

# 伝熱研究

1991  
October

Vol. 30

No. 119

Journal of Heat Transfer Society of Japan

## <特集：凝固・融解研究の最新動向>

- 特集にあたって ..... 第30期編集委員会
- 【国際会議、研究会など】
- 1990年王子国際セミナーの報告 ..... 棚澤 一郎
- 第3回寒地圏国際伝熱会議にみる研究動向 ..... 齊藤 凶
- 凝固・融解過程の能動制御と研究動向（機械学会誌「伝熱制御」  
小特集号を中心として） ..... 相原 利雄
- 【材料関係】
- 急冷凝固の基礎 ..... 西尾 茂文
- 金属材料の凝固とコンピューターシミュレーション ..... 大中 逸雄
- チョコラルスキー法 ..... 今石 宣之
- 凝固・融解と熱物性 ..... 長島 昭
- 【生体関係】
- 生物体の凍結 ..... 林 勇二郎
- 【エネルギー】
- 接触溶融について ..... 齊藤 彬夫
- 水の過冷却凝固 ..... 鳴海 明、柏木 孝夫
- 流動液中の不安定凝固 ..... 平田 哲夫
- コイル状伝熱促進体を含む水の凝固・融解 ..... 竹越 栄俊、平澤 良男
- カプセル潜熱エネルギー貯蔵 ..... 齊藤 武雄
- シェル・チューブ型潜熱蓄熱器の伝熱特性 ..... 笹口 健吾
- 熱交換器の除霜 ..... 青木 和夫
- 放射と融雪 ..... 稲葉 英男
- <伝熱シンポジウムのレビュー(追加)>
- 「ふく射(1)~(2)」について ..... 金山 公夫
- <国際会議報告>
- 第2回国際太陽エネルギー会議の概要 ..... 渡部 康一

## 日本伝熱学会第30期（平成3年度）役員

会 長		小 竹 進 (東 大)
副 会 長	(無任所) (事務担当)	架 谷 昌 信 (名 工 大) 井 上 晃 (東 工 大)
地方連絡幹事	北 海 道 東 北 関 東 東 海 北 陸 信 越 関 西 中 国 四 国 九 州	花 岡 裕 (室 蘭 工 大) 三 浦 隆 利 (東 北 大) 森 康 彦 (慶 応 大) 長 野 靖 尚 (名 工 大) 滝 本 昭 (金 沢 大) 坂 口 忠 司 (神 戸 大) 菊 地 義 弘 (広 島 大) 本 田 博 司 (九 大)
幹 事 (23名)	早 坂 洋 史 (北 大) 黒 川 政 秋 (東 北 大) 横 山 孝 男 (山 形 大) 五十嵐 保 (防 衛 大) 吉 田 英 生 (東 工 大) 西 村 誠 (岐 阜 大) 青 木 和 夫 (長 岡 技 科 大) 萩 原 良 道 (京 大) 千 田 衛 (同 志 社 大) 森 岡 斎 (徳 島 大) 池 崎 英 二 (新 日 鐵 株) 森 英 夫 (九 大)	馬 場 弘 (北 見 工 大) 円 山 重 直 (東 北 大) 西 尾 茂 文 (東 大) 野 路 伸 治 (荏 原 総 研) 中 山 顕 (静 岡 大) 木 村 照 夫 (福 井 大) 坂 本 雄 二 郎 (神 戸 製 鋼 株) 平 田 雄 志 (阪 大) 森 幸 治 (阪 大) 稲 葉 英 男 (岡 山 人) 宮 良 明 男 (佐 賀 大)
監 査 (2名)	河 村 洋 (東 理 大)	二 階 勳 (鹿 島 建 設 株)
「伝熱研究」編集委員長		藤 田 秀 臣 (名 工 大)
第29回日本伝熱シンポジウム準備委員長		高 城 敏 美 (阪 大)

## 伝 熱 研 究

## 目 次

## 〈特集：凝固・融解研究の最新動向〉

特集にあたって .....	第30期編集委員会	1
〔国際会議、研究会など〕		
1990年王子国際セミナーの報告 .....	棚澤一郎(東大生研)	2
第3回寒地圏国際伝熱会議にみる研究動向 .....	斉藤 凵(室蘭工大)	4
凝固・融解過程の能動制御と研究動向(機械学会誌「伝熱制御」 小特集号を中心として) .....		
	相原利雄(東北大)	6
〔材料関係〕		
急冷凝固の基礎 .....	西尾茂文(東大生研)	8
金属材料の凝固とコンピューターシミュレーション .....	大中逸雄(大阪大)	14
チョクラルスキー法 .....	今石宣之(九大)	23
凝固・融解と熱物性 .....	長島 昭(慶応大)	29
〔生体関係〕		
生物体の凍結 .....	林勇二郎(金沢大)	35
〔エネルギー関係〕		
接触溶融について .....	斉藤彬夫(東工大)	41
水の過冷却凝固 .....	鳴海 明(神工大), 柏木孝夫(東農工大)	47
流動液中の不安定凝固 .....	平田哲夫(信州大)	54
コイル状伝熱促進体を含む水の凝固・融解 .....	竹越栄俊, 平澤良男(富山大)	61
カプナル潜熱エネルギー貯蔵 .....	斉藤武雄(東北大)	67
シェル・チューブ型潜熱蓄熱器の伝熱特性 .....	笹口健吾(熊本大)	78
熱交換器の除霜 .....	青木和夫(長岡技大)	87
放射と融雪 .....	稲葉英男(岡山大)	93
〈伝熱シンポジウムのレビュー(追加)〉		
「ふく射(1)~(2)」について .....	金山公夫(北見工大)	102
〈国際会議報告〉		
第2回国際太陽エネルギー会議の概要 .....	渡部康一(慶応大)	104

〈地方研究グループ活動報告〉

北陸信越地方研究グループ「黒姫山麓セミナー報告」……………	竹越栄俊(富山大)…	106
九州地方研究グループ特別講演会……………	本田博司(九大)…	108

〈お知らせ〉

第12回日本熱物性シンポジウム……………		109
北陸・信越研究グループ企画「講演会と見学会のご案内」……………		113
中国四国研究グループ企画「数値熱・流体工学セミナー」……………		114
講演会「熱工学の新しい発展」……………		116
〈60万人科学者技術者代表集会〉「基礎研究の振興と工学教育」シンポジウム……………		117
Second Announcement and Call for Papers		
International Seminar on Imaging in Transport Processes……………		119
日本伝熱学会学術賞・技術賞公募のお知らせ……………		121
日本伝熱学会学術賞・技術賞申請・推薦書……………		123
第29回日本伝熱シンポジウム講演募集……………		125
第29回日本伝熱シンポジウムセッション分類表……………		126
第29回日本伝熱シンポジウム研究発表申込書……………		127
事務局からの連絡 事務局の移転について……………		129
学会案内と入会手続きについて……………		130
会員の方々へ……………		131
日本伝熱学会新規入会申込み・変更届用紙		



# Journal of Heat Transfer Society of Japan

Vol.30, No.119, October, 1991

## CONTENTS

### <Special Issue : Latest Trend of Researches of Solidification and Melting>

Preface on the Special Issue	
..... Editorial Board .....	1
<i>Conference, Seminar, etc.</i>	
On 1990 Oji International Seminar	
..... Ichiro Tanasawa (Univ. of Tokyo) .....	2
In Participating in The Third International Symposium on Cold Regions Heat Transfer	
..... Hakaru Saito (Muroran Inst. of Tech.) .....	4
Active Control of Freezing and Melting Process and Its Research Trends	
..... Toshio Aihara (Tohoku Univ.) .....	6
<i>Material</i>	
Fundamentals on Rapid Quenching Solidification	
..... Shigefumi Nishio (Univ. of Tokyo) .....	8
Computer Simulation of Solidification of Metallic Materials	
..... Itsuo Ohnaka (Osaka Univ.) .....	14
Czochralski Single Crystal Growth	
..... Nobuyuki Imaishi (Kyushu Univ.) .....	23
Solidification, Melting and Thermophysical Properties	
..... Akira Nagashima (Keio Univ.) .....	29
<i>Biology</i>	
Freezing of Biological Materials	
..... Yujiro Hayashi (Kanazawa Univ.) .....	35
<i>Energy</i>	
On the Direct Contact Melting	
..... Akio Saito (Tokyo Inst. of Tech.) .....	41
Cooling and Freezing Processes of Water with Supercooled Regions	
..... Akira Narumi (Kanagawa Inst. of Tech.),	
..... Takao Kashiwagi (Tokyo Univ. of Agri. and Tech.) .....	47
Unstable Nature of Solid-Liquid Interface During Solidification in a Forced Convection Flow	
..... Tetsuo Hirata (Shinshu Univ.) .....	54

Solidification and Melting of Water Containing Coiled Conductive Solids ..... Eisyun Takegoshi, Yoshio Hirasawa (Toyama Univ.) .....	61
Latent Heat Energy Storage of Capsule-type ..... Takeo Saitoh (Tohoku Univ.) .....	67
Heat Transfer in Shell-Tube-Type Latent Heat Thermal Energy Storage Units ..... Kengo Sasaguchi (Kumamoto Univ.) .....	78
Defrosting on Heat Exchanger ..... Kazuo Aoki (Nagaoka Univ. of Tech.) .....	87
Radiative Heat and Snow-Melting ..... Hideo Inaba (Okayama Univ.) .....	93
<b>&lt;Review on the 28th National Heat Transfer Symposium of Japan (addition)&gt;</b>	
On the "Thermal Radiation (1)~(2)" ..... Kimio Kanayama (Kitami Inst. of Tech.) .....	102
<b>&lt;Report on the International Conference&gt;</b>	
The second ASME/JSME/JSES International Solar Energy Conference ..... Koichi Watanabe (Keio Univ.) .....	104
<b>&lt;Report on the Local Group Activities&gt;</b> .....	
<b>&lt;Announcements&gt;</b> .....	

<特集：凝固・融解研究の最新動向>

## 特集にあたって

第30期編集委員会

地球温暖化の元凶が化石燃料の消費にあるとされ、カーボンタックスが施行されている国々もでてきた。しかし、現在までの経済発展が、石油、石炭、天然ガスなどの化石燃料によるエネルギーに支えられてきたことも事実である。化石燃料のエネルギー総消費量に占める割合は約85%であり、20年後に至っても75%位を占めると予測されている。他のエネルギー源の開発および炭酸ガスの固定化法が確立されていないことから、伝熱研究者は当面、省エネルギーに対する努力を怠るわけにはいかないのが現状である。そのため、エネルギー利用分野に関するプロセス解析あるいはシステム化の研究の充実が望まれているわけであり、さらに伝熱研究の飛躍が必要とされている。

このような状況の下、ここ3年間の凝固・融解に関する研究を伝熱シンポジウムから拾い上げると、'89年16件、'90年24件、'91年27件と増加しているのに気付く。最近の研究は、夏期の電力負荷平準化のための産業排熱および自然エネルギーの利用、食品・生物の凍結、および新素材の析出現象にも向けられ、その問題は多岐に亘っているのが現状である。そこで、本特集号では近年研究テーマ数が増加している凝固・融解に関する解説を中心とした特集を企画することにした。特に、本テーマが主たる検討項目としている研究会、分科会および国際会議も増加していることから、各々の会から本テーマに関する情報や課題を提出して戴き、材料、生体およびエネルギー関係の分野で、伝熱研究の面白さ、問題点を平易に解説して戴くことを目的とした。

今回ご執筆くださった先生方は、各々の分野で中心となってお活躍中の方々であり、大変ご多忙の中、ご執筆賜りました。この場を借りて厚くお礼申し上げます。

### 1. 王子国際セミナーとはどのようなものか

王子セミナーは藤原科学財団が財政的後援をする国際科学セミナーで、応募申請については日本学術振興会が窓口となっている。したがって、このセミナーのプログラムや報告書には両スポンサー名を明記しなければならないことになっている。

藤原科学財団は、故藤原銀次郎翁の90歳の長寿祝賀宴を記念して1959年に設立されたものであるが、さらに1973年の王子製紙創業百周年を記念する事業拡張の一つとして始められたのが王子セミナーである。第1回王子国際セミナーは1974年9月に苫小牧で開かれ、テーマは“Poly(ADP-RIBOSE) and ADP-Ribosylation of Protein”，代表者は国立癌センターの杉村先生であった。

筆者が代表となって昨年開催されたセミナーは第31回目に当たる。テーマ名は「新素材の製造・加工・処理のための先端の伝熱工学に関する国際セミナー」であった。

### 2. 何を目的としてセミナーを企画したか

周知のように、これまでの伝熱工学の研究はエネルギーの有効利用に関する諸課題を主な対象として進められ、大きな成果を挙げると同時に学問体系自体も充実して発展してきた。しかし、伝熱という物理現象は、エネルギー以外にもっと広い分野とも密接に関連するもので、特にいわゆる先端技術の領域では伝熱工学上の問題の解決が技術の進展の鍵を握っている場合が多い。本セミナーでは、新素材の製造・加工・処理に関する伝熱問題に焦点を当て、日本および米国を中心とする第一線の研究者による密度の高い情報交換と討議を行うよう企画した。現在成熟期にある伝熱工学研究をさらに進展させるには、新しいテーマへの挑戦が不可欠であるという筆者の考えに賛同して下さった国内・国外の多くの方々の支援によって、企画を具体化し成功裡に終了することができた。

### 3. セミナーの実施状況とその成果

セミナーは、1990年10月28日から31日までの4日間、北海道苫小牧市のホテルユー王子で開かれた。参加者は海外からの講演者が20名、国内からの講演者が20名、オブザーバーが19名で合計59名であった。

10月28日は、午後4時頃から参加者の登録受付を行い、7時頃から顔合わせのパーティを開いた。このパーティでは、各セッションの座長と発表者にセッションの進行について

打ち合わせてもらうだけでなく、期間中毎夕設けられている General Discussion Session の進め方について話し合ってもらうことにした。

本セミナーのトピックスである新素材の製造・加工・処理における先端的伝熱研究の領域は、対象とする材料とその処理方法が多様である上に、これにかかわる熱・物質移動現象も多岐にわたるために、各セッションでの講演者一人当たりの持時間（発表20分、討論10分）では十分な議論が行えない恐れがある。そこで、29日から31日までの3日間とも、午前・午後のセッションが終了した後、夕刻に約1時間半の時間をとり、その日の各セッションのトピックスについて、全座長に総括と問題点の指摘をしてもらい、さらに発表者および参加者による総合討論を行なってもらうことにした。これが上述の General Discussion Session である。

10月29日は、午前中にプラズマ・スプレイ、レーザーおよび電子ビーム加工の2セッション、午後には結晶成長に関する2セッションが行われ、その後に General Discussion が行われた。

10月30日は、午前中に凝固伝熱に関する2セッションと急速凝固のセッションが開かれ、夕刻の General Discussion の後、7時半頃からバンケットが催された。

10月31日の午前中には General Topics の2セッションと鉄鋼プロセスのセッションが開かれ、午後には casting と高分子成形の2セッション、製紙工程に関するセッション、熱物性に関するセッション、および General Discussion が開催された。

11月1日は本セミナーの会期外であったが、本セミナーのプログラム中に製紙工程に関するセッションが含まれていたことから、藤原科学財団事務局と王子製紙苫小牧工場のご好意により、世界最大の生産量を誇る同工場の施設を見学させていただいた。見学後にはさらにバスにて支笏湖畔に向い、少憩の後日本機械学会熱工学講演会が開かれている札幌まで行って解散した。

紙数の関係でセミナーの各セッションで行なわれた研究発表および討論の内容を紹介する余裕はないが、上述のプログラム概要からもご推察いただけるように、発表されたテーマの大半は本誌の特集テーマである凝固・融解を扱ったものである。ただし、それらは何れも在来の研究方法からの脱却を日指しており、とくに対象とする空間スケールがミクロンからナノメートルにわたる極微領域に及んでいるのが大きな特色である。これらは今秋刊行予定のプロシーディングス "Heat and Mass Transfer in Materials Processing" (Hemisphere Publishing Co.) に収録されるので興味をお持ちの方は是非ご参照いただきたい。

### 第3回寒地圏国際伝熱会議にみる研究動向

齊藤 図 (室蘭工大)

この会議は、寒冷地にかかわる伝熱問題に対する最近の基礎的あるいは技術的研究の動向について広く意見を交換することにより、研究者が相互に啓発しあい、将来への新たな視点を発見することを目的として開催されている。北大名誉教授 関 信弘先生、アルバータ大学 K. C. Cheng 教授、アメリカ CRREL V. Lunardini 博士らの提唱になるもので、第1回は1987年カナダアルバータ州エドモントン市においてアルバータ大学を会場として、第2回は1989年北海道札幌市 北海道大学学術交流会館において開催され、アラスカ大学フェアバンクス校を会場とする今回の会議(6月11日~14日)は3回目ということになる。

フェアバンクス市は人口7万人余を擁し、アンカレジ市につぐアラスカ州第二の都市で、その緯度は北緯64度49分でまさに極北、今回の会議の開催地としてはうってつけというところである。帰国後、理科年表を見たところ、10月から翌4月までの月平均気温が氷点下で(最低は1月の月平均気温 $-24.9^{\circ}\text{C}$ )、残りのわずか5カ月がプラスの平均気温となるにすぎない。6月のフェアバンクスは白夜のシーズンで、24時間太陽が沈まない。気候は朝夕がやや寒い程度で、日中は暖かく過ごしやすかった。会場となったアラスカ大学はフェアバンクス校を拠点とし、他に3キャンパス、9学部、12研究施設、学生数8,000、スタッフ600を有する総合大学である。広々としたキャンパスのなかに50余の建築物が点在し、自然と美しい調和を保っていて、この国の大学の環境にはいつもながら感心させられる。

さて、今回の会議には最終的に49編の論文がよせられた。内訳は、日本9編、カナダ8編、アメリカ18編(うち6編は地元アラスカ大学)、ソビエト10編、オランダ2編、ドイツ1編であった。中国より1編が寄せられたが、参加者がなくキャンセルとなった。

参加者総数は66名、そのうち、日本15名、カナダ7名、アメリカ34名(うち、地元関係者18名)、ソビエト7名、オランダ2名、ドイツ1名という内訳であった。

研究発表は、5セッションに分けられ、同じ会場を使用して行われた。各セッションの初めには、内容的に関連のある招待講演が用意されていて、その分野における最新の研究内容に触れることができよう配慮されていた。

最初のセッションは、パデュー大 R. Viskanta 教授の Phase Change in Porous Media と題する特別講演で始められた。この講演は、多孔物質中の固体/液体-相変化を伴う伝熱現象に関し、とくに寒地における熱的問題のモデル化への応用に着眼して、最近の文献をレビューしたものである。これに引続き、天然ガス採掘井に対する有限要素法の応用、有限要素法の3次元凍結/融解問題への応用、相変化問題の差分計算におけるデルタ関数の応用と安定性に関する研究、土壌中の湿分および熱移動に対する数値解析、地下水流のある土壌の凍結/融解などの研究発表があり、最後に種々の物質における凍上量の違いに関するビデオが上映された。

第1日午後のセッションは、カナダ アルバータ大 E. P. Lozowski 教授の特別講演 Icing Phenomena and Frost Formation で始まった。この講演は、着水と着霜に関する物理モデルとその数学的取扱に関する研究レビューである。これに続いて、平行平板間に生ずる氷層の形状変



化、氷／海水／霜の熱物性値、種々の形状に配置された円管上の氷層成長と融解、電線に付着する氷層の物理的除去、砂礫を含む氷の強制対流加熱、平行ダクト内に生ずる氷層形状の遷移問題、2平行管の氷層連結に関する研究、温度／応力／変位に関する数学モデルなどの研究発表がなされた。

第2日午前のセッションは、カナダ カーレトン大 P. J. Williams 教授による招待講演 *Thermal Properties and the Nature of Freezing Soils* で幕をあげた。これは、凍結土壌中には、かなり多量の未凍結水分が存在する場合があります、この水分が土壌の熱伝導率その他の熱物性に影響を与えたり、その移動によってエネルギーの輸送が生ずることなどを述べたものである。一般講演としては、塩溶液で飽和した石英砂の相変化における特異性、凍結土壌中の石油による土壌と地下水の汚染、凍結多孔物質の熱伝導率測定において考慮すべき点、地下における凍結フロントの熱伝導率、農地物理的性質に対する凍結／融解の影響、永久凍土年間温度変動層のモデル化、凍結によって細粒化された土壌の微細構造の変化、など多岐にわたった。

第2日午後のセッションの最初は、金沢大 Y. Hayashi 教授による *Micro-Macro Freezing of Biological Substances* と題する招待講演であった。生物体内における水分のありかたの多様性のため凍結にさいして細胞はきわめて複雑な挙動をする。この講演では、その際の熱伝導、熱力学モデルを構築し、細胞外界における不連続凍結、細胞膜を通しての浸透、細胞変形、凍結初期の細胞間氷生成、その他凍結損傷に関する因子を考慮したシミュレーションを示した。これに続く一般講演では、永久凍土中の基礎の冷凍のための *passive radiator*、氷-水混合物による氷島の建設、熱交換器除霜におけるフィンピッチの影響、屋内テスト用2相流ソーラコレクターの熱特性、永久凍土上に建てられた建造物の地球温暖化による耐用性の変化、生物物質の長期間保存、などの発表があった。

第3日午前のセッションでは、東北大 T. Saitoh 教授が特別講演 *Recent Studies on Combined Contact and Natural Convection Melting* を行った。この講演は、主として同教授がこれまで行ってきた種々のタイプの蓄熱カプセルにおける接触融解と自然対流融解について解説したもので、数値解析的研究の沿革を述べたものである。一般講演は、4°C付近の水の対流の始まり、繊維体の断熱性と通気度の研究、乾燥雪中の対流と蒸気移動による熱輸送、偏心2重円筒多孔物質内の3次元自然対流、上部開放容器内のマランゴニ対流、対流壁を有する半無限体の凍結に対する局所相似解、複数ジェットによる固体壁の吹き付け熱伝達、パイプラインにおける *gas hydrate* 形成のシミュレーション、などきわめて多岐にわたるものであった。

昼食をかねて閉会セレモニーが行われた。組織委員会の先生がたによる挨拶の後、関 信弘北大名誉教授より、次回会議を1993年アメリカ ニューハンプシャー州 ハノヴァーにしてはどの提案があり、そのように決した。

この日の午後はフェアバンクス市郊外にある永久凍土層のトンネルとアラスカパイプラインの見学であった。ともに予想よりスケールが大きく、特に永久凍土トンネルでは10mもあろうかと思われるアイスレンズ、氷漬けになった巨大な動物の骨などの間を進み、32,000年前の水-現在の水と変わりはないのだけれど-を見たときには、時の長さのまえにめまいを覚えた。

今回の会議の実行委員長は、アラスカ大学 J. Zarling 教授であったが、会議の運営、出席者への心くばりなど、ただただ感謝のほかには言葉がない。

凝固・融解過程の能動制御と研究動向  
(機械学会誌「伝熱制御」小特集号を中心として)

相原利雄(東北大流体科学研)

日本機械学会では、学会誌 1990年11月号に「伝熱制御で何ができるか」と題する特集[編集委員会:主査 相原利雄(東北大)、幹事 西尾茂文(東大)、委員 太田照和(東北大)、大黒崇弘(日立製作所)、矢部 彰(機械技研)]を掲載した。その冒頭には、「科学技術の高度化にともない、極限条件下での超急速・超精密な熱的制御技術が求められるようになった。このような高度の熱的制御は、これまでの準定常的・平均的な温度制御技術では、もはや対応しきれない。このため、流体の温度調節に依存する間接的制御から脱却し、伝熱機構そのものを能動的に直接制御する試みが既に始まっている。(中略)本号は、上記の観点と現況を背景に、伝熱現象を能動制御するメカニズムとその応用、並びに工学的ニーズを中心に、計19編を収録し、小特集を組んだ」と、特集号企画の趣旨が述べられている。

この特集号では、過冷却凝固<sup>(1)</sup>並びに着霜・凍結・融解<sup>(2)</sup>過程の能動制御、材料組織と冷却制御<sup>(3)</sup>、生体の凍結保存<sup>(4)</sup>、プラスチック成形加工における熱制御<sup>(5)</sup>の計5編の解説記事が寄せられている。その後、著者は『機械の研究』誌の依頼で、「伝熱制御の現状と将来」と題する展望を4回にわたって執筆した<sup>(6)-(9)</sup>。

これらの編集および調査を通じて、伝熱制御の観点から見た場合、凝固・融解過程は最も制御しにくい熱現象の代表例である。その主因の一つは、制御因子(Controlling factors)の少ない事にある。たとえば表1に示すアクティブ伝熱制御法<sup>(7)</sup>のうち、電場(外力)による制御法や噴霧気流(相変化)を利用する制御法では、10因子前後の変パラメータがあるうえ、制御対象(Controlled factors)は熱流束ないし熱伝達率などの数個に過ぎない。しかるに凝固・融解過程では、動的に制御可能な変パラメータは極めて少なく、しかもその過程に何らかの形で必ず固相が共存している。固相中の伝熱現象は、現時点では、分子動力学的手法<sup>(10)</sup>以外に動的制御を行う事は不可能であり、分子動力学的手法自体も、まさに研究の緒についたばかりである。一方、凝固・融解過程の制御対象は過冷度や相変態速度ばかりでなく、用途によっては通気率や空隙率<sup>(2)</sup>、材料組織<sup>(3)</sup>や残留応力(ないし分子配向)<sup>(5)</sup>、あるいは生体の生存率<sup>(4)</sup>など、広範多岐にわたっている。この意味で、凝固・融解過程は能動制御がむずかしい熱現象の一つであり、その分、やり甲斐はあるが、研究の現況はまだ揺籃期にあると言えよう。

以下、参考までに、著者の知見し得た動的制御例のいくつかを列記するが、それらの詳細については末尾の文献を参照されたい。

- ・凝固温度の違いを利用した非定常法による空間的凝固制御
- ・蒸気爆発を利用した凝固粉末（アモルファス微粒子）の製造<sup>(3)</sup>
- ・磁場による融液の対流抑制や振動制御
- ・振動による解消過冷度の制御<sup>(1)</sup>
- ・三相流動層による液状氷の冷熱回収<sup>(2)</sup>

表1 伝熱のアクティブ制御法<sup>(7)</sup>

---

非定常特性を利用する制御（準アクティブ制御）

分子動力学的制御

物性値変化を利用する制御（温度依存性，圧力依存性）

外力による制御（電場，磁場，超音波，振動など）

境界層制御

相変化を利用する制御（蒸発冷却，ヒートパイプなど）

多相媒体による制御

多孔質体を利用する制御

放射特性を利用する制御

---

[文 献]

- (1) 斎藤・大河, 日本機械学会誌, 93-864(1990), 920.
- (2) 福迫, 日本機械学会誌, 93-864(1990), 924.
- (3) 西尾, 日本機械学会誌, 93-864(1990), 922.
- (4) 棚沢, 日本機械学会誌, 93-864(1990), 926.
- (5) 黒崎, 日本機械学会誌, 93-864(1990), 930.
- (6) 相原, 機械の研究, 43-6(1991), 641.
- (7) 相原, 機械の研究, 43-7(1991), 771.
- (8) 相原, 機械の研究, 43-8(1991), 869.
- (9) 相原, 機械の研究, 43-9(1991). (予定)
- (10) 小竹 進, 伝熱研究, 30-118(1991), 66.

