

ISSN 0910-7851

伝熱研究

Journal of The Heat Transfer Society of Japan

1997 July
Vol. 36 No. 142

〈特集：振動励起熱輸送(熱音響)現象とその熱機器への応用〉

ISSN 0918-9963

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING

Vol. 5

No. 3

社団法人 日 本 伝 熱 学 会
The Heat Transfer Society of Japan

日本伝熱学会第36期（平成9年度）役員

<p>会 長 長 島 昭 (慶 大)</p> <p>副 会 長 (編集出版) 藤 田 恭 伸 (九 大)</p> <p>(企 画) 塩 冶 震 太 郎 (石 播 重 工)</p> <p>(総 務) 飯 田 嘉 宏 (横 浜 国 大)</p> <p>理 事</p> <p>(編集出版) 中国四国 森 岡 齋 (徳 島 大)</p> <p>(企 画) 小 澤 由 行 (高 砂 熱 学)</p> <p>北 海 道 早 坂 洋 史 (北 大)</p> <p>北 陸 信 越 竹 内 正 紀 (福 井 大)</p> <p>松 尾 篤 二 (三 菱 重 工)</p> <p>(総 務) 東 海 辻 俊 博 (名 工 大)</p> <p>監 事 員 鳥 居 薫 (横 浜 国 大)</p> <p>評 議 員 山 本 春 樹 (旭 川 高 専)</p> <p>中 部 主 敬 (京 大)</p> <p>浜 辺 謙 二 (川 崎 重 工)</p> <p>加 藤 征 三 (三 重 大)</p> <p>中 村 泰 久 (東 邦 ガ ス)</p> <p>中 山 顯 (静 岡 大)</p> <p>松 田 仁 樹 (名 大)</p> <p>稲 葉 英 男 (岡 山 大)</p> <p>佐 藤 春 樹 (慶 大)</p> <p>菊 地 義 弘 (広 島 大)</p> <p>田 中 収 (三 浦 研 究 所)</p> <p>斎 藤 明 宏 (新 潟 工 科 大)</p> <p>姫 野 修 廣 (信 州 大)</p> <p>稲 村 隆 夫 (弘 前 大)</p> <p>青 木 秀 之 (東 北 大)</p> <p>松 田 理 (石 川 高 専)</p> <p>時 田 雄 次 (大 分 大)</p> <p>中 島 忠 克 (日 立 大)</p> <p>富 山 明 男 (神 戸 大)</p> <p>西 野 耕 一 (横 浜 国 大)</p> <p>井 上 剛 良 (東 工 大)</p> <p>田 島 守 (神 奈 川 大)</p> <p>一 宮 浩 市 (山 梨 大)</p> <p>飛 原 英 治 (東 大)</p> <p>水 上 紘 一 (愛 媛 大)</p> <p>前 川 透 (東 洋 大)</p> <p>宮 内 敏 雄 (東 工 大)</p> <p>佐々木 章 (秋 田 高 専)</p> <p>吉 田 英 生 (東 工 大)</p> <p>武 内 洋 (工 技 院 北 工 研)</p>	<p>部 会 長 熊 田 雅 弥 (岐 阜 大)</p> <p>九 州 井 村 英 昭 (熊 本 大)</p> <p>五 十 嵐 喜 良 (東 北 電 力)</p> <p>部 会 長 西 尾 茂 文 (東 大)</p> <p>伝 熱 シ ン ポ ジ ウ ム 準 備 委 員 長 藤 田 秀 臣 (名 大)</p> <p>東 北 太 田 照 和 (東 北 大)</p> <p>関 西 中 島 健 (神 戸 大)</p> <p>関 東 山 田 幸 生 (工 技 院 機 械 研)</p> <p>満 洲 邦 彦 (東 大)</p> <p>大 隅 正 人 (三 洋 電 機)</p> <p>堀 政 義 (石 播 重 工)</p> <p>宗 像 鉄 雄 (工 技 院 機 械 研)</p> <p>勝 田 正 文 (早 大)</p> <p>奥 山 邦 人 (横 浜 国 大)</p> <p>本 田 知 宏 (福 岡 大)</p> <p>鶴 田 隆 治 (九 工 大)</p> <p>浅 古 均 (都 立 大)</p> <p>松 島 均 (日 立 大)</p> <p>鳥 居 修 一 (鹿 児 島 大)</p> <p>岸 浪 紘 機 (室 蘭 工 大)</p> <p>矢 部 彰 (工 技 院 機 械 研)</p> <p>大 河 誠 司 (東 工 大)</p> <p>山 脇 栄 道 (石 播 重 工)</p> <p>中 山 明 人 (ト ヨ タ 自 工)</p> <p>長 坂 雄 次 (慶 大)</p> <p>原 村 嘉 彦 (神 奈 川 大)</p> <p>高 田 保 之 (九 大)</p> <p>小 宮 山 正 治 (阪 大)</p> <p>久 角 喜 德 (大 阪 ガ ス)</p> <p>福 山 佳 孝 (東 芝)</p> <p>松 本 浩 二 (宮 崎 大)</p> <p>中 込 秀 樹 (東 芝)</p> <p>菱 田 誠 (千 葉 大)</p> <p>神 永 文 人 (茨 城 大)</p> <p>塩 津 正 博 (京 大)</p> <p>佐 藤 勲 (東 工 大)</p> <p>村 上 周 三 (東 大)</p> <p>廣 瀬 宏 一 (岩 手 大)</p> <p>岡 田 昌 志 (青 山 学 院 大)</p> <p>長 崎 孝 夫 (東 工 大)</p>
--	---

[Thermal Science and Engineering]

チーフエディター

小 竹 進 (東 洋 大)

伝 熱 研 究 目 次

〈新旧会長挨拶〉

会長就任のご挨拶	長島昭 (慶應義塾大学)	1
会長退任のご挨拶	越後亮三 (芝浦工業大学)	2

〈顕彰〉

名誉会員の顕彰	副会長 飯田嘉宏 (横浜国立大学)	3
---------------	-------------------------	---

〈第9回日本伝熱学会賞〉

第9回日本伝熱学会賞の報告	第35期日本伝熱学会表彰選考委員会主査 荻野文丸 (京都大学)	4
第9回日本伝熱学会学術賞を受賞して	藤田恭伸 (九州大学)	6
〔第9回日本伝熱学会技術賞を受賞して〕	近藤義広, 松島均, 小松利広 (日立製作所機械研究所)	8
日本伝熱学会技術賞を受賞して	信夫善治, 松實孝友, 飯田弘之, 脇坂英司, 山崎良信 (シャープ株式会社)	10

〈随想〉

熱工学と熱科学のはざままで	相原利雄 (東北大学流体科学研究所)	12
くるまの行方と伝熱	藤掛賢司 (株式会社豊田中央研究所)	15

〈第34回日本伝熱シンポジウム〉

第34回日本伝熱シンポジウムを振り返って	準備委員長 戸田三朗 (東北大学), 事務局 橋爪秀利 (東北大学)	18
----------------------------	--	----

〈会議報告〉

1996年度国際伝熱会議アセンブリ委員会出席報告追補	平田賢 (芝浦工業大学システム工学部)	20
----------------------------------	---------------------------	----

〈特集：振動励起熱輸送（熱音響）現象とその熱機器への応用〉

特集にあたって —振動励起熱輸送について—	第35期編集委員会 西尾茂文 (東京大学生産技術研究所)	22
振動流の流体力学的基礎	川橋正昭 (埼玉大学工学部)	23
熱音響理論の熱力学的基礎	富永昭 (筑波大学物理学系)	31
熱機器におけるシャトル熱損失	稲田孝明 (機械技術研究所)	39
流体振動による熱輸送 —ドリームパイプ—	小澤守 (関西大学工学部)	46
気泡駆動型熱輸送管	西尾茂文 (東京大学生産技術研究所)	53
共鳴波管型冷凍機	飛原英治 (東京大学大学院工学系研究科)	57

パルス管冷凍機の進展	松原洋一 (日本大学)	63
熱音響原動機における線形および非線形過程 - 米国における研究紹介 -	渡部正夫 (九州大学工学部)	69

〈レビュー特集 (続)〉

A Review on Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices

... Kahoru Torii (Yokohama National University) and Jurandir Itizo Yanagihara (University of São Paulo)	73
---	----

〈故土方邦夫先生を偲んで〉

.....	87	
故東京工業大学教授 土方邦夫氏を追悼する	森康夫 (東京工業大学名誉教授)	88
「土方」伝熱研究の将来像	小竹進	90
土方邦夫先生追悼	長島昭 (慶應義塾大学)	92
巨星逝く	福迫尚一郎 (北海道大学)	93
戻っておいでよ, 土方君!	林勇二郎 (金沢大学工学部人間・機械工学科)	94
土方邦夫先生の急逝の報に接して	藤田恭伸 (九州大学)	95
土方邦夫先生を偲んで	矢部彰 (機械技術研究所)	96
北斗星消える - 土方邦夫教授の死去を悼む -	西尾茂文 (東京大学生産技術研究所)	97
土方先生、有り難うございました	岡崎健 (東京工業大学 炭素循環素材研究センター)	98
土方邦夫先生の思い出	井上剛良 (東京工業大学)	99

〈世界のホットユース〉

格子 Boltzmann 法 - 新たな二相流モデルへの取り組み -

.....	瀬田剛 (IBM ワトソン研究所客員研究員)	100
-------	-----------------------------	-----

〈研究トピックス〉

パルス管冷凍機内の温度分布計測	伊東正篤 (株)移動体通信先端技術研究所)	104
-----------------------	----------------------------	-----

〈賛助会員紹介〉

高砂熱学工業株式会社 総合研究所	小澤由行 (高砂熱学工業(株)総合研究所)	105
------------------------	----------------------------	-----

〈行事カレンダー〉

.....	109
-------	-----

〈日本伝熱学会第35期 (平成8年度) 総会議事録〉

.....	110
-------	-----

〈支部活動報告〉

平成8年度関西支部活動報告	112
---------------------	-----

〈お知らせ〉

「環境エネルギー技術研究会」への参加募集について	114
研究会参加のご案内「生体内における熱・物質・電磁場の輸送・伝播に関する研究会」	115
平成9年度日本伝熱学会関東支部・講演会ご案内	115
第8回東海伝熱セミナー「反応を伴う伝熱の基礎と最前線」	116
関西伝熱セミナー (伝熱工学の新展開に向けて)	117
「中国四国伝熱セミナー'97 in 山口」のご案内	118

生産技術における伝熱工学コース	118
第11回数値流体力学シンポジウム講演発表募集	119
第35回燃焼シンポジウム実施要綱	120
第2回高温エネルギー変換システムおよび関連技術に関する国際シンポジウム	120
第18回日本熱物性シンポジウム開催案内	121
Call for Papers: Second Trabzon International Energy and Environment Symposium (TIEES-98)	121
神戸高専教官公募	122
正誤表	122
「伝熱研究」会告の書き方	123
「伝熱研究」原稿の書き方	124
事務局からの連絡	125
日本伝熱学会，入会申込み，変更届用紙	127

インターネット情報サービス

- <http://htsj.mes.titech.ac.jp/htsj.html>
最新の会告・行事の予定等を提供
- htsj-info@mes.titech.ac.jp
最新の情報を電子メールで受け取りたい方のための電子メールアドレスの登録受付
- htsj@mes.titech.ac.jp
事務局への連絡の電子メールによる受付

Journal of The Heat Transfer Society of Japan
Vol.36, No.142, July, 1997

CONTENTS

<New and Former Presidents' Addresses>

Wishing Prosperous HTSJ Akira Nagashima (Keio University)	1
On Retiring from the President Ryozo Echigo (Shibaura Institute of Technology)	2

<Awards>

Awards of Honorary Members Vice President, Yoshihiro Iida (Yokohama National Univ.)	3
--	---

<Heat Transfer Society Awards>

On Selection of the 9th Heat Transfer Society Awards for Scientific Contributions and Technical Achievements Fumimaru Ogino (Kyoto University)	4
On Receiving the 9th Heat Transfer Society Award for Scientific Contribution Yasunobu Fujita (Kyushu University)	6
On Receiving the 9th Heat Transfer Society Award for Technical Achievements Yoshihiro Kondo, Hitoshi Matsushima and Toshihiro Komatsu (Hitachi, Ltd., Mechanical Engineering Research Laboratory)	8
On Receiving the Heat Transfer Society Award for Technical Achievements Yoshiharu Shinobu, Takatomo Matsumi, Hiroyuki Iida, Eiji Wakisaka and Yoshinobe Yamazaki (Sharp Corporation)	10

<Essay>

My Works in the Field of Thermal Engineering and Science Toshio Aihara (Institute of Fluid Science, Tohoku University)	12
Future Technology and Heat Transfer on Car Kenji Fujikake (Toyota Central R&D Labs., Inc.)	15

<The 34th National Heat Transfer Symposium of Japan>

Looking back upon the 34th National Heat Transfer Symposium of Japan Chairman Saburo Toda (Tohoku University) and Secretariat Hidetoshi Hashizume (Tohoku University)	18
---	----

<Report>

- An Addendum for the Report on 1996 Meeting of the Assembly for International Heat Transfer Conferences
Masaru Hirata (Department of Mechanical System Engineering, Shibaura Institute of Technology) · 20

<Special Issue: Oscillation-Induced Heat-Transport (Thermoacoustic) Phenomena and Its Application to Thermal Equipments>

- Preface to Special Issue: Oscillation-Induced Heat Transport
Shigefumi Nishio (Institute of Industrial Science, University of Tokyo) 22
- Fundamental Aspect of Oscillatory Flow
Masaaki Kawahashi (Faculty of Engineering, Saitama University) 23
- Thermodynamic Base of the Thermoacoustic Theory
Akira Tominaga (Institute of Physics, University of Tsukuba) 31
- Shuttle Heat-Transfer Loss in Reciprocating Machines
Takaaki Inada (Mechanical Engineering Laboratory) 39
- Enhanced Heat Transfer by Oscillation of Fluid –Dream Pipe–
Mamoru Ozawa (Department of Mechanical Engineering, Kansai University) 46
- Bubble Driven Heat-Transport Tubes
Shigefumi Nishio (Institute of Industrial Science, University of Tokyo) 53
- Thermoacoustic Refrigerator
Eiji Hihara (Department of Mechanical Engineering, University of Tokyo) 57
- Progress on Pulse Tube Coolers
Yoichi Matsubara (Nihon University) 63
- Linear and Nonlinear Processes in Thermoacoustic Prime Movers –Research Topics in United States–
Masao Watanabe (Faculty of Engineering, Kyushu Univ.) 69

<Review>

- A Review on Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices
Kahoru Torii (Yokohama National University)
and Jurandir Itizo Yanagihara (University of São Paulo) 73

<Memorial Tributes> 87

- Tribute to the late Prof. Kunio Hijikata
Yasuo Mori (Professor Emeritus, Tokyo Institute of Technology) 88
- Future Aspects of Hijikata's Heat-Transfer Studies
Susumu Kotake 90
- In Memory of Professor Kunio Hijikata
Akira Nagashima (Keio University) 92
- Good-by, Great Star
Shoichiro Fukusako (Hokkaido University) 93
- Kunio, Come Back Again !
Yujiro Hayashi (Dept. of Human and Mechanical Systems Engineering, Kanazawa University) 94
- On Being Informed of the Sudden Loss of Professor Kunio Hijikata
Yasunobu Fujita (Kyushu University) 95

Memory of the late Prof. Kunio Hijikata Akira Yabe (Mechanical Engineering Laboratory)	96
Memorial Address for Professor Hijikata –Missing Plow– Shigefumi Nishio (Institute of Industrial Science, University of Tokyo)	97
Sincere Thanks to Professor Hijikata Ken Okazaki (Research Center for Carbon Recycling and Utilization, Tokyo Institute of Technology)	98
Memories of Professor Kunio Hijikata Takayoshi Inoue (Tokyo Institute of Technology)	99

<World Hot Youth>

Lattice Boltzmann Method –Development of a New Model for Simulating Two-Phase Flow– Takeshi Seta (Visiting Researcher, IBM T. J. Watson Research Center)	100
---	-----

<Research Topics>

Measurement of Temperature Distribution in Pulse Tube Cryocooler Seitoku Ito (Advanced Mobile Telecommunication Technology Inc.)	104
---	-----

<Profile of Industrial Member>

R&D Center, Takasago Thermal Engineering Co., Ltd. Yoshiyuki Kozawa (Takasago Thermal Engineering Co., Ltd.)	105
---	-----

<Calendar>	109
-------------------------------	-----

<Record of the 35th Heat Transfer Society General Meeting >	110
--	-----

<Reports on the Activities of Chapters>	112
--	-----

<Announcements>	114
------------------------------------	-----

会長就任のご挨拶

Wishing Prosperous HTSJ

長島 昭 (慶應義塾大学)

Akira NAGASHIMA (Keio University)

ある方の言葉を借りるならば、「将来あるべき伝熱学」の定義は、「将来熱心に参加する研究者たちが、これこそが伝熱学だと考えるもの」だそうであります。この定義の仕方は、分野の定義としてはあいまいではあっても、人に自分こそ中心になって新分野を切り開いてやろうという気を起こさせる、巧妙かつ柔軟な表現であると思います。伝熱学のこれからの発展は、この考えを活かし、独特な人脈を形成する点にあるのではないのでしょうか。

私が伝熱シンポジウムに初めて参加したのは大学院生の頃で、第2回からであったと思います。びっくりしたことは、研究発表に続いて激しいディスカッションがあり、時には発表者と座長が困った顔をしている前で、2人の質問者どうして延々と論じ続けることもありました。まさに「シンポジウム」でありました。このような激しいディスカッションの前提条件は、自分の研究に対する確固たる自信と、相手の研究者に対する敬意とであり、そのつながりを作り上げるには、普段の交流や懇親会などもおおいに役立ったことでありましょう。伝熱研究会（現日本伝熱学会）が盛んになったのは、伝熱研究そのものがスタート時の若い学問分野であったことだけではないと思います。

これまでの会長、役員の皆様のご尽力で、現在の日本伝熱学会は順調に機能していると思っておりますが、将来のさらなる発展を目指すと、多くの課題があります。やるべきことの一つは産業界との連携であります。学問的に厳しく、

という伝統は現在も目標の第1に見えています。併せて産業界、ひいては世界の工業技術の役に立つという目標も、もう少しはっきり打ち出す必要があるでありましょう。そのためには、近未来の産業界のニーズを想定した行事企画が必要であり、産業界の声を聞き易い運営形態を採り入れ、産業界からの会員増強につとめる必要があります。

科学技術はエネルギー、材料、情報の3本の柱の上に成り立っているといわれます。しかし現在は、情報に光が集中しています。世界はすべて波のように変動し、ピークは移り変わると同時に、主役は周期をもって繰り返されます。私たちは、次の大きなうねりを予測し、準備しなくてはなりません。現在のピークが情報であるので、次のピークの可能性はエネルギーであり、材料でありましょう。その両者に伝熱研究は深い関わりがあります。一見泥くさいハードの研究、地味な実験研究に自信をもって取り組むべきと考えます。

日本の学会において、一層の役割の増大が期待されているのは、一つは国際的リーダーシップであり、また一つは研究のみでなく教育への貢献であると思います。

日本伝熱学会は、その財産である強い人的ネットワークを活かして、その役割を果たしていかななくてはなりません。私は、有能な役員の方々と共に、そして多くの会員の方々のご支援のもとに、この目的のためにお手伝いできることを大きな幸せと感じております。

会長退任のご挨拶

On Retiring from the President

越後 亮三 (芝浦工業大学)

Ryozo ECHIGO (Shibaura Institute of Technology)

退任にあたりひとことご挨拶申し上げます。前会長であられた相原利雄先生はじめ理事の方々から伝統ある本学会の会長にご推挙いただいてからあつという間の一年間でした。率直に言ってほとんどの会員にとって伝熱学会の存在は二次的な専門学会で、多くの方が母体ともいべき人学会に所属され、さらに他の学協会にも加入されていると思います。本学会にだけ席を置いておられる会員はむしろ希な存在です。1960年代のはじめ機械学会、化学工学協会、原子力学会、建築学会等で熱を専門とする当時“中堅”の熱心な研究者が学会の垣根を越えて議論する場をつくることを目的に設立されたことがそのまま本学会の伝統になっています。私の年代の研究者にとってはいわゆる駆けだし時代から定年までの研究者生涯を母体である大学会でなく、本学会を活躍の主たる舞台に選んでいる人がおおいことから分かる通り本学会に対する帰属意識は強く、特別の想い入れがあります。優れた研究、討論が伝熱シンポジウムを盛り上げ、盛況なシンポジウムが質の高い講演を招くという好ましい循環が長年にわたり形成されています。本学会のためであれば骨身を惜しまない会員も多く、事務局はじめ出版、企画等の事業に献身的なご努力をはらってこられた方々によって支えられてきました。このような構図は基本的には変わらないと思います。

伝熱学会のもつ不思議な魅力はやはり原点にある“熱”にまつわる興味深い現象であると思います。熱力学が研究対象からはずれ伝熱学全盛時代に伝熱学を究められた何人かの先生方がご定年近くの頃になると再び熱力学へ強い関心をもっておられるお話を伺いながら、内心冷やかな気持ちで聞いていたのを思い出します。最も尊敬する九州大学名誉教授西川兼康先生もそのおひとりでした。もっと真剣に伺っておくべきであったと反省しています。伝熱学を究めたわけではありませんが長年研究を続け、定年近くになると熱力学へのひと味違った興味が湧いてきました。本学会も古典的な意味での「伝熱学」から脱皮した新しい熱の総合科学と技術を実線する学会へ発展することを祈念します。今期はすぐれた識見をもっておられる長島 昭先生を新会長にお迎えすることができました。新会長にとっての初めての仕事が総会で故土方邦夫氏へ捧げる悲しい黙祷でした。故人は多くの会員に惜しまれて冥土へ旅立たれたことと思います。幸いにも副会長として飯田嘉宏、藤田恭伸、塩冶震太郎の諸先生を筆頭にベテラン、中堅、若手と多彩な顔ぶれの理事、評議員の方々にバトンを引き継ぐことができ、いまさらながら本学会の人材の豊かさを再認識した次第です。

名誉会員の顕彰

Awards of Honorary Members

副会長 飯田 嘉宏 (横浜国立大学)

Vice President, Yoshihiro IIDA

(Yokohama National Univ.)

平成9年5月22日に行なわれた社団法人日本伝熱学会総会での第6号議案におきまして、下記の方々が特別名誉会員または名誉会員としてそれぞれ顕彰されました。

本顕彰は、本会定款第3章第6条(4)および名誉会員規程に基づき、本会の発展と伝熱工学の進展に大きく貢献された方々のご功勞とご功績に感謝すると共に、各位のますますのご活躍を祈念して行われたものです。

ここに謹んでご報告する次第です。

【特別名誉会員】

神野 博	黒柳 利之	松本 隆一	櫻井 彰
			(順不同、敬称略)

【名誉会員】

川上 靖	斉藤 孝基	秋山 守	安達 公道
中村 泰人	成瀬 哲生	棚澤 一郎	中山 恒
山田 悦郎	坂口 忠司	服部 賢	中西 重康
			(順不同、敬称略)

なお、名誉会員候補の推薦に当たっては、平成7年12月16日の第34期第3回理事会において一部改訂された名誉会員規程が適用されています。

同規程では、名誉会員の資格年齢(それまでは60歳以上)を1歳ずつ隔年に、65歳に達するまで変更することになっております。すなわち、資格年齢は年度末の年齢として次のようになることを付け加えます。

平成7年度末、平成8年度末	:	61歳以上
平成9年度末、平成10年度末	:	62歳以上
平成11年度末、平成12年度末	:	63歳以上
平成13年度末、平成14年度末	:	64歳以上
平成15年度末以降	:	65歳以上

第9回日本伝熱学会賞の報告

第9回日本伝熱学会賞

On Selection of the 9th Heat Transfer Society Awards
for Scientific Contributions and Technical Achievements

第35期日本伝熱学会表彰選考委員会

主査 荻野 文丸 (京都大学)

Fumimaru OGINO (Kyoto University)

学会賞 (森康夫元会長の拠金による)、技術賞および奨励賞 (Wen-Jei Yang氏の拠金による) について公募を行った。応募のあった学術賞11件、技術賞6件、奨励賞14件に対して慎重に審査を行い、下記のように決定した。なお、賞の贈呈式は、5月22日に仙台市で開催された総会において実施された。

1. 学術賞

(1) 二成分混合液の核沸騰熱伝達 (熱伝達の整理式)

掲載論文 : 日本機械学会論文集(B編)、62巻597号、1996-5

第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集

代表研究者 : 藤田 恭伸 氏 (九州大学)

共同研究者 : 筒井 正幸 氏 (九州大学)

本研究はフロン代替冷媒として注目されている混合媒体を用いた熱サイクルに関連して、サイクルの中で重要な伝熱プロセスである核沸騰熱伝達について、5種類の性質が異なる二成分混合液で実験を行った結果と従来得られている半経験式とから、より広い範囲で適用可能な新しい整理式を提案したもので、独創的かつ工業的に極めて有用な研究である。よって学術賞に値する。

2. 技術賞 (順不同)

(1) 電子機器筐体内に実装されたヒートシンク付き高発熱LSIパッケージの噴流冷却における空冷限界と最適形状予測技術

掲載論文 : 日本機械学会論文集(B編)、61巻596号、1996-4

第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集

代表研究者 : 近藤 義広 氏 (日立製作所)

共同研究者 : 松島 均 氏 (日立製作所)

小松 利広 氏 (日立製作所)

本研究では高発熱素子の局所冷却に噴流冷却方式を採用し、伝熱実験および流れの可視化実験で得た知見に基づいて熱抵抗と圧力損失の予測法を提案した。また、それらを用いて素子容積や冷却ファンの種類などの制約条件が与えられた場合の空冷限界とそれを実現するヒートシンクの最適形状を求めるための手法を開発したもので、工業上大いに貢献するものであり、技術賞に値する。

(2) 無給水加湿システムの開発

掲載論文 : 日経メカニカル、1996.10.28号、No.492

代表研究者 : 信夫 善治 氏 (シャープ)

共同研究者 : 飯田 弘之 氏 (シャープ)

松實 孝友 氏 (シャープ)

脇坂 英司 氏 (シャープ)

山崎 良信 氏 (シャープ)

本システムは回転式潜熱交換器を応用したシステムで、室外と室内の空気の湿分を交換するもので、吸着材として、シリカゲルよりも低湿度で吸着効率が優れ、比較的低温で脱着性能を持つ新開発のゼオライトを採用している。これをエアコンと一体化することで暖房時の部屋の乾燥を防止し、快適な住環境を提供する加湿エアコンを商品化したもので技術賞に値する。

3. 奨励賞 (順不同)

(1) ダクト内後向きステップ流れの三次元熱流動解析

掲載論文 : 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集

研究者 : 岩井 裕 氏 (京都大学大学院)

後ろ向きステップ流れについては、従来より多数の研究が行なわれているが、現象を二次元として捕えている研究が多い。本研究では少ない格子点数で信頼性の高い結果が得られる高精度二次元数値解析コードを作成し、これを本課題に適用して三次元性の影響を明らかにした。他の複雑熱流

動場においても三次元性の影響は極めて重要であり、今後さらなる発展が期待できる。よって奨励賞に値する。

(2) 末梢部血管反応を考慮した人体熱モデルの開発 (実験的検証)

掲載論文 : 第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集

研究者 : 庄司 祐子 氏 (神戸大学大学院)

本研究では、定常および非定常熱環境に対して、人体の体温調節反応を予測できる人体熱モデルの開発を行い、特に、動静脈吻合血管による熱移動を組み込んでいる点が独創的である。さらに、皮膚血流量、体の深部温や皮膚温の測定結果に基づいて、モデルの妥当性を明らかにしている。この人体の温熱挙動に対する伝熱工学的取り扱い、実践的有用性を含むと共に、生体伝熱工学の発展に寄与するものであり、奨励賞に値する。

(3) 過冷却を伴う合金融液のマイクロ凝固

掲載論文 : 第33回日本伝熱シンポジウム講演論文集

研究者 : 義岡 秀晃 氏 (富山商船高等専門学校)

実際の凝固伝熱においては、過冷却のもとでの非平衡凝固が少なからず生ずるとともに、組織や組成のマイクロ性に対する記述が重要となる。本研究では、壁面冷却によって進行する合金融液の凝固に対し、動的状態図と関連づけた凝固モデルのもとで、組織と組成のマイクロ性を組込んだ速度論を展開したものであり、今後の発展が期待できる。よって奨励賞に値する。

(4) 物質吸着を伴う表面流動の可視化・解析法

(1. 水-アルコール系の表面流動の可視化)

掲載論文 : 第32回日本伝熱シンポジウム講演論文集

研究者 : 石田 賢治 氏 (慶応義塾大学大学院)

界面活性剤添加による伝熱促進などの現象の基本的理解のためには溶液表面での界面活性物質の吸着状態を実時間で検出できる実験的手法の確立が不可欠である。本研究は広範囲の表面の吸着状態を二次元的に実時間で検知し解析する新しい手法を提唱・確立し、表面の吸着状態と流動を調べることを可能としたもので、今後の発展が期待できる。よって奨励賞に値する。

第9回日本伝熱学会学術賞を受賞して

On Receiving the 9th Heat Transfer Society Award
for Scientific Contribution

藤田 恭伸 (九州大学)

Yasunobu FUJITA (Kyushu University)

日本伝熱学会第35期総会において、日本伝熱学会学術賞を拝受し、共同研究者の筒井正幸氏とともに身に余る光栄と思っております。学会賞表彰選考委員会をはじめ、ご関係の皆様にご感謝申し上げる次第です。また研究を進めるにあたっては研究室に過去に配属された修士論文と卒業研究の学生諸君の多大の協力がありました。これらの諸君にここに謝意を表します。

受賞対象の論文は「二成分混合液の核沸騰熱伝達(熱伝達の整理式)」日本機械学会論文集(B編)62巻597号(1996-5)で、第30回と第32回の日本伝熱シンポジウムで講演した内容をもとにまとめたものです。簡単に紹介させていただきます。

二成分混合液の特徴は、相平衡図(図1)で定量的に表わされますように、平衡状態にある液体と蒸気の組成が異なることです。このため、ある濃度の混合液を沸騰させますと、低沸点成分が優先的に蒸発して気泡を形成します。そして蒸発を継続するにはバルク液中から蒸発界面まで低沸点成分の補給が欠かせません。つまり混合液の沸騰過程には熱と物質の二つの移動過程が共存することになります。この結果、二成分混合液を核沸騰させたときの熱伝達係数は、単成分液に対して十分評価された核沸騰熱伝達整理式を用い、その物性項

に混合液の物性値を代入して求めた予測値に比べて小さくなります。また混合液を構成する二つの成分純液の熱伝達係数を濃度で補間した値と比較しても小さくなります(図2)。この熱伝達の低下は程度の差はあれ、混合液の種類、伝熱面の形状、寸法、姿勢、表面粗さ、系圧力など条件をいろいろ変えて行われた多くの実験で観察され、実験事実として定着しています。

熱伝達低下の原因として諸説が提唱されています。理論的拠り所としては、一様に過熱された無限の拡がりをもつ混合液中の単一球形成長の理論がよく参照されます。この理論によると同一過熱度の純成分液の場合に比べ混合液中の気泡成長は緩慢になります。その影響因子も理論的に導かれています。しかし現実の沸騰では多数の気泡発生源があり、また気泡は伝熱面に接する温度勾配層内で非対称形状で成長し、気泡の変形、合体、分裂、伝熱面離脱などのため、複雑な様相を呈しています。従って理想条件下の気泡成長速度の低下を、そのまま混合液の沸騰熱伝達係数の低下の理由付けに採用するのは勇気と飛躍の要ることで、常人にはなかなかできません。

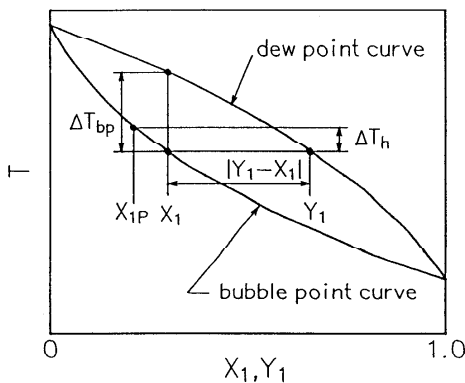


図1 混合液の相平衡図

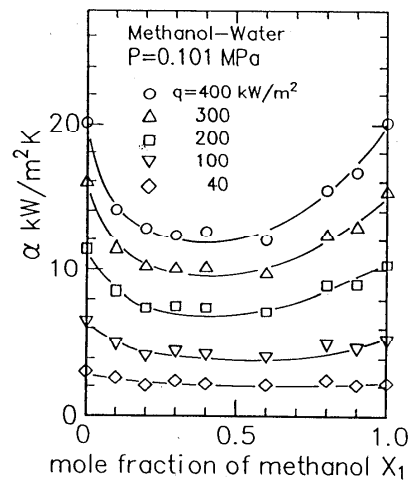


図2 混合液の核沸騰熱伝達係数

表1 供試混合液の特性

	M/W	E/W	M/E	E/Bu	M/Bz
aqueous	○	○			
non-aqueous			○	○	○
non-azeotropic	○		○	○	
azeotrope -forming		○			○
larger $ Y_1 - X_1 $ and ΔT_{bp}	○	○		○	○
smaller $ Y_1 - X_1 $ and ΔT_{bp}			○		
linear property variation			○	○	
non-linear property variation	○	○			○

このような状況では、従来提案されている熱伝達低下に対する考え方の妥当性は、正攻法とは言えませんが、熱伝達に関する実験結果との照合による間接証明に頼らざるを得ません。この意味で綿密な系統的測定による熱伝達の参照データの充足が重要になります。

以上の背景から、混合液として、水性混合液と有機混合液、非共沸混合液と共沸点をもつ混合液、露点曲線と沸点曲線の開きの大きいものと小さいもの、濃度に対する物性値変化が非線形的なものと同線的なもの、純成分液の沸点差の大きなものと小さなもの、を含むように5種類選定しました(表1)。そして各混合液の全濃度範囲にわたり、沸騰開始点から限界熱流束直前までの広い熱流束範囲で、核沸騰熱伝達係数の測定値を得ました。これらのデータに基づいて従来提案された熱伝達係数低下率の予測式を評価してみました。参照データのすべてについて同程度の精度で予測するものはありませでした。

核沸騰気泡の表面あるいは気泡の密集した伝熱面のごく近傍の液中の低沸点成分の濃度(X_{1p})は、伝熱面から十分離れたバルク液中の濃度(X_1)より低下します(図1)。この濃度変化に対応して気液界面の蒸発温度はバルク液の飽和温度(T_s)より上昇しているはずで、温度上昇量 ΔT_h は、蒸発速度の小さい沸騰開始点(q_{INC})付近の低熱流束では無視できる程度で、蒸発速度の増大とともに増加し、限界熱流束(q_{CHF})付近の高熱流束では極大値 ΔT_{bp} に

漸近するものと考えられます。従って ΔT_h は、 F を熱流束の関数とすれば、次式で表わされます。

$$\Delta T_h = F(q)\Delta T_{bp}$$

$$q \rightarrow q_{INC} : F \rightarrow 0$$

$$q \rightarrow q_{CHF} : F \rightarrow 1$$

熱伝達係数はバルク液の飽和温度 T_s を基準にとった伝熱面過熱度 $\Delta T(=T_w - T_s, T_w$: 伝熱面温度)で定義されます。しかし蒸発に寄与する有効温度差は、見かけの伝熱面過熱度 ΔT から気液界面の温度上昇分 ΔT_h だけ低下しています。この有効温度差の低下を熱伝達係数の低下の原因と考え、定式化すると、熱伝達係数(α)の低下率の表示式が得られます。

$$\frac{\alpha}{\alpha_{id}} = \frac{1}{1 + F(\Delta T_{bp} / \Delta T_{id})}$$

ここに、

$$\alpha_{id} = q / \Delta T_{id}、\Delta T_{id} = X_1 \Delta T_1 + (1 - X_1) \Delta T_2$$

ΔT_1 と ΔT_2 は低沸点成分と高沸点成分のそれぞれの単成分純液の伝熱面過熱度です。

F の熱流束依存性を論理的に追求することは今のところ困難です。このため限界熱流束で正規化された熱流束に対して普遍的な関数になると仮定し、熱伝達データとの照合から次式を得ました。

$$F = 1 - \exp \left\{ - \frac{60 q}{\rho_v h_{fg} [\sigma g (\rho_l - \rho_v) / \rho_v^2]^{1/4}} \right\}$$

この関係式を用いると、限界熱流束の約15%から限界熱流束の直前までの十分発達した核沸騰域の熱伝達係数を±20%以内の精度で予測することができました。この方法は混合液を構成する単成分純液の伝熱面過熱度を必要とします。しかしStephan-Abdelsalamの整理式から予測した伝熱面過熱度を用いても、熱伝達係数の予測精度は許容範囲に収まることが確認されました。

混合液の核沸騰熱伝達係数は、伝熱面の表面性状の影響は別にして、単成分液の場合と同様、混合液の物性値から定まるのが自然な姿だろうと考えられます。そのような熱伝達整理式が確立されますと、混合液の極限として単成分液も必然的に包含され、単成分液と多成分混合液を区別した議論も不要になるはずで、そのような夢の実現に向けて努力したいと思ひます。

「第9回日本伝熱学会技術賞を受賞して」

On Receiving the 9th Heat Transfer Society Award
for Technical Achievements

第9回日本伝熱学会賞

近藤 義広, 松島 均, 小松 利広
(日立製作所機械研究所)

Yoshihiro KONDO, Hitoshi MATSUSHIMA
and Toshihiro KOMATSU
(Hitachi, Ltd., Mechanical Engineering Research Laboratory)

この度、日本伝熱学会技術賞を頂き、大変光栄に感じております。受賞にあたり、ご尽力頂きました諸先生方、ならびに諸先輩方にこの場をお借りしてお礼申しあげます。

1. 動機と目的

さて、受賞致しました「電子機器筐体内に実装されたヒートシンク付き高発熱LSIパッケージの噴流冷却における空冷限界と最適形状予測」の動機と目的について説明致します。本研究はワークステーションをはじめとする中小形コンピュータのための冷却技術に関するものです。LSIパッケージの発熱量は近年著しく増大し、新しい冷却手法が要求されております。一方、中小形コンピュータの装置内にはLSIパッケージのほかに多数の部品が実装されているため、冷却空気の流れは複雑で、特に下流に位置する部品ほど高い温度の環境にさらされます。そこで、本技術ではこの弊害を除くため、高速の冷却空気を各発熱体ごとに供給する噴流冷却方式を対象とし、これと併用するフィンヒートシンクの最適な形状と寸法について検討しました。この最適化問題とは、送風機特性、冷却すべき素子の占める空間容積等の制約条件が与えられた場合のLSIパッケージと冷却空気間の熱抵抗を最小とするものです。ここで、本最適化問題には大きく分けて、幾何パラメータ、5つの環境パラメータ[入口空気温度(T_{in})、発熱量(W)、半導体接合部温度 (T_j)、接合部-パッケージ間の熱抵抗 (R_{jc})、騒音レベル(S.P.L.)]、2つの操作パラメータ[冷却風量(Q)、冷却ファン特性($\Delta P-Q$ の近似式)]が関係します。さらに、幾何パラメータは、図1に示します9つのパラメータ、即ちヒートシンク底部高さ(B)、フィン高さ(H_f)、ヒートシンクベース長さ(L)、フィン間すきま(P)、ピンフィン形ヒートシンクの場合ピン間最小すきま)、フィン厚さ(t_f)、ピンフィン形ヒートシンクの場合ピン径(d)、ヒートシンクベース幅(Wd)、ヒートシンク-噴流孔間

距離(G)、基板-噴流孔間距離(Hh)、噴流孔矩形幅(t)、ピンフィンの場合噴流孔径(D)を持ちます。本研究では、これらの16種類の多次元パラメータ空間での解析を容易にするために、ヒートシンクの熱抵抗と圧力損失の近似予測法を提案し、その精度を実験と理論の両面から確認するとともに、空気噴流冷却方式の冷却限界について考察しました。

2. 内容

次に、内容について説明します。本研究では、熱流体実験、伝熱性能と圧力損失予測法の提案、およびそれを用いた最適化手法の提案を順次行いました。まず、実験では、ヒートシンクの形としては、冷却風の流れ方向を強く規定する平板フィン形ヒートシンクと、冷却風の流れ方向をあまり規定しないピンフィン形ヒートシンクの2種類のフィン形状を考え、それぞれのヒートシンクに対して製法、実装スペース上利用できることのできる冷却ファン等を考慮し、フィンの幾何形状、冷却風量の測定範囲等を定めました。そして、それぞれのヒートシンクに対し、伝熱性能と圧力損失の測定を行い、冷却ファン動力一定条件のもとでの噴流孔形状、噴流孔とヒートシンクの間距離、およびフィンの設置間隔が伝熱性能に及ぼす影響を系統的に明らかにしました。また、ヒートシンク内部の局所的な流れが、どの程度ヒートシンク全体の熱抵抗と圧力損失に影響を与えているかを検討するため、流れの可視化実験を行いました。

次に、これらの実験結果を基に熱抵抗と圧力損失を推定するための物理モデルを考え、熱抵抗と圧力損失の予測法を提案し、実験との比較から本予測法が、実用上要求される精度内で一致することを確認しました。

最後に、本予測法を用い、ファン動力が与えられた場合、冷却ファンが与えられた場合、加工性を考慮した場合、コストパフォーマンスを考慮した場合の各ケースについて、ヒートシンクの最適

寸法を決定する設計解析の例を示し、それぞれのヒートシンクに対して効率的な冷却を行う構造を検討しました。

3. 今後の課題

現在のアーキテクチャーを用いたコンピュータでは、2000年には処理性能が現在の10倍程度に達することが予想されています。この場合のプロセッサの消費電力は低電圧化が行われたとしても、現在の2～3倍程度に達するものと想定されます。また、マイクロプロセッサの処理性能の向上と同様、周辺機器の処理性能も向上します。特に、データを一時的に記録するメモリーの処理性能は飛躍的に向上します。このメモリーに関しては、マイクロプロセッサ内部にはキャッシュメモリーが設けられていますが、プロセッサ周辺にも2次キャッシュメモリーが実装される場合が多くなって来ています。そのため、一枚の基板上に異

なるサイズのLSIが複雑に配列されることとなります。しかし、電子機器装置等で従来から取られてきた電子基板間に冷却風を流す平行流冷却方式では、冷却風の下流側のメモリーはマイクロプロセッサからの熱の影響を直接受ける同時に、必要な冷却風速を得られないという問題が顕在化しつつあります。今回の受賞の対象となりました衝突噴流冷却方式は、これらの問題を解決する最も簡便な方法と考えます。また、2000年以降のプロセッサの動向に関しては予測できない部分が多々あり、冷却方式に関しましてもコンピュータの利用形態、信頼性を含めて、さらに検討が必要であると考えます。

最後ではございますが、この程、急逝なされました東京工業大学土方邦夫教授より、本研究に対して絶大なるご助言を頂きました。ここに、謹んで先生のご冥福をお祈り申し上げます。

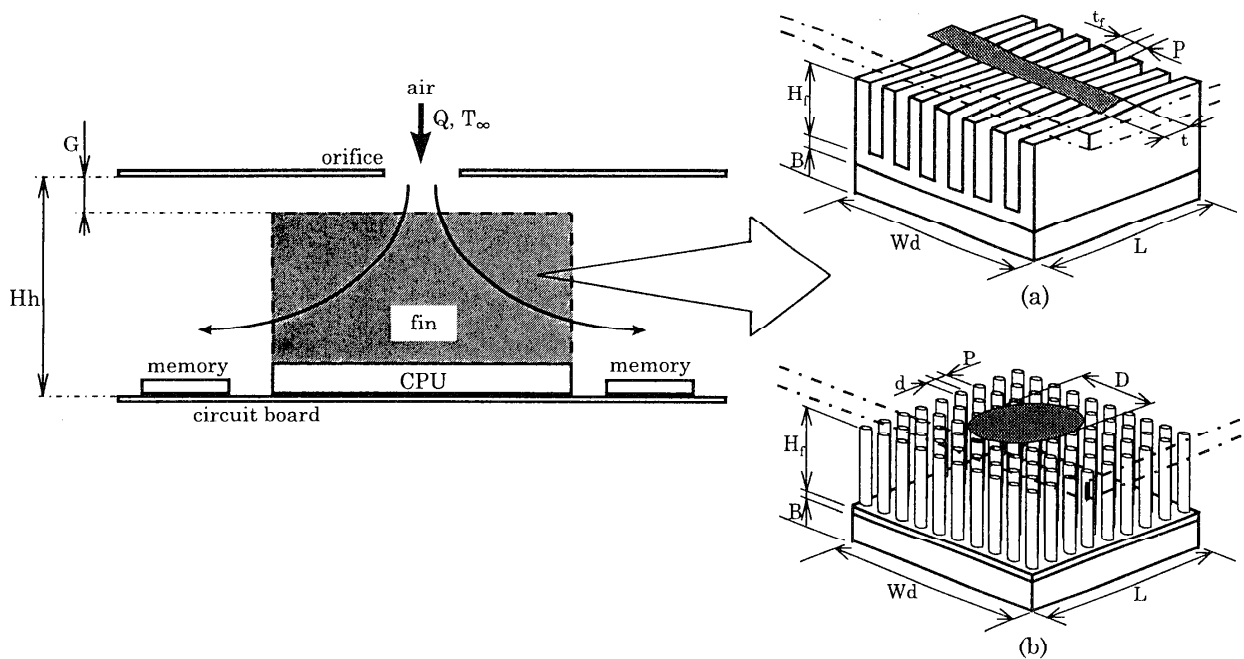


Fig. 1 Parameters for fin geometries: (a) longitudinal fins, (b) pin fins

日本伝熱学会技術賞を受賞して

On Receiving the Heat Transfer Society Award
for Technical Achievements

第9回日本伝熱学会賞

信夫 善治, 松實 孝友, 飯田 弘之,
脇坂 英司, 山崎 良信 (シャープ株式会社)

Yoshiharu SHINOBU, Takatomo MATSUMI, Hiroyuki IIDA, Eiji
WAKISAKA and Yoshinobe YAMAZAKI (Sharp Corporation)

1. はじめに

この度は、日本伝熱学会技術賞を拝領し、受賞にあたりお世話をいただきました諸先生方を始め、日本伝熱学会の皆様にご心からお礼を申し上げます。私どもは、家電機器の伝熱に関する研究開発を進めておりまして、今回開発した回転式熱交換器を応用した無給水加湿システムに対し、授賞の栄誉を賜わり、大変ありがたく存じます。

2. 無給水加湿システム

ご承知のように、エアコンが急速に普及してまいりました。反面、暖房時に部屋の空気が乾燥するという課題も指摘されており、私どもはエアコンに加湿機能を搭載しようと考えました。冬季の室外空気が5℃50%RHとしますと室内温度を23℃に暖房した時相対湿度は20%RH以下に下がっています。加湿することにより、勿論乾燥を防ぐことができますが、加えて温かさも増加します。図1に示しますように、相対湿度が10%高くなれば室内温度が2℃程度低い状態と同等の体感温度となります。加湿するには給水タンクをエアコンに収納すれば良い訳ですが、給水の手間、水の腐敗などの課題があります。このため、開発にあたっては、給水の要らない加湿システムに着目しました。

この開発コンセプトを実現するための最大の技術課題は、室内に室外の水分をいかにして取り込むかであります。私どもは、この課題を以下の方法で検討しました。

1つの方法は、冬季にはエアコンの室外熱交換器に着霜します。これを水にして室内に搬送すれば、室内で加湿用に使えます。しかし、室外の熱交換器で生成すると、室外の空気中のほこりが混入するため、地域によっては水が黒ずむことが分かりました。これをどう浄化するのか、メンテナンスはどう

するかなどの新たな課題にぶつかりました。

別の方法として、回転式潜熱交換器を応用して室外の空気から水分を室内に採取する方法があります。回転式潜熱交換器の応用として空気中の水分を除湿するのが一般的ですが、今回は、これの逆の発想で、吸着した水分を室内に放出し、加湿する方法で開発を行いました。

潜熱交換器は、0.1mm厚のセラミックペーパーを基材としておりハニカム構造です。ここに吸湿剤を含浸してあり、剛性をを持たせるための処理が施されています。潜熱交換器は、吸着領域と再生領域に分割され、空気は対向して流れます。また、この潜熱交換器は2分に1回程度のゆっくりした速度で回転しており、水分の吸着と脱着が連続的に行われます。回転式潜熱交換器の性能は含浸する吸着剤、脱着熱量、脱着温度、空気の湿度、送風量、回転数などに影響されます。そこで、以下の影響因子について検討しました。

冬季においては室外の空気が乾燥しており、潜熱交換器に含浸している吸着剤の性能は、低湿度で高効率でなければなりません。吸着剤としては、シリカゲル、ゼオライトがありますが、ゼオライトが低湿度で高効率となります。しかし、従来のゼオライトは、吸着水分を再生するときに250℃以上の温度が必要でした。幸いにして、今回120~150℃でも再生できる吸着剤が開発できました。図2に示しますように冬季の室外の空気条件のような低湿度での吸湿量がシリカゲルに比べ、優れております。

次の課題は、エアコンと一体化するためにはエアコン本体の電流容量を考慮する必要がありました。このため、吸着剤の再生に使用するヒータの容量を抑える必要があり、図3に示しますように、再生領域通過後にパージ部分を設け熱回収することで320Wを200Wに低減することができました。それと同時に、吸着領域に進入するときに熱交換器の温度が下がり、吸着効率を向上することにも繋がっていま

す。

さらに、エアコンに本システムを搭載するためには、室外空気との連絡通路はエアコンの配管穴（直径 65 mm の冷媒配管、ドレン水用パイプを通す穴）と共用する必要があります。このため図 4 に示しますように、室外空気を自然換気で取り入れ、室外には乾燥空気を排気する機構を開発しました。この結果、図 5 に示しますように室外条件 5 °C 50 %RH の時 10 畳間での室内は 23 °C 40 %RH 以上の快適な状態を実現できました。

3. おわりに

本無給水加湿システムをエアコンに搭載することによりまして、暖房／冷房／除湿／加湿／換気が可能となり、従来になかった暖房時の湿度制御と換気を加え、年間を通じて潤いのある健康的な住環境が実現できました。さらに充実した住環境実現に向け邁進してまいりたいと思います。

今後も潜熱交換に限らず熱を扱う技術開発で幾ばくかの貢献ができますれば、技術者として幸甚に存じます。今後ともご指導のほどよろしくお願い致します。

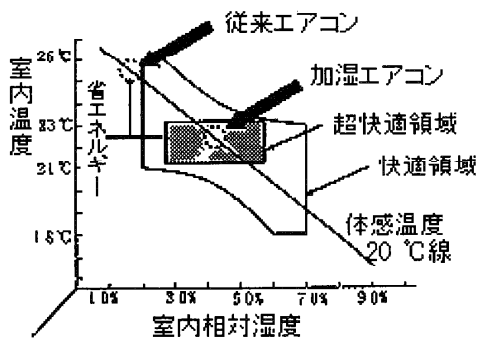


図 1 室内温湿度快適線図

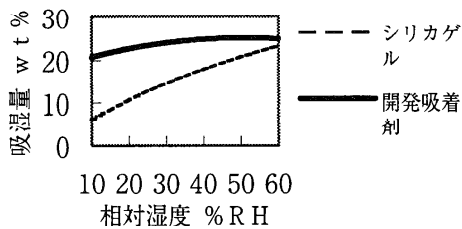


図 2 吸着剤の性能

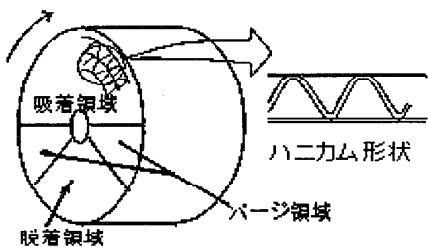


図 3 潜熱交換器構造

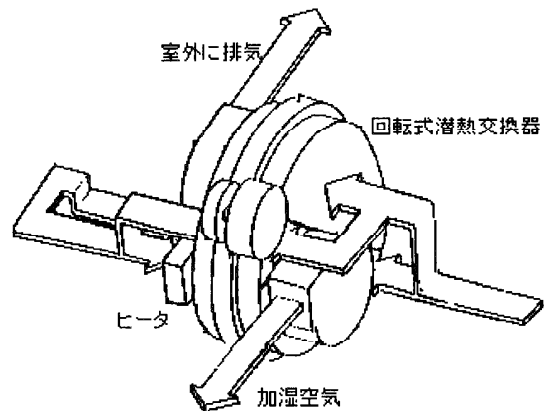


図 4 無給水加湿システム機構図

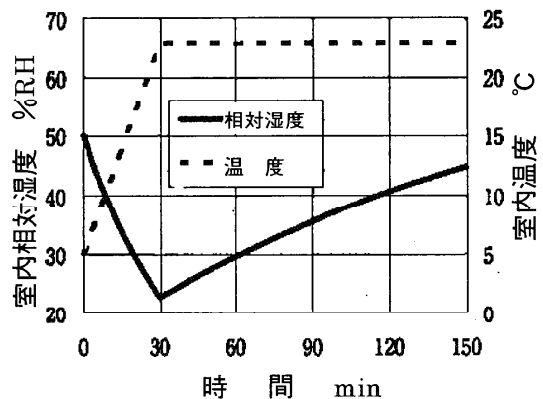


図 5 加湿時の室内の空気状態変化

熱工学と熱科学のはざままで

My Works in the Field of Thermal Engineering and Science

相原 利雄 (東北大学流体科学研究所)

Toshio AIHARA (Institute of Fluid Science,
Tohoku University)

1. はじめに

本誌編集委員長の増岡先生から「随想」の寄稿依頼を頂戴した。丁度、本年3月末に東北大学を定年退官し、最終講義のため、自身の研究を総括したばかりなので、厚かましくその抜粋を以ってご依頼への応えとさせて頂くことにした。学会誌上で自己の研究を回顧することに、少なからず逡巡を覚えたが、些か波乱に富んだ私の研究歴が若い方々の参考になればと、取えて筆を執った次第である。

2. 異なる学問体系との出会い

私は、1958年に東北大学工学部機械工学科を卒業後、大阪の弱電メーカーに就職し、8年間、企業で基礎研究と開発研究の双方を体験した。最初の2年間はWestco pumpとjet pumpについて流体工学的研究を行ったが、1960年春からは中央研究所の電気部応用物理課で、高性能熱電半導体(Peltier素子)の開発とその応用研究などに従事した。当時はショックレーによる接合型トランジスタが発明(1951)されてまだ10年を経たおらず、トンネルダイオード(エザキダイオード)など新しい半導体素子の発明発見が相次ぎ、「自分達もひょっとしたら」の期待で、各研究室とも活気と熱気に満ち溢れていた。

その頃この分野の研究では、ソ連のA. Ф. Иоффе率いる研究集団が世界のトップにいて、技術調査契約を結んでいたアメリカのAIETから、英訳されたソ連の研究報告が西側の論文と共に毎月(2週間毎だったか)空輸されて来た。これら最新情報を手分けして読破する一方で、基礎的な固体物理についてのゼミも行われていた。研究スタッフの殆どは応用物理・電子工学の出身者で、私一人が機械工学出身であった。当時、私が学んだ機械工学は大半が巨視的な学理で構築されていたので、ゼミについて行くのは並大抵の苦労ではなかつ

た。研究所から帰宅後、夜半3時頃までKittelのSolid State Physicsや量子力学の勉強に没頭し、数時間眠って朝8時には研究室に出勤している、と言うハードな生活を1年ほど休日なしで送った。

私は、1) Bi₂Te₃系素子の熱電特性の測定、2) 素子のゾーン精製に於ける伝導・放射伝熱、3) フィン列や平行平板間の自然対流や放射伝熱、4) 素子とフィン列間の接触熱抵抗などの研究を行った。しかし便利な機械屋として、本業の合間には他のスタッフと共に、5) Peltier素子を用いた電子冷蔵庫の試作、6) トランジスタ弛張発振を利用した超高速無整流子直流モーターの開発、7) 燃料電池用ミニチュア循環ポンプの開発、8) 電子機器の冷却など、あらゆることを手懸げざるを得なかった。

課題3)を取り上げたのは、熱電素子によって可動部の全くない冷却装置や発電装置が作れるため、吸・放熱には自然対流が好まれたからである。まず、フィン列の基本をなす平行平板間の自然対流熱伝達をSchlieren法で計測する事から始めた。この仕事を纏めた論文¹⁾は、翌年出版された甲藤好郎先生の名著「伝熱概論」で引用して頂いた²⁾。殆ど独学かつ無名の若者にとって、これは大変な栄誉であり、どれほど励まされたか筆舌に尽くし難い。更に、この論文が縁で、後年、坪内為雄先生に招かれて東北大学に赴任することになる。こうして私は伝熱の研究を始めたが、それは日本伝熱研究会の発足(1962年)とほぼ同じ頃であり、何か運命的なものを覚える。

ところで、冷却フィンと素子対の間は電気絶縁を保つ必要があるが、一方、装置全体のCOPを上げるために両者間の熱抵抗は極力低減したい。課題4)はその為に研究された。従来、薄く剥いだ天然マイカに真空グリースを塗布して両者間に介在させていたが、強度的にマイカの薄さに限界があり、熱抵抗を格段に下げることが出来なかった。私は、熱電素子の回路が大電流だが、低電圧

である事に着目し、絶縁層の薄膜化による冷却増進が、漏れ電流によるジュール発熱を凌ぐ臨界膜厚を計算で求め、接触面を化学処理して極めて薄い金属化合物被膜を形成し、接触面間の熱抵抗を格段に下げること成功した。この方法では、絶縁膜の厚さも自在に制御することができる。その実証のため、絶対法による熱伝導率測定装置も自作した。

この期間、応用物理・電子工学専攻のスタッフと共に研究したことは、私にとって極めて貴重な体験であった。自然現象を電子・原子・分子のレベルから解明しようとする気鋭の研究者達との出会いは、機械工学とは全く異なった学問体系のあることを私に実感させ、その後の研究に多大の影響を与えた。後年、東北大学に移ってから、巨視的手法で研究に行き詰まると、微視的手法で解決を試みて来た。また機械工学専攻の院生諸君には、理学・医学など異なる学問体系の講義を少なくとも一つは聴講するよう、勧めてきた。

3. 熱交換器、ヒートパイプ、転職

熱電半導体の研究が一区切りついた頃、新設の冷機事業本部 研究部で空気調和装置の研究を命ぜられた。当初、空調機の最適設計条件を計算機で予測しようと挑んだが、空調機は圧縮機、凝縮器、蒸発器、送風機、膨張弁ないし膨張用毛管などで構成されており、当時はデータ不足でとても計算機に乗らないことが判った。そこで、諸々の熱交換器特性を精力的に計測し、熱交特性と諸因子の寄与を計算機用に数式化することから始めた。当時は、タイプの異なる熱交換器の特性を統一的に一つの式で表わすのが研究の主流であったが、私は敢えて熱交換器のタイプ別に精密な数式化を目指した。それは、近い将来、計算機性能が数桁向上し、あらゆる伝熱・流動特性がデータベース化されるであろう事を、熱電半導体開発の過程で直感していたからである。1964年、中央研究所に再びに戻り、新設の熱工学研究室でこの研究は続けられた。

当時、機械工学者による電子機器冷却の本格的な研究は、本邦では未だ殆どなかった。その意味で、私は特殊なケースであったと言える。新分野を開拓したと認めて頂けたのか、日本機械学会から「電子機器における伝熱」について解説論文の執筆を依頼された。この論文³⁾の中で、米海軍船舶

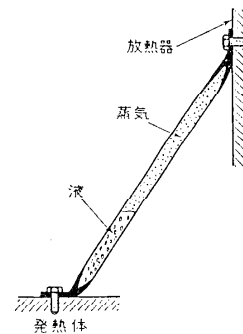


図1 Condor cooler

局から出版されたNAVSHIPS 900 (1955) に載っていたCondor cooler (図1) を紹介した。これがHeat Pipeの前身である。

私がヒートパイプに関する最初の学術論文に接したのは、1964年である。半導体研究時代の習慣でJ. Appl. Phys.誌に目を通して、G. M. Groverの"Structures of Very High Thermal Conductance"と題する論文⁴⁾を見つけた。Groverはその前年にヒートパイプのアメリカ特許を取得しているが、本邦で機械工学者によるヒートパイプの研究報告が現われるのは、それからずっと後のことである。

1966年、東北大学 高速力学研究所 (現流体科学研究所) に助教授として招かれ、大阪を離れる事になった。在社中、公表論文8編、社内報告51編を提出し、1961年から退社までに工業所有権67件を出願、特許15件・新案33件の登録を得た。

4. 大学における研究

東北大学着任後、暫くは金が掛からない自然対流の研究を続けた。私の中で、会社時代の仕事が完結していなかったからである。一つは、平行平板の熱伝達を注意深く測定したにもかかわらず、平板間隔が大きくなると、実験値¹⁾が著名なBodoia & Osterleの数値解⁵⁾より小さくなって行く問題である。実験値は、間隔の増大につれて単一平板の相似解に漸近するので、かねてから理論に欠陥があると考えていた。この件は、静止流体が流路の入口速度まで加速されて生じる静圧降下 (彼等はこれを無視した) を入口境界条件に考慮することで解決した⁶⁾。他の一つは、実用に供し得る精度のフィン列の熱伝達式を提出し、最適設計法を確立することであった。これも広範な実験を行い、プ

レートフィン型とピンフィン型（産学協同研究）について計11編の論文に纏める事ができた。それらの概略は、伝熱ハンドブック⁷⁾に収録されている。この間、必要に迫られて、微粒子による自然対流の可視化と流体物性値の温度依存性の影響についても研究を行った。後年、前者は固気混相流に、後者は超臨界圧流体の研究に発展する。

この頃、エネルギーの有効利用に関連して、伝熱促進の研究が求められていた。自然対流では飛躍的な促進効果が期待できないので、微小水滴群を気流中に懸濁し、それらが加熱物体面上に衝突して形成する液膜の蒸発によって、熱伝達の桁増進を狙った。まず基本的な楔面を取り上げ、現象の把握と問題点の抽出を行った。次いで熱交換器を想定し、管群について、水滴の粒度分布と飛跡、ブロック比など、十数の関連因子を考慮した数値解析を行い、その結果を実験で検証した。更に、水噴霧と送風を同時に行う噴霧送風機を考案し、噴霧気流伝熱面と一体に組込んだ半導体冷却ユニットを開発（産学協同研究）、その性能が単相冷却時の2.0倍に達することを実証した。これらを纏めた16編の論文は、文献8)概説されている。

固気混相伝熱については、ガラス粒子を気流に懸濁する混相流タンネルを建設して実験を行ったが、粒子衝突による管壁損傷と高圧力損失の割に伝熱促進効果が低いので、伝熱特性が良好な流動層に切り替えて研究を進めた。流動層は圧損の大きいのが難点である。そこで、層中の管群に対し固気衝突噴流を生じる極浅層の流動層を開発し、 -20°C から 1250°C の広範囲にわたって、その特性を測定した。この流動層は伝熱特性が従来と同等で、圧損は従来の1/10から1/100と極めて低く、 -20°C の低温でも蒸発管の無着霜運転が可能である。これらを纏めた16編の論文の大半は、文献9)に概説されている。

高速力学研究所から流体科学研究所への改組転換が求められていた最中の1986年、サンフランシスコのIHTCからの帰途、工学的ニーズが従来の緩慢で受動的な温度制御から急速な伝熱現象の能動制御に向かうであろうと考えているうち、伝熱制御の概念が頭に閃いた。以後、今日に至るまで、流体の遷臨界現象（超臨界も含む）、液体窒素や液体ヘリウム、感温性磁性流体などの急速非常常熱伝達と伝熱制御の研究を続けて来た。急峻な遷

臨界現象については、流体物性の本質に関する知見が不可欠であるため、分子動力学による解析も開始した。ここでも、自然現象の本質をミクロな視点で捕える37年前の習慣が役に立った。

この他、液体窒素の微細噴流沸騰伝熱と冷凍外科用クライオプローブの開発、超電導コイルの安定性と熱暴走の早期予測、クエンチの可視化、超コンパクトヒートシンクの開発、射出成形金型内の熔融ポリマー樹脂の凝固過程と結晶化など、興味ある課題を産学協同研究として行うことが出来たのは、幸であった。

5. あとがき

大学卒業後39年の間、先入観と固定観念からの脱却を心がけ、熱現象の新しい切口を求め続けてきた。自然現象を解き明かすことは、私にとって喜びであったが、その一方、人類の生まれる遥か以前から続いている自然の営みをチラと垣間見ただけではないか、との虞もある。

大分以前に、ピサからローマに向かう海沿いの鉄道を旅したとき、巨大な夕陽が海の彼方に沈む光景に出会った事がある。そのときの夕陽は、恐ろしいほどの早さで沈み、視界から消えて行った。それはまさに大自然が、時の過ぎ行く早さを、壮大な可視化実験で私に見せてくれた様に思われ、深い感動を覚えた事がある。これとても、単に綺麗な夕陽と眺めれば、それだけの事に過ぎない。大自然が我々に語りかけてくる言葉に謙虚に耳を傾けると、新たな切口は見えてくるであろう。

参考文献

- (1) 相原利雄, 機論, 29 (1963) 903.
- (2) 甲藤好郎, 伝熱概論 (1964) 177, 養賢堂, 東京.
- (3) 相原利雄, 機誌, 70 (1967) 1197.
- (4) Grover, G.M., J. Appl. Phys. 35 (1964) 1990.
- (5) Bodoia, J.R. & Osterle, J.F., Trans. ASME, Ser. C, 84 (1962) 40.
- (6) Aihara, T., Rep. Inst. High Speed Mech., 28 (1973) 1.
- (7) 日本機械学会編, 伝熱ハンドブック (1993) 114, 118, および122, 日本機械学会, 東京.
- (8) Aihara, T., Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf., Jerusalem, 1 (1990) 445.
- (9) Aihara, T., Proc. 1st World Conf. Exp. Heat Transf., Fluid Mech., Therm. Dyn., (1988) 1291.

