

ISSN 1344-8692 Vol. 43 No. 178

伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

◇伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む◇

2004. 1

「伝熱」原稿の書き方

How to Write a Manuscript of Dennetsu

伝熱 太郎 (伝熱大学)

Taro DENNETSU (Dennetsu University)

1. はじめに

以下の注意事項に留意して、原稿を作成すること。

2. 「伝熱」用原稿作成上の注意

2.1 標準形式

原稿は Microsoft Word 等を用いて作成し、図や写真等は原稿に張り込み一つのファイルとして完結させる。原稿の標準形式を表 1 に示す。

表 1 原稿の標準形式

用紙サイズ	A4 縦長(210mm×297mm), 横書き
余白サイズ	上余白 30mm, 下余白 30mm 左余白 20mm, 右余白 20mm
タイトル	1 段組, 45mm 前後あける (10 ポイント(10×0.3514mm)で 8 行分)
本文	2 段組, 1 段 80mm, 段間隔余白 10mm
活字	10 ポイント(10×0.3514mm) 本文 (Windows) MS 明朝体 (Macintosh) 細明朝体 見出し (Windows) MS ゴシック体 (Macintosh) 中ゴシック体 英文字・数字 Times New Roman または Symbol
1 行の字数	1 段あたり 23 文字程度
行送り	15 ポイント(15×0.3514=5.271mm) 1 ページあたり 45 行 ただし, 見出しの前は 1 行を挿入

2.2 見出しなど

見出しはゴシック体を用い、大見出しはセンターリングし前に 1 行空ける。中見出しは 2.2 などのように番号をつけ左寄せする。見出しの数字は半角とする。行の始めに、括弧やハイフン等がこないように禁則処理を行うこと。

2.3 句読点

句読点は、および。を用い、、や。は避けること。

2.4 図について

図中のフォントは本文中のフォントと同じものを用いること。

2.5 参考文献について

2.5.1 番号の付け方

参考文献は本文中の該当する個所に[1], [2,4], [6-10]のように番号を入れて示す。

2.4.2 参考文献の引き方

著者名、誌名、巻、年、頁の順とする。毎号頁の改まる雑誌(Therm. Sci. Eng.など)は巻-号数のようにして号数も入れる。著者名は、名字、名前のイニシャル。のように記述する。雑誌名の省略法は科学技術文献速報(JICST)に準拠する。文献の表題は省略する。日本語の雑誌・書籍の場合は著者名・書名とも省略しない。

参考文献

- [1] 伝熱太郎, 伝熱花子, 日本機械学会論文集 B 編, **80-100** (1999) 3000.
- [2] Incropera, F. P. and Dewitt, D. P., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons (1976).
- [3] Smith, A. et al., *Therm. Sci. Eng.*, **7-5** (1999) 10.
- [4] 山田太郎, やさしい伝熱, 熱講社 (1980).

原稿作成用のテンプレート (MS-WORD) は下記の伝熱学会のホームページよりダウンロードできます。

伝熱学会のホームページ <http://www.htsj.or.jp/>
会告・記事・論文投稿表紙のテンプレート

http://www.htsj.or.jp/den_guide.html

転載許諾願申請フォーム

<http://www.htsj.or.jp/reqcopy.html>

伝 熱

目 次

〈伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む〉

伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む	吉田 英生 (京都大学)	1
熱の伝播速度は無限大か- 非フーリエ問題の原点	荒木 信幸 (静岡大学)	2
境界層方程式の数理	宮内 敏雄 (東京工業大学)	9
ある角度からはとことん似ていて、ある角度からは似て非なる球と円柱	吉田 英生 (京都大学)	15
エネルギー式を巡る	田川 正人 (名古屋工業大学)	26
自然対流ののどの小骨	北村 健三 (豊橋技術科学大学)	32
閉空間系のふく射伝熱	富村 寿夫 (九州大学)	38
ぬれと表面張力	高田 保之 (九州大学)	43
多孔質媒体内の熱流動	中山 顕 (静岡大学)	49

〈会議報告〉

第4回乱流熱物質輸送国際会議 (THMT-03) 報告	長野 靖尚 (名古屋工業大学)	51
-----------------------------	-----------------	----

〈追悼〉

グリガル教授逝去を悼んで	平田 賢 (芝浦工業大学)	52
グリガル教授の死を悼む	長島 昭 (慶應義塾大学)	53

〈支部活動報告〉

北陸信越支部活動報告	平田 哲夫 (信州大学)	55
東海支部活動報告	北村 健三 (豊橋技術科学大学)	56

〈行事カレンダー〉		57
-----------	--	----

〈お知らせ〉

第41回日本伝熱シンポジウム参加申込方法		58
第41回日本伝熱シンポジウム論文原稿提出方法		59
日本伝熱学会企画部会主催のフォーラム		69
日本伝熱学会・学生会委員会の活動について		71
「伝熱」会告の書き方		72
事務局からの連絡		73

インターネット情報サービス

●<http://www.htsj.or.jp/>

最新の会告・行事の予定等を提供

●htsj@asahi-net.email.ne.jp

事務局への連絡の電子メールによる受付

日本伝熱学会 2003 年度（第 42 期）会長・副会長・理事・監事

◆会 長 荻野 文丸（舞鶴工業高等専門学校）

◆副会長 太田 照和（東北大学） 小澤 由行（高砂熱学工業） 笠木 伸英（東京大学）

◆理 事 門出 政則（佐賀大学） 高田 保之（九州大学） 神永 文人（茨城大学）
円山 重直（東北大学） 近久 武美（北海道大学） 横山 孝男（山形大学）
北村 健三（豊橋技術科学大学） 平田 哲夫（信州大学） 藤井 照重（神戸大学）
奥山 喜久夫（広島大学） 清水昭比古（九州大学） 竹越 栄俊（富山大学）
高橋 修一（東北電力） 大原 敏夫（デンソー） 北村 邦彦（九電工）

◆監 事 有富 正憲（東京工業大学） 伊藤 正昭（日立製作所）

Journal of The Heat Transfer Society of Japan
Vol.43, No.178, January 2004

CONTENTS

**< One-Point Lectures to Pour Away “A Tiny Bone Stuck in One’s Throat”
Concerning Heat Transfer and Thermofluid Dynamics >**

One-Point Lectures to Pour Away “A Tiny Bone Stuck in One’s Throat” Concerning Heat Transfer and Thermofluid Dynamics Hideo YOSHIDA (Kyoto University)	1
On Non-Fourier Problem Nobuyuki ARAKI (Shizuoka University)	2
Mathematical Aspect of Boundary-Layer Equation Toshio MIYAUCHI (Tokyo Institute of Technology)	9
Sphere and Cylinder Which Are Thoroughly Similar from Some Angles, But Are Falsely Similar from Other Angles Hideo YOSHIDA (Kyoto University)	15
Around the Energy Equations Masato TAGAWA (Nagoya Institute of Technology)	26
A Short Review on Buoyancy Induced Flows Kenzo KITAMURA (Toyohashi University of Technology)	32
Radiative Heat Transfer in Enclosed System Toshio TOMIMURA (Kyushu University)	38
Wetting and Surface Tension Yasuyuki TAKATA (Kyushu University)	43
Heat and Fluid Flow in Porous Media Akira NAKAYAMA (Shizuoka University)	49

< Report on International Conference and Seminar >

Report on the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (THMT-03), Antalya, Turkey Yasutaka NAGANO (Nagoya Institute of Technology)	51
---	----

< In Memorium >

To the memory of late Professor U. Grigull Masaru HIRATA (Shibaura Institute of Technology)	52
To the memory of late Professor Ulrich Grigull Akira NAGASHIMA (Keio University)	53

< Report on Branch Activity >

Report of Hokuriku-shin-etsu Branch Tetsuo HIRATA (Shinshu University)	55
---	----

Report of Tokai Branch	
Kenzo KITAMURA (Toyohashi University of Technology)	56
<Calendar>	57
<Announcements>	58

伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む

One-Point Lectures to Pour Away "A Tiny Bone Stuck in One's Throat"

Concerning Heat Transfer and Thermofluid Dynamics

吉田 英生 (京都大学)

Hideo YOSHIDA (Kyoto University)

2003年10月9日、本特集の執筆者の方々に以下のようなメールで、お願いさせていただいた。

“伝熱学や熱流体力学の教科書で触れられることが少ないけれども関連現象の本質を理解する上で重要な事項、あるいはどの教科書でも通り一遍の記述はなされるものの今一つしっくりこない事項、これらはいつまで経ってもすっきりしない『のどの小骨』となってひっかかっている場合が多いのではないのでしょうか。もちろん、その程度には少なからぬ個人差があるとは考えられますが、本特集ではその小骨を流し込めるような One-Point 解説をお願いしたいと存じます。(中略)分量は内容によって異なると予想しますので、先生に最もおまとめやすい長さにお任せいたします。”

上記の依頼文では、単に一般の読者を対象とした解説をお願いしたような表現になっている。しかし、後で思い返してみると、依頼した背景に無意識的であったことに十分言及できていないことに気付いた。それは、現代人なかでも若人の置かれた状況についてである。

科学技術の世界では、『最先端』『最前線』『次世代』のことが求められがちで、しかもその変化速度は、Alvin Toffler が既に30年以上も前に *Future Shock* の中で指摘したように、日増しに早くなっている。人間が一生の間に受容できる量は本質的には変わらないと思われるが、自らが一員をつとめ自らが駆動力の一部となる *Society* からの要求は限りなく増大していく。*Society* としては、社会しかり、学会しかり。

知的遺産を世代から世代に相続し半永久的に存

在する(特定ではなく広義の)学会では、個人は旅人として勉強しながら通り過ぎていく。駆け出しの旅人、つまり学生は、当面のゴールに向けて焦点を合わせて焦るため、スタート点付近では駆け足になりがちである。そのために、足がからまり転倒という不測の事態もおこってしまう。また、たとえ焦る気持ちはなくとも、学問の進歩に伴って新しく学ぶ事項が増えるために、やむを得ず勉強対象から切り落とされてしまう事項も少なくない。しかし、その切り落とされた事項の中には、今すぐ必要ではないかもしれないが、これから学問を深めていく過程では不可欠な要素が含まれている場合もあるだろう。

本特集では、上記のような視点から8テーマを取り上げ、各テーマに造詣の深い先生方に解説をお願いした。(筆者の場合は、責任上、担当した。)冒頭に引用した執筆依頼文章中に明記したわけではなかったが、各原稿を拝見して、後段で述べたような視点から若い旅人を念頭において道案内をしていただいた内容ともなっていることを確認できたことは有り難かった。

前号では、伝熱シンポジウムのあり方が議論になっていた。確かに、生身の人間が議論を熱く戦わせるシンポジウムは、学会の活力源として最も重要と思う。それに対し、このような特集企画は、先に生まれ、あるいは先にその道を歩む者から、後に生まれ、あるいは後にその道を歩む者への、慈愛に満ちた道しるべとなり、伝熱学会の貴重なアーカイブの一部となることを願うものである。

最後に、ご多用中にもかかわらず、依頼に応じていただき、しかも短期間で原稿をご準備いただいた執筆者の方々にお礼申し上げる次第である。

熱の伝播速度は無限大か
- 非フーリエ問題の原点 -
On Non-Fourier Problem

荒木 信幸 (静岡大学)

Nobuyuki ARAKI (Shizuoka University)

1. なぜ非フーリエ問題か

熱伝導は、巨視的には媒体が動いていないとして扱うが、微視的な立場から見るとその伝熱機構は動的で、きわめて複雑である。たとえば、気体においては自由に飛び回っている気体分子の衝突により熱エネルギーが伝えられるし、金属においては自由電子が非常に大きな速度で運動し、原子に衝突しながら熱エネルギーを運んでいる。結晶体では、弾性ばねのようなもので結合した原子の塊が多自由度の振動をしながら隣の原子の塊に熱エネルギーを伝えている。これらの原子・分子レベルの運動や振動の激しさが温度の指標として表示される。

フーリエの熱伝導の式は、微視的には不連続体であるものを均質な連続体として扱って求められたものである。つまり、不連続体の動きを平均的に観察して得られた「現象論的モデル」である。ここでは、熱の伝播速度が無限に大きいとして、熱緩和現象は無視されている。

最近急速に普及したパソコンをはじめとして、身の回りには、極めて微細で、機能的な材料や素子が使われるようになって、熱移動現象も原子や分子の大きさのオーダーで考えなければならなくなっている。具体的には、ナノ秒程度の急速加熱や 10 K 程度の極低温においては、もはやフーリエの式は成立しないと言われている。

このような現象に対応するために、フーリエの式に代わるものとして、全く新しい式を導入するのではなく、先達は、フーリエの式に熱緩和現象の項を取り込むことで式を修正する道を選んだ。

移動熱流束の項に、緩和項を導入して、熱の伝播速度を有限にすることを考えたのは、1958 年 Cattaneo[3]と Vernotte[4]であるが、導かれた熱伝導方程式は、数学的には波動方程式と同じ形をとっていることになったのである。つまり、熱伝導機構の別のモデルとして波動方程式が導入された

のであって、熱の移動現象が波動であることを認識して波動方程式が導かれたのではないかと私は解釈している（あくまでも私見である）。

私自身も熱伝導現象を波動として扱うことに戸惑いを感じている。波動として扱うと、ある微小な時間帯であるが、温度が低い方から高い方に熱移動が起こることになるし、境界面において熱の反射現象も起こることになる。視野狭窄的に物事を考える人は、直ちに、このようなことは熱力学の第二法則に反するので正しくないと主張される。このことに対してまともな(?) 反論ができないでいることが私の戸惑いの理由である。

しかし、表面的であるが次のような主張をとりあえず行うこととしている。微視的な熱移動の機構を考えると不均質な物質における過渡的な非平衡現象を扱うことになり、準静的に処理する熱力学的第二法則の概念に馴染まないものである。つまり、第二法則もエントロピーの法則も系全体に対して、巨視的でしかも平均的に扱った結果を論じているのである。

非フーリエ問題は、この微視的で過渡的な非平衡現象をわかりやすく表現しようとする課題に取り組む人々の問題設定なのである。見かけは均質な物質であるが、原子・分子レベルのような微視的観点では不均質であるとして非フーリエ現象を追及することは、まさに熱伝導機構を明らかにする本質的な道であると信じている。しかし、その現象を観察することは極めて難しい。本稿の後半で、我々の試みの一部を紹介するが、未だに観察に成功していない。

一方、普通目で見ても明らかに不均質な物質の非定常温度応答に対して非フーリエの式を適用して、合うとか合わないかを論じている論文を見かける。これは、混合物のそれぞれの構成要素においてはフーリエの式が成り立っているが、全体としては、非フーリエ現象のような温度応答が

観測されるものである。その理由はまだ明確にされていないが、混合物質間の境界面において何らかの過渡的な非平衡が発生するためであろうと推測している。この現象は、本来の非フーリエ現象とは言い難いと考えているが、比較的測定が容易であるし、非フーリエの式を理解するのに好都合であるので、我々もこの分野の研究を進めている。

光ですら 30 万 km/s の有限な速度を持っているのに、なぜ熱の伝播速度が無量大でよいのかを追求したいと思っているうちに、私は、深みにはまってしまったようである。非フーリエ現象を追求しても工学的にはあまり役に立たないかも知れない。ほとんどの熱伝導現象がフーリエの式で十分に表現できるからである。しかし、微視的な観点から熱伝導の機構を明らかにし、それを分かり易い形で表現することは、真理探究の観点からきわめて重要であるし、微細な機能性を追及する工学においても必要であると思っている。また、熱緩和時間を物質によって異なる熱物性値として位置付けて整理したいとも考えている。

2. これまでに測定された非フーリエ温度応答

非フーリエ現象を実測した例は極めて少なく、証拠としては不十分であり、さらに測定する必要がある。これまでに発表された測定データのうち、均質な物質に対する温度応答例と明らかに不均質と思われる物質に対する例を紹介する。

2.1 純粋物質の温度応答

Fig.1 は、温度 0.6 K、圧力 54.2 atm で、厚さ 8 mm の固体 He4 の前面をパルス状（パルス時間 5 μ s）に加熱したときの背面の温度応答を示したもので

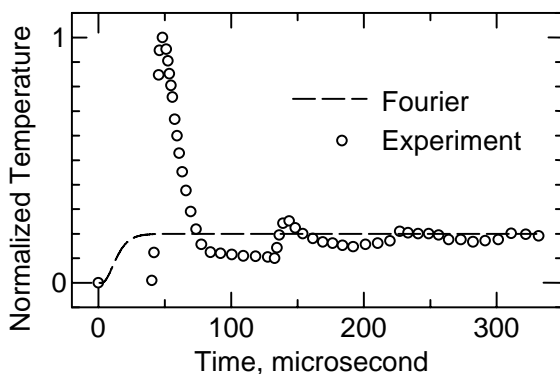


Fig.1 Temperature response at rear surface of solid He4 subjected to 5 μ s heat-pulse at 0.6K [8].

ある[8]。○印の測定点は明らかに波動現象を示している。点線はフーリエの式から求めた温度応答であり、熱平衡状態の温度レベルは互いに一致しているものの、途中経過は著しく異なっている。この測定例に対して非フーリエモデルを適用してカーブフィテングを試みたところ非常に良く一致し、4章で説明する二つの緩和時間と熱拡散率が次のように求められた[23].

$$\tau_q = 61.2 \mu\text{s}, \tau_r < 0.005 \mu\text{s}, a = 2.04 \times 10^6 \text{ mm}^2/\text{s}$$

しかし、その後、この種の測定例はほとんど公表されていない。この実験の追試を含めた新たな現象観察が望まれる。

2.2 不均質物質の温度応答

Fig.2 は、処理された肉（Bologna, ソーセージの一種）が試料である。2個の試料をそれぞれ別の初期温度（8.2 $^{\circ}$ Cと 23.1 $^{\circ}$ C）に設定しておき、ある時刻からそれらを接触させたときの温度応答を示したものである[12]。実線の温度応答は低温側の試料の中央で接触面から 6.3 mm 離れた位置で熱電対を使用して測定したものである。点線はフーリエの式による解析結果であり、初期の立ち上がりにおいて、両者が異なっている。一点差線は非フーリエモデルを適用した結果であり、測定された温度応答とよく一致している。

このような不均質な物質に対する測定例として、空隙率が 40%程度、平均粒径 200 μ m 程度の砂やガラスビーズなどがあり、非フーリエ現象のような温度応答が報告されている[13].

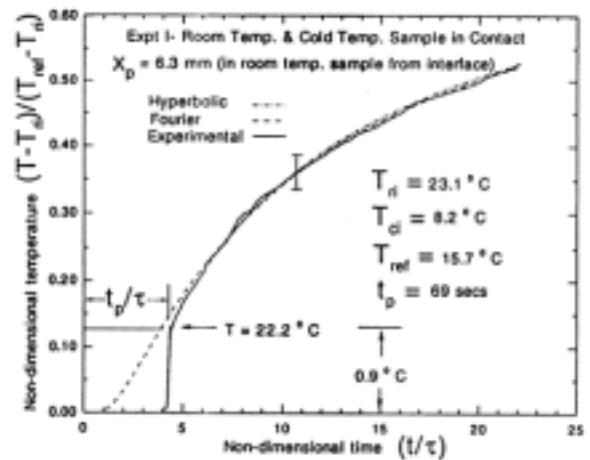


Fig.2 Temperature response after a sudden contact of two pieces of processed meat [12].

3. 熱伝導のモデル

これまでに提案されてきた熱伝導モデルを分類すると、大きくは、フーリエモデルと非フーリエモデルに分けられる。後者はさらに、巨視的には均質であるが微視的には不均質であるとして微視的に追求する微視的モデルとこの微視的現象を緩和現象として大局的にとらえる巨視的モデルとに分けられる。それらを微視的な特性長さ Λ と特性時間 τ を使って分類を試みる。

3.1 フーリエモデル

フーリエの式が成立する要件を第1章で述べたが、再度、キーワードで示すと、熱が伝播する媒体は、巨視的に均質であって、連続体であることを仮定している。微視的な不連続の平均効果を現象論的 (phenomenological) に表現したモデルである。ここでは、熱緩和が無視され、熱の伝播速度は無限大として扱われている。

L を扱っている物質の寸法、 t を測定のための実時間、 Λ を熱キャリア (電子及びフォノン) の平均自由行程、 τ を熱キャリアの特性時間とすると、フーリエモデルは、

$$L \gg \Lambda, \quad t \gg \tau \quad (1)$$

の領域を扱っていることになる。

3.2 非フーリエモデル

連続媒質の仮定が成立しない場合、フーリエモデルが不正確になり、異なったモデルが必要となる。微視的な現象をそのまま表現しようとする方向とフーリエの式を修正して微視的な現象に合わせようとする方向が考えられてきた。この方向における先達がたどったモデルを整理すると次のようになる。

(1) 微視的モデル：Two-step モデル[1]

純粋フォノン場モデル[2]

(2) 巨視的モデル：熱波動モデル[3,4]

Dual-Phase-Lag モデル[5]

さらに巨視的に不均質な混合物に対して巨視的モデルを適用する研究がある。

(1) 微視的モデル

微視的な現象をそのまま表現しようとするモデルである。この領域においては、

$$L \approx \Lambda, \quad t \approx \tau \quad (2)$$

であり、いかにその局所的な現象を単純化して一般的に表現するかが問題となっている。局所的な不均質のために過渡的な熱の非平衡が発生するが、熱キャリアの相互作用によって、しだいに熱平衡

が達成される。例えば、金属がレーザにより加熱される場合[1]、まずフォトン—電子作用で電子がレーザのエネルギーを吸収し、温度が高まる。その時フォノンの温度は変化していない状態なので、局所的に非熱平衡状態になる。そして、電子—フォノン作用でエネルギーが電子からフォノンに伝わり、両者が同じ温度になり、局所的な熱平衡状態が達成される。

(2) 巨視的モデル

上述のような微視的な現象を緩和現象として大局的にまとめ、緩和時間を導入することによりフーリエの式を修正するモデルである。

熱流束の項に熱緩和時間 τ_q を導入すると熱波動を表す式になる。さらに温度勾配の項に緩和時間 τ_T を導入して温度伝播に対しても緩和を同時に考えるのが Dual-Phase-Lag モデルである。

大局的にまとめているとはいえ、扱っているのは微視的現象であるので、このモデルは微視的モデルと同じように $L \approx \Lambda$ 、 $t \approx \tau$ の領域を扱っていることになる。

(3) 微視的モデルと巨視的モデルの関係

微視的な非平衡が平衡状態に達するまでの時間が緩和時間であるので、適当な微視的物理量を緩和時間 τ_q と τ_T とで表現できれば両者の関係が求められる。ただし、材料の種類によって熱緩和の微視的機構が違うのでそれぞれ別々に考える必要がある。金属の場合、two-step モデルと比較すると、 τ_q は電子により伝熱の緩和効果を表す特性時間となり、 τ_T は電子—フォノンの相互作用の特性時間と同じであることがわかる。誘電結晶の場合は、純粋的フォノン場モデルと比較することによって、 τ_q は運動量の非保存プロセスの緩和時間で、 τ_T は運動量を保存する正常プロセスの緩和時間と同じオーダーとなる。

(4) 巨視的に不均質な混合物に対するモデル

異なった種類の純粋物質が分散している混合物のように巨視的に不均質な場合、 $L \gg \Lambda$ 、 $t \gg \tau$ は成立するが、見かけ上の不連続により全体としてフーリエモデルでは熱移動現象を表現できないことがある。大きなスケールの不連続な界面により局所的な非熱平衡状態が発生するとされている。この媒体全体を一つの物質に置換えて、緩和時間を導入して一つの熱伝導方程式で表現するモデルである。したがって、取り扱い(2)の巨視的モデルと同じである。ただし、緩和時間の意味する内容は互いに大きく異なっている。

4. 熱伝導モデルに対する数学的な表現

上述の非フーリエ現象を数学的に表現する研究が種々行われてきたが、熱緩和時間を導入することにより、微視的にも、巨視的にも解決できることがわかった。ただし、あくまでも近似的な解決方法であることを認識しておく必要がある。

ここでは、この近似的解決方法として Tzou の Dual-Phase-Lag モデル[5]を紹介する。

材料中の種々の微視的効果を熱流束 q と温度勾配 ∇T の二つの熱緩和時間を含め考え、次のように表現する。

$$q(r, t + \tau_q) = -\lambda \nabla T(r, t + \tau_T) \quad (3)$$

ここで、 τ_q と τ_T はそれぞれ熱流束と温度勾配の緩和時間であり、 q は熱流束ベクトル、 r は空間ベクトル、 T は温度、 t は経過時間、 λ は熱伝導率である。(3)式は、媒質の中で時刻 $t + \tau_T$ の温度勾配とそれと異なった時刻 $t + \tau_q$ の熱流束が対応することを意味する。この式を Taylor 展開し、 τ_q と τ_T は小さいとして展開した式中の非線形項を無視すると、一般化された熱移動の式は次のようになる。

$$q(r, t) + \tau_q \frac{\partial q}{\partial t} = -\lambda \left[\nabla T(r, t) + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} (\nabla T) \right] \quad (4)$$

上式において、 $\tau_q = \tau_T = 0$ の場合は、フーリエの式となる。

媒質内での熱発生を考えない場合、上式とエネルギー保存則より、熱流束を消去して整理すると、次のような一般化された熱伝導方程式が導出される。

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{a} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \nabla^2 T + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 T) \quad (5)$$

ここで、 a は熱拡散率である。(5)式は、 $\tau_T = 0$ の場合、波動方程式と同じ形になる。さらに、 $\tau_q = \tau_T = 0$ の場合は、フーリエの式から導かれた普通の熱伝導方程式になる。このように(5)式にはフーリエモデルも熱波動モデルも含まれることになるので、一種の一般化モデルの式として位置付けられ、普遍熱伝導方程式とか一般熱伝導方程式などと呼ばれている。

5. 緩和時間のオーダー

熱緩和時間は材料によって異なる値をとり、熱物性値であると考えたい。これまでに測定されたり、推算されたりした値をまとめると Table 1 のようになる。純粋物質に対しては量子力学から理論的に推算される。その値は、極低温においてマ

イクロ秒以下のオーダーである。不均質物質の場合は、室温において数秒以上の値が測定されている。表中で*印のついた値は実測値である。

Table 1 Orders of relaxation time

Material	Relaxation time (s)	
	Cryogenic	Room
Metals[6,7]		
Aluminum	$10^{-11} - 10^{-6}$	$10^{-14} - 10^{-11}$
Tantalium	$10^{-8} - 10^{-6}$	$10^{-13} - 10^{-8}$
Dielectric Solids		
Solid He-4*[8]	$10^6 - 10^5$	
NaF*[9]	$10^{-10} - 10^{-6}$	
Superconductors[7]		
Tantalium	10^{-8}	
Niobium	10^{-8}	
YbaCuO	10^{-10}	
Semiconductors[7]		
Gallium Arsenide	$10^{-10} - 10^{-7}$	$10^{-13} - 10^{-10}$
Organic Materials		
Tissue*[10]	10 - 1000	1 - 10
meat product*[11, 12]	15 - 30	
Porous Materials		
Sand (187 μ m, 42% porosity)*[13]		20
Glass (206 μ m, 36% porosity)*[13]		10

*from experiments

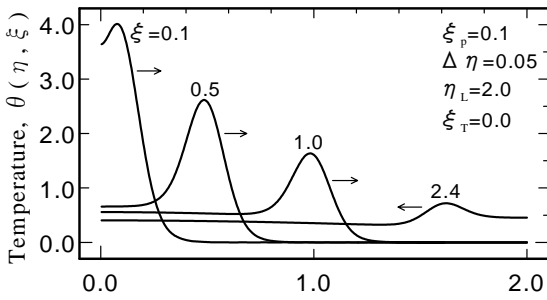
6. 数学的な表現に対する厳密解

普遍熱伝導方程式を解けば種々の非フーリエ現象を表現できる。もちろんこの方程式には波動方程式も含まれているので、条件を選べば波動状の応答も求められる。しかし、普遍熱伝導方程式の厳密解を求めることは数学的に容易ではない。

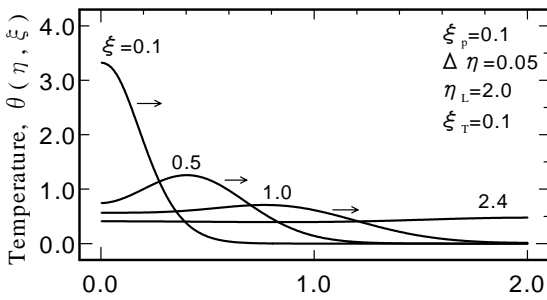
唐・荒木は種々の境界条件に対して厳密解を求め、問題の所在を明確にした[14-27]。特に、実際のレーザ加熱形状に近い熱流束を境界条件として、有限媒質に対する厳密解を求めた。さらに、緩和時間 τ_q と τ_T 、レーザのパルス時間 t_p 、吸収深さ δ 、媒質の厚さ L などのパラメータが温度応答におよぼす影響を解析して、非フーリエ温度応答を4種類の現象に分類した[23]。

Fig.3 は、薄い無限平板の表面をレーザによりパルス状に加熱したときの平板内部の温度応答を時間の経過にしたがって表現したものであり、4種類の温度応答をそれぞれ(a)-(d)の図に示した[23]。ここでは、無次元パルス時間 $\xi_p = 0.1$ 、無次元吸収深さ $\Delta\eta = 0.05$ 、無次元媒質厚さ $\eta_L = 2.0$ 、を同じ値として、二つの緩和時間の比 ξ_T を 0, 0.1, 0.5, 1.5 の4種類の異なった値にしたときの温度分布の変化を無次元時間 ξ をパラメータとして示してある。横軸の η は厚さ方向の無時限距離であり、0 が加熱面、2.0 が裏面である。

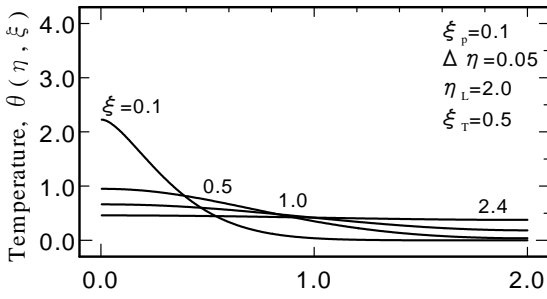
ここで、無次元量は次のように定義されている。
 $\eta = x/2\sqrt{a\tau_q}$, $\eta_L = L/2\sqrt{a\tau_q}$, $\Delta\eta = \delta/2\sqrt{a\tau_q}$



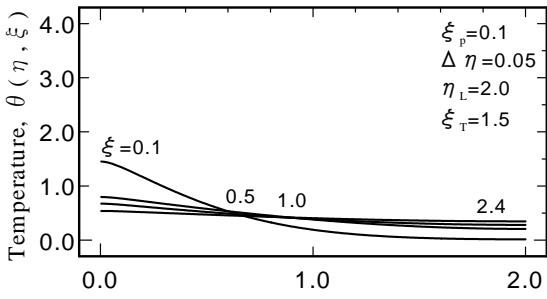
(a) $\xi_T = 0$ (wave)



(b) $\xi_T = 0.1$ (wavelike)



(c) $\xi_T = 0.5$ (diffusion)



(d) $\xi_T = 1.5$ (over diffusion)

Fig.3 Temperature distributions in a finite rigid slab for various values of relaxation time.

$\xi = t/2\tau_q$, $\xi_p = t_p/2\tau_q$, $\xi_0 = t_0/2\tau_q$, $\xi_T = \tau_T/2\tau_q$
 t_0 は加熱開始時刻, x は厚さ方向距離, である.

Fig.3(a)は, $\xi_T = 0$, すなわち温度勾配の緩和時間 τ_T が零のとき, 無次元時間 ξ に対する媒体内部の温度分布の変化を示すものである. この場合は, 熱は**波動(wave)**によって伝播する. つまり, 波動方程式の解を示したことになる. 無次元時間 $\xi = 0.1, 0.5, 1.0$ は温度波の厚さ方向の伝播, $\xi = 2.4$ は反射波を示した. 一連の波面位置を見ると, 波としての進行と反射が明確に観察される.

温度勾配の緩和時間 ξ_T が零よりやや大きくなると Fig.3(b)のようになる(ただし, $\xi_T < 0.5$, すなわち, $\tau_T < \tau_q$ の領域). Fig.3(a)と比べると, 温度波の振幅が減衰し, 進行と反射の波面にシャープさがなくなっているものの, まだ波動としての特徴が少し見られる. しかし, 厳密には, 波動とは言えない. この場合, 式(5)の熱伝導方程式は, もはや, 双曲形方程式ではないからである. しかし, 温度応答は波動に似た挙動を示すので**擬波動**(ウェイブライク, wavelike)と称する.

Fig.3(c)は, 温度勾配の緩和時間が熱流束の緩和時間と一致する場合, すなわち, $\xi_T = 0.5$ のときを示している. 温度伝播は波動の特徴が完全になくなって, 熱は**拡散(diffusion)**によって伝わっている. フーリエの式が成立する古典的な拡散過程と応答の形は全く同じであるが, 加熱開始時の応答において, 若干の時間的な遅れが生じている.

Fig.3(d)には, 温度勾配の緩和時間が熱流束の緩和時間より大きい場合 ($\xi_T = 1.5$) の温度分布の経時変化を示した. この場合も温度応答には波動の特徴がない. Fig.3(c)の純粋拡散過程と比較すると, 熱流束の緩和時間より短い時間範囲において温度応答はより速くなるが, 全体として熱平衡に達するまでの時間が純粋拡散過程より長くなる. これは媒質の中において熱平衡に要する時間が, 全体の熱移動時間より長くなるからであると考えられる. これを**過拡散(over diffusion)**と称する.

このように非フーリエ現象を波動, 擬波動, 拡散, 過拡散の4種類に分類し, 整理したのは我々が初めてである[23].