## 1. はじめに

熔融状態の材料を急速に凝固させることを、「急速凝固 (Rapid Solidification)」と呼ぶ。急速凝固では、以下に述べるように、安定相から大きく離れた準安定相の形成、あるいはより均質組成化・微細組織化などといった「急速凝固効果」が発現し、凝固速度の遅い通常の凝固システムでは得られない準安定な構造や微細組織を有する材料が得られる。

急速凝固効果により得られる準安定相の典型は、原子配列に規則性の無い「非晶質相あるいはガラス質相」、通常の凝固速度では実現されない組成すなわち平衡状態図における最大固溶限を越えた「過飽和固溶体」あるいは「無分配凝固」、さらには平衡凝固では現れない「準安定結晶相」などである。例えば非晶質材では、高強度・高じん性・恒熱膨張などの機械的性質、高水素吸蔵性・高耐食性・高表面活性などの化学的性質、高飽和磁束密度・高透磁率・高電気抵抗・零電気抵抗温度係数などの電磁氣的性質を有しているものがある。また、軽合金粉末冶金の分野では、急速凝固により、在来の鑄造法では得られない組成のアルミニウム合金粉末が得られるようになり、その成形技術の進展と共に、鉄鋼材料やチタン合金などにも匹敵する高温強度・高耐摩耗性あるいは高じん性を有する軽合金が次世代材料として注目されている。

また、均質組成・微細組織とは、マイクロ偏析の減少・消滅、組織・介在物の微細化・均一分散などを指す。さらに、ストリップ連鑄や難加工性材料の直接鑄造成形などニアネットシェープ化を図るプロセスや粉末冶金・溶射・レーザー表面改質などでは、急速凝固により省工程化が実現するとともに材質向上や新材料の開発が可能となる。

本稿では、こうした急速凝固について、その実現方法(2章)、凝固界面形状と無分配凝固(3章)および急冷凝固粉末(4章)について簡単に紹介する。

## 2. 急速凝固の実現方法

急速凝固の実現方法は、以下の二つに大別される。即ち、①融液が融点以上にある場合と、②融液が過冷却状態にある場合とである。

①では、凝固に際し発生する潜熱は凝固層を介して奪われるため、凝固速度は凝固層熱伝導抵抗と外部冷却熱伝達率とに関連する。②では、例えば金属結晶の成長速度は過冷度の2乗程度に比例するので、融液がどの程度の過冷度 $\Delta T$ に到達できるかが凝固速度と重要に関連する。ちなみに、ニッケルを例とすると、 $\Delta T \sim 200\text{K}$ で $50\text{m/s}$ 程度の dendrite の成長速度が得

られる。②はさらに、凝固開始時の融液が保有している過冷却エネルギーを放出潜熱により消耗しながら凝固させる（即ち凝固進行中の外部からの冷却を期待せず凝固させる）ものと、融液過冷却過程のみならず凝固発生・凝固進行過程においても外部からの冷却を期待するものがある。ここでは、こうした融液が過冷却状態にある場合について考える。

さて、熱力学にしたがえば、温度と圧力とを定めた場合に物質が取り得る相は、一般には複数なり得るが、通常は这其中で最小の自由エネルギーをもつ安定相となる。いま、固液間の相変化を考えると、自由エネルギー・温度線図上で液相の自由エネルギー曲線と最も高温で交わる自由エネルギー曲線を有する固相が安定固相となり、この温度（融点）以下の融液は「過冷却状態」にあることになる。融点において上述の安定固相が生成されず融液が過冷却状態に至る場合は、過冷却度の増大と共に、他の固相も液相より低い自由エネルギーを有するようになり得る。この固相は、安定固相より自由エネルギーが高いが、不安定でなければ準安定固相である。すなわち、過冷却度を増大させると、安定固相以外の準安定固相が出現する可能性が出てくる。現実には、これらの固相の内どの固相が晶出するかは、各固相の核生成頻度や相成長速度に依存することになる。

過冷却状態の実現方法は、二つに大別される。第一は、「静的過冷却」である。例えば、融液と混じり合わない液体を支持液体とし、この中に融液を微小な液滴群として保持したエマルジョンを作成する。こうすると、過冷却状態を崩壊させる（固体不純物などの）異質核は融液滴群中に分散され、融液滴群の中には異質核を含まない融液滴が形成される。この系を徐々に冷却すると、異質核を含まない融液滴は、理想的には均質凝固核生成が起きる大過冷却状態（概ね  $\Delta T_{max} \approx 0.18 T_m$ 、 $T_m$  は融点）にまで到達する。静的過冷却法には、上述のエマルジョン法の他に、異質核として働き難いガラスを容器壁として使用しガラス板上に融液滴を置るかガラス容器に融液を保持するガラス法、レヴィテーションコイルにより融液滴を空中に保持するか落下塔を利用するかして融液を固体壁から隔離する非接触法などがある<sup>1)</sup>。いずれにしても、凝固開始と共に潜熱が放出され再加熱（Recalescence）が発生するので、外部冷却が期待できない静的過冷却法で凝固完了まで過冷却状態を維持するには、少なくとも凝固開始時に  $\Delta T = L/c$ （ $c$  は比熱、 $L$  は凝固潜熱）の過冷却状態に到達している必要がある<sup>2)</sup>。

第二は、「動的過冷却」である。すなわち、融液の冷却速度を増大させて行くと、やがて冷却速度が安定固相の成長速度を上回る状態が出現し、過冷却状態が動的に現れる。例えば、既に述べた急速凝固効果の典型である非晶質相の生成を例として考える。いま、ある過冷却に保持された体積  $V$  の融液を考え、均質凝固核生成頻度を  $J$  [ $\text{個}/\text{cm}^3 \text{s}$ ]、結晶成長速度を  $u$  ( $J$ 、 $u$  とともに一定)、経過時間を  $\tau$  とすると、融液中の結晶質の割合  $X$  は次式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$X = \frac{\pi u^3 \tau^4 J}{3}$$

$J$  および  $u$  に、均質凝固核生成式および結晶成長速度式を代入すると、 $X$  をパラメータとして

結晶晶出に関するT T T線図が得られる。したがって、このT T T線図において、例えば $X = 10^{-6}$ の曲線に接する冷却曲線の勾配が、非晶質相を生成するに足る過冷却を生み出す冷却速度の最小値＝「臨界冷却速度」を与えることになる。ちなみに、非晶質相生成に関する臨界冷却速度は、 $\text{SiO}_2$ で $2 \times 10^{-4} \text{ K/s}$ 、 $\text{H}_2\text{O}$ で $10^7 \text{ K/s}$ 、銀で $10^{10} \text{ K/s}$ 程度である。したがって、 $\text{SiO}_2$ は通常の冷却速度では必ず非晶質となり、このため非晶質はガラス質とも呼ばれる。また、純金属では、一般に凝固速度が速いため臨界冷却速度が高くなり、非晶質化することが難しい。臨界冷却速度は温度比 $T_g/T_m$  ( $T_g$ は融液の粘性が $10^{12} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ となるガラス転移点温度、 $T_m$ は融点)により整理でき、この温度比が1に近いほど臨界冷却速度が遅い。潜熱の放出が起きる場合には、recalescenceによりこの過程は若干複雑となる<sup>2)</sup>。例えば後述するガスアトマイズ法などでは、高い冷却熱伝達率が期待できないため、動的過冷却法でも放出潜熱の大半を融液過冷却エネルギーにより吸収する必要があり、急速凝固を実現するには核生成頻度や結晶成長速度を抑え大過冷却状態を実現する必要が生じる。

動的過冷却法としては数多くの方法が提案されているが、それらは冷却方法により、ダブルロール法・レーザ一法など冷却固体壁と融液との接触伝導冷却を利用する方法、噴霧法など

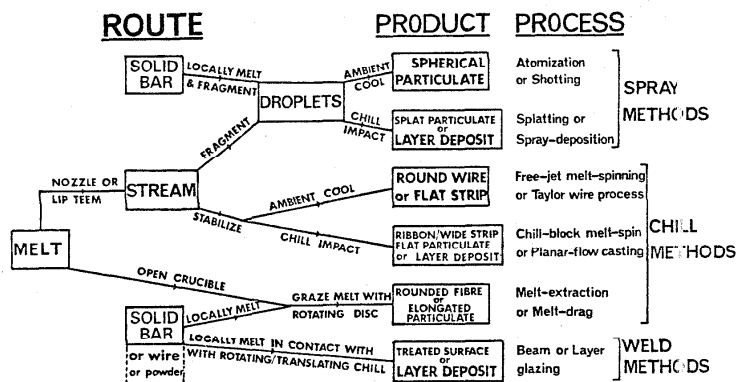


図1 様々な動的過冷却法<sup>1)</sup>

ど気流による冷却を利用する方法、回転水中紡糸法・蒸気爆発法など液体の沸騰を利用する方法がある(図1)<sup>1)</sup>。動的過冷却によれば、静的過冷却によるより大きな過冷却が得られるとの報告もある。本稿では、第一の方法による急速凝固を「静的過冷却凝固」、第二の方法による急速凝固を「急冷凝固(Rapid Quenching Solidification)」と呼ぶ。実験室以外の急速凝固で現実に利用されている方法の大半は、急冷凝固である。急冷凝固による効果を発現させるに足る凝固速度は材料の種類により異なるが、急冷凝固を例とすれば、通常、約 $10^2 \text{ K/s}$ (粉末冶金では約 $10^4 \text{ K/s}$ )以上の冷却速度における凝固を「急冷凝固」、 $10^6 \text{ K/s}$ 程度以上を「超急冷凝固」と呼ぶ。

### 3. 凝固界面形状と無分配凝固

凝固界面の形状は、デンドライト・セル・共晶などの凝固組織や偏析を定めるだけでなく、後述する無分配凝固の生成にも関連して重要である。凝固界面の形状には、平滑、セル、デン  
伝熱研究 Vol.30, No.119



ドライ状のものがある。

既に述べたように、急速凝固には、融液が融点以上にある（即ち凝固界面から融液に向かって正の温度勾配がある）場合と過冷却状態にある（即ち凝固界面から融液に向かって負の温度勾配がある）場合とがある。純物質が前者の条件で凝固する場合をまず考える。この場合は、凝固潜熱は凝固層を介して冷却系に排出される。この系において平面状凝固界面に融液側に凸の擾乱部分ができたとする、この部分の熱伝導抵抗は増すとともにより温度の高い融液に接するため、凝固速度が減少するか再溶解し、凝固界面は平面に復元し安定である。即ち、融液が融点以上にある純物質の凝固は、平滑界面として進行する。一方、純物質でも融液が過冷却状態にあると、凝固潜熱は主に融液温度上昇にも費やされる。この場合、平面状凝固界面に発生する凸部擾乱はより過冷却された融液と接するので凝固速度が増し、擾乱が増幅され凝固界面は不安定となる。

合金や不純物を含む純金属では、たとえ融液に向かって正の温度勾配がある場合でも、凝固による溶質の分配と熱の移動に関連して、融液には凝固相に対する過冷却が発生し得る。これを「組成的過冷却」と呼ぶ。組成的過冷却理論によれば、組成的過冷却は融液対流がない場合には次の条件で発生する<sup>4)</sup>。

$$\frac{G}{u} < - \frac{mC(1-k_0)}{k_0 D}$$

ここで、 $G$ は融液側温度勾配、 $u$ は凝固速度、 $m$ は液相線勾配、 $C$ は融液初期濃度、 $k_0$ は平衡分配係数、 $D$ は融液の拡散係数である。こうした凝固界面の安定性に関しては、摂動理論により類似した結果が得られている<sup>5)</sup>。したがって、 $G$ を一定とすると、凝固速度 $u$ の増大と共に、凝固界面は安定（平滑）界面から不安定界面に移行し、セル状あるいはデンドライト状組織が形成されるようになる。凝固界面の凝固速度がさらに増大すると、凝固界面の不安定波長が小さくなり、界面張力による安定化が勝るようになり、再び凝固界面が安定化する絶対安定状態が出現する（図2）<sup>6)</sup>。絶対安定に関する最小凝固速度 $u_{cr, mo}$ は次式で与えられる。

$$u_{cr, mo} = \frac{mD(k_0 - 1)C}{k_0^2 T_m \gamma}$$

ここで、 $T_m$ は融点、 $\gamma$ は界面張力である。

さて、凝固速度が遅い場合は、凝固界面では固液の平衡が成立していると仮定できる。しかし、凝固速度が速くなると、溶質を融液に排出する時間的余裕がなくなり、より多くの溶質が固相に捕捉されるようになり、凝固界面における局所平衡の仮定は成立しなくなる<sup>7)</sup>。溶質再分配に関する解析によれば、凝固速度が $u_{cr, sp} = D/\lambda$ （ $D$ は融液の拡散係数、 $\lambda$ は原子間距

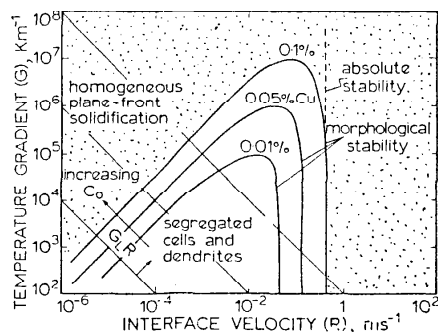


図2 凝固界面の安定性マップ<sup>6)</sup>

離)より十分遅い場合は、局所平衡の仮定が成立し、溶質は平衡分配係数に従って分配される。一方、凝固速度が $u_{cr,sp}$ より十分速い場合は、局所平衡の仮定は成立せず、分配係数が1となり融液と同じ組成の固相が形成される無分配凝固が発生する。図3はこの様子を示したものであり<sup>7)</sup>、モデル解析によれば分配係数 $k$ は、一般に次式で与えられる。

$$k[u] = \frac{k_0 + u/u_{cr,sp}}{1 + u/u_{cr,sp}}$$

#### 4. 急冷凝固粉末

急冷凝固効果において魅力のある効果の一つは、非晶質相や無分配凝固の生成であろう。しかし、既に述べたように、いずれにおいても材料により定まる臨界冷却速度あるいは臨界凝固速度が存在し、肉厚の非晶質や無分配凝固材料を製造しようとする、内部では熱伝導律速となり急速凝固効果が期待できなくなる。そこで、当然、微細な急速凝固粉末を作成し、これを成形する方法が必要となる。こうした急速凝固と粉末冶金の融合は、急速凝固による製造される軽合金過飽和固溶体などの難加工性材料の製造においても重要となる。

しかし、急速凝固により生成される準安定相は、長時間高温に保持すると安定相に転移する。即ち、急速凝固粉末の固化成形を行う際には、温度の高い焼結は適さない。したがって、粉末の塑性変形を利用することになるが、粉末が圧着され界面での原子移動による接合により完全な固化が達成されるには、粉末の粘性が $10^{12} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 程度である必要があり、これが粉末成形温度 $T_{pm}$ を与えることになる。一方、成形に許される最大時間は、この処理温度で急速凝固効果が失われるに要する緩和時間 $\tau_{r1}$ である。即ち、急速凝固粉末の固化成形過程は、 $T_{pm}$ の温度で $\tau_{r1}$ 以内に完了する必要がある。こうした方法としては、強制圧延や鍛造を利用した方法などがある<sup>8)</sup>。

さて、急速凝固粉末自体の製造法としては、融液ジェットを気流により微粒化するガスアトマイズ法 ( $10^4 \text{ K/s}$ 程度まで)、液流により微粒化する液体アトマイズ法 ( $10^5 \text{ K/s}$ 程度まで)、融液ジェットに超音波を作用させる超音波法 ( $10^5 \text{ K/s}$ 程度まで)、融液中に溶解させたガスの発泡による溶解ガス法 ( $10^4 \text{ K/s}$ 程度まで)、高速で回転している円盤に融液を衝突させる遠心力法 ( $10^5 \text{ K/s}$ まで)、回転する固体資料を一方の電極とし、高電圧により発生するアーク放電により資料表面を融解し遠心力により微粒化する回転電極法 ( $10^5 \text{ K/s}$ 程度まで)、切り欠き付き回転円盤により溜められた融液表面から液滴を飛散させる溶湯抽出法 ( $10^4 \text{ K/s}$ 程

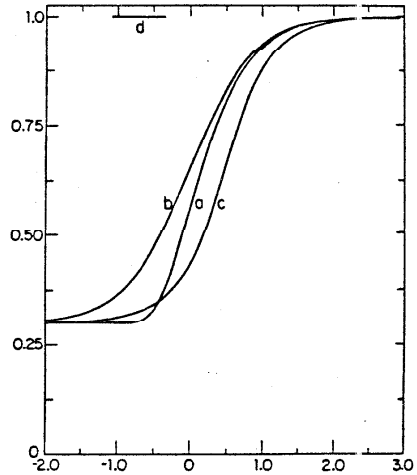


図3 分配係数と凝固速度<sup>7)</sup> (縦軸は固相濃度と融液初期濃度との比、横軸は $\log[u/u_{cr,sp}]$ で、曲線群はモデルの相違)

度まで)、あるいは冷却液と融液滴との熱的相互作用を利用した蒸気爆発法 ( $10^7$  K/s 程度まで) など様々な方法がある。急冷凝固粉末製造プロセスの評価には、急冷凝固効果を発現させるに足る冷却速度、経済性、得られる粉末の平均粒径・粒径分布・真球度、酸化の程度など多くの要素が存在する。現在工業的に確立されている方法はガスアトマイズ法であり、経済性・粉末形状などに優れているが、冷却速度と粉末表面酸化の点から改善する必要がある。このため、上述のように数多くの方法が提案されているが、それぞれメリット・デメリットを有しており、熱工学分野からの提言が望まれる。

## 5. おわりに

他でも述べているが、相変化現象およびそれを伴うプロセスにおける基本は、非平衡相変化と濡れの静・動力学 (これについては本稿では触れていないが、核生成の例を挙げるまでもなく、ロール冷却を利用する急冷凝固などを考えるとその重要性が分かる) を基礎として、核生成、異相成長、界面安定性といった素過程と、それらが形成するマイクロ・マクロ構造であると思う。本稿でも、この観点から、急速凝固の基礎について簡単に解説を試みた。筆者は必ずしも凝固あるいは急速凝固全般を専門とする者ではないため、内容の片寄り、説明の不十分さがあると思うが、この点をご勘案戴きご容赦願えれば幸いである。

## 参考文献

- 1) H. Jones, "Rapid Solidification of Metals and Alloys", (Inst. Metal.), (London), (1982).
- 2) C.G. Levi and R. Mehrabian, Met. Trans., 13A(1982), p. 221.
- 3) D.R. Uhlmann, J. Non-Crystalline Solid, 7(1972), p. 337.
- 4) W.A. Tiller et al., Acta Met., 1(1953), p. 428.
- 5) W.W. Mullins and R.F. Sekerka, J. Appl. Phys., 35(1964), p. 444.
- 6) R. Mehrabian, Intern. Metals Rev., 27(1982), p. 185.
- 7) M.J. Aziz, J. Appl. Phys., 53(2)(1982), p. 1158.
- 8) 新宮, 「超急冷粉の固化技術の基礎」, 金属学会シンポジウム資料, (1987.6).

## 1. はじめに

多くの金属材料は、鑄造や融接など種々の凝固プロセスを経て製造、利用される。そして、凝固時に生じる欠陥および凝固組織が材料の性質に大きく影響する。従って、相変化、熱および物質移動を含む複雑な凝固現象を定量的に予測し、制御することが極めて重要である。このため、凝固現象のコンピュータシミュレーションに関する研究が最近、非常に進歩しつつある。ここでは、主に実用的な観点から、鑄造時の凝固現象のコンピュータシミュレーションに関する研究の現状について述べる。なお、その他のレビュー<sup>(1-4)</sup>や国際会議のプロシーディング<sup>(5-7)</sup>、テキスト<sup>(8,9)</sup>、報告書<sup>(10,11)</sup>なども参照されたい。

## 2. ミクロシミュレーション

### 2.1 ミクロ偏析のシミュレーション

凝固時の物質移動を知るには、まず、凝固時のミクロな溶質分布、すなわち、ミクロ偏析に関する情報が必要である。このためデンドライト形態を仮定して、ミクロ偏析を数値的に求める方法がかなり進歩してきた<sup>(12,13)</sup>。さらに、拡散場を解くのみならず、デンドライトの粗大化の考慮<sup>(14)</sup>、変態を伴う多元合金系への適用<sup>(15-19)</sup>なども行われるようになった。ただし、デンドライトの粗大化はミクロ偏析にあまり影響しないという報告<sup>(19)</sup>と影響するという報告<sup>(14)</sup>があり、今後さらに種々の合金での検討が望まれる。また、実用合金や材料開発に適用するには、熱力学的データが不十分である。

### 2.2 組織の推定

古典的核生成速度とデンドライトあるいは結晶の成長速度を与えて（あるいはデンドライト成長理論を適用して）、デンドライト寸法や結晶粒の推定が行われるようになった<sup>(20-23)</sup>。これらのシミュレーションでは適切な核生成速度が与えられれば、実験結果とかなり良く一致する結果が得られるが、核生成速度や結晶の成長速度を種々の実用合金に対して求めることは容易ではない。特に、固相変態が生じる場合にはそのシミュレーションも必要となる。従って、冷却速度と組織の関係を実験的に求めておき、マクロな熱伝導凝固モデル（後述）により、冷却速度をシミュレートして、組織を推定する方法<sup>(24)</sup>が、今のところ実用的であろう。

## 3. 熱伝導凝固モデル

ダイカスト法や砂型鑄造法などにおいては、溶湯が鑄型を充満した後では、溶湯の流動を考慮せず、熱伝導と凝固潜熱の放出のみを考慮した熱伝導モデルでも、多くの有用な情報が得られる。このような型鑄造の場合には、凝固におよぼす製品形状の影響を推定することが重要で

あり、複雑形状の鋳造品を解析できなければならない。

解析方法としては、有限要素法や境界要素法が種々報告されたが、現在では、直接差分法あるいはコントロールボリューム法<sup>(25-30)</sup>と有限要素法<sup>(31-33)</sup>がほぼ定着した。また、市販の凝固解析ソフトでもまわり、生産あるいは開発現場でかなり手軽に使用されるようになってきた<sup>(34,35)</sup>。ある種の製品では凝固シミュレーションが受注の必要条件になっている場合さえある。

しかし、シリンダブロックなどのように、複雑な製品をそのまま解析するには、形状入力やコンピュータメモリ、計算時間などの点で未だ容易ではない。また、直交分割や三角形要素による不規則分割では計算精度的に問題が生じることがあり、境界適合分割-差分法<sup>(36)</sup>あるいは直接差分法<sup>(37)</sup>、アイソメトリック有限要素法<sup>(31,32)</sup>の使用が望まれる。

また、精密鋳造法などでは放射伝熱の取扱が重要であり、複雑な3次元シミュレーション法は必ずしも完成していない。

#### 4. 引巣欠陥のシミュレーション

##### 4.1 熱伝導凝固モデルによる推定

型鋳造でのシミュレーションの最大の目的はポロシティや引巣欠陥の推定と制御である。現在の市販ソフトで直接得られる情報は温度と固相率の時間変化であり、これらから、引け巣の発生を推定しなければならない。例えば、固液共存域の液相が流動困難となる流動限界固相率以下の領域に引け巣が発生するとする

<流動限界固相率法>や、ある温度あるいは固相率勾配以下の領域に欠陥が発生するとする<温度勾配法>あるいは<固相率勾配法>などが利用されている。ただし、流動限界固相率や臨界温度勾配、固相率勾配などは経験的に求められるものである<sup>(9,34,35)</sup>。図1は球状黒鉛鋳鉄物の3次元解析例<sup>(32)</sup>であり、このような複雑な3次元鋳物の解析も可能となっている。

##### 4.2 ダルシーモデルおよび直接シミュレーション

上記のように熱伝導凝固モデルでもある程度引け巣の発生を予測できるが、定量的に推定するには、引け巣生成機構をより正確にシミュレートすべきである。

例えば、引け巣の発生機構は、鋳鉄以外の合金に対しては、概略以下の通りである：(1) 溶解時あるいは湯流れ時に酸素、水素、窒素など

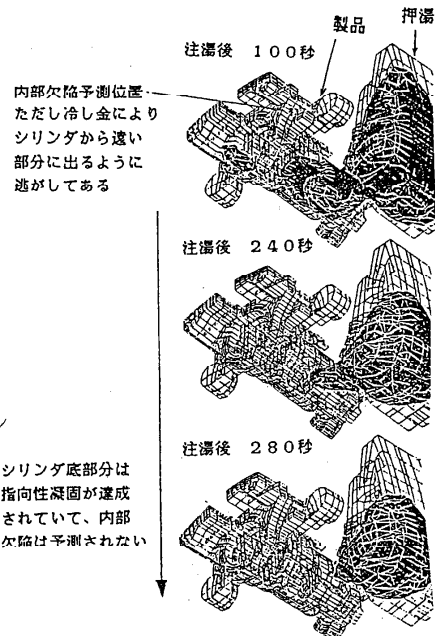


図1. 熱伝導モデルによる球状黒鉛鋳鉄の3次元凝固解析例(立松他<sup>(32)</sup>)

のガス元素を吸収する。(2) 溶湯が鋳型を充満後、鋳型の熱膨張、変形、溶湯の液相収縮により、溶湯湯面の低下が起こる。(3) 温度が低下して、凝固が始ると凝固収縮が起こり、液相を引張る。また、ガス元素の溶解度は低温ほど低く、固相では一段と低いため、液相中に濃化する。(4) 凝固収縮を押湯などからの溶湯補給で補うことができないと、凝固層の変形(外引け)あるいは気泡が生じる。気泡生成時の気泡内圧力は  $P_g > 2\sigma/r + P_m - \Delta P$  の関係を満足していなければならない。ここで、 $P_g$  は気泡内圧力、 $\sigma$  は液相と気泡間の界面エネルギー、 $r$  は気泡生成時の曲率半径、 $P_m$  は溶湯静圧、 $\Delta P$  は凝固収縮による流動圧力損失である。

このような機構をシミュレートした例としては、固液共存域での凝固収縮流をダルシー流れと仮定したダルシーモデル<sup>(38)</sup>をさらに発展させて、Al合金鋳造品に適用した例がある<sup>(39-41)</sup>。図2に解析例を示す。ここで、問題となるのは、気泡の核生成と成長であり、現在最も複雑なモデルでも、初期気泡の半径とデンライト寸法を結びつけ、かつ曲率半径一定で気泡が成長すると仮定している程度である。今後、このようなモデルの妥当性を多くの実験結果と比較して評価する必要がある。

また、固液共存域での液相流速は透過率と圧力差に比例するとする<ダルシー則>が通用されており、透過率に関する幾つかのモデル実験あるいは評価が行われている<sup>(42-44)</sup>。ただし、固相率が0.3以下の低固相率域での透過率の評価は容易でない。これはデンドライトの変形、溶融などが生じるためである。

さらに、図2から分るように、実際と一致しない場所もある。この理由としては、溶湯が鋳型空隙部を充満している間に鋳型と反応して水素ガスを吸収したことや、気泡の異質核と関連する微粉末をトラップしたことが考えられる。今後、水素吸収のシミュレーション手法などを開発する必要があるかも知れない。また、Al合金の場合、高温強度が低く、外引けが生じやすく<sup>(45)</sup>、有限要素法と凝固解析を組合せたシミュレーションが望まれる。しかし、この場合でも、凝固シェルでとじ込められた液相中のどの位置にどの程度の気泡が生じるかを知る必要がある。

### 5. 流動現象のシミュレーション

凝固時の液相および固相の流動は、ミクロ組織、マクロ組織、偏析、ガスや介在物の巻き込み、凝固遅れの位置(ホットスポット)、引け巣の生成などに大きく影響する。このため、最近多くの研究が行われており、今後も重要なテーマとなるであろう。

#### 5. 1 湯流れシミュレーション

型鋳造における注湯時の湯流れ解析では、

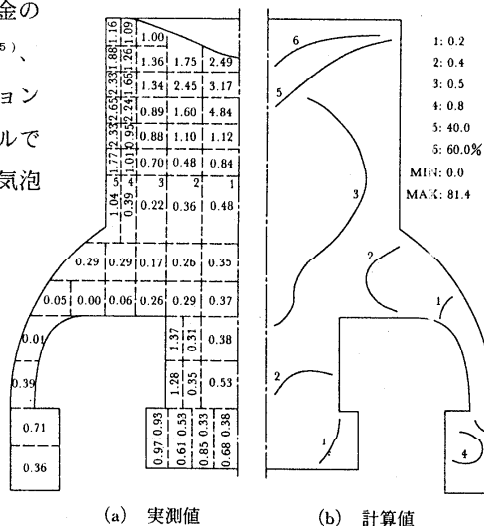


図2. 砂型 Al 合金鋳物のポロシティシミュレーション例 (Zhu et al.<sup>(41)</sup>)



複雑な形状の流路を自由表面（気液界面）が移動し、かつ鑄型を加熱しながら（すなわち、冷却されながら）溶湯が流動する現象をシミュレートしなければならない。厳密にはこれは極めて困難な解析であるが、薄肉鑄造品に対しては、熔融金属の表面張力が大きいこともあって、ポテンシャル流れ近似でもかなり有用な情報が得られる<sup>(46-48)</sup>。この場合、解析は比較的容易で、市販のプログラムに組込んだものもある。

肉厚あるいは大型鑄造品の場合には溶湯の慣性力を無視できなくなり、層流あるいは乱流現象もシミュレートしなければならない。層流の場合には、MAC法あるいはSMAC法<sup>(49,50)</sup>や、SOLA-VOF法<sup>(51,52)</sup>、直接差分法<sup>(53,54)</sup>が利用できる。ただし、熱移動や凝固も考慮する場合には直接差分法やSOLA-VOF法が実用的であろう。図3に直接差分法により溶湯が鑄型を充填している様子をシミュレートした例を示す。

このような注湯時の湯流れシミュレーションでは自由表面の取扱が問題となる。この場合、自由表面の形状に合わせて、要素形状を変形させたり分割をやり直す方法と、要素を固定したまま計算する方法がある。単結晶などの場合以外は、後者の方法が実用的である。後者の方法では、要素内の液相量と凝固状態に応じ、液相が全く存在しない空要素、液相が一部存在する未充填要素、凝固が進み流動困難となった凝固要素などに要素をまず分類する。そして要素内の液相体積を時々刻々計算して、要素を液相が充填した場合には次の空要素あるいは未充填要素に溶湯を配分してやる。充填要素に対しては運動量保存則を適用し、未充填要素には適切なモデルを適用して速度場を求める。さらに、湯面形状を正確に推定するには、表面張力も考慮する必要があるが、この取扱法は確立していない。

