

ISSN 0910-7851

伝熱研究

Journal of The Heat Transfer Society of Japan

1993
October
Vol. 32
No. 127

〈小特集：熱交換器の高性能化—先進技術
とその応用—〉

ISSN 0918-9963

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING

Vol. 1
No. 4

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

日本伝熱学会第32期（平成5年度）役員

会 長		棚 澤 一 郎 (東 大)	
副 会 長	(編集出版)	坂 口 忠 司 (神 戸 大)	
	(企 画)	仲 田 哲 朗 (石 播 重 工)	
	(総 務)	土 方 邦 夫 (東 工 大)	
理 事	(編集出版)	部 会 長 芹 沢 昭 示 (京 大)	
	北 海 道 工 藤 一 彦 (北 大)	東 海 加 藤 征 三 (三 重 大)	
	中 国 四 国 加 藤 泰 生 (山 口 大)	九 州 増 岡 隆 士 (九 工 大)	
	(企 画)	部 会 長 庄 司 正 弘 (東 大)	
	東 北 山 川 紀 夫 (岩 手 大)	伝 熱 シ ン ポ ジ ヴ ム 準 備 委 員 長 福 迫 尚 一 郎 (北 大)	
	(総 務)	北 陸 信 越 平 田 哲 夫 (信 州 大)	
	千 葉 孝 男 (新 日 本 空 調)	中 島 利 誠 (お 茶 大)	
	(総 務) 部 会 長 東 京	望 月 貞 成 (東 農 工 大)	
	関 西 木 本 日 出 夫 (阪 大)	青 木 博 史 (豊 田 中 研)	
監 事	飯 田 嘉 宏 (横 国 大)	岡 田 孝 夫 (高 砂 熱 学)	
評 議 員	金 山 公 夫 (北 見 工 大)	窪 田 英 樹 (室 蘭 工 大)	
	関 根 郁 平 (苫 小 牧 高 専)	五 十 嵐 喜 良 (東 北 電 力)	
	小 川 清 (日 大)	萩 原 宏 二 郎 (秋 田 高 専)	
	橋 爪 秀 利 (東 北 大)	横 山 孝 男 (山 形 大)	
	赤 井 誠 (工 技 院)	飯 野 利 喜 (日 立)	
	石 塚 勝 (東 芝)	勝 田 正 文 (早 大)	
	門 谷 皖 一 (小 松)	河 村 洋 (東 埋 大)	
	小 泉 安 郎 (工 学 院 大)	田 中 忠 良 (電 総 研)	
	田 辺 新 一 (お 茶 大)	谷 下 一 夫 (慶 大)	
	長 崎 孝 夫 (東 工 大)	西 尾 茂 文 (東 大)	
	菱 田 公 一 (慶 大)	平 井 秀 一 郎 (東 工 大)	
	前 川 透 (東 洋 大)	海 野 紘 治 (豊 田 工 大)	
	北 村 健 三 (豊 橋 技 科 大)	辻 俊 博 (名 工 大)	
	松 田 仁 樹 (名 大)	山 下 博 史 (名 大)	
	山 中 晤 郎 (三 菱 電 機)	小 林 睦 夫 (新 潟 大)	
	竹 内 正 紀 (福 井 大)	姫 野 修 廣 (信 州 大)	
	東 恒 雄 (大 阪 市 大)	片 岡 勲 (京 大)	
	神 吉 達 夫 (姫 路 工 大)	坂 本 雄 二 郎 (神 戸 製 鋼 所)	
	千 田 二 郎 (同 志 社 大)	藤 井 照 重 (神 戸 大)	
	唐 土 宏 (松 下 電 器)	秋 山 巖 (パ ン 日 立)	
	鈴 木 洋 (広 島 大)	村 上 幸 一 (愛 媛 大)	
	森 岡 齋 (徳 島 大)	伊 藤 昭 彦 (大 分 大)	
	金 丸 邦 康 (長 崎 大)	小 森 悟 (九 大)	
	笹 口 健 吾 (熊 本 大)	松 尾 篤 二 (三 菱 重 工)	

「Thermal Science and Engineering」

チーフエディター

小 竹 進 (東 人)

伝 熱 研 究

目 次

〈小特集：熱交換器の高性能化—先進技術とその応用—〉

- 小特集にあたって……………第32期編集委員会……………1
- 非共沸混合冷媒を作動媒体とした蒸気圧縮式熱変換機の成績係数に及ぼす
熱交換器の伝熱性能の影響……………小山 繁・藤井 哲(九 大)……………2
- 熱交換器における着霜対策……………青木和夫(長岡技術大)……………14
- 微細寸法の活用——極細管熱交換器を中心に——
……………吉田英生・越後亮三(東 工 大)……………21
- 非相似性フィン開発に向けて：非相似性強化と伝熱促進
……………稲岡恭二・鈴木健二郎(京 大)……………27
- 管内熱伝達促進と流動抵抗軽減(ワイヤーコイル挿入の場合)
……………稲葉英男(岡 山 大)……………37
- 電場を利用した対流熱伝達の促進と制御……………多田幸生・林勇二郎(金 沢 大)……………50
- 電場を活用する伝熱促進・制御技術——ヒートポンプへの応用——
……………矢部 彰・宗像鉄雄(機 械 技 術)・山下勝也(東 芝)……………62
- 軟磁性体粒子の利用……………前田昌信(慶 応 大)……………73

〈第30回日本伝熱シンポジウム記念講演会〉

- Interaction of Beams of Laser Radiation and Beams of Charged Particles with Matter
……………G.S.Romanov(ペラルーシ科学院)……………84
- How Microgravity Supports Research in Heat Transfer
……………Lattum J.Straub(ミュンヘン工大)……………96

〈お知らせ〉

「財政基盤強化のための募金事業」に対するご協力をお願い……………	117
個人会員用募金申込書	
第31回日本伝熱シンポジウム 研究発表募集……………	127
第31回日本伝熱シンポジウム研究発表申込書	
日本伝熱学会 学術賞・技術賞の公募のお知らせ……………	131
学術賞・技術賞 申請・推薦書	
東北研究グループ企画 伝熱セミナー 開催案内……………	135
関西研究グループ企画 京都地区講演会 開催案内……………	136
第14回日本熱物性シンポジウム 開催案内……………	138
第22回国際会議の準備セミナー 開催案内……………	140
代替冷媒の伝熱、熱物性およびサイクル性能に関する国際セミナー 開催案内……………	141
第11回混相流レクチャーシリーズ —廃棄物処理技術と混相流— 開催案内……………	143
第17回人間—生活環境系シンポジウム 開催案内……………	144
第28回空気調和・冷凍連合講演会 講演募集……………	145
第4回 ASME-JSME 熱工学合同会議 開催案内……………	146
Second International Conference on Multiphase Flow '95-Kyoto 開催案内……………	148
The Eighth International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-8) in Combustion 開催案内……………	149
Announcing A New Journal……………	150
事務局からの連絡……………	153
入会申込、変更届用紙	

Journal of The Heat Transfer Society of Japan

Vol.32, No.127, October, 1993

CONTENTS

〈Special Issue : Advanced Heat Exchanger of High Performance

—New Technique and Its Application—

Preface to Special Issue

Editorial Board 1

Effects of Performance of Heat Exchangers on COP of A Vapor Compression

Heat Transformer using NARMs

Shigeru Koyama, Tetsu Fujii (Kyushu Univ.) 2

Measures against Frosting Heat Exchanger

Kazuo Aoki (Nagaoka Univ. of Tech.) 14

Application of Microscale — Fine-Tube Heat Exchanger —

Hideo Yoshida, Ryoza Echigo (Tokyo Inst. Tech.) 21

Toward the Development of Dissimilarity-Fins : Generation of Strong Dissimilarity and Enhancement of Heat Transfer

Kyoji Inaoka, Kenjiro Suzuki (Kyoto Univ.) 27

Heat Transfer Augmentation and Flow Drag Reduction in Tubes (Wire Coil Insert)

Hideo Inaba (Okayama Univ.) 37

Active Heat Transfer Enhancement in a Convective Field by Utilizing an Electric Field

Yukio Tada, Yujiro Hayashi (Kanazawa Univ.) 50

Heat Transfer Enhancement and Control by Utilizing Electric Fields — Application to Heat Pump Technology —

Akira Yabe, Tetsuo Munakata (MEL), Katsuya Yamashita (Toshiba) 62

Heat Transfer Enhancement by Soft Magnetic Particle Loading

Masanobu Maeda (Keio Univ.) 73

〈Special Lecture Session Commemorating the 30th Anniversary of Japan National Heat Transfer Symposium〉

Interaction of Beams of Laser Radiation and Beams of Charged Particles with Matter
G.S.Romanov (Academy of Science of Belarus) 84

How Microgravity Supports Research in Heat Transfer
Lattum J.Straub (Tech. Univ. of Muenchen) 96

〈Announcements〉117

<小特集：熱交換器の高性能化―先進技術とその応用―>

小特集にあたって

第32期編集委員会

熱交換器は伝熱工学の応用として最も代表的なものであり、長い歴史の中で基礎的な研究成果が新方式の実用化と従来方式の性能改善を支えてきた。

従来、熱交換器に留まらず、各種の機器は高効率化、小型化、高信頼性化、低コスト化等を目指してきた。しかし、昨今では地球環境問題の重視を始めとした世の中のパラダイム変化が起こっている中で、コストや安全性を若干犠牲にしても環境保護を優先させるべきといった傾向も出ている。エネルギー消費に伴った炭酸ガス発生による地球温暖化は機器の高効率化によって抑制可能であり、したがって高効率化（省エネルギー化）は依然として「不易」な課題として一層重要性を増している。

日本のエネルギー消費は平成元年において石油換算で3.36億kℓである。中でも、熱交換器が主要な機器として用いられる空調・給油用のエネルギー消費は、家庭用と業務用分野において12.3%に達し（「総合エネルギー統計」平成4年度版、資源エネルギー庁長官官房企画調査課編）、さらに産業分野等での熱プロセスでの消費を合わせると膨大な量となる。したがって、熱交換器の高効率化による冷凍サイクルの成績係数の向上やプロセス上の熱交換の効率向上による排熱量の低減等が可能となれば、グローバルレベルでの貢献につながると言える。

伝熱促進技術はパッシブとアクティブな手法に大別できる。伝熱管とフィン等の最適レイアウト化、伝熱管のグループ形状やフィンに施す切り起こし等の伝熱促進法、等がパッシブ手法に属し、従来主として採られてきた方法である。これらはやや成熟した方法ではあるが本特集にてまだまだ期待できる技術があることを示した。一方、アクティブ手法は一部を除いてこれからの技術と言えよう。これらは画期的な性能向上が期待できるが、実用化には種々の解決すべき問題点が予想される。今後、技術のハードルを乗り越えて実用化を達成するため、信頼性の向上、製造方法等の解決も不可欠になろう。

このような高効率熱交換器の実用化には産学の協調が不可欠である。すなわち、大学や国公立研究機関等における基礎研究と企業における開発・実用化が車の両輪とならねばならない。そのため、先ず基礎研究の観点から「技術シーズとして何があるか」、「そのシーズの特性はどうか」、等を今回の特集にてまとめた。

今回ご執筆いただいた先生方は、各々の分野で中心となってお活躍中の方々であり、ご多忙の中、ご執筆を賜りました。この場をかりて厚くお礼申し上げます。

非共沸混合冷媒を作動媒体とした蒸気圧縮式熱交換機の成績係数に及ぼす 熱交換器の伝熱性能の影響

小山 繁、藤井 哲（九大機能研）

1. はじめに

CFC系およびHCFC系冷媒は蒸気圧縮式熱交換機（ヒートポンプ・冷凍機）の作動媒体として今日まで広く使用されてきた。しかし、地球環境の保全および保護の立場から、それらの使用および生産は近い将来完全に禁止される。このような情勢のもと、地球環境の破壊に関与しない代替冷媒を用いてかつ従来型に比してエネルギー消費の少ない蒸気圧縮式熱交換機を開発することは極めて重要な緊急の課題である。その中で、特に、二種類以上の代替冷媒を組み合わせた非共沸混合冷媒を作動媒体として使用する技術を確立することは主要な課題のひとつである。それは、(1)凝縮および蒸発の際に冷媒温度が流れ方向に変化する特性を利用してサイクルの熱力学的性能向上（ロレンツサイクル化）を図る、(2)個々の熱源の温度レベルに対応して物質の組み合わせや組成を選定することにより最適な作動媒体を提供する、(3)負荷変動に応じて組成を調節することにより連続的にシステムの容量制御を行う、などの可能性による^{(1),(2),(3)}。しかしながら、非共沸混合冷媒の凝縮および蒸発の熱伝達係数は純冷媒のそれらに比して一般に低いという伝熱上の問題点があり⁽⁴⁾、非共沸混合冷媒を作動媒体として用いるためには凝縮器および蒸発器の高性能化が要求される。

本稿では、著者らがこれまで行ってきた非共沸混合冷媒を用いた蒸気圧縮式熱交換機に関する研究^{(5)~(10)}に基づき熱交換器の伝熱性能が蒸気圧縮式熱交換機の成績係数に及ぼす影響について報告する。なお、比較的正確な物性値データが得られておりかつ露点と沸点との温度差が比較的人さ非共沸混合冷媒R22+R114を主として取り扱うが、その結果は他の非共沸混合冷媒の諸特性を考える上で有用である。

2. 蒸気圧縮式熱交換機のサイクル性能の計算

非共沸混合冷媒を作動媒体としたサイクルの性能計算は、高温側および低温側それぞれ各1点の冷媒状態点を指定して凝縮器および蒸発器内の伝熱を無視した場合と、高温側および低温側の熱源流体の温度、流量などを指定して凝縮器および蒸発器内の伝熱を考慮した場合について行った。

2.1 計算モデル

図1は、圧縮機、向流型凝縮器、膨張弁、向流型蒸発器から構成された蒸気圧縮式熱交換機のサイクルにおいて、作動媒体として非共沸混合冷媒を用いた場合の T - s 線図の概略を示す。実線
伝熱研究 Vol. 32, No. 127

は冷媒の状態変化を示し、一点鎖線は冷媒の飽和線を示し、破線は熱源流体（水）の温度変化を冷媒のエントロピー変化に対応させて概念的に示したものである。記号 W は質量流量、 T は温度、 Q は熱交換量を示し、添字の R および S はそれぞれ冷媒および熱源流体を、 C および E はそれぞれ凝縮器および蒸発器を、 in および out はそれぞれ熱交換器の入口および出口を示す。

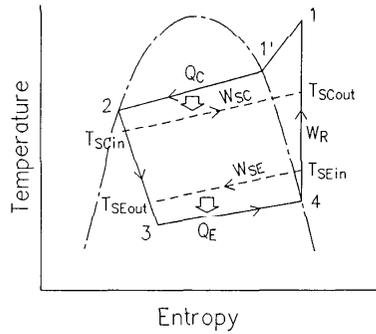


図1 非共沸混合冷媒サイクルのT-s線図

凝縮器および蒸発器内の伝熱を考慮した場合の計算では、以下を仮定した。

- (1) 凝縮過程1-2は等圧変化であり、冷媒は凝縮器出口2で飽和液となる。
- (2) 絞り膨張過程2-3は等エンタルピー変化である。
- (3) 蒸発過程3-4は等圧変化であり、冷媒は蒸発器出口4で飽和蒸気となる。
- (4) 圧縮過程4-1は等エントロピー変化である。
- (5) 凝縮器および蒸発器における熱交換量 Q は、熱通過係数 U 、伝熱面積 A および 対数平均温度差 ΔT_m の積で与えられ、凝縮器および蒸発器の UA 値は等しい、あるいは UA/Q 値は等しい。

また、計算に用いた諸式を表1に示す。ここに、 h は比エンタルピー、 s は比エントロピー、 C_p は定圧比熱、 P は圧力である。サイクルの成績係数 COP は式(11)で定義した。計算方法の詳細は文献(5)~(7)参照のこと。

表1 サイクルの性能計算に用いた基礎式

<u>凝縮過程(1-2)</u>	
$P_1 = P_1' = P_2$	(1)
$Q_c = W_R(h_1 - h_2)$	(2)
$Q_c = W_{SC} C_{pSC}(T_{SCout} - T_{SCin})$	(3)
$Q_c = U_c A_c \Delta T_{mc}$	(4)
<u>膨張過程(2-3)</u>	
$h_2 = h_3$	(5)
<u>蒸発過程(3-4)</u>	
$P_3 = P_4$	(6)
$Q_e = W_R(h_4 - h_3)$	(7)
$Q_e = W_{SE} C_{pSE}(T_{SEin} - T_{SEout})$	(8)
$Q_e = U_e A_e \Delta T_{me}$	(9)
<u>圧縮過程(4-1)</u>	
$s_1 = s_4$	(10)
<u>成績係数 (COP)</u>	
$COP = (h_1 - h_2) / (h_1 - h_4)$	(11)

伝熱を無視した場合の計算では、冷媒の状態点1'および4の温度 T_1' および T_4 を指定するとともに仮定(1)~(4)および表1中の式(1)、(2)、(5)、(6)、(7)、(10)、(11)を用いた。

2.2 熱交換器の伝熱を無視した場合の計算結果

図2(a)および(b)は、それぞれ混合冷媒R22+R114およびR22+R11について、凝縮開始点の温度 T_1' と蒸発終了点の温度 T_4 を与えて凝縮器および蒸発器内の伝熱を無視した場合の計算を行って得られた COP と組成比の関係を示す。いずれの混合冷媒においても、温度レベルによって COP の組成比に対する変化の特性は若干異なるが、高沸点成分（R114およびR11）の質量分率が約85%で COP は最大となる。

図3は、混合冷媒R22+R11においてR11の質量分率を0%、25%、85%、100%とした場合の $T_1' = 303.15K$ 、 $T_4 = 253.15K$ の条件（図2(b)の一点鎖線に対応）におけるT-s線図を示す。各冷媒の COP は線図の1-1'-2-5-7-1と1-1'-2-5-6-3-4-1の面積比で与えられる。R22の圧縮機出口

過熱度および絞り膨張過程の不可逆損失はR11よりも大きい。25wt% R11では、圧縮機出口過熱度は大きく、凝縮過程1'-2の温度変化は蒸発過程3-4のそれとほぼ同じである。85

wt%R11では、圧縮機出口過熱度はR11のそれより若干大きい程度で、凝縮過程1'-2の温度変化は蒸発過程3-4のそれに比して大きい。以上のことが、図2(b)の一点鎖線において、R22のCOPがR11のそれよりも小さくなること、約25wt% R11でCOPが最小となること、約85wt%R11でCOPが最大となることの原因である。

図4は混合冷媒R22+R11の絞り膨張過程での不可逆損失 ($\equiv (s_3 - s_2)(T_2 + T_3)/2$) と組成比の関係を示す。不可逆損失は100wt%R11で最も小さく、約70wt%R11で最大となる。すなわち、非共沸混合冷媒を用いれば絞り膨張過程の不可逆損失を減少させられると一般的に言われているが、少なくともこの場合には成り立たない。

2.3 熱交換器内の伝熱を考慮した場合の計算結果

図5は、混合冷媒R22+R114について、 $U_c A_c = U_e A_e = UA$ をそれぞれ100、200および300W/Kとして凝縮器および蒸発器の伝熱性能を考慮した場合の計算を行って得られたCOPとR22モル分率 y_{R22} の関係を熱源水の温度変化 $\Delta T_{SC} = \Delta T_{SE} = \Delta T_S$ をパラメータとして示す。

ここに、計算条件は熱出力 $Q_c = 2kW$ 、高温熱源水入口温度 $T_{SCin} = 40^\circ C$ 、低温熱源水入口温度 $T_{SEin} = 30^\circ C$ とした。いずれの図においても、混合冷媒のCOPは、 $\Delta T_S = 0K$ の場合は純冷媒よりも低い値となるが、 $\Delta T_S = 10$ および $20K$ の場合は純冷媒よりも高い値となる。この傾向はUA値が大きくなるほど顕著となる。すなわち、熱交換器の伝熱性能が高く、かつ熱源水の温度変化が大きい (R22+R114系では ΔT_S が約8K以上) 場合に混合冷媒が純冷媒よりも有利となる。また、

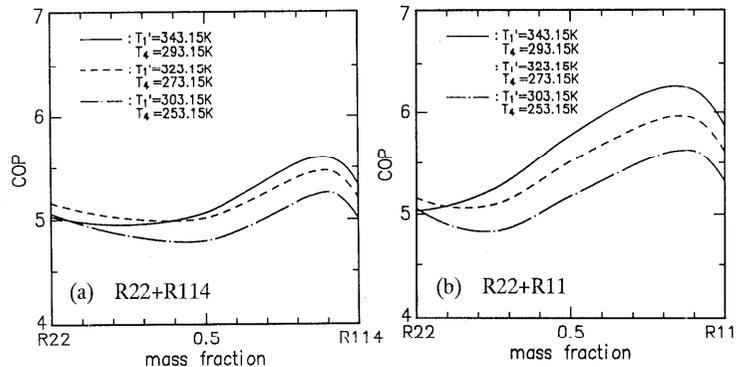


図2 成績係数と組成比の関係 (冷媒の状態点 T_1' 、 T_4 を指定した場合)

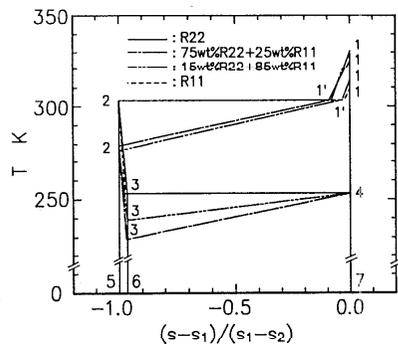


図3 T-s線図

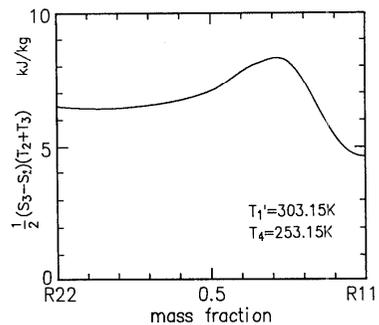


図4 絞り膨張過程の不可逆損失

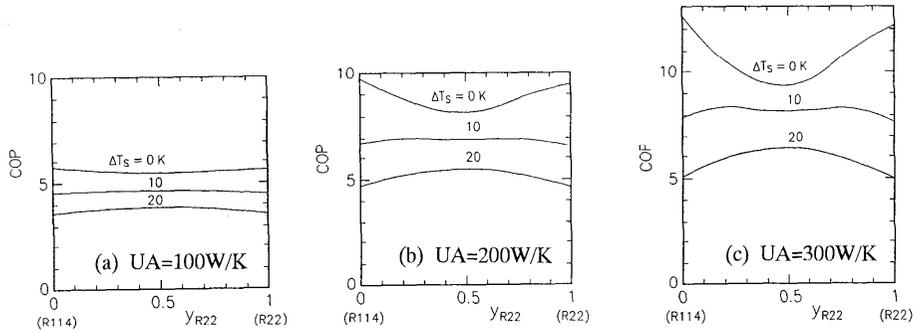


図5 COPと y_{R22} の関係 ($Q_C=2\text{kW}$, $T_{SCin}=40^\circ\text{C}$, $T_{SEin}=30^\circ\text{C}$, $\Delta T_{SC}=\Delta T_{SE}=\Delta T_s$)

UAおよび y_{R22} の値が同一の場合、 ΔT_s が大きくなればCOPは減少する。なお、これらの結果は伝熱を無視した場合の計算では求められないことに注意する必要がある。

表2(a)および(b)は、それぞれ図5(b)および(c)における $\Delta T_s=20\text{K}$ でのR22純冷媒および50mol%R22混合冷媒のサイクル計算の熱源水条件とそれによって得られた冷媒の状態点を用いて、内面螺旋溝付管を伝熱管とする水平二重管式熱交換器における冷媒の凝縮および蒸発の熱伝達に関する著者らの実験式^{(11),(12)}から計算した凝縮器および蒸発器の伝熱管長を示す。混合冷媒のCOPは、純冷媒に比して、UA値が200W/Kの場合約18%、300W/Kの場合約27%高くなる。ただし、混合冷媒のUA値を200および300W/Kとするには純冷媒の場合に比して伝熱管長を凝縮器でそれぞれ約1.5および1.9倍、蒸発器でそれぞれ約1.2および1.3倍長くする必要がある。

表3(a)および(b)は、それぞれ表2(a)および(b)のR22純冷媒の場合と同一の伝熱管長を有する凝縮器および蒸発器を用いた蒸気圧縮式熱交換機に50mol% R22混合冷媒を作動媒体として封入した時のCOPとUA値を示す。この場合、混合冷媒のCOPは純冷媒に比してわずかに高い程度であり、表2の場合ほどCOPの増加割合は大きくない。これは、混合冷媒のUA値が純冷媒に比して低くなることによる。

図6(a)および(b)は、熱交換器の伝熱性能に関する条件が $U_C A_C / Q_C = U_E A_E / Q_E = (U A / Q)$ で、熱源

表2 UA値が同一の場合のCOPおよび伝熱管長

($Q_C=2\text{kW}$, $T_{SCin}=40^\circ\text{C}$, $T_{SEin}=30^\circ\text{C}$, $\Delta T_{SC}=\Delta T_{SE}=\Delta T_s$)

(a) UA = 200W/K

(b) UA = 300W/K

Refrigerant	COP	Length (m)	
		Cond.	Evap.
100% HCFC22	4.64	5.26	6.91
50% HCFC22	5.49	7.89	8.17
Ratio	1.18	1.50	1.18

Refrigerant	COP	Length (m)	
		Cond.	Evap.
100% HCFC22	4.99	6.21	9.92
50% HCFC22	6.36	11.62	12.95
Ratio	1.27	1.87	1.31

表3 伝熱管長が同一の場合のCOPおよびUA値

($Q_C=2\text{kW}$, $T_{SCin}=40^\circ\text{C}$, $T_{SEin}=30^\circ\text{C}$, $\Delta T_{SC}=\Delta T_{SE}=\Delta T_s$)

(a) $l_c = 5.26 \text{ m}$,

$l_e = 6.91 \text{ m}$

(b) $l_c = 6.21 \text{ m}$,

$l_e = 9.92 \text{ m}$

Refrigerant	COP	UA (W/K)	
		Cond.	Evap.
100% HCFC22	4.64	200	200
50% HCFC22	4.75	130	173
Ratio	1.02	0.65	0.87

Refrigerant	COP	UA (W/K)	
		Cond.	Evap.
100% HCFC22	4.99	300	300
50% HCFC22	5.29	156	238
Ratio	1.06	0.52	0.79

水の条件が $T_{SCin}=40^{\circ}\text{C}$ 、 $T_{SCout}=50^{\circ}\text{C}$ 、 $T_{SEin}=20^{\circ}\text{C}$ 、 $T_{SEout}=10^{\circ}\text{C}$ の場合のCOPとUA/Qの関係を、それぞれ6種類の純冷媒(R22、R142b、R152a、R12、R134a、R114)および4種類の混合冷媒(R134a+R141b、R22+R114、R22+R142b、R22+R152a)：すべて低沸点成分のモル分率は50%)について示したものである。どの冷媒についても圧力が0.1~2.5MPaの範囲外になる場合は点線で示している。また、与えられた熱源水の

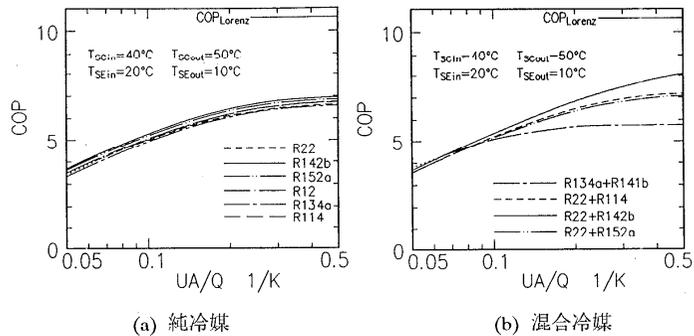


図6 COPとUA/Qの関係 ($T_{SCout}=50^{\circ}\text{C}$ の場合)

の条件に対して次式で定義したロレンツサイクルの成績係数 COP_{Lorenz} の値も示している。

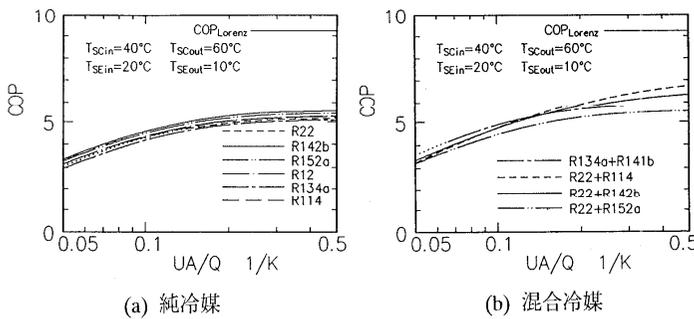


図7 COPとUA/Qの関係 ($T_{SCout}=60^{\circ}\text{C}$ の場合)

$$COP_{Lorenz} = (T_{SCin} + T_{SCout}) / \{(T_{SCin} + T_{SCout}) - (T_{SEin} + T_{SEout})\} \quad (12)$$

図(a)および(b)のいずれの場合もCOPはUA/Qが大きくなるほど増大するが、R22+R142bを除けば純冷媒、混合冷媒によらず COP_{Lorenz} よりかなり小さい値で限界に達する。また、本計算条件の範囲では、最も高いCOPが得られる冷媒はR22+R142bで、以下R22+R114、R22+R152a、R142b、R152a、R12、R114、R22、R134a、R134a+R141bの順となる。ここに、混合冷媒R22+R142bのCOPが最も高く、混合冷媒R134a+R141bのCOPが最も低いのは、R22+R142bの凝縮および蒸発の際の温度変化が熱源水の温度変化 ΔT_s に最も近いのに対して、R134a+R141bのそれは ΔT_s よりかなり大きいことによる。

図7(a)および(b)は、高温熱源水出口温度のみが図6の条件と異なる場合 ($T_{SCout}=60^{\circ}\text{C}$) の結果である。この場合は、凝縮および蒸発の際の冷媒温度変化が熱源水の温度変化 ΔT_s に最も近い混合冷媒R22+R114を用いると最も高いCOPが得られる。

図8はUA/Qをパラメータとして混合冷媒のCOPを低沸点成分のモル分率 y に対して示す。図(a)および(b)は、それぞれ図6および7の計算条件に対応する。また、どの冷媒についても圧力が0.1~2.5 MPaの範囲外になる領域は点線で示している。混合冷媒R22+R142bのCOPと y の関係は

UA/Qが増加するほど上に凸の傾向が著しくなり、混合冷媒のCOPが純冷媒より高くなる。混合冷媒R22+R114のCOPは、図(a)のUA/Q=0.15の場合を除けばR22+R142bと同じ傾向を示す。混合冷媒R134a+R141bのCOPは、圧力が0.1~2.5 MPaの範囲では、図(a)のUA/Q=0.05の場合および図(b)のUA/Q=0.05、0.1の場合を除けば、 $y=0.5$ 近傍で極小となり、 $y=0.8$ 近傍で極大となる。

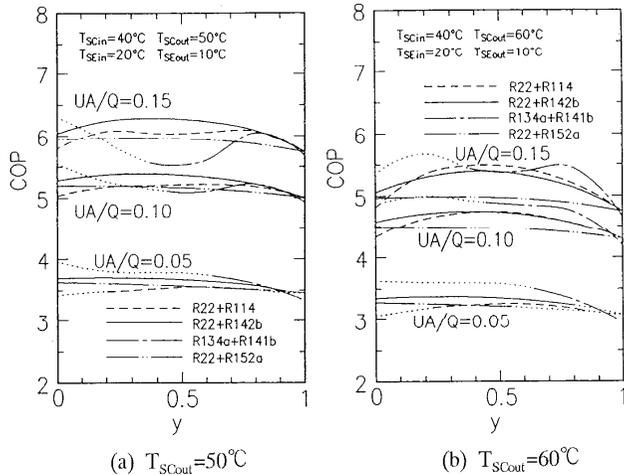


図8 COPと y との関係

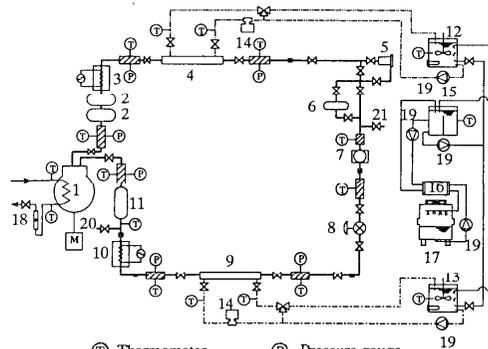
混合冷媒R22+R152aのCOPは組成に対してほぼ直線的である。以上の結果は、凝縮および蒸発する際の冷媒温度変化が要求される熱源の温度変化とほぼ等しい混合冷媒を用いれば、UA/Qを大きくすればするほどCOPを理論的に予測される最高値に近づけられることを示している。

3. 蒸気圧縮式熱交換機のサイクル性能の実験

混合冷媒R22+R114を作動媒体とした蒸気圧縮式熱交換機ループの凝縮器および蒸発器として内面螺旋溝付管を伝熱管とする向流型二重管式熱交換器を組み込んだ場合および向流型プレートフィン式熱交換器を組み込んだ場合について、それぞれサイクル実験を行い、熱交換器の伝熱性能、組成比および蒸発器過熱度が成績係数に及ぼす影響について検討した^{(8)~(10)}。

3.1 実験装置および方法

図9は実験装置の系統図を示す。装置は水を熱源とする蒸気圧縮式熱交換機ループで、冷媒は圧縮機(1)、油分離器(2)、補助加熱器(3)、凝縮器(4)、液溜(6)、質量流量計(7)、膨張弁(8)、蒸発器(9)、アキュムレータ(11)の順に循環する。ドライヤー(5)、過熱器(10)は実験では使用していない。凝縮器および蒸発器へは、それぞれ高温タンク(12)および低温タンク(13)より一定温度に保たれた熱源水が



- | | |
|-------------------|--------------------------|
| ① Thermometer | Ⓟ Pressure gauge |
| ■ Sight Glass | ▨ Mixing chamber |
| 1 Compressor | 12 Sink water tank |
| 2 Oil separator | 13 Source water tank |
| 3 Heater | 14 Gear type flow meter |
| 4 Condenser | 15 Brine tank |
| 5 Dryer | 16 Chilling unit |
| 6 Reservoir | 17 Cooling tower |
| 7 Mass flow meter | 18 Float type flow meter |
| 8 Expansion valve | 19 Pump |
| 9 Evaporator | 20 Sampling port |
| 11 Accumulator | 21 Charging port |

図9 蒸気圧縮式熱交換機実験装置

一定の流量で供給される。圧縮機は $\phi 55\text{mm} \times 49\text{mm} \times 4$ 気筒の往復動式圧縮機（定格排気量は $42\text{m}^3/\text{hr}$ ）であり、その回転数は $300 \sim 1800\text{rpm}$ の間でインバータによって変えることができる。また、圧縮機のジャケットおよび圧縮機油は水冷されている。

図10は凝縮器および蒸発器として用いた二重管式熱交換器を示す。冷媒は内管の内面螺旋溝付管内を、熱源水は環状部を冷媒と逆方向に流れる。環状部は局所の伝熱量を求めるために長さ1mの小区間に9分割されている。また、凝縮器は冷媒の流れ方向下向きに、蒸発器は上向きに水平より 1° 傾けてある。参考までに、表4に二重管式熱交換器の仕様を示す。

図11はプレートフィン式蒸発器を示す。その外形寸法は高さ 1960mm ・幅 200mm ・厚さ 39mm である。冷媒は気液分離器によって液と蒸気に分離され、液は蒸発器内上部の細孔管から冷媒流路に均一に分配され、蒸気は細孔管の上方より蒸発器へ導入される。そして、冷媒（蒸気および液）は中央に位置したセレートフィン流路を鉛直下向きに流れる。一方、熱源水は冷媒流路の両サイドのプレーンフィン流路を冷媒とは逆向きに流れる。ここに、熱源水流路は局所の伝熱量を求めるために長さ 235mm の小区間に6分割されている。プレートフィン式凝縮器は気液分離器および細孔管がないことを除けば図11と同じ構造寸法であり、冷媒は中央のセレートフィン流路を鉛直下向きに、熱源水は冷媒流路の両サイドのプレーンフィン流路を冷媒とは逆向きに流れる。参考までに、表5にプレートフィン式熱交換器の仕様を示す。

実験は、蒸発器熱源水の流量 W_{SE} と入口温度 T_{SEin} および凝縮器熱源水入口温度 T_{SCin} を一定に保ち、熱出力(凝縮器での熱交換量) Q_C 、凝縮器熱源水の温度上昇 ΔT_{SC} および冷媒の蒸発器出口過熱度 ΔT_{SUP} が設定値になるように、凝縮器熱源水流量 W_{SC} 、圧縮機回転数および膨張弁開度を適当に調節して行った。そして、図9に示すように各要素機器の出入口での冷媒混合平均温度と圧縮機、

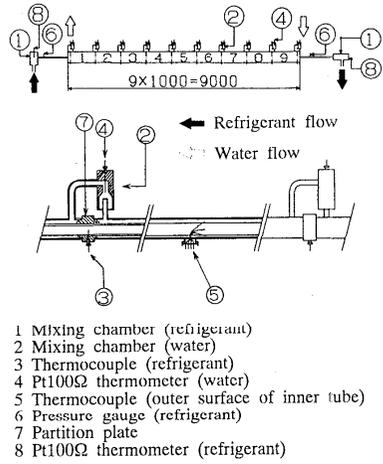


図10 二重管式熱交換器

表4 二重管式熱交換器の仕様

Tube length (m)	9.0
Effective heat transf. length (m)	8.57
Nominal heat transf. area (m^2)	0.468
Average inner diameter (mm)	17.38
Outer diameter (mm)	19.08
Depth of groove (mm)	0.28
Helix angle (deg.)	25
Number of grooves	75
Gap of annulus (mm)	5.0

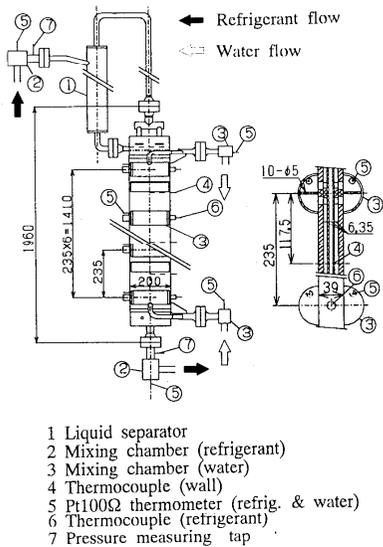


図11 プレートフィン式蒸発器

凝縮器および蒸発器の出入口での圧力を測定した。また、図10および11に示すように熱交換器内部の小区間出入口での冷媒温度および熱源水混合平均温度、小区間の中央位置での伝熱面温度を測定した。さらに、冷媒および熱源水の流量はそれぞれ質量流量計および体積流量計で、冷媒の混合平均組成は圧縮機入口の蒸気をサンプリングしてガスクロマトグラフにより測定した。なお、圧縮機効率の影響を除くために凝縮器入口での冷媒のエントロピーが蒸発器出口と等しくなるように圧縮機の冷却水量と凝縮器前の補助加熱器の入力を調節し、冷媒の充填量の影響を除くために液溜を用いた。

成績係数COPは測定した冷媒状態点を用いて次式から求めた。

$$COP = (h_1 - h_2) / (h_1 - h_3) \quad (13)$$

ここに、 h_1 、 h_2 および h_3 は、それぞれ凝縮器入口、膨張弁入口および蒸発器出口の比エンタルピーである。なお、同一条件での実験を数回行った結果、COPの差異は±3%以内であった。

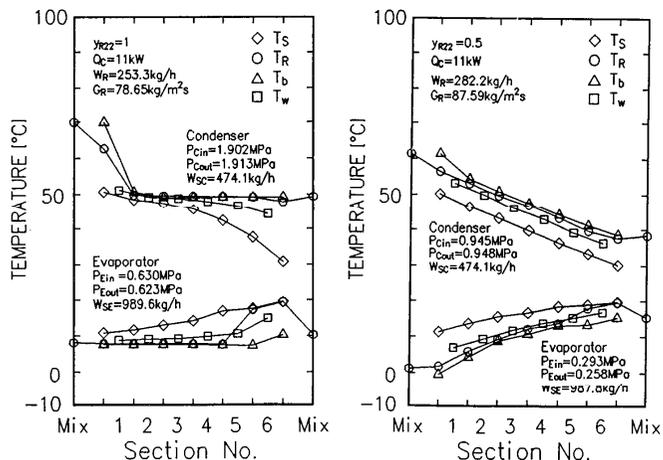
3.2 実験結果

図12は $Q_c=11\text{kW}$ 、 $T_{scin}=30^\circ\text{C}$ 、 $\Delta T_{sc}=20^\circ\text{C}$ 、 $T_{sein}=20^\circ\text{C}$ 、 $\Delta T_{se}=8.4\text{K}$ 、 $\Delta T_{sup}=3\text{K}$ の場合のプレートフィン式熱交換器内の冷媒流れ方向の温度分布を示す。図(a)および(b)はそれぞれR22純冷媒および50mol% R22混合冷媒の結果であり、各図の上側が凝縮器、下側が蒸発器である。◇、○および□印はそれぞれ熱源水温度 T_s 、冷媒温度 T_R および伝熱面温度 T_w の測定値、△印は冷媒バルク温度 T_b の計算値である。飽和域での冷媒と熱源水との温度差は、図(a)の場合、凝縮器では過熱域と飽和域との境界で最小となり、蒸発器では冷媒入口で最小となる。一方、図(b)の場合、この温度差は、凝縮器ではほぼ平行であり、蒸発器ではドライアウト点で最小となる。

図13は、図12とほぼ同一の条件での二重管式(内面螺旋溝付管)の凝縮器および蒸発器内の温度分布を示す。冷媒と熱源水との温度

表5 プレートフィン式熱交換器の仕様

	Pass	
	Refrig.	Water
Fin type	Serrated	Plain
Fin thickness (mm)	0.20	0.30
Fin frequency (mm^{-1})	0.68	0.44
Fin height (mm)	6.35	6.35
Number of layers	1	2
Width (mm)	170	170
Effective heat transf. length (mm)	1320	1320
Base surface area (m^2)	0.449	0.449



(a) $y_{R22}=1$ の場合

(b) $y_{R22}=0.5$ の場合

図12 プレートフィン式熱交換器内の温度分布

差は、凝縮器および蒸発器のいずれにおいても図12の場合に比して大きい。これは、二重管式熱交換器の伝熱性能がプレートフィン式熱交換器に比して低いことを示している。

図14は、 $T_{SCin}=30^{\circ}\text{C}$ 、 $T_{SEin}=20^{\circ}\text{C}$ 、 $\Delta T_{SUP}=3\text{K}$ の場合のCOPとR22モル分率 y_{R22} との関係を凝縮器および蒸発器内の熱源水温度変化 ΔT_{SC} 、 ΔT_{SE} をパラメータとして示す。

白抜き印はプレートフィン式熱交換器の結果、黒塗り印は二重管式熱交換器の結果である。プレートフィン式熱交換器の場合、 $\Delta T_{SE}=7.7\sim 8.9\text{K}$ でほぼ一定として ΔT_{SC} を大きくすると、 y_{R22} を適切に選べば混合冷媒のCOPは純冷媒よりも高くなる。そして、 $\Delta T_{SC}=20\text{K}$ 、 ΔT_{SE} は約15Kとすれば、 $y_{R22}=0.5$ の混合冷媒のCOPが最も高くなる。一方、二重管式熱交換器の場合、COPは同一熱源条件のプレートフィン式熱交換器の場合に比して約14~30%低く、R22純冷媒のCOPに比して混合冷媒のCOPが高くなるような組成比が現れるまでには至っていない。なお、 ΔT_{SE} を一定として ΔT_{SC} を大きくすると、プレートフィン式および二重管式熱交換器のいずれの場合もCOPの値は全体的に低くなるが、これは T_{SCin} を一定として ΔT_{SC} を大きくしていること(T_{SCout} を高くすることに対応)による。

図15(a)および(b)は、図14の□印の実験で得られた凝縮器および蒸発器のUA値(熱通過係数Uと基準伝熱面積Aとの積)と y_{R22} との関係を示す。プレートフィン式のUA値は二重管式に比して、凝縮器で約3倍、蒸発器で約1.5倍高い。なお、Uを定義する際の代表温度差として一般に対数平均温度差が用いられるが、プレートフィン式凝縮器において熱源水出口温度が冷媒露点温度よりも高くなり、対数平均温度差を用いることができなかった。そこで、次式で定義したUを用いた。

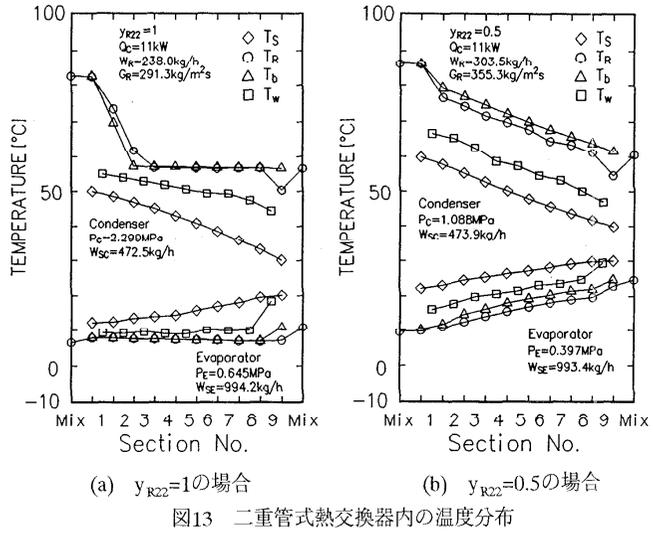


図13 二重管式熱交換器内の温度分布

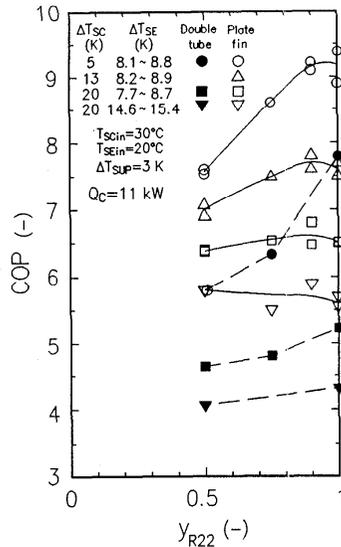


図14 COPと y_{R22} の関係

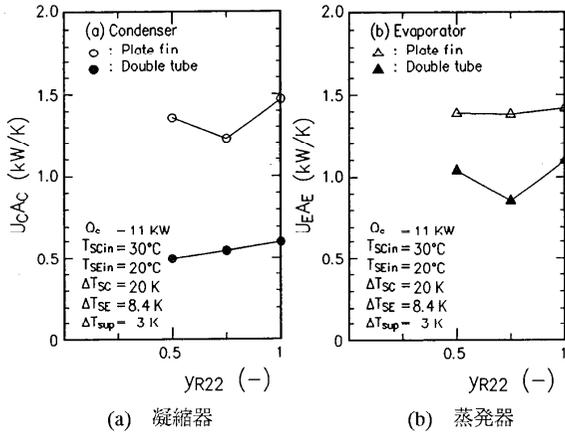


図15 UA値の比較

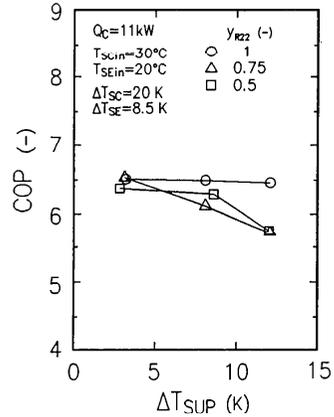


図16 COPに及ぼす ΔT_{SUP} の影響

$$U = \frac{\sum_{j=1}^n Q_j \sum_{j=1}^n A_j}{\sum_{j=1}^n (T_b - T_s)_j / n} \quad (14)$$

ここに、 Q_j 、 A_j および $(T_b - T_s)_j$ は、それぞれ小区間の伝熱量（凝縮器の場合 $Q_j > 0$ 、蒸発器の場合 $Q_j < 0$ ）、基準伝熱面積および冷媒バルクと熱源水との温度差であり、 n は小区間総数である。

図16はCOPに及ぼす蒸発器出口過熱度 ΔT_{SUP} の影響をR22モル分率 y_{R22} をパラメータとして示す。 $y_{R22}=1$ の場合、 $\Delta T_{SUP} < 12K$ ではCOPはほぼ一定である。 $y_{R22}=0.75$ の場合、 ΔT_{SUP} を大きくするとCOPは減少する。 $y_{R22}=0.5$ の場合、 $\Delta T_{SUP} < 8K$ ではCOPの変化は小さいが、 $\Delta T_{SUP}=12K$ ではCOPは大きく減少している。以上のCOPと ΔT_{SUP} の関係は、図17に示す蒸発器熱源水入口温度と冷媒バルク温度（クオリティ x が1となる点での値）との差 $(\Delta T_{SR})_{x=1} (= \Delta T_{SE} + (\Delta T_{SR})_{in} - \Delta T_{ph})$ および ΔT_{SUP} によって決まる。すなわち、 $\Delta T_{SUP} < (\Delta T_{SR})_{x=1}$ の場合はCOPに及ぼす ΔT_{SUP} の影響はほとんどない。そして、 $\Delta T_{SUP} = (\Delta T_{SR})_{x=1}$ となると、 ΔT_{SUP} を大きくするには蒸発器内の冷媒圧力を下げざるを得なくなり、結果としてCOPは低下する。

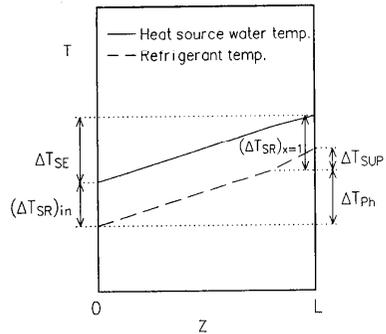


図17 向流型蒸発器内の温度分布説明図

図18(a)および(b)はそれぞれプレートフィン式熱交換器内の冷媒の凝縮および蒸発の局所熱伝達特性をヌセルト数 Nu_{Ld} と膜レイノルズ数 Re_{Ld} の関係でプロットしたものである（ Nu_{Ld} および Re_{Ld} の代表寸法 d には水力相当直径を使用）。○、△および□印はそれぞれ $y_{R22}=1$ 、0.9および0.5の実験データ⁽¹³⁾である。実線および一点鎖線は鉛直平滑管内の乱流自由対流凝縮に関する著者らの理論解析で得られた半実験式⁽¹⁴⁾にそれぞれ液プラントル数 $Pr_L=3$ および4を代入した結果であり、それらを10倍したのも同一種類の線で示している。プレートフィンの凝縮および蒸

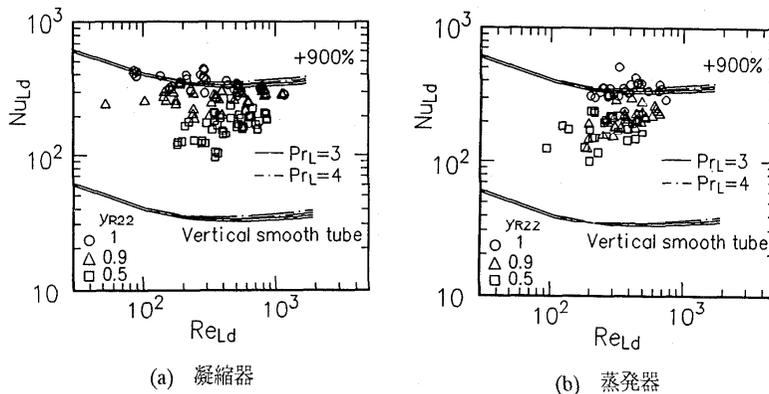


図18 プレートフィン式熱交換器の局所伝熱特性

発の熱伝達係数は、平滑面に比して、 $y_{R22}=1$ の場合約10倍、 $y_{R22}=0.9$ の場合約7~9倍、 $y_{R22}=0.5$ の場合約3~7倍高い値となる。しかしながら、 $y_{R22}=0.5$ の場合と同程度の露点と沸点の温度差を有する混合冷媒を作動媒体として用いるためには、混合冷媒の熱伝達の低下をできる限り抑えるような伝熱促進の方法をさらに付加することが望まれる。

4. 結論

非共沸混合冷媒を作動媒体とした蒸気圧縮式熱変換機の性能に関して理論的および実験的に検討し、以下の結論を得た。

- (1) 凝縮および蒸発の際の温度変化が熱源の温度変化とほぼ等しい混合冷媒（冷媒の組み合わせと組成比によって決定される最適混合冷媒）を用いれば、熱交換器内でのピンチポイントの出現を避けることができ、熱交換器を高性能化（伝熱促進、伝熱面積の拡大）するほど熱力学的に予測されるCOPの最高値に近づく特性がある。
- (2) 凝縮・蒸発の際の温度変化が熱源の温度変化と大きく異なる混合冷媒の場合は、熱交換器を高性能化してもCOPは理論的に予測される最高値よりもかなり低い値で一定となり、それ以上のCOPの増加は期待できない。
- (3) 混合冷媒R22+R114を作動媒体とした蒸気圧縮式熱変換機に関して、熱源の温度変化が大きい場合に、高性能熱交換器を使用すれば混合冷媒のCOPが純冷媒よりも高くなることを実験的に示した。また、蒸発器出口過熱度がCOPに及ぼす影響は蒸発器の伝熱性能、蒸発器熱源水の温度変化、蒸発過程における冷媒の飽和温度の変化により決まることを明らかにした。

おわりに、本研究費の一部は文部省科学研究費重点領域研究（No.63603024）および試験研究(B)（No.04555049）の補助によっていること、プレートフィン式熱交換器は住友精密工業㈱に試作して頂いたこと、本研究は九州大学高松洋助教授、同屋良朝康技官、同大学院生（当伝熱研究 Vol. 32, No. 127

時)の宮良明男君、池上康之君、加茂川丈巳君、喜多村稔君、戸田一美君、三淵哲寛君の協力によっていることを記して謝意を表す。

文 献

- (1)H.Kruse : Int. J. Refrig., 4-3, 119(1981).
- (2)高石吉登 : 冷凍, 57-662, 1213(1982).
- (3)森 翳 : 冷凍, 61-702, 337(1986).
- (4)藤井哲・小山繁・五島正雄・高松洋 : 冷論, 2-3, 169(1985).
- (5)藤井哲・小山繁・宮良明男 : 冷論, 4-1, 27(1987).
- (6)宮良明男・小山繁・藤井哲 : 冷論, 7-1, 65(1990).
- (7)池上康之・高松洋・小山繁・藤井哲 : 第900-71回熱工学部門講演会講演論文集, 9(1990).
- (8)高松洋・小山繁・池上康之・加茂川丈巳・屋良朝康・藤井哲 : 機論(B), 57-537, 327(1991).
- (9)高松洋・小山繁・池上康之・喜多村稔・屋良朝康・藤井哲 : 機論(B), 57-539, 327(1991).
- (10)小山繁・藤井哲・屋良朝康・戸田一美 : 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 547(1992).
- (11)小山繁・宮良明男・藤井哲・高松洋・米本和生 : 機論(B), 54-502, 1447(1988).
- (12)宮良明男・高松洋・小山繁・藤井哲 : 機論(B), 54-505, 2523(1988).
- (13)屋良朝康・三淵哲寛・小山繁・藤井哲 : 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 634(1992).
- (14)小山繁・C.O.Dilao・藤井哲 : 公表予定.