7. 非フーリエ現象観察へのアプローチ

非フーリエ現象の測定例が非常に少なく, 本当にこのような現象が起こるのであろうかとの疑問が呈されている. 特に, 微視的な熱伝導機構によって発生する非フーリエ現象はマイクロ秒以下の高速度現象であると予測されるので測定が非常に難しい. 我々は, この非フーリエ現象を観察する

ことをめざして、測定システムを構築している。金属薄膜を高速レーザにより加熱したときの温度応答を反射法により高速度で測定しようとするものである。極低温領域では緩和時間が大きくなるので、クライオスタットで試料を冷却し、可視光線の反射率の温度依存性に基づいた方法が温度応答を最も高速度で測定できるであろうとして、実験を試みている[26]。

実験装置の全体図を Fig.4 に示す。試料を室温から 6 K の極低温まで保持するクライオスタット⑤、試料表面を 16 ns の高速パルス加熱を行う YAG レーザ⑪、レーザ径は 8 mm である。試料裏面の温度応答を高速度で測定するシステム①～④。これは、He-Ne レーザの反射光の変化をフォトセンサで読み取る。つまり、試料表面の反射率の温度による変化を測定するものである。反射率の温度に対する変化量は非常に小さいので、測定回路には種々の工夫が施されている。温度応答の表示および記録は 1GS/s の高速対応デジタルオシロスコープ⑩を用いている。

本装置を用いて、厚さ 50 μ m の SUS304 薄膜の熱拡散率を 10 K の極低温まで測定することができた[26]が、非フーリエ現象らしき温度応答を捉えることはできなかった。試料厚さを薄くし、温度応答の測定をさらに高速度にする必要がある。

8. エピローグ

本稿をまとめるに当たって、静岡大学工学部助手唐大偉氏の支援をいただいた。同氏は、非フー

リエ問題の研究を進め、文献欄に記載したように多くの成果を得た。特に、数学的取り扱いにおいて素晴らしい力量を発揮した。厚く御礼申し上げる。

本稿には学問的に妥当であるかどうか不明な私見が随所に記載されている。これを読んだ方が、のどに刺さった小骨が取れずに、のどのイガイガがかえってひどくなったのではないかと恐れている。いずれにしても非フーリエ問題は、実証に乏しく、発展途上の分野であって、今後の研究成果に大きく依存するものである。

参考文献

- [1] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, and T.L. Perel'man, Electron emission from metal surfaces exposed to ultra-short laser pulses, Soviet Phys. JETP, 39 (1974) 375.
- [2] R.A. Guyer and J.A. Krumhansl, Solution of the linearized phonon Boltzmann equation, Phys. Rev., 148 (1966) 766.
- [3] C. Cattaneo, Sur une forme de l'equation de la chaleur elinant le paradoxe d'une propagation instantance, Comptes Rendus, 247 (1958) 431.
- [4] P. Vernotte, Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur, Comptes Rendus, 246 (1958) 3154.
- [5] D.Y. Tzou, A unified field approach for heat conduction from macro- to micro-scales, ASME J. Heat Transfer, 117 (1995) 8.

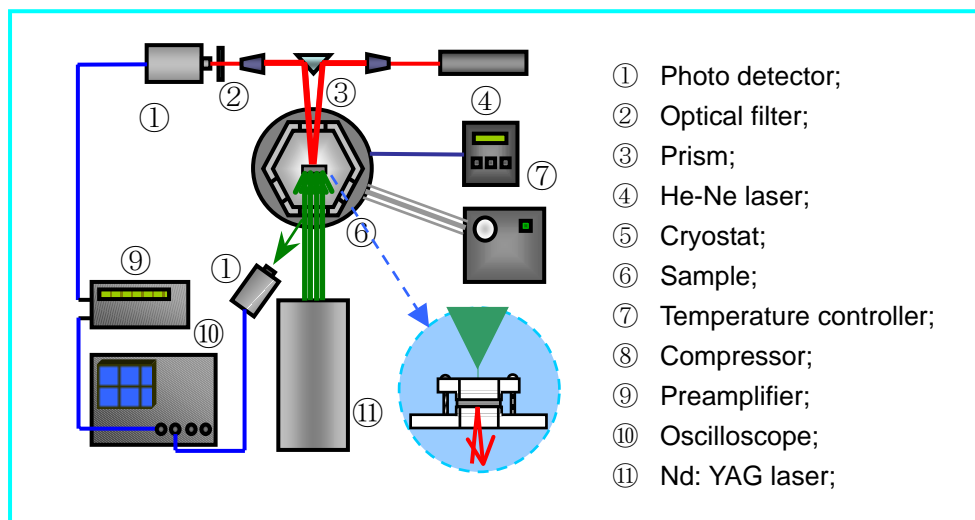


Fig. 4 Experimental setup for transient optical reflectivity measurement.

- [6] M.J. Maurer, Relaxation model for heat conduction in metals, *J. Appl. Phys.*, 40 (1969) 5123.
- [7] A. Vedavarz, S. Kumar, and M.K. Moallemi, Significance of non-Fourier heat wave in conduction, *ASME J. Heat Transfer*, 116 (1994) 221.
- [8] C. C. Ackerman and R. A. Guyer, Temperature Pulses in Dielectric Solid, *Ann. Phys.*, 50 (1968) 128.
- [9] H. E. Jackson, C. T. Walker, and T. F. McNelly, Second Sound in NaF, *Phys. Rev.*, 25 (1970) 26.
- [10] A. Vedavarz, K. Mitra, S. Kumar, and M.K. Moallemi, Effect of hyperbolic conduction on temperature distribution in laser irradiated tissue with blood perfusion, *ASME HTD*, 231 (1992) 7.
- [11] A.M. Brazhnikov, V.A. Karpychev, A.V. Luikova, One engineering method of calculating heat conduction processes, *Inzhenerno Fizicheskij Zhurnal*, 28 (1975) 677.
- [12] K. Mitra, S. Kumar, A. Vedavarz and M.K. Moallemi, Experimental evidence of hyperbolic heat conduction in processed meat, *ASME J. Heat Transfer*, 117 (1995) 568.
- [13] W. Kaminski, Hyperbolic heat conduction equation for materials with a nonhomogeneous inner structure, *ASME J. Heat Transfer*, 112 (1990) 555.
- [14] D.W. Tang, N. Araki, N. Noda, and B.L. Zhou, The macroscopic mechanism on the dynamic thermal deformation of films under transient laser-pulse heating, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28 (1995) 990.
- [15] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier temperature response in a finite medium under oscillatory heating (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 61 (1995) 3316.
- [16] D.W. Tang and N. Araki, Propagation of non-Fourier temperature wave in finite medium under laser-pulse heating (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 62 (1996) 1136.
- [17] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 1585.
- [18] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance-II. Another form of solution, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 3305.
- [19] D.W. Tang and N. Araki, Analytical solution of non-Fourier temperature response in a finite medium under laser-pulse heating, *Heat Mass Transfer*, 31 (1996) 359.
- [20] D.W. Tang and N. Araki, Wave characteristic of thermal conduction in metallic films irradiated by ultra-short laser-pulse, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996) 2527.
- [21] D.W. Tang and N. Araki, Propagation of non-Fourier temperature wave in finite medium under laser-pulse heating: 2nd report, non-uniform absorption in the direction of thickness of laser irradiation with Gaussian temporal profile (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 62 (1996) 4183.
- [22] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier temperature wave and thermal relaxation time, *Int. J. Thermophys.*, 18 (1997) 493.
- [23] D.W. Tang and N. Araki, Wavy, wavelike, diffusive thermal responses of finite rigid slabs to high-speed heating of laser-pulses, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42 (1999) 855.
- [24] D.W. Tang and N. Araki, An inverse analysis to estimate relaxation parameters and thermal diffusivity with a universal heat conduction equation, *Int. J. Thermophys.*, 21 (2000) 553.
- [25] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction behavior in finite mediums under pulsed surface heating, *Materials Science & Engineering A*, 292 (2000) 173.
- [26] N. Araki, D.W. Tang, and H. Kawashima, Measurement of thermal diffusivity at low temperature using an optical reflectivity technique, *Int. J. Thermophys.*, 23 (2002) 245.
- [27] D.W. Tang and N. Araki, Dynamical thermoelastic behavior predicted by an extended Lord-Shulman theory, *JSME Int. J. A: Solid Mech. Material Eng.*, 46 (2003) 126.

境界層方程式の数理

Mathematical Aspect of Boundary-Layer Equation

宮内 敏雄 (東京工業大学)

Toshio MIYAUCHI (Tokyo Institute of Technology)

1. 1905 年は科学技術の特異年?

1905 年にアインシュタインは光量子論, ブラウン運動, 特殊相対性理論に関する 4 編の論文を発表している[1]. 同じ 1905 年発行の第 3 回国際数学会議の議事録 (発表は 1904 年, ハイデルベルク) にプラントルの論文「粘性の極めて小さい流体の運動について」が掲載されている[2]. アインシュタインとプラントルには他の学者たちの思いもかけぬ大胆な着想から出発して, 独自の理論を構築するという共通点がある. そのため両者とも彼らの理論の社会への受容は遅れ, 1921 年のアインシュタインのノーベル物理学賞受賞対象は特殊相対性理論や一般相対性理論ではなく, 光電効果の法則の発見に対するものであった. プラントルの場合にも 1905 年の彼の論文の前に同様な考えの発表はなく, その後も 20 年近くプラントルの門下生による数編の論文を除いて後続するものがなかった[3].

2. レイリー問題

境界層方程式について考える前に, レイリー問題について考える. レイリー問題とは平面壁が半無限領域の非圧縮粘性流体に接しており, 壁をある瞬間から突然一定の速度 U_0 で接線方向に動かした場合に流体中に形成される非定常な流速分布を求める問題である. 壁の接線方向, 法線方向に x 軸, y 軸をとると, 流速は x 成分 $u(y, t)$ のみとなり, 圧力は流れの場で一定であることから, ナビエ・ストークス方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

となる. ここに ν は動粘性係数である. また, 境界条件は

$$u(0, t) = U_0, \quad u(\infty, t) = 0$$

である.

壁が運動を始めたという情報は, 粘性の作用に

より徐々に遠方に及んでゆく. そこで粘性の作用の及ぶ高さを $\delta(t)$ と表すことにする. y を $\delta(t)$ で無次元化すれば, 速度分布は相似となることが予測される. そこで,

$$\eta = y / \delta(t) \quad (2)$$

$$u(y, t) = U_0 f(\eta) \quad (3)$$

とおくと, ナビエ・ストークス方程式(1)の各項は

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= U_0 \frac{df}{d\eta} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{y}{\delta(t)} \right) \\ &= U_0 \frac{df}{d\eta} \cdot \left(-\frac{y}{\delta(t)^2} \cdot \frac{d\delta(t)}{dt} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= \nu U_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{df}{d\eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \\ &= \nu U_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{df}{d\eta} \cdot \frac{1}{\delta(t)} \right) \\ &= \nu U_0 \frac{d^2 f}{d\eta^2} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \cdot \frac{1}{\delta(t)} \\ &= \nu U_0 \frac{d^2 f}{d\eta^2} \cdot \frac{1}{\delta(t)^2} \end{aligned}$$

となる. したがって (1) 式は

$$\frac{d^2 f}{d\eta^2} + 2\eta \frac{df}{d\eta} \left(\frac{\delta(t)}{2\nu} \cdot \frac{d\delta(t)}{dt} \right) = 0 \quad (4)$$

となる. この式から

$$\frac{\delta(t)}{2\nu} \cdot \frac{d\delta(t)}{dt} = c^2 \quad (= \text{一定値}) \quad (5)$$

の場合に, 相似解を持つことが分かる. 一般性を失うことなく $c^2 = 1$ とおくことができるので, 基礎方程式は

$$f'' + 2\eta f' = 0 \quad (6)$$

境界条件は

$$f(0) = 1, \quad f(\infty) = 0$$

となる. (6)式は,

$$\begin{aligned} 2\eta &= -f'' / f' = -(d(f')/d\eta) / f' \\ &= -d(\ln f') / d\eta \end{aligned}$$

となり、上式を積分すると、

$$-\eta^2 + \text{const.} = \ln f'$$

これを整理すると、

$$\frac{df}{d\eta} = \alpha \exp(-\eta^2)$$

が得られ、上式をもう一度積分すると、

$$f(\eta) = \alpha \int_0^\eta \exp(-\eta^2) d\eta + \beta \quad (7)$$

となる。境界条件から、

$$\alpha = -2/\sqrt{\pi}, \quad \beta = 1$$

となり、(1)式の解は、

$$U(y,t) = U_0(1 - \text{erf}(\eta))$$

$$\text{erf}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-\eta^2) d\eta$$

となる。

さて、(5)式は一階の常微分方程式であるので、容易に解を求めることができ、その解は

$$\delta(t) = 2\sqrt{\nu t}$$

となる。すなわち、粘性の作用の及ぶ高さ $\delta(t)$ は動粘性係数の平方根、時間の平方根に比例して大きくなることが分かる。変数変換

$$\eta = y/\sqrt{\nu t}$$

は、Boltzmann 変換と呼ばれている。

平面壁が半無限領域の非圧縮性粘性流体に接しており、壁を接線方向に一定の角振動数 ω 、最大速度 U_0 で振動させた場合に流体中に形成される非定常な流速分布を求める場合の基礎方程式も

(1) 式で与えられ、境界条件は

$$u(0,t) = U_0 \cos \omega t, \quad u(\infty,t) = 0$$

となる。この問題の解は

$$u(y,t) = U_0 \exp(-\eta) \cos(\omega t - \eta)$$

$$\eta = y/\delta(\omega), \quad \delta(\omega) = \sqrt{2\nu/\omega}$$

となる[4].

このように、平面壁をある瞬間から突然一定の速度 U_0 で接線方向に動かした場合も、壁を接線方向に一定の角振動数 ω で振動させた場合も共に粘性の作用の及ぶ高さは動粘性係数の平方根に比例することが分かる。

3. 平板に沿う層流境界層

流速 $U(x,t)$ の非圧縮性粘性流体中に置かれた平板に沿う層流境界層を対象とする場合、平板のスパン方向には変化がないため、平板の接線方向を x 軸、法線方向を y 軸とした二次元問題として扱うことができる。この場合、 $u(x,y,t), v(x,y,t)$ に対する基礎方程式は連続の式とナビエ・ストークス方程式であり、次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (10)$$

また、境界条件は

$$u(x,0,t) = 0, \quad v(x,0,t) = 0$$

$$u(x,\infty,t) = U(x,t), \quad v(x,\infty,t) = 0$$

となる。

境界層(平板近傍の粘性の影響の卓越した領域)内で(8),(9),(10)式の各項の大きさの評価を行う。前章において、平面壁をある瞬間から突然一定の速度 U_0 で接線方向に動かした場合も、壁を接線方向に一定の角振動数 ω で振動させた場合も共に粘性の作用の及ぶ高さは動粘性係数の平方根に比例することが明らかにされている。すなわち

$$\delta \propto \nu^{1/2}$$

である。主流の代表速度 U_0 、平板の長さ l で無次元化すると、

$$\delta/l \propto \sqrt{\frac{\nu}{U_0 l}} \propto \text{Re}^{-1/2}, \quad \text{Re} = U_0 l/\nu \quad (11)$$

となり、境界層厚さ(粘性の作用の及ぶ高さ)はレイノルズ数の平方根に逆比例することが分かる。このことは、レイノルズ数が高くなれば高くなるほど境界層厚さが薄くなることを意味する。この境界層の外側は、粘性の効果を無視することができるため、ポテンシャル流れであると考えられること

ができる。

(8), (9), (10) 式の x 座標を平板長さ l で, y 座標を境界層代表厚さ δ_0 で, x 方向流速を主流の代表速度 U_0 で, y 方向流速を境界層外縁における y 方向速度 V_0 で, 圧力を主流の動圧の 2 倍 ρU_0^2 で, 時間を l/U_0 で無次元化すると,

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{l}{\delta_0} \frac{V_0}{U_0} \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{l}{\delta_0} \frac{V_0}{U_0} v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \\ = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{l^2}{\delta_0^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + \frac{l}{\delta_0} \frac{V_0}{U_0} v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \\ = -\frac{l}{\delta_0} \frac{U_0}{V_0} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{l^2}{\delta_0^2} \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

となる。また, 境界条件は

$$u^*(x^*, 0, t^*) = 0, \quad v^*(x^*, 0, t^*) = 0$$

$$u^*(x^*, \infty, t^*) = 1, \quad v^*(x^*, \infty, t^*) = 0$$

である。ここで, u^* 等は無次元の量を表している。

(13) 式の右辺第 2 項の粘性項中の第 1 項と第 2 項を比較すると, $l^2/\delta_0^2 \propto \text{Re}$ であるから, レイノルズ数が十分に大きな場合に, x の 2 階微分は y の 2 階微分に比べて無視することができる。また, (12) 式の連続の式の x 微分と y 微分が釣り合うことから,

$$\frac{l}{\delta_0} \frac{V_0}{U_0} = O(1)$$

となる。すなわち

$$V_0 \propto \frac{\delta_0}{l} U_0 \propto U_0 / \sqrt{\text{Re}}$$

となり, 境界層外縁における y 方向速度はレイノルズ数の増加に伴い, $1/\sqrt{\text{Re}}$ に比例して小さくなる事が分かる。

(14) 式の右辺第 1 項の圧力勾配項は他の項に比べて

$$\frac{l}{\delta_0} \frac{U_0}{V_0} \propto \text{Re}$$

だけ大きく, 高レイノルズ数の場合, 他の項は圧力勾配項に比べて無視することができる。したがって,

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

となる。このことから境界層内の圧力は境界層外

縁における圧力に等しく, 境界層内で圧力は y 方向に変化しないことが分かる。境界層の外側では, 粘性の効果を無視することができ, ポテンシャル流れであると考えられるため, 境界層外縁の圧力は主流速度 $U(x, t)$ を用いて

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

により決定することができる。平板境界層の場合, 境界層による排除厚さの影響を無視すれば, 主流速度は一定となるため, 境界層外縁の圧力も x 方向の位置によらず一定となる。

以上から, 流速 $U(x, t)$ の非圧縮性粘性流体中に置かれた平板に沿う層流境界層を支配する基礎方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (16)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (17)$$

となる。

(9) 式と (16) 式を比較すると, (9) 式が x の 2 階微分と y の 2 階微分を含む楕円型の偏微分方程式であるに対して, (16) 式は y の 2 階微分のみを含む放物型の偏微分方程式になっており, 方程式の形が異なっていることが分かる。楕円型の偏微分方程式の場合, 初期条件および x と y に対するそれぞれ 2 つの境界条件が必要であり, その解は上流および下流の影響を受ける。それに対して, 放物型の偏微分方程式の場合, 初期条件および x に対する 1 つの境界条件と y に対する 2 つの境界条件のみが必要であり, その解は上流境界条件のみで決まり, 下流方向に積分を進めることができる。このことが境界層方程式の優位性の基となっている。

4. 平板境界層のブラジウス解

前章で明らかにしたように一様流速 U_0 の非圧縮性粘性流体中に置かれた平板に沿う層流境界層に対する基礎方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (18)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (19)$$

となり、圧力は流れの場全体で一定となる。また境界条件は

$$u(x,0) = v(x,0) = 0 \quad (20)$$

$$u(x,\infty) = U_0 \quad (21)$$

となる。

前章の(11)式から、平板先端から x 離れた場所における境界層厚さは

$$\delta(x) \propto \sqrt{\frac{\nu x}{U_0}}$$

と見積もることができる。そこでレイリー問題と同様に y を $\sqrt{\nu x/U_0}$ で無次元化して相似変数

$$\eta = \frac{y}{\sqrt{\nu x/U_0}}$$

を導入して相似解を求めることを考える。(Kaysら[5]はレイリー問題におけるのと同様な方法を用いて、相似変数が上式となることを示している。)

相似解は

$$\frac{u}{U_0} = g(\eta)$$

と仮定することができる。

速度と流関数の関係

$$u = \partial\Psi/\partial y \quad (22)$$

$$v = -\partial\Psi/\partial x \quad (23)$$

の内、(22)式を y で積分すれば

$$\begin{aligned} \Psi &= \int u dy + c(x) = U_0 \int g(\eta) \frac{dy}{d\eta} d\eta + c(x) \\ &= U_0 \sqrt{\nu x/U_0} \int g(\eta) d\eta + c(x) \\ &= \sqrt{\nu U_0 x} \int g(\eta) d\eta + c(x) \end{aligned}$$

を得る。

上式を(23)式に代入すると、

$$v = -\frac{\partial(\sqrt{\nu U_0 x} \int g(\eta) d\eta)}{\partial x} + \frac{\partial(c(x))}{\partial x}$$

となり、 $y=0$ で $v=0$ の条件が満たされるためには、 $c(x)=0$ とすればよいことが分かる。従って $\int g(\eta) d\eta$ を $f(\eta)$ と書くと流関数 Ψ は

$$\Psi = \sqrt{\nu U_0 x} f(\eta) \quad (24)$$

となる。

流関数 Ψ と相似変数 η を用いて基礎方程式(19)の各項を表すと

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\eta}{x}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{\nu x/U_0}}$$

であるから、

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = U_0 f'(\eta)$$

$$\begin{aligned} v &= -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu U_0}{x}} f(\eta) - \sqrt{\nu U_0 x} f'(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\nu U_0}{x}} (\eta f'(\eta) - f(\eta)) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = -U_0 f''(\eta) \frac{\eta}{2x}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = U_0 f''(\eta) \sqrt{\frac{U_0}{\nu x}}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= \frac{\partial}{\partial \eta} \left(U_0 f''(\eta) \sqrt{\frac{U_0}{\nu x}} \right) \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &= \frac{U_0^2}{\nu x} f'''(\eta) \end{aligned}$$

となる。これらを(19)式に代入すると、

$$2f''' + \eta f'' = 0 \quad (25)$$

を得る。境界条件は、(20)、(21)式に対応して、

$$f'(0) = 0, \quad f(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1 \quad (26)$$

となる。(25)式は3階の非線形常微分方程式であり、 $\eta=0$ で二つ、 $\eta=\infty$ で一つの境界条件が与えられる二点境界値問題となっている。

ブラジウスは方程式(25)の解を級数展開法と摂動法を用いて求めている。まず、壁面近傍の解を求めるために $f(\eta)$ を $\eta=0$ の周りに級数展開すると、

$$f(\eta) = A_0 + A_1 \eta + \frac{A_2}{2!} \eta^2 + \frac{A_3}{3!} \eta^3 + \dots$$

$$f'(\eta) = A_1 + A_2 \eta + \frac{A_3}{2!} \eta^2 + \frac{A_4}{3!} \eta^3 + \dots$$

$$f''(\eta) = A_2 + A_3 \eta + \frac{A_4}{2!} \eta^2 + \frac{A_5}{3!} \eta^3 + \dots$$

$$f'''(\eta) = A_3 + A_4 \eta + \frac{A_5}{2!} \eta^2 + \frac{A_6}{3!} \eta^3 + \dots$$

となる。 $\eta=0$ における境界条件から

$$A_0 = 0, \quad A_1 = 0$$

となる。級数展開を(25)式に代入し、 η の等ベキの項ごとにまとめると、

$$2A_3 + 2A_4\eta + \frac{1}{2!}(A_2^2 + 2A_5)\eta^2 + \frac{1}{3!}(4A_2A_3 + 2A_6)\eta^3 + \dots = 0$$

となる。 $\eta = 0$ 近傍の解は3つの境界条件のうち2つしか満足できないので、 A_2 をパラメータとして残すと、各係数が次のようになる。

$$A_3 = 0, \quad A_4 = 0, \quad A_5 = -\frac{1}{2}A_2^2, \quad A_6 = 0,$$

$$A_7 = 0, \quad A_8 = -\frac{11}{2}A_2A_3 = \frac{11}{4}A_2^3, \dots$$

$A_2 = \alpha$ とおくと、 f を次のように表すことができる[4].

$$f(\eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{2}\right)^n \frac{\alpha^{n+1} C_n}{(3n+2)!} \eta^{3n+2} \quad (27)$$

ここで、

$$C_0 = 0, \quad C_1 = 1, \quad C_2 = 11, \quad C_3 = 375$$

$$C_4 = 27,897, \quad C_5 = 3,817,137$$

である。(このような級数展開は収束半径が狭いことが Weyl によって示されており、常微分方程式の数値解により解を求めることが勧められている[6,7].)

次に $\eta = \infty$ での摂動解を求める。そのために f をパラメータ ε のベキ級数として次のように表す。

$$f = f_0 + \varepsilon f_1 + \varepsilon^2 f_2 + \varepsilon^3 f_3 + \dots$$

$$f'' = f_0'' + \varepsilon f_1'' + \varepsilon^2 f_2'' + \varepsilon^3 f_3'' + \dots$$

$$f''' = f_0''' + \varepsilon f_1''' + \varepsilon^2 f_2''' + \varepsilon^3 f_3''' + \dots$$

ここで、 f_i は η に関する未知関数である。摂動解の場合、第0近似解 f_0 が分かったとして、それに対する補正関数 $f_1(\eta) > f_2(\eta) > f_3(\eta) > \dots$ を求めることになる。

上記の関係式を(25)式に代入して、 ε の等ベキ項ごとにまとめると、

$$\varepsilon^0 (2f_0''' + f_0 f_0'') + \varepsilon (2f_1''' + f_0 f_1'' + f_1 f_0'') + \varepsilon^2 (2f_2''' + f_0 f_2'' + f_2 f_0'' + f_1 f_1'') + \dots = 0$$

となる。 ε の等ベキの各項を0と置くと、

$$2f_0''' + f_0 f_0'' = 0$$

$$2f_1''' + f_0 f_1'' + f_1 f_0'' = 0$$

$$2f_2''' + f_0 f_2'' + f_2 f_0'' + f_1 f_1'' = 0$$

を得る。 $\eta = \infty$ で $f' = 1$ となることを考慮して上の第1式を満たす第0近似の関数 f_0 として最も簡単な線形解

$$f_0 = \eta - \beta$$

を選ぶことにする。上式を f_1 に関する微分方程式に代入すると

$$2f_1''' + (\eta - \beta)f_1'' = 0$$

故に

$$\frac{f_1'''}{f_1''} = \frac{1}{2}(\beta - \eta)$$

これを積分すれば

$$\ln f_1'' = \frac{1}{2}\beta\eta - \frac{1}{4}\eta^2 + c$$

となる。新しい積分定数を γ として、

$$c = -\frac{\beta^2}{4} + \ln \gamma$$

と置くと、 f_1'' は

$$f_1'' = \gamma \exp\left\{-\frac{1}{4}(\eta - \beta)^2\right\}$$

となる。境界条件

$$f'(\infty) = f_0'(\infty) + f_1'(\infty) + f_2'(\infty) + \dots = 1$$

すなわち

$$f_1'(\infty) = 0$$

を考慮に入れて f_1'' をもう一度積分すれば

$$f_1' = -\gamma \int_{\eta}^{\infty} \exp\left\{-\frac{1}{4}(\eta - \beta)^2\right\} d\eta$$

となる. 上式をさらに積分し, $\varepsilon=1$ と置いて f_0 との和をとれば

$$f(\eta) = \eta - \beta + \gamma \int_{\eta}^{\infty} \exp\left\{-\frac{1}{4}(\eta - \beta)^2\right\} d\eta d\eta \quad (28)$$

となる. 摂動解の精度を上げるには f_2 を求めればよいが, 実用上の問題に対して(28)式は十分な精度を有している.

(28)式は $\eta = \infty$ における一つの境界条件しか与えられていないため, 二つの積分定数 β, γ を含んでいる. 一方, η の小さなところで成立する(27)式は $\eta = 0$ における二つの境界条件しか与えられていないため, 一つの積分定数 α を含んでいる. これら二つの解がともに成立する領域で, f, f', f'' が接続するように定数 α, β, γ を決定すると,

$$\alpha = 0.332, \quad \beta = 1.73, \quad \gamma = 0.231$$

となる[4].

解の精度の向上は Howarth[8]によって行われており, f, f', f'' が η の関数として示されている[4]. これらから流速 u , v , 各種境界層厚さ, 壁面せん断応力等を求めることができる.

5. 終りに

プラントルによって提案された境界層理論は航空機の発達とともに実用上の多くの問題に適用され, 多くの成果を挙げてきた. その対象も層流境界層だけではなく乱流境界層 [9], さらに化学反応を含む流れ[10]にまで拡張されている. 著者が助手や助教授であった時代は, 現在ほど計算機の性能が優れておらず, 計算速度や記憶容量に制限があったため, 境界層近似を施した基礎方程式を用いて燃焼場等の計算を行ったものである. その意味では境界層理論には大変お世話になった.

Annual Review of Fluid Dynamics には境界層理

論関係のレビュー論文が数多く掲載されており, Vol.33[11]には Vol.1 から Vol.33 までの各章のタイトルが掲載されているので, 興味ある方には一読をお勧めする.

境界層理論の考え方は, 流体力学のみならず非線形方程式の解法として, 特異摂動法[7,12]と呼ばれる手法に発展した. このように境界層理論は20世紀を通して発展した偉大な理論であるといえることができる.

参考文献

- [1] 湯川秀樹監修, アインシュタイン選集1, 共立出版 (1982).
- [2] Prandtl, L., Verh. III Int. Math. Kongr., Heiderberg, 1904, (1905) 484.
- [3] 谷一郎編, 流体力学の進歩 境界層, 丸善 (1984).
- [4] 日野幹雄, 流体力学, 朝倉書店 (1992).
- [5] Kays, W. M. and Crawford, M. E., Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill (1993) 90.
- [6] Meksyn, D., New Methods in Laminar Boundary-Layer Theory, Pergamon Press (1961) 78.
- [7] Van Dyke, M., Perturbation Methods in Fluid Mechanics, Academic Press (1964).
- [8] Howarth, L., Proc. Roy. Soc. London A, **164** (1938) 547.
- [9] Schlichting, H. and Gersten, K., Boundary-Layer Theory, Springer (2000).
- [10] Hartnett, J. P. and Irvine, T. F. (Ed.), Advances in Heat Transfer, **2**, Academic Press (1965) 109.
- [11] Annual Review of Fluid Dynamics, **33** (2001) 682.
- [12] 寺沢寛一編, 自然科学者のための数学概論 応用編, 岩波書店 (1969) 236.

ある角度からはとことん似ていて、
ある角度からは似て非なる球と円柱

*Sphere and Cylinder Which Are Thoroughly Similar from Some Angles,
But Are Falsely Similar from Other Angles*

吉田 英生 (京都大学)

Hideo YOSHIDA (Kyoto University)

1. はじめに球あるいは円柱ありき

『円柱』という語がタイトルに含まれる数少ない書の一つ『生きものは円柱形』(本川達雄著) [1]によれば、生きものは多種多様であるが、その形を一言でいうと前記タイトルのものであるという。その円柱形は球形から進化した。すなわち、『生命の進化の過程においては、まず体が細胞1個だけからできている小さな単細胞生物が出現し』たはずで、その細胞膜は油の膜だから『表面張力によって表面積がもっとも小さい形である球になったと思われ』る。しかし、生物にとって死活問題というべき表面積を確保しつつ、強度的にも丈夫な構造となると、自ずと円柱形に発展したという。

このように生きものにとって根元的ともいえるべき形状である球と円柱は、生きもの以外の自然現象においても、人工物の構成要素としても、最も重要な形状であると言えるだろう。地球を初めとする星、固体粒子、液滴、気泡、線、管など、中実と中空何れの場合もあり、さらに具体的に考えるなら枚挙にいとまがない。

われわれを取り巻く世界が球と円柱で満ち満ちているということは、伝熱学あるいは熱流体力学の対象としても、球と円柱は極めて重要ということにつながる。実際に、両者はそのような学問的扱いを受けてきた。ただし、筆者が察するところ、一般には、両者は質的にはほとんど同じで、量的にのみ若干異なるのだらうと認識されているのではないだろうか。確かに一見すると、両者は非常に似ているが、よくよく考えてみると本質的な差異もありそうである。ちょうど、球と円柱とを並べてシルエットを映し出したとき、ある角度からは共に円形で見分けがつかないが、ある角度からは円形と帯状で似ても似つかぬというように。そこで、本稿では、球と円柱に関する事項を系統的に対比してみて、とことん似ている場合と、似て非なる場合とを、整理してみたい。

2. 本文に先だって

本稿では、球と円柱とを常に対にして議論していく。ただし、内容の性格によって、球と円柱の登場順序が変わることがある。また、記号はできるだけ統一するようにしたが、図は種々の参考文献からの転載であるので、同じ変数記号が異なる意味で用いられることがある。そのような場合は、局所的に定義しなおした。

想像するに、球と円柱のような素朴な?話題は、本誌で今後も滅多に取り上げられることがないだろう。そこで、球と円柱との対比という本来の目的からは逸れるが、個々に興味深いと思われる話題を、この機会を利用して8ポイントの小さい文字で本文中に挿入させていただいた。

本稿では話題が多岐にわたるので、最初に構成を説明しておきたい。以下の枠内に見出しをまとめた。

1. まず流れ場から入り、温度場に進む。
2. 流れ場では、 Re 数が増大した極限と考えられる非粘性流れ=ポテンシャル流 (Euler 方程式) から出発して、粘性流 (Navier-Stokes 方程式) へと議論を進め、最後は Re 数が1付近の遅い流れを扱う。
3. 温度場では、直前の遅い流れの相方として、まず定常熱伝導から入る。その後は 3.2 に対して 4.2, 3.3 に対して 4.3 がある。

3. 流れ場

- 3.1 非粘性流れ
- 3.2 粘性がある場合のよどみ点近傍の流れ
- 3.3 粘性がある場合の全体の流れ
- 3.4 遅い流れ

4. 温度場

- 4.1 定常熱伝導
- 4.2 強制対流でのよどみ点近傍の熱伝達
- 4.3 強制対流での全体の熱伝達

3. 流れ場 [2-11]

3.1 非粘性流れ [4-8, 10, 11]

速度 U_∞ の一様流におかれた半径 R の円柱まわりの流れの複素速度ポテンシャル f は速度ポテンシャル Φ と流れ関数 Ψ を用いて次式のようになる。

$$f(z) = \Phi + i\Psi = U_\infty \left(1 + \frac{R^2}{z^2} \right) z \quad (1)$$

一方、速度 U_∞ の一様流におかれた半径 R の球まわりの速度ポテンシャル Φ と Stokes の流れ関数 Ψ (軸対称の場合の流れ関数には “Stokes の” という接頭語が付くが、以後は省略する) は

$$\Phi = U_\infty \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3} \right) r \cos \theta \quad (2)$$

$$\Psi = \frac{1}{2} U_\infty \left(1 - \frac{R^3}{r^3} \right) r^2 \sin^2 \theta \quad (3)$$

となる。

表面に沿う速度 U の絶対値を、前方よどみ点からの距離 $x (=R\theta)$ で表すと、

円柱：

$$|U| = 2U_\infty \sin \theta = 2U_\infty \sin \left(\frac{x}{R} \right) \approx 2U_\infty \frac{x}{R} \quad (4)$$

球：

$$|U| = \frac{3}{2} U_\infty \sin \theta = \frac{3}{2} U_\infty \sin \left(\frac{x}{R} \right) \approx \frac{3}{2} U_\infty \frac{x}{R} \quad (5)$$

となる。円柱の方が球よりも加速の度合いが大きいのは、いうまでもなく、円柱では2次元的にしか流れが回り込めないのに対し、球では3次元的に回り込めるからである。

上記の非粘性流れでは、円柱、球とも、流れは前後で対称になるため圧力抵抗もないが、非定常運動をする場合には、周囲の液体を押し回すことに対応する付加質量 (added mass) あるいは仮想質量 (virtual mass) (Hinze [12] は virtual, “added” mass と丁寧に表現している) の抵抗が作用する。単位長さ当たりの円柱と球の体積を、ともに Vol とし、周囲流体の密度を ρ とすると、付加質量は以下のようになる。

円柱： $\pi a^2 \rho = Vol \cdot \rho \quad (6)$

球： $\frac{2}{3} \pi a^3 \rho = \frac{1}{2} Vol \cdot \rho \quad (7)$

筆者の周囲の学生にととき尋ねてみて実感していることとして、付加質量に関して認識している人は多くない。しかし極めて身近な問題として、水泳の力学 (腕、足、および身体全体の非定常運動) を考える上で、付加質量は忘れてはならない重要な因子である。この分野で徹底した文献調査を行ったわけではないが、現時点で入手した情報の中で水泳の力学について勉強する手がかりになる論文として、文献[13-17]などを紹介する。

3.2 粘性がある場合のよどみ点近傍の流れ [2, 4, 6]