流動解析では一般に、3次元解析が必要で、膨大なメモリが必要になるため、肉厚方向には運動量保存則を適用しない擬3次元解析が提案されている<sup>(49,50)</sup>。今の所、これらのシミュレーションは実際とのある程度の一致は見られるものの、多くの場合、温度変化、表面張力が

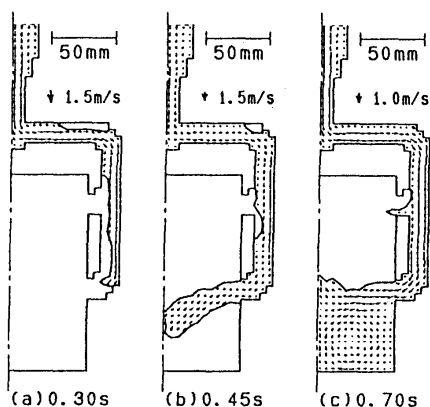


図3. 直接差分法による湯流れ解析例<sup>(54)</sup>

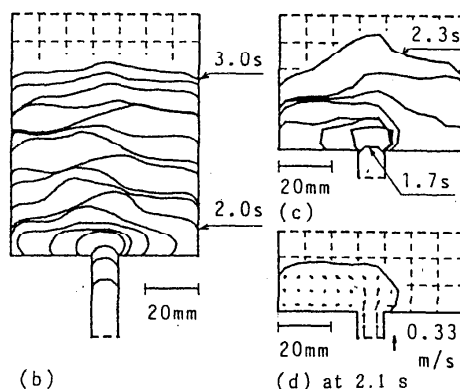


図4. 表面張力、濡れを考慮したアルミニウム溶湯の湯流れシミュレーション<sup>(54)</sup>

考慮されていない。しかし、図3に示すような溶融金属の流れは表面張力および溶湯と鑄型との濡れを考慮しないとシミュレートできない<sup>(54)</sup>。さらに、実際には鑄型空隙部のガス圧力も変化するし、乱流状態ともなっていることが多いが、これらはまだ考慮されていない。

## 5. 2 固液共存域での流動を考慮したシミュレーション

上記のシミュレーションは主に固相率の低い領域の流動を取扱ったものであるが、マクロ偏析などをシミュレートするには、固液共存域をも含めた解析が必要である。この場合、固液共存域ではダルシー流れ、液相域では層流あるいは乱流と仮定することになるが、乱流の解析例はほとんどない。また、このような解析では、固液共存域と液相域の間に境界条件を導入する方法は非定常凝固問題には適用困難で、ダルシー項をも同時に考慮した運動量保存則を解く方が良い<sup>(55,56)</sup>。なお、見かけの粘性係数を導入して、固液共存域の流れを解く方法もあるが、見かけの粘性係数の評価が困難である。液相域の乱流をもシミュレートすることは今後の課題である。また、4. 2で述べたように、固液共存域と液相域の境界での流動はあまり理解されていない。

## 5. 3 固相移動のシミュレーション

固相移動を伴う凝固現象の解析はまだほとんど行われていない。基礎微分方程式が提案されているが<sup>(57-59)</sup>、解析解は求められそうにもないので、如何にして数値解を求めるかが問題である。また、単に微分方程式を解くことのみならず、直接差分法的な考えでシミュレートすることも考えるべきであろう。

## 6. マクロ偏析のシミュレーション

逆偏析、正偏析、負偏析など種々のシミュレーションが可能となりつつある<sup>(60)</sup>。

マクロ偏析をシミュレートするには熱エネルギー、質量、溶質量、運動量保存則および熱力学的条件(液相線温度と液相濃度の関係式)を連成させて解かねばならない。しかし、速度場と他の場をタイムステップごとに独立に求める、ゆるい連成でも多くの解析が可能である。すなわち、タイムステップ前の既知の温度、濃度場の値を使用して速度場を求め、この結果を温度場、濃度場に利用する。温度場と濃度場、熱力学的条件の連成方法としてはルング・クッタ法が考えられるが、基礎式を線形化すれば解析的に連成させることができる<sup>(61,62)</sup>。

### 6. 1 鉛直一方向凝固における逆偏析

液相流動が凝固方向にのみ生じる場合(例えば、下から上に凝固が進行し、液相密度が温度低下と共に上昇する場合)には、流れ場としては、一方向のみとなるので、解析は比較的容易である。ただし、冷却端からかなり離れた高温側の濃度分布には、液相表面での界面エネルギーやポロシテイ発生による、流れの停止時期に注意する必要がある。

断面が変化している鑄塊を一方向凝固させた場合には、2次元あるいは3次元の流れ場となるので、多少難しくなるが、ダルシー流れを解く事により偏析をシミュレートできる<sup>(63)</sup>。この場合、マクロ偏析は、断面の大きい部分の凝固収縮を補うため、凝固の遅れた溶質濃度の低い部分の液相が流入するために生じることがシミュレーションから分る。

液相密度が温度低下と共に減少する場合には、液相が浮上する可能性があり、シミュレーションはより困難になる（後述 6.4）。

### 6.2 水平一方向凝固における偏析

一方向凝固でも水平方向に凝固が進行する場合には熱対流と溶質対流が必ず生じる<sup>(61)</sup>。完全液相部の流れの影響が従来よく分っていなかったが、全てダルシー流れとしても、液相部の自然対流を考慮しても、結果はあまり変化しない。従って、この場合には固液共存域の対流が重要で、液相部の影響はあまり重要でないことが分る。これは、固液共存域に液相が進入して、濃化液相を洗い流す影響よりも、共存域内でのC<sub>0</sub>濃化液相の沈降の影響のほうが大きいことを示している。

### 6.3 連続铸造における中心偏析

鋼の連続铸造ではバルジングが発生すると、中心偏析が生じることが知られている。図5は、バルジングによる固相の移動を仮定して、流れ場を解き、中心偏析をシミュレートした結果を示している<sup>(63)</sup>。すなわち、図5(a)は700sにおける速度分布を示しており、液相がバルジングにより外側に、ロールにより、内側に移動するのが分る。このような流れにより生じた铸片断面における炭素分布は実測値とかなり一致している（図5(b)）。

### 6.4 チャンネル型偏析

チャンネル型偏析は濃化液相による固相の再溶融が主原因と考えられているが、まだ完全にはシミュレートされていない。チャンネル型偏析の初期や単結晶の垂直一方向凝固時のフィンガー型の対流がシミュ

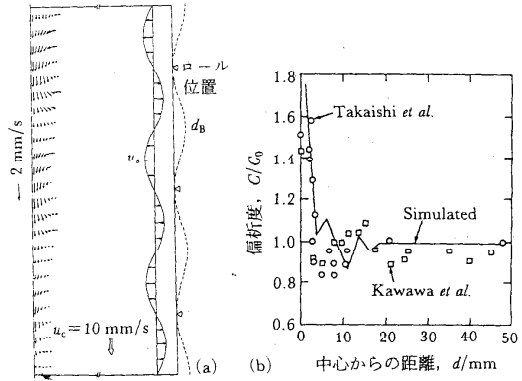


図5. 0.15% C 鋼の連続铸造におけるバルジングによる液相流動 (a) と中心偏析 (b) (I. Ohnaka et al.<sup>(63)</sup>)

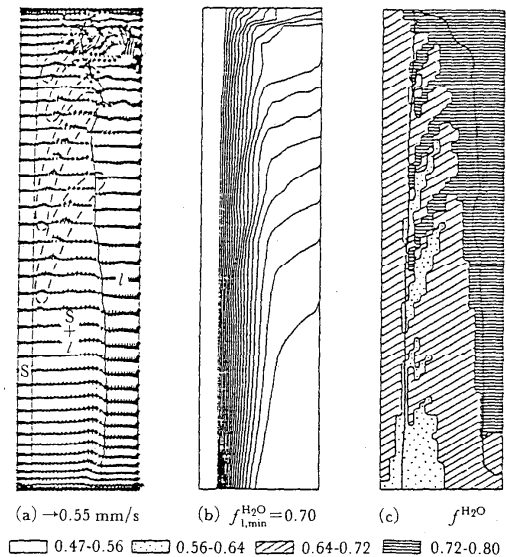


図6. 30% NH<sub>4</sub>Cl水溶液凝固時に生成される逆V偏析のシミュレーション例 (Benyon et al.<sup>(67)</sup>). (a), (b) 390sにおける速度場と等濃度分布、(c) 870sにおけるマクロ偏析。

レートできるようになりつつある<sup>(84-86)</sup>。

また、最近Bennonら<sup>(87)</sup>は、スーパーコンピュータ(Cyber 205)で 3.8-8.9 h(42x42.52x52 分割)の計算を行い、図6に示すように、塩化アンモニウムに対するチャンネル型偏析をシミュレートしている。ただし、合金の場合にはチャンネル径が小さい場合が多いので、分割をかなり細かくする必要があり、メモリーと計算コストが問題となる。

このように、マクロ偏析のシミュレーションはかなり進歩してきたが、固相移動や激しい液相流動(乱流)は考慮されていない。また、多くの報告は、テイラー展開差分法を適用しており、複雑な形状、境界条件の問題に対し、適用困難である(メイン・プログラムをかなり変更する必要がある)。直接差分法<sup>(81)</sup>では、この点問題はない。

また、固液共存層の均一性を仮定した解析がほとんどで、不均一性を考慮したものはほとんどない。特にチャンネル型偏析では、固相率の不均一分布が重要であるとの指摘がある<sup>(88)</sup>。

## 7. おわりに

このように、種々の凝固現象のコンピュータシミュレーションが可能になってきた。特に金属材料は不透明で、速度場や濃度場の実測は容易ではないので、コンピュータシミュレーションは、今後ますます重要になるであろう。

しかしながら、以下のような伝熱工学的問題がまだ残っており、今後の一層の発展に期待したい：(1) 物性値、境界条件データの整備、(2) 凝固欠陥の定量的予測法の確立、(3) 結晶粒の移動や固相分布の不均一性の考慮、(3) 自由表面、温度変化、相変化を伴う乱流シミュレーション法の確立、(4) 凝固に伴う変形、熱応力シミュレーション法の確立。

## 文献

- (1) 大中逸雄：日本金属学会会報、30(1991)、208
- (2) I.Ohnaka: State of the Art of Computer Simulation of Casting and Solidification Processes, Ed. by H.Fredriksson, Les editions de physique, (1986), 211
- (3) 大中逸雄：計算力学 [ I ]、矢川元基編、養賢堂(1989)、233
- (4) E.Niyama: Annual Review of Materials Science, 20(1990)、101
- (5) Modeling of Casting and Welding Processes, II - V, The Metallurgical Society of AIME, (1984, 1986, 1988, 1991)
- (6) Solidification Processing 1987, The Institute of Metals, London, (1988)
- (7) Casting of near net shape products, ed. by Y. Sahai, J. E. Battles, R. S. Carbonara and C. E. Mobley, TMS, 1988
- (8) P. R. Sahm and P. H. Hansen: Numerical simulation of casting and solidification processes for foundry and cast-house, CIATF, 1984
- (9) 大中逸雄：コンピュータ伝熱・凝固解析入門、丸善(1985)
- (10) 鋳物協会研究報告43、金属の凝固現象および鋳造欠陥、日本鋳物協会(1987)
- (11) 鋳物協会研究報告49、コンピュータ鋳造方案に関する研究、日本鋳物協会(1989)

- (12) T. Matsumiya, H. Kajioka, S. Mizoguchi, Y. Ueshima, and H. Esaka: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **24** (1984), 873
- (13) I. Ohnaka: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.* **26** (1986), 1045
- (14) T. P. Battle and R. D. Pehlke: *Metall. Trans. B.* **21B** (1990), 357
- (15) Y. Ueshima, S. Mizoguchi, T. Matsumiya, and H. Kajioka: *Metall. Trans. B.* **17B** (1986), 845
- (16) 上島良之、小松伸行、溝口庄三、梶岡博幸: *鉄と鋼*, **73** (1987), 1551
- (17) S. Kobayashi, H. Tomono, and K. Gunji: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **28** (1988), 214
- (18) S. Kobayashi: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **28** (1988), 535
- (19) A. Mortensen: *Metall. Trans. A.* **20A** (1989), 247
- (20) K. C. Su, I. Ohnaka, I. Yamauchi, and T. Fukusako: *The Physical Metallurgy of Cast Iron*, ed. H. Fredriksson and M. Hillert, North-Holland, New York, (1985), 181
- (21) Ph. Thevoz, J. L. Desbiolles, and M. Rappaz: *Metall. Trans. A.* **20A** (1989), 311
- (22) M. Rappaz: *Int. Mater. Review*, **34** (1989) 3, 93
- (23) D. M. Stefanescu, G. Upadhyaya, and D. Bandyopadhyay: *Metall. Trans. A.* **21B** (1990), 997
- (24) 牧村実、堺邦益、西村幸夫、田中正則: *鑄物*, **56** (1984), 421
- (25) 安斎浩一、新山英輔、内田敏夫、細金晶子: *鉄と鋼*, **71** (1985), 1319
- (26) 曾我部暁、新中博昌、小林武雄、江川元浩、八百升: *鑄物*, **59** (1987), 69
- (27) 長坂悦敬、木口昭二、山西昭夫: *鑄物*, **59** (1987), 321
- (28) 大中逸雄: *素形材*, **28** (1987), 2, 1
- (29) 大塚幸男、小野高興、坪井晋吾、水野邦明: *素形材*, **28** (1987) 3, 56
- (30) 長坂悦敬、木口昭二、那智雅博: *鑄物*, **61** (1989), 98
- (31) T. Nakagawa, K. Hirose, and Y. Takebayashi: *Beijin Int. Foundry Conf. Proc.* (1986), 674
- (32) 立松幸治、鈴木祐二、吉村裕二: 第114回日本鑄物協会全国講演大会講演概要集、(1988.10), 69
- (33) P. R. Sahm, K. Weis, H. Walther und D. Rosenthal: *Giesserei*, **75** (1988), 2/3, 41
- (34) 大中逸雄: *鑄物*, **61** (1989), 876
- (35) (社) 日本鑄物協会編: *コンピュータシミュレーション事例集 - 鑄造プロセスへの応用 -*, (1990)
- (36) S. Uchikawa and R. Takeda: *Trans. ASME. J. Heat Transfer*, **107** (1985), 494
- (37) I. Ohnaka and I. Yamauchi: *Modeling of Casting, Welding and Advanced Solidification Processes*, Davos, Switzerland, (1990.9)
- (38) 大中逸雄、森康尋、長坂悦敬、福迫達一: *鑄物*, **53** (1981), 673
- (39) K. Kubo and D. Pehlke: *Metall. Trans. B.* **16B** (1985), 359
- (40) 朱金東、大中逸雄: *鑄物*, **62** (1990), 96
- (41) J. D. Zhu and I. Ohnaka: *Modeling of Casting, Welding and Solidification Processes*,

- Davos, Switzerland, (1990) および「鋳物」投稿中
- (42) K. Murakami, A. Shiraishi and T. Okamoto: *Acta metall.*, **32**(1984), 1423
- (43) D. R. Poirier: *Metall. Trans. B*, **18B**(1987), 245
- (44) C. Y. Liu, K. Murakami, and T. Okamoto: *Mater. Sci. Technol.* **5**(1989), 1148
- (45) C. Y. Liu, K. Murakami, and T. Okamoto: *Mater. Sci. Eng.* **A108**(1989), 265
- (46) 大中逸雄, 福迫達一: *鋳物*, **56**(1984), 84
- (47) I. Ohnaka, T. Aizawa, K. Namekawa, M. Komiya and M. Kaiso: *Solidification Processing 1987*, The Institute of Metals, London (1988), 298
- (48) 大塚幸男, 小野高興, 水野邦明, 松原永吉: *鋳物*, **60**(1988), 757
- (49) 安斎浩一, 内田敏夫, 片岡勝利: *鋳物*, **60**(1988), 763
- (50) 安斎浩一, 内田敏夫, 片岡勝利: *鋳物*, **62**(1990), 174
- (51) H. Walther und P. R. Sahn: *Giesserei-Forschung*, **38**(1986), 119, 763
- (52) W. S. Hwang and R. A. Stoehr: *J. Mater. Sci. Technol.*, **4**(1988) March, 240
- (53) I. Ohnaka and M. Kaiso: *Modeling and Control of Casting and Welding Processes*, ed. by A. F. Giamei and G. J. Abbaschian, Met. Soci. Inc. (Warrendale, PA) (1988), 141
- (54) I. Ohnaka, M. Ohmasa, and T. Takeuchi: *Modeling of Casting, Welding and Solidification Processes*, Davos, Switzerland, (1990) および「鋳物」投稿中
- (55) I. Ohnaka and K. Kobayashi: *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **26**(1986), 781
- (56) V. R. Voller and C. Prakash: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **30**(1987), 1709
- (57) C. Beckermann and R. Vistanka: *Physico Chem. Hydrodyn.* **10**(1988), 195
- (58) V. R. Voller and A. D. Brent: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**(1989), 1719
- (59) S. Ganesan and D. R. Poirier: *Metall. Trans. A*, **21B**(1990), 173
- (60) I. Ohnaka: *Metals Handbook*, Ninth Ed. Vol. 15, ASM International, (1988), 136
- (61) 大中逸雄, 松本雅充: *鉄と鋼*, **73**(1987), 1698
- (62) I. Ohnaka and M. Matsumoto: *Solidification Processing 1987*, The Institute of Metals, London (1988), 98
- (63) I. Ohnaka and T. Shimazu: *Sith Int. Iron and Steel Congress. Iron and Steel Institute Japan*, **1**(1990), 681
- (64) 河村俊樹, 浅井滋生, 鞭巖: *鉄と鋼*, **74**(1988), 310
- (65) 奥村圭二, 桑原守, 佐々健介, 鞭巖: *鉄と鋼*, **75**(1989), 618
- (66) J. C. Heinrich, S. Felicelli, P. Nandapurkar, and D. R. Poirier: *Metall. Trans. B*, **20B**(1989), 883
- (67) W. D. Bennon and F. P. Incropera: *Metall. Trans. B*, **18B**(1987), 611
- (68) 森信幸, 大城桂作, 松田公扶: *日本金属学会誌*, **50**(1986), 486



融液内の温度変動を多点測定し、自己相関及び2点間の相互相関ともに特定の周期性がみられないことなどから、乱流化しているとの見解もみられる<sup>17)</sup>。また、 $k-\epsilon$ モデルによる数値解析の試みもある<sup>18, 19)</sup>。また、メルトの運動に関連して、表面張力対流の存在についての論議が長く続いているが、現実の炉内では、シミュレーション<sup>20)</sup>が予測するような強い表面張力対流は発生していないように見える。表面張力に及ぼす酸素の影響など、表面汚染物質の効果を解明する必要がある。

Cz炉はバッチ操作であるため、結晶品質の均一化が困難、スループットが悪いなどの本質的問題がある。その解決策として連続チャージタイプのCz炉の開発が続けられているが、未だ実用化されてはいない。連続チャージ可能になっても、結晶は非定常温度履歴を受ける。ここでも融液内対流、酸素濃度の問題と同時に結晶の温度履歴の解析が重要課題である。

### 3. 化合物半導体単結晶

SiやGeの様な単体系と異なり、III-V族系(GaAs, InPなど)、II-VI族系(ZnS, CdTeなど)半導体の融液は大きな蒸気圧を示すため、引き上げ装置は高压容器を必要とする。GaAsの場合、蒸気圧の高いAsの蒸発損失を防止するために $B_2O_3$ など低融点、低密度、高粘性(低拡散係数)、相互難溶解性・非反応性の液体で融液表面を封止したLEC(Liquid Encapsulated Czochralski)法が採用されることが多い。化合物半導体結晶は、シリコン結晶に比して、熱伝導度が小さくかつ柔らかく転位が発生し易い。低熱伝導故に温度勾配は大きくなり、熱応力による転位発生を避け難い。結晶内の熱応力は、温度分布、固液界面形状、などの影響を強く受ける。GaAs結晶の場合、融液に凸の界面が望まれる。結晶内温度分布は、融液対流、封止液中の対流及び輻射伝熱、周囲の高压Arガスとの対流伝熱、封止液と結晶の相対関係などによって変化する。シリコンの場合と同様、LEC炉全体を考慮した総合熱流動解析が、炉の最適設計、操作条件設定に有効であることが認識されつつある<sup>21, 22, 23)</sup>。ただし高压ガス流動が有るため、シリコンCz炉の解析より複雑になる。

### 4. 酸化物単結晶

一般に、半導体結晶より融点が高い。この為、白金やイリジウムなどの高融点貴金属系の坩堝を高周波加熱(誘導加熱)する例が多い。サファイアなど単純成分系よりも、複数の酸化物の混晶が多い。その場合、コングルメント組成の融液から育成する。LiNbO<sub>3</sub>やTaNbO<sub>3</sub>など電気回路用の素子として大量使用される材料には、大型単結晶育成が要求されており、直径4インチクラスの結晶が育成される。光学素子用結晶には、均一性(ドーパント濃度、光学特性)低欠陥密度などに厳しい伝熱研究 Vol.30, No.119

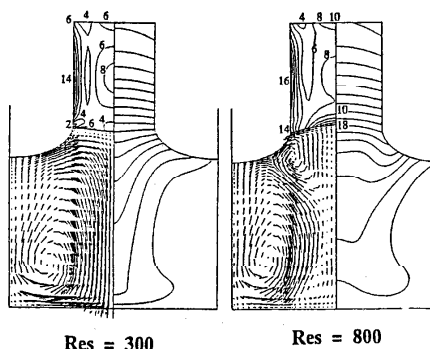


図2 サファイアCz炉内の  
温度・流速・熱応力分布  
(結晶回転1/minの影響)

また、結晶育成時の、結晶内熱応力と結晶品質との関係、結晶内の転位発生機構などにも多くの問題がある<sup>2)</sup>。この解明にも結晶内温度分布を正しく計算する必要がある。大型シリコン単結晶育成時の結晶-融液界面は、結晶に向けて凸形状を示す<sup>7, 8)</sup>。(直径2インチ程度までの小型結晶では融液に向けて凸になる<sup>9)</sup>。)これは、結晶内熱伝導によって界面形状が支配されることに対応している。熱応力は図.1に示すように結晶基部外周部分で極めて大きな値を示す<sup>10)</sup>。この応力値は、低温での値を外挿した臨界せん断応力値を超えている。このような環境下でも無転位の単結晶が得ら

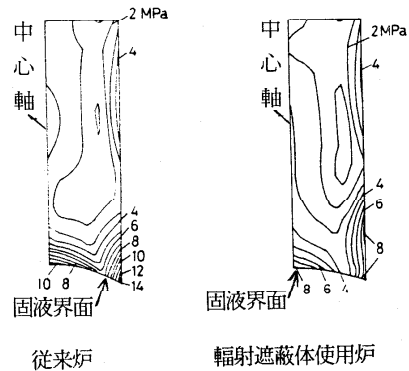


図1 シリコン結晶内の熱応力分布計算例

れることは、転位の発生成長は、Alexander-Haasen モデルのような非定常機構でのみ説明され、臨界せん断応力という概念は不適當であることを示唆している<sup>11)</sup>。また、結晶基部に異物が付着したりすると、局所的な温度勾配(熱応力)増加と、異なる物質とのミスマッチ界面の発生によって、一気に転位が発生・伝播し多結晶化するものと考えられる。

以上のように、Si単結晶の品質向上のためには、結晶学的なミクロな考察を必要とする。しかし、Cz炉内の結晶引き上げ時の温度分布や熱応力分布の詳細を定量的に解明することが、これら定量的結晶学的検討の出発点である。この為には、メルトや結晶を単独に考えるのではなく、現実の炉構造とヒータ電力から全体の温度分布を求める、Cz炉の総合熱解析手法が必要である。最近複数の解析例が報告され<sup>12, 13, 14, 15)</sup>、大まかな設計手段として有効であるとの設計屋の評価と、まだ精度が悪くて信用ならぬという結晶育成屋の評価とが混在している。総合熱解析を行なうとき、メルトの取扱が最も困難である。シリコンCz炉は、結晶育成炉の中でも最も規模が大きく、浮力、遠心力、などの作用で発生する融液流動が、3次元非定常乱流挙動を示す可能性が高い。この場合の融液対流のシミュレーション技術そのものが大きな課題である。一方、気相内の流れや、熱移動の取扱は比較的容易である。周囲ガスは数十Torrのアルゴンで、層流で自然対流の影響も少ないからである。半導体の融液や高温結晶は、自由電子数が多く金属的挙動をするので不透明物体とみなし得る。したがって固体表面間の輻射のみを考慮すればよい。

Cz炉内の融液の流れについては、これまで多くの数値解析が報告され、ほぼ軸対称の、自然対流渦と結晶回転にともなう強制対流渦とが共存する流れであると予測されてきた。石英と炭素で被覆し比重調整をしたタンゲステン粒子の、直径31mmの坩堝内での運動軌跡を炉外部から2軸X線観察した結果も、同様な挙動を示しており<sup>16)</sup>、数値解析の妥当性を示唆している。しかし、直径16mmの坩堝を用いる実機の中での流れについては、未だ明快な答えは得られていない。

大きく異なる。現状では、多くの経験的蓄積をベースとした、各社流の装置、制御プログラムがそれなりに完成し、無転位結晶が量産されている。しかし、何等かの原因で（融液表面に落下した粒子が結晶表面に付着した場合など）突然多結晶化することがあるが、これは回避しなければならない。また、最近のLSIの微細化傾向の進行が、無転位ではあるが結晶中に存在する微細欠陥（多くは酸素析出物起因と推定される）の制御、ドーパント濃度の均一化技術、ストリーションなどの非均一構造の排除技術が要求されている。これらの要求を達成するためには、Cz炉内の現象をよく理解し、問題点の発生機構と炉操作条件との関わりを定量表現し、それを回避する新たな操作法を構築しなければならない<sup>2)</sup>。

一般にシリコン結晶は極めて純度が高いと思われているが、Cz法で育成した結晶中には、故意に混入させる所定濃度のドーパントの他に、10ppm程度の酸素が含まれている。この酸素は、石英坩堝が溶融シリコンに溶解し、結晶中に取り込まれることに起因する。1回の操作で約100g程度の石英が溶解するといわれる。このうち99%は周囲の低圧アルゴンガス流中に蒸発するが、残りの酸素が結晶中に入り込まれるのである。酸素の、シリコン結晶中への偏析係数は最近では1.0程度と言われる。したがって、引き上げ進行と共に石英坩堝と融液の接触面積や坩堝温度、融液温度、融液液深など全てが変化する状況下で、融液内の酸素濃度を所定濃度に制御することが必要である。この為には、1)坩堝温度や回転速度を調節し、石英の溶解速度と、気相中への放散速度の調整、2)融液から結晶への酸素移動速度の調整、などを考慮せねばならない。磁場印加Cz (MCz) 法は、導電性液体に磁場を印加すると、液体の運動を抑制する力が生じることを利用した方法である。磁場印加時の自然対流については尾添<sup>3)</sup>の、実用機の実績については高須ら<sup>4)</sup>のレビューを参照されたい。MCz法は酸素濃度を所定のレベルに設定（高くも低くも）出来る利点があり、同時に結晶中のストリーションと呼ばれる層状の（結晶-融解過程の繰り返しを反映する）微細構造を減少させる効果もある。これは、磁場印加により融液内対流の時間的変動も減少するためである。MCz法は融液対流の制御に有効であるが、経済的側面からは好まれない。融液内酸素濃度は、SiO<sub>2</sub>の溶解度（例えば<sup>5)</sup>  $C_s = 4.0 \times 10^{23} \exp(-2.0 \times 10^4/T)$  atoms/cm<sup>3</sup>）や溶解速度の低下を目的とした低坩堝温度操作と、高放散速度を目的とするガス流の制御でもかなり調整可能と考えられる。ただし、SiO<sub>2</sub>（あるいはSiO）の融液中の濃度と気相分圧の間の気液平衡関係が不明なため、設計問題として十分な取扱は出来ていない<sup>6)</sup>。結晶中に取り込まれた酸素は微小な析出物を形成する。この微小析出物は、シリコンウェハを硬くしたり（熱応力による転位の発生・成長防止）、プロセス中に混入する重金属類の捕捉場所（IG: Intrinsic Gettering）として有効に利用されている。しかし、IC製造プロセス中の様々な温度領域で、多くの問題の原因となるSi-O複合体も発生する。この為、シリコン結晶内の酸素濃度は品質管理上のチェック要項である。しかし、結晶中のSi-O複合体の挙動は、酸素濃度のみでなく、結晶育成時の熱（温度）履歴によっても変化する事が指摘されている<sup>2)</sup>。結晶中のSi-O複合体の挙動については長年論議があるが、定量的検討は今だ十分でない。

