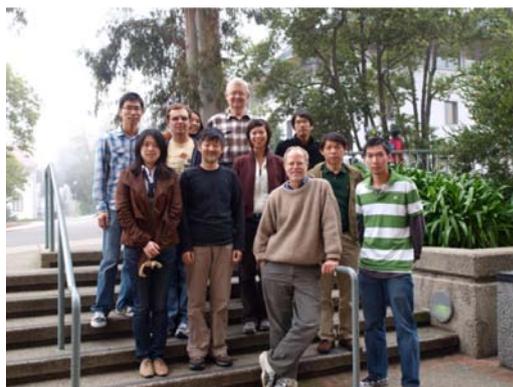


写真1 Graves 研究室のメンバーとともに (2009年10月撮影).

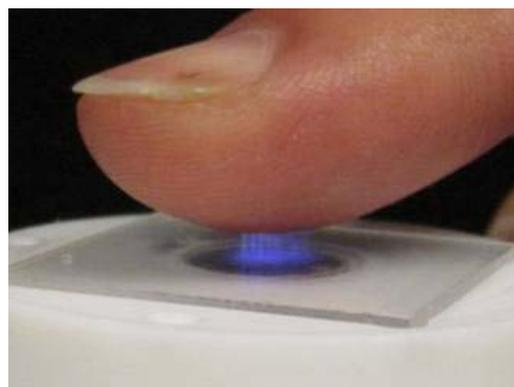


写真2 筆者の指に大気圧プラズマを照射した様子.

です.

また、日本の大学と比較すると UCB は非常に細部まで大学運営が分業化されているように感じます。例えば、研究に必要な物品を購入する際には、注文書に必要事項を記入して事務に提出すれば、発注から納品まで専属の職員がすべて一括して処理をしてくれます。また、化学工学科は機械工作室やガラス加工室、電気工作室といった専用のショップを持っており、それぞれ専門のエンジニアが対応してくれます。簡単な仕様書を書けば、真空チャンバから電源まで大半の装置を製作してくれます。

さて伝熱の読者にはあまり馴染みがないかもしれませんが、Graves 研究室と私の研究内容を簡単にご紹介しましょう。Graves 研究室は、2010年10月現在、大学院生4人、ポスドク以上が4人在籍するアメリカでは標準的な規模の研究室です。Dave は過去25年、プラズマエッチングの第一人者としてこの分野を牽引してきましたが、半導体製造産業が成熟してきたこともあり、ここ数年で研究の柱をプラズマの医療応用に移動しつつあります。プラズマを使った物質表面の殺菌や滅菌技術は以前から知られていますが[1]、近年注目されているのは、創傷治療や皮膚癌治療といった、より医学的な応用です。New York Times でも特集が組まれるなど世間の注目も高まっています[2]。我々の研究グループでは大気圧非平衡プラズマと呼ばれる、空气中に室温で生成されるプラズマに注目しており、実験と数値解析の両側面から、そ

の基礎的過程を理解しようとしています。より詳しい内容は Graves 研究室のホームページをご覧ください[3]。

さて長くなりましたが、本稿を読まれた若手研究者の皆さんに一言メッセージを... 一度、日本を離れ腰をすえて海外で研究することを強くお勧めします。人生、どうにかなるものです。言葉の違う異文化の中で得られた経験と人脈は、将来の自分にとって必ず大きな財産になるはずです。日本の科学技術が欧米と肩を並べ、世界の第一線を走っている今だからこそ、敢えて外の世界に踏み出して自分を試してみる価値があるはずです。(と自分に言い聞かせて5年が過ぎ去りましたが...)

最後になりますが、私に研究者としての基礎を叩き込んでくださった故土方邦夫教授、渡米の機会を与えてくださった東京大学の松本洋一郎教授、好き放題に研究させてくださっている UCB の David Graves 教授、そして、本稿執筆の機会を与えてくださった東北大学の小原拓教授に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Laroussi M, *Plasma Process. Polym.* 2 (2005) 391.
- [2] <http://www.nytimes.com/2010/02/14/business/14novel.html>
- [3] <http://graves-lab.cchem.berkeley.edu/index.html>

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
2010年					
5月	26日(水) ～ 28日(金)	第47回日本伝熱シンポジウム			