熱交換器における着霜対策

青木 和夫（長岡技術科学大学）

1. はじめに

空気熱源ヒートポンプの蒸発器に代表される低温空気熱交換器に生じる着霜は熱抵抗および空気の流動抵抗の増大を生じる由々しき問題である。熱交換器における着霜対策の理想は、無着霜状態を達成することにあるのはいうまでもないが、現時点では実用的なヒートポンプの広い作動範囲でこのような無着霜状態を達成することはできない。従って、着霜をともなう熱交換器では付着した霜を間欠的に除去する除霜運転が避けられない。このため、着霜対策としては、着霜量の低減や着霜状態の均一化により運転時間の延長を目的とするもの、除霜時間・効率など除霜時の性能改善を目的とするもの、さらには着霜・除霜の運転サイクルの最適化を目的とするものなど多方面から検討されている。

ここでは、外力付加によらない受動的（パッシブ）な着霜対策の現状について概観するものとし、能動的（アクティブ）な着霜対策として最近研究が進められた流動層や電場利用による着霜制御については他に譲るものとする。

2. 表面処理による対策

熱交換器の表面処理による着霜対策はこれまで企業を中心に多く研究されているが、まとまったデータとして報告された例は比較的少ない。

表面処理による着霜対策としての興味を中心は、無着霜状態の表面が実際に可能かどうかにあるが、現時点では無着霜表面の達成に成功してはいない。このため、表面処理による着霜対策も着霜量の低減に対するものと、除霜時の水切りに対するものに分けられる。

従来、後者の除霜時の水切り対策として親水性処理を施した表面が一般に用いられてきた。これは、親水性処理により融解水の流下速度を上昇させ、水切り時間を短縮させるとともに、伝熱表面の残留水滴を減少させ、初期における通風抵抗の増加を軽減することを目的としたものである。

これに対して、津出・岩本⁽¹⁾は撥水性処理の有効性にも目を向けるために、各種表面処理を施した供試熱交換器を用いた着霜実験を行い、表面のぬれ性と着霜に対する効果について研究した。図1、2は水接触角 α に対する用いた熱交換器の連続運転可能時間 θ_r および乾燥時の通風抵抗に対する初期通風抵抗の比の関係を示したものである。これより、現行の親水性表面に比べて接触角120度程度の一般的なフッ素系撥水表面を用いると、連続運転可能時間を延

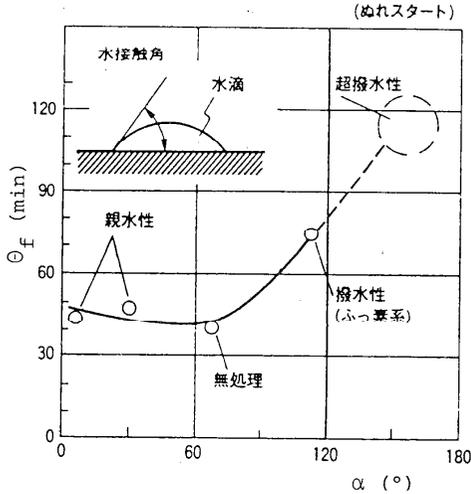


図1 フィン表面特性と連続運転可能時間の関係
 長することができるが、フィン表面に大きな水滴が残るため初期通風抵抗の増加となり、必ずしも撥水性表面が有効とはいえないとしている。しかし、撥水性表面における着霜量低減の効果は注目すべきものであり、撥水性をさらに高めることにより残留水滴を自重で落とすことができれば通風抵抗の増加が抑えられ、撥水性表面のほうが親水性表面より有効であると予想している。そして、この観点から、撥水性コーティング剤と無機微粒子の複合型塗料により水接触角 160度の超撥水性の表面を実現し、図3に示すように現行の親水性表面に比べて2倍も連続運転可能時間が延びることを実験的に示している。この撥水性表面における着霜量の低減の理由として、ぬれスタートの着霜実験（除霜終了後の着霜を模擬して）であり、親水性表面に比べて水分が飛散し減少すること、また残っている水滴も球形であり凍結までに時間がかかることを挙げている。

小倉⁽²⁾ は同一着霜条件の風洞内に無処理

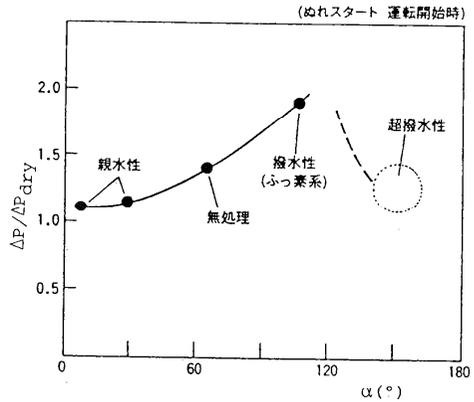


図2 フィン表面特性と初期通風抵抗比の関係

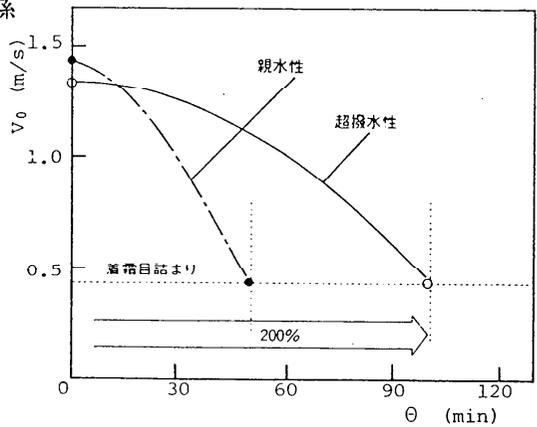


図3 表面処理による前面空気流速の時間変化の比較

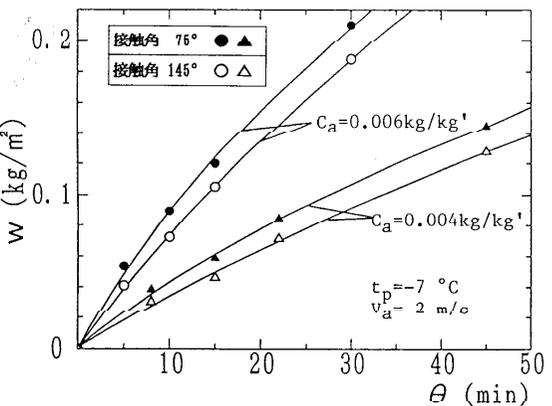


図4 表面処理による着霜量の時間変化の比較

面（水接触角 75 度）と撥水性表面（フッ素系撥水性コーティングにより水接触角 145度の表面）の平板を並べて設置し、乾いた面からスタートした場合の着霜量Wの比較を行った。図4に比較の一例を示す。全体的に無処理表面に比べて撥水性表面の着霜量は少ないが、両者の差はほとんど着霜初期（本実験条件で10～15分程度）に生じる。この理由として、撥水性表面では、面上での核生成から始まる初期霜成長が遅れ、霜結晶の空間密度も粗であるが、一度、霜が形成された後は霜結晶面への成長であるため伝熱面自体の影響をあまり受けないことによるとしている。また、用いた撥水性表面が着霜・除霜の繰り返しにより比較的速く劣化することが観察され、撥水性表面の持続がより重要な因子であることを指摘している。

撥水性表面の有効性に関して、今後さらに広い着霜条件下で着霜量の低減の理由を含めてより詳細に検討することが必要であるだろう。一度、霜が形成されると表面処理の影響がほとんどなくなることを考えると、面上に着霜が生じるか否かが非常に重要であり、表面処理による着霜対策の基本はあくまで無着霜状態の達成という夢の実現に挑戦することであろう。

3. 熱交換器の形状を考慮した着霜対策

一般のフィン付管熱交換器において、対流熱伝達の立場からフィンに種々のスリットを付けたルーバーフィン付管熱交換器を用いることにより熱伝達性能は大いに改善されてきた。しかし、着霜熱交換器では無着霜状態だけで熱交換器の特性を評価することはできず、着霜による通風抵抗の増加がより重要な因となる。このため、フィンのスリット化に代表される熱伝達特性の高性能化は着霜初期の性能向上には適するが、着霜にともない通風抵抗がかえって増加することが指摘されている。着霜の特殊性を考慮した熱交換器の性能改善に対する系統的な研究はまだ遅れているが、最近、霜層の均一化による通風抵抗の抑制を目的とした着霜対策が検討されている。

(1) フィン形状に対する着霜対策

小川ら⁽³⁾はフィン付管熱交換器における着霜対策として、フィン前縁部での着霜の集中が通風抵抗の増加をもたらすことに着目し、前縁部の着霜を低減し、全体的に着霜を均一化するフィン形状を提案している。それらは、管の位置をフィンの中心より後方にずらした偏心フィンの効果と、フィン前縁に切り欠きを設けた切り欠きフィンの効果に分けられる。

前者の偏心フィン、図5-(a)に示すように着霜量が最も多いフィン前縁部を管から相対的に遠くすることで着霜

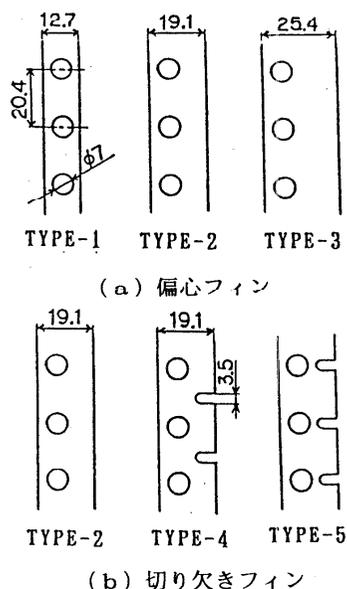


図5 フィン形状

量の均一化をはかり、通風抵抗の増加を抑制することを目的としたものである。図6に結果の一例として熱交換量 Q_f の時間変化の比較を示す。TYPE-1とTYPE-2の比較より、前縁を延長することにより熱交換量の低下が時間的に遅れ、運転時間が延びる結果となっている。これは、着霜量が最も多い前縁部で着霜量の低減がはかられ、通風抵抗の増加を抑制しているものと考えられる。しかし、TYPE-2とTYPE-3の比較より、前縁をさらに延長して伝熱面積を拡大してもフィン効率の低下から熱交換量を増加させることはできず、着霜条件に対応する偏心フィンの最適値があることを指摘している。

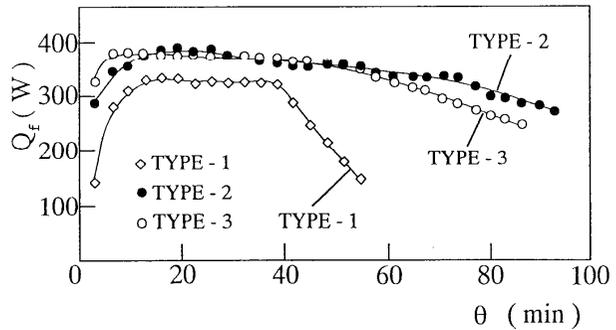


図6 熱交換量の時間変化に対する偏心フィンの効果

また、後者の切り欠きフィンは、図5-(h)に示すように偏心フィンを基礎としてフィン前縁に切り欠きを設けることで、前縁部に集中する着霜量を熱交換器の中央部に部分的に移行することでさらに着霜の均一化を目指したものである。図7に熱交換量の時間変化の比較を示す。TYPE-2に比べて切り欠きを設けたTYPE-4,5のフィン形状のほうが実質的な伝熱面積の縮小にもかかわらず熱交換量が大きいのを示している。

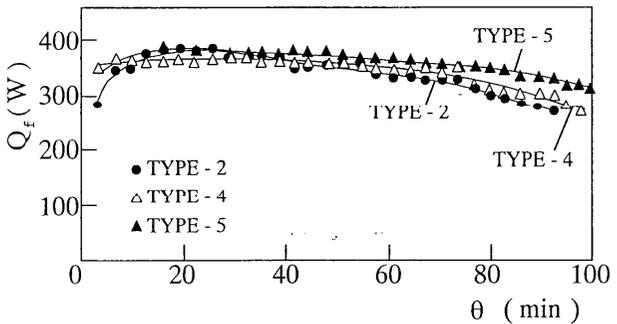


図7 熱交換量の時間変化に対する切り欠きフィンの効果

(2) 多列からなる熱交換器の着霜対策

青木ら⁽⁴⁾は4列からなるフィン付管熱交換器の着霜実験により、水蒸気濃度が高い1列目で着霜量が多くなり、2列目以降だんだん減少することを示している。図8に全体および各列の圧力損失 ΔP の

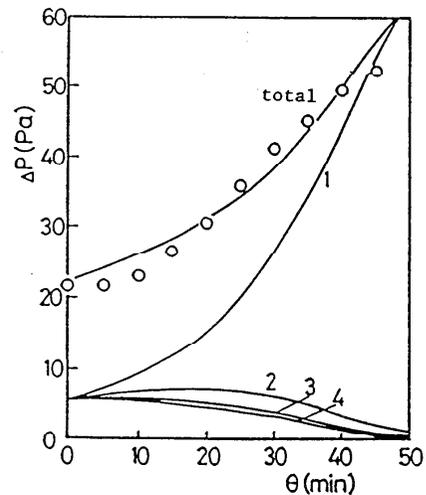


図8 着霜にともなう全体および各列の圧力損失の時間変化(4列からなる熱交換器)

時間変化を示すが、着霜の不均一により圧力損失の大部分が1列目で生じていることが示される。そして、各列の着霜の均一化により着霜熱交換器の運転時間が延びることを解析的にも明らかにしている。また、各列の着霜不均一による同様な効果为了避免するために、安藤ら⁽⁵⁾は1

列目のフィンピッチを広くし、2列目に狭いフィンピッチを組み合わせることにより、通風抵抗の抑制を実機においても確認している。

着霜熱交換器の性能改善はまだ平板フィンが基礎となっているが、フィンのスリット化などによる熱伝達特性の高性能化と通風抵抗の抑制を同時に満足するフィン形状の検討にもっと目を向けることが必要であり、さらに、フィン形状と除霜時の性能改善⁽⁶⁾も合わせて検討されるべきである。

4. 着霜・除霜の運転サイクルからの対策

着霜熱交換器では霜を除去する除霜運転が避けられない現状では、上記の個々の対策と同時に着霜・除霜の運転サイクルから性能向上を試みることも着霜対策として重要な意味をもつ。着霜熱交換器の一般的な運転特性を図9に示す。過程は、採熱(着霜)過程と除霜過程の繰り返しからなる。このため、着霜熱交換器の特性評価は採熱過程と除霜過程からなる1周期で捉えることが重要となる。除霜過程における除霜に要する熱量は熱特性として負の熱量となるので、除霜を考慮した有効熱量 Q_{eff} として全体採熱量から除霜熱量を引いた実効熱量を1周期の時間 $(\theta_f + \theta_d)$ で割ったものとして次式で定義される。

$$Q_{eff} = \frac{\int_0^{\theta_f} Q_r d\theta - \int_0^{\theta_d} Q_d d\theta}{\theta_f + \theta_d} \quad (1)$$

さらに、有効熱量 Q_{eff} と霜が付着しない理想的な有効熱量 Q_{r0} の比を有効熱効率 ϕ_{eff} として次式で定義される。

$$\phi_{eff} = Q_{eff} / Q_{r0} \quad (2)$$

岩田・坂爪⁽⁷⁾ は実機を用いたサイクル運転から、図10に示すように採熱量比 Q_f/Q_{r0} および除霜を考慮した有効熱効率 ϕ_{eff} の時間変化を示した。有効熱効率は採熱時間とともに増大するが、ある時点で最大値をとり、その後減少する傾向を示す。これは、採熱時間が短すぎると

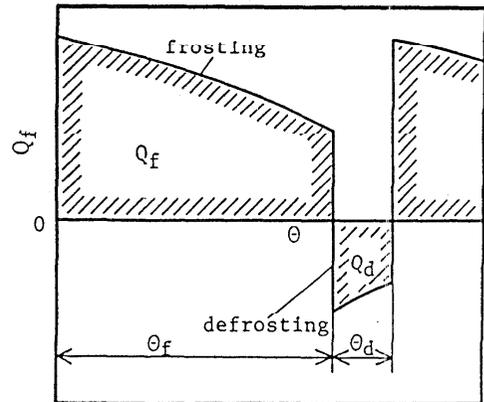


図9 採熱・除霜サイクルにおける熱量変化

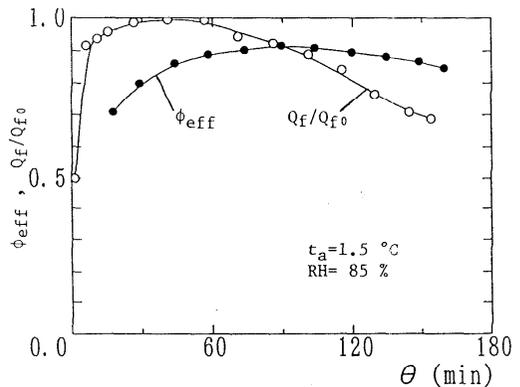


図10 採熱量比および有効熱効率の時間変化

除霜が頻繁となり熱損失が相対的に大きくなるため ϕ_{eff} は低下し、逆に、長すぎると看霜による熱抵抗・空気抵抗の増大により採熱過程で熱量が減少するため ϕ_{eff} は低下することを意味している。 ϕ_{eff} の最大の時点が最適な採熱時間すなわち最適除霜開始時点といえる。そして、ヒートポンプ暖房運転において、この ϕ_{eff} の最適値となるときの外気温度と蒸発温度の関係を実験的に求めると、図11のようにほぼ直線（図中のパラメータ f と f' は初期に設定した蒸発温度の違いを示す。）で表されることを示している。これより、破線で示す初期状態から、外気温度と蒸発温度に関する直線関係をあらかじめ設定し、蒸発温度を検知することで除霜開始を制御する方式（熱量最大方式）を提案し、これまで一般的に用いられている一定時間のタイマー式除霜開始制御と比べて有効であることを示している。

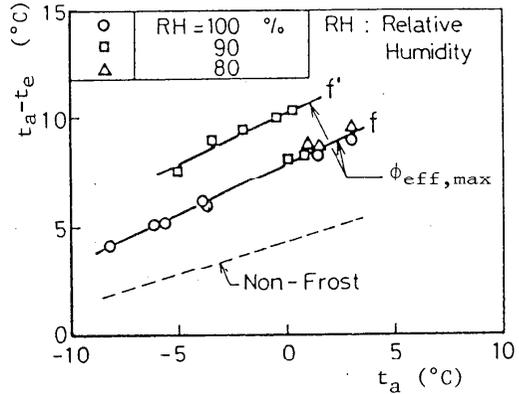


図11 最大有効熱効率と外気温度および蒸発温度の関係

青木ら⁽⁸⁾は着霜・除霜の運転サイクルを考慮したフィン付管熱交換器の最適化を目的とし、送風動力一定のもとで同様な取り扱いを理論的に示し、着霜熱交換器の評価法を得ている。そして、有効熱効率の変化に及ぼす除霜効率・除霜時間の影響についても述べている。図12は除霜時間一定のもとで、除霜効率をパラメータとして有効熱効率の時間的変化を示したものである。除霜効率の低下により有効熱効率は低下するが、有効熱効率が最大となる最適採熱時間はほとんど影響されないことがわかる。また、図13は除霜効率一定のもとで、除霜時間をパラメータとして有効熱効率の時間変化を示したものである。除霜効率が一定でも、除霜時間が長くなると、最

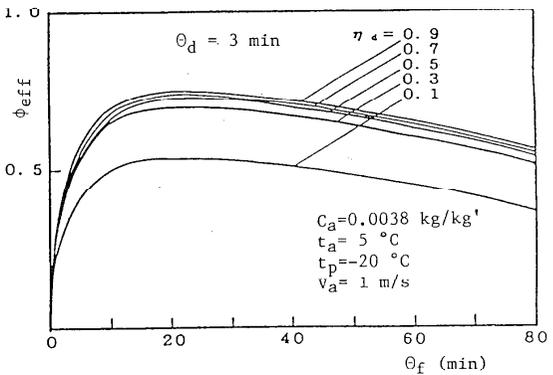


図12 有効熱効率に及ぼす除霜効率の影響

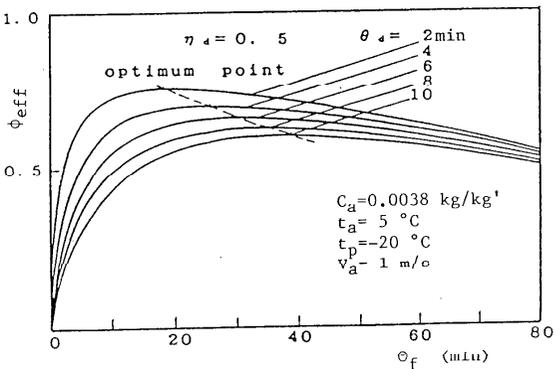


図13 有効熱効率に及ぼす除霜時間の影響

適採熱時間が長くなり、最大有効熱効率の値も低下することがわかる。

これらのパラメータ解析は採熱・除霜の各過程における性能の改善が着霜熱交換器全体としてどの程度の性能改善となるかを見積もるうえでも重要な意味をもつと考えられる。さらに、ここで示した採熱・除霜の熱交換器としての特性だけでなく、冷凍サイクルの動特性から捉えた採熱・除霜サイクルの評価も実用的には重要なものである。

5. おわりに

着霜熱交換器における受動的（パッシブ）な着霜対策の現状について述べた。これぞ画期的な着霜対策だといえるほどの技術はまだまだ進展していない。従って、多方面からの着霜対策が暗中模索の中で少しずつ進められているのが実情である。斯く言う著者自身も、長く着霜研究に携わっているにもかかわらず、実用的な着霜対策に寄与しているとはなかなか言い難い。

ここでは、熱交換器における着霜対策に限定したため、冷凍サイクルからみた着霜対策にはほとんど言及していない。無着霜運転領域の拡大、種々の除霜システム、蓄熱器の付加など冷凍サイクルとの結合による着霜対策も有効な対策と考えられるが、これらをすべて言及することは著者には荷が重いことであった。本稿が読者にとって何らかの一助になれば望外の喜びである。

参考文献

- (1) 津田・岩本：National Technical Report, 38-1, (1992), 108.
- (2) 小倉：長岡技術科学大学卒業論文, (1991).
- (3) 小川・ほか2名：日本冷凍協会学術講演会講演論文集, (1990), 5.
- (4) 青木・ほか2名：機論, 56-521, B (1990), 140.
- (5) 安藤・ほか2名：National Technical Report, 35-6, (1989), 654.
- (6) 松井・ほか2名：第21回空気調和・冷凍連合講演会講演論文集, (1987), 49.
- (7) 岩田・坂爪：機論, 51-470, B (1985), 3281.
- (8) 青木・ほか2名：第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1992), 543.

1. はじめに

0.06-0.2mm、6億、140m²—以上の数字は何に関連するものか、お分かりであろうか。答えは人間の肺であり、三つの数字は、それぞれ順に、肺胞の大きさ、成人1人あたりの肺胞の総数、総表面積に対応する^[1]。肺こそは、新鮮な吸入空気（21%の酸素と0.03%の二酸化炭素）と体内を循環してきた古い空気（16.5%の酸素と3.5%の二酸化炭素）とを交換する超高性能器官であり、その高性能は上記のような微細寸法とその結果もたらされる広大な表面積に基づいていることはいままでもない。工学において、開発対象機器の究極の姿を自然の中に見いだすことは多々あるが、物質の交換器にとっては肺がそれに当たることに異論はなかろう。このような肺の特徴は、本稿で対象とする熱交換器の高性能化に対しても示唆的である。

強制対流の相関式が $Nu = Re^n f(Pr)$ と表されるとき、レイノルズ数の指数 n が1以下であれば、熱伝達係数は代表長さが小さいほど大きくなるという伝熱学では極めて基本的な法則がある。同時に、面積と体積の比は代表長さに逆比例するという自明な関係も成り立つ。したがって、前述の「微細寸法とその結果もたらされる広大な表面積」は、正に伝熱促進の主要原理とも言いえるものである。ただ、この原理を実際に具体化するには手法上の制限を伴う。著者らが長年にわたり重点的に研究を行ってきた三つの柱、すなわち、固気混相流^[2]、多孔性媒体^[3]、そして近年の極細管熱交換器^{[4]-[6]}は、実は本原理の工学への適用を模索したものといっても過言ではなく、しかも互いに強い関連性を有している。微細粒子を気相中に分散させたものが固気混相流であり、その固相のふく射性に注目するとともに固相だけを空間に固定したいと考えたものが多孔性媒体を用いたふく射変換体となった。さらに多孔性媒体の構造体中にもう一つの作動流体を通して二つの流体の間で熱交換を行ないたいと考えたのが、以下に述べる極細管熱交換器である。

2. 極細管熱交換器の構造と基本諸元

代表的な極細管熱交換器を図1に、その拡大写真を図2に示す。極細管（外径 $d_o=1\text{mm}$ 、内径 $d_i=0.7\text{mm}$ ）をピッチ $p=2\text{mm}$ で並べ、これらに垂直方向に直径 $d_f=0.3\text{mm}$ の金属細線を交互に編み込んだ。細線を編み込んだだけでは、極細管と線接触しているに過ぎないので、編み込み細線は主に乱れ促進体として機能し、フィン機能はほとんどない。そこでフィンとしての機能も付与するため、平均35 μm のハンダメッキを施して接触面積を増加

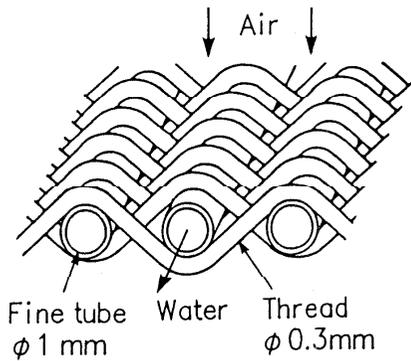
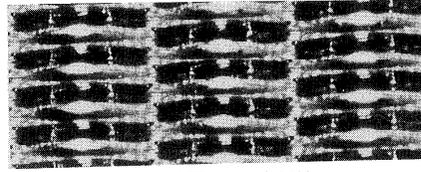
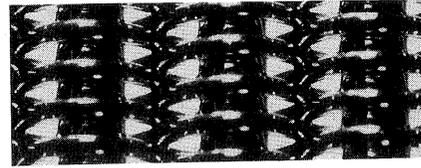


図1 極細管熱交換器



(a) 正面から撮影



(b) 斜めから撮影

図2 極細管熱交換器の拡大写真(約10倍)

させたもの(最大接触幅約 $300\mu\text{m}$)も用意し、ハンダメッキがない場合のデータとも比較するようにした。極細管および編み込み細線には、共に銅を用いたものと、共にステンレスを用いたものの2種類がある。表1に代表的な形状諸元を示す。ここで伝熱面密度 β は、熱交換器の単位投影面積当たりの総伝熱面積を熱交換器厚さ $(d_o + 2d_f)$ で除した値と定義している。Shah [7]は、コンパクト熱交換器の一応の目安として伝熱面密度 β が $700\text{ m}^2/\text{m}^3$ 以上であることを提案しているが、極細管熱交換器は、この基準値を数倍近く上回っている。なお参考までに付け加えると、コンパクト熱交換器の典型ともいえるルーバ付きコルゲートフィン型熱交換器[8]-[10]の場合はちょうど $\beta = 1000\text{ m}^2/\text{m}^3$ 程度であり、これに比べると極細管熱交換器の伝熱面密度の大きさがご理解いただけよう。しかし、肺の場合には表面積密度が $2\sim 3 \times 10^4\text{ m}^2/\text{m}^3$ にも達するから、今さらながら自然の造形物の妙に感嘆せざるを得ない。

3. 極細管熱交換器の伝熱性能

まず、極細管熱交換器の性能を基礎的に検討する上で、いちばんの基準になると考えられる円柱まわりの熱伝達との比較を図3に示す。極細管ピッチは $p = 4\text{ mm}$ である。横軸は接近速度 u_o と極細管外径 d_o に基づくレイノルズ数 Re_o 、縦軸はヌッセルト数 $Nu_o = \alpha_o d_o / \lambda_o$ である。実線は単一円柱まわりの熱伝達に対する相関式であり、これに対する伝熱促進の程度は、

表1 極細管熱交換器の形状諸元 ($d_o = 1.0\text{ mm}$ 、 $d_f = 0.3\text{ mm}$ の場合)

ピッチ $p(\text{mm})$	フィン/極細管面積比 A_f/A_o	伝熱面密度 $\beta (\text{m}^2/\text{m}^3)$
2	2.44	3380
4	4.21	2560

●ハンダメッキがない場合：約6倍

●ハンダメッキがある場合：約9倍（ステンレスの場合）、約14倍（銅の場合）

である。そして、このときの伝熱促進の理由としては、

●ハンダメッキがない場合：

(1) 編み込み細線の乱れ促進体としての効果

(2) ブロッキングによって気体を加速する効果

●ハンダメッキがある場合：

[上記の効果(1)(2)] + [(3) フィン効果]

が考えられる。実験からはフィン効果だけが効いた場合の極限的なヌッセルト数は求め難いが、理論的には数値計算から、

●フィン効果：約6倍（ステンレスの場合）、約9倍（銅の場合）

しか伝熱促進が見込めないことがわかっているので、ハンダメッキがある場合の実験値がこれらの値を上回ったことから、フィン効果と乱れ促進体の効果との相乗作用が裏付けられる。

以上の結果を、有次元の熱伝達係数 α に変換すると、 $p=2\text{mm}$ 、 $u_o=13\text{m/s}$ ($Re_o=850$) の場合で、最大 $3 \times 10^3 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ にも及ぶ値になっている。さらに、熱交換器の単位投影面積当りの熱伝達係数、およびこれを熱交換器の厚さ (d_o+2d_f) で除した単位体積当りの熱伝達係数ともいうべき値を計算すると、それぞれ $5 \times 10^3 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ 、 $3 \times 10^6 \text{ W/(m}^3\text{K)}$ となり、微細化により極めて大きな値が得られている。

微細化によりポンプ動力も増大するので、ポンプ動力を一定にした条件での伝熱促進を検討した結果を図4に示す。横軸はポンプ動力 E の $1/3$ 乗、縦軸は単位幅当りの熱伝達

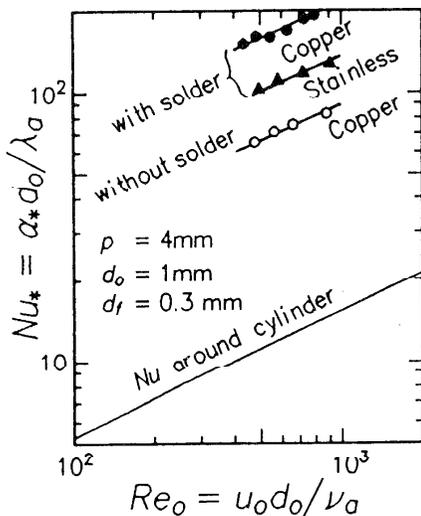


図3 極細管まわりの Nu 数

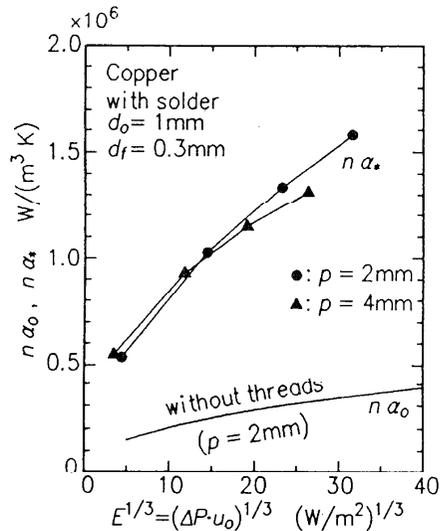


図4 ポンプ動力と伝熱性能

係数 (n は単位幅当たりの極細管本数でピッチの逆数) であり、図中でいちばん下の実線は、編み込み細線がない状態で極細管をピッチ $p=2\text{mm}$ で並べた場合の結果である。編み込みを有する極細管熱交換器は編み込みがない場合に比べて伝熱性能が顕著に向上していることが確認できる。

4. 他のコンパクト熱交換器との比較と極細管熱交換器の応用

極細管熱交換器の性能と特徴を評価するためには、他のコンパクト熱交換器と定量的に比較する必要がある。しかし、形状が全く異なる二つの熱交換器を公平に比較することは容易ではないので、非常に粗雑であることを前置きした上で、コンパクト熱交換器の中で最も開発が進んでいるルーバ付きコルゲートフィン形熱交換器^{[8]-[10]}との比較を試みる。

極細管熱交換器における値を1とすると、ルーバ付きコルゲートフィン形熱交換器の値は、

(1) 単位体積当たりの熱伝達係数：約 $1/13 \sim 1/15$

(2) 単位厚さ当たりの圧力降下：約 $1/50 \sim 1/90$

したがって、送風に要するポンプ動力 (流速 \times 圧力降下) を一定にして評価する場合は、(1)を(2)で除すことにより、

(3) 同一ポンプ動力での伝熱性能：約 $4 \sim 6$

となり、単位体積当たりの熱伝達係数では極細管熱交換器が、同一ポンプ動力での伝熱性能ではルーバ付きコルゲートフィン形熱交換器が優るという結果となる。

以上の結果から、極細管熱交換器はスペースの制約がある機器に応用される場合その優れた性能を発揮する。さらに、伝熱性能だけでなく、構造体の耐圧性の面から超高压条件での応用、例えば超々臨界圧ボイラーの過熱器等も考えられよう。いちばんの問題点は、その微細寸法から予想されるように、塵埃等が多い作動環境では、たちまち目詰まりが生じて性能劣化を引き起こす点であろう。しかし、この点は今後の浄化技術の向上により解決しうることを期待できる。

極細管熱交換器は、元来は気体と液体との熱交換を対象として考案されたものであるが、作動流体を交えることにより、種々のバリエーションが生まれる。上述の過熱器は管内作動流体である水が外部の高温ガスによって過熱蒸気となる場合であるが、逆に管外作動流体が蒸気のときに極細管面で冷却されて凝縮する場合も考えられる。そこで著者らは、熱交換器と同様の伝熱エレメントを用いて水蒸気に対する凝縮実験を行なった^[6]。代表的な結果を図5に示す。枠外の表示は極細管の姿勢 (上から順に、鉛直管の横配列、水平管の鉛直配列、水平管の水平配列) を表しており、これらの姿勢にはほとんど異存せず極めて高い熱伝達係数 $200 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ が達成されている。この場合の高い伝熱性能は、蒸気摩擦力による液膜の吹き飛びによるものであるが、その根底には微細寸法化の効果があることはいうまでもない。

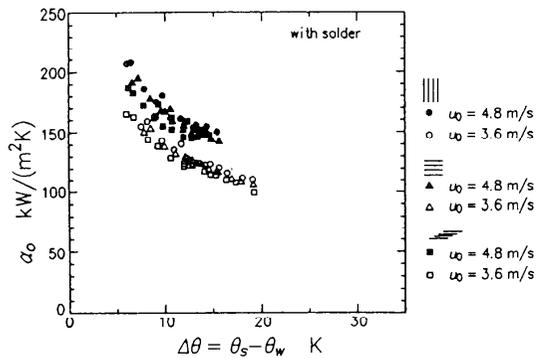


図5 凝縮器としての性能

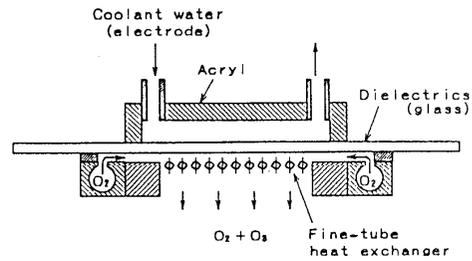


図6 オゾナイザーへの応用

極細管に熱交換以外の機能を付与することにより、さらに応用の道を拡張することができる。図6は、極細管と誘電体（ガラス）を挟んで対向させた電極との間に交流高電圧を印加することにより無声放電を生じさせ、これにより作動流体の酸素からオゾンを生成するオゾナイザーを示す^[11]。オゾンは熱によって分解しやすいため、生成したオゾンをすみやかに冷却することが生成効率向上につながり、極細管が電極と熱交換器を兼用する本オゾナイザーは高いポテンシャルを秘めている可能性がある。現在までの研究結果では、オゾン濃度は低いものの従来型よりも高いエネルギー効率が見いだされている。

5. むすび

微細（マイクロ）という語は、今やハイテクを象徴するキーワードになっている感じさえする今日このごろである。著者らが極細管熱交換器の研究に着手した約10年前には、直径1mmの伝熱管は“極めて”細く感じられ、当時の研究室内での呼称をそのまま引きつらたまま現在に至った次第である。今にして思えば、“極細”と表現したのは時期尚早であったかもしれないが、いつになったら“極まるのか”口進月歩の科学技術においては、その時代時代で相対的にこの語を用いても許されよう。現在、微細化というベクトルの下に行なわれている伝熱の高性能化に関する研究は多々あろうし、肺と競合するか、あるいは肺をも凌駕するような微細寸法の熱交換器の開発に託す夢には限りがない。この意味で、本稿で極細管熱交換器以外の最新の研究成果に言及できなかったことは心残りであるが、現在実用化の射程距離に入った微細熱交換器に関する話題として提供させていただいた。諸賢のご意見を賜れば幸いである。

参考文献

- [1] Kahle, V. W., Leonhardt, H., and Platzer, W., 越智淳三訳, 1981, 解剖学アトラス, 分光堂.
- [2] Yoshida, H., Suenaga, K., and Echigo, R., 1990, "Turbulence Structure and Heat Transfer of a Two-Dimensional Impinging Jet with Gas-Solid Suspensions," *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.33, 5, pp.859-867.
- [3] Echigo, R., 1991, "Radiation Enhanced/Controlled Phenomena of Heat and Mass Transfer in Porous Media," *Proc. ASME•JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, vol.4, xxi-xxxii.
- [4] 越後, 吉田, 花村, 森, 1990, "編み込み細線を有する極細管熱交換器," 日本機械学会論文集(B), vol.56, 530, pp.3094-3100.
- [5] 吉田, 越後, 中条, 中野, 1993, "編み込み細線を有する極細管熱交換器の伝熱促進機構," 日本機械学会論文集(B), vol.59, 560, pp.1311-1317.
- [6] 越後, 吉田, 宮下, 1990, "編み込み細線を有する極細管凝縮器の伝熱特性," 日本機械学会論文集(B), vol.56, 531, pp. 3439-3444.
- [7] Shah, R. K., 1981, "Classification of Heat Exchangers," in *Heat Exchangers: Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design*, S. Kakac et al. ed., Hemisphere, Washington, DC.
- [8] 藤掛, 1974, "コルゲーテッドフィン付き熱交換器の研究," 日本機械学会新潟地方講演会論文集, pp.65-68.
- [9] 藤掛, 1978, "自動車用熱交換器の最近の進歩," 日本機械学会誌, vol.81, 714, pp.426-431.
- [10] 梶野, 平松, 1987, "自動車用熱交換器の研究開発," 機械の研究, vol.39, 1, pp.175 -180.
- [11] 吉田, 三好, 越後, 花村, 1992, "編み込み細線を有する極細管電極を用いたオゾナイザー," 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp.893-894.

1. はじめに

著者の研究グループでは、乱流熱伝達の伝熱促進機構に関する研究過程において、熱輸送と運動量輸送の間に非相似性が存在することに遭遇し、ここ数年来この現象に関心を持ち、研究を行っている。この現象は、これを上手に人為的に発現させることができれば、圧力損失を低減するか、あるいはその増大を小幅にとどめる一方で、良好な伝熱性能を発揮する熱交換器の開発につなげることが可能である。このような観点からと推測するが、本号小特集中に「非相似性フィン」に関する記事を寄せるようにとの御招待を戴いた。しかし、いまだ研究はフィンの設計に有用な具体的情報を提供できる段階ではないので、以下では主として乱流中における非相似性そのものに関連する著者らの研究成果について記述し、一部において実用熱交換器と関連の深いダクト壁の伝熱促進の例について記述することにする。すなわち、本稿では、LEBU板 (Large Eddy Break-up Manipulator) ^{(1), (2)} ならびにそれと渦発生体の組合せを乱流中に挿入する場合についての一連の研究 ^{(3) - (6)} を題材として、かかる輸送機構の非相似性の強化による伝熱制御の可能性と、この方面の研究の現在の動向について話題を提供して、参考に供する。なお、非相似性は非定常流中에서도しばしば認められ、実際の熱交換器特性との関係が深い、最近本誌上でも紹介している ⁽⁷⁾ ので、ここでは紙面の都合上割愛する。

2. LEBU板挿入の効果

乱流場におけるLEBU板(幾何的形狀としては、薄いリボン^{(8), (9)}、2次元翼⁽¹⁰⁾などに類似)の利用は、乱流に接する固体壁面に作用する摩擦応力の低減手法として考えられ、これまで主として流体力学分野で研究されて来ている。同様の目的を果たすものとしては、LEBU板の他に、流れに沿って壁面に平行に設けるリブレット(縦溝)⁽¹¹⁾があり、いずれも乱流のパッシブ制御法のひとつである。ただし、図1のスケッチのように、前者はそれを境界層中に主流と平行に設置し、直接的には境界層の外層パラメータを制御するのに対して、後者は図2のように壁



図1 LEBU板の挿入 (文献(1)を参考にした)

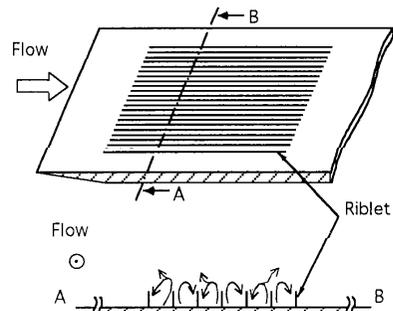


図2 リブレットの設置

面に加工を施すので、壁面近傍すなわち、境界層の内層パラメータを制御する違いがある。なお、後者の場合には、壁面への加工が必要な点で、実用的には不利が生じることも少なくない。かかる方法による壁面摩擦の低減は、簡単に達成でき、大きな魅力がある。しかし、ここではあまり深く触れないが、依然として、かかる方法によってデバイスに働く抗力を含めた全抗力の低減が達成できるかどうか、最適形状は如何なるものか、乱れの生成と摩擦応力の低下の関連性は何か、飛翔体への使用は可能か、などの疑問点が残っており、また、壁面摩擦低下の原因について、LEBU板のプレート自体の影響であると考えたり、後流の影響が支配的であると考えたり、研究グループによる意見のくい違いなども見受けられる^{(1)・(8)}。したがって、現象の全体像やメカニズムの詳細については解明されているとは言い難く、国の内外で研究が(約20のグループが特定できる)意欲的に進められている。

ところで、LEBU板は、主流と壁面近傍領域を分断する、インシュレータとしての性質を持つから、熱的に厳しい流れ条件下での熱的防御手段として応用でき、また伝熱制御用の挿入物体として利用できるが、それをを用いる場合について乱れ構造を含む伝熱工学的観点からの踏み込んだ研究例は少ない。

一方、著者らは以前から、乱流境界層中の壁近傍に円柱を挿入してかく乱を与えると、円柱の下流域で平板面熱伝達率が增大し、またその一方で、平板面にかかる摩擦係数が低下する現象が発生すること^{(12)~(14)}を見出し、この現象を「熱輸送と運動量輸送の非相似性」と呼ぶとともに、それに関心を持ち、平均速度場の回復過程⁽¹⁵⁾、数値解析との比較⁽¹⁶⁾、壁近傍および外層の組織構造の特性⁽¹⁷⁾と熱伝達への影響⁽¹⁴⁾などにつき検討してきた。この現象は、熱交換器内を模擬した多段フィンまわりの流れ系⁽¹⁸⁾、平行平板間流路内に角柱を挿入し非定常化した流れ系⁽¹⁹⁾など、他の系でも見い出されており、現象的に大変興味深いものであると同時に、それが圧力損失の増大を抑制しつつ伝熱促進が図れる可能性を示唆している点で、実際の熱交換技術上も重要である。ただし、円柱は形状抗力が比較的大きく、その挿入によって生じる付加的な運動量損失が大きい。そこで、実用的見地からは、付加的運動量損失を小幅にとどめる挿入物体の形状についての検討が重要である。

3. LEBU板を挿入した場合の乱流境界層、ダクト内乱流における熱伝達

まず、図3のように平板上に発達する乱流境界層中に、それ自体にかかる形状抗力が小さく、しかも壁面摩擦応力の低減に有効であるLEBU板を平板壁と平行、流れと垂直になるように挿入した場合に注目する。系の幾何形状パラメータであるLEBU板の流れ方向幅 L と設置高さ H を数種類に変更し、平板面に貼ったステンレス箔を電氣的に加熱し、裏面温度を熱電対で測定して平板面の熱伝

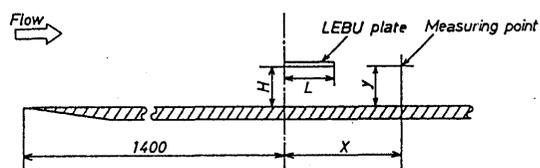


図3 座標系(乱流境界層)

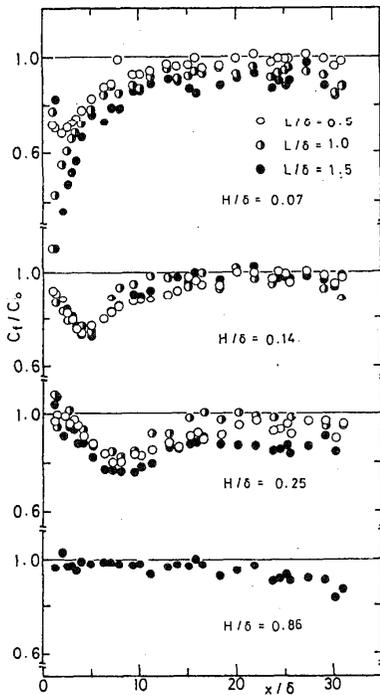


図4 壁面摩擦係数分布(乱流境界層)

達率を算出した。また、壁面摩擦係数の測定にはプレストン管を用いた。

図4に壁面摩擦係数 C_f の分布を設置高さごとにとまとめて示す。縦軸の値は、非挿入時に得られた測定値(添字0)で規格化してある。この図から、LEBU板の挿入によって、下流域で C_f が低下し、この低下の程度は設置高さ H に強く依存していることが分かる。また、流れ方向幅 L の C_f に対する影響はあまり明瞭ではない。

図5に局所熱伝達率 h の流れ方向分布を示す。概観すると、いずれの場合にもLEBU板の挿入による h の低下が生じており、残念ながら円柱を挿入した場合のような伝熱促進は得られない。ただし、図4と図5を対応する場合ごとと比較してみると、 $H/\delta \geq 0.14$ ではそれらの分布形状が互によく類似しているものの、挿入位置が壁に最も近い $H/\delta = 0.07$ のケースでは両者の違いが明瞭であり、若干の非相似性が存在している。

このように、LEBU板を用いた場合にも、若干の非相似性は発現する。しかしそれは、LEBU板挿入による変化の方向が、 h と C_f の値で異なる強い非相似性ではなく、 C_f の低下と共に h も低下してしまう弱い非相似性であり、伝熱促進の観点からすると面白くない。そこで、ここで生じる弱い非相似性が、円柱を挿入する場合に得られる強い非相似性と発生メカニズムがどう違う

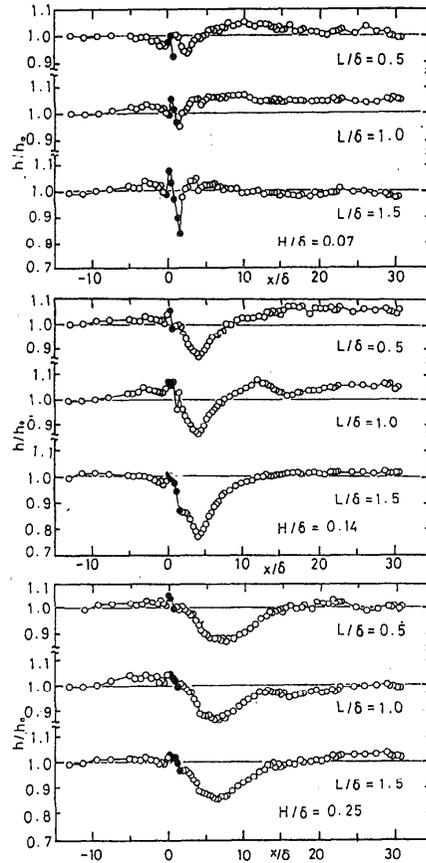


図5 局所熱伝達率分布(乱流境界層)

のか、乱れの1点二次相関量の分布や乱流輸送機構の観点から検討を加える。

図6はLEBU板を挿入した場合の境界層内の乱れ強度、レイノルズせん断応力のy方向分布の一例である。LEBU板を挿入したことの影響がほぼ消失した位置で測定した●印の実験点に比して、挿入位置のすぐ下流で測定した○印の実験値は、LEBU板の後流域で明確に歪んでいて、若干の増加を示している。しかし、円柱の場合のそれと比べるとかなり弱いものであり、また、この位置に限らずいずれの位置でも、後流部分の乱れが平板面近傍の乱れ強度を増強することはない。むしろ、平板面近傍の乱れ強度はLEBU板の影響を受け低下し、そのことが、LEBU板下流域でのhの低下をもたらしている。

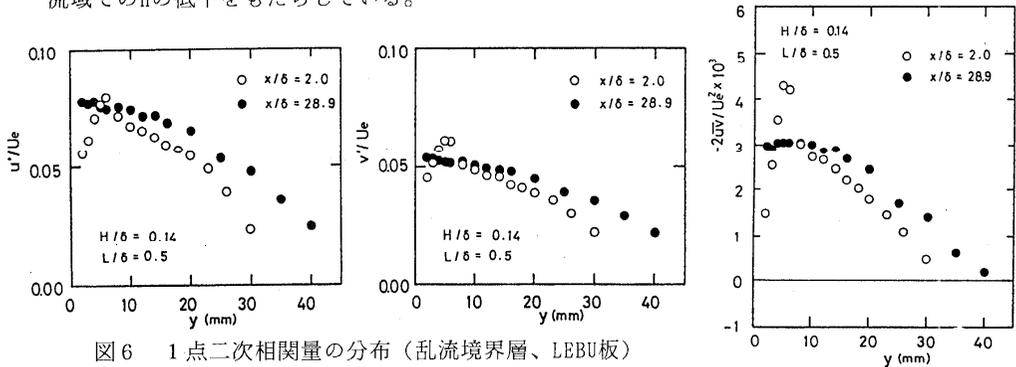


図6 1点二次相関量の分布(乱流境界層、LEBU板)

ここで、組織的構造の変化と非相似性発現の関係を検討について付記する。文献(14)中の詳細な検討によると、円柱を挿入する場合には、壁近傍の間欠現象であるバースティングが影響を受けて、その特性の一部が変化する。流体運動のうち、乱流せん断応力には正の寄与(運動量輸送の促進)を示し、かつ乱流熱流束にも正の寄与(熱輸送の促進)をするエジェクションやスweepも増強されるが、それにも増して、運動量輸送には負の寄与をし、しかし熱輸送には正の寄与を示す低温の壁向きのインタラクション運動と高温の外向きのインタラクション運動がより顕著に増強を受ける。この結果として、伝熱促進と同時に壁への運動量輸送の抑制が生じ、熱伝達率の向上と同時に摩擦係数の低下が起り、強い非相似性が発現するようである。

一方、LEBU板を挿入する場合⁽⁶⁾には、インタラクション運動の寄与についてはほとんど変化が生じないのに対して、逆にエジェクションとスweepの寄与は壁近傍で著しく低減する。すなわち、LEBU板を挿入する場合には、壁近傍のバースティング現象の一部がやはり変化を受けるが、その変化は円柱を挿入する場合とは違って、相似性をもたらすエジェクションとスweepが選択的に弱められ、このため若干ながらも非相似性が強化され、また、乱れ強度が低下して、熱伝達率と壁面摩擦係数が共に低下すると結論づけられる。このように、非相似性の強化をも込めて伝熱制御について考える場合には、単に乱流の乱れ強度の増減を観察するのに留まらず、乱流機構の基本にまで立入ることが重要な鍵となる。

次に、LEBU板を図7のように矩形ダクト内に挿入する場合について付言する。この場合にも、境界層の場合と同様に挿入位置の下流域で熱伝達率が低下する⁽⁴⁾。したがって、上記の境界

層に対する議論は、基本的にはダクト内にも適用できるのではないかと推察されるが、LEBU板を十分発達した乱流場に挿入する場合には摩擦係数の正味の低下が期待できるのに対して、発達途中の乱流場のそれでは期待薄であるとの報告⁽²²⁾もされているので、今後注意深い検討が必要である。

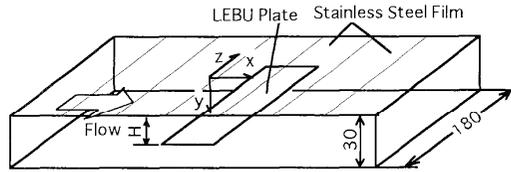


図7 座標系（矩形ダクト内乱流）

4. 渦発生体を付設したLEBU板の挿入による乱流伝熱促進

乱流熱伝達を渦発生体の設置により促進する方法はよく知られていて、実際に熱伝達とその促進機構や関連する乱流構造等⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾についての検討が加えられている。そして、縦渦を利用した伝熱促進が乱流場でも有効であることが指摘されている。著者らはこれらの渦発生体をLEBU板に付設する場合に注目している。特に、伝熱制御の目的で、その組合せを伝熱面に囲まれる流路内やフィン面の間隙に挿入する系に注目している。その理由のひとつは、製作上の簡便さによる実用上の利点にあり、もうひとつは前章で述べた非相似性と関連して、伝熱面のCfを低下させる目的にある。伝熱促進体としては、形状が直角三角形の渦発生体（高さs、迎え角 α ）に注目した。まず、LEBU板と渦発生体の組合せ形式の違いが伝熱特性にどう影響するか、特に、渦発生体がLEBU板と組合せても、縦渦の発生や伝熱促進に有効かどうかについて述べる。図8に挿入物体の組合せ形式の種類（形式A～E：それぞれを単独に用いる場合を含む）を示す。

図9は渦発生体のみを平板面上に設置した形式Dと、その渦発生体の頭上にあたる位置にさらにLEBU板を設置した形式Cの場合のヌセルト数を比較した一例である。図中の破線は、形式Dの結果からLEBU板のみを挿入した形式Eの場合に生じるヌセルト数の低下分を差し引いた参考値である。この図から、渦発生体による伝熱促進効果はLEBU板によって低減を受けるものの、その大きさは形式Eの場合の低下程度であり、LEBU板と組合せても伝熱促進体としての有効性は消失しないこと、したがって、LEBU板挿入による熱伝達率の低下分を渦発生体の付設によって補うことが可能であることが分かる。ただし、形式Cは伝熱面への加工が必要となるので、

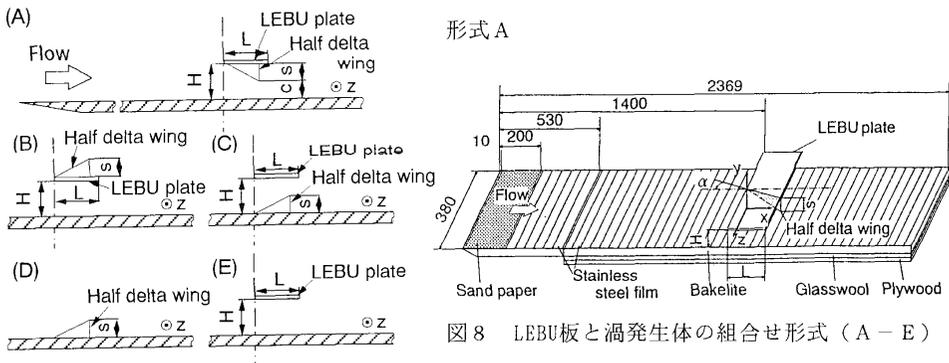


図8 LEBU板と渦発生体の組合せ形式（A～E）

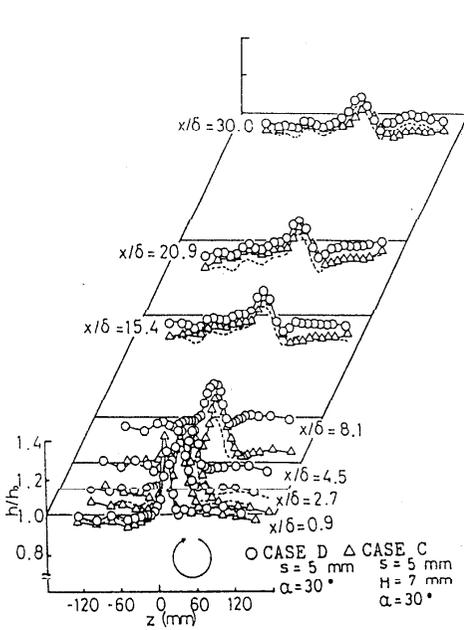


図9 局所熱伝達率分布 (形式C、D)

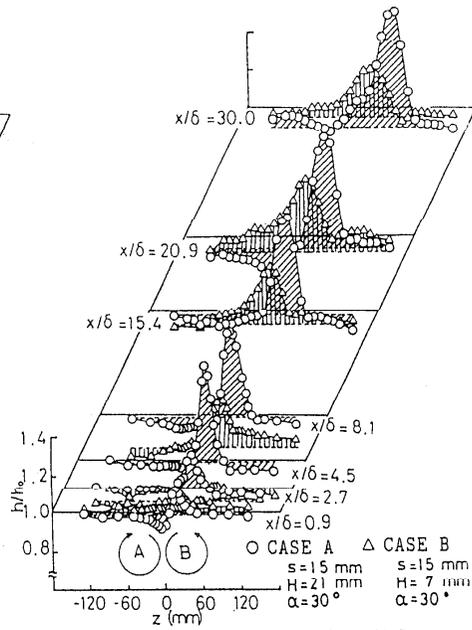


図10 局所熱伝達率分布 (形式A、B)

実際の観点からみると不利が生じることも少なくない。そこで図10に、渦発生体とLEBU板を一体として組合せる形式AとBに対する伝熱実験の結果を示す。熱伝達率は、何も挿入・設置しない通常の平板境界層の熱伝達率 h_0 で除して示してある。議論の参考として、渦発生体を組合せたことによる熱伝達率の向上分を各々の分布の下部に陰影を付して示した。これら陰影部の面積等を参考に形式AとBを比較すると、渦発生体をLEBU板に倒立姿勢で付設した形式Aの熱伝達率結果は、形式Bの結果と遜色ないか、もしくは若干良好である。そこで以下では、形式Aに的を絞って話を進める。図10を見ると、付設した渦発生体による伝熱促進効果はx方向にかなり長く継続し、伝熱促進が達成できる領域の幅はかなり大きい。しかも下流に向かってその幅は増大し、 h の最大値は挿入位置のすぐ下流からある位置までの伝熱促進の初期領域では増大し続け、それ以後の伝熱促進の発達領域ではほぼ一定値をとる。文献(5)によると、幾何形状パラメータの影響については、渦発生体の高さ s 、迎え角 α のいずれについてもその値が大きいほど、伝熱促進率が大きくなることが認められている。これは、 s の大きさが発生する縦渦の強さに、また s と α の値が縦渦の横断面寸法に関連するためであると考えられる。

図10で議論した形式Aに対応する場合の初期領域と発達領域に含まれる各1断面に注目し、その断面内の平均流れ場、温度場の分布例を図11に示した。上から順に、断面内2次流の速度ベクトル線図、x方向流速の断面内等高線図、流体平均温度分布である。両図の比較より、渦発生体によって境界層厚さ程度の横断面寸法をもつ縦渦が形成され、それが惹起する2次流により、主流側の高速・低温の流体が巻き込まれて平板面近傍に持ち運ばれること、そのスパン方向位置は伝熱促進達成領域(z軸線上の太線部)とほぼ対応することがわかる。

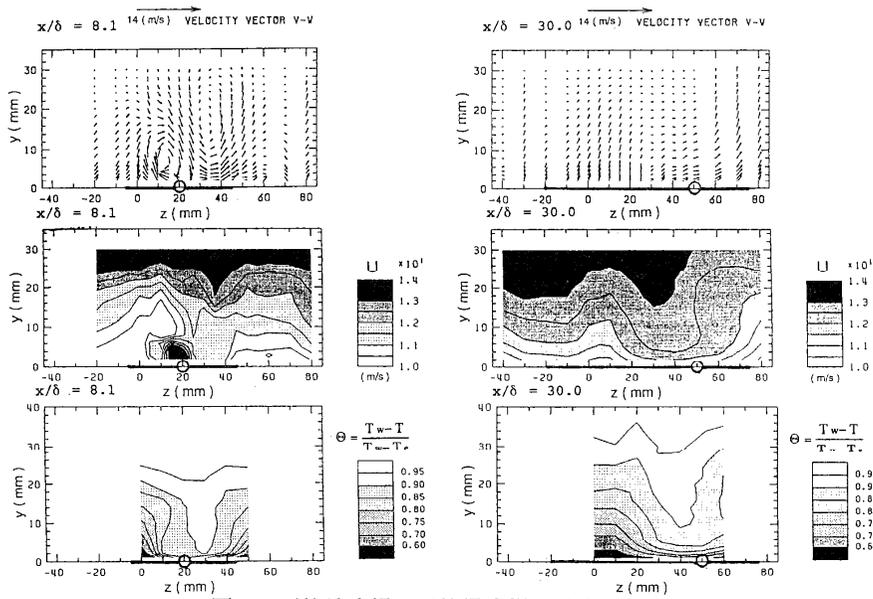


図11 平均速度場、平均温度場の分布 (形式A)