## 1. はじめに

近年のオプトエレクトロニクスの発展につれて、単結晶の品質の高度化が強く要求されている。用途によって、シリコン、ゲルマニウムなどの元素系の半導体、GaAs, InPなどの化合物半導体、 $Al_2O_3$ などの単純酸化物、 $LiNbO_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG),  $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO)など多くの混晶系酸化物単結晶が育成されており、消費量の増大とともに大型単結晶を歩留まり良く確実に育成する技術が要求されている。これら単結晶の多くは、チョクラスキー (Czochralski : Cz) 法と呼ばれる融液からの結晶育成法を用いて製造されている。Cz法の特徴は、坩堝中の融液に種結晶を浸し、それを坩堝の中心軸上で回転させながらゆっくりと引き上げ成長させる点にある。（結晶を回転させなければ、Kyropoulos法と呼ばれる。）坩堝は回転する場合とさせない場合とがある。結晶の種類によって、Cz法の技術的問題は様々である。しかし、いずれの場合にも共通する基本的要求は、1) 必要とする品質（均一性、欠陥の種類や密度）の単結晶を、2) より高速、省エネルギー条件下で、3) 再現性、制御性よく、4) より経済的に、生産する事である。現在、熱工学関係者の間にもCz法に対する興味が広がりつつあるが、どちらかといえば融液対流に重点が置かれがちである。より多くの方が結晶育成の分野へ参加されることを望みつつ簡単に紹介させていただきます。

## 2. Si 単結晶

単結晶産業の中で、最も高品位の大型単結晶を量産している分野である。直径6インチ、重量40kg前後の無転位単結晶が、約30時間に1本程度の早さで完成する現状で、10インチ無転位単結晶の引き上げも可能である。Si用Cz炉の基本構造は極めて単純である。カーボンヒータで加熱し、直径40cm程度の石英製坩堝中のSiを熔融状態に保ち、結晶の直径を一定に保つようその電力は調節される。結晶直径の制御は、融液量変化とともに加熱電力を変化させることと、結晶基部の直径をオンライン計測し引き上げ速度を変化させること、の2種類の手段によっている。ヒータ電力制御の応答速度は遅いため、引き上げ速度は平均値の周りで $\pm 30\%$ 前後変動しているのが現状である。直径計測を固定焦点のTV系で行なうため、引き上げ進行とともに坩堝を持ち上げ、融液面高を一定に保っている。引き上げの進行にともない結晶長は増加し、その表面からの放熱量も増大する。一方、融液量は減少するため、融液と坩堝の接触面積や流れの状態も変化する。また坩堝から結晶や周囲への輻射量も変化する。したがって、Cz炉内の熱的条件は時々刻々変化する特徴を持つ。生成した結晶内部でも、場所によって引き上げ終了までの熱履歴は大

要求があり、高品位結晶育成技術の確立が要求されている。最近、高周波誘導加熱炉の熱解析<sup>23)</sup>、融液、結晶、断熱材、結晶加熱用のアフターヒータなど、Cz炉構成要素を全て考慮にいれた総合熱解析が開始された<sup>24)・25)</sup>。半導体融液と比べてプラントル数が大きいと、融液内対流が結晶融液界面形状や結晶径などマクロ形状に与える影響は大きい<sup>9)・26)</sup>(図.2)。結晶、融液共に光学的に透明あるいは半透過性の場合が多く、結晶・融液内温度分布の算出に、内部輻射伝熱を考慮する必要がある。Bridgman炉に対して適用された手法<sup>27)・28)</sup>のCz炉への応用等が当面の話題であろう。表面張力対流の効果と思われる、スポーク状あるいは縞状・網状のパターンが融液表面に現われる<sup>29)</sup>。TiO<sub>2</sub>などで特に顕著である。温度以外に、酸素などの組成変化が生じ、それにとまなう大きな表面張力変化が発生<sup>30)</sup>している可能性もあるが、酸化物メルトは界面汚染され難く、表面張力対流の影響が出易いものと考えられる。しかし、酸化物の高温熱物性は未知な点が多く、今後一層の検討が必要である。高温融液には若干の電気伝導性が生じるため、磁場印加Czによってメルト対流を制御しようとの試みも見られる<sup>31)</sup>。

## 5. 終わりに

取り留めもなく、Cz法に関連する事項を羅列してきたが、高温融液からの結晶成長を理解し問題を解決して行く上で、熱流体的問題の解明が要求されていることをご理解いただければ幸いである。結晶育成工学という工学ジャンルが確立されるためには、熱工学分野及び熱物性分野の方々が参加し、結晶科学者と、実際の場での温度場や応力場などについての共通の定量的認識を持ち更に詳細な考察を積み上げることが必須要件となっているとの感が強い。ただ実際には、伝熱シンポジウム等での研究発表数はまだ少なく、熱工学者にとっては単なる応用問題としての興味しか持っていないのかとの危惧もある。

計算機及び数値シミュレーション技術の進展、熱物性など基礎資料の蓄積とともに、現在のCz炉と全く異なった状況下で操業される完全結晶育成炉が、熱工学者の協力の下で誕生することを祈念しております。

### 【引用文献】

- [1] F. Shimura, "Semiconductor Silicon Crystal Technology", Academic Press, 1989
- [2] 阿部孝夫, 「シリコン結晶中の点欠陥と2次欠陥」、応用物理, 59, 272(1990)
- [3] 尾添紘之, 「磁場下における液体金属の自然対流」、伝熱研究, 29, 101(1990)
- [4] 高須新一郎他3名, 「磁界下シリコン結晶成長」、応用物理, 59, 1044(1990)
- [5] H. Hirata and K. Hoshikawa, "Oxygen solubility and its temperature dependence in a silicon melt in equilibrium with solid silica", J. Crystal Growth, 106, 657(1990)
- [6] U. Ekhult, "A time dependent model for oxygen behavior in a Czochralski silicon melt", J. Electrochem. Soc., 136, 3494(1989)
- [7] T. Tsukada, et al, "Effect of a radiation shield on silicon Cz growth", J. Cem. Eng. Jpn., 20, 146(1987)
- [8] T. Tsukada, et al, "Effect of a radiation shield on melt/crystal interface shape and pull rate of silicon Cz puller", J. Chem. Eng. Jpn., 21, 381(1988)
- [9] T. Tsukada, et al, "Theoretical study of the flow and temperature fields in Cz single crystal growth", J. Chem. Eng. Jpn., 21, 184(1988)

- [10] T. Tsukada, et al, "Effect of a radiation shield on thermal stress field during Czochralski crystal growth of silicon", *J. Chem. Eng. Jpn.*, **23**, 186(1990)
- [11] R. A. Brown, "Perspectives on integrated modelling of transport processes in semiconductor crystal growth", *Proc. Oji Int. Seminar on Advanced Heat Transfer in Manufacturing and Processing of New Materials*, Tomakomai(1990)
- [12] F. Duplet, et al, "Numerical calculation of the global heat transfer in a Czochralski furnace", *J. Crystal Growth*, **79**, 84(1986)
- [13] S. Miyahara, et al, "Global heat transfer model for Czochralski crystal growth based on diffuse-gray radiation", *J. Crystal Growth*, **99**, 696(1990)
- [14] S. Miyahara, et al, "Thermal history analysis of crystal by the transient global heat transfer model for Cz crystal growth", *Semicond. Silicon 1990(Proc. 6th Int. Symp. Silicon Material Sci. Techn.) Electrochem. Soc. Proc.* 90-7, 94(1990)
- [15] D. E. Bornside and R. A. Brown, "Minimization of thermoelastic stresses in Czochralski grown silicon: application of the integrated system model", *J. Crystal Growth*, **108**, 779(1991)
- [16] 渡辺匡人, 江口実, 柿本浩一, 日比谷孟俊, "Si融液対流の三次元速度解析", 第28回日本伝熱シンポジウム, E245(1991)
- [17] 山下健一, 他5名, "高精度温度測定によるCZシリコン融液挙動の推定", 日本結晶成長学会誌, **17**, 310(1990)
- [18] S. Kobayashi, "Heat transfer through the melt in a silicon Czochralski process", *J. Crystal Growth*, **99**, 692(1990)
- [19] S. Kobayashi et al, "Turbulent heat transfer through the melt in silicon Czochralski growth", *J. Crystal Growth*, **109**, 149(1991)
- [20] 藤岡和正, 中山恒, "シリコン融液対流の数値シミュレーション", 第27回日本伝熱シンポジウム, D342(1990)
- [21] Y. Ryckmans, et al, "Numerical simulation of crystal growth: Influence of melt convection on global heat transfer and interface shape", *J. Crystal Growth*, **99**, 702(1990)
- [22] M. Ishida et al, "Total simulation model of high pressure liquid encapsulated Czochralski crystal growth", *J. Crystal Growth*, **99**, 707(1990), 解説が"高圧LEC成長炉の解析", 日本結晶成長学会誌, **17**, 284(1990) に見られる。
- [23] P. M. Gresho and J. J. Derby, "A finite element model for induction heating of a metal crucible", *J. Crystal Growth*, **85**, 40(1987)
- [24] J. J. Derby et al, "An integrated process model for the growth of oxide crystals by the Czochralski method", *J. Crystal Growth*, **97**, 792(1989)
- [25] 塚田隆夫, 他2名, "高周波加熱Cz炉の流動・伝熱解析", 化学工学会第24回秋季大会J308(1991)
- [26] H. Kopetsch, "Numerical simulation of the interface inversion in Czochralski growth of oxide crystals", *J. Crystal Growth*, **102**, 505(1990)
- [27] H. Matsushima, and R. Viskanta, "Effect of internal radiative transfer on natural convection and heat transfer in a vertical crystal growth configuration", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **33**, 1957(1990)
- [28] S. Brandon and J. J. Derby, "Internal radiative transport in the vertical Bridgman growth of semitransparent crystals", *J. Crystal Growth*, **110**, 481(1991)
- [29] 橋正人, 他3名, "酸化物融液表面上における流動現象", 日本結晶成長学会誌, **17**, 323(1990)
- [30] 原茂太, 他3名, "溶融チタン酸バリウムの表面張力と密度", 第11回日本熱物性シンポジウム, A213(1990)
- [31] 宮澤靖人, 私信

## 1. はじめに

結晶やアモルファスなど、固体材料の性質は、その物質がまだ凝固する前の液相の熱的な性質と、凝固のさせ方、たとえば冷却の速度、系の大きさなどによって大きく左右される。また、融解したあとの液体の性質には、融解前の固相であったときの状態の影響が残るものがある。さらに固液両相の関係を複雑にするのは、過冷却状態の存在や、目の粗い固相組織のすき間に液相が入り込んだ形の、いわゆるマッシイゾーンの存在である。

このような物質の状態に大きな影響を与えるのは、熱的な物性であるが、またそれと逆に、これらの相変化時の条件や構造でその系の熱物性値の挙動が大きく変化する。ここでは、材料の製造に関わる凝固・融解について、最近の話題を考えてみる。

## 2. 融点近くでの液体の物性

液体は本来は分子が自由に動きまわられるはずで、それが固体との違いである。ところが、融点のすぐ近くの温度では、液体にも何らかの組織の存在することが指摘されており、熱物性値の挙動にもその影響が読み取れる。最近、高温の融体についても新しい実験事実が報告されている。

一例として、柿本、日比谷による熔融ガリウム砒素の粘性率の測定 [1] を見てみよう。通常の液体では、粘性率は温度に対してアレニウス形の曲線になる。つまり、粘性率 $\eta$ の対数値をたて軸にとり、温度の逆数を横軸にとると、一本の直線にのる。ところが、図1に示すように、熔融ガリウム砒素では、融点から遠い高温域と融点に近い温度域では、明らかに異なった挙動を示している。また、温度上昇時と下降時とでは異った値を示すことが報告されているのも興味深い。粘性率は分子の相互作用に非常に敏感な物性値である。亜臨界温度の気体の例でも、分子のクラスター生成によって圧力依存性（密度依存性）が負になるという一見異常な現象も生じる。したがって熔融ガリウム砒素の例でも、融点の近くでは分子間に何らかの関係の変化が生じていることが推測される。

高温での材料製造ばかりでなく、潜熱蓄熱などでも、融体挙動の数値解析シミュレーションや制御は重要な課題である。その際、相境界の移動、自然対流や伝熱の計算には融点近くの温度での液体の粘性率のデータが使われる。高温の値から補外して求めた値よりも、融点近くの値が非常に大きい値を示すことは影響が大きい。

少し違った問題であるが、特に凝固界面の進行では、界面形状の特異性が、系の見かけの熱

物性値に関係する。典型的な例は、例えば水が成長するとき、水表面は必ずしも平面で進行するわけではなく、条件により樹枝状や針状の固相のすき間に液相を含んだ層が介在する。この層内は複合系であると同時に、その内部での微小固液界面での潜熱移動や体積変動があって、見かけの熱伝導率、温度伝導率にこれらが含まれている。

### 3. 凝固後へ影響する液相物性

液相の分子配列は凝固後の固体物性へ影響を与えるが、そのわかり易い例は、高分子材料の場合である。高分子材料は、分子の方向がバラバラであると熱物性値はあらゆる方向について同じ大きさをもつ。しかし分子が配向すなわち特定の方向にそろえられていると、分子に垂直な方向と平行な方向とで、例えば熱伝導率の大きさに差が生じる。方向による差、すなわち異方性は、高分子膜を延伸する

だけでも生じさせることができる。膜を引っ張って伸ばすと、その伸ばした方向に沿って分子の方向がそろえられ、伸ばした方向とそれに垂直な方向で温度伝導率にかなりの差が生じる。その大きさは、4割以上にも達する。従来は、このような方向別の絶対測定は不可能であったが、最近開発が進んだ強制レイリー散乱法によってこのことが明らかにされた [2]。□このような特定の方向だけに熱を伝え易い材料は、いずれ面白い応用にも結びつく可能性がある。

さて、分子配向を生じさせるもっと別の方法は、高分子の融体に例えば強いせん断力をかけて（速度勾配を作って）、それをそのまま凝固させてやる方法である。実は押し成形などでは、意図せずにこのようなことを行っているのだから、冷却されて凝固する過程でかなり伝導方向の不均一があり、製品の質にも影響していると考えられる。溶融したポリメチルメタクリレート（PMMA）を、強い力（圧力）で図2のスパイラル状の金型の狭い流路に圧入し、冷却凝固させると、強いせん断力が作用したままの状態ですべての状態で固体を作ることができる。この例では、図2の中心部分から外側の方へ向かって流れて行く。したがって、流れ終わりに近いP3の位置

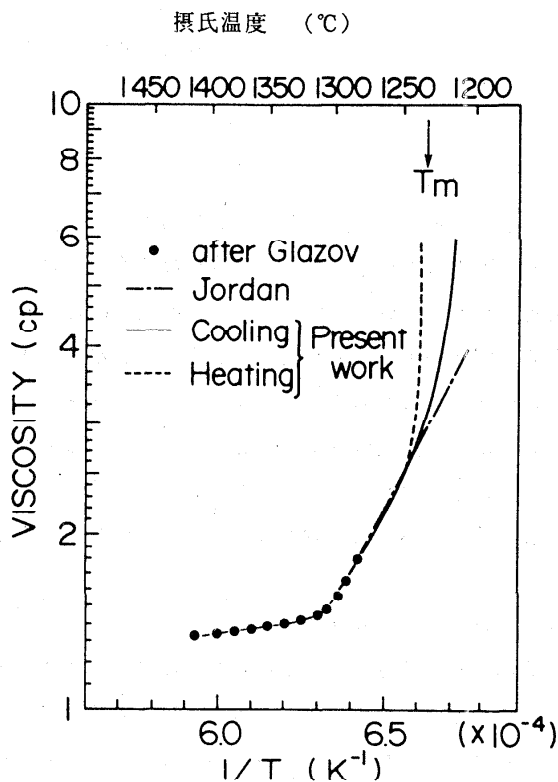


図1 溶融ガリウム砒素の粘性率 [1]



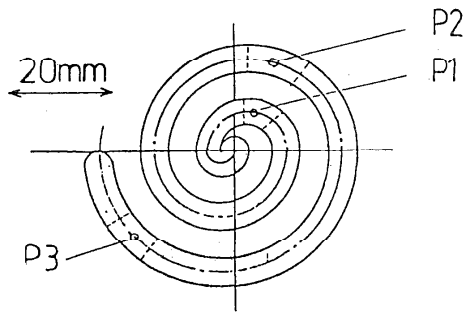


図2 スパイラル金型

では分子配向はわずかだが、流れはじめのP1などでは壁近くの速度勾配が大きいため分子の向きが流れ方向にそろえられる。その結果、温度伝導率の値は流れに並行な値 ( $a_{\parallel}$ ) の方が直角方向の値 ( $a_{\perp}$ ) よりもかなり大きい値となる。(図3) [3]。

まったく別の問題としては、液相から凝固して結晶を作る場合に、できる結晶の配列方向や構造が、最初にできた結晶(あるいはすでに存在する結晶)の方向などに影響されるという問題がある。凝固時の核の発生・成長などの問題とともに、結晶や固体壁の近傍、あるいは核の近傍のごく局所的な物性挙動もこれからの研究課題であろう。

#### 4. 高温材料の融解・凝固

半導体材料や金属をはじめ、高温材料は融解・凝固のシミュレーションを行うためにも熱物性値が必要であるが、現状では要するにデータ不足であるうえ、入手できたデータの信頼性に問題が多い。一例として、熔融塩 NaCl の熱伝導率データの現状を図4に示す。この例では、以前にも発表されて広く使われてきたデータと、ごく最近の新しい測定法で測定されたデータとの間に400%にもものぼる不一致があることがわかる。

高温融体の物性値では臨界温度さえ明かでないものが多い。他の多くの物性値がわからない場合に、手軽に大きざっぱな推算をするには例えば対応状態原理を用いることがある。しかし臨界温度や融点のデータに誤差が多いと、対応状態も使えず、まったくお手上げである。

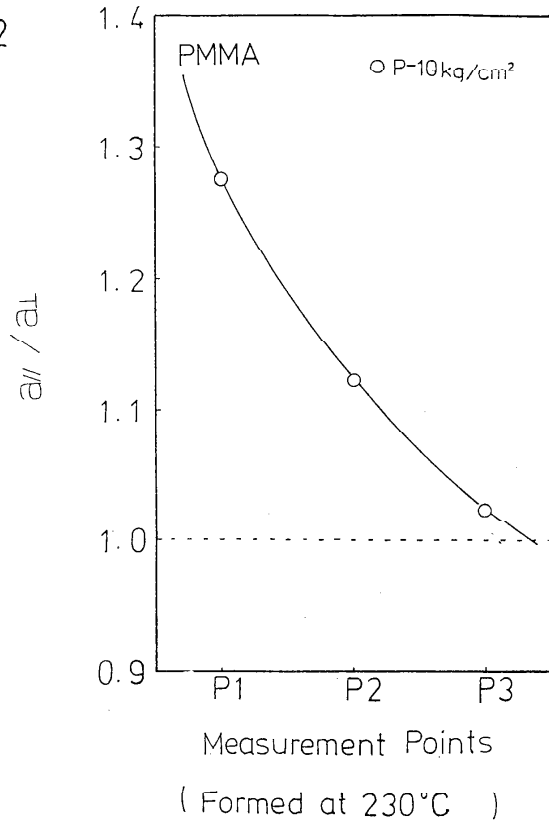


図3 測定位置によるPMMA熱伝導率の異方性の違い

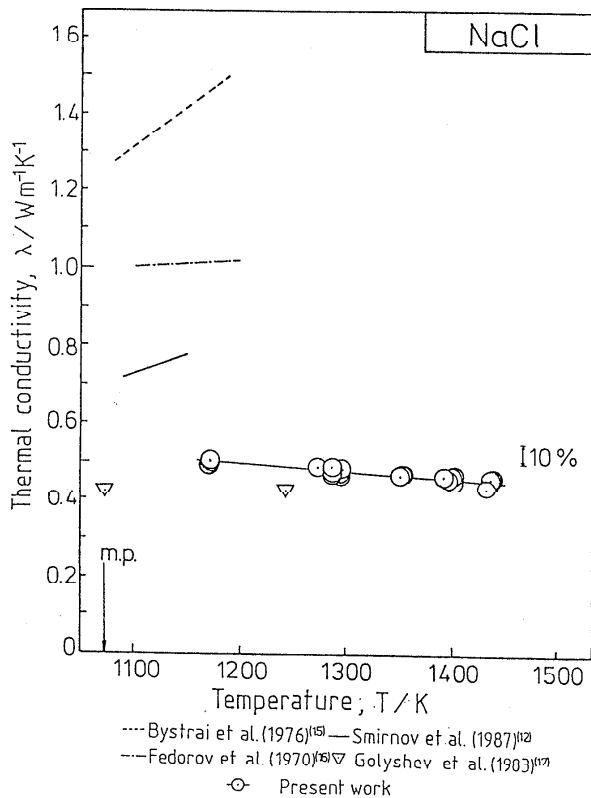


図4 溶融NaClの熱伝導率の比較  
(中沢ほか [6])

このような状況を少しでも解決するために、最近、新しい測定技術を開発して、高温にチャレンジする動きが活発になってきた。日本でも高温融体の物性のグループの活動 [4] があるが、国外では米国NISTのCezairliyanらの提唱によるサブセコンドワークショップがある [5]。

これは高温の固体や融体の熱物性を、主として光学的に高速あるいは超高速で測定する研究を集めたワークショップである。加熱方法はvolume heating (直接通電) あるいはsurface heating (レーザー照射) による高速加熱で、昇温から熔融破断にいたるプロセスで温度や形状変化を光学的にも観測する。試料によってはlevitation (浮上) 技術などにも使う。これらの新しい方法の開発が続けば、高温の溶融物性データがそろってくるのが期待される。

### 5. 宇宙環境における相変化と熱物性

宇宙環境の利用はこれからの重要課題である。そのために特に熱物性について知っておくべきことは多いが、宇宙の熱物性研究は始まったばかりである。今のところ装置重量や費用の関係で、シャトル実験などより、地上で十分お金をかけた方がよいデータがとり易い。しかし、将来的には、熱物性の測定ばかりでなく、その特異な挙動の利用にも、宇宙環境は大変魅力的である。

地上にくらべて宇宙の材料製造で特に検討が必要なのは何といっても表面張力と拡散係数であろう。一方、体膨張率などは重要度がやや減る。マランゴニー対流や、液滴 (液塊) 保持などで、表面張力およびその温度係数が必要とされるが、特に高温の融体ではこれまでよい測定方法がなかった。現在入手できるデータは最大泡圧法やsessile drop法などによるものが多く、測定時に気体や固体壁材料との接触が避けられなかった。この点で期待できる新しい測定技術は表面波法と液滴振動法である。表面波法の一つと考えられるリブロン法は、液面における分

子運動のゆらぎによる微小波を観測する方法であり [7]、液滴振動法は、空間を落下（あるいは浮遊）する液滴の振動を観測する方法である。いずれも光による高度な観測が可能になってはじめて実用段階に近づいた。

拡散係数は、多成分液体の凝固などでは、ひとつの成分の凝固開始にともなって、他の成分が排除される過程をくり返すために、冷却速度制御と生成固体の組織制御に重大な影響があると考えられる。しかしながら液体の拡散係数の測定には重力場の影響が非常に大きいために、現存のデータには使えるかどうか不明確なものがある。宇宙で使う物性値を宇宙で測定する必要のあるひとつの典型といつてよいであろう。

宇宙環境では、液体の熱伝導率の測定なども、自然対流の影響を避けられるので、これからの利用が期待される。

分散媒体、特に固液や液々の系を凝固させて複合材料を使える場合に、重力場では比重の違うものを均一に分散保持するのは難しいが、宇宙環境では容易になる。これは地球上で重要な物性値（比重や体膨張率）が宇宙環境ではあまり問題ではなくなる一例である。

## 6. 過冷却状態における液体の熱物性

液相からの凝固が関係する問題には、過冷却現象の存在が深くかかわってくる。液体が過冷却になるとき、ふたつの場合に分けると考えやすい。第一は、液体を静かに冷却していった場合に生ずる静的な過冷却で、蓄熱装置の制御などに関係する。この場合も過冷却の深さ（過冷却度の大きさ）は、核生成の仕方が分子状態のゆらぎに起因する均質核生成か、異物質の存在による非均質核生成かによって大きな幅を示す。第二は、非常に急速な冷却とか加圧（水では減圧もある）などの場合に生ずる動的な過冷却で、新材料の製造などに関係する。この場合、核生成だけでなく、温度波や圧力波の伝播速度、あるいは分子等の移動速度などによっても影響され、アモルファス材料の製造にも応用される。

さて、このような過冷却液体のシミュレーションには、過冷却液体の熱物性データが必要である。液相の連続として、分子の結びつきに違いがなければ、物性値は安定相の値から補外してした値を用いてよいことになる。しかし、本当にそれでよいだろうか？ 2節で述べたように、融点近くの液体に組織が存在するような場合には、過冷却液体そのもののデータが必要になる。特に輸送物性や表面物性については今後の研究が待たれる。過冷却度の大きい液体は、刺激や非平衡に敏感で、輸送物性の実測が難しい。また、平衡物性であっても、たとえば大気圧の水の密度のように、凝固温度に近い4℃に最大値があると、高い温度からの補外が簡単ではなく、なるべく実測しておきたい。図5に大気圧における過冷却水の密度の推算値と実測値の比較を示す。0℃以下の過冷却域で、実線は4℃を頂点とする対称曲線を仮定した場合の推算値である。著者らを含めて各研究者の実測値は、この仮定が十分成り立つのは約-10℃までで、それ以下では推算値が高めになることを示している。高温の融体でも過冷却域の物性値

は重要であるが、図6に、インジウムについて、過冷却された液相の比熱と、同温度の固相の比熱の差を示す[8]。過冷却液に対して、仮に固体の値を使うと誤差は数%程度であることを示している。

7. おわりに

その他、融解、凝固に関した熱物性の新しい課題の例として微小系の問題がある。極微小液滴が凝固する際には、表面張力による内部の圧力と物性の関係、クラスター物性、ゆらぎの大きさなどが問題となる。生体細胞などの凝固も面白い問題を含んでいる。

文献

1. Kakimoto, K, and Hibiya, T, Appl. Phys, Lett., 50-18, (1987), 1249.
2. Okuda, M. and Nagasima, A., Proc. 20th Int. Thermal Cond. Conf., Blacksburg, (1989) 227.
3. 堀江、宮本、伴野、長島、第11回日本熱物性シンポジウム講演論文集、(1990)、397.
4. 高温融体の熱物性計測に関する研究、科学研究費(総合研究(A))研究成果報告書、研究代表者 長島 昭、(1990).
5. Int. J. Thermophys., 11, (1990), 605, Special Issue - First Workshop on Subsecond Thermophysics.
6. 中沢、赤堀、長坂、長島、機械学会論文集、56B-525, (1990), 1467.
7. 松尾、長坂、長島、第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1991), 868.
8. Perepezko, J.H., Science and Technology of the Undercooled Melt, (ed. P.R. Sahn et al.), Martinus Nijhoff Pub., (1986), 29.