一様流が円柱あるいは球にぶつかって分岐する前方よどみ点近傍の流れは、実際の工学的応用を考える上で重要である。

まず Fig. 1 に示す2次元 (円柱) のよどみ点近傍の主流と速度境界層について考えてみよう。

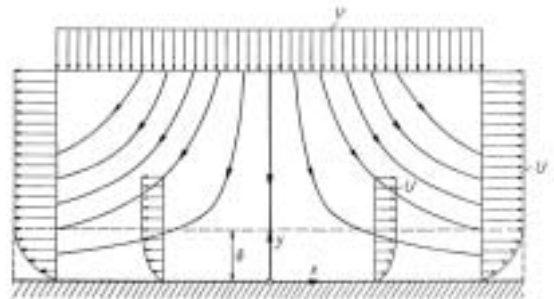


Fig. 1 Stagnation-point flow and boundary layer [2]

2次元の場合の主流は、中心線より片側だけに着目すると、90度の角を曲がる流れと同じだから、 a を正の定数として、速度ポテンシャルは

$$\Phi = \frac{a}{2} r^2 \cos 2\theta = \frac{a}{2} r^2 (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) = \frac{a}{2} (x^2 - y^2) \quad (8)$$

のように表され (ここで $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$),

$$U = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = ax \quad (9), \quad V = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = -ay \quad (10)$$

となる。式(9)に示されるよどみ点からの線形的な加速は、式(4)で既にわかっていたことであり、式(9)右辺の定数 a を加速率と呼ぶことにする。式(10)からわかるように、この値は上流からよどみ点に向けての減速率でもあり、その意味で、よどみ点の前後で流れは対称的である。加速率 a を円柱の場合と結びつけると以下のようになる。

$$a = \frac{2U_\infty}{R} \quad (11)$$

ここで、加速率について、さらに考えてみよう。Fig. 1 に示す2次元直角座標に対するよどみ点流

れでは、無限幅の平板に無限幅の流体が衝突する。したがって、流体の速度の絶対値は、無限上流および無限下流でやはり無限となり、代表長さも代表速度も規定できない。そのかわり、よどみ点からの加速率 a が代表速度と代表長さの比として場を代表する値となる。一方、円柱の場合は、無限流体中に有限寸法の円柱が置かれるために、式(11)のように、境界層外側のポテンシャル流の加速率が一様流の速度と円柱半径で決定された。

$$U \propto x^m \quad (12)$$

と加速される平板境界層（いわゆる Falkner-Skan 方程式）で、 $m = 1$ の場合としても取り扱うことができる。

次に、Fig. 1 を軸対称（球）のよどみ点近傍とみなして考えてみよう。球のよどみ点まわりの式(5)から、軸対称でも主流は一定の加速をすることが確認できる。そこで、主流速度 $U = ax$ を連続の式（平板に沿う方向を x 、垂直方向を y とする）

$$\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}(xU) + \frac{\partial}{\partial y}(V) = 0 \quad (13)$$

に代入すると、平板に垂直方向の主流速度 V は

$$V = -2ay \quad (14)$$

となる。（別の方法として、球まわりの速度ポテンシャルの式(2)を r で微分しても等価な結果は得られるし、文献[5] p. 353 にあるように流れ関数

$$\Psi = -ax^2y \quad (15)$$

を最初から導入してもよい。）すなわち、よどみ点に接近する主流も線形的に減速する点は2次元の場合と同様であるが、減速率を基準とすると、加速率の大きさは半分になる。このことは、平板に衝突した流れが全周方向に回り込むことに対応している。なお軸対称の場合も、境界層厚さが一定であることが知られている。

3.3 粘性がある場合の全体の流れ [2-4,6-9,11,18]

実際の球と円柱のまわりの全体の流れについて考えてみよう。抵抗係数 C_D を Fig. 2 と Fig. 3 に示す。横軸は直径 $d (= 2R)$ と一様流の速度 V (前出の

U_∞) に基づく Re 数である。円柱も球も Re 数が小さい1近傍で Re 数に逆比例して C_D が減少すること、さらに Re 数が増加するとほぼ一定値をとるが、 Re 数が $10^5 \sim 10^6$ の間で急変すること、何れの点でも極めて似た特性であることがわかる。

Re 数が高い領域における抵抗係数の複雑な変化は、球あるいは円柱まわりの速度が減速することに伴う逆圧力こう配により、前方よどみ点から発達してきた境界層がはく離することに起因する。そして、抵抗係数の急減する領域は、層流境界層が乱流境界層に遷移するために、乱流の強い混合作用ではなく離しにくくなる（はく離点が後方に移動する）ことによっている。

このような球と円柱がまともにぶつかりあうのが野球である。硬式野球のボールは、規則により直径 74 mm (重さ 145 g) 前後で、投手の投げる速度は時速 150 km (42 m/s) 程度、したがってボールまわりの $Re = 1.9 \times 10^5$ 。一方、バットの一番太い部分は直径 65 mm 前後で、スイングの速度は時速 110 km (31 m/s) 程度、したがって $Re = 1.3 \times 10^5$ 。ボールもバットも、それぞれ Fig. 2 と Fig. 3 で抵抗係数が急変する Re 数より若干小さめである。ボールの場合には、縫い目があって乱流への遷移を促進する傾向があることや、回転による効果も重畳することも考慮すれば、抵抗の激変領域にかかる。

1987-89 年に The National League's Official Physicist でもあった Yale 大学物理学科の Robert Adair 教授が著した The Physics of Baseball [19] は、野球ファンでなくても興味のつきない書である。（<http://www.yaledailynews.com/article.asp?AID=2386>）

この書に刺激されてインターネットでブラウズするうちに Washington 大学物理学科の Jeffrey Wilkes 教授の下にある <http://www.phys.washington.edu/~wilkes/post/temp/phys208/index.html>、および、このホームページを通じて行き当たった The NASA Glenn Research Center の Learning Technologies Project http://www.grc.nasa.gov/WWW/K-12/freesoftware_page.htm では、Baseball Applet (Fig. 4) というソフトをダウンロードしてカーブボールのシミュレーションをすることもできる。このソフトに限らず、The NASA Glenn Research Center のホームページは教育の面からも非常によくできていて、どなたもその世界の中にどんどん引き込まれていくのではないかと思う。

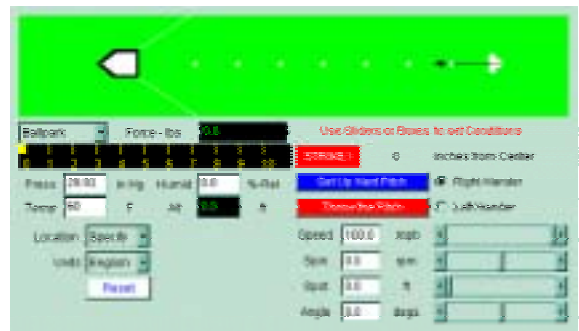


Fig. 4 Baseball applet by the NASA Glenn research center

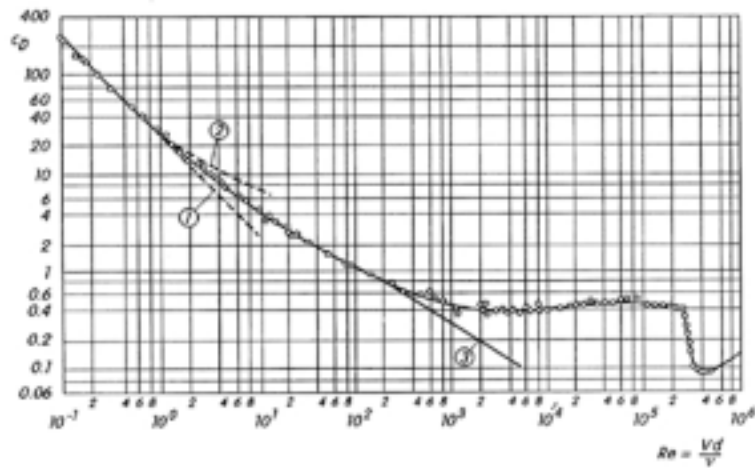


Fig. 2 Dependence of the drag coefficient of spheres on the Reynolds number [2]

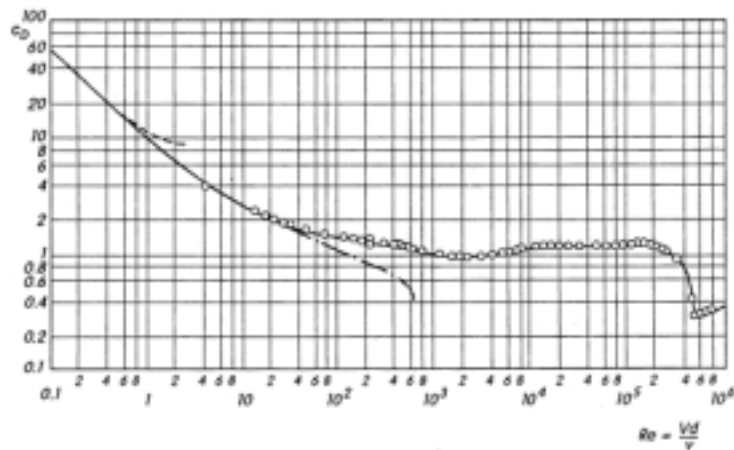


Fig. 3 Dependence of the drag coefficient of cylinders on the Reynolds number [2]

円柱からはく離れた流れでは、Kármán 渦と呼ばれる渦が交互に生成されることは、いうまでもないであろう。純粋な Kármán 渦は $80 < Re < 300$ 程度で見られ、さらに $Re \sim 10^5$ 辺りまでは、明確な規則性はやや失われつつも一定の周波数での渦生成が持続する。

Kármán 自身が述べたように、『しかし私は、この渦を発見したのは私であると主張しません。それは、私の生れるずっと前から知られていたのです。私がこの渦を見た一番古い絵は、イタリアのボローニャの教会にあるもので、セント・クリストファが幼いキリストを抱いて、流れを渡っているところなのですが、聖徒の裸の足のうしろに、二列の交代の渦が描かれていました。』[20] (最近、この絵は福岡工業大学の溝田武人氏により発見され、日本流体力学学会の会誌『ながれ』や Nature にも紹介された[21].)

円柱の下流に生成される Kármán 渦があまりにも有名なことに比べると、球の下流に生成される

渦については、目に触れる機会がほとんどないと思う。そういう筆者も今回の執筆に際して参考文献[22-24]を真剣に探すまで、見たことがなかった。Fig. 5 に、入手した範囲では比較的新しく明確と思われる可視化画像を紹介する。言葉で表現するのは難しいが、 Re 数の増加に伴い、螺旋的な挙動から特定方向の渦が生成され、それらがさらに螺旋的な不安定に移行していくと言えようか。

円柱と球の下流での渦の発達には、本質的な相違がある。Navier-Stokes 方程式をベクトル表示し、その回転を取ると、次式のような渦度方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{w} = (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nu \nabla^2 \mathbf{w} \quad (16)$$

ここで、 \mathbf{v} は速度ベクトル、 \mathbf{w} は渦度ベクトルであり、右辺第 1 項は渦度の伸張に関するので渦

(乱流) を考えるときには、一番大事な項の一つといっても過言ではない。渦は伸びると断面積が減少して強くなり、縮むと断面積が増加して弱くなることに対応しているためである。(フィギュアスケートでの回転の加速と減速を思い出していただきたい。) 球の後流あるいは円形ノズルからの噴流のように、平均的には軸対称性を有する流れでは、ドーナツ状の渦がまず生成されることができる。後流も噴流も下流に向かうにつれ拡散のために幅が広がっていくため、ドーナツ状の渦は平均流により伸張される。一方、円柱の後流や2次元ノズルからの噴流で生成されるスパン方向の渦は平均流による伸張はない。

このことを式(16)で確認する。x, y 平面での2次元流 (z 方向の速度成分がなく、かつ z 方向に一様) の場合、右辺第1項は次式のように0になる。

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= \left(w_x \frac{\partial}{\partial x} + w_y \frac{\partial}{\partial y} + w_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{v} \\
 &= \left(0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} + 0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} + w_z \cdot 0 \right) (v_x, v_y, 0) = (0, 0, 0)
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

一方, (x, y, θ) 座標 (x: 半径方向, y: 軸方向, θ : 周方向) で軸対称の場合, 右辺第1項は次式のようになり, 0にはならない。

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= \left(w_x \frac{\partial}{\partial x} + w_y \frac{\partial}{\partial y} + w_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \mathbf{v} \\
 &= \left(w_x \frac{\partial}{\partial x} + w_y \frac{\partial}{\partial y} + w_\theta \cdot 0 \right) (v_x, v_y, 0) \\
 &= \left[\left(w_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial v_x}{\partial y} \right), \left(w_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right), 0 \right]
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

乱流モデルの開発の歴史において、2次元噴流で経験定数を調整されたモデルでは、軸対称噴流の発達を正確に予測できないということが問題にされた。その理由として、上述の渦の伸張により乱流エネルギーの散逸率が変化することが指摘された [25]。

なお、式(17)で、2次元流の場合に右辺第1項が0になるというのは、あくまでも平均流による寄与を意味していて、実際の流れでは乱流(変動)成分による寄与は当然ながらある。しかし、数値計算で変動成分を含めて完全な2次元計算を行うような場合には、その可能性を排除してしまうので、実際の乱流とはかけ離れた結果となることを覚悟する必要がある。

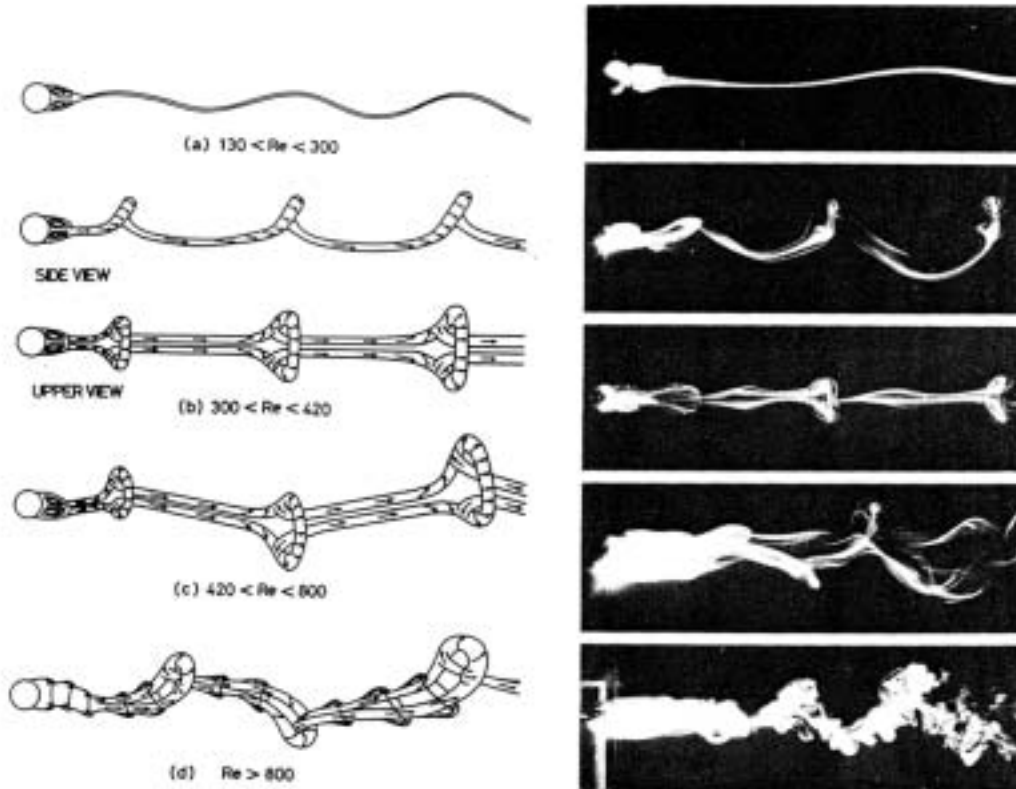


Fig. 5 Patterns of vortex shedding in wake at each region [22]

3.4 遅い流れ [4-8, 10, 11]

本章では、 Re 数が小さいときの定常流を考えよう。 Re 数は、慣性項と粘性項の比であるから、 Re 数が小さいときに、扱いのやっかいな非線形の慣性項を無視して（粘性係数 μ 、圧力 p とする）、

$$\mu \Delta \mathbf{v} = \text{grad} p \quad (19)$$

のように粘性項と圧力項との釣合を考えることは自然なことであり、これを Stokes 近似(1851) [26] という。

この近似に基づいて一様流中に置かれた球まわりの流れを求めると（導出は結構めんどうである）、流れ関数 Ψ 、速度、圧力は

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{1}{2} U_\infty \left(1 - \frac{3R}{2r} + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3} \right) r^2 \sin^2 \theta \\ &= \frac{1}{2} U_\infty \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R}{r} \right) (r - R)^2 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (20)$$

$$v_r = U_\infty \left(1 - \frac{3R}{2r} + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3} \right) \cos \theta \quad (21)$$

$$v_\theta = -U_\infty \left(1 - \frac{3R}{4r} - \frac{1}{4} \frac{R^3}{r^3} \right) \sin \theta \quad (22)$$

$$p = -\frac{3}{2} \frac{\mu U_\infty R}{r^2} \cos \theta \quad (23)$$

となる。球表面に沿って、上記の速度分布に基づく摩擦応力と圧力を積分すると、抵抗 D が求まる。

$$\begin{aligned} D &= 2\pi\mu R U_\infty (\text{圧力抵抗}) + 4\pi\mu R U_\infty (\text{摩擦抵抗}) \\ &= 6\pi\mu R U_\infty \end{aligned} \quad (24)$$

したがって、

$$C_D \equiv \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \cdot \pi R^2} = \frac{24}{Re} \quad (25)$$

これが Stokes の抵抗法則であり、Fig. 2 中の点線①に対応する。

Stokes 近似では方程式は線形なので、ポテンシャル流の場合と同様に重ね合わせが可能である。そこで、上記の流れに速度 $-U_\infty$ の一様流を重ね合わせると静止流体中を $-U_\infty$ で運動する球による流れが得られる。このときの流れ関数 Ψ は次式のようなになる（文献[4] p. 231, 文献[7] p. 302）。

$$\Psi = -U_\infty \left(\frac{3R}{4r} - \frac{1}{4} \frac{R^3}{r^3} \right) r^2 \sin^2 \theta \quad (26)$$

ここまで来ると、次なるステップは円柱の場合にも Stokes 近似を適用してみることだが、結論から先に述べると、円柱のような2次元物体に対しては、円柱表面の境界条件と無限遠の境界条件の両方を満たす解は存在しない。このことは Stokes のパラドックスと呼ばれ、60年後に慣性項を線形化した Oseen 近似(1910) [27] により解決されることになる。Stokes のパラドックスに関する説明は文献[4-8, 10]に種々なされているが、何れも難解であるのはやむを得ないと思われる。（本質的には、文献[5] p. 334にあるように、Stokes 源が発散するか否かという問題である。）その中で、Batchelor [4] による解説は、数式による対比があるため比較的具体性があり理解しやすい（理解したような気になれる）と思われるので、本稿でも採用する。

静止流体中を球あるいは円柱が運動する場合を考える。球について、式(26)で示した流れ関数を、出発点に立ち返って求める場合、特解が明らかに $\sin^2 \theta$ に比例していることから

$$\Psi = U_\infty \sin^2 \theta \cdot f(r) \quad (27)$$

とおくと、未知関数 f に対する方程式は

$$\frac{d^2 f}{dr^2} - \frac{2f}{r^2} = -\frac{C}{r} \quad (28)$$

となり、一般解は

$$f(r) = -\frac{1}{2} Cr + Lr^{-1} + Mr^2 \quad (29)$$

である。境界条件としては球表面と無限遠がある。ここで、 L と M は渦なし運動に起因する項の係数であるので、無限遠での境界条件を満たすためには $M=0$ とおけばよく、残りの C と L を適切に選べば球表面での境界条件を満たすことができる。

一方、円柱の場合は、特解が明らかに $\sin \theta$ に比例していることから

$$\Psi = U_\infty \sin \theta \cdot f(r) \quad (30)$$

とおくと、未知関数 f に対する方程式は

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} - \frac{f}{r^2} = -\frac{C}{r} \quad (31)$$

となり、一般解は

$$f(r) = -\frac{1}{2} Cr \ln r + Lr + Mr^{-1} \quad (32)$$

である。ここで右辺第1項は不可欠な渦度に起因する項であるため（ $C=0$ とすることはできない）無限遠で発散してしまう。すなわち、Stokes 近似

では、無限遠の境界条件を満たす解は存在しない。球と円柱の本質的な差異の一つといえよう。

ただし、このように表現してしまうと、Stokes 近似について以下のような二つの誤解を招く恐れがあるかもしれない。

1. Stokes 近似は、軸対称物体の場合には問題がないが、2次元物体の場合に問題が生じた。
2. Stokes 近似は、2次元物体の場合に全く無力である。

1についての正しい理解は次のようである：円柱、球を問わず、物体から遠くはなれた場所では Stokes 近似は（境界条件は満足できても）妥当性を失い、球についてもっともらしい解が得られたのは幸運であった。（[5] p. 361, [7] p. 309）

2についての正しい理解は次のようである：流れの領域が有限の場合 Stokes 近似により低 Re 数の流れは十分扱える。（[4] p. 245, [5] p. 334）実際、円柱の場合に、式(32)の問題点に目をつぶって、円柱の抵抗を求め、Oseen 近似で得られた係数を導入すれば

$$C_D \equiv \frac{D}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \cdot 2R} = \frac{8\pi}{Re \ln(7.406/Re)} \quad (33)$$

となり、Fig. 3 中の点線に対する漸近線になる。（[4] p. 246）

Stokes (1819. 8. 13 - 1903. 2. 1) は、碩学がひしめく Cambridge 大学でも別格の存在である。Table 1 に示すように、Lucas 教授職に、30 才から 84 才で亡くなるまで 54 年間もいた。

Table 1 The Lucasian professorship of mathematics at Cambridge University

(<http://www.math.ohio-state.edu/~nevai/547/lucasian.html>
<http://www.hawking.org.uk/home/hindex.html> など)

Professor	Chair Dates	Specialty
Isaac Barrow	1664-1669	Classics & Math.
Sir Isaac Newton	1669-1702	Math. & Physics
William Whiston	1702-1710	Math.
Nicolas Saunderson	1711-1739	Math.
John Colson	1739-1760	Math.
Edward Waring	1760-1798	Math.
Isaac Milner	1798-1820	Math. & Chemistry
Robert Woodhouse	1820-1822	Math.
Thomas Turton	1822-1826	Math.
Sir George Airy	1826-1828	Astronomy
Charles Babbage	1828-1839	Math. & Computing
Joshua King	1839-1849	Math.
Sir George Stokes	1849-1903	Physics & Fluid Mech.
Sir Joseph Larmor	1903-1932	Physics
Paul Dirac	1932-1969	Physics
Sir M. James Lighthill	1969-1980	Fluid Mech.
Stephen Hawking	1980-	Theoretical Physics

4. 温度場 [3, 9, 18, 28-34]

4.1 定常熱伝導

前節で考えた Re 数が小さい場合に対応して、流れがない熱伝導問題を考える。球のまわりの媒体の熱伝導率 λ が一定とすると、基礎方程式は、温度 T に対する球対称座標でのラプラシアン

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (34)$$

となる。同心の二つの球表面（添字 1 と 2）で温度が規定されるとき温度分布は

$$T = \frac{T_1 - T_2}{r \left[(1/r_1) - (1/r_2) \right]} + \frac{(T_2/r_1) - (T_1/r_2)}{(1/r_1) - (1/r_2)} \quad (35)$$

であり、熱流束 q_r は

$$q_r = \lambda \frac{T_1 - T_2}{r^2 \left[(1/r_1) - (1/r_2) \right]} \quad (36)$$

となる。ここで外側の球面を無限遠に拡大した境界条件

$$\begin{aligned} r = r_1 = R: & \quad T = T_w \\ r = \infty: & \quad T = T_\infty \end{aligned} \quad (37)$$

を代入すると、球面状での熱流束は

$$q_r(R) = \lambda \frac{T_w - T_\infty}{R} \quad (38)$$

となり、直径 (= $2R$) を代表長さとする Nu 数は

$$Nu = \frac{q_r(R) 2R}{\lambda(T_w - T_\infty)} = 2 \quad (39)$$

となる。

一方、円柱対称座標では、ラプラシアンが

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (40)$$

のように r の 1 乗になるから、同心の二つの円柱表面（添字 1 と 2）で温度が規定されるとき温度分布は

$$T = -\frac{T_1 - T_2}{\ln(r_2/r_1)} \ln r + \frac{T_1 \ln r_2 - T_2 \ln r_1}{\ln(r_2/r_1)} \quad (41)$$

となり、熱流束は

$$q_r = \lambda \frac{T_1 - T_2}{r \ln(r_2/r_1)} \quad (42)$$

となる。ここで、ここで外側の円柱面を無限遠に拡大した境界条件

$$\begin{aligned} r = r_1 = R: & \quad T = T_w \\ r = \infty: & \quad T = T_\infty \end{aligned} \quad (43)$$

を代入すると、円柱面状での熱流束は

$$q_r(r_1) = 0 \quad (44)$$

となる。もし円柱表面温度が周囲温度と異なる場合は、現象論的には定常解を持たないことになる。

このことは、前節でみた Stokes 近似を円柱に適用した場合の破綻と通じるものがあると言えないであろうか。もちろん両者の基礎方程式は異なるが、元をただすとラプラスアンでの r 方向のベキが、球の場合には 2 乗であるのに対し円柱の場合には 1 乗であるため、積分の過程で対数 \ln が現れることに起因している。物理的に端的に表現すると、3 次元的に拡散できるか、2 次元的にしか拡散できないかの差異であり、このことは 3.1 で述べたよどみ点まわりの加速率の大小にも共通している背景ともいえよう。

4.2 強制対流でのよどみ点近傍の熱伝達

円柱でも球でも、前方よどみ点近傍では速度境界層の厚さが一定となることを、先に述べた。 Re 数および Nu 数の代表長さとして、よどみ点からの距離 x をとると、 Pr 数が 1 近傍の流体に対して、 Nu 数は次式のように近似される。 [3, 9] (以下で α は熱伝達率である。)

2次元：

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = \frac{\alpha x}{\lambda \sqrt{Ux}} = \frac{\alpha x}{\lambda \sqrt{axx}} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{v}{a}} = 0.570 Pr^{0.4} \quad (45)$$

軸対称：

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{v}{a}} = 0.763 Pr^{0.4} \quad (46)$$

ここで、式(46)は式(45)から Mangler 変換[2, 3, 9]により $\sqrt{3}$ の係数を乗じて求めた。 Fig. 1 で速度境界層の厚さが一定であったのに対応して、温度境界層の厚さも一定となり、 Nu 数は加速率 a の平方根に比例する。

Pr 数が 1 よりはるかに大きい場合には、 Pr 数の $1/3$ 乗に比例する形で、次式ようになる。

2次元：

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{v}{a}} = 0.491 Pr^{1/3} \quad (47)$$

軸対称：

$$\frac{Nu}{\sqrt{Re}} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{v}{a}} = 0.850 Pr^{1/3} \quad (48)$$

といっても、式(47)と式(48)は、筆者の知る限り文献中にはなかなか見当たらない。実は、式(48)は、筆者が修士 2 年生のとき、恩師の一人の土方邦夫先生に B4 の裏紙 10 枚を使って、誤差関数を援用して導出していただいたものだ。

このような境界層方程式に関する解析解の導出は、けっこう難しい。少なくとも筆者の場合、自力では絶対再導出不可能と思われたので、導出していただいた当日に清書し直した詳細なメモが残してある。もし必要な場合は以下のアドレスまでご連絡いただきたい (yoshida@mech.kyoto-u.ac.jp)。

なお、文献[28]に、手法は異なるが式(48)の右辺と同じ 0.850 の係数が報告されている。式(47)の係数は Mangler 逆変換により $\sqrt{3}$ で除した結果である。

4.3 強制対流での全体の熱伝達

空気流中における、円柱まわりの局所 Nu 数分布を Fig. 6 と Fig. 7 に、球まわりの局所 Nu (Sh) 数分布を Fig. 8 と Fig. 9 に示す。円柱も球も、 Re 数が低いときは前方の熱伝達率が大きい、 Re 数が増加するにつれ背面のはく離域で大きくなるのがわかる。(ただし、球の場合、全体に対する寄与は $\cos\theta$ の重みを考える必要がある点に注意。)

これらの実験(数値計算)結果に基づいて提案されている平均 Nu 数の相関式では、球の場合には前述した純粋熱伝導の極限值 2 が定数項として陽に現れているが、円柱の場合にはそのような定数項がないことに注意されたい。

なお、主流に乱れがある場合の円柱あるいは球まわりの熱伝達に関しても、数多くの研究がなされてきた。特に、前方よどみ点付近では、 Fig. 1 に示す流線から理解できるように、 x 軸方向の渦度が伸張を受けるため、 y 軸方向の乱れが選択的に増幅される。この結果、伝熱が促進されるという機構が付加されることが、多くの研究の動機となった。このことは、2次元あるいは軸対称の衝突噴流による伝熱機構解明の研究とも共通することであり、同時に乱流モデルの高精度化に対する検証の場を提供したことを付記する。

5. Stokes 没後 100 年のむすび

『のどの小骨を流し込む』という企画の言い出しっぺとしての責任上、不勉強ながら執筆者の一人となり、以前から自分の中で引っかかっていた球と円柱の関係について取り上げた。執筆当初は、似て非なる側面を沢山挙げられないかと目論んでいたが、結果的には、とことん似ている側面を再確認する部分が多くなってしまった。ただ、今まで漠然としか認識していなかった球と円柱の関係を

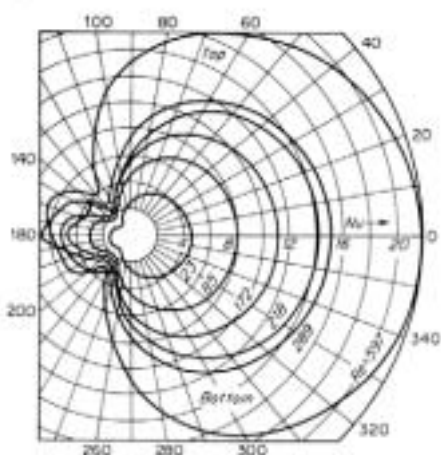


Fig. 6 Local Nusselt number around a cylinder in a uniform flow (low Re number) [18, 29, 31]
(右側が前方)

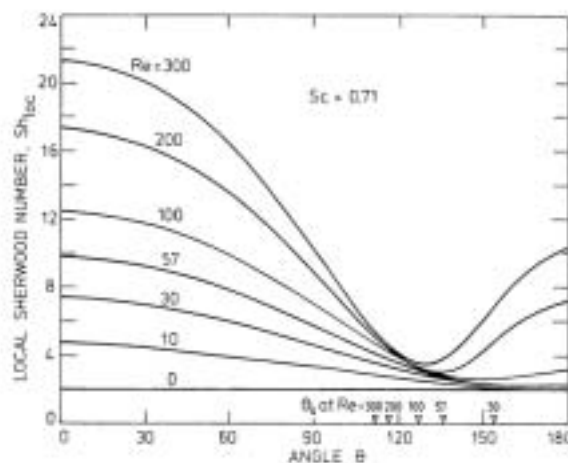


Fig. 8 Local Sherwood number around a sphere in a uniform flow (low Re number: calculation) [32, 34]

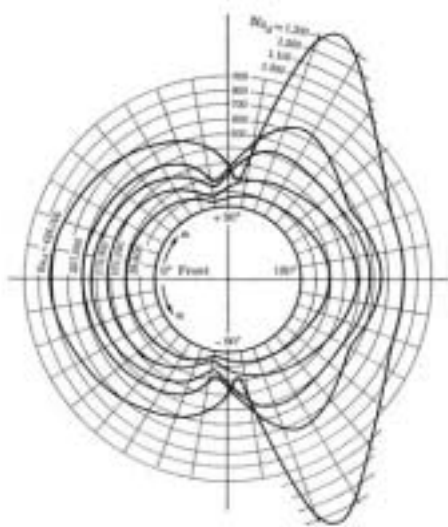


Fig. 7 Local Nusselt number around a cylinder in a uniform flow (high Re number) [18, 30, 31]
(左側が前方)

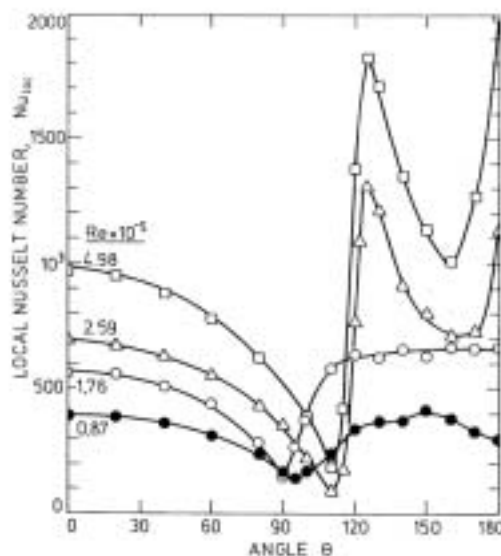


Fig. 9 Local Nusselt number around a sphere in a uniform flow (high Re number) [33, 34]

整理するよい機会にはなった。個人的には、ずっと見てみたいと思いながら調査を先延ばししていた、球の後流中に形成される渦を初めて確認できたのも嬉しかった。

できることなら、窒息しないぎりぎりのところで、正月のために買って来た〇餅をグイッと飲み込んで小骨を流し込みたかった。しかし、とりわけ Stokes のパラドックスに関する部分は、問題の深みに対して筆者の力量不足が決定的であり、七草粥を飲み込んだ程度と自覚している。この点は

心残りであるが、Stokes が生涯と Lucas 教授職を全うしたのが 1903 年で、没後 100 年の 2003 年大晦日に、球と円柱に関する原稿をひとまず書き終えることができたことを幸いとしたい。

謝 辞

本稿の締切直前に、限られた時間ではあったが、名古屋工業大学の長野靖尚先生と東京工業大学の宮内敏雄先生に、拙稿をご覧いただき貴重なコメントを多数いただいた。ここに記して謝意を表する次第である。

参考文献

- [1] 本川達雄, 生きものは円柱形, NHK 出版 (1998).
- [2] Schlichting, H. and Gersten, K., *Boundary-Layer Theory, 8th Revised and Enlarged Edition*, Springer (2000).
- [3] 甲藤好郎, 伝熱概論, 養賢堂 (1964).
- [4] バチェラー G. K. (橋本英典ほか 訳), 入門流体力学, 東京電機大学出版局 (1972).
- [5] 今井功, 流体力学 前編, 裳華房 (1973).
- [6] 森康夫, 土方邦夫, 流れと熱の工学 I, 共立出版 (1976).
- [7] 巽友正, 流体力学, 培風館 (1982).
- [8] 日野幹雄, 流体力学, 朝倉書店 (1992).
- [9] Kays, W. M. and Crawford, M. E., *Convective Heat Transfer, Third Edition*, McGraw-Hill (1993).
- [10] 木田重雄, 流体方程式の解き方入門, 共立出版 (1994).
- [11] 佐野理, 連続体の力学, 裳華房 (2000).
- [12] Hinze, J., *Turbulence*, 2nd ed., McGraw-Hill (1975) 463.
- [13] 田古里哲夫, 水泳競技の流れ学, 東京大学公開講座 スポーツ, 東京大学出版会 (1986), 155.
- [14] 宮下充正, 水泳バイオメカニクス研究の過去, 現在, 未来, 体育の科学, **48-11** (1998) 927, **48-12** (1998) 1015.
- [15] Klauck, J., Man's water resistance in accelerated motion: An experimental evaluation of the added mass concept, *Proc. of VIII Int. Sympo. on Biomechanics and Medicine in Swimming*, (1998) 83.
- [16] Toussaint, H. M., Biomechanics of propulsion and drag in front crawl swimming, (2002) http://www.aptn.pt/artigos_tecnicos/Toussaint.2.pdf
- [17] マグリシオ, E. W. (野村武男, 田口正公 監訳), スイミング・イーブン・ファースター, ベースボール・マガジン社 (1999).
- [18] Zukauskas A. and Ziugzda J., *Heat Transfer of a Cylinder in Crossflow* (Edited by Hewitt, G. F.), Hemisphere (1985).
- [19] ロバート・アデア (中村和幸 訳), ベースボールの物理学, 紀伊国屋書店 (1996).
- [20] フォン・カルマン (谷一郎 訳), 飛行の理論, 岩波書店 (1956) 66, あるいは(野村安正 訳), 大空への挑戦—航空学の父 カルマン自伝—, 森北出版 (1995).
- [21] 溝田武人, カルマン渦の安定配列計算にまつわるフレスコ画はこれか?, *ながれ* **18-6** (1999) 365, St Christopher and the vortex - A Kármán vortex in the wake of St Christopher's heels, *Nature* **404-6775** (2000) 226., <http://www.fit.ac.jp/~mizota/kenkyu/bologna/bologna.html>
- [22] Sakamoto, H. and Haniu, H., A study on vortex shedding from spheres in a uniform flow, *J. Fluids Eng.*, **112-4** (1990) 386.
- [23] Shirayama, S., Flow past a sphere: Topological transitions of the vorticity field, *AIAA J.*, **30-2** (1992) 349.
- [24] Dallmann, U., Gebing, H. and Vollmers, H., Unsteady three-dimensional separated flows around a sphere - Analysis of vortex chain formation, in *Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*, IUTAM Sympo., Springer (1993) 27.
- [25] Pope, S. B., An explanation of the turbulent round-jet/plane-jet anomaly, *AIAA J.*, **16-3** (1978) 279.
- [26] Stokes, G. G., On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums, *Trans. Cam. Phil. Soc.*, 9, Part II (1851) 8.
- [27] Oseen, C. W., Über die Stokes'sche Formel und über eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik, *Arkiv Mat., Astron. och Fysik*, **6-29** (1910) 1.
- [28] Chin, D-T. and Tsang, C-H., Mass transfer to an impinging jet electrode, *J. Electrochem. Soc.*, **125-9** (1978) 1461.
- [29] Eckert, E. R. G. and Soehngen, E., Distribution of heat-transfer coefficients around circular cylinders in crossflow at Reynolds numbers from 20 to 500, *Trans. ASME*, (1952) 343.
- [30] Schmidt, E. and Wenner, K., Wärmeabgabe über den Umfang eines angeblasenen geheizten Zylinders, *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, **12** (1941) 65.
- [31] Eckert, E. R. G. and Drake, R. M. Jr., *Analysis of Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill (1972).
- [32] Woo, S.-W., Ph. D. Thesis, McMaster Univ.,

Hamilton, Ontario, (1971).