くるまの行方と伝熱

Future Technology and Heat Transfer on Car

藤掛 賢司 (株式会社豊田中央研究所)

Kenji FUJIKAKE (Toyota Central R&D Labs., Inc.)

1. くるまのゆくえ

1961年の秋、私は大学の研究室から設立間もない(株)豊田中央研究所に移った。物に結びついた研究がしたいというのが動機であった。

大学で伝熱の研究を行っていたことから(その年、日本伝熱研究会設立、直ちに入会)、豊田中央研究所でもトヨタグループ各社の製品およびその製造にかかわる伝熱の問題に携わることになった。車本体では、エンジンの燃焼室まわり、冷却系、吸排気系、補機、車室内の空調、動力の伝達系、ブレーキ系など、生産技術では鋳造、鍛造、熱処理、排熱利用などである。以来、36年の月日が流れた。

その間、車の保有台数は増加の一途を辿り(1995年の全世界の保有台数6億6584万台)、車だけが原因ではないが大気汚染、産業廃棄物などの局地的な環境問題から、温暖化、オゾン層破壊、酸性雨などの地球規模の環境問題にまで広がってきた。しかし、保有台数の増加は、他面では、技術の進歩によって、丈夫で使いやすい車が、手ごろな価格で入手できるようになったことにもより、豊かな人間生活に欠かすことのできない物にもなっている。

このように、物質文明の進歩は常に環境破壊と背中合わせであるが、このままで進めば、地球環境の悪化により人類の生存すら危うくなってくる可能性がある。地球上のすべてが、自然な循環でバランスしている以上、これからの車は、その製造、利用、廃棄のすべてにおいて、このバランスを乱さないことが必須であり、車に関係する技術者は、いま正にその技術開発を急いでいる。

2. 次世代のくるま

自然エネルギー(WE-NETプロジェクト^{注)}などによる燃料)、クリーン排気、材料の完全リサイクルの車が理想であるが、燃料価格、車の性能、

航続距離、価格、信頼性などの点で、そのような車が市販されるまでには、まだかなりの時間を要するものと思われる。

次世代(2000~2010年くらい)の車は、とりあえず、より厳しくなる排気規制への対応、温暖化ガス(CO₂)排出低減のための燃費の大幅改善、産業廃棄物低減のためのリサイクル率(現在、約80%)の向上などを狙いとして技術開発が進められている。

排気と燃費は、ほとんど動力源に依存することから、同時低減のできる直噴ガソリンエンジン(モード燃費が従来車の1.3倍)が昨年一部車種に搭載、市販され、今年年末には、さらに燃費の良いハイブリット車(モード燃費が従来車の2.0倍、改良ガソリンエンジンと電気ハイブリット駆動)が市販される予定である。

また昨年、電気自動車の国際会議(大阪)に出展され、市街地走行もした燃料電池車(水素-空気、固体高分子型)は化学エネルギーを直接電気エネルギーに変換するので、さらに高効率であり、作動温度も常温から100℃と低く、大気汚染ガス、温暖化ガスの排出がないことから、次世代には一部車種で市販される可能性がある。ただし、水素の供給体制に問題があるので、市販の場合は水素自身を搭載することにはならないと思われる。

一方、石油は探索技術の進歩を見込んで、あと40年で枯渇するという世界石油会議の予測があり、次世代くらいから、天然ガス(CH₄が主体でCO₂の面でも有利)が自動車用燃料の一部を占め、その割合が徐々に多くなっていくと思われる。ただし、燃料搭載量がガソリン車並みの航続距離を確保するまでになるかどうかは鍵となる。

3. くるまが期待する伝熱研究(1)

豊田中研に移って最初に手がけたのが自動車用熱交換器の小型、高性能化である。当時の車には

冷暖房装置が搭載されていなかったため、自動車用熱交換器としてはプレートフィンタイプのラジエーターのみであった。研究を始めたとき、モデーナ社（米国）がルーバーフィン付熱交換器を開発しているという情報が入った。London & Kaysの“Compact Heat Exchangers”（1964）が出版される前であったが、ルーバーは“よろい窓”だからストリップフィン（Trans. ASME, 1942）からの発想であろうことは容易に類推できた。

まず、よろい窓を形成する切り起こし（ルーバー）の形状と長さを変えて、シュリーレン法による温度境界層の観察と非定常法により、各ルーバーの熱伝達率を測定する方法で、伝熱促進現象の解明と、圧力損失を増大させることなく、さらに平均熱伝達率を大きくする方策を探った。

ルーバーによる伝熱促進は前縁効果（私が命名したと思っている。自動車技術、Vol. 20, No. 8, 1966）によることが分かったので、以後、平板状のルーバーについて、フィンの流れに沿う方向の各ルーバーに、どうしたら平板前縁の薄い境界層が形成できるかをテーマに、切り起こしの幅、角度、配列方法とフィンピッチ、フィン長さについて理論、実験の両面から調べて、最適値を得る関係式を求めた。

一方、 $Nu = Re^n Pr^m$ から、熱伝達率は代表長さの $n - 1$ 乗に比例し、 $n < 1$ から、代表長さが小さいほど熱伝達率は大きい（仮に寸法効果と呼ぶ）ため、ルーバーを微細にするほど寸法効果と切断面の面積増加で、フィンの伝熱性能は大幅に向上することになる。しかし、最適値を得る関係式からはルーバーを微細にするほどフィンピッチが狭くなり、空気中のごみによる目詰まりで性能劣化が早まることと、微細ルーバーの量産加工が困難であることもあつて、ラジエーター、ヒーター、オイルクーラー、ターボチャージャーなど自動車用熱交換器の空気側の伝熱性能は、これ以上の改良がむつかしいところまできている。

そこで、前縁効果より優れた伝熱促進を求めて、伝熱面上の空気流れの方向を早いサイクルで逆向きに変えることにより、伝熱面の境界層を不安定にして、乱流伝熱で局部的に起こり、伝熱促進の大きいエジクションを数多く発生できれば、きわめて優れた伝熱促進効果が得られるのではないかと思ひ、回転式交番流熱交換器を考案（たとえば

日本機械学会誌Vol. 81, No. 714）し、種々の寸法の熱交換器を試作して、伝熱面上の10m/s以上の気流を毎秒60回程度まで正逆方向に変えて調べた。しかし、調べた交番流サイクルの範囲では前縁効果を超えるほどの伝熱促進効果は得られなかった。

車の行方からは、熱交換器の性能を飛躍的に向上させなければならない。くるまは飛躍的な伝熱促進効果の出現を一日千秋の思いで待ちのぞんでいる。

4. くるまが期待する伝熱研究（2）

車は冷始動から定常温度になるまでのウォームアップ時の燃費、排気（未燃HC主体）がきわめて悪いので、これを改善する必要がある。また、冬場は水温の立ち上がりが遅いために室内暖房が効き始めるまでに10分以上かかり、その間、窓ガラスの霜、曇りなどによる視界不良で、安全運転が損なわれることがあるので、即効式の暖房に改善することが望ましい。しかし、燃費効率の良いエンジンほど冷却水への熱損失が少なく、水温の立ち上がりが遅い。今後さらに遅くなるのが心配される。

ウォームアップ時の水温立ち上がりを早くするのに、定常走行時にエンジン冷却水（90～110℃）から蓄熱しておき、コールドスタート時に素早く放出して、水温を上昇させるのが最も好ましい方法である。しかも、数日間、車を放置した後でも確実に昇温しなければならない。そのためには、熱損失のない蓄熱が必要となる。しかも、蓄熱材の重量は車重の増加となり、定常走行時の燃費を悪化させるので、Kgあたり400KJ以上の蓄熱材が必要となる。100℃付近でこのような蓄熱材は見当たらない。

コスト、搭載スペース、重量などの制約もあり、しかも長期間の蓄熱を考えると、完全断熱が不可能なことから、熱エネルギーを、損失なく蓄えることのできるエネルギーに変換して蓄え、それをまた熱エネルギーに戻して使うことが有利となる。

試みに、金属水素化物の水素の吸・脱蔵時の生成熱に着目し、定常走行時にエンジン冷却水で金属水素化物を加熱して水素を脱蔵させ、その水素の圧力差を利用して別室に導いた後、弁を閉じる。

冷始動と同時に開弁すると、金属水素化物とエンジン冷却水からなる熱交換器に圧力差で水素が導入され、金属水素化物が水素を吸蔵するときの急激な発熱で、エンジン冷却水が加熱される方式を考え、種々の金属水素化物について調べた。この方式は水素ガスの貯蔵のみであるため、漏れのない弁と容器があれば、長期にわたり蓄熱できる。しかし、市販の金属水素化物の吸、脱蔵生成熱量では満足な結果が得られなかった。

車の燃費、排気の改善、冬場の運転視界確保のために蓄熱、蓄冷熱（超低燃費車は交差点、渋滞などで一時停止のときエンジンを止めるので、エアコンのコンプレッサーも止まるから蓄冷が必要）は必要不可欠であり、長期間、エネルギー損失がなく、比較的軽重量で蓄熱できる新しい蓄熱現象の出現が待たれる。

以上、3項と4項で車からの伝熱研究への期待の一例を述べたが、まだまだ伝熱研究に期待する事例は非常に多い。

5. 伝熱研究発展の糸口

伝熱工学の将来についての高説を伝熱研究誌上でいくつか拝見した。何となく伝熱工学は成熟の域に達したので“どうにかしないと先が思いやられる”というような危惧を前提にして書いておられるようにも読めた。

第4期会長の棚沢泰先生の著書「工学と技術の本質」（養賢堂）によると「工学とは“自然科学を人間社会に応用して、人類の発達や福祉の増進などを図る”もので、人間社会に応用する道として、工業技術がびたりと分身のように寄り添っている」とある。応用科学と技術からなる工学、伝熱工学も“しかり”である。

伝熱シンポジウムには学際的セッションと熱交換器、空調、電子機器の冷却などの技術的セッションがある。しかし、発表論文数では前者が圧倒的に多く、ほとんど大学からの発表で、後者でも

企業からの発表は多くない。また、日本伝熱学会の会員に占める企業人の割合も、日本機械学会などに比べれば非常に少ない。

“何故だろうか”

企業の技術者、研究者にはあまり魅力を感じない学会、工業技術がびたりと寄り添っていない伝熱研究になっていないか。もし、論文発表のみが目的の伝熱研究であれば、企業の技術者、研究者が関心を示さないのは当然である。

企業の技術者、研究者は製品開発の過程で遭遇した伝熱問題は、まず伝熱工学資料か伝熱ハンドブックを参考にする。しかし、そこに見当たらない、あるいはそれで対処できない伝熱問題は、伝熱研究に期待するニーズとなる。そのようなニーズはそれぞれの業界、会社に数多くあるはずである。しかし、大学で研究している人々に、これらを伝える機会がほとんどない。伝熱シンポジウムの発表で、これらのニーズに答えているものがどの程度あるのだろうか。少なくとも、車からの伝熱研究に期待しているニーズに参考となるものはほとんどない。

企業の技術者、研究者の伝熱研究に期待するニーズの中に、伝熱研究発展の糸口があるように思われる。

注) WE-NETプロジェクト

ニューサンシャイン計画の国際大型共同研究“World Energy Net”。

発展途上国に未利用な形で豊富に存在する水力、海上や砂漠の豊富な太陽光などのクリーンで再生可能なエネルギーを、水素などの輸送可能な形に変換し、世界の需要地に輸送し、利用するネットワークの構築が狙い。

国際協力により、中核的な要素技術の開発およびシステムの設計などを推進する。

第34回日本伝熱シンポジウムを振り返って

Looking back upon the 34th National Heat Transfer Symposium of Japan

準備委員長 戸田 三朗 (東北大学)

事務局 橋爪 秀利 (東北大学)

Chairman Saburo TODA (Tohoku University)
and Secretariat Hidetoshi HASHIZUME (Tohoku University)

平成9年5月21日から3日間の日程で、第34回目の日本伝熱シンポジウムが仙台にて、開催されました。東北地区としては、4回目のシンポジウムであり、前回(第26回)の準備委員をされた先生方に、今回も積極的にお手伝いして頂き、的確なご助言とご指示を頂きました。経験豊かな先生方のお陰で、無事にシンポジウムを終えることができましたが、第26回(281件)と比較して、講演件数が約1.5倍となっており、会場の確保にはかなり苦勞を致しました。仙台規模の都市では、

- 1) 会場となりうるホテル・施設等が、市内に分散しており、不便であること、
- 2) 公共の施設でも会場費はホテルの場合とあまり変わらないため財政上の問題があること

から、予算の範囲内で出来るだけ多くの会場を確保できる場所を会場として選び、さらに、会場の分散を極力さけるように致しました。また、シンポジウム当日の質疑・応答が出来るだけ活発となるように、

- 1) パラレルセッション数をできるだけ減らすこと、
- 2) 講演時間は1件20分とすること、

を、シンポジウムの基準として準備を進めました。その結果、これらの条件を最大限に満たせるよう確保した会場(実際に開催場所となりました)では、総会・国際セッションを除いた3日間をフルに利用して、414件の講演が最大件数であるとの結論に達しました。前回の新潟・前々回の山口での発表件数から予測して、この最大件数を越えることは当然考えられたため、準備委員内でいろいろ議論を重ね、査読方式の採用などの可能性も探りましたが、時間的制約の問題から、やむを得ぬせっぱつまった選択として、大学における同一研究室からの研究講演件数に上限を設けることに一致しました。

このことに関して3件の事務局への問い合わせを頂いたとともに、いろいろなご意見を頂戴いただきましたが、結果として、講演件数408件の講演・860名の参加者数となり、準備委員会の危惧を一掃する結果となり、本シンポジウム参加各位のすばらしい調整機能(?)に心から感謝申し上げたい次第であります。

申し込みに関しましては、今回も従来の郵送・ファックシミリによるものが主でありましたが、前回からの電子メールによる申し込みを実施し、また、論文受理通知等の連絡には主に電子メールを活用致しました。このことに関し、GUI形式の学会管理ソフトが売りに出されている情報を、申し込みの案内を学会誌に掲載したのち、得たため変更はできませんでしたが、学会会員の登録・シンポジウムの受付を含めた管理が可能な大変有用なソフトであり、学会管理の負担を減らすことができますので、費用の問題はあるが、学会として導入してはどうかと強く感じられました。これは、論文題目・著者等のデータベース作成・校正に費やした膨大な労力と、その労力を無駄にしかねない論文申し込み時の断りのない題目変更・著者名変更が相当数あるため、再度、データベースの修正・校正が必要であったのですが、本ソフトの導入によって、オンラインでの著者による題目等の変更が可能となり、さらに、講演受付・論文受付の発送・発信業務の簡略化も最大限できるなどの、今後のシンポジウム運営・学会運営に非常に大きなメリットがあるからである。特に、著者の名前には最大限の注意を払いましたが、何人かの方には、誤字のために、ご迷惑をお掛けする結果となりました。このような事情は、前回のシンポジウムの報告(伝熱研究1996年7月号)にも指摘されており、今後の発表件数の増加を考えると、是非、改善が必要であると思われます。

講演プログラムの作成では、同一の研究室等での発表セッション時間帯が重ならないように最大限の努力を費やしましたが、これは、会場数を6会場とした本シンポジウムで、結果的に可能となったと思われます。それでも、座長の数は発表件数に比例して約200名という多数でありました。講演申し込み用紙には講演責任者の電話・ファクシミリ・電子メールアドレスが記載されているだけであったため、古い学会名簿等を参考に、ファクシミリによるお願いの連絡をすることになりました。このことも、新しい会員名簿等がオンラインで使用可能となっていれば、かなりの部分の労力が節約できるものと思われます。

プログラムの公開については、前回のシンポジウム同様、ホームページによる公開を行いましたので、タイプミスの修正・座長調整等に大変役に立ちました。

振り返ってみると、前回のシンポジウムからの流れに沿って、電子化を進めるべき良い機会であったにもかかわらず、あまり、進めることが出来なかったというのが正直な感想であります。それでも、当初の条件である講演会場を1ホテルに集約し、1件20分の講演時間を確保して、無事、スムーズにシンポジウムを終了することが出来たのは、準備委員の皆様方の努力のお陰と、参加者の方々のご協力の賜物と感謝しております。

1996年度国際伝熱会議 アセンブリ委員会出席報告追補

会議報告

*An Addendum for the Report on 1996 Meeting of the Assembly
for International Heat Transfer Conferences*

平田 賢 (芝浦工業大学システム工学部)

*Masaru HIRATA (Department of Mechanical System
Engineering, Shibaura Institute of Technology)*

1996年5月28日、ローマで開かれた1996年度国際伝熱会議アセンブリ委員会に出席した報告を、先に「伝熱研究35巻139号(96.10)」に掲載して頂いたが、重要な事項を書き落としていたので、お詫びして追補させて頂きたい。

このアセンブリは、規約第4条第1項により、現在 Brazil, Canada, China, France, Germany, India, Israel, Italy, Japan, Korea, Netherlands, Russia, United Kingdom, United States のメンバーカントリー14ヶ国から選出された各2名以下の Deligates によって構成されている。アセンブリは、前回の国際会議を主催した国の組織委員長を次の国際会議までの4年間の議長 (President) に、次回国際会議の組織委員長と事務局長を副議長とセクレタリに、それぞれ選出する慣例になっているほか、議長が補佐を指名することができる。これらの役員が出身国の Delegate でない場合には、投票権のない ex-officio メンバーと呼ばれる。現在の役員は、1994年の英国 Brighton における第10回国際伝熱会議を主催した Prof. H.C. Simpson が議長、その事務局長であった Prof. G.F. Hewitt が議長補佐、次回1998年の韓国慶州における国際会議を主催する Prof. Sung TackRo が副議長、Prof. Joon Sik Lee がセクレタリである。

各国からの Deligates はそれぞれの国からセクレタリ宛に正式な通知がない限り変更されないが、国際伝熱会議の歴史的経緯から、これまでは各国とも機械工学系と化学工学系を代表する委員を選出してきた。日本の機械系代表は、これまで故西脇仁一東京大学名誉教授、甲藤好郎東京大学名誉教授と引き継がれ、1991年より平田が、また化学工学系は故水科篤郎京都大学名誉教授の後、荻野文丸京都大学教授に引き継がれている。

アセンブリの主要な議題は、4年に1回開かれる国際伝熱会議の開催地や、地域別の論文数の割り当てなどを決めることであるが、その他にアセンブリのメンバー国として加わりたいという申し出があったときに審議をして決定することであ

る。前回の報告には、この議題に関する記載を忘れていたので、お詫びして追補としたい。なお、前回会議の正式の議事録は通常、次回会議の開催案内とともに直前に送られてくるのが習わしとなっており、前回の報告は手元のメモを基にしたので、うっかり書き忘れてしまった。

アセンブリのメンバーとして加わりたい国は、その国の伝熱学のアクティビティを示す資料や連絡機関 (Representative National Organization) などを明らかにした書類をアセンブリの議長宛に提出する。書類の提出を受けた議長は、これを審査委員会 (Admissions Review Committee) に付託し、審査委員会はアセンブリ会議の2ヶ月前までに審査結果を Deligates に送付することになっている。現在の審査委員会は、委員長 Prof. R.J. Goldstein、委員が Prof. K. Stephan と筆者である。今回は、オーストララジア (Australasia) と南アフリカ連邦が参加の意志を表明し、オーストララジアの参加は承認されたが、南アは資料が整わず次回にして欲しい旨同国から申し出があったので、次回に審議されることとなった。なお「オーストララジア」とは、近い将来ニュージーランドなどの諸国を含めることを意図しており、連絡機関としてはオーストラリア工学会 (The Institution of Engineers, Australia) の中に1994年に設立された The Australasian Fluid and Thermal Engineering Society がその任にあたるとしている。

今回はこのほかに、日本伝熱学会が創立されたことを受けて、日本を代表する Representative National Organizations の一つとして追加してほしい旨の申し入れを行い承認された。規約の冒頭第1条には、アセンブリ設立までの関係者の功績を讃える意味で、Canada, The Federal Republic of Germany, France, Japan, The Union of Soviet Socialist Republics, The United Kingdom, The United States of America, および Yugoslavia の Representative National Organizations が伝熱学の分野における協力を促進す

るため、この Standing Assembly を創立したとその経緯が述べられ、これらの国々の The Representative National Organizations を Charter Members と称する、とうたわれている。これまでは、日本機械学会と化学工学協会がそのメンバーとして登録されていたが、日本伝熱学会も Charter Members の一員に加えられたと考えてよからう。このような申し出は初のケースでもあり、今後の議論でメンバーの呼称に変更が加えられるかも知れないが、今の時点ではこのように解釈している。この申請にあたり、日本伝熱学会国際交流委員会の中山 恒委員長には大部の資料をお作り頂いたり、お手を煩わせ申し訳なく思っているが、他国の申請に比し極めてあっさり認められてしまったので、いささか拍子抜けした。因みに、筆者が甲藤先生から引継

を受けた際には、日本機械学会熱工学部門委員会の推薦を受け、当時の日本伝熱研究会幹事会および日本学術会議熱工学研究連絡委員会のご了解も得たと記憶しているが、全ての議事録を確認したわけではない。

前回報告にも述べたように、2002年のIHTC12はフランスのGrenobleで、Aug.18(日)～23(金)の予定で開催される。更に、2006年のIHTC13の開催地については、オーストラリアのシドニーおよび米国ミネアポリスが誘致したいと手を挙げている。次回のアセンブリ委員会は、1998年8月韓国の慶州で開かれるが、伝熱学のますますの発展を祈念し1996年度アセンブリ報告の追補としたい。

(以上)

特集にあたって - 振動励起熱輸送について -

特 集

Oscillation-Induced Heat Transport

第35期編集委員会

西尾 茂文 (東京大学生産技術研究所)

Shigefumi NISHIO (Institute of Industrial Science,
University of Tokyo)

本特集では、学会誌「伝熱研究」の編集について、2つの試みを行ったつもりである。第一は、伝熱が重要な過程であると共に熱機器への応用が期待できる現象でありながら、伝熱学会では比較的馴染みの薄いと思われる現象を取り上げたことである。第二は、この特集により流体的な基礎から熱的な応用まで、一応見渡せるよう内容構成を配慮したことである。

さて、流体で満たされた流路を考えよう。この流体が流路長さ方向に振動運動する場合に、その時間平均速度が0である流れを振動流、0でない流れを脈動流と呼ぶことにする。ここで扱う流れは、振動流である。

層流振動流については、流体中の不純物などが流路長さ方向に異常拡散する現象が知られている。物質拡散と熱の拡散とは相似であるから、流路長さ方向に温度勾配がある場合は、同様に熱の異常拡散が起こる(但し、この場合は物質拡散では問題とならない流路壁と流体との熱交換が重畳するので、完全には相似ではない)。振動流によるこうした物質あるいは熱の異常拡散を、筆者は「拡散促進効果」と総称している。拡散促進効果は、シリンダー内でピストンが往復運動する際にシリンダー壁を伝う伝導熱量が増加するシャトル伝熱など、流路内の物質状態が流体でなく固体であっても現れる(これは、ピストンの往復運動を非粘性流体の振動流に置き換えると理解できよう)。

一方、振動流を起こすには圧力振動が必要である。流体はこの圧力振動により、変位と(程度の差はあるが)温度振動を起こす。この変位と温度振動とにより壁との熱交換を介して流路長さ方向への熱輸送が起こる。ここではこれを、「ヒートポンプ効果」と呼ぶ。これは、仕事の熱への変換プロセスである。

拡散促進効果は振動流における位置変位に基づき、ヒートポンプ効果は位置変位と圧力振動とに基づくものであり、ヒートポンプ効果の大きさは位置変位と圧力振動との位相差と関係する。一般には、圧縮率の小さな液体では拡散促進効果が卓越し、気体ではヒートポンプ効果が卓越し得る。したがって、気体ではヒートポンプ効果の逆の効果、すなわち熱が音響仕事に

変換されるプロセスがあり得る。いわゆる「釜鳴り」であり、これを利用すると熱音響原動機が構成できる。

こうした現象は主に音響仕事と熱との変換プロセスに注目して「熱音響現象」と呼ばれているが、拡散促進効果をも強調する意味から、ここでは「振動励起熱輸送現象」と呼ぶことにしたい。上述のことから、あるいは本特集を読んでいただければ、振動励起熱輸送が「連成伝熱」と密接に関係していることが理解していただけたと思う。

さて、この熱輸送現象の応用としてすぐに思い浮かぶのは、拡散促進効果の利用による熱輸送管やヒートポンプ効果の利用による冷凍機あるいはヒートポンプなどであろう。

この種の熱輸送管は「ドリームパイプ」と通称されており、サーモサイフォンやヒートパイプの欠点を補う可能性のある熱輸送管として一部の研究者が研究を行っている(この種の熱輸送管には、原型であるいわゆる「ドリームパイプ」を変形したものも提案されているので、筆者は「振動制御型熱輸送管」と呼んでいる)。外部動力加振型の振動制御型熱輸送管の最大の弱点は、外部からのエネルギーの投入が必要なことであろう。そこで、この欠点を克服する可能性を期待して気泡駆動型熱輸送管をも特集記事の一つとして取り上げた。

一方、冷凍機などへの応用としては、共鳴波管型やパルス管型などのものがある。いずれも、寒冷発生部からピストンなどの固体可動部を除去したものである。筆者は、近年の宇宙工学や原子炉工学やマイクロマシンなどでは、信頼性や力学的関係から、強制流動を使用しない「受動型機械」や固体可動部を廃した「柔らかい機械」が生まれつつあると考えている。振動励起熱輸送を利用した冷凍機やヒートポンプは、柔らかい機械の一つの候補であるとも考えられる。

伝熱の将来は、新しい現象を見いだすことと立ち上がりつつある波及効果の高い分野へ適切な時期に乗り出すことにかかっていると思う。本特集がその一助となることを願いたい。

振動流の流体力学的基礎

Fundamental Aspect of Oscillatory Flow

川橋 正昭 (埼玉大学工学部)

Masaaki KAWAHASHI (Faculty of Engineering,
Saitama University)

1. 緒言

周期的変動を伴う流れとして、主流分のある脈動流および主流を伴わない振動流がある。これらの現象は多くの工学分野に関連しており、圧縮性あるいは非圧縮性流体を対象として、速度分布の形態、管摩擦の見積もり、乱流遷移および乱流構造などに着目して研究がなされている。ここでは、特に振動流の流体力学的基礎について述べる。

振動流に関連する最も古典的な問題は管内伝播音であり、管断面形状の変化に伴う伝播特性、曲がり管内伝播特性、管端における反射、管摩擦による音の減衰などについて、古くから研究されている。これらの問題が最初に集大成されたものとして、Load Rayleigh による Theory of Sound があり、いまだにこの分野の研究における基礎的文献となっている。その後、具体的な工学上の問題に関連して、管内気柱の自励振動、有限振幅振動、熱移動を伴う振動流などについての研究が進められてきた。これらの研究には、局所的加熱による管内気柱の自励振動⁽¹⁾⁽²⁾、高速噴流により励振される管内気柱振動⁽³⁾、管内気柱振動振幅増加に伴う波面の非線形歪みによる衝撃波発生⁽⁴⁾、振動流による伝熱促進⁽⁵⁾などがある。筆者は、従来定常噴流により励振される気柱の自励振動メカニズムおよび気柱振動に伴って生じる熱現象などについて調べてきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

近年、管内振動流における2次のオーダーの定常分として生じる音響流、熱音響効果が注目されている。振動流振幅の増加とともに顕著になる音響流の工学的応用としては、気相混合促進⁽⁹⁾、伝熱促進⁽¹⁰⁾などが有る。また、筆者等は非定常熱対流場の定常化および対流促進の可能性を示している⁽¹¹⁾。熱音響効果については、これを応用した冷凍機開発が具体的に検討されていることから、改めて管内振動流の特性についての詳細な解析が求められている。熱音響効果には同時に定常圧力分布、音響流を伴うことから、熱音響効果はこれらの現象との複合現象とし

て解析されなければならない。筆者等は、特に有限振幅気柱振動状態で生じる音響流および熱音響効果に注目し解析を行ってきた⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

振動流の乱流遷移については、臨界レイノルズ数の検討⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、乱流振動流の摩擦損失⁽¹⁶⁾、伝熱⁽¹⁷⁾、実際の熱交換器内の問題⁽¹⁸⁾などについて研究がなされている。しかし、乱流振動流についての研究には問題が残されており、とくにストークス層乱流遷移による音響流や熱音響効果への影響については今後の課題である。

本稿では、管内層流振動流の基礎、層流ストークス層の性質、音響流および熱音響効果の流体力学的基礎、振動流の乱流遷移などについて述べる。

2. 管内層流振動流の基礎

振動流の最も基本的な形態は波動伝播を伴わない管内振動流であり、その基本的な解として管軸方向圧力勾配の周期的変動によって生じる Uchida の解⁽¹⁹⁾が有り、速度分布の時間的変動、速度振幅の二乗分布の特性などが得られている。その基礎式は、軸対称 NS 方程式

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

である。ここで、 u は管軸方向振動速度、 x 、 r は軸方向および半径方向座標であり、 ν は動粘性係数である。圧力こう配が角周波数 ω で、

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = a \exp(i\omega t), \quad a: \text{定数}$$

のように変化するとき、解は、

$$u(r, t) = -i \frac{a}{\omega} e^{i\omega t} \left\{ 1 - \frac{J_0\left(r\sqrt{-\frac{i\omega}{\nu}}\right)}{J_0\left(R\sqrt{-\frac{i\omega}{\nu}}\right)} \right\}$$

となる。ここで、 J_0 は第1種ベッセル関数であり、

Rは管の半径である。この解はストークス数($s = R(\omega/\nu)^{1/2}$)の値で分類され、sの値が十分小さいときの解の実部は、

$$u(r,t) = \frac{a}{4\nu}(R^2 - r^2)\cos\omega t$$

となり、放物線状流速分布が圧力こう配と同位相で変化することを示している。一方、sが大きくなると解の実部は、

$$u(r,t) = \frac{a}{\omega} \left\{ \sin\omega t - \sqrt{\frac{R}{r}} \exp\left[-\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}(R-r)\right] \times \sin\left[\omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}(R-r)\right] \right\}$$

となり、管壁のごく近くを除いて流速分布は平坦になり、その変化は圧力こう配の変化から半周期位相がずれることが分かる。このとき、振動速度の二乗の時間平均分布を示すと、図1に示すように極大値が壁の近傍に円環状に現れることが分かる。

以上の結果より、粘性の影響のおよぶ壁からの距離は $(\nu/\omega)^{1/2}$ に関係することが分かる。このような粘性の影響のおよぶ層をストークス層と呼び、その厚さを $\delta = (2\nu/\omega)^{1/2}$ であらわす。

波動伝ばを伴う振動流については、

ストークス数： $s = R\sqrt{\omega/\nu}$ 、

無次元波数： $k = \omega R/c$ 、 c ：音速

プラントル数： $Pr = \sqrt{\mu c_p/\lambda}$ 、

μ ：粘性係数、 λ ：熱伝導率

比熱比： $\gamma = c_p/c_v$ 、

c_p ：低圧比熱、 c_v ：定容比熱

などをパラメータとして整理された Tijdeman⁽²⁰⁾の解がある。基礎式は、円管内圧縮性・粘性軸対称流れについての連続式、NS方程式、およびエネルギー式であり、流速、圧力、密度、温度の1次摂動に対する完全解(Kirchhoffの解)、および低無次元波数($k \ll 1$)、すなわち波長に比べて管半径が十分小さい場合に相当するときの解を求め、ストークス数の大小による解の特徴を示している。ここでは、一般的な管内振動流の研究対象に対応する低無次元波数解の例として、軸方向および半径方向変動速度振幅分布が図2に示されている。この結果は、ストークス数の増加とともに粘性の影響が及ぶ領域が壁

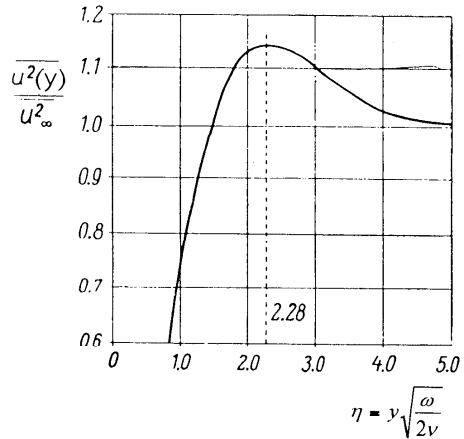


図1 二乗平均変動速度の半径分布⁽¹⁹⁾

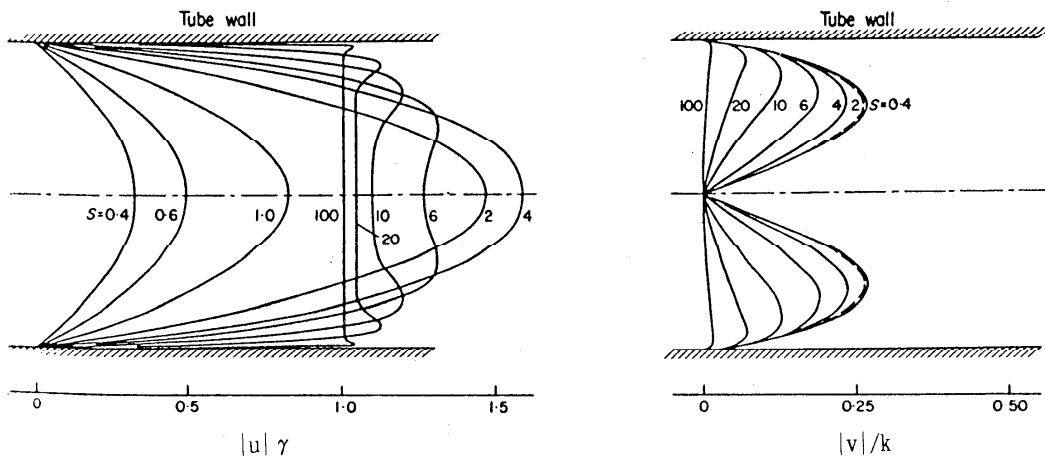


図2 ストークス数による変動速度振幅分布の変化⁽²⁰⁾

近傍に限定されてくること、すなわちストークス層の厚さが減少していくことが示されている。

これらの微小振幅仮定の振動流解析に対して筆者らは、振幅の増加による非線形項の影響について数値解析により調べている。解析対象としたモデルは、図 3 に示すような正弦波状ピストン振動により生じる 2 次元閉管内有限振幅定在波である。解析条件は、管長さを 1 波長相当とする固有振動状態の定在波である。解析モデルについての、無次元波数 $k \approx 0.11$ であり、ストークス数 $s \approx 35$ である。管内振動流の振幅は、ピストン振動速度振幅により変化させる。ピストン速度振幅は、管内を伝ばする波面の非線形歪みが見られない領域から、衝撃波が形成される領域までの範囲を含む、

$$\delta u = 1 \times 10^{-5} c \sim 1 \times 10^{-2} c$$

とした。計算格子は長さ方向に 64 均等分割、幅方向はストークス層内を 14 均等分割、層外は等比分割で計 80 分割している。このことから解析では、一般座標 (ξ, η) を用いている。無次元化基礎式は以下になる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} = 0,$$

$$U = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix},$$

$$E = \frac{1}{2\pi J} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x(p - \tau_{xx}) - \xi_y \tau_{xy} \\ \rho v U - \xi_x \tau_{yx} + \xi_y(p - \tau_{yy}) \\ (e + p)U - \xi_x \beta_x - \xi_y \beta_y \end{pmatrix},$$

$$F = \frac{1}{2\pi J} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x(p - \tau_{xx}) - \eta_y \tau_{xy} \\ \rho v V - \eta_x \tau_{yx} + \eta_y(p - \tau_{yy}) \\ (e + p)V - \eta_x \beta_x - \eta_y \beta_y \end{pmatrix},$$

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{m^2 + n^2}{2\rho} \right), \quad m = \rho u, \quad n = \rho v,$$

$$\tau_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \tau_{yy} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\beta_x = \frac{\gamma\mu}{Pr} \frac{\partial e}{\partial x} + u\tau_{xx} + v\tau_{xy},$$

$$\beta_y = \frac{\gamma\mu}{Pr} \frac{\partial e}{\partial y} + u\tau_{xy} + v\tau_{yy},$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v, \quad \varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}$$

ここで、時間 t 、速度成分 u, v 、圧力 p 、密度 ρ 、全エネルギー e 、粘性係数 μ, λ は以下のように無次元化されている。ここで、 $()_0$ は基準状態を表わし、 Λ は波長である。

$$t = t^*/(1/\omega^*), \quad u = u^*/c_0^*, \quad v = v^*/c_0^*,$$

$$\rho = \rho^*/\rho_0^*, \quad p = p^*/\rho_0^* c_0^{*2}, \quad e = e^*/\rho_0^* c_0^{*2},$$

$$\mu = \mu^*/(\rho_0^* c_0^* \Lambda^*), \quad \lambda = \lambda^*/(\rho_0^* c_0^* \Lambda^*)$$

ここで、 Pr, γ はそれぞれプラントル数、比熱比である。計算は、時間 2 次、空間 4 次精度相当の陽的 MacCormack 法を用い、時間分割法により行った。得られた結果を以下に示す。はじめに、閉端における圧力変動波形を図 4 に示す。この結果、ピストン速度振幅が $\delta u = 1 \times 10^{-5} c$ では衝撃波の発生は見られず $\delta u = 1 \times 10^{-2} c$ で、波面の急峻化が生じていることが分かる。つぎに、ピストン速度振幅による腹部速度変動振幅分布の変化が図 5 に示されている。図 5 (a) は、軸方向振幅の壁近傍における分布であり、(b) は軸に垂直な方向の変動速度振幅の壁から管中心までの分布である。この結果、衝撃波伝ばを伴う定在波状態に近づくほど、振幅の極大

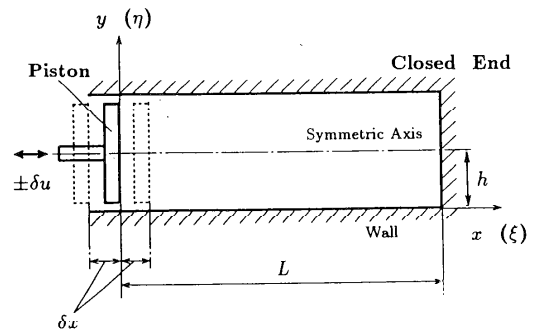


図 3 数値計算のモデルおよび座標系

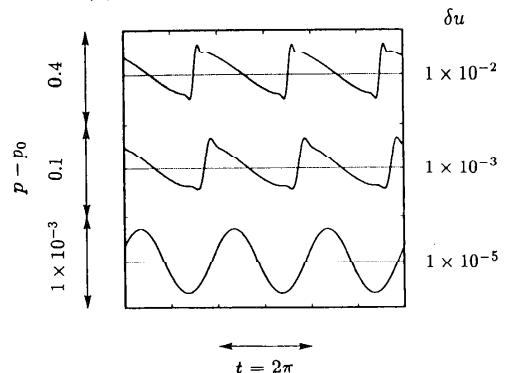


図 4 ピストンの振動速度振幅値に対する閉端圧力波形

値が壁に近づくことが分かる。つぎに、ストークス層内での軸方向および壁に垂直な方向の変動速度振幅の軸方向分布が図6に示されている。なお、ここではストークス層厚さ δ の値は、

$$\delta = 5\sqrt{\nu/\omega}$$

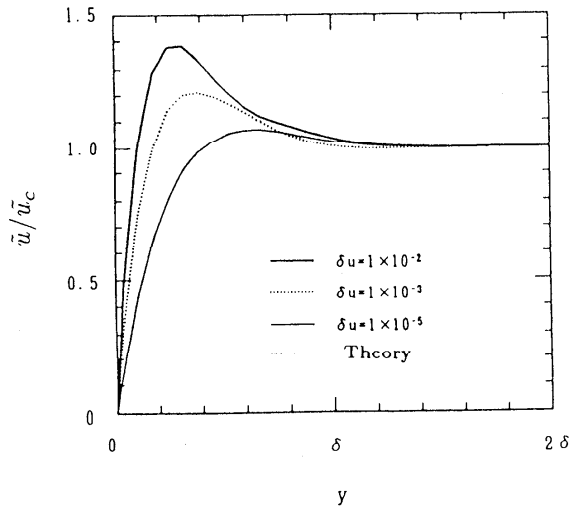
としている。つぎに述べる音響流および熱音響効果は、このストークス層内変動速度振幅分布によりさだまる。

3. 音響流および熱音響効果

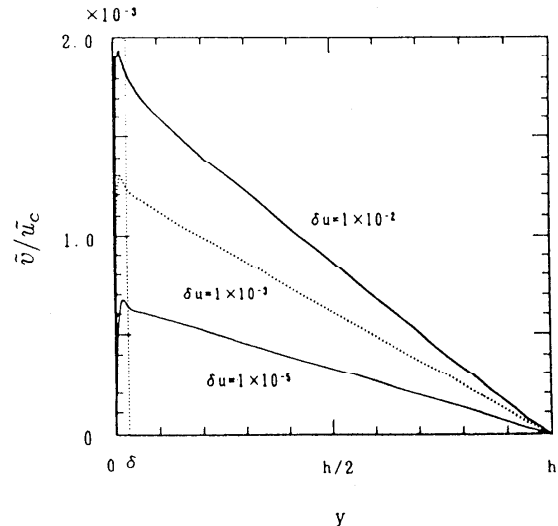
はじめに、管内音響定在波による振動流の、2次のオーダーの定常流分として生じる音響流について述べる。音響流の基礎的理解を与える解析は、前述の Load Rayleigh による Theory of Sound⁽²¹⁾に示されており、2 平行平板間に生じる定在波の粘性を考慮した解析により2次のオーダーの定常循環流の解を得て、クント管内で生じる現象を説明している。近年になって、Lighthill による音響流についての詳細な理論的解説⁽²²⁾があるが、Rayleigh の解が与

える音響流の流速のオーダーや、音響流によって形成される定常循環流の構造などについては、Andrade による可視化結果⁽²³⁾や最近発展してきた画像処理流速計測法を適用した音響流流速計測結果⁽²⁴⁾により、ほぼ妥当であることが示されている。しかし、Load Rayleigh の解析は、竹光の解説⁽²⁵⁾にもあるように境界層の概念が確立する以前のものであり、管壁近傍に形成されるストークス層内での詳細な音響流の構造については十分議論されていない。なかでも、壁近傍に音響流の反転層が存在するかどうかの問題は十分明らかにされていない。この現象が音響定在波圧縮機や熱音響冷凍機などへの応用に関連して議論されるとき、管内波動が衝撃波伝播を伴う有限振幅状態となることによる影響や、壁温度境界条件による音響流構造の変化などが重要となる。したがって、改めてストークス層内の音響流構造や、有限振幅波動時における音響流についての解析が必要である。

筆者らは、ストークス数が十分大きい条件のもと

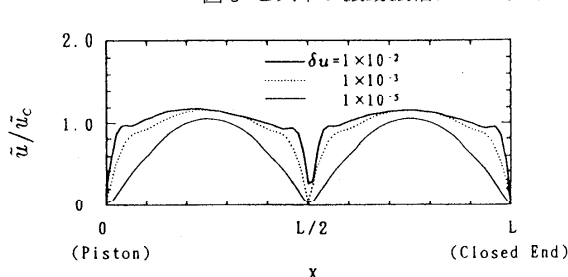


軸方向変動速度振幅分布

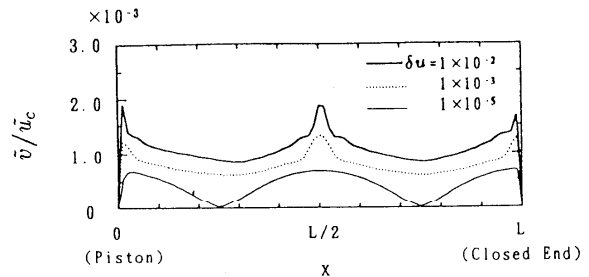


軸に垂直方向変動速度振幅分布

図5 ピストン振動振幅による腹部位置における変動速度振幅分布変化



軸方向変動速度振幅分布



軸に垂直方向変動速度振幅分布

図6 ストークス層内変動速度振幅の軸方向分布($y = \delta/2$)

での有限振幅波動状態で誘起される音響流について、数値解析⁽¹²⁾および接合漸近展開法を用いた解析⁽²⁶⁾を行い、振幅増加による音響流構造の変化や壁面極近傍における音響流反転層の存在などを明らかにしてきた。数値解析では、前節と同様の条件のもとで計算を行い、ストークス層内の平均運動量流束から求まる音響レイノルズ応力勾配の分布や、変動速度の時間積分平均から音響流を求めた。その結果、以下のような結果が得られている。図7に示すようにストークス層厚さの1/5以下の、壁のごく近傍に反転層が現れる。図8に示すように、振幅の増加とともに、ストークス層外縁での音響流流速分布が微小振幅仮定の摂動解から変化する。この結果、図9に示すように、1/4波長を特性長さとして生じる循環流の形態が変化する。

これらの数値解析結果より、有限振幅定在波中に形成される音響流の構造が明らかにされたが、壁のごく近傍における音響流分布については、数値計算における格子分割数が必ずしも十分ではないと考えられるため、接合漸近展開法に基づく理論解析により、ストークス層内の詳細な音響流分布が得られている。解析では、2次元圧縮性NS方程式を基礎式として、その外部展開の1次の解を境界条件とする内部展開の1次の解を求め、それに基づく内部展開の2次の解を求め、その定常分から音響流の特性が調べられている。なお、内部展開の1次の解を求めるとき、壁における熱境界条件を、断熱および等温としている。その結果、2次の定常分について

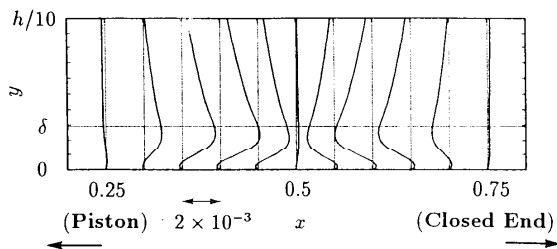
$$\frac{\partial^2 \bar{U}_2}{\partial \eta^2} = \frac{\partial}{\partial X} (\bar{U}_{i,1} \bar{U}_{i,1} - \bar{U}_{o,1} \bar{U}_{o,1}) + \frac{1}{k} \frac{\partial \bar{U}_{i,1} \bar{V}_{i,1}}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu_{i,1} \frac{\partial \bar{U}_{i,1}}{\partial \eta} \right)$$

なる式が得られ、境界条件を考慮して積分すると、

$$\bar{U}_2(X, \eta) = P_{i,1} \frac{\partial P_{i,1}}{\partial X} (I_1 + I_2 + I_3)$$

が得られる。ここで、 \bar{U}_2 は内部領域2次の軸方向定常速度成分であり、音速で無次元化されている。 η は境界層座標であり、2次元ダクトの半幅と1/sで無次元化されている。また、 $\bar{U}_{i,1}, \bar{U}_{o,1}, \bar{V}_{i,1}$ はそれぞれ内部領域1次、外部領域1次の軸方向速度、内部領域1次の壁に垂直な速度を表わし、 $(\bar{\quad})$ は時間平均を表わす。なお、 I_1, I_2, I_3 はそれぞれ前式右辺各項により誘起される音響流成分である。これら

各項の音響流への寄与は熱的境界条件により変化し、複雑な形となるため文献を参照されたい。ここでは、音響流の管軸方向成分の壁に垂直方向分布についての結果のみを図10に示す。図より、壁のごく近傍において反転層が存在する事が示されており、反転



(a) x方向速度

図7 壁近傍の音響流流速分布

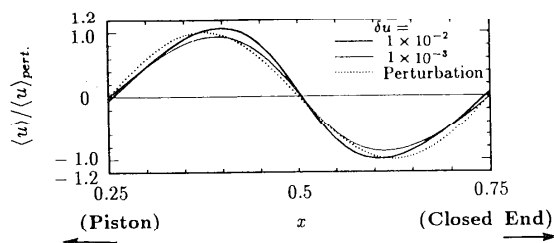
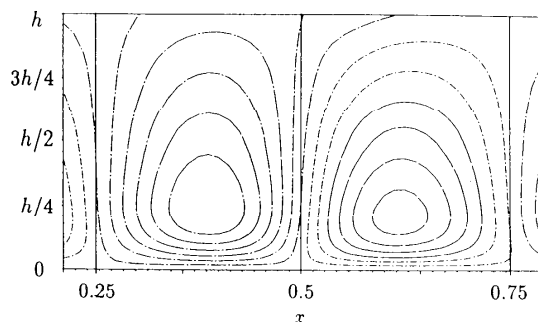
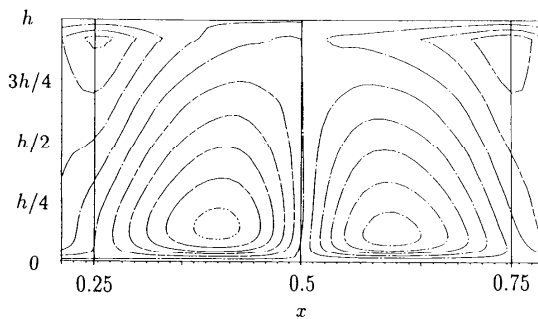


図8 ピストン振動速度振幅に対する境界層外縁の音響流速分布の変化 ($y = \delta$)



(a) $\delta u = 1 \times 10^{-3}$



(b) $\delta u = 1 \times 10^{-2}$

図9 音響流流れ関数の等値線図

部形成は I_1 右辺の第 1 項の寄与によるものである事が明らかになった。

つぎに、熱音響効果について簡単に触れる。Merkli⁽²⁷⁾らは、無次元周波数の値が十分小さく、ストークス数が大きい場合の Tjiedeman⁽²⁰⁾の解を用いて、2 次の解より定常熱流束を得ている。その結果、振動の腹部に負の定常熱流束が、節部に正の熱流束が生じる熱効果の存在を明らかにしている。筆者ら⁽¹³⁾は、はじめにストークス層内の音響流解析に用いた接合漸近展開法を熱音響効果の解析に拡張し、Merkli らと同様の結果を得た。さらに有限振幅状態での熱音響効果について数値解析を行い、ストークス層内における温度・速度相関分布および定常温度こう配の分布についての結果から、Merkli らが実験的に示した振動の腹部での負の熱流束が消滅する場合の熱音響効果について明らかにした。

4. 振動流の乱流遷移

振動流の乱流遷移は、工学的応用事例の中で多く観察されることから、さまざまな観点から研究が進められている。Merkli ら⁽¹⁴⁾は、熱音響効果に与える非線形性および乱流の影響を調べることを目的として、管内振動流の乱流遷移を実験的に調べている。その結果、乱流遷移の臨界レイノルズ数を明らかにするとともに、乱流状態は振動の全周期にわたって現れることがないことを可視化法によって確認している。このとき、レイノルズ数としては、ストークス層厚さを代表長さとするものと、Sergeev により定義されている

$$A = 2\hat{u} / \sqrt{\nu\omega}, \quad \hat{u}: \text{速度振幅}$$

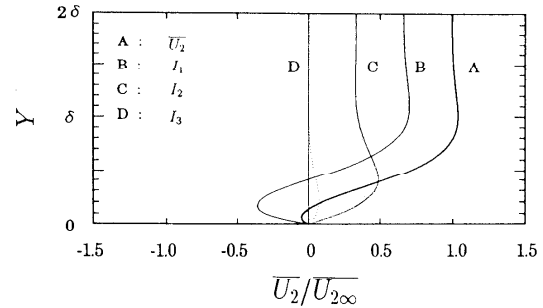
について検討し、後者の定義を用いて臨界レイノルズ数は約 400 であるとしている。

その後、近江ら⁽¹⁵⁾は振動流の乱流遷移について詳細な流速分布計測に基づき検討している。その結果、完全な乱流状態における振動流において乱れが発生する瞬間の流速振幅分布は、図 11 に示すように $1/7$ 乗則にほぼ適合しており、乱流振動流が乱流擬定常状態の仮定により説明されることを示している。このことから、乱流生成域と振動流の平均速度振幅分布ピーク位置の壁からの距離とを対応させて、ストークス数一定とした時の臨界レイノルズ数を理論的に予測し、乱れが完全に形成されときの臨界レイノルズ数を求めて、ストークス数 s が小さい場合と大きい場合との近似式を以下のように与えている。

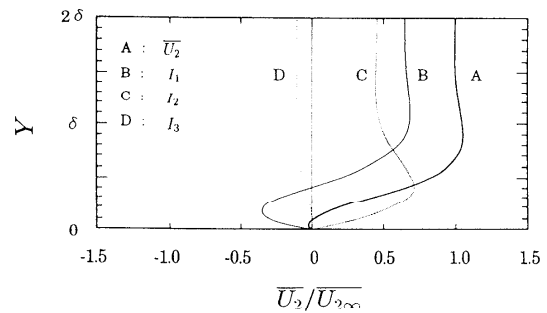
$$s < 1 : Re_c = 2,450$$

$$s > 7 : Re_c = 882s$$

さらに、乱れが消滅する臨界レイノルズ数を



(a) 断熱壁



(b) 等温壁

図 10 ストークス層内の音響流流速分布と I_1, I_2, I_3 の分布の関係

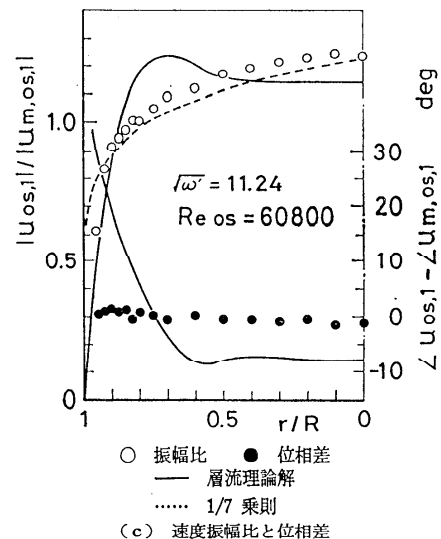


図 11 乱流時の変動速度振幅分布⁽¹⁵⁾

$$s < 5.026 : Re_c = 1,800$$

$$s > 7 : Re_c = (211s)^{8/7}$$

としている。この結果は、Sergeev や Iino ら⁽²⁸⁾の実験結果と比較的よく一致している。

その後、Ahn ら⁽¹⁸⁾は乱流振動流について 2 次元数値解析を行い、振動速度振幅分布が $1/7$ 乗則に近づくことを示すとともに、臨界レイノルズ数を見積もり近江らの結果と比較している。その結果は、近江らの見積もりが妥当なものであることを示しているが、解析法においてやや問題が残っている。

5. 結 言

最近注目されている振動励起熱輸送現象(熱音響効果)を念頭において、振動流に関する流体力学的基礎について筆者が従来より行ってきた研究を中心に述べた。しかし、振動流の研究は極めて多岐にわたり、様々な観点から研究が続けられていることから、ここで述べた内容は極一部に限られている。

今後、熱音響効果や音響流の工学的応用がさらに進展するに従い、ますます詳細な解析、特に乱流状態における現象の解析が重要となってくる。そのためには、実験的ならびに数値的解析において解決しなければならない問題が残されており、研究の発展が望まれる。

文 献

- (1)Rott, N. Thermal Driven Acoustic Oscillation, ZAMP, 24, (1969), 230.
- (2)石井、飛原、斎藤、加熱により励振される気柱振動の数値解析(第 1 報)、機械学会論文集(C), 59-562,(1993),1657.
- (3)Brocher, E., Maresca, C. and Bournay, M.H., J. Fluid Mech., 43, part 2, (1970), 369.
- (4)Chester,W., Resonant Oscillation in Closed Tubes, J.Fluid Mech., 18,(1964),44.
- (5)Holman, J.P., The Mechanism of Sound Filed Effects on Heat Transfer, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 82, (1960),394.
- (6)Kawahashi, M. and Suzuki, M., Generative Mechanism of Air Column Oscillation in a Hartmann-Sprenger Tube Excited by Air Jet Issuing from a Convergent Nozzle, ZAMP, 30, (1979),797.
- (7)Kawahashi, M. & Suzuki, M., Unsteady, One-Dimensional Flow in Resonance Tube, Bull.JSME 17-114(1974),1555.
- (8)Kawahashi, M. & Suzuki, M., Temperature Separation Produced by a Hartmann-Sprenger Tube Coupling with a Secondary Resonator, J. Heat&Mass Trans., 24-12,(1981),
- (9)Matta, L.M., Zhu, C., Jagoda, J.I. and Zinn, B.T., Gas Phase Mixing due to Resonant Acoustic Oscillation in a Cavity, AIAA-95-0496, (1995),1.
- (10)Vainshtein, P., Fichman, M. and Gutfinger, C., Acoustic Enhancement of Heat Transfer between Two Parallel Plates, Int. J. Heat Mass Trans., 38-10.(1995),1893.
- (11)Kawahashi, M., and Tanahashi, M., Arakawa, M. and Hirahara, H., Visualization and Measurement of Acoustic Streaming Coupling with Natural Convection, ASME FED-vol.229, (1995),281.
- (12)Kawahashi, M. & Arakawa, M., Nonlinear Phenomena Induced by Finite-Amplitude Oscillation of Air Column in Closed Duct, JSME Int. J. (B), 39-2,(1996),280.
- (13)荒川,川橋,有限振幅気柱振動に伴う非線形現象(第 3 報:熱音響効果),日本機械学会論文集(B),62-598,(1996),2238.
- (14)Merkli,P. & Thomann., Transition to Turbulent in Oscillating Pipe Flow, J. Fluid Mech.,68 part3,(1975),567.
- (15)近江,井口,円管内振動流れの臨界レイノルズ数,機械学会論文集(B),47-418 (1981),993.
- (16)Zhao,T.S. & Cheng, P., Experimental Studies on the Onset of Turbulence and Frictional Losses in an Oscillatory Turbulent Pipe Flow, Int. J. Heat and Fluid Flow, 17-4,(1996),356.
- (17) Qiu,S. & Simon, T.W., Measurements of Heat Transfer and Fluid Mechanics with an Oscillatory Flow in a Pipe, ASME, HTD-ol.285, (1994), 1.
- (18)Ahn, H. & Ibrahim, M.B., A 2-D Oscilating Flow Analysis in Sturling Engine Heat Exchangers, ASME, FED-Vol.112, (1991),159.
- (19)Schlichting, H. Boundary Layer Theory (7th Edi.), McGraw-Hill (1979),p.436-438
- (20)Tijdeman, H. On the propagation of sound waves in cylindrical tubes, J. of Sound and

Vib.,39-1,(1975),1.