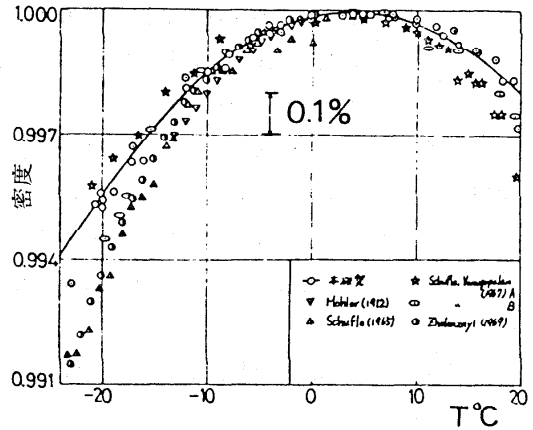


図5 過冷却状態の水の密度

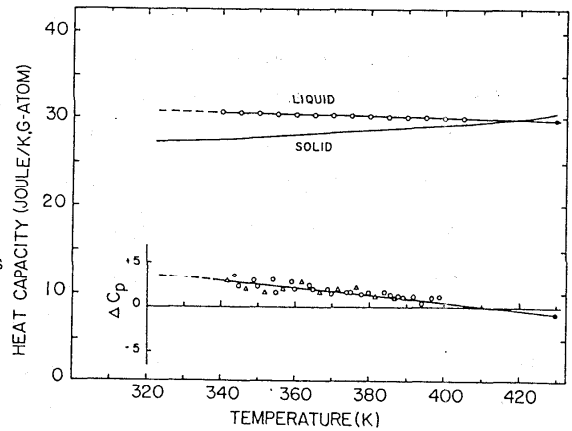


図6 インジウムの比熱 [ 8 ]

## 生物体の凍結

林 勇二郎 (金沢大工)

### 1. はしがき

生物体の凍結温度は、一般に動物組織で $-8\sim-21^{\circ}\text{C}$ 、植物組織で $-2\sim-10^{\circ}\text{C}$ とされており<sup>(1)</sup>、水の平衡温度 $0^{\circ}\text{C}$ を下回る。これは一つには、生物体内の水が無機塩の溶質と水和した一定の集合体や、蛋白質や炭水化物などの高分子との結合体を形成しているためであり、このような化学的拘束が凍結温度を低下させる<sup>(2)</sup>。また、純水の過冷却はよく知られているが、生物体の構造が水の連続相を分断し、これが凍結核としての異物の数密度を確率的に減少させるため、純水に近い過冷却が生ずると考えられる。以上は生物体の組織・構造に関わる耐凍性の本質であるが、時には凍結に対して自己防御が機能する場合もある。雪の中で可憐な花を咲かせる越前水仙が茎液を濃くして厳寒に耐え、植物を食餌とする昆虫が消化器内を空にして越冬に備えるのは、その一例である。

このように自然界に生存する生物は、種の保存のために凍結から身を守ろうとするのに対して、低温科学は、凍結による生命維持を追求する。即ち、自然界は低温を生命に対する負の要因として捕えるのに対して、近代科学は逆にこれを積極的に利用する立場をとる。現在のところ、赤血球、精子、イースト菌などの浮遊細胞の保存に成功しているに過ぎないが、やがては組織体、臓器、植物などの生命維持も可能となろう。そして、そのためには生物、医学、工学などの学際研究を通して、凍結に対する高度なレベルの熱制御技術が確立されねばならない。しかし、この分野への工学、特に伝熱工学の参入は極めて立ち遅れている。日本機械学会にバイオエンジニアリングの部門が発足し、昨年1月には仙台で第1回シンポジウムが開催された。医用や生体熱工学に関する調査研究分科会(P-SC138, P-SC202)が筑波を中心に活動はしているが、伝熱研究の中では未だマイナリティである。また、1990年4月には、アメリカのUrbana-ChampaignでNSFをスポンサーに生物熱工学のワークショップが開催されている<sup>(3)</sup>。会議報告には、凍結保存を組織や臓器にまで発展させるには、複数細胞からなる集合体を対象とした伝熱学の展開の必要性が強調されている。

本稿への依頼は、生物体の凍結に対する伝熱研究の現状を紹介することであるが、伝熱がらみの学際はまさに黎明の期にある。そんな訳で、ここではまず、従来より”相変化を伴う熱伝導”として統一的に呼称されている問題の本質を見直し、生物体に対してこの問題が如何に取り扱われるべきかを考えてみる。次いで、生物体の凍結において評価されるべき細胞の生死に関係する物理量について述べ、最後に、筆者らの研究室で進められている組織細胞の凍結のシミュレーションを簡単に紹介する。

## 2. 相の変化(態)と伝熱

凝固は液相から固相への相変態であり、運動論的には原子の配列化による分子の回転運動の凍結である。即ち、相の変化と熱の出入は表裏一体をなすが、どちらが主体となるかはそれぞれ目的とする工業操作による。エネルギー問題と関係する潜熱蓄熱においては、融解熱を如何に効率よく出入させるかが課題であり、この場合には、固相と液相の領域に対し、バルク物性を用いたマクロな取扱いとなる。所謂、Neumann-Stefanにはじまる”相変化を伴う熱伝導”である。他方、創改質、低次元化、複合化で特徴づけられる新素材の製造は、原子の配列化にはじまる変態のあり方に主眼がある。即ち、ここで問われるのはミクロ性の集積がもたらすバルクの性質(物性)であり、伝熱の取扱いにおいては試料形状や操作条件のマクロ量と組織・構造のミクロ量の連成が必要となる。従って、この場合には、”相変化を伴う熱伝導”と言うより”相変態における伝熱”と表現する方が適当かもしれない。

以上、エネルギーや材料製造における凝固は、効率や性能を論ずるためにマクロな視点やマクロとミクロの連成のもとで問題を捕える。それに対して、生物体の凍結においては生命が、あるいは冷凍食品にあっては美味しさが凍結によってどのように維持されるかが問題となる。生命や美味しさは計測し得る物理量ではないので、それらを評価し得る物理量が、直接あるいは間接的に熱伝導方程式に組み込まなければならない。即ち、生体凍結においては、細胞レベルで生ずる複雑にして微細な現象を媒介として、紙一重にある生命の有無が伝熱によって議論されることになる。そして、無の側の利用に低温医療が位置づけられよう。

## 3. 凍結損傷の機序

凍結損傷には生命に異常をもたらす膠質的損傷と、食品などに見られる低レベルの機械的損傷がある。図1は生存率と冷却速度との関係として示されるMazur<sup>(4)</sup>によるN曲線であり、細胞の生死が容積効果(solution effects)と細胞内凍結(intracellular freezing)によって生ずることを示したものである。容積効果は、低冷却速度で優先する細胞外凍結が細胞の脱水・濃縮をもたらすものである。他方、冷却速度を大きくすると、細胞内での過冷凝固が生ずるものの、比較的大きな氷晶の形成のため結合水が遊離するなど致命的な損傷につながる。図より、高い生存率を得るためには、冷却速度を最適値に選ぶか、徹底的に速くするかどちらかである。最近、棚澤らは生命維持器官をもったジジノの凍結・融解実験を行っており、生存に対する冷却と伝熱研究 Vol.30, No.119

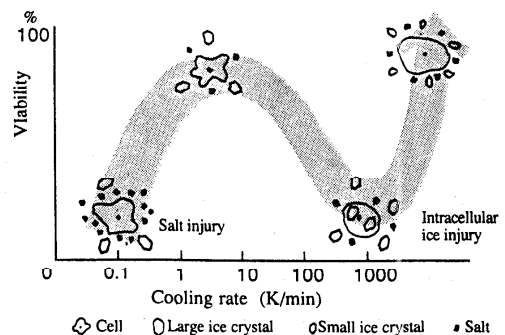


Fig.1 N-shape of the survival signatures

融解の最適条件を，凍結防御剤や浸漬の効果を含めて追究し，興味深い結果を報告している<sup>(5)</sup>。

生体の凍結損傷に関わる共通の現象を従来の報告の中<sup>(6)~(10)</sup>から抽出し，そのような現象の背景となる細胞内外の凍結フローを図2に示す。これより，細胞内外の干渉が温度場と対応づけて理解される。

#### 4. 凍結のシミュレーション<sup>(11)</sup>

##### 4.1 組織細胞の凍結モデル

生物体に含まれる水は，無機塩水溶液としての自由水と，膠質溶液としての結合水からなることは前述の通りであり，さらにそれらは細胞内・外の狭い領域に閉じ込められている。即ち，凍結に参与する水分は化学的かつ物理的に拘束されており，この拘束性が凍結の際に細胞内外の差異を含め，微視的な挙動をもたらす。図3に，細胞内外が2種類の並列のセル群からなるとした一次元凍結モデルを示す。モデルの要点を以下に記す。自由水のみを含む細胞外での凍結が優先的に生じ，溶質の排出により溶液は濃縮される一方，浸透圧差により細胞内からの水分の流出により希釈される。トータルとしての濃縮により凝固点降下を伴う凍結が進行し(図4①~⑤)，これが細胞外セル群にステップ的な部分凍結をもたらす。他方，脱水濃縮される細胞内では過冷が生じ，細胞は収縮する。図4で，細胞内溶液が凍結曲線より低い臨界過冷温度になった時点(③)で核生成が生じ，その後は凍結曲線に沿った平衡凝固が進行する(④'，⑤')。共晶の議論は省略する。

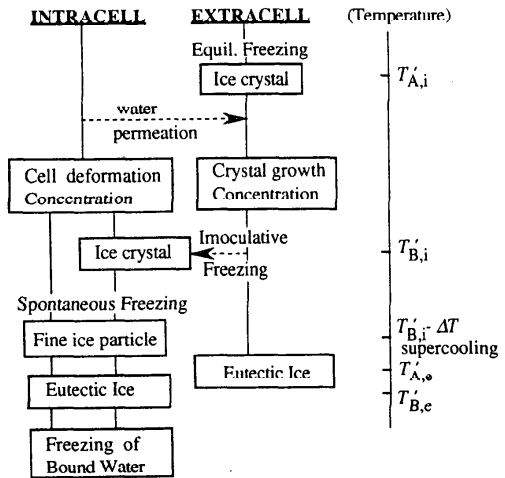


Fig.2 Freezing process and its characteristic

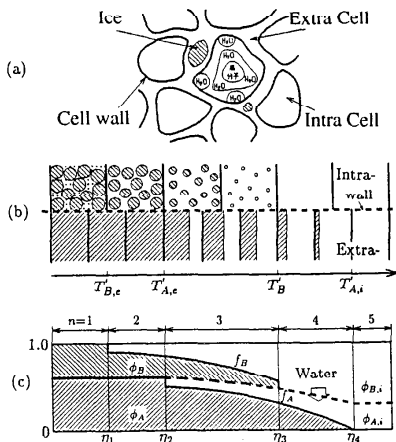


Fig.3 Freezing model of biological material

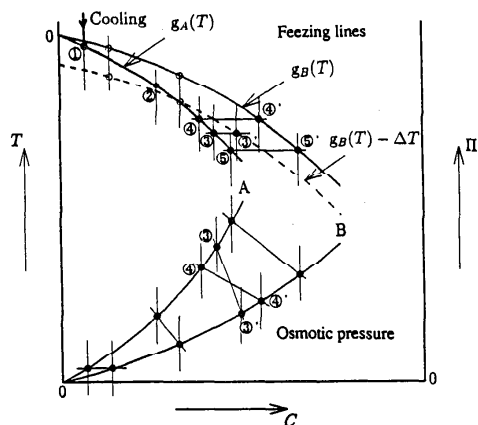


Fig.4 Freezing process on the constitutional diagram

## 4.2 理論

**固相率** 試料は凍結状態により図3(c)の $n=1\sim 5$ の領域からなる。細胞内外が部分凍結している $n=3,4$ の領域では、水分移動のため細胞膜は破線のように変形する。細胞内の凍結が始まる $\eta_3$ では、核生成のため固相率は有限値をとる。各セルでの固相率 $f$ は、セル内の溶質が保存されるとして式(1),(2)のように溶液濃度 $C$ 、セルの体積率 $\phi$ で関係づけられる。ここで、添字A,Bはそれぞれ細胞外と細胞内を、 $i$ は初期値を表わし、各セルで水晶が存在しているとき( $f_A \neq 0, f_B \neq 0$ )濃度と温度は平衡であり、両者は凍結曲線 $C_A = g_A(T)$ 、 $C_B = g_B(T)$ の関係を満足する。以上により、各領域( $n=1\sim 5$ )の固相率 $f_n$ は式(3)を用いて式(4.1)~(4.5)のように表わされる。各領域での固相率の時間変化は、潜熱放散による発熱項としてエネルギー式(5.1)~(5.2)に組み込まれる。ただし、 $f_4$ は温度のみの関数とならず、浸透圧差による水分移動 $m$ によるセルの変形の効果が右辺第2項に付加される。式(6)において、 $K$ は膜透過係数、 $\Pi$ は浸透圧であり、後者は図4に示されるように温度の関数で与えられる。

**細胞内での水晶の形成** 細胞内の過冷却凝固は、内部における核生成よりも一般に膜表面での不均一核生成(surface-catalyzed-nucleation)が優勢であり、この場合のエネルギー障壁は式(7)で表わされる。 $F(\theta)$ は図5の接触角の効果であり、 $\Delta G_v$ は平衡温度 $T'$ 過冷却 $\Delta T$ での $\alpha$ 相と $\beta$ 相のGibbsの自由エネルギーの差、 $\sigma^{\alpha\beta}$ は界面自由エネルギーである。核生成速度は臨界クラスターに水分子1個が付着する速度として式(8)で表わされる。ここで、 $v^{\alpha}$ 、 $v^{\beta}$ は液相と固相の分子体積、 $\mu$ は粘度、 $N_s$ は核生成に関与する分子数である。

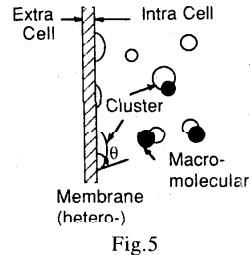


Fig.5

**解析** 細胞内外には異なる水溶液が含まれ、図3に示すように凝固点の差異が細胞外の凍結を優先させるものとする。初期温度一定、熱流束一定のもとで、図3(c)での各領域の境界条件は、濃度に対する平衡温度( $\eta_n$ )、共晶温度と潜熱集中( $\eta_1, \eta_2$ )により与えられる。ただし、 $\eta_3$ での細胞では $\Delta T$ の過冷却のもとで核生成による凍結が断熱的に生じ、セル内の濃度と温度が平衡状態となって過冷は緩和するものとする。

$$C_A \phi_A (1 - f_A) = C_{A,i} \phi_{A,i} \dots \dots \dots (1)$$

$$C_B \phi_B (1 - f_B) = C_{B,i} \phi_{B,i} \dots \dots \dots (2)$$

$$f_n = \phi_A f_A + \phi_B f_B \dots \dots \dots (3)$$

$$f_1 = 1.0, \quad f_2 = 1 - \phi_{B,i} \frac{C_{B,i}}{g_B(T)}, \quad f_3 = 1 - \phi_{A,i} \frac{C_{A,i}}{g_A(T)} - \phi_{B,i} \frac{C_{B,i}}{g_B(T)}$$

$$f_4 = \phi_A - \phi_{A,i} \frac{C_{A,i}}{g_A(T)}, \quad f_5 = 1.0 \dots \dots \dots (4.1)-(4.5)$$

$$\{(\rho C_p)_{n-} - \rho L_H\} \frac{\partial f_n}{\partial T} \frac{\partial T_n}{\partial t} = \lambda_n \frac{\partial^2 T_n}{\partial x^2} + \rho L_H m \dots \dots (5.1)-(5.5)$$

$$m = \partial \phi_A / \partial t = K(\Pi_A - \Pi_B) \dots \dots \dots (6)$$

$$\Delta G_r^* = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma^{\alpha\beta}}{\Delta G_v} F(\theta) \dots \dots \dots (7)$$

$$F(\theta) = \frac{(1 - \cos \theta)^2 (2 + \cos \theta)}{4}, \quad \Delta G_v = - \frac{L_H \Delta T}{T'} \frac{T}{T'}$$

$$I = \Omega \exp(-\kappa / \Delta T^2 T^3) \dots \dots \dots (8)$$

$$\Omega = 2(v^\beta)^{1/3} \left( \frac{\sigma^{\alpha\beta} k T}{\mu v^\alpha} \right) N, \quad \kappa = \frac{16\pi(\sigma^{\alpha\beta})^3}{3kL_H^2} T'^4$$



### 4.3 結果

細胞外にKCl水溶液( $C_{A,i}=0.282M$ ), 細胞内に $C_{12}H_{22}O_{11}$ 水溶液( $C_{B,i}=0.497M$ )を含んだ組織体を模擬し, シミュレーション計算を行った。数値解析においては, 図6中に記した冷却面での熱流束, 試料寸法, 膜透過係数の条件を基準とした。温度, 界面位置の経時変化の計算結果を図6に示す。冷却面より0.5mm間隔の位置で示される温度の変化は, それぞれ変動を伴いながら低下している。各温度での一番大きなピークは, その位置での細胞内核生成が過冷却状態から凝固潜熱の放出による温度上昇までの幅を持つためであり, それ以外の変動は他の細胞からの核生成の影響を受けたものである。界面位置の変化については, 細胞内核生成により凍結が始まる $\eta_3$ は不連続となり, ステップ的な移動を示す。また, 細胞内の核生成による温度場への影響(図6での小さな変動)は, 平衡温度に維持されている周囲の氷相の融解をもたらす。 $\eta_1, \eta_2$ の変動は凝固・融解が繰り返り起きていることを表わしている。なお,  $\eta_3$ より先行する細胞外の凍結面 $\eta_4$ には温度変動は見られず, 定常的に進行していると考えられる。

図7に細胞の脱水(セルBの体積率の変化)と核生成速度に対する冷却面熱流束, 膜

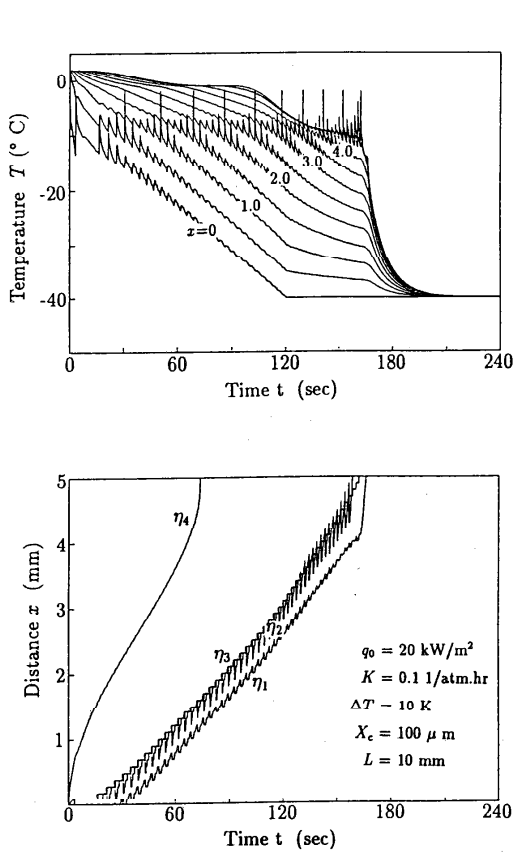


Fig.6 Change of temperature and interface position

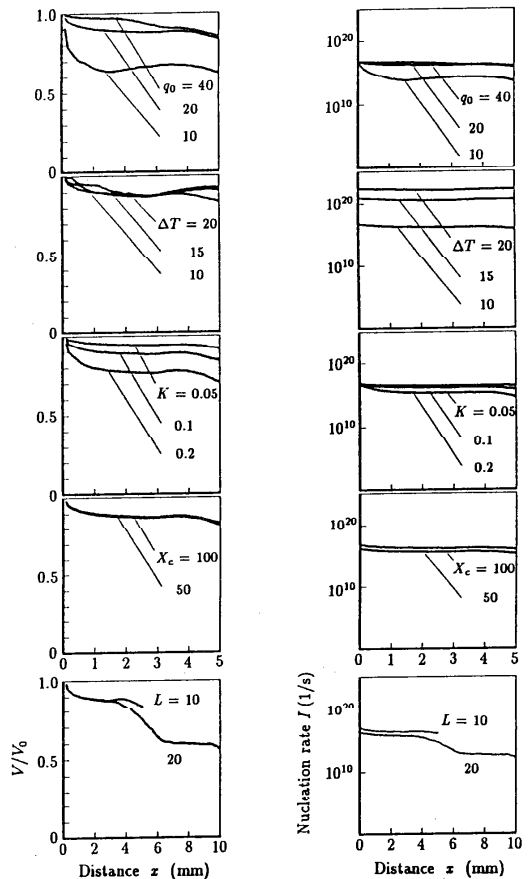


Fig.7 Volume change of the cells and nucleation rates

透過係数, 過冷度, 細胞の大きさ, 試料寸法の影響についての結果を示す。図中  $X=0$  は冷却面,  $X=5$  は試料の中心である。細胞の脱水は, 熱流束が小さいほど, また, 膜透過係数が大きいほど細胞の脱水は大きく, それは試料内部ほど顕著である。これは, 脱水量が膜透過係数, 細胞内外の浸透圧差, 及び部分凍結にある時間に比例するためである。核生成速度は, 式(8)からも理解されるように過冷度と温度の影響が重要であり,  $\Delta T$  が大きいほど, また凝固点降下が大きくなる条件ほど, 小さくなる傾向となる。また, 細胞寸法は核生成に関与する水分子数と関係し, 細胞が小さくなると核生成速度も減少することになる。

## 5. あとがき

本特集号「凝固・融解研究の最新動向」が, 材料, 生体, エネルギーとの関連で組まれていることもあり, 前半は, これらの伝熱問題がそれぞれどのような視点で捕えられるべきか, あるいは取扱い得るかについて, 私見を述べた。後半では, 細胞集合体としての生物体の凍結モデルを提示し, 細胞レベルで生ずる氷結, 脱水, 変形などのマイクロ挙動を組み込んだ凍結の速度論を紹介した。細胞集合体への取り組みは, Allerton House (Urbana-Champaign) から発せられた最重点課題であるが, ここでのモデルはまだ粗雑である。今後のマクロ・マイクロ連成の展開として, 表1のRecommendationが参考になればと思う。

Tab.1 RECOMMENDATIONS OF MICRO-MACRO CONJUGATION

[Operation]	cooling rate, procedure (1-2 step, pre-freezing) initial temperature, thawing	
[Substances]	(1) geometry, dimension (2) constitution : water, solid (3) properties : $\lambda, \rho, C_p, L_{if}$	(1) geometry, dimension (of tissue, suspension in cell-size label) (2) constitution: state of water (free, bound) volume fraction of water solidity (protein, protectant, etc.) (3) properties: permeability of cell membrane diffusion coeff., osmotic pressure water vapor pressure, elasticity of membrane (limitation), freezing line
[Objective]	Temperature, interface motion of 3-regions	frozen fraction intracellular ice ( number, size) solute concentration deformation of cell

## 参考文献

- (1)朝比奈,凍結及び乾燥研究会誌,26(1980),46.
  - (2)村勢・権田,日本冷凍協会論文集,3-1(1986),813.
  - (3)J.C.Chato, J.R.Oleson, Report on a Workshop of Biothermal Engineering, (1990)
  - (4)P.Mazur, J. General Physiology, 47(1963), 347.
  - (5)I.Tanasawa, et al., 18th International Congress of Refrigeration, Paper No.317(1991)
  - (6)P.Mazur, Proc. Fedn. Am. Socs. Exp. Bio., 24-15(1965), 175.
  - (7)K.R.Diller, Cryobiology, 9-5(1972), 429.
  - (8)G.R.Ling and C.L.Tien, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 92(1970), 393.
  - (9)O.M.Silvaes, et al., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 97(1975), 582.
  - (10)M.Toner and E.G.Cravalho, J. Appl. Phys., 67-3(1990), 1582.
  - (11)Y.Hayashi and N.Momose, 18th Int. Congress of Refrigeration, Paper No.295(1991)
- 伝熱研究 Vol.30, No.119

斎藤 彬夫 (東京工大)

1. はじめに

固相がその融点より温度の高い伝熱面に押し付けられると、図1に見られるいわゆる接触溶融現象が生ずる。伝熱面に近接した固相面では、伝熱面より潜熱を得て固相から液相へと連続的な相変化が起こり、生成される液相は伝熱面と固液相変化界面との間に極めて薄い液層を形成しながら伝熱面に沿って流れ、外部に排出される。その際、融点に保たれた固液相変化面が薄い液層を介して温度の高い伝熱面と近接しているため、液層をよぎる熱流束は一般に高く、溶融は速やかに進行する。

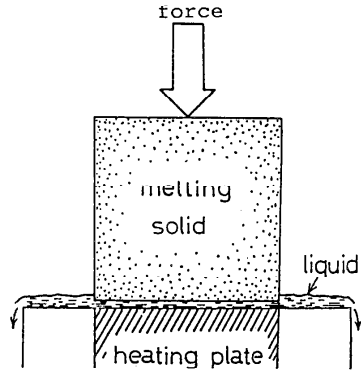


図1 接触溶融現象

上記の接触溶融現象の研究は、比較的歴史が浅く、最近、急に活発に行なわれるようになってきた。Bareiss & Beer らが水平円管内の接触溶融についての解析を発表し〔1〕、また著者らが以下に概説する図1に示すような平板伝熱面上の接触溶融についての実験と解析を発表したのは〔2,3〕、いずれも1984年の同じ時期であり(文献〔2,3〕の口頭発表は1981,1982年、英訳論文発表は1985年)、これらが同分野の研究の始まりといえる。その後、堰を切ったように多くの発表が成されてきた。1985年には、Sparrow & Myrum ら〔4〕が傾斜円管内での接触溶融過程を観察し、固相と円管壁の間の接触部分の変化と溶融速度の関係を検討している。また、同じ年 Moallemi & Viskanta らは〔5〕、円柱状の熱源が相変化物質中に水平に置かれ、周囲を接触溶融しながら沈降してゆく系を実験と解析により検討している。1986年になるとさらに活発な発表が行なわれるように成る。著者らは〔6〕接触溶融現象を積極的に利用して伝熱促進を図った、後述する潜熱蓄熱カプセルの特性を実験と解析によって明らかにした。Sparrow & Geiger らは〔7〕水平円管カプセルの蓄熱過程における接触溶融の割合が自然対流による溶融割合よりはるかに多いことを実験により示している。Moallemi, Webb & Viskanta らも〔8,9〕、上記の〔2〕〔3〕と同様の系について同じような発表を行なっている。1987年に著者らは〔10〕、上記の Bareiss & Beer らが扱った水平円管内の接触溶融の系について、より詳細な実験と解析を行なってみた。すなわち、Bareiss & Beer ら

は接触部分での液層内の伝熱を最初から熱伝導と仮定し、相変化にともなう固液界面での吹き出しの影響や、液層内の流れを考慮していないが、それらの効果を全て含めた、より厳密な系を解析した。また Roy & Sengupta らは〔11〕、球殻内の接触溶融について発表している。この頃、接触溶融現象の基礎的な性質についてはほぼ明らかになり、複雑な系や、伝熱促進に目を向けた研究が見られるようになる。著者らも、水平フィン上での接触溶融や〔12〕〔14〕、さらには傾斜したフィン上で残存固相が姿勢を変えて移動しながら接触溶融する系の実験と数値解析〔13〕を行なった。また Taghavi は〔15〕、遠心力を利用して固相を伝熱面に押し付け、液層の厚さを減少させることによって溶融速度を高める工夫をしている。著者らは〔16〕、伝熱面に細い溝を加工することによって、より効果的に溶融速度を高める方法を示した。

本稿では以上の研究の内、著者らが発表した文献〔2〕〔3〕〔6〕〔13〕について簡単に紹介する。

### 記号

c: 液体の比熱, d: 固相の初期高さ (図5), g: 重力の加速度, H: 時刻tの固相高さ, k: 液体の熱伝導率, L: 融解潜熱, p: 圧力 (ゲージ圧), P: 平均接触面圧 (ゲージ圧), q: 平均熱流束,  $q_A$ : qの時間平均, r, z: 座標系 (図2), R: 溶融固体および伝熱面半径, t: 時間, T: 温度,  $T_w$ : 伝熱面温度,  $T_m$ : 融点,  $\Delta T = T_w - T_m$ , u: r方向速度, v: z方向速度,  $\alpha$ : 液体の温度伝導率  $\beta$ : 4節では傾き角 (図8), 3節では式(17)に定義される定数,  $\delta$ : 液層厚さ,  $\rho_l$ : 液相の密度,  $\rho_s$ : 固相の密度,  $\Delta \rho = \rho_s - \rho_l$ ,  $\mu$ : 粘性係数

### 2. 接触溶融現象の基礎

接触溶融現象の基本的な性質を知る意味で、図2に示すように、融点より高い均一温度の水平な伝熱面上に、中心軸が垂直になるように押し付けられて溶融する融点に保たれた円柱固体の系を考えてみる。固液相変化界面と伝熱面の間に形成される薄い液層の寸法形状や温度・速度分布が定常状態に達している時、液層内の基礎式、境界条件は以下になる。

基礎式:

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* u^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial v^*}{\partial z^*} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial r^*} = \frac{\mu \alpha c \Delta T}{P R^2 L} \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \quad (2)$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial z^*} = 0 \quad (3)$$

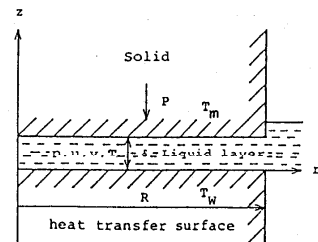


図2 接触溶融の伝熱モデル

$$v^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = \frac{L}{c\Delta T} \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^{*2}} \quad (4)$$

境界条件：

$$z^* = 0 : T^* = 1, u^* = v^* = 0 \quad (5)$$

$$z^* = \delta^* : T^* = 0, u^* = 0 \quad (6)$$

$$v^* = \left( \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right)_{z^*=\delta^*} = C^* \quad (7)$$

$$r^* = 0 : u^* = 0 \quad (8)$$

$$r^* = 1 : p^* = 0 \quad (9)$$

$$\int_0^1 p^* r^* dr^* = \frac{1}{2} \quad (10)$$

無次元数：

$$r^* = r/R, z^* = z/R, \delta^* = \delta/R,$$

$$p^* = p/P, u^* = u \rho_1 LR / (k\Delta T),$$

$$v^* = v \rho_1 LR / (k\Delta T), T^* = (T - T_M) / \Delta T,$$

$$q^* = \frac{R}{k\Delta T} q = -2 \int_0^1 \left( \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right)_{z^*=0} r^* dr^* \quad (11)$$