- [33] Xenakis, G., Amerman, A. E. and Michelson, R. W., Investigation of the heat-transfer characteristics of spheres in forced convection,

Wright Air Dev. Cent. Tech. Rep., **53-117** (1953)
<http://www.gl.iit.edu/wadc/>.

- [34] Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press (1978).
-

エネルギー式を巡る Around the Energy Equations

田川 正人 (名古屋工業大学)

Masato TAGAWA (Nagoya Institute of Technology)

1. はじめに

伝熱研究会創立 20 周年記念特集 [1] の中に、九州大学 西川兼康先生の『伝熱雑感』という文章がある。そこには、「私の周囲に関して伝熱シンポジウムで思い出されることの一つは…」で始まる段落があり、エネルギー式の正しい使い方 (表現) について論争があったことが記されている。密度 ρ や定圧比熱 c_p など物性値が変化する系において、九大グループがエネルギー式の対流項を $\rho u c_p (\partial T / \partial x) + \rho v c_p (\partial T / \partial y)$ と表して計算したことに対して、会場からそれは近似計算であって正しくは $\rho u (\partial c_p T / \partial x) + \rho v (\partial c_p T / \partial y)$ で計算すべきとの批判があったことが紹介されている。西川先生はこの批判が質問者の誤解によるものであり、方程式の物理的意義を忘れることの危険性について述べられている。

たしかに、非圧縮性流体のエネルギー式として $DT/Dt = a(\partial^2 T / \partial x_k \partial x_k)$ を常用していると、物理を離れて方程式そのものが一人歩きし、そこに到るプロセス (式の前条件や適用範囲など) に対する意識は薄れていく。原点に立ち返ることは何時も重要である。森・土方の著書 [2] では、次式に示すエネルギー式の二通りの表現 (比内部エネルギー e および比エンタルピ h に基づく二つの式) が示されており、それぞれの左辺第 2 項を省略した場合には、どちらがより正確なのかが議論されている。

$$\rho \frac{De}{Dt} - \frac{p D\rho}{\rho Dt} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \Phi \quad (1)$$

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \Phi \quad (2)$$

本特集を企画された吉田英生先生から、上記のような基本的事項について問題意識をもつことの重要性を示唆された上で、「エネルギー式の種々の表現と正しい使い方」について何か書くようにと課題を与えられた。正しい使い方を書くだけの自信はなく、適任の方の名

前がすぐに幾人も思い浮かんだので辞退しようかと大いに迷ったが、結果的には、記事のタイトルを標記のように設定した上でこの課題に取り組むことになった。

以下では、エネルギー式としてよく使われる表現に至る過程をたどる。また、自然対流や燃焼を取り扱う場合に問題となる事柄についても紹介したい。

2. エネルギー式の種々の表現

この節では、流体中の熱移動現象を記述するエネルギー式の表現について、基本形と前提条件についてまとめてみる。以下では、対象を単相のニュートン流体 (純物質) に限定する。また、速度勾配や温度勾配が大きくなり、種々の状態量の間には平衡系の場合と同様の熱力学的関係が成立するものとする。また、簡単のためにデカルト座標系 (Cartesian coordinates) を用いて方程式を記述し、添字について総和規約を適用する。

2.1 内部エネルギー e で表示されるエネルギー式
流体中の熱移動現象の解析では、強制対流のように熱輸送が流体運動に対して受動的であるか、自然対流のように能動的であるかという差はあるものの、エネルギー式を以下に示す連続の式および運動方程式と組み合わせる。密度 ρ が変化する場合、連続の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = \frac{D\rho}{Dt} + \rho \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) = 0 \quad (3)$$

ここで u_k は速度ベクトルの k 方向成分であり、 D/Dt は次式の実質微分を表す。

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_k \frac{\partial}{\partial x_k} \quad (4)$$

式 (3) から、密度 ρ と比体積 v について次の関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} &= -\rho \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \\ \frac{Dv}{Dt} &= \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

密度 ρ が一定の流体 (非圧縮性流体) に対する連続の式は、式 (5) から $\partial u_k / \partial x_k = 0$ となる。一方、運動方程式は

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du_i}{Dt} = & -\frac{\partial p}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_\ell}{\partial x_\ell} \right) \right] \quad (6) \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\zeta \frac{\partial u_\ell}{\partial x_\ell} \right) + \rho X_i \end{aligned}$$

で与えられる。ここで、 p は圧力、 ρX_i は体積力を表す。通常は、ストークスの仮説により体積粘性係数 ζ を 0 とする。

運動方程式と組み合わされるエネルギー式としては温度 T で表示された次式が広く用いられる。

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_k \partial x_k} \right) \quad (7)$$

ここで、 λ 、 c_p はそれぞれ熱伝導率、定圧比熱を表す。温度伝導率 (熱拡散係数) $a \equiv \lambda / \rho c_p$ を用いて $DT/Dt = a(\partial^2 T / \partial x_k \partial x_k)$ と表示されることも多い。式 (7) のエネルギー式はいくつかの仮定のもとに導出されたものである。本論の目的の一つはエネルギー式の代表ともいえる式 (7) に至る過程をたどることである。

比内部エネルギー e (簡単のために、以下では内部エネルギーとよぶ) についてのエネルギー式は、熱伝導がフーリエの法則で記述されるとすれば次式となる。

$$\rho \frac{De}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - p \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \Phi \quad (8)$$

式 (8) は内部エネルギー e と運動エネルギー $k = u_i u_i / 2$ の和 $e+k$ のエネルギー収支を求めた後に、それから k の寄与分を差し引くことで得られる [3] [4]。式 (8) の Φ は流体摩擦によって力学的エネルギーが散逸して熱に変換する量を表し、次式で与えられる [5]。

$$\begin{aligned} \Phi = & \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ = & \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (9) \\ & + \zeta \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \end{aligned}$$

式 (9) の 1 行目の τ_{ij} は次の粘性応力テンソルを表す。

$$\begin{aligned} \tau_{ij} = & \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (10) \\ & + \zeta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \end{aligned}$$

体積粘性係数を $\zeta = 0$ として、 Φ をデカルト座標系で具体的に記述すると次式のようなになる [3]。

$$\begin{aligned} \Phi = & \mu \left[2 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2 \right. \\ & + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right)^2 \\ & \left. + \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right)^2 \right] \quad (11) \end{aligned}$$

式 (8) を次に示すエントロピ s の収支式 [5] [6] から導くこともできる。

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \Phi \quad (12)$$

式 (12) の右辺第 1 項と第 2 項はそれぞれ熱伝導と流体摩擦による熱の寄与を表す*。エントロピは状態量であるから、ある過程におけるエントロピ変化量 Δs はその変化の経路によらない。したがって、熱伝導や摩擦といった不可逆過程の結果として生じるエントロピ変化についても、他の二つの物理量 (ここでは e と比体積 v) の可逆過程を通して次の熱力学関係式から計算できる。

$$T ds = de + p dv \quad (13)$$

式 (13) の両辺を微小時間 dt で割り、時間微分 d/dt を実質微分 D/Dt に変換することによって次の関係を得る。

$$T \frac{Ds}{Dt} = \frac{De}{Dt} + p \frac{Dv}{Dt} \quad (14)$$

式 (14) を式 (12) の左辺に代入し、式 (5) の第 2 式を利用すれば、式 (12) は式 (8) に帰着する。また、式 (8) を式 (5) の第 1 式により書き換えることで式 (1) を得る。

2.2 エンタルピ h および温度 T で表示されるエネルギー式 エネルギー式を比エンタルピ h (以下では単にエンタルピとよぶ) で表すことも多い。内部エネルギー e は h と次式の関係にある。

$$e = h - pv \quad (15)$$

式 (15) の両辺を時間 t で微分し、実質微分に変換すると

$$\frac{De}{Dt} = \frac{Dh}{Dt} - p \frac{Dv}{Dt} - v \frac{Dp}{Dt} \quad (16)$$

*右辺は、不可逆過程によるエントロピの生成 $\lambda |\text{grad } T|^2 / T^2 + \Phi / T$ と熱の移動に伴って生じるエントロピの変化 $\text{div}[(\lambda \text{grad } T) / T]$ からなる [5] [7]。

となる。これを式 (8) の左辺に代入し、式 (5) の第 2 式を用いることにより式 (2) を得る。

次に、温度 T でエネルギー式を表すことを考えてみる。内部エネルギーの変化 de と温度の変化 dT の間には次の熱力学的関係が成立する。

$$de = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad (17)$$

式 (17) の両辺を dt で割って d/dt を D/Dt に変換し、式 (5) を用いると次式を得る。

$$\begin{aligned} \rho \frac{De}{Dt} &= \rho c_v \frac{DT}{Dt} + \rho \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] \frac{Dv}{Dt} \\ &= \rho c_v \frac{DT}{Dt} + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (18)$$

この結果を式 (8) に代入することによって、温度 T と定容比熱 c_v で表されるエネルギー式となる。

$$\begin{aligned} \rho c_v \frac{DT}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) \\ &\quad - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \Phi \end{aligned} \quad (19)$$

同様に、エンタルピーの変化 dh と dT の間には次の関係がある。

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (20)$$

式 (20) によれば、 de は c_p を通して dT と次の熱力学的関係にある。

$$\begin{aligned} de &= dh - p dv - v dp \\ &= c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp - p dv \end{aligned} \quad (21)$$

式 (21) から De/Dt は $c_p(DT/Dt)$ を含む次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{De}{Dt} &= c_p \frac{DT}{Dt} - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} - p \frac{Dv}{Dt} \\ &= c_p \frac{DT}{Dt} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} - \frac{p}{\rho} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (22)$$

この結果を式 (8) に代入すれば温度 T と定圧比熱 c_p で表されたエネルギー式が次のように得られる [3]。

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{DT}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) \\ &\quad + \left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} + \Phi \end{aligned} \quad (23)$$

式 (23) の右辺第 2 項は次式で定義される体膨張係数

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (24)$$

を用いれば次のように書き換えることができる。

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \Phi \quad (25)$$

体膨張係数 β は、理想気体では $\beta = 1/T$ となるから、温度 20°C で $\beta = 3.4 \times 10^{-3} [\text{K}^{-1}]$ となる。一方、同じ温度の水の場合には $\beta = 2.1 \times 10^{-4} [\text{K}^{-1}]$ (理科年表) であり、気体と比較すると一桁小さい。 $\rho = \text{const.}$ ($v = \text{const.}$) の非圧縮性流体では $\beta = 0$ とみなせる。したがって、通常の液体の場合には Dp/Dt を含む項の寄与は無視できる [6]。しかし、気体の場合には無視できない場合がある。これについては次節で述べる。

以上では、内部エネルギー e 、エンタルピー h 、温度 T に基づくエネルギー式を扱ってきた。一方、先述のように e や h に流体の運動エネルギー $k (= u_k u_k / 2)$ を加えた全エネルギー $e_t (= e + k)$ や全エンタルピー $h_t (= h + k)$ でエネルギー式を表示することがある。たとえば、全エンタルピー h_t に対するエネルギー式は次のようになる [4] [8]。

$$\rho \frac{Dh_t}{Dt} - \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial (u_i \tau_{ji})}{\partial x_j} + \rho u_k X_k \quad (26)$$

定常な系では、式 (26) の左辺第 2 項 $\partial p / \partial t$ は 0 となる。加えて、流速が遅い場合には $h_t \simeq h$ が成立し、また右辺第 2 項は無視される。

3. エネルギー式の取り扱い

ここではいろいろなケースを想定して、エネルギー式の取り扱いについて検討する。

3.1 対流項の表現 式 (23) にあるように対流項の正しい表現は $\rho c_p(DT/Dt)$ である。比熱一定を仮定する狭義の理想気体の場合では、定圧比熱 c_p を実質微分の中に入れても何ら差は生じない。しかし、物性値が変化する流体の場合には対流項の取り扱いに注意が必要である。式 (23) の左辺は、連続の式 (3) を利用して ρ と c_p を実質微分の中に入れて次式となる [3]。

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial (\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial (u_k \rho c_p T)}{\partial x_k} - \rho T \frac{Dc_p}{Dt} \quad (27)$$

あるいは、式 (23) の左辺は次のように書くこともできる。

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \rho \frac{\partial(c_p T)}{\partial t} + \rho u_k \frac{\partial(c_p T)}{\partial x_k} - \rho T \frac{Dc_p}{Dt} \quad (28)$$

つまり、定圧比熱 c_p の変化が大きい場合には式 (28) の右辺第 3 項を無視することはできない。したがって、最初に述べたように、 $\rho c_p u_k (\partial T / \partial x_k) \neq \rho u_k (\partial c_p T / \partial x_k)$ となって、後者は c_p の変化が小さい場合の近似的な表現になる。空気の c_p は、大気圧下の 300 K で 1005.7 J/(kg·K)、2000 K で 1338 J/(kg·K) であり [4]、かなり大きく変化する。したがって、高温空気流の解析ではエネルギー式の対流項の表現に厳密さが要求される。比熱が温度のみの関数となる広義の理想気体では、以下のように c_p を c_{pm} の一定値で与えることで、エネルギー式の取り扱いを近似ではあるが簡略にするアプローチがある。

$$c_{pm} = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} c_p(T) dT \quad (29)$$

3.2 非圧縮性流体の場合 非圧縮性流体では密度 ρ (あるいは比体積 v) が一定とみなせるから[†]、式 (1) の左辺第 2 項は零になる。一方、式 (2) の第 2 項は残る。これは、 $dh = de + vdp + p dv = de + dp/\rho$ となる [2] [9] ことから明らかである。圧力変化が無視できる場合や密度が大きい液体などでは $h \simeq e$ となる。たとえば、0.1 MPa の飽和水の場合 $e = 417.36$ kJ/kg、 $h = 417.46$ kJ/kg とほぼ一致する。また、10 MPa という高压の飽和水でも $e = 1393.0$ kJ/kg、 $h = 1407.6$ kJ/kg と 1% 程度の差しかなく、 $e \simeq h$ としてよいことがわかる。

非圧縮性流体では $dv = 0$ 、 $\partial u_k / \partial x_k = 0$ とおくから、温度表示されたエネルギー式 (19)、(23) の右辺第 2 項はともに零になる。つまり、 $c_v = c_p = c$ である。一般に、液体や固体の比熱の測定では c_p が測定され、 c_v は周知の次式から計算される。

$$c_p - c_v = \frac{vT\beta^2}{k_T} \quad (30)$$

ここで k_T は等温圧縮率 $k_T = -(\partial v / \partial p)_T / v$ を示す。現実の固体や液体では c_p と c_v の差は c_v の 3~10% (岩波 理化学辞典) になるが、この程度の差を無視し

[†]完全な非圧縮性流体では、流体圧力は熱力学的な変数 (圧力) とはいえなくなる [7]。

て $c_p \simeq c_v$ とすれば、温度表示されたエネルギー式における比熱として c_p を採用できる。Eckert & Drake [4] では、物性値一定の流体に対する関係式は、式中の比熱が (c_v ではなく) c_p で表示されるとき、現実の流体の実際的な条件をいくらか良く表すと述べられている。

3.3 理想気体の場合 理想気体の状態方程式は次式で与えられる。

$$pv = RT, \text{ または } p = \rho RT. \quad (31)$$

ここで R は気体定数である。式 (31) により、式 (19) と式 (23) の右辺第 2 項の係数は次式のように簡単になる。

$$\left. \begin{aligned} T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v &= p, \\ \left(\frac{\partial \ln v}{\partial \ln T} \right)_p &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

この結果から理想気体のエネルギー式は次のようになる。

$$\rho c_v \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) - p \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \Phi \quad (33)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_k} \right) + \frac{Dp}{Dt} + \Phi \quad (34)$$

熱伝導と流体摩擦が無視できる場合、つまり式 (33) の右辺第 1 項と第 3 項がない場合には、状態方程式 (31) 第 2 式の対数微分に式 (33) を代入し、マイヤーの関係 $c_p - c_v = R$ を用いれば、 Dp/Dt と $p(\partial u_k / \partial x_k)$ に次の関係があることがわかる。

$$\begin{aligned} \frac{Dp}{Dt} &= p \left(\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} \right) \\ &= -p \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \frac{p}{T} \left(-\frac{p}{\rho c_v} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \\ &= - \left(\frac{c_v + R}{c_v} \right) p \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \\ &= -\gamma p \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (35)$$

ここで、 γ は比熱比 c_p/c_v を示す。このとき、式 (34) は $\rho c_p (DT/Dt) + \gamma p (\partial u_k / \partial x_k) = \gamma [\rho c_v (DT/Dt) + p (\partial u_k / \partial x_k)] = 0$ となって、当然のことながら式 (33) と式 (34) は整合する。理想気体では $de = c_v dT$ 、 $dh = c_p dT$ であり、式 (1)、(2) の左辺第 2 項は式 (33)、

(34)の右辺第2項にそれぞれ相当する。したがって、式(35)の結果から、熱伝導と流体摩擦がない(等エントロピ変化の場合)には、 Dp/Dt と $(p/\rho)D\rho/Dt$ の比は比熱比 γ となっており、これらはほぼ同じオーダーの量であることがわかる。

現実の系では熱伝導や流体摩擦が存在するから、等エントロピ変化は実現しない。式(1)の左辺第2項[式(33)の右辺第2項]は単位時間・単位体積あたりの体積変化仕事を表しており、流体の密度変化が大きければ無視できない。一方、そのような場合でも、流速が高くなければ、式(2)の左辺第2項[式(34)の右辺第2項]の影響は小さいことが期待できる。よく使われるエネルギー式(7)では、式(34)において $\lambda = \text{const.}$ とし、また右辺の第2項と第3項が無視されていて、実際に扱いやすい形になっている。この形式の妥当性について以下で検討する。

流体の密度に変化があっても流れの速度が音速に比べて十分小さい場合には、低マッハ数近似(low-Mach number approximation)が適用できる[10]。このとき、圧力 p は次のように分解される。

$$p = p_0(t) + p_1(t, x_1, x_2, x_3) \quad (36)$$

ここで、 p_0 は熱力学的な圧力であり時間 t のみの関数である。 p_1 は流体の運動に誘起される動的な圧力であり時空間的に変動する。 p_0 のオーダーを $O(1)$ とするとき、 p_1 のそれは $O(M^2)$ (M :マッハ数)であり、 p_1 は運動方程式(6)の圧力勾配項に反映される。

エンジン筒内の燃焼のように閉じた空間で大きな発熱があるような場合[11]を除けば、 p_0 は一定とされる[12]。また、空間スケールが1 kmのオーダーをこえない規模の熱流体解析では、 p は

$$p = p_0 - \rho_\infty g x_3 + p_1 \quad (37)$$

と分解される。ここで、 ρ_∞ は基準の密度、 g は重力加速度、 x_3 は重力が作用する方向の空間座標である。式(37)の右辺第2項は重力によるポテンシャルの影響を表す。

低マッハ数近似では、エネルギー式および理想気体の状態方程式に現れる圧力 p を熱力学的圧力 p_0 で置換して、密度 ρ と温度 T を

$$\rho T = \frac{p_0}{R} = \text{const.} \quad (38)$$

で関係づける。流速が音速より十分小さい場合(通常、 $M^2 < 0.1$)には、上記の低マッハ数近似を適用できて音波の影響は排除される。その結果、エネルギー式における動的な圧力 p_1 の寄与は無視されて、式(34)の第2項 Dp/Dt は0とされる。

最後に、式(33)、(34)の右辺最終項 Φ の影響について検討する。この項は流体摩擦による発熱を表しているが、式(7)では無視されている。この項が無視できるか否かは次のEckert数により判断される[4]。

$$Ec = \frac{U^2}{c_{p0}\Delta T} \quad (39)$$

ここで、 U 、 c_{p0} 、 ΔT はそれぞれ代表とする速度、定圧比熱、温度差である。 $Ec \sim 1$ の場合にはエネルギー式における Φ の影響は無視できなくなる[4]。たとえば、温度差100 Kの伝熱条件で空気[$c_p \simeq 10^3 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$]が流速300 m/sで流れているとき $Ec = 0.9$ となる。同じ伝熱条件下でも流速30 m/sでは $Ec = 0.009$ となる。このように、流速が音速に近くなると流体摩擦による発熱の影響は無視できない。逆にいえば、低マッハ数近似が有効であるような流れにおいては、非常に小さな温度差の現象を取り扱うのでなければ Φ を無視してよいと考えられる。実験室レベルの通常の伝熱実験ではこれらの影響を考慮に入れる必要はなく、式(7)を利用できる。

4. エネルギー式を巡って

強制対流では速度場が与えられれば温度場は受動的に決定される。一方、自然対流のように浮力で駆動される流れでは、速度場と温度場にそのような一方的な関係は成立しない。Tsuji, Naganoらは、垂直平板自然対流乱流境界層(空気)の内層の乱流構造が強制対流のそれとは非常に異なることを追求する中で、式(34)の Dp/Dt の項を通して熱エネルギーが乱流エネルギーに直接変換されるプロセスがあることを見出した[13]。 Dp/Dt が含まれない式(7)ではこのようなエネルギー変換の過程を理解することはできない。流速1 m/sの常温空気もつ運動エネルギーは圧力換算でわずかに0.6 Paである。この大きさはエネルギー式の収支においては無視しうるものであるが、速度場には支配的な役割をもつ。このように、数値解析では無視できる項でも、現象を理解する過程では本質的な役割をすることがある。

これまで取り上げてきた純物質のエネルギー式と

は異なり、燃焼のような気相反応系で使われるエネルギー式は非常に複雑である [8] [10] [11]。燃焼場での熱流束は、1) 熱伝導、2) 化学種の分子拡散によるエンタルピ輸送、3) 濃度勾配により駆動される熱拡散 (Dufour 効果)、4) 放射熱流束からなるが、3) と 4) は通常は省略される。燃焼解析で使われるエネルギー式はエンタルピ h または温度 T で表示されることが多い。燃焼反応は温度の上昇にともなって指数関数的に反応が速く進行する強い非線形性をもつから、場の温度を高精度で求める必要がある。燃焼場は多くの化学種の輸送過程を伴うことから、エネルギー式をエンタルピで表すと、高い精度で温度を求めるには膨大な反復計算が必要である [11]。宮内・店橋は温度で陽に表示されたエネルギー式を導出することによりこの問題を解決し、乱流燃焼の DNS に成功している [11]。乱流のモデリングにおいては、モデル化の対象をエンタルピ表示されたエネルギー式とするのか、温度表示のエネルギー式とするかは現象論的モデリングの基礎にかかわる重要な問題でもある [14]。

5. お わ り に

「エネルギー式を巡る」と題して話をまとめようと試みたが、彷徨うことになってしまったように思う。現実に生起する現象を完全に記述できる方程式はないから、支配方程式を構成する際には、現象を単純にし理想化する作業が導入される。また、解析段階では、重要性が低く取り扱い困難と見られる項は省略される。エネルギー式ではこれらのプロセスは大方においてうまく機能している。しかし、無視された項については常に意識していることは有益であると思う。

謝 辞

本稿の執筆にあたりご助言をいただいた名古屋工業大学教授 長野靖尚先生に深謝する。

文 献

- [1] 西川兼康, 伝熱研究, **22-84** (1983), 17-19. (日本伝熱学会 40 周年記念 CD-ROM)
- [2] 森康夫・土方邦夫, 「流れと熱の工学 II」, 共立出版 (1977).
- [3] Bird, R. B., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons (1960).
- [4] Eckert, E. R. G. and Drake, R. M., *Analysis of Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill (1972).
- [5] エリ・ランダウ, イェ・リフシッツ, (竹内均 訳), 「流体力学 1」, 東京図書 (1971).
- [6] アー・エス・モーニン, アー・エム・ヤグロム, (山田豊一 訳), 「統計流体力学 1」, 総合図書 (1975).
- [7] Warsi, Z. U. A., *Fluid Dynamics — Theoretical and Computational Approaches (2nd Ed.)*, CRC-Press (1999).
- [8] Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons (1986).
- [9] Kays, W. M., *Convective Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill (1966).
- [10] Williams, F. A., *Combustion Theory*, The Benjamin/Cummings Publishing (1985).
- [11] 日本機械学会, 「燃焼の数値計算」, 丸善 (2001).
- [12] Libby, P. A. and Williams, F. A., *Topics in Applied Physics: Turbulent Reacting Flows*, Springer (1980).
- [13] Tsuji, T., Nagano, Y. and Tagawa, M., *Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows* (1991), 24.3.1-24.3.6.
- [14] Tagawa, M., Matsubara, F. and Ohta, Y., *Combustion and Flame*, **129** (2002), 151-163.

自然対流ののどの小骨

A Short Review on Buoyancy Induced Flows

北村 健三 (豊橋技術科学大学)

Kenzo KITAMURA (Toyohashi Univ. of Tech.)

1. 緒言

「伝熱」編集委員会から、「自然対流の基礎方程式」に関してのどに引っ掛かる小骨を取り上げ、一文をしたためよとのご依頼を受けた。私も編集委員の一人であり、義務を果たすべくお引き受けしたが、元来が実験屋なもので方程式なるものには疎く、あまり気の利いた話題は提供できそうにありません。そこで、基礎方程式の方は早々に切り上げ、むしろ実際の自然対流場でどのような方程式を適用すべきかといった問題や、単純な体系でありながら今なお未解決の問題などについて紹介することにします。日頃の不勉強がたたりに、原稿中には著者の誤解や理解不足の点が数多く含まれているものと思います。予めご容赦のほどお願いします。

2. 自然対流の基礎方程式について

さて、自然対流の教科書、たとえば Gebhart らの著書⁽¹⁾をひも解くと、以下のような自然対流の一般基礎式が紹介されている。

(連続の式)

$$\frac{D\rho}{D\tau} = -\rho\nabla\cdot\vec{V} \quad \dots\dots\dots (1)$$

(運動量式)

$$\rho\frac{D\vec{V}}{D\tau} = \rho\vec{g} - \nabla p + \mu\nabla^2\vec{V} + \frac{1}{3}\mu\nabla(\nabla\cdot\vec{V}) \quad \dots\dots\dots (2)$$

(エネルギー式)

$$\rho C_p \frac{Dt}{D\tau} = \lambda\nabla^2 t + \beta T \frac{Dp}{D\tau} + \mu\Phi \quad \dots\dots (3)$$

なお、上式では簡単のため密度 ρ 以外の物性値は一定としている。ここで、 $\vec{V} = (u, v, w)$ は速度ベクトル、 t および T は相対温度および絶対温度である。上式(1)~(3)は流体の圧縮性を考慮した式で、式(2)の右辺第3項は圧縮(体積ひずみ)による項、また、式(3)右辺第2項は一般的な応力-歪み相関式から導出される圧力項、第3項は粘性散逸に関わる項である。

ところで、我々の住んでいる地球の重力下では、浮力により誘起される流れの流速は、強制対流の流速に比べれば圧倒的に遅い。従って、これら粘性散逸 $\mu\Phi$ や圧縮性に関わる項 $(1/3)\mu\nabla(\nabla\cdot\vec{V})$ は実質的に無視できると考えられる。また、エネルギー式中の圧力変化項 $\beta T(Dp/D\tau)$ が問題となるのは、閉鎖空間中に大きな温度差があり、突発的に強い対流が発生する場合、例えばタービンを運転し始めたときのブレード内冷却気体の流れなどごく特殊な場合に限られる。

このことから実用的な意味での厳密な支配方程式は、これらの項を除いた以下の式と考えて良い。

(連続の式)

$$\frac{D\rho}{D\tau} = -\rho\nabla\cdot\vec{V} \quad \dots\dots\dots (4)$$

(運動量式)

$$\rho\frac{D\vec{V}}{D\tau} = \rho\vec{g} - \nabla p + \mu\nabla^2\vec{V} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(エネルギー式)

$$\rho C_p \frac{Dt}{D\tau} = \lambda\nabla^2 t \quad \dots\dots\dots (6)$$

これらの式と、密度 ρ を温度 T および圧力 p の関数として規定する式、例えば理想気体では状態方程式 $p = \rho RT$ を組み合わせて、式が解かれる。

ところで、上式(4)~(6)は運動量式(5)中の右辺第1項の重力項 $\rho\vec{g}$ を考慮するか否かを除いて、基本的に強制対流で採用されている式と同一である。従って、自然対流に固有の問題は、すべてこの重力項 $\rho\vec{g}$ 、もしくは重力項と圧力項との和である $\rho\vec{g} - \nabla p$ をどのように評価するかにかかっている。そこで本稿では、まずこの $\rho\vec{g} - \nabla p$ の評価から始める。さて、系の圧力 p を静圧 p_h と流体の運動に伴う圧力変化 p_m に分解すると、 $\rho\vec{g} - \nabla p$ は以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \rho\vec{g} - \nabla p &= \rho\vec{g} - \nabla p_h - \nabla(p - p_h) \\ &= \rho\vec{g} - \nabla p_h - \nabla p_m \quad \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

ここで、流体の代表密度を ρ_r とおくと、静圧は

$\nabla p_h = \bar{g}\rho_r$ で表せるから、式(7)は $\rho\bar{g} - \nabla p = \bar{g}(\rho - \rho_r) - \nabla p_m$ となる。これより、式(5)は次のように書き替えられる。

$$\rho \frac{D\vec{V}}{D\tau} = \bar{g}(\rho - \rho_r) - \nabla p_m + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad \dots\dots(8)$$

上式(8)の右辺第一項 $\bar{g}(\rho - \rho_r)$ がいわゆる浮力項 \vec{B} と呼ばれるものである。

さて、ここで加熱された物体が一様な温度 t_∞ および密度 ρ_∞ の周囲流体に取り囲まれている場合を考える。このとき流体の代表密度は $\rho_r = \rho_\infty$ で表され、式(8)右辺第1項は $\vec{B} = -\bar{g}(\rho_\infty - \rho)$ となる。ここで、流体の密度 ρ は一般に温度 t および圧力 p の関数、すなわち $\rho = \rho(t, p)$ となることから、 $(\rho_\infty - \rho)$ は以下のように展開できる。

$$\begin{aligned} \rho_\infty - \rho &= \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_p (t - t_\infty) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2}\right)_p (t - t_\infty)^2 + \dots \\ &+ \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_t (p_\infty - p) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial p^2}\right)_t (p_\infty - p)^2 + \dots \\ &+ \frac{\partial^2 \rho}{\partial t \partial p} (t_\infty - t)(p_\infty - p) + \dots \quad \dots\dots(9) \end{aligned}$$

ここで、流体の圧力変化に伴う密度変化が最も問題となる理想気体について考える。理想気体では状態方程式 $p = \rho RT$ 、および体膨張率

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_p = \frac{1}{T} \text{ なる関係が成立する。}$$

これと、 $p_m = p_\infty - p$ なる関係を上式(9)に代入し、整理すると、以下の式を得る。

$$\begin{aligned} \rho_\infty - \rho &= \rho\beta (t - t_\infty) [1 + \beta(t - t_\infty) + \beta^2(t - t_\infty)^2 + \dots] + \frac{p_m}{RT} + \\ &+ \left[\frac{(t - t_\infty)(p - p_\infty)}{RT^2} + ASM \right] \\ &= \frac{\rho\beta (t - t_\infty)}{1 - \beta(t - t_\infty)} + \frac{\beta p_m}{R} [1 + \beta(t - t_\infty) + ASM] \quad \dots\dots(10) \end{aligned}$$

上式の ASM は、温度、圧力相互相関に関わる高次の付加項である。ここで、流動に伴う圧力変化 p_m は重力方向の静圧変化に比べて圧倒的に小さいことから p_m の勾配は $\bar{g}(\rho_\infty - \rho)$ で近似できる。これより任意の高さ $x = L$ における p_m は、

$p_m = gL(\rho_\infty - \rho)$ で表せる。これを上式(10)に代入し、式を変形、整理すると、以下のような関係式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho} &\left\{ 1 - \frac{g\beta L}{R} [1 + \beta(t - t_\infty)] \right\} \\ &= \frac{\beta(t - t_\infty)}{1 - \beta(t - t_\infty)} + ASM \quad \dots\dots(11) \end{aligned}$$