発達領域内一断面における流れ方向乱れ強度 u' の測定結果の一例を図12に示す。スパン方向の広い範囲にわたって乱れ強さの増大が認められるものの、それは壁からはなれた領域に限られている。壁面近傍での u' の値は、むしろ、スパン方向のいずれの位置においても、LEBU板のみを挿入した場合の値よりもさらに低下しており、特に、 $20\text{mm} \leq z \leq 40\text{mm}$ の領域においては、著しく低下している。これは、縦渦により生じる高速・低温の主流の吹き下ろしにより、外部の低レベル乱れ渦が壁面に押しやられることに起因している。レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の値(図13)が壁面近傍で減少していることも、このことを裏付けている。したがって、形式Aの組合せを用いて得られる伝熱促進の主たる原因は、渦発生体によって形成される縦渦に起因する乱れの増大ではなく、縦渦によって伝熱面に向かう吹き下ろし流が作られ、それにより主流部から高速・低温の流体が伝熱面近傍にもたらされるためである。したがって、熱伝達率の向上は摩擦係数の増大を伴い、強い非相似性は発現できないものと考えられる。なお、実際に断面内の速度分布と静圧分布を測定して面内の運動量束の分布を求め、その断面内の

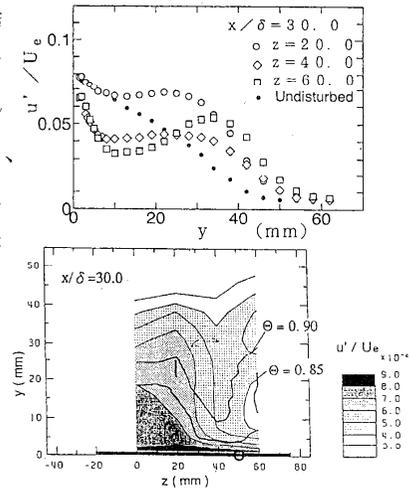


図12 主流方向乱れ強度分布

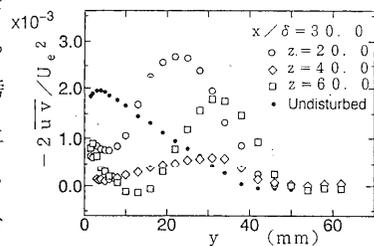


図13 レイノルズせん断応力分布

積分値の x 方向変化率を調べてみたところ、その値は境界層中に何も挿入しない場合と大差ないとの結論が得られたので、摩擦係数の増大は伝熱面全体でみると大きなものではなさそうである。 $z=20\text{mm}$ の壁面近傍において $-\overline{uw}$ が大きな値をとっているが、これは、縦渦により惹起される断面内変動2次流によってもたらされるもので、その結果として、壁面近傍の高乱れではあるが、高温・低速の流体が、主流方向へ巻き上げられて排出され、壁面の加熱が防止される。したがって例外的に、2次流の巻き上げ領域では、このことによっても局所熱伝達の促進が得られる。これらのことは、層流境界層中に渦発生体を設置した研究結果⁽²⁴⁾と基本的に一致する。

実際の熱交換器への応用という観点では、

同様な組合せ物体を矩形ダクト内乱流に挿入した系も重要であり、今現在も熱伝達率と圧力損失の測定⁽⁵⁾を継続中であるが、例えば図14に示したように、物体HあるいはIのような組合せを挿入した場合の熱伝達率は、測定領域のほぼ全域において、何も挿入しない場

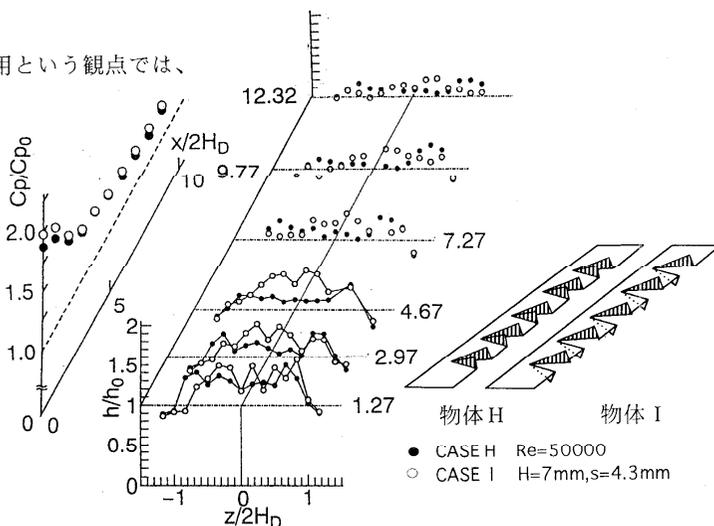


図14 局所熱伝達率分布（矩形ダクト）

合のそれよりも高い値を示し、とりわけLEBU板下流の近傍領域では、スパン方向の広い範囲にわたり最高約50%程度の伝熱促進が認められる。しかも、一部に圧力損失の増加を抑制する上でも有効であるとの実験結果が得られており、いくらかの非相似性が発現している可能性がある。今後、さらに挿入物体の形状の最適化や伝熱機構の探求が必要である。

円柱とLEBU板の中間形状である偏平柱数種類を乱流境界層内に挿入した場合の結果の一例を図15に示す。偏平率は、LEBU板(形式E)→偏平柱F→G→円柱の順に減少するのに対し、 C_f はF→G→E→円柱の順に減少する傾向を示す。

このことは、ある偏平率を境に C_f の変化傾向が変わることを示唆している。今後の課題としては、偏平率の変化が伝熱特性および乱流構造にいかなる

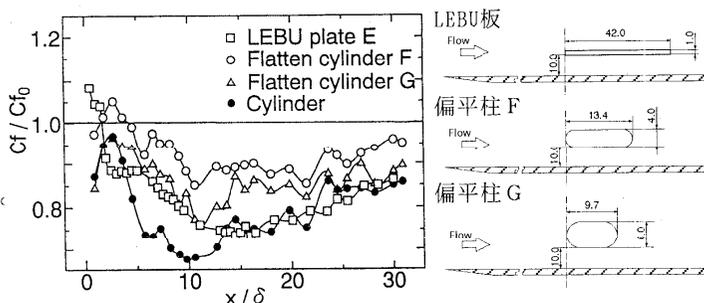


図15 壁面摩擦係数分布（乱流境界層、LEBU板、偏平柱、円柱）

影響を与えるかを調べるのが重要であり、非相似性の発現機構は、円柱下流域で発生するカルマン渦の存在と関係がありそうなので、壁乱流と渦列の干渉に関する研究も重要であると思われる。

5. 結 言

本稿では、著者らが関心を抱いている輸送機構の非相似性を強化することによる伝熱制御方法について話題提供した。主な内容は以下の通りである。

摩擦係数の低下に有効で形状抗力の小さいLEBU板の挿入は、顕著な非相似性をもたらさず、逆に壁面近傍の乱れ強度の低下を引き起こして、平板熱伝達率が低下する。LEBU板に渦発生体を付設すると、縦渦により伝熱面に向かう吹き下ろし流が作られ、これにより主流部の低温流体が伝熱面近傍に持ち運ばれ、顕著な伝熱促進が達成できる。また、同様の伝熱促進は、類似の組合せ物体をダクト内乱流に挿入しても有効に達成できる。さらに、挿入2次元物体の偏平率を変更すると、ある偏平率を境に壁面摩擦の変化傾向が変わる。強い非相似性の発現機構は、挿入物体下流域に発生するカルマン渦の挙動と何らかの関係があると推察されるので、今後、この点に注目した非定常乱流の研究が重要な意義を持つものと思われる。

参考文献

- (1) Savil, A.M. and Mumford, J.C., 1988, Manipulation of turbulent boundary layers by outer-layer devices: Skin-friction and flow-visualization results. J. Fluid Mech., 191, pp. 389-418.
- (2) Nguyen, V.D., Savil, A.M. and Westphal, R.V., 1987, Skin friction measurements following manipulation of a turbulent boundary layer. AIAA J., 25, pp. 498-500.
- (3) 稲岡恭二、木川弘、鈴木洋、鈴木健二郎、1991、LEBU板を挿入した乱流境界層における熱伝達、日本機械学会論文集 B編、57-537 pp.1734-1739.
- (4) 上江洲均、稲岡恭二、鈴木健二郎、1993、複雑形状物体の挿入によるダクト内乱流熱伝達の促進、第6回熱工学シンポジウム講演論文集、pp.129-130.
- (5) 稲岡恭二、鈴木一之、鈴木洋、萩原良道、鈴木健二郎、1992、LEBU板に付設した渦発生体による乱流伝熱促進、日本機械学会論文集 B編、58-551 pp.2241-2247.
- (6) Inoaka, K., Suzuki, K., Suzuki, H. and Suzuki, K., 1993, Structure of turbulent boundary layer and heat transfer downstream of a LEBU plate. Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flows, pp. 20-5-1-20-5-6.
- (7) 鈴木健二郎、稲岡恭二、1993、対流熱伝達における伝熱促進、伝熱研究、vol. 32、No.124、TSE 1-1、pp. 51-64.
- (8) H. Klein and R. Friedrich, 1990, Large-eddy simulation of manipulated boundary layer channel flows. Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 4, ed. E. Coustol, pp. 41-65, Kluwer Academic Publishers.
- (9) J. Lemay, A.M. Savill, J.-P. Bonnet and J. Delville, 1989, Some similarities between turbulent boundary layers manipulated by thin and thick flat plate manipulators. Turbulent Shear flows, 6, pp. 179-193.

- (10) Anders, J.B., Watson, R.D., 1985, Airfoil large-eddy breakup devices for turbulent drag reduction. AIAA-85-0520, AIAA Shear Flow Conference.
- (11) D.G. Clark, 1990, Boundary layer flow visualization patterns on a riblet surface. Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 4, pp. 79-96, ed. E. Coustols, Kluwer Academic Publishers.
- (12) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., 1985, Turbulent heat transfer in a flat plate boundary layer disturbed by a cylinder. Int. J. Heat and Fluid Flow, 6-4, pp. 241-248.
- (13) Suzuki, K., Suzuki, H., Kikkawa, Y., Kigawa, H. and Kwaguchi, Y., 1991, Heat transfer and skin friction of a flat plate turbulent boundary layer disturbed by a cylinder. Turbulent Shear Flows VI, ed. F. Durst et al., pp. 119-135, Springer.
- (14) Suzuki, H., Suzuki, K. and Sato, T., 1988, Dissimilarity between heat and momentum transfer in a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder. Int. J. Heat Mass Transfer, 31-2, pp. 259-265.
- (15) 丸茂栄佑、鈴木健二郎、佐々木孝夫、佐藤俊、1980、壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第1報）、日本機械学会論文集 B編、46-467、pp. 1211-1219.
- (16) 鈴木健二郎、田中純、丸茂栄佑、佐藤俊、1980、壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第3報）、日本機械学会論文集 B編、46-408、pp. 1447-1454.
- (17) Kawaguchi, Y., Matsumori, Y. and Suzuki, K., 1984, Structural study of momentum and heat transport in the near wall region of a disturbed boundary layer. 9th Binnial Sympo. Turbulence.
- (18) 喜冠南、二神俊蔵、萩原良道、鈴木健二郎、1993、中間レイノルズ数域におけるフィン列の流動・伝熱特性（第1報）、日本機械学会論文集 B編、59-560、pp. 1318-1323.
- (19) 鈴木洋、鈴木健二郎、井上義章、萩原良道、1991、角柱の挿入により非定常化した平行平板間流れと熱伝達（第3報）、日本機械学会論文集 B編、57-536、pp. 1403-1409.
- (20) Pollard, A., Thoman, H. and Savill, A.M., 1990, Manipulation and modelling of turbulent pipe flow: Some parametric studies of single tandem ring devices. Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 4, ed. E. Coustols, pp. 23-40, Kluwer Academic Publishers.
- (21) Shizawa, T. and Eaton, J.K., 1992, Turbulence measurements for a longitudinal vortex interacting with a three-dimensional turbulent boundary layer. AIAA Journal, 30-1, pp. 49-55.
- (22) Wroblewski, D.E. and Eibeck, P.A., 1992, Measurements of turbulent heat transport in a boundary layer with an embedded streamwise vortex. Int. J. Heat Mass Transfer, 34-7, pp. 1617-1631.
- (23) Eibeck, P.A. and Eaton, J.K., 1986, The effects of longitudinal vortices embedded in a turbulent boundary layer on momentum and thermal transport. Heat transfer, ed. Tien, C.L. et al., pp. 1115-1120, Hemisphere.
- (24) Torii, K., Yanagihara, J.I. and Nagai, Y., 1991, Heat transfer enhancement by vortex generators. Proc., ASME/JSME Thermal Eng. Joint Conf., vol. 3, pp. 77-83.

管内熱伝達促進と流動抵抗軽減 (ワイヤーコイル挿入の場合)

稲葉英男 (岡山大工)

1. まえがき

円管内の対流熱伝達促進は、高粘性油の管内加熱・冷却操作、円管型太陽熱集熱器内循環水の昇温そして人工肺細血管内血流の温度制御などにみられる様々なタイプの熱交換器に関係するものである。特に、管内層流熱伝達の向上は、この種熱交換器のコンパクト化そして省エネルギーの立場からも伝熱工学における重要な課題である。管内熱伝達促進に関する報告は数多いが、Berglesら⁽¹⁾、Shah & Mueller⁽²⁾そして棚澤⁽³⁾により、その熱伝達促進技術が解説されている。管内熱伝達促進法を大別すると、(1) 伝熱面近傍に比較的小さな突起物(台形、三角形、針状など)を設け、伝熱面近傍の境界層流れを攪乱する方法、(2) ねじれテープ等を管内に挿入し、主流を旋回させ、主流と管内壁近傍の流れを入れ換える方法、(3) 比較的大きな円環などを管路に一定間隔で並べ、主流を攪乱させる方法などがある。いずれの熱伝達促進法においても、熱伝達の向上が認められ、熱交換器の小型化に寄与する。一方において、流動抵抗の増大となり、熱媒体のポンプ動力を含めた熱交換器システム全体でのエネルギー消費の増加を生み、省エネルギー機器としての熱交換器の性能評価に重要な問題を提起している現状にある。従来よりワイヤーコイルを熱伝達促進体として用いた研究⁽⁴⁾は、比較的素線径 e の小さい ($e < 1mm$) もので、伝熱壁近傍流れの攪乱により熱伝達を図り、コイルピッチ P とコイル素線径 e の比が $P/e = 10$ 前後で最大の熱伝達となる結果を得ているが、流動抵抗との相関関係を総合的に検討したものは少ないようである。Uttarwar & Rao⁽⁵⁾ によりワイヤーコイル素線径 $e = 2 \sim 3.4mm$ にて熱媒体として油を用いた低レイノルズ数 ($Re \leq 1000$) の範囲で、熱伝達促進効果の検討が唯一行われているが、流動抵抗の軽減までには言及していないようである。本解説においては、まずこれらの現状に鑑み、比較的簡便に熱伝達促進体の配置そして寸法の変更の容易なワイヤーコイルの特徴を生かした管内熱伝達促進と流動抵抗軽減に関する実験を行い、管内レイノルズ数、ワイヤーコイルピッチ、そしてコイル長さの効果を報告するものである。その結果後述するようなワイヤーコイルの熱伝達および流動特性を明らかにした⁽¹⁶⁾。(1) ワイヤーコイル寸法比(コイルピッチ / コイル素線直径)の小さい場合には、ワイヤーコイルの効果を粗面を有する伝熱面として扱うことで十分に実験データを整理できる。一方、(2) ワイヤーコイル寸法比の大きい場合には、管内流れを旋回流として扱うことにより、実験データを整理することが出来る。さらに、(3) この種ワイヤーコイルは円管内壁に対して線接触するために、コイルはほとんど拡大伝熱面として作用しないことと、コイルにより生じた流れとコイルとの相互作用などから、極大の熱伝達と流動抵抗を示すワイヤーコイル寸法比に差を生じることを明らかにした。その上、ワイヤーコイルによる流動抵抗の大部分は、コイルによる流れの乱れから発生する形状抵抗によるものであること、そしてワイヤーコイルによる流れ方向の局所熱伝達は、ほぼ一定の変化の少ない結果となることが判明した。次にこの様な結果を根拠として、本解説では、図1に示すように伝熱円管内に部分的にワイヤーコイルを挿入し、全体的な流動抵抗の軽減効果の利用、そして熱伝達に関しては平滑管入口部での大きな局所熱伝達領域、ワイヤーコイル配置領域の熱伝達促進領域、ワイヤーコイルにより発生したコイル後流の乱れた旋回流の平滑管部熱伝達増大領域の利用による全体的な熱伝達の向上について述べ⁽¹⁷⁾、この種ワイヤーコイルによる熱伝達促進法の特徴を明らかにし、読者の皆様へその活用の試料を提供するものである。

使用記号

A : 円管断面積, A_c : 無次元流動抵抗量, Eq.(8), A_c : 無次元流動抵抗量, Eq.(8), C_f, C_{fc} : 平滑管の

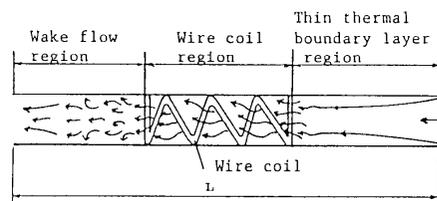


図1 ワイヤーコイルの円管内部分的配置による流動状況

流動抵抗係数 $= \Delta P d_i / (2\rho L U^2)$, ワイヤークoil配置の流動抵抗係数, d_i, d_o : 円管内直径, 外直径, D_c, D_h : ワイヤークoil外直径, 水力直径, e : ワイヤークoil素線直径, e^* : 粗面レイノルズ数, Eq.(12), G_c : 無次元伝達熱量, Eq.(12), Gr : グラスホフ数 $= g\beta\Delta T d_i^3 / \nu^2$, g : 重力加速度, L : 円管長さ, L_c : ワイヤークoil長さ, $L^* = L_c / L$, Nu : ヌセルト数, Nu, Nu_c, Nu_{cL} : 平滑管のヌセルト数, ワイヤークoil配置のヌセルト数, ワイヤークoilを管全長に配置した場合のヌセルト数, P : ワイヤークoilピッチ, 圧力, ΔP : 圧力損失 (差), $P^* = C_{fc} Re_c^3 / (C_{fL} Re_L^3)$, Pr : プラントル数, Q : 熱量, R : 熱伝達率比 $(= \alpha_c / \alpha)$, $R^* = Nu_c / Nu_L$, Re, Re_D : レイノルズ数 $= U d_i / \nu, U D_h / \nu$, St : スタントン数 $= Nu_D / (Re_D Pr)$, $T, \Delta T$: 温度, 温度差, U : 平均流速, x : 円管軸方向, x : 管入口よりの管軸方向の長さ, x' : ワイヤークoil後端よりの管軸方向の長さ

ギリシャ文字

α : 熱伝達率, β : 体膨張係数, λ : 熱伝導率, μ : 粘性係数, ν : 動粘性係数, δ : 管肉厚
添字

c : ワイヤークoil, D_h : 水力直径, f : 流体, hi : ヒーター, i : 内直径, in : 入口, l : 損失, L : 管全長, o : 外直径, out : 出口, r : 室内, s : 管分割, w : 伝熱面, x : 局所

2. 実験装置および実験方法

ワイヤークoilを用いた管内熱伝達および流動抵抗測定に関する実験装置の概要を示したものが図2である。実験装置は、大別するとワイヤークoilを挿入する供試伝熱円管を主体とする試験部、試験流体循環系統および試験流体温度制御のための冷却系統より構成されている。試験部に用いた水平円管は、内径 $d_i = 16\text{mm}$, 外径 $d_o = 20\text{mm}$, 長さ $L = 2000\text{mm}$ の平滑面を有する銅管である。全試験管長にわたり、等温加熱条件を得るために、局所熱伝達率の変化の大きい試験部前半部の伝熱管長を短かな $L_s = 120\text{mm}$ 間隔で5区間、そして後半部で $L_s = 200\text{mm}$ 間隔の7区間に分割して、それぞれの分割区間で所定の等しい温度条件となるように、独立に伝熱銅管への熱入力を制御できるように工夫されている。尚、伝熱銅管の厚さは、 $\delta = 2\text{mm}$ 有り、各分割区間相互の管厚さを通じての伝導伝熱を極力軽減するために、各分割区間境界に深さ 1.5mm , 幅 5mm の矩形溝を設けてある。図2の伝熱管断面詳細図 (a-a 断面) に示されるように、各伝熱面への熱供給はガラス繊維被覆マンガニ線 (素線直径 1mm) を伝熱管表面にコイル状に密に巻いた電気ヒータ ($L_s = 120\text{mm}$ および $L_s = 200\text{mm}$ 区間での各電気ヒータの最大出力 400W と 600W) により行い、その電気出力は各スライダックにより独立に制御されている。コイル状電気ヒータの外周には、同ヒータ固定用の耐熱アスベストロープ (直径約 1mm)、グラスウール保温材 (厚さ 50mm) をして厚さ 50mm の防水膜付きウレタン保温筒を配置し、各ヒータ部背面から周囲環境への熱損失軽減と試験部の保護がなされている。実験においては、各分割区間の伝熱面温度 T_{ws} を所定の一様温度 $T_w (= 16 \sim 45^\circ\text{C})$ となるように、各ヒーター出力 Q_{si} を制御した。各区間伝熱面の局所熱伝達率 α_x は、次の関係式より算出した。

$$\alpha_x = Q_{si} / (\Delta T_s \cdot A_s) \quad (1)$$

ここで、 ΔT_s : 伝熱面温度 T_{ws} と流体の混合平均温度 (各分割区間の熱バランスより算定) の差, A_s : 伝熱面積 (コイル挿入時には相当直径より算出)。流れの試験部入口境界条件としては、発達した流れとするために、試験円管前部に試験円管と同一寸法 (長さ $L_e = 2000\text{mm}$) の助走区間用銅管 (厚さ 50mm のウレタン保温筒取付) が設けられている。試験入口流体温度 T_{fin} は、図2に示される冷凍機とブライン循環系 ($50\text{w}\%$ エチレングリコール水溶液) から成る試験水冷却システムにより制御され、ほぼ $T_{fin} = 14 \sim 15^\circ\text{C}$ の一様温度範囲で実験が行われた。試験部出口の流体の混合平均温度 T_{fout} は、試験部出口に設けたねじりテープより成る流体温度

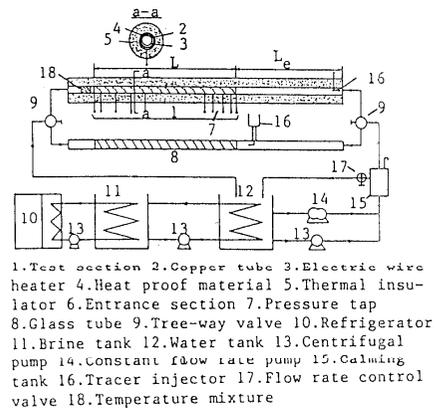


図2 実験装置の概略

混合槽内に設けた $\phi = 0.1\text{mm}$ の T 型熱電対により測定された。

流動抵抗測定用の圧力タップ (穴径 $d = 2.5\text{mm}$) が、試験円管出入口部そして局所圧力分布情報を得るため、前述の試験部分割区間中央に設けてある。圧力測定システムの測定精度は、圧力トランスデューサの測定精度 $\pm 1\%$ 等を考慮すると $\pm 3\%$ 以内と推定される。

ポンプ動力一定の流動条件そして定流量条件におけるデータが採取された。ポンプ動力一定条件においては、片吸込渦巻ポンプ (2.2kW , 流量 $V = 0.1\text{m}^3/\text{min}$, 揚程 $H = 35\text{m}$) そして定流量条件においては、定流量ポンプ (キャンド式, 1.5kW , $V = 0.08\text{m}^3/\text{min}$, $H = 30\text{m}$) が用いられ、流量の制御はインバータによるポンプモータの回転数制御そして試験円管上流側に設けたバイパスバルブの開度調節を併用して行われた。流量 V は、図 2 に示すように試験部下流に設けたオリフィス (測定精度 $\pm 2\%$ 以内) にて測定された。

図 3 にて外観が示されるように、使用したワイヤーコイルの材質は炭素鋼で、素線直径 $c = 2, 2.5, 3\text{mm}$ の 3 種類、そしてコイルピッチは $P = 4.9 \sim 104.4\text{mm}$ の範囲で変化させた。実験データの採取は、各測定温度および圧力の時間変化が無くなった定常状態を確認した後に行われた。

試験円管内流体の流れ模様観察のために、前述の伝熱試験部と同一寸法のパイレックスガラスで製作された可視化用試験装置が用いられた。図 2 に示されるように、可視化試験部への試験水の流入は、助走区間上流に設けた三方切換弁の操作により行われた。試験水の流れ状態は、助走区間に設けた可視化用トレーサ注入装置よりのトレーサの流動挙動を写真撮影もしくはビデオ撮影等により観察することにより行った。可視化用トレーサとしては、低流速の場合には墨、そして高流速においては比重がほぼ 1 の平均粒径 $d_m = 0.5\text{mm}$ の黒色プラスチック粒子を用いた。

実験データの整理における代表直径は、平滑管の場合は円管内径 d_i を使用し、ワイヤーコイル挿入の場合には水力直径 $D_h (= 4 \times \text{流路体積} / \text{濡れ縁面積})$ とした⁽⁶⁾。

3. ワイヤーコイルによる管内流動抵抗および熱伝達特性の実験結果および考察

3.1 供試平滑管の流動抵抗および熱伝達特性

本実験において用いた内径 $d_i = 16\text{mm}$ 、長さ $L = 2000\text{mm}$ の平滑銅円管の平均抵抗係数 C_f とレイノルズ数 Re の関係を示したものが図 4 である。図 4 中の実線は、充分発達した層流平滑管の理論式⁽⁹⁾ (2)、そして破線は乱流状態におけるブラジウス⁽¹⁰⁾の実験式 (3) を示したものである。

$$\text{層流} : C_f = 16/Re \quad (2)$$

$$\text{乱流} : C_f = 0.0791/Re^{0.25} \quad (3)$$

図中の実測値は、伝熱面温度 T_w と試験入口流体温度 T_{fin} の温度差 ΔT をパラメータとしたものである。 $\Delta T = 2 \sim 30\text{K}$ (グラスホフ数 $Gr = 8.91 \times 10^3 \sim 5.38 \times 10^5$) の範囲では、自然対流の抵抗係数に及ぼす影響は小さく、実測値は従来との関係式 (2), (3) と良く一致することがわかる。一方、熱伝達の特性がヌセルト数 Nu と Re 数の関係で図 5 に示されている。図 5 中の実線は、層流における次式 (4) で表

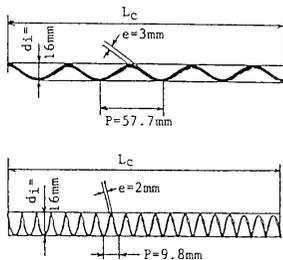


図 3 供試ワイヤーコイルの概観

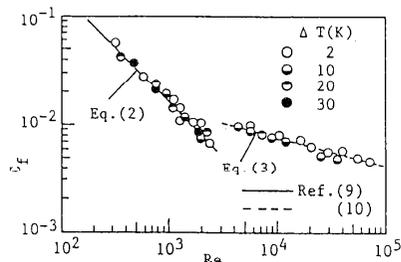


図 4 平滑円管の抵抗係数 C_f とレイノルズ数 Re の関係

される Sieder-Tate の自然対流を考慮しない実験式⁽⁶⁾である。温度差 $\Delta T = 2K$ の実測値は、式 (4) の関係と良く一致するが、 ΔT がさらに増大すると実測値と式 (4) との差は増大する傾向にある。この両者の差は、本実験において発生した自然対流の影響によるものと判断される。

$$Nu = 1.86(RePrd_i/L)^{1/3}(\mu/\mu_w)^{0.14} \quad (4)$$

さらに、図 5 中の破線は、乱流域における Dittus-Boelter⁽⁷⁾の実験式 (5)、そして一点鎖線は Gnielinski の経験式⁽⁸⁾ (6) を示したもので、両式は本実測値と非常に良く一致することがわかる。

$$Re \geq 10^4$$

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad (5)$$

$$Re = 2 \times 10^3 \sim 10^4$$

$$Nu = \frac{(C_f/2)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7\sqrt{C_f/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (6)$$

これら層流および乱流状態にわたって、管内抵抗係数そしてヌセルト数の本実測値が、従来より提案されている関係式と良く一致する結果から判断して、本実験装置および測定精度も十分と言える。ワイヤーコイルの存在による管内の流動状態は、熱伝達そして流動抵抗に直接関係するもので、ここでは、ワイヤーコイルによる流動パターンの分類を流れ模様のビデオ撮影そして目視観察結果をもとに定性的に議論する。

3.2 ワイヤーコイルによる円管内流動挙動

図 6 は、ワイヤーコイル $P = 50.1mm$ 、素線直径 $e = 3mm$ ($P/e = 16.7$) のワイヤーコイルを用いて、レイノルズ数 Re_D を種々に変化させた場合の流れ模様のスケッチを示したものである。小さなレイノルズ数 $Re_D = 302$ において、流れはワイヤーコイルの存在による速度境界層の攪乱そして管中央領域流れと管壁近傍の流れとの混合作用もほとんど認められず、また旋回流れも非常に弱いもので、層流の比較的整然とした流れとなる。 $Re_D = 1980$ の場合には、ワイヤーコイルの存在により、下流に向かっての旋回流れが著しくなり、円管壁近傍と管中央流れの混合が著しくなり、またワイヤーコイル管中央側で剥離した流れの一部が円管壁に再付着する様子が観察された。さらに、 $Re_D = 10000$ の乱流領域では、主流自体の乱流の影響により、ワイヤーコイルを入れた乱流促進の効果がそれほど顕著でなくなり、さらに高速流による管中央領域の流れと円管壁近傍の境界層流れの混合作用も相対的に減少するようになる。

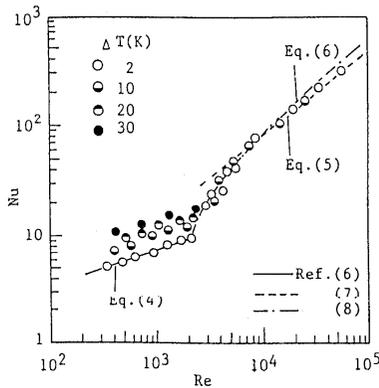


図 5 平滑円管のヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係

3.3 ワイヤーコイルによる円管内流動抵抗

図 7 は、 $Re_D = 2000$ としてワイヤーコイルの素線径 $e = 2mm$ 一定としてピッチ P を種々に変化させた場合の流れ模様の概略を示したものである。

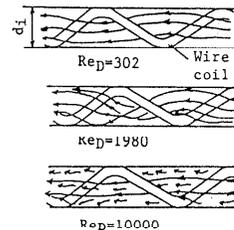


図 6 ワイヤーコイルによる流れ模様 (Re_D 数の影響, $P/e = 16.7$, $e = 3mm$)

コイル寸法比の小さい $P/e = 2.5$ の場合には、ワイヤーコイル上部を滑るように主流が流れ、ワイヤーコイル間には弱い循環流れが存在するようになる。従来より管内に突起物を設けた場合には、突起体の種類には関係なく $P/e = 7 \sim 10$ の範囲で最大の熱伝達を示す領域と言われており、図 7 に示す $P/e = 8.9$ における流れ状態は上流側のワイヤーコイルより剥離した流れが、後流に存在するワイヤーコイルに再付着そしてコイルねじれ方向に分歧しながら非常に乱れた流れとなる。さらに、コイル寸法比を大きくした $P/e = 50.3$ の配置では、上流側のワイヤーコイルより剥離した流れが、円管壁に再付着し、壁面近傍に旋回を伴う境界層流れを形成し、さらに、後流のワイヤーコイルによりワイヤーコイルねじれ方向に分歧そして剥離する旋回流れとなる。

図 8 は、コイルピッチ $P = 50.1\text{mm}$ 、コイル素線直径 $e = 3\text{mm}$ のワイヤーコイルを使用し、それぞれ $Re = 4.51 \times 10^3$ ($U = 0.327\text{m/s}$)、 4.57×10^4 ($U = 3.44\text{m/s}$) における流れ方向 (x 軸) の圧力差 $\Delta P = P_m - P_w$ の変化を示したものであり、図 8 中の黒丸印はワイヤーコイルの無い平滑管の圧力差の測定結果である。平滑管の測定値 (●、▲ 印) は、前記の平滑管摩擦抵抗の式 (3) より算定した実線と非常に良く一致し、本実験における局所圧力測定精度も十分といえる。ワイヤーコイルを用いた場合の圧力差は、当然、平滑管の場合よりも主に形状抵抗のために大きくなり、ほぼ x の増大に伴って直線的に ΔP の増加となる特徴を有する。従って、ワイヤーコイルの長さに応じて、主に形状抵抗に支配される流動抵抗 (= 摩擦抵抗 + 形状抵抗) の増大となることが理解できる。

図 9 は、種々のコイル寸法比 P/e (コイル素線直径 $e = 2\text{mm}$ 一定) における流動抵抗係数 C_{fD} とレイノルズ数 Re_D の関係を示したものである。なお、図 9 中の実線は、平滑管に関する層流域の関係式⁽⁹⁾そして破線は乱流域の実験式⁽¹⁰⁾を参考までに示したものである。コイル寸法比 P/e が 10 以上の領域においては、 Re 数の増大に伴って C_{fD} の値は、 Re_D 数の -0.39 乗に比例して減少する傾向にある。この変化傾向は、Carnavos⁽¹¹⁾による管内にスパイラルフィンまたは管軸に平行な板状フィンを設けた場合の C_{fD} と Re_D の関係に類似したものとなった。このように大きな P/e の領域においては、図 7 の流れ状態の可視観察結果から、ワイヤーコイルにより剥離し、そして乱流化された流れがコイルのねじれ方向に旋回しながら下流に向かう流れとなる。このように大きなコイル寸法比 P/e が流れの剥離・再付着そして旋回強さを左右し、結果として流動抵抗係数の Re_D 数依存性の大きな傾向を示すことになるものと思われる。一方、 $P/e \leq 5$ の領域においては、 C_{fD} の Re_D 数依存性は小さい傾向にある。この原因としては、前述の流れ模様の可視観察結果からも、 P/e の小さい場合の主な流れ状態は、それ程

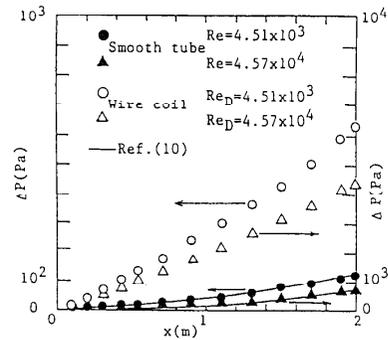


図 8 円管軸方向 (x) の局所圧力分布 ΔP

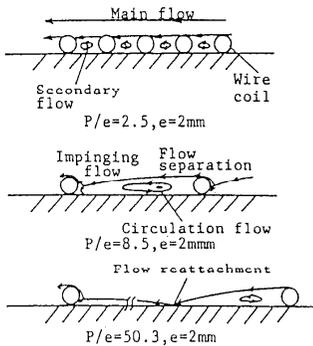
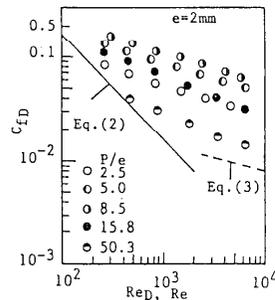


図 7 ワイヤーコイルによる流れ模様 (P/e の影響、図 9 種々のワイヤーコイルによる C_{fD} 値と Re_D 数の関係)



ワイヤーコイルの影響を受けず、比較的乱流促進の少ないスムーズな流れとなることが考えられる。次に、 P/e の変化による C_{fD} の値に着目すると、 $Re_D = 2000$ 前後で平滑管（層流）に比較して、ワイヤーコイルによる C_{fD} 値の増大が著しいようである。さらに、小さな P/e 領域では、 P/e の増大と共に C_{fD} 値の増加がみられ、コイル表面での流れの変化の著しいほど $P/e = 8.5$ において極大な C_{fD} 値を示す。さらに、 P/e の大きな領域では P/e の増大と共に C_{fD} 値の減少となる特徴ある流動抵抗係数のコイル寸法比に対する傾向が、本実験範囲のレイノルズ数に関して理解できる。

図 10 は、 $Re = 2100$ における C_{fD} と P/e の関係を示したもので、 $e = 2\text{mm}$ の場合 $P/e = 8$ 前後で極大な C_{fD} 値を示すことがわかる。この傾向は、低 P/e においては、 P/e の減少と共にコイル間隔が狭くなり、主流がコイル上端部を滑るように流れ、コイルの存在による乱流促進効果の減少が C_{fD} 値の低下をもたらす。 $P/e = 8 \sim 10$ 付近では、上流側コイルにより剥離した乱れた流れが下流側のコイル面に衝突・分岐し、非常に乱れの強い流れとなるのがこのような極大な C_{fD} 値を示すことになる。一方、 $P/e > 10$ の領域で P/e の増大に伴ってコイル上端による剥離流の円管面への再付着してコイル前面での流れの淀み効果が減少し、 C_{fD} の低下が徐々に起こり、最終的には管長 L に占めるワイヤーコイル長さ（ピッチ数）も少なくなり、極限の C_{fD} 値である平滑管の値に近づくこととなる。ワイヤーコイル素線直径が $e = 3\text{mm}$ と大きくなるに従って、極大な C_{fD} を示す P/e の値も 6 付近へと小さくなる傾向にある。以上の結果より、流動抵抗係数 C_{fD} は、コイル寸法比 P/e に強く依存して変化することがわかる。

図 11(a) は、 $P/e \geq 8$ の領域における $C_{fD}/Re_D^{-0.39}$ と P/e の関係にて実測値をプロットしたものである。図 11(a) 中の実線は、本実測値を最小 2 乗法で整理した実験整理式 (7) を示したものであり、 $P/e = 8 \sim 9$ の範囲では実測値との差が大きい、全体的に標準偏差 $\pm 9.8\%$ 以内で実測値を良く表すものである。

$$C_{fD} = 11.5 Re_D^{-0.39} (P/e)^{-0.87} \quad (7)$$

但し、上式の適用範囲は $P/e = 8 \sim 50.3$ 、 $Re_D = 400 \sim 6000$ 。一方、 $P/e < 8$ の領域では、前述の図 9 の C_{fD} と Re_D の関係で示したように、 C_{fD} 値の Re_D 数への依存性が小さいことと流動状態がワイヤーコイルを粗面として扱える範囲にあると考え、Webb ら⁽¹²⁾の整理法を導入して、流動抵抗係数を評価するものである。本実験においては、従来の代表長さとしての粗度に代わり、ワイヤーコイル素線直径 e を用いた形式で、流動抵抗係数に関する係数 A_c を次のように定義してある。

$$A_c = \sqrt{2/C_{fD} + 2.5 \ln(2e/D_h)} + 3.75 \quad (8)$$

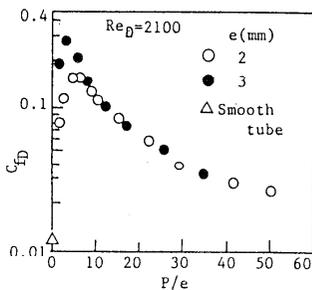
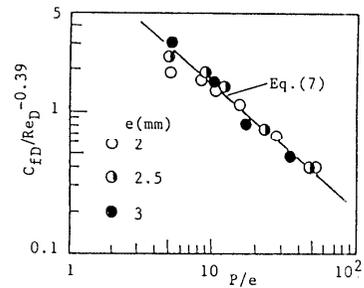
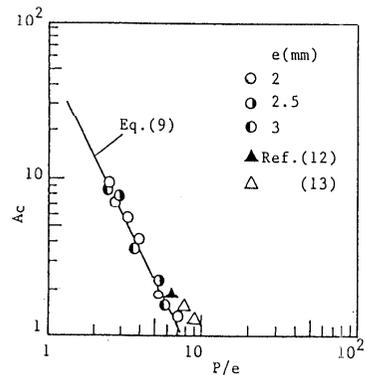


図 10 C_{fD} 値と P/e の関係 ($Re_D = 2100$)



(a) $C_{fD}/Re_D^{-0.39}$ と P/e の関係



(b) A_c と P/e の関係

図 11 流動抵抗とワイヤーコイル寸法比の関係

ここで、 A_c は流動抵抗係数を表す量で、 A_c の小さいもの程流動抵抗係数 C_{fD} の増大を意味する。図 11(b) は、 A_c と P/e の関係で実験データをプロットしたものである。円管内に矩形リブを取り付けた Han ら⁽¹³⁾ や Webb⁽¹²⁾ らのデータも参考のために併記してある。図 11(b) 中の実線は、実験データの整理式 (9) で、標準偏差 $\pm 9\%$ 以内で実測値と一致する。

$$A_c = 53.0(P/e)^{-0.98} \quad (9)$$

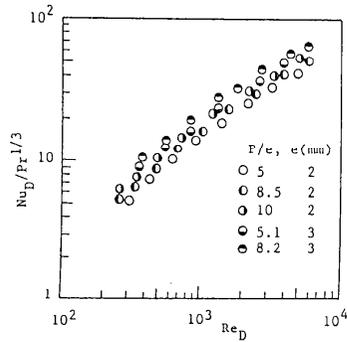
但し、 $P/e = 2.5 \sim 8$, $Re_D = 300 \sim 6000$

3.4 ワイヤークoilによる円管内熱伝達

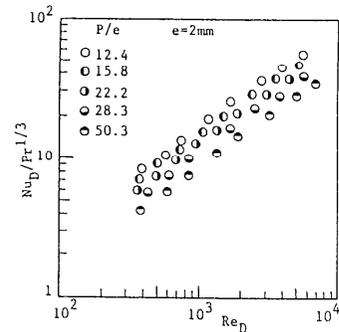
図 12 は、コイル素線直径 $e = 2\text{mm}$, $P/e = 10$ のワイヤークoil配置条件での局所熱伝達率 α_x の分布を示したものである。図 12 中の実線は、 $Re = 1500$ の層流域の平滑管の局所熱伝達率 α_x に関する実験値および経験式⁽¹⁴⁾をも参考のために記載してある。平滑管の結果は、管入口領域で α_x 値の急激な減少となる典型的な助走区間の局所熱伝達率の分布となるが、ほぼ同じ $Re_D = 1520$ で、ワイヤークoilを用いた場合には、管入口部で下流に向かって若干の α_x 値の低下となるが、全体的にほぼ一定の α_x 値となり、さらに平滑管よりも大きな値となることが理解できる。次に、 Re_D 数を $Re_D = 6010$ と増大した乱流域においては、 α_x の値の増大がみられるが、局所熱伝達率 α_x の主流 (x) 方向依存性は小さなものとなる。

図 13(a), (b) は、それぞれ $P/e \leq 10$ および $P/e > 10$ の領域における各種ワイヤークoilを用いた場合の平均ヌセルト数 $Nu_D/Pr^{1/3}$ と Re_D 数の関係にて実測値をプロットしたものである。 $Re_D < 2000$ の低レイノルズ数領域において、 $Nu_D/Pr^{1/3}$ の Re_D 数に対する勾配は、 $n = 0.80$ に比例する関係があり、 $Re_D > 2000$ の高レイノルズ数領域では、その勾配も $n = 0.63$ と減少する傾向にある。このようにコイルによる乱流促進に関して、高レイノルズ数になるに従って Nu_D 数の Re_D 数への依存性が低下する傾向は、Bergles⁽¹⁾ として庄司らの結果⁽¹⁵⁾ においても観察される場所である。恐らくこのような Nu_D 数の傾向は、ワイヤークoilの乱流促進体としての効果が、もともと平滑管での層流域で著しく、平滑管でも乱流領域においては、その乱流促進体としての効果が相対的に軽減することから説明できよう。図 13(a) の $P/e \leq 10$ の領域においては、 P/e の増大と共に $Nu_D/Pr^{1/3}$ の増加がみられ、一方、 $P/e > 10$ の領域 (図 13(b)) においては、 P/e の増大と共に $Nu_D/Pr^{1/3}$ の減少傾向となる。

図 14 は、 $Re_D = 2100$ における Nu_D 数と P/e



(a) $P/e \leq 10$



(b) $P/e > 10$

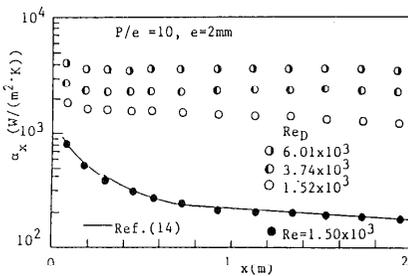


図 12 局所熱伝達率 α_x の分布 ($e = 2\text{mm}$, $P/e = 10$)

図 13 $Nu_D/Pr^{1/3}$ と Re_D 数の関係

の関係を示したものである。図 14 より、 $P/e = 10$ 前後で極大の Nu_D 数となることが理解できる。この傾向は、 P/e の減少に伴って相対的にコイルピッチが小さくなり、熱伝達は粗面による乱流状態と類似したものとなる。一方、 $P/e > 10$ の領域において、 P/e の増大は主要な流れである旋回流れの勢いの減少となり、熱伝達の減少すなわち Nu_D 数の減少をもたらすこととなる。前述の流動抵抗係数 C_{fD} と P/e の関係 (図 10) では、極大の C_{fD} 値はほぼ $P/e = 6 \sim 8$ であったが、図 14 から極大 Nu_D 数は $P/e = 8 \sim 10$ と大きなコイル寸法比に移行していることがわかる。これは、流れの可視観察結果より、本実験範囲ではおおよそ $P/e = 6 \sim 8$ 位にて上流側のコイルより剥離した流れが、下流側コイル前面に衝突・分岐する流動抵抗 (形状抵抗) の大きな流れとなる。そして、この種ワイヤーコイルは線状態でしか伝熱面である円管内壁に接触しないので、あまりワイヤーコイル自体が拡大伝熱面として機能しないことによるものと思われる。一方、 $P/e = 8 \sim 10$ 位のワイヤーコイル配置において、上流側コイルよりの剥離流れが下流側コイルの前方近傍にて円管伝熱面に再付着し、この領域の熱伝達が著しく上昇するために、 $P/e = 8 \sim 10$ と流動抵抗の最大値を示す P/e よりも少し大きな P/e にて Nu_D 数の極大値となることが伺える。

これらのワイヤーコイル寸法比 P/e の領域において、ヌセルト数値の傾向も変化することより、以下 $P/e = 10$ を境として、二つの熱伝達に関する実験整理式の検討を行った。まず、 $P/e > 10$ の流れが旋回流を主体とする場合の実験値を $Nu_D / (Re_D^{0.630} \cdot Pr^{1/3})$ または $Nu_D / (Re_D^{0.800} \cdot Pr^{1/3})$ と P/e の関係でプロットしたものが図 15(a), (b) である。両図における実験式は、次式 (10), (11) で表され、標準偏差 $\pm 8\%$ 以内で実験値と一致する。この領域の熱伝達が著しく上昇するために、 $P/e = 8 \sim 10$ と流動抵抗の最大値を示す P/e よりも少し大きな P/e にて Nu_D 数の極大値となることが伺える。

これらのワイヤーコイル寸法比 P/e の領域において、ヌセルト数値の傾向も変化することより、以下 $P/e = 10$ を境として、二つの熱伝達に関する実験整理式の検討を行った。まず、 $P/e > 10$ の流れが旋回流を主体とする場合の実験値を $Nu_D / (Re_D^{0.630} \cdot Pr^{1/3})$ または $Nu_D / (Re_D^{0.800} \cdot Pr^{1/3})$ と P/e の関係でプロットしたものが図 15(a), (b) である。両図における実験式は、次式 (10), (11) で表され、標準偏差 $\pm 8\%$ 以内で実験値と一致する。

$$Re_D = 2000 \sim 6000$$

$$Nu_D = 0.803 Re_D^{0.630} Pr^{1/3} (P/e)^{-0.48} \quad (10)$$

$$Re_D = 300 \sim 2000$$

$$Nu_D = 0.225 Re_D^{0.800} Pr^{1/3} (P/e)^{-0.48} \quad (11)$$

一方、 $P/e \leq 10$ の領域では、コイルの存在を粗面とみなして、従来より提案されている粗面の熱伝達を表す次の無次元量 G_c および粗面レイノルズ数 e^* により、実験データの整理を試みる。

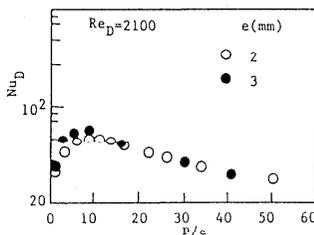
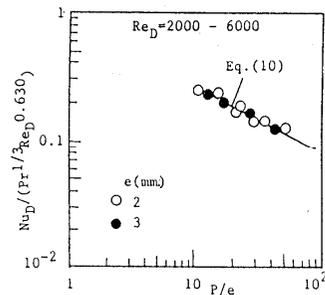
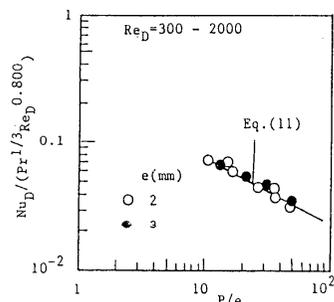


図 14 Nu_D 数とワイヤーコイル寸法比 P/e の関係



(a) $Nu_D / (Re_D^{0.630} Pr^{1/3})$ と P/e の関係



(b) $Nu_D / (Re_D^{0.800} Pr^{1/3})$ と P/e の関係

図 15 無次元熱伝達率とワイヤーコイル寸法比の関係 ($P/e > 10$)

$$\left. \begin{aligned} G_c &= \left(\frac{C_{fD}}{2St} - 1 \right) / \sqrt{C_{fD}/2 + A_c} \\ e^* &= (e/d_i) Re_D \sqrt{C_{fD}/2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

図 16 は、無次元熱伝達量 G_c と粗面レイノルズ数 e^* の関係で、実験データをプロットしたものである。 $e^* \geq 35$ の領域では、 e^* の増大と共に G_c 値の増加が認められるが、 $e^* < 35$ の領域においては、 G_c はほぼ一定の値となる傾向がみられる。これらの G_c の e^* への依存傾向は、リブ付き円管の実験を行った Han らの実験結果⁽¹³⁾と類似したものとなる。図 16 中の実線および破線は、本実験結果を標準偏差 $\pm 9.5\%$ 以内で整理した実験式 (13), (14) である。

$$G_c = 18.2e^{*0.280} \quad (13)$$

$$e^* \geq 35, P/e = 2.5 \sim 10, Re_D = 400 \sim 6000$$

$$G_c = 48.0 \quad (14)$$

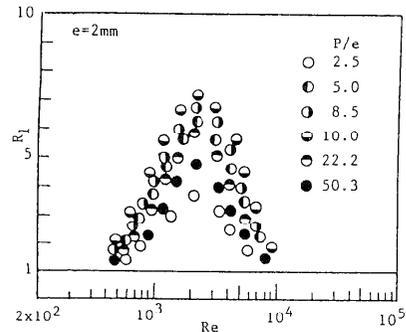
$$e^* < 35, P/e = 2.5 \sim 10, Re_D = 400 \sim 6000$$

4. ワイヤークoil乱流促進体の性能評価

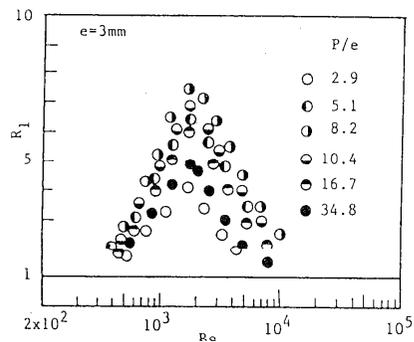
ここでは、ワイヤークoilを試験円管全長 $L = 2000\text{mm}$ にわたって挿入した場合の管内熱伝達の評価を Bergles らの評価方法⁽¹⁾に基づいて検討する。

4.1 管内質量流量一定条件における熱伝達の評価

前述の定流量ポンプ（ギヤーポンプ）を使用して円管内質量流量一定となるように流量を制御した場合には、流動抵抗に関係なく一定流速を得ることができるために、特に流動抵抗の大きな領域で熱伝達の増大が期待される。図 17 は、ワイヤークoilを充填した場合の平均熱伝達率 α_c と平滑管の平均熱伝達率 α の比 $R_1 = \alpha_c/\alpha$ と円管内直径 d_i を代表長さとしたレイノルズ数 Re の関係にて実験データをプロットしたもので、図 17(a), (b) は、それぞれワイヤークoil素線直径 $e = 2\text{mm}$ と $e = 3\text{mm}$ の場合である。全体的に Re の増大と共に R_1 の増大となり、極大値 ($R_1 = 7.4, P/e = 10$ にて)を示した後、さらに Re を大きくすると R_1 の低下が見られる。平滑管で層流状態の最大 Re 数 (= 2000) 付近で、ワイヤークoilの乱流促進体としての効果が著しく、乱流状態においてはワイヤークoilによる



(a) $e = 2\text{mm}$



(b) $e = 3\text{mm}$

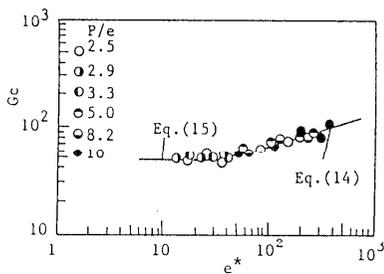


図 16 無次元熱伝達量 G_c と粗面レイノルズ数 e^* の関係 ($P/e \leq 10$)

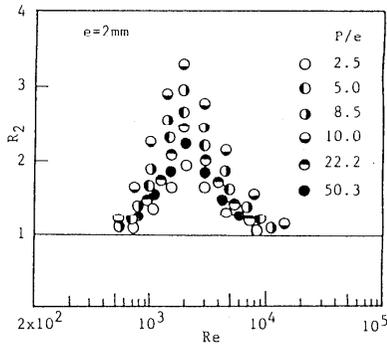
図 17 平均熱伝達比 R_1 とレイノルズ数 Re の関係

乱流促進効果は、相対的に減少する (R_1 の減少) ことになる。また、ほぼ $Re = 2000$ 前後で各コイル寸法比 P/e においても極大の R_1 値を示すこととなる。さらに、 P/e を 2.5 から増大すると共に R_1 値の増大が認められ、ほぼ $P/e = 10$ 前後で極大の R_1 値を示すこととなる。旋回流れの主体となる $P/e > 10$ 以上の領域で、 P/e の増加と共に R_1 値の減少がみられ、最終的に P/e が無限大となる平滑管の熱伝達率を表す $R_1 = 1$ の極限の値に漸近することとなる。図 17(b) で示される $e = 3mm$ の場合も、 $e = 2mm$ の R_1 と Re の関係と類似した傾向を示すが、極大の R_1 を示す Re が大きな e のために乱れが大きくなり 1800 付近と小さくなる。さらに、極大 R_1 となる P/e も 8.2 前後と小さなコイル寸法比の領域へと移動する傾向にある。

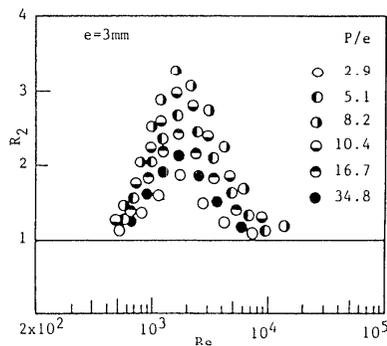
4.2 ポンプ動力一定における熱伝達の評価

遠心ポンプを使用したポンプ動力一定のもとでは、ポンプの流量と吐出圧特性の関係より、ワイヤーコイルによる流動抵抗の増大は流量の減少となり、その分熱伝達率の低下となることが予想される。図 18 は、前述の熱伝達率比を $R_2 (= \alpha_c/\alpha)$ として、レイノルズ数 Re の関係で実験値をプロットしてある。図 18(a) のワイヤーコイル素線直径 $e = 2mm$ の場合には、ほぼ $Re = 2000$ 前後で極大の R_2 値を示し、コイル寸法比 $P/e = 10$ にて最大の R_2 値となる結果を得、図 17(a) で示された質量流量一定の傾向と類似したものとなった。しかしながら、ポンプ動力一定における R_2 の最大値は約 3.3 と、質量流量一定の最大 $R_1 = 7.4$ に比較して小さくなる。また、本実験範囲のレイノルズ数領域において、 Re に対する R_2 の変化割合は質量流量一定条件における Re に対する R_1 の変化割合よりも小さくなる傾向にある。図 18(b) のワイヤーコイル素線直径 $e = 3mm$ における Re に対する R_2 の変化傾向は、 $e = 2mm$ の場合とほぼ同じであるが、極大の R_2 を示すレイノルズ数は $Re_s = 1800$ 前後と低レイノルズ数へ移行し、

その最大 R_2 を示す P/e の値も 8.2 前後と小さなコイル寸法比へと変化する傾向にある。



(a) $e = 2mm$



(b) $e = 3mm$

図 18 R_2 と Re_s の関係

5. 円管内にワイヤーコイルを部分的に設置した場合の熱伝達と流動抵抗の評価

ここでは、図 19 に示すように、水平円管の一部に種々の長さを有する素線直径 $e = 2, 3mm$ のワイヤーコイルを設置した場合の熱伝達および流動抵抗の特徴を総合的に検討する。

5.1 管内流動抵抗の変化

図 19 のワイヤーコイル円管内配置に基づいて、

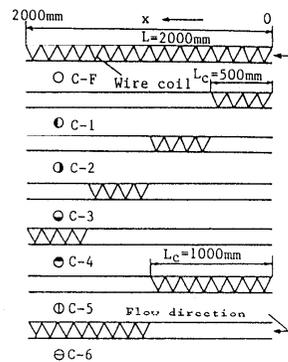


図 19 典型的なワイヤーコイルの円管内配置状態

供試円管出入口の差圧より求めた流動抵抗係数 C_f とレイノルズ数 Re の関係を示したものが図 20 である。なお、伝熱円管内壁温度 T_w と流水管入口温度 T_{in} の温度差 $\Delta T = 2K$ とし、ほとんど自然対流の影響は無視できる条件としてある。図 20 中の実線は平滑円管層流の流動抵抗係数⁽⁹⁾ $C_f = 16/Re$ 、そして破線は乱流に関する関係式⁽¹⁰⁾ $C_f = 0.0791/Re^{0.250}$ ($Re < 10^5$) である。なお、図 20 中の黒丸印は、ワイヤーコイルを全長にわたって挿入した場合で、当然のことながら流動抵抗係数 C_f が一番大きくなる。さらに、コイル長さ $L_c = 1m$ そして $0.5m$ と短くなるに従って、その流動抵抗係数 C_f の減少がみられる。この C_f 値の変化傾向は、ワイヤーコイル挿入により管内圧力が流れ方向に対して直線的に変化する結果とも対応するものである。さらに注意深く各ワイヤーコイル長さ L_c について C_f 値を検討すると、上流側にワイヤーコイルを配置した方が、ワイヤーコイル後の乱れた流れ領域の存在により、 C_f 値の増大傾向が認められる。