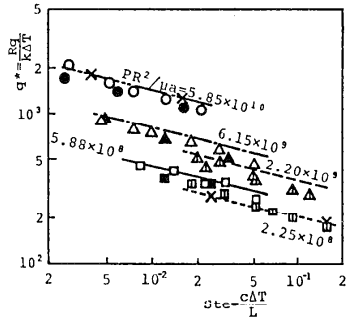


図3 実験と計算の比較

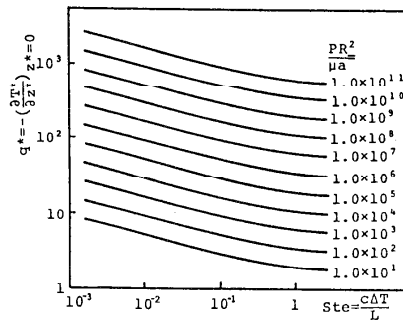


図4 熱流束の計算結果

液層が極めて薄いため慣性力は無視できるほど小さく、式(2)に示されるように、圧力項と粘性項の釣り合う系となる。また、固液相変化界面の形状が変化しない定常状態では溶融速度は相変化界面上で一様であり、式(7)の  $C^*$  の値は半径方向  $r^*$  には変化しない。式(10)は、固相を押し付ける力と固液界面に作用する圧力（大気圧との差圧）による力との釣り合いを表わす。上式より明らかなように、基礎式(1)～(4)を解いて得られる無次元温度  $T^*$  の解は  $c\Delta T/L$ 、 $PR^2/(\mu\alpha)$ 、 $r^*$ 、 $z^*$  だけの関数となる。その結果、式(11)の無次元熱流束  $q^*$  は、ステファン数  $c\Delta T/L$  と無次元押し付け力  $PR^2/(\mu\alpha)$  だけの関数となる。文献〔3〕に式(1)～(10)を数値計算する手順と結果を詳細に示した。その際、液層厚さ分布（固液境界面形状）も同時に計算した。数値計算の結果を、文献〔2〕で報告した、氷とオクタデカンを用いた実験結果と比較して図3に示す。両者はよく一致している。また、無次元熱流束  $q^*$  とステファン数  $c\Delta T/L$  および無次元押し付け力  $PR^2/(\mu\alpha)$  の関係は図4のように計算される。詳しくは文献〔3〕を参照されたい。図4の関係を式で表わすと式(12)のようにまとめられる。ステファン数が1以下の時や、液層内の伝熱を熱伝導と仮定する時の式については文献〔6〕に示されている。

$$q^* = (P^*)^{0.25} (Ste)^{-0.25} f(Ste) \quad (12)$$

ただし、 $P^* = PR^2/(\mu\alpha)$ ,  $Ste = c\Delta T/L$

また、

$$f(X) = 0.915 + 0.168X - 0.00608X^{2.64} \quad (13)$$

$$(X = 10^{-3} \sim 4.0)$$

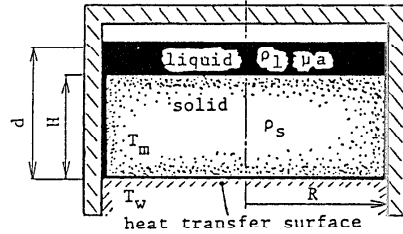


図5 水平平板型蓄熱装置

### 3. 接触溶融を利用する潜熱蓄熱の特性

接触溶融時の熱流束は、通常の固液相変化に見られる熱伝導や自然対流によるもの比べてはるかに大きく、その結果、相変化は速やかに進行する。そのため、潜熱蓄熱装置の蓄熱（溶融）過程の熱流束を高める方法の一つとして、接触溶融を積極的に取り入れることが考えられる。図5の蓄熱装置においては、半径 R の伝熱面が装置底面に配置され、固相が白らの重力と浮力の差によって伝熱面に押し付けられて接触溶融している。溶融過程が進行するにつれて残存固相量が減少するため、押し付け力も減少し、伝熱面熱流束が徐々に低下する。初期高さ d の固相が溶融して無くなるまでの熱流束の経時変化は文献〔6〕に解析されているが、以下に要点を示す。

時刻 t における残存固相高さを H とすると、無次元押し付け力は次のようになる。

$$P^* = H^* g R^2 (\rho_s - \rho_l) d / (\mu \alpha) \quad (14)$$

エネルギーの釣り合い式は

$$dH^* = -q^* dt^* \quad (15)$$

である。式(12)~(15)から微分方程式を導くと解は次のようになる。

$$q^* = \beta (1 - 0.75\beta t^*)^{1/3} \quad (16)$$

ただし、

$$\beta = \left\{ \frac{gR^2(\rho_s - \rho_l)d}{\mu\alpha} \right\}^{0.25} (Ste)^{-0.25} f(Ste) \quad (17)$$

$$H^* = H/d, \quad t^* = k\Delta Tt/(R\rho_s Ld)$$

式(16)は図6に示すように、氷を用いた実験結果と良好に一致する。実験値の方が早く溶融終了するのは、側面からのわずかな溶融

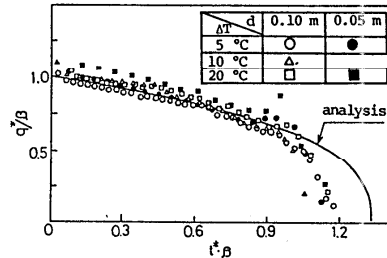


図6 熱流束の経時変化

表1 種々の物理量に対する K の値

X	K
d, ρ <sub>l</sub> , Δρ	0.25
μ	-0.25
R	-0.5
k	0.75
c	$0.25 + \frac{-0.229+0.126Ste}{0.915+0.168Ste}$ (0~0.155)
L	$\frac{0.229-0.126Ste}{0.915+0.168Ste}$ (0.095~0.25)
ΔT	$1 + \frac{-0.229+0.126Ste}{0.915+0.168Ste}$ (0.75~0.905)

によって固相の半径が減少し、液層が解析より薄くなることによる。式(16)に基づいて、固相が解け初めてから解け終わるまでの平均熱流束  $q_A$  を求め、種々の物理量の変化が平均熱流束に及ぼす影響の大きさを次式の  $K$  で表わすと表 1 の結果が得られる。

$$\frac{\partial q_A}{q_A} = K \frac{\partial X}{X}$$

接触溶融を促進させるには、液層の熱伝導率を高めること、伝熱面の温度を高めることのほかに、伝熱面の半径を小さくすることが効果的であることがわかる。

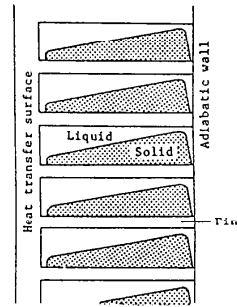
#### 4. 傾いたフィン上の接触溶融過程

図 7 (a) は、蓄熱時の熱流束を高めるために伝熱面に垂直な板フィン列が水平に取りつけられた蓄熱装置の蓄熱過程のスケッチである。接触溶融の生じているフィン部の温度は伝熱面に近いほど高いため、固相は反時計方向に緩やかに回転しながら溶融する。残存固相を温度の高い伝熱面側に引き寄せる意味で、系を図 7 (b) のように傾けると、固相はフィンの上面とだけでなく、

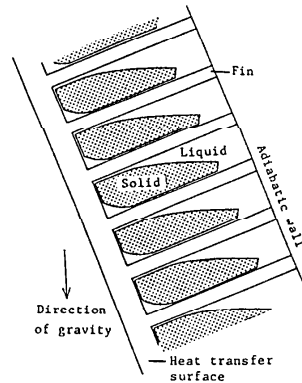
フィン下面ともさらには伝熱面とも接触しながら溶融する。このような系の溶融過程は、単に伝熱現象だけではなく、残存固相の姿勢にかかわる力学的な条件が加味された複雑な問題となる。著者らは文献〔13〕で、固相に働く重力、浮力のほか、固相表面に働く剪断力、接触溶融部での静圧を考慮した溶融過程のシミュレーションを行い、図 8 に示す装置を用いたオクタデカンによる実験結果と比較してみた。傾き角  $\beta = 30^\circ$  の場合の数値解析と実験の結果を図 9 に比較する。両者は極めてよく一致している。

#### 5. むすび

この稿の冒頭にも述べたように、最近急速に研究の進んだ接触溶融現象も初期の研究段階はほぼ終了し、大筋の物理現象や伝熱特性は既に解明されたと思われる。今後は、その伝熱特性をいかにうまく活用するかが重要である。著者らも目下、3. 節に述べたように、伝熱面に細い溝を加工して伝熱を促進する研究を行なっている〔16〕。



(a) フィンが水平な場合



(b) フィンが傾斜している場合

図 7 フィン上の接触溶融

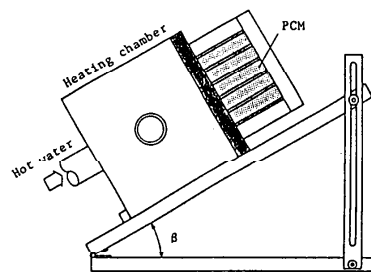


図 8 実験装置

文献

- [1] Bareiss M. & Beer H., Int. J. Heat Mass Transf., 27-5(1984),739.
- [2] 斎藤彬夫・ほか3名, 機論, 50-458 (1984),2393.(Bull. of JSME, 28-240(1985), 1142.)
- [3] 斎藤彬夫・ほか3名, 機論, 50-460 (1984),2977.(Bull. of JSME, 28-242(1985), 1703.)
- [4] Sparrow E.M. & Myrum T.A., J. of Heat Transf., 107-3(1985), 533.
- [5] Moallemi M.K. & Viskanta R., J. of Heat Transf., 107-2(1985), 451.
- [6] 斎藤彬夫・ほか3名, 機論, 52-473 (1986),110.
- [7] Sparrow E.M. & Geiger G.T., Int. J. Heat Mass Transf., 29-7(1986), 1007.
- [8] Moallemi M.K. et al., J. of Heat Transf., 108(1986), 894.
- [9] Moallemi M.K. & Viskanta R., Int. J. Heat Mass Transf., 29-6(1986), 855.
- [10] 斎藤彬夫・ほか2名, 機論, 53-491(1987),2130.
- [11] Roy S.K. & Sengupta S., J. of Heat Transf., 109(1987), 460.
- [12] 長久保神一郎・斎藤彬夫, 日本冷凍協会論文集, 4-3(1987), 199.
- [13] 斎藤彬夫・ほか3名, 機論, 54-501(1988),1123.
- [14] 斎藤彬夫・長久保神一郎, 日本冷凍協会論文集, 5-1(1988), 133.
- [15] Taghavi K., J. of Heat Transf., 112(1990), 137.
- [16] 斎藤彬夫・洪熙基, 機論, 57-541(1991)

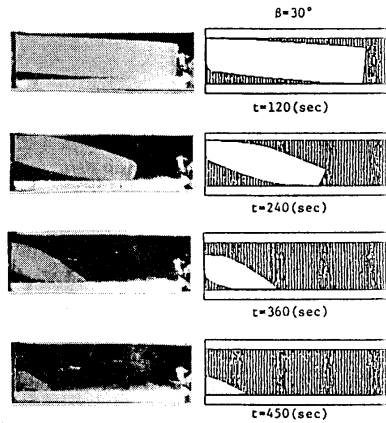


図9 計算と実験の比較



## 1. はじめに

最近、空調設備関係において、夜間電力を利用して電力負荷の平坦化を図る氷蓄熱システム<sup>(1)</sup>が注目されている。この氷蓄熱システムは水から氷に相変化する際の潜熱を利用するため、冷水蓄冷システムと比べて蓄冷容積を小さくできることから、高密度化された日本の都市社会において特に検討されつつある。しかし、蓄冷過程で過冷却が生じると、冷凍機の成績係数の低下を引き起こすことから、最近過冷却を伴う水の凝固問題が研究されるようになった。

水の過冷却現象に関する研究は、古くからこの現象が雲および降水の物理学に深く関連していることで、主として気象学を中心として、数多くの研究が行われてきた。しかし、過冷却現象自体が非常に不安定で、複雑な実験条件がからみ合うために、それらの結果もまちまちであった。これに対し、Bigg は、混じり合わない異種の液体境界面に浮遊させた微少な水滴の過冷却凝固を実験的に調べ、これを確率を用いて検討し、初めて成果を挙げた<sup>(2)</sup>。

しかし、実用的観点から過冷却解除の要因を見ると、振動や水の冷却面との接触状態等の外部要因、対流により引き起こされる流動様式や液体の純度等の内部要因が挙げられるが、実際にはこれらの要因が複雑に作用して生じているものと考えられる。したがって、これらの研究から得られた過冷却現象の知見を氷蓄熱の場合にそのまま適用することは、困難と思われる。

これらを解決するための一つの方向として、斉藤らは各要因による過冷却解除温度への影響を一つずつ明らかにし、それらの結果を踏まえて実際的な問題に対処していくことが肝要であると考え、冷却面<sup>(3)</sup>および水の体積<sup>(4)</sup>の過冷却解消温度への影響を確率的概念を導入し報告している。

ところで、静止した多量の水を冷却すると水自体が温度分布を有すようになることから自然対流が生じ、これにより流動様式の推移が起こる。そこで、筆者らの一人は、自然対流の過冷却解除温度(=氷点ー過冷却領域での最低温度、以後これを過冷度と称す)に及ぼす影響を調べるため、密閉された矩形容器を用いて、容器高さを変化させながら、上面および下面冷却を行い、それらを比較して検討した。そして、対流による過冷却水の微少な乱れが過冷却解除に重要な影響を与えていることを、報告した<sup>(5)</sup>。このような水の冷却による自然対流問題を扱った研究としては、水は4°Cで密度が最大となるという特異性があるため、実験および数値計算の両面から数多く研究されている<sup>(6)</sup>。しかし、過冷却領域までを扱った研究は少なく、寒冷地での凍結による水道管・パイプラインの閉塞あるいは破裂に関連したGilpin や Cheng らによる研究<sup>(7)(8)</sup>が見いだせる程度である。

筆者らは、上述の結果を踏まえて、流動様式の推移と乱れとは何らかの相関があるもの、および流動様式の推移は過冷却解除の他の要因に比べ大抵的評価が比較的容易ではなかろうかと考えて、流動様式の推移と過冷却解除の関係を研究することとした。このため、筆者らは実験および数値計

算による流れ場および温度場の可視化を行って、密度反転を伴う複雑な自然対流場における流動様式の推移を理解するようにした。ここでは、頁数の制約上、筆者らの研究紹介の内容で恐縮であるが、筆者らが、氷蓄熱槽熱交換器システムのなかで最も普及している ice-on-coil 型不凍液循環方式に関する基礎的な研究として行った、水平同心円筒間隙および鉛直方向に置かれた水平二円筒まわりの流動様式と過冷却解除の関係を述べることで、水の過冷却凝固の研究トピックスとさせて頂きたい。

## 2. 水平同心円筒間隙

筆者らは、冷却速度および半径比（外円筒半径／内円筒半径）を変化させて、円筒間隙における流動様式の推移と過冷却解除の関係を実験および数値計算の両面から調べた。ここでは、頁数の制約から、半径比2.5（内円筒半径10mm）の場合<sup>(9)</sup>についてのみ述べることにする。図1に、試験部の概略図を示す。内円筒の冷却は、冷却された冷媒を循環させて行った。流れ場と温度場の可視化は、それぞれ Particle Image Displacement Velocimetry およびホログラフィ実時間干渉法を用いて、行った。図2は、流動様式の推移の代表的各段階に対応する流れ場と温度場の可視化写真を示す。冷却速度は、本稿では冷却速度により流動様式の推移に差異が現れるか否かに着目していることから、定量的表現は避け、単に冷却速度が小さいあるいは大きいと呼ぶことにする。

冷却速度が小さい場合、冷却を開始すると〔図(a)〕、内円筒まわりの水の密度が増加し、下向きの対流が生ずる。内円筒が約4℃以下になると、密度反転により上向きの対流が生じ始める。図(b)は、上向きと下向きの対流領域が水平軸方向にほぼ同じ大きさを占めている場合である。図(c)になると、上向きの対流領域はより上方に広がって行くが、この段階では内円筒上部に達しないで途中から剥離し外円筒に向かって流れる。また、この対流に対応して内円筒上方には逆向き（内円筒に沿って下向き）の対流領域が存在していることも注目される。図(d)になると、内円筒に沿って上昇する対流領域は、内円筒上部に完全に達するようになり、その位置から外円筒に向かって上昇し、上向きの対流領域はその領域をさらに間隙下方にまで広げていく。このパターンの直後、過冷却解除となる。この際の過冷却領域は、干渉縞写真から内円筒近傍および間隙上方の領域であると推算できる。なお、この際の過冷度は、4.5Kであった。

冷却速度が大きい場合の流動様式の推移も、冷却速度の小さい場合の図(a)～(c)と同様に推移して行く。しかし、この場合冷却速度が小さい場合と異なり、図(c)のパターンのままで過冷却解除に至る。ここで示した図(e)が、過冷却解除直前のパターンである。これらの原因を検討するため、図(c)と図(e)を比較すると、内円筒上部上方に見られる等密度線の凹部が、冷却速度が大きい場合、より内円筒上部側に接近して現れていることがわかる。これは、冷却

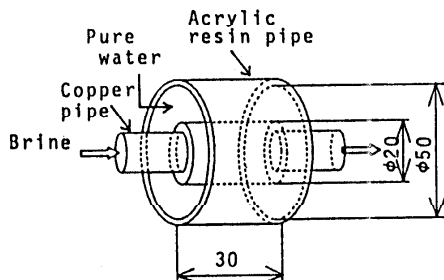
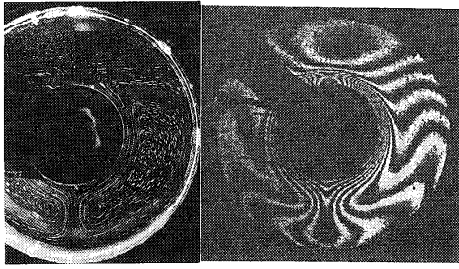
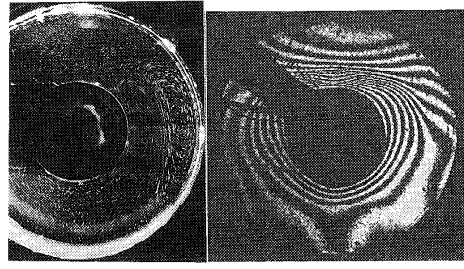


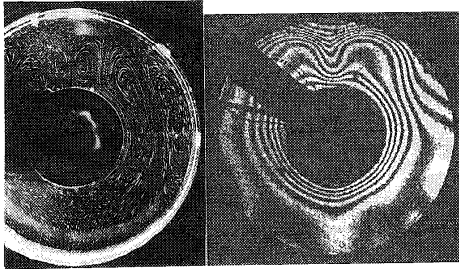
図1 同心円筒間隙試験部



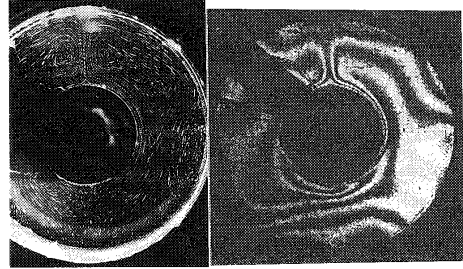
(a) 段階 I



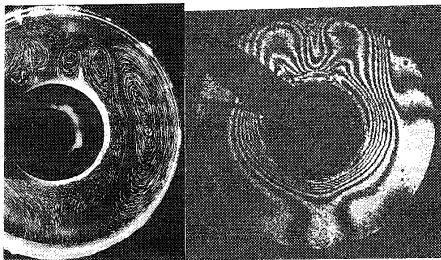
(b) 段階 II



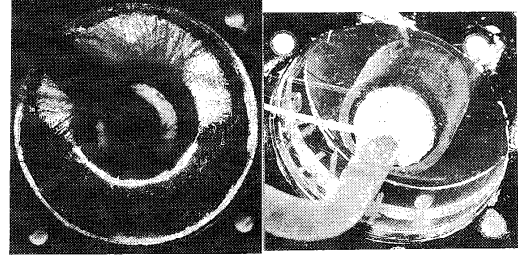
(c) 段階 III



(d) 段階 IV



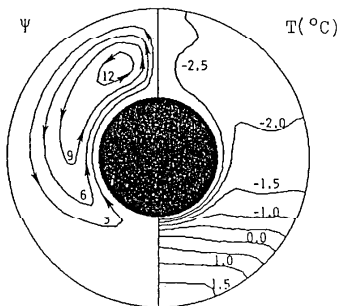
(e) 冷却速度大の場合の段階 III



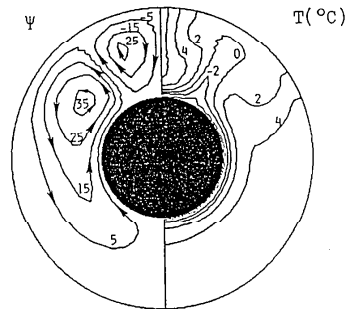
(a) 冷却速度小の場合 (b) 冷却速度大の場合

図2 同心円筒間隙内での流れ場と温度場の推移

図3 過冷却解除時に形成された氷



(a) 冷却速度小の場合



(b) 冷却速度大の場合

図4 同心円筒間隙数値計算結果

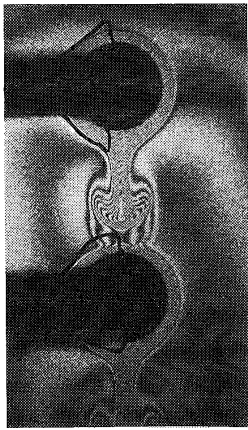
速度が大きい場合、内円筒上部上方に存在する小さな対流領域の対称軸上の下向きの流れが、より大きい速度で内円筒上部に向かって流れていることを示している。したがって、冷却速度の大きい場合、冷却速度が小さい場合に比べ、対称軸上の下向きの流れが、内円筒上部に、より大きな圧力上昇を引き起こし、これがトリガーとなって内円筒に沿う上向きの流れが内円筒上部に達しない段階で過冷却解除に至るものと考えられる。また、図(e)での、干渉縞写真から推算される過冷却領域は、内円筒近傍と剥離流のごく一部の領域であり、この際の過冷却度は2.9Kであった。なお、過冷却解除終了時に観察された氷を、参考のため図3に示す。

つぎに、数値計算結果を図4に示す。数値計算は、支配方程式に流れ関数 $\psi$ と温度 $\omega$ を導入し、ブジネ近似の下、浮力項における密度を温度の関数として近似して<sup>(8)</sup>、有限差分法によって行った。境界条件としては、実験結果と比較するため、実験から得られた冷却速度を内円筒の冷却条件として、また外円筒には断熱条件を与えた。この図は、いずれも過冷却解除直前の段階のものであるが、実験結果で述べた流動様式がよく再現されている。

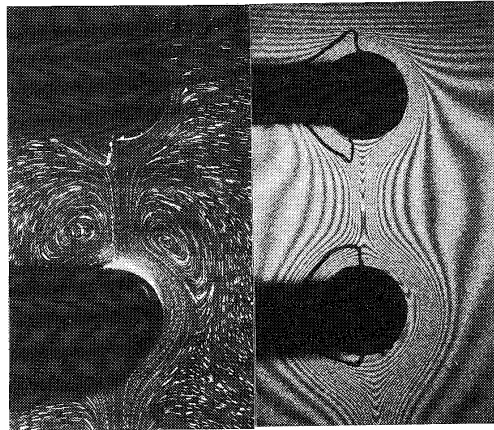
### 3. 水平二円筒（鉛直方向に配置した場合）<sup>(10)(11)</sup>

鉛直方向に配置した水平二円筒の場合には、上向き・下向きの対流領域が上・下円筒間で干渉し合うため、一層複雑な流動様式の推移が見られる。

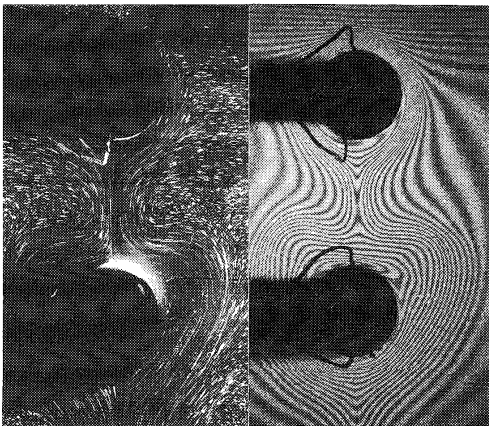
筆者らは、冷却速度のほか円筒間距離（軸間距離）を変化させて、円筒間隙と同様実験および数値計算の両面から流動様式の推移と過冷却解除の関係を調べてみた。試験部は、縦180mm横130mm奥行き20mmの矩形容器のほぼ中央に鉛直方向に直径15mmの円筒を二本水平に配置させ、冷却された冷媒を下側円筒から上側円筒へと循環させ冷却を行った。その結果、冷却速度が大きい場合、軸間距離に依らず下側円筒から過冷却解除するが、冷却速度が小さい $1/d=1.5, 2.0$ （ $1$ :円筒軸間距離、 $d$ :円筒直径）の場合まず上側円筒で、続いて下側円筒で連続的に過冷却解除する。しかし、 $1/d=2.5$ の場合上側円筒から下側円筒が過冷却解除するまでに、約20～30分の時間を要する。図5は、 $1/d=2.5$ 、冷却速度が小さい場合の流れ場と温度場の推移を示す。冷却が始まると、上・下両円筒とも円筒に沿って下向きの対流が生じる〔図(a)〕。その結果、下側の円筒がより冷却される。図(b)になると、円筒壁温が約4°C以下（下側円筒壁温約-3°C）となっているにもかかわらず、この段階での写真からは密度反転後の円筒に沿った上向きの対流は明確に観察することができない。図(c)の段階で、下側円筒近傍に上向きの対流領域が大きく成長しつつある（同心円筒間隙の段階Ⅲに対応）のが確認できる。しかし、上側円筒では円筒下部近傍に上向きの対流領域らしきものが見受けられるが、未だ不明確である。なお、この段階では下側円筒まわりの上向きの対流領域はまだ円筒上部には達していない。図(d)になると、下側円筒まわりの上向きの対流領域は完全に下側円筒上部に達するようになるが、上側円筒には到達していない。図(e)は、過冷却解除直前のパターンであるが、この段階で初めて下側円筒まわりの上向きの対流は上側円筒に到達し、この直後上側円筒で過冷却解除が起こる。この過冷却解除の過程において、上側円筒まわりで生じた針状結晶氷が下側円筒上部に向かって進行するが、 $1/d=2.5$ の場合はその進行が下側円筒に達する前に止まり、やがて針状結晶氷は融解



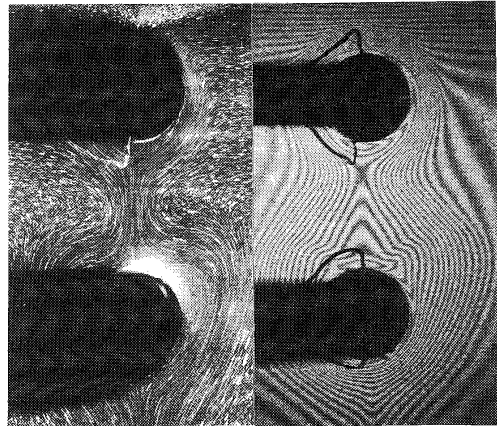
(a) 段階 I



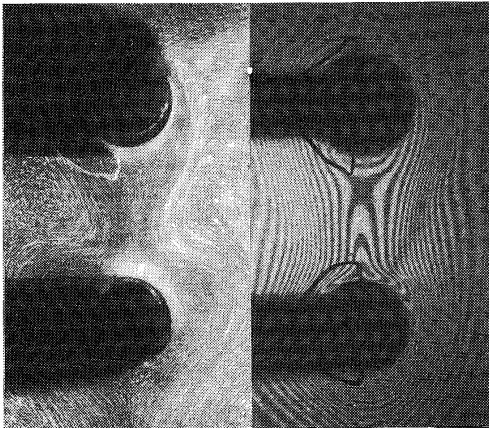
(b) 段階 II



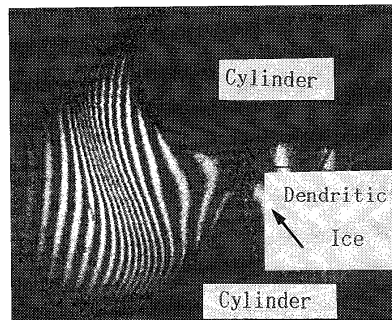
(c) 段階 III



(d) 段階 IV

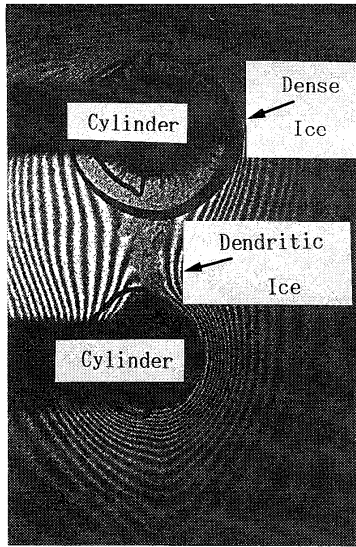


(e) 段階 V



(f)  $1/d=2.0$ の場合

図5 水平二円筒まわりの流れ場と温度場の推移 (その1)