さて、上式より高次の付加項 ASM を無視すると、 $C_1 = g\beta L/R$ および $C_2 = \beta(t - t_\infty)$ が1に比べて十分小さい、即ち $C_1, C_2 \ll 1$ のとき、

左辺 = $(\rho_\infty - \rho)/\rho = \beta(t - t_\infty) =$ 右辺 $\dots\dots(12)$ となるのが分かる。ここで、 C_1 は流動に伴う圧力変化が流体の密度 ρ に及ぼす影響を、また C_2 は、流体の温度変化 $(t - t_\infty)$ が密度 ρ に及ぼす影響をそれぞれ表している。上式(12)はいわゆる Boussinesq 近似と呼ばれるもので、逆にいえば、Boussinesq 近似が成立するためには、 $C_1 \ll 1$ かつ $C_2 \ll 1$ なる条件を同時に満足する必要があることを示している。

以上は理想気体の場合であるが、流体が液体の場合を含めて Gebhart⁽¹⁾ は式(4), (8), (6)の各項のオーダーチェックを行い、以下の場合について各式、項の近似や省略が可能であることを示している。

(i) $C_2 \ll 1$ のとき→式(4), (8), (6)中の密度 ρ は適当な一定値で代表できる。

(ii) C_2 の値が重力方向に一定もしくは大きく変化しないとき→式(4)左辺中の $\vec{V}\nabla\rho$ の項は無視できる。

これらの仮定が成立するとき、我々になじみの深い、以下の Boussinesq 近似を施した方程式が成り立つというわけである。

(連続の式)
$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad \dots\dots(13)$$

(運動量の式)
$$\rho \frac{D\vec{V}}{D\tau} = -\rho\bar{g}\beta(t - t_\infty) - \nabla p_m + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad \dots\dots(14)$$

(エネルギー式)
$$\rho C_p \frac{Dt}{D\tau} = \lambda \nabla^2 t \quad \dots\dots(15)$$

ところで、上の仮定(ii)は体系中に極端に大きな密度変化がある場合や、水のように4℃付近に密度変曲点がある場合には成り立たないが、それ以外の通常の条件下では成立すると考えられる。従って、我々が取り扱う自然対流で最も注意を要す

る問題は仮定(i)であろう。

この仮定； $\beta(t-t_\infty) \ll 1$ は、理想気体の場合

$$\beta(t-t_\infty) = \frac{1}{\rho'} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_p (t-t_\infty) = \frac{t-t_\infty}{T} \ll 1$$

となり、系の代表（絶対）温度 T に対して相対温度差 $(t-t_\infty)$ が小さい場合に成立する。一方、この仮定が成立しない場合には、式(13)~(15)は成立せず、より厳密な式(4), (8), (6)に戻って解析を行う必要がある。

しかし、実際にこれらの式を厳密に計算することは難しく、とくに高レイリー数の自然対流や乱流自然対流を取り扱うに当たっては非常に煩雑な計算を必要とする。これに対して、最近、Mlaouah, 辻, 長野⁽²⁾は、低マッハ数近似を用いた数値計算法を提案し、温度差およびレイリー数が比較的大きな密閉容器内自然対流の熱・流動解析を試みている。この低マッハ数近似とは、対流場では流れに伴って流体圧力が変化したが、この圧力変化に伴う密度変化は流れが遅い場合、温度変化に伴う密度変化に比べて小さく無視できる。そして、温度差が相対的に小さく、密度と温度の間に Boussinesq 近似と同様な線形関係 $\rho_0 - \rho = \rho_0 \beta(t-t_0)$ が成立すると仮定するものである。この関係を連続の式(4)に代入し、密度変化の一次のオーダーで近似すると、

$$\nabla \cdot \vec{V} = \beta \frac{Dt}{D\tau} = \alpha \beta \nabla^2 t \quad \dots\dots(15)$$

ここで、 $\alpha = \lambda / (\rho_0 C_p)$

また、この関係を運動量式およびエネルギー式に代入し、密度変化の一次のオーダーで近似すると、結果的に Boussinesq 近似を施した式(14), (15)と同じ式が得られる。彼らはこれら低マッハ数近似を施した式を解き、厳密な式(4), (8), (6)および Boussinesq 近似した式(13)~(15)を解いた結果と比較・検討している。その結果、容器内の速度分布や対流パターン、高レイリー数における対流の不安定（揺動）現象などについて、Boussinesq 近似による解は厳密解と大きく異なる結果を与えるのに対し、提案された近似式による解は厳密解にほぼ一致する結果を得ている。このような低マッハ数近似による解法は、厳密な式を解くことが困難な乱流自然対流に対しても適用が期待される。

3. 実験屋から見た方程式適用の問題点

以上、前章では自然対流を取り扱う上で最も大きな問題となる Boussinesq 近似について論じた。一方、我々が直面する自然対流問題の多くは、体系の温度差がさほど大きくなく、また流速も強制対流に比べて圧倒的に低く、Boussinesq 近似を施した式を解くことによって、十分な精度で現象が予測できるのもまた事実である。しかし、与えられた問題や体系に対して、どのような方程式を立て、解くべきかについては、今なお多くの誤解や混乱が見られるようである。ここではそのような問題を著者の経験した問題を含めて幾つか取り上げることにする。

3.1 流れは2次元それとも3次元？

図1に示すように側面が加熱・冷却され、上下面が断熱された密閉容器内自然対流は、数値計算のベンチマーク問題としてよく取り上げられる問題である。実際にも、容器の奥行きを断面寸法よりも十分大きくとることにより、容器内に2次元と見なせる流れが実現できる。では、図2に示すように底面が加熱、上面が冷却、両側面が断熱された密閉容器ではどのような自然対流が発生する

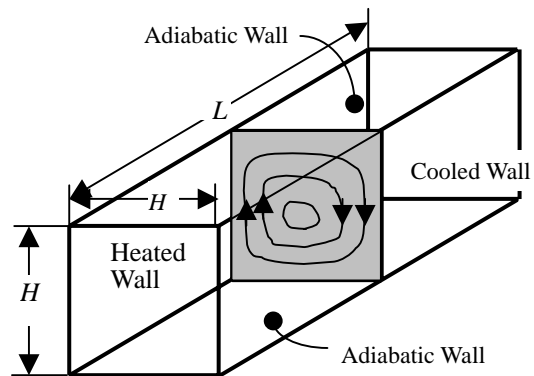


Fig.1 Two-dimensional cavity flow

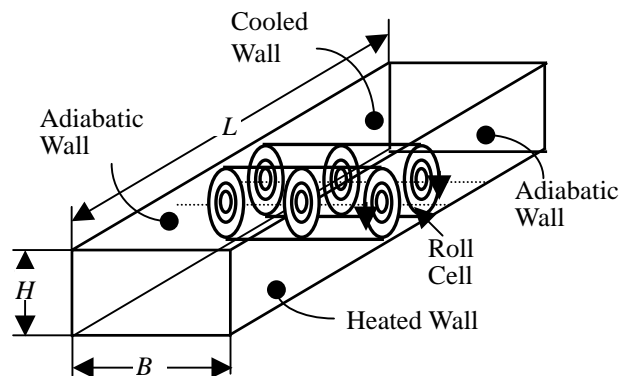


Fig.2 Bottom-heated cavity flow

だろうか。自然対流の専門家でなくても、加熱・冷却面の温度差 ΔT および間隔 H をそれぞれ代表温度差、代表長さとするレイリー数がある臨界値を越えると容器内に対流が発生し始め、そのときの対流は図3に示すように、容器の短辺方向に軸をもつロールセル状の流れとなることは、常識として知っているであろう。このとき容器の奥行き L を断面寸法 ($H \times B$) より十分大きくとったとしても結果は同じである。このような下面加熱の体系では、少しレイリー数が大きくなると流れをもちや2次元として取り扱えないことは明らかである。しかし、取り扱う体系が少し複雑になると、いつの間にかこの常識が忘れ去られ、2次元解析を行っている例が最近の伝熱シンポでもちらほら見受けられる。このような例はとくに解析を専門とする方に多く、注意が必要である。

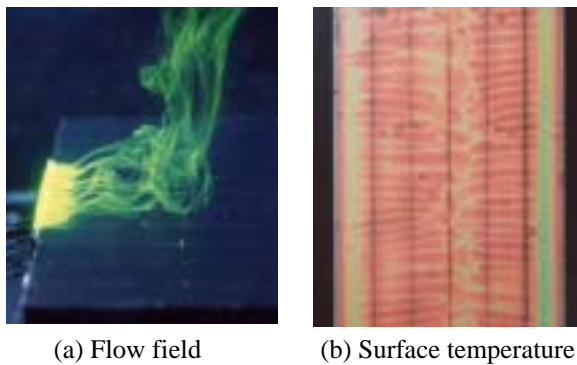


Fig.3 Visualization of flow field and temperature over upward-facing, heated plate

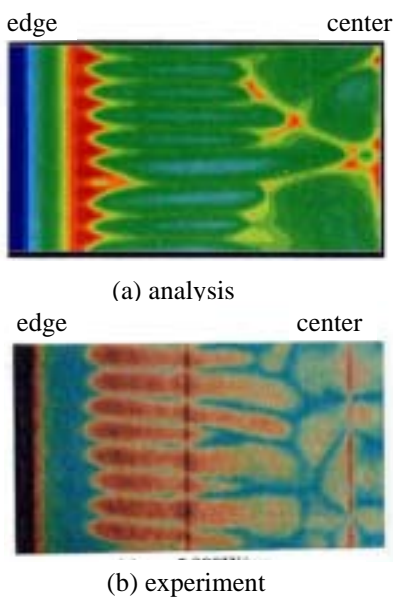


Fig.5 Predicted surface temperatures of plate

このように体系が2次元と見なせる場合であっても、実際に生じる流れは3次元となる例は、容器内自然対流に限らず、他の体系でもごく普遍的に見られる。そのような例として、著者らがここ10年来検討している、上向き加熱平板上の自然対流⁽³⁾が挙げられる。図3は、等熱流束条件で加熱した平板伝熱面を水平上向きに設置した場合について、加熱平板上の流れを染料で、また、平板表面の温度を感温液晶により、それぞれ可視化した結果を示したものである。図3(a)に示すように、板の先端部に設けたスリットから染料を流してやると、染料ははじめ板の表面に沿って膜状に流れるが、先端からある距離進んだ地点で染料が筋状に集中し始め、やがて伝熱面からはく離する。そして、はく離した染料の筋は次第に乱れながら、伝熱面中央に向かって流れ、伝熱面中央部で他端から到達した流れと衝突・合流して、鉛直上方へ流れ去っていく。また、この流れのはく離に伴って、図3(b)に示すように伝熱面表面温度分布に低温の筋状模様が規則正しいピッチで現われることが分かる。ではなぜこのような染料の集中・はく

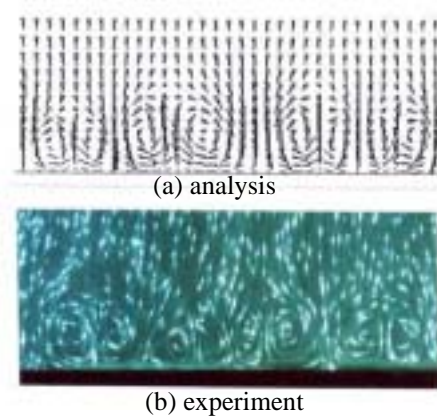


Fig.4 Longitudinal vortices induced over plate

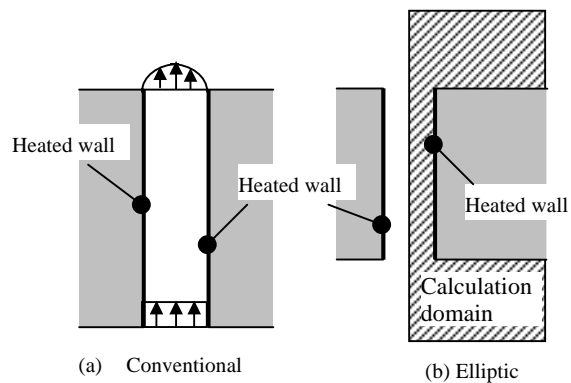


Fig.6 Vertical slot

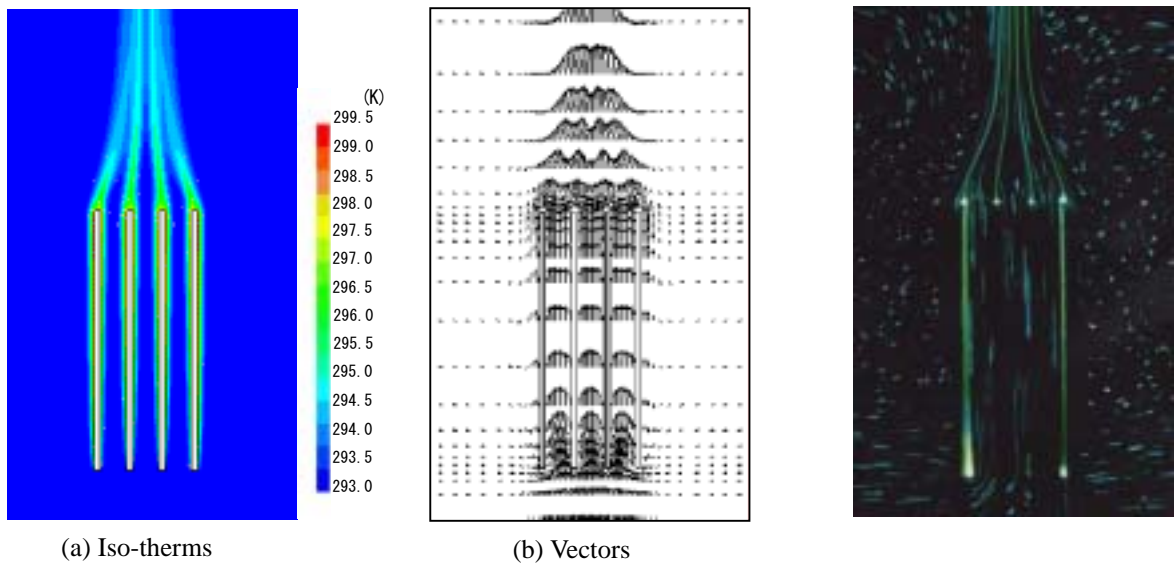


Fig.7 Analytical isotherms and vectors and visualized flow field around four-vertical plates

離が起きるかという問題であるが、著者らは3次元非定常解析を試みた結果⁽⁴⁾、図4に示すように、流れ方向に軸を持つ縦渦が伝熱面近傍に発生し、この縦渦が伝熱面中心に向かって次第に成長、崩壊していくことにより、伝熱面上の流れが乱流へ遷移していくことを明らかにしている。また、参考のため3次元解析により得られた伝熱面表面温度分布と実験により得られた温度分布を比較した結果を図5に示す。この図から、低温筋状模様の発生が解析によって良好に模擬できていることが分かるであろう。以上の2例は加熱壁面上に低温流体が存在する場合であったが、3次元流れはこの他にも、下側に高温、上側に低温流体が存在する流体界面間でもごく普通にみられるものであり、解析に当たっては細心の注意を要する。

3.2 放物型それとも楕円型？

自然対流と言えば、誰しも垂直な加熱平板に沿う自然対流が真っ先に思い浮かぶ。この垂直加熱平板まわりの自然対流は、通常境界層近似を施した放物型の輸送方程式を出発点として、相似解法あるいは数値解法によって解かれる。しかし、現実の自然対流問題で境界層近似が成立する場合は意外に少なく、多くの場合完全楕円型の輸送方程式を解く必要がある。

その代表例として、図6(a)に示すように壁面が加熱された垂直スロット内自然対流が挙げられる。この垂直スロット内自然対流については、古くはフィン付ラジエータ、最近ではヒートシンクやプリ

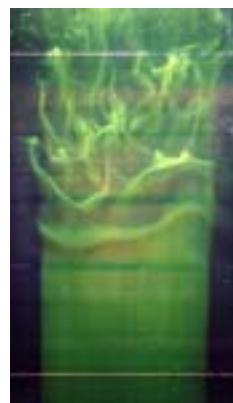


Fig.8 Flow over heated, vertical plate

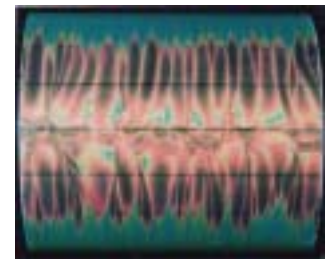


Fig.9 Flow over heated, horizontal cylinder

ント基板の自然対流冷却を行う上で最も基本となる体系であることから、精力的な研究が行われている。その研究のうち1970年代初めまでの研究成果については相原の著書⁽⁵⁾に詳細なレビューがなされている。それに依れば、垂直スロット内自然対流の解析に当たっては、流路入口・出口で適当な流速、圧力境界条件を与え、放物型の輸送方程式を入口から出口に向かって前進的に解く方法が採用されている。これは当時の計算機的能力から考えて止むを得ない選択であった。しかし、このような垂直スロット内の流動・伝熱を解析するには、本来図6(b)に示すように、スロットを取り囲む十分大きな計算領域をとり、この計算領域の境界で適切な境界条件を設定し、完全楕円型の輸送

方程式を解くのが妥当といえる。また、このスロット内に何か流動障害物が有る場合には、もはや楕円型方程式を解く以外に方法は無いといえる。

このような考えに基づき、著者らは最近垂直な加熱平板が同一水平面上に複数枚、等間隔で配置された平板列まわりの自然対流の伝熱・流動解析⁽⁶⁾を試みている。図 7 はその代表的な結果を示したもので、間隔 $b=10\text{mm}$ で置かれた 4 枚の加熱平板列まわりの温度および速度分布の解析結果と流れの可視化結果を比較したものである。平板が複数枚隣接して置かれると、図 7(c) から分かるように、平板の上端から離脱した高温のブルームは互いに干渉し、平板列の中央へ寄り集まる。このブルームの干渉現象は、平板流路出口での圧力が周囲流体の圧力よりも低くなり、周囲から押されることにより生じるものである。図 7(a),(b) から分かるように、このブルームの干渉現象が上述した完全楕円型の解析によって良好に予測されている。また本解析によれば、平板列中の各流路内に誘起される自然対流の流速、流量および局所熱伝達率の予測が可能であり、これらの値が平板間隔だけでなく、平板の枚数や平板列の位置によって変化するなど重要な結果が得られている。これら楕円型方程式の解析は、最近の解析技術と計算機能力の飛躍的な進歩に伴って容易に実行できる状況になっている。放物型、楕円型方程式のいずれを解くべきか迷うときは、ためらわず後者を選択すべきと考えるが、読者の意見は如何であろうか。

3.3 乱流遷移および乱流輸送解析

上記の他にも、解析を志す人にとって魅力的なテーマが自然対流では多く有る。その一つが自然対流の乱流遷移と乱流輸送機構の解析である。3.1 節で述べたように、上向き加熱平板上の自然対流場では縦渦の発生、崩壊を経て、発達した乱流へと遷移していく。このような遷移はいわゆる Goeltler 型の遷移と呼ばれるものであり、例えば水平からの傾き角 θ が 75° 以下の上向き加熱傾斜平板上にも見られる。一方、垂直加熱平板まわりの自然対流を可視化してみると⁽⁷⁾、図 8 に示すように平板上には流れに直角な方向に波が生じ、この波が下流に向かって分裂し、乱流へと遷移していく、いわゆる Tollmien-Schlichting 型の遷移が生じる。では平板以外の物体まわりの遷移はというと、例えば水平加熱円柱まわりの自然対流で

は⁽⁸⁾、図 9 に示すように円柱の上端部付近に Goeltler 型の遷移が生じるのである。これらを考え合わせると、物体まわりの自然対流の乱流遷移は Goeltler 型の遷移がむしろ一般的といえる。この自然対流の乱流遷移については、上向き加熱傾斜平板まわりの自然対流を対象に安定性解析が行われている。しかし、従来の解析により予測された遷移グラスホフ数は、実験値よりも 2, 3 ケタ程度高い値を示しており、解析の不備が指摘されている。自然対流の安定性は非常に重要な問題であり、今後の研究の進展が期待される場所である。

一方、発達した乱流自然対流の輸送機構については、Tsuji, Nagano⁽⁹⁾が精力的な検討を行っている。その結果によれば自然対流の乱流輸送機構は強制対流のそれとは大きく異なることが明らかにされている。また、浮力によるエネルギー生成等を考慮した新たな乱流輸送モデルの構築が辻ら⁽¹⁰⁾により試みられている。これらの詳細については、紙面が尽きたので省略するが、今後の進展が大いに期待される研究分野である。

4. 結言

以上、「自然対流ののどの小骨」と題して記させて頂いた。のどの小骨を抜くためにご飯を詰め込み過ぎ、消化不良気味の内容となってしまったこととお詫びする。

参考文献

- (1) Gebhart, B., Jaluria, Y. Mahajan, R. L. and Sammakia, B., "Buoyancy- Induced Flows and Transport", Hemisphere, (1988).
- (2) Mlaouah, H., 辻俊博, 長野靖尚, 機論, 62 巻, 594 号, B 編, pp.756-762, (1996).
- (3) Kitamura, K. and Kimura, F., Int. J. Heat Mass Transf., Vol.38, No.17, pp.3149 (1995).
- (4) 北村健三, 陳曉安, 木村文義, 機論, 65 巻 640 号 (B 編), pp.4033(1999).
- (5) 相原利雄, 「伝熱工学の進展—第 4 巻」養賢堂, p.119-228, (1976).
- (6) 三角利之, 蒲池雅樹, 北村健三, 機論, 68 巻, 671 号 (B 編), pp.2114 (2002).
- (7) 木村文義, 北村健三, 山口学, 浅見敏彦, 機論, 66 巻 645 号(B 編), pp.1453(2000).
- (8) Kitamura, K. Misumi, T. and Kami-iwa, F., Int. J. Heat Mass Transf., Vol.42-22, pp.4093 (1999).
- (9) Tsuji, T. and Nagano, Y., Int. J. Heat Mass Transf., Vo.31-10, pp.2101 (1988).
- (10) 辻俊博, 長野靖尚ほか 2 名, 機論, 57 巻 543 号(B 編), pp.239 (1991).

閉空間系のふく射伝熱
Radiative Heat Transfer in Enclosed System

富村 寿夫 (九州大学)

Toshio TOMIMURA (Kyushu University)

1. はじめに

ふく射伝熱に関連して「教科書で触れることが少ないけれども関連現象の本質を理解する上で重要な事項、あるいはどの教科書でも通り一遍の記述はなされているものの今一つしっくりこない事項」について One-Point 解説をする機会を与えて頂いた。このような事項は十人十色で大きな個人差があることとは思うが、今回は本企画の趣旨から、読者層は学部あるいは大学院レベルの方々として想定した上で、教科書でよく見かける閉空間系のふく射伝熱の中から2つの事項について整理と解説を行ってみることにする。

2. 多重反射を含んだ変数

外来照射量 G と射度 J について

灰色体系のふく射伝熱の解法の一つに Poljak による Saldo 法(Net Radiation Method)がある。この方法では、図1に示すように多重反射を含んだ変数として外来照射量 G [W/m^2] と射度 J [W/m^2] が導入される。そのお陰で黒体系の場合と同様な取扱いをすることが可能となり、ふく射伝熱の解析が極めて簡単になる。しかし、この場合、「外来照射量 G と射度 J の中に多重反射の成分が一体どのような形で含まれているのか」とい

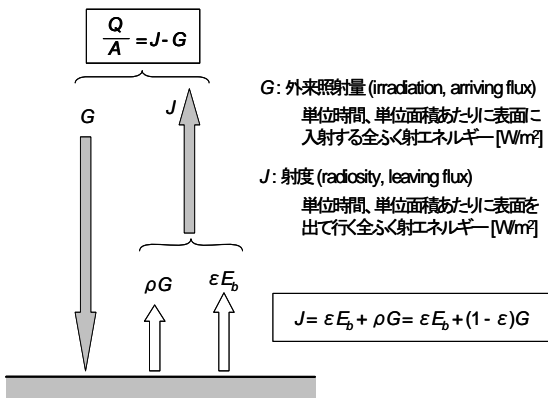


図1 外来照射量 G と射度 J

うことについて具体的な例で理解しておきたくなる。これが第一番目の「のどの小骨」である。

折に触れ手元にあるテキスト[1-20]で調べた限りでは、残念ながらその答えを見つけることはできなかった。そうすると自身で何らかの答えを見つけざるを得ないのであるが、例えば n 個の表面で囲まれた灰色体閉空間系での多重反射を逐一追跡することなどは、まず論外である。そこで多重反射が何とか追跡可能な系として図2に示すような無限平行平板を取り上げ、そこでの正味のふく射エネルギー交換を考えてみることにする。

まず、非透過性の灰色面1と2で構成される無限平行平板系(形態係数 $F_{12}=F_{21}=1$)に関し、Kirchhoffの法則から、吸収率 a は放射率 ε に等しく、反射率 ρ は $1-a$ すなわち $1-\varepsilon$ で与えられるとする(注: Kirchhoffの法則に関して上記のような簡単な書き方をしたが、この法則の適用には注意が必

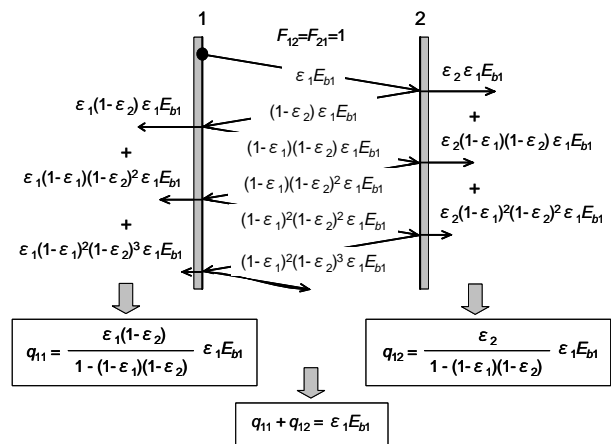


図2 灰色体無限平行平板系でのふく射エネルギーの吸収と反射(平板1からのふく射エネルギー $\varepsilon_1 E_{b1}$ の吸収成分と反射成分の追跡)

要である[21]. ここでは吸収率などの用語の前に、具体的な例として「全半球」という接頭語があるものとする). 黒体の全放射能を $E_b(=\sigma T^4$ [W/m²], ここで σ は Stefan-Boltzmann 定数, T は絶対温度 [K])とすると, 図 2 に示すように, 放射率 ε_1 の平板 1 から放射されたふく射エネルギー $\varepsilon_1 E_{b1}$ は平板 2 でその一部 $\varepsilon_2 \varepsilon_1 E_{b1}$ が吸収され, 残りの $(1-\varepsilon_2)\varepsilon_1 E_{b1}$ は反射され再び平板 1 に入射する. その後は図に示した吸収と反射を繰り返し, 最終的には平板 1 で

$$q_{11} = \frac{\varepsilon_1(1-\varepsilon_2)}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \varepsilon_1 E_{b1} \quad (1)$$

が吸収され, 平板 2 では

$$q_{12} = \frac{\varepsilon_2}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \varepsilon_1 E_{b1} \quad (2)$$

が吸収される. そして, q_{11} [W/m²]と q_{12} [W/m²]の和は平板 1 から最初に放射されたふく射エネルギー $\varepsilon_1 E_{b1}$ に等しく,

$$q_{11} + q_{12} = \varepsilon_1 E_{b1} \quad (3)$$

となる. 同様にして, 平板 2 から放射されたふく射エネルギー $\varepsilon_2 E_{b2}$ は, 最終的には平板 1 で

$$q_{21} = \frac{\varepsilon_1}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \varepsilon_2 E_{b2} \quad (4)$$

が吸収され, 平板 2 では

$$q_{22} = \frac{\varepsilon_2(1-\varepsilon_1)}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \varepsilon_2 E_{b2} \quad (5)$$

が吸収される. そして, それらの和は

$$q_{21} + q_{22} = \varepsilon_2 E_{b2} \quad (6)$$

となる. 以上の内容を纏めて示すと図 3 のようになり, 非透過性の灰色面で構成される無限平行平板系における正味のふく射エネルギーの交換量 q_n は, 周知の次式で与えられる.

$$q_n = q_{12} - q_{21} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (7)$$

一方, 同じ系を図 4 を参照し, 外来照射量 G と射度 J を用いて解析すると,

$$J_1 = \varepsilon_1 E_{b1} + (1-\varepsilon_1)G_1 \quad (8)$$

$$J_2 = \varepsilon_2 E_{b2} + (1-\varepsilon_2)G_2 \quad (9)$$

$$G_1 = J_2 \quad (10)$$

$$G_2 = J_1 \quad (11)$$

から, 以下の関係が得られる.

$$J_1 = G_2 = \frac{\varepsilon_1 E_{b1} + (1-\varepsilon_1)\varepsilon_2 E_{b2}}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \quad (12)$$

$$J_2 = G_1 = \frac{(1-\varepsilon_2)\varepsilon_1 E_{b1} + \varepsilon_2 E_{b2}}{1-(1-\varepsilon_1)(1-\varepsilon_2)} \quad (13)$$

従って, 正味のふく射エネルギーの交換量 q_n は,

$$q_n = J_1 - G_1 = G_2 - J_2 = J_1 - J_2 = G_2 - G_1 \quad (14)$$

に式(12), (13)を代入することにより

$$q_n = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (15)$$

となる. 上式は, 確かに多重反射を逐一追跡して得られた式(7)と一致している.

そこで, 式(12), (13)を式(1), (2), (4), (5)の関係

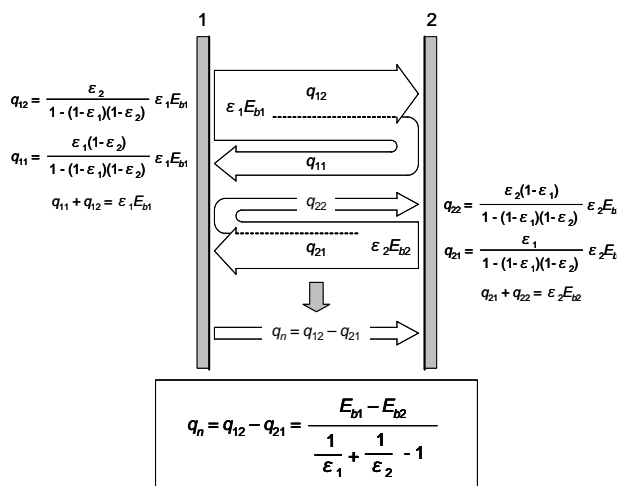


図 3 灰色体無限平行平板系での正味のふく射エネルギー交換

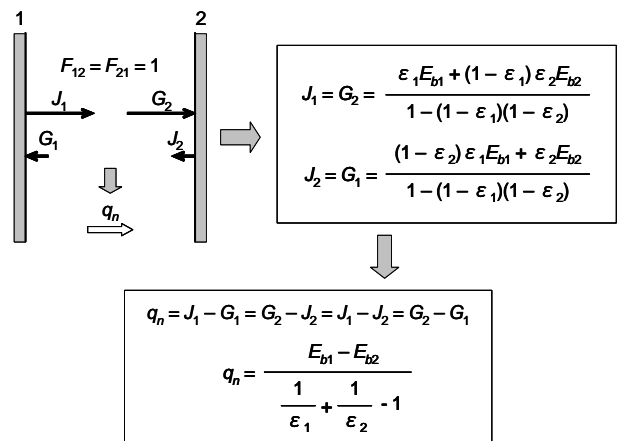


図 4 外来照射量 G と射度 J を用いた灰色体無限平行平板系のふく射伝熱解析

を用いて $q_{11}, q_{12}, q_{21}, q_{22}$ で表わしてみると、

$$J_1 = G_2 = \frac{q_{12}}{\varepsilon_2} + \frac{q_{22}}{\varepsilon_2} \quad \therefore \varepsilon_2 J_1 = \varepsilon_2 G_2 = q_{12} + q_{22} \quad (16)$$

$$J_2 = G_1 = \frac{q_{11}}{\varepsilon_1} + \frac{q_{21}}{\varepsilon_1} \quad \therefore \varepsilon_1 J_2 = \varepsilon_1 G_1 = q_{11} + q_{21} \quad (17)$$

となっている。すなわち、図3と図4を参照すると、式(16)から、平板2に入射する外来照射量 G_2 にその吸収率 $a_2(=\varepsilon_2)$ を掛けた $\varepsilon_2 G_2$ は、平板2により吸収されるふく射エネルギー成分 q_{12} と q_{22} で構成されていることがわかる。同様に、式(17)から、平板1に入射する外来照射量 G_1 にその吸収率 $a_1(=\varepsilon_1)$ を掛けた $\varepsilon_1 G_1$ は、平板1により吸収されるふく射エネルギー成分 q_{11} と q_{21} で構成されている。

また、別の切り口から見てみるために、式(14)の $q_n = J_1 - G_1$ に式(8)を代入すると、

$$q_n = J_1 - G_1 = \varepsilon_1 E_{b1} - \varepsilon_1 G_1 \\ \{ = (q_{11} + q_{12}) - (q_{11} + q_{21}) = q_{12} - q_{21} \} \quad (18)$$

となっており、正味のふく射エネルギーの交換量 q_n は平板1により放射されるふく射エネルギー $\varepsilon_1 E_{b1}(=q_{12}+q_{11})$ と吸収される全てのふく射エネルギー $\varepsilon_1 G_1(=q_{11}+q_{21})$ の差に等しい。これはまた、式(14)の $q_n = G_2 - J_2$ に式(9)を代入して得られる

$$q_n = G_2 - J_2 = \varepsilon_2 G_2 - \varepsilon_2 E_{b2} \\ \{ = (q_{12} + q_{22}) - (q_{21} + q_{22}) = q_{12} - q_{21} \} \quad (19)$$

から、 q_n は平板2により吸収される全てのふく射エネルギー $\varepsilon_2 G_2(=q_{12}+q_{22})$ と放射されるふく射エネルギー $\varepsilon_2 E_{b2}(=q_{21}+q_{22})$ の差に等しいことがわかる。

3. ふく射伝熱解析に必要な 形態係数の数について

第二番目の「のどの小骨」として、閉空間系のふく射伝熱解析において必要となる形態係数の数について見てみることにする。

教科書でよく説明されているように、 n 個の非透過性の表面で囲まれた灰色体閉空間系におけるふく射伝熱の問題は、 A_i を表面 i の面積[m²]、 $Q_i(=A_i q_i)$ を表面 i と他の全ての表面との間の正味のふく射エネルギーの交換量[W]、 F_{ij} を形態係数とすると、

$$J_i = \varepsilon_i E_{bi} + (1 - \varepsilon_i) \sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (20)$$

あるいは

$$Q_i = \frac{\varepsilon_i}{1 - \varepsilon_i} (E_{bi} - J_i) A_i \\ = \varepsilon_i E_{bi} A_i - \varepsilon_i \left(\sum_{j=1}^n F_{ij} J_j \right) A_i \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (21)$$