5.2 管内熱伝達の変化

ワイヤーコイル長さ $L_c = 50cm$ のコイル先端を $x = 0.5m$ の位置に設置した場合の局所熱伝達率 α_x の分布を示したものが図 21 である。図中の実線は、平滑管における局所熱伝達率の文献値⁽¹⁴⁾ を示したものである。平滑円管で伝熱壁と流体入口の温度差が $\Delta T = 20K$ と大きな場合には、当然のことながら自然対流の効果により α_x 値の増大がみられ、局所熱伝達率 α_x の流れ方向の変化も少なくなる傾向にある。ワイヤーコイルを $x = 0.5 \sim 1.0m$ の領域に部分的に設置した場合には、コイル未充填の $x = 0 \sim 0.5m$ の領域では、平滑管における α_x と同じ分布となり、そして $x = 0.5m$ において急激な α_x の上昇となる。ワイヤーコイルの存在する領域では、自然対流を伴う $\Delta T = 20K$ の場合には、 $\Delta T = 2K$ の結果より、 α_x の若干の増大が認められる。 $x > 1m$ のワイヤーコイルの存在しない下流領域において、 α_x の減少は著しく無く、徐々に α_x の低下傾向となる。これは、ワイヤーコイルにより発生した流れの乱れが下流側へ拡散し、この領域の熱伝達率向上に寄与しているものと判断される。

このようにワイヤーコイルの乱流促進効果により、ワイヤーコイルの存在しない下流における局所熱伝達率 α_x を局所ヌセルト数 Nu_x と $(x'/D)/(Re \cdot Pr)$ の関係で実測値を整理したものが図 22 である。ここで、 x' はワイヤーコイル後端より下流側への距離を表し、 Nu はワイヤーコイルの存在しない平滑管の平均ヌセルト数である。図 22 で表される結果より、上流側に設けたワイヤーコイルによる流れの乱れによる熱伝達促進効果が温度差 $\Delta T \leq 20K$ に対して $(x'/D)/(Re \cdot Pr) \leq 5.5 \times 10^{-3}$ の領域で現れることとなる。本実験値を最小 2 乗法で整理す

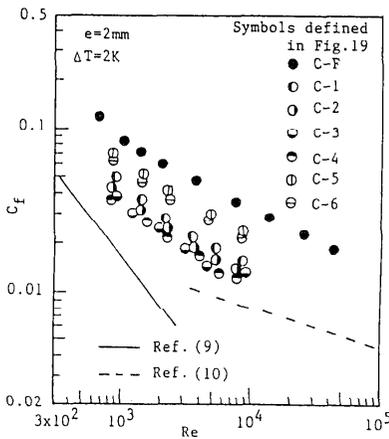


図 20 C_f と Re の関係

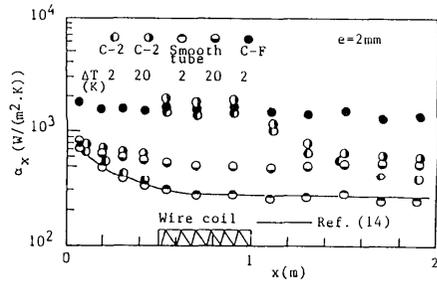


図 21 局所熱伝達係数 α_x の流れ方向分布

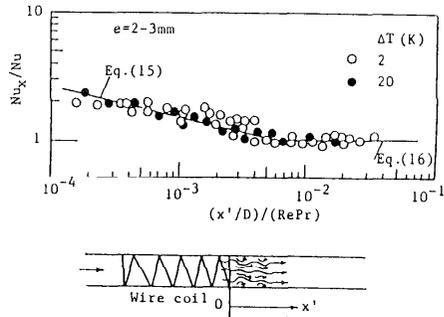


図 22 Nu_x と $(x'/D)/(Re \cdot Pr)$ の関係

ると標準偏差 $\pm 9.6\%$ 以内で、次の関係式にてワイヤーコイル後の流れの乱れによる局所ヌセルト数 $Nu_{x'}$ が表される。

$$(x'/D)/(Re \cdot Pr) \leq 5.5 \times 10^{-3} \quad , \quad Nu_{x'} = 0.288(Re \cdot Pr \cdot D/x')^{0.239} Nu \quad (15)$$

$$(x'/D)/(Re \cdot Pr) > 5.5 \times 10^{-3} \quad , \quad Nu_{x'} = Nu \quad (16)$$

ただし、 Nu は平滑管のヌセルト数で、文献^{(6)~(8)}による。

種々のワイヤーコイル長さおよび配置 (図 19) において、 $\Delta T = 2K$ の温度条件のもとで平均ヌセルト数 Nu_c とレイノルズ数 Re の関係で実験データを整理したものが図 23 である。図中の黒丸印は、供試円管全体にワイヤーコイルを配置した場合の結果で、実線および破線は平滑管内層流および乱流状態に関する経験式^{(6),(8)}である。全体的には、ワイヤーコイル長さ L_c を短くするに従って、 Nu_c 数の低下となる傾向がある。また、コイル長さ $L_c = 0.5 \sim 1m$ の範囲において、ワイヤーコイルによる熱伝達促進は、 $Re = 3 \times 10^2 \sim 7 \times 10^4$ の領域にて効果があることも明らかである。

図 24 は、ワイヤーコイルによる熱伝達促進効果を明確にするため、ワイヤーコイルを用いた場合の平均ヌセルト数 Nu_c を平滑管の平均ヌセルト数 Nu との比 Nu_c/Nu として、レイノルズ数 Re の関係で表したものである。全体的にほぼ $Re = 2000$ 前後で極大のヌセルト数比 Nu_c/Nu となり、各ワイヤーコイル長さにおいては、コイル設置位置により Nu_c/Nu 値に差がみられる。例えば、 $L_c = 1m$ では、前半部にワイヤーコイルを設置した方が後半部に設けるよりも Nu_c/Nu 値が大きい、一方、 $L_c = 0.5m$ の場合には、円管入口より $x = 0.5m$ の位置にワイヤーコイルの先端を設けた場合の方が、他の配置よりも Nu_c/Nu 値が大きくなる傾向にある。このように、ワイヤーコイルを円管内の一部に設けた場合には、円管入口部の平滑管の温度境界層の薄い前縁効果、ワイヤーコイルの存在する部分の熱伝達促進効果そしてワイヤーコイルによる流れの乱れによるワイヤーコイル後部平滑管部の熱伝達向上効果が期待できる。一方、管内流動抵抗は、ワイヤーコイルによる乱流効果を主体とする形状抵抗が大部分を占めるため、ワイヤーコイルの長さにはほぼ比例して変化することとなる。従って、適切なワイヤーコイル長さ L_c とその管内配置を考慮することにより、流動抵抗の軽減を図りながら熱伝達促進を行うことが可能との予想が成り立つ。

図 25(a), (b) は、 $Re = 2000$, $\Delta T = 2K$ の条件にてワイヤーコイルを種々に変化させて得た実験データ ($Nu_c, C_{fc}Re_c^3$) を、ワイヤーコイルを全体に設けた場合 ($Nu_L, C_{fL}Re_L^3$) をベースとして、最大のヌセルト数比 $R^* = Nu_c/Nu_L$ および圧力損失比 $P^* = (C_{fc}Re_c^3)/(C_{fL}Re_L^3)$ とワイヤーコイル長さ比 $L^* = L_c/L$ ($L = 2m$) の関係にて整理したものである。管内圧力損失 ΔP は $C_{fc}Re_c^3$ に比例することより、圧力損失因子を図 25 のように表現してある。ここで、任意の L^* における R^* 値は、前述のようにワイヤーコイルの影響のない領域では平滑管の関係式^{(6)~(8)}、ワイヤーコイル部では前述の関係式そしてワイヤーコイル後流部では式 (16), (16) を用いて、その R^* 値が最大となる位置を計算して算出したものである。また、 P^* の値は、各 L^* において最大となる R^* 値に対応するワイヤーコイル配置から求めたものである。なお、ワイヤーコイル長さ比は $L^* = 0.1 \sim 1.0$ の範囲とし、 $L^* = 1$ ではワイヤーコイルが円管全体に配置された場合で、 $R^* = P^* = 1$ となる。図 25(a) の $P/e = 10$ ($e = 2mm$) の場合には、 $L^* = 0.4$ ($L_c = 0.8m$) において最も R^* と P^* の差が大きく、ワイヤーコイルによる熱伝達と流動抵抗を総合的に評価する場合に効果的なワイヤーコイル

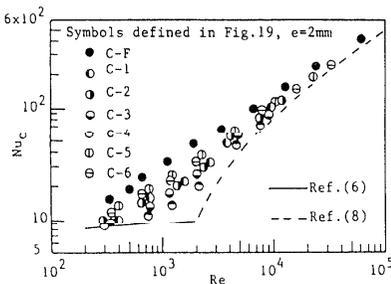


図 23 Nu_c と Re_s の関係

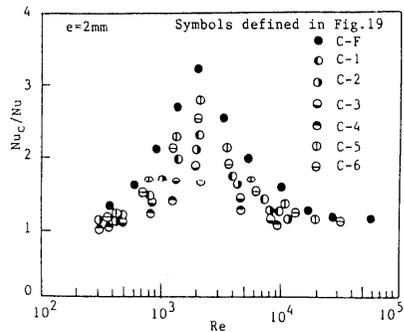


図 24 Nu_c/Nu と Re の関係

の条件と言える。なお、 $Re = 2000$ では、 $L^* = 0.4$ で最大の R^* 値を示すコイル位置は $x = 0.6m$ であった。一方、ワイヤーコイル寸法比 $P/e = 40$ と大きな場合には、図 25(b) から相対的に R^* と P^* の差が小さくなり、また、 R^* と P^* の差が最大となる L^* の範囲も $0.4 \sim 0.6$ と明確でなくなる傾向を有することがわかる。この大きな P/e の場合には、前述のワイヤーコイル寸法の効果で述べたように、ワイヤーコイル自体の存在による熱伝達促進効果が基本的に減少することによるものと思われる。

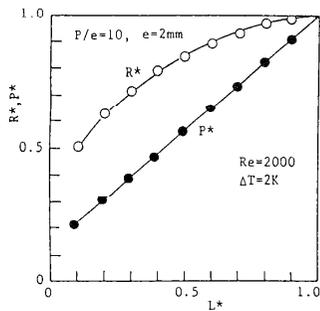
6. あとがき

本解説においては、筆者らの行ったワイヤーコイルを用いた円管内熱伝達促進と流動抵抗軽減に関する基礎研究成果をもとに、この種熱伝達促進技術の背景を紹介致しました。乱流促進体による熱伝達促進の機構を詳細に検討すると本解説で取り上げたワイヤーコイルの流動抵抗の大部分はコイルによる形状抵抗であり、ワイヤーコイルを伝熱管全体に挿入せずに、円管入口部の熱伝達率の大きい領域（前縁効果）やコイル後流の流れの乱れによる熱伝達率の大きい領域を適切に利用することにより、熱伝達促進と流動抵抗軽減の一見相反する問題を克服することが可能と言えよう。特にワイヤーコイルは費用的に安価で、管内への取付けも容易でかつ部分的な挿入も可能であることより、将来この種円管内熱伝達促進体が有望と思える。さらに剛性の小さい軟らかいスプリングコイルを円管内に用いることにより、スプリングコイルの流れ方向への伸縮効果による乱流促進とコイルの移動による伝熱面の洗浄化効果も可能と思え、この種の研究も必要と考えられる。

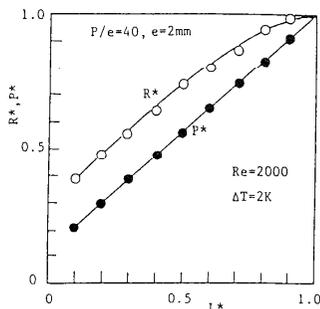
最後に、当小特集に弊解説を加える機会を与えて下さった日本伝熱学会第 32 期編集委員の皆様にご感謝申し上げます。

参考文献

- (1) Bergles, A.E., et al., *Proc. of 5th Int. Heat Trans. Conference*, 2 (1974), 239.
- (2) Rohsenow, W.M., et al., *Handbook of Heat Transfer Applications*, (1985), 4-2, McGraw-Hill Co.
- (3) 棚澤, 冷凍, 5 (1988), 1.
- (4) Kumar, P. and Judd, R.L., *Can. J. Chem. Eng.*, 8 (1970), 378.
- (5) Uttarwar, S.B. and Rao, M.R., *ASME, J. Heat Transfer*, 107 (1985), 930.
- (6) Sieder, E.N. and Tate, G.E., *Ind. Eng. Chem.*, 28 (1936), 1429.
- (7) Dittus, F.W. and Boelter, L.M.K., *Univ. Calif. Pubs. Eng.*, 2 (1930), 443.
- (8) Gnielinski, V., *Int. Chem. Eng.*, 16 (1976), 359.
- (9) Moody, L.F., *Trans. ASME*, 66 (1944), 671.
- (10) Blasius, H., *Phys. Zeits.*, 12 (1911), 1175.
- (11) Carnavos, T.C., *Heat Exchangers (Design and Theory Source)*, (1974), 441, McGraw-Hill.
- (12) Webb, R.L., et al., *Int. J. Heat Mass Trans.*, 14 (1971), 601.
- (13) Han, J.C., et al., *Int. J. Heat Mass Trans.*, 21 (1978), 1143.
- (14) Shah, R.K. and London, A.L., *Advanced in Heat Transfer Suppl.*, (1978), 10, Academic Press.
- (15) 庄司, Oliver, D.R., 日機講 (松山地方講演会), No.952-2 (1992), 189.
- (16) 稲華 他, 日機講 (鳥取地方講演会), No.905-2 (1990), 175.
- (17) 稲葉 他, 第 29 回日本伝熱シンポジウム講論集, 20.



(a) $P/e = 10, e = 2mm$



(b) $P/e = 40, e = 2mm$

図 25 R^*, P^* と L^* の関係

電場を利用した対流熱伝達の促進と制御

多田 幸生, 林 勇二郎 (金沢大工)

1.はじめに

環境に適合したエネルギー利用技術は、21世紀のキーテクノロジーであると言われる。そのような技術のなかにあつて、伝熱促進は飽くまでも基本的な技術の一つである。伝熱促進に対する熱交換の効率化がエネルギー消費の絶対量を減らし、それが地球環境汚染の低減につながるとする考え方は正論ではあるが、きれいごとの議論であることも否めないからである。化石燃料に依存したエネルギー利用の体系では、燃焼や熱交換の効率化ばかりではなく、燃料の改質など、エクセルギ率の視野に立った技術開発が不可避であり、その際には、熱ばかりではなく(環境影響)物質を含めた開放系の議論が必要となろう。

以上、"環境適合"という目的に対しては、伝熱促進は間接的な技術である。しかし、本質的に環境と適合する自然エネルギーの開発やエネルギーの有効利用においては、伝熱促進を中心とする熱交換技術の役割は重大であり、その意味ではまさに基本的な技術である。

筆者らのグループはこれまで様々な伝熱促進の研究を進めてきたが、本稿では単相気流を対象として電場利用による伝熱促進について概説する。能動的な伝熱促進にあつて、電場による電気力を利用する方法は消費動力が少なく、可動部分のない簡易な構造のもとで高い制御性が期待できる。熱伝達の制御は特に魅力であるため、ここでの題目を"促進と制御"とした。なお、電場を利用した伝熱技術の全般については矢部⁽¹⁾⁽²⁾、菊地⁽³⁾⁽⁴⁾、森・梶⁽⁵⁾、Jones⁽⁶⁾らによる解説を参照されたい。

2. 対流熱伝達の促進と電気流体力学効果⁽⁷⁾

対流熱伝達においては、流体の壁面付着性と上流状態の下流への持ち込みが境界層を発達させ、これが伝熱速度の低下、ひいては制御における局所性と応答性の劣化をもたらす。すなわち、対流熱伝達の促進においては、流体輸送動力との兼ね合いのもとで、境界層あるいは熱抵抗層を如何に薄膜化させるかが主眼であり、それには表1に示されるように、熱交換器の伝熱面や流路などの構造変化、作動流体の複合化、さらには本来の流体駆動に付加される新たな操作などが考えられる。これらの手法は、従来、受動型(Passive type)、能動型(Active type)、さらには複合型(Combine type)の3種のタイプの分類のもとで議論されているが、基本的には次の4つの考え方に集約される。

- (1)境界層に対する前縁効果
- (2)境界層あるいは熱抵抗層の薄膜化
- (3)流体の入れ換えによる界面の更新
- (4)混相流の粒子効果

電場による電気力の利用は能動型の手法であり，それによる伝熱促進は電気流体力学 (EHD; Electro-hydrodynamic) 効果として説明される．誘電率 ϵ の流体に電場が付与されたとき，流体に働く電気力は次式で与えられる⁽¹⁾．

$$\vec{f}_E = \rho_c \vec{E} - (1/2)E^2 \nabla \epsilon + (1/2) \nabla (E^2 \rho) \partial \epsilon / \partial \rho \quad (1)$$

第1項は，電荷密度 ρ_c の真電荷に働くクーロン力でありイオン風や帯電粒子の制御において主要な項となる．第2項は誘電率 ϵ の空間的变化に基づく力，第3項は電界強さの空間的变化に基づく力(電歪力)である．第2，3項を合わせて誘電体の分極に基づく力を表し，液体の場合に重要な項である．本稿では作動流体として気体を対象としており，したがって，伝熱促進は，イオン風を2次流れとして付加することによる上述の(2)境界層の薄膜化と(3)界面の更新，帯電粒子の制御による(4)混相流の粒子効果として発現されることになる．

表1 各種伝熱促進法

分類		伝熱促進法
機器形状	表面構造	表面処理，表面粗さ，各種フィン，中断フィン，溝・波形
	挿入	ねじれテープ，置換ミキサ，タービュレンスプロモータ，流動層，充填層・多孔体，排除板
作動流体		粒子・粉末，気泡・ミスト，複合成分，直接接触
操作		伝熱面回転，伝熱面振動，流体振動，噴射・吸込，静電場

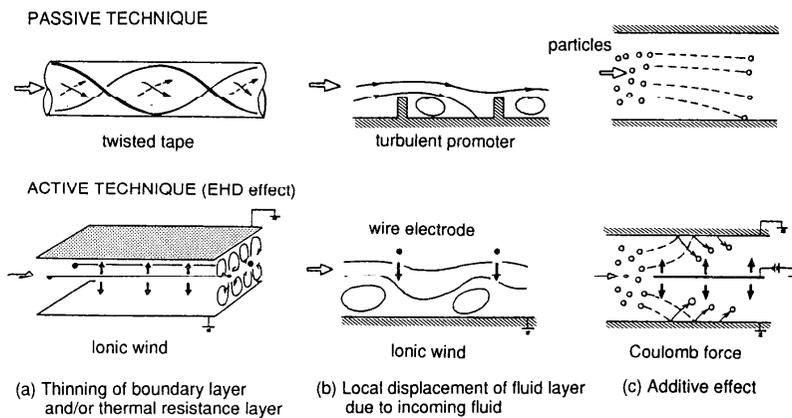


図1 单相気流の伝熱促進

伝熱促進における以上の電気流体力学効果は図1に示され、それらは受動的な方法との対比のもとで次のように説明される。(a)はイオン風により縦渦を持つストリーク構造の流れを発達させるもので、ねじれテープや置換ミキサーによる旋回流と同様、境界層の薄膜化を意図したものである。(b)はイオン風の流れに垂直に吹き付け、これにより界面の間欠的な更新を目論むものであり、タービュレンスプロモータと類似のものと言える。(c)は種々の伝熱促進効果を内在する混相流を用いて、その粒子効果を電気力により制御・顕在化させるものであり、その意味では能動・受動の複合的手法と言える。以下、本稿ではこれら3種の事例に対して、実験的・理論的に得られた成果を中心に概説する。

3.イオン風による伝熱促進

3.1イオン風の発生機構

図2に示されるようにワイヤあるいは針状電極を負極として直流高電圧を印加すると、空气中にわずかながら含まれている電子が加速して気体分子に衝突し、正イオンと電子が生成される(衝突電離)。電離によって生じた電子は衝突電離を次々と繰り返して電子なだれを起こすが、放電極から僅かに離れると電界強度は急激に低下する

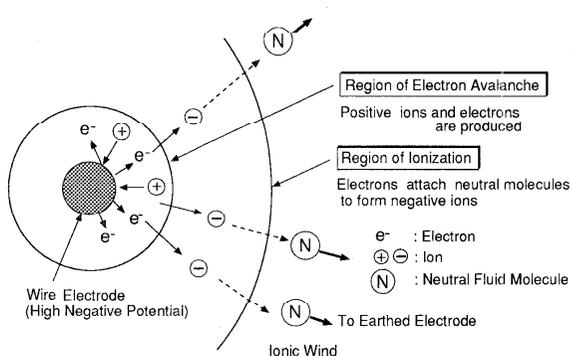


図2 負極コロナ放電によるイオン風の機構

ため電離域は放電極表面の狭い空間に限定される。衝突電離により生じた電子群は正イオンよりもモビリティが極めて大きいので迅速に電離域を出て、電子付着性を持つガス分子(例えば O_2 , H_2O , CO , N_2)に衝突付着し、負イオンとなって接地電極に向かう。この移動過程において、負イオンは中性の気体分子に衝突し運動エネルギーを与える結果、流体の運動、すなわちイオン風が生じる⁽⁸⁾。一方、正イオン群は放電極に吸収されると同時に、衝突のエネルギーによって電極表面から2次電子を放出し、コロナ放電が持続する。

3.2境界層・熱抵抗層の薄膜化⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾

流れと平行に配列した複数のワイヤ電極からなる図1(a)をここでの対象とする。ワイヤから壁面に向かうイオン風が主流に付加されることにより、図3に示されるような構造を持つ複合流が形成され、境界層・熱抵抗層が薄膜化される。すなわち、イオン風は縦渦を形成し、それらはストリーク構造を持つ流れに発達し、さらに下流では渦列相互の干渉により乱れた流れへと移行する。図4は、流路壁面を等熱流束加熱した場合の局所熱伝達率であり、縦渦の発達・成長に伴う伝熱促進効果が明らかである。印加電圧を増加させるこ

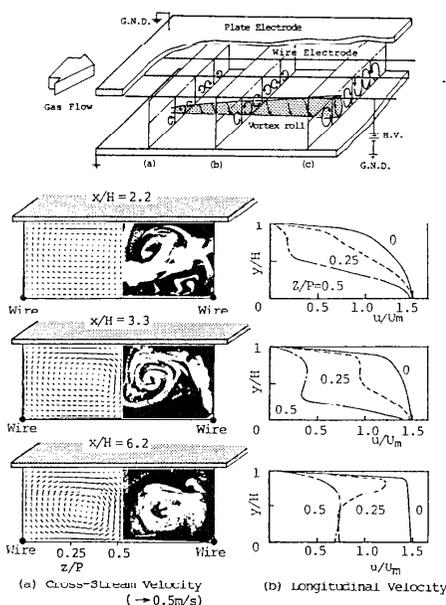


図3 EHD複合流の構造 [$Re=1800, V_0=7kV, P/H=1.3$]

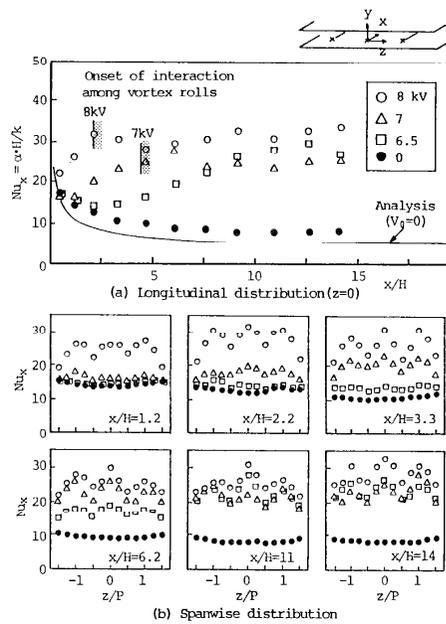


図4 局所熱伝達率 [$Re=1200, P/H=1.3$]

とにより、縦渦はより大きく発達したものとなり、熱伝達率はワイヤ直下でピーク値をとる局所分布をとりながら増大する。流れの構造に依存する熱伝達率は渦列の発達を空間的に規定する電極配列を含む装置幾何形状のもとで、印加電圧を操作パラメータとして促進・制御が可能であると言える。

3.3 界面の更新⁽¹¹⁾⁽¹²⁾

図1(b)は、流れ方向に一定間隔で設置した複数のワイヤ電極から、イオン風を流れに垂直に吹き付け、これにより界面の更新を図るものであり、ここでの対象となる。熱抵抗層の薄膜化が壁面全体にわたるのに対して、ここでの界面の更新は局所的なものであり、トータルとしての熱伝達率の改善を意図したものとなる。

図5に流れのシュリーレン縞写真と数値解析による流線を対比して示す。(a)の静止場 ($U_m=0$)では、各ワイヤ放電極から発生するイオン風が一对の相反する回転方向を有するセル状の流れを形成する。主流の付加により、イオン風と主流とが干渉する複合対流が形成されるが、主流速度が比較的小さい(b)(c)では、イオン風の影響が強いため、ワイヤ下流における時計回りの二次流れは弱められながらも存在している [イオン風支配の流れ]。しかし、主流速度が増加し主流の慣性力が強まると、(d)のように時計回りの二次流れは消滅し、壁面近傍に反時計回りのセル状の二次流れのみを伴う流れとなる [半イオン風支配の流れ]。さらに主流速度が増加すると、半時計回りの二次流れも弱まり、イオン風の影響はほとんど現れない流れとなる [ダクト流支配の流れ]。このような複合流はYamamotoと

Velkoff⁽¹³⁾によって観察されたものと同様であるが、主流速度が0.3m/s以下の低流速下で変動の大きい乱れた流れがワイヤの上流側で観察されている((b)). これは二次流れによる不安定な流れが発生したものであり、主流速度の増加とともに渦の非対称化が進み安定な流れへと移行する。複合流の流れパターンは壁面圧力分布を指標として求められ、イオン風の強さを表す印加電圧(無次元数では $R_{EHD}=U_e h/\nu$)とダクト流の慣性力を表す主流速度(無次元数では $Re=U_m h/\nu$)との関係で図6のように表される。ここで $U_e=\sqrt{\rho_{c0} V_0/\nu}$ は、ワイヤ電極上の空間電荷密度 ρ_{c0} と印加電圧 V_0 から算出されるEHD特性速度である。これより、低 Re 数下のイオン風支配の流れから、 Re 数の増加とともに発展する半イオン風支配の流れ、さらにはダクト流支配の流れに至るまで、その領域は R_{EHD} で関係づけられ、各流れ状態の移行は幅をもってはいるが、 Re 数と R_{EHD} はほぼ直線的な関係で与えられる。なお、印加電圧(R_{EHD})が高くなるにつれてイオン風が強まるため、より大きな流速(Re)で各流れの移行が

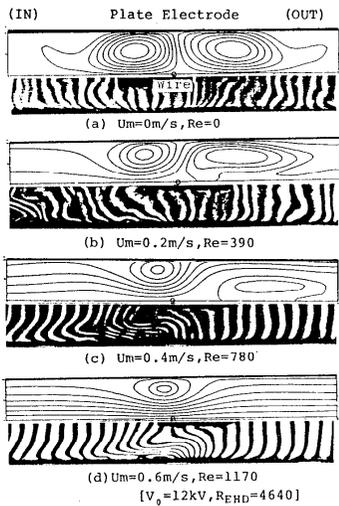


図5 ダクト内の流れ

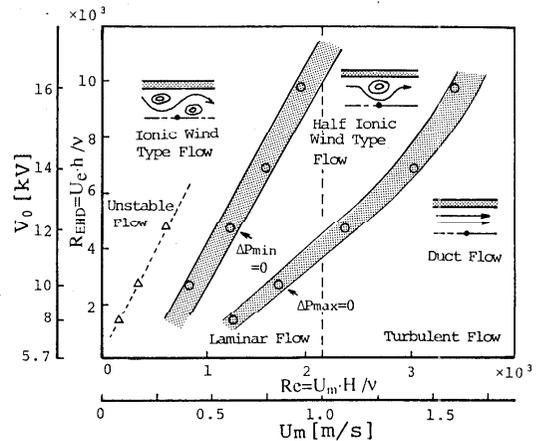


図6 EHD力と流れの関係(単一ワイヤ電極)

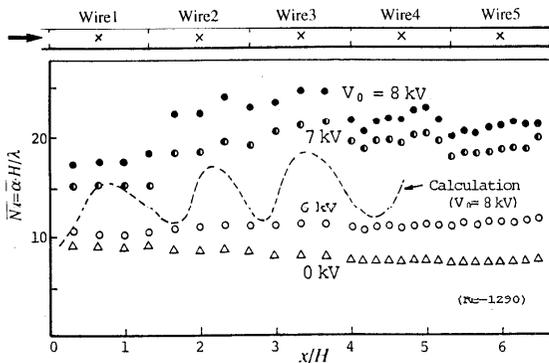


図7 局所熱伝達率

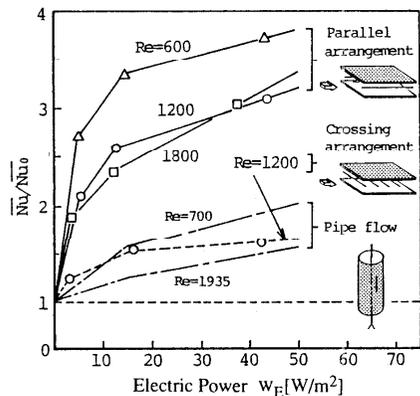


図8 伝熱促進率と消費電力の関係

生ずる。

伝熱特性として、局所熱伝達率の流れ方向変化を図7に示す。コロナ放電の開始直後の印加電圧(6kV)ではイオン風は弱く不安定であり、熱伝達率の分布は平坦なものとなっている。印加電圧が高く(7.8kV)、すなわちイオン風が強まるにしたがって、ワイヤ下流で高い周期分布となり、電圧による熱伝達制御の可能性が示唆される。ただし、イオン風はタービュレンスプロモータ等による伝熱促進が期待できない層流域から、比較的低Re数の乱流域において有効であると考えられる。

3.4 総合評価

イオン風による熱伝達の促進は、流路と電極配置(配列形式、ピッチ、壁面との距離)からなる装置幾何形状に対して発達するEHD複合流を基本とし、電場、流れ場、温度場に対する操作条件により制御される。これまでの成果を総合したものとして、各種の装置形状に対する平均の伝熱促進率を図8に示す。ダクト流における平行配置(実線)と直交配置(破線)との比較において、前者の優位性が理解される。これは消費電力 W_E 、すなわちイオン風の強さが同等でも、主流との干渉により形成される複合流の構造により促進効果に差異が生じたことを意味し、直交配列ではワイヤ上流の渦エネルギーが主流に負の効果を持つため、平行配置に比べて効率低下すると考えられる。また、管内流に対する水科ら⁽¹⁴⁾の実験値(一点鎖線)と比較して、ワイヤ電極を平行配置したダクト流では2次流の形成が容易となるため、より大きな伝熱促進率が得られていることがわかる。

以上の検討から、強制対流熱伝達の促進にはイオン風による縦渦を発達・成長させ、境界層・熱抵抗層の薄膜化をはかる方法が特に有効であると言える。さらに、ワイヤ電極を流路壁近傍に設置し、イオン風により壁面近傍の境界層あるいは熱抵抗層の選択的な薄層化を図る方法は効果的であり、今後、電極配置を含めた装置形状の最適化により伝熱促進の効率向上が期待される。また、消費動力の面から評価すると、コロナ放電現象では電気エネルギーから運動エネルギーへの変換効率がファンに比較して低いため、イオン風による促進法は低効率であるのが現状である。しかし、エネルギー損失の大部分はワイヤ回りの気体電離の過程で生じると考えられ、この点を改善することにより流動性の面で優れるだけに有用な手法となる可能性がある。

4. 電場による混相流の伝熱促進

4.1 粒子運動と伝熱促進の機構

電場が付与された固気混相流における粒子挙動と伝熱機構を図9に示す。気流により搬送される帯電粒子はクーロン力を受けて電極壁面へ移行し、壁面で衝突反発する。この時、条件によっては粒子の再荷電が起こる。伝熱機構は図に示されるように気流による対流熱伝達 q_{conv} 、および粒子-壁面間の接触熱伝導の効果 q_{cond} よりなり、さらに壁面近傍にお

ける気流温度の勾配と関係する q_{conv} は、粒子-気流間の相互作用による気流乱れの生成、粒子による熱輸送、粒子による気流の加速などの効果を受ける。

以上を総合して、混相流熱伝達においては電場による粒子運動を制御・向上させることにより、 q_{conv} と q_{cond} の総和を増大させることが要求され、この課題を追求する上で電場が付与された流れ場(EHD場)を飛行し、壁面衝突に到る粒子の挙動、壁面衝突・接触期間における粒子電荷の放出と再荷電、直接的・間接的な粒子効果と熱伝達の関係などが基本的な問題となる。

4.2 混相流のEHD制御と熱伝達

図1(c)の系をもつ鉛直上向きダクト流をここでの対象とし、特に伝熱促進に関わる電場中の粒子挙動に焦点を当て、熱伝達特性との関係について紹介する。なお、管内混相乱流に対する電場効果については吉田ら⁽¹⁵⁾、Bologaら⁽¹⁶⁾の報告が、また交流電場の効果についてMinとChaoの報告⁽¹⁷⁾がある。

鉛直上向きダクト流において、ダクト高さ方向の2箇所の位置で側面から観察されたガラス粒子の挙動を図10に示す⁽¹⁸⁾。電場を付与しない場合、粒子はダクト内を直線的に通過する[図10(a)]。これに対して直交平等電場を付与した場合、クーロン力の作用を受ける帯電粒子はそれと反対の極性を持つ壁面側へ移行し、そこで衝突・反発を繰り返す[図10(b-1)]。やがて粒子は壁面に沿ってしばらくしゅう動した後、突然に異極性の反対壁に移行する[図10(b-2)]。このように、ガラス粒子が流れ方向に交番する壁面偏り流れが観察されている。図10(c)は低レイノルズ数の条件の場合であり、粒子の交差運動は激しく、その交番周期が短くなっている様子がうかがえる。

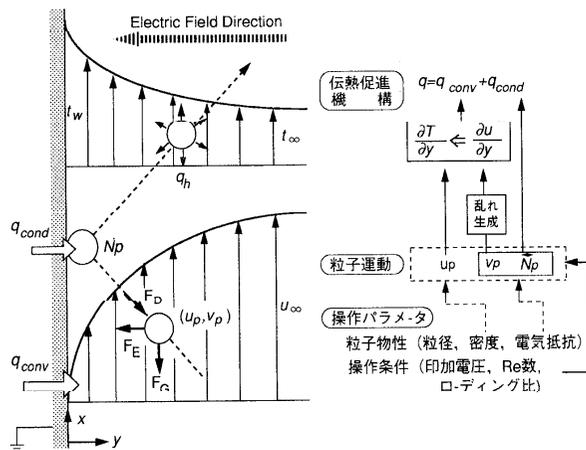


図9 EHD場における粒子運動と伝熱促進機構

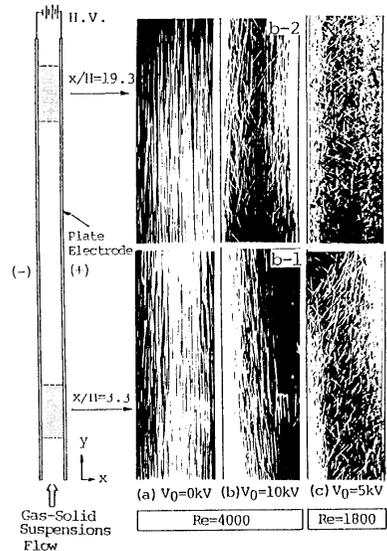


図10 EHD場におけるガラス粒子の挙動 $[\Gamma=0.2]$

電場が付与された流れ場(EHD場)におけるガラス粒子ならび金属粒子の運動をモデル化した結果が図11である⁽¹⁹⁾。クーロン力を受けて壁面へ移行したガラス粒子は、壁面と衝突・反発を繰り返す、やがて壁面に沿ったしゅう動の過程で壁面と同極性に再荷電されると、クーロン力により異極性の対向壁への移行が始まる。即ち、このような機構のもとで流れ方向に交番する壁面偏り流れを繰り返す。これに対して、電気抵抗の小さい金属粒子は、壁面との衝突・接触により電荷を放出すると直ちに壁面と同極性に再荷電されることにより、流路をジグザグに往復運動すると考えらる。

本モデルに基づく解析結果の一例として、粒子温度 T_p 、壁面温度 T_w 、混合平均温度 T_b の流れ方向変化を粒子軌跡と共に図12に示す⁽²⁰⁾。図12(a)から、壁面近傍の温度境界層内に侵入したガラス粒子はより温度の高い気相から熱を受けてその温度が概ね壁面温度付近まで上昇し、流路を横切って対向壁へ移動する過程において粒子から気相へ熱が移動し、粒子温度が混合平均温度付近まで低下することがわかる。すなわち、ガラス粒子においては、粒子による熱輸送が有力な伝熱促進効果となっていることがうかがえる。これと比較して、粒子の熱容量が大きく、かつ運動速度が速く温度境界層内における滞在時間が短い銅粒子の場合には、図12(b)に示されるように粒子温度は壁面温度よりもかなり低く、気流の混合平均温度よりも若干高い値で推移している。したがって、粒子による熱輸送効果を向上させるためには、電場操作により温度境界層内外における粒子の滞在時間を制御することが重要であると推察される。

熱伝達特性として、熱伝達率の結果を单相気流に対する比である伝熱促進率で図13に示す。ガラス粒子による伝熱促進率は印加電圧に対して単調増加する傾向が主であるが、比較的高Re数・高ローディング比の条件($Re=4000, \Gamma=0.6$)では、ある程度以上の強さの電場を付与してはじめて单相気流を上回る効果が現われている(図13(a))。このような印加電圧

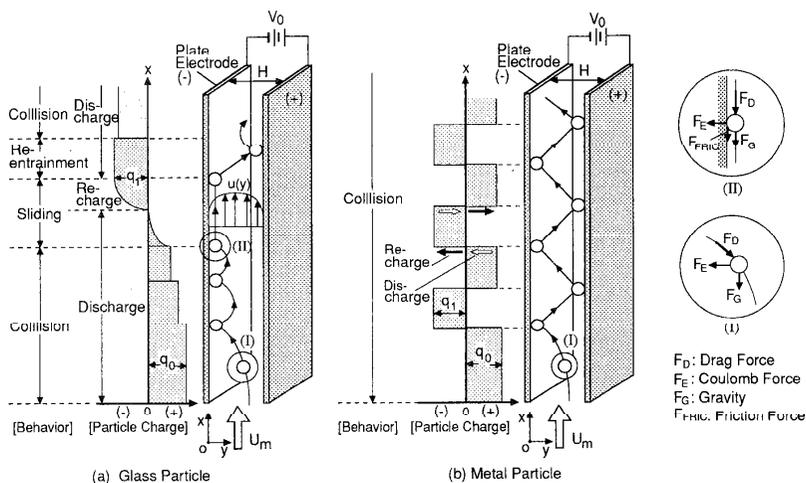


図11 EHD固気混相流の物理モデル

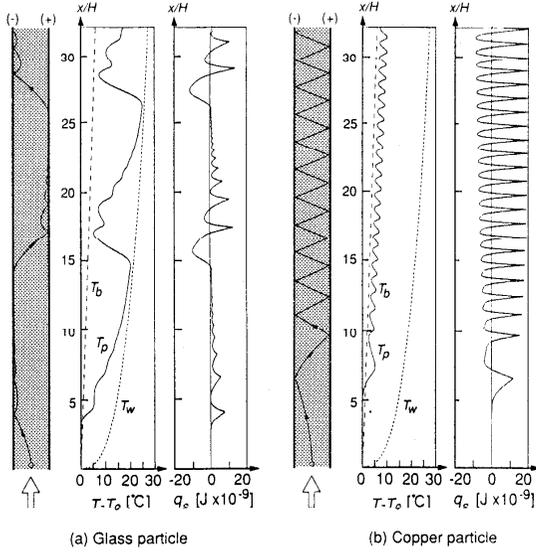


図12 EHD場における粒子の軌跡と温度 [$Re=1800, V_0=7.5kV$]

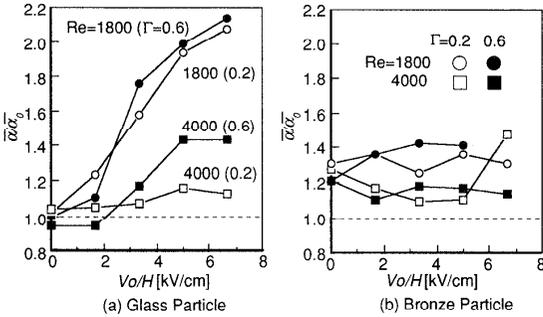


図13 伝熱促進率と印加電圧の関係

の増加に対する促進効果の遅れは、電場による粒子運動の活発化が十分でない場合においては、添加粒子はむしろ乱れの抑制など負の効果をもたらすためと考えられ、電場利用において留意すべき点である。また、図13(b)の青銅粒子を供試した場合には、粒子重量が大きいために粒子が気流速度を低下させることや、ローディング比一定の条件では粒子数が少なくなるなどから伝熱促進率はガラス粒子のものより小さい。

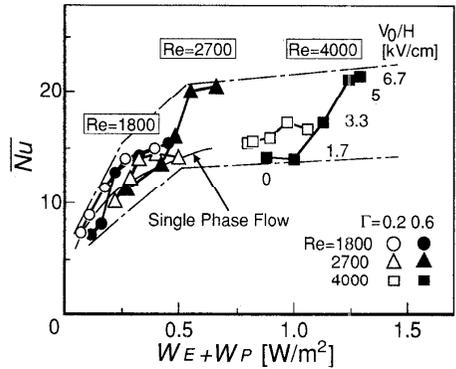


図14 伝熱性能 [ガラス粒子]

4.3 総合評価

電場付与による混相流熱伝達の促進においては、気流と粒子の搬送に要するポンプ動力 W_P 、および電極間を流れる電流による電力損失 W_E の増大を伴い、したがって、これらを考慮に入れた伝熱性能の向上が追求されなければならない。図14は、総合的な伝熱性能としてガラス粒子の平均熱伝達率 \overline{Nu} と消費動力 ($W_P + W_E$) の関係を单相ダクト流の結果と比較して示したものである。同一消費電力のもとで比較すれば、いずれの Re 数の場合においても、約 $3.3kV/cm$ 程度の強さを持つ電場を付与することにより、单相流を上回る促進効果が得られていることがわかる。すなわち、このような操作条件のもとで混相流熱伝達に対する電場付与の有用性を認めることができる。

電場による混相流の伝熱促進は、電気的・熱的特性を含む粒子性状と印加電圧、ローディング比

イング比，主流速度などの操作条件により制御される．これまでの成果を総合して，伝熱促進に適する粒子としては，壁面衝突速度が大きく，また衝突が均一でEHD制御が容易である点を重視するとすれば粒子の電気抵抗が低いことが必要であり，また一方，粒子の搬送性の点からは粒子密度が低いことが必要である．現状では，中空構造をもつ導電性粒子，あるいは軽い固体粒子に金属微粒子をコーティングした複合粒子などがその有力な候補として考えられる．

4.4 その他の混相流

流動層 流動層に電極を設置して，外部から電圧を印加することにより，粒子および気流のいずれも電気流体力学(EHD)的運動をするようになり，従来の流動層にない特異な挙動を示すようになる．特に，流動層中の気泡径と頻度を電場強さによって制御できること⁽²¹⁾，また流動化した粒子群に帯電性を持たせることにより，粒子群の運動特性を制御できる可能性があり，注目される．伝熱促進や操作性の面から，気流と直交する方向に交流電界を付与する系が有効とされ，熱伝達の向上が認められている⁽²²⁾．

帯電液滴を懸濁した混相流 高電圧が印加されたノズルから流出する液体は，接触誘導などにより帯電し，同時に表面電荷による過剰圧力が液体の表面張力を打ち消して分裂・微粒化する⁽²³⁾．適切な操作条件のもとにおいては粒径が均一で一様な分散状態にある帯電液滴を得ることができる⁽²⁴⁾．一般に気流の非衝突面側への液滴供給が難しいがこのような帯電液滴を用いれば，外部電界によりその運動を制御できるので，液供給の自由度と伝熱の制御性を高めることが可能となる．また，帯電液滴は付与された表面電荷に基づく静電張力を持ち，これが表面張力を低下させ，加熱面上における液滴の接触角をほとんど零の状態にするため，液膜の拡がりおよびそれに伴う核沸騰が活発になるとされている⁽²⁵⁾．このように液滴に電場効果を付与する手法は，ミスト冷却などの分野における新しい展開をもたらすかもしれない．

5. 熱・物質交換の高効率化

熱エネルギーの高効率交換は間接的には環境への負荷を低減するものであり，そのためにも要素技術としての伝熱促進は極めて重要である．しかし，これからの伝熱工学を展望するとき閉じた系の効率論だけではなく，開いた系を対象とした議論も必要であろう．その意味で，CO₂，SO_x，NO_x，エアロゾル粒子などの分離(物質移動)を含めた伝熱研究があっても良さそうである．図15は，捕集が困難とされているリブミクロン粒子を含む比較的汚い排熱を対象とした電場利用の環境適応型の熱交換の一例である⁽²⁶⁾．図15(a)に示されるように，被除去粒子を含む湿りガスを冷却集塵壁と接触させることにより過飽和状態とし，過飽和蒸気により粒子を核とした液滴(ミスト)を生成させる．次いで，このミスト滴を放電極と集塵極板間に形成されるコロナ放電により荷電し，クーロン力により電氣的に

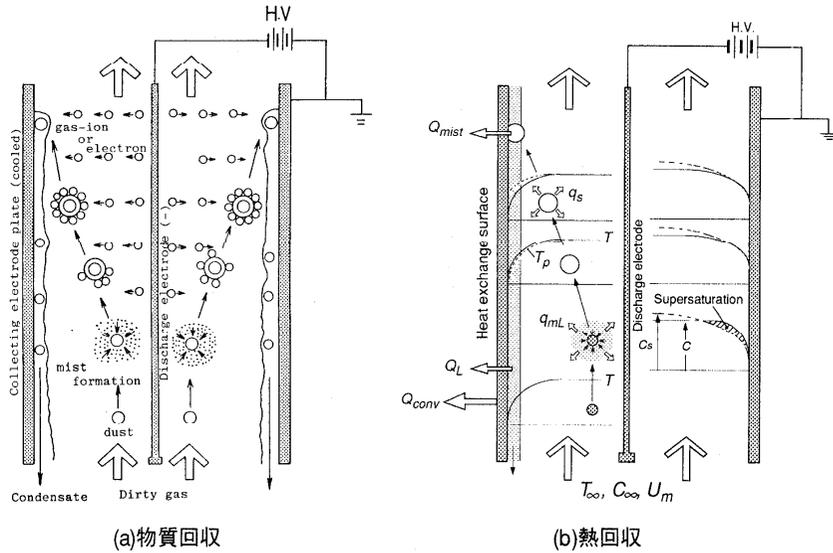


図15 電場による環境適応型の熱交換

捕集するものである。凝縮性気体の過飽和状態では、外部核(被除去粒子)による不均一核生成が優先するため粒子のミスト化が確実であり、またミスト化による大径化によりクーロン力が増大するため、従来捕集しがたいとされているサブミクロン粒子の捕集が可能となる、などの効果が期待できる。図15(b)は同様な系における熱回収を示したものである。伝熱モードとしては、対流伝熱量 Q_{conv} 、冷却集塵極への蒸気凝縮による潜熱量 Q_L 、ミスト滴による顕熱輸送量 Q_{mist} よりなり、 $Q=Q_{conv}+Q_L+Q_{mist}$ が回収されうると考えられる。ミスト発生により蒸気濃度の減少と同時に凝縮潜熱 q_{mL} の放散があるため場の温度が上昇し、対流伝熱量 Q_{conv} はより増加する。図15(a)(b)の原理を複合化することにより、粒子除去を兼ねた排熱回収システムが実現されるかも知れない。

6.おわりに

電場を利用した伝熱促進・制御として、コロナ放電によるイオン風およびEHD制御された混相流による強制対流熱伝達の促進について解説した。現在はまだ基礎研究や実用化への試みが行われている段階ではあるが、電場の特徴を活かした複合的な利用により付加価値を高めることが課題であろう。そのためには、目的とする工業操作に応じた現象の解明と工学的な応用研究が必要であり、静電気学との関係が益々重要になると考えられる。

参考文献

- (1) Yabe, A.: Active Heat Transfer Enhancement by Applying Electric Field, *Proceeding of ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, 3(1991).
- (2) 矢部: 電場を利用した伝熱技術, 日本機械学会第600回講習会教材, (1985), 15 - 29.
- (3) 菊地・谷口: 静電冷却法に関する研究の現況(I), *機械の研究*, 30-7 (1978), 793.
- (4) 菊地・谷口: 静電冷却法に関する研究の現況(II), *機械の研究*, 30-8 (1978), 925-930.
- (5) 森・梶: 電場による液滴・媒体間の熱・物質移動の促進, *機械の研究*, 39-1(1987), 181-188.
- (6) Jones, T.B.: Electrohydrodynamically Enhanced Heat Transfer in Liquids, *Advance in Heat Transfer*, 14 (1978), 107-148.
- (7) 林: 複合対流における伝熱制御, *機誌*, 93-864(1990), 16-17.
- (8) Yabe, A., 他2名: EHD Study on the Corona Wind between Wire and Plate Electrodes, *AIAA J.*, 16-4(1978), 340.
- (9) 多田・滝本・林・他1名: コロナ放電を利用した対流伝熱の促進 (流れと平行なワイヤ電極配置に対する実験), *機論*, 57-533(1991), 217-222.
- (10) 多田・滝本・林・他1名: コロナ放電を利用した対流伝熱の促進 (流れと平行なワイヤ電極配置に対する解析), *機論*, 57-533(1991), 223-228.
- (11) 滝本・多田・林・他1名: コロナ放電を利用した対流伝熱の促進, *機論*, 54-499(1988), 695-702.
- (12) 滝本・多田・林・他1名: コロナ放電を利用した対流伝熱の促進 (第2報 放電極の極性および配列の影響), *機論*, 56-524(1990), 233-239.
- (13) Yamamoto T. and Velkoff H.R.: Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator, *J. Fluid Mech.*, 108 (1981), 1-18.
- (14) Mizushima, T., 他3名: Effect of Electrically Induced Convection on Heat Transfer of Air Flow in an Annulus, *J. Chem. Eng. Japan*, 9-2(1976), 97-102.
- (15) 吉田・他2名: 電場を利用した固気混相管内乱流の伝熱制御, *機論*, 56-525(1990), 226-234.
- (16) Bologna M.K., et al.: Electric Field Induced Heat Transfer Enhancement in A Gas-Solid Suspension Heat Exchange, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28-7(1985), 1245-1255.
- (17) Min K. and Chao B.T.: Particle Transport and Heat Transfer in Gas-Solid Suspension Flow under the Influence of an Electric Field, *Nuclear Science and Engineering*, 26(1966), 534-546.
- (18) 多田・滝本・林・他1名: 電場を利用した固気混相流の制御と伝熱促進 (ダクト流における粒子挙動と熱伝達), *機論*, 58-551(1992), 2221-2226.
- (19) 多田・滝本・林・他1名: 電場を利用した固気混相流の制御と伝熱促進 (金属粒子の挙動と熱伝達), 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1992), 363-364.
- (20) 多田・滝本・林・他1名: 電場を利用した固気混相流の制御と伝熱促進 (伝熱促進機構について), 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, II(1993), 544-545.
- (21) Colver, G.M.: Bubble Control Gas-Fluidized Beds with Applied Electric Fields, *Powder Technology*, 17(1977), 9.
- (22) Elsdon, R., Shearer, C.: Heat Transfer in a Gas Fluidized Bed Assisted by an Alternating Electric Field, *J. Chem. Eng. Science*, 32(1977), 1147-1153.
- (23) Zeleny, J., *Phys. Rev.*, 3-2(1914), 69.
- (24) 森・土方・長崎: 静電均一微粒化の基礎研究, *機論*, 47-421, B(1981), 1881-1890.
- (25) 慈道: 高温壁面上での帯電液滴の変形挙動と熱伝達特性, *機械研究所所報*, 40(1986), 180-186.
- (26) 林・滝本・多田・河原: ミスト化を併用した湿式電気集塵法の開発, *機論*, 51-469(1985), 3055-3059.