(g) 下側円筒過冷却解除瞬間

図5 水平二円筒まわりの流れ場と  
温度場の推移 (その2)

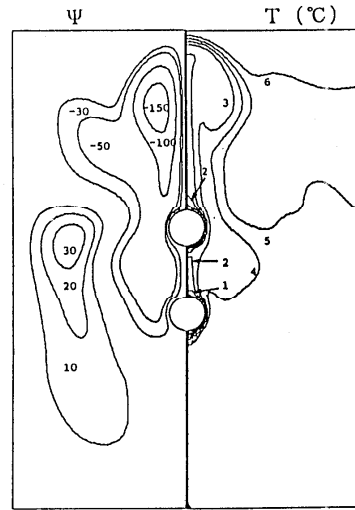


図6 水平二円筒数値計算結果

してしまう。しかし、 $1/d \leq 2$  の場合は、過冷却解除時のこの進行が下側円筒下部まで到達し、上側円筒に引き続き連続的に過冷却解除が起こる [図(f)]。この、冷却速度が小さい場合、 $1/d$  に依らず上側円筒が先に過冷却解除する原因としては、下側円筒まわりの上向きの流れが上側円筒まわりの上向きの流れと合流し、その結果上側円筒で圧力変動が生じるためと思われる。ここで、前述の円筒間隙の冷却速度が大きい場合の過冷却解除機構を思い出して頂ければ、これらの二つの研究から過冷却解除の要因として冷却面上の圧力変動が大きな役割を果たしていることがわかる。

$1/d=2.5$  の場合に話を戻すと、過冷却解除後、時間とともに上側円筒では次第に円筒まわりに氷が成長して行くのに対し、下側円筒では円筒に沿う上向きの流れが上側円筒での氷の下部に向かって上昇し、上側円筒下部から下側円筒上部間の領域をより冷却して行く。過冷却解除後20~30分して、上側円筒下部から下側円筒上部間の領域が十分に冷却されるようになると、上側円筒での氷の下部に三角形状をした針状結晶氷が突然生じ、これが次第に下側に伸びて下側円筒に到達して、過冷却解除に至る [図(g)]。なお、上・下円筒間を連結した針状結晶氷は下側円筒で過冷却解除した後やがて融解する。

つぎに、この実験と平行して行われた数値計算結果を図6に示す。これは、下側円筒まわりで上向きの流れが上側円筒まわりの上向きの流れと合流した段階のものである。解析手法としては、同心円筒間隙の場合の手法に加え、物理座標系において物体適合格子を作成し、これを計算座標系に変換し、有限差分法により数値計算したもの<sup>(12)</sup>であるが、本数値計算手法を用いてもほぼ定性的には満足できる流動様式の推移パターンを得たことを述べておく。

#### 4. おわりに

本稿では過冷却凝固に関する研究トピックスということで、筆者らが氷蓄熱の基礎研究として現在行っている研究を紹介させて頂いた。本稿で述べたように、過冷却現象は不安定であり、解除についても様々な要因が考えられる。そのため、筆者らが注目した流動様式の推移の観点から過冷却解除を取り扱うことにはご異論をお感じの研究者諸兄もいらっしゃると思われる。研究者諸兄のご意見・ご助言を仰ぎたい。過冷却凝固は、本稿で述べた潜熱蓄熱のほか食品凍結<sup>(13)</sup>、新素材の製造<sup>(14)</sup>等の分野と直接結びついており、過冷却制御に関する今後の研究の進展がますます期待される。最後に、現在氷蓄熱技術に限っても、過冷却現象を利用したシステム<sup>(15)</sup>が考案され、それに関連して流動している場合の水の過冷却解除についても活発に研究<sup>(16)~(18)</sup>が行われていることを報告し、本稿の結びとしたい。

#### 参考文献

- (1) 例えば 射場本, 空気調和・衛生工学, **64-6** (1990), 433.
- (2) Bigg, E. K., Proc. Phys. Soc. Lond., Ser. B **66** (1953), 688.
- (3) 斉藤・ほか4名, 機論, **54-502, B** (1988), 1439.
- (4) 斉藤・大河・小金沢, 第27回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1990), 232.
- (5) 柏木・ほか3名, 機論, **53-490, B** (1987), 1822.
- (6) 例えば Seki, N., Fukusako, S., and Nakaoka, M., Trans. ASME, J. Heat Transfer, **97** (1975), 556.
- (7) Gilpin, R. R., Trans. ASME, J. Heat Transfer, **99** (1977), 419.
- (8) Cheng, K. C., Takeuchi, M. and Gilpin, R. R., Numerical Heat Transfer, **1** (1978), 101.
- (9) 鳴海・柏木・酒徳, 機論, **56-527, B** (1990), 2077.
- (10) 鳴海・柏木, 第27回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1990), 235.
- (11) 鳴海・ほか3名, 第1回環境工学総合シンポ講論 (1991), 38.
- (12) Thompson, J. F., Thames, F. C. and Mastin, C. W., J. Computational Physics, **24** (1977), 274.
- (13) 例えば 林・百生, 第28回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1991), 340.
- (14) 例えば 林・國峰, 第28回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1991), 346.
- (15) 小此木, 日本機械学会講習会教材 [No. 890-75] (1989), 61.
- (16) 稲葉・武谷・野津, 第28回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1991), 322.
- (17) 平田・田中, 第28回日本伝熱シンポ講論, Vol. I (1991), 325.
- (18) 鳴海・ほか5名, 平成3年度日本冷凍協会学術講演会講論 (1991), 投稿予定.

1. はじめに

強制対流により流動する液が低温伝熱面上に凝固する場合の特徴は、凝固層表面に温度境界層が形成されるため対流熱伝達による熱移動が凝固層の厚さや形状を大きく左右する点である。一般に、凝固層表面の熱伝達率が大きい場合には、流動液から凝固層への伝熱量が大きいため凝固層はあまり成長せず、逆に熱伝達率が小さい場合は凝固層は厚くなる。一方、熱伝達率は流れ場の変化に対応して変化するので、凝固層の形状変化は流れ場の変化となり、それが熱伝達率を変化させ再び凝固層形状に影響を与えることとなる。すなわち、凝固層形状・凝固層表面の熱伝達率・流れ場三者の相互影響を伴う伝熱問題であり、流れや温度の条件によっては凝固層表面は凹凸形状となり、いわゆる凝固界面の安定・不安定問題が関係してくる。よく知られている例としては、寒冷地において冬期間に河川表面に形成された凍結層裏側（水流に接する面）が波状を示す現象<sup>(1) (2)</sup>などが挙げられる。

2. 凝固界面の安定・不安定性

界面の不安定現象について、そのメカニズムの概略を、流れに平行に置かれた平板上凝固を例にとって説明する。ここで仮定として (a) 凝固層内の熱伝導は一次元、(b) 物性値一定、(c) 冷却壁温度は一樣で一定、を考えると凝固界面における熱バランスは次式で与えられる（図1参照）。

$$\rho L \frac{d\delta}{dt} = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\delta} - h(T_{\infty} - T_f) \quad (1)$$

ここに  $\lambda, \rho$  はそれぞれ凝固層の熱伝導率と密度であり、 $L$  は凝固潜熱である。準定常法を適用し式(1)を変形すると次式が得られる。

$$\frac{\rho L}{h(T_{\infty} - T_f)} \frac{d\delta}{dt} = \frac{\lambda \theta}{h\delta} - 1 \quad (2)$$

ここに  $\theta = (T_f - T_w) / (T_{\infty} - T_f)$  であり無次元冷却温度を表す。式(2)右辺第1項の無次元項は凝固界面から冷却平板へ除去される熱量と流動液から界面への伝熱量との比であり、凝固

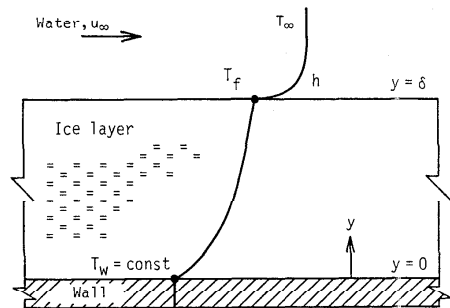


図1 凝固モデルと記号



層成長度合いを表すパラメータ  $G = \lambda\theta/h\delta$  といえる。  $G > 1$  で凝固過程，  $G < 1$  で融解過程，  $G = 1$  で定常状態を表す。  $G = 0$  では凝固層全体が融解温度に設定された後での融解過程に相当する。安定・不安定限界は  $G$  のみで表すことはできないが、一般に、  $G$  の値が小さいと凝固界面は不安定となる傾向にある。

### 3. 平板上流れの不安定凝固

#### 3.1 層流から乱流への遷移に起因する場合

一様に平行に置かれた平板上においては、平板先端からの距離  $x$  の増加に伴い層流境界層から乱流境界層へと変化する。一方、熱伝達については一般に層流より乱流の方が大きいので、遷移域での熱伝達率の変化は図2で示すように  $x$  の増加と共に増加する。定常状態における凝固層厚さは式(2)より

$$\delta = \lambda\theta/h \quad (3)$$

と表されるから、  $\delta$  は  $h$  に反比例する。したがって平板上の凝固層厚さは図2の形状を呈し、遷移域では  $x$  の増加と共に凝固層厚さが徐々に減少する。このような遷移形態をスムーズ遷移と称している<sup>(3)</sup>。一方、冷却度合が大きく凝固層が比較的厚い場合には、この遷移域で流れの剥離が生ずる。剥離域における熱伝達率は剥離しない場合とは全く異なるため、凝固層形状は大きな変化を受ける。すなわち剥離と再付着を伴う流れにおいては、再付着域で熱伝達率が極人となるから、凝固層はこの部分で最も薄くなり図3に示す形状となる。また剥離域の熱伝達率は上流の層流域より大きいので、剥離域の凝固層は徐々に融解する

(これは式(2)において局所的に  $G < 1$  となることに相当している)。これに伴い剥離点・再付着点が上流側へ移動するいわゆるMigrationが起る。このMigrationは、凝固界面での熱バランスが釣合った位置で停止し定常状態となる。このような流れの遷移形態をステップ遷移と称している<sup>(3)</sup>。これらは流れの遷移に伴う熱伝達変化に起因するものである。

#### 3.2 凝固界面の不安定性に起因する場合

流れが乱流の場合には、ある条件下で凝固面が不安定となり、例えば砂丘

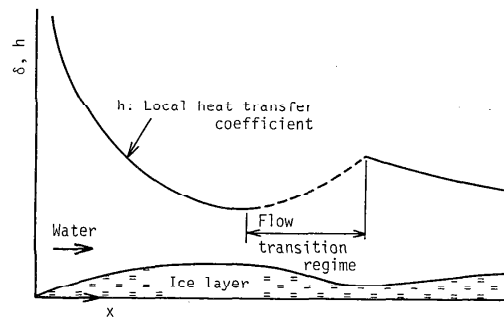


図2 流れの遷移に伴う凝固形状(スムーズ遷移)

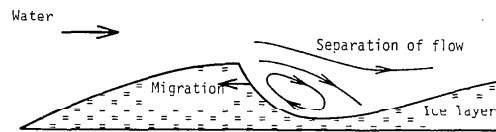


図3 剥離を伴う凝固形状(ステップ遷移)

で見られる風紋のような形状を呈する。この形状は正弦波的であったりまた、表面に剥離・再付着流を伴う小波である。Gilpinら<sup>(4)</sup>は、乱流境界層中で定常状態にある凝固層表面に、流れに直角方向に二次元半円形の溝をつけて外乱を与え、その振幅が増大するか減衰するかを実験的に観察し、凝固界面の不安定性を調べた。図4(a)-(c)に凝固層表面形状の変化の例を示してある。図4(a)では約2時間後に溝の下流側で小さな振幅の正弦波的形状の発達が見られるが、3.5時間以降でそれは消滅してしまい、凝固表面はもとの滑らかな状態へ復帰する。図4(b)は $\theta$ の値が図4(a)より大きく冷却度合が大きい場合である。溝の下流側では、凝固界面に二次元的で規則的な正弦波的形状が発達し、そのまま存在する。図4(c)は $\theta$ がかなり大きい場合である。約5時間後より溝下流側の正弦波形状の振幅が増大し、ついには頂部で流れの剥離が生じ凝固界面で剥離・再付着流が存在する凹凸形状となる。この凹凸形状は二次元的であり、下流側へ次々と形成されていく。なお、流速が大きい場合には、三次元的になることも観察されている。これらの凝固界面形状に対して図4(a)-(c)をそれぞれ、安定、中立、不安定と称している。図4では凝固界面形状は時間と共に下流側へ移動しているが、これは凹部の剥離・再付着流において、再付着域の熱伝達極大となる位置が、凝固層厚さが極小となる位置より下流側へシフトしているためと考えられ、図3の遷移域におけるMigrationとは異なる。

Gilpinら<sup>(4)</sup>はこの様な冷却平板上の安定・不安定限界を摂動法を用いて解析し、そ

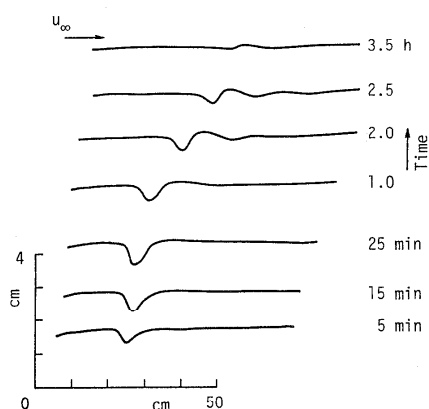


図4(a) 安定界面  $\theta=10.6$ ,  $Re\delta=2.5 \times 10^4$

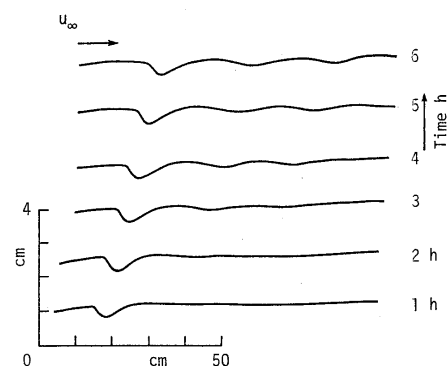


図4(b) 中立界面  $\theta=15.0$ ,  $Re\delta=1.4 \times 10^4$

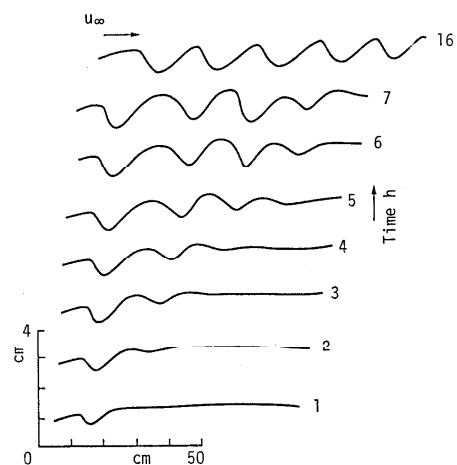


図4(c) 不安定界面  $\theta=44.0$ ,  $Re\delta=2.6 \times 10^4$

の結果、実験で与えた半円形状の極めて大きい外乱に対する結果と比較的良好一致を得ている。図5に解析と実験の比較を示す。凝固界面の安定性を支配する因子は、(1) 凝固界面から凝固層内への熱流束の大きさであり、一般に式(2)において $G$ が小さいと不安定となりやすい。平板上凝固においては $G > 2.3$ で不安定現象が得られないことが報告されている。また、(2)  $G$ の値が同じ場合には $\theta$ も $h$ も共に大きな値をとるほど不安定となりやすい。図4で $G=1$ ,  $\theta > 12$ で不安定となることが示されている。

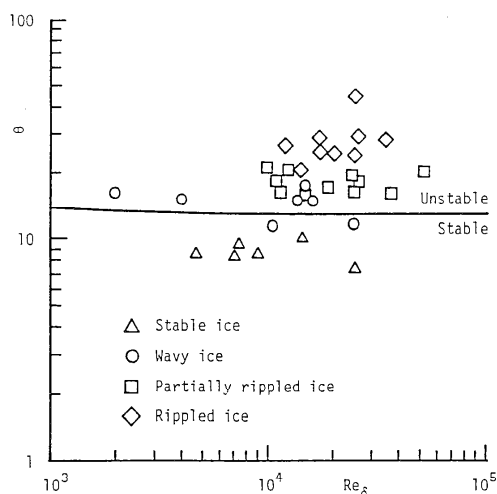


図5 凝固界面の安定・不安定限界<sup>(4)</sup>

#### 4. 円管内流れの不安定凝固

凝固を伴う円管内流れの特徴は、凝固層成長に伴い流れが加速され管下流ほど $Re$ 数が大きい点にある。したがって凝固層の成長度合により層流から乱流への遷移、さらに加速流れによる乱れ強さの減少などが生じ、これらの組み合わせにより凝固層形状は複雑さを呈する。

図6は凝固層形状の例を示してある。図6(a)は凝固層厚さが流れ方向に周期的に変化し、凹凸形状となって定常状態となっている。図6(b)は凝固層成長により閉塞したものであり、流路縮小部で閉塞していることが観察される。図6(a), (b)は流れの遷移に伴う不安定現象である。一方、図6(c)では式(2)の $G$ が非常に大きく凝固成長速度が速いため閉塞まで安定となってい

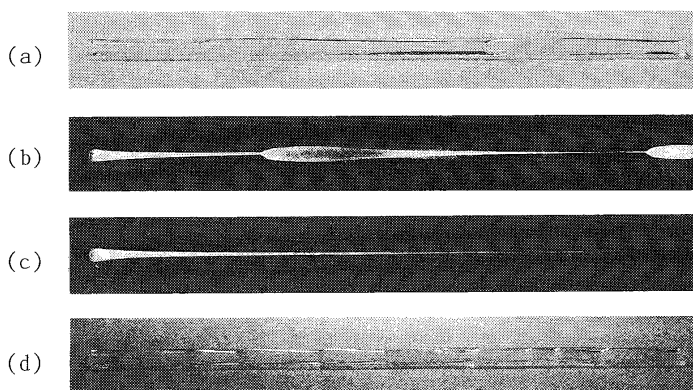


図6 円管内凝固層形状<sup>(16)</sup>。(a)  $\theta=5.2$ ,  $Re_{D,0}=4780$ 。(b)  $\theta=5.4$ ,  $Re_{D,0}=4930$ 。(c)  $\theta=11.7$ ,  $Re_{D,0}=4220$ 。(d)  $\theta=17.7$ ,  $Re_{D,0}=16700$ 。(  $Re_{D,0}$  : 初期レイノルズ数)

る。図6(d)は $\theta$ も $h$ も大きい場合である。凹凸形状の一周期の長さ(波長)が図6(a), (b)より極めて短くなっている。このような凹凸形状では流れの遷移に伴うものとは考えにくく2.2節で述べた界面の不安定性によるものと考えられる。

円管内流れの不安定凝固については、最初Gilpin<sup>(6)</sup>がガラス管を用いて観察し、凹凸形状発達の様了や管摩擦係数などを調べた。その後、Thomason and Mulligan<sup>(7)</sup>は不安定凝固に伴う管内の圧力変動を検出している。Hirataら<sup>(8)-(11)</sup>は流路縮小部の熱伝達率や凹凸形状の波長などを調べ、不安定条件下における閉塞条件を導いた。また、閉塞条件に及ぼす管摩擦係数の影響<sup>(12)</sup>や管入口の1つ目の凹凸形状の発生条件<sup>(13)(14)</sup>を調べた。さらに図7に示すように凝固層の形状パターンと流れ・温度条件との関連を調べ明らかにした<sup>(15)-(17)</sup>。

円管内流れの不安定凝固については、その後、曲り円管内<sup>(18)-(20)</sup>やオリフィスを有する円管内<sup>(21)</sup>においても調べられている。

### 5. 平行平板間流れの不安定凝固

平行平板間の凝固については、片面のみ凝固と両面凝固に分けられる。前者については長谷川ら<sup>(22)</sup>が不安定現象を解析しており、また、Sekiら<sup>(23)</sup>は非凝固面の温度境界層が及ぼす凝固層への影響について調べている。近年、田子ら<sup>(24)</sup>は、凝固を伴う平行平板間流れの乱れ強さ分布を測定し、下流側で流れの加速による層流化現象が起きていることを実測により確認した。一方、両面凝固については、流れの遷移に伴う凝固層ステップ形状の熱伝達率やその発生限界(図8)が報告されている<sup>(25)(26)</sup>。また、Weigand and Beer<sup>(27)</sup>は平行平板間にも円管

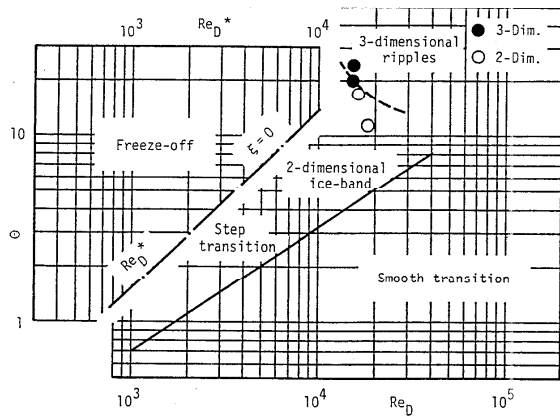


図7 円管内凝固の形状パターン<sup>(16)</sup>

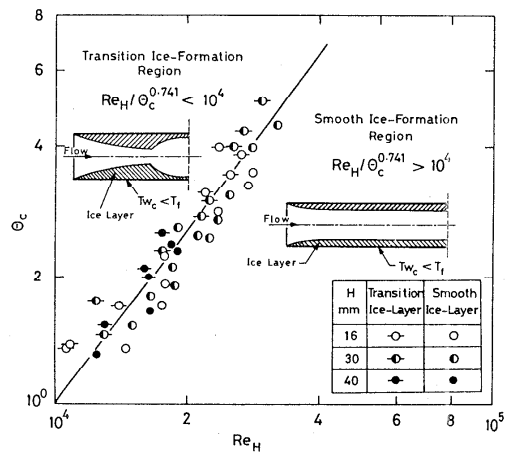


図8 平行平板間凝固の形状パターン<sup>(26)</sup>

内と同様な凹凸形状が観察されることを報告している。

## 6. おわりに

流動液が冷却面に凝固する場合の，凝固界面の不安定現象に対する従来の研究について述べた。この不安定現象がAshton<sup>(28)</sup>やHsu<sup>(29)</sup>らにより実験室で再現され研究され始めたのは僅か20年程前であり，1980年代後半になって多くの研究が報告されるようになってきた。近年では，乱流境界層における不安定現象を数値計算で予測する試み<sup>(30)</sup>もなされている。種々の冷却面形状や流れ・温度条件における凝固問題など今後の研究発展が期待される。

## 参考文献

- (1) Larsen, P.A., Heat Losses Caused by an Ice Cover on Open Channels, J. Boston Soc. Civ. Eng., 56 (1969), 45.
- (2) Ashton, G.D. and Kennedy, J.F., Ripples on Underside of River Ice Covers, Proc. ASCE 98 (HY9) (1972), 1603.
- (3) Hirata, T., Gilpin, R.R. and Cheng, K.C., The Steady State Ice Layer Profile on a Constant Temperature Plate in a Forced Convection Flow - Part II, Int. J. Heat Mass Transfer 22-10 (1979), 1435.
- (4) Gilpin, R.R., Hirata, T. and Cheng, K.C., Wave Formation and Heat Transfer at an Ice-Water Interface in the Presence of a Turbulent Flow, J. Fluid Mech., 99 part 3 (1980), 619.
- (5) Gilpin, R.R., The Morphology of Ice in a Pipe at or Near Transition Reynolds Numbers., AIChE Symp. Ser. - San Diego 75 (1979), 89.
- (6) Gilpin, R.R., Ice Formation in a Pipe Containing Flows in the Transition and Turbulent Regimes, ASME J. Heat Transfer, 103 (1981), 363.
- (7) Thomason, S.B. and Mulligan, J.C., Experimental Observations of Flow Instability During Turbulent Flow Freezing in a Horizontal Tube, ASME J. Heat Transfer, 102 (1980), 782.
- (8) Hirata, T. and Ishihara, M., Freeze-off Conditions of a Pipe Containing a Flow of Water, Int. J. Heat Mass Transfer, 28-2 (1985), 331.
- (9) 平田・石原, 円管内流れの凍結閉塞に関する研究, 機論, 51B-464 (1985), 1243.
- (10) 平田, 低温環境下における伝熱問題(3):管内流れの凍結と閉塞, 機械の研究, 41-2 (1989), 426. 養賢堂
- (11) Hirata, T., Ice-Band Structure on the Freezing of Flowing Water in Pipe, Freezing and Melting Heat Transfer in Engineering, eds. by Cheng, K.C. and

- Seki,N., (1991) in press, Hemisphere.
- (12) Hirata,T., Effects of Friction Losses in Water-Flow Pipe Systems on the Freeze-off Conditions, *Int.J.Heat Mass Transfer*, 29-6 (1986), 949.
- (13) 平田, 円管内流れにおけるリップル状凍結層の発生限界, *機論*, 52B-474 (1986), 894.
- (14) Hirata,T., The Effect of the Onset of Ice-Band Structure Upon the Freezing of Flowing Water in a Pipe, *Heat Trans.-Jpn.Res.* 16-3 (1987), 8.
- (15) 平田・松沢, 円管内流れの凍結挙動に関する研究, *機論*, 53B-486 (1987), 553.
- (16) Hirata,T. and Matsuzawa,H., A Study of Ice-Formation Phenomena on Freezing of Flowing Water in a Pipe, *ASME J.Heat Transfer*, 109-4 (1987), 965.
- (17) Hirata,T., Recent Advances in the Study of Formation of Ice-Band Structure in Water-Flow Pipe, *Proc. 1st Int.Symp. on Cold Regions Heat Transfer, Edmonton* (1987), 39.
- (18) 追分・稲葉, 曲り円管の凍結破壊 (第1報), *機論*, 51B-471 (1985), 3777.
- (19) 稲葉ほか3名, 曲り円管の凍結破壊 (第2報), *機論*, 53B-495 (1987), 3317.
- (20) 稲葉ほか3名, 曲り円管の凍結破壊 (第3報), *機論*, 54B-500 (1988), 984.
- (21) 福迫ほか2名, オリフィスを有する水平円管内凍結挙動, 第28回伝熱シンポ, 1 (1991) 331.
- (22) 長谷川ほか2名, 壁から冷された二次元流路内での凍結面の形状, *機論*, 51B-472 (1985), 4047.
- (23) Seki,N.,Fukusako,S.and Younan,G.W., A Transition Phenomenon of Ice Formation in Water Flow Between Two Horizontal Parallel Plates, *Warme-und Stoffubertrag.* 18 (1984), 117.
- (24) 田子ほか2名, ダクト内凍結層界面上の流れ挙動, 第28回伝熱シンポ, 1 (1991), 328.
- (25) 関ほか5名, 冷却平行平板間を流れる水の非定常凍結, *機論*, 49B-446 (1983), 2172.
- (26) Seki,N., Fukusako,S. and Younan,G.W., Ice-Formation Phenomena for Water Flow Between Two Cooled Parallel Plates, *ASME J.Heat Transfer*, 106 (1984), 498.
- (27) Weigand,B. and Beer,H., The Morphology of Ice Structure in a Parallel Plate Channel, *Proc. 3rd Int.Symp.on Cold Regions Heat Transfer, Fairbanks* (1991), 167.
- (28) Ashton,G.D., Turbulent Heat Transfer to Wavy Boundaries, *Proc. 1972 Heat Transfer Fluid Mech.Inst.*, (1972), 200.
- (29) Hsu,K., Spectral Evolution of Ice Ripples, Ph.D.thesis, University of Iowa (1973).
- (30) Weigand,B., Personal Communication (1991).