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
2010年					
11月	4(木) ～7(日)	The 5th International Symposium on Advanced Science and Technology in Experimental Mechanics (開催場所: 龍谷大学 大宮キャンパス)	2010.5.10	2010.6.30	Takashi Yokoyama Department of Mechanical Engineering, Okayama University of Science 1-1 Ridai-cho, Okayama 700-0005 Tel. 086-256-9580 Fax. 086-255-3611 E-mail: yokoyama@mech.ous.ac.jp
11月	17(水) ～19(金)	第31回日本熱物性シンポジウム (開催地: 九州大学伊都キャンパス)	2010.7.13	2010.9.14	九州大学大学院工学研究院 機械工学部門 熱流体物理研究室 河野 正道 〒819-0395 福岡市西区元岡 744 Tel: 092-802-3099, FAX: 092-802-3098 E-mail: kohno@mech.kyushu-u.ac.jp
11月	19(金)	ステップアップセミナー2010 わが国企業・技術者・学生のための 戦略的技術経営V - 新興国へのグローバル化における 戦略的技術経営- (開催場所: 大阪科学技術センター)	2010.11.5		(社)日本機械学会関西支部 〒550-0004 大阪市西区靱本町 1-8-4 大阪科学 技術センタービル内 Tel: 06-6443-2073 FAX: 06-6443-6049 E-mail: jsme@soleil.ocn.ne.jp http://www.kansai.jsme.or.jp/
11月	24(水) ～26(金)	日本地熱学会平成22年学術講演会 (つくば大会) (開催場所: 文部科学省研究交流セン ター)	2010.9.25	2010.9.25	〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡 744 番地 九州大学大学院工学研究院 地球資源システム工学部門 藤光康宏 TEL.092-802-3322 FAX.092-802-3324 E-mail: gyouji@mine.kyushu-u.ac.jp
11月	27(土) ～28(日)	第34回人間-生活環境系シンポジウム (開催場所: 新潟大学脳研究所)	2010.8.31	2010.10.15	五十嵐由利子 igarasiy@ed.niigata-u.ac.jp
12月	1(水) ～3(金)	第48回燃焼シンポジウム (開催場所: 福岡ガーデンパレス)	2010.7.16	2010.9.17	第48回燃焼シンポジウム事務局 〒819-0395 福岡市西区元岡 744 九州大学工学研究院 機械工学部燃焼科学講座内 Tel: 092-642-3404 Fax: 092-642-3404 Email: sympo48@combustionsociety.jp http://www.combustionsociety.jp/sympo48/
12月	7(火) ～8(水)	第13回スターリングサイクル シンポジウム (開催場所: 大田区産業プラザ Pio)	2010.7.9	2010.10.22	実行委員長 平田宏一(海技研) Tel: (0422)41-3695/FAX(0422)41-3607 E-mail: khirata@nmri.go.jp
12月	8(水)	マイクロ・ナノエンジニアリング シンポジウム (開催場所: 日本学術会議 講堂)			日本機械学会 マイクロ・ナノ工学専門会議 熊谷理香 〒160-0016 東京都新宿区信濃町 35 信濃煉瓦館5階 Tel. 03-5360-3505 Fax. 03-5360-3508 E-mail: kumagai@jsme.or.jp
12月	15(水) ～17(金)	2nd International Symposium on Thermal Design and Thermophysical Property for Electronics and Energy (e-Therm 2010) (開催場所: 産業技術総合研究所 つくばセンター)	2010.9.10	2010.10.30	産業技術総合研究所 計測標準研究部門 物性統計科 E-mail: e-therm2010@m.aist.go.jp
12月	20(月) ～22(水)	第24回数値流体力学シンポジウム (開催場所: 慶応義塾大学日吉キャン パス)	2010.9.17	2010.10.20	
12月	21(火) ～22(水)	第19回微粒化シンポジウム (開催場所: 日本大学理工学部・駿河台 キャンパス)	2010.10.8	2010.11.12	日本大学 生産工学部 会場担当幹事 野村 浩司 〒275-8575 習志野市泉町 1-2-1 Tel: 047-474-2356 / Fax: 047-474-2349 E-mail: nomura.hiroshi@nihon-u.ac.jp