を用いて解析できる。そして、例えば[10]、

(a) 表面の温度 T_i すなわち $E_{bi}(=\sigma T_i^4)$ が全て既知の場合には、各表面の射度 J_i を未知量とする n 元連立一次方程式(20)を用いて J_i を求めれば、式(21)により各表面の正味のふく射エネルギーの交換量 Q_i を求めることができる。

また、別の例[10]として、

(b) 総計 $2n$ 個の T_i と Q_i のうち n 個に対する値が与えられれば、残りの n 個の未知量は、これと n 個の射度 J_i を未知量とする $2n$ 元連立一次方程式(20)および式(21)を解くことにより決定できる。

これらの例では、総数 n^2 個の形態係数 F_{ij} は全て既知であることを大前提としている。そうすると「相互関係と総和関係から幾つかの形態係数は代数的に決められるはずだが、最終的には一体幾つの形態係数をその定義式から求めなければならないのか」、あるいは別の言い方をすれば「一体幾つの形態係数を予めその定義式から求めておけば、残りは相互関係と総和関係から代数的に求められるのか」ということになる。この問いに対しては明確な答え[4, 6, 7, 10, 18]があり、例えば、「 n 個の表面で囲まれた閉空間系において、互いに見ることのできない2表面の組合せの数が p 個、自分自身を見ない表面の数が r 個だけあるとすれば、ふく射エネルギー交換の式にあらわれる形態係数の数は $(n^2 - 2p - r)$ 個となる。しかし、形態係数に対する一般法則を用いれば、相互関係により $[n(n-1)/2 - p]$ 個、総和関係により n 個、あわせて $[(n^2 + n)/2 - p]$ 個の条件式が得られる。したがって形態係数の総数のうち $[n(n-1)/2 - (p+r)]$ 個の値を知れば、残りは条件式より代数的に求められる」と説明されている。これはこれで確かに正しいのではあるが、この場合も、やはり具体的な例をもとに、できれば視覚的に理解しておきたい。そこで、例えば図5に示した3つの系を例として、上式の導出過程をフォローしてみることにする。

まず Case 1~3 に対し、形態係数 F_{ij} をマトリッ

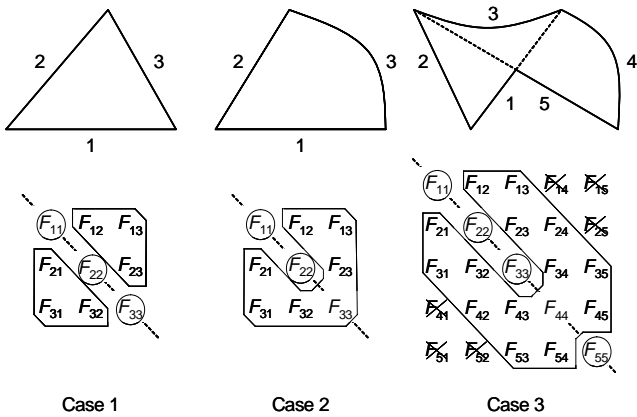


図5 閉空間系の具体例と形態係数 F_{ij}

表1 ふく射エネルギー交換の式にあらわれる形態係数の数

	n	n^2	$2p$	r	$n^2 - 2p - r$
Case 1	3	9	$2 \times 0 = 0$	3	$9 - 0 - 3 = 6$
Case 2	3	9	$2 \times 0 = 0$	2	$9 - 0 - 2 = 7$
Case 3	5	25	$2 \times 3 = 6$	4	$25 - 6 - 4 = 15$

n : 表面の数 n^2 : 形態係数の総数
 p : 互いに見ることのできない表面、すなわち $F_{ij} = F_{ji} = 0$ となる表面の組合せの数
 r : 自分自身を見ない、すなわち自己形態係数が $F_{ii} = 0$ となる表面の数

表2 総和関係と相互関係の式の総数

	n	p	$nC_2 - p = \frac{n(n-1)}{2} - p$	$n + \frac{n(n-1)}{2} - p$
Case 1	3	0	$3 - 0 = 3$	$3 + 3 = 6$
Case 2	3	0	$3 - 0 = 3$	$3 + 3 = 6$
Case 3	5	3	$10 - 3 = 7$	$5 + 7 = 12$

クス状に配置すると、自己形態係数 F_{ii} は対角線上に並び、○で囲んだ成分はその物理的な意味から0となる。また Case 3 の×を付した成分は互いに見ることのできない2表面の組合せでありこれも0となる。そして、実線で囲んだ残りの成分が「ふく射エネルギー交換の式にあらわれる形態係数」となることが確認できる。以上を纏めて示すと表

表3 定義式から求めるべき形態係数の数

	ふく射交換の式にあらわれる形態係数の数	総和関係と相互関係の式の総数
	$n^2 - 2p - r$	$n + \frac{n(n-1)}{2} - p$
Case 1	6	6
Case 2	7	6
Case 3	15	12

定義式から求めるべき形態係数の数

	$(n^2 - 2p - r) - \left\{ n + \frac{n(n-1)}{2} - p \right\} = \frac{n(n-1)}{2} - (r+p)$
Case 1	$6 - 6 = 0$
Case 2	$7 - 6 = 1$
Case 3	$15 - 12 = 3$

1 のようになる。

次に、次式で与えられる相互関係、

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji} \quad (22)$$

および総和関係、

$$F_{i1} + F_{i2} + \dots + F_{ii} + \dots + F_{in} = \sum_{j=1}^n F_{ij} = 1 \quad (23)$$

から、それぞれの系に対して適用可能な総和関係と相互関係の式の総数は表2のようになる。すなわち、総和関係の式は表面の数と等しく n 個であるのに対し、相互関係の式に関しては、任意の2表面の組合せの数 nC_2 から互いに見ることのできない2表面の組合せの数 p を差し引いておく必要がある。この間の事情は図5により確認できる。

以上から、表3に示すように、最終的な未知数の数は「ふく射エネルギー交換の式にあらわれる形態係数の数」から「総和関係と相互関係の式の総数」を引いた残りとなり、これが「定義式から求めるべき形態係数の数」となることが理解できる。なお、その際、ふく射エネルギー交換の式にあらわれる $(n^2 - 2p - r)$ 個の形態係数の中から、求め易い形態係数を $[n(n-1)/2 - (p+r)]$ 個だけ選んで計算すればよいという自由度も残されている。

4. おわりに

ふく射伝熱に関して、今一つしっくりこないと感じていた事項について One-Point 解説をさせて頂いた。私自身はこれでなんとなく納得した感じ

にはなっているのだが、読者の皆様に対しては逆に「のどの小骨」を増やしてしまったのではと危惧している。その節はどうかご容赦願いたい。

本解説に関し、京都大学・牧野俊郎教授に無理をお願いし論旨や用語のチェックをして頂いた。短時間で非常に詳細かつ貴重なコメントをお寄せ頂いた上に、Texas 大学・Howell 教授の Web サイト <http://www.me.utexas.edu/~howell/> に形態係数に関する一覧 (A CATALOG OF RADIATION HEAT TRANSFER CONFIGURATION FACTORS, このサイトにはテキスト[19]の Appendix B に掲載されている形態係数 173 例をはるかに超える 299 例が系統立てて整理されており、非常に有用な情報が提供されている) が公開されていることもお教えいただいた。ここに記して謝意を表します。

参考テキストと文献

- [1] 相原 利雄, 機械工学選書 伝熱工学, 株式会社 裳華房, (2003).
- [2] 栗野 誠一, 葛岡 常雄 編, 伝熱工学, 丸善株式会社, (1962).
- [3] 一色 尚次, 北山 直方 共著, 最新機械工学シリーズ 7 伝熱工学, 森北出版株式会社, (1995).
- [4] 甲藤 好郎, 伝熱概論, 株式会社 養賢堂, (1974).
- [5] 小林 清志, 飯田 嘉宏 共著, 新版 移動論, 株式会社 朝倉書店, (1996).
- [6] 庄司 正弘, 東京大学機械工学⑥ 伝熱工学, 東京大学出版会, (1995).
- [7] 杉山 幸男, 化学工業工学 熱工学総論, 地球出版, (1969).
- [8] 関 信弘 編, 伝熱工学, 森北出版株式会社, (2002).
- [9] 武山 斌郎, 大谷 茂盛, 相原 利雄 共著, 大学講義 伝熱工学, 丸善株式会社, (1983).
- [10] 西川 兼康, 藤田 恭伸 共著, 機械工学基礎講座 伝熱学, 理工学社, (1982).
- [11] 望月 貞成, 村田 章 共著, 理工学基礎シリーズ 伝熱工学の基礎, 日新出版株式会社, (2003).
- [12] 横堀 進, 久我 修 共訳, ギート 基礎伝熱工学, 丸善株式会社, (1975).
- [13] 吉田 駿, 伝熱学の基礎, 理工学社, (1999).
- [14] R. B. Bird, W. E. Stewart, and E. N. Lightfoot, TRANSPORT PHENOMENA, Wiley International Edition, (1960).
- [15] J. P. Holman, HEAT TRANSFER Ninth Edition, McGRAW-HILL, (2002).
- [16] M. Kaviany, PRINCIPLES OF HEAT TRANSFER, John Wiley & Sons, Inc. (2002).
- [17] M. F. Modest, RADIATIVE HEAT TRANSFER, McGRAW-HILL, (1993).
- [18] M. Necati Özişik, BASIC HEAT TRANSFER, McGRAW-HILL, (1981).
- [19] R. Siegel and J. R. Howell, THERMAL RADIATION HEAT TRANSFER, McGRAW-HILL, (1972).
- [20] E. M. Sparrow and R. D. Cess, RADIATION HEAT TRANSFER, McGRAW-HILL, (1978).
- [21] 牧野 俊郎, 若林 英信, 伝熱, **42-177**, (2003), 18-21.

ぬれと表面張力

Wetting and Surface Tension

高田 保之 (九州大学)

Yasuyuki TAKATA (Kyushu University)

1. はじめに

ぬれという現象は液体が固体表面を覆うことを指し、コーティングや接着などの分野で重要な研究テーマとなっている。最近では伝熱の分野でもぬれに対する関心が高まっており、第 39 回と第 40 回の伝熱シンポジウムで相変化とぬれに関するフロンティアフォーラムが開催された。筆者は、光触媒の超親水性を相変化系の伝熱促進に利用するという研究を行っているが、この分野でもぬれ現象が深く関わっている。

さて、固体表面のぬれを論じる時、当然のように図 1 と Young の式が出てくる。

$$\sigma_{SL} - \sigma_S + \sigma_L \cos \theta = 0 \quad (1)$$

ここで、 σ_L : 液体の表面張力、 σ_S : 固体の表面張力、 σ_{SL} : 固液の界面張力、 θ : 接触角である。これは、表面張力や界面張力を力であるとみなし、図 1 の A 点を起点とする水平方向の力のつりあいを表した式である。この時の表面張力や界面張力の単位は(N/m)であり、文字通り表面張力を「力」とみなしている。

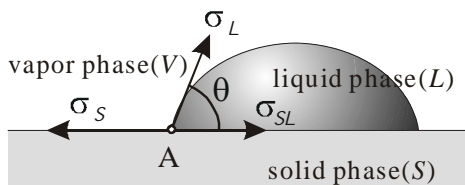


Figure 1: Contact angle and the balance of three interfacial forces

しかしながら、後述するように、付着ぬれに対する Dupré の式は表面張力を「力」と考えている説明がつかない。図 1 において垂直方向の力のつりあいを考えていないのも、なんだかインチキくさい。垂直方向の上向きの力 $\sigma_L \sin \theta$ とつりあうのはどんな力なのであろう。本号の特集記事を

編集された吉田英生先生も解説^[1]の中で、「表面張力は力なのかエネルギーなのか」という節を設けて、「力」としての顔に対する一抹の疑問を述べられている。表面張力をエネルギーと考えれば、単位は(J/m²)であり、単位面積あたりのエネルギーということになり、この場合は「表面エネルギー」とよばれる。

Dupré の式は表面張力を単位面積あたりの表面に存在する自由エネルギーと考えて、はじめて理解できる^[2,3]。それならば、Young の式も表面張力を自由エネルギーという観点で導くべきである。本稿では、まず表面張力が自由エネルギーであることを確認し、それから Laplace の式および Young の式を導いてみる。また、接触角と固体表面の粗さの関係についても若干の記述を行う。

2. 表面張力の定義

そもそも表面張力の定義はなんなのか。文献^[2-4]に出てくる定義は次の 3 つである。

- (1) 単位長さ当たりの力
- (2) 表面を単位面積増加させるのに必要な仕事
- (3) 自由エネルギー

温度と体積が一定の系では、(3)はヘルムホルツの自由エネルギーになるが、実用上は温度と圧力が一定の場合が多い。そこで、本稿ではまず表面張力がギブスの自由エネルギーであることを導いてみる。

いま、ある液体に等温、等圧下で外力を加えて変形し、表面積を dA だけ増加させる時の仕事は

$$dW_{ex} = -\sigma_L dA \quad (2)$$

である。外部から加える仕事であるから負号がつく。一方、熱力学の第一法則から

$$\begin{aligned} \delta Q &= dU + dW = dU + (pdV + dW_{ex}) \\ &= dU + pdV - \sigma_L dA \end{aligned} \quad (3)$$

最右辺第二項は系が周囲になす膨張仕事であり、

液体や固体の場合は無視できるほど小さい。左辺は系が変形する際に等温の周囲から受け取る熱量であるから、

$$\delta Q = T dS \quad (4)$$

であり、これを式(3)に代入して整理すると

$$dG = dU + p dV + T dS = \sigma_L dA \quad (5)$$

となる。したがって、

$$\frac{dG}{dA} = \sigma_L \quad (6)$$

となり、表面張力は単位面積あたりに存在するギブスの自由エネルギーとなる。

3. Laplace の式

表面張力が自由エネルギーであることが導いたので、手始めに Laplace の式を導いてみる。Laplace の式は気液界面の力学的平衡を取り扱う時によく使う式である。図 2 に示すように、液体中に存在する半径 r の球形気泡の場合は、

$$p_s - p_L = \frac{2\sigma}{r} \quad (7)$$

となる。ここで、 p_s は気泡内部の圧力、 p_L は液体内の圧力である。

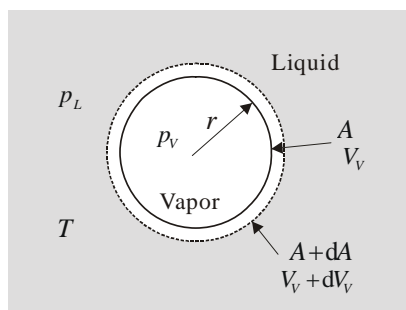


Figure 2: Vapor bubble in liquid

等温、等圧下で、気泡が dV だけ体積を増加させると、気液界面の面積は dA 増加する。このときギブスの自由エネルギーの変化は、

$$\begin{aligned} dG &= dG_v + dG_L \\ &= (dU_v + dU_L) - T(dS_v + dS_L) \\ &\quad + p_v dV_v + p_L dV_L \\ &= \sigma dA \end{aligned} \quad (8)$$

である。孤立系であることを考えると、液相と気相の内部エネルギーの総和は変化しないから、

$$dU_v + dU_L = 0 \quad (9)$$

であり、等温での気液両相間の熱移動は可逆的であるとみなすと、エントロピーの総和も変化しないから、

$$dS_v + dS_L = 0 \quad (10)$$

となる。また、体積の変化についても

$$dV = dV_v = -dV_L \quad (11)$$

であるから、式(9)~(11)を式(8)に代入して整理すると、次式が得られる。

$$p_v - p_L = \sigma \frac{dA}{dV} \quad (12)$$

半径 r の球形気泡の場合は、

$$\frac{dA}{dV} = \frac{2}{r} \quad (13)$$

となり、確かに式(7)となる。一般的な曲面の場合は、二つの曲率 r_1, r_2 が必要であり、Laplace の式は次式となる。

$$p_s - p_L = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (14)$$

4. Young の式

こんどは表面張力はギブスの自由エネルギーであるという立場で Young の式を導いてみることにする。これについては文献[4]にうまい説明が記載してあった。図 3 がその説明である。

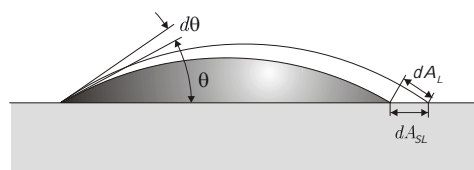


Figure 3: Liquid drop on solid surface

固液界面の面積を A_{SL} 、固体表面の面積を A_S 、液体表面の面積を A_L とする。ここで、接触角が $\theta \rightarrow \theta + d\theta$ に変化すると、

固液界面の面積は、 dA_{SL} 増加する。

固体表面の面積は、 $dA_S (= -dA_{SL})$ 減少する。

液体表面の面積は、 dA_L 増加する。

図 3 から明らかなように、 dA_{SL} と dA_L の間には、

次の関係がある.

$$dA_L = dA_{SL} \cos \theta \quad (15)$$

したがって、ギブスの自由エネルギーの増分は

$$\begin{aligned} dG &= (\sigma_{SL} - \sigma_s) dA_{SL} + \sigma_L dA_L \\ &= (\sigma_{SL} - \sigma_s) dA_{SL} + \sigma_L dA_{SL} \cos \theta \end{aligned} \quad (16)$$

となる. ギブスの自由エネルギーが減少する方向に変化が起こり, 極小値になると平衡状態になるから,

$$\frac{dG}{dA_{SL}} = \sigma_{SL} - \sigma_s + \sigma_L \cos \theta = 0 \quad (17)$$

となり, Young の式が導かれる.

しかし, 待てよと思う. 二次元の棒状の液滴で三相界線が直線であるならば図3の説明で理解できるが, 球形の場合に式(15)をすんなり受け入れられるだろうか. しかも図3の場合は接触角の増加とともに体積が増えている.

球形の液滴が固体表面に半球を作るとすると, 体積は変わらないはずであるから, 接触角が増加した時は図4のように dA_{SL} は負になるはずである. すなわち, A_{SL} は減少するのではないか. それでも図3の球形液滴に対して,

$$\frac{dA_L}{dA_{SL}} = \cos \theta \quad (18)$$

が成り立てば, Young の式が導けたことになる.

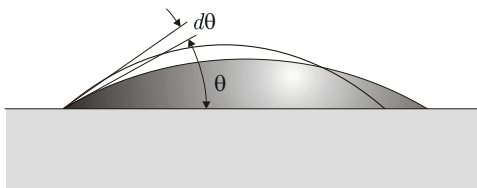


Figure 4: Liquid drop with constant volume on solid surface

式(10)が球形液滴の場合にも成り立つことを確かめるために, 半径 r_o の球形の液滴が固体表面に付着して半球状の液滴を形成する場合を考える. この時の固液界面の面積 A_{SL} および液体の表面積 A_L は, 接触角 θ の関数として次のようになる.

$$A_{SL} = \pi r_o^2 (1 - \cos^2 \theta) \left[\frac{4}{(2 + \cos \theta)(1 - \cos \theta)^2} \right]^{2/3} \quad (19)$$

$$A_L = \frac{2}{1 + \cos \theta} A_{SL} \quad (20)$$

これをプロットしてみると図5のようなになる. 縦軸は, $4\pi r_o^2$ で除してあるので, 球の面積の何倍であるかを示していることになる. A_{SL} は接触角の増加とともに単調に減少し, 180° でゼロになる. 一方, A_L は接触角の増加とともに急激に減少するが, 90° で最小になったのち, 180° で1になる. 不勉強を恥じるが, 極小値を持つとは意外であった.

さて, 式(20)より,

$$\frac{dA_L}{dA_{SL}} = \frac{2}{1 + \cos \theta} - \frac{2A_{SL}}{(1 + \cos \theta)^2} \cdot \left(\frac{dA_{SL}}{d \cos \theta} \right)^{-1} \quad (21)$$

となり, これに式(19)を代入して丹念に解くと,

$$\frac{dA_L}{dA_{SL}} = \cos \theta$$

が求まる. 球形液滴の場合でも Young の式は成り立つことがわかった. (当然と言えば当然である.)

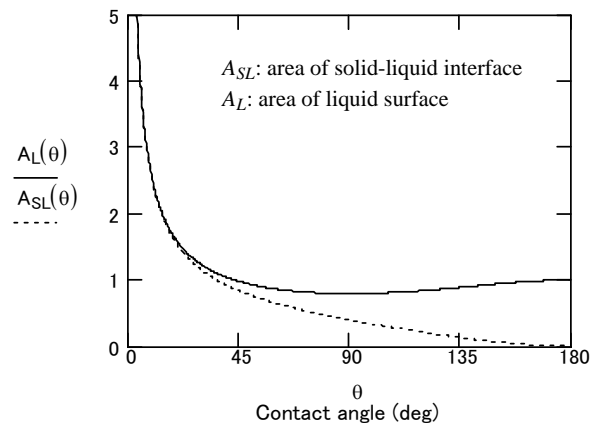


Figure 5: Change in A_{SL} and A_L with θ

Young の式は, 図6に示すような $\theta > 90^\circ$ の場合は成り立たないと書いてある文献^[2]もある. その根拠のひとつは, σ_L は常に液体の表面積を小さくするように作用するから, 図6のA点を右側に引っぱるはずだというのである. しかし, 図5をみると, A_L は 90° が最小値であるから, $\theta > 90^\circ$ の場合

σ_L がA点を左側に引っ張って90°へ戻そうとするように作用すれば A_L を小さくすることになる。筆者は図6の場合でもYoungの式は成り立つと考えている。

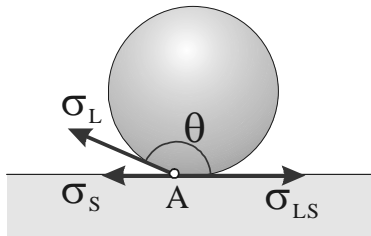


Figure 6: Balance of three interfacial forces for $90^\circ < \theta < 180^\circ$

5. Dupré の式

ぬれは大別すると、図7に示すように拡張ぬれ (spreading wetting), 付着ぬれ (adhesional wetting), 浸漬ぬれ (immersional wetting), の3つに分類できる。拡張ぬれは固体表面に液滴をおいたときに自然に広がっていくぬれ方であり、接触角はゼロである。いわゆる超親水状態は拡張ぬれである。付着ぬれについて、固体表面をぬらす前後でのギブスの自由エネルギーの変化を考える。図8に示すように、半球状の液滴が形状を変えずに固体表面に付着するものとする。図からギブスの自由エネルギーが関係する付着前後の面積は、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} \text{付着前の面積} &= \text{液滴の表面積} + \text{固体の表面積} \\ &= (A_L + A_{SL}) + A_S \\ \text{付着後の面積} &= \text{液滴の表面積} + \text{固体の表面積} \\ &\quad + \text{固液界面の面積} \\ &= A_L + (A_S - A_{SL}) + A_{SL} \end{aligned}$$

したがって、付着前後での面積の変化は A_{SL} となる。付着前後におけるギブスの自由エネルギーの変化は単位面積あたりの値を ΔG (J/m^2) とすると、この面積 A_{SL} (m^2) に関して

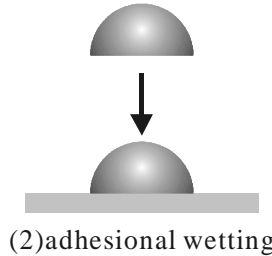
$$\begin{aligned} A_{SL} \Delta G &= (\text{付着後の全ギブス自由エネルギー}) \\ &\quad - (\text{付着前の全ギブス自由エネルギー}) \\ &= \{A_L \sigma_L + (A_S - A_{SL}) \sigma_S + A_{SL} \sigma_{SL}\} \\ &\quad - \{(A_L + A_{SL}) \sigma_L + A_S \sigma_S\} \\ &= A_{SL} (\sigma_{SL} - \sigma_S - \sigma_L) \end{aligned} \quad (22)$$

$\Delta G < 0$ の場合、すなわち

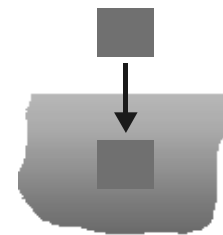
$$W_a = -\Delta G = \sigma_S + \sigma_L - \sigma_{SL} > 0 \quad (23)$$



(1) spreading wetting



(2) adhesional wetting



(3) immersional wetting

Figure 7: Classification of wetting

の時に付着ぬれが生じる。式(23)は Dupré の式とよばれ、 W_a は付着仕事と呼ばれる。

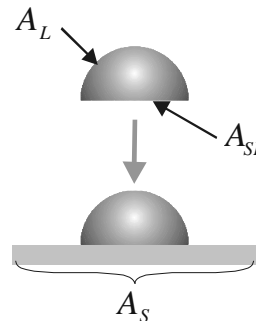


Figure 8: Adhesional wetting

同様に拡張ぬれ、浸漬ぬれの場合は

$$\text{拡張ぬれ: } W_s = \sigma_S - \sigma_L - \sigma_{SL} > 0 \quad (24)$$

$$\text{浸漬ぬれ: } W_i = \sigma_S - \sigma_{SL} > 0 \quad (25)$$

の時にぬれが生じる。 W_s を拡張ぬれ仕事、 W_i を浸漬仕事という。

ここでの議論は、すべて表面張力は「自由エネルギー」との立場で展開してきた。「力」として考えると、ぬれに対する Dupré の式は導出できない。

やはり表面張力は自由エネルギーと考えるのが妥当なのであろう。

6. 超親水と超撥水

まえがきのところでも述べたが、筆者は相変化伝熱に及ぼすぬれ性影響について研究を行っている。最近、超親水とか超撥水とかが話題となっているが、接触角による分類はおおむね

超親水性： $\theta < 10^\circ$

超撥水性： $\theta > 150^\circ$

である。

Young の式から明らかなように、固体の表面張力 σ_s の小さな固体表面は撥水性を示すが、テフロンなどでも水に対する接触角はせいぜい 110° 程度である。それ以上の接触角にするには、表面に適当な粗さをつけなければならない。固体表面に粗さをつけることにより、固体の表面張力と固液の界面張力に係わる実際の面積が増える。その面積増倍係数を r とすると、図9に示すように A_{SL} が rA_{SL} に増えることになるから、Young の式は次式のように変形される。

$$r\sigma_s = r\sigma_{LS} + \sigma_L \cos \theta_f \quad (26)$$

式(26)を Wenzel の式^[5]という。 r を粗度因子といい、実表面積と凹凸をならして測定した固体の表面積の比である。 θ_f は粗面での接触角であり、平滑面の接触角 θ と次の関係がある。

$$\cos \theta_f = r \cos \theta \quad (27)$$

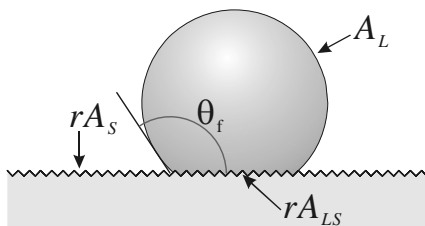


Figure 9: Water-repellent surface

あきらかに、 $r > 1$ であるから、図10に示すように $\theta < 90^\circ$ の時は、 θ_f は θ より小さくなり、逆に $\theta > 90^\circ$ の時は、 θ_f は θ より大きくなる。つまり、ぬれやすい面はますますぬれやすく、ぬれにくい面はますますぬれにくくなる。

超撥水表面をつくるには、フラクタルな構造で

実表面積を増大されるのが理想的である^[6]とされる。実際、筆者らが使っている超撥水面はテフロン粒子とニッケルを電解メッキにより共析させて作ったものであるが、 $10\mu\text{m}$ 以上の膜厚がないと、フラクタルな粗さが形成されず超撥水性は出現しない。

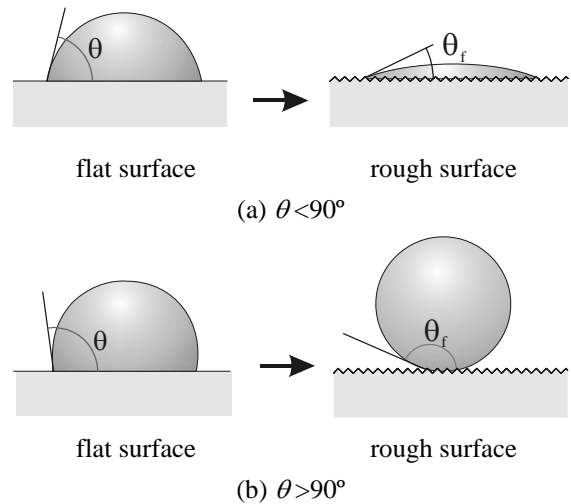


Figure 10: Effect of surface roughness on contact angle

一方、蓮の葉っぱのように、表面に小さな毛があって水滴の下に空気をかみ込むような形式の超撥水表面は Wenzel の式ではなく、Cassie の式に従う。

$$\cos \theta_f = Q_1 \cos \theta_1 + Q_2 \cos \theta_2 \quad (28)$$

ここで、 θ_f はみかけの接触角、 θ_1 、 θ_2 はそれぞれ成分1, 2の真の接触角、 Q_1 、 Q_2 は成分1, 2が表面を占める割合である。成分2を空気とすれば、 $\theta_2 = 180^\circ$ として計算すれば θ_f が求められる。

最後に超親水(拡張ぬれ)から超撥水へと変化するアルミニウム表面を紹介しておこう。この表面は、アルミニウムをエメリー紙で研磨した後、プラズマ照射により研磨粉とアルミ基材とを溶着させて表面に粗さをつけたものである。筆者の研究室の大学院生山下秋満君が偶然発見したものであるが、図11に示すように長期間のうちに、拡張ぬれから超撥水へと変化する。疎水化の途中で、プラズマを照射すれば瞬時に拡張ぬれに戻る。同じ表面が超親水と超撥水の両方を行き来できるというのは非常に珍しい現象である。原因は未だ不明

であるが、明らかに固体の表面エネルギーが変化していると考えられる。表面に適当な粗さがあるので、ぬれが強調されて超親水から超撥水へと変化するのであろう。

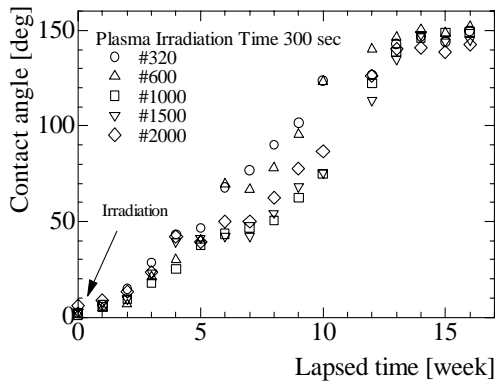


Figure 11: Change in contact angle of plasma-reformed aluminum surface

このように、表面のぬれと粗さは非常に関係が深い。伝熱工学資料などで示されている沸騰曲線には、表面粗さの影響として、粗さが増すほど熱伝達がよくなるように定性的に描かれているが、単に粗さのみでその影響を議論するのは危険である。表面粗さの影響の議論をする前に、ぬれのみ影響をまず明らかにすることが重要である。

7. むすび

表面張力は自由エネルギーであり、ギブスの自由エネルギーという観点からでも Laplace の式や Young の式を導くことができる訳である。しかし、表面張力を「力」とみなした場合の図 1 の魅力は捨てがたい。直感的に分かりやすいからである。

学生に接触角を教える時はやっぱりこれを使うだろう。

吉田英生先生から、本号の特集記事にお前も何か書けと迫られ、立場上断りきれずに承諾してしまった。引き受けてからシマッタと思ったが、表面張力やぬれに関する基礎的なことを復習するいい機会を与えていただいたと（表面ではなく心から）感謝している。

本稿を執筆してみて、自分としては「のどの小骨」は流し込めたとと思うが、まだ胃のどこかで引っかかっているような気がする。それほどぬれと表面張力の問題は奥が深いと思う。今度からは無理やり流し込むことなく、細かく噛み砕いてからにしよう。

参考文献

- [1] 吉田英生, 表面張力, 日本機械学会熱工学講演会講演論文集, pp.657-661, (2001)
- [2] 井本稔, 表面張力の理解のために, 高分子刊行会, (1993).
- [3] 小野周, 表面張力, (1976).
- [4] 渡辺信淳他, 表面および界面, 共立出版, (1973).
- [5] 石井淑夫他編集, ぬれ技術ハンドブック, (株)テクノシステム, (2001).
- [6] 辻井薫, 固体表面の濡れとフラクタル構造, トライボロジスト, 第 44 巻, 第 12 号, pp.941-946, (1999)

多孔質媒体内の熱流動

Heat and Fluid Flow in Porous Media

中山 顕 (静岡大学)

Akira NAKAYAMA (Shizuoka University)

1. はじめに

以前、企画された「伝熱の常識と非常識」で多孔質の伝熱[1]を書かして頂いたので、ここではその際触れられなかった2点に絞って述べてみたい。

2. 多孔質媒体に境界層近似は適用可能か？

多孔質体の伝熱に関する解説の最初には、必ず Cheng-Minkowycz[2]の垂直平板自然対流の相似解が、この分野の記念すべき偉業として、紹介されている。実は、これより遡ること9年前に、増岡先生[3]が、より緻密な議論の下に相似解を導き、ご自身の実験結果と比較されている。これを知る外国の研究者は少なく、私は、我々が誇るべきこの歴史的事実を、機会あるごとに、指摘している。

もちろん、多孔質媒体内であっても、固体壁面と流体の間に温度差があれば、自然対流が発生する。ただし、充填粒子の存在により、通常は流速は低く抑えられる。このように低速の場合には境界層が厚すぎて境界層近似が破綻するのではないかと、また逆に温度差が増し高速になった場合には(充填粒子の径よりも)境界層が薄くなることになり多孔質体近似自体が破綻するのではないかと、の根本的な疑問が残る。この点に関して、増岡先生は境界層近似の適用範囲を次のようにレイリー数で示すことで、明解な回答を与えている。

$$150 < \frac{Kg\beta(T_w - T_\infty)l}{\nu\alpha} < 1000$$

ここで K は透過率、 l は伝熱面の長さ、 ν は流体の動粘度、そして α は有効熱伝導率を“流体”の密度と定圧比熱の積で除した有効熱拡散率である。

図1はマグマにより200°Cに加熱された垂直岩盤まわりの地下の圧縮水が時速4mmで上昇する場合を示し、300m上方には厚さ約80mの巨大な温度境界層が形成されている。一見、境界層理論の適用範囲外に思われるが、レイリー数は約600

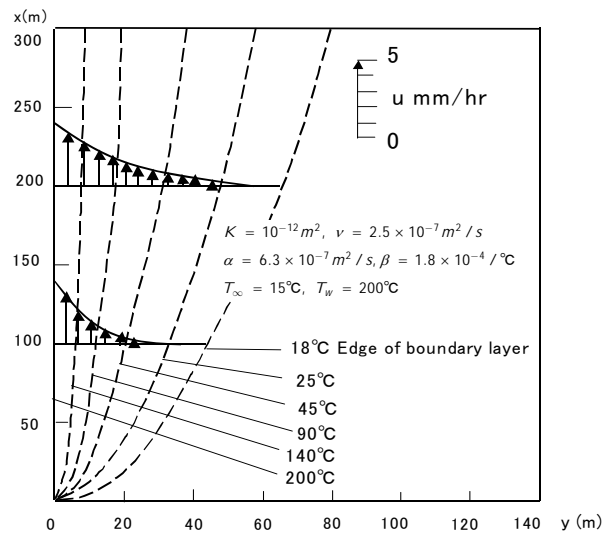


図1 地下水の自然対流 (文献[2]より)