(21)Rayleigh, J.W.S., Theory of Sound Vol.2,
Dover, (1945),333.

(22)Lighthill, J., Acoustic streaming, J.of Sound
Vib.,61-3,(1978),391.

(23)Andrade,E.N.Da-C.,Phil.Trans.Roy.Soc.,A230,
(1932),413.

(24)Arroyo, M.P. & Greated, C.A., A Three
Dimensional Particle Image Velocimetry System
and its Application to the Measurement of
Acoustic Streaming, Flow Visualization and
Image Analysis, Kluwer Academic Pub., (1993),
167.

(25)竹光, Kundt 管に関連した 2 次流れの歴史、
Nagare, 12-4,12,(1980),24.

(26)荒川、川橋、管内気柱振動におけるストークス層
内音響流流速分布の解析、機械学会論文集(D)、61-
587、(1995)、2514.

(27)Merli, P. & Thomann, H., Thermoacoustic
Effects in a Resonance Tube, J. Fluid Mech.,70
part1(1975),161.

(28)Hino, M., Sawamoto, M. and Tanaka, S.,
Experiments on Transition to Turbulence in an
Oscillatory Pipe Flow., J. Fluid Mech.,75
part2(1976),193.

熱音響理論の熱力学的基礎

Thermodynamic Base of the Thermoacoustic Theory

富永 昭（筑波大学物理学系）

Akira TOMINAGA (Institute of Physics,
University of Tsukuba)

1. はじめに

熱音響現象は多様である。熱音響現象にはレーリーの教科書に紹介されている熱音響自励振動だけでなく、流体を強制的に振動させることによる冷凍機やドリームパイプ、スターリング機関などがあり、18世紀以来各種の報告がある。

しかし熱音響現象が統一的視点で理解されるようになったのはつい最近のことである。熱音響自励振動を理解することを目指して、線形近似の流体力学的議論がH.A.Kramers[1]やD.ter Haar[2]によりなされ、N.Rott[3]により統合された。その後1980年代には定在波だけでなく進行波も含むように拡張された。熱力学的な意味付けがなされたのは1990年代のことである[4]。

熱音響現象を理解することを目指して発展してきた熱音響理論が難解に感じられるのは、温度や熱が馴染み深いにも関わらずかなり抽象的概念であることと、熱の流れやエネルギーの流れが古く新しい概念である為だろう。

本論文では熱音響理論の熱力学的基礎を論じる。温度や熱の抽象性と、熱の流れやエネルギーの流れが新鮮な概念であることをはっきりさせるために、初歩的なことから始める。流体力学的議論に触れた後に、熱音響現象に関わる熱の流れやエネルギーの流れを定性的に例示する。

2. 温度と熱

熱と温度の区別がなされたのは18世紀の中頃のことである。潜熱と顕熱とを発見したJ.Black(1728-1799)は平衡状態を規定するパラメータとして温度を導入した。Kelvin卿(1824-1907)により熱力学的温度目盛が確立されるのは更に約90年後のことである。

熱と温度の区別がなされた直後に、熱現象に伴う元素として熱素が一世を風靡した。放熱、吸熱、

加熱、伝熱は熱素の移動とみなされた。この視点では熱流は熱素の流れである。18世紀後半のいわゆる熱学は熱素の移動学であり、熱素の量は状態量とみなされていた。

熱素説に異論を唱える人々が現れたのは力学的世界観が絶頂期を迎えた18世紀末のことである。摩擦熱やジュール発熱の現象を通して、熱はエネルギーの一形態であると認識されるようになり、熱素概念が没落し、その代わりに熱エネルギーという概念が登場した。熱エネルギーは一つの温度で仕事から変換されたエネルギーである。

仕事に熱に変換される時にはエネルギーが保存することを主張する熱力学第一法則が確立されたのは19世紀の前半である。熱力学第一法則により第一種永久機関の存在が不可能となった。

二つの温度でのエネルギー変換が研究対象となったのも18世紀末から19世紀の初めのことである。一様温度では自然対流が生じないように、熱機関では少なくとも二つの温度が必要である。このことを最初に認識し熱機関の改良に成功したのがJ.Watt(1736-1819)である。S.Carnot(1796-1832)は熱から仕事への変換効率を研究し、変換効率の上限がカルノー機関の効率であることを示した。カルノー機関は後にKelvin卿が熱力学的温度を定義するのに使われた。カルノー機関の効率は二つの温度が等しい時に零となる。

熱と熱以外のエネルギーとは異質のエネルギーである。例えば、熱以外のエネルギーは一つの温度で100%熱に変換できるが、熱を一つの温度で熱以外のエネルギーに変換することはできない。また、二つの温度を使っても熱を100%他のエネルギーに変換することは、温度が有限である限り不可能である。第二種永久機関は不可能と言い替えても良い。更に、高温から低温へ熱が流れる場合には、仕事を要しないだけでなく、仕事を取り出す

ことも出来る。しかし、低温から高温へ熱を汲み上げるには、有限の仕事が必要である。

このような熱と熱以外のエネルギーとの相異は、R. Clausius(1822-1888)によるエントロピーの導入を通して、熱力学第二法則に結実した。熱は状態量ではないがエントロピーは状態量である。熱流は本質的にはエントロピー流である；エントロピー流と温度との積が熱流である。孤立系のエントロピーは減少することがないことと、エントロピー流は上流よりも下流の方が小さくなることとを、熱力学第二法則がエントロピー増大則とも呼ばれる所以である。熱力学第1法則と熱力学第2法則とエントロピーとを使って、19世紀に平衡状態の熱力学が完成し、20世紀には一様温度の系の熱力学的揺らぎの議論が発展した。

このように温度と熱とはエネルギー変換の研究から生まれたかなり抽象的な概念である。

3. エネルギーの移動と変換

エネルギーの移動形態は様々である。一般には熱エネルギーと熱以外のエネルギーとが同時に移動するが、熱エネルギーだけが移動することもあるし、熱以外のエネルギーだけが移動することもある。レーザー光線のようにコヒーレントな電磁波によるエネルギーの移動は熱エネルギーの移動を伴わない。

エントロピー流束を J_S とすると、熱力学第二法則により $\nabla J_S \geq 0$ である。温度 T の場所での熱流束 Q は TJ_S に等しい。

熱伝導では熱エネルギーだけが移動する。このために熱力学第一法則は $\nabla Q = 0$ となる。これは熱流束が一様なことを表す。更にこの場合には熱力学第二法則により $J_S \nabla T \leq 0$ となる。これはエントロピーが温度の高い方から低い方へ向かって流れることを表す。

放射伝熱では放射の内部エネルギー U が光速で移動する。温度 T_H の黒体放射のエントロピー S は $(3/4)U/T_H$ だから、放射によるエネルギー移動の3/4が熱流である。熱以外のエネルギー流は放射によるエネルギー移動の1/4である。放射エネルギーを一つの温度で電気エネルギーに変換する太陽電池では、出力電力は吸収した黒体放射のエネルギーの1/4を越えることがない。

対流伝熱では物質が移動することに伴いそのエ

ンタルピー H やエントロピー S などのような状態量が物質の移動速度で移動する。

熱音響理論では流体が振動運動することによるエネルギー移動やエネルギー変換を議論する。いずれも時刻に依存しない定常的な量である。

4. 熱流と仕事流の空間変化

この章では、簡単のために、一次元化して議論する。放射伝熱は無視する。

流体の運動に伴うエネルギー流は、流体力学によれば、エンタルピー流 H である。熱流 Q 以外のエネルギー流を、仕事流と総称して、 I で表すと

$$H = Q + I$$

である。熱交換器では外界とのエネルギーの授受があるので ∇H は有限で、吸熱器では正、放熱器では負である。

熱交換器以外では外界とのエネルギーの授受が無いので、熱力学第一法則により、 $\nabla H = 0$ となる：

$$\nabla Q + \nabla I = 0$$

あるいは、2つの温度 T_C 、 T_H ($\geq T_C$)における量を添字 C と H で区別すると、

$$Q_H + I_H = Q_C + I_C$$

である。

Q_C と Q_H とは向きが同じである：

$$\frac{Q_H}{Q_C} = \frac{T_H J_{S,H}}{T_C J_{S,C}} > 0$$

もし逆向きなら、どこかにエントロピーが蓄積されて、定常状態が実現しないからである。

エントロピー流 J_S と温度勾配 ∇T とが、冷凍機のように、同じ向きなら

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \geq 1, \quad \frac{Q_H}{Q_C} \geq \frac{T_H}{T_C}$$

である。逆に、 J_S と ∇T とが、原動機や単純熱伝導のように、逆向きなら

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \leq 1, \quad \frac{Q_H}{Q_C} \leq \frac{T_H}{T_C}$$

となる。

このように、熱交換器以外では、熱力学第一法則 $\nabla Q + \nabla I = 0$ を満たしながら熱流が場所により変化できるので、熱流と仕事流とは互いに交換される。

5. 熱音響理論の基礎概念

熱音響理論では局所平衡を仮定する。つまり小さな流体要素を考え、この流体要素については熱力学的状態量が意味を持つとする。熱力学的議論では状態量に着目することが重要だからである。流体要素のエンタルピーを H 、エントロピーを S 、温度を T とする。

流体要素の速度を \mathbf{u} として、エンタルピー流、エントロピー流、熱流、仕事流を書き下ろそう。定常流では、エンタルピー流は $H\mathbf{u}$ 、エントロピー流は $S\mathbf{u}$ だから、熱流は $TS\mathbf{u}$ となる。仕事流は、エンタルピー流から熱流を差し引いて、 $(H-TS)\mathbf{u} = G\mathbf{u}$ となる。 G はギブスの自由エネルギーである。つまり定常流では仕事流はギブスの自由エネルギーの流れである。

流体要素の速度や状態量は時刻と位置に依存するので、まず時刻に依存しないように、エンタルピー流やエントロピー流を定義することから始めよう。この後で流路断面内での平均を行い、振動中心位置の軸方向の座標を共有する流体要素をひとまとめにする。

5.1 流体要素のエネルギー流とエネルギー変換

振動流では、流速や流体要素の状態量が振動するので、時間平均に着目し、時間平均を記号 $\langle \rangle_t$ で表現する。エンタルピー流は $\langle H \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ 、エントロピー流は $\langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ だから、熱流は $\langle TS \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ である。 TS は状態量ではないから、 $\langle TS \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ は意味がない。仕事流は、エンタルピー流から熱流を差し引いて、 $\langle H \cdot \mathbf{u} \rangle_t - \langle TS \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ となる。これは、一般にはギブスの自由エネルギーの流れ $\langle G \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ とは異なるが、流体要素の温度が振動しない等温過程の場合には $\langle G \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ と一致する。

流体要素が振動運動していてもその圧力が一定不変（等圧過程）なら仕事流は零である。この場合にはエンタルピー流と熱流とは同じである。流体要素のエントロピーが一定不変（等エントロピー過程）なら、熱流は零となり、エンタルピー流は仕事流に等しい。

振動している流体要素の状態量の時間平均を添字 m で表現し、時間平均からのずれには添字 m をつけないことにすると、エントロピー流の表現は $\langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ のままだが、熱流は $T_m \langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ となる。エンタルピー流は

$$T_m \langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t + \frac{1}{\rho_m} \langle p \cdot \mathbf{u} \rangle_t$$

となるから、仕事流は、エンタルピー流から熱流を差し引いて、

$$\frac{1}{\rho_m} \langle p \cdot \mathbf{u} \rangle_t$$

となる。

$\langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ の幾何学的意味を調べよう。流体要素の振動中心からの変位を ξ とすると、 $\mathbf{u} = d\xi/dt$ である。振動の角周波数を ω とすると、時間平均の定義により、

$$\langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t = \frac{\omega}{2\pi} \oint S d\xi$$

となる。ここで周回積分は一周期についての積分をあらわす。積分

$$\oint S d\xi$$

は S - ξ 平面での流体要素の軌道の囲む面積（符号を含む）を表す。従って $\langle S \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ は、この面積に周波数を乗じたものに他ならない。

$\langle p \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ についても、同じようにして、

$$\langle p \cdot \mathbf{u} \rangle_t = \frac{\omega}{2\pi} \oint p d\xi$$

だから、 $\langle p \cdot \mathbf{u} \rangle_t$ は p - ξ 平面での流体要素の軌道の囲む面積（符号を含む）に周波数を乗じたものに等しい。

熱から仕事へのエネルギー変換を調べよう。流体要素が一周期の間に行う熱から仕事へのエネルギー変換は、周知のように、

$$\oint T dS$$

である。 T を S と p とで展開して3次以上の項を無視すると、

$$\oint T dS = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S \oint p dS$$

となる。従って、流体要素が一周期の間に行う熱から仕事へのエネルギー変換は p - S 平面での流体要素の軌道の囲む面積（符号を含む）に比例する。単位時間当たりの量に変換するには周波数を乗じて

$$\left\langle T \frac{dS}{dt} \right\rangle_t = \frac{\omega}{2\pi} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S \oint p dS$$

とすればよい。

こういう訳で、流体要素の p 、 S 、 ξ が与えられれば、流体要素のエントロピー流、熱流、仕事流および、熱流から仕事流へのエネルギー変換が容易に扱える。図1に p - S - ξ 空間での流体要素の軌道を

示す。この軌道を p - S 平面に射影したものが p - S 平面での軌道であり、 p - ξ 平面に射影したものが p - ξ 平面での軌道であり、 S - ξ 平面に射影したものが S - ξ 平面での軌道である。

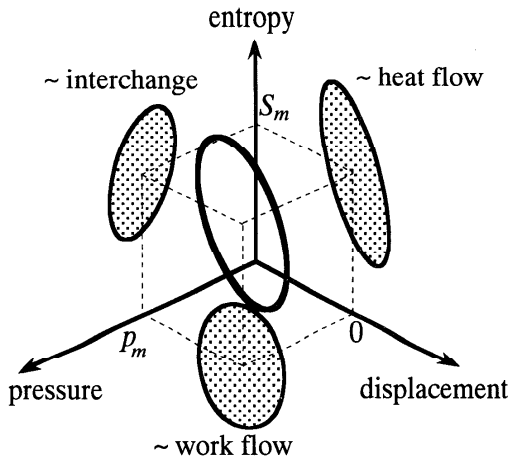


図1 エントロピー-圧力-変位空間での流体要素の描く軌道とそのエントロピー-圧力平面、圧力-変位平面、エントロピー-変位平面への射影

5.2 流路断面内での平均

一つの流路断面内には無数の流体要素があるので流路断面内での平均を考えよう。振動流のみに限定し、流体要素毎の状態量の時間平均は流路断面内で一様と仮定する。流路断面内で平均することにより様々な流れは単位面積あたりの量に変わる。これを流束と呼ぶことにする。流路断面内での平均を $\langle \rangle_r$ で表すことにする。

そうするとエンタルピー流束は

$$H = \rho_m \langle \langle H \cdot u \rangle_t \rangle_r + Q_\kappa$$

となる。ここでは単純熱伝導による熱流束 Q_κ をつけ加えた。エントロピー流束は

$$J_S = \rho_m \langle \langle S \cdot u \rangle_t \rangle_r + \frac{Q_\kappa}{T_m}$$

となる。最後の項は Q_κ によるエントロピー流束である。熱流束は

$$Q = \rho_m T_m \langle \langle S \cdot u \rangle_t \rangle_r + Q_\kappa$$

仕事流束は

$$I = \langle \langle p \cdot u \rangle_t \rangle_r$$

となる。仕事流束は、音響学では音の強度

(intensity) と呼ばれている量であり、単位時間当たりの仮想 pV 仕事に等しい。熱流束から仕事流束へのエネルギー変換は

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S \langle \langle p \cdot \frac{dS}{dt} \rangle_t \rangle_r$$

となる。

このように流路断面内で平均することにより、局所性がぼやけて準局所的になるが、1次元化されたので、後の取り扱いが容易になり、例えば4章に示した熱力学第一法則や熱力学第二法則との関係も明瞭になる。

6. 圧力、エントロピー、変位の関係

局所平衡の仮定により流体力学的議論が許されるので、流体力学を使って p 、 S 、 ξ の関係を調べよう。流体力学では保存則が重要で、質量、運動量、エネルギーの保存則が基本法則である。 p 、 S 、 ξ の関係を表す3個の関係はまさにこの3個の基本法則である。ここではまず熱音響理論で使う近似と境界条件とを述べる。その後で保存則について述べる。

6.1 近似と境界条件

熱音響理論では線形近似と長波長近似とを行う。線形近似により重ね合わせの原理が使えるようになって便利だが、流体を弾性体に置き換えたことに相当し、流体らしさが失われる。例えば渦運動は扱えない。長波長近似は、流路径に比べて波長が長いときに成立し、圧力変動 p と温度変動 T とに関係する。この近似により、 p は流路断面内で一様となり、 T の軸方向の変化は径方向の変化に対して無視される。

壁のところでの境界条件は次の3個である。

- (1) 壁は動かない。
- (2) 壁に接触している流体要素は粘性のために静止している。
- (3) 壁に接触している流体要素の温度は壁の温度に等しい。

6.2 流体力学の基本法則

流体力学で大切な質量、運動量、エネルギーの保存則を線形近似と長波長近似と境界条件とを使って書き換えよう。

管内流体の連続の式(質量保存則)は、境界条

件(1)と線形近似と長波長近似の結果、

$$K_S \frac{dp}{dt} + \frac{\nabla_{\parallel} (A \langle u \rangle_r)}{A} = \frac{\beta T_m}{C_p} \frac{d \langle S \rangle_r}{dt}$$

となる。Aは流路断面積を表し、 ∇_{\parallel} は軸方向の微分を表す。この右辺は、流体要素の運動が断熱可逆の場合には零となるが、壁との熱交換などのために、一般には有限である。右辺が有限なことから興味深い熱音響現象が出現する。

流速の流路断面内での分布を

$$u = \frac{1 - f_v}{1 - \chi_v} \langle u \rangle_r$$

と表現すると、 $\chi_v = \langle f_v \rangle_r$ であり、境界条件(2)により $f_v(r_0) = 1$ である。ここで r_0 は壁の位置を表す。

管内流体の運動方程式（運動量保存則）は、線形近似と長波長近似の結果、

$$\rho_m \frac{d \langle u \rangle_r}{dt} = -(1 - \chi_v) \nabla_{\parallel} p$$

となる。但し f_v は微分方程式

$$i \omega f_v - \nu \nabla_{\perp}^2 f_v = 0$$

に従う。 ν は流体の動粘性係数である。

熱音響理論ではエネルギー保存則から導かれる熱輸送の一般式の方がエネルギー保存則そのままの形よりも便利である。熱輸送の一般式は、線形近似と長波長近似の結果、

$$\frac{dS}{dt} = \alpha \nabla_{\perp}^2 (S - \xi \nabla S_m)$$

となる。ここで α は熱拡散係数、 ∇_{\perp}^2 は径方向のラプラスアンを表す。境界条件(3)が未だ使われていないことに注意しよう。

S を p と ξ とで表現しよう。このために境界条件(3)を使って、振動流体と壁との熱交換とを議論し、熱輸送の一般式を使う。結果は

$$\frac{dS}{dt} = F_S f_{\alpha} \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \frac{\partial p}{\partial t} + b \langle u \rangle_r \nabla_{\parallel} S_m$$

従って

$$S = F_S f_{\alpha} \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T p + b \langle \xi \rangle_r \nabla_{\parallel} S_m$$

である。但し f_{α} は微分方程式

$$i \omega f_{\alpha} - \nu \nabla_{\perp}^2 f_{\alpha} = 0$$

に従う。 α は流体の熱拡散係数である。境界条件(3)により $f_{\alpha}(r_0) = 1$ である。 $\chi_{\alpha} = \langle f_{\alpha} \rangle_r$ とすると

$$F_S = \frac{1}{1 + \varepsilon \chi_{\alpha}}$$

である。ここで ε は流体の熱容量の固体の熱容量に対する比である。

$$B = (1 + \varepsilon \chi_v) F_S$$

と流体のプラントル数 $\sigma = \nu/\alpha$ とを使うと

$$b = \frac{B f_{\alpha} - f_v}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)}$$

である。

管内流体の質量保存則は

$$K_E \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\nabla_{\parallel} (A \langle u \rangle_r)}{A} = \beta_E \langle u \rangle_r \nabla_{\parallel} T_m$$

と書くことも出来る。ここで

$$K_E = K_S + (K_T - K_S) F_S \chi_{\alpha}$$

は有効圧縮率を表し、

$$\beta_E = \langle b \rangle_r \beta = \frac{\chi_{\alpha} - \chi_v}{(1 - \chi_v)(1 - \sigma)} F_S \beta$$

は有効熱膨張率を表す。

f_{α} と f_v の微分方程式は二階だから、二つの境界条件がないと解が決まらない。最初の境界条件は、それぞれ、境界条件(2)、(3)に対応して、壁で1である。2番目は流路の中央が特異点にならないように、そこでの微係数を零とすればよい。このように境界条件を定めると、流路の形状が平行平板や円筒の場合には、容易に解析解が得られる。解析解のうちで熱力学第二法則を満たすものだけが物理的に意味のある解である。 f_{α} と f_v とは測定可能であり、 f_v については実験により支持されている。 f_{α} についても実験との比較検討が進んでいる。

6.3 数値計算

管内流体についての波動方程式は管内流体の質量保存則と管内流体の運動方程式とから得られる。

管内流体についての波動方程式を解いて p 、 ξ が決まれば S も決まり、仕事流束

$$I = \langle \langle p \cdot u \rangle_t \rangle_r$$

だけでなく熱流束

$$Q = \rho_m T_m \langle \langle S \cdot u \rangle_t \rangle_r + Q_{\kappa}$$

や、熱流束から仕事流束へのエネルギー変換

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S \langle \langle p \cdot \frac{dS}{dt} \rangle_t \rangle_r$$

も決まる。

S が p と ξ とで書かれたので、時刻に依存する独立変数は2個である。しかし軸方向に波動方程式を解くには温度分布も必要である。

このために波動方程式を解析的に解くことは決

して容易でない。物性定数が温度に依存し、温度分布そのものも熱力学の第一法則と第二法則とに矛盾しないように解かなければならないからである。

実際の数値計算ではエンタルピー流をパラメータとする繰り返し計算を行い、熱力学の第一法則と第二法則とに矛盾しない解を求める。

計算機により数値的に解くための計算機コードは二つある。筑波大学で開発されたものが *THERMOACOUSTICA* であり、米国のロスアラモス国立研究所で開発されたものが DELTAE [5] である。両者はプログラム言語が違う。DELTAE は FORTRAN77 で書かれ、*THERMOACOUSTICA* は BASIC で書かれている。

7. 熱流、仕事流、エンタルピー流の分布

熱音響機器を念頭に置いて、定常状態での H と Q と I の分布の例を示そう。簡単の為に流路断面積は一樣とする。熱交換器以外の部分に限定するので H は一樣である。 H と Q と I の分布の例を定性的に図示したものが図2~4である。

7.1 H と Q と I の分布

単純熱伝導では、 $I = 0$ なので、 $H = Q$ である。従って、図2に示すように、熱流 Q も一樣である。

液体を作業流体とするドリームパイプは、仕事流 I が無視できるほど小さいので、単純熱伝導の場合とよく似ている。ドリームパイプでは、単純熱伝導と異なり、周波数や変位振幅により Q の大きさが制御できる。

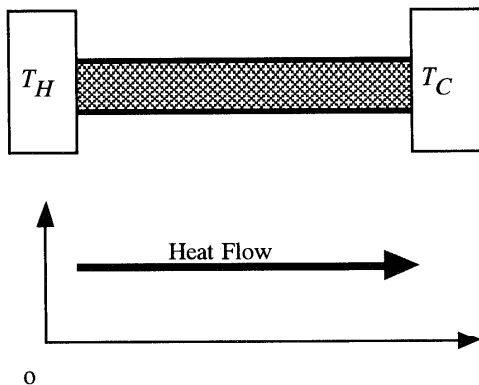
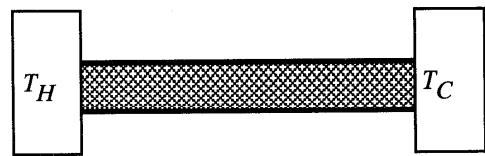


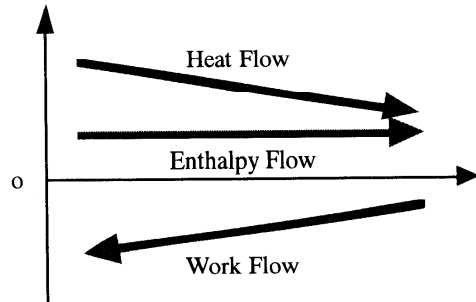
図2 単純熱伝導の場合の熱流の分布

regeneratorでは H の大きさが Q や I の大きさに比べて小さい。このために regenerator では I と Q とは逆向きで、 H と ∇T_m との向きも逆である (図3)。特に、蓄熱器では H と Q との向きが同じで、蓄冷器では H と I との向きが同じである。regenerator では H の大きさが Q や I の大きさに比べて小さいほど効率が高くなる。

第二世代と第三世代のパルス管冷凍機のパルス管部分は H が I に近い蓄熱器に似ていることが知られている。この場合には H と I との向きが同じと言う意味では蓄冷器に似ている。



Regenerator for Prime Mover



Regenerator for Refrigerator

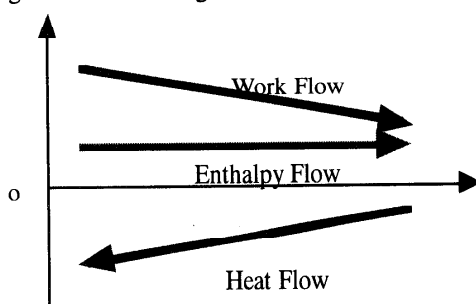


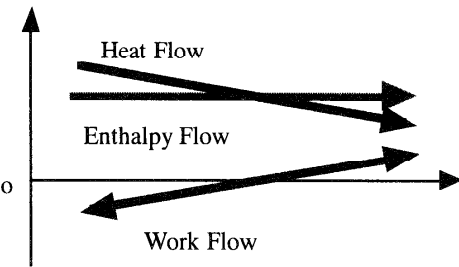
図3 regeneratorの場合の熱流、エンタルピー流、仕事流の分布：上は蓄熱器、下は蓄冷器の場合を示す。

スタックでは I の大きさが Q や H の大きさに比べて小さい。このためにスタックでは H と Q とは向きが同じである (図4)。

特に、熱音響自励振動のスタックでは、スタックの両端から仕事が出ていくので、 I_C と I_H とは逆向きで、 H の大きさは Q_C の大きさと Q_H の大きさとの中間である。熱音響自励振動のスタックでは、 H と ∇T_m との向きが逆であるが、冷凍機のスタックでは H と ∇T_m とは同じ向きである。



Stack for Spontaneous Oscillation



Stack for Refrigerator

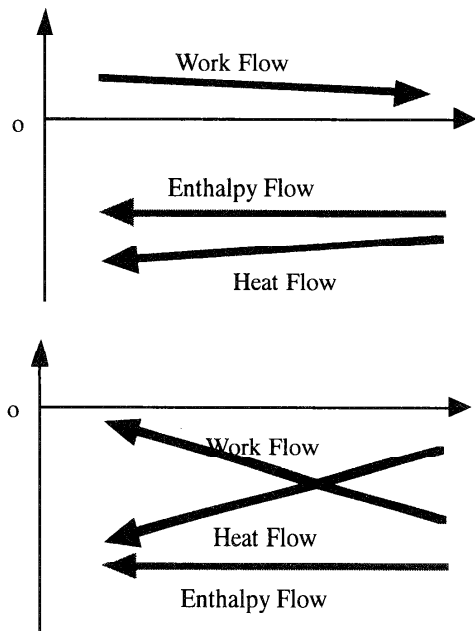


図4 スタックの場合の熱流、エンタルピー流、仕事流の分布：上は熱音響自励振動、下は共鳴管冷凍機の場合を示す。

スタックの高温側から駆動する共鳴管冷凍機のスタックでは蓄冷器に似ているが H の向きが蓄冷器とは異なる。スタックの低温側から駆動する共鳴管冷凍機のスタックでは I 、 Q 、 H の向きは ∇T_m と同じ向きである。

熱音響自励振動のスタックでは、 $I = 0$ の位置があり、そこよりも高温側では蓄熱器に似ている。

第一世代のパルス管冷凍機のパルス管部は、低温側から駆動する共鳴管冷凍機のスタックと似ていて、冷凍に寄与することも知られている。

7.2 Q_C 、 Q_H 、 I_C 、 I_H 、 H の大小関係

関係

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} = \frac{T_C}{T_H} \frac{H - I_H}{H - I_C}$$

に注目しよう。この関係は

$$\frac{Q_H}{Q_C} = \frac{T_H}{T_C} \frac{J_{S,H}}{J_{S,C}}$$

と

$$\frac{Q_H}{Q_C} = \frac{H - I_H}{H - I_C}$$

とから明らかである。

I の大きさが H の大きさに比べて無視出来る場合には

$$\frac{Q_H}{Q_C} \approx 1$$

となるので、

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \approx \frac{T_C}{T_H}$$

となる。つまり高温の熱浴から流れ込んだエントロピー流は T_H/T_C 倍になって低温熱浴へ流出する。これは単純熱伝導やドリムパイプの場合に相当し、不可逆過程によるエントロピー増大が大きい。

蓄熱器では、熱力学第二法則により

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \leq 1$$

だから、

$$\frac{I_H - H}{I_C - H} \leq \frac{T_H}{T_C}$$

である。蓄熱器では I と H とが同じ向きでなので、仕事流の増幅率は T_H/T_C を越えない。

蓄冷器では、熱力学第二法則により、

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \geq 1$$

だから、

$$\frac{Q_H}{Q_C} \geq \frac{T_H}{T_C}$$

である。従って熱流の増幅率は T_H/T_C よりも大きい。

熱音響自励振動のスタックでは

$$\frac{T_C}{T_H} < \frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \leq 1$$

である。右の不等号は熱力学第二法則の現れである。従って

$$1 < \frac{H - I_H}{H - I_C} \leq \frac{T_H}{T_C}$$

となる。 I_H の大きさが小さく、 I_C が H に近づくとスタックの効率が増す；熱音響自励振動のスタックでは低温側から仕事を取り出すほうがよい。

冷凍機のスタックでは、熱力学第二法則

$$\frac{J_{S,H}}{J_{S,C}} \geq 1$$

により、

$$\frac{T_H}{T_C} \leq \frac{H - I_H}{H - I_C}$$

である。スタックの低温側から駆動する場合には、 I_H の大きさが小さくて、 I_C が H に近づくと右辺が大きくなるので、スタック両端の温度差が増す。しかし、それとともに Q_C の大きさが減る。スタックの高温側から駆動する場合には、 H が小さくなるにつれて温度差が増す。

最後に

$$\frac{I_H}{I_C} = \frac{H - Q_H}{H - Q_C}$$

の大きさに注目してみよう。まず

$$\frac{I_H}{I_C} = \frac{H - Q_H}{H - Q_C} < 0$$

の場合には、 H は Q_C と Q_H との間で、熱音響自励振動のスタックである。次に

$$\frac{I_H}{I_C} = \frac{H - Q_H}{H - Q_C} > 1$$

の場合には、 $HVT_m > 0$ なら高温側から駆動する冷凍機スタックであり、 $HVT_m < 0$ ならregeneratorである。最後に

$$1 > \frac{I_H}{I_C} = \frac{H - Q_H}{H - Q_C} > 0$$

の場合には、 $HVT_m > 0$ なら低温側から駆動する冷凍機スタックであり、 $HVT_m < 0$ なら熱音響自励振動のスタックの低温側だけを取り出したものである。これはあまり使われない。

こういう訳で図2～4には熱交換器以外で可能な全ての場合が含まれている。

8. おわりに

熱音響理論の構成は次のようである。熱力学的議論により熱流束、仕事流束、エンタルピー流束、熱流束と仕事流束との相互変換などを流体要素のエントロピーと圧力と変位とで表現する。次に流体要素のエントロピーと圧力と変位との関係を流体力学の基本法則を使って議論する。この際に線形近似と長波長近似とを使う。最後にこの関係式を計算機で解く。詳細については波動熱輸送研究会での配布資料[6]を見て欲しい。

熱音響現象を理解し応用することを目指して進展してきた熱音響理論は現在では実験的裏付けも得られるようになり信憑性が増してきた。本論文では主に熱音響理論の熱力学的基礎について議論した。

参考文献

- [1] H.A.Kramers: *Vibrations of a gas column*, Physica **15**, 971-984 (1949)
- [2] D.ter Haar: *Spontaneous vibrations of a gas column*, CR de la Conf. de phys. des basses temperature (Paris) 347-349 (1955)
- [3] N.Rott: *Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes*, Z. Angew Math. Phys. **20**, 230-243 (1969)
- [4] A. Tominaga: *Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory*, Cryogenics **35**, 427-440 (1995)
- [5] DELTAEはインターネット (<http://rott.esa.lanl.gov/>) で入手出来るがソースコードが公表されていない。このために計算手順や熱力学的チェックが行われているかどうか不明である。
- [6] 2年間計12回にわたる基礎講座のテキストである。多くの誤りを修正し、補筆したものが出版される予定である。

熱機器におけるシャトル熱損失

Shuttle Heat-Transfer Loss in Reciprocating Machines

稲田 孝明（機械技術研究所）

Takaaki INADA (Mechanical Engineering Laboratory)

1. はじめに

固体壁で構成された流路内での物体の周期的振動は、しばしばその振動方向の熱輸送を誘発する。この現象は、一般に熱音響現象、あるいは振動励起熱輸送現象などと総称されている。

いま流路の長手方向に温度勾配が存在する系を考える。このとき、振動する物体が固体または液体の場合には、高温側から低温側への熱輸送が誘起される。周知の通り、液体の振動にともなう熱輸送を利用したデバイスがドリームパイプ⁽¹⁾である。一方、振動する物体が圧縮性を有する気体の場合、気体の振動条件によっては、温度勾配に逆らって低温側から高温側へ向かう熱の輸送が起り得る。冷凍機の排熱機構として有効なこの熱輸送は、明確に意識されないまま古くから利用されてきたのではないかと思われる。従来、極低温用小型冷凍機の蓄冷器は、一種の熱交換器としてとらえられるにすぎなかった。蓄冷器内部で気体の振動を利用して低温側から高温側への熱輸送を実現していることが説明されたのは、比較的最近のことである^{(2), (3)}。

このような振動励起熱輸送現象は、振動物体を構成要素とする熱機器において重大な問題を提起することがある。本稿で取り上げるシャトル熱損失は、熱機器において避けるべき振動励起熱輸送の代表的な例であり、その本質を理解することは、工学的見地からもたいへん重要である。シャトル熱損失とは、スターリングエンジンや各種のディスプレイサ型極低温小型冷凍機における損失の一種である。特に極低温冷凍機においては、シャトル熱損失は熱伝導損失に比べて大きくなることもあり、冷凍性能を左右する致命的な熱損失として知られている。

シャトル熱損失を引き起こす伝熱機構は、一般にシャトル伝熱と呼ばれ、その要因は大きく二つに分けて考えることができる。一つは、長手方向に温度勾配を有するシリンダー内部で、ディスプレイサと呼ばれる固体円柱状の物体が周期的に振動すること

である。もう一つは、シリンダーとディスプレイサの間に介在する気体が、圧力振動をともなって周期的に振動することである。従来から、前者の影響のみを考慮したシャトル伝熱の解析法、測定法はいくつか提案されてきたが、後者の影響を含めてシャトル伝熱を検討した例は、最近までほとんど見られなかった。

本稿では、主にディスプレイサ型の極低温小型冷凍機に着目し、固体振動のみを考慮した従来のシャトル熱損失の解析を概説するとともに、固体振動と気体振動の連成による振動励起熱輸送現象として見た筆者らによるシャトル熱損失の解析、さらに実用機器におけるシャトル熱損失の測定手法について紹介する。

2. シャトル伝熱の機構

シャトル伝熱の解析に触れる前に、固体振動のみに着目したシャトル伝熱の機構を説明する。

図1はディスプレイサ型の極低温小型冷凍機、もしくはスターリングエンジンにおいて、ディスプレイサが薄い気体層を介してシリンダー内で周期的に振動している様子を、断面図で模式的に表している。機器の定常運転中は、ディスプレイサの振動方向に必然的に温度勾配が存在する。図中では上側を高温部、下側を低温部としてある。

低温部への熱浸入は機器の効率を低下させる熱損失となるが、そのうち、温度勾配に起因した固体壁の熱伝導損失については容易に理解できる。図のように、点線を境界としてシリンダーをaとbに、ディスプレイサをcとdにそれぞれ分割すると、a→bおよびc→dが熱伝導損失の経路となる。

シャトル熱損失は、これとは別の経路で起こる。ディスプレイサが高温側に位置しているときは、図のaとdが気体層を介して対向し、aとdの温度差によってaからdへ熱の移動が起こる。ディスプレイサが低温側に位置しているときは、bとcが対向し、bとcの温度差によってcからbへ熱の移動

が起こる。厳密には一周期の間で熱移動の向きが反転する局面もあるが、積分すると $a \rightarrow d$ 、 $c \rightarrow b$ の向きの熱移動量が正となる。これがシャトル熱損失に相当する。

以上はディスプレイサの振動のみに着目した説明であり、気体の振動を考慮していない。気体が振動する場合には、圧力変化にともなう気体の温度振動も考慮する必要があり、シャトル伝熱の機構を直感的に理解することは難しい。圧力振動をともなう気体の振動の影響については、後述の解析結果から考察を加える。

3. シャトル熱損失の解析

3.1 一定圧力下でのシャトル伝熱

シャトル伝熱は固体振動と気体振動の連成した系で起こる。しかしその現象の複雑さゆえに、従来から固体振動のみに着目してシャトル伝熱の評価方法が確立されてきた^{(4)~(12)}。本節では、気体振動を無視した一定圧力下でのシャトル伝熱解析の一例を概説する。

筆者ら^{(9),(10)}は、シャトル伝熱の基本的特性を明らかにすることを目的として、気体振動を無視したシャトル伝熱の解析を行った。図1に断面図で示したようなディスプレイサ型冷凍機の膨張機の周期定常状態を解析の対象としている。ディスプレイサは、厚さ δ の気体層を介して、シリンダー内を x 軸方向に正弦的に往復振動する。ディスプレイサ振動の周波数は f 、ストローク(全振幅)は S である。簡単のために、以下のような仮定をする。(1) 放射伝熱は無視できる。(2) ディスプレーサ、シリンダーの x 軸方向熱伝導量は時刻、場所によらず一定であ

る。(3) ディスプレーサから見た気体層の y 軸方向の温度分布は、常に直線で近似できる。(4) シリンダーの熱容量は無限大とする。すなわち、シリンダー内壁温度は時刻によらず一定である。(5) ディスプレーサの温度浸透厚さおよび気体層厚さはシリンダー直径に比べて十分に小さく、ディスプレイサは半無限平板として近似できる。(6) 物性値には温度依存性がなく、ディスプレイサ、シリンダーの x 軸方向には一様な温度勾配 Γ が形成されている。

ディスプレイサの変位を、

$$x = \frac{S}{2} \cos(\omega t) \quad (1)$$

と表すことにする。ディスプレイサ上の視点から見ると、シリンダーが周波数 f 、ストローク S で振動していることになり、ディスプレイサ外壁上のある一点に着目したとき、その点に対向するシリンダー内壁の温度変動は、

$$T_c = \Gamma \frac{S}{2} \cos(\omega t) \quad (2)$$

与えられる。仮定(3)に基づき、気体の見かけの熱伝達率 h を、気体の熱伝導率 k_g を用いて、

$$h = \frac{k_g}{\delta} \quad (3)$$

と表したとき、周期的な温度振動をともなう流体に接する半無限固体の一次元熱伝導解⁽¹³⁾より、ディスプレイサ内の温度は以下のように求められる。

$$T_d(y, t) = m_d \Gamma \frac{S}{2} \exp\left(-\frac{\delta}{\delta} y\right) \cos\left(\omega t - \frac{\delta}{\delta} y - \tau_d\right) \quad (4)$$

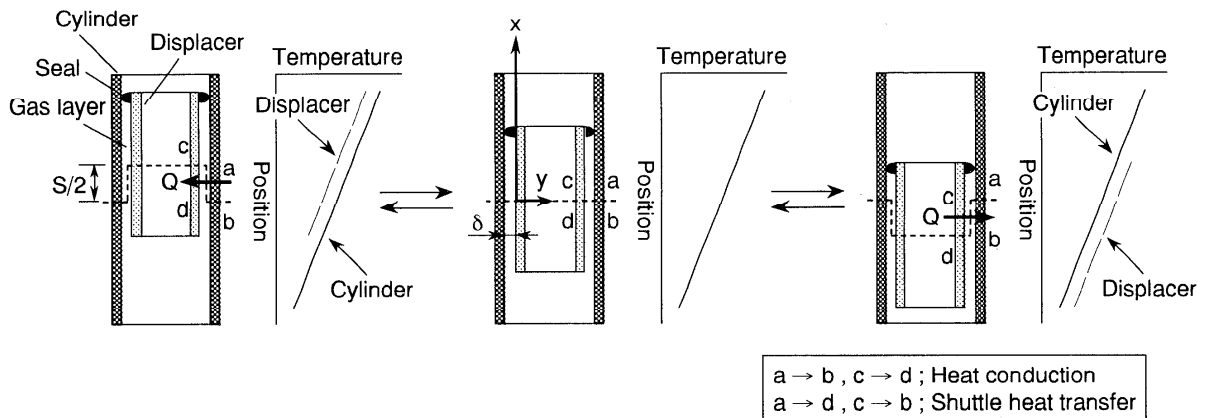


Fig.1 Basic idea of shuttle heat transfer neglecting pressure oscillation and flow oscillation of working gas.

$$m_d = \frac{1}{\sqrt{(1 + \delta_r k_r)^2 + (\delta_r k_r)^2}} \quad (4a)$$

$$\gamma_d = \tan^{-1} \left(\frac{\delta_r k_r}{1 + \delta_r k_r} \right) \quad (4b)$$

$$\delta_r = \delta \sqrt{\frac{\pi f}{\kappa_d}}, \quad k_r = \frac{k_d}{k_g} \quad (4c, 4d)$$

y はディスプレイサ表面からの距離を表す。 k_d, κ_d はそれぞれディスプレイサの熱伝導率、温度伝導率である。 m_d は気体層の両端での温度振動の振幅の比を表しており、 $m_d \leq 1$ である。 γ_d は気体層両端での温度振動の位相差を表している。

ここで図1の a → d の経路のシャトル伝熱を考える。このシャトル伝熱は、(1)式より、ディスプレイサの往復動の半周期、

$$-\frac{\pi}{2\omega} = t_1 \leq t \leq t_2 = \frac{\pi}{2\omega} \quad (5)$$

で起こる。この半周期でのシャトル伝熱に寄与する面積は、(1)式より、

$$A = \pi D \frac{S}{2} \cos(\omega t) \quad (6)$$

となる。 D はディスプレイサの外径を表している。(4)~(6)式より、a → d のシャトル伝熱量は次のように計算できる。

$$Q_{ad} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ -k_d A \left(\frac{\partial T_d}{\partial y} \right)_{y=0} \right\} dt$$

$$= \frac{\pi}{8} m_d D S^2 \Gamma \sqrt{\frac{\pi f k_d \rho_d c_d}{2}} \sin \left(\frac{\pi}{4} + \gamma_d \right) \quad (7)$$

ただし、 ρ_d, c_d はそれぞれディスプレイサの密度、比熱である。

これと同様に c → b の経路でもシャトル伝熱が起こるので、シャトル伝熱の総量は(7)式を2倍した次式で与えられる。

$$Q_{sh} = \frac{\pi}{4} m_d D S^2 \Gamma \sqrt{\frac{\pi f k_d \rho_d c_d}{2}} \sin \left(\frac{\pi}{4} + \gamma_d \right) \quad (8)$$

この式から、シャトル伝熱の特性は気体層厚さに対して図2のように描かれる。シャトル伝熱は、無次元数 δ_r, k_r の積によって、大きく二つの領域に分

けることができる。一つは $m_d = 1$ となる領域で、シャトル伝熱量は気体層厚さに依存しない。もう一つは $m_d = 1/(\sqrt{2} \delta_r k_r)$ となる領域で、シャトル伝熱量は気体層厚さに反比例する。図中に示したように、ディスプレイサの周波数または物性値を変えると、領域の境界が移動し、さらに $m_d = 1$ の領域のシャトル伝熱量が変化する。

なお無次元数 k_r は、代表長さを気体層厚さ δ とし、(3)式で熱伝達率を定義すると、気体層とディスプレイサの系のビオー数 Bi を用いて、 $k_r = 1/Bi$ と表される。無次元数 δ_r は、代表長さを気体層厚さ δ とし、ディスプレイサの周期 $1/f$ を時間にとれば、ディスプレイサでのフーリエ数 Fo を用いて、 $\delta_r = \sqrt{\pi} / Fo$ と書ける。つまり気体振動を無視した一定圧力下でのシャトル伝熱は、ビオー数、フーリエ数によって支配される現象であると言える。

以上の筆者らの解析は、気体振動を無視した一定圧力下でのシャトル伝熱の基本的な性質を明らかにすることを目的としたものである。気体振動を無視した一定圧力下でのシャトル伝熱の定量的な簡易評価式としては、次に示す Baik and Chang⁽¹¹⁾ の解析式を推奨しておく。

$$Q_{sh} = \frac{\pi D S}{4} \sqrt{\omega k_d \rho_d c_d} T_{10} \sin \phi \quad (9)$$

$$T_{10} = \frac{\Gamma S}{2} \frac{a_2}{\sqrt{\left(\frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}} \right)^2 + \left(\frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}} + a_1 a_2 \right)^2}} \quad (9a)$$

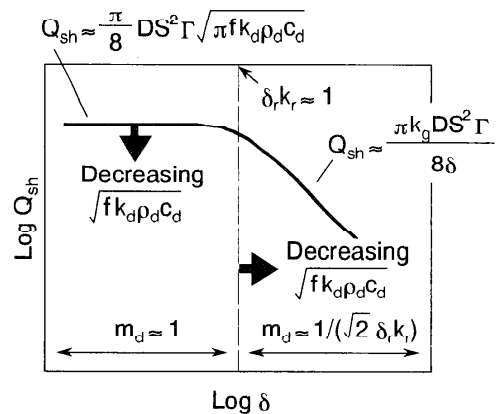


Fig.2 Outline of shuttle heat transfer neglecting pressure oscillation and flow oscillation of working gas.

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}} + a_1 a_2}{\frac{a_1 + a_2}{\sqrt{2}}} \right) \quad (9b)$$

$$a_1 = \frac{1}{h} \sqrt{\omega k_d \rho_d c_d}, \quad a_2 = \frac{1}{h} \sqrt{\omega k_c \rho_c c_c} \quad (9c, 9d)$$

ただし、 k_c 、 ρ_c 、 c_c はそれぞれシリンダーの熱伝導率、密度、比熱を表す。彼らは、シリンダー、ディスプレイサの肉厚が温度浸透厚さに比べて十分に小さいと仮定し、シリンダー、ディスプレイサ内の温度振動を一次元半無限固体の熱伝導問題から求め、往復振動するディスプレイサ断面を通過する時間平均のエンタルピー流量によってシャトル伝熱を評価している。解析式導出の詳細については、文献(11)を参照されたい。

3.2 圧力振動をともなう気体振動の影響

本節では、シリンダーとディスプレイサの間に介在する気体の振動を考慮した筆者ら⁽¹⁴⁾のシャトル伝熱の解析を紹介し、圧力振動をともなう気体振動がシャトル熱損失に及ぼす影響について考察する。

解析の対象は、図1に示したディスプレイサ型冷凍機の膨張機の周期定常状態である。膨張機は、シリンダー、ディスプレイサ(中空円筒)、気体、気体シール材から構成され、シール材はディスプレイサの高温端部に固定されている。ディスプレイサは、シリンダー内を x 軸方向に正弦的に往復振動する。ディスプレイサ内壁、シリンダー外壁は断熱されている。また気体の圧力は正弦的に振動し、ディスプレイサの往復振動は高温端での気体の圧力振動に対して1/4周期遅れている。

解析に先立って、簡単のため、次のような仮定を行う。(1) 放射伝熱は無視できる。(2) ディスプレサ、シリンダーの肉厚、および気体層厚さは、シリンダー外径に比べて十分に小さく、ディスプレイサ、シリンダーは平行な二枚の平板として扱える。(3) 気体の圧力は半径方向に一様であり、 x と時刻 t のみの関数で表される。また圧力の時間平均は x 軸方向で一定である。(4) 流れは層流で、気体は x 軸方向のみに運動する。したがって y 軸方向の気体の速度は0である。(5) 温度の時間平均は、ディスプレイサ、気体層、シリンダーにわたって、 y 軸方向に一様である。(6) すべての変動量は十分に小さく、線形近似が成り立つ。(7) 気体の物性値は時間平均

Table 1 Conditions for calculation.

Cylinder (stainless steel 304) Inner diameter : 70mm Thickness : 1.25mm
Displacer (bakelite) Thickness : 2.5mm Length from hot end to cold end : 140mm Stroke : 32mm Frequency : 0.5Hz Temperature at hot end : 270K Temperature at cold end : 20K
Gas (helium) High pressure at hot end : 2.35MPa Low pressure at hot end : 1.05MPa

温度および時間平均圧力における値、固体壁の物性値は時間平均温度における値でそれぞれ代表し、 x のみの関数として扱う。

一般的な極低温小型冷凍機の運転条件では、(1)~(5)の仮定はほとんど問題にならないが、(6)、(7)の仮定は非線形現象を無視することに相当する。ここでは気体振動の影響を含めたシャトル熱損失の基本特性を調べることを目的とし、線形理論の範囲内で解析を行うにとどめている。

まず周期的な振動量を複素表示で表す。たとえば、気体の温度については、

$$T_g = T_{g,co} \exp(i\omega t) + T_{g,m} \quad (10)$$

のように表すことにする。ただし i は虚数単位、添字 m は時間平均を表す。添字 co で表される複素数は、周期的変動量の振幅のみならず位相の情報も含み、また y の関数として y 軸方向の分布も表す。連続の式、 x 軸方向の運動方程式、エネルギー方程式に(10)式のような複素表示の振動量を代入して線形化し、熱音響理論^{(2),(15)}を適用する。さらに x 軸方向の時間平均のエンタルピー流量保存を考慮することにより、 x 軸方向の一次元の数値計算に帰してシャトル熱損失を計算することができる。シャトル熱損失は低温端に流入するエンタルピー流量によって評価する。解法の詳細は文献(14)を参照されたい。

例として、GM(Gifford-McMahon)冷凍機⁽¹⁶⁾について、気体層厚さに対して熱損失を計算した結果を図3に示す。なお計算条件は表1に示した通りで、計算では物性値の温度依存性も考慮されている。固体壁の熱収縮の影響によって、気体層厚さは温度に対して変化するが、図には300Kにおける気体層厚さを示している。図中の実線(1)は圧力振動の影響を

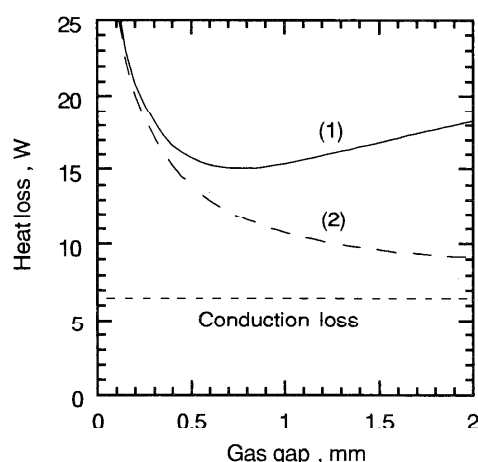


Fig.3 Dependence of heat losses on gas gap. Amplitude of pressure oscillation at hot end is (1) 0.65MPa, (2) 0MPa.

含めた計算結果を、破線(2)は高温端での気体圧力振動の振幅を0とした場合の計算結果を表している。点線は熱伝導損失を表しており、(1)、(2)からこの熱伝導損失分を差し引いた量がシャトル熱損失に相当する。

破線(2)の熱損失は、気体層厚さの増加にともなって単調に減少している。これは図2の右側の領域と同様の傾向である。一方、実線(1)の場合は、気体の圧力振動の影響を受けて、熱損失が極小となる最適な気体層厚さが存在する。(1)と(2)を比較すると、気体層厚さが比較的小さいときには顕著な差が見られないが、気体層厚さが大きくなるにつれて差が広がっている。これは、シャトル熱損失に及ぼす圧力振動をともなう気体振動の影響が、気体層厚さの増大にともなって大きくなっていることを意味する。

シャトル熱損失の低減法として、固体壁に低熱伝導率の物質を用いるのが効果的であることは、3.1節の解析からも明らかである。シリンダー壁に断熱材を被覆した場合の熱損失の計算を行った結果を図4に示す。被覆材の物性値は、一般的な発泡断熱材を想定して、熱伝導率 0.018W/mK、比熱 960J/kgK、密度 15.9kg/m³とした。簡単のため、被覆材の物性値の温度依存性は考慮していない。被覆厚さは 0.1mmとした。その他の計算条件は表1に同じである。図中の実線は被覆層がある場合の熱損失、破線は被覆層がない場合の熱損失の計算結果を示している。GM冷凍機の気体層厚さは通常0.5mm以下であり、このような手法によってシャトル熱損失の低減

が期待できることがわかる。

なお、ここで取り上げたのは線形理論の範囲内の計算例であるが、現在シャトル熱損失の定量的な評価を目的として非線形現象を考慮した数値計算⁽¹⁷⁾が試みられていることを付記しておく。

4. 実機におけるシャトル熱損失測定

従来のシャトル熱損失の測定^{(7),(18)}は、機器の圧縮機を止めた状態で行われることが多かった。その手法の概略は以下の通りである。ディスプレイサ型冷凍機のシャトル熱損失を測定する場合には、まず低温端を所定の温度まで冷却する。続いてディスプレイサを往復振動させたまま圧縮機の運転だけを中断し、低温端の温度上昇率を測定する。これとは別に、圧縮機とディスプレイサの両者の運転を中断したときの温度上昇率も測定しておく。これらの温度上昇率の差から、シャトル熱損失を求めることができる。

しかしながら、このような方法で測定されたシャトル熱損失には、圧力振動をともなった気体振動の影響は含まれていない。以下では、気体の圧力振動を止めずに、冷凍機の定常運転状態でシャトル熱損失を測定する方法を紹介し、GM冷凍機におけるシャトル熱損失の測定例⁽¹⁹⁾を示す。

定常運転している冷凍機の一周期平均のシリンダー軸方向温度分布は、図5の破線で示したように、連続的な温度勾配を持つ分布となる。一方、シリンダー外壁Bの位置にヒーターを設置して温度制御を行うと、理想的には、実線で示したような、

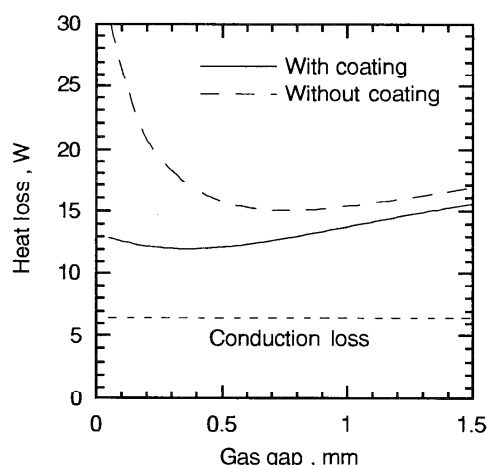


Fig.4 Effect of coating on surface of cylinder with low thermal-conductivity material to reduce shuttle loss.

ヒーターから上の部分の温度勾配が0となるシリンダーの温度分布が実現できると考えられる。ディスプレイサの軸方向温度分布がシリンダーの軸方向温度分布に追従し、ヒーターから上の部分でディスプレイサの温度勾配も0となり、またヒーターから上の部分でシャトル熱損失に及ぼす気体振動の影響が無視できるとすれば、(8)式よりA点からB点への熱の移動は遮断できる。したがって、シリンダー外周部を断熱すると、B点でヒーターから下の部分へ流れる熱量はヒーターからの熱入力に等しくなり、ヒーターの熱入力によってB点でのシャトル熱損失と熱伝導損失の和を評価することができる。

なお、図5のようにヒーターを高温端近辺に設置すると、ヒーターから上の部分での気体振動の変位振幅を比較的小さくすることができ、この部分でのシャトル熱損失に及ぼす気体振動の影響も小さくなる。後述の測定条件においても、ヒーターから上の部分での気体振動の影響を無視できることは、計算によって確認してある。

図5の方法によって測定したGM冷凍機の熱損失を図6に示した。測定に用いたGM冷凍機の仕様および運転条件は、表1の計算条件にほぼ同じである。異なっているのは、ディスプレイサ肉厚が9.75mm、温度300Kのときの気体層厚さが0.25mm、ヒーター部の温度が270Kであることと、測定を運転周波数0.33~1Hzの間で行ったことである。図には3.2節の計算から得られた結果もあわせて示してある。図中の実線(1)は圧力振動をともなう気体振動の影響を含めた計算結果を、破線(2)は高温端での

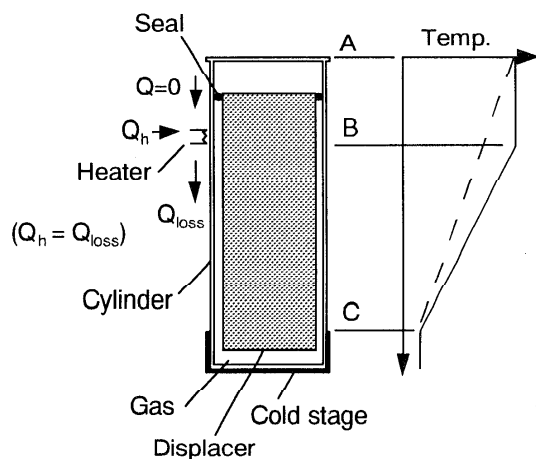


Fig.5 Method of measuring shuttle loss in a small cryogenic refrigerator.

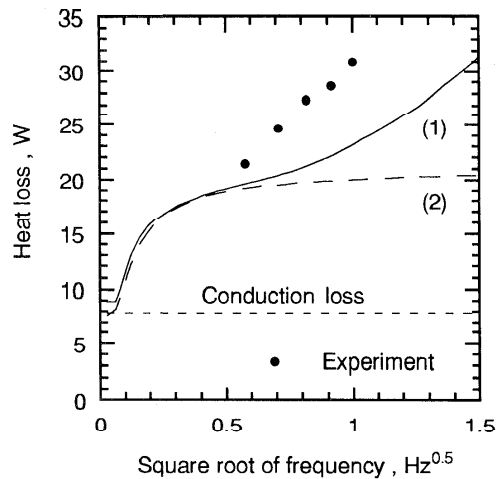


Fig.6 Experimental and calculated results of heat losses.