行事カレンダー

開催日		行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2011年						
1月	11(火)	ものづくりシミュレーションの 品質向上を目指して (開催地：慶応義塾大学 矢上キャンパス)	2010.12.20		慶應義塾大学理工学部機械工学科 高野直樹 TEL: 045-566-1824 E-mail: naoki@mech.keio.ac.jp	
1月	20(木) ～21(金)	GTSJ ガスタービンセミナー(第39回) (開催地：(株) IHI 横浜事業所)				
3月	8(火) ～10(木)	理論応用力学講演会(第60回) (開催場所：東京工業大学 大岡山キャンパス)			岸本喜久雄(東京工業大学大学院 理工学研究科 機械物理工学専攻) Tel/Fax:03-5734-2501 E-mail: kkishimo@mep.titech.ac.jp 野口明生(日本機学会 事業運営部門 総合企画グループ) TEL:03-5360-3505 FAX:03-5360-3509 E-mail: noguchi@jsme.or.jp	
5月	25(水) ～27(金)	第16回計算工学講演会 (開催場所：東京大学柏キャンパス総合研究棟)	2011.1.15	2011.3.18	第16回計算工学講演会実行委員会 高野直樹 (慶應義塾大学) TEL: 045-566-1824 E-mail: naoki@mech.keio.ac.jp	
6月	23(木) ～24(金)	第16回動力・エネルギー技術シンポジウム (開催場所：関西大学 千里山キャンパス)	2011.1.28	2011.4.30	梅川尚嗣(関西大学システム理工学部 機械工学科) 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35 Tel/Fax : (06)-6368-0804 E-mail : umekawa@kansai-u.ac.jp 川崎 さおり(日本機械学会) 〒160-0016 東京都新宿区信濃町 35 信濃町 煉瓦館5階 TEL : 03-5360-3502 FAX : 03-5360-3508 E-mail : kawasaki@jsme.or.jp	
7月	24(日) ～29(金)	ASME-JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference 2011 (AJK2011) (開催地：浜松市)	2010.10.1	2011.4.1	AJK2011 executive committee Shizuoka University, 3-5-1 Johoku, Naka-ku, Hamamatsu, Shizuoka 432-8561 Tel. 053-478-1601 E-mail: dajk2011@ipc.shizuoka.ac.jp http://www.eng.shizuoka.ac.jp/~AJK2011/index.html	
10月	3(月) ～6(木)	第4回人間-生活環境系国際会議 (開催場所：北海道大学)	2011.3.31	2011.7.31	人間-生活環境系国際会議組織委員会事務局 〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目 北海道大学大学院工学研究科環境人間工学 研究室 Tel/Fax 011-706-6280 E-mail: iches2011@eng.hokudai.ac.jp	
11月	13(日) ～18(金)	第10回国際ガスタービン会議 (IGTC'11 Osaka)	2010.12.31	2011.4.30	Yoshinobu Tsujimoto (Osaka Univ.) E-mail: tujimotome.es.osaka-u.ac.jp Fax: +81-6-6850-6165	

日本伝熱学会創立 50 周年記念 第 48 回日本伝熱シンポジウムのご案内

第 48 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 稲葉英男

事務局長 堀部明彦

開催日：平成 23 年 6 月 1 日（水）～ 6 月 3 日（金）
会場：岡山コンベンションセンター（ママカリフォーラム）（<http://www.mamakari.net/>）
行き方 JR 岡山駅西側直結 徒歩 3 分
所在地 〒700-0024 岡山市北区駅元町 14 番 1 号, Tel. 086-214-1000

講演申込締切：平成 23 年 1 月 21 日（金）

講演論文原稿提出締切：平成 23 年 3 月 18 日（金）

事前参加申込締切：平成 23 年 4 月 15 日（金）

ホームページ URL：<http://heat6.mech.okayama-u.ac.jp/nhts2011/index.htm>

【シンポジウムの形式】

- ・講演発表形式として、
 - a) 通常の一般セッション（口頭発表）
 - b) オーガナイズドセッション（口頭発表）
 - c) 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッションを実施します。
- ・1 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定に従って下さい。
- ・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について」をご参照下さい。

【参加費等】

- ・シンポジウム参加費
 - 一般（事前申込：12,000 円、会場申込：14,000 円）
 - 学生（事前申込：5,000 円、会場申込：6,000 円）
- ・講演論文集
 - 日本伝熱学会会員：無料（電子版は J-STAGE 上で事前に公開します。参加者には当日に印刷版・CD-ROM を配布します。非参加者のうちの希望者には、CD-ROM を事後にお送りします。）
 - 非会員：8,000 円（印刷版）。会場受付にて日本伝熱学会に入会を申し込まれる場合は、無料になります。