矢部 彰、宗像鉄雄（機械技研）山下勝也（東芝）

1. はじめに

電場を活用する伝熱促進・制御技術は、エネルギー機器のコストのかなりの割合を占める熱交換器の高性能化、コンパクト化を目標に活発に研究されてきているが、我々もヒートポンプなどの小温度差熱サイクル機器の高性能化を目標に、いくつかの研究に取り組んだのでその概要を以下にご紹介する。具体的には、非共沸混合媒体の電場による伝熱促進、寒冷地用ヒートポンプにとって重要な除霜技術への電場の適用、そして流下液膜蒸発のEHD的な伝熱促進である。なお、電場付与技術の現状は、零度以下での低温解凍機器に実用化例が出てきており、研究面でも、伝熱促進への応用以外に、電場の効果をパラメータメータにしてバーニアウト機構の解明を目指す研究、イオンの挙動からEHD乱流の発生メカニズムを解明しようとするミクロな観点からの研究などが精力的に実施されつつある。なお、以下の内容は、工業技術院ニューサンシャイン計画大型省エネルギー技術開発「スーパーヒートポンプ・エネルギー集積システム」プロジェクトの一環として行われたものである。

2. 非共沸混合媒体用EHD蒸発器の研究

2.1 はじめに

非共沸混合媒体を用いてヒートポンプサイクルのロレンツ化を実現させることは、ヒートポンプのCOP（成績係数）向上させ、エネルギーの有効利用を推進する上で重要である。しかし、非共沸混合媒体を使用すると、蒸発器においては非共沸混合媒体のうち相変化しにくい方の高沸点成分が伝熱面近傍に蓄積されてしまうため、蒸発熱伝達率が低下してしまう。特に、従来伝熱促進方法として研究が行われてきた伝熱面表面にトンネル構造、ポラス構造を作った高性能沸騰面では蒸発しにくい方の成分が伝熱面近傍にたまるため、非共沸混合媒体にはあまり有効でないことが報告されている^{(1)~(3)}。このため、蒸発器では、質量速度を上げて強制対流効果により伝熱促進する方法、プレートフィン型などの単位体積あたりの伝熱面積の大きい熱交換器を使用する方法、また、対向流型熱交換器で出現する二相流の各フロパクタンに合わせた伝熱促進法を使用する方法等⁽¹⁾が開発されつつある。しかしながら、強制対流効果を使用すると圧力損失が大きくならざるを得ず、圧力損失に相当する飽和温度分だけ蒸発温度の低下をもたらす、ヒートポンプの性能低下が生じてしまう。

そこで著者らは、沸騰熱伝達に高電圧を印加したときのEHD（電気流体力学）効果が伝熱伝熱研究 Vol. 32, No. 127

面近傍での気泡の攪拌効果であることに着目し、EHD的な沸騰伝熱促進法が、蒸発しにくい方の媒体成分を伝熱面近傍に蓄積されないようにすることで、非共沸混合媒体の伝熱促進に対しても有効であるかどうかを実験的に検討した。特に、蒸発器においては圧力損失を増大させないために、低質量速度での実験的を絞り、HCFC-123とHFC-134aの非共沸混合媒体およびHCFC-123の単一媒体を使用し、高熱伝達率の実現を目的として、クォリティ（乾き度）と熱伝達率の関係として整理した。

2. 2 EHD効果による水平二重管式対向流型蒸発器の伝熱促進

実験装置は、図1に示すように、水平二重管式対向流型蒸発器であり、内管を作動流体、外管を熱源用温水が、それぞれのポンプによって循環している。内管（外径19mm、内径10mm）の伝熱管の材質は、キュプロニッケルで、内部には直径0.5mmのシースキ熱電対が、伝熱管の上部2本、下部2本、側面2本の計6本ずつ9カ所挿入され、壁温分布を測定でき、外管（外径40mm、内径24mm）は断熱性の良いアクリルを使用している。この実験装置の特徴は、伝熱管の中心に孔のあいた外径5mmの円筒状のEHD電極をテフロン製スペーサーで設置し、電極と伝熱管との間に0から7kVの電圧を印加できるように設計されている点で、円筒状の電極の内部も、自由に流体が通れる構造になっている。また、もう一つの特徴は、蒸発器の作動流体の出口に管の内面を金属コーティングされたガラス管が設置され、作動流体に電場の作用した状態で、その挙動を観察できる点である。なお、蒸発器入口圧力は、ほぼ1.1気圧として実験を行った。また、潤滑油としてはHCFC123とHFC134aとに相溶性の良いポリオールエステル（日本サン石油製MPA-100）を使用した。また、作動流体の温度は、その局所クォリティからPR式（ $K_{ij}=0.051$ ）を用いて蒸発温度を決めた。

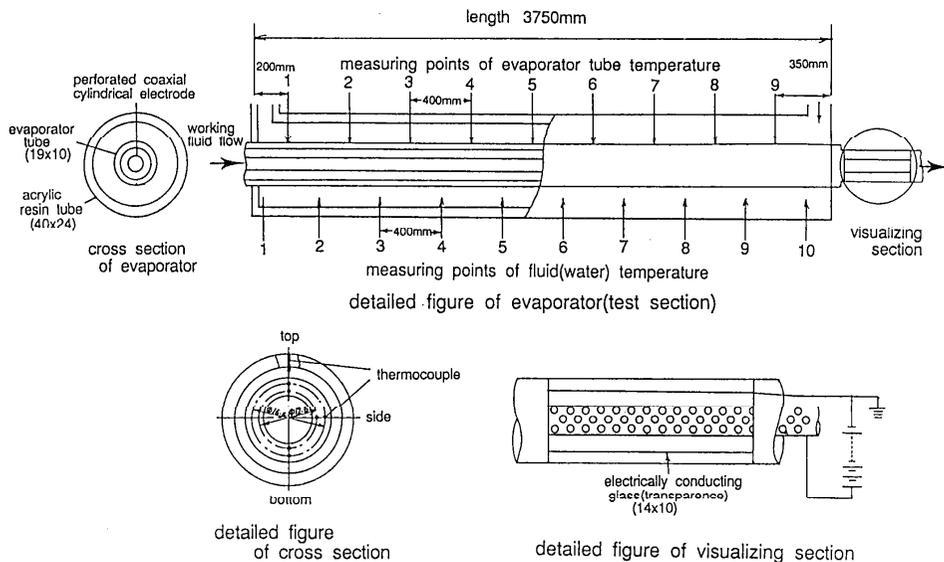


図1 非共沸混合媒体用EHD蒸発器実験装置

まず、HCFC123を単一作動流体として熱伝達実験を行った。媒体の質量速度 (m) は圧力損失をなるべく小さく抑えるため、本実験装置が安定に作動する質量速度の下限に近い $33\text{kg/m}^2\text{s}$ とした。なお、媒体入口の温度は、ほぼ飽和液温度に設定した。電場による熱伝達率の促進効果を図2に示すが、EHD電極に電圧を5kV、7kVと印加するとクォリティ0から0.15の領域で約10倍以上の伝熱促進がなされている。クォリティ0.15から0.6の領域でも電圧5kVの印加で3倍以上、7kVの印加で5倍以上の伝熱促進がなされている。なお、測定精度は、熱交換器の熱源用温水と作動流体の温度差が小さいため、最大で $\pm 30\%$ 程度の誤差を含んでいる。プール沸騰におけるEHD効果の実験結果⁽⁴⁾より、クォリティ0から0.3の領域での伝熱促進は核沸騰におけるEHD効果であると予測することができる。この領域において、可視化部では、EHD効果により気泡は電界のより小さな領域である伝熱面近傍に集まり、かつ、伝熱面上を動き回っている様子が観察された。また、クォリティ0.3以上においては、気液界面に不安定が頻繁に生じて、流動様式が環状流化しやすくなるのが観察され、これらの現象が伝熱促進に寄与していると考えられることができる。

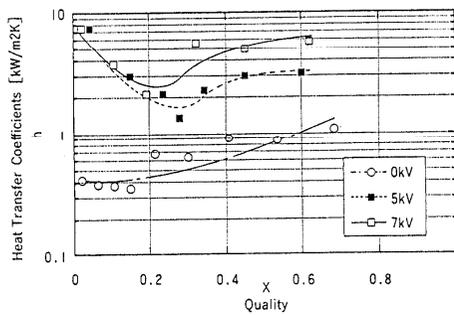


図2 EHD促進効果(単一媒体)

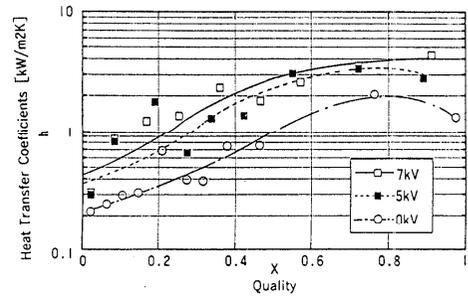


図3 EHD促進効果(混合媒体)

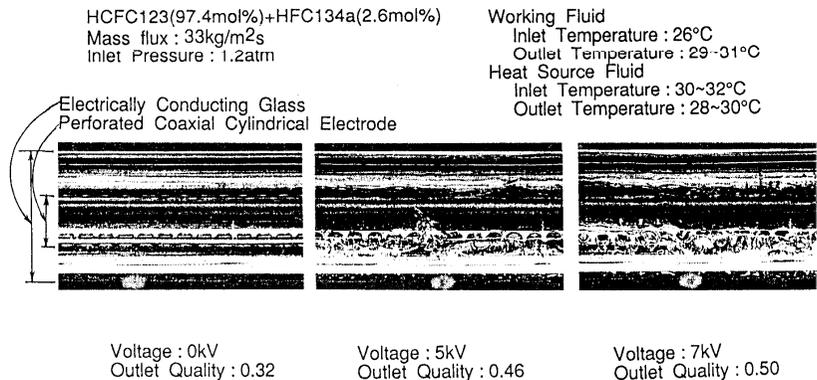


図4 EHD効果

次に、HCFC123とHFC134aの成分比をHCFC123が97.4mol%、HFC134aが2.6mol%として実験を行った。蒸発温度45°Cから50°C、凝縮温度85°Cの温度条件では、HFC134aのmol濃度が5mol%で、最高のCOP（成績係数）を達成する事が試算されており、本実験においても、HFC134aのmol濃度を5mol%近傍である2.6mol%として実験を行った。媒体の質量速度は33kg/m²sであり、媒体入口の温度はほぼ飽和液温度を示している。電場による熱伝達率の促進効果を図3に示すが、7kV印加時に核沸騰が主要である低クォリティから環状流状態である高クォリティ域までの広範囲にわたって、2~3倍の伝熱促進が実現している。また、電圧を印加しない場合、低クォリティ域で単一媒体の時より、熱伝達率が低下している。また、電圧印加7kVで質量速度が33、50、66kg/m²sの場合を比較すると、0.2以下の低クォリティ域ではあまり差がなく、この領域では、EHD的な核沸騰の促進効果が主要な熱伝達促進要因であると考えられ、一方、クォリティが大きくなると、強制対流効果により差が現れる。

また、クォリティ0.3から0.5の領域の写真を図4に示すが、EHD電極に電圧が印加されていないときには、高クォリティであっても層状流で時折、環状流の流れを呈し流動様式が安定しない。それに対して電場をかけると定常的に環状流の流れを呈した。また、クォリティ0.3から0.6の領域においての電場の効果は、電極と伝熱面の間に液柱を発生させ、その液柱が気体の流れによって吹き飛ばされ、液滴が特に上部の伝熱面に当たり環状流化の促進をもたらしているようにみえる。

なお、従来の強制対流効果を利用した方法による伝熱促進では、伝熱促進と同様に圧力損失が増大するために蒸発温度の低下をもたらし、蒸発器の性能低下を生じていたので、EHD効果による伝熱促進についての圧力損失についても検討した。蒸発器の入口でクォリティを0、出口でクォリティをほぼ1とするときの蒸発器の圧力損失は、質量速度が増加すれば大きくなり、電極を抜いた状態で66、100、133kg/m²sの質量速度の時に於ける圧力損失は、順に、17.5、22.5、31.3kPaとなった。一方、電極を挿入して、質量速度33kg/m²sでEHD電極に電圧を7kV印加すると、圧力損失は15kPaであった。また、熱伝達性能を比較すると、非共沸混合媒体においては質量速度33kg/m²sでEHD電極の電圧を7kV印加した場合と、質量速度66kg/m²sで電圧を印加しなかった場合とが同じ程度であったので、圧力損失も減少している。なお、この場合の消費電力は、7kV印加時に於いて約4mの電極全体で、7W程度であり、ポンプ動力と比較して、十分小さい。

次に、EHD効果におよぼす潤滑油の影響をみると、熱伝達性能は潤滑油の影響をあまり受けずに、伝熱促進が3倍以上なされている。また、電圧印加なしの時には、単一媒体の場合と同様⁽⁶⁾に非共沸混合媒体においても、潤滑油濃度の増大とともに熱伝達が促進される傾向が見出された。

また、HFC134aの成分比を5.6mol%に変えた実験結果は電圧の印加のない時、HFC134aの成分比2.6mol%の場合に比べて、熱伝達性能が50%程度低下するが、電圧を7kV印加すると、広いク

ォリティの範囲で性能低下はなく、2.6mol%から5.6mol%への成分比の変化の程度であれば、成分比の変化の影響をほとんど受けないことを示した。

2. 3. まとめ

非共沸混合媒体用蒸発器の伝熱促進をEHD（電気流体力学）的に実現する方法について検討し、1）非共沸混合媒体の蒸発器の性能をクォリティと熱伝達率で整理することにより、質量速度 $33\text{kg/m}^2\text{s}$ の場合、電場を7kV印加することで、幅広いクォリティの範囲にわたって3倍程度の伝熱促進を実現できることを明らかにした。また、同じ伝熱性能を電場による効果と強制対流効果とで実現する場合を比較すると圧力損失は、電場をかけた場合の方が小さいこと、潤滑油混入時においても、EHD的な伝熱促進効果は、ほとんど影響を受けないことを明らかにした。3）電場による蒸発促進のメカニズムとしては、気泡の運動による伝熱面近傍の攪拌効果と気液界面の不安定化による環状流化の促進が有効であることを明らかにした。

3. 電場による着霜の制御

3. 1 はじめに

着霜現象は、空気を熱源とするヒートポンプシステムなどの熱交換器においてしばしば観測される現象であり、着霜が発生すると伝熱性能が低下し空気流動の抵抗が増大するため、システムの効率が著しく低下する。それゆえ、電場の効果で除霜、あるいは着霜速度を低減するように能動的な制御ができれば、寒冷地におけるシステムの高効率化が期待でき、ヒートポンプの普及にとっての大きな課題の一つを解決できることになる。本研究では、着霜を制御する一つの手法として電場を利用することを考え、電場が着霜現象にどのような影響を与えるかを実験的に検討した。

3. 2 着霜性状に対する電場の効果

着霜性状観察用の実験装置の概略図を図5に示す。この装置は大きく分けて①実験容器、②真空ポンプ、③水蒸気発生装置、④空気ポンプ、⑤高電圧発生装置により構成されている。実験容器は厚さ20mmの透明なアクリル製で、伝熱面は直径20mmのステンレス鋼製円柱を使用し、その背面に -40°C に冷却した冷媒を流し冷却した。伝熱面表面温度は伝熱ブロック中心軸上に3本の銅・コンスタンタン熱電対（線径 $127\mu\text{m}$ ）を埋め込み測定した。側面を断熱するため、伝熱ブロックは直径100mmのアクリルに取付け、水平上向き面となるように実験容器に設置した。本実験では、メッシュ電極（線径0.5mm、ピッチ2mm）を伝熱面から10mm離して設置し均一電場となるようにした。また、容器側面からハロゲンランプのスリット光を照射し、霜層性状の変化を観察した。実験は、初期室温 $T_0=18^{\circ}\text{C}$ と設定して伝熱面の冷却を開始し、着霜実験中に伝熱面表面温度 T_s が 18°C から -30°C まで変化する条件の下に、初期湿度 H および電場の強さ E を種々変化させて実験を行なった。

霜層性状に対する電場の効果を観察した結果、電場を印加することにより霜層性状が大きく
伝熱研究 Vol. 32, No. 127

変化する現象を見いだした。電場を印加しなかった場合には、林ら⁽⁶⁾が報告しているように、最初に針状晶が発生し、次に、この針状晶の間を埋めるように結晶が成長し、最終的には表面が平坦化している。一方、電場を印加した場合には、霜層表面に初期に発生する針状晶は、印加しなかった場合と比較して径が小さく、その高さがより高くまで成長し、針状晶の先端も一本ではなく枝分れし、樹枝状晶のようになった。また、針状晶が電場の効果により着霜面から取り去られる現象が見いだされた。これは、電場印加により針状晶の先端部に上部方向に引張るMaxwell応力が働き、針状晶の強度、あるいは、伝熱面との付着力より大きくなり、伝熱面から取り去られたものと考えられる。結果の一例として初期湿度 $H=8.5 \times 10^{-3} \text{ kg/kg'}$ ($T_a=11.7^\circ\text{C}$)の場合について電場を印加しなかった場合と印加した場合($\phi=10\text{kV}$)の霜性状の写真と比較して図6に示す。これから、湿度が比較的高く、着霜が針状晶の形態で成長する場合、電場は霜の鉛直方向の成長に対して大きな効果を持ち、針状晶は、発生・成長・離脱をある一定期間（最終的に伝熱面近傍での水蒸気濃度勾配が小さくなり、熱的過冷がなくなるまで、すなわち針状晶を発生させる駆動力がなくなるまで）繰り返すことがわかり、電場印加により着霜防止が可能であることを示している。

また、初期湿度を低くし、 $H=4.9 \times 10^{-3} \text{ kg/kg'}$ ($T_a=3.6^\circ\text{C}$)とした実験も行なったが、この場合には、印加する電圧 ϕ を15kV程度まで高めても上述したような現象は現われず、この原因は、霜層性状が針状晶の鉛直方向への顕著な成長の認められない領域であるためである。なお、初期湿度 $H=8.5 \times 10^{-3} \text{ kg/kg'}$ ($T_a=11.7^\circ\text{C}$)の場合、実験開始後30分以降から霜層性状が変化しなかった原因および実験が経過するにしたがって表面が平坦化する原因は、本実験の場合には着霜実験中に水蒸気分の補充がないため絶対湿度がしだいに減少し着霜を進行させる駆動力がしだいに低下しているためと考えられる。

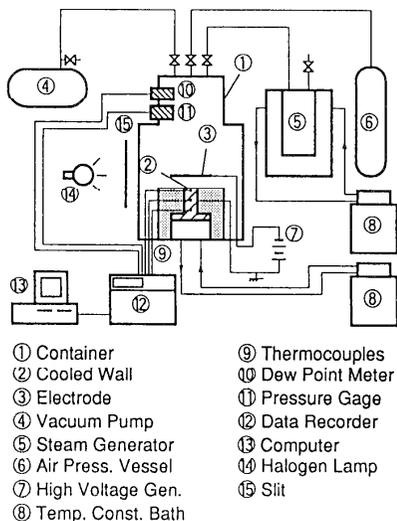


図5 着霜性状観察用実験装置

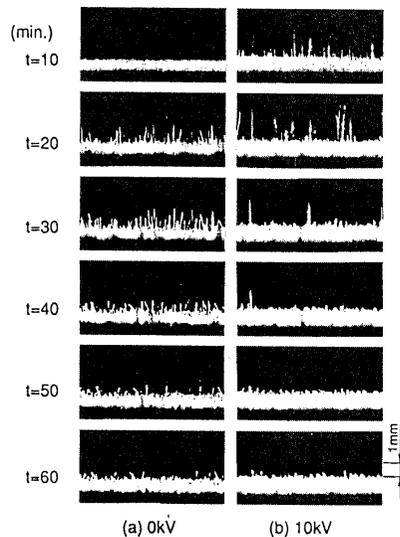


図6 電場付与による着霜状況の変化

3. 3 伝熱・物質移動特性に対する電場の効果

伝熱および物質移動特性を詳細に測定するために上記の装置とは異なる実験装置を用い実験を行なった。これは、上記の装置では、着霜が進行するにつれて容器内の湿度が低下し、着霜形態を一定に保つことが困難なため、着霜伝熱等に対する電場の効果を正確に測定することが困難だったためである。装置は大きく分けて、温度・湿度を一定に保つための恒温・恒湿室、周囲の流動による乱れの影響をなくし伝熱面を固定するための実験小室、そして伝熱面本体の3つからなっている。伝熱面は図7のような構造になっており、これを実験小室の高さ1mの位置に伝熱面が鉛直面となるように設置した。なお、伝熱面としては、銅裸面と銅裸面にPTFE膜(130 μ m厚)を接着した伝熱面をそれぞれ用意し伝熱面濡れ性の影響についても実験を行なった。PTFE膜の接触角は測定した結果109°であった。伝熱面は、背面に熱電素子を設け冷却し、その背面を約-25°Cに冷却した冷媒を循環させることにより一定温度に保った。実験は、まず恒温・恒湿維持装置を調整し、恒温・恒湿室の中を、一定の温・湿度に保つ。この間に、伝熱面の表面を発泡スチロール製の蓋で覆いながら伝熱面を冷却する。次に、伝熱面表面温度が一定に達したのを確認してから蓋を取り除き実験を開始した。

銅裸面の場合の実験は、主として電場の形態の影響について測定した。すなわち、電場がない場合、DC+10kV, DC+15kV, DC-10kV, AC20kVp-p/50Hz, 同/500Hz, 同/1000Hzをそれぞれ電極に印加した場合の7ケースについて、着霜重量, 着霜高さ, 熱流束等の変化を測定した。着霜重量は、伝熱面に形成された霜を30分毎に掻き取り、1/100gまで読み取ることのできる精密天秤で測定した。なお、周囲の条件は、室温 $T_a=17^\circ\text{C}$, 湿度 $H=7.86 \times 10^{-3} \text{kg/kg}'$ ($T_a=10.5^\circ\text{C}$), 伝熱面表面温度 $T_s=-27^\circ\text{C}$ で一定とし、針状晶が発生する条件の下に実験を行なった。測定は、実験開始後

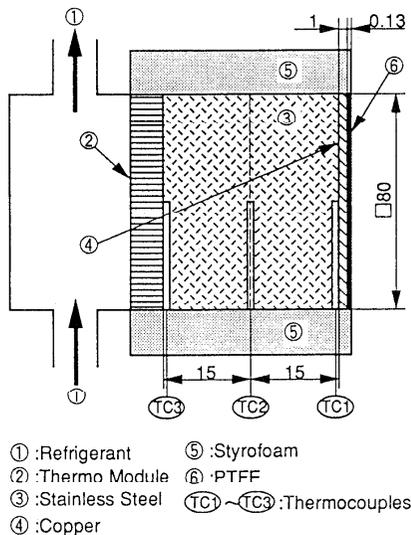


図7 着霜量測定装置

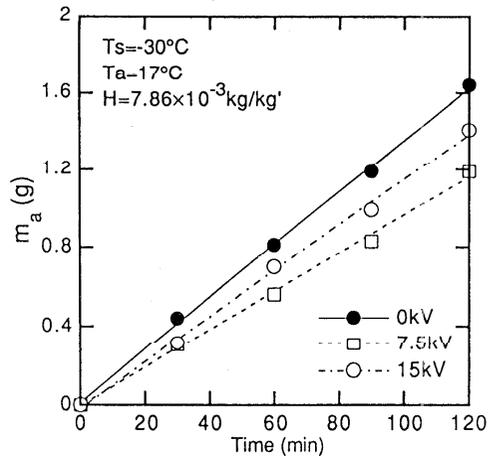


図8 PTFE面に対する着霜量の時間変化

120分までを対象とした。銅製伝熱面での着霜重量は、電場を印加しなかった場合と比較して、電場を印加した場合にはいずれの電場の形態においても減少し、前節で述べた電場による着霜防止効果があらわれている。さらに、直流電場と交流電場を比較すると、直流の方が交流より着霜重量が少なく(着霜防止効果が大きく)、電場を印加しない場合と比較して直流で25%、交流で16%減少していることがわかった。なお、交流については、2時間後の重量のみを測定したが、500Hz、1000Hzと周波数を変化させても50Hzの場合とほぼ同一の結果となった。直流と交流のこのような差異は霜中での電荷の緩和時間を考えると説明できる。すなわち、氷の場合、誘電率 ϵ 、導電率 σ は温度の関数であるが、代表的に -10°C の場合を考え、 $\epsilon = 100 \epsilon_0$ 、 $\sigma = 10^{-8} \text{ S/m}$ とすると、電荷の緩和時間 $\tau_0 = 0.0885 \text{ (s)}$ となり、約10Hz以上の交流の下では、電荷は緩和できず、霜を導体としてではなく、誘電体として取り扱わなければならないことになる。一般に、誘電体に働くMaxwell応力は、導体に働くMaxwell応力より小さくなるため、電場による着霜防止効果が、霜に働くMaxwell応力の作用によるものと考え、今回実験を行なった50~1000Hzの範囲で、直流電場より着霜防止効果が低いという結果が得られたことは妥当であると考えられる。

次に、PTFE膜を接着した伝熱面を用いた実験では、銅裸面での実験で直流電場の方が着霜防止効果が高く、また電場の極性は影響しないことがわかったため、直流正極の電場を印加した場合についてのみ実験した。 $T_s = -30^{\circ}\text{C}$ の場合について、印加する電圧を0kV、7.5kV、15kVと変化させ、着霜重量の時間変化を測定した結果が図8である。図から明らかなように、着霜重量はいずれの印加電圧においてもほぼ直線的に増大し、特に着霜防止効果が最大となる7.5kV印加時には、電場を印加しない場合と比較して約30%減少していることがわかる。また、 $T_s = -30^{\circ}\text{C}$ での着霜重量を銅裸面の場合の結果と比較すると、15kV印加時にはPTFE膜を接着した方がやや増大しているものの、10kV印加時にはほぼ同一の値となっており、本実験の程度の表面の濡れ性の変化は着霜防止効果に影響しないことがわかった。

3. 4 まとめ

着霜現象に対する電場の効果について密閉容器を用いて実験を行ない、霜層性状は、電場印加により大きく変化することを明らかにした。すなわち、針状晶が発生する系に電場を印加すると、針状晶は発生・成長・離脱を繰り返すため、電場による着霜防止の可能性のあることを明らかにした。なお、本技術を冷蔵庫およびヒートポンプの条件へ適用した実証実験が進められており、冷蔵庫条件における除霜により有効であることが示されている。⁽⁷⁾

4. EHD流下液膜蒸発器の研究⁽⁸⁾

4. 1 はじめに

単一媒体で大きな温度差を昇温したり、高温出力型ヒートポンプの場合には、蒸発器温度に相当する飽和圧力の小さい熱媒体を選定することが多く、その場合の蒸発器形式としては、液体の静圧に相当する温度差分を大きく取らなければならない満液式ではなく、流下液膜式蒸発

器、あるいは、プレートフィン型蒸発器が主に用いられる。特に、経済性の観点からは、流下液膜蒸発器の高性能化が重要であるが、液膜内の攪伴促進とドライパッチ現象を防止するために、蒸発する液量の3～5倍以上の流下量を確保するのが一般的であり、循環ポンプ動力の低減など課題が多い。

一方、EHD効果により、凝縮液膜厚さを変化させたり、伝熱面に沿って電極と伝熱面間に液体を保持しながら落下させたり、さらには、擬似滴状凝縮現象を生じさせる技術が可能になっており、核沸騰を生じるより小さな温度差で薄液膜からの蒸発を行なわせる流下液膜蒸発器の高性能化に対しても、種々のEHD効果の有効性が予測される。そこで、EHD凝縮器の研究開発により確立した種々のEHD効果を、鉛直管を使用した縦型流下液膜蒸発器に適用して、高性能化を図る実験を行った。

4. 2 EHD流下液膜蒸発器の構成

図9は実験装置の概略図で、流下液膜蒸発器におけるテストセクションは、有効伝熱管長2160mmのSUS304の伝熱管を鉛直設置してあり、円周間隙を有する流体分配器から、静圧ヘッドにより伝熱管外周面にR123液を流下させる。流下したR123液は管内に通水した温水により加熱され蒸発し、蒸発しきれなかった液は、ポンプにより再循環する。蒸発面より100mm離れた位置でR123蒸気温度と加熱水の出入口温度・流量を計測し、管内側の強制対流熱伝達を算出して、蒸発熱伝達を求めた。流下液膜蒸発における伝熱形態は、液膜流の熱伝達であるから、液膜流の厚さ及び液膜内の攪伴がその蒸発性能を決定する。しかし液膜厚さが薄すぎると、蒸発しすぎて伝熱面が乾き有効加熱面が減少し（ドライパッチ）全体での蒸発熱伝達性能が低下してしまう。そこで、まず、格子電極および螺旋電極を製作し、基礎実験した結果に基づき、より製作性の良好な電極として、打ち抜き加工で電極を製作した。代表的な例を図中に示す。流下液膜蒸発においては、必ずしも伝熱表面が鉛直であるとは限らず、どうしても円周方向に偏流が生ずるので、液が伝熱管円周方向の一部分のみを流下する状態はなかなか回避できない。そこ

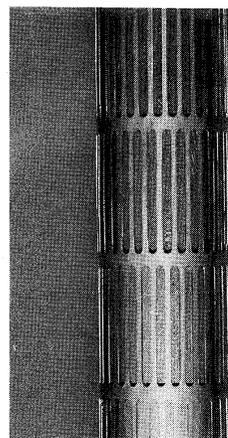
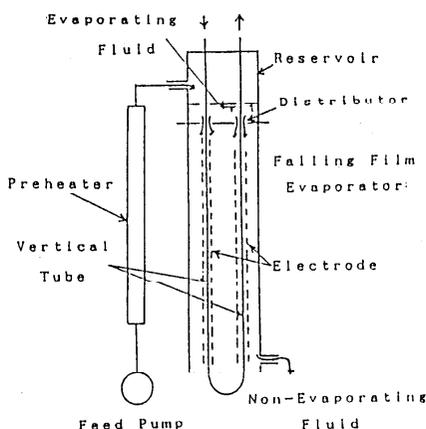


図9 EHD流下液膜蒸発器実験装置およびEHD電極の一例

で、不具合を改善するため、円周方向のスリット群を鉛直方向に食い違わせ千鳥配列のようにしたもので、円周方向のスリット群を越えて鉛直方向に液を流下させず、スリットに対向する伝熱面でのドライパッチを防止することを目指した。

4. 3 流下液膜の蒸発熱伝達

流下液膜蒸発熱伝達は、液膜流の熱伝達であるから無次元数 Nu^* と $Re_r^* \cdot Pr$ で整理されるが、蒸発温度がほぼ一定の条件なので、 Pr 数の影響を明確化するのは困難である。そこで各種電極の蒸発熱伝達特性を $Nu^* - Re_r^*$ (平均膜レイノルズ数) で整理した結果を図 10 に示す。図中の実線は、平滑管に於ける Wilke と Chun-Seban の整理式と、縦溝付き管の NH₃ に対する Rothfus らの整理式である。⁽⁹⁾ また破線は筆者らが実験した平滑管の実験結果で、一点鎖線は縦溝付き管 (ローフィンチューブ) の実験結果であり、本実験値は同一膜レイノルズ数に対して 5.1 倍の伝熱促進を実現しており、ローフィンチューブの促進管の性能を上回っている。この原因は、電場による液体の電極間への保持効果および流下液膜の電場による攪乱効果のように観察された。図中に示す電極設置による流下液膜蒸発熱伝達特性は、 Re_r^* に対して 0.4 乗で増加しており、Chun-Seban 及び筆者らの平滑管の実験結果と一致する。また熱流束を 2×10^4 (W/m²) に倍増させると 20% ほど蒸発熱伝達は減少している。そして、印加電圧 16kV まで蒸発熱伝達が向上しており、印加電圧 14kV に於いて伝熱促進は 5.5 倍、16kV に於いて 6.5 倍まで向上している。これは、基礎実験に使用した格子電極の蒸発熱伝達促進度 (約 4 倍) を上回っており、製作上の制約によりスリット幅が増大し、スリット数が減少しているにもかかわらず、スリットを食い違わせたことでそれ以上の蒸発熱伝達律が実現できている。熱流束増大に伴う蒸発熱伝達の低下は、観察により、電極に覆われていない部分の伝熱面でのドライパッチが原因と考えられる。また、電極での消費電力は、熱交換量の 0.08% で十分に小さい値であった。

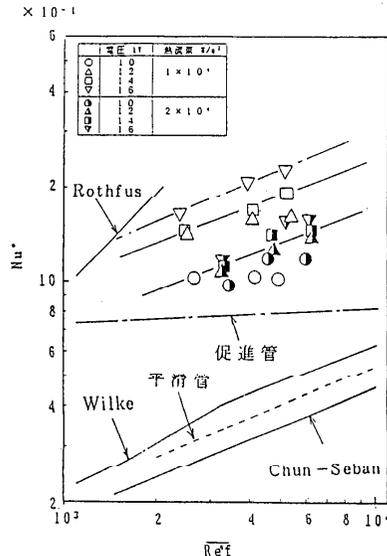


図 10 流下液膜蒸発熱伝達に及ぼす EHD 効果

なお、循環流量比は、10kV印加時は（蒸発量／流下量）が0.2～0.4で熱伝達率はほぼ一定となったが、より熱伝達率の大きい14kV印加時には（蒸発量／流下量）が0.2から0.45と増加するにつれ、熱伝達率は 7.3×10^3 (W/m²K) から 5.4×10^3 (W/m²K) へと減少しており、平滑管における傾向とあまり変化しなかった。

また、長期的信頼性を把握するため、1000時間程度の総運転時間を経たEHD熱交換器の解体研究を行い、各構成要素の健全性を実証した。なお、性能低下には結びつかないが、伝熱管表面にはミクロンオーダー厚さの炭素が付着していることが明らかとなった。

4. 4 まとめ

EHD効果を利用した縦型流下液膜蒸発器の高性能化の研究をHCFC-123を用いて行い、以下の結論を得た。1) 格子電極を用いることにより、電場による液体の電極間への保持効果および、流下液膜の電場による攪乱効果により、電場をかけない時の約4倍まで蒸発熱伝達が増加し、また、製作性を考慮した打ち抜き電極において、食い違いスリット形状にすることで、同一膜レイノルズ数に対して5倍の伝熱促進を実現し、ローフィンチューブの促進管の性能を上回った。2) HCFC-123に対するEHD蒸発器の消費電力は熱交換量の0.08%と小さく、また、1000時間程度の総運転時間を経たEHD熱交換器の解体研究を行い、各構成要素の健全性を実証した。

5. おわりに

ヒートポンプは、小温度差熱サイクルを代表するような存在であり、スーパーヒートポンプを始めとして種々の高性能化の研究が行われており、今後、ロレンツサイクル化の進展による顕熱の極限利用、北海道や欧州などの寒冷地へのヒートポンプの普及、そしてボイラー代替として的高温出力化などをキーワードとして、一層の研究開発が行われるものと考えられる。EHD伝熱促進・制御技術が、ヒートポンプ技術の進展に少しでも貢献できることを期待したい。

[参考文献]

- (1) スーパーヒートポンプエネルギー集積システム研究開発最終評価報告書，産業技術審議会・省エネルギー技術開発部会評価分科会，1993-6.
- (2) 村田、橋詰、機械学会熱工学部門講演会講演論文集，No. 900-71, p. 15, 1990.
- (3) 橋詰他2名、機械学会熱工学部門講演会講演論文集，No. 900-71, p. 17, 1990.
- (4) 緒方、矢部、機論B，Vol. 57, No. 533, p. 250, 1991.
- (5) 遠藤、矢部、機論B，Vol. 58, No. 546, p. 509, 1992.
- (6) 林、青木、機論B，Vol. 43, No. 368, 1977, 1384.
- (7) 楠本他2名、第30回伝熱シンポ講演論文集, p. 973, 1993.
- (8) 山下他3名、第30回伝熱シンポ講演論文集, p. 598, 1993.
- (9) Rothfus R. R. & Neuman C. P., Proceedings 4th OTEC Conf, VI-45, 1977.

軟磁性体粒子の利用

慶應義塾大学理工学部 前田 昌信

1. はじめに

今回述べるアイデアは現在の処アイデアの域を出ず、熱交換器への適用となると少々各種の問題点が指摘されよう。しかし、ある特定の条件の処には十分に応用される可能性を持っていると信じ、また、期待を持っている。伝熱促進における乱流の存在は十分に大きい、乱流を流路内に持続させるためには障壁や突起を置くこと、また、流速を大きく取る事が必要で、流路の損失の見積が常に論議の対象になっていた。したがって、100 μm オオダの径の粒体群を流体に少量添加した場合、粒子と流体間に速度差が生じそれが乱流プロモータとなり、しかも移動する乱流格子と同様の役目をして伝熱促進がなされるであろうと考えられる。それまでは大量に粒子を添加し、粒子を入れたために増加する作動流体の見かけの熱容量の増加に期待した研究が多かったが、必ずしも粒子の添加によって伝熱量が添加量に比例しての増加する結果は得られていない⁽¹⁾。更に増進を期待するためにフェライト粒子と磁場の応用が提案された^(2, 3)。

2. 粒子による伝熱増進メカニズム、その利用と反省

静かな流れ、速度が小さく低乱流場において粒子の存在は流れ場に擾乱を与え、乱れ強さを増大させるが、粒子添加量を増すにつれ次第に乱れの増加率は低くなり、緩やかな上昇から一定の値に収束して行く。非常に多量の粒子が空間に存在する場の気流の乱れをどう定義したらよいか判らないのでその先のコメントは当面控えるが、粒子の大きさと気流との相対速度によってあるレベル、6%程度に漸近していく⁽⁴⁾。一方、格子乱流によって10~12%程度に乱した主流に粒子を添加すると乱れは顕著に減衰し、やはり、静かな流れに粒子を添加したレベルの乱れに近付いて行くことがわかった。自来、粒子の干渉によってどのようなメカニズムでどのくらい流体側の乱れが減衰するのかという問題に血道をあげてきて、ある程度の目途がついてきた^(5, 6)。

森康夫先生曰、面白いけど伝熱が減る話はネガティブに聞えるので増える話がいいねということで、成る程、メカニズムはこうですと言っても効果は間接的でインパクトは小さそうなのでケーススタディでも具体的な問題もとりあげようと言う事にした。

事は簡単、壁面極く近傍の流体を動かせば良いのではあるが、漫然と粒子を流れの中に投入しても主流にある粒子は放射による伝熱を受ける場合には有効であるが、低温壁面の

場合には効力を減ずる。壁面極く近傍では流体の速度勾配があり、粒子の運動を調べると壁面方向に押されるか、主流側に追いやられるか粒子と流体との速度差によってその挙動は異なるが、流れと直角方向に速度成分を生じている。壁に近づく粒子も壁に当たって反跳して壁から離れる方向に速度成分をもつようになる。結局、壁から離れ、流路入口で一様分散するように流れを作っても下流では思ったほど壁近傍に粒子が存在しないことになる。(水平に流路をおいて重力によって粒子を壁面に近づけるようにすればと考えるが、壁面で推積するのでは伝熱に対して逆効果になるし、それを吹き飛ばす強い流れを作ってやらねばならないとすると抵抗の問題が再燃する。)

従って、流れの中に粒子群を流したとしても粒子が巧く冷却するところへ泳いでいってくれないと全粒子の冷却効果に対する寄与率は低い。速度境界層を突き抜けて壁面に当たるか、温度境界層中壁面近傍に飛来して伝熱に寄与する粒子が多くなれば伝熱量は増えるはずであり、流路内の乱れ強さを大きくし壁面で跳ねた粒子も押し戻されるよう、粒子が流れと直角方向に速度成分を持つように考えたが、運動する粒子と渦の干渉で粒子が渦に振り飛ばされるのはある範囲の緩和時間をもつもので全ての粒子に当てはまる者ではなく、乱流伝熱量以上の上乘せ分は努力の割に報われるものではなかった。

どの程度、粒子が壁面に当たっているかを調べるため壁近くの粒子の大きさ、速度、個数そして流体への攪拌効果より潜熱輸送の大きい水噴霧流を用いて流入量と伝熱量の相関をみた。壁面を流れに対して傾け、慣性によって壁面に液滴が当たるように考えた系では当然ながら液滴の当たりのいい前縁に近い部分では著しい伝熱増進が観察された。しかし、下流では気流が粒子の流れの方向を壁と平行になるように向けるので下流での効果は小さくなる^(7, 8)。

個体の粒子群の場合然り、伝熱増進で著しい効果を得たという報文は従来より噴流を当てたケースに多い^(9, 10)。噴流の場合は衝突面近傍を集中的に論議するので比較的伝熱増進としては判りやすい系であるが、壁面に沿った流れとなるところはせっかく噴流で作った $u'v'$ 相関の強い剪断流が粒子の存在によって当方性の乱れに変わり、減衰を早め、攪拌の効果も殺されてしまう⁽¹¹⁾。粒子が壁面に存在できるような凹曲面をもった壁面で粒子が壁面に遠心力で拘束されて流れる場合に促進効果が現れるのをみても納得させられる。

3. 磁性体、フェライト粒子の利用

一方、平板または円柱の上に粒子を降らせる場合には、粒子が跳ねて壁面を離れたり、流れの最加速を妨げて境界層が厚くなるような効果を与え、伝熱増進効果が小さくなるようである。しからば、望の位置で粒子群が壁面近傍に集り、その他の位置では壁から離れているような流れがつかれないかということから磁性体粒子を含む流れが注目された。磁性体には磁場を与えた時だけ感応する軟磁性体があり、高周波用電子部品に使用されるほ

どヒステリシスの少ないものが手には入る。良く知られるようにその磁性体はある温度以上になると磁性を失うキュリー温度点がある。一般に電子材料に使用しているものは 100°C 以上のようなが、素材の調合によってより低い温度で磁性を失うよう調整する事が可能である。したがって、フェライトまたはフェライトで覆った粒子を造り流れに混入する。流れ場の特定の高温部に磁場（永久磁石でよい）を与えると主流部にあった粒子群が引寄せられ、壁面に近づく。粒子は境界層内で、または、壁面と接触して熱せられ、キュリー温度にまでなると磁性を失って壁面に推積することなしに流れ去る。更に、下流に磁場を設けると磁性を復活した粒子が引きつけられる。観察によると壁面から離れて行く粒子は磁場が懸かっている時の反跳に比べ壁面に沿った流れを見せている。

粒子の回収は低温部で磁力によって流動部でサイクロンを用いずとも回収可能であると考えられ、図1のように局所的に冷却を要する所で、場合によれば吹き出し口と回収口を近接して設定することにより固体粒子群を用いた冷却システムを組むことが可能になる。

さらに、ポリエチレン、ナイロンなどの高分子の粒子の周りにフェライトをで被覆した粒子を造ったが、図2に示すように水に懸濁させることによって上部に熱壁面のある安定化成層流動場においても対流を造ることができよう。宇宙空間無重力場に於いては容器内に対流をおこし、低温壁面に熱を輸送する事が可能になる。以下、モデル実験の結果一例を紹介しよう。

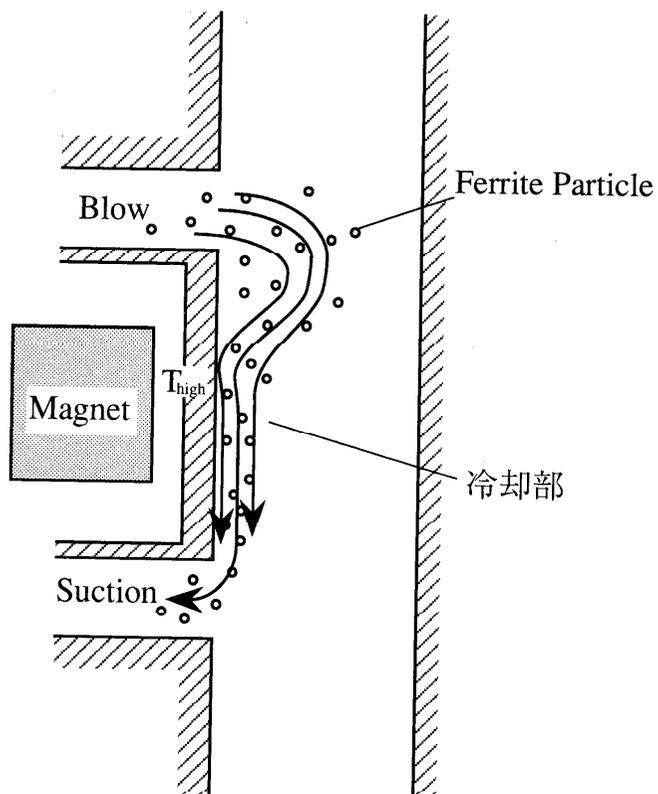


図1 流路局所冷却の構想

4. 実験系

実験流路概略を図 3 に示す。分散相である磁性体粒子は、フィーダより添加され測定部へと導かれ、サイクロンにより回収される。テストセクションは、断面 $80 \times 30 \text{ mm}^2$ の矩形で、長さは 460 mm である。加熱平板は、 0.5 mm 厚の銅板で覆われた板状のシリコンラバーヒータを用い、12 セクションに等分割され各々独立に供給電力を制御することによって、壁温をほぼ一定にして熱伝達率の測定を行う。銅板とヒータの間に埋め込まれた 0.1 mm 径の銅-コンスタンタン熱電対で平板表面温度を測定し、等温壁の条件とする。また背部への熱損失を防ぐため、内部補助ヒータが埋め込まれている。対面にも同様な加熱平板を設置してある。加熱開始点管中央部を原点とし、流れ方向を X 、平板垂直方向を Y とする直交座標径を用いる。

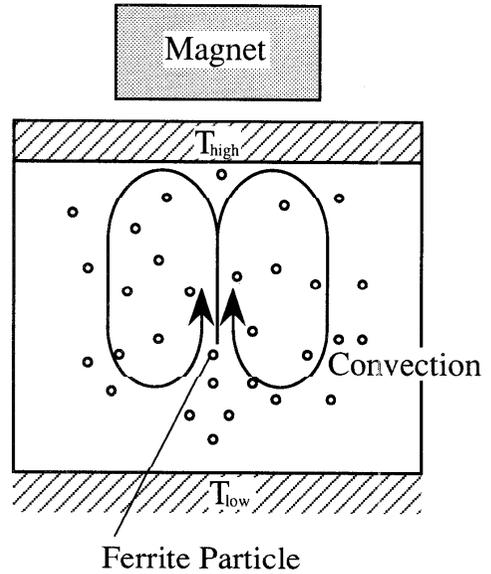


図 2 閉容器内の対流発生への利用

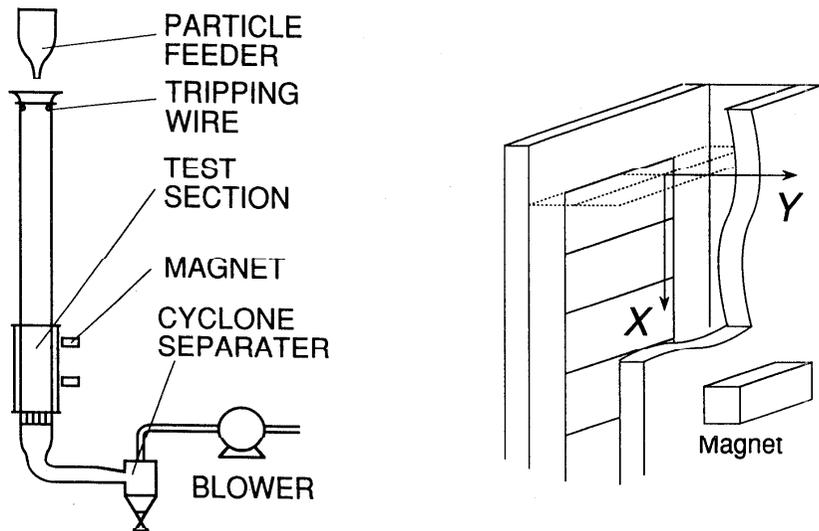


図 3 実験装置概略 流路 (左) とテストセクション (右)

本研究で用いる磁性体粒子は、数 mm 程度の Ni-Znフェライト微粒子にバインダとして有機溶剤を添加し球形粒子とした後、1050 °Cの温度で焼結させたものである。平均粒子直径は 144.8 μm 、標準偏差は 50.3 μm 、粒子密度は 5360 kg/m^3 、キュリー温度は約 100 °C、比熱 750 $\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ で、温度変化に対して磁化率はキュリー一点近傍でステップ状にゼロとなっている。

また磁場印加には、磁氣的に高性能でその特性が温度に影響されない希土類コバルト磁石(TDK製・REC-26、磁極面積 35×17 mm^2 、磁極間 19 mm)を用いている。この磁石の特性は、残留磁束密度 1050±30 mT、保磁力 732±64 kA/m、最大エネルギー積 207±16 kJ/m^3 である。永久磁石は加熱平板背後に設置され、X 方向に移動可能で、Y 方向に移動させることで磁力を変化させる。図 4 にテストセクションに磁場を 2ヶ所($X/H = 2.5, 6.5$)印加した場合の磁束密度分布の実測値の一例を示す。

断面平均速度 U_m と平板間隔 H に基づくレイノルズ数 Re_H を定義し、実験は $Re_H = 1.0 \times 10^4$ で行い、加熱平板は粒子のキュリー温度以上である必要があるので130 °Cの等温壁とし、粒子の質量混合比 $m = 0 \sim$

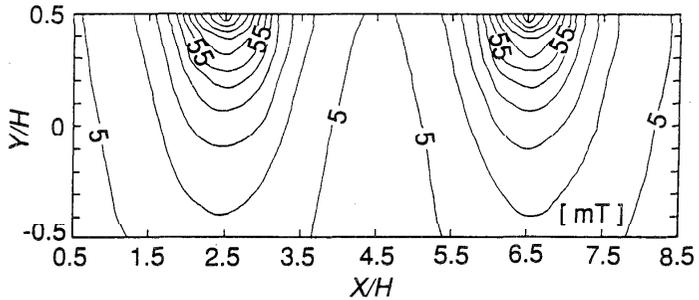


図4 印加磁場の磁束密度分布

1.6と変化させた。また、不均一磁場において磁性体にかかる力は磁界の二乗の勾配に比例するので、磁場強さのパラメータとして、

$$\zeta_{\max} = \left(\frac{\partial H_m}{\partial Y} \right)_{Y/H=0.5}^2$$

を定義し、 $\zeta_{\max} = 2.42 \times 10^{12}, 6.02 \times 10^{12} [\text{A}^2/\text{m}^3]$ の2通りに変化させ、磁界中の流動場の測定、熱伝達率および圧力損失の測定を行った。流動場の測定には、LDVとFFTタイプの信号処理器(8)を用い、粒径弁別機能により連続相および分散相の速度を別個に計測した。また、加熱平板の前後($X/H = -3.67, X/H = 14.3$)に直径 0.5 mmの静圧孔を設け、微差圧計を用いてテストセクションでの圧力損失を測定した。

5. 速度場と伝熱の変化

図 5 および図 6 に、フェライト粒子を質量混合比 0.13 で添加した際の粒子速度および変動値を下流方向に示す。磁石は、 $X/H = 2.5, 6.5$ の位置に、 $\zeta_{\max} = 2.42 \times 10^{12} [\text{A}^2/\text{m}^3]$ で設置した場合である。それぞれ a) は X 方向成分、b) は Y 方向成分の分布

で、図中の実線は計算結果である。X 方向速度は磁石設置位置においてはあまり変化は見られないが、磁石設置位置下流の壁面近傍では粒子速度が減速している様子が示されている。粒子と壁面との衝突により X 方向の運動量は減少するためである。一方、Y 方向速度は磁石設置位置直後から壁面に向かう速度が大きくなり、X 方向速度が減速する領域では、Y 方向速度の絶対値は小さくなっている。

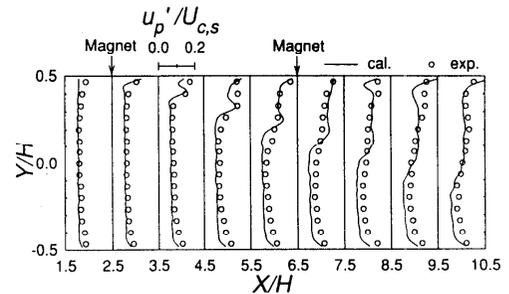
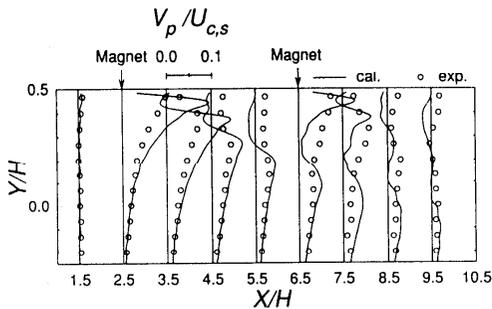
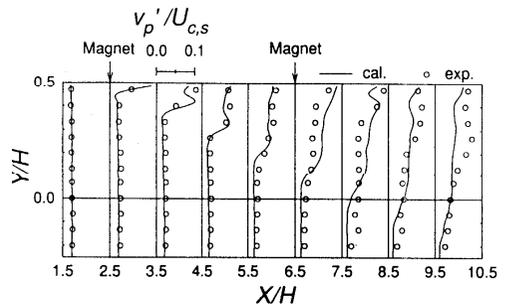
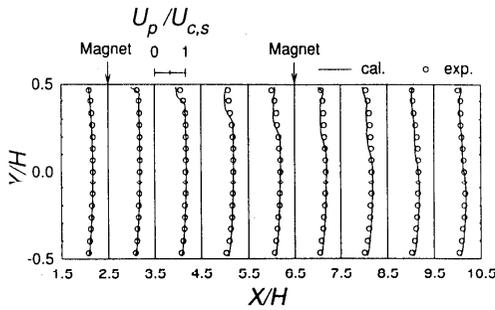


図5 粒子の速度分布

図6 粒子変動速度分布

この領域では磁力により壁面に向かう粒子と壁面で跳ね返った粒子とが混在するため、平均値としては低下する。また数値計算においては、Y 方向速度が負となる領域が実測値より顕著にあらわれており、壁での反発の条件を再検討する必要がある。図6の変動値分布では磁石設置位置直後の領域において、先述したように壁面に向かう粒子と跳ね返った粒子とが混在するため大きな速度変動値を有している。

図7に同条件での粒子局所体積分率を示す。磁石設置位置よりやや下流の壁面近傍で高濃度領域が存在し、下流に行くにつれその粒子群が管中央方向に分散していく状況が認められる。ただし、磁場により3次元的に引き寄せられた粒子が測定されていると考えられる。

図 8 に気相の測定結果を示す。粒子を質量混合比 0.70 で添加した場合で磁場を印加した場合と印加しない場合、および单相の場合について測定した。いずれも $X/H = 3.5$ での断面について測定したもので、磁石設置位置は $X/H = 2.5$ である。单相時に比べ、粒子を添加した場合平均速度分布は平坦化され、また磁場の有無にかかわらず、気相の乱れが抑制されていることが示されている。

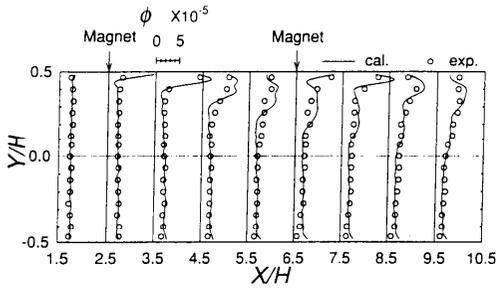


図 7 粒子体積分率

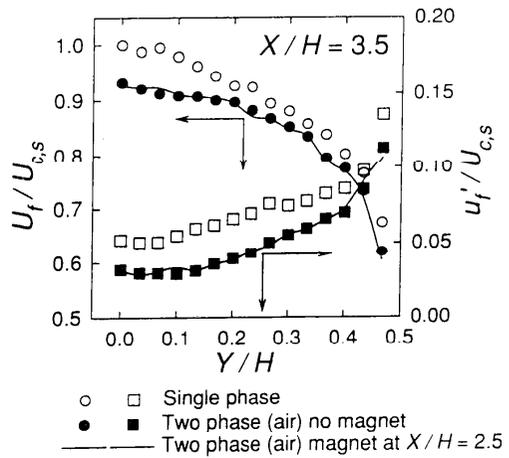


図 8 気相速度および乱れ度分布

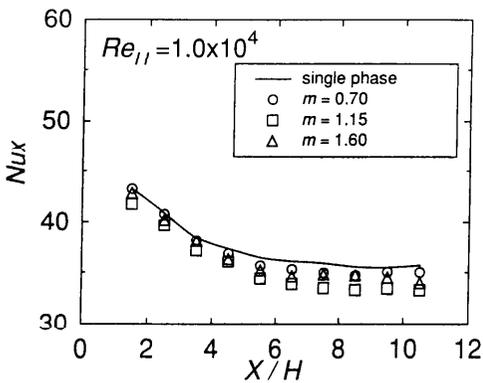


図 9 局所熱伝達率分布(磁場なし)

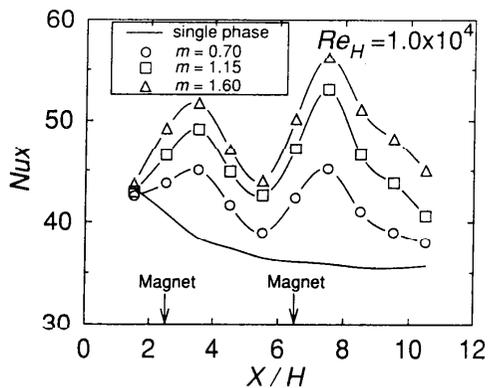


図 10 局所熱伝達率分布
(磁場 $X/H = 2.5, 6.5$)

図 9 に磁場を印加しない場合の局所熱伝達率分布を示す。ここで示す局所熱伝達率は局所ヌセルト数 $Nux = hx \cdot H / \lambda$ で表している。 $m = 0$ の单相時では、 $X / H > 5$ において十分発達した管内乱流の場合の実験式に漸近している。磁場を印加しない場合には、質量混合比の増加にともない熱伝達率は減少している。これは著者らの既報(4)でも示されているように気相の乱流混合の抑制効果が支配的となるためである。この結果は気相の乱れ分布の測定結果に示された減少傾向と整合性のある結果である。よって本実験系においては、粒子添加に起因する気相の乱れの増加による伝熱促進の割合は少ないと考えられる。

図 10 に、磁石を $X / H = 2.5, 6.5$ の二ヶ所に設置した場合の局所熱伝達率を示す。設置位置より若干下流で大きく熱伝達率が上昇している様子が示されている。磁石を二ヶ所に設置した場合、下流側の磁石の効果が大きいことが示されている。1 番目の磁石により粒子が主流側から引き寄せられ、さらに高温に至っていない粒子が 2 番目の磁石でより効果的に壁面近傍に進入してくるためだと考えられる。したがって、質量混合比が増加するにつれ、この傾向が顕著にあらわれている。

図 11 は、印加磁場の強さの変化による影響を調べたものである。磁場の強さが大きくなるにつれ、熱伝達の増加が示されているが、その極大値の位置については変化がみられない。磁場の強さが大きくなるにつれ、加熱壁面近傍での粒子濃度が増加し、質量混合比を増加させることと同様な効果が生じている。

図 12 に、粒子の質量混合比に対する極大熱伝達率の増加割合を示す。a) は $X / H = 2.5$ の一ヶ所に、b) は $X / H = 2.5, 6.5$ の二ヶ所に磁石を設置した場合の最大熱伝達率が得られる点での値を示している。質量混合比の増加に対してほぼ比例して熱伝達率が増進している。磁石を二ヶ所に設置した後流で効果的な増進が得られており、質量混合比 $m = 1.6$ において約 60 % の熱伝達率促進が得られている。

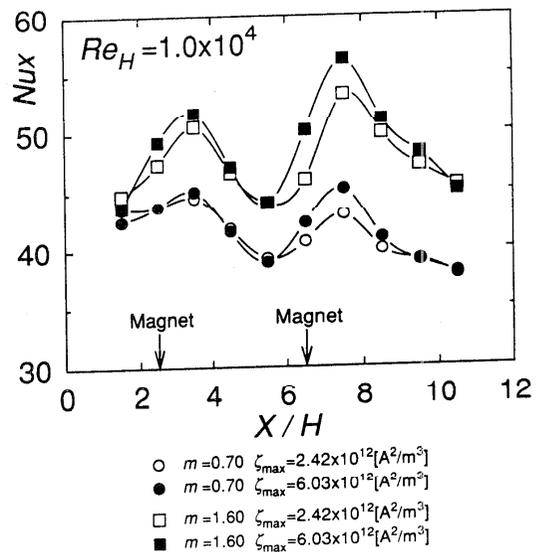


図 11 磁場の強さによる伝達率への影響

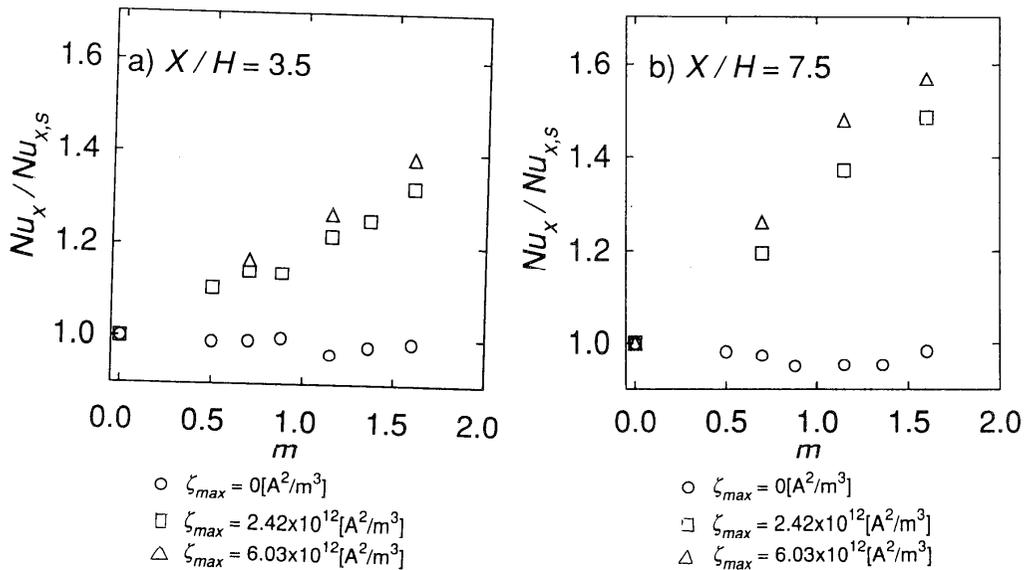


図12 質量混合比に対する熱伝達率増加割合

6. おわりに

分散系に軟磁性体粒子を用いた固気二相流を作動媒体とした伝熱促進と制御に関して実験的研究を行った結果、印加磁場により軟磁性体粒子は伝熱面近傍に引き寄せられ、磁場印加点より若干下流域において粒子濃度が増加する。それに応じて、局所熱伝達率はその位置で極大値をもつ分布となり、磁場強さ、質量混合比を変化させることにより質量混合比 1.6（体積分率0.000035）で最大 60%の熱伝達率増進が得られた。気相の乱れ度の増加が見られなかったこと、粒子の質量混合比の増加に伴い伝熱量がほぼ比例して増進していることなどから、伝熱促進の理由に関して、粒子濃度の増加により伝熱面近傍の局所的な見かけの熱容量が増加したこと、または、境界層内壁面、極近傍へ関与する粒子数が増大することが主要因であると考えられる。従来の磁性流体は粘性が高く、同じ様にキュウリ温度の低い材料を用いても対流が巧く生ずるか判らない。本文の様により極く、少量の粒子添加により壁面から離れた流れに影響を与えることなしに壁面の冷却ができる可能性を見出した。このようなシステムを実機に実現することは未だ多くの問題を残しているが、ひょっとして思わぬ応用が見られるのではないかと夢を描いている。

最後に本研究は文部省科学研究費（重点領域）の助成を受けたことを記すとともに、ご協力いただいたTDK（株），（株）奈良機械製作所，住友重機械工業（株）に感謝の意を表する。

記号

H	: 平板間隔	m
H_m	: 磁界	A/m
h_x	: 局所熱伝達率	$W/(m^2 \cdot K)$
m	: 質量混合比（粒子相と気相の質量流量比）	
N_{ux}	: 局所ヌセルト数	$=h_x \cdot H / \lambda$
Re_H	: レイノルズ数	$=U_m H / \nu$
U	: 流れ方向時間平均速度	m/s
u	: 流れ方向瞬時速度	m/s
u'	: 流れ方向変動速度（RMS値）	m/s
U_m	: 流れ方向断面平均速度	m/s
V	: 平板垂直方向時間平均速度	m/s
v	: 平板垂直方向瞬時速度	m/s
v'	: 平板垂直方向変動速度（RMS値）	m/s
X	: 流れ方向座標	m
Y	: 平板垂直方向座標	m
ζ_{max}	: 磁力のパラメータ	A^2/m^3
ν	: 気相の動粘性係数	m^2/s
λ	: 熱伝導率	$W/(m \cdot K)$
μ	: 気相の粘性係数	$kg/(m \cdot s)$

添字

f	: 気相
p	: 粒子相
c	: 中心
s	: 单相流

参考文献

- (1) Boothroyd, R.G., Chem. and Proc. Engg. 50 (10), (1969), 108
- (2) 富永・ほか2名、第28回日本伝熱シンポジウム(1991), 211
- (3) 岸沢・ほか3名、第30回日本伝熱シンポジウム(1993), 547
- (4) 前田・ほか2名、機論、42-355, (1976), 866
- (5) 安藤・ほか2名、機論、B 56-528, (1990), 215
- (6) 石間・ほか2名、ASME FED-Vol.166 Gas-Solid Flows,(1993), 215
- (7) 菱田・ほか2名、機論、B-47-419, (1981),1279
- (8) 菱田・ほか2名、機論、B-48-428, (1982),758
- (9) 吉田・ほか2名、第24回日本伝熱シンポジウム、(1987), 464
- (10) 黒崎・ほか2名、第25回日本伝熱シンポジウム、(1988), 67
- (11) 菱田・ほか2名、機論、B 51-467, (1985), 2330

Interaction of Beams of Laser Radiation and Beams of Charged Particles with Matter

G.S.Romanov

Heat & Mass Transfer Institute of Belarus Academy of Sciences, Minsk, Belarus, CIS

Understanding of the processes of laser irradiation and beaming of charged particles and other highly concentrated energy fluxes into the absorbing condensed media is of the most importance in modern physics as well as in the development of new technology. The interaction processes are too complicated to be completely understood. This comes from the variety of observed phenomena which have a large number of parameters related to the external factors. Difficulties are also associated with physical experiments and complex diagnostics due to high energy and fast processes. All these problems make it necessary to find and develop numerical models of the processes and phenomena which would complement the physical experiments.