気体の圧力振動を0とした場合の計算結果を表している。圧力振動の影響を含めた(1)の計算結果には、測定結果で得られた熱損失の周波数依存性と同様の傾向が見られ、実機においても気体振動がシャトル熱損失に影響を及ぼしていることが推測できる。

5. おわりに

本稿では、スターリングエンジンや各種のディスプレイサ型極低温小型冷凍機において問題となるシャトル熱損失について、筆者らが行った解析をもとに、その特性の一端を解説した。またGM冷凍機のシャトル熱損失の測定例もあわせて紹介した。

固体振動と気体振動の連成による振動励起熱輸送現象としてとらえることができるシャトル伝熱は、熱機器において望ましくない熱損失を引き起こす。極低温小型冷凍機においてシャトル熱損失を低減する余地はまだ残されており、シャトル熱損失の有効な低減手法の確立が待たれているのが現状である。一方、ドリームパイプ、共鳴管冷凍機⁽²⁰⁾、パルス管冷凍機^{(21), (22)}などは、振動励起熱輸送現象を積極的に利用したデバイスだと言えるが、その多くは実用化に向けて研究開発の途上にある。どちらの場合も、今後の実用的展開を図る上で、振動励起熱輸送現象の本質を理解することが重要であり、本稿がその一助になれば幸いである。

最後に、本稿を執筆するに当たって多くのご教示をいただいた、東京大学生産技術研究所、西尾茂文教授、東芝研究開発センター、中込秀樹氏に感謝いたします。

参考文献

- (1) U.H.Kurzweg and L.Zhao, Heat transfer by high-frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities, *Phys. Fluids*, 27 (1984), 2624.
- (2) G.W.Swift, Thermoacoustic engines, *J. Acoust. Soc. Am.*, 84 (1988), 1145.
- (3) 富永昭, 蓄冷器の熱音響理論, *低温工学*, 26 (1991), 30.
- (4) F.J.Zimmerman and R.C.Longworth, Shuttle heat transfer, *Adv. Cryog. Eng.*, 16 (1970), 342.
- (5) P.A.Rios, An approximate solution to the shuttle heat transfer losses in a reciprocating machine, *Trans. ASME Ser.B J. Eng. for Power*, 93 (1971), 177.
- (6) J.B.Harness and P.E.L.Newmann, A theoretical solution of the shuttle heat transfer problem, *Proc. 4th Int. Cryog. Eng. Conf.*, (1972), 97.
- (7) R.Radebaugh and J.E.Zimmerman, Shuttle heat transfer in plastic displacers at low speeds, *NBS Special Publication 508*, (1978), 67.
- (8) G.Sun and G.Chen, An approach to the estimation of the shuttle heat transfer of a plastic displacer, *Proc. Int. Conf. Cryog. Refrigeration*, (1989), 97.
- (9) 西尾茂文, 稲田孝明, 中込秀樹, 冷凍機におけるシャトル伝熱, *低温工学*, 27 (1992), 507.
- (10) S.Nishio, T.Inada, and H.Nakagome, Shuttle heat transfer in refrigerators, *Proc. 6th Int. Symp. on Transport Phenomena in Thermal Engineering*, Vol.4 (1993), 165.
- (11) J.H.Baik and H.M.Chang, An exact solution for shuttle heat transfer, *Cryogenics*, 35 (1995), 9.
- (12) C.Minas, Motional heat loss of a Gifford-McMahon cryorefrigerator, *Cryogenics*, 35 (1995), 659.
- (13) 川下研介, 熱伝導論, オーム社, (1966), 83.
- (14) 稲田孝明, 西尾茂文, 圧力変動を考慮したGM冷凍機シャトル熱損失の解析, *低温工学*, 30 (1995), 26.
- (15) A.Tominaga, Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory, *Cryogenics*, 35 (1995), 427.
- (16) H.O.McMahon and W.E.Gifford, A new low-temperature gas expansion cycle, *Adv. Cryog. Eng.*, 5 (1960), 354.
- (17) 仲興起ほか, GM冷凍機のシャトルロス3次元熱流体解析, 第55回秋季低温工学・超電導学会講演概要集, (1996), 25.
- (18) A.H.Orlowska, Shuttle heat transfer, *Proc. 11th Int. Cryog. Eng. Conf.*, (1986), 285.
- (19) 稲田孝明ほか, GM冷凍機シャトル熱損失の測定, *低温工学*, 30 (1995), 36.
- (20) P.Merkli and H.Thomann, Thermoacoustic effects in a resonant tube, *J. Fluid Mech.*, 70 (1975), 161.
- (21) W.E.Gifford and R.C.Longworth, Pulse-tube refrigeration, *Trans. ASME Ser.B J. Eng. Ind.*, 86 (1964), 264.
- (22) E.I.Mikulín, A.A.Tarasov, and M.P.Shkrebyonok, Low-temperature expansion pulse tubes, *Adv. Cryog. Eng.*, 29 (1984), 629.

流体振動による熱輸送 - ドリームパイプ -

Enhanced Heat Transfer by Oscillation of Fluid -Dream Pipe-

小澤 守 (関西大学工学部)

Mamoru OZAWA (Department of Mechanical
Engineering, Kansai University)

1. ドリームパイプの熱輸送

液体で満たされた管の両端に温度差を付与すると高温側から低温側に熱伝導による熱流束が発生する。この液体に往復動の振動を付加すると、振幅や周波数の増大に伴って輸送される熱流束が大きくなり、実効の熱拡散率が銅のそれよりも数10倍から数100倍にまで達するようになる。この現象は以前から振動流中での物質の異常拡散⁽¹⁾として知られていたものと同様であるが、近年 Kurzwegら^(2,3)によって熱輸送システムとして利用することが提案されたのが「ドリームパイプ」である。我国では著者の知る限りでは、この現象を最初に取り上げたのは塩冶⁽⁴⁾によるトピックス記事である。著者がこの分野の研究に着手したのはこの記事に啓発されたからである^(5,7)。その後、国内でも振動周波数や振幅を変化させれば、それに呼応して輸送熱流束を制御することができることに注目して、西尾ら⁽⁸⁻¹⁰⁾や勝田⁽¹¹⁾を始めとする多くの研究が行われた。この熱輸送管、ドリームパイプは基本的に顕熱輸送で、その範囲内においては作動温度に制限はないなどの特徴も有することから注目を集めたが、実用という観点からはまだまだの感がある。その一つの原因は強制的に振動を加えなければならないことであり、その点からすると次講の気泡駆動型熱輸送管への展開の方が有望かもしれないが、逆にまたそれによってアクティブに熱輸送制御するという特質が失われることになる。

このようなドリームパイプの研究とは別の流れとして、代表的には Rayleigh⁽¹²⁾から Rott⁽¹³⁾, Swift^(14,15)などへと圧縮性流体、つまり気体を作業流体として往復振動場での熱拡散あるいは冷凍作用を対象とした一連の研究があり、これらを総称して熱音響理論と呼ばれている。熱音響理論の基礎については本特集の第3講において富永による解説に詳しい。このドリームパイプにおける熱輸送、熱

拡散はこの熱音響理論の枠組みの中で統一的に取り扱うことができ、直接的には圧縮性を無視することによって、つまり体膨張率を0と置くことにより、平均的な熱輸送量の定式化が可能である^(16,17)。

ところでこれら熱音響理論の基本的な枠組みは流体の往復振動振幅が熱輸送の媒介となる伝熱面の長さに比べて随分長い場合を想定しており、これを Short stack approximation と呼んでいる。ところで議論を液体振動に限定するにしても、ヒートパイプなどのように熱輸送管を想定するなら、管の端には熱交換器を置く必要があり、その近傍での入口、出口効果も含めた全体を扱うことが必要である。さらには変位の振幅に比べて管の長さがかなり大きい。このようなものを含めて全体を対象としモデルを Long stack approximation と呼ぶ。

一方、熱輸送管ではなく、伝熱制御の面から見れば、例えば熱音響理論の適応例であるスターリング冷凍機やパルスチューブの蓄冷器では変位振幅に比べて伝熱に関する部分の長さが短く、まさに Short stack approximation が成立する。このような場では事実上作業流体が気体であっても、壁との熱交換を主たる対象とするなら流体を非圧縮性として扱っても問題はない。ドリームパイプについて本稿で論じるに際しては上記の熱輸送管および壁との伝熱問題の両方の観点から論じることにする。

2. 熱輸送の原理

管内に満たされた液体が往復振動をする場合には振動境界層が形成される⁽¹⁸⁾ことは周知の事実で、例えば二次元流路での速度分布は解析的にも容易に求められ、次式で与えられる⁽¹⁹⁾。

$$u = (P / i \rho \omega) [1 - \cosh(\lambda y) / \cosh(\lambda h)] \exp(i \omega t) \quad (1)$$

ここで u は速度、 h, y はそれぞれ流路の半幅、中心軸からの流路幅方向の座標、 t は時間、 P は圧力振

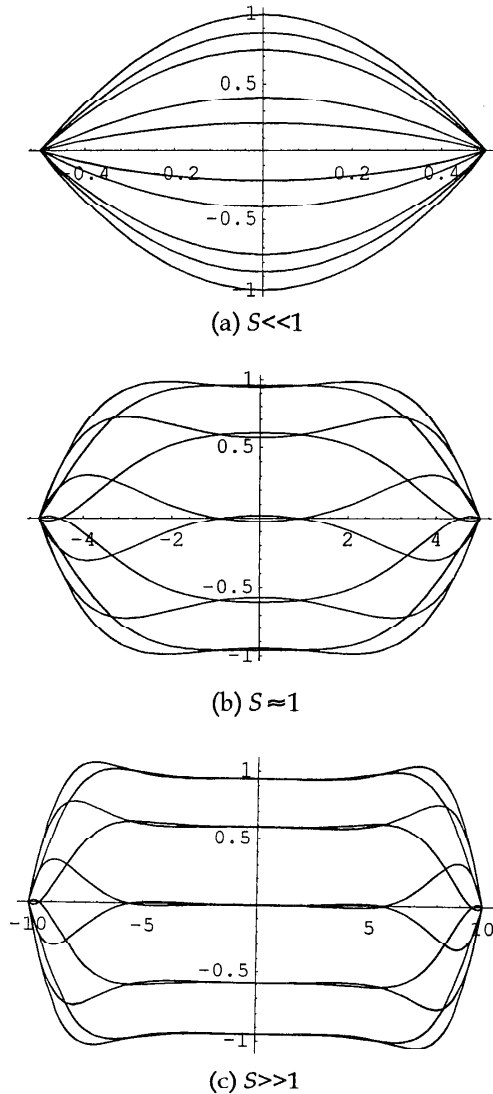


図1 振動場の速度分布

幅, ω は角周波数, ν は動粘度, ρ は密度, $\lambda = (1+i)k$, $k = \sqrt{\omega / 2\nu}$ である. $1/k = \delta_v$ は特性長さであり, これと h の比は $S = hk = h / \delta_v$ を Stokes parameter といい, Womersley 数とは $Wo = \sqrt{2} S$ の関係にある. 図1(a)には Stokes parameter がかなり小さい場合 $S \ll 1$, (b)には中間的な場合 $S \approx 1$, (c)には大きい場合 $S \gg 1$ の速度分布を示している.

流体力学の分野では例えば Hino ら⁽²⁰⁾の研究に見るように往復振動流中の乱流遷移が注目され, 多くの研究が行われている. ここで対象とするドリームパイプにおける流れ場では, 例えば著者らの実験では Stokes parameter $S = r / \delta_v$ の値は 5 - 10 のオー

ダーで, 従って $Re_\delta = U\delta_v / \nu$ はおおよそ 300-400 のオーダーとなる. なお U は速度振幅である. Hino らによれば乱流への遷移は $Re_\delta = 500$ 程度で生じ, 著者らの実験は層流か, もしくは弱い乱流に当たる.

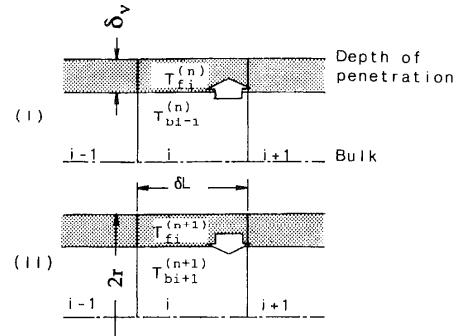


図2 熱輸送モデル

熱輸送の基本原理は振動によって形成される境界層部分の振動の位相と管内バルク部分の振動の位相が大きく異なっていることに基づく. 単純化したピストン流モデルを用いて熱輸送のメカニズムを説明しよう. 図2は半径 r の円管内を矩形波状に往復振動している液体要素の2つの過程, すなわち対象領域に左方から流体要素が流入してきて静止した場合(I)と, 右方から流入してきた場合(II)を示したものである. 図の左方を高温側, 右方を低温側とする. (I)の過程ではバルク部分は振動境界層(厚さ δ_v で静止しているものと仮定する)に比べて高温であり, そのためバルク部分から境界層に向かって熱流束が発生し, 境界層の温度が上昇する. 次の半周期(II)で低温の液体が右方から流入してくると, バルク部分の温度が境界層のそれよりも低い場合には, 境界層からバルク部分に向かう熱流束が発生し, バルク部分の温度が上昇する. さらに次の半周期でこの温度上昇したバルク部分の流体要素がさらに右隣の領域に移動して, バルク部分から境界層に向かって熱が移動する. ドリームパイプでは境界層を一時的な蓄熱容量としてカスケード的に熱輸送が生じていると解される.

3. 集中定数系熱輸送モデル

上記のモデルにしたがって境界層およびバルク部分の熱容量を集中定数系で記述した熱輸送機構

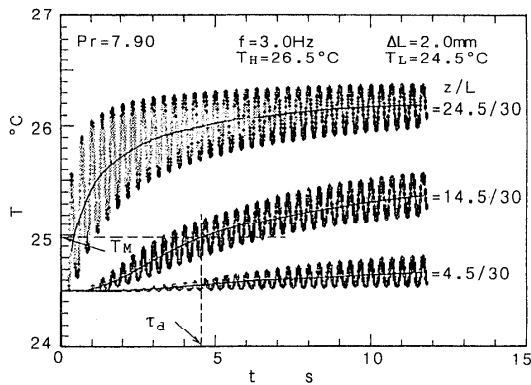


図3 ドリームパイプの温度応答

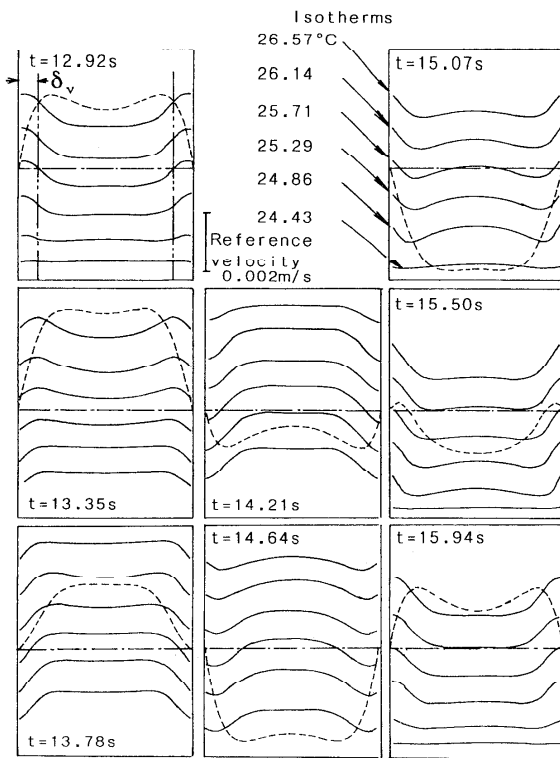


図4 温度分布の時間変化 (数値シミュレーション, $\Delta L=3.0$ mm, $f=0.32$ Hz, $h=4.5$ mm, $Pr=7.90$)

の定式化を行い, その過渡的な温度変化挙動を計算したものが図3に示されている. 初期条件として管内様な温度分布とし, 振動開始以後のドリームパイプ各所の温度変化の過渡応答を示している. 高温側では高温端と管内流体の大きな温度差のために, 初めは大きな温度振幅が認められるが, 振幅は徐々に一定値に漸近する. 一方, 低温端に近いところで

は時間とともに徐々に温度振幅が大きくなる. 流路壁を断熱とすると最終的には温度振幅はいずれの位置でも等しく, その時間平均温度は管軸に沿って直線状の熱伝導的な温度分布になる. このような動的挙動に基づいて, 1次元熱拡散とのアナロジーから実効熱拡散率 κ_{eff} が定義できる. この実効熱拡散率が大きいほど, 当然応答性もよくなる.

温度場が十分発達した状態に対して, 上記のモデルから実効熱拡散率が次式のように定式化される.

$$\kappa_{eff} = \kappa + 2f\delta L^2 (1-1/S)^2 (S+1)^{-1} \cdot [1 - \exp(-1/2f\tau)] / [1 + \exp(-1/2f\tau)] \quad (2)$$

ここで κ は液体の熱拡散率, f は周波数, δL は振幅, $\tau = [\rho C_p r S / (S-1)] / [(S+1)\alpha_{eff}]$ で, 境界層の熱容量に関する時定数である. 式(2)の計算をする際に必要なバルク部分と境界層との間の等価熱伝達率 α_{eff} として小澤ら(67)は水を用いた実験および数値計算から内径3~4 mmの円管に対して次式を提示している.

$$Nu_{eff} = 2r(1-1/S)\alpha_{eff} / \lambda_f = 1.46 Pr Re_m^{0.768} \quad (3)$$

ここで λ_f は液体の熱伝導率, Pr はプラントル数であり, レイノルズ数 Re_m は次式で定義されている.

$$Re_m = [4f\Delta L r / (1-1/S)v] [2r(1-1/S)^3 / \Delta L]^2 \quad (4)$$

ここで ΔL は振動境界層が存在しないとした見かけの振幅で $\Delta L = \delta L (1-1/S)^2$ の関係がある.

このような単純化モデルではパラメータ間の基本的な関係は分かるが, 実際のところ断面内でどのような温度分布になっているか, よく分からないし, また上記のように等価熱伝達率 α_{eff} についての構成式が必要である. 著者らの実験(67)はアクリル管を使って得られたものであり, 実際, 富永(16)や稲葉(21)が指摘しているように1 mという長い管路の側壁からの放熱の効果が熱輸送特性に影響し, その意味で上記の構成式には若干精度上問題がある. 例えば周期的な温度変動にさらされるアクリル中の熱浸透深さ $\delta_{KW} = \sqrt{(2\kappa_W / \omega)}$ と熱容量 $\rho_W C_{PW}$ の積は作動流体である水の $\delta_K \rho C_p$ と同オーダーもしくは若干大きな値を持つ. つまり壁温変動の効果を無視できないことになる.

4. 断面内熱拡散モデル

壁の効果はさておき, 流れ場での熱拡散状態を非定常状態をも含めて見ようとする, 流れ場と温度場を数値シミュレーションによって求めるこ

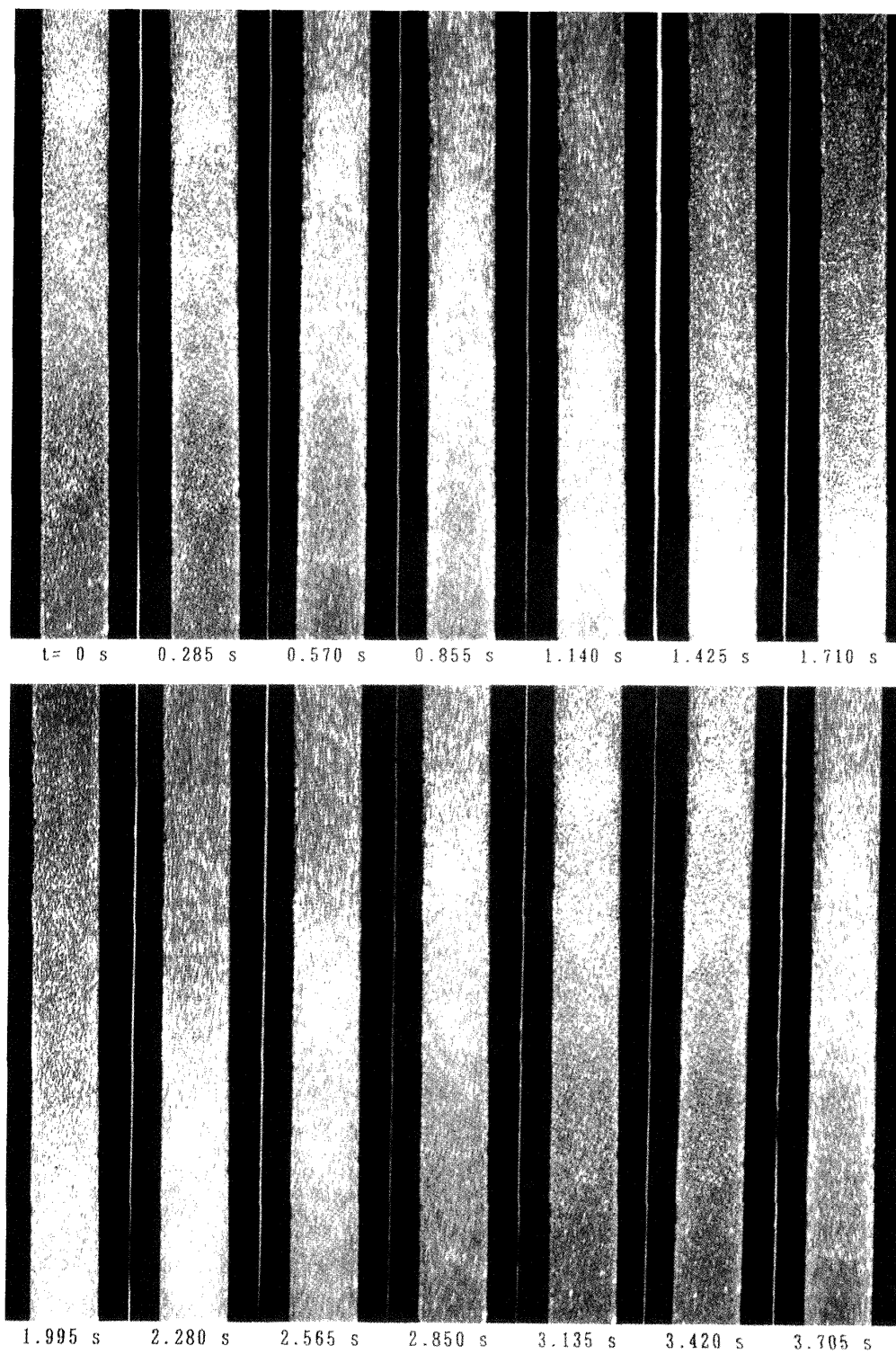


図5 感温液晶によるドリームパイプ内温度分布の可視化
($\Delta L=44.8$ mm, $f=0.32$ Hz, $h=4.5$ mm, $Pr=7.9$)

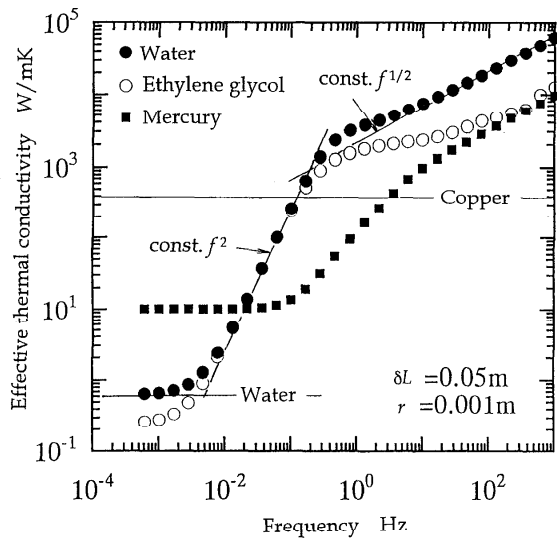


図6 実効熱伝導率と周波数の関係⁽²²⁾

となり、その結果の一例を図4に、また振幅や幾何学的寸法はシミュレーションとは異なるが、振動中の流路内温度分布を感温液晶によって可視化した結果を図5に示す。図4の等温線の形と可視化結果の対応がかなりよいことがわかる。

このような断面内の熱拡散を考慮し、充分に発達した熱輸送状態、すなわち静特性のみを対象とする場合には、Watsonによる物質の異常拡散⁽¹⁾とのアナロジーに基づく西尾ら^(8,9)の解析が代表的である。図6は全実効熱伝導率と振動周波数の関係を表している。熱輸送特性は周波数が非常に低い ($f \sim 0$ Hz) 領域、低周波数の領域 (水では $f = 10^{-2} \sim 10^1$ Hz)、高周波数領域 (水では $f = 1$ Hz以上) の3領域に大きく分類され、それぞれの領域での全実効熱伝導率の漸近解はそれぞれ次式^(8,9)で表わされる。

$$K_{eff} = K \quad (5)$$

$$K_{eff} = K + (1/96) \cdot [1 - (13Pr^2 + 3)W\omega^4 / 2880] \cdot (r\delta L)^2 \cdot (\omega^2 / \kappa) \quad (6)$$

$$K_{eff} = K + 0.707 / [(1 + Pr^{-1})(1 + Pr^{1/2})] \cdot (\delta L^2 / r) \cdot (\omega \kappa)^{1/2} \quad (7)$$

熱移動の基本特性は振動周波数や振幅のみならず Wormersley 数、プラントル数や管径にも大きく依存し、これら因子によって決定される最適条件が存在する。

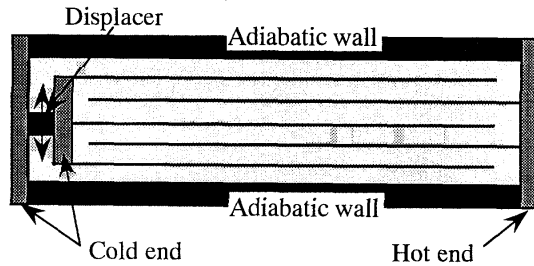


図7 逆位相型ドリームパイプ⁽²²⁾

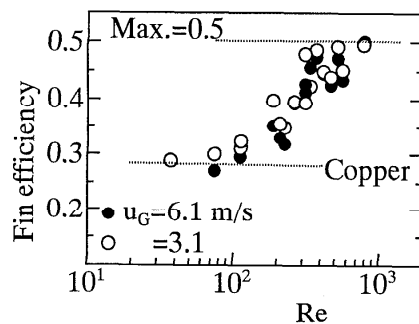


図8 アクティブフィンのフィン効率

5. ドリームパイプ技術の展開

液体の顕熱輸送に基づいたドリームパイプでは必ず何らかの加振系が必要となる。そのため所要動力をできるだけ少なくし、同時に熱輸送能力を大きくすることが今後のドリームパイプの重要な課題である。西尾ら^(10,22)は熱輸送特性を向上できるものとして逆位相形のドリームパイプを提案しており、その一例を図7に示す。このモデルでは Kurzweg のオリジナルモデル⁽²⁾のように流体の往復振動を吸収するための自由界面もしくはダイヤフラムを必要とせず、構成が容易になること、また互いに逆位相で振動する隣合う流路間の熱交換を利用することによってさらに実効熱伝導率の増加が期待できる。

また河本らはこの熱輸送機構を用いてアクティブフィンについての検討を行っている⁽²³⁾。つまり熱伝導に依存した熱源からフィン表面への熱輸送をドリームパイプで置き換え、輸送熱量の増大並びにその制御を計り、同時にドリームパイプを構成する管壁から積極的に放熱させようとしたも

$\Delta L=1.0$ mm 3.0 mm

●	○	Water	$2h/L=9/15$ mm/mm
◆	◇	Water	$5/15$
■	□	Water	$3.4/15$
▼	▽	Silicon oil 5cSt	$9/15$
▲	△	Silicon oil 10cSt	$9/15$

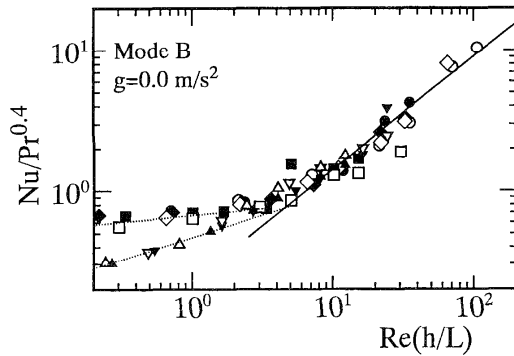


図9 流路壁における熱伝達率の相関
(2次元流路, 数値シミュレーション)

のである。結果的には側壁からの放熱を考慮した稲葉⁽²⁾が対象としたものと同じことになる。

図8は高温熱源から断熱壁を持つドリムパイプによって輸送された熱を、風洞内に設置した放熱部を通じて気流中に放熱するアクティブフィンモデルにおけるフィン効率の実験結果を示したものである。このとき、管内では軸方向への液体振動による熱輸送とともに半径方向にも放熱があり、いわば棒の周囲から放熱がある場合の1次元熱伝導と類似の状態になる。そこで管に沿う時間平均の温度分布の実験結果を棒の熱伝導の場合に習って

$$(T-T_a)/(T_b-T_a)=\sinh \zeta (1-z/H)/\sinh \zeta \quad (8)$$

の形に近似し、 ζ を決定する。ここで T 、 T_a 、 T_b はそれぞれ各位置における管内の時間平均温度、気流の温度、放熱部の根元の時間平均温度を表わし、 z 、 H は軸方向座標、放熱部長さである。この温度分布に基づいてフィン効率を定義すると、

$$(T_m-T_a)/(T_b-T_a)=(1/\zeta)\sinh \zeta / \cosh \zeta \quad (9)$$

と表わされる。 T_m は放熱部全体にわたる平均温度で、放熱部がすべて有効にフィンとして機能した場合にはフィン効率は0.5に近づく。実験結果にはばらつきがあるが、全体的な傾向としてはレイノルズ数 $Re=2rf\Delta L/v$ が大きくなるに従って単調に増加し、この実験の範囲ではほぼレイノルズ数に対して一義的に決まるようである。このことから振動振幅や周波数を設定することによって放熱量の制御

が可能であることになる。

先にも述べたように振動を伴う流路側壁での伝熱問題は音響冷凍機の熱交換器やスターリング冷凍機の蓄冷器での熱伝達問題につながる。そのような場での熱伝達特性を2次元流路を対象として数値計算によって求めた結果の一例が図9に示されている。なおここでは代表長さとして流路の半幅 h を用い、入り口効果の少ない部分の流路中央と壁との対数平均温度差に対して定義した熱伝達率 α_M によるヌッセルト数 Nu とレイノルズ数 Re を以下のように定義した。

$$Nu=\alpha_M h/\lambda_f, \quad Re=2hf\Delta L/v \quad (10)$$

Re が小さいところではプラントル数によってその勾配は異なるが、ある程度以上では、流体や流路のアスペクト比 h/L に関らず、実線で示すように $Nu \propto Pr^{0.4}[Re(h/L)]^{0.8}$ の関係があることが分かる。例えばDittus-Boelterの強制対流熱伝達の式との関係で考えれば、このような振動流では周波数が高い場合には境界層付近の熱拡散が活発で、結果的に乱流場と同様の特性が現れることになる。実現象としてそうなるのか、検証は今後の課題である

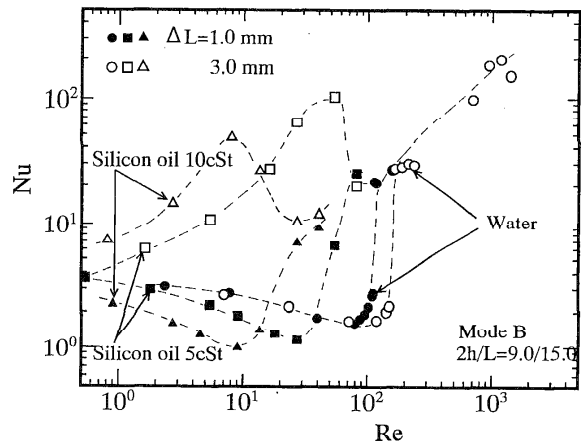


図10 熱伝達特性の分岐

が、興味深い特性の一つであろう。

今の場合には重力の効果が作用しないとした計算結果である。図10には重力の作用のもとでの結果を示す。このとき、流路の温度条件は側壁および流路下部入り口で高温、上部出口で低温である。振動の振幅によって $Nu-Re$ の関係が異なり、振幅 ΔL が小さい場合には Nu は Re の増加とともに減少し、

逆に振幅が大きいと増加する。いずれの場合も Re がある程度大きくなると重力が作用しないとした特性に漸近してくる。このように往復振動流ではその温度境界条件によっては伝熱特性、つまりは内部の流動場に分岐が発生し、自然対流と振動による強制対流の共存対流状態が発生しうることになる。

10. おわりに

ドリームパイプとして知られる液体振動による熱輸送管の機構は境界層とバルク部分の振動の位相差に基づく熱拡散の増大と、振動による強制的なポンピング作用による。熱輸送能力としてはヒートパイプ劣るものの、制御性を有することから今後の熱関連機器の高機能化に伴って更なる発展が望まれる。振動中の乱流遷移を利用した高性能化もその一つであろう。またこのような熱伝達機構は熱輸送管のみならず、本稿で紹介したように蓄冷器での伝熱機構にも強く関連し、今後さらに詳細な、またミクロな分野での研究が待たれる。

参考文献

- (1) Watson, E.J., *J. Fluid Mech.*, 133(1983), pp.233-244.
- (2) Kurzweg, U.H. and Zhao, L., *Physics Fluids*, 27-11(1984), pp.2624-2627.
- (3) Kurzweg, U.H., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 107(1985), pp.459-462.
- (4) 塩冶震太郎, *機誌*, 90-824(1987), 911.
- (5) 小澤守, 坂口忠司, 浜口八朗, 河本明, 市居明彦, 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1988), pp.172-174.
- (6) 小澤守, 坂口忠司, 浜口八朗, 河本明, 市居明彦, 小野茂樹, *機論*, 56-530, B(1990), pp.3056-3063.
- (7) Ozawa, M. and Kawamoto, A., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34-12(1991), pp.3083-3095.
- (8) 西尾茂文, 本間満, 張, *機論*, 60-569, B(1994), pp.233-239.
- (9) 西尾茂文, 張, *機論*, 60-570, B(1994), pp. 627-633 (1994).
- (10) 西尾茂文, 史小宏, 船津功治, *機論*, 60-578, B(1994), pp.3498-3503.
- (11) 勝田正文, *ヒートパイプ技術*, 12-3(1993), pp.12-27.
- (12) Rayleigh, J.W.S., *The Theory of Sound*, 2(1945), Dover.
- (13) Rott, N., *Advances in Applied Mech.*, Vol.20 (1980), pp.135-175.
- (14) Swift, G.W., *J. Acoust. Soc. Am.*, 84-4(1988), pp. 1145-1180.
- (15) Wheatley, J., Hofler, T., Swift, G.W. and Migliori, A., *J. Acoust. Soc. Am.*, 74-1(1983), pp.153 - 170.
- (16) 富永昭, *低温工学*, 25-5(1990), pp.300-303.
- (17) Nishio, S., *Thermal Sci. & Eng.*, 4-1(1996), pp.37-48.
- (18) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 6th ed., (1968), pp.85-87, McGraw- Hill, N.Y.
- (19) 今井功, *流体力学 (前編)*, 裳華房, (1977), pp. 291-300.
- (20) Hino, M., Sawamoto, M. and Takasu, S., *J. Fluid Mech.*, 75, part 2(1976), pp.193-207.
- (21) 稲葉武彦, *機論*, 60-575, B(1994), pp.2538-2543.
- (22) Nishio, S., Shi, X.-H. and Zhang, W.-M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 38-13(1995), pp.2457-2470.
- (23) 河本明ほか4名, 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1990), pp. 886- 888.

気泡駆動型熱輸送管

Bubble Driven Heat-Transport Tubes

西尾 茂文（東京大学生産技術研究所）

Shigefumi NISHIO (Institute of Industrial Science,
University of Tokyo)

1. なぜ新しい熱輸送管が必要か

小さな温度差で大量の熱を輸送したいという要請は、社会に広く存在している。例えば、パソコンを考えてみよう。よく知られているように、半導体チップでは演算速度や集積度あるいは実装密度などの急速な増加により発熱密度が増大している。他方では、ダウンサイジングなどの要請によりパソコン筐体寸法が強く制約されてきており、チップ近傍に許容される冷却用空間も強い限定下にある。そこで、チップからの発生熱を冷却装置の設置が許容される場所まで運ぶ必要が生じる。ところで、周知のように熱が移動する原理には熱伝導と熱放射しか存在しない。双方とも等価回路を介して電気伝導とのアナロジーが成立するが、熱伝導と電気伝導とのアナロジーを例にとって実用材料を考えると、導電率は超伝導材料を考えずとも20桁程度変化するのに対して、熱伝導率は3桁程度しか変化しない。即ち、電気の流れと熱の流れにはアナロジーが成立するが、具体的な値の選択幅には大きな開きがある。そこで、何らかの構造を利用して熱を効率的に輸送する熱輸送管が必要となる。

熱輸送管の代表例は、サーモサイフォンとヒートパイプであり、既にそれぞれ実用化されている。しかし、前者は利用姿勢に限定があり、後者は不凝縮性ガスの混入に敏感であり、双方とも熱輸送量に限界がある。また、例えば熱輸送管を内蔵した熱拡散板の開発や熱輸送管放熱部の外部熱伝達率を向上させるためには熱輸送管の細管化が必要となるが、（マイクロヒートパイプ⁽¹⁾への試みもあるが）細管化はヒートパイプに熱輸送特性の点で好ましくない影響を及ぼす可能性がある。さらに、受熱量に応じて熱輸送特性を自在に制御できるなど制御性に富んだインテリジェント熱輸送管への要請、低コスト化を目指した熱輸送管の単純構造化への要請、経路自由度の高いフレキシブル熱輸送管への要請などもある。

これに対して、細管化やインテリジェント化あるいはフレキシブル化などに対処可能な熱輸送管として、

振動制御型熱輸送管（あるいはドリームパイプ）が提案されている。しかし、（エンジンなど他に加振源がある場合などを考えると分かるように、このことは必ずしも致命的欠陥ではないと考えられるが）この熱輸送管には加振動力が必要であるといった大きな問題が存在する。そこで、さらに新しい熱輸送管が必要となる。

2. ループ式蛇行細管ヒートパイプ

さて、熱輸送管を液体封入率という面で見ると、液体封入率は、一般にサーモサイフォンやヒートパイプでは小さく、振動制御型熱輸送管では1であるが、その中間に位置するものとして（株）アクロニクスが開発した熱輸送管（通称「ループ形蛇行細管ヒートパイプ」）がある⁽²⁾。このループ形蛇行細管ヒートパイプにはいくつかの種類があるが、その中でLCHPと称されるものは図1に概念図を示したように単に中空管を蛇行させた閉ループに、ある封入率で液体を封

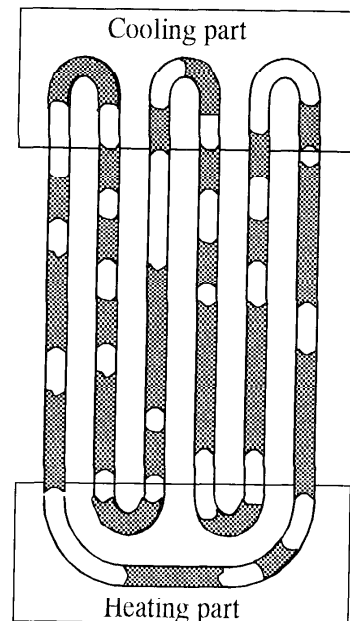


図1 ループ形蛇行細管ヒートパイプ

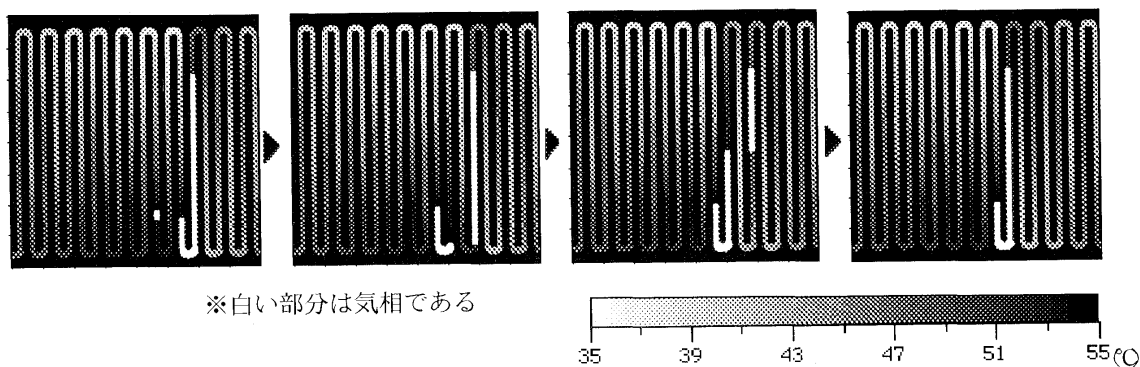


図2 気泡駆動型熱輸送管における蒸気柱伝播モード

入した極めて単純な構造を有するものである。この熱輸送管の作動原理は、文献⁽²⁾によれば「作動液及びその蒸気泡のループ内循環若しくはそれらの軸方向振動によるものであり」、「作動液の循環は受熱部に於いて順次続々と発生する高温高压の蒸気泡が、放熱部付近に於ける凝縮により低温低圧化し容積が縮小した蒸気泡に向かって閉塞作動液群及び先行蒸気泡群を順次推進せしめることにより」、「作動液の振動は核沸騰蒸気泡の急激な発生ととの瞬断による圧力波がループ内を伝播してコンテナ内の全ての蒸気泡群に弾性的且つ間欠的圧縮作用を及ぼすことにより発生する」。これは、本熱輸送管が、熱駆動型加振機構を内在させた振動制御型熱輸送管である可能性を示している。

3. 気泡駆動型熱輸送管

図2および図3は、ガラス管製のLCHPにおける流動様相の一例を示したものである⁽³⁾。作動液体は脱気水、液体封入率は95%、管内径は2.4mm、管全長は約6m、直管部本数は20本(ターン数10)、ループ姿勢は鉛直で下側のU字管部が受熱部である(この場合は、上下のU字管外部に冷却・加熱水を流すことにより作動液の冷却・加熱を行っており、加熱・冷却水温度差は30Kである)。図2は数値計算結果であるが、実験でもほぼ同様な結果が得られているのでより明瞭な数値計算結果を示した。また、図3の縦軸は蛇行管に沿って測った長さ、横軸は経過時間であり、図中の白い部分が蒸気部、黒い部分が液柱部である。

この条件では、直管部本数が20であり、液体封入率が95%であるから、蒸気は一部に集合して半ターン分(ほぼ1本の直管分)を占める蒸気柱を形成する。図2および図3に示されているように、この蒸気柱は

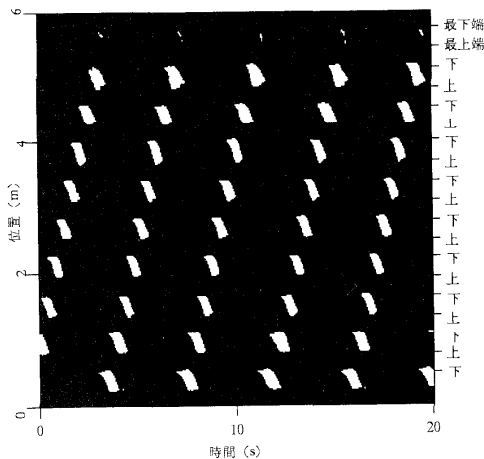


図3 気泡駆動型熱輸送管における流動様式(封入率95%、温度差=30K)

以下に述べるような規則的な運動を行う。即ち、図2左端の状況に示されているように蒸気柱(図中の長い白い部分)を含むターンに隣接するターンで発泡(図中の短い白い部分)が起こり、蒸気柱はその分だけ収縮する。この発泡により、液柱部は発生気泡と蒸気柱との間の(約1ターンの長さの)短い液柱と他方の長い液柱とに分かれる。次に、中央の二つの状況に示されているように、隣接ターンで発生したこの気泡は成長し、元の蒸気柱は収縮を続ける。その結果として、長い液柱部はほぼ静止状態にあるが、蒸気柱は隣接ターンに移行し、短い液柱部分は蒸気柱方向へ蒸気柱長さ(半ターンの長さだけ)移動する。即ち、短い液柱部については、受熱部にあった部分が放熱部に、放熱部にあった部分が受熱部に移動し熱が輸送される。こ

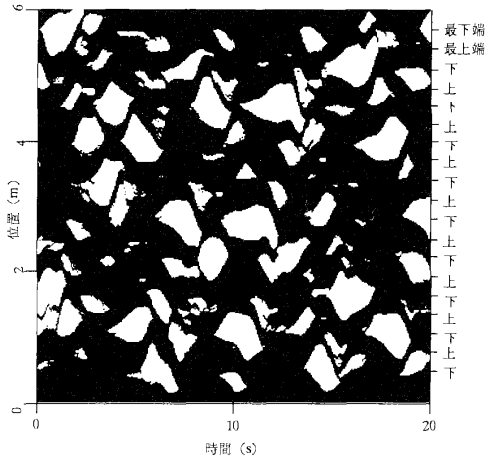


図4 気泡駆動型熱輸送管における流動様相（封入率 75%、温度差 30 K）

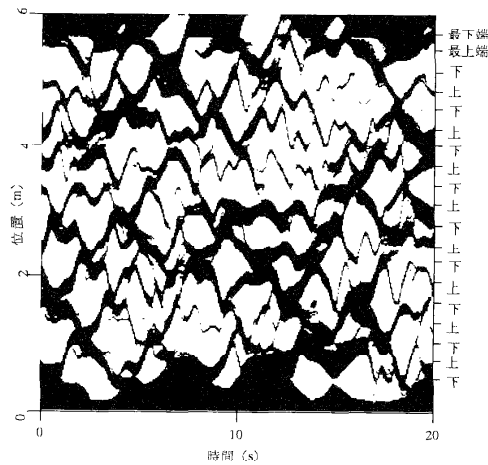


図5 気泡駆動型熱輸送管における流動様相（封入率 45%、温度差 30 K）

の過程に要する時間は、0.4 秒程度であった。

図3に示されているように、こうした隣接ターンへの蒸気柱の伝播とそれによる短い液柱部の逆方向への移動は、この条件では比較的規則的に発生する。

こうした伝播現象は、液体封入率の低下とともに不規則化する。その様子を、図4（封入率 75%、加熱・冷却水温度差 30 K）および図5（封入率 45%、加熱・冷却水温度差 30 K）に示した。図より分かるように、

液体封入率の減少と共に伝播する蒸気柱の数が増え、このために図中の黒い部分（液柱部）の縦軸位置の時間変動を見ると分かるように伝播現象と液柱の移動現象は不規則化し、それに伴い液柱は不規則振動を行うようになる。

以上のように、閉ループ内で発生する蒸気泡あるいは蒸気柱の生成・消滅により駆動される液柱の運動を利用した熱輸送管を、ここでは「気泡駆動型熱輸送管」と呼ぶ。気泡駆動型熱輸送管では、液柱部において振動制御型熱輸送管と類似した連成伝熱に起因する拡散促進効果が起こっていると考えられる。

4. 気泡駆動型熱輸送管の特性

さて、以上のような流動様相の把握に基づき、気泡駆動型熱輸送管の熱輸送特性について考えてみる。

まず、本熱輸送管では、蒸気部は液柱部をいくつかに分断する閉塞蒸気部を形成する必要があると考えられ、したがって蒸気部は管断面内に充満したスラグ状となる必要がある。Chandratillekeら⁽⁴⁾は、この条件を満たす管直径Dとして次の条件を示している。

$$D = (1.5 - 2.0) \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$$

ここで、 σ は作動液体の表面張力、 ρ は密度、 g は重力加速度、添字のL、Vはそれぞれ飽和液、飽和蒸気を意味する。

図6は、図1に示したガラス管製熱輸送管の実効熱伝導率を、加熱水温度 T_H をパラメータとして、液体

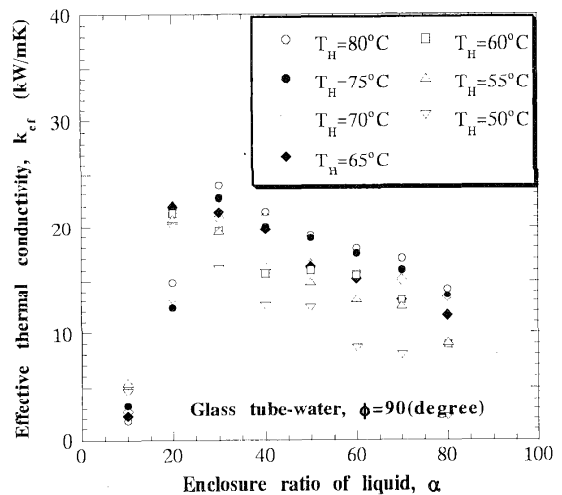


図6 気泡駆動型熱輸送管の特性 (I)

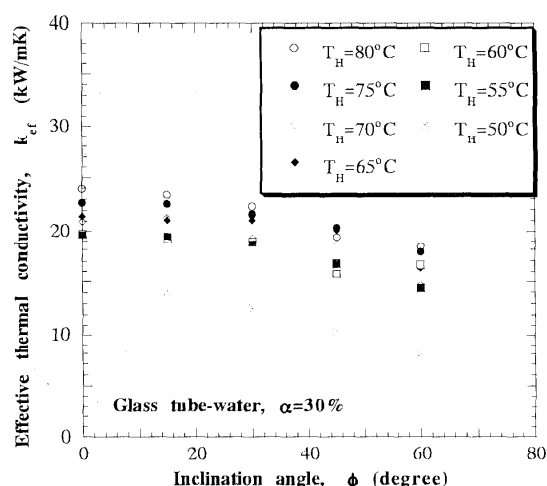


図7 気泡駆動型熱輸送管の特性(II)

封入率 α に対して図示したものである⁽⁵⁾。但し、実効熱伝導率は、輸送熱流束を受熱部および放熱部間の作動流体自体の時間平均温度勾配により定義した。また、冷却水温度は 25°C で一定であり、ターン数は10、管全長は約6.5 mである。図に示されているように、この条件における最大の実効熱伝導率は、銅の熱伝導率の50倍程度に達しており、熱輸送管として十分な熱輸送特性を持っていると考えられる。また、実効熱伝導率は、30~50%程度の封入率で最大値をとっており、自励振動駆動型熱輸送管には最適な封入率が存在することが分かる。このことは、以下のように説明できる。まず、図3~5を見ると分かるように、液柱部の速度は、液体封入率の減少とともに大きくなる(また、受熱・放熱部間の温度差が増大すると同様のことが起こる)。これは、液柱部両端の圧力差が同じであれば、封入率が小さくなると蒸気柱部長さが増大し液柱部長さが減少するため、加速度と加速長さが増大するためであると考えられる。一方、温度差が大きくなると液柱部両端にかかる圧力差が大きくなり、液柱部の速度は大きくなる。そこで、液柱部における顕熱輸送に注目すると、顕熱輸送に貢献する液柱部長さは α に比例し、一方では運動の激しさは温度差 ΔT と $(1-\alpha)$ に関係すると考えられるので、実効熱伝導率は次式で示されるようにある液体封入率で最大値となると考えられる⁽³⁾。

$$k_{ef} \approx \Delta T \alpha (1 - \alpha)$$

図7は、封入率が30%の場合の実効熱伝導率を、

熱輸送管傾斜角に対して示したものである。但し、傾斜角は下部に受熱部がある鉛直姿勢を基準とした角度である。この図から、60度程度傾斜させても高い実効熱伝導率を有していることが分かる。また、液体窒素を作動液体として実験を行った Chandratillekeら⁽⁴⁾の報告によれば、水平姿勢においても本熱輸送管は作動している。

さらに、Chandratillekeら⁽⁴⁾の報告によれば、本熱輸送管には熱輸送に関する限界量が存在するようであるが、その発生機構や予測方法については今後の課題である。

5. まとめ

本稿では、振動制御型熱輸送管において加振機構を内在化させる可能性を示すと考えられる気泡駆動型熱輸送管について紹介を行った。本熱輸送管については、カオスの立場から現象の把握を試みている前沢らの研究⁽⁶⁾もあるが、総じて文献が限られており、また筆者らの研究自体についても詳細を論文として報告する予定であるため、不十分な記述とならざるを得なかった。記して、お詫びする次第である。

文献

- (1) Peterson, G. P., Duncan, A. B. and Weichold, M. H., ASME J. Heat Transfer, Vol. 115(1993. 8), 751.
- (2) 赤地久輝、日本機械学会第71期通常総会講演会講演論文集、Vol. III(1994. 3), 606.
- (3) 細田稔、東京大学工学系研究科機械工学専攻修士論文、(1997. 3)、または細田稔・西尾茂文・白樫了、第34回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. I(1997. 5)、267.
- (4) Chandratilleke, G. R., Ohtani, Y., Hatakeyama, H. and Nakagome, H., 日本機械学会第73期通常総会講演論文集、Vol. IV(1996. 4)、140.
- (5) 西尾茂文・細田稔・永田真一・渡部慶太、第34回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. I(1997. 5)、269.
- (6) 前沢三郎・和泉智水・中島亮輔・魏啓陽、第34回日本伝熱シンポジウム講演論文集、Vol. I(1997. 5)、275.

共鳴波管型冷凍機

Thermoacoustic Refrigerator

飛原 英治（東京大学大学院工学系研究科）
Eiji HIHARA (Department of Mechanical Engineering,
University of Tokyo)

1. はじめに

流体が往復運動をするところに固体壁が存在すると、流体と固体壁との間で熱の授受が起こり、熱の輸送や仕事の発生・消費が行われる。これを一般に熱音響現象といい、本稿で対象とする熱音響冷凍機は、管内の気体の共鳴を利用した熱輸送機関である。

熱音響冷凍は古くは Merkli & Thomann⁽¹⁾により共鳴管内で流速振幅の腹近くでわずかに温度の低下があることが発見され、その後 Los Alamos 研究所の Weatley らのグループが中心となって研究が進められてきた。理論的には、Kirchhoff⁽²⁾による管壁と気体の熱交換による振動の減衰の研究があり、Rott⁽³⁾による Taconis 振動などを対象とする研究が先駆的で熱音響理論の基礎を築いた。熱音響理論を集大成したものとしては Swift⁽⁴⁾の論文が有名で、その後、わが国においても富永⁽⁵⁾による体系的な理論的研究が発表されている。

本稿では、熱音響冷凍の原理について、Swift⁽⁴⁾の論文に基づいて解説し、研究の現状について説明を加えたい。

2. 熱音響冷凍の基本原理解

熱音響冷凍機的基本的な構成要素を図1に示す。気柱共鳴を発生させるためのスピーカ、共鳴管、そして熱を輸送するためのスタック、低温側熱交換器、高温側熱交換器からなる。図1は右端が閉端になっているので、1/4波長の気柱共鳴が励起される例である。右端に大きな体積をもつタンクを接続すれば1/2波長の気柱共鳴を励起することができる。共鳴管の左端に取り付けられているスピーカは速度変動の腹（圧力変動の節）として扱われるのが普通であるが、スピーカが硬い構造の場合には速度変動の節（圧力変動の腹）になることもある。共鳴管の中に薄い板を微小な間隔をあけて並べたものがスタックで、図1のような振動

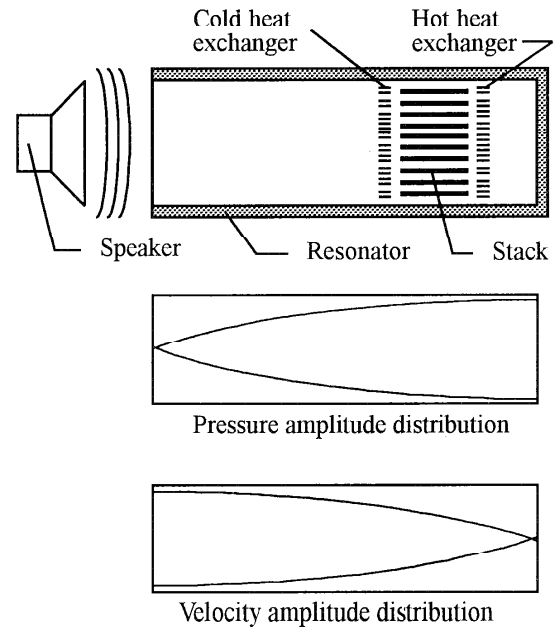


図1 熱音響冷凍機の基本構造と気柱共鳴

モードではスタックの左端から右端へ熱が輸送される。輸送される熱を外部流体と熱交換するのがスタックの両端に配置された二つの熱交換器である。

次に、Swift⁽⁴⁾の論文に基づいて、気柱共鳴によって熱が輸送される原理について説明したい。簡単にするため、図2のように共鳴管内に1枚の無限に薄い板を挿入した場合について考える。共鳴管内の音波の圧力、流速、温度変動は一般に以下のように表現することができる。

$$p = p_m + P e^{i\omega t} \quad (1)$$

$$u = U e^{i\omega t} \quad (2)$$

$$T = T_m + T e^{i\omega t} \quad (3)$$

ここで、 ω は音波の角振動数で、添字 m のついた変数は時間平均値を表し、 P , U , T は変動の振幅関数で、位相成分も含んでいるので複素数である。

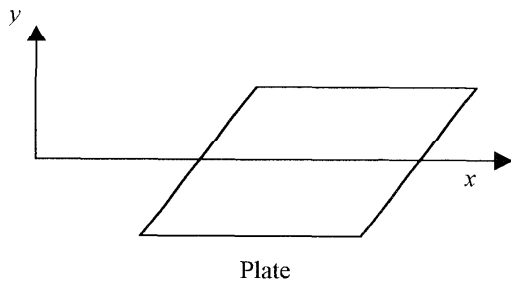


図2 共鳴管内に薄い板を1枚挿入した例

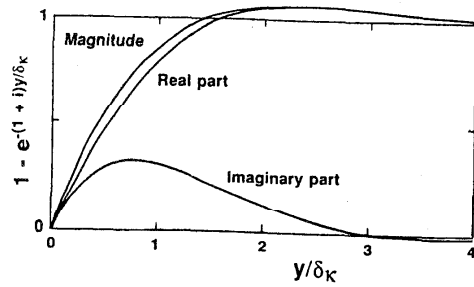


図3 温度変動振幅関数の虚数部, 実数部の計算値⁽⁴⁾

粘性を無視した定在波の場合には, 振幅関数は以下のように表される。

$$P = P_A \sin(2\pi x / \lambda) \quad (4)$$

$$U = i(2\pi P_A / \rho_m \omega \lambda) \cos(2\pi x / \lambda) \quad (5)$$

ここで, P_A は圧力変動の最大振幅を表す実数で, 軸方向座標 x は図1の左端を原点としている。この振幅関数から分かるように, 速度振幅関数は純虚数であるから圧力変動に比べてちょうど $\pi/2$ だけ位相が進んでいる。

挿入された板に軸方向に平均温度勾配 (dt_m/dx) がある時の温度振幅関数は, 気体を理想気体としてエネルギー方程式を解くと, 下記のように表される。

$$T = \left(\frac{P}{\rho_m c_p} - \frac{\text{Re}[U] dt_m}{\omega dx} \right) \left(1 - e^{-(1+i)y/\delta_k} \right) \quad (6)$$

ここで, y は板からの垂直距離, δ_k は温度境界層の浸透厚さで, 気体の熱拡散率を k とすると $\delta_k = \sqrt{2k/\omega}$ である。軸方向の熱伝導を無視すると, 音響による熱輸送は比エンタルピーの変動成分を H とすると,

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^\infty \overline{\rho U H} dy \\ &\cong \int_0^\infty \rho_m \overline{U H} dy = \int_0^\infty \rho_m c_p \overline{U T} dy \\ &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \rho_m c_p \text{Re}[\tilde{U} T] dy \end{aligned}$$

となる。ただし, 変数の上の $\bar{\quad}$ は一周期分の時間平均を, $\tilde{\quad}$ は共役複素数を意味する。 U は式(5)から純虚数であるから,

$$Q = \int_0^\infty \rho_m c_p \text{Re}[\tilde{U}] \text{Im}[T] dy \quad (7)$$

となる。式(7)を見ると, 温度変動の振幅関数 T

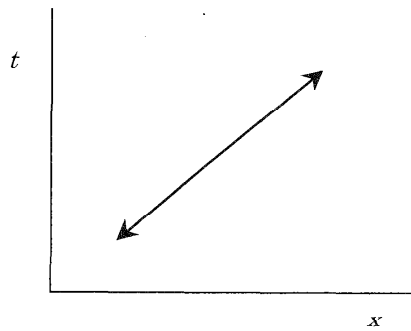
の虚数成分が熱輸送に寄与していることが分かる。

式(6)の右辺右側の括弧の計算例を図3に示す。壁近くの温度境界層内では温度変動の位相がずれて, $0 < y < 2\delta_k$ の領域で T に虚数成分が現れている。このことから, 固体壁近傍の温度境界層内では式(7)の被積分関数が正になり, 熱を x 方向に, 即ち温度の低いほうから高いほうへ輸送していることになる。しかし, 固体壁の温度勾配が大きくなって, 式(6)の右辺第一番目の括弧が負になると, 逆に熱は高温側から低温側へと輸送されるようになる。また, 壁がない単純な定在波では, 式(6)の y を ∞ にしたことに相当し, T は実数で P と同位相になる。したがって, 固体壁がなければ定在波ではエネルギーは輸送されない。そこで, パルス管冷凍機では位相調整器により進行波成分を作り出すことによって音響により熱を輸送できるように工夫している。

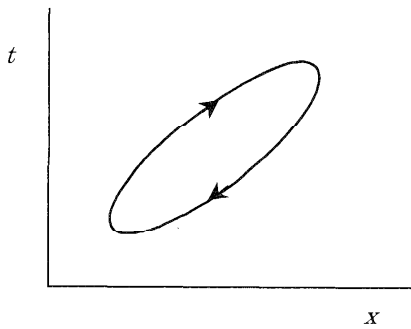
以上の熱の輸送機構を流体塊の動きに着目してラグランジ的に説明すると以下ようになる。固体壁がなく単純な定在波の場合の流体塊の位置と温度変動の関係を書くと図4(a)のようになる。温度変動は圧力変動と同位相であるから, 図中の一直線を往復することになり, 圧縮時に閉端側に運ばれた熱は膨張時に逆にスピーカ側に戻されるので, 正味の熱輸送はない。それに対し, 固体壁があり, 図3の温度境界層内のように温度変動の位相が圧力変動より進んでいる場合には, 流体塊の位置と温度変動の関係は図4(b)のように楕円形になる。時計周りに回る場合は閉端側へ運ぶ熱のほうがスピーカ側へ運ぶ熱より大きいので, 正味の熱輸送があり, 低温側から高温側へ熱輸送する

ことができる。

式(6)の温度変動の振幅について説明を加えると、第一括弧内の第一項($P/\rho_m c_p$)は音波の断熱圧縮・膨張に伴う温度変化の大きさを表し、第二項は温度勾配(dt_m/dx)のある固体壁の近くを流体が往復運動すると高温側から低温側へ熱を運ぶことになりその温度変動の大きさを表している。固体壁の温度勾配が大きくなると、式(6)の第一括弧は負になるので、図 4(b)の回転方向は反時計回りになり、高温側から低温側へ熱を輸送することになる。