【懇親会】

- ・開催日：平成 23 年 6 月 2 日（木）
- ・会場：岡山コンベンションセンターまたは隣接ホテル
(決定次第、本シンポジウムのホームページに掲載します。)

・参加費

- 一般（事前申込: 8,000 円, 会場申込: 10,000 円. 同伴配偶者無料）
- 学生（事前申込: 4,000 円, 会場申込: 5,000 円）

【交通と宿泊】

- ・交通と宿泊につきましては、本シンポジウムのホームページをご参照下さい。

講演申込方法, 講演論文集, 執筆要綱

【講演申込方法】

- ・原則として Web による申込に限らせていただきます。シンポジウムのホームページから必要なデータを入力して下さい。Web による申込ができない場合には、実行委員会にお問い合わせ下さい。
- ・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について」をご参照下さい。
- ・発表申込時に、論文のアブストラクト（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】

- ・講演論文集として、オフセット印刷版（白黒）と電子版（CD-ROM 版）を作製します。講演論文集（電子版）は Web 上において J-STAGE から公開します。会員には学会誌 2011 年 4 月号においてパスワード情報を通知し、電子版を J-STAGE 上で閲覧できるようにする予定です。パスワードによる閲覧は、会員が当該講演論文をのちに原著論文として学術論文誌等に投稿されることを考慮し、本講演論文集が限られた範囲に配布されたものであることを明確にするためのものです。
- ・講演論文集の印刷版と CD-ROM 版は、参加者に配布します。なお、CD-ROM 版は、非参加の会員にも、希望があれば配布しますので、開催後に事務局にお申し込み下さい。
- ・印刷版の講演論文の長さは 1 題目あたり A4 サイズで 2 ページとします。講演論文の作成様式は、前回と同様の 2 段組×片側 26 字×60 行とします。
- ・電子版には、オフセット印刷版と同じものか、または 8 ページ以内のフルペーパーを掲載することができます。電子版の様式は印刷版と同じですが、カラーの使用が可能です。ファイル容量は最大で 2 MB までとし、アニメーションは含まないものとします。
- ・原稿は、シンポジウムのホームページから提出して下さい。
- ・電子版に掲載された講演論文は、本学会の論文誌“Thermal Science and Engineering（以下、TSE と略す）”にそのまま投稿することができます。ただし、掲載の可否は通常の査読プロセスを経て決まります。
- ・TSE への投稿を希望する場合には、ホームページから原稿を提出する際に、論文投稿画面中のチェックボックスを ON にして下さい。その際、TSE の投稿規程をご一読願います。査読は、電子版に掲載された論文をもとに TSE 編集委員会において担当エディターを定め、通常の手続きに従って行います。オフセット印刷版と同じ 2 ページでも TSE 投稿原稿として受け付けますが、8 ページ以内でより詳細に執筆いただくほうが、その後の査読が円滑に進みます。掲載可になった後には、TSE の論文形式に沿った原稿を提出していただきます。この場合の TSE 論文の受理日は、シンポジウム実行委員会での原稿受付日になります。
- ・講演論文原稿は、講演論文を電子化するために、論文原稿を原則として PDF ファイルで提出していただきます。PDF ファイルで提出できない場合には、変換作業料（1 件につき 3,000 円）を申し受けて、実行委員会が PDF 化を代行します。
- ・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（印刷版・CD-ROM）および J-STAGE に掲載されません。特に、J-STAGE の講演申込締切日と講演論文原稿提出締切日は厳密ですので、十分ご注意ください。

【執筆要綱】

○講演論文原稿の書き方

- ・講演論文は以下に従って作成して下さい。また、書式の詳細ならびにテンプレート用の電子ファイルは、シンポジウムのホームページをご参照下さい。

表題部分の書式： 原稿は、下の四角囲い部に示すように、和文表題、和文副題、英文表題、英文副題、和文著者名（会員資格、著者名、所属の略記）、英文著者名、英文所属機関・所在地、英文アブストラクト、英文キーワードの順に、段組をせず幅 150mm に収まるようにレイアウトして下さい。連名者がある場合には、講演者の前に*印をつけ、英文の所属機関・所在地についても上付き数字で区別して下さい。