In the present study, some possibilities are to be shown for the solution of the mentioned problems of dense-media and plasma dynamics. The choice and formulation of the problems are largely depend on their practical importance which provides full and versatile experimental investigations. These problems include laser irradiation of moderate fluxes and electron beams of high fluxes on absorbing massive and thin targets (mainly metal). In these problems, due to the highly concentrated energy, the heat and mass transfer processes play a very important role in the intensive heating, melting and evaporation of the target material, the propagation of high intensity shock waves, the ionization of vapors, and the thermal emission of high energy fluxes of plasma formed. The quantitative study of the processes demands the knowledge of optical characteristics of the media in a wide range of relevant parameters, such as temperature and density. In this regards, we will start from the description of existing data and prediction methods of such optical properties.

1. Optical physical properties of high-temperature media.

In order to calculate the thermodynamic characteristics of plasma at temperatures which are obtainable nowadays in laboratory experiments (until $\leq 10^{10}$ eV), the Sah' model can be used with correction to the Coulomb interaction for real cases and the Thomas-Fermi model for higher density matter. For cases of shock waves and other related experiments [1-4], semi-empirical models can be used. In many cases at the energy levels of atoms and ions existing data and calculation methods allow us to find the equation of state with accuracy sufficient for practical applications. For gasdynamic problems, the equation of state is usually expressed in a calorific form. It is convenient to express the pressure P as a function of the internal energy e and the density of media ρ : $P = P(e, \rho)$. The temperature T can be obtained from the thermal equation of state as $T = T(P, \rho)$ or preferably as $T = T(e, \rho)$.

The optical characteristics of plasma and heated molecular gases are often unknown, especially such as the spectral coefficient of absorption at temperatures about 10^3 K and higher in the range of single and multiple ionization. Such spectroscopic information is lacking for ions and, in some cases, also for molecules and atoms. In addition to this lack of information, difficulties are associated with the influence of charged particles on the structure of emission and absorption spectra in plasma and limit substantially the amount of data required for the gasdynamic calculation. Optical databases can be provided for air and other molecular gases [5-18], for metals and dielectrics [9-13], and for rare gases [14] and their mixtures [15]. But the absorption coefficients of plasma of He, C, Al, Ne, Ar,

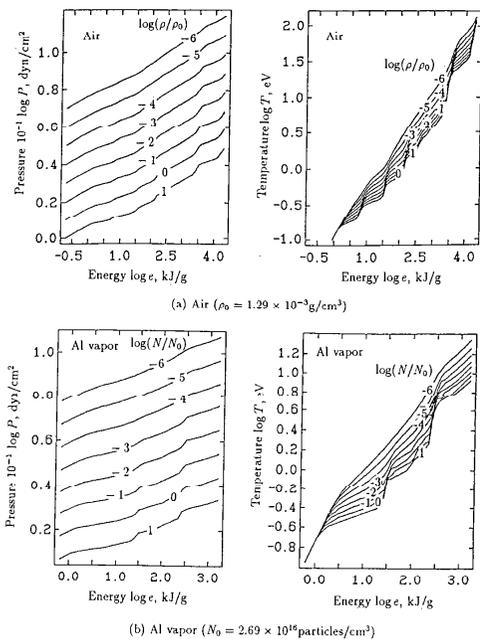


Fig.1. The state of air and aluminum.

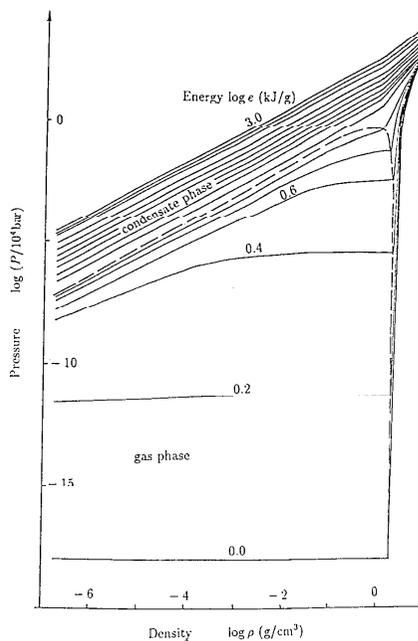


Fig.2. The state, $P = P(\epsilon, \rho)$ for aluminum

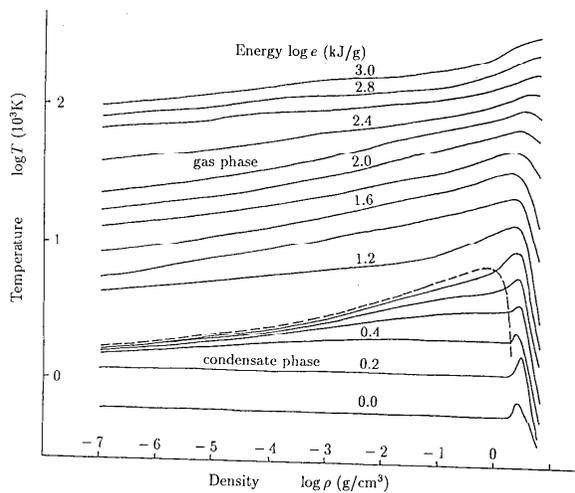


Fig.3. The state, $T = T(\epsilon, \rho)$ for aluminum

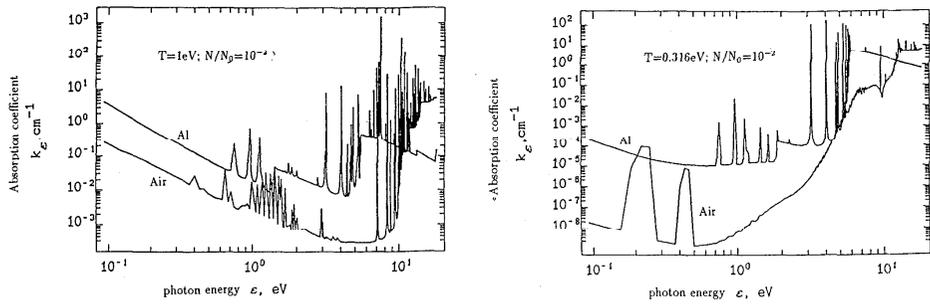


Fig.4. Spectral absorption coefficients of aluminum and air.

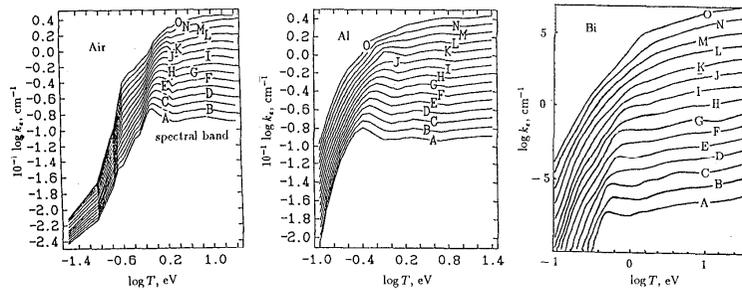


Fig.5. Monochromatic absorption coefficients of air, Al and Bi at the photon energy of neodymium laser $\epsilon_0=1.16\text{eV}$.

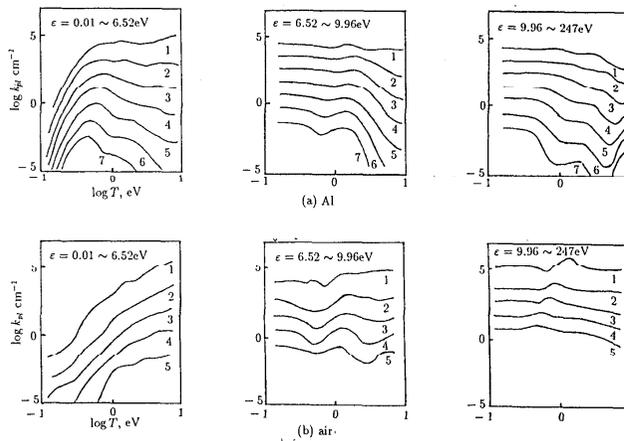


Fig.6. Planck mean absorption coefficients of aluminum and air in the three spectral intervals

time-dependency and two- or three-dimensionality these factors should be included in the models.

Consider a beam which acts on the surface of a target axially symmetrically and normal to the surface [20-26]. The governing equations describing the motion of vapors arising at the surface and the motion of disintegrated products can be written in a spherical coordinate system (r, θ, z) where the z axis is taken to the outward normal to the surface as follows. (Fig.7) [20]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{w}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial r}(P - S_{rr} - S_{rz}) \\ &\quad - \frac{S_{\theta\theta} - S_{rr}}{r} = 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}(P - S_{zz}) \\ &\quad - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r S_{rz}) = 0 \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \bar{w}) + \frac{\partial}{\partial z}[(P - S_{zz})u - S_{rz}v] + \\ &\quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}[(P - S_{rr})vr - S_{rz}ur] + \operatorname{div} \bar{F} = \frac{d\bar{q}_z}{dz} \\ E &= e + w^2 / 2 \\ P &= P(\rho, e) \quad T = T(\rho, e) \end{aligned} \quad (1)$$

Here u and v are the axial and radial components of the velocity \bar{w} , E the total energy per unit mass, e the internal energy per unit mass, S_{ij} the components of the stress tensor, \bar{F} the total energy flux due to the heat conductivity and radiation, \bar{q} the energy flux emitted by the external source of radiation in the unit volume and time at a point (r, z) .

For this equation system, the constitutive equation of material should be added to the stress relation in terms of the deformation tensor $\hat{\epsilon}_{ij}$:

$$S_{ij} = S_{ij}(\hat{\epsilon}_{ij}). \quad (2)$$

For optically thick media, the energy flux \bar{F} in Eqs.(1) consist of the electronic and

radiative parts:

$$\bar{F} = \bar{F}_e + \bar{F}_L = -(k_e + k_L) \nabla T, \quad (3)$$

where the coefficients k_e and k_L are the coefficients of electronic and radiative heat conductivity, respectively. In the cases of the media with an arbitrary transparency, the radiative flux is defined by the spectral intensity of radiation I_ϵ :

$$\bar{F}_L = \int_0^\infty d\epsilon \int_{4\pi} d\bar{\Omega} \cdot \bar{\Omega} \cdot I_\epsilon. \quad (4)$$

For the spectral intensity of radiation I_ϵ , we should solve the equation of radiative energy transfer [1]:

$$(\bar{\Omega} \nabla) I_\epsilon = c k_\epsilon (I_{\epsilon p} - I_\epsilon). \quad (5)$$

where $\bar{\Omega}$ is the unit direction vector, c the light velocity, $I_{\epsilon p}$ the equilibrium (Planck) intensity of radiation for the photons of energy ϵ . In order to study the material motion which has the length of emission path comparable with the characteristic scale of the problem, the radiative energy transfer can be described by the approximation of "forward and backward" radiation along the coordinate axes (r, z) [1]. The dependence of the radiation intensity on photon energy is taken into account by introducing some spectral groups in which the absorption coefficient can be kept constant and equal to the Planck mean value.

The power of the source of energy liberation in Eq.(1), $\partial \bar{q}_z / \partial z$, is to be solved as follows.

a) When a laser beam with the energy flux $q_\infty(r)$ is targeted at a point (r, z) , the energy liberated can be expressed as:

$$\begin{aligned} q(r, z) &= q_\infty(r) \exp\left(-\int_z^\infty k_{\epsilon_0} dz'\right) \\ &\quad \times \left[1 - R(T_S) \exp\left(-r \int_0^z k_{\epsilon_0} dz'\right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

where k_{ϵ_0} is the absorption coefficient of a laser photon of energy ϵ_0 by the products of the disintegrated target, $R(T_S)$ the reflection coefficient of the target at temperature T_S .

Xe, Bi [16-19] and of some other elements have been published with varieties depending on investigators.

It is very difficult to represent detailed spectra in a useful form, and these are used in an averaged way over the spectral space. The well known Rosseland path of radiation I_R and the Planck mean absorption coefficient k_{PI} are an example of such averaging procedures. They are assumed a radiative diffusion in the optically thin media [1]. The more accurate method of averaging than the above mentioned is to be averaged over spectral intervals within which the absorption coefficient can be assumed approximately constant. As an example, Figs.1 to 6 show some data of the state [3,4], the spectral absorption coefficients and their mean values for air [19], Al and Bi (aluminium and bismuth) [18] which are often used in numerical calculations of the interaction process.

The spectral absorption coefficients are calculated with summing over the contributions of all components by taking into account the electronic transfers which have a dominant effect depending on the spectral range and temperature. The processes of the absorption of radiation in

gases and plasma are contributed from:
 (1) absorption in the fields of ions, atoms and molecules;
 (2) photoionization from ground and excited states of atoms and ions;
 (3) absorption in the processes of photoionization and photodissociation;
 (4) photoionization of inner-shell electrons of particles;
 (5) absorption in electron-vibrational transfers of molecules;
 (6) absorption in spectral lines of atoms ions.
 The cross sections of these elementary processes can be taken from handbooks and, if not, they can be calculated by the methods of Hartree-Fock and Hartree-Fock-Slater.

2. Numerical and theoretical models of the processes.

In order to develop a physical and mathematical model for the processes of interaction between a concentrated energy flux and its target, we must mind that the model should have wide applications with less restrictions on spatial and temporal scales of the phenomena. Considering also the fact that experimental studies have been carried out mainly under the conditions of

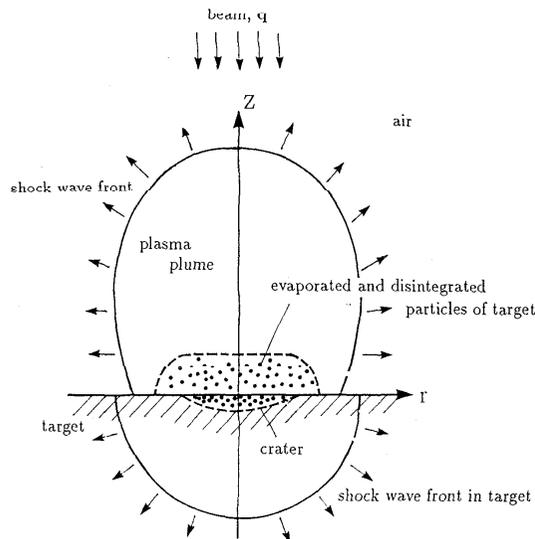


Fig.7. Interaction of irradiation beam of energy flux q with a target

The beam is considered to be reflected like at a mirror.

b) In the case of charged particles (electrons) acting onto a target, it should be considered for the energy to be liberated inside the target material as well as in the ejected material from the crater formed. The energy liberation can be calculated by the Monte-Carlo method [27]. In this case, the amount of $\partial q_z / \partial z$ is given by

$$\frac{\partial q_z}{\partial z} = \rho a_i \cdot j_0 \cdot f(r) \cdot \varphi(t), \quad (7)$$

where $a_i(z)$ is the energy lost by one particle of the material passing the material path $dx = \rho dz$ at the depth z , j_0 the maximum density of the beam current, and $f(r)$ and $\varphi(t)$ are the current density functions depending on time and space coordinates. In Fig.8, an example of the energy liberation calculated is shown for Al with electrons of energy from 1 MeV to 10 MeV (per one electron). The effective size of the zone is seen to be ranged between 0.1 and 1.0 cm.

The numerical integration of the equation system, Eqs.(1) requires the material properties as well as the fluxes of \bar{F} and $\partial q_z / \partial z$ to be given as a function with a sufficient accuracy.

To solve the equation system, we can use the finite-difference method of "large particles" [28] in which each step calculation consists of two phases. The first one is an Euler phase in which the gasdynamic variables are calculated directly related to the pressure gradient. The second is a Lagrangian phase which calculates the

contributions of convective terms. In order to get a stable numerical process, the Currant's stability criterion is used for defining the integration time step. With the two phase calculation, i.e. with the method of splitting into two physical processes, we can calculate the process of energy liberation, the radiative energy loss from hot areas and the strength properties of the target material.

For setting the boundary conditions, the no-flow condition is imposed at the symmetry axis and at the rigid boundaries. At the external open boundaries, the extrapolation of the zeroth and first order is used. When the spatial change in the variables is so substantial that coarse grid sizes are not allowed, the grids are regenerated by doubling or progressively increasing the size. In order to reduce the cpu time, the variables are calculated out only in the areas perturbed by the motion.

The boundary conditions of the emitted radiation fluxes are to be no-net total radial flux at the symmetry axis and along the axes r and z directing inwards. In the case of interaction of laser irradiation with a target surface at a moderate flux densities $q < 10^9$ W/cm² (Fig.8), we have to consider the presence of a narrow zone of phase change where the target material is vaporized under the action of external thermal irradiation and thermal radiation of the plasma. This makes a conjugate problem of heat conductivity in the target of which heating, melting and evaporation are defined by the radiative flux to the target.

The boundary conditions for the gasdynamic variables of the vapor formed at

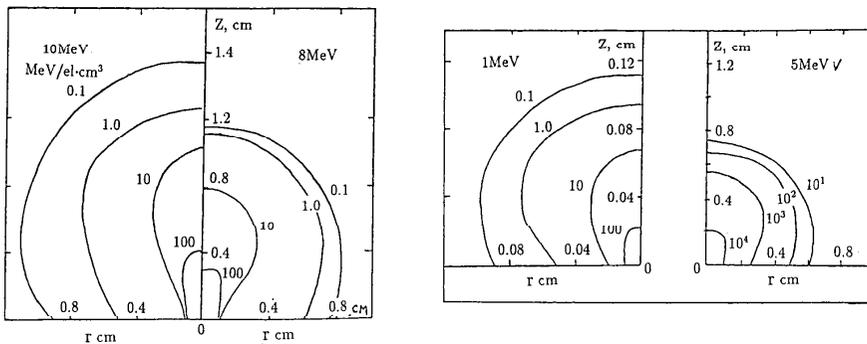


Fig.8. Contours of liberated energy in Al for different electron energies (1, 5, 8, 10 MeV)

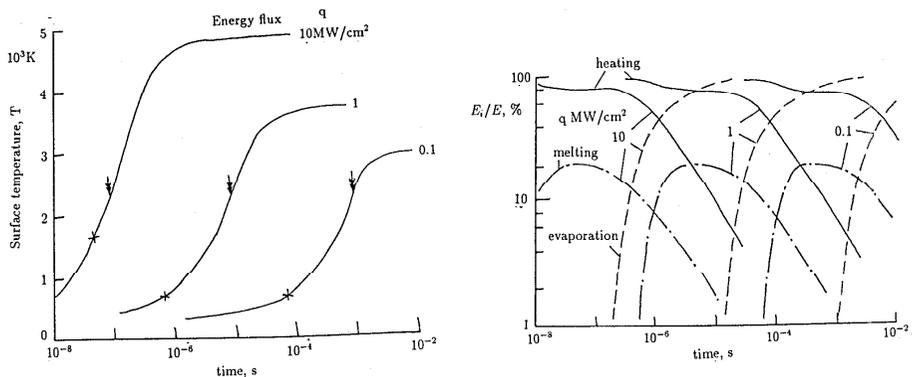


Fig.9. Time history of target surface temperature and energy distribution.

the surface are obtained from the solution of the gaskinet problem in the Knudsen layer [29,30]. Further, in the motion away from the surface, the vapors are to be super-saturated, being associated with condensation. This leads to change the thermodynamic state of matter and to change its optical properties. The formation of vapor and two-phase system of vapor and condensate makes their optical physical parameters strongly different from those of a surrounding media [31]. The numerical integration of finite-difference equations of the problem can be carried out with the grids from 2000 to 10000 cells, using 3 to 5 spectral groups.

3. Interaction of laser irradiation with metal target (Al,Bi) in air ; $q \leq 10^9 \text{ W/cm}^2$

These problems will be interested in the technology of material treatment, the force action on targets, the modeling of other sources of radiation, the plasma spectroscopy and other applications. In this range of the flux q , the pressure on the target does not exceed several kbar at the upper limit. The motion of the matter inside the target needs not be considered and the components of the stress tensor in the equation system can be neglected.

Figure 9 shows the calculated result of laser irradiation of the wave length $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ on an aluminium target with absorbed fluxes $q=10; 1; 0.1 \text{ MW/cm}^2$ [33]. It can be seen that the time t_{sub} of getting the boiling

temperature $T_{\text{sub}}=2330 \text{ K}$ (shown by arrows in Fig.9a) at the surface is $t_{\text{sub}} \approx q^{-2}$. The surface is heated until the incident energy attains to the amount required for melting and evaporation. The start point of melting is marked by 'x' in Fig.9a. And then, the evaporation wave front propagates at a constant speed. In Fig. 9b, the energy balance shows that the maximum energy used for melting is $\approx 22\%$. With increase in the density of incident radiation q , the temperature and the density of target vapors increase and their absorption coefficient also increases, especially rapidly near the point of the first ionization (Figs.4 and 5). This leads to a rise and evolution of the surface screening and to an abrupt drop of the effective reflection coefficient of the surface R_{eff} as seen in Fig.10.

Further, the heated vapors which continue to absorb the radiation make a pistol-like effect on the surrounding air and a shock wave starts to propagate in the air. At a definite value of q , the shock wave tends to be so strong that the absorption process is transferred into the wave front which results in a light detonation. In Fig.11, this process is shown for the interaction of a bell-shaped pulse of $q_{\text{max}}=400 \text{ MW/cm}^2$ and the duration over the half-width $\tau_{1/2}=0.25 \mu\text{s}$ with an area of radius $R_0=0.5 \text{ mm}$. In Fig.12, measured and calculated pressures P on the surface of a bismuth target are compared for the interaction with a laser pulse of $q_{\text{max}}=450 \text{ MW/cm}^2$, $\tau_{1/2}=0.5 \mu\text{s}$ and $R_0=2$

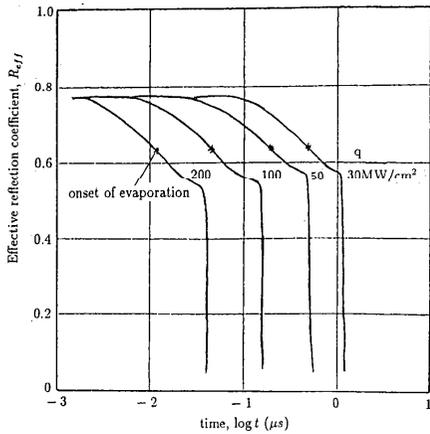


Fig.10. Effective reflection coefficient R_{eff} of Al surface.

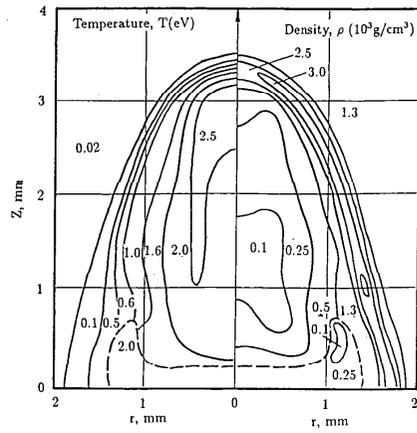


Fig.11. Distribution of temperature and density in plasma ; Al target $q_{max}=400\text{MW/cm}^2$, time $t=0.66\ \mu\text{s}$.

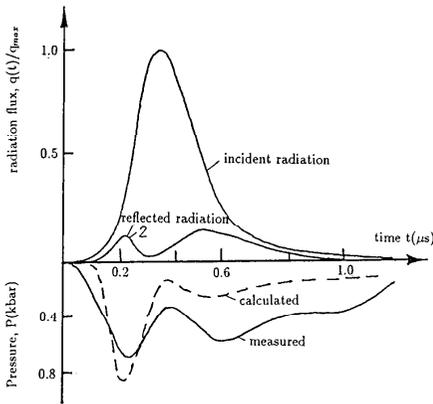


Fig.12. Time history of radiation flux and pressure on the surface of Bi target ; $q_{max}=450\text{MW/cm}^2$.

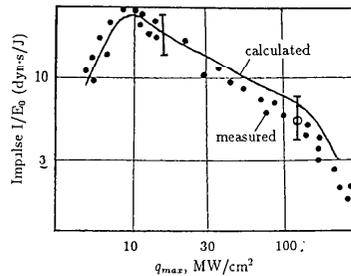


Fig.13. Specific recoil pulse vs. q_{max} for Bi target.

mm [34]. Figure 13 compares measured (marked by circles) [35] and calculated [23] values of specific recoil pulse I/E_0 (E_0 is the energy of laser pulse) for the bismuth target irradiated by a pulse of $\tau_{1/2}=0.5\ \mu\text{s}$ and $R_0=4\ \text{mm}$. These figures show a satisfactory agreement of the calculation with the experiments. It should be noted that the energy loss for radiation by a plasma plume during its evolution time is about 10% for the

above mentioned calculation. An experiment shows that the loss is about 6% for a radiation pulse of $\lambda=10.6\ \mu\text{m}$, energy $E_0=700\ \text{J}$ and duration $\approx 3\ \mu\text{s}$ on the square $32\ \text{cm}^2$ of Al target. The similar loss of about 8% was obtained in other calculations.

Conclusively, it can be said that the calculation predicts satisfactorily the features such as the velocity of plasma front propagation and the pressure profile on the target, for the different conditions of formation and evolution of the plasma

plume and also for long smooth and periodically modulated pulses of duration $\approx 1 \mu\text{s}$ (which leads to the formation of underexpanded supersonic jets) [34].

4. Action of high-power laser irradiation on multi-layer targets.;

$q \leq 10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $\tau \approx 3 \mu\text{s}$

The problems in this range of laser irradiation fluxes is very interesting from the standpoint of transformation of a long-wave laser radiation into short-wave (soft X-ray) radiation for forming high temperature plasma. By numerical modeling of the radiative gasdynamic processes, the spectral, time-dependent and energy characteristics of X-ray pulses obtained can be found to be optimum for multi-layer targets of different composition. The formulation of the problem can be characterized by a small duration with a high power of irradiation and a small thickness of the target (up to tens of μm).

The radiative gasdynamic process can be approximated as one-dimensional phenomena. Electrons and ions in the plasma have different temperatures, and the time-dependent multigroup equation is used to describe the radiative energy transfer [37]. The optical physical parameters of the plasma are calculated by the method described in Chapter 1 [38], and the temperature is ranged up to 10 keV and the plasma is multicharged. The calculation is carried out for a bell-shaped pulse of $q_{\text{max}} = 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $E_0 = 140 \text{ J/cm}^2$, $R_0 = 300 \mu\text{m}$ and the duration $\tau = 2.6 \text{ ns}$ on a two-layer target of copper film (thickness: $0.1 \mu\text{m}$ and $0.4 \mu\text{m}$) and lavsan (synthetic fiber, $2 \mu\text{m}$). The incidence of radiation is from the copper side. In Fig.14, the time history of the ratio of the emitted energy in spectral group E_i to the total absorbed energy E_0 is shown for cases of the copper film thickness of $0.1 \mu\text{m}$ ('f' and 'r' denote the front and rare side of the target). In the figure, letters A,B,...,J,K mean spectral groups whose upper bounds are equal to 100, 206, 310, 630, 900, 1100, 1650, 2300, 7000, 11000 and 25000 eV, respectively. The total emitted energy is 8% for $0.1 \mu\text{m}$ and 16% for $0.4 \mu\text{m}$. Thus increasing of the copper film thickness leads to increase the emission twice as much. In both cases, the maximum emission is in the

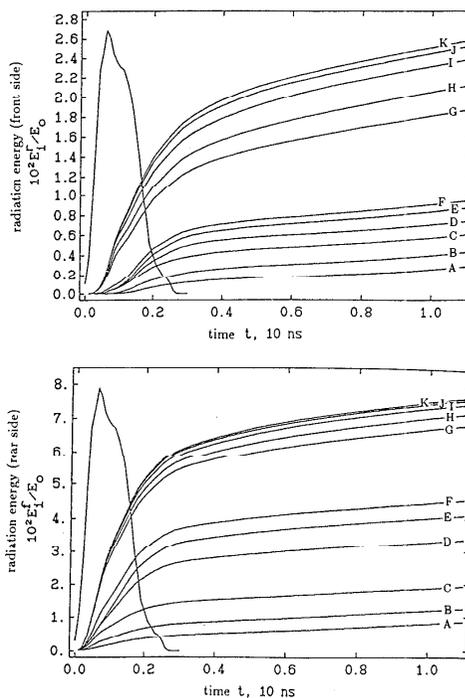


Fig.14. Radiation energy at front and rear sides for different spectral groups; film thickness= $0.1 \mu\text{m}$.

spectral group 1000-1650 eV. The emission in the front direction is 3-4 times larger than that in the rear direction. It means that the hot heated area of a dense copper plasma expanding in the direction opposite to the direction of laser irradiation can serve as a source of X-ray radiation. With further increase in the thickness of copper film, the emitted energy increases insignificantly.

5. Interaction of high current electron beams with a target.

The processes occurring in this type of interaction are of large interest for the technology of material treatment and for the physics of high density energies. Figure 15 shows a comparison of calculated (broken line) [25] and experimentally obtained (solid line) [39] profiles of the crater formed in an aluminium plate of 1 cm thickness (the right side of figure). The irradiation electron beam has the electron energy of 1 MeV, the radius

of $r_0=0.1$ cm, the duration of 100 ns, the current of 140 kA and the beam energy of 14 kJ ($q=5 \cdot 10^{12}$ W/cm²). As a whole, a good agreement is obtained for the volume of the crater showing the specific mass extraction of 10^{-4} g/J. In this case, the calculation of the plasma plume gives the maximum pressure ≈ 10 Mbar, the velocity ≈ 50 km/s and the temperature ≈ 20 eV. The specific recoil pulse to the time $\approx 3 \mu$ s is 15 dyn s/J. This figure shows the distribution of the physical variables in the plume and the crater as well as the dynamics of their formation.

Calculations of large number of cases with electron energy from 0.3 to 10 MeV and with the energy of beam from ≈ 1 kJ to 100 kJ [40] give us a possibility to find the approximate crater depth d (or its radius, because its shape is close to the semi-spherical one) as a function of the electron energy ε and the energy of beam E :

$$d \approx 4.5(\varepsilon E)^{0.28} \text{ (mm)}, \quad (8)$$

where ε is in MeV and E is in kJ. Examining the validity of this expression with the experimental results shows the deviation error less than 10%. It means that the energy of beam E can be predicted within an accuracy about 30% from the depth of the crater found experimentally.

It is interesting to note that in accordance with "the law of equivalency at the later stage" [20], which defines the crater size in a target formed at the high-velocity impact, the energy of impact material which produces the same size of crater as an electron beam should be 10 times less than the energy beam energy. The same calculations made it possible to clarify the influence of radiation processes [41]. An analysis says that the emission loss should not influence significantly on the crater size, but at the same the temperature in the plasma plume decreases 2 or 3 times those without the radiative energy transfer. Figure 16 shows the relation of the energy emitted by the plume E_r to the energy absorbed by the target E as a function of E (kJ). If E is about 100 kJ, the portion of the emitted radiation is 30%. In this case, the plumes are not optically transparent and the loss for radiation (in the soft X-ray range with the energy of photons more than 10 eV) is mainly due to their hot surface.

Further, it can be noted that the interaction

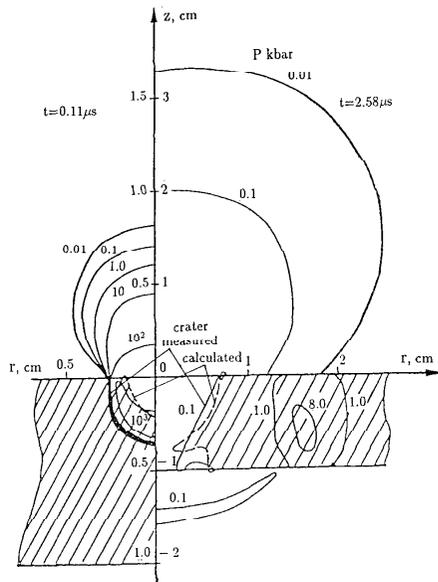


Fig.15. Pressure contours of an electron beam on aluminum target.

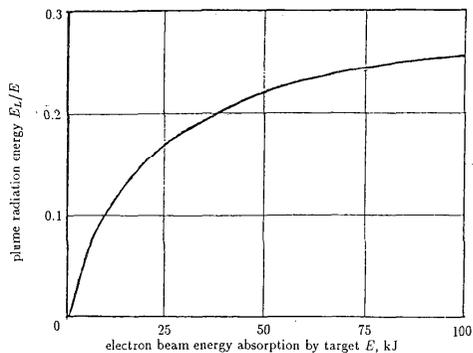


Fig.16. Plume radiation energy vs. target absorption energy.

of an electron beam with a thin golden foil [42] is calculated without and with an anomalous absorption owing to magnetized electrons in the proper magnetic field of the beam penetrating in the plasma of target [39,43]. In accordance with experimental results, the calculation results yield that, due to the effect considered, the beam energy

transferred to the energy of soft X-ray radiation ranges from 2.5% up to $\approx 30\%$ for foils which has the thickness 5 μm in the normal absorption, 10 μm in the anomalous absorption and the beam energy approximately 5 kJ.

From the above brief overview, it can be concluded that the radiative plasmadynamics predicts the interaction processes of the concentrated radiative energy fluxes with matter and affords the practical possibility of modeling and forecasting relatively complicated phenomena as well as the possibility of planning the physical experiment after some numerical experiments.

REFERENCES

- Zel'dovich Ya.B. and Raizer Yu.P. Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, Moscow, Nauka, 1966.
- Gryaznov V.K., Iosilevski I.L., Krasnikov Yu.G., et.al. Thermal Properties of Working Media of Gasphase Nuclear Reactor, Moscow, Atomizdat, 1980.
- Fortov V.E., Yakybov I.T. Physics of Nonideal Plasma, Chernogolovka, 1982.
- Dushman A.V., Kanel' G.I., Ni A.L. Fortov V.E. Thermal Physics and Dynamics of Intensive Pulse Actions, Chernogolovka, 1988.
- Kuznetsov N.M. Thermodynamic Functions and Shock Adiabats of Air [in Russian], Moscow, Mashinostroenie, 1965.
- Landshoff R.K.M., Magee J.L. Thermal Radiation Phenomena, N.Y., W., 1969.
- Avilova I.V., Biberan L.M., Vorob'ev V.S., et.al. Optical Properties of Hot Air [in Russian], Moscow, Nauka, 1970.
- Kamenschikov V.A., Plastinin Yu.A., Nicolaev V.M. Radiative Properties of Gases at the High Temperatures, Moscow, Mashinostroenie, 1971.
- Kalitkin N.N., Kuzmina L.V., Rogov V.S. Tables of Thermodynamic Function and Transport Coefficients of Plasma, M., IAM of Academy of Sciences of USSR, 1972.
- Zamyshlyayev B.V., Stupitskii E.L., Guz' A.G., et.al. Structure and Thermodynamical Functions of Plasma, Moscow, Energoatomizdat, 1984.
- Studies in Physics and Chemistry of Low Temperature Plasma, ed. Polak L.S., Moscow, Nauka, 1971.
- Borovik F.N., Kas'kova S.I., Romanov G.S., et.al. Optical Properties of Bismuth Plasma, Zh.Prikl. Spectrosk. v.39, No.6, 1983, pp.923-929.
- Boiko Yu.S., Grishin Yu.M., Kamrukova A.S., et.al. Thermo-dynamic and optical properties of plasma of metals and dielectrics [in Russian], Moscow, Metallurgiya, 1988.
- Katsnel'son S.S., Koval'skaya G.A. Thermophysical and optical properties of argon plasma [in Russian], Novosibirsk, Nauka, 1985.
- Boiko Yu.S., Grishin Yu.M., Kamrukova A.S., et.al. Thermodynamic and optical properties of ionized gases at the temperature up to 100 eV [in Russian], Moscow, Energoatomizdat, 1988.
- Bogoyavlenskaya E.G., Nemchinov I.V., Shuvalov V.V. Radiation of strong shock waves in helium of normal density, Zh.Prikl.Spectrosk. v.34, No.1, 1981, pp.76-81.
- Romanov G.S., Stepanov K.L., Syirkin M.I. Spectral and mean absorption coefficients of carbon plasma, Opt. Spectrosc. v.47, No.5, 1979, pp.860-868.
- Romanov G.S., Stepanov K.L., Syirkin M.I. Optical properties of high temperature plasma of aluminium, Opt.Spectrosc. v.53, No.4, 1982, pp.642-648.
- Romanov G.S., Stepanov K.L., Stanchits L.K. Thermophysical properties and spectral parameters of radiation of multicharged nonequilibrium plasma, Zh.Prikl.Spectrosk. v.54, No.5, 1991, pp.825-832.
- High-velocity Impact Phenomena. Ed. by Ray Kinslow, N.Y., AP, 1970.
- Romanov G.S., Teterev A.V. Time-dependent axis-symmetrical gas motion at the energy liberation on its surface, DAN Bel.SSR, v.20, No.8, 1976, pp.691-694.
- Romanov G.S., Stankevich Yu.A. Calculation of time-dependent axis-symmetrical plasma plumes in the condition of light detonation. DAN Bel.SSR, v.21, No.6, 1977, pp.503-506.
- Romanov G.S., Stankevich Yu.A. Calculation of recoil pulse arising at the interaction of optical radiation with absorbing target in air, Fiz.Khim.Obrab.Mater., No.4, 1981, pp.15-23.
- Romanov G.S., Stankevich Yu.A. Numerical modeling of gasdynamic processes at the action of laser radiation of moderate flux density on a metal target, Fiz. Goren.Vzryva., No.6, 1981, pp.77-82.
- Romanov G.S., Suzdenkov M.V. Dynamics of crater formation at the action of high current beam of charged particles on the target. DAN Bel.SSR, v.26, No.6, 1982, pp.496-499.
- Romanov G.S., Suzdenkov M.V., Teterev A.V., Fokov G.A. Theoretical model of interaction of high current relativistic beam with metal target. Inzhen.Fiz.Zh., v.47, No.6, 1984, pp.952-957.
- Akerman A.F., Nikitushev Yu.M. Solution by Monte-Carlo method of fast electron transfer in matter, Alma-Ata, Nauka, 1972.
- Belotserkovski O.M., Davydov Yu.M. Time-dependant method of large particles for the gasdynamic calculation, Zh. Vychis. Mat. & Matem. Fiz., v.11, No.1, 1982, pp.182-207.
- Anisimov S.I., Imas Ya.A., Romanov G.S. et al. Action of high power radiation on metals, M., Nauka, 1970.
- Knight Ch. J. Theoretical Modelling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure, AIAA Journ., v.17, No.5, 1979, pp.519-523.

31. Bakhrakh S.M., Glagoleva G.M., Semigulin M.S. et al. Calculation of gasdynamic flows on base of concentration method, Dok.Akad.Nauk SSSR, v.257, No.3, 1981, pp.566-569.
32. Romanov G.S., Suzdenkov M.V., Teterev A.V. About accuracy of method of large particles for gasdynamic problems, Zh. Vychis.Mat.&Matem.Fiz., v.11, No.1, 1982, pp.182-207.
33. Kokora A.N., Romanov G.S., Stankevich Yu.A., Uglov A.A. Laser plasma and its influence on the thermal physical processes in area of metal treatment by radiation beam, Fiz.Khim.Obrab.Mater., No.1, 1987, pp.54-61.
34. El'yashevich M.A., Min'ko L.Ya., Romanov G.S. et al. Dynamics of plasma formed at laser radiation interaction with solid targets, Izv.Acad.Nauk SSSR, Ser.Fiz., v.49, No.6, 1985, pp.1132-1139.
35. Markovich E. I., Petrukhin A.I., Pleshanov Yu.E. et al. Experimental study on formation and propagation of "light combustion" wave and its transfer to light detonation wave, Fiz.Goren.Vzryva, v.15, No.6, 1979, pp.30-37.
36. Mitchal R.W., Conrad R.W., Roy E.L. et al. The role of radiative transfer in pulsed plasma target interaction, JQSRT, v.20, No.3, 1978, pp.519-531.
37. Bazylev B.N., Romanov G.S. Numerical solution of spectral radiative gasdynamic problem of radiative cooling of spherical plasma volume including time dependence of radiative transfer process, Inzhen.Fiz. Zh., v.41, No.2, 1981, pp.318-327.
38. Bazylev B.N., Golub L/V., Romanov G.S., Tolkach V.I. Calculation of optical physical parameters of multicharged plasma on the base of HFS method. 1. Spectral characteristics, v.58, No.6, 1990, pp.1012-1017.
39. Babykin M.V. Electron thermonuclear synthesis, Itogi nauki i tekhniki. Fiz. plasmy, M., VINITI, V.1, part 2, 1981, pp.5-80.
40. Babykin M.V., Bartov A.B., Demidov B.A. et al. Main regularities of crater formation in metal targets in interaction with high current REB, Vopr.atom.nauki i tekhn., ser. termoyader.sintez, M., GKAE SSSR, No.4, 1986, pp.42-48.
41. Romanov G.S., Suzdenkov M.V. Irradiative characteristics of plasma plumes formed in electron beam target interaction, Inzhen.Fiz.Zh., v.52, No.2, 1987, pp.220-224.
42. Romanov G.S., Suzdenkov M.V. Conversion of HCEB energy to thermal radiation in action on thin foils, Inzhen. Fiz. Zh., v.52, No.2, 1987, pp.220-224.
43. Babykin M.V., Baigarin K.A., Bartov A.V. et al. Pis'ma Zh. Eks. Teor. Fiz., v.30, No. 7, 1979, pp.435-438.

How Microgravity Supports Research in Heat Transfer

J. Straub, LATTUM, Technical University of Muenchen, 80290 Muenchen, Germany

Congratulation to the 30th anniversary and best wishes
for the next 30 years !

First I like to express my congratulation to the Heat Transfer Society of Japan to her 30th anniversary and for her successful work in the past period on national and international level. The success of research both fundamental and applied is expressed in the high standard of the industrial and economic development of Japan. Nearly all technological processes are strongly involved with heat transfer, like: material processing, energy conversion, heating and cooling devices, environmental technologies, even in electronics and computer technology enhanced cooling systems enable the use of micro components to high efficiency. Thus heat and mass transfer is a basic science in modern technology, and its contribution to the development of it is incalculable. Your society and their individual members, the researchers in industry and on universities have contributed to this development, and with that to the welfare of the nation and its people. Today science is international, and is not limited by borders, and it is tax free if it crosses the national borders, therefore not only your nation much more the whole science benefits from your work.

I wish your society and all its individual members a fruitful continuation of their successful work and furtheron the continuation of good international cooperation.

Last, however, not least I like to express my personal thanks for the invitation which enables me to take part in your symposium and to present this lecture with the title "How microgravity supports the research in heat and mass transfer".

1 Abstract

In the past years microgravity has been developed to an environment for applied and basic research. In the beginning and up to now materials processing has been in the foreground with respect to industrial application. For the processing itself heat and mass transfer is the basic science to describe the heat and mass exchange at the solidification front or the growth of crystals properly. However, in many fields of heat transfer itself the interaction of many parameters is so complex that simple solutions are not possible and the conservation equation can't be applied. This is especially the case in two phase heat transfer, where under earth conditions the buoyancy caused by the large differences in the density between the phases are

so dominant that the weaker forces substantially contributing to heat transfer are suppressed. Often this leads to an incorrect physical view of the process itself, and an inadequate mathematical description. In this presentation some examples will be demonstrated, where experiments in microgravity reinforce our basic knowledge on in principle "wellknown" processes in heat transfer.

2 Introduction

About 15 years ago the possibility for research was offered to perform experiments in an environment which first was called weighlessness, low or reduced gravity, now the term microgravity is commonly established for it. This environment is now widely used in various fields of research mainly in Material Science and Life Science. The first one includes fluid physics, heat transfer, material processing, solidification, crystal growth, and the second is mainly human physiology and biology. As an example about the interest of the various research areas their participation on the recent D2 mission [1], from April 26th to May 6th, 1993 will be counted up as followed:

fluid physics	20 %
material processing	22 %
human physiology	22 %
biology	16 %
earth observation, astronomy and space technology	20%

Our interest here is mainly focused on material science and fluid physics. In material processing the involvement of heat and mass transfer is dominant during the processing. The processing of material by melting and solidification, and the process of crystal growth are completely governed by heat and mass transfer and can be described by the conservation equations of mass, energy and momentum. In microgravity buoyancy convection, sedimentation and stratification can be suppressed, and in absence of a free interface these processes are determined by heat conduction and/or diffusion alone with moving boundary conditions. In absence of convection a more homogenous structure in the solid phase is expected with different or even better properties.

The knowledge of heat and mass transfer and the possibility of the numerical solution of the conservation equations supports nowadays the control during processing to avoid inhomogenous structures. In these cases heat and mass transfer has a service function. On the other hand experiments in microgravity enlarge our horizon and give answers to questions not solved up today, especially in the cases of two phase and interfacial heat transfer, and systems being not in equilibrium, whereby under earth condition the dominating buoyancy force suppresses other weaker forces. They become more evident in microgravity, and their interaction can be studied. In this lecture some examples will be discussed.

3 How to provide microgravity?

Gravity is a natural and universal force of attraction between any two masses. Such on earth any body is attracted by the earth mass with the gravity value or acceleration g . To provide microgravity, there is no other way as to compensate the gravity force. One way is by acceleration and deceleration, the other is by centrifugal force directed in opposit to gravity. The first category includes all free fall systems like drop towers and drop shafts, parabolic trajectories of aircraft or ballistic rockets. The second category includes all space systems flying in an orbit around the earth in manned vehicles likes the Space Shuttle or the MIR station, as well as unmanned systems like the satellites, the russian system Foton, Eurokosmos or Express. We have to recognize that at the usual altitude of these orbits of 300 to 400 km, the gravity itself is only a little reduced compared to the value on the earth surface, thus microgravity is provided by the centrifugal force with the high velocity of 27.819 km/h (shuttle D2). The space vehicles in the orbit provide microgravity for days and even years as we learn from the space shuttle system, the russian MIR station and the planned US space station Freedom on which an European and a Japanese modul will be linked up. One of the less expensive possibilities are parabolic flights with aircraft, which provide microgravity of about 20 sec, however, the quality of the microgravity level is not very high, and it is alternating between $\pm 5 \cdot 10^{-2}g$. It is interesting to note that in the last years with the increasing request for microgravity research new drop facilities have been commenced to operate. The largest is now the JAMIC drop shaft in Hokkaido with a free fall altitude of about 500 m. He provides a high microgravity level of better than $10^{-4}g$ over a duration of 10 sec. Last autumn I have been invited by Dr. Y. Abe, ETL, to take part on a campaign, and we could use this facility sucessfully to study interfacial heat and mass transfer.

4 What is expected from microgravity?

Microgravity allows a remarkable reduction of the buoyancy force, thus in material science and fluid physics it affects and suppresses:

- the buoyancy in two phase systems,
- the thermal buoyancy convection,
- the sedimentation of materials of different densities,
- the stratification of liquids,
- the hydrostatic pressure difference.

The influence of buoyancy is expressed in the dimensionless numbers: Archimedes, Grashof, Rayleigh, Bond, Weber, which are proportional to gravity and strongly reduced in microgravity

by the order of 10^{-4} depending on the quality of the gravity level.

Thus microgravity allows to study without being influenced by buoyancy convection: interfacial heat and mass transfer, boiling, thermocapillary convection, capillarity, two phase systems, critical fluids with its diverging properties etc.

The benefit of microgravity for science and its application will first be demonstrated in few short examples:

In measurements of thermal conductivity buoyancy convection often bothers the results and can hardly be avoided. This is especially true for melts of metals and materials for semiconductors at high temperatures. Therefore Hibiya et al. [2] from NEC have performed conductivity measurements at high temperature in InSb melts using ballistic rocket flight TEXUS first, and later the JAMIC drop shaft. They receive very good results, and can demonstrate that earlier measurements are often influenced by convection.

Fig. 1 shows the computer simulation of a fractal aggregate consisting of 50 millions of particles after P. Ossadnik, KFA Jülich, Germany. The characteristic feature of the object under realistic conditions is its fragility due to the small forces holding the structure together. In microgravity it would be possible to study the growth of large fractal aggregates, important for the galvanic deposition of metals, for tertiary oil recovery from pores of host rocks or for understanding of the formation of snowflakes. On earth relevant experiments are only possible for two-dimensional structures on a fluid surface.

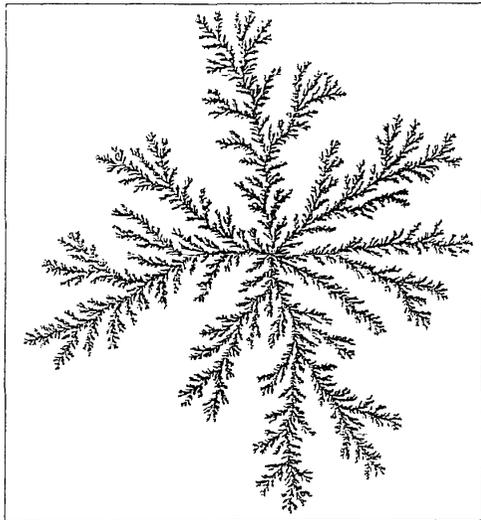


Figure 1: Computer simulation of a fractal aggregate consisting of 50 millions of particles after P. Ossadnik

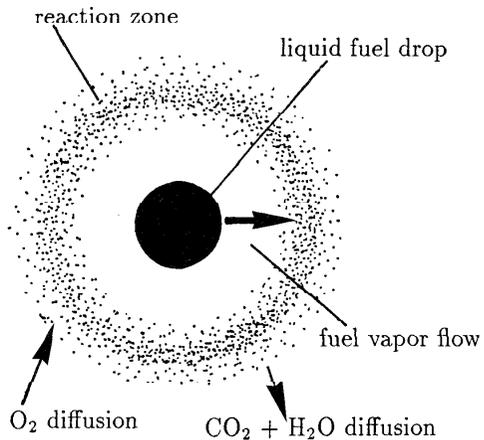


Figure 2: Sketch of droplet combustion

Similar fragile is the structure of dendritic crystals, which are easily destroyed by the buoyancy convection created by the heat and mass transport during its own growth. A significant progress has been reported in the past two years in protein crystallization. Larger crystals grow up in microgravity due to the fact that temperature induced convection could be minimized.

An interesting example for the benefit in using microgravity environment is the study of heat and mass transfer problems in combustion, Fig. 2. Especially the combustion of droplets is studied intensively in Japan by a research group of the Tokyo University and IHI. If the droplets are small the short time of drop towers or shafts are enough for the investigation of combustion. Without buoyancy convection the fuel drop evaporates at its surface by the heat from the combustion zone transferred mostly by radiation. The fuel vapor flows by its volume expansion during evaporation and diffusion to the reaction zone, reacts with the oxygen transported by diffusion from outside. The exhausted gases CO_2 and H_2O diffuse in the opposite direction away from the combustion zone. As long as the heat and mass flow is balanced to maintain the reaction, the upper and lower stability limit can be studied, and with enhanced measuring techniques the reaction zone itself can be analysed with respect to the chemical processes itself.

Only few examples are enumerated here to demonstrate the wide field of microgravity research whereby the classical areas for using microgravity like crystal growth, solidification are not referred to. In more details I will now describe some examples of my own research fields, with which I like to show you the useful support of microgravity to solve questions in the research of thermodynamic and heat transfer.

5 Critical fluid

5.1 Observations

A fluid near its critical gas-liquid point is characterized by extreme values of the thermodynamic properties. Thermodynamic and transport properties diverge, which has the following consequences:

- The high compressibility compresses the fluid on earth by the hydrostatic pressure under its own weight. The critical state itself is realized in a very small layer only.
- The high volume expansion leads to high Gr-number, additional with the diverging Pr-number, Fig. 3 [4], to a strong increasing Ra-number, thus the critical fluid is very sensitive to buoyancy convection.
- Due to the high isobaric specific heat the thermal diffusivity, Fig. 4 [5] tends towards zero approaching the critical point, with the consequence that up to recent it was assumed that

in microgravity the heat transport by conduction is completely slowed down. However, the first experiment performed in microgravity indicated the opposite.

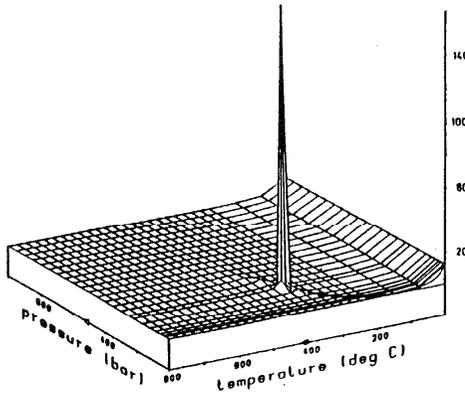


Figure 3: The Prandtl Obelisk for water

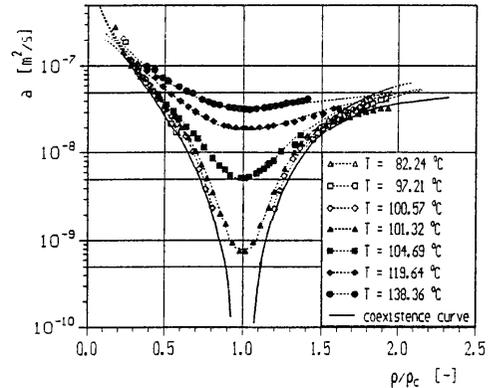


Figure 4: Thermal diffusivity of R134

In a microgravity experiment carried out during a ballistic rocket flight of TEXUS 8 (1984), a cylindrical cell of 25 mm in diameter and 1.5 cm long was heated up with a constant temperature ramp from $T - T_c = -0.4$ K to $+0.4$ K within the 6 minutes of microgravity. With a thermistor at the wall and in the center of the cell the thermal response was measured. On earth an almost constant temperature difference of 0.1 K between the center and the wall was maintained throughout the ramp. The heat transfer is enhanced by strong convection, as it was observed through the cell windows. In microgravity no convection was observed, however, it was surprising, that the temperature in the center of the fluid followed the wall with nearly the same constant temperature difference as under earth conditions. This phenomenon was also measured in a parallel cooling run with a second cell of the same design.

These measurements and the observations indicate that the heat transport and the temperature equilibration was much faster as expected, even without convection, which was contradictory to the comprehension until now. In early studies of density profiles near the critical point [6] we have observed a very slow density equilibration, which is confirmed by the observations in the Critical Point Facility (CPF) during the IML 1-mission in 1992 and confirms the interpretation of our results of the D1 mission [7].

5.2 Isobaric and isochoric processes

For the theoretical description of the heat and mass transport in microgravity we assume, that there exists no gravity force, and the mass flow generated by the local difference in the chemical potential only is very slow, thus the momentum equation can be neglected. The energy equation can be expressed either with the enthalpy: $h = h(T, p)$ or the internal energy: $u = u(T, \rho)$. If heat is transferred by conduction only, and using the Fourier formulation, we receive identical

relations:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{T}{\rho^2 c_p} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \left(\frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (1)$$

and

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{T}{\rho^2 c_v} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_v} \left(\frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2)$$

The identity is given by the thermodynamic relation between the heat capacity of constant pressure and constant volume:

$$c_p - c_v = -\frac{T}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (3)$$

Using equation (1) with $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ the usual Fourier equation is achieved with the thermal diffusivity $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, which tends to zero approaching the critical point thus generally a "critical slowing down" of the temperature conduction process was expected at microgravity. Using, however, equation (2) and assuming that $\frac{\partial \rho}{\partial t} \approx 0$, as observed in experiments, the temperature change is now following an isochoric process with $\frac{\lambda}{\rho c_v}$. This isochoric diffusivity is increasing and diverging approaching the critical point, thus thermal equilibration is enhanced. An other model for fast temperature equilibration was presented the first time by Onuki (1989) [8] and is called the piston model.

5.3 The piston model

If a cell filled with a fluid of near critical state is heated or cooled, the boundary layer changes its volume due to the high thermal expansion coefficient and the bulk liquid is immediately compressed or expanded, and changes its temperature by this adiabatic volume change. Therefore this model is called the "piston effect" because the volume change of the boundary layer acts like a piston for the bulk liquid itself. This model was first developed by Onuki (1989) [8] and results in a very fast temperature equilibration of the order of milliseconds. During the recent D2 mission, we although have conducted dynamic experiments. First evaluations of 10 mK temperature steps at the wall of the spherical cell of 20 mm diameter, filled with SF₆ of critical density, shows, that closer to the critical temperature, the differences between the wall temperature and three thermistors at three different radial positions from the wall to the center are getting smaller and are zero close to the critical temperature. Most experiments carried out till now follow in the bulk very fast to a temperature change at the wall, however, not as fast that this model is rigorously confirmed [9].

5.4 Heat conduction and mass diffusion

The other description of equilibration in temperature and density is given with equation (2) as mentioned briefly before.