(a) 定在波の場合



(b) 温度境界層内の場合

図 4 流体塊の温度変動と変位の関係

次に、音響仕事を考えると、

$$\begin{aligned}
 W &= -\int_0^\infty \frac{\omega}{\rho_m} \overline{iP\rho dy} \\
 &= \int_0^\infty \frac{\omega}{t_m} \overline{iPT} dy \quad (8) \\
 &= -\frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\omega}{t_m} P \operatorname{Im}[T] dy
 \end{aligned}$$

となる。音響仕事も固体壁近傍の温度境界層において温度振幅関数に虚数成分が出ることにより、ゼロでなくなる。固体壁の温度勾配が小さいとき

には $\operatorname{Im}[T]$ は正になり、音響エネルギーを吸収する。したがって、スピーカなどにより外部から仕事を与えることによって、固体壁の温度勾配に逆らって低温側から高温側へ熱を輸送することができる。これが、熱音響冷凍機の基本原理である。固体壁の温度勾配が大きいときには $\operatorname{Im}[T]$ は負になり、音響エネルギーを生成する。スタックの両端の温度差を大きくすることができれば、音響を発生させることができ、その時には高温側から低温側へ熱が輸送される。

3. 冷凍機としての性能予測

冷凍機としての性能は、スピーカに投入する電力を等しくして比較すべきであるが、スピーカの効率は共鳴管の音響インピーダンスに大きく影響されるので除外される場合が多く、スピーカから共鳴管に入る音響エネルギーを等しくして比較したり、圧力振幅を等しくして比較する。しかし、圧力振幅を等しくしたのでは、粘性損失などの音響ロスの大さを考慮しないことになるので、適正な評価はできない。したがって、スピーカから共鳴管に入る音響エネルギーを等しくして比較するほうが良いが、そのためにはスタック部分のみではなく、共鳴管全体を解析しなければならない。ここでは、伝達行列を用いることによって、スタック部とそれ以外の共鳴管部を接続させ、簡便に解析した結果を紹介する⁶⁾。

図5は解析の対象とした装置の概略図である。共鳴管は内寸5cm×6cm、長さ50cmの矩形管で、この共鳴管の一端に容積約28ℓのタンクを取り付け、もう一端は恒温槽から一定温度の水を流し閉端を等温壁とした。装置の基本仕様をまとめて表1に示す。実験結果は割愛し、性能の予測結果のみ述べる。

表1 定格条件

Fluid	Air	Mean pressure	0.1MPa
Tube length	0.5m	Initial temp.	15°C
Stack position	0.35~0.45 m	Plate half-gap	1.0mm
Energy input	100W/m ²	Plate half-thickness	0.05mm
Stack material	Stainless steel		

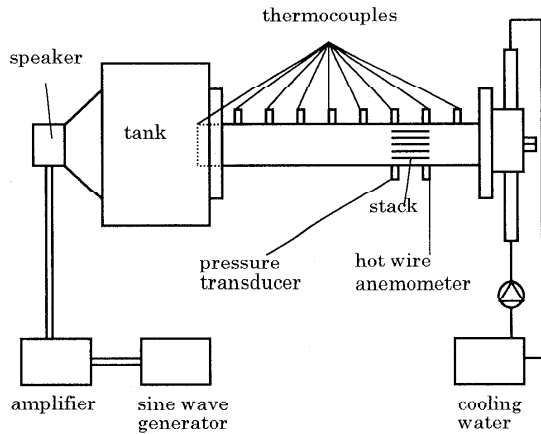


図5 実験装置概略図⁽⁶⁾

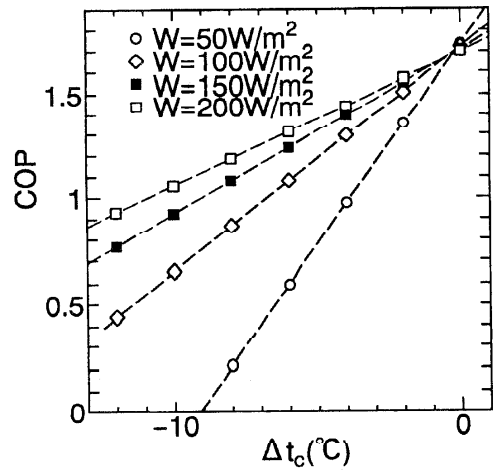


図6 共鳴管への入力仕事は COP に与える影響

図6は低温部の温度を変えたときの成績係数の変化を入力音響エネルギーをパラメータとして示したものである。低温熱源の最低到達温度は入力エネルギーを大きくするにしたがって低下することが分かる。

図7, 8はそれぞれスタックの長さ, スタック層間距離の影響を計算したものである。スタック長さは短いほどCOPは高いが, 短すぎると熱伝導のため最低温度は下がらなくなる。また, スタックの層間距離はこれまでは温度境界層厚さの2倍程度が良いとされてきたが, ここでは, 層間距離を大きくするほどCOPは大きくなった。これは従来の議論が圧力振幅を一定に保っていたためで, 入力仕事一定の条件では層間距離を大きくするほど圧力振幅が大きくなり, COPはそれほど低下しない。むしろ, 層間距離を大きくするほど熱伝導率の高いスタック断面積が流路断面に占める割合が小さくなり, 熱伝導による損失が減り, 最低到達温度が下がる傾向がある。このように, 熱音響冷凍機の性能を比較するときには, 何を一定に保って比較するかが重要である。

4. 実験的研究例

音響冷凍機の例

図9は Garrett ら⁽⁷⁾により報告されている宇宙用熱音響冷凍機の例である。冷凍負荷は5W以下, 高温端と低温端の温度差が80°C以下の条件で設計されたものである。ヘリウムを主成分とする希

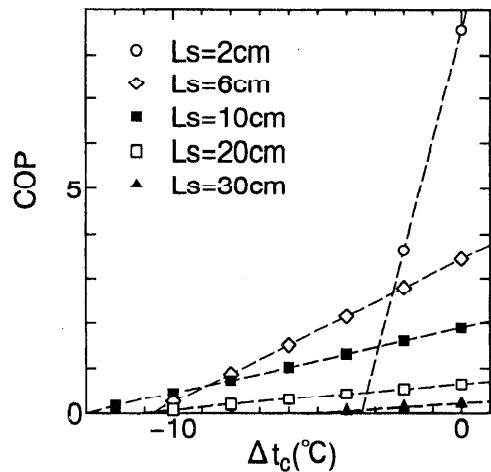


図7 スタック長さ(Ls)が COP に与える影響

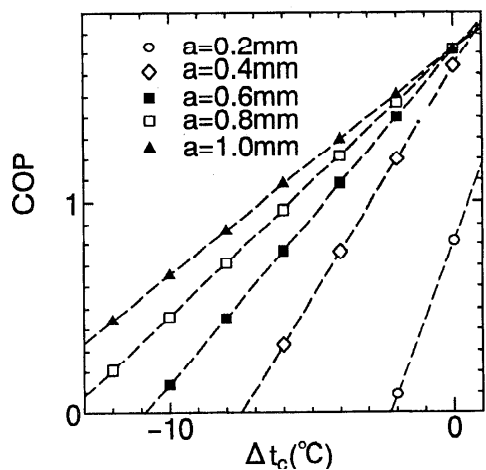


図8 スタック層間距離(2a)が COP に与える影響

ガスの混合ガスが圧力 1.0MPa で充填されている。圧力振動は約 400Hz で振幅は充填圧力の約 2% である。冷凍機としての性能は、図 10 に示すように、逆カルノーサイクルの成績係数に対する計測された成績係数の比が十数%であると報告されている。ただし、成績係数の定義式の分母はスピーカに投入された電力ではなく、共鳴管に供給された音響エネルギーがとられているので注意を要する。共鳴管中には定在波が励起されるので、スタック近傍以外では圧力変動と速度変動の位相差は $\pi/2$ である。スピーカに投入された電力のどれくらいが音として共鳴管に入っているのかを圧力と速度の測定から求めようとしても、 $\oint P\bar{U}d\tau = 0$ で

あるので測定できない。どのようにして音響仕事を測定しているのか詳細は不明である。

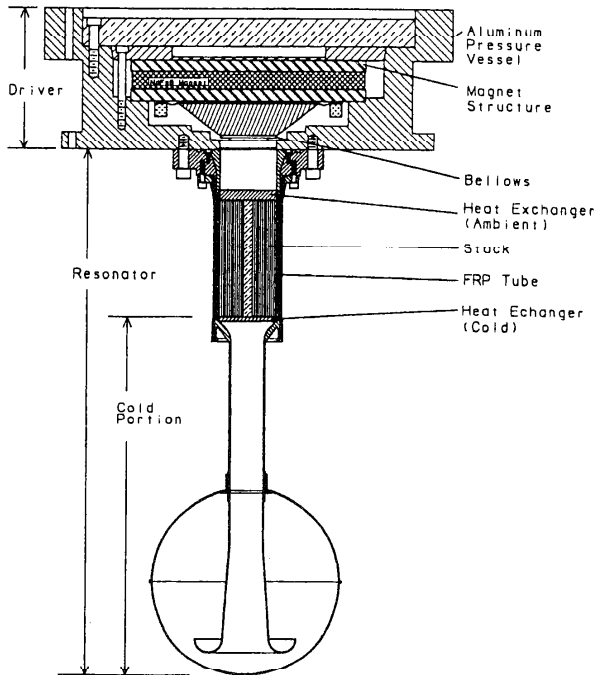


図 9 宇宙用熱音響冷凍機の例⁷⁾

音響発生器の例（熱音響オルガン）

本稿の趣旨からはやや寄り道になるが、熱音響現象を利用した音響発生器の例を紹介したい。図 11 は筆者の研究室で学部 3 年生がゼミで製作した熱音響オルガンの概略図である。共鳴管としてガラス管を用い、その中にステンレス薄板を渦巻き状に巻いたスタックを入れ、その片側をニクロ

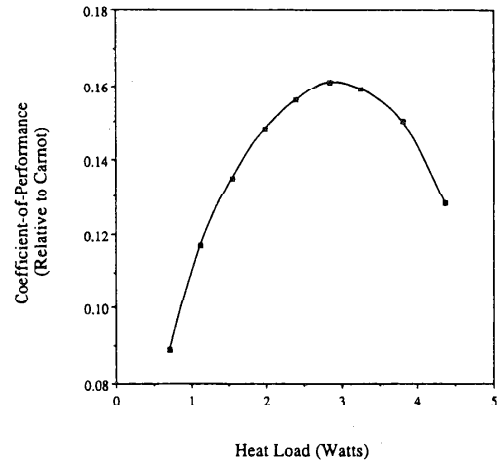


図 10 冷凍機としての性能⁷⁾

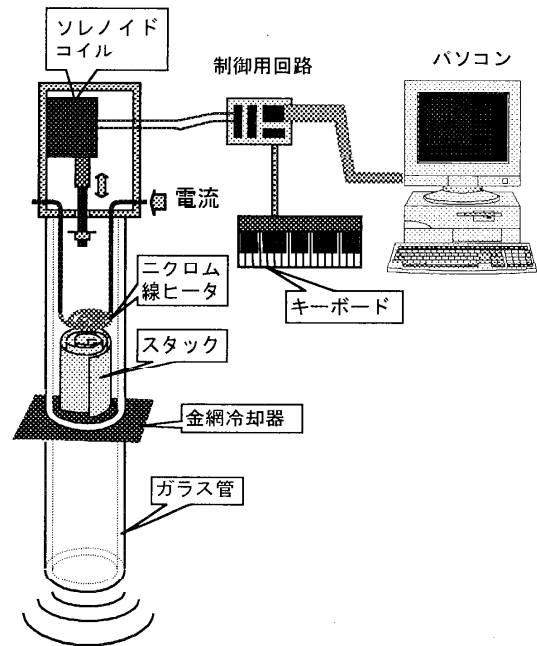


図 11 熱音響オルガンの概略図

ム線ヒータで加熱し他方を金網で冷却する構造である。ガラス管長の 4 倍の波長の音がガラス管下部から放出される。ガラス管の上端面にあいた穴を電磁コイルで閉めて音の発生させ、穴を開けることによって消音操作を行う。1 本の管で 1 音のみ発生するので、2 オクターブ分 (25 本) 製作し、発音消音操作はコンピュータによって制御し、自動演奏やキーボードからの演奏ができるようになっている。原理は、熱音響冷凍機の逆で、固体壁

の温度勾配が大きくなると音響エネルギーを発生させることができることを利用している。実用性は全くないのであるが、熱音響現象を理解していただくのに適した題材で、学園祭の展示では好評なようである。

わが国の研究例

世界的には米国の研究が最も進んでいるが、わが国でも実験的な研究が進められている。原ら⁽⁸⁾は、図12に示すような3/4波長の共鳴管長さを有する装置を製作し、スタック位置による圧力波形の変化や最低到達温度の測定を行っている。共鳴管長さが3/4波長に選ばれた理由は、図1のような1/4波長管では、スピーカの損失により発生した熱がスタックの低温端に伝導で伝わるため、熱ロスが発生するのであるが、3/4波長管ではスピーカとスタックの高温端が近接することになり、損失が発生せず、効率の向上が期待できるからである。ただし、共鳴管の長さを長くすると粘性損失が大きくなるので注意を要する。

また、河本ら⁽⁹⁾はスタック内の温度分布に特に注意を払いながら実験や解析を行っている。Swift⁽⁴⁾の理論は音波の波長に比べてスタック長さが短いことや圧力振幅が大きくないことを仮定した線形理論であるから、スタック内の温度分布などは実験とは合わないことが示されている。そこで、音響二次流れなどの非線形性を考慮すべきであると主張している。

5. おわりに

スピーカによって共鳴管内に定在波を発生させるだけで、冷凍効果を生む熱音響冷凍機の概略を述べた。理論的にはSwift⁽⁴⁾の論文によりすべて説明されたような印象を与えるが、不明な点も多い。例えば、スピーカを鳴らして冷凍機を動作させると、スタックの高温端温度は上昇し、低温端温度は低下する。熱音響理論によれば、スタックの高温端を冷却することにより、低温端温度がより一層下がるのが期待されるが、実際に実験してみると、低温端温度の低下は極めて少なく、期待通りの低温は得られない。この現象は実用化を阻害している原因の一つであるが、その理由は分からない。

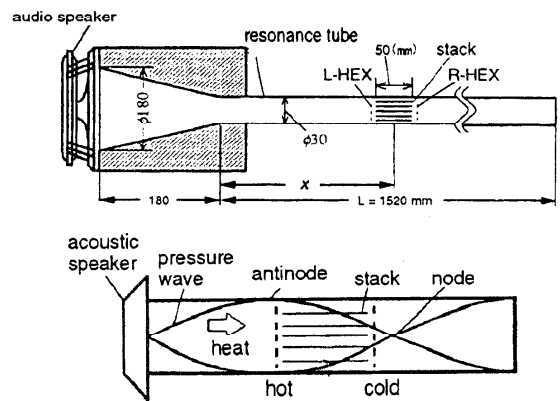


図12 原らの熱音響冷凍機⁽⁸⁾

熱音響冷凍機の性能を考えると、何を共通にして比較するか（効率の式の分母に何をとりか）がしばしば問題になる。実験的にはスピーカの電気入力を一定にするか、圧力振幅を一定にするのが容易であるが、圧力振幅を一定にしたのでは真の評価をしたことにならないと思う。粘性損失などの音響仕事を評価の中に入れる必要がある。このことは理論的な研究にもいえることで、圧力振幅を与えなければ性能の予測ができない理論では不完全である。冷凍機の性能評価という点では、スピーカの電気入力を一定にして比較するのが良いと思われる。

参考文献

- (1) P. Merkli and H. Thomann, *J. Fluid Mechanics*, **70** (1975), 161.
- (2) G. Kirchhoff, *Annalen der Physik*, **134** (1868), 177.
- (3) N. Rott, *Advances in Applied Mechanics*, **20** (1980), 135.
- (4) G. W. Swift, *J. Acoustic Society America*, **84** (1988), 1145.
- (5) 富永昭, 低温工学, **27** (1992), 543 など.
- (6) 山田豊・飛原英治・斎藤孝基, 日機論B編, **62** (1996), 1185.
- (7) S. L. Garrett, J. A. Adeff and T. J. Hofler, *J. Thermophysics Heat Transfer*, **7** (1993), 595.
- (8) 原利次・大嶋丈晴・関根俊和, 第34回伝熱シンポジウム論文集, (1997), 495.
- (9) 河本明・小澤守・有川富貴, 日機論B編, **62** (1997), 290.

パルス管冷凍機の進展

Progress on Pulse Tube Coolers

松原 洋一（日本大学）

Yoichi MATSUBARA (Nihon University)

1. はじめに

パルス管冷凍機は管内振動流体のエネルギー輸送現象に対する理解が進むにつれて、その本質的な機能が明らかにされてきた。管内振動流体の圧力と変位との位相を基準にした富永の提案によると、パルス管冷凍機は3世代に分類されることが知られている¹⁾。第1世代は1963年にGiffordによって発明され、現在ベーシック型と呼ばれるもので²⁾、第2世代は1984年にMikulinらによって提案された方式でオリフィス型と呼ばれている³⁾。

1988年に松原らによって提案されたムービングブラグ型、チャッキ弁型⁴⁾や1990年にS. W. Zhuらによって提案されたダブルインレット型⁵⁾等はまとめて第3世代に分類され、それ以後に開発された幾つかの方式もほとんど第3世代に属する。もちろん何れの方式でも、その構造と駆動周波数との関係を誤れば、第2世代に転落する可能性を持っているので、それぞれの位相制御特性に十分な理解が必要である。

パルス管内振動流体の位相制御特性は、必要とされる蓄冷器の効率に著しい影響を与えるが、本章では蓄冷器特性の詳細については割愛する。

2. パルス管冷凍機の基本構成

パルス管冷凍機は、図1に示すように、振動流発生源、蓄冷器、パルス管および位相制御機構の主要構成要素からなる。

振動流発生源には、現在三つの方法が使われている。

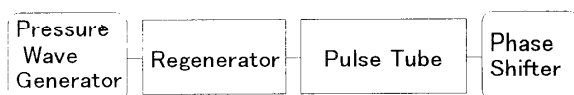


図1 パルス管冷凍機の基本構成

1) 調和振動するピストンによって振動流を発生させる方式で、スターリングサイクルの圧縮機部分と同等であることから、これを採用したパルス管冷凍機をスターリング方式と呼ぶ。代表的な周波数帯域は20~50 Hzである。

2) 定常流を発生させる通常の圧縮機と周期的な流路切替弁との組み合わせにより振動流を発生させる方式で、ギフォード・マクマホンサイクルの圧縮機部分と同等であることから、これをG-M方式と呼ぶ。代表的な周波数帯域は1~2 Hzである。

3) 熱源を入力として音響振動を発生させる装置から仕事流を取り出して冷凍機側に供給する方式で、熱音響発振器方式と呼ぶ。周波数帯域は50~300 Hzが検討されている。

蓄冷器は使用される温度領域によって異なるが、200~300meshの銅またはステンレス網、直径0.2~0.3mm程度の鉛粒および希土類磁性材料の粒等を薄肉円管に挿入したものが一般に用いられている。蓄冷器の機能はエントロピーを低温から高温に汲み上げることにあり、したがって基本的には、その両端に外界と熱のやり取りをさせる目的の熱交換器が配置される。

パルス管は一般に肉厚0.5mm程度のステンレス管が用いられており、その機能は振動発生源から蓄冷器を介して流入する仕事を排出させるための流路になることと同時に、低温部を熱的に絶縁させる役割も果たしている。ただし第1世代のパルス管では後述のように、これらとは別の本質的に重要な機能を果たしている。

位相制御機構は、パルス管内に仕事の流れを発生させるための装置であり、圧力振動に対して気体の変位を遅らせることを目的としている。すなわち、この位相遅れがあることによって振動発生源からの仕事の流れが生じ、全体が冷凍機として機能することになる。

パルス管冷凍機は、その作業流体として理想気体を用いることができるという特徴を持っており、ほとん

どの冷凍機でヘリウムガスが用いられているので、以下断らない限りヘリウムガスを対象とする。

3. 位相制御機構

3. 1 ベーシック型パルス管冷凍機

図2はベーシック型パルス管冷凍機 (BPTC) のパルス管部のみを示したもので、左端には蓄冷器が接続され振動流体が供給される。右端には特に積極的な位相制御機構は設けず、単に熱交換器が接続されているだけである。

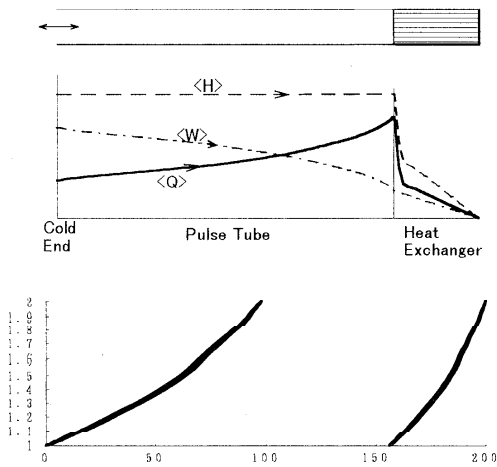


図2 BPTCの動作原理

管内ガスは圧力振動しているが、管の長さが圧力波の波長より著しく短い場合には、圧力は一様に変化すると考えて良い。ここで管内の任意の位置におけるガスエレメントの動きに注目する。ガスの変位(振幅)は管閉端に向かって減少している。したがって初期値として全体が一様な温度の時、圧力振動に基づく温度振動があり、管壁近傍のガスは変位の両端付近で壁と熱交換をする。その熱のやり取りの向きは、閉端側で壁からガスに熱が伝えられ、開端側でその熱を壁に放出する。したがって全体として熱は管閉端方向に汲み上げられて行き、その結果、閉端方向の温度が上昇していくことになる。これは、閉端部の熱交換器で熱除去し、その温度を一定に保てば、管開端側の温度が低下していくことを意味する。この場合、熱の流れは図の<Q>で示され、閉端に向かって増大する。一方、圧力変動とガスの変位との位相差に基づく仕事の流れは図の<W>のように変化する。すなわち仕事の流れはパルス管内で

徐々に熱に変換されながら一定のエンタルピーの流れ<H>によって閉端まで運ばれ、そこで熱として系外に放出される。図2下の線図は縦軸が圧力、横軸がパルス管の位置を示し、ガスエレメントの変位と圧力変化との関係をプロットしたもので、この面積がPV仕事、すなわち、その位置での仕事の流れを現す。このような仕事の輸送効果は、管壁の温度勾配が、ガスエレメントの温度変化に一致したときに零になる。つまり、管両端の温度差が、ある範囲内であれば、この管は熱を低温端から高温端に運ぶ役割をしていることになる。しかし以上の動作原理で明らかかなように、この基本型パルス管で得られる最大温度差には限界があり、また流量当たりの仕事量も非常に少ないことから、極低温冷凍機としてはすでに利用されなくなっている。

現在では、1984年以後に開発された各種の改良型パルス管が利用されており、それらの冷凍発生機構も基本型パルス管とは全く異なるもので、パルス管閉端部にオリフィス等の位相制御機構を設けることにより、むしろスターリングやG-M冷凍機の冷凍発生機構に準ずるものとなっている。

3. 2 オリフィスおよびダブルインレット型パルス管冷凍機

図3のように、ベーシック型パルス管の閉端部にオリフィスを介してバッファ容器を接続したものをオリフィス型、更に蓄冷器をバイパスするような流路を設けたものをダブルインレット型と呼び、それぞれの冷凍機をOPTC(Orifice Pulse Tube Cooler)、DPTC(Double Inlet Pulse Tube Cooler)で略す。

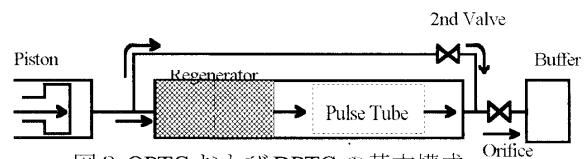


図3 OPTCおよびDPTCの基本構成

図の例では振動流発生源としてのピストンから供給される仕事が矢印のように流れることによって、蓄冷器とパルス管との接合部の温度が低下し、冷凍機となる。その理由は、以下のような計算から概略を知ることができる。

図4に示されるように、ピストンの容積変位 V_c を、 $V_c = 0.5 * V_{co} (1 - \sin(\omega t))$ とする。その結果、パルス管両端付近のガスは振動によってパルス管を出入りするが、中央部のガスは常に

パルス管内に留まっている。破線で示したこの部分のガス（質量 m_{pt} ）をガスピストンと呼ぶ。

このガスピストンの変位と変動圧力とから求められるPV仕事を等価PV仕事と呼ぶ。等価PV仕事の概念は、当初、パルス管の低温端で得られる膨張仕事すなわち最大冷凍量を見積もることが目的であった。最も単純なモデルとして、等温膨張過程と理想的な蓄冷器（ガス流路としての空間は考慮するが、蓄冷器内部での温度振動は無い）とを仮定することにより、任意の位相制御機構を持つパルス管冷凍機における低温端でのPV仕事を比較することが可能となった。

しかし、等価PV仕事の概念は、単に特定ガスエレメントの位置の変位に注目しているだけのことから、低温端でのPV仕事のみならず任意の位置での仕事の流れの変化を見ることが出来る。特に蓄冷器での圧力損失を考慮に入れることにより、DPTCや4バルブ型パルス管冷凍機（後述）等の位相制御特性が容易に理解できるようになった。

今、蓄冷器内での圧力損失が、蓄冷器中央部で集中的に発生しているものと仮定し、図示されているそれぞれの空間内の質量を、 m_1 、 m_2 、 m_{pt} 、 m_3 、 m_4 とすれば、系内圧力変動を以下の3式で現すことができる。

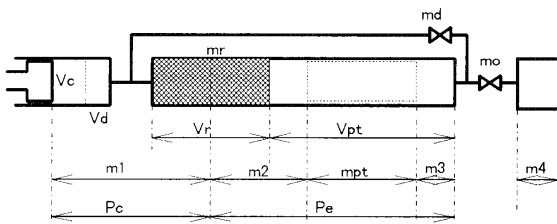


図4 等価PV方式の計算モデル

$$P_c = m_1 R \left[\frac{V_c + V_d}{T_h} + \frac{0.5V_r}{T_{rh}} \right]^{-1}$$

$$P_p = (m_2 + m_{pt} + m_3) R \left[\frac{0.5V_r}{T_{re}} + \frac{V_c}{T_e} + \frac{V_p}{T_p} + \frac{V_i}{T_h} \right]^{-1}$$

$$P_b = m_4 R T_h / V_b$$

蓄冷器平均温度は、高温側 T_{rh} 、低温側 T_{re} の2分割とした。更に各容積内質量の時間変化は、オリフィス、バイパス弁および蓄冷器での流路係数を α_o 、 α_d 、 α_r とすれば、

$$\dot{m}_1 = \alpha_r (P_p - P_c) + \alpha_d \sqrt{P_p^2 - P_c^2}$$

$$\dot{m}_2 = -\alpha_r (P_p - P_c)$$

$$\dot{m}_3 = \alpha_o \sqrt{P_p^2 - P_b^2}$$

$$\dot{m}_4 = -\alpha_d \sqrt{P_p^2 - P_c^2} - \dot{m}_3$$

で近似することができる。ガスピストンの変位に基づく各容積の時間変化は、

$$V_e = m_2 R T_e / P_p - 0.5 V_r T_e / T_{re}$$

$$V_p = m_{pt} R T_p / P_p$$

$$V_i = V_{pt} - V_p - V_e$$

で表せる。以上の関係式を Runge-Kutta で解くことにより、仕事の流れを求める。パルス管両端での等価PV仕事は、 j を一周期の時間分割数として、

$$W = f \sum_{j=1}^N (P_j \Delta V_j)$$

で求められ、オリフィス等を通過する仕事の流れは、

$$\langle W \rangle = R T P_m \sum_{j=1}^N \left(\frac{\dot{m}_j}{P_j} \right) / j$$

で求められる。

計算結果の具体例として、表1の緒元をもつ実験機と同じ入力条件での計算結果を、実験結果と対比させる形で表2に示した。運転条件は封入圧力 1.2 MPa、運転周波数 17.1 Hz で、DPTC として動作させたときの 80 K での実冷凍能力は 10.25 W である。

具体的な計算方法は、 W_c およびそれぞれの圧縮比が実験結果とほぼ一致するように α_o と α_r および α_d の入力値を調整した。バイパス弁での仕事の流れは、ピストン側から直接 50.38 W が弁に流入し 31.56 W でパルス管側に流出していることを現している。

表1 80 Kパルス管冷凍機の諸元

Swept volume of the piston; Vc	64.52 cm ³
Dead volume; Vd	38.20 cm ³
Regenerator void volume; Vr	54.7 cm ³
Regenerator length; Lr	9.3 cm
Pulse tube volume; Vpt	37.2 cm ³
Pulse tube length; Lpt	14.6 cm
Buffer volume; Vb	1624 cm ³

表2 実験結果との対比

	Experiment	Calculation
Input PV work; Wc	164.3 W	164.34 (215.56)W
Pressure ratio at Vd	1.39	1.386 (1.350)
Pressure ratio at Vpt	1.29	1.298 (1.167)
PV work at Ve; We	?	18.89 (22.0)W
We/mc	?	29.17 (16.3) J/gr
Work flow at orifice	?	50.35 (22.0)W
Work flow at bypass valve	?	50.38 → 31.56 W (0W)

したがって、蓄冷器に流入する仕事は、その差の 113.96 W になっている。なを計算値の括弧内は DPTC

と同じオリフィス開度でバイパス弁を閉じたときの OPTC としての値である。

以上の計算結果は、幾つかの重要なことを示唆している。まず同じピストンの排斥容積でも OPTC の方が入力が大きくなるのは、オリフィスでの仕事の消費が減少しているのにも関わらず、それ以上に蓄冷器での仕事損失が増大していることを意味している。パルス管側での圧縮比は OPTC の方が小さいにもかかわらず等価 PV 仕事が大いのは蓄冷器を通過する質量流速が大いことによる。表中の m_e は V_e 内の最大質量であり、OPTC の W_e/m_e が小さくなっているのはそのためである。

図5、図6は V_c 、 V_e 、 V_i での PV 仕事を比較したもので、 V_c の差が主に圧力と変位との位相差に基づいていることがわかる。更にバイパス弁の効果が V_e での等価 PV 仕事の位相に強く影響していることも読み取れる。 V_e と V_i との位相差に注目すると、パルス管容積を必要以上に大きくすることが得策でないことが理解できよう。更に、両図の比較において V_e と V_i との間隔すなわちガスピストンの長さが DPTC にすることによって長くなっており、管壁とガスとの

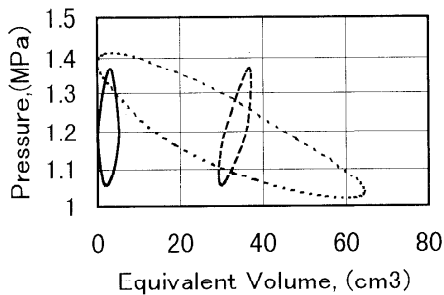


図5 DPTC の等価 P V 線図

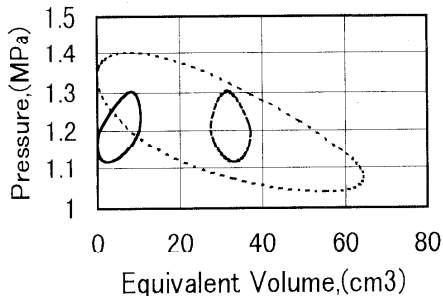


図6 OPTC の等価 P V 線図

間で生ずるシャトル熱伝達損失が低減することを示唆している。

この傾向性を確認する目的で、管壁との熱伝達を考慮した計算を行うと図7、図8が得られる。点線はパルス管の温度分布で、破線がエンタルピー、実線が仕事の流れを示す。図は右側が低温端となっているので、負の値は低温から室温に向かう流れを意味する。DPTC、OPTC の何れも管内での仕事の流れはほぼ一定で、エンタルピーの流れより大きく、BPTC とは逆に室温から低温に向かう熱の流れがあることを示しているが、その値は OPTC の方が大きく PV 線図からの予測と一致する。

この熱流の計算値は熱伝達係数に強く依存しており、この例では層流を想定した一定値を用いているので、定量的評価は困難である。しかし管材に比熱の低い材料を用い、管内壁をテフロンコートする等によってこの熱流を低減させることは可能であろう。

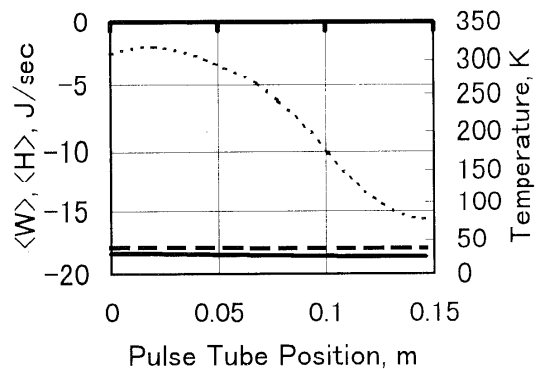


図7 DPT の温度分布と熱流

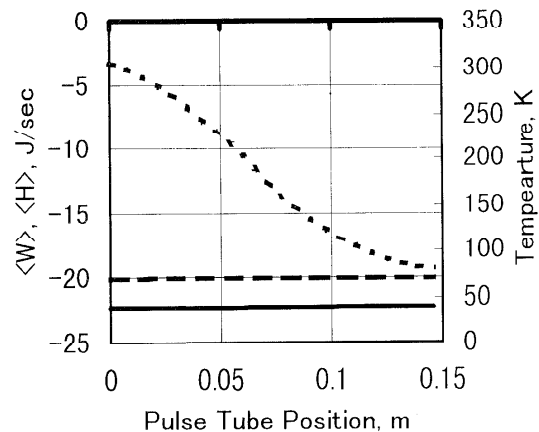


図8 OPT の温度分布と熱流

いま、この熱流を無視し、パルス管低温端での熱損失を蓄冷器からのエンタルピーの流れ $\langle H \rangle_r$ のみとし、冷凍量 Q を、

$$Q = W_e - \langle H \rangle_r$$

$$\langle H \rangle_r = I_e c_p (T_c - T_e) \sum_{j=1}^n |m_j|$$

で現せるものとする。 T_c, T_e は蓄冷器の高温、低温端温度、 c_p は定圧比熱、 m は蓄冷器を通過する流量、 I_e は蓄冷器の非効率である。何れも本来一定値ではないが、ここではとりあえず一定値とし、 m は蓄冷器低温端の値で代表させる。

オリフィス開度を一定とし、バイパス弁開度（図では 2nd Valve Opening Rate と記す）を変化させたときの計算結果を図 9～11 に示す。図 9 は実線がオリフィスでの仕事流、破線、点線がそれぞれバイパス弁の

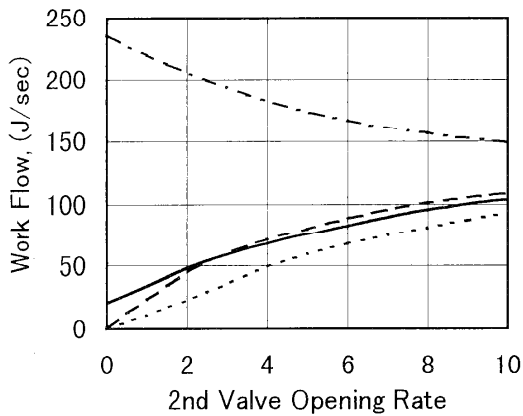


図 9 入力仕事および弁での仕事流

ピストン側およびパルス管側での仕事流（すなわち破線と点線との差がバイパス弁で失われた仕事を現す）で、一点鎖線がピストンでの入力仕事である。図 10 は実線が低温端での等価 P V 仕事、 W_e 、すなわち最大冷凍量を現し、破線が上式で蓄冷器非効率を 0.5% としたときの冷凍量、 Q 、点線が次式で求めた %カルノーである。

$$\%Carnot = \frac{Q}{W_e} \frac{T_c - T_e}{T_e} * 100$$

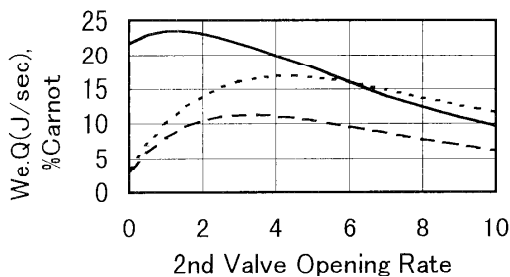


図 10 等価 P V 仕事、冷凍量および %カルノー

以上の比較において特に注目すべきことは、まずバイパス弁を開けていくとオリフィスとバイパス弁での仕事流が増大していくのにも関わらず入力仕事が単調に減少していくことである。これはすでに述べたように蓄冷器の流路抵抗による仕事損失が著しく減少していることを意味している。次に、低温端での等価 P V 仕事はバイパス弁の特定開度で最大値を示すが、その開度は実質冷凍量および %カルノーが最大となる位置とは必ずしも一致していない。その差は蓄冷器の非効率によるものと考えられる。

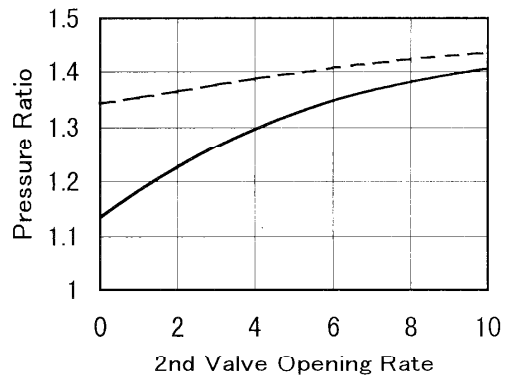


図 11 蓄冷器の圧力損失

図 11 は実線がパルス管内での圧縮比で、破線がピストン側での圧縮比を示す。バイパス弁開度の増大に伴いピストン側の圧縮比が増大するのは、図 5、図 6 の比較から明らかなように、パルス管内での圧力とガスの変位との位相が変化することによっている。

以上の計算において蓄冷器の非効率 0.5% は、実測冷凍量と計算による Q とがほぼ一致するように選択されたものである。表 2 の計算結果に対応する蓄冷器のエンタルピー流は DPTC で 9.7 watt、OPTC で 17.4 watt となり、入力に対する損失評価（エクセルギーバランス）は、図 12 のようになる。

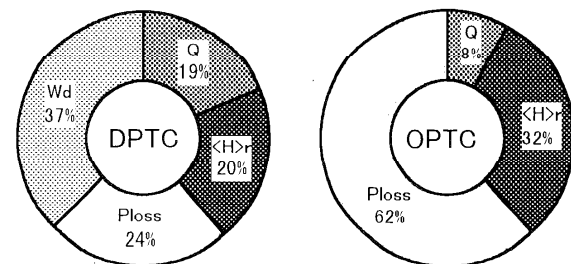


図 12 DPTC と OPTC との損失比較

Ploss は蓄冷器での圧力損失、Wd はバイパス弁での仕事損失の割合を現す。したがってこの実施例では、ダブルインレットにより仕事損失が増大しているにもかかわらず、その効果が冷凍機の特長向上に寄与していることがわかる。ただし、非常に良い蓄冷器でエンタルピー流が少なく、圧力損失も少ないものを使用した場合にはダブルインレットの効果は小さく、場合によってはむしろ効率が劣化する可能性のあることが以上のような計算によって示唆されている。

しかし実験に使用された蓄冷器の構造から計算によって求められるエンタルピー流が、以上の結果と一致するか否かは現時点では明確ではなく、今後の課題として残されている。

3. 3 その他の位相制御機構

すでに述べたように例えば図3のピストンを通常の圧縮機と流路切替弁とに置き換えれば、G-M方式のパルス管冷凍機になり、以上と同等な計算手法で各構成要素の損失割合を評価することが可能である。

G-M方式に特有な位相制御機構として現在までに知られているものを図13に示す。(a)は4バルブ型パルス管冷凍機⁶⁾の基本構成図で、V1、V3が圧縮機の吐出側に、V2、V4が吸入側に接続される。各バルブの開閉を制御することにより、低温端で理想的な等価PV仕事を得ることが可能となる。(b)はアクティブバッファ型と名づけられた方式で、V3、V4を圧縮機側ではなく、それぞれ独立したバッファ容器に接続し、所要入力の高減を図ったものである⁷⁾。

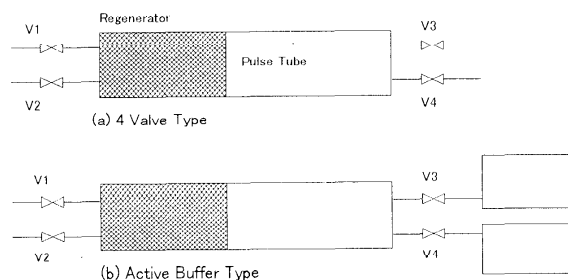


図13 G-M方式のパルス管冷凍機

一方、スターリング方式でも図3のオリフィスを細長い管に置き換えたもの(ネックチューブ型)が提案され、特に運転周波数の高い領域での適応性が検討されている。これは、その管内ガスの慣性力を利用しようとするもので、管の寸法とバッファ容積との組み合わせによる共鳴周波数近傍で運転することにより、バイパス弁を利用しなくてもパルス管低温端での等

価PVが理想化されることを期待するものである。

4. 終わりに

パルス管冷凍機は、従来からその応用が進められてきたスターリングおよびG-M冷凍機の何れにも置き換えられ、更なる信頼性の向上や低価格化が図れるという観点から広範囲の実用化を意図した研究開発が進められている。その冷凍温度もパルス管を2段にすることにより、2.2 Kにまで達している⁸⁾。

その一方で、パルス管冷凍機の本質的な非効率の要因に関する理解も進んできており、各構成要素の組み合わせの最適化に関する指針も与えられるようになってきた。今後の研究課題としては、熱源を入力とする方式で可動部の全く無いパルス管冷凍機に注目し、その総合効率を向上させるために必要な条件を明らかにしていくことが重要かと思われる。

(文献)

- 1) 富永昭：“パルス管冷凍機の位相依存性”；低温工学,27(1992)134.
- 2) Gifford, W.E. and Longworth, R.C.: "Pulse tube refrigeration", Trans. ASME, J. Eng. Ind. 63, (1964) 264.
- 3) Mikulin, E.L., Tarasov, A. A. and Shkrebyonok, M.P.: "Low temperature expansion pulse tube", Adv. Cryog. Eng. 29, (1984) 629.
- 4) Matsubara, Y. and Miyake, A., "Alternative Methods of the Orifice Pulse Tube Refrigerator", Proc. Fifth Int. Cryocooler Conf., (1988) 127.
- 5) Zhu, S., Wu, P. and Chen, Z., "Double Inlet Pulse Tube Refrigerators- An Important Improvement", Cryogenics 30, (1990) 514.
- 6) Matsubara, Y., Gao, J.L., Tanida, K., Hiresaki, Y. and Kanako, M., "An Experimental and Analytical Investigation of 4 K Pulse Tube Refrigerator", Proc. Seventh Intl. Cryocooler Conf., Santa Fe, U.S.A. (1992) 166.
- 7) Kakimi, Y., Zhu, S. W., Ishige, T., Fujioka, K., Matsubara, Y., "Pulse Tube Refrigerator and Nitrogen Liquefier with Active Buffer System", 9th Intl. Cryocooler Conf., New Hampshire, U.S.A. (1996).
- 8) Wang, C., Thummes, G. and Heiden, C., "A two-stage Pulse Tube Cooler operating below 4 K", Cryogenics Vol. 37, No. 3 (1997) 159.

熱音響原動機における線形および非線形過程 —米国における研究紹介—

Linear and Nonlinear Processes in Thermoacoustic Prime Movers
—Research Topics in United States—

渡部 正夫 (九州大学工学部)
Masao WATANABE (Faculty of Engineering,
Kyushu Univ.)

1 はじめに

熱音響管理論を用いた機器に関する研究、特に prime mover 及び heat pump の研究が最近再び活発に行われている。この辺りの経緯については、Wheatley (1986) 及び Swift (1988) に詳しい。熱音響管の線形理論の基礎は Rott によって確立され、その後の研究者により、実験的にも理論的にも十分な発達を遂げた。しかしながら、非線形領域にまでその対象を広げた場合には、プロセスが非常に複雑になるために、既存のモデルの適用性の可否については議論のわかれるところである。このような状況の下で、既存のモデルを見直し比較的簡略化した条件のもとで、熱音響管理論の新たなモデルを一から構築しようという研究が行われ始めている。

本報告では特に米国国内での最近の研究成果の例として、Atchley らの実験的研究と Prosperetti らの理論的研究とを取り上げ、その概略を紹介する。

2 実験的研究

Atchley らは、これまでの熱音響における伝熱問題の基礎理論解析に対する量的な実験的考察が十分に行われていなかったとの反省のもとに、最も単純な熱音響 prime mover に分類されるスタック (もしくは ThermoAcoustic Couple (TAC)) が設置された管を用いて実験的研究を行った。以下に彼らのグループが行った実験的解析例を三つ紹介する。

2.1 音響により生成される温度勾配

Atchley ら (1990) は長さ 1220mm 内径 38mm の銅管内に、長さ 6 ~ 10mm、幅約 25mm のステンレスもしくはグラスファイバーの薄板を 1.5mm 間隔で積み重ねた TAC を設置し、熱音響管を製作した。管の一端に取り付けたスピーカにより管内に定在波を作り、TAC の管軸上の位置をパラメータとし、TAC 上に発生する温度差及び温度勾配を測定した。作動ガスとしては、アルゴンとヘリウムが用いられた。実験装

置の詳細は文献 (Atchley, et. al. 1990) に述べられている。

TAC 上に形成される温度勾配は、TAC との熱接触時に、管内ガス内に音響的に生成されるエントロピー流れによるものであり、圧力波の最大振幅、平均ガス圧力、ガスのプラントル数、TAC の構成、及び定在波中の TAC の位置によって変化することが報告された。

現象の非線形性を示す尺度として、運転係数 (圧力振幅のガス平均圧力に対する比) が用いられ、実験は 0.1 ~ 2.0% の条件で行われた。運転係数が 0.4% 以下であれば既存の理論による予測と一致するが、さらに高い運転係数では予測との一致は見られなくなり、約 1.1% までは予測とのずれは線形的に大きくなっていき、1.1% 以上になると、TAC 上での温度差は完全に不規則性を示すことが観察された。

2.2 prime mover の非自励振動領域における挙動

次に Atchley (1992) は管内平均ガス圧力とスタック上の温度勾配をパラメータとして熱音響 prime mover の周波数応答を測定し、特性係数 Q と応答周波数に関する研究を行った。実験に用いられた熱音響管は長さ 1015.6mm 内径 38.2mm の銅管内に、長さ 35mm、厚さ 0.28mm の 304 ステンレス薄板 35 枚を 0.77mm 間隔で積み重ねスタックとしたものを用いた。

実験結果は振動の特性係数 Q の逆数によって整理され、 Q は以下の式で定義されている。

$$\frac{1}{Q} = \frac{\dot{E}}{\omega E_{ST}} \quad (1)$$

ここで、 \dot{E} は散逸パワー、 E_{ST} は prime mover 内に蓄えられたエネルギー、 ω は周波数を表している。 Q の逆数を用いているのは、 $1/Q$ が熱音響 prime mover の音響パワー出力に比例しており、自励振動開始時には 0 となるからである。

実験はスタック上に様々な温度差を与え、熱音響管内での圧力振幅の減衰を測定することにより行われ、温度勾配が増加すると Q が増加する、すなわちスタック

ク上での減衰が減少することが観察された。さらにスタック上の温度差を増加させ約 300K 程度の温度差が実現されると、音響管は自励振動を始め、スタックにより負の減衰機構が存在していることが確認された。

また、定在波解析により得られた予測と実験結果を比較することにより、温度差が自励振動開始条件よりも低ければ良い一致を見ることが報告された。特にスタック上での温度分布に対しては比較的鈍感であることが示された。 Q は主に熱音響 prime mover の形状と境界層厚さに依存し、ガスの種類には大きく影響されないことが述べられている。

2.3 熱音響管の安定曲線

前節でも述べられたが、特性係数の逆数 $1/Q$ が 0 となる条件で自励振動が開始される。Atchley (1994) はこの自励振動が発生する条件下、すなわち圧力振幅が管内ガス平均圧力に比較して大きな場合について研究をすすめた。特に、基本モードと二次モードに着目し、ヘリウムを作動ガスとした熱音響 prime mover の安定解析を行った。

自励振動の開始は安定状態から不安定状態への遷移であるとみなされる。自励振動開始状態よりも不安定側に作動点が移動すると、負の減衰が発生し、圧力振幅は指数関数的に成長していくが、非線形効果と散逸効果、分散効果とが釣り合っ定常状態が実現され、圧力振幅の成長は止まる。このときの典型的な圧力振幅は平均ガス圧力の数パーセントのオーダーの範囲についての実験結果が報告された。

安定限界に関する予測と実験結果とは比較的良い一致を示し、ある振動モードの安定性は他のモードによって影響を受けること、またあるモードが他のモードを抑制することが観察された。

実験パラメータ空間の大部分で基本モードは二次モードよりも不安定になり易く、基本モードが支配的であることが示された。

熱音響管の基本モードの速度の antinode の位置に円盤を取り付け、基本モードのみを抑制することにより二次モードが支配的となる領域を拡大させ、二つのモードが同時に励起させることが可能であり、そのとき波形は準周期的となることが示された。より詳細な解析はより複雑な挙動を示す領域を見出し、さらには熱音響 prime mover の振動制御法の新展開へと導く可能性のあることが示唆されている。

3 理論的研究

次に Prosperetti ら (Watanabe 1997, Yuan 1997) のグループが行った研究を紹介する。彼らは特にスタックを熱伝達要素とした熱音響管機器に対して非線形現象を考慮に入れた解析を行うために、時間領域での定式化が必需であるとの立場より、非線形圧縮性流れ及び衝撃波解析において一般的な方法を用いた。すなわち、支配方程式を管断面上で面積分し、準一次元モデルを構築する手法である。このモデルは以下の三つの点で特徴的である。

1. 完全に非線形系で記述されている。
2. 非線形効果の解析に有効な時間領域で定式化されている。
3. 管の断面積変化の効果を考慮に入れている。

モデルの概略を示した後、線形解析と非線形解析に関して紹介する。

3.1 モデル

Prosperetti らが用いたモデルを示す。式の導出の詳細は文献 (Watanabe 1997) に述べられている。

連続の式は以下で表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (S \rho u) = 0 \quad (2)$$

ここで、 x は管軸に沿った座標、 $S(x)$ は局所断面積、 ρ は気体の密度、 u は断面平均の軸方向速度である。運動量方程式は以下で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (S \rho u^2) + \frac{\partial p}{\partial x} = -\mathcal{D}(u) \quad (3)$$

ここで、 p は管断面平均の圧力、 \mathcal{D} は抗力作用素である。エネルギー式は以下で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\gamma-1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left[u S \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) \right] = \mathcal{H}(T_w - T) - \frac{dT_w}{dx} \mathcal{Q}(u) \quad (4)$$

ここで、 γ は比熱比、 T は管断面平均気体温度、 $T_w(x)$ は個体壁温度である。方程式系は完全気体の状態方程式が成立するとの仮定を用いることにより閉じる。

$$p = R \rho T \quad (5)$$

上式 (2) ~ (4) 中に現れる作用素 \mathcal{D} 、 \mathcal{H} 、 \mathcal{Q} は以下の式によって定義される。

3.2 線形解析

$$D(u) = D\rho \left[1 + \theta_V \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] u \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(T_w - T) &= H\rho c_p \left[1 + \theta_V \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] \\ &\times (T_w - T) + k_n \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) \end{aligned} \quad (7)$$

$$Q(u) = c_p \rho Q \left[1 - \theta_Q \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] u \quad (8)$$

ここで、Swift(1988)の提案した速度分布を仮定することにより、周波数 ω を用いて式(6)～(8)中のパラメータは以下の式より決定される。

$$D(1 + i\omega\theta_V) = i\omega \frac{f_V}{1_V} \quad (9)$$

$$H(1 + i\omega\theta_T) = i\omega \frac{f_K}{1_K} \quad (10)$$

$$Q(1 - i\omega\theta_Q) = \frac{1}{1 - \sigma} \left(\frac{1}{1 - f_V} - \frac{\sigma}{1 - f_K} \right) - 1 \quad (11)$$

ここで σ はプラントル数である。式(9)～(11)中の実部と虚部とを分けることにより、 D と θ_V 、 H と θ_T 、 Q と θ_Q が得られる。

間隔 l の並行平板スタックが設置されたときには f_V 、及び粘性境界層厚さ δ_V は以下で与えられる。

$$f_V = \frac{\tanh(1+i)l/2\delta_V}{(1+i)l/2\delta_V} \quad (12)$$

$$\delta_V = \sqrt{\frac{2\mu}{\omega\rho}} \quad (13)$$

以上の方程式系を解くためには、適切な境界条件が必要である。特に prime mover の場合には速度が管両端で与えられる。このとき、温度は $x=0$ と $x=L$ において、以下を満たす。

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} + H \left(1 + \theta_T \frac{\partial}{\partial t} \right) \right] T &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial t} \\ + H \left(1 + \theta_T \frac{\partial}{\partial t} \right) T_w &+ \frac{k_n T}{\gamma p} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (14)$$

以上得られた数学モデルを用いて得られた線形解析および非線形解析結果を以下に紹介する。

前節までに得られたモデルの線形化モデルを用いて、Watanabe(1997)らによって得られた解析結果を紹介する。彼らの研究結果の中で、特に線形理論より導かれた式(9)～(11)で得られた抗力及び熱伝達パラメータの有効性、及び管断面積変化の影響を考慮に入れることが可能である点が強調されている。

計算結果は前出の Atchley(1992)の実験結果と比較された。特性係数の逆数 $1/Q$ は以下の式で解析的に計算された。

$$\frac{1}{Q} = 2 \frac{\text{Im}\omega}{\text{Re}\omega} \quad (15)$$

圧力の固有関数、振動の固有値、及び式(15)で得られた Q を Atchley の結果と比較し良い一致を見た。また、実験結果より得られた断面積及び壁温の不連続に関して考察を行っており、不連続が鋭い場合の方が、より大きな熱音響エネルギーの転換が実現され、圧力が高ければ密度も大きく、質量流束における面積不連続の影響も大きくなるという知見を得た。

更に、断面積変化の影響を調べるために管断面積が以下の式で表される $S(x)$ を仮定した。

$$S(x) = S_0 \left[1 + C \cos^2 \pi \left(\frac{2x}{L} - 1 \right) \right]^2,$$

$$\text{for } \frac{1}{4}L \leq x \leq \frac{3}{4}L$$

$$S = S_0, \quad \text{for } x < \frac{1}{4}L, x > \frac{3}{4}L \quad (16)$$

$C > 0$ の場合(管 a)は管中央で断面積が最大となり、 $C < 0$ の場合(管 b)は最小となる。管 a においては、基本周波数と二次のハーモニクスを増加させ、一次のハーモニクスを減少させる効果があり、管 b に関しては、正反対の効果があることが報告された。

温度差が約 500K よりも大きい場合には、管 a においては振動モードの antinode をスタックのほうへ引き寄せるために、熱音響的不安定作用を減少させる効果があり、管 b においては振動モードの antinode を反対方向へと移動させるためにダンピングを弱める効果があることが観察され、より低い温度差では上記の効果と振動モードの非対称性との相乗効果により、正反対の挙動が観察された。

次に上記モデルの非線形領域への適用について述べる。

3.3 非線形解析

さらに大きな圧力振幅が存在するような条件下では準衝撃波が形成される。Yuanら(1997)はTVD(Total Variation Diminishing)法を用いて数値解析を行い、熱音響 prime mover に関しては、振動の成長及びその飽和をモデルがよく記述することが可能であることが示された。

計算結果は Atchley ら(1990)の実験結果と比較した結果、質的な一致を見たが、圧力振幅に関しては、実験結果よりも大きな値を与えることが示された。この原因に関しては以下の二点が挙げられている。

1. 実験条件に含まれる小さな誤差の増幅。
2. モデル構築の際の仮定導入の際の誤差。

理由 1. に関しては当該条件下での計算結果が温度分布及び断面積分布に非常に敏感であったことよりの推測であり、理由 2. に関しては、彼らのモデルはスタックと波との間の熱交換を支配する重要なパラメータに対して近似を施せざるを得ず、これらの近似が精度の良いものでなかった可能性を示唆している。

以上のようにモデルの不確かさ及び、改良の余地があるにしても、Prosperetti らの提唱する単純な数学モデルは以下の二点において興味深い。

1. 現時点において、熱音響 prime mover の時間依存の挙動を記述できる唯一のモデルであること。
2. 熱音響管の設計に援用できること。

特に 2. に関しては、例えばスタックが理想状態にあるならば、管中央で太くなる管のほうが、一定の管よりもより強力な波を形成することが出来ることなどが報告され、熱音響挙動に関するさらに興味深い現象が観察される可能性を秘めている。

Prosperetti らは彼らの提起したモデルをベースにした今後の研究の方向性を示しているが、彼らの研究の紹介のまとめとして、それらを紹介する。

1. スタック内の熱伝導などの影響を考慮に入れることにより、より現実的なものにする。
2. 熱音響管冷凍機にも適用可能なモデルへと展開すること。
3. 弱非線形解析法を用いて非線形挙動に対して解析的にアプローチすること。

4 まとめ

熱音響管理論に関して米国における最近の研究を、特に線形解析と非線形解析という観点より、Atchley らのグループによる実験的研究と Prosperetti らのグループによる理論的研究を各々取り上げ、紹介した。

今回取り上げたのは prime mover に関する研究のみであるが、実験的研究及び理論的研究のどちらにおいても、現在の prime mover の研究の延長線上に熱音響冷凍機の研究が視野に入れられている。熱音響理論を冷凍機へ応用する場合には、大容量・高効率冷凍機の実現のために、圧力振幅が平均圧力と比較して大きな作動条件で運転されなければならない。このような場合の熱音響管の挙動に関しては、既存の線形モデルの適用は不可能であり、今度ますます非線形解析は重要となり、熱音響理論のさらなる発展が学問の見地からも、実用的見地からも望まれる。

5 参考文献

- (1). Atchley, A. A., and Kuo, F.; Stability Curves for a Thermoacoustic Prime Mover, *JASA*, **95** (1994) pp.1401-1404.
- (2). Atchley, A. A.; Standing Wave Analysis of a Thermoacoustic Prime Mover below Onset of Self-Oscillation *JASA*, **92** (1992) pp.2907-2914.
- (3). Atchley, A. A., et. al.; Acoustically Generated Temperature Gradients in Short Plates, *JASA*, **88** (1990) pp.251-263.
- (4). Gaitan, D. F., and Atchley, A. A.; Finite Amplitude Standing Waves in Harmonic and Anharmonic Tubes, *JASA*, **93** (1993) pp.2489-2495.
- (5). Swift, G. W.; Thermoacoustic Engines, *JASA*, **84** (1988) pp.1145-1180.
- (6). Watanabe, M., Prosperetti, A., and Yuan, H.; A Simplified Model for Linear and Nonlinear Processes in Thermoacoustic Prime Movers, Part I. Model and Linear Theory, *JASA*, (1997) accepted.
- (7). Wheatley, J.; Intrinsically Irreversible or Natural Heat Engines, *Frontiers in Physical Acoustics*, North-Holland, (1986), pp.35-475.
- (8). Yuan, H., Karpov, S., and Prosperetti, A.; A Simplified Model for Linear and Nonlinear Processes in Thermoacoustic Prime Movers, Part II. Nonlinear Oscillations, *JASA*, (1997) accepted.

A Review on Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices

Kahoru TORII (Yokohama National University)
and Jurandir Itizo YANAGIHARA (University of São Paulo)

The study of the influence of longitudinal vortices on heat transfer is related to the present day development of high-performance thermal systems. The recent researches have shown that these vortices play an important role in enhancing heat transfer. One example is the flow within a turbine cascade that involves complex vortex interactions on the turbine endwall and at the base of the turbine and compressors blades. These vortices create hot spots that significantly reduce the life of a turbine. On the other hand, the use of longitudinal vortices to enhance the heat transfer in the air side of plate-fin heat exchangers has been considered promising. Streamwise vortices also occur frequently in aerodynamic flows such as the trailing vortex's shedding from the wings of aircraft, or embedded vortices introduced into boundary layers on aircraft wings to prevent separation.

Until the last decade, few works have focused on the potential use of vortex generators to enhance the heat transfer in compact heat exchangers. Most of the earlier works dealt with longitudinal vortices and heat transfer as related to turbine blade cooling. By contrast, studies of the fluid dynamical aspect of streamwise vortices in their many forms constitute a large body of literature. Longitudinal vortices have deserved attention primarily due to their connection to aeronautical engineering. In the recent years, however, many research works have been conducted to study the influence of longitudinal vortices on heat transfer.

The present review aims to focus on the effect of longitudinal vortices generated by wings on the heat transfer enhancement in boundary layers, ducts and plate fin-tube geometries. Longitudinal vortices present in curved surfaces (Taylor-Görtler vortices),

and secondary flows generated by active techniques ("corona wind") are not considered here. Complimentary information about the topic of this review can be found in the detailed review papers that were presented recently by Fiebig (1995) and Jacobi and Shah (1995).