論文表題および著者名は、講演申込時のデータと同じものを同じ順序で書いて下さい。講演申込時のデータと異なる場合には、目次や索引に反映されないことがあります。

← 150mm →

第 48 回日本伝熱シンポジウム原稿の書き方（和文表題：Gothic 14pt）

MS-Word の場合（和文副題：Gothic 12pt）

Guide for the manuscripts (英文表題: Times New Roman 12pt)

The case of MS-Word (英文副題: Times New Roman 12pt)

(1 行あける)

伝正 *伝熱 太郎（伝熱大）（会員資格 著者名[講演者には*印]（所属略称）：明朝体 12pt)

(1 行あける)

Taro DENNETSU (英文著者名：Times New Roman 10pt)

Dept. of Mech. Eng., Dennetsu Univ., 3-1-1, Tsusimanaka. Kita-ku, Okayama 700-8530

(1 行あける)

（文頭に半角スペース 5 つを挿入する）English abstract（英文アブストラクト：Times New Roman 10pt, 100 語程度）

(1 行あける)

Key Words : Heat Transfer（英文キーワード：Times New Roman 9pt, 3~5 個程度）

(1 行あける)

表題部分の書式

本文の書式： 第 1 ページで、本文は 9 ポイント明朝体の 2 段組（片側 1 行 26 文字程度）で作成して下さい。第 2 ページ以下では、先頭から 2 段組とし、片側 60 行を目安として作成して下さい。

図表： 図表中の記号およびキャプションは英語で書いて下さい。なお、電子版原稿はカラー表示が可能ですが、オフセット印刷版原稿は白黒で印刷されます。

参考文献： 参考文献は、本文中の引用箇所の右肩に小括弧をつけた番号⁽¹⁾で表し、本文の末尾に次のようにまとめて列記して下さい。

（番号）著者名、雑誌略称、巻-号(発行年)、先頭ページ番号。

例：(1) 伝熱・他 2 名、機論(B), 12-345(2006), 1234.

PDF ファイルへの変換： PDF ファイル作成のためのファイル変換時には、「フォントの埋め込みを行う」よう設定して下さい。変換後の PDF 原稿は、提出前に、必ず、印刷したものを確認して下さい。

【講演論文の公開日】

- ・講演論文は、会員を対象に、シンポジウム開催日の 1 週間程前から J-STAGE 上で公開します。
- ・したがって、特許に関わる公知日は、シンポジウム開催日よりも早くなりますのでご注意ください。

【参加費等の支払い方法】

- ・シンポジウムのホームページから事前参加登録を行った後に、本誌に挟み込まれた「払込取扱票」を用い、以下の記入例を参考にしてお支払い下さい。
- ・払込みをもって「事前申込完了」とします。ホームページからの登録だけでは「完了」ではありません。払込みが 4 月 15 日以降になった場合は当日登録扱いとし、会場受付にて差額をお支払いいただきます。

- 銀行より振込まれる場合は、下記のゆうちょ銀行口座にお振込み下さい。その際、必ず1件ずつとし、氏名の前に参加登録ID番号を付けて下さい。

店名 (店番) : 一三九 (イチサンキュウ) 店 (139)

預金種目 : 当座

口座番号 : 0088184

口座名称 (漢字) : 第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会

口座名称 (カナ) : ダイヨンジュウハチカイニホンデンネツシンポジウムシ

- 記入例 -

登録IDは参加申込時に発行される「4桁数字(予定)」です

お支払いいただく項目に○をつけて下さい。

振込手数料はご負担下さい。

「通信欄」の合計金額をこちらにご記入下さい。

払込取扱票		振替払込請求書兼受領証	
00 口座記号・番号はお間違えないよう記入してください。		01380 2 88184	
金額 34000		金額 34000	
第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会		第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会	
参加登録ID	参加者氏名	内容(該当に○)	金額
1. 0001	伝熱 太郎	シンポ 懇親会	20,000円
2. 0002	札幌 花子	シンポ 懇親会	9,000円
3. 0003	岡山 次郎	シンポ 懇親会	5,000円
事前払込済 4月15日(金) 合計金額			34,000円
岡山県岡山市北区〇〇〇△△△		伝熱太郎 (伝熱大学)	
伝熱大学 理工学部 伝熱工学科		代表者の方のお名前をご記入下さい。	
伝熱 太郎		料 金	
(ご連絡先電話番号 〇×× - △△〇 - ×〇△◇)		備 考	
裏面の注意事項をお読みください。(ゆうちょ銀行)		この受領証は、大切に保管してください。	