From our experimental experience we know that the temperature equilibrates fast, and the density very slowly. Therefore for the first approach we consider that

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \approx 0 \quad (4)$$

than we get for the temperature equilibration:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_v} \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (5)$$

In this case the temperature change is now determined by the isochoric thermal diffusivity $\frac{\lambda}{\rho c_v}$, and $\frac{\lambda}{\rho c_v} \gg \frac{\lambda}{\rho c_p}$ and is increasing approaching the critical point. Experiments which we have conducted in TEXUS and experiments from other authors indicate that the temperature change with time can be described by this isochoric conduction model.

The second term of equation (2) describes the mass equilibration at nearly a constant temperature:

$$-\frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (6)$$

For the mass transport energy is still necessary expressed by the right term. By thermodynamic relations the temperature gradient can be written as:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_\rho \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_p \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (7)$$

Assuming that at earth gravity only the hydrostatic pressure gradient $\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho g$ exists in the direction of the x-axis, and convection terms are negligible, the mass transport can be written as a mass diffusion as:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\lambda}{\rho(c_p - c_v)} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho^2 g \chi_T \right) \right] \quad (8)$$

with the mass diffusion coefficient:

$$D_m = \frac{\lambda}{\rho(c_p - c_v)} \quad (9)$$

Close to the critical point $c_p \gg c_v$ the mass diffusion coefficient is nearly equal to the thermal diffusivity and tends to zero approaching the critical point.

With the above the observation is explained, that the temperature is fast equilibrated, while the mass equilibration is very slow [7].

6 Marangoni Convection

When a liquid-liquid or a liquid-gas interface is exposed to a temperature or concentration gradient, a flow termed Marangoni, surface tension-driven convection or, in the case of a temperature gradient, thermocapillary convection is induced in the liquid in direction of higher surface tension. In most fluids, surface tension decreases with increasing temperature, thus, a convective flow is induced from higher to lower temperature thus supporting the heat transfer. Due to the dominance of buoyancy over thermocapillary convection on earth, this form of natural convection was not paid much attention to for a long time. In addition, it is impossible to separate the effects evoked simultaneously by both buoyancy and surface tension convection in experiments on earth. However, with the technical feasibility of experiments on board of orbiting spacecrafts, on ballistic rockets or in drop towers, an increasing interest has been directed towards the research of Marangoni flows. Under microgravity, containerless processing methods, such as floating zone melting and solidification, and Czochralski crystal growth have been focused on. Any kind of convection is undesired in those processes. Buoyancy convection can be suppressed, while Marangoni convection can hardly be avoided in case of a free surface subjected to a temperature gradient. From the viewpoint of heat and mass transport, however, thermocapillary convection enhances the heat transferred through the liquid.

6.1 Experimental Studies

To demonstrate the effect of thermocapillary flow, the heat transfer around a single steam bubble is studied. A plate heater is mounted upside down in subcooled R113. A single bubble is created (Fig. 5) and observed by holographic interferometry. In some distance from the bubble, the interferometer fringes show a temperature profile due to pure conduction, as the density stratification is stable, and no buoyancy convection occurs. On both sides of the bubble, strong convection is induced by thermocapillary forces and this flow is strong enough to act against the buoyancy force.

The enhancement of heat transfer is investigated in various liquids by the arrangement sketched in Fig. 6. A platinum wire of 0.02 mm in diameter and 3 mm in length immersed in the liquid serves both as heater and resistance thermometer. The heat flux through the wire is kept low enough so that only free convection occurs. By a special holder, a semi-spherical air bubble of 2.5 mm in diameter is positioned in a way that the wire is just touched by the bubble.

The flow around the bubble is observed by tracer particles, while the heat transfer is measured by the change of the temperature and resistance of the wire, respectively. Immediately when the air bubble touches the wire surface, thermocapillary flow sets in and the wire temperature is reduced. In Fig. 7, the increase of the heat transfer is represented by the Nu number

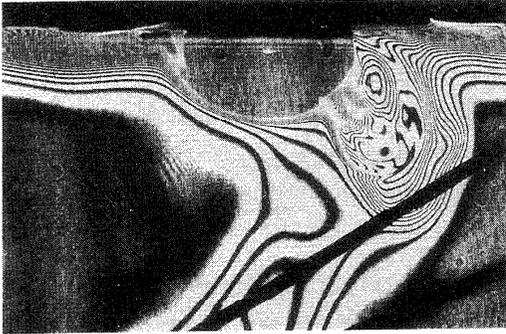


Figure 5: Thermocapillary flow in subcooled R113 observed by holographic interferometry. The bubble is in upside-down position

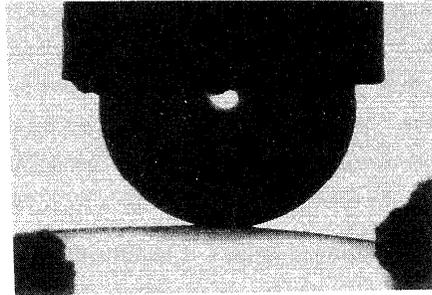


Figure 6: Air bubble of 2.5 mm in diameter on a heated platinum wire

as a function of the Marangoni number, which is defined as:

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \cdot \frac{\Delta T D}{a\eta} \quad (10)$$

with σ as the surface tension, D the diameter of the wire, a the thermal diffusivity, η the dynamic viscosity, and ΔT the temperature difference between the wire and the bulk liquid.

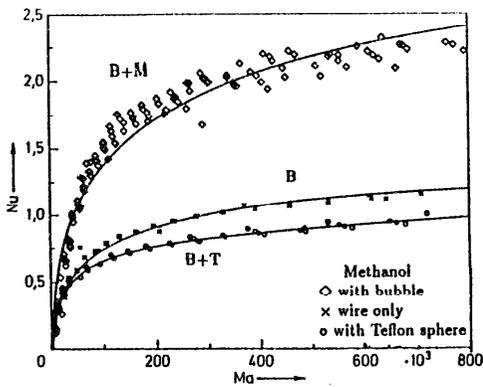


Figure 7: Enhancement of heat transfer by thermocapillary flow on a wire submerged in methanol

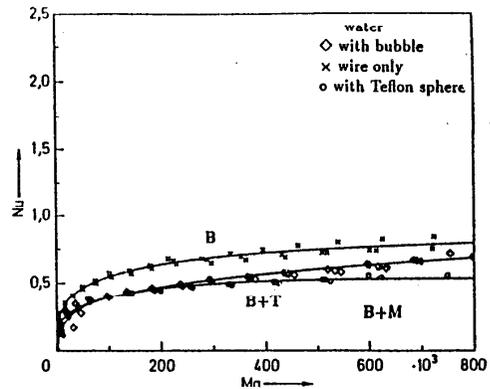


Figure 8: Reduction of heat transfer on an air bubble in water

To prove that the enhanced heat transfer is due to Marangoni convection, a solid Teflon sphere of diameter D is brought in the same position on the wire. As expected, the heat transfer is reduced because of the obstacle to the flow. This is a clear evidence that thermocapillary flow contributes to heat transport very efficiently.

For this experiment we used various liquids, like methanol, propanol, ethanol, R113, water, and mixtures of water and methanol. In case of pure water, it should be mentioned that

Marangoni convection could not be observed for a longer period. Contrary, a mixture of 20 % methanol and 80 % water exhibited the usual thermocapillary flow. The deficiency of Marangoni convection in the case of pure water is usually explained by the contamination of the water surface. However, if this is true, the contamination should have had an effect not only on the surface tension itself, but also on the surface tension gradient and reduce this gradient to zero. It seems worth to study this effect with water in more details (Fig. 8).

As mentioned before, it is difficult to separate the effects of buoyancy and thermocapillary convection in earth experiments. Therefore, numerical simulations are decisive tools to study them. They also help to support the planning of space experiments, to facilitate the design of new equipment and to reduce the number of expensive space experiments.

6.2 Numerical Studies

Transient Marangoni convection is simulated around a gas bubble floating in a rectangular cavity filled with liquid. The side walls are adiabatic, while the bottom and the top walls are maintained at different temperatures. Two 2-dimensional numerical methods are employed, a finite difference scheme with explicit time steps and a fully implicit control-volume finite element method. To simplify the calculations, the bubble is fixed in the middle of the container neglecting buoyancy effects and the force exerted on the bubble by the thermocapillary flow around it. The magnitude of this force is calculated. It can be regarded as the holding force necessary to keep the bubble in place, otherwise it would migrate in the direction to the higher temperature. Variable gravity conditions make it possible to study the interaction of buoyancy and surface tension-driven convection. The system under consideration is governed by the conservation laws for mass, momentum, and energy. As fluid properties the values of water are used, because they are easily available and for the principle study it is of secondary interest that with water thermocapillary convection can not be maintained stationary. In a first approximation, the 3-dimensional problem is reduced to 2 dimensions by considering only a cross-section of the bubble. The special combination of circular and rectangular geometry excludes the use of regular grids. Special elements are used to approach the curved surface of the bubble. For details of the numerical methods we refer to [12] and [13]. The temperature field around the bubble without buoyancy is closely connected with the flow field (Fig. 9).

When the temperature difference between bottom and top walls of the container or the Marangoni number, respectively, is increased, the heat transfer is enhanced and the isotherms accumulate near the heated and cooled walls. The number of isotherms originating from the bubble surface decreases with increasing Marangoni number. With an increasing gradient of surface tension around the bubble, two vortices develop due to the recirculating flow. In Fig. 10, the influence of earth-gravity acting in either parallel or opposite direction of the thermocapillary flow is obvious. In the case of Marangoni convection acting against buoyancy (**M-B**),

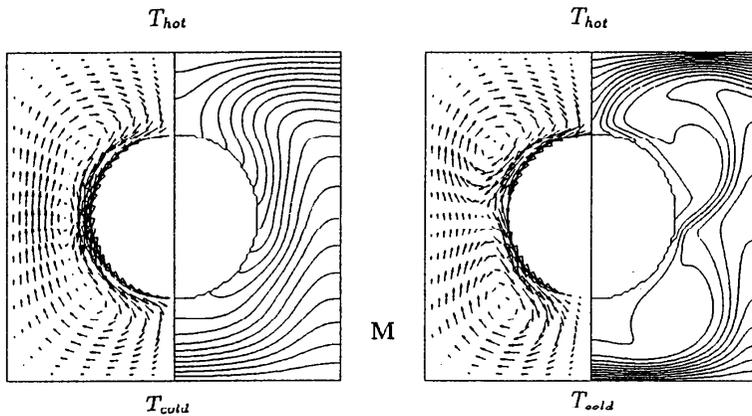


Figure 9: Predicted velocity fields (left) and isotherms (right) for increasing Marangoni numbers under micro-gravity $Ma = 5000$ (left), and $Ma = 100000$ (right)

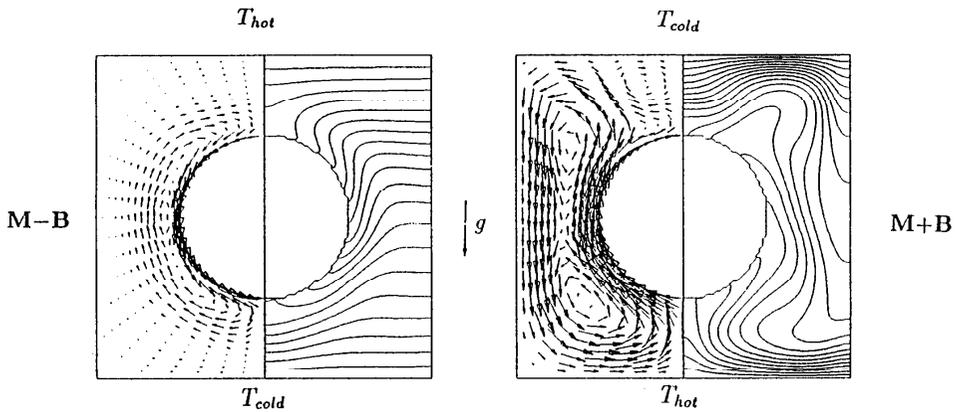


Figure 10: Interaction between thermocapillary flow and buoyancy. **M-B** ($Ma = 10000$) denotes the case of counteraction, **M+B** ($Ma = 5000$) the case of cooperation

the initial temperature field causes a stable vertical density stratification. The displacement of the isotherms accounts for the effect of the thermocapillary flow being in opposite direction of buoyancy. Compared to microgravity conditions, buoyancy pushes the recirculating flow closer to the bubble surface. With **M+B**, an unstable density stratification is chosen as initial condition in the cavity so that thermocapillary flow and buoyancy convection augment each other. Now, the recirculating flow is governed by one large vortex filling up the whole cavity. The influence of thermocapillary convection can be demonstrated quantitatively in the enhanced heat transfer, as in the plot of the Nu number versus the Ma number (Fig. 11).

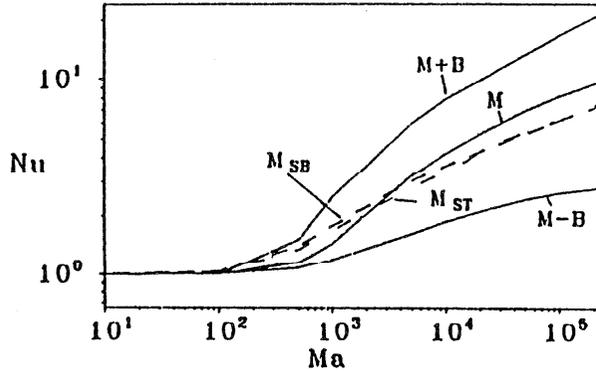


Figure 11: Heat transfer depending on the Marangoni number for the various cases investigated

Pure conduction inside the cavity with inactive bubble is defined as $Nu = 1$; it should be emphasized that in this case the bubble has an insulating effect, the heat transfer is 67.5 % lower as in the case of a cavity completely filled with liquid. The steady-state Nu number increases significantly, when a Marangoni number of $Ma = 10^2$ is exceeded. In a range of $1 \leq Ma \leq 10^2$, convection is still existent, however, its contribution to heat transfer can be neglected. The behavior that a certain Marangoni number is necessary for an observable increase in the Nusselt number is already known from buoyancy convection. As expected, the biggest enhancement of heat transfer is the buoyancy supported thermocapillary flow (**M+B**) in Fig. 10. The case, where buoyancy convection acts against Marangoni flow (**M-B**), has the lowest increase in the Nu number. However, it must be recognized that even here the heat transfer is enlarged, i.e. the thermocapillary flow is strong enough to exceed the buoyancy flow. For pure Marangoni convection, the heat transfer is about eight times higher than for pure heat conduction at $Ma = 10^5$. In Fig. 11 the heat transfer of a semi-spherical bubble attached either to the bottom (M_{SB}) or to the top (M_{ST}) of the enclosure, is included additionally. In both cases, the heat transfer is little less than that of a spherical bubble of the same diameter. At higher Ma numbers, the strong increase of the Nu number is reduced. This is due to the reduction of the isotherms on the bubble surface.

The experiments and the numerical calculation demonstrates that the Marangoni flow contributes in a reasonable quantity, and enhances the heat transfer. We observed first time Marangoni convection during subcooled boiling in microgravity. This stimulated us to investigate the contribution of it alone. The experiments on earth can only be conducted in a way that buoyancy convection supports or suppresses the Marangoni convection. For the examination of the theoretical studies microgravity experiments are an essential tool for comparison and to develop a relationship between the heat transfer, the Nu -number, and the Marangoni number. Additional effects as observed with water should even be studied, because it seems

that contamination is not the exclusive reason that Marangoni convection does not develop well.

7 Nucleate Boiling

7.1 Results from experiments

Due to the great differences in the densities between the surrounding liquid and the vapor bubbles, it is generally assumed that the heat transport in pool boiling is highly influenced by buoyancy forces. Thus, gravity is regarded as an important factor in all physically based or empirical correlations for pool boiling heat transfer. Tests in a microgravity environment provide a means to study the real influence of gravity and to separate gravity-related to gravity-independent factors.

In the first stage of our experimental studies in microgravity, the most important question was, whether nucleate pool boiling can be maintained without buoyancy forces. Furthermore, what mechanisms are able to provide similar high heat flux rates as high as on earth, and which forces can replace the effect of gravity.

The boiling process is very complex because of the interdependence of numerous factors and effects, such as the interaction between the solid surface of the heater with the liquid and vapor, the interaction between the liquid and vapor itself, and the transport of liquid and vapor from the heater surface. This complex behavior is the reason that – despite of nearly 6 decades of boiling research – the physics of the boiling process itself is not properly understood and is poorly represented in most correlations. This becomes evident from the fact that the usefulness of most correlations diminishes very rapidly, if they are used outside the range of the physical parameters for which they were developed [14]. Thus, a microgravity environment offers the unique opportunity to study these complex interaction processes without or, at least, with reduced buoyancy forces.

Saturated and subcooled pool boiling have been investigated in parabolic aircraft flights and in TEXUS rocket. The fluid used was R12, the pressure ranges from $0.1 < p/p_c < 0.7$, with p_c the critical pressure. Platinum wires of 0.2 and 0.05 mm diameter, a gold-coated tube of 8 mm diameter, and a gold-coated plate of 40 mm × 20 mm are used as heaters. The platinum wire and the gold coating served as heaters and resistance thermometers simultaneously to determine the surface temperature of the heater. During a parabola sequence the gravity level a/g , the temperature difference $\Delta T_{\text{sat}} = T_w - T_{\text{sat}}$, and the power q_w supplied to the heater was measured versus the experimental time. The power was switched on during the low-gravity period, eliminating thus convection before the microgravity state was reached. Due to the small heat capacity of the wire, the temperature responded immediately after the power was turned on. The power was increased stepwise, the wire temperature reacted without delay. The

duration of the low-gravity period was about 20 s. After that, the acceleration increased from about $a/g \approx 0.01$ to 1.8, and decreased to earth-gravity $a/g = 1$ again. Thus, in one parabola sequence the boiling behavior at microgravity and at higher accelerations could be studied. The low-gravity period of 20 s was long enough to achieve steady-state boiling conditions. The temperature record reveals that the temperature of the heater remains constant even when the acceleration changes from microgravity to 1.8 g . The bubble size, however, is gravity-dependent.

With that it is clearly demonstrated that the heat transfer coefficient is neither influenced by gravity nor by the bubble size at this fluid state. The results are summarized for the wire in the boiling curves at saturated states for various pressures in Fig. 12. The symbols represent the data obtained under microgravity, while the lines represent the 1- g -data measured immediately after the low-gravity in the consecutive period of the parabola. The evaluation of the heat transfer coefficient ratio α/α_1 versus heat flux density is shown in Fig. 13.

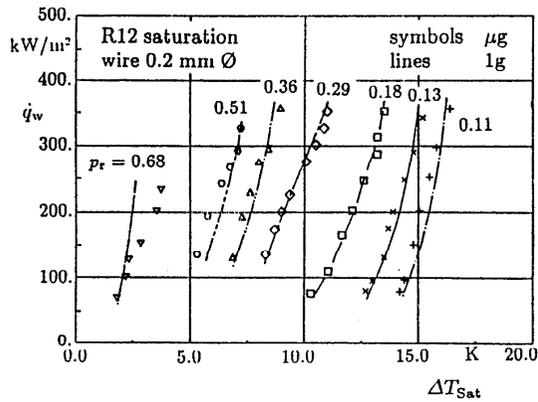


Figure 12: Boiling curves for R12 at saturation and various pressures $p_r = p/p_c$. Symbols at μg , lines at 1g.

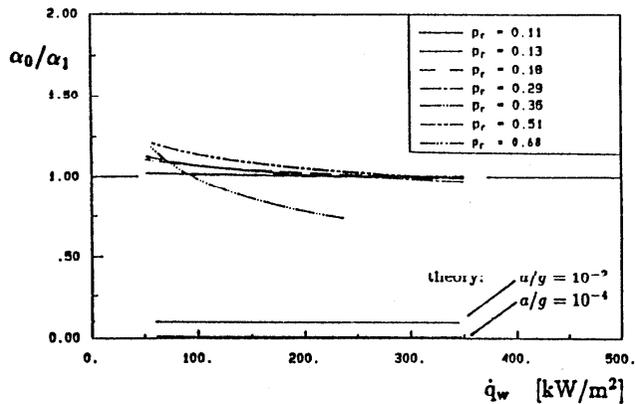


Figure 13: Heat transfer ratio, microgravity values related to 1g values, compared to theory at $a/g=10^{-2}$ and $a/g=10^{-4}$.

α is the heat transfer coefficient under microgravity, α_1 at 1- g . It becomes obvious that the heat transfer coefficient for low heat flux loads, especially for wires, is even higher than at earth-gravity. This may be contributed to the fact that in low-gravity all nuclei sites on the wire are equally activated. As a result, boiling occurs symmetrically around the wire in low-gravity, whereas in 1- g , the lower stagnation point is cooled by free convection, and only the upper circumference of the wire is preferred for boiling. The reduction of the heat transfer coefficient at higher heat fluxes is caused by the higher bubble density and the appearance of larger bubbles due to bubble coalescence connected with the increase of dry areas below the bubbles. For lower pressures, $p/p_c < 0.1$, experiments conducted in TEXUS flights, not shown here, the bubbles are large due to the small density of the vapor. Below the large bubbles dry areas are formed, which reduce the heat transfer, however, much less as predicted by theory. These dry spots are not circular, they are locally instable the wetting line is moving forward and backward wetting and non-wetting. This movement is very dynamically as observed by Ervin [10] and Oka [11], too, by a view from below through the transparent heating surface. At higher system pressures $p/p_c \geq 0.7$, the reduction in the heat transfer coefficient may be caused by the smaller surface tension, which is responsible for the wetting and the departure of the bubbles as discussed later.

In most correlations from literature for saturated nucleate boiling gravity is an important parameter, their extrapolation to lower acceleration level a/g are not in agreement with our experimental findings. Some relations for subcooled boiling are independent from gravity, however, their physical view of the boiling process is not corresponding with our observations. Indeed, all these correlations were developed under earth-gravity conditions and are valid for $a/g = 1$ only. However, if the physics of the boiling process is described correctly, an extrapolation to lower or higher acceleration values should be implicitly possible without too large deviations from the experimental findings. The great deviations, however, support the statement given above that the physics of the boiling process is not properly represented in most correlations. If under microgravity the nucleate boiling can be maintained up to much higher heat fluxes than expected, it is obvious that even the critical heat flux is shifted to higher values than predicted by the generally accepted hydrodynamic theory of vapor film instability. About 2 to 3 times higher values of CHF are observed in both saturated and subcooled boiling on wires and flat plates. The hydrodynamic theory describes a situation where a vapor film on the heaters surface still exists, and get unstable, but not the formation of this vapor film, which causes the CHF.

7.2 Mechanism of Nucleate Boiling

Finally, the question arises, what are the physical mechanisms of nucleate boiling, and how can the transport of energy be explained in the absence of buoyancy. For a better understanding, it is useful to divide the mechanism of the boiling process into a primary and some secondary mechanisms:

Primary mechanism:

The primary mechanism is the formation and the growth of the bubbles in the superheated liquid boundary layer by evaporation at the liquid-vapor interface. Most important for the heat transfer are the transport mechanisms in the microwedge at the solid-liquid-vapor interface on the baseline of the bubbles. In this region, the evaporation rate is very high and not influenced by gravity but only by the temperature at the interface.

After nucleation a microlayer will be formed and evaporates into the bubble, further bubble growing occurs on the bubble base at the microwedge, Fig. 14, formed by the solid-liquid-vapor interfaces. At the liquid vapor interface the vapor evaporates if the liquid surface temperature is higher than the saturation temperature. This temperature depends on the size of the bubble, and is decreasing with increasing bubble size. By capillary pressure difference caused by the evaporation liquid flows parallel to the heater into the wedge. The thickness of the gap between heater and surface of the bubble determines the heat flow to the bubble. At 1g the bubble depart at a certain size determined by the buoyancy, inducing wake flow. In microgravity the contribution by the wake flow is very small and will be negligible. The capillary flow into the wedge is confirmed by the observation that smaller bubbles migrate along the heater surface and coalesce with larger bubbles. By this migration and the coalescence additional flow is induced, more or less parallel to the heater surface.

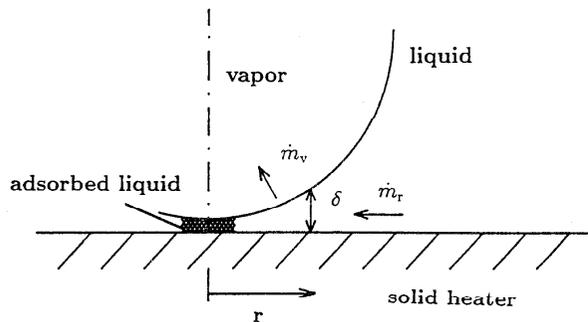


Figure 14: The microwedge model. \dot{m}_v is the evaporating mass flow, \dot{m}_r is the liquid mass flow to the interface. $\dot{m}_v > \dot{m}_r$ unstable CHF.

If at high heat fluxes a dry spot below a bubble is formed, and the evaporating mass flow is getting larger than the liquid mass flow to the bubble in the wedge the dry area is further increasing, and the situation gets unstable, because the capillary force is reduced, and with that the liquid mass flow, dry up is enforced, first below one bubble than neighbouring bubbles follow, they coalesce, form a film, which leads to the critical heat flux.

Secondary mechanism:

The secondary mechanisms are responsible for the heat transport from the heater surface to the bulk liquid. This occurs by the departing bubbles carrying away latent heat, additional,

by the wake-flow following the bubbles, and by convection.

In forced convection boiling, the bubbles and the liquid are carried away by the flow, and in pool boiling under earth-gravity, they are carried away by buoyancy. In microgravity, the various effects observed are mostly caused by surface tension, they are shortly summarized:

- inertia forces during rapid growth; this was observed in boiling of subcooled water on a wire;
- vertical and horizontal bubble coalescence, followed by the inertia of the liquid lifting the bubbles and supplying cool liquid to the heater;
- coalescence of small bubbles into larger bubbles;
- lifting and replacement of large bubbles by the growth of smaller ones below them.

In subcooled liquids, additional effects are observed:

- pumping by high frequency growth and condensation, called micro-convection, observed with small bubbles on earth;
- in microgravity, large bubbles are formed with evaporation at the bubble base and condensation at the crown; acting like small heat pipes, this process is selfcontrolled. The bubble grows up to a size that their crowns reaches the subcooled liquid for condensation
- thermocapillary convection;
- coalescence of small bubbles with large bubbles and condensation at the top. The large bubbles grow into regions, where the liquid is still subcooled. Partial condensation of large bubbles at the top occurs with dynamic fluid motion.

It is interesting to note, that the overall heat transfer coefficient is only less dependent on these secondary mechanisms.

8 Summary

In this paper some examples are presented how microgravity supports research in heat transfer, and it is expressed that heat transfer can support other fields of research, especially material processing because these processes are completely governed by heat and mass transfer. In the example of heat transport near the critical point of fluids we learned with the aim of microgravity experiments that simplified transport equations can not be applied to systems distinguished by extreme values of thermophysical properties.

Thermocapillary flow is much more important for heat transport than it was estimated before. The enhancement of heat transfer is remarkable, however, at higher Marangoni numbers

the influence is weakened, because the strong flow at the interface itself reduces the driving temperature gradients.

Boiling, as the most efficient heat transfer mechanism, can be maintained in microgravity, too. Buoyancy does not play the role it has been attributed to until now, nearly the same heat transfer values as on earth are observed in microgravity. The dominating effect for boiling is the evaporation at the wedge formed by the interfaces solid-liquid-vapor on the bubble base and the flow driven by the capillary forces due to the evaporation. The energy transport from the heater surface to the bulk liquid is governed by mechanisms in which surface tension is most important such as bubble coalescence, liquid inertia, and replacement of bubbles. In subcooled liquids, evaporation at the base, and condensation at the top of the bubble induce a highly dynamic liquid motion, and transport cooler liquid to the heater surface.

Regarding the fact that after 60 years of research in boiling heat transfer many open and basic questions exist, we can not expect that by the few experiments which have been conducted in microgravity till now by Japanese, American and German researchers all problems are solved. We are just at the beginning to get familiar with this new environment for solving unsolved research problems. Microgravity is an excellent environment to study transport processes without buoyancy for a better understanding of the physics behind them, and to improve our knowledge for its application. However, to go to this environment is very costly, therefore a closer international cooperation is very desirable.

9 Acknowledgement

This report contains the research work of several coworkers listed in the references. The projects were sponsored by BMFT, DARA, DLR, and DFG. The flight opportunities were provided by ESA, DLR, and DARA. The author gratefully thanks all organizations and their teams involved for their support.

10 Nomenclature

a	thermal diffusivity [m^2/s]
a	actual system acceleration [m/s^2]
c_p	isobaric specific heat capacity [$\text{J}/\text{kg K}$]
c_v	isochoric specific heat capacity [$\text{J}/\text{kg K}$]
D	diameter of the wire [m]
D_m	mass diffusion coefficient [m^2/s]
g	gravitational acceleration [m/s^2]
Gr	Grashof number [-]

h	specific enthalpy [J/kg]
Ma	Marangoni number [-]
Nu	Nusselt number [-]
p	pressure [Pa]
Pr	Prandtl number [-]
q_w	specific heater power [W/m ²]
Ra	Rayleigh number [-]
t	time [s]
T	temperature [K]
u	internal energy [J/kg]
x	coordinate [m]
α	heat transfer coefficient under microgravity [W/m ² K]
α_1	heat transfer coefficient at 1g [W/m ² K]
η	dynamic viscosity [Pa s]
λ	thermal conductivity [W/m K]
ρ	density [kg/m ³]
σ	surface tension [N/m]
χ_T	isothermal compressibility [1/Pa]
$\frac{a}{g}$	gravity level [-]
$\frac{\alpha}{\alpha_1}$	heat transfer coefficient ratio [-]
ΔT	temperature difference between the wire and the bulk liquid [K]

subscripts:

c	critical
p	pressure
sat	saturated
T	temperature
w	wall
1	at 1g

References

- [1] Sahn, P. R., Keller, M. H., Schiewe, B., Research Program of the German Spacelab Mission D2, published Wissenschaftliche Projektfuehrung D2 c/o DLR 51147 Koeln, Germany.
- [2] Hibiya, T., private communication.
- [3] Sprenger, H. J., Dispersions and Colloid Systems: The Significance of Microgravity and Possible Industrial Applications. Low g, The Interspace Journal for the industrial utili-

zation of microgravity, Vol. 3 No. 4 1992.

- [4] Schiebener, P., Straub, J., Three Dimensional Diagramms of the Properties of Water (1977), unpublished.
- [5] Kruppa, B., Straub, J., Dynamic Light Scattering: An Efficient Method to Determine Thermal Diffusivity of Transparent Fluids, *Experimental Thermal and Fluid Science* 1993, 28-38.
- [6] Straub, J., Dichtemessungen am kritischen Punkt mit einer optischen Methode bei reinen Stoffen und Gemischen, Dissertation, Technische Universität München, 1965.
- [7] Straub, J., Nitsche, K., Isochoric Heat Capacity c_v at the Critical Point of SF₆ under Micro and Earth Gravity - Results of the German Spacelab Mission D1, to be published in *Fluid Phase Equilibration*.
- [8] Onuki, A., Slow relaxation in microgravity and effects of stirring on critical point experiments, NASA Workshop (1989) at NIST Gaithersburg.
and Onuki, A., Hao, H., Ferrell, R. A., Fast adiabatic equilibration in a single-component fluid near the liquid-vapor critical point, *Phys. Rev. A* 41 (1990) No. 4 2256-2259.
- [9] Garrabos, Y., Le Neindre, B., Guenoun, P., Perrot, F., Beysens, D., Transport of Heat and Mass in Near-critical Fluids, *Microgravity sci. technol. VI/2*, Hanser Publishers, Munich, 1993.
- [10] Ervin, J. S., Merte, H., Keller, R. B., Kirk, K., Transient Pool Boiling in Microgravity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35, 659-674, 1992.
- [11] Oka, T., Abe, Y., Tanaka, K., Mori, Y. H., Nagashima, A., Observational Study of Pool Boiling under Microgravity, *JSME Int. Journal, Series 2*, Vol. 35, No. 2, 280-286, 1992.
- [12] Straub, J., Betz, J., and Marek, R., Numerical Simulation of Marangoni Convection around Gas Bubbles in a Liquid Matrix, submitted to *Numerical Heat Transfer, pt. A: Applications* (1991).
- [13] Straub, J., Betz, J., and Marek, R., Numerical Simulation of Marangoni Convection around Gas Bubbles in a Liquid Matrix, paper presented at the 8th Europ. Sympos. Material Sciences in Microgravity, Brussels, Belgium, to be published as ESA-SP 333 (1992).
- [14] Dhir, V.K., Nucleate and Transition Boiling Heat Transfer under Pool Boiling and External Flow Conditions, *Proc. 9th International Heat Transfer Conference*, Jerusalem, Israel, Vol. 1, pp. 129-155, (1990).

<お知らせ>

日本伝熱学会
「財政基盤強化のための募金事業」
に対するご協力をお願い（最終掲載）

募金事業発起人代表
日本伝熱学会第31期会長
藤江邦男
募金事業実行委員会委員長
日本伝熱学会第32期会長
棚沢一郎

日本伝熱学会は昭和36年11月に日本伝熱研究会として発足し、平成4年で30周年を迎えました。その間、工業の基盤の科学技術である伝熱学・熱工学を統括する本学会が、我が国の経済発展に果たしてきた役割は顕著なものであります。特に、二度に渡る石油危機など、エネルギー問題に対する本学会の成果は記憶に新しい所であり、さらに現在問題となっている地球環境問題等についても、今後、本学会が担うべき役割は国内的にも、国際的にも極めて重要なものになると考えられます。

この様な状況のもと、本学会・組織検討委員会（30期、委員長・藤井哲九大教授）は21世紀にむけて、本学会の将来構想について検討を行って参りました。その結果、本学会の法人化が示唆され、法人化をにらんだ学会会則の改訂が行われたことは総会及び会誌「伝熱研究」等で御承知おきのことと存じます。「社団法人化」は、一定の目的のもとに集まった「人の集まり」に一つの法的人格を付与するものであります。これまで本学会が果してきた社会的貢献と学会規模を考えますと、本学会の「法人化」は必然的な過程であります。またこの様な法的・社会的基盤を確立することは本学会をより活性化し、産学官の協力、国際交流の拡大及び国際協力等がより円滑、且つ強力に果たせることになり、本学会会員および産業界にとって有益なことであります。

当初、法人化達成には数年を要することが予想されていましたが、組織委員会諸氏の努力により幸いにも短期間で達成される見通しが出て参りました。また同時に、学会法人化を実現するためには、学会として最低二千万円の資産を持つことが必要条件であることも判明致しました。従いまして、本学会と致しましては、この際是非とも学会の財政基盤を強化して法人化を達成すると共に学会運用資金の充実をはかる必要があります。

本件については、理事会に於いて鋭意審議致しました。その結果、財政基盤強化のために、学会会員諸氏からの募金と関連企業のお力添えをいただきたいとの結論に達しました。また、本募金事業については多数の方々も趣旨に賛同され、発起人（「伝熱研究」、32巻、124号（1993）に掲載）となって下さいました。

つきましては、諸事御多端の折りとは存じますが、何卒この趣旨を御汲み取りいただきまして、別記要領にて、募金にご協力下さいますようお願い申し上げます。

なお、本募金事業におきましては本学会会員に募金をお願いすると共に、別途関連企業各位にも御協力をお願いする予定であります。

平成4年12月19日

記

平成5年1月1日より開始致しました日本伝熱学会「財政基盤強化のための募金事業」に關しましては、絶大なる御理解と御協力を賜り、誠に有難うございます。

ここに、現在までの募金申込状況および平成5年7月11日以降の募金申込者ご芳名（送金者を含む）を掲載し謝意を表します。また、申込および送金期限が平成5年12月31日と迫って参りました。未だ申込をいただいていない個人会員の皆様方には本事業に対するより一層の御理解を賜り、御協力下さいますよう、改めてお願い申し上げる次第です。

なお、関連企業各位に賛助会員（特別）としてご加入戴きご協力を仰ぐ事業に關しましても本格的な活動に入りました。この件につきましても、皆様の積極的なご支持、ご援助が必要であります。宜しくご協力のほどをお願い申し上げます。

個人会員募金要項

1. 募金目標額 最低 2000万円
(内訳) 個人会員 最低 1000万円
関連企業 最低 1000万円(賛助会員(特別)加入による)
2. 募金申込額 1口 5,000円
(ご参考までに個人募金額の目安を記しました。)
3. 申込期間 平成5年1月1日 ~ 平成5年12月31日
4. 申込方法 「伝熱研究」本号(32巻、127号(1993))に綴じ込みの用紙、日本伝熱学会「財政基盤強化のための募金申込書」にて御申込下さい。
なお、ご送金をもってお申込に代えることもできます。
5. 送金期間 平成5年1月1日 ~ 平成5年12月31日
6. 送金方法 折込の「郵便振替用紙」を御使用下さい。
<郵便振替口座>
口座番号: 東京3-711551
名 称: 日本伝熱学会募金事業委員会
代 表 者: 棚沢一郎
住 所: 〒113 東京都文京区本郷5-25-18
7. その他
 - ・募金事業に関する免税措置申請につきましては、先にもお知らせ申しあげましたが、不許可となりました。ここに、お詫びすると共に、再度ご報告申し上げます。
 - ・関連企業各位には賛助会員(特別)にご加入戴くべく、別途、趣意書等を作成し、平成5年6月1日より実行委員会地区代表委員が中心となって活動を致しております。本件につき、お問い合わせ、或はご意見があります場合には地区代表委員または次項の問い合わせ先にご連絡下さい。
8. 問い合わせ先 飯田 嘉宏(横浜国立大学工学部物質工学科)
TEL. 045-335-1451(EXT.2874)、FAX. 045-331-1704
坂口 忠司(神戸大学工学部機械工学科)
TEL. 078-881-1212(EXT.5152)、FAX. 078-881-0036
山川 紀夫(岩手大学工学部応用分子化学科)
TEL. 0196-23-5171(EXT.2852)、FAX. 0196-52-7144

「財政基盤強化のための募金事業」実行委員会名簿

委員長	棚沢一郎（東大）	
地区代表委員		
北海道地区	石黒亮二（北大）	
東北地区	戸田三朗（東北大）	
関東地区	黒崎晏夫（東工大）	齋藤孝基（東大） 成合英樹（筑波大）
	岡田孝夫（高砂熟学）	
東海地区	架谷昌信（名大）	藤掛賢司（豊田中研）
北陸地区	林勇二郎（金沢大）	
関西地区	鈴木健二郎（京大）	鳥越邦和（ダイキン）
中国・四国地区	広安博之（広島大）	二神浩三
九州地区	藤田恭伸（九州大）	
委員		
	窪田英樹（室蘭工大）	馬場 弘（北見工大）
	関根郁平（苫小牧高専）	菅原征洋（秋田大）
	三浦隆利（東北大）	五十嵐喜良（東北電力）
	荻原宏二郎（秋田高専）	橋爪秀利（東北大）
	田中忠良（電総研）	菱田公一（慶大）
	赤井 誠（工業技術院）	飯野利喜（日立製作所）
	勝田正文（早稲田大）	門谷皖一（小松製作所）
	小泉安郎（工学院大）	田辺新一（お茶の水女子大）
	長崎孝夫（東工大）	西尾茂文（東大）
	西村 誠（岐阜大）	山下博史（名大）
	前川 透（東洋大）	海野紘治（豊田工大）
	辻 俊博（名工大）	松田仁樹（名大）
	青木和夫（長岡技科大）	小林睦夫（新潟大）
	東 恒雄（大阪市大）	片岡 勲（京都大）
	森 幸治（阪大）	坂本雄二郎（神戸製鋼所）
	千田二郎（同志社大）	唐土 宏（松下電機産業）
	秋山 巖（パフージャック日立）	稲葉英男（岡山大）
	村上幸一（愛媛大）	森岡 斎（徳島大）
	金丸邦康（長崎大）	小森 悟（九州大）
	松尾篤二（三菱重工）	
（総務担当）		
	工藤一彦（北大）	福迫尚一郎（北大）
	井上 晃（東工大）	千草孝男（新日本空調）
	望月貞成（東京農工大）	中島利誠（お茶の水女子大）
	庄司正弘（東大）	芹沢昭示（京大）
	長野靖尚（名工大）	青木博史（豊田中研）
	平田哲夫（信州大）	滝本 昭（金沢大）
	木本日出夫（阪大）	坂口忠司（神戸大）
	本田博司（九州大）	地崎英二（新日鉄）
（会計担当）		
	吉田英生（東工大）	高島啓行（住友金属）
（監査）	二階 勲（鹿島建設）	森岡幹雄（石播重工）
		金山公夫（北見工大）
		円山重直（東北大）
		小川 清（日大）
		横山孝男（山形大）
		飛原英治（東大）
		石塚 勝（東芝）
		河村 洋（東理大）
		平井秀一郎（東工大）
		竹内正紀（福井大）
		北村健三（豊橋技科大）
		山中晤郎（三菱電機）
		姫野修廣（信州大）
		千田 衛（同志社大）
		神吉達矢（姫路工大）
		藤井照重（神戸大）
		鈴木 洋（広島大）
		伊藤昭彦（大分大）
		笹口健吾（熊本大）

「財政基盤強化のための募金事業」発起人名簿

相原	利雄	大内	雅樹	熊田	俊明	高城	敏美	服部	賢裕	三浦	隆利
相場	也夫	須賀	正彦	熊田	弥二	高島	啓行	花岡	朗史	水谷	一夫
青木	和成	大隅	正和	栗間	諄秋	瀧本	昭顯	浜口	二洋	上野	幸治
青木	爾守	太田	照彦	黒川	政晏	竹内	正紀	早坂	郎茂	水野	忠紘
赤川	庸映	大中	逸雄	黒崎	進三	竹越	栄俊	原勇	朝德	三田	地格
秋山	雄	大場	卓郎	小竹	惠志	武山	斌郎	場角	喜一	岐美	石雄
秋山	恒	岡崎	孝夫	小林	清哲	田中	修良	久菱	公一	三塚	正志
東	享	岡本	芳三	小堀	繁仁	田中	忠一郎	菱田	邦夫	兩山	龍敏
新井	紀男	小笠	英雄	小山	仁卓	沢口	博恕	土方	滋治	宮下	尚修
新井	幸憲	小笠	光信	山野	宏彬	谷木	乎一	日向	英二	宮武	二喜
荒木	正嘉	荻野	文丸	今野	革孝	玉利	賢徳	飛原	茂樹	宮本	代政
有富	利喜	小口	幸正	斉藤	武雄	千葉	陽一	平井	哲夫	宮良	明夫
飯田	茂保	合川	達雄	斎藤	武	千植	綾三	平澤	賢志	村尾	良成
飯野	郎二	香木	伸夫	斎藤	正忠	辻田	朗吉	平田	博之	望月	貞治
猪飼	幹	笠岡	勲邦	坂井	守義	戸居	薫一	平野	徹資	森森	幸夫
五十	二	片岡	功藏	坂本	彰二	鳥居	邦和	福井	尚一	森森	康彦
生田	亮	片山	好郎	櫻井	光雄	鳥越	正克	福田	哲重	岡田	斎雄
池崎	一市	勝田	久雄	佐藤	正生	中島	健朗	藤井	重夫	矢野	順誠
石谷	次彦	藤加	征泰	佐藤	好母	仲田	重康	藤井	賢司	柳部	和彰
石垣	宏昭	門山	敏夫	塩津	正徹	中山	恒樹	藤掛	尚毅	山川	紀二
石黒	象彦	茅原	洋治	茂戸	了比	山永	伸昭	藤田	恭伸	山家	讓史
石塚	隆夫	河村	光男	島田	昭古	長島	靖尚	藤本	哲三	山下	博幸
石原	男晃	神坂	義弘	清水	正弘	野本	尚秀	藤二	雅晴	山田	幸郎
石橋	昭介	菊地	健三	庄司	友征	波江	貞弘	古寺	博司	山中	晤樹
一宮	洋匡	北村	正文	菅原	憲一	成西	茂晃	堀本	四郎	山本	孝男
一色	男晃	山川	進三	杉山	健二	西川	誠一	前川	昌信	吉澤	善男
伊藤	彦彦	吉川	成洋	鈴木	旬三	西村	進彦	前田	俊隆	吉田	英夫
伊藤	隆夫	木村	照夫	鈴木	洋浩	山脇	信昌	前野	士隆	田信	宏一
伊藤	男彦	木本	出夫	須藤	信昭	野路	良昌	増岡	英雅	吉老	潔健
稲井	英晃	幾世	修男	関古	言昭	萩原	昌信	増松	剛一	渡部	
稲村	昭介	我岡	常彦	片千	衛順	谷川	毅三	松本	隆重		
稲葉	男彦	藤田	英樹	素曾	正浩	蜂巢	桂	山			
井上	彦道	窪田	哲					山			
岩崎	由三	熊						山			
岩渕	亮							山			
植田								山			
植田								山			
上原								山			
上松								山			
埋橋								山			
内宮								山			
梅村								山			
梅村								山			
越								山			

＜個人募金額の目安（1口 5000円）＞

昭和30年代卒業	6口	昭和40年代卒業	5口
昭和50年代卒業	4口	昭和60年以降卒業	3口
学生会員		学生会員	1口

※日本伝熱学会役員ご経験者および昭和30年以前に御卒業された方は、上記の金額に上乗せしてお考え下されば幸いです。

＜個人会員募金状況報告＞

●個人会員募金額（含・申込額）（平成5年10月6日現在）

総 額 9、470、000円、 1、894口（301名様）

●個人会員募金申込者及び送金者御芳名（平成5年7月11口～平成5年10月6日お中込分）

石黒亮二殿（北海道大学）	山崎慎一郎殿（東京工高専）	池田裕二殿（神戸大学）
（以上 14口）	山田雅彦殿（北海道大学）	石黒 博殿（筑波大学）
伊藤龍象殿（高知工高専）	山中晤郎殿（三菱電機）	角口勝彦殿（九州大学）
越後亮三殿（東京工業大学）	横谷定雄殿（東京大学）	木戸長生殿（松下冷機）
黒崎晏夫殿（東京工業大学）	横山孝男殿（山形大学）	木村照夫殿（福井大学）
小林清志殿（豊田工業大学）	吉岡啓介殿（大分大学）	熊田俊明殿（北海道大学）
千葉孝男殿（新日本空調）	吉原計一殿（水産大学校）	小森友明殿（金沢大学）
中島 健殿（神戸大学）	渡辺 裕殿（東芝）	小山 繁殿（九州大学）
中山 恒殿（東京工業大学）	（以上 6口）	近藤哲也殿（東亜大学）
架谷昌信殿（名古屋大学）	秋本 肇殿（日本原子力研）	寺西恒宣殿（富山工高専）
藤田恭伸殿（九州大学）	泉 正明殿（岩手大学）	富村寿夫殿（九州大学）
松本隆一殿（姫路獨協大学）	伊藤昭彦殿（大分大学）	鳥居修 殿（鹿児島大学）
（以上 10口）	逢坂昭治殿（徳島大学）	奈良崎道治殿（宇都宮大学）
新井紀男殿（名古屋大学）	大田治彦殿（九州大学）	原村嘉彦殿（神奈川大学）
荒木信幸殿（静岡大学）	笠尾大作殿（北九州工高専）	平井秀一郎殿（東京工業大学）
竹越栄俊殿（富山大学）	加藤征三殿（三重大学）	福田研治殿（九州大学）
深野 徹殿（九州大学）	熊谷 哲殿（東北大学）	堀部明彦殿（北海道大学）
南山龍緒殿（福山大学）	栗間諄二殿（山口大学）	森 英夫殿（九州大学）
（以上 8口）	小森 悟殿（九州大学）	山口正義殿（館山丸魚）
石原 勲殿（関西大学）	佐々木世治殿（一関工高専）	山野憲洋殿（日本原子力研）
片岡 勲殿（京都大学）	笹口健吾殿（熊本大学）	（以上 4口）
加茂信行殿（大阪府立大学）	茂地 徹殿（長崎大学）	小林 崇殿（青森職能短大）
塩津正博殿（京都大学）	戸倉郁夫殿（室蘭工業大学）	平良哲治殿（沖縄・石川市役所）
滝本 昭殿（金沢大学）	縄田 豊殿（八代工高専）	永井二郎殿（福井大学）
竹内正顯殿（桐陰学・横浜大）	平田哲夫殿（信州人学）	西田哲也殿（水産大学校）
鶴野省三殿（防衛学校）	古川 徹殿（佐世保工高専）	西村伸也殿（大阪市立大学）
中島賢一郎殿	前田 隼殿（名城大学）	（以上 3口）
宮部喜代二殿	森 茂殿（金沢大学）	下村龍太郎殿（有明工高専）
村田杏坪殿（寿産業）	山内庄司殿（高松工高専）	高橋カネ子殿（秋田大学）
森岡幹雄殿（石川島播磨）	吉原正博殿（日本大学）	寺田 耕殿（愛知工業大学）
矢野歳和殿（石川島播磨）	（以上 5口）	渡辺 誠殿（東京大学）
		（以上 2口）

※お詫び

事務局の手違いにより前号掲載の「募金申込者及び送金者御芳名(平成5年4月6日～平成5年7月10日お申込分)」の一部に誤りがございました。ここに、訂正をさせていただきますと共に、深くお詫び申し上げます。

浅井 朗殿 (キャノン中研)
今野宏卓殿 (山形大学)
篠原 久殿 (元・九州大学)
新宅浩雄殿 (東芝エソジ)
鈴木利夫殿 (東北学院大学)
関 信弘殿

高野孝義殿 (豊田工業大学)
田川正人殿 (名古屋工科大学)
長坂雄次殿 (慶応義塾大学)
長崎孝夫殿 (東京工業大学)
中島忠克殿 (日立製作所)

西野耕一殿 (横浜国大)
西村龍夫殿 (山口大学)
平澤良男殿 (富山大学)
廣瀬宏一殿 (岩手大学)
山田盛二殿 (敷島製パン)
(以上 4口)

●個人会員募金既申込者及び送金者御芳名(平成5年1月1日～平成5年7月10日お申込分)
現在までのところ、前記の方々に加え、以下の方々がお申込あるいは送金をなされております。御協力誠にありがとうございました。

相場眞也殿 (秋田工高専)
相原利雄殿 (東北大学)
青木秀之殿 (東北大学)
青木成文殿 (東京工業大学)
青木和夫殿 (長岡技科大学)
赤井 誠殿 (工技院・機技研)
浅井 朗殿 (キャノン・中研)
飯出嘉宏殿 (横浜国立大学)
猪飼 茂殿 (明星大学)
池上康之殿 (佐賀大学)
池崎英二殿 (新日本製鉄)
石塚 勝殿 (東芝)
一法師茂俊殿 (熊本大学)
伊藤猛宏殿 (九州大学)
稲岡恭二殿 (京都大学)
稲坂富士夫殿 (船舶技研)
稲田茂昭殿 (群馬大学)
稲葉英明殿 (岡山大学)
井上 晃殿 (東京工業大学)
今石宣之殿 (九州大学)
井村英昭殿 (熊本大学)
岩淵牧男殿 (富山大学)
岩本光生殿 (九州大学)
植田辰洋殿
上松公彦殿 (慶応義塾大学)
埋橋英夫殿 (日立栃木エレクトロ)
梅宮弘道殿 (山形大学)
梅村晃由殿 (長岡技大)
塩冶震太郎殿 (石川島播磨)
大内雅樹殿 (岩手大学)
大岡五三実殿 (大阪ガスイソジ)
大隅正人殿 (三洋電機)
太田淳一殿 (福井大学)
太田照和殿 (東北大学)
大中逸雄殿 (大阪大学)
大野常美殿 (荒木設計)
大場謙吉殿 (関西大学)

大村直人殿 (神戸大学)
岡崎 健殿 (東京工業大学)
岡崎卓朗殿
小笠原光信殿
岡田昌志殿 (青山学院大学)
岡田孝夫殿 (高砂熱学)
小川 清殿 (日本大学)
狄野文丸殿 (京都大学)
小口幸成殿 (神奈川工科大)
小熊正人殿 (石川島播磨)
奥山邦人殿 (横浜国立大学)
尾崎 脩殿 (東芝)
落合政昭殿 (日本原子力研)
親川謙勇殿 (琉球大学)
海野紘治殿 (豊田工業大学)
笠木伸英殿 (東京大学)
加治増夫殿 (大阪大学)
片岡邦夫殿 (神戸大学)
勝田勝太郎殿 (元・関西大)
加藤泰生殿 (山口大学)
門谷院一殿 (小松製作所)
金山公夫殿 (北見工業大学)
金丸邦康殿 (長崎大学)
神永文人殿 (茨城大学)
加茂信行殿 (大阪府立大)
河合一穂殿 (京都大学)
河合洋明殿 (北海道工科大)
河村 洋殿 (東京理科大学)
木枝茂和殿 (日立製作所)
菊池義弘殿 (広島大学)
岸浪紘機殿 (室蘭工業大学)
木村龍治殿 (東京大学)
工藤一彦殿 (北海道大学)
窪田英樹殿 (室蘭工業大学)
栗間諄二殿 (山口大学)
黒田明慈殿 (北海道大学)
小泉博義殿 (電機通信大学)

小泉安郎殿 (工学院大学)
小澤由行殿 (高砂熱学)
小竹 進殿 (東京大学)
小林睦夫殿 (新潟大学)
児山 仁殿 (静岡大学)
近藤真英殿 (名古屋工大)
今野宏卓殿 (山形大学)
倉藤 武殿
坂口勝次殿 (福山大学)
坂口忠司殿 (神戸大学)
坂元 健殿 (日立製作所)
佐光光雄殿 (広島大学)
佐田富道雄殿 (熊本大学)
佐藤恭三殿 (東北学院大学)
佐藤泰生殿 (熊本大学)
佐野妙子殿 (東海大学)
澤井 徹殿 (高松工高専)
篠原 久殿 (元・九州大学)
柴田 豊殿 (京都大学)
島田了八殿 (石巻専修大学)
清水昭比古殿 (九州大学)
庄司正弘殿 (東京大学)
新里寛英殿 (京都電子工業)
新宅浩雄殿 (東芝エソジ)
鈴木 洋殿 (広島大学)
鈴木健二郎殿 (京都大学)
鈴木利夫殿 (東北学院大学)
鈴木幸夫殿 (日本原子力研)
関 信弘殿
関根郁平殿 (苫小牧工高専)
芹澤昭示殿 (京都大学)
千田 衛殿 (同志社大学)
素谷順二殿 (古河電気工業)
大黒崇弘殿 (日立製作所)
高城敏美殿 (大阪大学)
高島武雄殿 (横浜国立大学)
高島啓行殿 (住友マシナリ)

高田保之殿 (九州大学)
 高野孝義殿 (豊田工科大学)
 高松 洋殿 (九州大学)
 田川正人殿 (名古屋工科大学)
 竹内正紀殿 (福井大学)
 田子 真殿 (北海道大学)
 田島 収殿
 多田幸生殿 (金沢大学)
 田中 収殿 (三浦研究所)
 田中 修殿 (九州工業大学)
 棚澤一郎殿 (東京大学)
 谷口 博殿 (北海道大学)
 玉置昌義殿 (名古屋大学)
 玉木恕乎殿 (信州大学)
 玉利賢一殿 (鹿児島大学)
 千葉徳男殿
 千葉陽一殿 (一関工高専)
 塚越律夫殿 (岩手大学)
 辻 俊博殿 (名古屋工業大学)
 藤道 治殿 (久留米工高専)
 時田雄次殿 (大分大学)
 棚谷吉郎殿 (金沢工業大学)
 中岡 勉殿 (水産大学校)
 長坂雄次殿 (慶応義塾大学)
 長崎孝夫殿 (東京工業大学)
 中島忠克殿 (日立製作所)
 長島 昭殿 (慶応義塾大学)
 仲田哲朗殿 (石川島播磨)
 長田孝志殿 (琉球大学)
 長野靖尚殿 (名古屋工業大)
 中原崇文殿 (中菱インゾウ)
 中村 肇殿 (大同工業大学)
 中山 顕殿 (静岡大学)
 波江貞弘殿 (船舶技研)
 成合英樹殿 (筑波大学)
 二階 勲殿 (鹿島技研)
 西尾 茂文 (東京大学)
 西川兼康殿 (九州電力)
 西野耕一殿 (横浜国立大学)

西村龍夫殿 (山口大学)
 根井弘道殿 (東芝)
 桒上 洋殿 (東北大学)
 萩原良道殿 (京都大学)
 橋本博文殿 (東京大学)
 長谷川修殿 (久留米工高専)
 服部直三殿 (東京理科大学)
 花村克悟殿 (岐阜大学)
 羽田喜昭殿 (長野工高専)
 馬場 弘殿 (北見工業大学)
 早坂洋史殿 (北海道大学)
 林勇二郎殿 (金沢大学)
 土方邦夫殿 (東京工業大学)
 菱田幹雄殿 (中部大学)
 日向 滋殿 (信州大学)
 姫野修廣殿 (信州大学)
 平澤茂樹殿 (日立製作所)
 平澤良男殿 (富山大学)
 平波国男殿 (久留米工高専)
 廣瀬宏一殿 (岩手大学)
 深井 潤殿 (九州大学)
 福迫尚一郎殿 (北海道大学)
 藤井雅雄殿 (三菱電機)
 藤井 哲殿 (九州大学)
 藤井不夫殿 (九州大学)
 藤江邦男殿 (新明和工業)
 藤掛賢司殿 (豊田中研)
 藤田尚毅殿 (岩手大学)
 藤田秀臣殿 (名古屋大学)
 二神浩三殿 (元・愛媛大学)
 古川哲郎殿 (日立造船)
 古畑明彦殿 (東北大学)
 宝諸幸男殿
 細川 力殿 (姫路工大)
 堀 雅大殿 (動燃事業団)
 本田知宏殿 (福岡大学)
 本田博司殿 (九州大学)
 前川 博殿 (新潟大学)

前野一夫殿 (千葉大学)
 牧野俊郎殿 (京都大学)
 増岡隆士殿 (九州工業大学)
 増田英俊殿 (東北大学)
 松浦章裕殿 (大同工業大学)
 松本健一殿 (久留米工高専)
 円山重直殿 (東北大学)
 三浦隆利殿 (東北大学)
 水上 紘殿 (愛媛大学)
 三田地紘史殿 (豊橋技科大学)
 南川久人殿 (神戸大学)
 宮内敏雄殿 (東京工業大学)
 宮武 修殿 (九州大学)
 宮本政英殿 (山口大学)
 村尾良夫殿 (日本原子力研)
 村瀬道雄殿 (日立製作所)
 村田 章殿 (東京農工大学)
 望月貞成殿 (東京農工大学)
 百生 登殿 (富山県立大学)
 森 康彦殿 (慶應義塾大学)
 森 康夫殿
 森岡 斎殿 (徳島大学)
 門出政則殿 (佐賀大学)
 八木良尚殿 (東京職能短大)
 矢部 彰殿 (工技院・機械研)
 山家謙二殿
 山川紀夫殿 (岩手大学)
 山崎郭滋殿 (高知工高専)
 山下宏幸殿 (福岡大学)
 山田悦郎殿 (秋田大学)
 山田盛二殿 (敷島製パン)
 山本春樹殿 (旭川工高専)
 横堀誠一殿 (東芝)
 吉川進三殿 (同志社大学)
 吉田英生殿 (東京工業大学)
 吉田 潔殿
 吉田 駿殿 (九州大学)
 渡辺健次殿 (東京電力)