1. The interaction between longitudinal vortices and its adjacent flow

The early work involving longitudinal vortices in boundary layers was oriented toward their utility as a mixing mechanism to prevent separation in an adverse pressure gradient. The standard technique was to produce an array of vortices near the edge of the boundary layer that would mix the high-velocity fluid from the inviscid stream with the shear layer near the surface. Schubauer and Spangenberg (1960) investigated many different types of generators to find out which were the most effective to prevent boundary layer separation. They concluded that different vortex generating mechanisms produced about the same degree of mixing. Sedney (1973) reviewed studies investigating effects of small protuberances on boundary layer flows and concluded that for three-dimensional protuberances the general effect is the production of vortex patterns. He subdivided these vortex systems into the vortex system upstream of the separated flow, the spiral vortices in the near wake, and the horseshoe vortex system. The most prominent feature distinguishing three-dimensional disturbances from two-dimensional disturbances was the remarkable streamwise persistence of the structures generated. Kitchens et al. (1981) calculated the

streamwise vorticity decay downstream of a three-dimensional protuberance for a laminar boundary layer. Ersoy and Walker (1986) computed the motion of a counter-rotating pair of two-dimensional vortices above a plane wall to explain the viscous-inviscid interaction that produced eruption and ejection of secondary vortices near the wall.

Recent work on vortex/boundary layer interactions has focused on the details of the mean and turbulence structure of the boundary layer to relate these measurements to the modification in turbulent boundary layer transport processes. The structure of turbulent boundary layers with embedded streamwise vortices has been studied extensively by Bradshaw and co-workers at Imperial College and Stanford University. Vortices were generated by placing delta winglet vortex generators in a wind tunnel settling chamber, upstream of the contraction nozzle, to reduce the wake effects of the delta winglet while conserving the circulation. Mean flows, Reynolds stresses, triple products, and skin friction measurements were obtained at two streamwise locations in a turbulent boundary layer with zero pressure gradient. Shabaka et al. (1985) reported the results for single longitudinal vortices embedded in a turbulent boundary layer. Skin friction measurements revealed that in regions where the secondary flow was directed toward the wall the skin friction increased. Decreased skin friction was observed where the secondary flow was directed away from the wall. The Reynolds shear stress ($\overline{u'v'}$) distribution was severely distorted by the presence of the vortices and is very small or slightly negative in the downwash region. Significant induced vorticity was produced by viscous interaction between vortices and the surrounding boundary layer flow. The shear correlation coefficient and the stress-energy ratio, which are usually constant for a two-dimensional boundary layer, were drastically changed in the region of the vortices. Correlation coefficients for the shear stresses $\overline{u'w'}$ and $\overline{v'w'}$ achieved numerical values similar to those for $\overline{u'v'}$, indicating that the secondary shear stress is strongly organized and important. Introduction of vortex pairs with the

common flow upward produced significant inward lateral divergence of the boundary layer, as reported by Mehta and Bradshaw (1988). Vortex pairs produced stronger distortion of the boundary layer than the single vortices. Boundary layer fluid is lifted up by the vortices, and entrained into them, but there was very little direct interaction between the vortices. The distance of the vortex cores above the surface grew downstream, and was roughly twice the boundary layer thickness. In the vortex region, they found large changes in all the dimensionless structural parameters of the turbulence, to the extent that the concept of large eddies controlling transport could not be applied, as the eddy viscosities and diffusivities behaved ill. They concluded that the prediction of embedded-vortex flows will require the solution of a full Reynolds-stress-transport equation. The behavior of longitudinal vortices generated by similar half-wings without the presence of a wall was reported by Mehta and Cantwell (1988).

Westphal et al. (1985) investigated the effect of a moderate adverse pressure gradient on the interaction between a single streamwise vortex and a turbulent boundary layer. The vortex was generated by a delta winglet placed in the centerline of the test section. They measured the three-components of the mean velocities and the five of the six independent components of the Reynolds shear stress tensor. They observed a growth of the vortex core, followed by a flattening of the core shape that occurred when the core radius became comparable to the distance of the vortex center from the surface. The adverse pressure gradient was found to cause an increase in the rate of core growth and, therefore, a stronger distortion of the core shape. Turbulence properties were even more strongly disturbed by an adverse pressure gradient than by constant pressure.

Liandrat et al. (1987) performed a numerical simulation of longitudinal vortices interacting with a flat plate boundary layer. They used a forward marching scheme and different models for the transport terms of the Reynolds stress governing equations. The calculated mean and turbulent

quantities in a boundary layer with embedded vortices were compared to the experiments reported in Shabaka et al. (1985) and Mehta and Bradshaw (1988). Simple models based upon the Boussinesq hypothesis provided good estimates of overall flow properties but more elaborated models using second-moment closures were required for detailed prediction. Using these models they were able to reasonably predict the anisotropy of normal stresses $\overline{v'^2-w'^2}$ necessary to capture the shear stresses $\overline{u'w'}$ and $\overline{v'w'}$. By integrating along streamlines they were also able to significantly reduce the time needed for the computation. Mehta and Bradshaw (1988) noted that the above calculation was not able to predict the $\overline{u'w'}$ stress satisfactorily. They noted that for the vortex pairs, the calculation fails to predict even the mean flow distribution. They concluded that a competent application of existing models is still not adequate for accurate engineering calculation. Detailed discussion can also be found in the report by Bradshaw (1987) who reviewed the present understanding of turbulent flows with longitudinal mean vorticity, with the emphasis being placed on the turbulence modeling. More recently, Cutler and Bradshaw (1993a, 1993b) reported experimental results on the interaction between a longitudinal vortex pair, produced by a delta-wing at angle of attack, and a turbulent boundary layer developing on the plate. They observed that the flow near the separation line and in the vortices is complicated, constituting a more challenging test case for three-dimensional turbulent calculation.

There are many recent experimental studies on the vortex structure downstream different kinds of wing geometries. Kita et al. (1994) studied the effect of a flat-plate wing with low aspect ratio present in a side wall boundary layer, reporting that secondary vortices present in the flow suppresses separation near the wing root and tip. Wendt and Hingst (1994) examined the vortex structure in the wake of a low-profile "wishbone" vortex generator and concluded that the flow in the cross plane can be well represented by the two-dimensional Oseen model. Hoang et al. (1995) studied the temporal evolution of a pair of streamwise

vortices generated by a delta wing, based on LDV experimental data, and described the process of vortex breakdown.

2. Earlier work on heat transfer enhancement by longitudinal vortices

Studies relating longitudinal vortices and heat transfer enhancement are relatively recent. One of the earliest is reported by Edwards and Alker (1974), who investigated the effect of both counter-rotating and co-rotating vortices on heat transfer of boundary layers. Spatially resolved heat transfer rates were determined by passing the flow over a uniform heat-flux wall and measuring the local surface temperature using a luminescent phosphor technique. They used cubes and vortex generator blades to create the longitudinal vortices, and found that cubes produced the highest local improvement (up to 160%) while the effect of vortex generators extended further downstream. The counter-rotating vortex pairs were more effective than the co-rotating pairs, with a maximum increase in the heat transfer of 65% over flat-plate values for the counter-rotating vortex generators with 15° angles of attack. The type of boundary layer existing before addition of the vortex generators was not given.

Russel et al. (1982) carried out experiments with sensitive paints to determine the spanwise temperature distribution of alternating rows of closely spaced co-rotating vortex generators on a plate fin-flattened tube geometry. They found that considerable enhancement of heat transfer occurs, with a modest pressure loss penalty. Increases of up to 50% in heat transfer coefficient and 40% in pressure drop were reported. Through flow visualization and a yaw meter, the peak heat transfer location was associated with the downwash region between vortices. Minimum heat transfer was linked to the upwash flow between neighboring vortices.

Turk and Junkhan (1986) measured the enhancement of convection coefficients on the surface of a flat plate by using blade-type vortex generators,

with the emphasis being placed on the relationship between the geometry and the augmentation of the local and overall coefficients. The spanwise local coefficients were found to vary with the spanwise spacing of generator blades. Span-averaged heat transfer data revealed a region of minimum enhancement a short distance downstream of the blade row, rising to enhancements of up to 150% over the laminar value further downstream.

3. Heat transfer in laminar boundary layers

Although the initial work on heat transfer enhancement through longitudinal vortex generators indicated that the technique would be promising, the research focus was essentially on global results, with little useful information on the basic mechanisms that enhanced the heat transfer. In order to clarify this aspect, Torii and co-workers at Yokohama National University started working with the clarification of the heat transfer mechanism by measuring the velocity field and the local heat transfer coefficient distribution of an otherwise laminar boundary layer in the presence of a delta winglet (or delta winglets). The characteristics of the flow field were grasped by local velocity measurements using hot-wire anemometry and by flow visualization with smoke-wire. The distribution of the local heat transfer coefficient was measured by the heat plate technique and the naphthalene sublimation technique. Some numerical calculations were also performed to analyze the development of the longitudinal vortices.

Torii and Yanagihara (1989) report an experimental work in which the heat transfer effect of longitudinal vortices generated by a delta winglet were evaluated at a certain distance downstream the winglet. The main conclusion is that in this region of the boundary layer, the effect of the transition for the turbulent regime was predominant, although it was possible to verify that the longitudinal vortices persist downstream. Yanagihara and Torii (1990a) modified the experimental apparatus to study the effect of the longitudinal vortices just downstream the generator,

where the vortex system has a larger intensity. In this case, the local boundary layer thinning in the downwash region, due to the entrainment of high-speed outer layer flow caused by the vortical motion, was the primary reason for the local heat transfer enhancement. An expressive value of the heat transfer coefficient, 80% above the two-dimensional result, was found in a region clearly dominated by a laminar structure. On the other hand, the heat transfer augmentation in the upwash region was insignificant. In this region, the velocity fluctuations indicated that there is an onset of local turbulence transition. The three-dimensional velocity field measurements by hot-wire anemometry and the smoke-wire flow visualization results indicated that the following vortical structure, shown in Fig. 1, significantly affect the flow field and the heat transfer coefficient

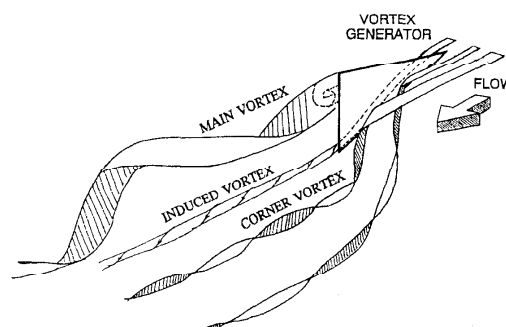


Figure 1 Vortical system generated by a delta winglet

distribution: (1) the main vortex formed as a result of the flow separating at the tip of the delta winglet and rolling up due to the lower pressure in the back side of the generator, (2) the corner vortices that are horseshoe-like vortices formed in the corner between the front side of the wing and the duct plate and (3) the induced secondary vortex that is formed between the main and corner vortices. These results were confirmed by naphthalene sublimation experiments that showed clear peaks and valleys related to these vortices (Torii et al., 1991). More-detailed local velocity and

temperature measurements conducted by Torii et al. (1994) suggested that the increase of the heat transfer coefficient in the downwash region was higher than the increase of the local skin-friction coefficient, in the region just downstream the vortex generator. On the other hand, in the upwash region, there is a clear onset to local turbulence transition with similar turbulence characteristics (power spectra, probability density distribution) of the flat-plate laminar-turbulence transition.

Parametric studies with the winglet generators height, attack angle and geometry (Yanagihara and Torii, 1992) indicated that configurations that produce stronger main and corner vortices are more effective for heat transfer enhancement (higher attack angle and geometry with larger frontal area). In another work (Yanagihara and Torii, 1990b), higher local heat transfer coefficients were reported for pairs of delta winglets where the common flow between the generators directs toward the surface (downwash). The effect of the angle of attack and the distance between generators were analyzed (Yanagihara and Torii, 1991), with better results for pairs with the common flow downwash, higher angles of attack and smaller distance between generators. Extending the work for rows (Yanagihara and Torii, 1993), the counter-rotating pattern for the longitudinal vortices was more effective for heat transfer enhancement.

4. Heat transfer in turbulent boundary layers

Eaton and co-workers developed a research program in Stanford University to study the influence of longitudinal vortices generated by delta winglets on the flow structure and heat transfer of turbulent boundary layers. The work of Eibeck and Eaton (1985, 1986, 1987) examined in details the isolated influence on heat transfer of a longitudinal vortex of various strengths embedded in a turbulent boundary layer by measuring the resolved heat transfer coefficient and the three-component velocity measurements. Their results show that the longitudinal vortex imposes local modifications in the heat transfer coefficient through

distortion of the mean flow rather than by modifying the turbulence field or by the larger skin friction magnitude caused by the spanwise flow. The data of Westphal et al. (1985) have shown that the turbulence levels are lower than normal in the downwash region of a longitudinal vortex and higher than normal in the upwash region. If these turbulence effects were dominant, the heat transfer behavior should be opposite to that observed in the Eibeck's experiments. The crossflow component of the skin friction would also have a small effect on local heat transfer because the vortices are weak. The validity of the law-of-the-wall in each spanwise station indicated that the flow seems to be dominated by two-dimensional mechanisms near the wall. The local heat transfer coefficients were well predicted by using the local boundary layer thickness and the two-dimensional flat-plate correlation. They concluded that the prediction of the mean flow within the boundary layer may be sufficient for local heat transfer predictions. The measured average heat transfer augmentation was modest when compared to the two-dimensional flat-plate value, although a peak augmentation of up to 23 percent was observed.

Pauley and Eaton (1987, 1988a) extended the above-mentioned work to include the case of a pair of vortices. They observed a broad region of enhanced heat transfer between the vortices, leading to a substantial increase in the spanwise averaged heat transfer. They found that a pair of longitudinal vortices induces stronger distortion in the boundary layer structure. Correlations relating integral boundary layer parameters to the local heat transfer rate were found not to be accurate in the vicinity of a vortex, unlike the case of one single vortex. It was observed that a strong correlation exists between the turbulence intensity near the wall and the local Stanton number even in regions of strong three-dimensional effects. This suggests that the turbulence intensity near the wall plays an important role in controlling the heat transfer rate. Pauley and Eaton (1988b, 1989) also present detailed measurements of the turbulent quantities for pairs of longitudinal vortices generated in a turbulent boundary

layer to better characterize this kind of that interaction. They observed that the Reynolds stresses in the central vortex core are imposed by the fact that the vortex is generated within an existing boundary layer. The low momentum, highly turbulent boundary layer fluid is concentrated in this core. They found also that the combination of highly turbulent wall fluid and induced vorticity leads to a region of significant turbulent diffusion of vorticity where the secondary flow is directed away from the wall. In an extension of this work, Pauley and Eaton (1994) studied the effect of a vortex arrays on the turbulent boundary layer heat transfer.

Ligrani and co-workers at Naval Postgraduate School have studied the influence of embedded longitudinal vortices on heat transfer of film-cooled turbulent boundary layers. Their primary goal was to offer aids for the thermal design of gas turbines. In their experiments (Ligrani et al., 1988; 1989) the film coolant was injected from a single row of film-cooling holes with a single longitudinal vortex induced upstream using a delta winglet attached to the wind tunnel floor. Measurements of mean temperatures and mean velocities in spanwise planes show that near the downwash side of the vortex, heat transfer was augmented, vortex effects dominated flow behavior, and the protection from film cooling was reduced. Near the upwash side of the vortex, coolant was pushed to the side of the vortex, locally increasing the protection provided by film cooling. The local heat transfer distributions and fluid flow behavior was found to change significantly as the spanwise locations of the vortex is changed with respect to the film-cooling hole locations (Ligrani and Williams, 1990). The experimental results showed that the injection hole centerline must be at least 2.9-3.4 vortex core diameters away from the vortex center in the lateral direction.

Suzuki and co-workers at Kyoto University have dealt with the heat transfer characteristics of a turbulent boundary layer disturbed by a large eddy breakup manipulator (LEBU plate) and a delta winglet type vortex generator. In previous works, Suzuki et al.

(1991) verified that the insertion of a LEBU plate in the turbulent boundary layer reduced the heat transfer coefficient and the skin friction coefficient. Therefore, the main idea consisted in using the vortex generator to enhance the heat transfer deteriorated by the use of the LEBU plate. With a convenient combination of the geometric parameters of the LEBU plate and the vortex generator, they found that the net effect would be positive in terms of heat transfer enhancement (Inaoka et al., 1992). The vortex generator's height and attack angle were found to affect the magnitude of heat transfer augmentation, while the cross-sectional position of the LEBU plate was not considered an important factor. In order to further investigate the mechanism of heat transfer enhancement by this combination, Inaoka and Suzuki (1995) measured the three-dimensional mean and fluctuating velocity field by using five-hole pitot yaw-meter and triple V-shaped hot-wire anemometer, and the temperature field by using thermocouples. They concluded that the main reason for the heat transfer enhancement was the changes of mean velocity and temperature fields by the action of the longitudinal vortices. The activation of the near wall turbulence was found to play some role on heat transfer enhancement, particularly in the upwash fluid region.

5. Heat transfer in channel flow

Fiebig and co-workers at Ruhr-Universität Bochum have conducted experimental and numerical works about the influence of wing-type vortex generators on heat transfer and fluid loss in duct flows. Their main target was to improve the performance of plate-fin heat exchangers. All experimental heat transfer data reported by this group was measured using the liquid-crystal thermometry and the transient technique. The pressure loss data were evaluated by pressure or drag force measurements, depending on the experimental conditions. In one of their first work, Fiebig et al. (1986) reported an experimental work in which the local heat transfer and friction coefficients for channels with various kinds of wing-type vortex

generators were measured. Delta wings, rectangular wings and delta winglets were punched out from the channel wall as vortex generators (Fig. 2). In the experiments with the Reynolds number (Re_H , based on the channel height) from 1360 to 2270, the span-averaged Colburn-factor enhancement ranged from one to two with modest increases in friction coefficients. They concluded that the delta wing exhibits the best performance of all shapes. The increase in friction factor was associated to the increase of the projected cross flow area. An extension of this work was reported by Fiebig et al. (1991) in which the same experimental work was carried out focusing on the influence of an isolated generator with different geometry (delta wing, rectangular wing, delta winglet, rectangular winglet, delta winglet pair and rectangular winglet pair). The aspect ratio of the generator was varied from 0.8 to 2 and the attack angle from 10° to 60° , with the Reynolds number (Re_H) ranging from 1000 to 2000. The global heat transfer enhancement, considering only the heated plate downstream the generator, was about 50% higher in comparison to the smooth duct, while the friction factor increased 45%. Tiggelbeck et al. (1992) studied the influence of two pairs of delta winglet vortex generators aligned to the flow, with the common flow down. They concluded that the vortical structure generated downstream the delta winglet is not dependent of the flow approaching the vortex generator. The global heat transfer coefficient was augmented by 80% for two rows of delta winglet pairs at $Re_H = 5600$. In an extension of this work, Tiggelbeck et al. (1993) studied the effect of changing the configuration of the downstream winglet pair from the common flow down configuration to the common flow up configuration. The aligned geometry, with both delta winglet pairs with the common flow up configuration, indicated a higher heat transfer performance because of the tendency of the longitudinal vortices pair to remain near the wall. In another work, Tiggelbeck et al. (1994) extended the work of Fiebig et al. (1991) to make a thorough analysis about the influence of the geometry of the

vortex generators in the channel flow. The attack angle was varied from 30° to 90° , and the Reynolds number (Re_H) from 2000 to 8000. Their result showed that the delta winglet pairs presents better heat transfer results.

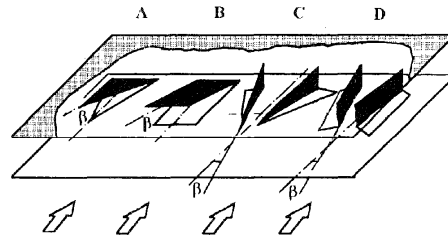


Figure 2 Vortex generators' geometry: (A) delta wing, (B) rectangular wing, (C) delta winglet, (D) rectangular winglet.

One of the first numerical investigation regarding the influence of longitudinal vortex generators on heat transfer was done by Fiebig et al. (1989) who studied the structure of the velocity field and temperature field in a laminar flow inside a channel with the presence of delta-wing type and a pair of delta-winglet type vortex generators. They report a global heat transfer enhancement of 84% in a channel with a pair of delta-winglets with an attack angle of 30° and $Re_H = 4000$. Different values of the attack angle were simulated and the conclusion is that the vortical structure generated by a wing positioned in a channel is different of the structure generated in a free flow. Biswas and Chattopadhyay (1992) studied the same problem numerically, considering also the influence of the stamping hole in the plate after forming the vortex generator. The presence of a pair of winglet type vortex generators with an attack angle of 26° , positioned in a long channel, increased the Nusselt number by 34% and friction factor by 79%, relative to the smooth duct. When the stamping hole is considered, the increase in the Nusselt number is about 10% and the friction factor about 48%. This difference occurs because without the hole, the boundary layer separates upstream the generator, forming the horseshoe and longitudinal vortices. Biswas et al.

(1996) conducted a numerical and experimental study to determine the detailed flow structure and heat transfer effects of longitudinal vortices in a channel flow. The vortical structure consisting of a main vortex, a corner vortex and induced vortices was confirmed also for channel flows.

For turbulent flows in channels with vortex generators, Zhu et al. (1993) studied numerically the influence of the geometry of the vortex generators on the heat transfer and pressure drop. They used the SOLA algorithm and the conventional κ - ϵ turbulent model to simulate the flow and heat transfer. The results for $Re_H = 5000$ indicate that the heat transfer enhancement is strongly related to the increase of the turbulent kinetic energy near the wall. The global heat transfer enhancement was around 16 to 19% for a winglet pair with an attack angle of 25° . For the same case, the increase in the pressure drop was fourfold. The comparison among the four most commonly used types of vortex generators (delta wing, rectangular wing, pair of delta winglet and pair of rectangular winglet) did not indicate a clear superiority of any geometry although the delta winglet pair presented a slightly better performance. Deb et al. (1995) conducted a similar numerical work using a pair of delta winglets positioned in a channel, for laminar and turbulent flow regimes. They used the κ - ϵ turbulent model and compared the numerical results with the experimental data of Pauley and Eaton (1988a, 1988b). For $Re_H = 5000$, they calculated a heat transfer enhancement of 16% in the channel. The authors considered that the conventional κ - ϵ model is accurate enough to simulate the development of the longitudinal vortices. This conclusion is different from that of Liandrat et al. (1986) who conducted a numerical simulation of a turbulent boundary layer in the presence of a skew-induced longitudinal vortex. Their results indicate that only the more complex Reynolds stress models would be able to predict the behavior of the various turbulent quantities.

6. Heat transfer in fin-tube configuration

As mentioned before, Russel et al. (1982) was the first group that focused on the use of vortex generators to enhance heat transfer in fin-tube configurations. Their experimental result, although rough, was very promising because it indicated that vortex generators could enhance the heat transfer without a great additional pressure drop.

In the same way, Fiebig et al. (1990) proposed to enhance the heat transfer of a fin-tube heat exchanger by punching a pair of delta winglet vortex generators ahead and behind the tube, in the plate fin. Their

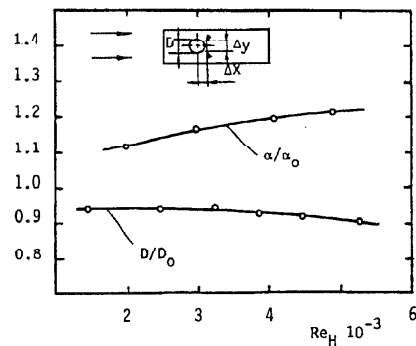


Figure 3 Heat transfer enhancement and drag reduction in a fin-tube geometry with delta winglet vortex generators

objective was to augment the heat transfer in the recirculating zone behind the tube which has low heat transfer coefficients. In the experiments with the Re_H ranging between 2000 and 5000, they found an increase of the local heat transfer coefficient up to 100% and an increase of the mean heat transfer coefficient up to 20%. By contrast, the flow losses were found to decrease in up to 10% due to form drag reduction caused by the delayed separation on the tube, as shown in Fig.3. These effects had the tendency to increase for higher Reynolds numbers. A similar geometry was studied by Sanchez et al. (1990) who investigated numerically the conjugate heat transfer problem in an element of a plate-fin cross flow heat exchanger consisting of a rectangular channel with a

built-in cylinder. On the bottom wall, that also acted as a fin, two longitudinal vortex generators in the form of delta winglets have been mounted in the cylinder wake. The flow and temperature fields in this channel were calculated by solving the complete unsteady Navier-Stokes and energy equations for incompressible fluid with constant properties. Results for $Re_H = 1000$ showed that a steady separation bubble appears downstream of the cylinder. Even when the thermal conductivity of the fin was 7500 times larger than the fluid (air), the fin was still not isothermal.

In another numerical work, Biswas et al. (1994) studied the flow structure and heat transfer enhancement in channel with a built-in circular tube and a pair of delta winglet vortex generators positioned downstream. The unsteady laminar three-dimensional numerical calculation was performed by using the SOLA algorithm. Their results indicate that the presence of the winglet type longitudinal vortex generator in the wake region behind the cylinder enhanced the heat transfer of this region by 200%. They also identified a strong interactions between the horseshoe vortices and the longitudinal vortices, yielding a delay in the boundary layer separation on the cylinder and consequently enhancing the heat transfer. A recent work by Fiebig et al. (1995b) considered a similar geometry with heat conduction in the fin. This work is an extension of a previous work (Fiebig et al. 1995a) in which a phenomenon called heat transfer reversal was observed in the channel, formed by conducting walls, with a built in cylinder. The introduction of a pair of the winglet type vortex generator downstream the cylinder enhanced the global heat transfer by 31% for a $Re_H = 300$ and a fin efficiency of 55%.

In a more application focused experiment, Fiebig et al. (1993, 1994) studied the influence of the winglet type vortex generators in fin-tube configurations with three tubes rows. They measured the heat transfer and pressure loss for different fin spacing, tube arrangement (inline or staggered) and tube form (round or flat tube), as shown in Fig. 4. The results of Fiebig et al (1993) indicate that the heat transfer coefficient

was enhanced by 55% to 65% for circular tubes with an inline arrangement and by 9% for staggered arrangement, as shown in Fig. 5. On the other hand,

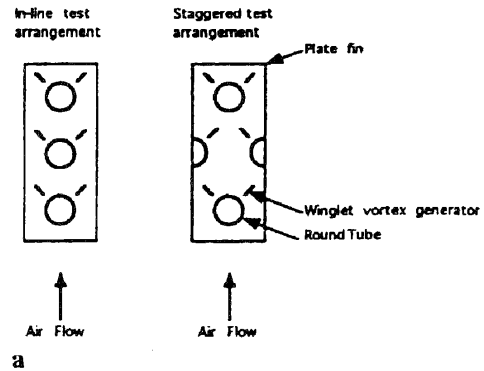


Figure 4 Vortex generators in a three-row round tube arrangement

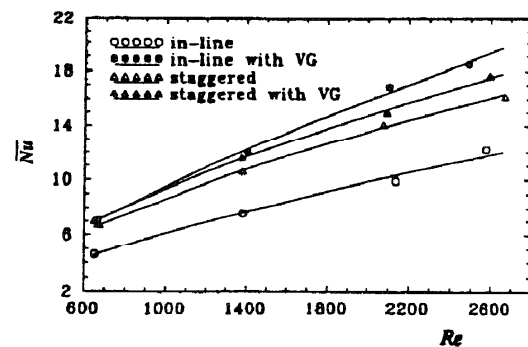


Figure 5 Heat transfer results for a three-row round tube arrangement

the friction factor was 20% to 44% higher for the inline arrangement, while for the staggered arrangement the friction factor increased only 3%. Their work for flat tubes (Fiebig et al. 1994) resulted in a heat transfer enhancement of 100%, with a similar increase of the pressure loss. The influence of the vortex generators on the flat tube configuration was higher because the overall heat transfer coefficient in the base case (without the vortex generator) for this configuration is smaller than for the circular tube configuration. The vortical system (horseshoe and

wake) behind the circular tube is stronger because of its larger frontal area, yielding a higher heat transfer coefficient in the base case. In this particular case, the flat tube was positioned near the leading edge of the fin, with no local boundary layer growth, which did not allowed the formation of strong horseshoe vortices.

Yanagihara and co-workers at the University of São Paulo have conducted a research program with both experimental and numerical studies dealing with the heat transfer enhancement, by winglet type vortex generators, of fin-tube geometries. The primary application is the compact heat exchangers for the refrigeration and air-conditioning industry. The model consisted in a single-row plate fin tube heat exchanger model, with the delta winglet pairs fixed in different positions over the fin surface. The main difference with the previous works was the Reynolds number ranging from 300 to 2000, which is more realistic considering the industrial application. Yanagihara and Sabanai (1996) performed an experimental analysis in a open-loop velocity controlled wind tunnel using an electrically heated tube with several plate-fins. The global heat transfer coefficient was determined for several locations of the vortex generators on the plate-fin. A maximum intensification factor of 14% ($Re = 1000$) was achieved positioning the winglets 1.0 D apart and 0.4 D behind the centerline of the tube. The work of Yanagihara and Bayon (1996), using the naphthalene sublimation technique for a similar configuration, indicated that the heat transfer augmentation is dependent on the generator's aspect ratio and attack angle. A winglet type generator with aspect ratio of 1.0, positioned 1.0 D apart and 0.4 D behind the centerline of the tube, yielded an augmentation rate of 18%. For the same generators' position, the best attack angle was close to 52° .

The numerical work of Yanagihara and Rodrigues Jr. (1996a, 1996b) also dealt with a similar configuration. The steady-state analysis was carried out for the Reynolds number ranging from 284 to 1000. The conjugate heat transfer problem was not considered in these cases. The results indicate that flow losses reduction and heat transfer enhancement can be

achieved simultaneously. At $Re = 284$ a reduction of flow losses of about 12 % was obtained with vortex generators positioned at $r/D = 0.9$ and $\theta = 80^\circ$ (angle taken from the tube centerline in the main flow direction) while a global heat transfer enhancement of 3% and a local heat transfer enhancement of 350% were achieved. The numerical results for the same geometry with $Re = 1000$ indicate a flow losses reduction of 20 % and a global heat transfer enhancement of 7%. The influence of the attack angle and aspect ratio of the generators was also studied. The numerical results present good agreement with the naphthalene sublimation results, indicating that both approaches are reliable. Fig. 6 shows the influence of the vortex generator on the local heat transfer coefficient, for a vortex generator with aspect ratio $\Lambda = 1$, positioned at $r/D = 0.7$ and $\theta = 130^\circ$. It is noteworthy how the recirculation region behind the tube, with low Nusselt number, is affected positively by the vortical flow structure. Further numerical and experimental work have been conducted at the University of São Paulo dealing with the influence of fin-tube configuration parameters in a two-row heat exchanger with vortex generators.

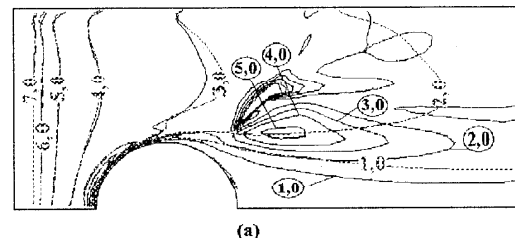


Figure 6 Influence of the vortex generator on the local heat transfer coefficient (circled Nusselt number, with V.G.)

7. Concluding remarks

The topic reviewed in this paper concerning the influence of vortex generators on the fluid losses and heat transfer is very interesting and relatively little explored. Although a large amount of research work appeared in the recent years, there are many questions

that can be addressed concerning the applicability of this kind of heat transfer enhancement device in industrial equipments. The flow and heat transfer in industrial equipments are very complex, with many influential parameters. Placing a vortex generator in such kind of channel means adding many other geometrical parameters whose influence should be clarified further. Generally speaking, the research works presented until now deals with some very specific geometrical and flow conditions. Many additional research work should be conducted to study the combined influence of the channel and generators' geometry on heat transfer and pressure loss. Experimental and numerical work in the low Reynolds number regime, for channel geometries simulating compact heat exchangers, are specially important.

References

- Biswas, G., Chattopadhyay, H., 1992, "Heat Transfer in a Channel with Built-In Wing-Type Vortex Generators," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, n. 4, pp. 803-814.
- Biswas, G., Mitra, N.K., Fiebig, M., 1994, "Heat Transfer Enhancement in Fin-Tube Heat Exchangers by Winglet Type Vortex Generators," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, n. 2, pp. 283-291.
- Biswas, G., Torii, K., Fujii, D., Nishino, K., 1996, "Numerical and Experimental Determination of Flow Structure and Heat Transfer Effects of Longitudinal Vortices in a Channel Flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 39, pp. 3441-3451.
- Bradshaw, P., 1987, "Turbulent Secondary Flows," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 19, pp. 53-74.
- Bradshaw, P., Cutler, A.D., 1987, "Three-Dimensional Flows with Imbedded Longitudinal Vortices," *Perspectives in Turbulence Studies*, Springer-Verlag, Berlin, pp. 382-413.
- Cutler, A.D., Bradshaw, P., 1993a, "Strong vortex/boundary layer interactions. Part I. Vortices High," *Experiments in Fluids*, vol. 14, pp. 321-332.
- Cutler, A.D., Bradshaw, P., 1993b, "Strong vortex/boundary layer interactions. Part II. Vortices Low," *Experiments in Fluids*, vol. 14, pp. 393-401.
- Deb, P., Biswas, G., Mitra, N.K., 1995, "Heat Transfer and Flow Structure in Laminar and Turbulent Flows in a Rectangular Channel with Longitudinal Vortices," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 38, n. 13, pp. 2427-2444.
- Edwards, F.j., Alker, C.j.r., 1974, "The Improvement of Forced Convection Surface Heat Transfer Using Surface Protrusions in the Form of (A) Cubes and (B) Vortex Generators," *Proceedings of the 5th International Heat Transfer Conference - Tokyo*, vol. 2, pp. 244-248.
- Eibeck, P.A., Eaton, J.K., 1985, "An Experimental Investigation of the Heat Transfer Effects of a Longitudinal Vortex Embedded in a Turbulent Boundary Layer," Report MD-48, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA.
- Eibeck, P.A., Eaton, J.K., 1986, "The Effects of Longitudinal Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer on Momentum and Thermal Transport," *Heat Transfer 1986*, C.L. Tien et al., ed., Hemisphere, Washington, vol. 3, pp. 1115-1120.
- Eibeck, P.A., Eaton, J.K., 1987, "Heat Transfer Effects of a Longitudinal Vortex Embedded in a Turbulent Boundary Layer," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 109, n. 1, pp. 16-24.
- Ersoy, S., Walker, J.D.A., 1986, "Flow Induced at a Wall by a Vortex Pair," *AIAA Journal*, vol. 24, pp. 1597-1605.
- Fiebig, M., Kallweit, P., Mitra, N.K., 1986, "Wing Type Vortex Generators for Heat Transfer Enhancement," *Heat Transfer 1986*, C.L. Tien et al., ed., Hemisphere, Washington, vol.6, pp. 2909-2913.
- Fiebig, M., Brockmeier, U., Mitra, N. K.,

- Güntermann, T., 1989, "Structure of Velocity and Temperature Fields in Laminar Channel Flows with Longitudinal Vortex Generators," *Numerical Heat Transfer. Part A: Applications*, vol. 15, n. 3, pp. 281-302.
- Fiebig, M., Mitra, N., Dong, Y., 1990, "Simultaneous Heat Transfer Enhancement and Flow Loss Reduction of Fin-Tubes," *Heat Transfer 1990*, G. Hetsroni, ed., Hemisphere, Washington, vol. 3, pp. 51-55.
 - Fiebig, M., Kallweit, P., Mitra, N., Tiggelbeck, S., 1991, "Heat Transfer Enhancement and Drag by Longitudinal Vortex Generators in Channel Flow," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 4, n. 1, pp. 103-114.
 - Fiebig, M., Valencia, A., Mitra, N.K., 1993, "Wing-Type Vortex Generators for Fin-And-Tube Heat Exchangers," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 7, pp. 287-295.
 - Fiebig, M., Valencia, a., Mitra, N.K., 1994, "Local Heat Transfer and Flow Losses in Fin-And-Tube Heat Exchangers with Vortex Generators: a Comparison of Round and Flat Tubes," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 8, pp. 35-45.
 - Fiebig, M., 1995, "Embedded Vortices in Internal Flow: Heat Transfer and Pressure Loss Enhancement," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 16, n. 5, pp. 376-388.
 - Fiebig, M., Grosse-Gorgemann, A., Chen, Y., Mitra, N.K., 1995a, "Conjugate Heat Transfer of a Finned Tube Part a: Heat Transfer Behavior and Occurrence of Heat Transfer Reversal," *Numerical Heat Transfer. Part A: Applications*, vol. 28, pp. 133-146.
 - Fiebig, M., Chen, N, Y., Grosse-Gorgemann, A., Mitra, N.K., 1995b, "Conjugate Heat Transfer of a Finned Tube Part B: Heat Transfer Augmentation and Avoidance of Heat Transfer Reversal by Longitudinal Vortex Generators," *Numerical Heat Transfer. Part A: Applications*, vol. 28, pp. 147-155.
 - Hoang, N.T., Rediniotis, O.K., Telionis, D.P., 1995, "The Temporal Evolution of a Pair of Streamwise Vortices", *Experiments in Fluids*, vol. 19, pp. 241-249.
 - Inaoka, K., Suzuki, K., Hagiwara, Y., Suzuki, K. , 1992, "Heat Transfer Augmentation in a Turbulent Boundary Layer Disturbed by Means of a Vortex Generator," *Heat Transfer - Japanese Research*, vo. 21, n. 7, pp. 721-735.
 - Inaoka, K., Suzuki, K., 1995, "Structure of the Turbulent Boundary Layer and Heat Transfer Downstream of a Vortex Generator Attached to a LEBU Plate," *Turbulent Shear Flows 9*, F. Durst et al., ed., Springer-Verlag, Berlin, pp. 365-382.
 - Jacobi, A.M., Shah, R.K., 1995, "Heat Transfer Surface Enhancement Through the Use of Longitudinal Vortices: a Review of Recent Progress," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 11, pp. 295-309.
 - Kita, Y., Koumoto, H., Hirose, K., Yamamoto, K., 1994, "Flat Plate Standing on a Wall Covered with a Thick Boundary Layer," *JSME International Journal*, vol. 37, ser. B, n.2, pp. 355-362.
 - Kitchens, C. W., Gerber, N., Sedney, R., Bartos, J.M., 1983, "Decay of Streamwise Vorticity Downstream of a Three-Dimensional Protuberance," *ALAA Journal*, vol. 21, pp. 856-862.
 - Liandrat, J., Aupoix, B., Cousteix, J., 1986, "Calculation of Longitudinal Vortices Imbedded in a Turbulent Boundary Layer," *Turbulent Shear Flows 5*, F. Durst et al., ed., Springer Verlag, Berlin, pp. 253-265.
 - Ligrani, P.M., Ortiz, A., Joseph, S.L., Evans, D.L., 1988, "Heat Transfer in Film-Cooled Turbulent Boundary Layers at Different Blowing Ratios as Affected by Longitudinal Vortices," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 1, pp. 347-362.
 - Ligrani, P.M., Ortiz, A., Joseph, S.L., Evans, D.L., 1989, "Effects of Embedded Vortices on Film-Cooled Turbulent Boundary Layers," *ASME Journal of Turbomachinery*, vol. 111, pp. 71-77.
 - Ligrani, P.M., Williams, W., 1990, "Effects of an Embedded Vortex on Injectant from a Single Film-Cooling Hole in a Turbulent Boundary Layer,"

- ASME *Journal of Turbomachinery*, vol. 111, pp. 428-436.
- Mehta, R.D., Bradshaw, P., 1988, "Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers. Part 2: Vortex Pair with 'Common Flow' Upwards," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 188, pp. 529-546.
 - Mehta, R.D., Cantwell, E.R., 1988, "Mean Flow and Turbulence Measurements in a Half-Delta Wing Vortex," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 4, pp. 123-137.
 - Pauley, W.R., Eaton, J.K., 1987, "The Effect of Embedded Longitudinal Vortex Pairs on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer," *Transport Phenomena in Turbulent Flows*, M. Hirata, N. Kasagi, ed., Hemisphere, Washington, pp. 269-282.
 - Pauley, W.R., Eaton, J.K., 1988a, "The Fluid Dynamics and Heat Transfer Effects of Streamwise Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer," Report MD-51, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, CA.
 - Pauley, W.R., Eaton, J.K., 1988b, "Experiments on the Development of Longitudinal Vortices Pairs Embedded in a Turbulent Boundary Layer," *AIAA Journal*, vol. 26, pp. 816-823.
 - Pauley, W.R., Eaton, J.K., 1989, "Boundary Layer Turbulence Structure in the Presence of Embedded Streamwise Vortex Pairs," *Proceedings of the 7th Symposium on Turbulent Shear Flows - Stanford*, Paper n. 5-2.
 - Pauley, W.R., Eaton, J.K., 1994, "The Effect of Embedded Longitudinal Vortex Arrays on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 116, n. 4, pp. 871-879.
 - Russel, C.M.B., Jones, T.V., Gee, G.H., 1982, "Heat Transfer Enhancement Using Vortex Generators," *Heat Transfer 1982*, U. Grigull et al., ed., Hemisphere, Washington, vol. 3, pp. 283-288.
 - Sanchez, M., Mitra, N., Fiebig, M., 1990, "Conjugate Heat Transfer in a Three-Dimensional Channel with a Built-In Cylinder and Vortex Generators," *Heat Transfer 1990*, G. Hetsroni, ed., Hemisphere, Washington, vol. 3, pp. 57-62.
 - Schubauer, G.B., Spangenberg, W.G., 1960, "Forced Mixing in Boundary Layers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 8, Pt. 1, pp. 10-32.
 - Sedney, R., 1973, "A Survey of the Effects of Small Protuberances on Boundary-Layer Flows," *AIAA Journal*, vol. 11, pp. 782-792.
 - Shabaka, I.M.M.A., Mehta, R.D., Bradshaw, P., 1985, "Longitudinal Vortices Embedded in Turbulent Boundary Layers. Part 1: Single Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 155, pp. 590-594.
 - Suzuki, K., Suzuki, H., Inaoka, K., Kigawa, H., 1991, "Heat Transfer in a Turbulent Boundary Layer with an Insertion of a LEBU Plate," *Proceedings of the 8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, paper n. 24-5.
 - Tiggelbeck, St., Mitra, N.K., Fiebig, M., 1992, "Flow Structure and Heat Transfer in a Channel with Multiple Longitudinal Vortex Generators," *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, vol. 5, pp. 425-436.
 - Tiggelbeck, St., Mitra, N.K., Fiebig, M., 1993, "Experimental Investigations of Heat Transfer Enhancement and Flow Losses in a Channel with Double Rows of Longitudinal Vortex Generators," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 36, n. 9, pp. 2327-2337.
 - Tiggelbeck, St., Mitra, N.K., Fiebig, M., 1994, "Comparison of Wing-Type Vortex Generators for Heat Transfer Enhancement in Channel Flows," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 116, n. 4, pp. 880-885.
 - Torii, K., Yanagihara, J.I., 1989, "The Effects of Longitudinal Vortices on Heat Transfer of Laminar Boundary Layers," *JSME International Journal*, Ser. II, vol. 32, pp. 395-402.
 - Torii, K., Yanagihara, J.I., Nagai, Y., 1991, "Heat Transfer Enhancement by Vortex Generators," *Proceedings of 3rd ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference - Reno*, J.R. Lloyd,

- Y. Kurosaki, ed., vol. 3, pp. 77-83.
- Torii, K., Nishino, K., Nakayama, K., 1994, "Mechanism of Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices in a Flat-Plate Boundary Layer," *Heat Transfer 1994*, Hemisphere, Washington, vol. 6, pp. 123-128.
 - Turk, A.Y., Junkhan, G.H., 1986, "Heat Transfer Enhancement Downstream of Vortex Generators on a Flat Plate," *Heat Transfer 1986*, C.I. Tien et al., ed., Hemisphere, Washington, vol. 6, pp. 2903-2908.
 - Wendt, B.J., Hingst, W.R., 1994, "Flow Structure in the Wake of a Wishbone Vortex Generator," *AIAA Journal*, vol. 32, n. 11, pp. 2234-2240.
 - Westphal, R. V., Eaton, J.K., and Pauley, W.R., 1987, "Interaction Between a Vortex and a Turbulent Boundary Layer in a Streamwise Pressure Gradient," *Turbulent Shear Flows 5*, F. Durst et al., ed., Springer-Verlag, Berlin, pp. 266-277.
 - Yanagihara, J.I., Torii, K., 1990a, "Enhancement of Laminar Boundary Layer Heat Transfer by a Vortex Generator," *Transactions of JSME*, Ser. B, vol. 56, pp. 3045-3049.
 - Yanagihara, J.I., Torii, K., 1990b, "Heat Transfer Characteristics of Laminar Boundary Layers in the Presence of Vortex Generators," *Heat Transfer 1990*, G. Hetsroni, ed., Hemisphere, Washington, vol. 6, pp. 323-328.
 - Yanagihara, J.I., Torii, K., 1991, "Enhancement of Laminar Boundary Layer Heat Transfer by Longitudinal Vortices," *Transport Phenomena in Heat and Mass Transfer*, J. A. Reizes, ed., Elsevier, Amsterdam, vol. 2, pp. 942-953.
 - Yanagihara, J.I., Torii, K., 1992, "Enhancement of Laminar Boundary Layer Heat Transfer by a Vortex Generator," *JSME International Journal*, Ser. II, vol. 35, pp. 400-405.
 - Yanagihara, J.I., Torii, K., 1993, "Heat Transfer Augmentation by Longitudinal Vortices Rows," *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, M.d. Kelleher et al., ed., Elsevier, Amsterdam, vol. 1, pp. 560-567.
 - Yanagihara, J.I., Bayon, J.J.G., 1996, "Experimental Study of Heat Transfer Augmentation of Fin-tube Channels with Vortex Generators Using the Naphthalene Sublimation Technique", *Proceedings of the 6th Latin-American Congress of Heat and Mass Transfer*, Florianópolis, vol. II, pp. 675-680.
 - Yanagihara, J. I., Rodrigues Jr., R., 1996a, "Laminar Fluid Flow and Heat Transfer in a Fin-tube Heat Exchanger with Vortex Generators," *Proceedings of the 3rd International Colloquium on Process Simulation - Espoo*, pp. 27-40.
 - Yanagihara, J. I., Rodrigues Jr., R., 1996b, "Numerical Study of the Influence of Vortex Generators on Heat Transfer and Flow Losses in Fin-tube Channels", *Proceedings of the 6th Latin-American Congress of Heat and Mass Transfer*, Florianópolis, vol. II, pp. 669-674.
 - Yanagihara, J.I., Sabanai, H.J., 1996, "Heat Transfer Enhancement in Plate Fin-tube Heat Exchangers by Longitudinal Vortex Generators", *Proceedings of the 6th Latin-American Congress of Heat and Mass Transfer*, Florianópolis, vol. II, pp. 859-864.
 - Zhu, J.X., Fiebig, M., Mitra, N.K., 1993, "Comparison of Numerical and Experimental Results for a Turbulent Flow Field with a Longitudinal Vortex Pair," *ASME Journal of Heat Transfer*, vol. 115, pp. 270-274.

故土方邦夫先生を偲んで



正員 土方 邦夫 氏 (享年54歳)

1997年5月18日にご逝去され、5月21日桐ヶ谷斎場(品川区西五反田)において葬儀・告別式が執り行われました。

本会より弔辞、香典ならびに生花を捧げ同氏のご冥福をお祈りいたしました。

ここに謹んで哀悼の意を表します。

略 歴

学 歴

1966年3月 東京工業大学理工学部機械工学科卒業
1971年3月 東京工業大学大学院理工学研究科博士課程機械工学専攻修了
学位論文「高速二相流の基礎的研究」

職 歴

1971年4月～ 1978年7月東京工業大学助手工学部機械物理工学科
1978年8月～ 1987年6月東京工業大学助教授工学部機械物理工学科
1982年5月 カリフォルニア大学バークレー校研究員
1987年7月～ 東京工業大学教授工学部機械物理工学科
1993年10月 カリフォルニア大学バークレー校 Springer Distinguished 教授
現在に至る

受 賞

昭和55年4月 日本機械学会論文賞
膜状凝縮に及ぼす表面張力の影響(微小なみぞにおける液膜の研究)
昭和59年4月 日本機械学会論文賞
電場による凝縮伝熱の促進に関する基礎

的研究

昭和63年4月 日本機械学会論文賞
ホケラファイを用いた軸対称衝突噴流の圧力場の可視化に関する研究
(第1報、完全発達領域での衝突)
平成5年11月 日本機械学会熱工学部門貢献賞
平成8年5月 日本伝熱学会学術賞
CO₂ Absorption into Liquid

Editor Nuclear Engineering and Design
Experimental Heat Transfer
Journal of Flow Visualization and Image Processing

国際活動

1995年 Environmental Protection に関する日米セミナー幹事
1996年 Micro-scale Transport Phenomena に関する日米セミナー代表
1996年 Int. Energy & Environmental Symposium, Keynote 講演
1996年 Thermal Science and Engineering チーフエディター

学協会活動

日本伝熱学会 : 副会長
日本機械学会 : 理事、熱工学部門長、評議員
日本学術会議 : 熱工学研究連絡委員会委員
科学技術庁等 : 各種委員会委員長・委員

ご遺族 土方 清乃(きよの) 殿
〒158 東京都世田谷区深沢 4-35-13

故東京工業大学教授 土方邦夫氏を追悼する

Tribute to the late Prof. Kunio Hijikata

森 康夫 (東京工業大学名誉教授)

Yasuo MORI (Professor Emeritus,

Tokyo Institute of Technology)

去る5月18日朝、土方邦夫教授が急逝された報を受け、過去のお付合いを思い出しているうちに、私より約20歳若い彼を追憶する念がひしひしと心に迫り、未だ思いも落ち着きませんが、彼の学問的・研究的業績と国際的活躍を纏めて彼の追悼の事柄を記すことで、私の追啓といたしたく存じます。

土方邦夫氏は1962年東京工業大学に入学され、学部4年の時に理工学部機械工学科の私の研究室に配属になりました。66年機械工学科を卒業後、つづいて大学院修士課程さらには博士課程に進まれ、71年に博士課程を修了された。直ちに私が第一教授として新設したばかりの機械物理工学科の熱・熱力学講座の助手となり、78年に助教授、私が定年退職した後の87年には同講座の教授に昇進され現在に至っております。その間、熱・熱工学の分野でわが国においてだけでなく世界的な活躍をされたことは周知のことです。引き続き今後の学問的且つ研究的活躍が期待されているときに、53歳の若さで急逝されたことは、わが国だけでなく世界的損失であると考えられ、慙愧に耐えない限りです。

土方氏は1978年に熱・熱力学講座の助教授となり、私と一緒にこの分野の基礎的研究を始められた。その後1987年に教授になられてからは、東京大学、名古屋大学、九州大学等から非常講師を依頼され大学院で特別講義等を担当された。1993年にはカリフォルニア大学バークレイ校の機械工学科のSpringer Distinguished Professor に選ばれ、約1ヶ月半大学内のFaculty Clubに滞在し、大学院学生に対する集中講義と大学全体に対する公開講座を行なった。このSpringer Professorは世界中の機械工学の教授の中から選考委員会で毎年一人選ばれるもので、彼の研究業績が国際的に評価されたものである。

土方氏の研究分野は、1969年から伝熱と熱・物質現象の基礎問題と、電磁流体効果を含む問題・

現象に関する基礎現象が主体であり、1992年頃からは分子動力学の立場からの研究を始められた。成果を発表した論文は、日本機械学会論文集、ASME論文集、国際誌等に209編、国際会議・シンポジウムでの発表論文は39編にのぼり、内容のみでなく編数においても他の追従を許さず、また共著の専門分野特に熱流体問題の数値計算に関する単行本は6冊、又ソフトウェアに関する3冊の著書は研究者などに広く利用されている。

研究論文の中で特に注目すべきものとしては、1977年前後に土方氏と私と共同で、土方氏が殆どの理論計算を行なってASMEの伝熱誌に発表した垂直平板周りの不凝縮ガスを含む混合ガスの凝縮の理論解析があげられる。この研究の不凝縮の含まれない極限の場合はよく知られたNusseltの垂直板の周りの凝縮の理論解と一致し、一方凝縮成分がないときの極限は垂直板の周りの自然対流の理論解になり、全く異なると普通は考えられている2つの伝熱現象の解析がこの研究により結ばれたことになる。この研究結果は、1980年に私がミュンヘン工科大学のGrigull教授に呼ばれた折講演紹介したが、NusseltはこのGrigull教授がおられた講座の前の教授であり、自然対流の問題はこの講座に関係したSchmidt教授の研究が有名で、講座の両先輩の成果の従来関係が無いと思われた分野の研究成果を結び付けたものとして、大きな拍手で評価された。

更に他の分野の評価の高い研究成果として、垂直平板の周りの凝縮のNusseltの解では、平板先端は特異点であることはよく知られているが、この特異性を除くために双曲線座標を用い、且つ液の表面張力により板先端の液膜厚さは有限であるとして厳密解を求めた研究が上げられる。この研究成果はASMEの伝熱誌に発表したが、平板先端の熱伝達率は有限な値として求まり、垂直フィンの前縁までの計算が出来るようになり、その後この解の近次解の提案と垂直・水平フィン付伝熱管の

最適性能など多くの研究が、国内外で行なわれ、伝熱機器の性能向上に大きな寄与をしたと考えられる。

伝熱学における新しい発展の基になったEHDの伝熱への応用への基礎研究が1975年前後より、当時博士課程の大学院学生矢部彰氏（現機械技術研究所）を混え、理論と実験の一致を主目的として基礎研究が進められ、特に伝熱場でEHD効果を引き起こすイオン種の探求に重点がおかれ、この研究はその後の土方氏の分子動力学への関心を高める重要な因子になったと考えられる。このEHDの研究成果を米国の航空宇宙学会誌に報告し、EHD分野で始めて理論と実験を一致させてものとして海外から高く評価された。更に現東工大の岡崎健教授が博士課程の論文のために土方氏等の指導のもとにMHD発電電流の電極近傍の予測値と計算値の相違の原因を追及し、電極近傍でのプラズマの構成と電磁場の影響の正確な理論を確立した。特に電極近傍のプラズマの電離方程式に新しい3体衝突の項を導入することにより、実験と理論の見事な一致が得られ、これを米国航空宇宙学会誌に発表したところ米国の大学の研究者から高い評価が得られた。

土方氏はこれら研究の成果から得られたEHD、MHDの研究を基礎として、1990年頃からは分子スケールの分子間力・分子結合・解離（クラスターの結合・分離）等を考慮した、分子動力学・分子伝熱学の理論研究と実験研究を行ない、最近この方面の彼の研究は米国の研究者に評価され、この分野で日米セミナーの準備委員長、組織委員長を務めるようになった。この分野の代表的な研究成果としては、ポイントコンタクトにおける金属間熱起電力に関する研究があげられる。これは、2種の金属が非常に小さい面積で接触し且つこれら金属間に温度差がある場合の熱起電力の発生現象について、トンネル電子や量子論的効果をも考慮して電子輸送過程を議論し、熱起電力発生機構を明らかにしたものである。これは伝熱学への分子動力学の導入についての新しい発展の方向を示したもので評価に値し、今後の発展が期待される。

これら土方氏の研究業績を評価して、日本機械学会は論文賞を次のように3回授与している。

1980年：膜状凝縮に及ぼす表面張力の影響

1984年：電場による凝縮伝熱の促進に関する基礎的研究

1988年：ホログラフィーを用いた軸対称衝突噴流の圧力場の可視化に関する研究

さらに1993年には日本機械学会熱工学部門より熱工学部門賞貢献章、また1996年には日本伝熱学会より日本伝熱学会学術賞（論文題目：CO₂ Absorption into Liquid）が授与された。

更に土方氏は国際誌の編集委員としても国際的な活躍をされてこられ、特に主編集員として「Thermal Science and Engineering」の発展に尽くされた。またわが国を代表する編集委員として、「Nuclear Engineering and Design」「Experimental Heat Transfer」「Journal of Flow Visualization and Image Processing」「Microscale Thermophysical Engineering」で伝熱分野の、特にわが国の論文の世界への紹介に尽力されてきた。

これらの土方氏の国際的な評価を基に、特に米国の研究者との接触が多くなり、1986年以来日本と米国政府の援助による次のような公式の日米協力事業の組織委員等として活躍されてきた。

1986-1987：Mechanism of Reflux Condensation,

1988-1989：Passive Control of Transfer Performance in Reflux Condenser,

1993-1994：Molecular Dynamic and Electro-Magnetic Analysis for Radiation,

1996-1997：Microscale Imaging and Modeling of Nucleation and Condensation,

このような土方教授の活動は主に米国の若い研究者の関心をひき、多くの米国若手研究者がPost-Doctorとして研究室を訪れ、土方教授の薫陶を受けた。最近土方研究室で1年以上研究に従事した方々は、Dr. Per F. Peterson (Present Position: Associate Professor of University of California at Berkeley), Dr. Patrick E. Phelan (Present Position: Associate Professor of Arizona State University), Dr. Jon P. Longtin (Present Position: Assistant Professor of State University of New York) 及び Dr. James C. Liu (Present Position: Sun-micro System) 等である。

30年余御付き合いした土方邦夫教授の突然の逝去を心から哀悼し、ご冥福を衷心よりお祈りします。

「土方」伝熱研究の将来像

Future Aspects of Hijikata's Heat-Transfer Studies

小竹 進

Susumu KOTAKE

「先生、ぼくの読んでくれました？ ぜひ意見をききたいのですが」

「うん、劣等生に近い内容で一番面白かったよ。だんだん仙人に近くなるネ」

伝熱研究の将来と題した見解について意見を問われたときの話である。その主論は、

- (1) エネルギーおよび物質のいろいろな輸送機構を組み合わせる新しい伝熱機構あるいは伝熱現象が発現できないか、ということと、
- (2) 全く新しい概念の駆動力による輸送機構が考えられないか、ということであった。

前者については、いろいろな輸送機構が非線形的に働き合えば思いもよらない現象が出てきておもしろいが、線形的な組み合わせでは余り面白いことはないのではないのかといったら、線形的な複合システムでも瞬間的あるいは局所的な条件の違いでいろいろな要素が出現し総合的には結構想像もつかない結果になり得るといって、具体的なことは忘れたがなにか例題を挙げて説明してくれた。

後者については、駆動力として好き嫌いとか美醜とか言っていたので、「気」力とかネと相槌を打って、だいたい仙人の世界の話になったといったら、「そうそう、そういう発想法が必要なのではないのか」と反論された。こうした問題も突き詰めれば、エネルギーや物質のいろいろな輸送機構の複合システムであり、それほど突飛なことではなく、単なる視点の違いなのかも知れない。すべてのものは結局は単純なものの集まりから始まって複雑になっているのだから。伝熱研究の将来にもこのくらいの発想法の展開が必要なのだと意気込んでいた。

この伝熱研究の将来についての議論では、sub-degree (temperature) controlが問題になった。高分解能、高速応答で1℃以下の温度測定と制御技術が確立されれば、従来の基本的な伝熱現象においても革新的な発展が予想されるというのである。で

も、そのためにはまず温度の定義を分子レベルではっきりしなければならないという私に対して、分子レベルでの温度の定義は意味がない。温度はマクロに定義しなければならない、マクロに定義して初めて意味があるものであり、そこでのsub-degreeという問題であると主張していた。

すなわち、温度は分子動力的には分子の運動エネルギーとして定義されるが、その温度そのものには物理的な意味はなく、分子集団としての運動エネルギーの総和となって初めて温度としての意味をもつ。その温度をsub-degreeに制御するというのである。そのためには分子のエントロピーを制御するということであり、それは確かに大きなブレークスルーであろう。エントロピーの議論になると、時系列的な分子集団についても瞬間的なエントロピーを考えていくことによって、こうした問題に対処できるのではないかといっていた。

これらの問題は私にいわせれば分子レベルの問題であるが、彼はどうも分子という言葉はあまり使わず、micro-scaleという言葉をよく使っていた。意図してのことかどうか聞きもしなかったが、molecular-scaleという言葉はあまり好きでなかったのかも知れない。というのは、「micro」はすでに「molecular」の複合集団であり、その意味でマクロ的であり、分子より複雑であり、複合システムであるから、複合化を好むものには分子という言葉は集団としてでも単純に聞こえるからであろう。

しかし、一方では、「熱力学は力学といっても力学でないから学生に分かりにくいのだ。分子動力的な概念をもちいて力学としてのわかりやすい熱力学の教科書をつくりたい」といっていた。ここでも、単なる分子集団の熱“力学”というより、分子熱“力学”の集団、分子複合システムとしての創造発現現象に力を注いでいた。自分の担当の部分は一応完成しているのだから、そのうち内容の細かい打ち合わせをしようということであった

が。

このほか著作では、「(コンピューターで解く)熱と流れ」,「熱流体ハンドブック(現象と支配方程式)」,「伝熱ハンドブック」と一緒に楽しんだが、いずれもその発想は独創的であり、しかも自らそれらを実践する活力にはいつもただ感服するのみであった。「コンピューターみたいな創造性のないものは時間さえあれば誰にでもできるんだ」と大先生に言われ、「誰と結婚したの」と奥さんに言われながらも、大きな遺産を残してくれた。

いつだったか、「『土方はおれの研究以上に出ていない』と森(康夫)先生が嘆いているぞ」といったら、「それは、(小竹)先生達が悪いんだ」と言われた。「森先生の世代は伝熱技術の要望と相合って大きく伝熱研究を発展させた。私たちはその第2世代であるが、その中継ぎをしなければならぬ先生達第1.5世代は何をしたのか。第1世代の恩恵に預かってそれに満足し何もしなかったのではないのか。だから、第2世代のわれわれが第1.5世代の先生達まで面倒を見なければならず、自分たちのことが疎かになるんだ。」とお叱りをうけた。

確かにその通りかもしれない。そう言って彼はせっせと研究セミナーやプロジェクトの原案や申請書を作ってくれ、「先生、この代表者/主査お願いしますね。」はまだ良い方で、「先生の名で申請しましたから」とまで面倒みてくれた。自分でやったらといったら、「2」は「1.5」の次ですと言われた。その「2」が世が始まるうとしていたのに、逃げ出したのであろうか。

でも、その一方では、現象のモデル化による実験と理論を用意して「この理論と実験がよく合います。したがって、この現象はこういうことで

す」という第1世代の研究方法や論理定石に批判的な目を向け、いろいろ試行錯誤されていたようである。その結果どのような方法論や論理法が得られたか分からず終いになってしまったのは残念である。

"Thermal Science and Engineering"の編集方針では、なぜこの論文を掲載可と評価したかということ Editor's comments ととして論文に後記することになっているが、この編集思想を言い出したのは彼である。「なんだか分からないが実験したらこうなった」、「こんなことが発見された」ということも評価しよう。評価した理由を付して論文として掲載する道を開こう。従来学会誌では未完成、未推敲とされるものにも目を向けよう。論文の掲載には「Chief Editorである先生がすべて責任を負えばよい」として重大な仕事を押しつけられた。とはいっても、Editorの仕事と論文の掲載業務については多大な労力を費やしていただいた。とくに、後者については全ての論文に目を通し、統一した書式に整え印刷原稿を作る作業を初号(1巻1号)からこの4月号(5巻2号)まで一貫してまったく献身的にやっていた。

さらに、一年前、Chief Editorをお願いしたときは、これ以上Chief Editorまでやれというのかといわれたが、いろいろ協力をするからと言って強引に引き受けていただいた。それから一年、Thermal Science and Engineeringもなんとか格好がついてきたねと言いついていたのはつい最近のことである。

「以上、土方伝熱研究の将来像としてはこんなことでいいかね」というと、多分

「だいたいいいですが——いつもはこの後にお叱りや小言がつづくのだが、これに続く言葉をもう二度と聞くことはできない.....