1枚の用紙で複数の参加者の登録が可能です。本登録の代表者の方のご所属の連絡先・お名前・電話番号を「ご依頼人」の欄にご記入下さい。

【ご注意】

- 講演申込の取消および講演論文原稿の差替は、準備と運営に支障をきたしますのご遠慮下さい。
- 論文題目と著者名が、講演申込時と論文提出時で相違しないように特にご注意下さい。
- 口頭発表用として実行委員会が準備する機器は、原則として液晶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、懇親会費等は参加取消の場合でも返金いたしません。
- その他、ご不明な点がございましたら、実行委員会に E-mail または FAX でお問い合わせ下さい。

【お問い合わせ先】

第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会
 岡山大学 大学院自然科学研究科産業創成工学専攻
 (工学部機械工学科) 伝熱工学研究室内
 E-mail: nhts48@cc.okayama-u.ac.jp FAX: 086-251-8266

優秀プレゼンテーション賞（第48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 宮良明男

第48回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で、学生および若手研究者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機会ですので、奮ってご応募下さい

- 開催日：平成23年6月1日（水） シンポジウム第1日
- 発表形式：発表者1名あたり3分程度のショートプレゼンテーションと80分程度の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が、詳細については現在検討中です。決定しましたら、シンポジウムのホームページに掲載します。
- 対象：企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で、平成23年3月31日現在で28歳以下の者、または、申込当日に学生である者（ただし、社会人大学院生を除く）。
- 応募資格：発表時（＝審査時）に、日本伝熱学会の会員（正員・学生会員）、または入会申込中であること。注：応募資格を満足していない場合は発表できません。また、過去に本賞を受賞された方は応募できません。
- 応募件数：指導教員または研究グループ長等あたり、1名（1件）とします。
- 応募方法：第48回日本伝熱シンポジウム発表申込時に、本号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”の項目を選択し、“指導教員または研究グループ長等氏名”および“研究分野の分類番号”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します。

〈最新情報はシンポジウムのホームページに公開します〉



編集出版部会からのお知らせ —各種行事・広告などの掲載について—



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

この結果、これまで会告ページで取り扱ってきた各種行事・広告などの掲載につき、以下のような方針で対応させていただきたく、ご理解とご協力を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、総務部会長・編集出版部会長・広報委員会委員長・総務担当副会長補佐評議員に記事を同時送信してください。
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評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評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(伝熱に関する分野に限る)	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評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評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）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又は広報委員会委員長より申込者にその旨通知しますので、申込者は原稿を編集出版部会長または広報委員会委員長に送信してください。掲載料支払い手続きについては事務局からご連絡いたします。バナー広告の取り扱いについては http://www.htsj.or.jp/banner.pdf をご参照下さい。

【連絡先】

- ・総務部会長：大久保英敏（玉川大学）：ohkubo@eng.tamagawa.ac.jp
- ・編集出版部会長：花村克悟（東京工業大学）：hanamura@mech.titech.ac.jp
- ・広報委員会委員長：津島将司（東京工業大学）：tsushima@mech.titech.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐評議員：酒井清吾（横浜国立大学）：sakai@ynu.ac.jp
- ・事務局：倉水裕子：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。

事務局からの連絡

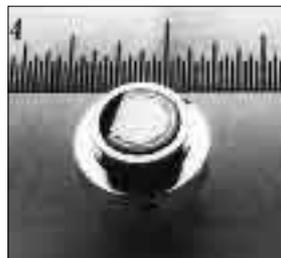
第 49 期新入会員（2010.8.1～11.10） 正 3 名

資	氏 名	所 属	資	氏 名	所 属
正	遠峰 徹	セイコーエプソン株式会社	学	児玉 希望	電気通信大学 大学院
学	瀧 隼人	電気通信大学 大学院			

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。弊社の製品は米国バージニア工科大学が開発した新しい技術をVatell社で商品化したもので、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 6μ 秒)
- $850^{\circ}C$ 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バース実験
- 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