< 賛助会員 (特別) 入会申込状況報告 >

●賛助会員 (特別) 入会申込企業御芳名 (含・入金済企業) (平成5年6月1日～平成5年10月4日お申込分) (順不同)

東京電力(株)殿
 新明和工業(株)殿
 松下電工(株)殿
 G A C(株)殿
 日本電装(株)殿
 イサハヤ電子(株)殿
 三菱長崎機工(株)殿
 北陸電気工事(株)殿
 帝人(株)殿
 東芝ホームテクノ(株)殿

神鋼パンテック(株)殿
 吉田工業(株)・研究開発本部殿
 北海道ガス(株)
 技術開発研究所殿
 大阪ガスエンジニアリング(株)殿
 大阪ガス(株)
 供給部供給技術センター殿
 三洋電機株式会社
 制御システム研究所殿
 関西化学 機械製作(株)社殿

(株)日立製作所
 研究開発推進本部 殿
 (株)豊田中央研究所 殿
 (株)九電工 殿
 (株)コロナ 殿
 (株)ノーリツ 殿
 (株)ヒラカワガイダム 殿
 (株)養賢堂 殿
 (株)日本製鋼所室蘭研究所殿
 以上 25社 (145口)

ミ シ ャ 線

○ ○

日本伝熱学会

「財政基盤強化のための募金事業」

個人会員用募金申込書

御芳名	①	勤務先	
募金予定口数	口 (円)		
御送金予定月日	申込と同時に、平成5年 月頃 (○で囲で下さい)		
御連絡先住所			
御卒業年次	昭和・平成	年	会員の種類 正・学生
通信文			

「募金申込書」

送り先住所

〒113

東京都文京区本郷 5 - 25 - 18
 日本伝熱学会事務局
 募金事業実行委員会宛

ミ シ ャ 線

第31回日本伝熱シンポジウム研究発表募集

- ・開催日 平成6年5月18日(水)～5月20日(金)
- ・会場 北海道大学学術交流会館 (〒060 札幌市北区北9条西5丁目)
- ・研究発表申込締切 平成6年1月28日(金) 必着
- ・原稿締切 平成6年3月15日(火) 必着
- ・研究発表申込先 〒060 札幌市北区北13条西8丁目
北海道大学工学部 機械工学第二学科内
第31回日本伝熱シンポジウム準備委員会
福迫尚一郎

TEL 011-716-2111 (内) 6425, 6427
FAX 011-746-0194

【研究発表申込方法】

1. 伝熱研究本号の最終ページに添付されている申込用紙(または、そのコピー)に必要事項を記入し、**整理費3,000円**をご送金のうえ、払込受領書のコピーとともにお申込下さい。送金には、本号に挟み込みの振替用紙をご利用下さい。なお、セッション振り分けの都合上、別表の分類より発表内容が属する項目をお選び下さい。
2. 講演発表申込は講演者一名につき一題に限ります。
3. 発表の採否およびセッションへの振り分けは、準備委員会へご一任願います。
4. 前刷原稿：講演論文集は、オフセット印刷致します。原稿執筆枚数は、1,927字(41行17字) 詰め**原稿用紙3枚以内**。原稿用紙は、準備委員会より発表申込者宛て送付致します。

【ご注意】

1. 研究発表申込後の取消は準備と運営の支障を来たしますのでご遠慮下さい。
2. 論文原稿の題名や著者名が申込書と相違しないよう申込書の控えをお残し下さい。
3. 本シンポジウムでは、一般申込による通常のセッション形式を予定しております。講演時間および討論時間は、それぞれ約10分程度です。

第31回日本伝熱シンポジウムセッション分類表

【大分類】

A 強制対流	B 自然対流	C 沸騰	D 凝縮	E 物質伝達・蒸発
F 溶解・凝固	G 混相流	H ふく射	I 熱伝導	J 熱交換器
K 熱機器	L 熱物性	M 反応・燃焼	N 分子動力学	O その他

【小分類】

- | | |
|------------------------|-----------------------------|
| (1)層流伝熱 | (24)二相流の流動と伝熱 |
| (2)乱流構造と伝熱 | (25)直接接触伝熱 |
| (3)はく離流における伝熱 | (26)ミスト冷却 |
| (4)噴流・せん断層の流動と伝熱 | (27)蒸発伝熱 |
| (5)乱流モデル | (28)凝縮伝熱 |
| (6)乱流数値シミュレーション | (29)沸騰・凝縮利用機器 |
| (7)密閉空間内の自然対流 | (30)ヒートパイプ・熱サイフォン |
| (8)物体周りの自然対流 | (31)高性能・コンパクト熱交換器 |
| (9)複合対流伝熱 | (32)蓄熱・蓄冷 |
| (10)対流熱伝達の促進・制御 | (33)粒子層における伝熱
(充てん層・流動層) |
| (11)回転場の伝熱 | (34)熱物性値 |
| (12)多孔質体の伝熱 | (35)熱物性測定法 |
| (13)電子機器の伝熱 | (36)燃焼における伝熱 |
| (14)生産・加工プロセスにおける流動と伝熱 | (37)ふく射物性 |
| (15)核沸騰 | (38)ふく射伝熱 |
| (16)限界熱流束 | (39)計測技術 |
| (17)遷移沸騰 | (40)微小重力下の流動と伝熱 |
| (18)膜沸騰・極小熱流束 | (41)生体・と食品の伝熱 |
| (19)凝縮のメカニズムとモデル化 | (42)ヒートポンプ・冷凍・空調 |
| (20)沸騰・凝縮における伝熱促進 | (43)自然エネルギー利用 |
| (21)冷媒の沸騰・凝縮 | (44)都市・地球環境に関する熱・物質伝達 |
| (22)二相流のモデル化と数値解析 | (45)その他 |
| (23)二相流の可視化・計測 | |

第31回日本伝熱シンポジウム研究発表申込書

題 目	
和 文	
英 文	

著 者 名		氏 名 (講演者に*印)	所 属 ・ 勤 務 先 (省略形)
伝熱学会 会員資格	会員外の場合 学協会・会員資格	和文 英文	
		和文 英文	
I. 大分類 (A-0) : 1.() 2.() 3.() *) I-1およびII-2は II. 小分類 (1-45) : 1.() 2.() 3.() 必ずご記入下さい。 III. キーワード : (4 つ程度)			

原稿用紙等送付先			
住所： 〒			
氏名：			
TEL()		(内) FAX()	
準備委員会記入欄	受付番号	受付日	

本申込書はプログラム作成・諸連絡等に使用しますので、楷書でご記入下さい

日本伝熱学会 学術賞・技術賞 公募のお知らせ

第27期より拠金（200万円、森 康夫元会長）に基づいて学術賞が設けられ、また拠金（100万円、天野工業技術研究所）に基づいて技術賞が設けられております。

つきましては、下記の募集要項に沿って、本年度の学術賞・技術賞の募集・選考をさせていただきます。自薦、他薦を問いませんので、所定の用紙「日本伝熱学会学術賞・技術賞 申請・推薦書」に必要事項を御記入の上、手続き下さるようお願い申し上げます。

記

1. 対象となる業績

- ・学術賞の対象は、原則として、最近5回の日本伝熱シンポジウムにおいて発表し、国内外で審査のある論文集に掲載された優秀な伝熱研究論文とする。
- ・技術賞の対象は、原則として、最近3回の日本伝熱シンポジウムにおいて発表された優秀な伝熱技術とする。
- ・学術賞・技術賞とも対象資格は、原則として本会会員に限る。
- ・学術賞は2件程度、技術賞は1件程度とする。

2. 選考方法

- ・学術賞・技術賞の選考は「表彰選考委員会」が「学術賞・技術賞に関する覚書」によって行う。
- ・表彰選考委員は公募の他に学術賞・技術賞候補を推薦することができる。

3. 提出書類：所定用紙「日本伝熱学会学術賞・技術賞 申請・推薦書」 1通

論文抜刷または技術内容参考資料 6部
日本伝熱シンポジウム講演論文集抜刷 6部

4. 提出先及び期限：〒657 神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学工学部機械工学科

坂口 忠司 宛

Tel. 078-881-1212 (内線 5152) Fax. 078-881-0036

1994年 1月14日(金) 必着

5. 問い合わせ先： 同上

日本伝熱学会学術賞・技術賞
申請・推薦書

申請・推薦者氏名 _____ 印

論文題名または： _____
技術名 _____

刊行物名または： _____
技術内容 _____

(論文抜刷または技術内容参考資料6部添付)

受賞候補者 (氏名・勤務先・職名・代表者の連絡先住所・Tel.No, Fax.No
本会会員の有無、氏名には振り仮名をお付け下さい)

代表研究者： _____

共同研究者： _____

関連研究の伝熱シンポジウム発表

論文題名： _____

講演発表： 第 _____ 回シンポジウム講演論文集 _____ 頁 (抜刷6部添付)

申請・推薦理由： _____

注) 不要の文字を消して下さい。

< 東北研究グループ企画 >

伝熱セミナーのご案内

東北研究グループでは下記要領にて秋季伝熱セミナーを開催致します。多数ご参加下さいますようご案内申し上げます。なお、本セミナーは学生にも充分理解できるように企画されておりますので、学生諸君の参加を大いに歓迎致します。

記

日 時：平成5年11月6日（土） 一泊

場 所：日本大学生産工学部米沢セミナーハウス
山形県米沢市館山1786-7 (TEL.0238-23-9370)
[交通] バス：米沢駅前より「小野川行」館山郵便局前下車、徒歩10分
タクシー：米沢駅より15分。 自家用車：駐車場設備あり。

日程およびプログラム：

11月6日（土）

○受付 12:00より

○セミナー (13:00～15:00)

- | | |
|------------------------|-------------|
| (1) 気液二相流の数値解析の現状と課題 | 阿部 豊 (山形大学) |
| (2) プラスチック成型技術における伝熱 | 吉田芳一 (世紀工業) |
| (3) 地熱利用技術における多孔質層内の伝熱 | 木村繁男 (東北工試) |

○特別講演 (15:20～17:25)

- | | |
|----------------------|--------------|
| (1) ロケット戦闘機・秋水にかけた青春 | 寺岡 嵩 (工業振興会) |
| (2) 吸収熱伝達とCCS伝熱面について | 一色尚次 (日本大学) |

○懇親会 (18:00～20:30) 同所にて

11月7日（日） 朝食後解散 (9:00頃)

参加費：会員9,000円、学生5,000円、非会員10,000円
(予稿集代、宿泊費および懇親会費を含みます)

申込方法：10月20日（水）までに参加費を添え（現金書留）お申込み下さい。

申込及びお問合せ先：〒992 米沢市城南4-3-16

山形大学 工学部 機械システム工学科

横山孝男 (TEL.0238-22-5181 内線355)

<関西研究グループ企画>

日本伝熱学会関西研究グループ 京都地区講演会開催ご案内

日本伝熱学会関西研究グループでは、標記の講演会を下記の通り開催致します。多数ご参加下さいますようご案内申し上げます。

記

日時：平成5年12月3日（金）， 13：00－17：30
場所：京都大学工学部，化学工学教室，第一講義室（工学部4号館436号室），
市バス百万遍下車，京都大学裏門より入り，左側の建物。

講演：

- (1) 矩形密閉容器内自然対流の可視化実験と数値計算
塩見洋一（龍谷大学理工学部・機械システム工学科）
- (2) 加熱角柱列後方の流れ場の数値計算
堀 正倫（京都工芸繊維大学），近藤政雄（大日本スクリーン），
矢田順三（京都工芸繊維大学）
- (3) 管巢燃焼ボイラモデルにおける対流熱伝達特性
植田芳治（（株）ヒラカワガイダム）
- (4) 周囲壁温の変化が人体温熱生理に及ぼす影響
吉田 陽（シャープ（株）・エネルギー変換研究所）
- (5) サーマルアメニティセンサーの開発
加納喜代継（京都電子工業（株）・開発5課）
- (6) 円筒内の水と円筒壁間および水の表面に設置した回転円板間の熱伝達
荻野文丸・河合一穂・斉藤泰司（京都大学工学部・化学工学専攻）
- (7) ビール，ウイスキー製造における伝熱プロセスとその役割
小嶋幸次（サントリー（株）・技術部）
- (8) 膜冷却としみ出し冷却
吉川進三（同志社大学工学部・機械工学科）

なお，講演会終了後に，講演者を交えて軽食での懇親会（会費1,000円，当日徴収致します）を開催致します。多数のご参加を期待致しております。

講演会ならびに懇親会の出欠のご予定を、FAX等にて、講演会当日までの出来るだけ早い時期に、お知らせ下さいますようお願い致します。（ご関係の若手研究者・大学院生にも、同伴（代理）出席するように、御助言下さいますようお願い致します。）

連絡先:

〒606 京都市左京区吉田本町
京都大学工学部 化学工学科, 荻野 文丸
TEL. (075) 753-5561
FAX. (075) 761-7695

〒560 豊中市待兼山町1-1
大阪大学基礎工学部 機械工学科, 木本 日出夫.
TEL. (06) 844-1151, EX. 4460.
FAX. (06) 845-3372

FAX 連絡用紙
(このページ全体を送信して下さい)

出席者（代理出席者）ご氏名:

ご所属:

連絡先ご住所: 〒

TEL.

FAX.

日本伝熱学会・京都地区講演会（平成5年12月3日（金）開催）に、

出席

欠席

懇親会に

出席

欠席

第14回日本熱物性シンポジウム開催案内

主催：日本熱物性学会、共催：日本学術会議・日本機械学会・日本化学会、協賛：日本伝熱学会ほか

◇ 開催期間	平成5年11月10日(水)～12日(金)
◇ 会場	横浜市 技能文化会館 [〒231 横浜市中区万代町2-4-7] Tel. (045)681-6551(代表) JR 関内駅(根岸線)から徒歩3分、地下鉄 伊勢佐木長者町駅から徒歩2分
◇ 予約参加申込締切	平成5年9月30日(木)
◇ 参加申込先	〒243-02 厚木市下荻野1030 神奈川工科大学 工学部 機械工学科 小口研究室気付 第14回日本熱物性シンポジウム実行委員会 Tel. (0462)41-1211 内線 3327 : FAX. (0462)42-8735

第14回日本熱物性シンポジウムは、横浜市内で開催されます。熱物性の研究者とユーザーの触れ合いの場ですから、お気軽にお誘い合わせの上ご参加下さいますようお願い申し上げます。

◇特別企画：

1. 特別セッションおよびワークショップ

通常のセッションのほかに、次のような特別セッションとワークショップを企画しました。

特別セッション

- (a) 熱物性値とその利用
- (b) 分子シミュレーション
- (c) 新世代作動流体の熱物性

ワークショップ

複合材料の熱物性値の評価

2. 特別講演

V.P. Skripov 教授(Russian Academy of Sciences、著名な単行本“Thermophysical Properties of Liquids in the Metastable (Superheated) State”の著者)と丹羽雅子教授(奈良女子大学)に特別講演をしていただきます。

◇参加費

- ・日本熱物性学会会員および共催・協賛学協会会員 (予約申込)5,000円、(当日申込)6,000円
- ・学生： (予約申込)2,500円、(当日申込)3,500円
- ・非会員： (予約申込)6,000円、(当日申込)7,000円

◇論文集代金：論文集は、当日会場でお渡します。

- ・日本熱物性学会会員(予約申込)： 3,000円
- ・日本熱物性学会会員(当日・事後)： 4,000円
- ・日本熱物性学会会員以外： 7,000円

◇懇親会

11月11日(木)夕方に「ホテル横浜ガーデン」で開催されます。ふるってご参加下さい。

- ・一般 (予約申込)7,000円、(当日申込)8,000円
- ・学生 (予約申込)5,000円、(当日申込)6,000円

◇参加申込(予約)

郵便振替申込書の通信欄に、①氏名(ふりがな)、②勤務先または学校名、③所属学協会名、④会員資格、⑤講演論文集予約部数、⑥懇親会出欠をご記入の上、当該費用をご送金下さい。

なお、参加証は、当日受付でお渡します。

(振替用紙をご希望の方は上述の申込み先にご請求下さい。)

○郵便振替口座：横浜 4-43684

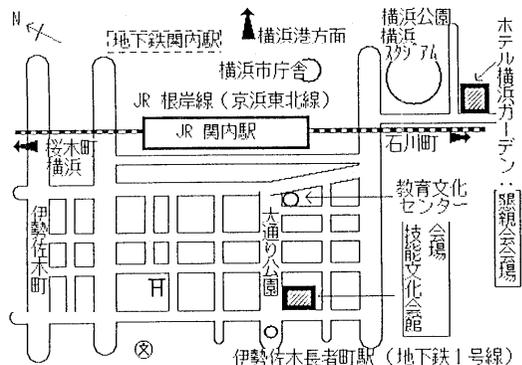
第14回日本熱物性シンポジウム実行委員会

○銀行普通口座：

第一勧業銀行厚木支店1786022

銀行振込の場合は、氏名等上述の内容を葉書またはファクシミリで申込先までお知らせ下さい。

○予約参加申込締切：平成5年9月30日(木)
会場付近案内図、ホテル案内、観光案内等は予約参加申込の方にお送りします。



第 1 4 回日本熱物性シンポジウム日程表

	11月10日(水)		11月11日(木)		11月12日(金)	
	A 会場	B 会場	A 会場	B 会場	A 会場	B 会場
8.30	受付開始					
9.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:15 測定法 I</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:30 特別セッション (a) I B101~B103</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:00 熱拡散率 II</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:00 流体</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:00 潜熱・相変化</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">9:00 水溶液</div>
10.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A101~A105 10:40</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">10:25 特別セッション (a) II B104~B107</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A201~A206 10:45</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B201~B204 10:10 10:20 特別セッション (c) I</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A301~A305 10:25</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B301~B305 10:25</div>
11.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">10:50 測定法 II</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">11:45</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">10:55 複合材料 I</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A207~A209 11:50</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A306~A309 11:45</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">高温融体 I B306~B308 11:30</div>
12.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">12:00</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B205~B209 12:00</div>			
13.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">13:00 特別講演 (1) 丹羽 雅子 教授 (奈良女子大) (A+B会場)</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">13:00 複合材料 II</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">13:00 特別セッション (c) II</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">13:00 高温融体 II</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">13:00 CO₂混合物</div>
14.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:00</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A210~A213 14:10</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B210~B217 15:20</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A310~A312 13:55</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B309~B313 14:25</div>
15.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:20 生体・食品・ 生活関連</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:20 特別セッション (a) III B108~B110</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:10 ワークショップ</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A214~A216 15:40</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:05 建材・岩石 I</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">14:35 特別セッション (c) III</div>
16.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">15:15 15:25 固体</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">15:15 15:25 特別セッション (b) I B111~B115</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">15:50 特別講演 (2) Prof. V. P. Skripov (A+B会場)</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A313~A315 15:00</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">15:10 建材・岩石 II</div>
17.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">16:50</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">16:50</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">17:00 日本熱物性学会 総会 (A+B会場)</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A316~A319 16:20</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">B314~B318 16:00</div>
18.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">17:00 熱拡散率 I</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">17:00 特別セッション (b) II B116~B120</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">18:00</div>			
19.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">A118~A122 18:25</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">18:25</div>	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">18:30 懇親会</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">ワークショップ 複合材料の熱物性値の評価</div>	
20.00	<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">ホテル横浜ガーデン</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">20:30</div>		<div style="border: 1px solid black; padding: 2px;">特別セッション (a) : 熱物性値とその利用 (b) : 分子シミュレーション (c) : 新世代作動流体の熱物性</div>	
21.00						

社団法人日本工学会主催

第22回 国際会議のための 準備セミナー

— 英語によるプレゼンテーションの実際 —

国際社会の中で、日本人として講演、研究発表、新規プロジェクトの説明等、英語で発表する機会が増えてきております。

このセミナーでは、外国人を前にすぐれたプレゼンテーションを行うための効果的な説得の技術と方法を講義と実際のプレゼンテーションの体験を通して習得します。

1. 対象者
 - ・国際会議で発表する予定のある方
 - ・英語によるプレゼンテーション能力の向上を図りたい方
2. 日 時：1993年11月20日（土）9：00～20：00
11月21日（日）9：00～17：00
（集合：11月19日<金>18：00現地）
3. 講 師：・社団法人日本工学会 理事
・㈱ヒューテック代表取締役 肥田良夫
・その他（国際会議参加経験者からの話題）
4. 会 場：海外職業訓練センター研修施設
千葉市美浜区ひび野1-1 ⅴⅴ:043-276-0211
5. 交 通：JR京葉線 海浜幕張駅 徒歩5分
6. 参加費：80,000円（資料代、懇談会費等を含む）
7. 宿泊費：18,000円（2泊、食事付）
8. 定 員：18名
9. カリキュラム
 - （1）国際会議の概要 1）参加の目的 2）参加者の心掛け 3）日本人に多い問題点の整理
 - （2）国際会議参加の準備 1）オーラルペーパーの書き方 2）時間配分の心得 3）AVの用意と利用法
 - （3）プレゼンテーションの実際 1）話しかた（視線・発声・姿勢）
2）マイク・AVの使い方 3）質疑応答の処理 4）表現
 - （4）プレゼンテーションの評価と練習法 1）自己評価 2）他者評価
3）効果的練習法
10. 参加申込み方法
 - （1）参加申込みを希望される方は下記に詳細パンフレットをご請求下さい。
 - （2）申込締切は平成5年11月6日（土）日本工学会必着です。
11. パンフレット請求先：
〒107 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル
社団法人 日本工学会
電話：03-3475-4621・5618 FAX：03-3403-1738

代替冷媒の伝熱、熱物性およびサイクル性能に関する国際セミナー

International Seminar on Heat Transfer, Thermophysical Properties and Cycle Performance of Alternative Refrigerants.

モントリオール議定書の調印加盟国による第4回締約国会議（1992年11月、コペンハーゲン開催）において、同議定書の内容が再改訂され、ご承知の通りCFCの1995年末全廃並びにHCFCの1989年レベルに対応した0.5%への削減目標が2020年、全廃が2030年と決定いたしております。このような、CFCおよびHCFCの規制強化に伴い、冷凍・空調業界を中心に、特にHCFC-22に代わるべき代替冷媒の選定と、それを用いた要素機器の技術開発、システム性能の把握等が目下の火急の課題となっております。

このような背景の下で、いわゆる「ポストHCFC-22」ならびに「ポストR-502」の代替冷媒としては、HFC系冷媒を成分とする混合冷媒が最有力視されており、これらの候補物質並びに混合冷媒を用いた熱交換器における伝熱性能の向上、必要となる熱物性値の解明、さらには冷凍・空調システムのサイクル特性の評価等が極めて重要になっております。

このような理由で、当該分野の第1線の研究・技術開発に携わっておられる国内外の関連技術者および研究開発担当者の方々を対象として3日間にわたる国際セミナーを企画しました。以下に示すように、このセミナーでは、海外の一流研究者に加え国内の研究者をスピーカーとして招き、それぞれの分野における研究成果を最新情報として広く提供し、討論・技術交流の場を提供する事を目的としています。

日 時 平成5年12月6日（月）～12月8日（水）

場 所 北九州国際会議場（福岡県北九州市小倉北区浅野三丁目9番30号）

主 催 （社）日本冷凍協会

共 催 海 外 ・国際冷凍協会（IIR）

（一部交渉中） 国 内 ・（社）日本冷凍空調工業会 ・（社）日本電機工業会

・（財）ヒートポンプ技術開発センター ・（社）日本機械学会

・日本伝熱学会 ・日本熱物性学会 ・九州大学 ・北九州市

招待講演者 （アルファベット順）

Prof. Alberto Cavallini	(Universita di Padova, Italy)
Prof. Per-Ering Frivik	(SINTEF Refrigeration Engineering, Norway)
Prof. Tetsu Fujii	(Kyushu University, Japan)
Prof. Dieter Gorenflo	(Universität-GH-Paderborn, Germany)
Prof. James C. Holste	(Texas A & M University, U.S.A.)
Dr. Young In Kim	(Korea Academy of Industrial Tech., Korea)
Prof. Horst Kruse	(Universität Hannover, Germany)
Prof. Can Ren Lu	(Tenjin University, China)
Prof. Bernard Le Neindre	(Universite Paris Nord, France)
Dr. Mark O. McLinden	(NIST, Boulder, U.S.A.)
Prof. J. W. Rose	(University of London, U.K.)
Dr. W. Keith Snelson	(National Research Council, Canada)
Prof. Karl Stephan	(Universität Stuttgart, Germany)
Prof. Ying-ke Tan	(South China University of Technology, China)
Dr.-Ing. Reiner Tillner-Roth	(Universität Hannover, Germany)
Dr. Lennart Vamling	(Chalmers University of Technology, Sweden)
Dr. Velisa Vesovic	(Imperial College of Sci., Tech. & Medi., U.K.)
Prof. Koichi Watanabe	(Keio University, Japan)
Dr. Akira Yabe	(Mech. Eng. Lab., MITI, Japan)
Prof. Suguru Yoshida	(Kyushu University, Japan)

- 使用言語** 英語並びに日本語（日英同時通訳付）
- 論文集** 後日配布（当日は講演概要及びスライドコピーからなる資料集を配布）
- 参加費** 事前申込 50,000円（平成5年11月19日（金）まで（消印有効））
 当日申込 60,000円
 参加費に含まれるもの：1)資料集（当日配布）、2)論文集（後日送付）、3)懇親会
- 参加申込要領** 事務局へお問い合わせ下さい。プログラムの詳細、参加申込書および郵便振込通知票をお送りいたします。
- 諮問委員会**
- | | | |
|-----|--------|--------------------------------------|
| 委員長 | 齊藤 孝基 | （（社）日本冷凍協会副会長、東京大学教授） |
| 委員 | 新井 亨 | （（社）日本冷凍協会常務理事、
日立冷熱(株)環境技術研究所所長) |
| ” | 柏木 孝夫 | （（社）日本冷凍協会常務理事、東京農工大学教授） |
| ” | 立花 啓助 | （（社）日本冷凍協会常務理事、
（社）日本冷凍空調工業会専務理事） |
| ” | 千葉 孝男 | （（社）日本冷凍協会常務理事、新日本空調(株)専務取締役） |
| ” | 山口 幸勇 | （（社）日本冷凍協会常務理事、
ダイキン工業(株)技術開発部参与） |
| ” | 樋口 金次郎 | （東京農工大学助教授） |
| ” | 五島 正雄 | （東京商船大学教授） |
- 組織委員会**
- | | | |
|-----|-------|--------------------------------|
| 委員長 | 藤井 哲 | （九州大学教授） |
| 幹事 | 小山 繁 | （九州大学助教授） |
| 委員 | 今石 宣之 | （九州大学教授） |
| ” | 上原 春男 | （佐賀大学教授） |
| ” | 大田 治彦 | （九州大学助教授） |
| ” | 佐藤 春樹 | （慶応義塾大学助教授） |
| ” | 高石 吉登 | （神奈川工科大学助教授） |
| ” | 高松 洋 | （九州大学助教授） |
| ” | 鶴田 隆治 | （九州工業大学助教授） |
| ” | 藤井 丕夫 | （九州大学教授） |
| ” | 本田 博司 | （九州大学教授） |
| ” | 増岡 隆上 | （九州工業大学教授） |
| ” | 森 英夫 | （九州大学助教授） |
| ” | 吉田 駿 | （九州大学教授） |
| ” | 渡部 康一 | （慶応義塾大学教授） |
| 監査 | 河合 豊昭 | （（社）日本冷凍協会理事、河合製水冷蔵(株)代表取締役会長） |
| ” | 宮房 巖 | （（社）日本冷凍協会理事、西日本冷凍空調工業会会長） |
- 事務局** お問い合わせ先
 〒816 福岡県春日市春日公園6丁目1番 九州大学機能物質科学研究所
 「代替冷媒国際セミナー組織委員会」事務局 小山 繁（幹事）
 (TEL) 092-573-9611、 (FAX) 092-575-3634

日本混相流学会 第11回 混相流レクチャーシリーズ
「基礎から最前線まで」

— 廃棄物処理技術と混相流 —

協賛 エネルギー・資源学会, 化学工学会, 可視化情報学会, 空調和・衛生工学会, 資源・素材学会, スラリー輸送研究会, 土木学会, 日本エアロゾル学会, 日本機械学会, 日本空気清浄協会, 日本原子力学会, 日本航空宇宙学会, 日本造船学会, 日本鉄鋼協会, 日本伝熱学会, 日本船用機関学会, 日本ボイラ協会, 日本流体力学会, 日本冷凍協会, 廃棄物学会, 粉体工学会

日 時 平成5年12月7日(火) 10:00~17:00
12月8日(水) 10:00~17:00
会 場 大阪市立大学文化交流センター (大阪駅前第3ビル16階)
〒530 大阪市北区梅田1丁目3-1700 TEL (06)344-5425

題目・講師

日 時	題 目	講 師
12月7日(火)	10:00~11:10 大阪市における廃棄物処理の現状と将来計画について	大阪市環境事務局施設部 小林 孝之
	11:15~12:25 廃棄物対策の将来と混相流関連技術	元大阪市立大学工学部 本多 淳裕
	13:20~14:30 東京臨海副都心ごみ管路収集輸送施設の概要	東京都清掃局工場管理部 速水 章一
	14:35~15:45 気相中に浮遊した微粒子の諸性質	大阪府立大学工学部化学工学科 向阪 保雄
	15:50~17:00 微粒子の運動と凝集	九州工業大学工学部設計生産工学科 湯 晋一
	12月8日(水)	10:00~11:00 ごみ焼却プラントにおける微量汚染物質の排出抑制
11:05~12:05 ごみ焼却炉排ガス中有害成分のバグフィルタによる処理技術		三菱重工工業㈩環境装置技術部 志田 恵
12:45~13:45 流動床式廃棄物焼却施設		㈩荏原製作所環境プラント事業部 石川 龍一
13:50~14:50 溶融炉を用いた下水汚泥の再資源化		㈩クボタ汚泥焼却溶融技術部 長谷川 俊和
14:55~15:55 廃木材の炭化システム		新明和工業㈩開発技術本部開発研究所 山根 健司
16:00~17:00 接触湿式酸化法による廃水処理		大阪ガスエンジニアリング㈩環境エンジニアリング部 片桐 勝雄

参加申込締切 11月30日(火)

参加費

会員(協賛学協会会員を含む)	会員外	学 生
30,000円	40,000円	5,000円

定 員 100名

日本混相流学会

〒659 兵庫県芦屋市公光町9-7-202 ㈩学術出版印刷
TEL(0797)98-3300, FAX(0797)98-3351

問合せ先
〒558 大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学工学部機械工学科 東 恒雄
TEL(06)605-2666, FAX(06)605-2769

第17回 人間-生活環境系シンポジウム 開催要綱

(人間-熱環境系シンポジウムを改称)

人間-熱環境系を体系的に把握するためには医学、生物学はもとより、空気調和、被服衛生、伝熱工学、計測・制御工学、建築工学、農学などの広い分野の研究者の有機的な協力が必要とされます。第1回の会合を1977年8月に空気調和・衛生工学会会議室にて開催して以来「人間-熱環境系シンポジウム」は、毎年1回、盛況裡に回を重ねて参りました。本年度から人間-熱環境系を人間-生活環境系へと広げて開催致します。

快適性の評価、快適環境の実現のために「体温調節と体液調節の関連に関する生理的機序」「環境が人体におよぼす影響に関する生理学的評価」「快適性評価に関する1/fゆらぎと脳波解析法」等の講演およびパネルディスカッション「世界の生活環境を顧る」を予定しています。

そして、例年どおり各位の研究発表を募集しますので、ふるってご発表下さるようお願い致します。

記

大会長：梶井宏修（近畿大学理工学部）

期 日：平成5年12月9日（木）～10日（金）2日間

場 所：大阪ガーデンパレス（JR新大阪駅から徒歩15分）

〒532 大阪市淀川区西宮原 1-3-35

TEL06(396)6211

内 容：(1) 招待講演

(2) パネルディスカッション

(3) 公募研究論文の発表

共 催：日本睡眠環境学会（幹事学会）、空気調和・衛生工学会、人類動態学会、日本伝熱学会、日本生気象学会
計測自動制御学会、日本家政学会、生理人類学会（予定）

後 援：日本学術会議（予定）

協 賛：日本産業衛生学会、日本生理学会、日本ME学会、日本サーモロジー学会、日本人間工学会、日本機械学会
日本建築学会、日本労働衛生工学会、電気学会、日本冷凍協会、繊維学会、日本生物物理学会
日本栄養・食糧学会、日本医科器械学会、日本繊維製品消費科学学会、日本保安用品協会、日本火災学会
日本住宅設備システム協会、日本繊維機械学会、日本病院設備協会、日本熱物性学会
全国ドルメンテナンス協会、日本温泉気候物理医学会、日本建築協会（予定）

発表申込方法：往復ハガキに 1)連名者を含む発表者名(ふが) 2)題目 3)勤務先 4)連絡先 5)懇親会参加の有無
を記入して、下記宛にお申込み下さい。

発表申込締切日：平成5年7月10日

英文抄録提出日：平成5年8月5日

原稿提出締切日：平成5年9月20日（消印有効）

参加申込方法：往復ハガキに 1)氏名(ふが) 2)勤務先 3)連絡先 4)懇親会参加の有無 を記入して下記宛に
お申込み下さい。定員 400名で締切らせて頂きます。

参 加 費：12,000円

懇 親 会：平成5年12月9日（木）17:30～19:30（会費 8,000円）

人間-生活環境系シンポジウム準備委員会（人間-熱環境系シンポジウム準備委員会を改称） * 印は実行委員

準備委員：後藤 滋（代表）、川島美勝（事務局）*、井川正治、池田耕一、石井昭夫、磯田憲生*、岩崎房子
大中忠勝、大野静枝、小川徳雄、長田泰公、落藤 澄、勝浦哲夫、菊池安行、肝付邦憲、佐藤 忠
菅原作雄、鈴木 百、田中正敏、田辺新一、棚沢一郎、田村照子、都築和代、登倉尋実、栃原 裕
中島利誠、西 安信、堀 雅宏、堀越哲美*、増田順子、松原斎樹*、南野 脩、三平和雄、持田 徹
森田矢次郎、山崎和彦、横山真太郎、吉田 燦、渡辺明彦

顧 問：北 博正、松岡脩吉、三浦豊彦、小林陽太郎、大島正光、鈴木武夫、吉田敬一（予定）

申 込 先：〒581 大阪府八尾市新家 8-23-1, 近畿大学理工学部建築学科

第17回人間-生活環境系シンポジウム実行委員会

TEL06(721)2332(4661), FAX06(326)0214

第28回空気調和・冷凍連合講演会講演募集

第28回空気調和・冷凍連合講演会は、下記の要領で開催します。会員各位は奮ってご参加下さい。

共 催	日本冷凍協会(幹事協会)、日本機械学会、空気調和・衛生工学会
協 賛 (予 定)	化学工学会、資源・エネルギー学会、高圧ガス保安協会、低温工学協会、日本空気清浄協会、日本建築学会、日本原子力学会、日本混相流学会、日本太陽エネルギー学会、日本鉄鋼協会、日本熱物性学会、日本燃焼学会、日本ボイラ協会、日本流体力学会、日本伝熱学会
開 催 日	平成6年4月19日(火)、20日(水)
会 場	総評会館 〔千代田区神田駿河台3-2-11 電話03-3253-1771〕
応 募 資 格	講演発表者(登壇者)は、いずれかの共催学協会の会員であることが必要です。未加入の方は、お早めに加入手続き(入会)を取ってください。
申 込 方 法	(1) 講演希望者は、葉書または FAX にて「第28回空気調和・冷凍連合講演会申込書請求」と標記し、①氏名、②送付先(郵便番号付記、勤務先の場合は所属部課・学部・学科名まで詳細に記入)、③申込書請求件数、④所属学協会・会員資格、以上を明記の上お早めにご請求ください。請求があり次第、講演申込書ならびに原稿用紙をお送りいたします。 (2) 講演申し込みは、講演申込書に必要事項(講演題目、概要等および次第書原稿)をご記入のうえ、空気調和・衛生工学会(下記)までお申し込みください。なお、上記はがきによる申込書の請求だけでは、講演申し込みの受け付けとはなりませんからご注意ください。
申 込 締 切 日	平成6年1月12日(水) 必着(消印有効ではありません)
原 稿 締 切 日	平成6年2月25日(金) 必着(消印有効ではありません)
参 加 登 録 費	一般2000円(参加1人分、当日会場にて徴収いたします) 学生は無料
講 演 時 間	1題あたり講演12分、討論5分、計17分(予定)
原 稿 用 紙	1292字詰め原稿用紙4枚(図、表、写真を含む)
仕 様 機 器	OHPのみ使用可
講 演 論 文 集	オフセット印刷とし、全発表論文を掲載した論文集とする。 講演者には本人の論文別刷30部を寄贈いたしますが、ほかに増刷希望の場合は50部単位にて実費により注文をお受けします。論文集の寄贈はございません。
講 演 発 表 の 採 否	講演発表の採否は、本運営委員会に一任願います。
申 込 先	〒160 東京都新宿区三栄町8番地 三栄ビル内

社 団 法 人 日 本 冷 凍 協 会
TEL03(3359)5231 FAX03(3359)5233

「第4回 ASME-JSME 熱工学合同会議」開催のお知らせ

この会議は、第1回会議(1983年3月)、第2回会議(1987年3月)に続き第3回会議(1991年3月)も多数の参加者を得て、成功裡に終わったことを承けて、ASMEのHeat Transfer DivisionとJSMEのThermal Engineering Divisionの合意のもとに共催が決定されたものです。

会議の目的は、熱工学分野の研究・開発に従事している日米ならびに環太平洋諸国の研究者が一堂に会して、親しく最新の情報や意見を交換することにあります。もちろん両学会に所属していない研究者・技術者の参加も歓迎いたします。

会議の運営などの詳細なスケジュールについては、目下ASME側と協議中ですが、現在までに確定した事項は下記の通りです。御関心のある方はそろそろ御準備ください。

なお、第1回、第2回会議ともにハワイで開催されましたが、今回の会議もハワイ、マウイ島で開催されることになりました。多数の方々の参加を期待しております。

記

開催期間： 1995年(平成7年)3月19日-24日

開催場所： 米国ハワイ州、マウイ島、Lahaina, The Westin Maui

会議形式： 前3回とほぼ同様に、複数のトピックスに関するセッションごとの講演発表となる予定。(ただし、今回は全セッションがASMEとJSMEの合同企画です。)

セッションテーマ：

会議に予定されているセッションテーマは次頁に載せてあります。

使用言語： 英語

募集日程： アブストラクト締切 1994年3月1日
著者への採否通知 1994年4月1日
論文原稿提出締切 1994年6月15日
最終採否通知 1994年8月15日
最終原稿提出締切 1994年10月1日

申込方法： A4版用紙に記した500語程度の英文アブストラクトに、表紙として論文題目、氏名、勤務先(所属)、連絡先(以上英文・和文併記)ならびに発表希望セッション名(次頁の中より選択)を記したものを付し、3部を上記期日までに下記宛提出してください。

申込先：

〒980 仙台市青葉区片平 2-1-1
東北大学 流体科学研究所
第4回 ASME-JSME 熱工学合同会議組織委員会
相原 利雄 TEL. 022-227-6200, FAX 022-215-7196

なお、ASME側の委員長は、

Professor Leroy S. Fletcher
Department of Mechanical Engineering
Texas A & M University
College Station, TX77843-3123, U.S.A.
TEL. 409-845-7270, FAX 409-845-3081

この会議について、御意見・御質問などをお持ちの方は、JSME側組織委員会 [委員長 相原 利雄(東北大)、幹事 太田 照和(東北大)] まで御連絡下さい。

PROPOSED TECHNICAL SESSIONS

- [1] Thermal Properties
- [2] Heat Conduction
- [3] Forced Convection Heat Transfer
- [4] Turbulent Heat Transfer
- [5] Natural Convection
- [6] Condensation
- [7] Multi-phase Flow and Heat Transfer
- [8] Thermal Problems in Space Technology
- [9] Fluidized Bed Heat Transfer
- [10] Cooling of Electronic Equipment
- [11] Heat and Mass Transfer in Porous Media
- [12] Energy Storage
- [13] Boiling Heat Transfer
- [14] Measurement and Data Processing
- [15] Cryogenic Heat Transfer
- [16] Active Techniques for Heat Transfer Augmentation
- [17] Combustion Fundamentals
- [18] Combustion Technologies
- [19] Heat Transfer in Fires
- [20] Bio Heat and Mass Transfer
- [21] Heat Exchangers
- [22] Heat Transfer and Fluid Flow in Manufacturing and Material Processing
- [23] Micro-scale Heat Transfer
- [24] Energy Conversion Systems
- [25] Radiation Heat Transfer
- [26] Thermal Problems in the Environment
- [27] General Papers

Announcement and Call for Papers

Second International Conference on Multiphase Flow '95 – Kyoto

The Japan Society of Multiphase Flow
April 3–7, 1995

Kyoto International Conference Hall, Kyoto, Japan

SCOPE: The Japan Society of Multiphase Flow is sponsoring the Second International Conference on Multiphase Flow '95 – Kyoto (ICMF '95–Kyoto) which is a follow up to the First Conference held in Tsukuba in 1991, focusing on the most acute and promising directions by bridging between different interdisciplinary fields of multiphase flow researches and industrial applications. The Second Conference aims to promote further studies and technological development in various aspects of multiphase flows, and to stimulate the professional communities and work in these directions. The Conference brings together international experts in field of multiphase flow with the idea to address an important and interesting area in a novel way. Participants are invited to attend the Conference and take an active part in presentation and discussions.

TECHNICAL PROGRAM AND FORUM: The technical program will consist of an opening plenary session with invited papers followed by several parallel programs consisting of technical oral sessions and poster sessions. The Conference will also give a forum on international cooperation in modern science and technologies including multiphase flows. A particular focus is addressed on critical technologies in energy, environmental and biomedical areas. Lectures and papers will be given by invited leading international experts, management administrators and top government representatives from several countries. Contributed technical papers for oral and poster sessions are welcome in the following areas, but are not limited to:

Fundamentals

- Hydrodynamic modeling (flow regimes, interactions between particles/bubbles, interface-fluid interactions, wall effects, etc.)
- Dynamics of interface (coalescence, deformation, disintegration)
- Turbulence and transport phenomena at phase interfaces
- Phase distribution and separation
- Interfacial and film flow phenomena
- Instabilities
- Wave phenomena and critical flow
- Chaos
- Fluidization and aeration
- Plasma flows
- Heat and mass transfer

- Chemically reacting flow
- Fundamental equations and closure laws

Applications

- Industrial applications and problems in multiphase flows
- Component technologies in multiphase flows
- System design and scaling of multiphase flows
- Controls and functionalization of multiphase flows
- Code development (physics oriented)

Experimentation

- Instrumentation and measurement techniques
- Visualization
- Computer simulation and graphics

SCHEDULE: The schedule for abstracts and papers is:

- Four copies of extended abstract due July 1, 1994
- Notification of abstract acceptance September 15, 1994
- Author-prepared camera-ready mats due December 15, 1994

ORGANIZING COMMITTEE MEMBERS (provisional):

A. Serizawa (Chairman, Japan), Y. Tsuji (Vice chairman, Japan), K. Ayukawa (Japan), M. Bohnet (FRG), H. Branover (Israel), G.P. Celata (Italy), C.T. Crowe (USA), J.M. Delhaye (France), F. Durst (FRG), S. Einav (Israel), G.F. Hewitt (UK), M. Ishii (USA), S. Kamiyama (Japan), R.T. Lahey (USA), C.M. Lee (Korea), U. Muller (FRG), R.M. Norem (USA), R.I. Nigmatulin (Russia), M.C. Roco (USA), S.B. Savage (Canada), J.H. Whitelaw (UK), L. Zhou (P.R. China)

SCIENTIFIC COMMITTEE:

J. Bataille (Co-chairman, France), T. Fukano (Co-chairman, Japan)

FOR FURTHER INFORMATION: Please contact Prof. A. Serizawa, the Conference Chairman, at the following address:

Prof. A. Serizawa
Department of Nuclear Engineering, Kyoto University
Yoshida, Sakyo, Kyoto 606-01, Japan
Tel: +81-75-753-5829 Fax: +81-75-753-5829, 5845



*First Announcement and Call for Papers
The Eighth International Symposium on
Transport Phenomena (ISTP-8) in Combustion,
San Francisco, U.S.A., July 16-20, 1995*

Sponsored by the Pacific Center of Thermal-Fluids Engineering (PCTFE)

This multidisciplinary, international conference will provide a forum for researchers and practitioners to exchange information, present new developments, and discuss the future direction and priorities in the areas of transport phenomena in combustion. Forward looking into the future, the conference theme is combustion in the 21st century. Prior ISTP symposia: Honolulu, 1985; Tokyo, 1987; Taipei, 1988; Sydney, 1991; Beijing, 1992; Seoul, 1993; Acapulco, 1994.

SCOPE

Papers describing current research on transport phenomena in combustion from fundamental sciences to applied technologies are hereby solicited. General transport phenomena (mass, momentum, heat and energy transfer) in thermal sciences are also welcomed. Those pertaining to modeling, theory, analysis, computational methods, direct numerical simulations, design, experiments, visualization and measurement techniques are appropriate. Topics include but are not limited to general transport processes of heat and mass transfer, turbulent reacting flows, combustion in practical systems, low emission and high efficiency combustion technology, propulsion, fire dynamics and modeling, laminar flames, alternate fuels and environmental systems.

SELECTION OF PAPERS

Initial screening will be based on the abstracts of approximately 500 English words. The abstract should contain: 1) paper title, 2) five keywords in the order of importance, 3) authors' names, affiliations and full addresses, and 4) name,

address, phone number, and fax (teletype) number of the author to whom subsequent correspondence should be directed. The abstract should state clearly the objectives, results, and conclusions to enable the scope and nature of the paper to be assessed. Final acceptance will be based on review of the complete manuscript. All accepted papers will be included in bound volumes which will be available at the meeting.

DEADLINES

September 30, 1994	Four (4) copies of abstract due
October 15, 1994	Notification of abstract acceptance
December 15, 1994	Five (5) copies of full-length paper due for review
February 15, 1995	Notification of paper acceptance
March 31, 1995	Camera-ready manuscript due

Four (4) copies of abstract should be sent by September 30, 1994 to:

S.H. Chan, Wisconsin Distinguished Professor
Department of Mechanical Engineering
University of Wisconsin-Milwaukee
P.O. Box 784
Milwaukee, WI 53201 U.S.A.

Phone: (414) 229-5001
Fax: (414) 229-6958
E-Mail: shc@convex.csd.uwm.edu

For further information, inquire at the above address or contact: Dr. S.H. Chan as listed above.

Announcing A New Journal

A Call for Papers

JOURNAL OF ENHANCED HEAT TRANSFER

Theory and Application in High Performance Heat and Mass Transfer

EDITOR IN CHIEF: Ralph L. Webb, Pennsylvania State University, University Park, Pennsylvania

REGIONAL EDITORS

North America

Paul Marto

Naval Postgraduate School, Monterey,
California

Tom Rabas

Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois

Western Europe

John Thome

International Technical Services, Rome, Italy

Eastern Europe

Algirdas Zukauskas

Lithuanian Academy of Sciences, Vilnius, Lithuania

Asia

Tongze Ma

Chinese Academy of Sciences Beijing, China

A.W. Date

Indian Institute of Technology, Bombay, India

Wataru Nakayama

Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

TECHNOLOGY EDITORS

Klaus Menze

Wieland-Werke AG, Ulm, Germany

Masao Fujii

Mitsubishi Electric Company
Shizuoka-ken, Japan

CHAIRMAN, EDITORIAL ADVISORY BOARD

Arthur E. Bergles

Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York

Gordon and Breach Science Publishers, an international publisher of more than 250 scholarly journals in science and engineering, is pleased to announce the creation of a new refereed international journal entitled: **JOURNAL OF ENHANCED HEAT TRANSFER: Theory and Application in High Performance Heat and Mass Transfer**. The first of four issues per year will appear in early 1993.

Serious research on enhanced heat transfer began in the late 1950's, and investigations have continued at an accelerating pace. Enhancement concepts span a variety of technologies ranging from special surface-geometry configurations to application of electric field forces. The refrigeration and automotive industries now depend on enhancement technology to make high-performance heat exchangers. Potential applications also exist in other industries.

Clearly, a new heat transfer discipline has emerged. Workers in academia, government laboratories, and industry struggle to keep abreast of this new field. However, they now spend precious hours tracking down papers published in more than a dozen heat transfer related journals. In recognition of the importance of this new discipline, the Publisher and Editors have decided to create a new international journal, the **JOURNAL OF ENHANCED HEAT TRANSFER**.

This new journal will provide a single, high-quality international forum for papers on enhanced heat transfer, with the goal of creating a critical mass of ideas that will further accelerate the pace of developments. *EHT* will present both theoretical and applied ideas and technologies of relevance to a wide range of industries worldwide -- including aerospace, automotive, chemical process, electric power, food, and refrigeration. The **JOURNAL OF ENHANCED HEAT TRANSFER** seeks to be of interest to theoreticians and engineers in academic and industrial research, development, and design.

AIMS AND SCOPE

The journal will consider scholarly papers related to enhanced heat transfer in natural and forced convection of liquids and gases, boiling, condensation, and radiative heat transfer. It will consider papers addressing either fundamental mechanisms or applied technology. Papers may include theoretical modeling, experimental techniques, experimental data, and/or applications of enhanced heat transfer technology. The journal will also consider well-prepared review articles.

The editors are interested in a wide range of papers dealing with both passive and active heat transfer enhancement techniques. Areas of interest include: specially configured surface geometries, electric or magnetic fields, and fluid additives -- all aimed at enhancing heat transfer rates.

The Technology Editors will be responsible for the Technology Reviews and Patent Technology sections of the journal. Technology Reviews will feature short author prepared articles (2-12 manuscript pages) on industrial applications of enhanced heat transfer. The Technology Editors will provide reviews of new, commercially used enhanced heat transfer concepts. The Patent Technology section will present abstracts of new international patents. Individuals may contribute material for these sections.

AN INVITATION TO CONTRIBUTE

The editors hereby issue a call for papers, including theoretical and practice-oriented scholarly papers, review articles, and shorter technology reviews. They also welcome proposals from guest editors for special issues.

Those interested in serving as manuscript reviewers or in obtaining contributor guidelines should write or fax the editor in chief. For a free sample copy and/or subscription information please contact Angela Butcher, Gordon and Breach Science Publishers, 5301 Tacony Street, Box 330, Philadelphia, PA 19137. Tel: (215) 537-7275, FAX: (215) 537-0711.

<p>Dr. Ralph L. Webb Editor in Chief JOURNAL OF ENHANCED HEAT TRANSFER Department of Mechanical Engineering PENN STATE UNIVERSITY, University Park, PA 16802 TEL: (814) 865-0283 or FAX: (814) 863-4848</p>
--

GORDON AND BREACH SCIENCE PUBLISHERS

Switzerland • USA • Japan • UK • France • Germany • Netherlands • Russia • Singapore • Malaysia • Australia

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、伝熱に関する学識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。（但し、「伝熱研究」の巻と表紙の色は1月号から10月号までの一年間同じです）

【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	本会に特に功労のあった者で、総会において推薦された者	0円
推薦会員	本会の発展に寄与することが期待できる者で、当該年度の総会において推薦された者	0円

【会員の特典】

会員は本会の活動に参加でき、次の特典があります。

- 1) 「伝熱研究, THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」の郵送が受けられる。
(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
- 2) 「日本伝熱シンポジウム講演論文集」の無料郵送が受けられる。
 - ・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送付
(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（本郷）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（本郷）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JISJ-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ません、会費未納のままとなります。
- ・学生会員への入会申込においては、指導教官による在学証明（署名・捺印）が必要です。

2. 会員の方々へ

【会員増加と賛助会員口数増加のお願い】

個人会員と賛助会員の増加が検討されています。会員の皆様におかれましても、できる限り周囲の関連の方々や団体に入会をお誘い下さるようお願いいたします。また、賛助会員への入会申込み受付におきまして、A（3口）、B（2口）、C（1口）と分けております。現賛助会員におかれましても、できる限り口数の増加をお願いいたします

【会費納入について】

会費納入状況は「伝熱研究」郵送ラベルの累積請求額でご確認下さい。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事務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、郵送物が会員に確実に届かず、あるいは宛名不明により以降の郵送が継続できなくなります。また、再発送が可能な場合にもその費用をご負担頂くことになります。

（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。

（学生会員から止会員への変更）

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（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、「退会処理通知」を送付します。

【会費を長期滞納されている方へ】

長期間、会費を滞納されている会員の方々は、本号宛名ラベルの会費請求額をご確認の上、至急納入をお願いします。特に、平成2・3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、近く退会処置が理事会で協議されます。

3. 事務局について

次の業務を下記の事務局で行っております。

事務局	
(業務内容)	
i) 入会届、変更届、退会届の受付	
ii) 会費納入の受付、会費徴収等	
iii) 会員、非会員からの問い合わせに対する応対、連絡等	
iv) 伝熱シンポジウム終了後の「講演論文集」の注文受付、 新入会員への「伝熱研究・THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING」発送、その他刊行物の発送	
v) その他必要な業務	
(所在地) 〒113 東京都文京区本郷5-25-18	
日本伝熱学会	
TEL, FAX: 03-5689-3401	
(土日、祝祭日を除く、午前9時～午後5時)	

(注 意)

1. 事務局への連絡、お問い合わせには、電話によらずできるだけ郵便振替用紙の通信覧やファックス等の書面にてお願いします。
2. 学会事務の統括と上記以外の事務は、下記にて行なっております。

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1
東京工業大学 工学部 機械宇宙学科 土方邦夫
TEL: 03-3726-1111
(内線3172、3336)
FAX: 03-3729-0628

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け)

0	申込年月日	II	年	月	日
---	-------	----	---	---	---

(注 意)
・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

1	会員資格	正・学			
2	氏名				
3	ふりがな				
4	生年月日	M・T・S	年	月	日

5	* 勤務先	名称	
6		〒	—
7	・ 所在地		
8			
9	学 校	TEL	
10		FAX	
11			共通・専用

12	自 宅	〒	—
13		住 所	
14			
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	年	
20	専門分野	・	・	← (下記専門分野の番号)

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: ガスタービン 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。

**) 郵送物発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

0	申込年月日	H	年	月	日
---	-------	---	---	---	---

※ご記入に際しての注意

日本伝熱学会からの郵送物は代表者にお送りしておりますので、代表者の所属に変更がありましたら、書面にて事務局宛ご連絡下さるようお願いいたします。

1	会員資格	賛助会員
2	代表者氏名	
3	ふりがな	

4	代表者勤務先	名称(所属)	
5		〒	—
6		所在地	
7		TEL	
8		FAX	
9	共通・専用		
10	口数	口	

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)
3. 会員になりますと「伝熱研究」及び「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等をお申し込み口数1口につき1部お送りします。
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納入された会員に限り当該年度のものをお送りします。
尚、年度途中でご入会の方には残部の都合でお送りできない場合もありますので、あらかじめご承知おき下さい。
4. 本学会では、事務作業簡素化のために会費の領収書の発行は郵便振替や銀行振込の控えをあてています。簡単な書式の領収書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すようお願いいたします。

申込書送付先：〒113 東京都文京区本郷 5-25-18
日本伝熱学会事務局
TEL., FAX. 03-5689-3401

会費の払込先：

- (1) 郵便振替の場合 -- 郵便振替口座 東京6-14749 日本伝熱学会
- (2) 銀行振込の場合 -- 第一勧業銀行 大岡山支店 普通預金口座 145-1517941
日本伝熱学会 代表 土方 邦夫
- (3) 現金書留の場合 -- 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.32, No.127

1993年10月発行

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING ISSN 0918-9963

Vol.1, No.4

October, 1993

発行所 日 本 伝 熱 学 会

〒113 東京都文京区本郷5-25-18

電話 03(5689)3401

Fax. 03(5689)3401

郵便振替 東京 6-14749

Published by

The Heat Transfer Society of Japan
25-18, Hongo 5-chome, Bunkyo-ku,
Tokyo, Japan, Post No.113
Phone, Fax: +81-3-5689-3401

伝熱研究 Vol. 32, No. 127

〈小特集：熱交換器の高性能化—先進技術とその応用—〉

- 小特集にあたって.....32期編集委員会
非共沸混合冷媒を 작동媒体とした蒸気圧縮式熱交換機の成績係数に及ぼす
熱交換器の伝熱性能の影響.....小山 繁・藤井 哲(九大)
熱交換器における着霜対策.....青木和夫(長岡技科大)
微細寸法の活用——極細管熱交換器を中心に——.....吉田英生・越後亮三(東工大)
非相似性フィンの開発に向けて：非相似性強化と伝熱促進.....稲岡恭二・鈴木健二郎(京大)
管内熱伝達促進と流動抵抗軽減（ワイヤーコイル挿入の場合）.....稲葉英男(岡山大)
電場を利用した対流熱伝達の促進と制御.....多田幸生・林 勇二郎(金沢大)
電場を活用する伝熱促進・制御技術——ヒートポンプへの応用——
.....矢部 彰・宗像鉄雄(機械技研) 山下勝也(東芝)
軟磁性体粒子の利用.....前田昌信(慶応大)

〈第30回日本伝熱シンポジウム記念講演会〉

- Interaction of Beams of Laser Radiation and Beams of Charged Particles with Matter
.....G. S. Romanov(ペラルーシ科学院)
How Microgravity Supports Research in Heat Transfer.....Lattum J. Straub(ミュンヘン工大)

THERMAL SCIENCE AND ENGINEERING Vol.1, No.4

1. Theoretical and Experimental Study of Photon Migration.....1
in Biological Tissues (in Japanese)
Ohta K., Yamashita Y. and Yamada Y.
(*Monte Carlo Method, Photon Diffusion Approximation, Time-Resolved
Measurement, Multiple Scattering, Photon Migration, Biological Tissue*)
2. Micro-Macro Solidification of Supercooled Mixtures.....9
(in Japanese)
Kunimine K., Hanashi Y. and Shimizu N.
(*Solidification, Supercooling, Crystal Growth, Relaxation Process*)