土方邦夫先生追悼

In Memory of Professor Kunio Hijikata

長島 昭 (慶應義塾大学)

Akira NAGASHIMA (Keio University)

土方邦夫先生はまるで重戦車のように私たちの間を駆け抜けていかれました。私は5月18日の朝の土方先生あの訃報の衝撃から、まだ悪夢が覚めない思いでおります。

日本の伝熱研究はいうまでもなく、世界の伝熱・熱工学研究に、土方先生は大きな足跡を残していかれました。これまでに先生の成し遂げられたご業績、ご成果を見ると、私は感嘆の思いを禁じ得ないのでありますが、それにもかかわらず、なお誠に残念に思うのは、土方先生が今まさに達成の中途にあった事業の大きさを考えるからであり、さらには先生が将来もっと果たされるであつたであろう大きな役割を思うからであります。

土方邦夫先生のお名前を私が存じ上げるようになったのは、先生がはるかにお若い頃からでありました。以来、森康夫先生のもとで素晴らしいご活躍を続けられ、その間、学会等でいつもお会いして話しをすることはありましたが、それほど深いおつき合いはありませんでした。ところが、その後ある時期から、伝熱学やエネルギー研究の話題を突っ込んで話し合うようになり、ミクロ系への発展の問題なども一例ですが、研究の動向などについて議論をする回数が増えました。そして特に最近数年間は、大学の将来像や、研究費の問題、国際的な学会の問題についても、たびたび意見を交わすようになりました。電話でも意見を求められる度に、私は率直な意見を申し上げましたが、ときに相反する意見であっても、土方先生はいつも驚くほど真剣に耳を傾けて下さり、その姿勢に私自身が教えられる思いを致しておりました。議論を続けていた間に、私が最も強い感銘を受けたの

は、土方先生の学問研究への意志、学者としての謙虚な問いかけ、そして教育への深い情熱でありました。この点では、私は先生をいくら賞賛してもし過ぎることはないと思っております。

伝熱研究だけでなく、科学技術研究は全体として模索の時代に入っておりますが、私は科学技術の潜在的な力はむしろ大きくなっていると思います。今特に足りないのは、科学技術以外の分野にも眼を向けた柔軟な予測や企画であり、見通しと夢と実行力のある強いリーダーです。土方先生だけとは申しませんが、すくなくとも土方先生はその役を果たせる最有力の一人でありました。いよいよこれから大役を果たして頂きたかった、その力を実見させて頂きたかった、と悔やんでも悔やみきれない気持ちであります。

しかし、仮に土方先生に安心して頂けることがもしあるとすれば、それは土方先生がおられなくても、伝熱研究をますます盛んにすることではないでしょうか。土方先生のご功績は、研究や教育だけにとどまらず、伝熱学会の設立、学会運営、出版物や講習会の世話、国際誌の発刊等々、枚挙に暇がなかったので、この多方面の活動を肩代わりするのはだれも不可能であります。しかし、たとえ一人ではできなくても、結果として、これらの仕事を受け継ぎ、しかも次の時代へ高めていく人は今後必ず現れると期待致します。そのご報告を先生にできることを願って、土方邦夫先生への私の、そして僭越ながら会員の皆様を代表しての追悼の辞と致します。終わりに、先生のご冥福とご遺族のご多幸を衷心よりお祈り申し上げます。

巨星逝く

Good-by, Great Star

福迫 尚一郎 (北海道大学)

Shoichiro FUKUSAKO (Hokkaido University)

クリスマスに関する劇で、必ず上演されるお話があります。それは、占星術の学者達が、ユダヤ人の王としてイエスが生まれる場所を、星により知り、星に導かれてその地にやって来たというお話です。

土方先生は、私にとって伝熱に関する研究を進めて行く上での星、巨大な星でした。その星に導かれて、その星の下に行く事により、伝熱研究の現状、今解決すべき問題、そして将来へ向かって何をなすべきかを教えられました。

その巨星が逝かれたのです。今はまた、先生と出会う前の、暗闇の中に戻されて歩んでいます。

日本の伝熱の研究学界だけでなく、世界の伝熱の研究学界は、巨星が今まで照らし続けてきた光と、今からさらに必ず光輝いたであろう巨星が放つ光を失ったのです。これ以上残念で悔しいことがありますでしょうか。

本年3月、環太平洋諸国の研究者が参加する、小さい規模ですが、内容の濃い伝熱に関する会議がありました。土方先生のご配慮により参加させて頂くことになりました。香港は初めてでしたので、不安な気持ちで空港出口を歩いていますと、『福迫さん』と声がします。土方先生です。後でわかったのですが、私のフライト便がわかったので、奥様と娘さんを見送った後、2時間も待っていて下さったのです。そのお陰で、全く問題なく、大学の宿舎に行くことが出来たのでした。

これは、もう10年以上前のことです。ダラスで米国機械学会の冬季例会があったその帰りのことです。ホテルの玄関でタクシーを待っていると、ポンと肩をたたく人がいます。土方先生です。タクシー代が半分で済み、あの広大なダラス・フォートワース空港で途方に暮れることなく、買い物をする事が出来ました。この時、先生が奥様と娘さん方にいかに深くそして細やかな思いを持っておられるのかを知るとともに、私自身の家族に対する配慮の足りなさを教えられました。先生のご助言で購入した土産物に、家内が何となく納得がいかない様子だったことを思い出します。

土方先生との思い出は、尽きることがありません。巨星は逝かれました。しかし、これまで先生がすでに成し遂げられたお仕事は、すでに私などが停年までにやれる仕事の何倍もの仕事であります。先生はまた、若い研究者を育てることに腐心し、多くの種を播いて行って下さいました。これらの種は、将来伝熱の研究界で、きっと大いなる花を咲かせてくれるに違いありません。

大好きなモーツァルト、シューベルト、そしてショパンも、膨大な、しかも今も私達の全身・霊に響きわたる仕事を残し、しかし30代の若さで逝った巨星達です。土方先生も、世界の伝熱学界の巨星として、その名を永遠に記されることになると思えるものです。

戻っておいでよ，土方君！

Kunio, Come Back Again!

林 勇二郎 (金沢大学工学部人間・機械工学科)
Yujiro HAYASHI (Dept. of Human and Mechanical
Systems Engineering, Kanazawa University)

土方君との最初の出会いは、昭和43年の冬だったように思う。当時、森先生のもとで凝縮の研究の修論を仕上げている彼は、相変化と適応係数について質問して来た。片山研究室で氷の昇華を手掛けていた私は、圧力支配下で供給熱量を増やしていくと、表面温度の過熱に代わって表面粗れが生ずること、そこで形態的な適応係数の考え方が必要である、というような話をしたように記憶している。しかし、彼が期待したのは分子レベルの話であり、今話題のMDであった。これが名だたる森研の由縁かもしれないが、彼の研究のすごさは現象の本質を論じながら、それでいて研究の新鮮さを常に維持していることであった。

金沢大学に勤務した私は、熱と物質移動、熱力学的不安定と緩和、複雑多成分系、輸送現象のマクロ・ミクロ展開をテーマに幾つかの仕事をして来た。新しいテーマを手掛けると土方君はきまって興味を抱き、議論を持ちかけて来た。どんな方法で、どこまでやるのかと。誰が、何処で、何を研究しているのかを知ろうとする彼の意欲は、地方大学、企業、若手研究者、さらには他学会や国外にまで及んだように思う。シンポジウムやプロジェクト研究における緻密な計画と大胆な企画は、彼のもつデータベースと抜群の判断力によるものである。彼は伝熱の情勢を分析し精通することで、学会をリードし動かしていたと言えよう。

このように彼は伝熱の学会では常に中心にあり、一見強引とも言える土方流のやり方で物事を進めて来た。しかし、今自分がやるべきことが何であるかを知っており、そのために現場の仕事を率先してやったのも彼である。前回の日米熱工学講演会で、私とLiorで、"Frontiers in 21st Century of Thermal Engineering Research"のパネル討論を企画した。日本側のパネリストとして、棚澤先生と土方君にお願いしたのは、学会が始まる僅か1週間ほど前のことだったが、二つ返事で引き受けてくれた。今年3月の香港では、急遽帰国された庄司先

生のOHPをアドリブで紹介した時の姿が今では懐かしい。

土方君とは随分いろいろと一緒に仕事をして来た。伝熱学会、機械学会の第二出版部会、エネルギー特別や重点領域研究、サンディエゴ、苫小牧、金沢で開催された日米セミナー等々、次々と当時のことが思い浮かぶ。しかし、多くの場合は、彼の指示によって動いた、と言った方が正確である。彼から話が持ち込まれて来たときは、既に彼の手によって青写真が出来ており、路線が敷かれていた。表に土方の名が出ないままにである。

リベラルを自称する土方君であったが、その一方で、長幼の序を重んずる古さも持ち合わせていた。私は彼の一年先輩である。東工大では、中山、越後、黒崎先生など大先輩がいらっしやっただが、いつも先輩を立て、それでいて好き勝手を言うのが土方流であった。後輩に対しては、誰某かまわらず注文を付け、そして人一倍やさしいのも土方流であった。超人的に仕事を熟しながら、そのうえ他人を気遣っていたのでは肉体も精神もたまったものではなかったであろう。五十嵐、熊田両先生は、強引さに徹し切れず、それを弁明するかなのような彼の気配りに批判的であったが、彼には人間としての強さと弱さ、厳しさと易しさが同居していたように思う。「あの人はいつも我儘で最後まで自分勝手に行動したー」。通夜の席でしみじみと話された奥様の言葉である。

二人のお嬢さんのことを話すときの嬉しそうな土方君。仕事の話をしてないことを条件に、小竹先生との立山行に一緒した時の楽しそうな土方君。そんな君にもう会えないのはとても寂しい。しかし、強く指導力のある君がいないのは本当に困る。君にしかやれないこと、君に聞かねば判らないことが余りにも多すぎる。戻っておいでよ，土方君！ 今度は皆で手分けして、君一人に任せるようなことはしないから。

土方邦夫先生の急逝の報に接して

On Being Informed of the Sudden Loss of Professor Kunio Hijikata

藤田 恭伸 (九州大学)

Yasunobu FUJITA (Kyushu University)

土方先生の急逝の悲報に接したのは、München郊外の田舎町Irseeの国際会議の会場となる宿舎に到着し、夕方からの開始を待つ間の、ほっとしていた5月18日(口)午後4時頃であった。同じ宿舎に先着の西尾先生から「良い知らせではありませんが、実は…」の電話をうけ、一瞬わが耳を疑い、あまりにも大きな衝撃に返す言葉も出なかった。とても信じられることではない。つい4日前の先生との電話で「気を付けて行くように」と心遣いをして下さったのに。何と無常で儂いことか。こんなことがあっていいものか。残念でならない。間もなくFaxも届いた。土曜日の夜遅くに大学から戻られ、食事をしながら奥様との団らんの後、再び机に向かっておられた早朝のこととの由。何が先生をそこまで駆り立てていたのであろうか。普段から先生が非常にご多忙であることは伺っていた。東京での会議の後にも必ず大学に戻っておられたし、出張から帰京の折はどんなに遅くても羽田から大岡山に直行しておられたようであった。何事をも熟慮し、中途半端に手抜きされることのない先生の責任感なるが故なのであったのだろうか。

もともと先生は2年前のBanffにつづき今回のIrseeの会議にも参加されるはずであった。しかし伝熱シンポジウムと重なることが分かってやむなく断念された。熱工学部門長や日米熱工学会議の日本側組織委員長として仙台で是非会議を開かねばならないから、と言っておられた。Irseeにみえていれば、こんな悲しいできごとには会わずに済んだのではないかと、はかなくも思ったりもした。会場でも日本からの参加者は、「土方君は僕の言うことを一番よく聞き入れてくれていたのに、…」としみじみ述懐された甲藤先生をはじめ、皆が悲報に気がめいった。Bergles, W. J. Yang, J.C. Chen, Bar-Cohen, Mayinger, Celata, Kandlikar, Wadekarなど、先生の急逝を知った外国人は、異口同音に偉大な損失だと、言葉少なに語っていた。

Miamiを立つ前に先生とNATOセミナーのことでFaxを交換してきたばかりのKakacも信じ難く、パートナーを失ったとひどく気落ちしていた。2週間後のBrusselsのExpHFT4の会場では、米国からの参加者のほとんどが先生のご逝去を既に知っていた。Texas A&MのPeatersonは2月前の香港でのワークショップでの先生のリーダーシップとご活躍振りの記憶が生々しいだけに、非常に悲しいことで、信じられないと繰り返していた。

顧みれば、先生は非常なご家族思いであった。纏まった休みがなかなかとれない奥様を、海外出張の際にはつとめて同伴され、医師の仕事からの気分転換に気配りされていた。San FranciscoからYellowstone、EdinburghからBrighton、と二度のドライブ旅行にご一緒した。事ある毎に、朝から晩まで「清乃、清乃」といたわっておられたのが思い出される。ご結婚前は大岡山から仙台に向かい、夜行列車でまた東京に戻ることが度々だったとのこと。これも勉強中の奥様を案じてのことと思う。最近では、大学生のお嬢さんの帰りが遅いと最寄りの駅まで迎えに出ておられたと聞く。

先生の気配りは門下生にも及んでいた。よそに転出して金が足りないと聞きつけると、研究費や計器などの工面に身をいとわれなかった。頼もしいかぎりの先生であったにちがいない。

先生は国際的な会議やセミナーをはじめ、研究会などの創設に優れた手腕を発揮されていた。メンバー構成を考えると、常に専門、地域、年齢、他の組織との重複などを綿密に考慮し、プランニングを公平無私に進められていた。また若い人達の起用育成にも特別の配慮をしておられた。

最近、一緒に定年を迎えるのだと言っておられたから、先生はまだ50歳代も前半である。ご活躍の真最中に幽明境を異にしなければならぬとは、哀悼の極みです。今、在りし日の先生を偲びながら、謹んでご冥福をお祈り申し上げます。

土方邦夫先生を偲んで

Memory of the late Prof. Kunio Hijikata

矢部 彰 (機械技術研究所)

Akira YABE (Mechanical Engineering Laboratory)

東京工業大学機械宇宙学科の土方邦夫教授が、平成9年5月18日(日)午前3時14分に急性心不全で急逝された。53歳とまさに働き盛りであり、実際、亡くなられる前日の土曜日も、研究室で夜遅くまで伝熱シンポジウムの発表練習や学会発表原稿の準備、委員会の報告内容の検討などをされており、帰宅後も深夜までコンピューターに取り組んでおられたそうである。5月とはいえまだ少し冷え込む夜であったが、きっと多くのストレスを抱え込んでおられたのではと推測する。先生は常に、研究や若手研究者の指導、学会や委員会活動、そして世界を相手に、大変忙しかつ精力的に活動されていた。また、面倒見の良い先生は多くの方々から様々な問題で頼りにされ、先生持ち前の、豊富なアイデア、柔軟な発想を駆使して、相手の立場を踏まえながらもポイントを突く的確な意見を述べられ、期限のある仕事も遅れることもなく対処され、多くの方々から信頼され、尊敬されていた。土方先生は、私にとって兄弟子でもあり、恩師でもあり、また、先達としてこれからももっとも世界に「伝熱」のため、人類の「エネルギー・地球環境問題」のために活躍していただきたかったと思う。そして、必ずやさらに大きな貢献していただけたと思われ、とても残念であり、悔やまれる。

「伝熱」の分野を作られた大先輩の先生方を見ていて感じることは、どの方々も自分が主体的にその分野を引っ張って行かねばという内に秘めた闘志を持ち、また、多くの人々に頼りにされておられ、そして、そのような方々は、多かれ少なかれ、いつ倒れてもおかしくないようなハードな状況で生活しているということである。土方先生も最近お会いした際に、「いくら忙しくても勉強はしなくてはいけない。私は、新しいテーマに取り組むために量子力学は独力で勉強したよ。」とか「いくら忙しくても直接指導する学生は持ち続けなくてはいけない。実験データにじかに接し、数値計算結果を自分で解釈できなくては、良い研究は出来ない。」とおっしゃられていた。常にご自分の限界への挑戦を続けていられるのだと感じると共に、我々ももっと努力しな

ければと励まされたことを思い出す。

志し半ばで惜しくも亡くなられたとはいえ、土方先生はこれまで多くの考え方や行動の模範を我々に示してくださってきた。土方先生が実践されて来た考え方の中でも御自身が特に強調されていたものは、「小さな利害で対立するよりも、皆で協力して皆でハッピーであれば、その方が良いではないか。」という考え方である。同じ伝熱の分野の中、もっと狭くは、同じ職場だ、年齢が近いからという条件だけで、多くの場合利害が対立し易いのは社会の常である。しかし、全体の杯が大きくなる限り利害対立の解消は容易ではないので、発想を変えて皆で協力して全体の枠を大きくして行こうではないかという考え方である。現実には、小さな利害と言えども結構深刻な問題の場合が多く、そう簡単には妥協できるものではないが、そこをリーダーシップを発揮して調整し、皆が満足するような方策を考えて実践してきたのが土方先生の本領であったと言っても過言ではない。この考え方は、ある程度学問的に体系化され、新分野や新しい観点を開拓し続けると成熟してしまい易い「伝熱」や「熱工学」の分野では、特に重要であり、是非、皆で土方先生のこの考え方を受け継いで行かなくてはと考えている。強力なリーダーシップを発揮された土方先生は亡くなられてしまったが、その分、皆が、より我慢し合い、協力し合う必要があるように思われる。

お葬式の折の奥様のお言葉を借りれば、ご家族の皆様が、「幸せな毎日から、まるで大きな落とし穴に落ち込み」、ご家族の心にも「大きな穴があいてしまった」御不幸に対して、心からお悔やみ申し上げたい。土方先生のご冥福をお祈りすると共に、我々に出来ることがあれば何でもさせていただきたい思いである。きっと土方先生もご家族の皆様には、「ごめんね。」と言っておられ、我々に対しては、「もっともっと研究したかった。もっと頑張れよ。」という厳しいお言葉が、「あー、俺だけどー」という親しみのあるご挨拶と共に電話の向こうから聞こえてくるようなそんな想いがしてならない。

北斗星消える – 土方邦夫教授の死去を悼む –

Memorial Address for Professor Hijikata –Missing Plow–

西尾 茂文 (東京大学生産技術研究所)
 Shigefumi NISHIO (Institute of Industrial Science,
 University of Tokyo)

5月18日～23日までの日程で、ミュンヘン郊外のIrseeで開催されたConvective Flow and Pool Boilingと題するEngineering Foundationの国際会議に出かけた。この会議は今回で3回目を数え、2回目の会議に出席された土方先生も参加を楽しみにしておられた会議であったが、先生は「伝熱シンポジウムを欠席するわけにはいかなかった」とのことで参加を見合わせるようになった。

パリまでのAir Franceの機内では横に座ったフランス人と思しき男性が周りの搭乗者と喧嘩のし通しで、シャルルドゴール空港にはやっとの思いでついた感じであった。ミュンヘンへの乗り継ぎ便を待つ間、虫の知らせとも言おうか、普段はかけることのない自宅への電話をする気になった。この電話で長女より土方先生の悲報を知らされた。驚天動地、腰が抜ける思いであった。教授室で、独特の姿勢で椅子に座り、パソコンを操る先生の姿が目につかんだ。

先生には、最近機械学会出版の「伝熱ハンドブック」の増刷に際してソフトウェアのWindows版への改訂をお願いしていたが、日本を発つ直前にその改訂版が送られてきたばかりであった。多忙な中で仕上げられたのだと思う。5月13日に機械学会RC142分科会に久しぶりに出席された際に昼食を共にさせていただいたが、その際に聞いた言葉、「分科会に最近出てこないと言っていると聞いたので、忙しいけど出てきたよ」が耳に残っている。何でもできる人だからということで、負担をかけすぎたのだと思う。また、責任感の強い人だったから、負担を背負いすぎたのかもしれない。いずれにしても、我々が北斗星を失ったことには違いない。

しかし、悔やんでばかりいても土方先生は喜んでくれないと思う。ここでできることは、まずは土方先生が目指していたことをこの場を借りて私なりに伝えることであると思う。私は土方先生によく叱られていたので、その一部を記せばこの任を果たせると思う。

土方先生の私への口癖の第一は、「狭い研究に落ち込むな、研究の視野を広く取れ、目的を明確にしろ」であった。伝熱や熱工学あるいは広くは機械工学に関する研究の将来に危惧を抱いている人々は、多いと思う。しかし、土方先生は、現象スケールで言えば超マイクロから地球環境といった超マクロまで、分野でば伝熱から燃焼、また応用で言えばエネルギー機器から熱制御まで幅広く積極的に仕事していた先生であるから、研究分野自体の将来に危惧を抱いていたのではなく、我々研究者の方向感覚について危惧を抱いていたのだと思う。土方先生がかなり熱意を注いでおられた重点領域研究「新・エネルギー学の創生」の申請書が手元にあるが、最近この申請書を読み返してこの感を新たにしている。

第二の口癖は、「学会のロビーで煙草ばかり吸っていないで、もっと勉強しろ」であった。土方先生は、誰が何を研究しているかを極めてよくご存じであった。また、どこで何が起こっているかもよくご存じであった。これは、第一の口癖にも関係すると思うが、良い研究をするには独創性が無論不可欠であるが、工学研究には独創性と創造性の両方が必要であり、創造性という意味で幅広い情報の重要性を学べと言っておられたのだと理解している。

ここに記しておきたい最後の口癖は、「お前もいい歳になったのだから、少しは人の役に立て」である。これも第二の口癖と関係するが、コミュニティの大切さを言っておられたのだと思う。国際的なコミュニティ、その中での日本のコミュニティ、さらにその中での伝熱のコミュニティといった重層的な意味であったと思う。私は土方先生より5才年下であるが、若い頃に土方先生から初めて声をかけられたときの嬉しさを覚えている。

4月の機械学会総会でお目にかかった時の言葉、「おい西尾、だいぶ痩せたんじゃないか？ 仕事も程々にしろよ！」が耳を離れない。叱られても、私にとっては優しい人であった。

ご冥福を祈る次第である。

土方先生、有り難うございました

Sincere Thanks to Professor Hijikata

岡崎 健(東京工業大学炭素循環素材研究センター)
 Ken OKAZAKI (Research Center for Carbon Recycling
 and Utilization, Tokyo Institute of Technology)

何でこんなことが起こり得るのだろうか。いま、日本の、いや世界の熱工学、エネルギー・環境の分野の最も大切な宝物を、私としてもこれからこれまでの何十倍もの御指導を仰がねばならない方を、何故こんなにも簡単に突然、神様はこの世から召し上げてしまわれるのであろうか。

それにしても、土方先生の人間として、研究者として、教育者としてのスケールの大きさ、偉大には想像を絶するものがあった。逸話を含めて思い出は尽きない。私が上方先生に公私にわたって御指導いただいたのは、東工大の新設間もない機械物理工学科の卒研で森康夫先生率いる熱・熱力学講座に配属されて以来25年間にもなる。その当時、土方先生は新進気鋭の助手として、新しい実験室の整備にさっそうと陣頭指揮を振るっておられた。「圧縮空気の配管工事はおまえがやれ」。確かに人使いは荒かったが、それ以上にいつも作業衣を着て自ら率先して作業をされていた。実験室の中二階にロッカーの方が高くて入らないときも、「全部のロッカーの上を切って小さくしてとにかく入れろ」。まさかと思ったが土方先生は本気で、学生総動員で作業をしてその通りにした。何と強引な人なんだらうと思うと同時に、思い通りに事を運び結局見事に仕上げしてしまう迫力に圧倒された。

それから数年後、私は博士課程の学生として、燃焼ガスプラズマ境界層内の放電現象に関する解析を行っていた。その境界条件のことで上方先生に相談した折、普段から議論していたわけでもないのに即座に明快な解答を与えて下さった。また、放電の不安定によるアークの発生限界を解析したとき、急にお伺いしたのに10分くらいで紙の上に多くの式を書き、「これで解ける筈だ」と言われた。あとで数日かけてこれらの式をフォローして解いてみると、見事に中立安定曲線が現れ、ジュール発熱と熱散逸の比で表される新しい支配無次元数が抽出された。御自身の研究テーマでもないのに、何でこんな事がすぐに見透せるのだろうか。常日頃の勉強の深さに感銘

するとともに、こんなすごい人が世の中に実在するのか、と不思議でならなかった。

博士課程修了後、私は新設の豊橋技術科学大学に赴任し、15年間エネルギー工学系に勤務した。その間も、土方先生はことあるごとに公私にわたりいろいろ気にかけて下さり、数えたらきりがないほどの御支援と激励を下さった。東京でのある委員会のあると昼食を共にした折、「おまえのところでCVDに使っているあのプラズマなら、メタンからメタノールの直接合成ができるかも知れない」。豊橋に戻って次の日から早速やりはじめ、現在重点領域研究「エクセルギー」のA01班の主要テーマの一つとなっている。このように、土方先生との雑談の中には必ず示唆に富む新しい発想が含まれていた。

4年半前に私が東工大に移ってからは、土方先生との接触は極めて密なものとなったが、先生の私に対する教育方針はそれまでとは大きく異なっていた。「組織を動かすためにはこうでなくてはならない」、「こう言うときには先を読んで、相手の立場でこう対応しなくてはならない」、「大きな研究費を得たときには他人のために使え」。確かに土方先生は、他人のために労をいとわず、いいことはまわりに分かち合うことを、自ら実践されていた。

しかし、最近の土方先生への仕事の集中ぶりは少し激しすぎるものがあった。ほんの2ヶ月ほど前に、「先生、たまには仕事から離れて昔のように釣りにでも行きましょよ」と声を掛けたばかりであった。私が豊橋技科大にいた時、東名の沼津インターで早朝に待ち合わせて伊豆に釣りに行ったこともあった。渥美半島に行ったときには、伊良湖灯台の横の岩場で大きな黒鯛を釣り上げたときの土方先生の無邪気な嬉しそうな笑顔は忘れられない。

偉大な指導者を、しかも突然失ってしまった。土方先生に教えられたことは余りに多い。私自身の人生を大きく変えてしまうほどの影響を受けている。受けた教えのほんの一部でも恩返しできればと思っている。土方先生、本当に有り難うございました。

土方邦夫先生の思い出

Memories of Professor Kunio Hijikata

井上 剛良 (東京工業大学)

Takayoshi INOUE (Tokyo Institute of Technology)

平成9年5月18日朝7時過ぎ、まだ日曜の朝のまどろみの中にいたところ、自宅の電話の呼び出し音に起こされました。研究室の元助手の中別府君からの電話でした。「今朝2時半頃、土方先生が亡くなりました。」彼の沈んだ声がよく理解できず「えっ、誰先生」と聞き返したことを思い出します。前日、夜11時頃まで研究室で研究のことで土方先生と議論をしていたのですが、具合が悪そうな様子は全くなくいつもの精力的な先生だったのでとても信じられる話ではありませんでした。あまりにも重大なことなのでとにかく確認しなければと思い、何人かの先生に電話をしたのですがどの先生も信じられない様子で「確認して欲しい。」といった状況でした。中別府君には「とにかく研究室に行くから。」と言って、急遽研究室に向かったのですが、運転している間も「大変なことになった。」という思いと「何かの間違いだろう。」という思いが交錯していました。

研究室で何人かの先生方と連絡を取り合っているうちに、岡崎研助手の小川君が土方先生のご自宅から戻って来てこれは間違いではないということが確認され、急いで森先生をはじめ研究室関連の諸先生方に連絡をしたという状況でした。急遽駆けつけて下さった先生方のご協力を頂きながら、私自身は「とにかく先生のご葬儀を無事済ませたい。」という思いと、「研究室の学生の動揺を極力押さえないければ」という思いをかかえ、助教授という立場の自分にしかできないことを精一杯勤めるうちに悪夢のような一日が過ぎていきました。

土方先生に初めてお会いしたのは、私がまだ東京大学の小竹先生の研究室の大学院生でクラスター生成の研究に従事していた時でした。土方先生はまだ著にも棒にもかからない大学院生の私にも気軽に話しかけて下さり、「難しいことをしているな」と冗談を言われたことを記憶しています。将来この先生のもとで助教授を勤めることになるとは夢にも思いませんでした。

平成7年8月に助教授として土方先生の研究室に赴任してから約2年間、土方先生から研究・人生について多くのことを学ばせていただきました。

赴任して間もない頃、「井上、ここは本家なんだから卒業生が困っていたら苦しくても何とか助けてやらなきゃダメなんだ。」と言われ、伝統ある研究室に来たんだということを実感したのが印象に残っています。

土方先生は研究の面でも非常にアクティブで、学生が実験がうまく行かないとでも言えば、「じゃあ見てやるから」と言ってすぐに実験室に飛んでいき、的確な指示をされていました。とにかくハード・ソフトともに強いので我々が反論するのは並大抵のことではなく、真空や薄膜関連技術以外ほとんどの場合負けていたような気がします。

土方先生が主査をつとめる学位審査の審査員になると、これは大変でした。学位論文発表会では、「一番専門の遠い井上先生から」と指名されてまるで我々審査員が諮問されているようでした(本当に先生は審査員を教育するつもりだったのでしょう)。くだらない質問をしたときには後で注意されたりもしましたが、良い質問をしたときにはご機嫌な様子で「活発で良かった」と誉めてもらったことが思い出されます。厳しい反面びっくりするほど無邪気なところのある先生でした。

時々冗談で、「井上、俺は働きすぎだよな。」と言われたことがあります。そんな時は「先生がいっぱい仕事を持ってきているんじゃないですか」とか「先生は自分でやらないと気が済まないじゃないですか」と答えたりしていました。今から思うとそんな冗談を言っていた頃にもっと注意しておけばと悔やまれてなりません。

今でも土方先生の部屋から「おい」と呼ぶ声が聞こえそうです。先生から見たら頼りないとは思いますが、研究室の残された者一同で精一杯頑張ります。

土方先生どうもありがとうございました。

格子 Boltzmann 法
- 新たな二相流モデルへの取り組み -

Lattice Boltzmann Method

-Development of a New Model for Simulating Two-Phase Flow-

瀬田 剛 (IBM ワトソン研究所客員研究員)

Takeshi SETA (Visiting Researcher, IBM T. J. Watson
Research Center)

Navier-Stokes方程式に従う流体の流れを模擬する格子 Boltzmann法 (Lattice Boltzmann Method, LBM) は新しい数値解析法として注目されており、筆者も IBMワトソン研究所において格子 Boltzmann法の研究に従事している。LBMの1成分2相流モデルへの適用はこの分野におけるここ数年の課題とされている。1成分2相流熱LBMモデルの開発の現状について報告する。

1. はじめに

2相流をはじめとする、複雑な自然現象を解明するため、現象の単純化・抽象化によるモデル化という手法が古くから用いられてきた。数理モデルにあられる偏微分方程式を解くため、様々な工夫がされてきたが、偏微分方程式の厳密解は単純な領域形状や境界条件の下でしか求められない。

近年の計算機パワーの飛躍的向上によって、数理モデルに対する、コンピュータを用いたアプローチは、現象に対する従来の理論的および実験的アプロー

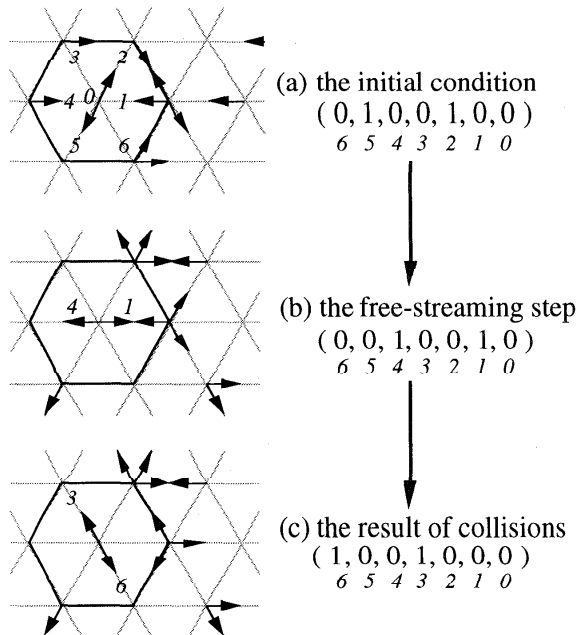


図1: LGAの衝突と並進の例

チと共に不可欠なものとなっている。差分法(FDM), 有限要素法(FEM), 境界要素法(BEM)などの強力な近似解法が誕生し、計算機による解法は、複雑な非線形現象の解明に貢献している。今日、提案される近似解法のほとんど全ては、計算機の使用を前提としており、数値解の精度や収束性、安定性の問題と同様に、並列処理やコンピュータ負荷の問題も議論されている。このような状況のなか、複雑系を解析する新しい手法として、格子ガス・オートマトン法 (Lattice gas Automata, LGA)が、注目され始めている。

自己複製オートマトン(Self-reproducing Automata)を表現する方法として提案されたCellular Automata (1948, von Neumann)を、流体力学に適用したモデルを総称し、LGAと呼ぶ。正方格子を用いたHPPモデル(1976, J. Hardy *et al.*)が、LGAの最初のモデルと考えられている。その後、N-S方程式を解くことと、LGAを解くことが同等であることが示され(1986, S. Wolfram), 更に、六角格子を用いたFHPモデル(1986, U. Frisch *et al.*)が提案され、現在のLGAの基礎が作られた。その後、3次元問題を解くためのFCHCモデル(1986, D. d'Humieres *et al.*)や、2相流を模擬するILGモデル(1988, D. H. Rothman *et al.*)などが提案され現在に至っている。

LGAでは、図1のように離散化された空間を、格子に沿って仮想的な粒子が離散化速度で移動する。粒子の格子上的占有状態は、0, 1による7ビットのブール変数によって表わされ、打ち切り誤差や、丸め誤差の問題がない。一般に、粒子が存在する場合を1で、存在しない場合を0で表わす。例えば、図1(a)のように、1つの格子点上に7つの位置ベクトル(0~6)を考え、番号2と5の位置ベクトルに粒子が存在する場合、粒子の占有状態を右から順に、(0,1,0,0,1,0,0)のように記述する。各粒子は、単位時間に格子間距離だけ進みながら、並進と衝突を繰り返す。例えば、初期状態、図1(a)から、各粒子が並進を行った状態を、図1(b)とする。先ほど述べた格子点では、番号1と4の位置ベクトルに粒子が存在し、

占有状態は(0,0,1,0,0,1,0)となる。図1(b)の状態から、粒子同士が衝突を行った結果は、図1(c)であり、粒子の占有状態は、(1,0,0,1,0,0,0)のように記述される。各粒子が並進と衝突とを繰り返す、系は時間発展し、各粒子の振る舞いの累積として、系全体の巨視的な挙動が再現される。このような単純な物理モデルを用いることにより、コンピュータ負荷が大幅に軽減される。また、粒子の運動を各格子点ごとに独立に扱うことができ、大規模な並列処理が可能になり、複雑な幾何学形状も容易に扱うことができる。しかし、LGAで用いられる動力学方程式から導出されるN-S方程式には、非物理的な保存量が現われるという問題点がある。

この問題を解決したモデルが、格子Boltzmann法(LBM)である。LBMでは、粒子の占有状態を、丸めたMaxwell-Boltzmann分布で置き換えることで、N-S方程式の非物理的な保存量を完全に排除している(1988, G. McNamara *et al.* [1])。ただ一方で、粒子の状態表現に実数を用いたことで、丸め誤差などの問題が現れ、LGAの利点が失われたという批判もある。LBMの衝突則にBGK(Bhatnagar Gross Krook)近似を導入したモデル(1991, S. Chen *et al.* [2])を特別にLBGMと呼ぶこともある。その後、LBMで用いられる動力学方程式から理想流体に対するエネルギー方程式が導出され(1993, F. J. Alexander *et al.* [3])(1993, Y. H. Qian [4])、さらに、1成分2相流モデルに対するN-S方程式を模擬するLBMモデルが提案された(1993, X. Shan *et al.* [5])(1995, M. R. Swift *et al.* [6])。近年、LBMの分野では、1成分2相流モデルに対するエネルギー方程式の導出が、ここ数年の課題となっている。本文中、モデル開発の現状と問題点を示す。

2. 格子Boltzmann法 (LBM)

LBMは、密度や速度等のマクロな変数を直接解く従来の数値計算法と異なり、粒子の速度分布関数

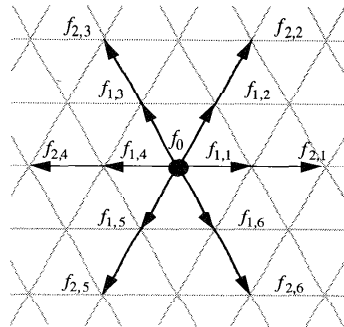


図2: 6角格子13速度LBMモデル

に関する動力学方程式を解くことで、マクロな変数の挙動を解析する。例えば、六角格子13速度を用いた、熱流体LBMモデル[3]では、図2のように存在する粒子速度分布関数 $f_{\sigma,i}$ から、次式のような単純な代数計算を用い、密度 ρ 、運動量 ρu_α 、内部エネルギー $\rho \epsilon$ が求められる。

$$\rho = \sum_{\sigma,i} f_{\sigma,i}, \quad (1)$$

$$\rho u_\alpha = \sum_{\sigma,i} (e_{\sigma,i})_\alpha f_{\sigma,i}, \quad (2)$$

$$\rho \epsilon = \sum_{\sigma,i} |e_{\sigma,i} - u|^2 f_{\sigma,i} / 2. \quad (3)$$

ここで、 u_α は局所速度、 $e_{\sigma,i}$ は粒子速度を表す。粒子速度分布関数 $f_{\sigma,i}$ は、動力学方程式：

$$f_{\sigma,i}(x + e_{\sigma,i}, t + 1) - f_{\sigma,i}(x, t) = \Omega_{\sigma,i}, \quad (4)$$

に従って時間発展する。ここで、 t は時間、 x は位置ベクトル、 $\Omega_{\sigma,i}$ は衝突オペレータを表す。LBMでは、粒子速度分布関数 $f_{\sigma,i}$ に対する1本の動力学方程式(4)から、連続の式、N-S方程式、エネルギー式の全てが解かれる。また、BGK近似が用いられた場合、衝突オペレータは、

$$\Omega_{\sigma,i} = -(f_{\sigma,i} - f_{\sigma,i}^{(eq)}) / \tau, \quad (5)$$

のように記述される。これは、緩和時間 τ で、粒子速度分布関数 $f_{\sigma,i}$ が、粒子平衡分布関数 $f_{\sigma,i}^{(eq)}$ に緩和することを表す。ここで、粒子平衡分布関数 $f_{\sigma,i}^{(eq)}$ は、Taylor級数展開を施したMaxwell-Boltzmann分布：

$$f_{\sigma,i}^{(eq)} = A_\sigma + B_\sigma (e_{\sigma,i} \cdot u) + C_\sigma (e_{\sigma,i} \cdot u)^2 + D_\sigma u^2 + E_\sigma (e_{\sigma,i} \cdot u)^3 + F_\sigma (e_{\sigma,i} \cdot u) u^2, \quad (6)$$

で表わされる。式(6)の $A_\sigma, \dots, F_\sigma$ は、式(4)から連続の式、N-S方程式、エネルギー式が導出されるように定められる係数である。粒子の占有状態を、LGAのビット表現から、式(6)の実数表現に置き換えたことで、柔軟なモデル化が可能となっている。LBMでは、式(6)の丸めたMaxwell-Boltzmann平衡分布に緩和するように、粒子速度分布関数 $f_{\sigma,i}$ が式(4)に従って運動し、その分布関数から、式(1)~(3)を用い、マクロな変数の挙動が求められるという仕組みになっている。

ここで、LBMが他の数値計算法と異なる主な特徴を挙げておく。1: LBMでは位相空間に対し対流過程が線形である。この特徴は運動論に由来しており、マクロ表現を用いた場合の非線形な対流項と対照的である。Chapman-Enskog展開を用いることでLBMの導力学方程式(4)から、マクロの非線形な対流過程が導出できる。2: LBMでは、長波長限界に

においてN-S方程式が導出でき、圧力は状態方程式によって表わされる。一方、非圧縮性のN-S方程式では、圧力は、速度歪みがソースとして働くポアソン方程式で表わされる。この場合、N-S方程式を有限差分法などで数値解析するには、反復計算や緩和法などの取り扱いが必要となる。どちらが実際の物理現象として適切であるか、議論の余地はあるが、LBMの陽解法性と反復計算のない特質は並列計算に適している。3: LBMでは位相空間で最小限の速度数が用いられる。Maxwell平衡分布を用いた従来の運動論においては、位相空間は連続空間であるため、平均量を求める過程で位相空間全ての情報を必要とする。LBMでは1または2種類の速さと数種類の速度方向からなる離散化速度が用いられ、式(1)~(3)で示された単純な代数計算のみによって、粒子速度分布関数からマクロ変数に変換される。これら以外に、LBMの利点として、4: 並列処理に最適の局所的相互関係モデルである、5: 統計上の系のノイズが排除される、6: 非常に複雑な境界条件の設定が容易である、などが挙げられる。

また、LBMの主な欠点として、高Reynolds数流れの問題と数値的安定性の問題が挙げられる。1: LBMで高Reynolds数流れの問題を解く場合、膨大なメモリーが必要とされる。LBMでは、Reynolds数は、代表長さ L と代表速度 v の積を粘性係数 μ で割ったもの： Lv/μ として定義される。Reynolds数は、代表長さ L と比例し、格子点の数は、2次元では代表長さの2乗のオーダーである。従って、必要とされるメモリーは、Reynolds数の2乗のオーダーとなり、Reynolds数の設定は、計算機の性能に依存することになる。2: LBMでは熱流体の問題や高Reynolds数の流れを解く場合、数値的安定性の問題を考慮しなければならない。これは、粒子が単位時間に格子間距離だけ進むLBMの構造から生じる問題である。つまり、LBMではモデル上CFL条件： $|e_{\sigma,i}| \Delta t / \Delta x \leq 1$ を十分に満足できないのである。ここで、 $|e_{\sigma,i}|$ は粒子速度の大きさ、 Δt は時間きざみ、 Δx は空間きざみを表わす。LBMでは、時間きざみと空間きざみが常に等しいため、Courant数は常に粒子速度の大きさ $|e_{\sigma,i}|$ と等しい。例えば、粒子速度の大きさが1の六角格子7速度LBMモデルではCourant数も1になる。このため、粘性係数を小さくし、高Reynolds数流れをLBMで解析しようとする、計算が不安定になる。また、図2のように大きさが2の粒子速度を持つ六角格子13速度LBMモデルでは、Courant数が

2になり、CFL条件は満足されない。このモデルで熱流体の問題を扱う場合、温度の範囲を小さくする必要がある。その他のLBMの欠点として、3: BGK近似(式(5))を用いた場合、緩和時間 τ を0.5より小さくできない、4: 熱流体LBMモデルのPrandtl数は常に0.5である、5: 打ち切り誤差、丸め誤差の問題がある、などが挙げられる。

3. 1成分2相流熱LBMモデル開発の現状

1成分2相流熱LBMモデルは開発段階にある。モデル開発に重要と思われるモデルとして、熱流体LBMモデル[3]と1成分2相流LBMモデル[5]とがある。

熱流体LBMモデル[3]は、図2に示したように、複数種類の粒子速度を用いることで、理想流体に対するエネルギー保存式の導出を可能にしたモデルである。Couette flowに対するこのモデルの数値解は、理論値とよい一致を示している。また、1成分2相流LBMモデル[5]は、非理想流体に対する圧力テンソルを考慮したN-S方程式をリカバーするLBMモデルである。この圧力テンソルの導入によって、van der Waals状態方程式と表面張力とが考慮される。van der Waals状態方程式がもつ、2相が共存する領域で不安定になる特性は、Spinodal Decompositionのシミュレーションなどに利用される。また、この1成分2相流LBMモデルの表面張力は、Laplace's lawを満たすことが示されており、2相間の界面挙動解析に有効なモデルと考えられる。

これら熱流体LBMモデルと1成分2相流LBMモデルとをコンバインすることは、そのまま、1成分2相流熱LBMモデルの開発とイコールである。しかし、非理想流体に対する圧力テンソルを、熱流体LBMモデルに組み込もうとすると、マクロな保存式系がリカバーできなくなる。つまり、1成分2相流モデルに対するN-S方程式をリカバーできるようにモデルを設定すると、エネルギー式が導出できなくなり、逆に、1成分2相流モデルに対するエネルギー式をリカバーできるように設定すると、N-S方程式が導出不可能になるといった、ジレンマに陥るのである。本文では詳細に示せないが、式(6)の粒子速度平衡分布関数ないの係数 $A_{\sigma}, \dots, F_{\sigma}$ と、運動量、エネルギー、圧力などのマクロ変数との関係に整合性がとれなくなってしまう。これは離散化速度と、式(6)の丸めたMaxwell-Boltzmann分布を用いる、LBMの本質に関わる問題であり、そのため、1成分2相流熱LBMモデルの開発がここ数年の主要な課題であるにもかかわらず

ならず、問題の難しさゆえ、今日まで開発の試みはほとんどなされていない。現在、式(4)の衝突オペレータ $\Omega_{\sigma,i}$ を改良することが、問題の解決策と考え、すでにモデルを考案し、検証段階にある。詳しくは、論文で報告する予定である。

最後に、熱流体問題に対し、LBMを改良した、別のアプローチを紹介する。これは、物理空間と格子空間とを図3のように、分離する方法でありFDLBM (Finite Difference Lattice Boltzmann Method) [7]と呼ばれる。LBMで用いられる動力学方程式(5)を近似Boltzmann方程式に対する差分スキームの一種と捉え、動力学方程式を、

$$\frac{\partial f_{\sigma,i}}{\partial t} + (e_{\sigma,i})_{\alpha} \frac{\partial f_{\sigma,i}}{\partial x_{\alpha}} = \Omega_{\sigma,i}, \quad (7)$$

で置き換えたモデルである。これにより、LBMが有した様々な欠点が解決される。例えば、CFL条件を満たすような、時間きざみと空間きざみとを選ぶことで、高Reynolds数流れの解析に対し数値的安定性が保証される。これ以外に、差分スキーム選択の柔軟性、BGK近似の緩和時間 τ に対する制約の排除、粒子速度の多様化、温度範囲の拡張、解析精度の向上、座標系選択に対する柔軟性などがもたらされる。熱流体問題に対し、LBMのさまざまな問題を解決する新たな方法として期待されている。

4. おわりに

2相流には、分子スケールでの界面現象が、粒子スケールでの各相の局所・瞬間的な現象を支配し、その集積された効果が、平均化された空間・時間スケールでの混相流の輸送特性を作り出し、それがもっと広い範囲にわたって混相流に特有な流れ場を与え、といった多重構造がある。その構造の複雑さが、2相流の取り扱いを難しくしており、さらに、薄膜、

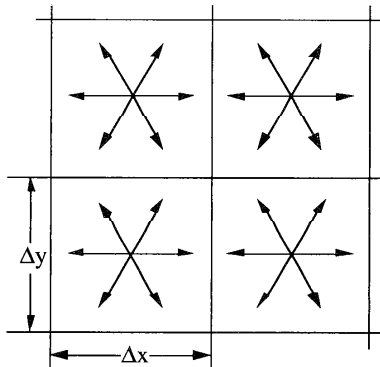


図3: FDLBMの離散化空間

分離した相、流れ場のスケールの相対的な大きさははっきりしないことも、現象の解明を複雑にしている[8]。ステップで複雑な2相流現象を解析する場合、現象のどのスケールに着目し、モデル化を行うかが、現象を理解する上で重要な鍵となる。数値モデルのマクロ変数を直接解く、マクロ・スケールからのアプローチと、分子の運動から流体を解析するMDなどのマイクロ・スケールからのアプローチとの中間に、LBMが位置するものと捉え、LBMを統計力学的な近似モデルと考える向きがある。しかし、高密度流体を統計力学で扱う場合、BBGKY階層方程式を解く必要があるが、LBMでは厳密に多体問題を解いてはいない。また、LBMは、物理的な根拠を、Chapman-Enskog展開で導かれるマクロな方程式系におきながら、疑似粒子の運動を解くモデルである。そのため、LBMで用いられる疑似粒子のスケールや、現実に存在する素粒子との関係などは、不明確である。LBMを含む格子ガス法が、将来にわたって数値流体力学の分野で、ある位置を確立していくためには、実在する素粒子を扱う統計力学との関係を明確化することが必要であろう。

また、<http://xxx.lanl.gov>からCellular Automata and Lattice Gasesを選択すれば、格子ガス法の最近の研究や参考文献を詳しく御覧いただける。

謝辞

本文作成について貴重な御意見を賜った神戸大学富山明男助教授、東京工業大学高橋亮一名誉教授、IBMワトソン研究所 Dr. Shiyi Chenに深謝する。

参考文献

- [1] G.McNamara and G.Zanetti, Phys. Rev. Lett., 61, 2332, 1988.
- [2] S.Chen, H.Chen, D.Martinez, and W.H.Matthaeus, Phys. Rev. Lett., 67, 3776, 1991.
- [3] F.J.Alexander, S.Chen, and J.D.Sterling, Phys. Rev. E, 47, 2249, 1993.
- [4] Y.H.Qian, J. Sci. Comp., 8, 277, 1993.
- [5] X.Shan and H.Chen, Phys. Rev. E, 47, 1815, 1993.
- [6] M.R.Swift, W.R.Osborn, and J.M.Yeomans, Phys. Rev. Lett., 75, 830, 1995.
- [7] N.Cao, S.Chen, S.Jin, and D.Martinez, Phys. Rev. E, 55, 21, 1997.
- [8] 日本流体力学会編, 混相流体の力学, 朝倉書店, 12, 1991.

パルス管冷凍機内の温度分布計測

Measurement of Temperature Distribution in Pulse Tube Cryocooler

伊東 正篤 (株)移動体通信先端技術研究所
Seitoku ITO (Advanced Mobile Telecommunication
Technology Inc.)

1. はじめに

近年の移動通信の普及は目覚ましく、周波数利用効率がよくより高品質な通信システムの実現が望まれている。これを解決する手段の一つに通信用フィルタに高温超伝導体を用いることが挙げられる。このシステムでは液体窒素温度付近でフィルタを作動させるため長寿命で小型な冷凍機が必要とされる。パルス管冷凍機は図1に示すように冷却部付近に可動部がないことから長寿命な冷凍機として期待されている。しかし、パルス管内でのガスの挙動は明らかになっておらずこの部分の理解が進めば、弱点と言われている効率の向上につながると思われる。そこでパルス管内の温度分布を非接触で2次元的に計測する方法について紹介する。

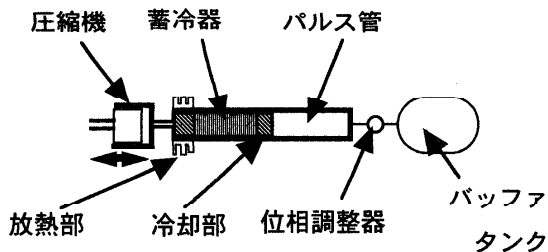


図1. パルス管冷凍機

2. 計測原理

パルス管内に波長の短いレーザをシート状にして入射し、内部のガスから散乱される2次元のレーザ散乱光をCCDカメラで記録しその画像データからパルス管内のガス温度を求める。散乱光強度をIレーザの入射光強度をEガスの散乱断面積を σ (ガス固有の値をもつ) ガス密度をNとすると

$$I \propto E \cdot \sigma \cdot N \quad (1)$$

という関係がありこれと理想気体の状態方程式

$$T \propto P / N \quad (2)$$

から次式が導かれ、これより散乱光強度と圧力の値が判ればガス温度が求められることになる。

$$T \propto P / I \quad (3)$$

3. 装置構成

装置構成を図2に示す。レーザは波長193nmのArFエキシマレーザを用いている。

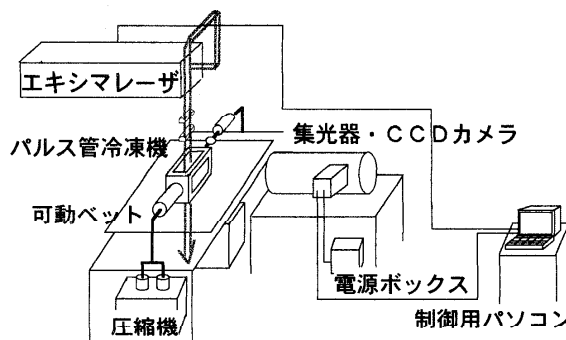


図2. 装置構成

4. 計測精度と計測結果の一例

静的な圧力変化に対する散乱光強度の直線性は±1%以内に収まっている。1) 図3にパルス管内圧力を変化させた場合の計測結果を示す。図中Aで示した線は断熱過程を仮定したもので、圧力の立ち上がり立ち下がり時に測定値とほぼ一致している。

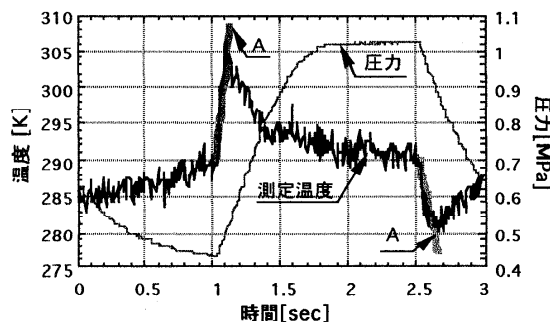


図3. 測定結果

5. おわりに

現在動的な精度を確認しつつ、冷凍機として作動中のパルス管内の温度分布を測定中であり、その結果が効率向上につながることを期待している。

1) 伊東、萩原、奈良 第55回1996年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集

高砂熱学工業株式会社 総合研究所

R&D Center, Takasago Thermal Engineering Co., Ltd.

小澤 由行 (高砂熱学工業(株)総合研究所)

Yoshiyuki KOZAWA (Takasago Thermal Engineering Co., Ltd.)