ガードン型円形フォイルセンサー

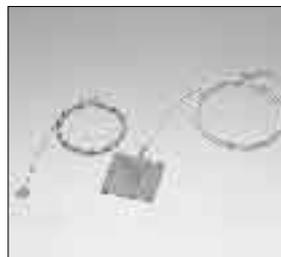


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対をとっています。フォイル・ディスクはコンスタンタンで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

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

シート状熱流束センサー



センサーは銅とニッケルのサーモパイルから構成されており、測定対象物に貼付けて使います。センサーは厚さが0.2mmと薄いので、柔軟性に富んでおり、直径1インチの円筒形に湾曲させる事が出来ますので、パイプなどに貼り付けてお使いになるには最適です。

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

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

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

URL www.senstech.jp

E-mail senstech@td6.so-net.ne.jp



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

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

CAPTEC 社(フランス)

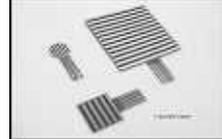
CAPTEC(キャプテック)社は、独自の高度技術により、低熱抵抗で高感度な熱流束センサーを開発・製造致しております。環境温度が変化しても感度は常に一定で、熱流束値に比例した電圧を高精度に出力します。
輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

熱流束センサー



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

輻射センサー



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

MEDTHERM 社(アメリカ)

MEDTHERM(メドサーム)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: 0.2-4000Btu/ft²sec(フルスケール)
サイズ: 1/16インチ(約1.6mm)～1インチ(約25.4mm)
最高温度: 200°C(水冷なし)/1500°C(水冷)
出力信号: 0-10mV(DC・線形出力)
直線性: ±2%(フルスケールに対して)

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

*応答速度は、熱流束レンジによって異なります。

超高速応答同軸熱電対

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



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

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

ITI 社(アメリカ)

ITI(International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火災強度熱流計など、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°C
応答速度: 0.1s
直径: 8mm～25.5mm 厚み: 2.5mm

水冷式 火災強度熱流計



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

当社取扱製品の適用分野

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

有限会社 テクノオフィス

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

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

水溜りに油膜が浮いているとき、太陽光との位置関係を上手に選択すると、その表面が虹色にみえることは、よく知られています。また、CD やレーザーディスクなどの表面が、部分的に虹色に反射している様子についても、当たり前のこととして受け入れられています。さて、これらが、そのまま高温に加熱できるとした場合、果たしてその面から放射された光が虹色にみえるでしょうか。今回の特集は、そのふく射の放射について、その波長制御や方向制御、さらに、遠くまで伝ばする（一般に知られている）ふく射と、放射体表面近傍に存在する（伝ばしない）近接場光などに焦点をあてました。猛暑の夏には厳寒の冬が到来するといわれており、これから本格的な冬場に向けて“赤外線こたつ”や“電気ヒーター”など、ふく射に頼る季節となります。太陽光とは異なりあらゆる方向に放射されることや、対象となる表面の状態や波長にも依存するなど、面倒な扱いを必要とするふく射について考えることは、一般的に敬遠されがちのように思います。しかしながら、本特集のような興味深い話題もあることを理解いただければ幸いです。

また、最近、ワインによる超伝導体開発が話題となっています。その物理的な機構は明らかになっていませんが、超伝導体による送電や蓄電への期待が再燃するかもしれません。夏季と冬季のエネルギー交換は実現できるでしょうか。

皆様の議論のきっかけになれば幸いです。

花村 克悟 (東京工業大学)

Katsunori Hanamura (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: hanamura@mech.titech.ac.jp

副会長 小澤 守 (関西大学)	部会長 花村克悟 (東京工業大学)
委員	
(理事) 石塚 勝 (富山県立大学)	加藤 泰生 (山口大学)
板谷義紀 (名古屋大学)	西村 伸也 (大阪市立大学)
深川雅幸 (三菱重工)	
(評議員) 白樫 了 (東京大学)	田崎 豊 (日産自動車)
齊藤卓志 (東京工業大学)	宗像鉄雄 (NEDO)
大村高弘 (ニチアス)	木下 泉 (電力中央研究所)
小原 拓 (東北大学)	
(オブザーバー)	
高松 洋 (九州大学)	
TSE チーフエディター 門出政則 (佐賀大学)	
編集幹事 石田賢治 (佐賀大学)	

編集出版事務局：

東京工業大学 機械制御システム専攻 花村克悟
〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1 11-24
Tel&Fax: 03-5734-3705, hanamura@mech.titech.ac.jp