であり、境界層近似が十分に成立する範囲にある。

3. 多孔質媒体では $Re=40$ でも乱流に遷移する？

多孔質媒体内で流速が増すと、圧力降下が速度の二乗に比例し急激に増加していく。直径 d の粒子充填系流れ対し、次のErgunの式が用いられる。

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{150(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \mu \frac{u_D}{d^2} + 1.75 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \rho \frac{u_D^2}{d}$$

$$= \left(\frac{\rho u^2}{2d_{eq}} \right) \left(\frac{64}{Re_{d_{eq}}} + 1.62 \right)$$

ここで $u_D (= \varepsilon u)$ はダルシー速度、 ε は気孔率である。管径

$$d_{eq} = \sqrt{\frac{32}{150}} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} d$$

の管摩擦の式と対比させてみる。

$$Re_{d_{eq}} \equiv \frac{u d_{eq}}{\nu} \left(\cong \frac{u_D d}{\nu} \right) = \frac{64}{1.62} \cong 40$$

程度で層流から(平滑面乱流域を経ずに)完全粗

面乱流に遷移するという，自由空間の流れでは考えられない“仮説”に辿り着く．実際に何が起きているかについては未だ不明であり，世界的に研究が進行中である．

参考文献

- [1]中山，伝熱 **39-154** (2000) 47-48.
 - [2]Cheng, P. and Minkowycz, W. J., J. Geophysical Research **82-14** (1977) 2040-2044.
 - [3]増岡，機論 **64-259** (1968) 491-500.
-

第4回乱流熱物質輸送国際会議 (THMT-03) 報告

Report on the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (THMT-03), Antalya, Turkey

第4回乱流熱物質輸送国際会議 共同議長 長野 靖尚 (名古屋工業大学)
Yasutaka NAGANO (Nagoya Institute of Technology)

1. 会議の背景

第4回乱流熱物質輸送国際会議 (THMT-03) が、2003年10月12日から17日にかけて、トルコのアンタルヤ (Antalya) で開催された。組織委員長はデルフト工科大学の Kemal Hanjalić 教授と私が務めさせて頂いた。組織委員会のメンバーは、そのほかに T. Gatski (NASA, アメリカ), B.E. Launder (UMIST, イギリス), D. Laurence (EDF, フランス/UMIST, イギリス), K. Suzuki (芝浦工大, 京大名誉教授) の諸先生で、会議の事務責任者は F. Arinc 教授 (METU, トルコ) に担当頂いた。本国際会議は3年毎に開催され、第1回会議は1994年にリスボン (ポルトガル), 第2回会議はデルフト (オランダ, 1997年) で、そして第3回会議は名古屋 (2000年) で開催された。

本会議の参加者は当日の登録者で見ると164名で、そのうち日本からの参加者は43名であった。イラク紛争は完全に終結してはず、参加者の減少を心配したが、予想に反して専門性の高い国際会議としては参加者数の多い部類に属するものとなった。日本からの参加者が多かったのは、前回の会議 (名古屋) での評価が比較的好評であったからだと聞いている。

本会議の主催は、International Centre for Heat and Mass Transfer (ICHMT) である。ICHMT の事務長の F. Arinc 教授が本会議の事務責任者を務めたのはそのためである。同教授の事務処理能力は高く、彼の協力なしでは異郷の地でこのような国際会議は開かれなかったと思う。ICHMT 主催の会議としては、最大規模の一つに入るとのことである。また、会議は上述したように比較的専門色が強く、総じて内容はかなり高いレベルであった。基調講演を含めその内容の概略を以下に記す。

2. 講演内容

5件の招待講演があったが、講師とその演題は、O. Métais: “Large-Eddy Simulations of the Heat Exchanges in Turbulent Ducts”; S. Murakami: “Indoor/Outdoor Climate Design by CFD Based on the Software Platform”; G. Hetsroni: “Boiling Enhancement with Surfactants”; J. K. Eaton: “Full-Field Velocity and Temperature Measurements Using Magnetic Resonance Imaging in Turbulent Complex Internal Flows”; A.A. van Steenhoven: “Counter-Rotating Vortices Behind a Heated Cylinder” で世界的な第一人者を集めている。

一般発表論文は、140件であったが、非常に学術的寄与の大きいものが多数あり、国際的評価がほぼ確立していると感じた。セッションテーマをざっと見ても、“乱流構造と熱・物質移動”、“乱流熱物質移動における非定常現象”、“衝突、剥離、再付着流の乱流熱物質移動”、“乱流とその輸送現象のモデリング”、“熱及び物質移動の DNS と LES”、“RANS/LES 混合モデル及び非定常 RANS”、“混相流乱流”、“反応を伴う乱流”、“浮力乱流”、“複雑乱流における熱物質移動”、“乱流伝熱促進とその制御”、“環境問題と乱流輸送現象”、“産業界における乱流現象と熱物質移動”、“熱流体計測法”などいずれも伝熱工学の重要テーマである。TSFP と同様の緊張感を参加者に与え、会議は成功であったと思う。

本会議の論文を再査読して、国際学術誌 “Int. J. Heat and Fluid Flow” で特集号が出されます。また、次の会議は2006年に予定されています。場所は南ヨーロッパの Dubrovnik か Split, または韓国が候補に挙がっていますがまだ組織委員会で検討中です。最後になりましたが、本会議を実施するに当たり、各国の Scientific Advisory Committee のメンバーのご尽力を賜りました。厚く御礼申し上げます。

グリガル教授逝去を悼んで

To the memory of late Professor U. Grigull

平田 賢 (芝浦工業大学)

Masaru HIRATA (Shibaura Inst. of Technology)

ミュンヘン工科大学の U. Grigull 教授が 2003 年 10 月 20 日に逝去されたとの報に接し、心から哀悼の意を捧げたい。

筆者は 1985 年 7 月から 2 ヶ月間、文部省在外研究員として当時の勤務先の東京大学からミュンヘン工大の熱力学研究所 (Institut für Thermodynamik, TU München) に派遣された。この“研究所”は日本の大学の“講座”に対応するが、日本の講座よりもはるかに規模が大きい。当時の所長、つまり講座の担任教授が Prof. U. Grigull であった。ドイツの大学では、一つの学問分野に一つの講座が対応し、その講座のヘッドである教授は絶大な権限を持ってドイツばかりか世界をリードする例が多い。一将功なつて万骨枯れるような感じがしないでもないが、ミュンヘン工大の熱力学講座の歴史を見ると、Karl von Linde, W. Nusselt, E. Schmidt など熱工学分野の著名な学者が名を連ねており、研究室で育った後輩が先生の後を継ぐというような日本の方式よりも、ドイツを中心に、世界中から優れた学者をスカウトしてくるドイツ方式のほうが、学問の伝統と重みを守り、社会へのインパクトを大きくするためには効果的かもしれない。例えば 19 世紀から 20 世紀の始めにかけてこの講座の教授を務めた Linde は、教授在職中の 1879 年に、空気液化など低温技術の会社 Linde AG をミュンヘン郊外に設立し、液体水素など 21 世紀「水素の時代」を支える技術の基礎を 120 年も前に拓いている。バイエルン州政府は 1995 年に、高圧気体水素や液体水素を自動車に充填するスタンドを世界に先駆けてミュンヘン空港内に設置することを決め、Linde 社が中心となって 1998 年に完成した。圧縮気体水素燃焼のピストンエンジンで走るバスはベンツ製、液体水素を車載して同じくピストンエンジンで走る乗用車は BMW 製であるが、水素のタンクはいずれも Linde 製で、各社ともミュンヘン近傍に本社工場があり、ミュンヘン工大の卒業生が活躍している。科学技術で世界をリードし続ける伝統が育つ理由の一端はここにあるだろう。

この流れに列なるグリガル教授は学問的には厳しく学生を指導しておられたが、威厳の中にも、

地方出身の人に特有の、はにかんだような人間的暖かさが感じられ、学生は慕っていた。夏のミュンヘンは森の中のビアガルテンがあちこちに散在していたが、学生や若手の研究者たちとソフトボールで一汗流した後、「ツーム ヴォール!」と乾杯を繰り返しておられた。

2002 年 8 月には、フランスのグルノーブルで 12 回目の「国際伝熱会議 (International Heat Transfer Conference)」が開かれたが、この会議は伝熱工学の中では最大の国際学会であり、4 年に 1 度、世界各国の回り持ちで開催されてきた。日本では 1974 年 9 月に 5 回目の会議が東京の経団連会館で開かれている。この会議の第 1 回は 1951 年にロンドンで開催されているが、米国の Prof. E.R.G. Eckert, Prof. T.F. Irvine, Prof. J.P. Hartnett, 英国の Prof. D.B. Spalding, フランスの Prof. E.A. Brun, ドイツの Prof. U. Grigull, それに日本の西脇仁一教授、水科篤郎教授などの方々が中心となって、日本、米国、英国、イスラエル、カナダ、西ドイツ(当時)、フランス、ユーゴスラビア、ソ連(当時)の各国から選出された機械工学系と化学工学系の委員 2 人ずつで構成する The Assembly for International Heat Transfer Conferences という委員会を組織し、オリンピックのように次の開催国などを決めてゆく方法で運営が行われてきた。東京の会議は、筆者の恩師・西脇教授を組織委員長として、東大の内田秀雄教授が実行委員長を務められ、筆者は委員として走り回ったが、700 人余の参加を得て盛会に終わった。開会式で壇上に、西脇教授とグリガル教授が並んで着席され談笑しておられたのが印象的であった。グリガル教授はその 8 年後に第 7 回ミュンヘン会議を主催されたが、その懇親会はミュンヘンの有名なホフブロイハウスで盛大に行われ、先生の片腕 Prof. J. Straub 主導の歌あり踊りありの賑やかさの中で、先生が見事なステップでワルツを踊られた意外性が鮮烈な記憶に残っている。

厳しい中にあたたかく素朴で豊かな人間性を包み込んだ 20 世紀の巨星を伝熱学界は失った。心からご冥福を祈りたい。

グリグル教授の死を悼む

To the memory of late Professor Ulrich Grigull

長島 昭 (慶應義塾大学)

Akira NAGASHIMA (Keio University)

ドイツのミュンヘン工科大学の教授や後に学長を務められ、国際的に伝熱学や蒸気性質、熱力学の分野で顕著な貢献をされたウルリッヒ・グリグル教授が、2003年10月20日に逝去された。学問的業績と包容力あるお人柄で、世界に知られた大きな存在でおられただけに、ひとつの時代の幕が降りた思いがする。心からご冥福を祈りたい。

筆者がグリグル教授に初めてお目にかかったのは、1963年のことなので、ちょうど40年前のことになる。その年にニューヨークで開催された第6回国際蒸気性質会議 (ICPS) は、まだ国際会議が珍しい頃であったので、ASMEが大変な力をいれて開催した。筆者は、その前年から留学していたブラウン大学での指導教授ケスティン教授が米国代表の一人であり、また日本での指導教授谷下市松教授が日本代表で出席された縁で、この会議のお手伝いを仰せつかった。

当時のグリグル博士は若く力強い将校のような感じで、ドイツ代表E. シュミット教授を身近で補佐し、会場でも目立つ存在で、印象的であった。会議では、さらに若くて学生風のマインガー博士の方がドイツを代表して講演をした。ミュンヘン工科大学のE. シュミット教授の講座はグリグル教授が継いだのであるが、そのさらにあとをマインガー教授が継いだ。

蒸気性質研究は、1920年代からエネルギー・動力分野で国際的な推進・調整の必要性を認められた研究で、国際会議開催の少ない時代には、広く工学や技術の国際交流に大きな役割を果たした。1963年の会議参加者 (敬称略) を見ても、米国のKeenan(MIT), Keyes(MIT), Kestin(Brown), Spencer(GE), Cislser(Detroit Edison), ドイツのE. Schmidt(Munick), K.R. Schmidt(Siemens), U. Grigull, H.D. Baehr, F. Mayinger, ソ連のVukalovich, Sychev, 英国のNewitt, Campbell, Haywood, LeFevre, カナダのWhalley など、そして日本からは谷下市松、

菅原菅雄, 佐藤俊その他が代表で、当時の著名学者と産業界の大立て者と共に、その後熱力学、エネルギー、伝熱のさまざまな分野で活躍することになる学者を含んでいた。

グリグル教授は、その後も長年にわたり、伝熱など広い分野で世界のリーダーの一人として活躍されたが、その世界舞台への登場を強く印象づけたのがこのニューヨーク会議であったように思える。蒸気性質の研究については、その後長い間、特に熱心に世話をされ、世界各地で開催された理事会等には欠かさず出席された。後には国際蒸気性質協会の会長も務められた。また、各国の国際蒸気表のうちでも、ドイツ工学協会VDIの版は、その編集方針が先導的かつ産業貢献的であるが、これはグリグル教授の強いリーダーシップで進められた優書であった。



U. Grigull 教授

グリグル教授とその研究チームの学問的業績は、ここで列挙するまでもなく、国際的に広く知られているが、蒸気性質の研究、伝熱の研究を2本の柱として、多数の研究論文が発表され、そのほか、ドイツの蒸気表の編纂・発行、熱力学や熱伝導・伝熱の教科書など教育面の業績、などを挙げることができる。学問研究における業績と、教育・啓蒙における業績に加えて、大学行政の業績がある。ミュンヘン工科大学の学長として、多年にわたり大学運営にも力を注がれたが、筆者はこの面での詳細については知識がない。ただ、その間に会議でお目にかかる機会があると、いつも大変なご多忙のようすで、精力を注いで熱心に取り組んでおられたことを推察したのみである。

グリグル教授は1912年に東プロシヤのガリンゲンで生まれ、1935年ダンツィッヒ大学を卒業、E. Schmidt教授の助手を務めた後、航空機や潜水艦関連の研究に携わり、1960年からミュンヘン工科大学の教授に就任された。どのような環境で育たれたのか詳しいことは筆者は知らないが、教授は他人の困難や苦しい状況に対して非常に敏感で、細やかな気配りの行き届いた人であった。20年前のこと、ドイツでの会議の合間に、グリグル教授の指導を受けていた若い研究者の一人と、アルコールを飲んで雑談をしていたところ、その人が突然涙を流したことがある。聞くと、経歴的に苦況にあったその人を、グリグル教授が目立たない気遣いで常に支援してくれているとのことであった。

筆者自身も、そのような一端をかいま見た感じを経験したことがある。ある時、ドイツで蒸気性質の委員会が開かれ、たまたま幼い子供達を連れて参加したところ、運悪く子供達が水痘の症状に

なり、家内ともども苦勞した。これに気づかれたグリグル教授は、自分の秘書に指示して筆者らのホテルの手配等のいろいろな世話を下さった。その際の指示の細やかで、筆者らの気持ちをいちいち確認して下さるお気遣いには深く感心した。

ミュンヘン工科大学の熱力学インスティテュートは、古くから、空気液化のLinde、凝縮研究などのNusselt、工業熱力学のE. Schmidtという、大先生たちの伝統を継承する名門中の名門であったが、グリグル教授の統率よろしきを得て、素晴らしい研究チームが維持され、黄金時代を築いた。若い研究者へのグリグル教授の指導の秘訣は、厳しさと共に、優しい気配りのバランスにあったように思う。あるとき、筆者がインスティテュート地下室の実験室を見学しているとき、院生がきちんとネクタイをしめ、いつになく緊張しているので、尋ねると、今日は午後2時にグリグル教授が実験装置を見にこられるということで、たったそれだけのことに、院生は手先がぶるぶると震えているような緊張ぶりであった。そのような厳しさが一方にあって、また一方では、研究室メンバーへの誠に暖かい気配りがあって、長い期間にわたるチームワークが発揮できたのであろう。Mayinger, Straub 両教授をはじめ素晴らしい人脈にも、グリグル教授のお人柄が浮かび上がってくる。

グリグル教授は、学者仲間との親しい歓談の時でも、温顔の中に決して態度の乱れることが無かった。ドイツを代表する紳士であり、騎士のようなノーブルな雰囲気もたたえておられた。長年にわたって思い起こすことは尽きないが、偉大な学者・教育者と偉大な人間を失った気がしてならない。

北陸信越支部活動報告
Report of Hokuriku-shin-etsu Branch

平田 哲夫 (信州大学)
Tetsuo HIRATA (SHINSHU University)

見学会・秋季セミナー

日時：平成 15 年 10 月 24 日(金)～25 日(土)
場所：(株)コロナ三条工場，新潟県
県央地域地場産業振興センター
参加者：39 名 (会員 33 名，学生 6 名)

新潟大学のお世話で見学会・秋季セミナー(講演会)が行われた。特別講演としてハイブリッドシステムの研究紹介があった。

【特別講演】

「分散電源としての SOFC-MGT ハイブリッドシステムと伝熱研究」

鈴木健二郎 (芝浦工業大学)

〔概要〕 電力使用増加による環境への影響や都市停電などの不測の事態に対して，分散電源の必要性がある。マイクロガスタービン- 固体酸化物型燃料電池ハイブリッドシステムは，燃料電池からの排熱に残存している約 15%のエネルギーをマイクロガスタービンで電力に変換するものである。特徴として，酸素イオン伝導性，燃料は水素に限らない，排熱エネルギーが高質，触媒が不要であるなどの利点があり，発電効率が 60%を越す高効率が期待できる。

【一般講演】

(1)乱流予混合燃焼のモデリング

*錦慎之助 (長岡技大)，門脇 敏 (長岡技大)，長谷川達也 (名大)，ロランボルギ (LMA-CNRS)，姫野龍太郎 (理研)

〔概要〕 流入する一様等方性乱流中を伝播する十分に発達した乱流予混合燃焼の計算を DNS によって行い，3 種類の火炎前後の密度比 (燃焼による熱膨張) についてデータベースを構築した。そして構築したデータベースに基づいて，乱流予混合火炎が乱流エネルギーや乱流スカラー流束に対

して与える影響を輸送方程式の解析によって調べ，燃焼に関する項のモデル化を行った。

(2)薄型自然空冷電子機器の筐体傾きによる煙突効果(異なる筐体サイズの場合)

*北村陽児 (富山県大院)，石塚 勝 (富山県大)，中川慎二 (富山県大)

〔概要〕 ノート型 PC を想定し，自然空冷の冷却性能を増加させる手段として筐体を傾けることでの冷却効果 (煙突効果) の向上について検討を行った。ヒータを貼付けた平面発熱体を用いて実験を行い，筐体サイズを考慮した修正代表寸法の検討および筐体の傾斜角度が 30～40 度のとき冷却効果が最大になることを明らかにした。

(3)環境熱負荷を受ける筐体の温度予測

*小笠原一基 (新潟大院)，松原幸治 (新潟大)，小林睦夫 (新潟大)

〔概要〕 住居，店舗，無線機や計測器の収納シェルター等の屋外構造物においては，熱的設計や空調設備の選定において環境熱負荷によって構造物に流入する熱量を見積もる必要がある。日射等による流入熱および強制対流等による流出熱について基礎実験および計算手法の開発を行った。本手法により昼間の筐体温度ピーク値について妥当な予測値が得られた。

(4)径の異なるガラス粒子からなる固定層の有効熱伝導率の測定(高温蓄熱槽の性能向上に関する検討，第1報)

*石田哲義 (北陸電力)，羽入田勝也 (北陸電力)

〔概要〕 電力負荷平準化を目的に高温蓄熱槽を開発した。蓄熱材に関しては径の異なるマグネシアクリンカを用いて充填率を高めているが，基礎研究としてガラス粒子を用い2種類の異なる粒子径からなる固定層内の伝熱機構を調べた。その結果，大粒子径 20mm，小粒子径 1.3mm の場合に有効熱伝導率が最も大きくなることを示した。

東海支部活動報告

Report of Tokai Branch

北村 健三 (豊橋技術科学大学)

Kenzo KITAMURA (Toyohashi Univ. of Tech.)

1. 第10回「東海伝熱コロキウム」

日時：2003年9月19日(金)

午後1時30分～午後5時

場所：(株)デンソー本社内ソフトウエアセンタ
刈谷市昭和町1-1

世話人：佐藤英明 (デンソー基礎研究所)

参加者：75名

「新しい自動車・民生用のエアコンシステム」
を中心に、以下の4件の話題提供があった。

- (1)「吸着式冷凍機の多段化による性能向上検討」
井上 哲 (デンソー基礎研究所)
- (2)「吸着式冷凍機のコンパクト化に向けた高性能吸着モジュールの開発」
窪田光宏 (名古屋大学大学院エネルギー理工学専攻)
- (3)「燃料電池車用フロンフリーエアコン」
山中康司 (デンソー 冷暖房開発1部)
- (4)「自動車のLCA環境負荷解析・評価 (冷却システムを中心として)」
加藤征三 (三重大学工学部機械工学科)

(1), (2)では吸着式冷凍システムのうち主として吸着器の性能向上, コンパクト化を目指した技術開発の現状が紹介された。また, (3)では電気自動車や燃料電池車向けに開発されたCO₂を冷媒とするヒートポンプシステムの概要について紹介があった。さらに(4)では各種自動車のLCA解析の結果が紹介された。とくにハイブリッド車が必ずしも環境に優しくないとの結果は聴講者の強い関心を呼んだ。なお, コロキウム終了後, デンソー本社内にあるデンソーギャラリーを見学し, 会場近辺にて懇親会を開催した。

2. 第14回「東海伝熱セミナー」

日時：2003年10月31日(金) 午後2時～

11月1日(土) 午前12時(1泊2日)

場所：邦和セミナープラザ研修室,

名古屋市港区

世話人：板谷義紀 (名古屋大学大学院, 分子化学工学専攻)

参加者：55名

支部恒例の伝熱セミナーも本年度14回目を数える。毎回参加者の多くは大学院生であることから, 講演者の方々には院生にも分かる平易な内容の講演をお願いして頂いた。以下に講演題目および講演者を記す。

- (1)「マイクロ燃焼技術の展望-火炎はどこまで小さくできるのか?」
中村祐二 (名古屋大学理工科学総研センター)
 - (2)「リジェネレイティブバーナ炉の性能評価手法の開発について」
青木 修一 (東邦ガス, 基盤技術研究部)
 - (3)「水産加工廃棄物燃焼過程における重金属放出評価と温度依存性」
義家 亮 (岐阜大学人間情報システム工学科)
 - (4)「ガスタービン吸気温度制御に関する研究紹介」
大岩 徳雄 (中部電力, 電力技術研究所)
 - (5)「吸着式冷凍機の吸着器小型化に向けた熱物質移動現象の検討」
井上誠司 (デンソー 基礎研究所)
 - (6)「吸着現象を利用した除湿・冷房技術における伝熱特性」
小林潤 (名古屋大学先端技術共研センター)
 - (7) 特別講演「古くて新しい多孔質体近似の考え方」中山 顕 (静岡大学工学部機械工学科)
- なお, 第1日目の講演終了後, 会場内食堂で参加者全員による懇親会を行った。セミナーでは企業現場での技術開発の苦労話や, 最先端の研究課題について話題提供があり, また, 学生諸君にとっては日頃ほとんど交流のない他大学の学生とひざを交えて話し合うことができ, 有意義なひと時を過ごしたようである。

行事カレンダー

行事カレンダー

本会主催行事

開催日		行事名 (開催地, 開催日)	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2004年						
5月	26日(水)～ 28日(金)	第41回日本伝熱シンポジウム (富山国際会議場および富山県民会館, 富山市)	'04.1/16	'04.3/8	富山大学工学部 機械知能システム工学科 第41回日本伝熱シンポジウム実行委員会 委員長 竹越 栄俊 FAX: (076)445-6785 E-mail: thermo@eng.toyama-u.ac.jp	11月号
11月	24日(水)～ 26日(金)	国際伝熱フォーラム(International Forum on Heat Transfer (IFHT2004)) (京都リサーチパーク(KRP))	'04.2/29	'04.7/31	〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1 東北 大学流体科学研究所 円山重直 Tel & Fax: 022-217-5243 E-mail: maruyama@ifs.tohoku.ac.jp 〒599-8531 堺市学園町1番1号 大阪府立 大学大学院工学研究科 機械系専攻エネルギー 機械工学分野 中部主幹 Tel: 072-254-9224 Fax: 072-254-9904 E-mail: nakabe@energy.osakafu-u.ac.jp http://www.ifht2004.energy.osakafu-u.ac.jp/	11月号

本会共催, 協賛, 後援行事

開催日		行事名 (開催地, 開催日)	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2004年						
2月	5日(木)、 6日(金)	第10回エレクトロニクスにおけるマイクロ接合・実装技術シン ポジウム, Mate2004 (パシフィコ横浜)	'03.9/1 (Abstract 締 切)	'03.11/20	〒101-0025 東京都千代田区神田佐久間町 1-11 (社)溶接学会 Mate 2004 事務局 Tel: 06-6879-8698 Fax: 06-6878-3110 E-mail: mate@jwri.osaka-u.ac.jp http://www.soc.nii.ac.jp/jws/research/mic ro/Mate2004.html	
3月	8日(月)、 9日(火)	第4回グリーン・サステイナブルケミストリ (GSC) シンポジウム (学術総合センター・一ツ橋講堂, 東京)	'03.11/28	'04.1/19	〒101-0051 東京都千代田区神田神保町1-3-5 (財)化学技術調査各館連携機構 GSC シンポジウム 事務局 Tel: 03-5282-7866 Fax: 03-5282-0250 E-mail: gscn@jcii.or.jp http://www.gscn.net/	
3月	14日(日)～ 17日(水)	The first International Symposium on Micro & Nano Technology (ISMNT-1) (ホノルル, ハワイ)	'03.5/31 (Abstract)	'03.8/31	Komatsu Electronics Inc., President Dr. Makoto Inoue E-mail: makoto_inoue@komatsu.co.jp http://www.wismnt.com	
3月	15日(月)、 16日(火)	The first International Symposium on Standard Materials and Metrology for Nanotechnology (SMAM-1) (東京ビッグサイト, 東京)	'04.1/12 (Abstract)	'04.3/15	〒305-8568 つくば市柳園1-1-1 産総研 極微 プロファイル計測研究ラボ 藤本俊幸 E-mail: SMAM-1-sec@n.aist.go.jp, T.Fujimoto@aist.go.jp http://www.nmij.jp/MP/SMAM-1	
4月	14日(水)～ 16日(金)	第38回空気の調和・冷凍連合講演会 (東京海洋大学海洋工学部 越中島会館講堂, 東京)	'04.1/16	'04.2/27	〒160-0016 東京都新宿区信濃町35 信濃町棟 瓦館 (社)日本機械学会/第38回空気の調和・冷 凍連合講演会係 E-mail: iio@jsme.or.jp Tel: 03-5360-3502 Fax: 03-5360-3508	
5月	9日(日)～ 15日(水)	15th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-15) (バンコク, タイ)	'03.8/31 (Abstract)	'03.10/31	北海道大学大学院工学研究科物質工学専攻 井口学 E-mail: istp-15@eng.hokudai.ac.jp	
7月	19日(月)～ 21日(水)	第32回可視化情報シンポジウム (工学部大学院新館校舎, 東京)	'04.2/27	'04.5/17	〒114-0034 東京都北区上十条3-29-20-103 (社)可視化情報学会事務局 Tel: 03-5993-5020 E-mail: info@vsj.or.jp http://www.vsj.or.jp/sympo2004	
8月	5日(木)～ 7日(土)	日本混相流学会年会講演会 2004 及び第23回混相流シンポジウ ム (岡山大学津島キャンパス, 岡山市)	'04.3/26	'04.6/11	〒700-8530 岡山市津島中3-1-1 岡山大学工学 部機械工学科伝熱工学研究室 日本混相流 学会年会講演会 2004 及び第23回混相流シ ンポジウム事務局 E-mail: jsmf@heat6.mech.okayama-u.ac.jp http://heat6.mech.okayama-u.ac.jp/jsmf/index.html	
8月	29日(日)～ 9月3日(金)	第24回国際航空科学会議横浜大会(24th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, 2004, Yokohama) (パシフィコ横浜国際会議場, 横浜市)	'03.7/31		〒181-0015 東京都三鷹市大沢 6-13-1 航空 宇宙技術研究所 次世代超音速機プロジェクトセ タ - (第24回国際航空科学会議横浜大会 組織 委員会 プログラム・ツクル委員会幹事) 吉田憲司 Tel: 0422-40-3510 Fax: 0422-40-3536 e-mail: yoshiken@nal.go.jp http://www.jsas.or.jp/picas	
10月	4日(月)～ 8日(金)	第6回原子炉熱流動と運転及び安全性に関する国際会議 (NUTHOS6) (奈良県新公堂会堂, 奈良市)	'03.12/15 (Abstract)		e-mail: info@nuthos6.org http://www.nuthos6.org	

第 41 回日本伝熱シンポジウム参加申込方法

- ・開 催 日 平成 16 年 5 月 26 日 (水) ～28 日 (金)
- ・会 場 富山国際会議場 (〒930 - 0084 富山市大手町 1 番 2 号 TEL : (076)424 - 5931)
富山県民会館 (〒930 - 0006 富山市新総曲輪 4 番 18 号 TEL : (076)432 - 3111)
- ・シンポジウム参加費 一般 (事前申込 : 6,000 円, 会場申込 : 8,000 円)
学生 (事前申込 : 3,000 円, 会場申込 : 4,000 円)
- ・講演論文集 伝熱学会会員 : 無料
(CD-ROM 版は事前送付, 印刷版はシンポジウム参加者に当日手渡し)
非会員 : 8,000 円 (会場受付で会員登録した場合は無料です)
(託送を希望される場合は, 別途送料 1,000 円を頂きます)
- ・懇 親 会 日 時 : 平成 16 年 5 月 27 日 (木)
会 場 : 名鉄トヤマホテル
(〒930 - 0004 富山市桜橋通り 2 - 28, TEL(076)431 - 2211)
参加費 : 一般 (事前申込 : 8,000 円, 会場申込 : 10,000 円, 夫婦同伴者 1 名無料)
学生 (事前申込 : 4,000 円, 会場申込 : 5,000 円)
- ・参加申込方法 本号に挟込みの郵便振替払込取扱票をご利用ください。通信欄には、「氏名 (ふりがな), 会員・非会員の別, 勤務先又は学校名, 参加費, 懇親会費 (同伴者の有無), 論文集費, 同送料, 払込合計額」をご記入の上, その合計金額をご送金下さい。参加証等は会場受付にてお渡し致します。なお, 領収書は郵便振替払込金受領証でもってかえさせて頂きますが, 必要な方はお申し出下さい。
- ・申込費払込先 口座番号 : 00750 - 9 - 92676, 口座名 : 第 41 回日本伝熱シンポジウム実行委員会
- ・事前申込締切 平成 16 年 4 月 9 日 (金)
- ・宿泊・航空券 宿泊・航空券のご案内のページをご参照ください。
- ・お問い合わせ先 〒930-8555 富山市五福 3 1 9 0
富山大学工学部 機械知能システム工学科内
第 41 回日本伝熱シンポジウム実行委員会事務局
平澤良男 TEL : (076)445 - 6783, 喜多野一幸 FAX&TEL : (076)445 - 6785
E-mail : thermo@eng.toyama-u.ac.jp
URL : <http://www3.toyama-u.ac.jp/~thermo/>

第 41 回日本伝熱シンポジウム論文原稿提出方法

【講演原稿等の提出方法】

本シンポジウムでは、昨年と同様に講演論文集を同内容の「CD-ROM 版」と「冊子版(印刷物)」の 2 様式で発行いたします。

講演論文 1 件につき下記のことを揃えて、平成 16 年 3 月 8 日(月)必着にてご提出願います。ただし、下記 1 以外の 2～5 の提出物は必ず郵送または託送便で送付してください。

1 講演論文の電子ファイル原稿 1 部

- 原則として PDF ファイルで提出してください。
- ファイル名としては、講演申込時に発行された受付番号に拡張子「.pdf」をつけて下さい。(例：123.pdf)
- 提出していただいた PDF ファイルに問題があった場合は、再提出をお願いする場合がありますのでご了承ください。
- PDF ファイル以外では、日本語版 MS-Word97 以降、一太郎 8 以降の文書ファイル、Postscript ファイル、PageMaker ファイルからの PDF ファイルへの変換、およびカメラレディ原稿からのスキャンを受け付けますが、変換作業料 3,000 円が必要となります。(変換作業料は 3 月 15 日までに下記口座まで郵便振替でご送金ください。その際、内訳としてファイル変換料であることを明記してください)
- 口座番号：00750-9-92676、口座名：第 41 回日本伝熱シンポジウム実行委員会
- ファイルは下記の a) 又は b) のいずれかの方法で送付していただきます。論文を受付整理する上で混乱の元になりますので、重複しての送付、複数の方法による送付は行わないようお願いいたします。
 - a) 電子メールに添付して送付：heat@ice.pu-toyama.ac.jp
 - b) 郵送または託送(フロッピーディスク、CD-R など)：下記送付先

2 講演論文の印刷した正原稿 1 部

- 論文原稿は原則として返却いたしません。特に返却を希望する場合、宛先を記入した返信用封筒(切手貼付)を同封願います。

3 講演論文の印刷した副原稿 1 部

4 JICST データベース用抄録 1 部

シンポジウムホームページ(<http://www3.toyama-u.ac.jp/~thermo/>)に記入用テンプレートを準備しておりますのでご利用下さい。

5 提出物チェックシート 1 部

シンポジウムホームページ(<http://www3.toyama-u.ac.jp/~thermo/>)に記入用テンプレートを準備しておりますのでご利用下さい。

【書類送付先・問合せ先】

〒939-0398 富山県射水郡小杉町黒河 5 1 8 0

富山県立大学工学部機械システム工学科 百生 登 宛

Fax : (0766)56-6131

E-mail : heat@ice.pu-toyama.ac.jp

【論文原稿提出締切】

平成 15 年 3 月 8 日 (月)

提出物チェックシート

提出物をご確認の上、チェック覧にチェックしていただき、書類に同封してください。

受付番号		代表 著者名	
E-mail アドレス			
表 題			

提出物	部数	提出方法	チェック覧
論文原稿ファイル	1	電子メールを利用した送付	*
		郵送又は託送	*
		* 上記二つの方法の中からどれか一つの方法で送付し、利用した提出方法の覧にチェックをしてください。	
印刷原稿（正）	1	郵送又は託送	
同コピー（副）	1		
JICST データ ベース用抄録	1		
本チェックシート	1		

論文原稿ファイルの形式

提出いただく論文原稿ファイルの形式に丸印を付けてください。

PDF		
PDF 以外	MS-Word 97,98	
	MS-Word 2000,2001	
	MS-Word 2002,2003	
	一太郎 8,9,10	
	一太郎 11,12	
	一太郎 13	
	Postscript ファイル	
	Page Maker 6.5 以下	
	Page Maker 7	
	その他のファイル	
	印刷原稿	
	PDF への変換を依頼します。 代表著者名： _____	

講演論文の書き方

講演論文原稿の書式は、原稿見本に示すとおり従来の書式からほとんど変更はありません。詳しい論文の書式設定については、本シンポジウムのホームページにて解説いたしますのでご覧ください。