1. はじめに

高砂熱学工業(株)総合研究所は、神奈川県厚木市にあり、丹沢山系の「大山」を間近に眺望できる位置にある。その前身は昭和46年に建設された産業プラントの実験所であった。ここでは、工業用の冷却塔、乾燥・除湿装置等の実証試験を担当した。昭和59年には、当社事業の全般に渡る研究開発の中心を担うために、図1のような外観の研究施設を新たに建設して、現在の総合研究所になった。また、東北大学工学部に隣接して設置されている宮城県の東北産業技術開発会館内にも、当社の仙台研究室がある。ここでは産学共同研究の拠点とした活動を行っている。

当社は、ご案内のとおり空調システムの企画・設計・施工・運用の中で、熱交換器と空気や水とを巧みに取り扱って最適な環境を構築する技術を社会に展開している。当研究所では、空調システムと熱源装置のハードウェア、空調システムを中心としたビル設備の運転支援・監視・管理、さらにはクリーンルームを中心とした産業用の空調システムなどに係わる技術開発とエンジニアリングを行っている。その研究開発の中では、熱工学、流体工学、電子制御工学などを基礎にして、顧客のニーズに応える新技術・新商品を提供することを目的にしている。

ここでは、当研究所で現在実施中のいくつかの技術開発の内容を紹介したい。

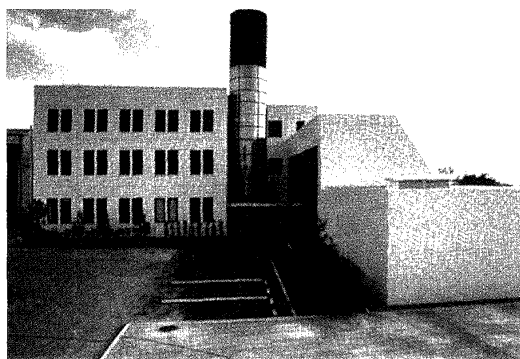


図1 高砂熱学工業(株) 総合研究所の外観

2. 過冷却水を用いた大規模水蓄熱システム

水蓄熱システムは、夏期の電力需要の平準化に寄与できる現実的な方法として、建築・機械・設備などに係わる多くの機関で開発されている。当社でも、空調システムによる電力負荷の昨今の大幅な増大を見込んで、10有余年前からその開発に着手した。

(1) システムの基本構成

水蓄熱システムの多くは、熱交換器の利用端で導入される。また大規模なシステムの場合には、一品製品である建築設備の一つといった特徴を有する。そこで、

- ①蓄熱媒体：低質な熱交換器の貯蔵であることから、所要の大量な蓄熱媒体には、安全で安価で、さらに取扱いが容易な「清水」を用いる。
- ②構成機器：信頼性と入手容易性、システム構成の柔軟性などを勘案して、できる限り「汎用機器」の組み合わせでシステムを構築する。
- ③蓄熱方式：冷熱需要の種々のパターンや大きさに対する負荷応答性に優れた「ダイミツ方式」を用いる。

を開発の基本とした。
当社の水蓄熱システムの基本構成を図2に示す。過冷却水を生成する過冷却器を中心とした製氷部、シャベット状氷塊を蓄える蓄氷部、および冷水を取り出す解氷部で、システムは構成される。製氷部と蓄氷部とは完全に分離して配置でき、また製氷部の中の冷凍機と

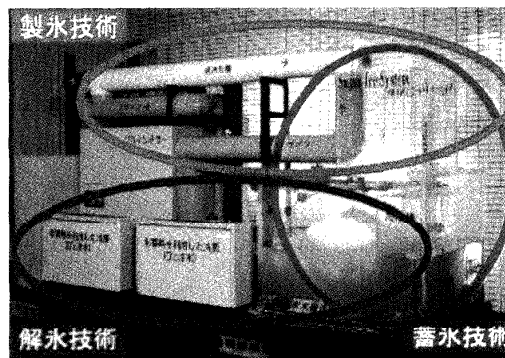


図2 過冷却水を用いた水蓄熱システム

過冷却器も分離配置が可能である。さらに蓄水槽内の蓄氷・解氷に係わる仕組みも極めて簡素にできる。このような構成により、このシステムの実用・導入に際しての適合性・柔軟性を極めて高くすることができる。

(2) 製氷技術の開発

過冷却水を用いた氷蓄熱システムの製氷に係わる設計の限界指標は、過冷却水の安定限界、すなわち最大の壁面過冷却度である。蓄熱媒体に供せる市水レベルの純度の清水では、この値は約6K程度までであろう。

一方、冷凍機と各種のポンプで必要な動力に対する製氷熱量の割合（製氷量基準のシステムCOP）と過冷却器出口の水の平均過冷却度との関係は、現実的な運転条件下では図3のようになる。上述の最大壁面過冷却度の場合には出口平均過冷却度は約3Kになるが、むしろこの出口平均過冷却度を2K程度まで低下させた方が高効率な製氷運転になる。

また安定的に過冷却水を得るには、過冷却器への流入水に予熱が必要になるが、0.5℃程度までの予熱条件では、高効率な製氷運転の領域にある。さらに出口平均過冷却度の1Kの低下は、最大壁面過冷却度を約2K低下させることになり、過冷却水の安定化に対して大きな設計余裕を確保することにも叶う。

(3) 蓄氷技術の開発

過冷却2Kの過冷却水から生成する氷は微細な粒状で、またその氷の含有率は2.5%である。このスリ状の氷水混合体の配管系での輸送については、水単相流の場合と同一の取扱い技術が適用できる。

一般にツッド型の氷蓄熱システムの蓄氷過程では、どちらかといえば伝熱管廻りの熱輸送現象が支配的である。これに対して本システムでは、スリ状氷水から蓄水槽内でシャベット状氷塊を形成させるので、その蓄氷過

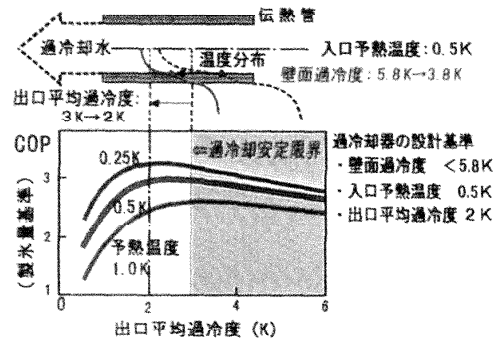


図3 過冷却安定制御と高効率製氷

程においては氷水の二相流動を解析する必要がある。

ここでは、氷粒充填層内の流動水についてDarcy則を適用し、さらにシャベット状氷塊の自重と浮力によるせん断をモデル化して、蓄氷過程を解析した。図4には実験と解析を比較した。スリ状氷水の供給流量によって堆積するシャベット状氷塊の形状が大きく変わることを確認した。このような解析を行うことにより、蓄水槽を氷粒で十分に満たしてその蓄水槽容積を有効利用するための設計指針を得ることができる。

(4) 解氷技術の開発

一般にシャベット状氷塊は優れた解氷特性を有することが知られている。しかし氷蓄熱システムのユーザーにとっては、結果的にどのレベルの温度の冷水がどの程度安定して得られるかが最大の関心事であろう。それには、シャベット状氷塊という幾何学的な形状を定めにくい状況での解氷過程における流動と伝熱を解析する方法を準備して、取出水温の予測を行う必要がある。

本システムの解氷では、蓄水槽の側壁に一列に複数個設けた噴流ノズルから、二次系の還水をシャベット状氷塊に向けて噴出させるという簡単な仕組みを採用した。

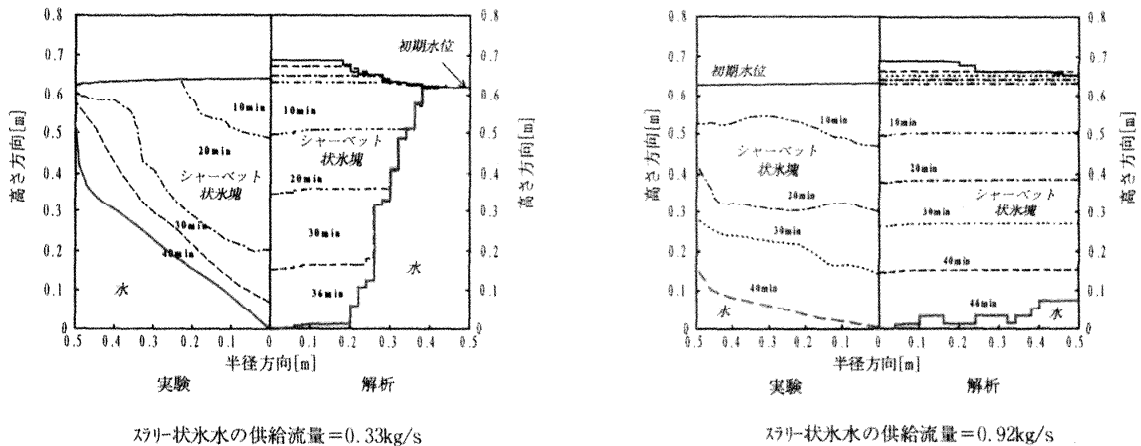


図4 蓄氷過程のシャベット状の氷塊（実験と解析）

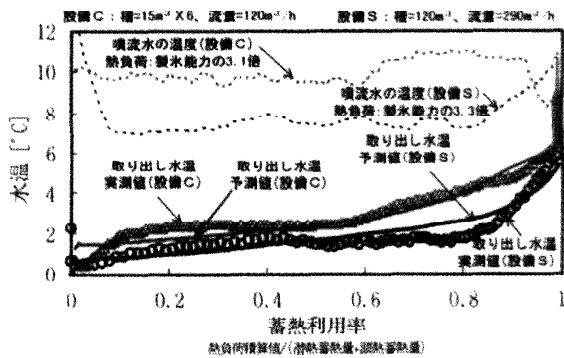


図5 解氷過程の取出水温 (予測と実測)

実用規模の多種多様な蓄氷槽で解氷実験を行って、シャベット状氷塊と還水との熱伝達を実験相関式の形にまとめた。また蓄氷槽内を集中定数モデル化し、さらにこの実験相関式を適用して、解氷過程を予測した。

図5には実設備における予測と実測の結果を比較して示す。予測結果は、実測結果を概ね良好に表している。蓄氷時の能力の3倍以上に及ぶ大きな解氷熱出力でも、約4°C以下の低温の冷水が解氷完了までに渡って安定的に得られることが確認できた。

(5) 今後の課題

本システムの技術開発における主な項目を紹介した。実用システムとして世の中に受け取って戴くには、これら以外にも幾多の開発要素があった。幸いにして、本システムは既に実用システムとして地域熱供給事業の中で稼働している。しかし当然のこととして、省コストや省エネルギーといった課題はある。すなわち、本システムでも安定運転を確保しながら、さらなる構成機器の簡素化や設計の最適化によって、低コスト化を図ることが第一の課題である。また予熱熱源をシステムの内部で調達して製氷効率の増大を図る、換言すればシステムの自立とシステムCOPの増大による省エネルギーも大事な課題である。

3. 室内の温熱環境シミュレーション

室内における空気と熱を適正に管理する空調システムの設計あるいは技術開発においても、数値シミュレーションは有効な手段である。ここでは2つの例を紹介する。

(1) 大規模空間における温熱環境の解析・評価

アトリウム、スポーツ施設、劇場といった大規模空間の空調システムの設計では、空調対象空間が大きいにも拘わらず空調吹出し口などの空調装置の配置が限定されるなど、設計上の制約が多い。一方、空調装置の配置の最適化によって消費エネルギーを大幅に低減できる。

そこで数値シミュレーションを行えば、基本設計の段階でも空調システムの有効性を解析・評価できる。図6には某音楽ホールの解析結果を示す。このホールは中央ステージ周囲をすり鉢状に客席が取り囲む形状であり、空調システムは天井から角型バルブ吹出・客席の座席下吸込の方式である。またステージ用の照明負荷が、空調熱負荷の50%以上を占め、かつ空間上部に集中している。

最大冷房負荷時の解析結果から、高温の熱溜まりが天井面近傍に形成され、また客席に沿った下降流(a)、ステージ面上昇流(b)、周囲高温空気との混合や誘引により急速に減速する吹出し気流(d)、照明器具近傍の強い上昇気流(e)、さらには循環流(f)など、複雑な気流が混在することが分かる。この熱溜まりを緩和するために、数値シミュレーションを駆使して吹出し風量の配分や天井排気の追加などの改善策の効果を解析・評価して、実施設計や施工に反映している。

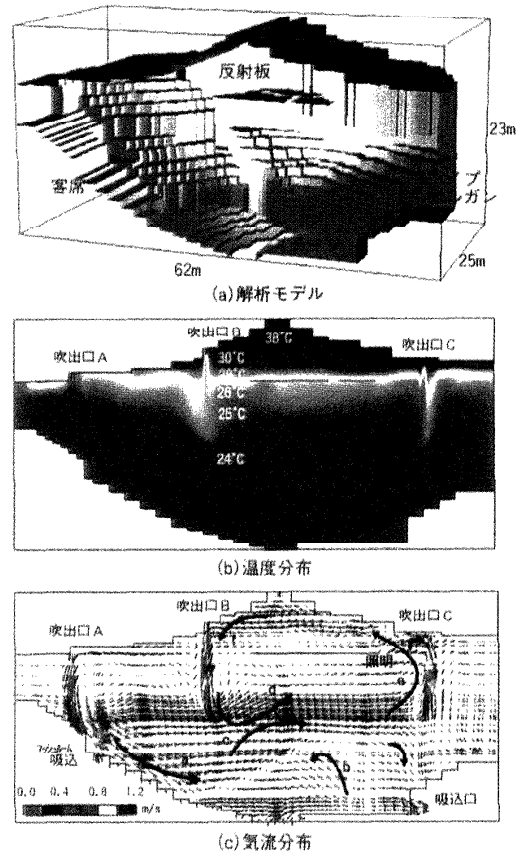


図6 音楽ホールの温熱環境シミュレーション

(2) オフィス空間における冷暖混合損失の低減

冬期のオフィスでは、窓面周囲(ペリメタ)で暖房、内部ゾーン(インテリア)では冷房となることが多い。この場合、

冷房と暖房との「混合損失」が生じる可能性がある。

この問題を解決できる新たなペリメータ空調装置の開発に取り組んでいる。開発課題を明確に捉えるために行った従来型装置の解析結果を図7に示す。ペリメータに設置された空調装置からの吹出し温風が高温のままインテリアに流れ込み、結果的に暖房投入熱量の30%程度が混合損失により浪費されていることが分かった。さらに、空気の吹出しと吸込みの方式を改良した場合の解析を行って、その結果から混合損失を従来型の50%程度に低減できることを得ている。現在、その実験を行って流れ場と温度場を検証しながら、新型空調装置の開発を進めている。

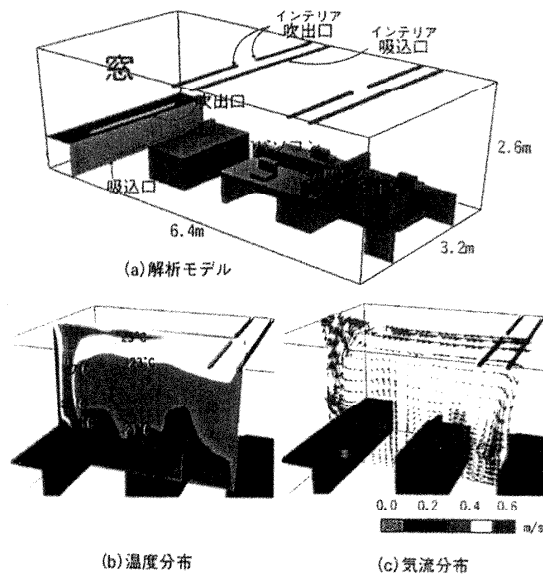


図7 ペリメータ空調の温熱環境シミュレーション

4. クリーンルームにおける気流形状の可視化

各種のLSIやLCDといった高密度に集積された電子部品の製造に代表される超微細な加工プロセスの製造環境では、高度に清浄化されたクリーンルームが必要になる。とくにクリーンルーム内の気流の形状は、その清浄度、汚染の広がり、さらには温度分布と密接に関係するものである。実際のクリーンルームの性能評価においては、その気流形状の実測が重要な測定項目の一つである。

例えばクリーンルーム内の気流は、天井面からの吹き出しと床面での吸い込みをほぼ同一風量で均一に行って、「垂直な一方向流」になるように制御している。しかし、クリーンルーム内に種々の製造装置が設置されると、垂直一方向流は遮られたり、乱れたりして、局所的な滞留が生じることが想定される。また、製造装置

などからの発熱あるいは発塵があると、この気流が乱されるに留まらず、不可避的な温度変動あるいはゴミの付着が起り得り、結果的に製品の歩留まりや品質に悪影響を及ぼし兼ねない。

図8は、クリーンルーム内に段差を有した装置模型（障害物）を置いて、そのときの気流形状を可視化した例である。図から障害物の上面での気流の停滞や障害物の左側エッジでの渦の発生が確認できる。

このような可視化においては、用いる光源やトレーサは、実際のクリーンルーム雰囲気内であることから、自ずと限定される。ここでは光源には、光学的に実フィールド内の他の光と容易に分離可能な波長650 nm付近の赤色蛍光灯を用い、さらに光学フィルターにより画質の制御を施した。一方トレーサには、クリーンルーム汚染に影響を及ぼさない純水ミストを用い、そのミストの発生方法、温度並びに粒径も最適になるように選択した。

画像はビデオに収録して、画像データ処理による気流形状の高コントラスト化やパターン追跡法による速度ベクトル化を行い、気流形状の定量化を図っている。このような実測に基づいた気流形状の把握から、クリーンルームの性能改善に対して適切な方法を抽出することができる。

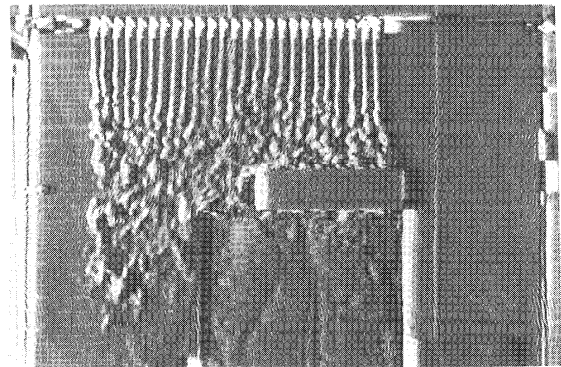


図8 クリーンルーム内の気流形状の可視化の例

5. おわりに

オイスを始めとする室内環境、あるいはクリーンルームを始めとする製造環境にとって、今や空調は不可欠との認識を戴いている。しかしそのために、コスト高あるいはエネルギーの大量消費は避けねばならない。また今後のわが国では、空調を含めた人工環境が各種の生産性を高めるために有効に機能しなくてはならない。これらの要件を満たすために技術開発で少しでも貢献できればと願って、研究開発活動を推し進めたい。伝熱学会会員各位からの一層のご指導をお願いする。

行事カレンダー

	開催日	行事名(開催地)	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
1997年						
7月	28(月) ~8/1(金)	3rd International Thermal Energy Congress (Kitakyushu)	Abstract '97.2.1	'97.4.30	Congress Secretary/ 3rd ITEC Ms H. Okabe (AINEC Co., Ltd.) Tel: 092-852-1575, Fax: 092-845-5135 E-mail: ainec@jms09.jeton.or.jp	Vol.35, No.138
8月	5(火)	平成9年度日本伝熱学会関東支部・講演会 (東京, 東京農工大学工学部)	'97.7.31		東京農工大学機械システム工学科 望月 貞成 Tel/Fax: 0423 88 7088 E-mail: motizuki@cc.tuat.ac.jp	Vol.36, No.142
9月	8(月) ~11(木)	Eleventh Symposium on Turbulent Shear Flows (Grenoble, France)	Abstract '96.11.15	'97.5.15		Vol.35, No.138
	9(火) ~12(金)	International Symposium on Air Conditioning in High Rise Buildings '97 (Shanghai, P. R. China)	Abstract '97.3.31	'97.5.31	Tokyo Institute of Technology Professor Kunio Hijikata Tel: 03-5734-3172, Fax: 03-3729-0628	Vol.36, No.140
	30(火) ~ 10/4(土)	8th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (京都, 国立京都国際会館)	Abstract '96.6.15	'96.12.15	東京電力(株) 原子力研究所 滝沢 昭彦 Tel: 045-585-8946, Fax: 045-585-8958 E-mail: nereth-8@rd.tepco.co.jp http://www.rd.tepco.co.jp/nereth-8/	Vol.35, No.137
10月	22(水) ~24(金)	第18回日本熱物性シンポジウム	'97.9.22		第18回日本熱物性シンポジウム実行 委員会事務局 Fax: 075-771-7286 E-mail: f54863@sakura.kudpc.kyoto-u.ac.jp	Vol.36, No.142
11月	5(水) ~7(金)	日本機械学会平成9年度熱工学講演会 (茨城, 工業技術院筑波研究センター)	'97.6.10	'97.8.15	筑波大学構造工学系 成合 英樹 Tel: 0298-53-5256, Fax: 0298-53-5207 E-mail: nariai@kz.tsukuba.ac.jp	Vol.36, No.141
	20(木) ~22(土)	第35回燃焼シンポジウム (東京, 早稲田大学国際会議場)	'97.7.21	'97.9.13	第35回燃焼シンポジウム事務局 Tel: 03-5481-3334(中山)/3208(岸本), Fax: 03-5481-3269 E-mail: cmbmg@kokushikan.ac.jp	Vol.36, No.142
	30(日) ~3(水)	第10回輸送現象国際会議 (京都, 京都市ササキパーク)	Abstract '97.1.15		輸送現象国際会議事務局 鈴木 健一郎 Tel: 075-753-5250, Fax: 075-753-5851 E-mail: ksuzuki@htrans.mech.kyoto-u.ac.jp	Vol.35, No.139
12月	18(木) ~20(土)	第11回数値流体力学シンポジウム (東京, 中央大学理工学部春日キャンパス)	'97.9.19	'97.11.1	東京大学工学部機械工学科 松本 洋一郎 Fax: 03-3818-0835 E-mail: cfd11@iml.u-tokyo.ac.jp http://blue.iml.u-tokyo.ac.jp/CFD11	Vol.36, No.142
1998年						
6月	8(月) ~12(金)	International Symposium on Heat and Mass Transfer in Biological and Medical Engineering (Kusadasi, Turkey)	伝熱研究 参照	伝熱研究 参照	筑波大学構造工学系 石黒 博 Tel: 0298-53-5267, Fax: 0298-53-5207 E-mail: ishiguro@kz.tsukuba.ac.jp	Vol.36, No.141
	27(土) ~29(月)	Second Trabzon International Energy and Environment Symposium (TIEES-98) (Trabzon, Turkey)	Abstract '97.11.15		東京農工大学機械システム工学科 望月 貞成 Tel/Fax: 0423-88-7088 E-mail: motizuki@cc.tuat.ac.jp http://www.cc.tuat.ac.jp/~motizuki/tiees	Vol.36, No.142
8月	23(日) ~28(金)	第11回国際伝熱会議 (韓国, 慶州)	Abstract '97.6.2	'97.10.1	九州大学工学部 藤田 恭伸	Vol.36, No.140
12月	1(火) ~3(木)	第2回高温エネルギー変換システムおよび関連技術 に関する国際シンポジウム (愛知, 名古屋大学シンポジオン)			RAN98事務局 Tel: 052-789-3913, Fax: 052-789-3910 E-mail: narai@mhlab.nuce.nagoya-u.ac.jp	Vol.36, No.142

社団法人日本伝熱学会第35期（平成8年度）総会議事録

1. 日 時 平成9年5月22日（木） 12時40分～13時40分
2. 場 所 仙台市宮城野区榴岡1-2-45、宮城第一ホテル
3. 正会員数 1、216名
4. 出席者 610名（うち委任状出席456名）。これは定足数（正会員数の十分の一）を上回り、総会は成立した。

5. 議事経過

議長に越後亮三氏を選出し、次の議案について逐次審議した。

第1号議案 第35期事業報告の件

議長より、社団法人日本伝熱学会第35期（平成8年度）総会議案（以下、総会議案と呼ぶ）の第1号議案第35期事業報告について諮り、満場一致でこれを可決した。

第2号議案 第35期会務報告の件

議長より、総会議案の第2号議案第35期会務報告について諮り、満場一致でこれを可決した。

第3号議案 平成8年度収支決算の件

議長より、総会議案の第3号議案平成8年度収支決算について諮り、満場一致でこれを可決した。

第4号議案 平成9年度事業計画および収支予算案の件

議長より、総会議案の第4号議案平成9年度事業計画および収支予算案について諮り、満場一致でこれを可決した。

第5号議案 日本伝熱学会賞の授賞の件

議長より、総会議案の第5号議案日本伝熱学会学術賞・技術賞・奨励賞授賞について選考経過についての報告がなされた。本年度の日本伝熱学会賞は、次のとおりに受賞された。

- | | | |
|-----------|---------------------|---------------------|
| 日本伝熱学会学術賞 | ・代表研究者 | 藤田 恭伸氏（九州大学） |
| | ・共同研究者 | 筒井 正幸氏（九州大学） |
| 日本伝熱学会技術賞 | ・代表研究者 | 近藤 義広氏（日立製作所） |
| | ・共同研究者 | 松島 均氏・小松 利広氏（日立製作所） |
| | ・代表研究者 | 信夫 善治氏（シャープ） |
| | ・共同研究者 | 飯田 弘之氏・松實 孝友氏（シャープ） |
| | | 脇坂 英司氏・山崎 良信氏（シャープ） |
| 日本伝熱学会奨励賞 | ・岩井 裕氏（京都大学） | |
| | ・庄司 祐子氏（神戸大学） | |
| | ・義岡 秀晃氏（富山商船高等専門学校） | |
| | ・石田 賢治氏（慶應義塾大学） | |

第6号議案 名誉会員の顕彰の件

議長より、総会議案の第6号議案に基づいて名誉会員の推薦があり、満場一致でこれを可決し、顕彰が行われた。

第7号議案 第36期役員選出の件

議長より、総会議案の第7号議案第36期役員選出に基づいて以下のとおりに次期役員の提案がなされ、満場一致でこれを可決した。

定款第16条により退任する役員

理事（会長）	越後 亮三	理事（副会長）	荻野 文丸
理事（副会長）	曾田 正浩	理事（副会長）	斎藤 彬夫
理事	戸田 三朗	理事	笠木 伸英
理事	増岡 隆士	理事	青木 和夫
理事	熊田 雅弥	理事	尾添 紘之
理事	松木 健次	理事	金子 邦彦
監事	塩冶 震太郎		

第36期選任役員

理事（会長）	長島 昭	理事（副会長）	藤田 恭伸
理事（副会長）	塩冶 震太郎	理事（副会長）	飯田 嘉宏
理事	藤田 秀臣（任期1年）	理事	西尾 茂文
理事	熊田 雅弥	理事	竹内 正紀
理事	井村 英昭	理事	辻 俊博
理事	小澤 由行	理事	満淵 邦彦
監事	大隅 正人		

第8号議案 議事録署名人選任の件

議長より、本日の議事の経過を議事録にまとめるに当たり、議事録署名人2名を選任いただきたい旨を諮り、協議の結果荻野文丸氏、斎藤彬夫氏の2名を選任した。

<支部活動報告>

平成8年度関西支部活動報告

① 第3期定時総会・講演討論会

平成8年4月26日(金)

関西大学100年記念会館特別会議室

参加者:55名

講演:

・ゴミ焼却プラントにおける伝熱工学上の諸問題について

芝川重博(タクマ)

・空調用空冷熱交換器の実際

蛭子毅(ダイキン工業)

・原子燃料における熱水力設計

吉国正明(原子燃料工業)

・ベナール対流における2次元平面对流パターンの数値シミュレーション

井上義朗(大阪大)

・レーリー散乱による乱流拡散火炎の2次元温度および流速同時測定

小宮山正治, 宮藤章,

高城敏美(大阪大)

・流動脈動時の蒸発管のドライアウト現象

梅川尚嗣(関西大)

総会: 議題および報告:

第2期事業報告・決算報告, 第3期事業計画・予算審議, 第3期役員選出

特別講演:

企業における研究・大学における研究

白木万博(関西大)

懇親会:100周年記念会館にて

② 講演討論会

平成8年6月21日(金)

(株)タクマ本社第120会議室

参加者:25名

講演:

・ごみ焼却炉内熱流体シミュレーション
劉大偉(タクマ)

・吸収冷温水機における故障診断・予知システム

小澤芳男(三洋電機)

・下向きサブクール沸騰流に関する研究

井川博雅, 大辻友男(神船大)

・衝突噴流群の熱・流動に関する研究

-衝突後の噴流が熱伝達に及ぼす影響-

中塚勇二(関西化学機械)

松本亮介, 石原勲(関西大)

・非相似性フィンによる対流熱伝達の制御

稲岡恭二(京大)

懇親会:(株)タクマ本社にて

③ 講演討論会

平成8年10月18日(金)

京都大学工学研究科機械系工学専攻会議室

参加者:52名

講演:

・Progress in the Development of Turbulence Modeling-Non-Linear Eddy Viscosity Models and Second-Moment Closures

B.E. Launder(UMIST, U.K.)

・Some Developments in Second-Moment and Algebraic Modeling of Buoyancy Driven Flows in Enclosures

K. Hanjalic(Delft Univ. Technol., Netherland)

④ 講演討論会

企画:企画委員会・若手の会 合同企画

平成8年11月22日(金)

神戸大学瀧川記念学術交流会館

参加者:50名

講演:

・高温予熱空気における低NO_x化技術
西村真(神戸製鋼所)

・減圧蒸気式LNG気化器の開発
池田誠道(住友精密工業)

・エアコンの省エネルギー技術
横山昭一(松下電器産業)

・時間平均の概念はダメですよ!!
池田裕二(神戸大)

・不安定流動研究の視点-高速増殖炉から流動層まで-

小澤守(関西大)

懇親会:神戸大学瀧川記念学術交流会館にて

⑤ 講演討論会

共催：関西大学，日本混相流学会
平成9年3月24日（月）
関西大学図書館ホール
参加者：24名
講演：

- ・ Research Center Karlsruhe, Germany- An Outline about Organization and Activities, Emphasizing on LWR Safety Research
J.U. Knebel(Inst. Angewandte Thermo u. Fluidynam. FRG)

⑥-1 若手の会 第14回会合

平成8年5月24日（金）

(株)タクマ本社

参加者：16名

講演：

- ・ 表面溶融炉
柴田 清（タクマ）
- ・ 三重効用吸収式冷凍機の開発
吉良和久（日立造船）

⑥-2 若手の会 第15回会合

平成8年8月30日（金）

松下冷機(株) 東大阪市

参加者：12名

講演：

- ・ 氷蓄熱システムの開発
青山繁男（松下冷機）
- ・ 快適性について
井尻 良（シャープ）

⑥-3 若手の会 第16回会合

上項④ 講演討論会（企画委員会との共催）

⑥-4 若手の会 第17回会合

平成9年2月21日（金）～22日（土）

日立造船健康保険組合”与謝の荘”

参加者：16名

講演：

- ・ 光計測技術の燃焼場への適用
柏原宏行（川崎重工業）
- ・ R-401Aの冷凍サイクル特性
山本泰司（三洋電機）
- ・ 微小重力場における排熱技術
浅野 等（神戸大）

議事：”若手の会”を発展的に解消し，支部研究会「伝熱応用技術研究会」を設置する．この研究会の会期を平成9年4月1日より2年間とする．主査：片岡勲（支部企画委員会委員長，京大），幹事：安田俊彦（日立造船）

⑦ 伝熱技術フォーラム例会

平成9年3月7日（金）

大阪ガス・ドームシティガスビル4階大会議室

参加者：52名

見学会：大阪ドーム

講演：

- ・ コージェネレーションの動向
深谷信彦（大阪ガス）
- ・ ガスエンジンの高効率化
深野行義（大阪ガス）

懇親会：ドームシティガスビル15Fにて

（関西支部担当理事 中島 健）

「環境エネルギー技術研究会」への参加募集について

このたび、平成9年4月19日の理事会において、標記の研究会の設置が認可されました。先の第34回日本伝熱シンポジウム期間中に第1回の研究会を開催（平成9年5月21日）いたしましたが、さらに参加者を広く募集することになりました。参加ご希望の方は、下欄の参加申込書に必要事項をご記入の上、研究会事務局までお申し込み下さい。「環境」、「エネルギー」にご関心をお持ちの皆様のご参加をお待ちしております。

趣 旨 産業活動から日常生活に至るまで、人間の活動のあらゆる段階が環境問題と無縁でないと認識されつつある現在において、環境負荷を低減する高い技術を有することは、今後の産業活動の発達に結びつく近道であると考えられます。このような背景の下で、本研究会は、低環境負荷を実現するエネルギー技術の開発と実用化を目指して、情報交換や研究活動を行うことを目的としています。具体的には、省エネルギープロセス、高効率ガスタービンシステム、廃棄物処理プロセス、高効率工業炉、ヒートポンプ、廃熱回収プロセス、廃棄物の高度処理技術の開発に代表される要素課題に対して、各プロセスにおける基礎的な熱および物質移動現象の解明に関する知見をはじめ、高温など極限条件下における反応機構や分子論的な材料物性等のデータ、さらに実プロセス構築のための実用的情報を会員間で提供・交換すると共に、環境エネルギーシステムの実用化を目指した調査研究を行います。

設置期間 平成9年5月～平成11年4月

メンバー 主査 三浦 隆利（東北大学大学院工学研究科化学工学専攻）
 幹事 青木 秀之（東北大学大学院工学研究科化学工学専攻）
 古畑 朋彦（東北大学大学院工学研究科化学工学専攻）
 委員 30名余

運 営 研究会事務局
 〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉 東北大学大学院工学研究科化学工学専攻
 プロセス解析工学講座（三浦研究室）内 環境エネルギー技術研究会事務局
 TEL:022-217-7250（三浦）-7251（青木）-7252（古畑） FAX:022-217-6165
 E-mail:miura@tranpo.chc.tohoku.ac.jp（三浦），aoki@tranpo.chc.tohoku.ac.jp（青木），
 furu@tranpo.chc.tohoku.ac.jp（古畑）

参加費
 参加費を研究会開催毎に集め、研究会の運営に当てるものとします。
 官・学参加者：5000円
 企業側参加者：10000円

環境エネルギー技術研究会参加申込書			
氏名			
所属		職名	
住所			
TEL		FAX	
E-mail			

研究会参加のご案内

「生体内における熱・物質・電磁場の輸送・伝播に関する研究会」

標記の研究会の設置が認められ、本年5月より2年間の期間で活動を開始しました。参加ご希望の方は下記幹事（山田幸生、あるいは石黒博）まで氏名、所属、役職、住所、TEL、FAX、e-mail addressをご記入の上、FAXでお送りください。

- ・趣旨：次世代の生体工学・医用工学における熱・物質・電磁波などの「輸送・伝播」の問題に関して、医用工学・基礎医学・臨床医学の各面から総合的に定義および論議を行い、次世代の医用・生体工学における熱・物質輸送の問題点の総括とその解決に向けた研究の推進の方策を探索する。
- ・調査研究テーマ：ハイパーサーミア、人工臓器・器官での熱問題、体表からの熱放散・物質拡散、低体温、血液・リンパ液・胆汁系の物質輸送と排出、体内体温分布の無侵襲計測、産熱の神経系による制御、低温での脳機能保持、凍結保存、レーザー手術・加温他。
- ・主査：満洲邦彦（東京大学・国際・産学共同研究センター 教授）
- ・幹事：山田幸生（工業技術院機械技術研究所 研究室長）FAX: 0298-58-7291
石黒 博（筑波大学 構造工学系 助教授）FAX: 0298-53-5207
- ・委員予定者：医学分野関連委員約10名、生体工学・熱工学関連委員約20名。

平成9年度日本伝熱学会関東支部・講演会ご案内

平成9年度日本伝熱学会関東支部・講演会を以下のように開催しますので、多数ご参加下さいますようご案内申し上げます。

年月日：平成9年8月5日（火） 午後2時～4時
場 所：東京農工大学工学部11号館5階 多目的会議室
（東京都小金井市中町：JR中央線東小金井駅下車徒歩10分）
講演者：Prof. Giovanni M. Carlomagno, University of Naples
講演題目：Heat Transfer Measurements in Ribbed Channels --- An Application of Infrared Thermography ---
参加費：無料

Prof. G. M. Carlomagno は、イタリアのナポリ大学教授で専門分野は熱・流体工学です。特に thermography を応用した伝熱計測に多くの経験と実績を持っています。これまで主として欧米で、その経験を背景に国際会議の keynote lecture や seminar の講師を数多くつとめています。

参加ご希望の方は下記に7月31日（木）までにお申し込み下さい。

申し込み先（問い合わせ先）：東京農工大学工学部 機械システム工学科
望月貞成 Tel/FAX: 0423-88-7088, e-mail: motizuki@cc.tuat.ac.jp

日本伝熱学会東海支部企画
第8回東海伝熱セミナー
「反応を伴う伝熱の基礎と最前線」

日本伝熱学会東海支部では標記のセミナーを下記の通り開催致します。ふるってご参加下さいますようご案内申し上げます。

日 時：平成9年10月17日（金）－18日（土），1泊2日

場 所：地方職員共済組合保養所 浜名荘（TEL 053-592-0668）

〒431-02 静岡県浜名郡舞阪町字乙女園 2994-1（JR東海道本線弁天島駅より徒歩14分）

参加費：一般13,000円，学生8,000円（宿泊，食事及び懇親会費を含みます。）

定 員：50名（申し込み先着順により満員になり次第締め切ります。）

申し込み：「東海伝熱セミナー参加申し込み」と明記の上，申込者氏名（ふりがな），所属，役職等，連絡先住所，電話およびFAX番号，E-mailアドレスを，下記申し込み先まで，郵送，FAXまたはE-mailでお知らせ下さい。参加費は当日受付にて集めさせていただきます。参加申し込み後の取り消しはご遠慮下さい。

〒432 浜松市城北3丁目5-1 静岡大学工学部機械工学科 中山 顕

TEL および FAX:053-478-1049, E-mail:tmanaka@eng.shizuoka.ac.jp

申し込み締め切り：平成9年9月30日（火）

日 程

10月17日（金）

12:00-13:00 受付

13:00-13:10 開会挨拶

13:10-13:50 燃焼の数値シミュレーションはどこまでできるか 山下博史（名大）

13:50-14:30 渦輪と予混合火炎の干渉 長谷川達也（名工大）

14:30-15:10 ガス加熱式燃焼装置の伝熱解析 田村守淑（東邦ガス）

15:10-15:30 休息

15:30-16:10 筒内噴射ガソリンエンジン（GDI）の開発 中山 修（三菱自工）

16:10-16:50 熱循環法を用いた燃焼器と反応器の伝熱特性 新井紀男，篠田昌久，毎原玲香（名大）

18:00-20:00 懇親会

10月18日（土）

9:00- 9:40 乱流拡散燃焼における数値シミュレーションの最前線 野田 進（豊橋技大）

9:40-10:20 炭酸ガスの燃料種へのプラズマ反応変換 加藤征三（三重大）

10:20-10:30 休息

10:30-11:10 燃焼合成における燃焼波伝播に及ぼす熱損失の影響 牧野 敦（静大）

11:10-11:50 往復流超過濃可燃限界燃焼によるメタンの直接改質 花村克悟（岐阜大）

11:50-12:00 閉会挨拶

関西支部企画

関西伝熱セミナー（伝熱工学の新展開に向けて）

日本伝熱学会関西支部では、標記セミナーを下記のように計画いたしました。ふるってご参加下さいますよう、ご案内申し上げます。

開催日：平成9年8月29日（金）～8月30日（土）、1泊2日

場 所：いこいの村びわ湖（☎520 大津市山上町775-6, T e l : 0775-24-1515）

交 通：車利用の場合 名神京都東インターからR161（西大津バイパス）で皇子山を出て約3分
交通機関利用の場合 JR湖西線西大津駅下車、徒歩約12分

参加費：一般 18,000円, 学生 9,000円（宿泊, 食事（2食）, 懇親会と講演要旨集を含む。）

定 員：70名（申込み先着順により、満員になり次第締切ります。）

申込み：郵送先 B5版用紙に、①氏名、②資格（一般, 学生）、③所属、④連絡先（住所, 電話, F a x）
をご記入の上、下記まで郵送かファックスして下さい。

☎610-03 京田辺市多々羅都谷1-3 同志社大学工学部機械システム工学科 千田 衛
F a x : 0774-65-6833, T e l : 0774-65-6464

振込先 参加費を下記の郵便振替口座に振り込んで下さい。（締切り後の返金はお容赦願います。）
口座名義：関西伝熱セミナー実行委員会、口座番号：00960-5-60574

申込み締切日：8月14日（木）

8月29日 受付開始（12:15）

《セッション1》『宇宙と伝熱技術』（13:00-14:30）

- | | |
|--------------------------|--------------|
| 1-1 宇宙における排熱技術 | 藤井照重（神戸大学） |
| 1-2 宇宙用熱輸送装置の開発 | 大串哲朗（三菱電機株） |
| 1-3 宇宙往還機用水フラッシュ蒸発器の研究開発 | 岩崎英和（川崎重工業株） |

《セッション2》『生物/生体における伝熱問題』（14:40-16:10）

- | | |
|--------------------------|--------------|
| 2-1 生体組織の凍結保存について | 棚澤一郎（東京農工大学） |
| 2-2 生体細胞凍結保存の評価 | 谷下一夫（慶應義塾大学） |
| 2-3 ヒューマン・コンフォートメータの研究開発 | 松木照幸（コマツ株） |

《セッション3》『コンピューティング環境と伝熱工学』（16:20-17:50）

- | | |
|-------------------------|------------------|
| 3-1 自動車開発における流れの数値解析 | 姫野龍太郎（日産自動車株） |
| 3-2 レーザー技術を用いた流体計測への応用 | 松本雅則（松下インターテクノ株） |
| 3-3 バーチャルリアリティを用いた住環境評価 | 長光左千男（松下電器産業株） |

夕食（17:50-19:20）

《セッション4》『マルチメディア：インターネットで変わる研究開発現場』（19:20-21:00）

- | | |
|---------------------------|--------------------------------------|
| 4-1 サイバーラボラトリー | 小林健一（東京工業大学） |
| 4-2 企業におけるイントラネットとマルチメディア | 秦 務（松下電器産業株） 西條淳夫（三洋電機株） 多久島朗（シャープ株） |

懇親会（21:00-）

8月30日 朝食（8:00-9:00）

《セッション5》『環境問題と省エネルギーへの取り組み』（9:00-11:50）

- | | |
|--|--------------|
| 5-1 熱源としての河川水利用に伴う環境影響予測 | 中村安弘（大阪大学） |
| 5-2 建築環境分野における温熱シミュレーション | 横井睦己（大成建設株） |
| 5-3 ダイオキシン削減「新ガイドライン」とごみ焼却炉用廃熱ボイラの計画について | 芝川重博（株タクマ） |
| 5-4 地球に優しい空調技術 - フロン問題と氷蓄熱 - | 蛭子毅（ダイキン工業株） |
| 5-5 冷蔵庫の省エネ技術 | 下村信雄（松下冷機株） |

「中国四国伝熱セミナー'97 in 山口」のご案内

日本伝熱学会・中国四国研究グループでは「環境とエネルギー」をテーマに伝熱セミナー'97 in 山口を下記要領にて開催致します。多忙の事とは存じますが、多数参加くださいますようご案内申し上げます。

★日 時 平成9年9月12日午後～13日午前（1泊2日）

★場 所 山口県セミナーパーク（〒754 山口市大字秋穂二島1062）

★参加費用 会員、非会員10,000円、学生6,000円（予稿集代、宿泊費、交流会費含む）

★日程およびプログラム

9月12日（金）セッション1 「環境とリサイクルエネルギーの現状と将来」

13:00 開会挨拶

13:05 微量温暖化ガス、酸性雨問題とエネルギー利用 資環研主任研究官 鈴木 善三氏

14:20 環境コンビナートにおけるエネルギー収支 宇部興産 前田 禎彦氏

15:20 ごみの燃料化・RDF発電 山口大学工学部教授 宮本 政英氏

16:10 産業用ボイラにおける高効率廃棄物発電への取組み 三菱重工業(株) 有馬 謙一氏

18:00 夕食および交流会

9月13日（土）セッション2 「環境調和型エネルギー利用を考える」

8:50 環境調和型エネルギー利用を考える 徳島大学工学部教授 大岡 五三実氏

10:00 省エネルギーと熱の有効利用 前川製作所 城下 隆氏

10:50 21世紀の流動層技術 荏原製作所(株) 中嶋 敬氏

11:30 石炭の高度利用技術 中国電力(株) 伊藤 貞夫氏

★参加申し込み・問い合わせ先

755 宇部市常盤台2557 山口大学工学部機械工学科 加藤泰生

Tel 0836-35-9902, Fax 0836-35-9926, E-mail ykatoh@mechgw.mech.yamaguchi-u.ac.jp

生産技術における伝熱工学コース

高度かつ高効率の製品設計・生産・加工技術に必須の伝熱工学的アプローチ

■カリキュラム編成者 電気通信大学電気通信学部 教授 工学博士 黒崎 晏夫

■講義日 10/2, 3, 6, 16, 17, 23, 24, 28, 11/17（特別講義） 計9日

■主なカリキュラム内容

伝熱工学概論・モデル論/ふく射伝熱の基礎とその応用/熱伝導の基礎とその応用/対流伝熱の基礎/
対流伝熱の利用/相変化を伴う伝熱の基礎とその応用/伝熱計測法通論/熱物性値特性・計測/高温伝熱
利用技術/数値伝熱解析/マイクロスケール伝熱/伝熱制御技術/高分子加工の伝熱

【施設見学】東京工業大学（大岡山）/炭素循環素材研究センター（伝熱関連研究室）

■募集人員 20名 ■受講料 89,000円 KAST 法人賛助会員（事業所単位） 80,100円

◎「特別講義」（11/17）は、「岐路に立つ日本のもの造り文化」を予定しています。

◆申込み締切日：平成9年 9月 1日（月）

◆問い合わせ先及び主な講義場所：財団法人 神奈川科学技術アカデミー 教育部教育研修課

〒213 神奈川県川崎市高津区坂戸3-2-1 KSP 西棟6F

tel 044-819-2033 fax 044-819-2026 E-mail : kast-ed@net.ksp.or.jp

第 11 回数値流体力学シンポジウム講演発表募集

- 主催：** 日本数値流体力学学会
- 後援・協賛：** 化学工学会，可視化情報学会，自動車技術会，ターボ機械協会，土木学会，日本応用数理学会，日本ガスタービン学会，日本機械学会，日本気象学会，日本計算工学会，日本原子力学会，日本建築学会，日本航空宇宙学会，日本混相流学会，日本シミュレーション学会，日本造船学会，日本伝熱学会，日本燃焼学会，日本流体力学学会（50音順、依頼中を含む）
- 会場：** 中央大学理工学部 春日キャンパス
東京都文京区春日 1-13-27
- 開催日：** 1997年12月18日（木）～20日（土）
- 講演募集テーマ：** 数値流体力学に関する研究発表を広く募集します。
- キーワード：** 1. 非圧縮性流れ，2. 圧縮性流れ，3. 極超音速流，4. 乱流現象，5. DNS，6. LES，7. レイノルズ平均乱流モデル，8. 燃焼・反応流，9. 混相流，10. 分子流，11. プラズマ流，12. 計算スキーム，13. FEM, BEM，14. 渦法，15. メッシュ生成，16. 可視化，17. 並列計算，18. 移動境界問題，19. 連成問題，20. 音響，21. 気象・環境，22. 実用問題，23. その他
- 論文発表方法：** ・5会場のパラレルセッション方式
・特別講演3件，特別企画1件および普通講演200件を予定
・普通講演の発表時間は1件あたり討論を含めて20分
- スケジュール：** ・講演発表申込み締切 9月19日（金）
・プログラム作成 9月下旬
・前刷り原稿提出締切 11月1日（土）
・前刷り集手渡し 当日会場にて
- 講演申込要項：** 論文題目、キーワード、著者全員の氏名（ふりがな）、所属、連絡先住所（電話番号、FAX番号、可能ならばE-mail等を含む）、200字以内の要旨を記入して、下記の申込み先へお送り下さい。E-mailおよびWWWホームページを通じて申し込むことができます。申込用紙によるFAXや郵送も受け付けますが、できる限りE-mail、または下記のホームページを通じてお申し込み下さい。
発表申込・講演資格について、特に制限はありません。なお、発表セッション、論文採否は実行委員会にお任せ下さい。
上記申込みにより、発表予定者には、講演論文集の執筆要綱を送付致します。
※キーワードは、上記キーワード群の中から3つ以内を選び、記入して下さい。
- 申込み用紙請求・問合せおよび申し込み先：**
〒113 東京都文京区本郷 7-3-1
東京大学工学部機械工学科
松本 洋一郎
FAX 03-3818-0835 E-mail: cfd11@iml.u-tokyo.ac.jp
WWW ホームページ：http://blue.iml.u-tokyo.ac.jp/CFD11
- 参加費（前刷集を含む）：**
- | | | | |
|---------------|--------|------|--------|
| 日本数値流体力学学会正会員 | 5,000円 | 学生会員 | 2,000円 |
| 一般 | 8,000円 | 学 生 | 3,000円 |
- ※参加費は講演当日、受付で申し受けます。

第35回燃焼シンポジウム実施要綱

- 主催** : 日本燃焼学会
共催 : 日本学術会議熱工学研究連絡委員会, 日本化学会, 日本機械学会, 日本航空宇宙学会, 化学工学会, 日本エネルギー学会, 火薬学会, 触媒学会, 日本ガスタービン学会, 自動車技術会, エネルギー・資源学会, 日本火災学会, 日本伝熱学会, 日本熱物性学会, 日本液体微粒化学会 (共催依頼中を含む)
- 実行委員長** : 中山 満茂 (国士舘大学工学部)
開催日 : 平成9年11月20日(木) - 平成9年11月22日(土)
会場 : 早稲田大学国際会議場
〒169 新宿区戸塚町1-104 TEL 03-3204-2253 (早稲田大学教務部)
- 講演** 申込締切日: 平成9年7月21日(月) (必着)
前刷原稿 提出締切日: 平成9年9月13日(土) (必着)
講演申込方法 : 日本燃焼学会会員は「燃焼研究」108号をご覧ください。それ以外の方は、下記シンポジウム事務局へ平成9年7月10日(木)までに、E-mail, FAX もしくは文書にて講演申込書をご請求下さい。折り返し申込書をご送付致します。

講演申込書請求先・問合せ先

〒154 東京都世田谷区世田谷4-28-1
国士舘大学機械工学科内
第35回燃焼シンポジウム事務局
TEL 03-5481-3334(中山)/3268(岸本)
FAX 03-5481-3269
E-mail cmbmg@kokushikan.ac.jp

- ◎ ワークショップの開催について
シンポジウム1日目の夕刻、講演会場においてワークショップや研究会等を開催できます。ご希望の方は、上記シンポジウム事務局までワークショップ申込書をご請求下さい。申込締切日は講演申込と同じく平成9年7月21日(月) (必着) です。

第2回高温エネルギー変換システムおよび関連技術に関する国際シンポジウム

(Second International Symposium on Advanced Energy Conversion System and Related Technologies, RAN98)

- 開催地** : 名古屋大学シンポジオン (〒464-01 名古屋市千種区不老町)
期間 : 1998年12月1~3日 (3日間)
主催 : 名古屋大学高温エネルギー変換研究センターおよび(社)化学工学会
内容 : 高温エネルギー変換技術に関して4種のオーガナイズドセッション (ガスタービン, 先端燃焼技術, 廃棄物燃焼・熱処理技術, エネルギー変換場測定・可視化技術) と一般セッションがある。
問い合わせ先 : RAN98事務局
〒464-01 名古屋市千種区不老町
名古屋大学 高温エネルギー変換研究センター内
Tel: 052-789-3913, Fax: 052-789-3910, E-mail: narai@mhlab.nuce.nagoya-u.ac.jp

第 18 回日本熱物性シンポジウム開催案内

- 開催期間：平成9年10月22日（水）～24日（金）
- 会 場：奈良県文化会館，〒630 奈良市登大路町，Tel. 0724-23-8921
- 予約参加申込締切：平成9年9月22日（月）
- 参加申込先：〒606-01 京都大学大学院 工学研究科 機械物理工学専攻
熱流体物性学研究室（所在地記載不要）
第18回日本熱物性シンポジウム実行委員会事務局
E-mail: f54863@sakura.kudpc.kyoto-u.ac.jp, Fax: 075-771-7286
- 研究発表の主な内容・キーワード
物質の熱力学的性質，熱・物質・ふく射輸送性質，熱物性応用計測・制御，物質・エネルギーと自然・生活環境，・・・に関する熱物性科学・工学およびその関連領域：
(1) 気体，液体，固体，金属，半導体，誘電体，機能材料，薄膜，生体，食品，など
(2) 温度，状態方程式，潜熱，熱伝導率，熱拡散率，放射率，反射率，音速，など
(3) 物性の測定法，測定機器，推算，評価，データベース，標準データ，など
- 特別企画
(a) 溶液物性，(b) 光・音・波動，(c) 人間・生活・環境 の特別セッションを予定
- 参加費（予約／当日）
正会員・共催学会員 5,000円／6,000円，学生 2,500円／3,500円
非会員 6,000円／7,000円
- 講演論文集代金（予約／当日）
本学会員 4,000円／5,000円，その他 6,000円／7,000円

CALL FOR PAPERS

SECOND TRABZON INTERNATIONAL ENERGY AND ENVIRONMENT SYMPOSIUM (TIEES-98) 27-29 July 1998, Karadeniz Technical University, Trabzon, TURKEY

The TIEES-98 is planned to provide a forum for researchers and practitioners from all over the world to exchange information, present new developments, and discuss the future direction and priorities in the field of energy and environment. The language of the TIEES-98 is English. Papers describing current research on energy and environment from fundamental sciences to applied technologies are solicited. The TIEES-98 will be held in Trabzon, the largest and the most attractive city on the East Black Sea Region of Turkey.

For the details, please check at Internet's

Authors should submit three copies of a 500-word abstract before November 15, 1997 to:

<http://www.cc.tuat.ac.jp/~motizuki/tiees>

Professor Sadik Dost,
Department of Mechanical Engineering
University of Victoria,
Victoria, B.C., V8W 3P6, Canada
Tel: (250) 721-8900,
Fax: (250) 721-6051
E-mail: sdost@me.uvic.ca

Correspondence:
Prof. S. Mochizuki,
Dept. of Mech. Systems Engineering,
Tokyo University of A&T
Tel/Fax: 0423 88 7088
E-mail: motizuki@cc.tuat.ac.jp

神戸高専教官公募

1. 募集職名及び人員 教授または助教授 1 名
2. 専門分野 熱流体
3. 担当科目 工業熱力学、エネルギー変換工学、実験、製図または実習
4. 応募資格 (1) 機械系学科を専攻し、博士の学位を有する者
(2) 年齢が平成10年4月1日現在、50歳程度が望ましい。
(3) 高専の教育、学術研究に強い意欲のある者で、学生指導にも理解と熱意を持つ者
5. 採用予定日 平成10年4月1日
6. 必要書類 (1)履歴書(市販用紙に写真添付) (2)研究業績リスト(口答発表も含む)
(3)主な著書・論文等の別刷 (4)修士論文および博士論文の題目 (5)推薦書
(6)従来の研究内容と高専における教育・研究に対する抱負 各1通
7. 募集締切 平成9年9月30日(火)必着
8. 応募書類の送付先 〒651-21 神戸市西区学園東町8丁目3 ☎(078)795-3311(代表)
神戸市立工業高等専門学校 事務室 FAX(078)795-3314
*封筒に「教員公募書類在中」と朱書し、書留郵便で送付してください。
*問い合わせ先 機械工学科主任 高崎 正之 ☎(078)795-3220

正 誤 表

伝熱研究 Vol.36, No.141, 1997 April,
1 ページ左欄, 下から 15 行.

① 誤 北西 1.23 km ほど

② 正 北西に 3 km ほど

「伝熱研究」会告の書き方

印刷は原稿からそのままオフセット印刷を行いますので、鮮明な原稿にして下さい。大きさは、この外枠に入るように縦 115 mm 以内横 170 mm 以内に収まるようにして下さい。この範囲に入らないものは、「伝熱研究」原稿の書き方に従って下さい。

115 mm

170 mm

「伝熱研究」原稿の書き方

30

(1行)
(2行)
(3行)
(4行)
(5行)
(6行)
(7行)
(8行)

伝熱 太郎 (伝熱大学)

42 mm

1. 「伝熱研究」用原稿の標準形式

用紙サイズ：A4 縦長 (210mm×297mm), 横書き
余白サイズ：上余白 30 mm, 下余白 30 mm
左余白 20 mm, 右余白 20 mm
コ ラ ム：2 段組とします。
1 コラム長 80 mm, コラム間隔 10 mm
活字サイズ：10 ポイント (10×0.3514=3.514 mm) の
全角文字を標準とします。英文字・
数字には半角文字が好ましい。
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=5.271 mm)
1 頁あたり 45 行となります。

15 ポイント行間
15 ポイント行間

題目の部分は、編集委員会で作成いたしますので、8行の空白 (=42 mm) を用意しておいてください。また、表題・氏名・所属の和文および英文は別紙にご用意下さい。なお、2 頁目以降は、最初の行から 2 段組で本文をお書きください。

2. 「伝熱研究」用原稿作成上の注意

- (1) 印刷は原稿からそのままオフセット印刷で行いますので、この点を考慮の上、写真・図表等には特に注意して鮮明なものをご使用ください。
- (2) 原稿枚数は原則として最大 10 枚 (図表込み) を越えないでください。
- (3) 原稿は出力フォーマットに従って作成の上編集委員会までご送付ください。
- (4) 図表は、原稿内に直接張り込んでください。
- (5) 原稿の頁数は各頁の上すみに青鉛筆で薄く 1/8, 2/8 のように記入してください。
- (6) 本手引きの各種寸法及び文字数等は、お手持ちのワープロの機能によっては、必ずしもこれらを満足できないかもしれません。このような場合には適宜これにできるだけ近くなるように、原稿をおつくりくださいますようお願い申し上げます。
- (7) 本文の体裁・項目の分け方などは、自由にお書きください。

22.5 ポイント行間あるいは半行を挿入
22.5 ポイント行間あるいは半行を挿入

その他の事項

・可能ならば、字体に関しては、本文には明朝体を使用し、見出しにはゴシック体を使用してください。

20

20

30

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】

会員種別	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	本会に特に功勞のあった者で、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。

- 「伝熱研究、THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」を郵送します。
(本年度発行予定：4月号、7月号、10月号、1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
- 「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、入金の取扱いができず、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、送金額から減額します。フリガナ名の検索によって入金の手続き処理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、郵便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になります。

(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も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には、至急納入をお願いします。特に、平成8年度以降の会費未納の方には「伝熱研究・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)

- 入会届、変更届、退会届の受付
- 会費納入の受付、会費徴収等
- 会員、非会員からの問い合わせに対する応対、連絡等
- 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「伝熱研究・THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」発送、その他刊行物の発送
- その他必要な業務

(所在地)

〒113 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

(土日、祝祭日を除く、午前10時～午後5時)

(注意)

- 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。
- 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。

〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5

横浜国立大学 大学院 工学研究科

人口環境システム学専攻 飯田 嘉宏

TEL:045-339-4010 FAX:045-339-4010 (又は4012)

日本伝熱学会正会員・学生会員入会申込み・変更届用紙

(右の該当に○を記入) 1. 正会員・学生会員入会申込書
 2. 変更届 (書面による届出のみ受付)
 ・楷書体で明瞭に記入 ・氏名にふりがなを付す
 ・通信文は余白に記入 ・申込み時に郵便振替にて会費納入

0	申込年月日	1	9	9	年	月	日
1	会員資格	正・学					
2	氏名						
3	ふりがな						
4	生年月日	1	9	年	月	日	
5	名称						
6	*						
7	勤務先						
8	所在地						
9	学校						
10	TEL						
11	FAX						
12	〒						
13	自宅						
14	住所						
15	TEL						
16	通信先**	勤務先・自宅					
17	学位						
18	最終出身校						
19	卒業年次	T・S・H					
20	専門分野						
21	学生会員の場合：指導教官名***	印					

専門分野
 1: 自然対流 2: 強制対流 3: 熱伝導 4: 凝縮 5: 沸騰・蒸発 6: 混相流
 7: 物質移動 8: 反応・燃焼 9: 放射 10: 熱物性 11: 熱交換器 12: 流動層
 13: 蓄熱 14: 冷凍・空調 15: 内燃機関 16: ガス・ピストン 17: 蒸気機関 18: 原子力
 19: 太陽熱 20: 環境 21: その他 ()
 例：電子機器の冷却, 生体伝熱, 分子動力学等
 *) 学生会員入会申込者は学校名, 学部, 学科, 研究室名, 学年 (M2, D3など) を記す。
 **) 郵便物送先として通信先を必ず記入する。
 ***) 学生会員入会申込者は, 指導教官の署名・捺印を受ける。

日本伝熱学会 賛助会員新規入会申込み届用紙

*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
 がありますら, 書面にて事務局宛ご連絡下さるようお願いいたします。

0	申込年月日	1	9	9	年	月	日
1	会員資格	賛助会員					
2	代表者氏名						
3	ふりがな						
4	名称 (所属)						
5	代表者						
6	〒						
7	勤務先						
8	所在地						
9	TEL						
10	FAX						
11	口数	口					
11	口数	共通・専用					

日本伝熱学会入会のご案内

1. 本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。
 A (3口), B (2口), C (1口)
 [日本伝熱シンポジウム講演論文集] をお申し込み口数1口につき1部お送りいたします。この伝熱研究は通常, 年4回 (4, 7, 10, 1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も無料とさせていただきます。前, 年度途中でご入会の方には残り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下さい。
3. 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おります。簡単な書式の領収書はご用意できますが, 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せようお願いします。
 申込書送付先: 〒113 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
4. 会費の払込先:
 (1) 郵便振替の場合ー郵便振替口座 00160-4-14749 社団法人日本伝熱学会
 (2) 銀行振込の場合ー第一勧業銀行 大岡山支店 普通預金口座 145-1517941
 社団法人日本伝熱学会
 (3) 現金書留の場合ー上記の事務局宛に御送金下さい。

複写をされる方に

本誌に掲載された著作物を複写したい方は、著作権者から複写権の委託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい。

学協会著作権協議会内日本複写権センター支部
〒107 東京都港区赤坂 9-6-42-704
Phone 03-3475-4621/5618
Fax 03-3403-1738

Notice about Photocopying

In the U.S.A., authorization to photocopy items for internal or personal use, or the internal or personal use of specific clients, is granted by [copyright owner's name], provided that designated fees are paid directly to Copyright Clearance Center. For those organizations that have been granted a photocopy license by CCC a separate system of payment has been arranged.

Copyright Clearance Center 27, Congress St.
Salem, MA 01970
Phone (508)744-3350
Fax (508)741-2318

伝 熱 研 究

ISSN 0910-7851

(Journal of The Heat Transfer Society of Japan)

Vol. 36, No.142

1997年7月発行

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING

ISSN 0918-9963

Vol. 5, No. 3

July, 1997

発行所 社団法人 日 本 伝 熱 学 会

〒113 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, Japan

Phone, Fax: +81-3-5689-3401

〈レビュー特集（続）〉

A Review on Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices

… Kahoru Torii (Yokohama National University) and Jurandir Itizo Yanagihara (University of São Paulo) …… 73

〈故土方邦夫先生を偲んで〉 …… 87

故東京工業大学教授 土方邦夫氏を追悼する …… 森康夫（東京工業大学名誉教授） …… 88

「土方」伝熱研究の将来像 …… 小竹進 …… 90

土方邦夫先生追悼 …… 長島昭（慶應義塾大学） …… 92

巨星逝く …… 福迫尚一郎（北海道大学） …… 93

戻っておいでよ，土方君！ …… 林勇二郎（金沢大学工学部人間・機械工学科） …… 94

土方邦夫先生の急逝の報に接して …… 藤田恭伸（九州大学） …… 95

土方邦夫先生を偲んで …… 矢部彰（機械技術研究所） …… 96

北斗星消える —土方邦夫教授の死去を悼む— …… 西尾茂文（東京大学生産技術研究所） …… 97

土方先生、有り難うございました …… 岡崎健（東京工業大学 炭素循環素材研究センター） …… 98

土方邦夫先生の思い出 …… 井上剛良（東京工業大学） …… 99

〈世界のホットユース〉

格子 Boltzmann 法 —新たな二相流モデルへの取り組み—

…… 瀬田剛（IBM ワトソン研究所客員研究員） …… 100

〈研究トピックス〉

パルス管冷凍機内の温度分布計測 …… 伊東正篤（(株)移動体通信先端技術研究所） …… 104

〈賛助会員紹介〉

高砂熱学工業株式会社 総合研究所 …… 小澤由行（高砂熱学工業(株)総合研究所） …… 105

伝熱研究 VOL. 36, NO. 142

〈新旧会長挨拶〉

会長就任のご挨拶	長島昭 (慶應義塾大学)	1
会長退任のご挨拶	越後亮三 (芝浦工業大学)	2

〈顕彰〉

名誉会員の顕彰	副会長 飯田嘉宏 (横浜国立大学)	3
---------------	-------------------------	---

〈第9回日本伝熱学会賞〉

第9回日本伝熱学会賞の報告	第35期日本伝熱学会表彰選考委員会主査 荻野文丸 (京都大学)	4
第9回日本伝熱学会学術賞を受賞して	藤田恭伸 (九州大学)	6
「第9回日本伝熱学会技術賞を受賞して」	近藤義広, 松島均, 小松利広 (日立製作所機械研究所)	8
日本伝熱学会技術賞を受賞して	信夫善治, 松實孝友, 飯田弘之, 脇坂英司, 山崎良信 (シャープ株式会社)	10

〈随想〉

熱工学と熱科学のはざままで	相原利雄 (東北大学流体科学研究所)	12
くるまの行方と伝熱	藤掛賢司 (株式会社豊田中央研究所)	15

〈第34回日本伝熱シンポジウム〉

第34回日本伝熱シンポジウムを振り返って	準備委員長 戸田三朗 (東北大学), 事務局 橋爪秀利 (東北大学)	18
----------------------------	--	----

〈会議報告〉

1996年度国際伝熱会議アセンブリ委員会出席報告追補	平田賢 (芝浦工業大学システム工学部)	20
----------------------------------	---------------------------	----

〈特集：振動励起熱輸送（熱音響）現象とその熱機器への応用〉

特集にあたって — 振動励起熱輸送について —	第35期編集委員会 西尾茂文 (東京大学生産技術研究所)	22
振動流の流体力学的基礎	川橋正昭 (埼玉大学工学部)	23
熱音響理論の熱力学的基礎	富永昭 (筑波大学物理学系)	31
熱機器におけるシャトル熱損失	稲田孝明 (機械技術研究所)	39
流体振動による熱輸送 — ドリームバイパー —	小澤守 (関西大学工学部)	46
気泡駆動型熱輸送管	西尾茂文 (東京大学生産技術研究所)	53
共鳴波管型冷凍機	飛原英治 (東京大学大学院工学系研究科)	57
パルス管冷凍機の進展	松原洋一 (日本大学)	63
熱音響原動機における線形および非線形過程 — 米国における研究紹介 —	渡部正夫 (九州大学工学部)	69

(裏面に続く)

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING Vol.5, No.3

1. New Wine in New Bottles; Unexpected Findings in Heat Transfer	1
Part II. A Critical Examination of Turbulent Flow and Heat Transfer in Circular Annuli Churchill, S. W.	
2. New Wine in New Bottles; Unexpected Findings in Heat Transfer	13
Part III. The Prediction of Turbulent Convection with Minimal Explicit Empiricism Churchill, S. W.	
3. Regenerator Models for Stirling Cycles	31
Muralidhar, K. and Suzuki, K.	