ここでは、提出をお願いする PDF ファイルを作成するに当たり、特に注意していただきたい点について解説いたします。

文章、図、表、写真、数式 全ての素材の電子化が必要

PDF ファイルを用意するには、文章、図、表、写真、数式などの論文中で使用する全ての素材を電子化し、ワープロソフト等を利用してレイアウトする必要があります。

微妙な違いを表現する写真等、電子化の難しい素材の場合は、PDF ファイルには電子化したものを利用してレイアウトし、印刷用原稿には素材をしっかりと貼ってください。

CD-ROM はカラー対応、印刷物はモノクロ

印刷物（本）の論文集は、従来通りモノクロで編集・印刷いたしますが、CD-ROM 版の論文集では、カラーの図及び写真を用いることができます。ただし文章中での色使用は避けてください。

PDF ファイルのサイズは、1 論文当たり 1MB（メガバイト）以下に

文書中で使用できるフォント

論文中では、本文、図・表等においても、下表のフォントを使用してください。これ以外のフォントを用いた場合、PDF ファイルを作成したコンピュータ以外では正しく表示されない場合がありますのでご注意ください。

論文中で使用できるフォント一覧

	Windows	Macintosh
明朝体	MS 明朝	細明朝体
ゴシック体	MS ゴシック	中ゴシック体
Times	Times New Roman	Times
Arial	Arial	Arial
Symbol	Symbol	Symbol

MS-Word 用テンプレートの利用

MS-Word を用いて講演原稿を作成する場合は、用紙設定、使用するフォント、スタイル等をあらかじめ設定したテンプレートファイルの本シンポジウムホームページにて提供しております。できるだけ、テンプレートの利用をお願いいたします。

PDF ファイルを作成する際の Acrobat の設定

PDF ファイルは、Adobe Acrobat を用いることにより、プリンタで印刷するのと同じ手順で作成することができます。Acrobat には、PDFWriter と Distiller という二種類の PDF 変換方法がありますが、講演原稿用 PDF ファイル作成には出力解像度等を設定できる Distiller を用いてください。

各種ワープロソフトから Distiller を用いて PDF ファイルを作成する手順は、

1. Distiller の解像度等の設定
2. 使用するプリンタを Distiller に設定
3. 文書を印刷

となります。講演原稿用 PDF ファイルを作成する場合、Distiller の解像度設定は、Distiller を起動すると表示される画面から、[ジョブオプション]を[PrintOptimized]に設定してください。

講演番号、シンポジウム名、ページ番号等は、実行委員会にて挿入します。

JICST データベース用講演論文集抄録提出のお願い

本シンポジウムで発表される論文は速やかにかつ広く引用されることを目的として、その抄録を日本科学技術情報センター（JICST）のデータベースに収録されます。つきましては下欄に貴論文の概要を必ずご記入の上、原稿に添付してご提出願います。

なお、シンポジウムホームページ（<http://www3.toyama-u.ac.jp/~thermo/>）に記入用テンプレートを準備しておりますので、ご利用下さい。

- (記入上の注意) 1. 著者名：講演者を筆頭書き、連名者も含め全てふりがな（カタカナ）を付す。
 2. 抄録：200～250字以内でご記入下さい。

実行委員会にて記入



講演会名称	第41回日本伝熱シンポジウム	貴講演番号	
-------	----------------	-------	--

著者名			
フリガナ			

講演者勤務先		
フリガナ		

表題	主			
	副			

右欄は JICST が記入

宿泊・航空券・JR 券のご案内

この度、富山にて開催されます「第41回日本伝熱シンポジウム」へのご参加を心より歓迎申し上げます。

全国各地より参加されます皆様の宿泊や交通についてご便宜をお図りするために、本シンポジウム限定の割引パックのご案内を近畿日本ツーリスト（株）富山支店よりさせていただくこととなりました。富山市内のホテルは収容数が少なく混雑が予想されます。また、お部屋数には限りがございますのでお早めにお申し込み下さいますようお願いいたします。

敬具

近畿日本ツーリスト（株）富山支店

1. 宿泊のご案内

申込み締め切り **2004年5月10日（月）必着**

(1) 宿泊設定日 2004年5月25日（火）26日（水）27日（木）28日（金）の4泊

(2) 設定ホテル 表中の金額は、**1泊朝食付**・サービス料・消費税込みのお一人様の金額です。

記号	ホテル名	部屋タイプ	宿泊料金	ロケーション
A-S A-T	富山全日空ホテル	シングル ツイン	11,000円 10,000円	JR富山駅より徒歩12分 (国際会議場隣接)
B-S B-T	名鉄トヤマホテル	シングル ツイン	11,000円 10,000円	JR富山駅より徒歩6分 (懇親会場ホテル)
C	富山第一ホテル	シングル	11,000円	JR富山駅より徒歩10分
D-S D-T	アパホテル富山駅前	シングル ツイン	8,000円 8,000円	JR富山駅より徒歩6分
E	富山地铁ホテル	シングル	7,200円	JR富山駅隣接 富山地铁駅直結
F	ルートイン富山	シングル	6,800円	JR富山駅より徒歩3分
G	パークイン富山	シングル	5,500円	JR富山駅より徒歩5分
H	ホテルプライム	シングル	5,200円	JR富山駅より徒歩5分

- ◆ 受付は先着順とさせていただきます。ご希望タイプが売り切れの場合、他のタイプやホテルに変更させていただく場合がございますのであらかじめご了承ください。
- ◆ 食事条件の変更による払い戻しは行いません。

2. 航空券・宿泊パックのご案内

申込み締め切り **2004年5月10日（月）必着**

下記の特別割引航空運賃は**ご宿泊をお申し込みの方のみ有効**となります。航空券のみのお申し込みは受けかねますのでご了承ください。

(a) 往路設定便

記号	搭乗日	区間	便名	発着時間の目安	普通運賃	大会割引運賃
A	5/25（火）	羽田→富山	全日空889	16:00→17:00	18,800円	13,000円
B	5/26（水）	羽田→富山	全日空883	09:00→10:00	18,800円	15,000円
C	5/26（水）	羽田→富山	全日空885	11:00→12:00	18,800円	15,000円

(b) 復路設定便

記号	搭乗日	区間	便名	発着時間の目安	普通運賃	大会割引運賃
ア	5/28（金）	富山→羽田	全日空884	09:00→10:00	18,800円	13,000円
イ	5/28（金）	富山→羽田	全日空888	16:30→17:30	18,800円	15,000円

- ◆ 代金には航空保険料、消費税を含みます。**2003年12月現在のスケジュール及び代金**に基づいておりますので変

更になる場合がございます。(最新の運行ダイヤをご確認下さい。)

- ◆各便ともお申し込みの人員が5名様以上に満たない場合は便のご変更をお願いするか、通常運賃でのご案内となりますのでご了承下さい。また、予めご用意した座席が満席になり次第締め切りとさせていただきます。

3. JR券・宿泊パックのご案内 申込み締め切り **2004年5月10日(月) 必着**

下記の特別割引JR料金はご宿泊をお申し込みの方のみ有効となります。JR券のみのお申し込みは受けかねますのでご了承下さい。

設定区間

区 間	利用列車名	通常料金(片道)	大会割引料金(片道)
東 京～富 山	とき+はくたか	11,600円	9,500円
名古屋～富 山	しらすぎ	8,280円	7,000円
大 阪～富 山	サンダーバード	8,490円	7,250円
京 都～富 山	サンダーバード	7,960円	6,750円
岡 山～富 山	ひかり+サンダーバード	11,110円	10,250円
広 島～富 山	ひかり+サンダーバード	13,820円	11,750円
博 多～富 山	ひかり+サンダーバード	16,360円	13,250円

- ◆ご希望の列車・乗車日を指定の上、**2名様以上でお申し込み下さい**。また特別割引切符のため、お申し込み後の予約の変更はできません。(予め列車の時刻表をお調べ下さいますようお願いいたします。)
- ◆座席は普通指定席となります。代金には片道の乗車券・指定席特急料金が含まれます。
- ◆JR各列車の指定席はご乗車日の1ヶ月前の発売となり、ご指定の列車がご用意できない場合もございますので予めご了承ください。

4. お申し込み方法について

別紙申込書に必要事項をご記入後、ファクシミリ又は郵送にてお申し込み下さい。

下記ホームページでも受付をいたしております。

<http://www.knt.co.jp/ec/2004/htsj41/>

申込み締め切り 2004年5月10日(月) 必着

5. 予約回答書発送について

先着順に受け付け、「**予約回答書・請求書**」を申込み代表者へ発送いたします。

6. 代金のお支払い

指定日までに請求書に記載の口座へお振り込み下さい。

なお、通信事務費としてお一人につき500円を申し受けますのでご了承下さい。

7. 変更・取消について

申込み後の**変更・取消については必ず書面にてご連絡下さい**。

取消日に応じて以下の取消料を申し受けます(当社営業日を基準としますので休日にあたる場合はその前日から取消料が発生いたします)。取消料と通信事務費を差し引いた残金をご返金させていただきます。ご返金の精算は事務手続き上大会終了後に行うことがありますので予めご了承下さい。

取消料

(1) 宿泊／1泊につき

取消日	宿泊日の20日前以降	宿泊日の10日前以降	宿泊日の前日	宿泊当日及び無連絡
取消料	宿泊料金の20%	宿泊料金の30%	宿泊料金の50%	宿泊料金の100%

(2) 航空券／片道につき

区 間	出発の13日前～10日前	出発の9日前～1日前	出発当日及び無連絡
羽田発着便	2,420円	4,420円	6,420円

(3) JR券／片道につき

取消日	出発日の20日前以降	出発日の前日	出発時刻以降及び無連絡
取消料	530円	JR代金の30%	JR代金の100%

お申し込み・お問い合わせ先

近畿日本ツーリスト（株）富山支店

「第41回日本伝熱シンポジウム」担当：丸田・坂井

〒930-0003 富山市桜町1-4-24

TEL：076-433-8855 FAX：076-433-8609

営業時間：9時～18時 土・日・祝日休み

第41回日本伝熱シンポジウム 宿泊・航空券・JR券申込書

FAX送付先：076-433-8609

お申込み手順について

- ・ 必要事項ご記入後FAX又は郵送にてお申し込み下さい。(締め切り5月10日必着)
- ・ 先着順に受け付け後に、代表者の方へ「予約回答書・請求書」を郵送いたします。
- ・ 指定の口座へ(請求書に記載)代金全額をお振り込みお願いします。
- ・ 通信事務費としてお申し込み1名様につき500円加算させていただきます。
- ・ 航空券及びJR券は弊社に宿泊のお申し込みがある場合のみ有効です。必ず宿泊とセットでお申し込み下さい。

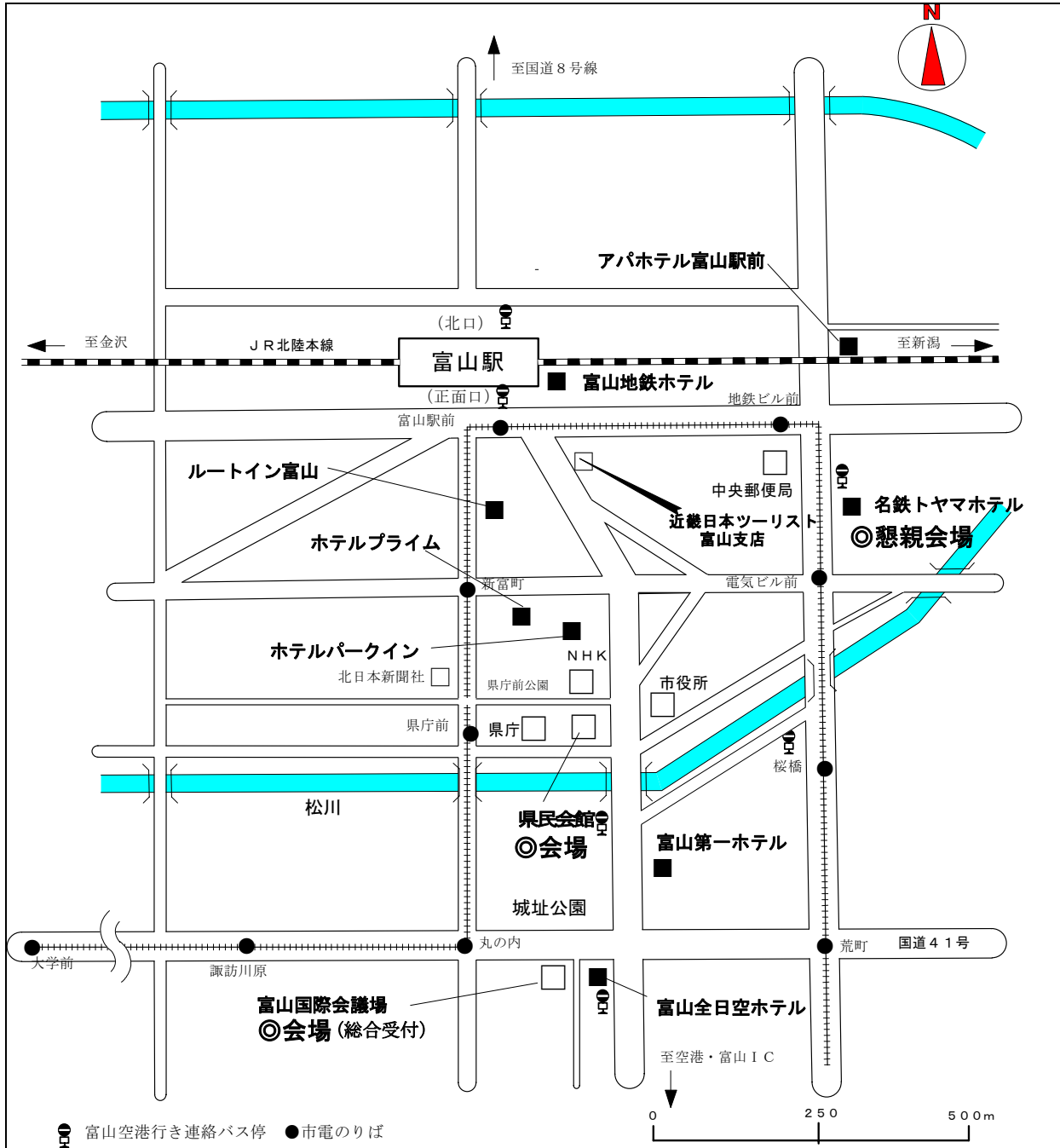
申込代表者氏名										
連絡先			TEL () -				(内線)			
勤務先名										
回答書送付先 (勤務先・自宅)			〒 - 住所				TEL : () - FAX : () -			
(ふりがな) 宿泊者氏名	年齢	性別	宿泊日				泊数	ホテル記号		同室者名
			5/25	5/26	5/27	5/28		第1希望	第2希望	
		男女								
		男女								
		男女								
		男女								
		男女								

●航空券・JR券の予約をお申し込みの方(上記で宿泊をお申し込みの方に限ります)

日付	区間	便名	記号	○印	人数
5/25 (火)	羽田～富山	ANA889便 16:00 頃発	A		
5/26 (水)	羽田～富山	ANA883便 09:00 頃発	B		
5/26 (水)	羽田～富山	ANA885便 11:00 頃発	C		
5/28 (金)	富山～羽田	ANA884便 09:00 頃発	ア		
5/28 (金)	富山～羽田	ANA888便 16:30 頃発	イ		

	日付	乗車駅	下車駅	列車名	人数	煙草
往路	5/	(:) 発	富山駅 (:) 着			喫煙 禁煙
	()					
復路	5/	富山駅 (:) 発	(:) 着			喫煙 禁煙
	()					

会場・ホテル案内



- ※富山駅より富山国際会議場（総合受付）まで徒歩12分
- ※富山駅より名鉄トヤマホテル（懇親会場）まで徒歩6分
- ※富山空港からJ R富山駅まで直通連絡バスで約30分，タクシーで約20分
- ※北陸自動車道富山インターより富山駅まで車で約20分

日本伝熱学会企画部会主催のフォーラム

[開催趣旨]

「伝熱という学問・技術における直近の展開課題とは！」

「伝熱という現象は、かなり横断的な学問であるということから一つの学会として意味をなす」というコンセプトに基づいて、40年以上前に発足した伝熱研究会は10有余年前に『伝熱学会』に変身した。学会であるということは、やはり「学問としての独自性の発揮と技術としての実フィールド展開」は車の両輪でなければならない。一方、伝熱研究会発足当時の会員相互の真摯な「討論の場」の提供といったことは、その方法論として重要であり、伝熱シンポジウムは正にそのような場であるといっても過言でない。

そこで今般、伝熱学会企画部会として、伝熱学会における「プラクティス重視と機動的な変更」を実践する新たな契機を会員各位に提供できることを念じて、以下のようなフォーラムを企画させて頂いた。その究極目標は、伝熱学会50周年目には、伝熱という学問・技術に対して、伝熱学会の内外からより高い認知を得ることにある。会員各位の積極的なご参画によって、魅力的で永続性のある討論の場が再生することを切に期待したい。

第42期 企画担当副会長 小澤 由行, 企画部会長 門出 政則

日時 : 平成16年3月30日(火) 13:30~17:00

場所 : 東京工業大学 大岡山キャンパス 石川台1号館4階 454室(機械宇宙学科会議室)

〒152-8552 目黒区大岡山2-12-1 (TEL: 03-5734-3335 岡崎健教授室)

URL: <http://www.titech.ac.jp/home-j.html> に、交通案内とキャンパス・マップがあります。

討論課題 : (1) 伝熱現象の Micro(Discrete)⇌Macro(Continuous)の展開とは？

「MDによる熱流体方程式の誘導」に関する小竹元会長執筆のTSE論文とコメントなどを参考にし、この難解で本質的な問題に焦点を絞って討論を行う。

我々が観察するマクロな現象は、どのようなミクロな現象の集合として具現しているのか? MDで記述された方程式は、理論的にはどのような条件のもとで、どのような平均化観察によって、マクロな現象に結びつくのか? それなら逆に、通常使われるマクロな方程式の正しい適用範囲と制約条件とは、どのようなものなのか? さらに、ミクロからマクロへの平均化操作やそのときの制約条件は、連続の式・運動方程式・エネルギー式それぞれでどのように異なるのか?

このような伝熱現象の本質を深く理解するための自由討論を通して、澄んだアカデミズムを伝熱学会に喚起する機会としたい[コーディネータ: 岡崎健(東工大)].

(2) PEM形等の燃料電池における電気化学-物質-熱の連成現象の解析と高性能化技術への展開とは？

燃料電池における反応持続条件および高効率発電特性の実現の中で、伝熱現象の意味と役割とは? あるいは燃料電池の高性能化に向けた電気化学反応・物質伝達・熱伝達といった三者の連成現象に対する合理的な解析/設計方法とは? さらには、燃料電池を中心としたエネルギーシステムの補器である改質器、変性器、加湿器等のコンパクト化/省エネルギー化の手段とは? といった課題を討論してみたい[コーディネータ: 恩田和夫(豊橋技科大)].

コメンテーターズ: 伏信一慶(東工大), 平井秀一郎(東工大), 近久武美(北大),
高木靖雄(武蔵工大), 松本泰郎(新潟工短大), ○○○○(△△),
滝本正人(富士総研), 小澤由行(高砂熱学), ○○○○(△△),

参加費 : 無料

定員 : 自由討論の趣旨から、定員はとくに設けません。(どなたでもご自由に参加いただけます.)
ただし、会場準備の都合から、平成16年2月末日までに、可能であれば、参加者の①氏名, ②所属,
③連絡先住所, ④電話番号, ⑤E-mailアドレスを, 下記へE-mail, はがき, またはFAXでお申し込み
戴ければ幸甚です.

〒840-8502 佐賀県佐賀市本庄町1 佐賀大学 理工学部 機械システム工学科 門出 政則
E-mail: monde@me.saga-u.ac.jp
TEL: 0952-28-8608, FAX: 0952-28-8587(共)

なお、討論課題(2)については、コメンテータ参加を頂ける方を求めています。当日にコメントを戴
ける課題・分野・概要を、以下のコーディネータにお寄せ願います。

〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1 豊橋技術科学大学 電気・電子工学系
恩田 和夫
E-mail: onda@eee.tut.ac.jp
TEL/FAX: 0532-44-6722

日本伝熱学会・学生会委員会の活動について

学生・若手の伝熱関連研究者の方々には、フェアな場で切磋琢磨し指導を受けられる事、自分で本物を見極める事が重要と考えられよう勧める事、次世代に必要な研究に出会えるような機会を作る事、を重要と考えており、新しい時代に則して、時代に相応しい方法・手段で、実現したいと思います。

学生会員・若手会員を主たる対象とする下記の2行事の開催を予定しております。ぜひ御参加戴きますように御願い申し上げます。また、御周囲の方々への御勧誘を、何分にも、よろしく御願い申し上げます。

学生会委員会・委員長 三松 順治

優秀プレゼンテーション賞（第41回日本伝熱シンポジウム：富山）について

第41回日本伝熱シンポジウムにおいて、下記のように優秀プレゼンテーション賞を実施します予定ですので、企業・大学・研究機関等、多数の御参加・応募申込を、何分にも、よろしく御願い申し上げます。

- 日 時： 平成16年5月26日（水） 学会第1日目 優秀プレゼンテーション賞セッション
対 象： 企業、大学、研究所等の技術者・研究者で、平成16年3月31日現在28才以下の者、または、発表申込当日学生の者（今回より発表対象者を広げ、若手研究者も対象に致します。）
応募資格： 発表時（＝審査時）に、日本伝熱学会の会員（正員、学生員）or 申し込み中である事。
応募の数： 研究グループ長または指導教官等あたり、1名（1件）の発表応募とさせていただきます。
応募方法： 第41回日本伝熱シンポジウム研究発表申込時に、申込書のセッション分類の“**優秀プレゼンテーション賞セッション**”にチェックをし、“**指導教官または研究グループ長等氏名**”をお書き下さい。（なお、申込後の応募追加変更は、プログラム編成前で、可能な場合のみ対応します。）
審査方法： 各講演に対して、数名の学会役員（理事、評議員、企画部会員および学生会委員等：現在・旧）に、審査・講評を依頼し、審査結果を集計して選考します。先に提出の論文原稿内容より、当日のプレゼンテーション（講演・討議等）を重視して審査し、続く交流会で結果をお渡します。

学生・若手研究者の交流会（兼：優秀プレゼン賞結果発表会）開催のご案内 ＜日本伝熱学会・学生会委員会、企画部会：共同主催＞

優秀プレゼン賞セッション後、学生会員・若手研究者の交流を目的とした会を予定しております。御自分で若手（＝現役）と自負される研究者を含め、多数の皆様の御参加・御支援を、御願い申し上げます。

- 日 時： 平成16年5月26日（水） 学会第1日目夕方 優秀プレゼンテーション賞セッション後
対 象： **プレゼン賞応募者、学生会員、伝熱学会の若手会員、学会役員、学生会委員、含む：審査員**
参加費： **無料**＝プレゼン賞応募者・学生会員、**1000円＋α**＝それ以外（事前に貰い、準備・購入へ）
体 裁： **気楽な簡単パーティ形式**（飲み物・食べ物を飲食しながら開催）、参加者リスト・名札を作成
内 容： **次世代研究者へのメッセージ（講演）**＜伝熱学会、国際化、次世代研究、学会での若年層＞
・配布CD-ROM概要（HP、ソフト）、国内外の**研究室・研究Gの紹介**（各ブロック毎、学生会委員）
・優秀プレゼン賞の審査方法・審査状況・全体分布等の説明（学生会幹事）、**各自の結果表配布**
・**優秀プレゼンテーション賞の結果発表**・候補者内定（＝決定）・確認、お祝い、挨拶、連絡
・**交流会**＝懇親会（出席者間交流促進、若手企業研究者の研究・就職体験談の短い発表：数件）
申込方法： 参加受付・詳細の**WEBページ・E-Mail**を、後日、御案内申し上げます。伝熱HPにも掲載予定。

「伝熱」会告の書き方

事務局からの連絡

1. 学会案内と入会手続きについて

【目的】

本会は、伝熱に関する学理技術の進展と知識の普及、会員相互及び国際的な交流を図ることを目的としています。

【会計年度】

会計年度は、毎年4月1日に始まり翌年3月31日までです。

【会員の種別と会費】

会員種	資 格	会費(年額)
正会員	伝熱に関する学識経験を有する者で、本会の目的に賛同して入会した個人	8,000円
賛助会員	本会の目的に賛同し、本会の事業を援助する法人またはその事業所、あるいは個人	1口 30,000円
学生会員	高専、短大、大学の学部および大学院に在学中の学生で、本会の目的に賛同して入会した個人	4,000円
名誉会員	本会に特に功労のあった者で、総会において推薦された者	8,000円 但し、70才以上は0円
推薦会員	本会の発展に寄与することが期待できる者で、当該年度の総会において推薦された者	0円

【会員の特典】

会員は本会の活動に参加でき、次の特典があります。

1. 「伝熱」, 「THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」を郵送します。

(本年度発行予定：5, 7, 9, 11, 1, 3月号)

- ・正会員、学生会員、名誉会員、推薦会員に1冊送付
- ・賛助会員に口数分の冊数送付

2. 「日本伝熱シンポジウム講演論文集」を無料でさしあげます。

- ・正・学生・名誉・推薦の各会員に1部、賛助会員に口数分の部数(但し、伝熱シンポジウム開催の前年度の3月25日までに前年度分までの会費を納入した会員に限る)

【入会手続き】

正会員または学生会員への入会の際は、入会申込用紙にご記入の上、事務局宛にファックスまたは郵送で送り、郵便振替にて当該年度会費をお支払い下さい。賛助会員への入会の際は、入会申込用紙にご記入の上、事務局宛にファックスまたは郵送でお送り下さい。必要があれば本会の内容、会則、入会手続き等についてご説明します。賛助会員への申込みは何口でも可能です。

(注意)

- ・申込用紙には氏名を明瞭に記入し、難読文字にはJISコードのご指示をお願いします。
- ・会費納入時の郵便振替用紙には、会員名(必要に応じてフリガナを付す)を必ず記入して下さい。会社名のみ記載の場合、入金の手続きができず、会費未納のままとなります。
- ・学生会員への入会申込においては、指導教官による在学証明(署名・捺印)が必要です。

2. 会員の方々へ

【会員増加と賛助会員口数増加のお願い】

個人会員と賛助会員の増加が検討されています。会員の皆様におかれましても、できる限り周囲の関連の方々や団体に入会をお誘い下さるようお願いいたします。また、賛助会員への入会申込み受付におきまして、A(3口)、B(2口)、C(1口)と分けております。現賛助会員におかれましても、できる限り口数の増加をお願いいたします。

【会費納入について】

会費は当該年度内に納入してください。請求書はお申し出のない限り特に発行しません。会費納入状況は事務局にお問い合わせ下さい。会費納入には折込みの郵便振替用紙をご利用下さい。その他の送金方法で手数料が必要な場合には、送金者側の負担にてお願い致します。フリガナ名の検索によって入金の手続きを行っておりますので会社名のみで会員名の記載がない場合には未納扱いになります。

【変更届について】

(勤務先, 住所, 通信先等の変更)

勤務先, 住所, 通信先等に変更が生じた場合には, 巻末の「変更届用紙」にて速やかに事務局へお知らせ下さい. 通信先の変更届がない場合には, 郵送物が会員に確実に届かず, あるいは宛名不明により以降の郵送が継続できなくなります. また, 再発送が可能な場合にもその費用をご負担頂くこととなります.

(賛助会員の代表者変更)

賛助会員の場合には, 必要に応じて代表者を変更できます.

(学生会員から正会員への変更)

学生会員が社会人になられた場合には, 会費が変わりますので正会員への変更届を速やかにご提出下さい. このことにつきましては, 指導教官の方々からご指導をお願いします.

(変更届提出上の注意)

会員データを変更する際の誤りを防ぐため, 変更届は必ず書面にて会員自身もしくは代理と認められる方がご提出下さるようお願いいたします.

【退会届について】

退会を希望される方は, 退会日付けを記した書面にて退会届(郵便振替用紙に記載可)を提出し, 未納会費を納入して下さい. 会員登録を抹消します.

【会費を長期滞納されている方へ】

長期間, 会費を滞納されている会員の方々は, 至急納入をお願いします. 特に, 平成12年度以降の会費未納の方には「伝熱」「THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」の送付を停止しており, 近く退会処分が理事会で決定されます.

3. 事務局について

次の業務を下記の事務局で行っております.

事務局

《業務内容》

- i) 入会届, 変更届, 退会届の受付
- ii) 会費納入の受付, 会費徴収等
- iii) 会員, 非会員からの問い合わせに対する応対, 連絡等
- iv) 伝熱シンポジウム終了後の「講演論文集」の注文受付, 新入会員への学会誌「伝熱」, 論文集「THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」発送, その他刊行物の発送
- v) その他必要な業務

《所在地》

〒113-0034 東京都文京区湯島2-16-16
社団法人 日本伝熱学会
TEL, FAX : 03-5689-3401
E-MAIL: htsj@asahi-net.email.ne.jp
HP: http://www.htsj.or.jp
(土日, 祝祭日を除く, 午前10時~午後5時)

(注意)

- 1. 事務局への連絡, お問い合わせには, 電話によらずできるだけ郵便振替用紙の通信欄やファックス等の書面にてお願いします.
- 2. 学会事務の統括と上記以外の事務は, 下記にて行なっております.

〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1
東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻
笠木 伸英
TEL: 03-5841-6417 FAX: 03-5800-6999
E-Mail : htsj@thtlab.t.u-tokyo.ac.jp

新入会員 (2003. 12～2004. 1) 4名

資格	氏名	勤務先	資格	氏名	勤務先
正	菊山 功嗣	名古屋大学			
正	篠平 大輔	住友重機械工業(株)			
学生	吹場 活佳	総合研究大学院大学			
学生	山本 泰之	慶應義塾大学			

寄付会費 (2003. 11. 1～2004. 1. 4) 4名 7,000円

資格	氏名	勤務先	資格	氏名	勤務先
正	久野 勝美	(株)東芝研究開発センター			
正	鈴木 健二郎	芝浦工業大学			
正	西田 哲也	水産大学校			
正	岩崎 秀夫	(株)東芝研究開発センター			

日本伝熱学会正会員・学生会員入会申込み・変更届用紙

日本伝熱学会 賛助会員新規入会申込み届け用紙

0	申込年月日					年			月			日
---	-------	--	--	--	--	---	--	--	---	--	--	---

※ご記入に際しての注意

日本伝熱学会からの郵送物は代表者にお送りしておりますので、代表者の所属に変更がありましたら、書面にて事務局宛ご連絡くださるようお願いいたします。

1	会員資格	賛助会員										
2	代表者氏名											
3	ふりがな											
4	代表者勤務先	名称(所属)										
5												
6		〒	—									
7		所在地										
8												
9		TEL										
10		FAX									共通・専用	
11	口数	口										

日本伝熱学会入会のご案内

1. 学会の会計年度は毎年4月1日から翌年3月末日までです。
2. 賛助会員の会費は1口30,000円/年で、申し込みは何口でも結構です。申し込み口数により、次のように分けております。(3口), B(2口), C(1口)
3. 会員になりますと「伝熱」「THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」をお申し込み口数1口につき各1部お送りします。「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等をお申し込み口数1口につき1部無料でさしあげます。この伝熱と THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING は通常、年6回(5, 7, 9, 11, 1, 3月号)発行しております。但し、日本伝熱シンポジウム講演論文集につきましては、前年度の会費を年度末までに完納された会員に限り当該年度のものを無料でさしあげます。なお、年度途中でご入会された方には残部の都合でお送りできない場合もありますので、あらかじめご承知おきください。
4. 本学会では、事務作業簡素化のために会費の領収書の発行は郵便振替や銀行振込の控えをあてています。簡単な書式の領収書をご用意できますが、それ以外の場合には貴社ご指定の書式をご送付下さいますようお願い申し上げます。

申込書送付先 ; 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-16-16
 社団法人日本伝熱学会事務局 TEL&FAX ; 03-5689-3401

会費の振込先 ;

- (1) 郵便振替の場合—郵便振替口座 00160-4-14749 社団法人日本伝熱学会
- (2) 銀行振込の場合—みずほ銀行 大岡山支店 普通預金口座 145-1517941
 社団法人日本伝熱学会
- (3) 現金書留の場合—上記の事務局宛に御送金下さい。

広告>

センサテクノス株式会社

広告

有) テクノオフィス 3月号 更新版

広告
日本カノマックス

◇編集後記◇

新年あけましておめでとうございます。

新年号は吉田委員・北村委員の編集による《伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む》というチャレンジングな特集です。いままですっきりしなかったことが、少しでもご理解いただければ幸いです。年末のお忙しい中、原稿をご準備くださいました執筆者の方々にお礼申し上げます。原稿がほぼ出揃った頃、所用で博多まで来られた吉田委員と夜の街で反省会をしました。流し込めなかった太刀魚の小骨を皿の端に並べながら「実にいい企画だった」と自画自賛したところです。反省会はすぐに放談会に変わってしまいました。

本誌への原稿の投稿、また、本誌に対するご意見・ご要望など、お近くの下記委員ないしは編集出版事務局、第42期編集出版部会委員までお寄せください。

本年も新しい企画に取り組んでいく所存です。どうぞよろしくお願い申し上げます。



副会長	太田 照和	東北大学
部会長	高田 保之	九州大学
委員		
(理事)	近久 武美	北海道大学
	北村 健三	豊橋技術科学大学
	平田 哲夫	信州大学
	藤井 照重	神戸大学
	奥山喜久夫	広島大学
(評議員)	栗山 雅文	山形大学
	稲田 茂昭	群馬大学
	花村 克悟	東京工業大学
	白樫 了	東京大学
	吉田 英生	京都大学
	石黒 博	九州工業大学
(事務)	久保田裕巳	九州大学
TSE チーフエディター		
	西尾 茂文	東京大学
TSE 出版担当		
	永井 二郎	福井大学

平成 16 年 1 月 10 日

編集出版事務局：〒812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1
九州大学 大学院工学研究院 機械科学部門
高田 保之 / 久保田裕巳

複写される方に

本誌に掲載された著作物を複写したい方は、日本複写権センターと包括複写許諾契約を締結されている企業の従業員以外は、著作権者から複写権等の委託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい。なお、著作物の転載・翻訳のような複写以外許諾は、直接本会へご連絡下さい。

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 3F
学術著作権協会 (Tel / Fax : 03-3475-5618)

アメリカ合衆国における複写については、次に連絡して下さい。

Copyright Clearance Center, Inc.(CCC)
222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA
Phone : +1-978-750-8400 Fax : +1-978-750-4744

Notice about photocopying

In order to photocopy any work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright for clearance by the copyright owner of this publication.

Except in the USA

The Copyright Council of the Academic Societies (CCAS)
41-6 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan
Phone / Fax : +81-3-3475-5618

In the USA

Copyright Clearance Center, Inc. (CCC)
222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA
Phone : +1-978-750-8400 Fax : +1-978-750-4744

伝 熱

ISSN 1344-8692

Journal of The Heat Transfer Society of Japan
Vol. 43, No. 178

2004年1月発行

発行所 社団法人 日本伝熱学会
〒113-0034 東京都文京区湯島 2-16-16
電話 03(5689)3401
Fax. 03(5689)3401
郵便振替 00160-4-14749

Published by

The Heat Transfer Society of Japan
16-16, Yushima 2-chome, Bunkyo-ku,
Tokyo 113-0034, Japan
Phone / Fax : +81-3-5689-3401