1. はじめに

蓄熱材料の相変化特性は、潜熱蓄熱装置の性能に直接影響を及ぼす重要なファクターであるため、これまでもその凝固・融解特性に関して多数の研究が行われてきた<sup>(1)・(2)</sup>。また、最近では相変化物質を含む多孔質体内部の凝固・融解に関する研究<sup>(3)・(4)</sup>が、その現象の複雑さ故に増加している。しかし、多孔質体では通常固体の体積率が0.4程度であるため、総潜熱量に関して蓄熱材に適しているとは言い難い。

著者らはこれまで、相変化物質の伝熱特性の改善を目的として、低体積率のコイル状伝熱促進体を相変化物質中に分散させた混合材料の凝固・融解に関する一連の研究<sup>(5)・(8)</sup>を行ってきた。そして、このようなコイル状の伝熱促進体では、その形状効果はかなり大きいことや、2~3%の低体積率の促進体の存在によって、比較的大きな伝熱促進効果が得られることを明らかにした。今回は、このような混合材料の凝固・融解問題における主な実験結果及び数値計算について紹介する。

2. 実験装置及び方法

実験装置本体は図1に示すように蓄熱容器、噴流室、伝熱面、恒温面から成っている。噴流室内は、伝熱面の温度をできるだけ速やかに所定の温度とし、また一定温度に保つため、多数配置された細管によってブラインが伝熱面に均一に衝突する構造となっている。

実験の手順は次の通りである。まず、所定の体積率となるように銅コイルを蓄熱容器にランダムに詰め、十分に脱気した蒸留水を滴らす。凝固過程については、初め0°C付近に保持された水を伝熱面と恒温面に循環させて試験部内の温度を一定に保っておき、温度が均一になった後バルブの切り換えによって、伝熱面のみに約-10°Cのブラインを導入して上面から相変化させる。このとき氷の生成量は、恒温面中央に設けた管から相変化に伴う体積膨張によって押し

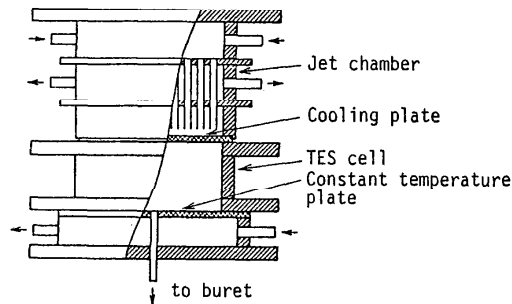


図1 試験部の構造

出される水量をビュレットで計測して求める。次に融解過程においては、やはり上面からの融解に関する実験を行う。コイルを混入した水を約0°Cの均一温度に凍らせた後、凝固の場合と同様の手順でバルブ切り換えにより、伝熱面側に約20°Cのブラインを導入して融解させる。

### 3. 実験試料

伝熱促進体として用いた銅コイルの寸法などを表1に、その概略を図2に示す。これらのコイルの素線径 $D$ は特にことわらない限り0.5mmとしたが、コイル直径 $D_c=9$ mmのみの実験については相変化に対する素線径の影響を検討するために、 $D=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ 及び0.8mmの銅素線による同寸法のコイルを用いた。また、コイルの軸長はすべて30mmとした。

### 4. 計算モデル

コイル状の伝熱促進体を含む水の相変化を数値計算によって求めるため、本研究では円柱形の伝熱促進体が格子状に配置された計算モデルを仮定した。モデルにおける温度点の配置と、温度点が代表する要素形状を図3に示す。その詳細は既報<sup>(5)</sup>で報告したのでここでは省くが、温度点○では隣接する温度点⊗との熱交換のみを考慮し、温度点⊗については隣接する○と水要素の温度点●との熱交換を、また水要素の温度点では温度点⊗と隣接の水要素との熱交換があるとした。すなわち、このモデルの特徴は有効熱伝導率などの見かけの熱物性値を用いないで計算できる点にある。また、このモデルでは、ランダムに存在するコイル素線を評価するために、温度点(○印)を結ぶ伝熱促進体の本数は0~数本まで存在できると仮定し、乱数によ

表1 コイルの寸法及び体積率

Coil diameter $D_c$ (mm)	Coil length (mm)	Wire length (mm)	Solid fraction $V_d$ (%)
2.0	30.0	50.0	6.0-7.5
3.0	30.0	150.0	5.0-7.0
5.0	30.0	200.0	3.0-5.0
9.0	30.0	150.0	1.4-3.0
12.0	30.0	200.0	1.5-2.5

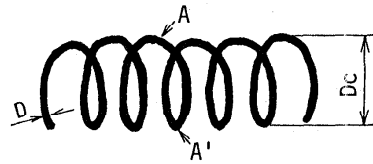


図2 コイルの概略図

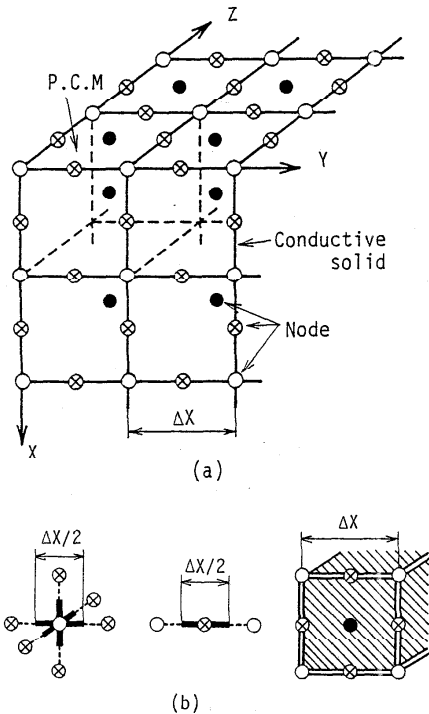


図3 計算モデル



てその本数無作意に定めた。さらに $\Delta X$ がコイル直径 $D$ 。(厳密には素線中心間距離)に、格子の上にある促進体の直径がコイル素線径に相当すると仮定した。

### 5. 実験結果及び考察

図4に各種直径のコイルを分散させた場合の、凝固過程における伝熱促進率  $V_i/V_o$  と促進体体積率 (コイル素線の体積率)  $V_d$  の関係を示す。ここで、 $V_i$  は伝熱促進体を含む場合の相変化量、また  $V_o$  は促進体を含まない (水のみ) 場合の相変化量である。本実験のような場合、各々の実験の境界条件 (伝熱面温度及び恒温面温度) を常に等しくすることは実験上困難である。そこで伝熱促進率を評価するための基準値  $V_o$  の値は、数値計算によって相変化量  $V_i$  を測定した実験の境界条件 (境界面温度の経時変化) に補正した値を用いた。その結果が図中の○印などでプロットしてある。図からわかるように、いずれの  $D_o$  においても  $V_d$  が大きくなるにつれて  $V_i/V_o$  が増加する。この傾向は  $D_o$  が大きいほど明確であり、2%程度  $V_d$  において相変化は1.2~1.4倍に促進されている。また、 $V_d$  が同じであれば  $D_o$  が大きいほど伝熱促進効果が大きい。これは  $D_o$  が大きいほど、熱流方向 (伝熱面から恒温面へと向かう方向) に沿ったコイルの素線部 (図2のA-A'部) の伝熱寄与が大きくなるためであると考えられる。

図中において実線は数値計算結果を示す。ここで、計算に用いた  $\Delta X$  は前述のようにコイル素線の中心で考えたコイル直径 ( $D_o - D$ ) にできるだけ近い値とし、境界条件は伝熱面及び恒温面温度をそれぞれ 10、0°C に固定して計算した。 $V_d$  に対する  $V_i/V_o$  の計算値は定性的に実験値と同様な傾向を示しているが、全体的には実験値が計算値よりも小さく、とくに  $V_d$  が小さいときこの傾向は大きくなる。これは、 $V_d$  が小さいとき伝熱促進体の密度が疎となるため、促進体の配列や促進体相互の接触状態が理想通りにならないからと考えられる。

図5に、 $V_i/V_o$  とコイル径に対する素線径の比  $D/D_o$  との関係を示す。ここで、実線が計算値、○印が  $V_d=3\%$  の実験値である。図から明らかに  $D/D_o$  の増大とともに  $V_i/V_o$  は減少している。これは  $D/D_o$  を大きくすると、コイル全体の表面積が減少し、コイルの素線内を伝導する熱量に比較して素線表面から水部分へ伝わる熱量が減少するため、相変化量が減少するためと考えられる。実験値が計算値よりも小さいのは、 $V_d$  が一定であれば  $D/D_o$  の増大とともにコイル数が減少するため、ここでもコイル相互の配列及び接触

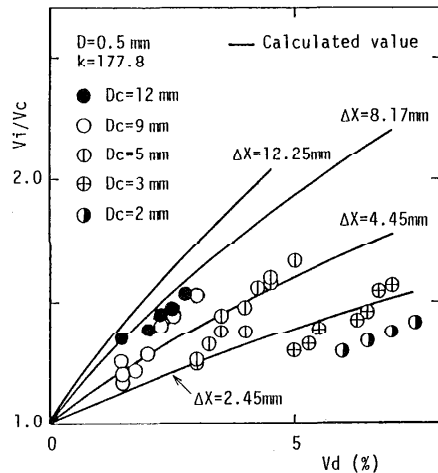


図4 凝固における伝熱促進率と促進体体積率との関係

が理想通りにならないからであろう。

図6に、熱伝導率比 $k$ （促進体の熱伝導率/水の熱伝導率）による伝熱促進率 $V_i/V_0$ の変化の計算値を示す。図から $k$ が大きくなれば $V_i/V_0$ は当然増加するが、 $k$ が50以上になるとかなり増加率が大きくなり、とくに $V_d=4\%$ ではそれが顕著である。図の破線は促進体が銅の場合を表しているが、これからも銅が促進体として有効であることがわかる。

次に融解過程について述べる。融解では、凝固の場合と異なり自然対流の影響が大きいことはよく知られている。そこで、このようなコイル状促進体を混入した場合の融解時における自然対流の影響を見るために、水中にアルミ粉（#320）を少量注入して写真撮影を行った。図7

は、0.5mmの銅線で直径9mmの軸の長いコイルを作製し、互いに直交させ重ねたものを水の中に入れ、そのときの融解時の流れの様子を示す。図8は比較のためコイルを入れない水みの融解の場合を示す。コイルの体積率 $V_d$ は0.93%にすぎないが、水みの場合と比較して渦の大きさがかなり小さくなり、その流速も遅くなることが観察された。また、流れの様子はコイル素線周辺に残っている氷の表面形状にも影響されている。このように融解の場合、対流発生により、伝熱促進率を求めるとき基準値 $V_0$ を数値計算によって補正することは困難である。そこで、本研究では水みの融解実験を多数行って、その平均値を基準値 $V_0$ と定義した。このようにした場合、各実験毎の基準値のばらつきは1%以内であった。図9に、実験開始後50分における伝熱促進率 $V_i/V_0$ と促進体体積率 $V_d$ との関係を示す。凝固過程と同様に、 $D_c$ の増加によって $V_i/V_0$ が大きくなること、さらに $D_c$ が大きいほど $V_d$ に対する $V_i/V_0$ の増加率は大きくなることがわかる。ただし、 $V_i/V_0$ の値は $D_c=12\text{mm}$ 、 $V_d=2\%$ の場合で約

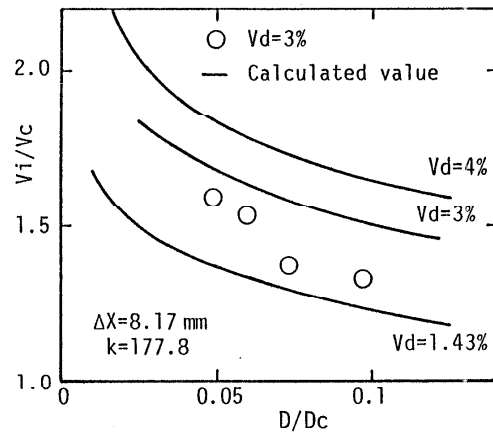


図5 凝固における伝熱促進率と素線径/コイル径との関係

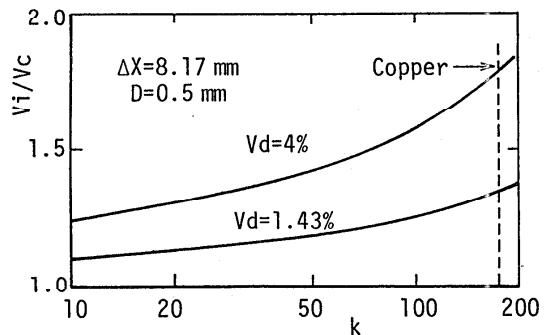


図6 凝固における伝熱促進率と熱伝導率比との関係

1.6、 $D_c=9\text{mm}$ 、 $V_d=4\%$ の場合で約 2.0となっており、凝固過程より大きな促進率が得られた。これは、凝固のときの伝熱媒質が氷であるのに対し、融解のときでは水であるため、媒質に対する銅の熱伝導率比を考えると、後者が大きくなるからと考えられる。

図10は、コイル径 ( $D_c=9\text{mm}$ ) を一定として、素線径 $D$ を変化させた場合について実験開始後50分における $V_i/V_c$ と $D$ の関係を示す。図からいずれの $V_d$ においても、 $D$ が小さいほど $V_i/V_c$ は増加することがわかる。これは凝固のときに述べたのと同様に、素線直径が小さくなることでコ

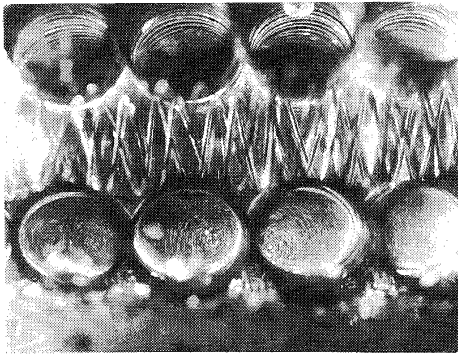


図7 コイルを含む水の上面からの融解におけるフローパターン

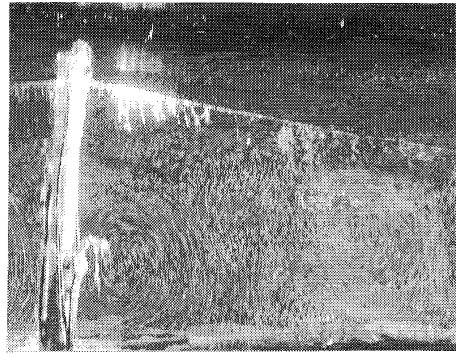


図8 水の上面からの融解におけるフローパターン

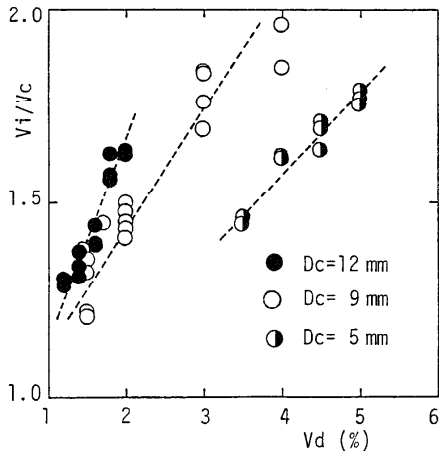


図9 融解における伝熱促進率と促進体積率との関係

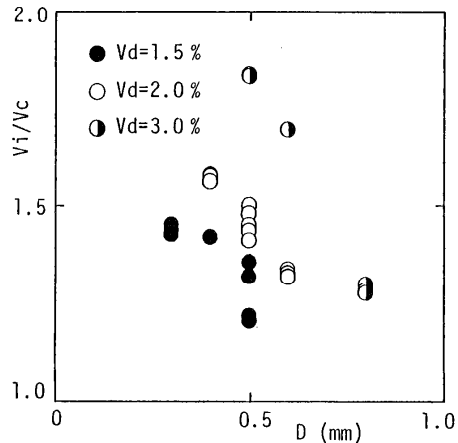


図10 融解における伝熱促進率と素線径との関係

イルの総表面積が大きくなり、コイル表面と氷あるいは水との熱交換が増大するためと推察される。またDが同一の場合、当然ながら $V_d$ の増加で $V_i/V_o$ が大きくなる。

## 6. まとめ

相変化物質中に種々の寸法を持つコイル状の伝熱促進体を混入して、その凝固・融解過程に関する実験及び数値計算によるシミュレーションを行い、以下のような結果が得られた。

1) 伝熱促進体を1~数%混入することにより伝熱促進率 $V_i/V_o$ は1.2~2倍に促進され蓄熱材料の伝熱特性向上に有効であることがわかった。とくに凝固よりも融解過程で伝熱促進率が大きくなった。

2) 促進体の体積率が同一のとき、促進体の寸法(コイルの直径)が大きいほど $V_i/V_o$ は大きい。

3) 促進体の体積率が同一のとき、促進体の素線直径を小さくすると、 $V_i/V_o$ は大きくなる。

4) 計算モデルによる数値シミュレーションと実験結果とを比較したところ、境界条件や促進体の分布状態などによりかなり影響されるが、 $V_d$ 、D、 $D_o$ など各種パラメータと $V_i/V_o$ の関係は定性的に一致した。

## 参考文献

- (1) 斎藤彬夫, 宇高義郎, 篠田耕太郎, 片山功蔵, 機論, 52-473, B(1986), 110.
- (2) 笹口健吾, 井村英昭, 古庄弘一, 機論, 52-473, B(1986), 167.
- (3) A. Bejan, Trans. ASME, J. Heat Transf., 111-5(1989), 407.
- (4) J. A. Weaver and R. Viskanta, Trans. ASME, J. Heat Transf., 108-8(1986), 407
- (5) 平澤良男, 斎藤彬夫, 佐藤孝之, 竹越栄俊, 井村定久, 機論, 55-517, B(1989), 2374.
- (6) 平澤良男, 斎藤彬夫, 竹越栄俊, 日本冷凍協会論文集, 6-2(1989), 61.
- (7) 平澤良男, 斎藤彬夫, 富塚勇生, 竹越栄俊, 日本冷凍協会論文集, 7-2(1990), 27.
- (8) 平澤良男, 竹越栄俊, 竹下栄治, 斎藤彬夫, 日本冷凍協会論文集, 7-2(1990), 77.

## カプセル潜熱エネルギー貯蔵

齋藤 武雄 (東北大学工学部)

### 1. まえがき

地球環境の保全が叫ばれる昨今、化石エネルギーなどの有効利用がクローズアップされてきた。特にヒートポンプなどのエネルギー機器の効率を向上させることが急務である。このような目的に対し、エネルギー貯蔵のコンセプトがますます重要性を増している。これらは、太陽を筆頭とする自然エネルギー利用、コー・ジェネシステム、電力の平準化、などに極めて威力を発揮する。エネルギー貯蔵の中でも物質の相変化を利用する潜熱エネルギー貯蔵方式は、有望であり、既に図1のようないろいろな応用が提案されている。なかでも円筒、球、楕円などのカプセル型方式は、相変化物質(Phase change material:PCM)を中に封じ込めることができるため水和塩などでは劣化や相分離を防止できるだけでなく、自身が熱交換効率の高い熱交換器を形成するため将来、普及が見込まれている。

これまでの代表的なエネルギー機器である、例えば、ヒートポンプエアコンは、本体と室外ユニットからなる空気熱源システムでありエネルギー貯蔵サブシステムを持たないため、とくに冬期における成績係数(COP)は低いものとなっている。これはエネルギーの有効利用の立場からすると極めて大きなロスを伴っていることになる。これに対し、東北大学の筆者の研究室に設置した潜熱エネルギー貯蔵システムを組み込んだシステムでは、COPは5以上となりエネルギーの高効率利用及び単位エネルギー入力あたりの二酸化炭素(CO<sub>2</sub>)排出量の小さいシステムとなっている。従って次世代のエネルギーシステムは、COPの高いこのような複合化エネルギーシステムでなければいけない。

本稿ではカプセル型潜熱エネルギー貯蔵システムに焦点を当てて最近の潜熱エネルギー貯蔵システムの進展の動向を紹介するとともに、円筒カプセルおよび楕円カプセル内の接触/自然対流融解のメカニズムについて解説を加えたものである。

紙数の都合で多くの部分を割愛せざるをえなかったが興味のある読者は、小生の論文<sup>(18)-(46)</sup>および最近の解説等<sup>(67)-(68)</sup>を参考にされたい。

### 2. 潜熱エネルギー貯蔵システム

物質の相変化時の潜熱エネルギー貯蔵の研究の歴史は古く Maria Telkes 女史ほかの50年以上の歴史を有する。近年、周知の地球環境問題の高まりや電力平準化のニーズから急速に潜熱エネルギー貯蔵のコンセプトが見直されつつある。一般的に普及する日も間近であると思われる。

潜熱エネルギー貯蔵方式の例を図1に示した。これらはいずれも実用上有効な方式であるが、近

年はとくに球カプセルや楕円カプセルの有効性が筆者らにより指摘されている。

実用化の上での重要なポイントは次の通りである。

- (i) PCMの選択
- (ii) カプセル材料(耐熱性、非透水性など)
- (iii) カプセルを充填するタンクの開発
- (iv) 熱源システム(ソーラー、地中コイル、深夜電力など)
- (v) コントロールシステム
- (vi) コスト低減

### 3. カプセル内の複合融解過程

カプセル内の伝熱過程は蓄熱過程(charging process)と放熱過程(discharging process)に大別できる。このうち後者は凝固プロセスであり、一般的に自然対流の影響は少なく、まん同心円的(球および円筒の場合)に凝固するので解析も容易である。

これに対し前者のプロセスは融解過程であり一般に固相の密度が液相の密度より高い(ただし水の場合は例外)ため図2に示すように固相の沈降が起こりカプセル下壁で接触融解、固相上部の液相域では自然対流による融解が起こり現象は極めて複雑であり、また解析も困難を極める。

ここでは、まず接触融解のこれまでの解析の経過を述べ、次いで接触/自然対流複合融解の問題

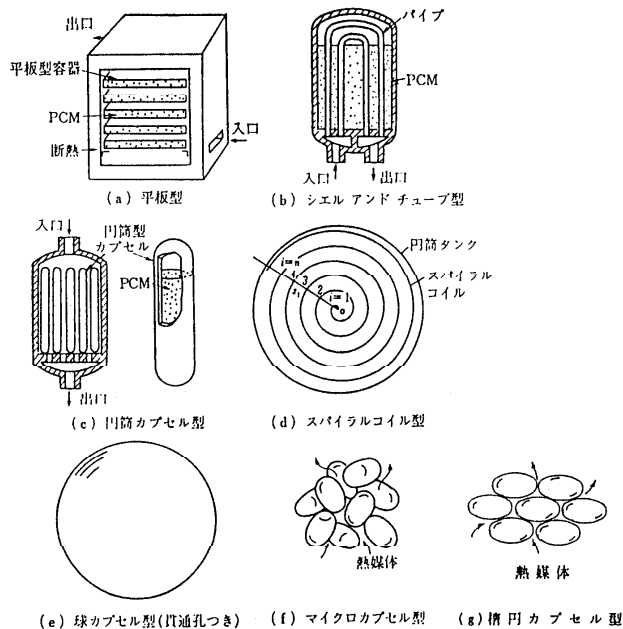


図1 潜熱蓄熱方式のいろいろ

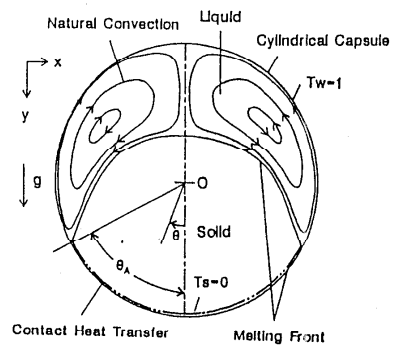


図2 カプセル内の接触/自然対流複合融解のモデル

の最新の数値解析結果について紹介する。

### 3.1 接触融解の解析的アプローチ

この問題に対する最初の本格的解析は、円筒カプセルについての Bareiss-Beer の研究<sup>(57)</sup>(1984年)である。彼等は、接触融解部分の液相が薄いと熱伝導が支配的であると仮定し解析して融解量 $\delta$ と無次元融解速度 $U^*$ との間の次の簡単な関係を導いている。

$$\Delta = \frac{\delta}{L} = \frac{Ste}{U^*} \quad (1)$$

ただし、

$$U^* = \frac{UL}{\alpha}, \quad Ste = \frac{C_p \Delta T}{L} \quad (2)$$

この式は、Stefan数の小さい範囲で良い近似を与える。この頃、我が国でも既にSaitoら<sup>(62)</sup>(東工大)が接触融解の研究を行っている。その後、Moallemi-Viskanta<sup>(60)</sup>は、円筒カプセルに対してStefan数の効果(液相の流れの効果のこと)を加味した次式を導いている。

$$\Delta = \frac{1}{U^*} \left[ \frac{1}{2(n+1)} \{ \sqrt{400 + (200 + 80n)Ste + 9Ste^2} - 3Ste - 20 \} \right] \quad (3)$$

この式は、 $Ste \cong 1$  付近まで良い近似を与える。

これに対して最近、筆者らは、接触融解の本格的数値解析を行って  $Ste$  の大きい範囲にも適用できる式を提案している。

これまで、カプセル内の融解過程は Stefan 数の小さい範囲、すなわち蓄熱量のうち潜熱の占める割合の大きい範囲に的を絞って研究が行われてきたが、将来は、エネルギー貯蔵密度を上げるため顕熱の寄与の大きい範囲を含むハイブリッド型のエネルギー貯蔵が重要となると思われる。潜熱／顕熱複合システムの比較例を表1に示した。

表1 高密度エネルギー貯蔵

STORAGE METHOD	LATENT HEAT TES	COMBINED SENSIBLE AND LATENT TES
ENERGY DENSITY (MJ/ton)	Sensible heat: 42 MJ Latent heat : 335 MJ Total 377 MJ ( $T_m=50^\circ\text{C}$ , $L=335\text{kJ/kg}$ )	Sensible heat : 1926 MJ Latent heat : 335 MJ Total 2261 MJ ← 6 times → ( $T_m=500^\circ\text{C}$ , $L=335\text{kJ/kg}$ )
Applications	• Space heating/cooling/DHW	• Stirling engine • LTD engine • Steam turbine • Space heating/cooling/DHW • Vehicles • Solar thermal • Recovery of waste heats

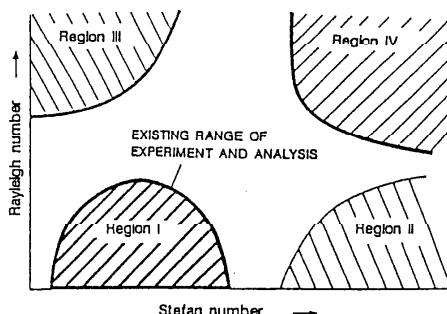


図3 Rayleigh数とStefan数のマップ

次に、接触融解と自然対流融解の範囲であるが、Rayleigh数とStefan数を両軸にとったマ

ップで考えると従来の研究は図3に示すように Region I に殆ど限定される。これに対し、将来は、Stefan 数の大きい範囲の Region II, Rayleigh 数の大きい範囲の Region III, それに両方にまたがる Region IV が出現することも考えられ複合融解の本格的解析を行えるようにしておく必要がある。

### 3.2 接触融解の数値解析

とくに Stefan 数の大きい場合は、接触融解領域における、融解に対する流れの影響が大きく前述の熱伝導律速あるいは境界層近似はもはや成立しなくなる。

そこで本格的数値解析が必要となる。

#### 3.2.1 基礎方程式

図4に解析に用いたモデルおよび座標系を示す。基礎方程式を導くに当たり、次の仮定を導入する。

- ① 流れは層流。
- ② Boussinesq 近似が成立する。
- ③ 相変化による体積変化は考えない。
- ④ 固相の初期温度は一律で融点とする。

以上の仮定を導入すると基礎方程式は、次のようになる。

(記号は、記号表を参照)

エネルギー方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} + \nabla^2 T \quad (4)$$

渦度方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -u \frac{\partial \omega}{\partial x} - v \frac{\partial \omega}{\partial y} + Pr \cdot \nabla^2 \omega - Pr \cdot Ra \left( \sin \phi \frac{\partial T}{\partial y} - \cos \phi \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (5)$$

連続の式

$$\omega = -\nabla^2 \psi \quad (6)$$

境界条件

$$\begin{aligned} x=0, \quad 0 < y < \delta(0) & : \quad \frac{\partial \{T, \omega, \psi\}}{\partial x} = 0, \quad u = 0 \\ y=0, \quad 0 \leq \phi \leq \phi_A & : \quad u = v = 0, \quad T = T_W \\ y = \delta(\phi); \quad 0 \leq \phi \leq \phi_A & : \quad u = -U_0 \sin \phi, \quad v = -U_0 \cos \phi, \\ x = \phi_A; \quad 0 < y < \delta(\phi_A) & : \quad \frac{\partial \{T, \omega, \psi\}}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

界面でのエネルギーバランスは、固相の沈降速度を考慮に入れると次のようになる。

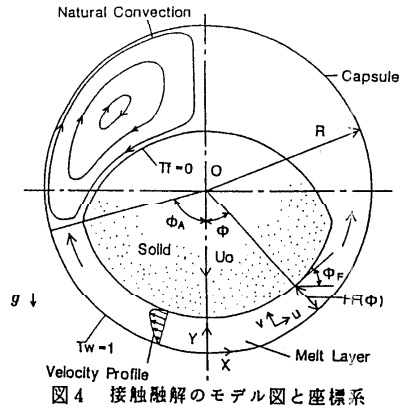


図4 接触融解のモデル図と座標系



$$(1 + \Delta'^2) \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\delta(\phi)} = \frac{\varepsilon U_0 Pr}{Stc} \cos \phi_F \quad (8)$$

メルト相では、密度差と、圧力および剪断力と釣りあっているので力のバランスは、

$$Mg = \rho_f AgL + 2L \int_0^{\phi_A} (p \cos \phi + \tau_{yx} \sin \phi) R d\phi \quad (9)$$

以上の式は、以下のようにすでに無次元化されている。

$$\{x, y\} = \frac{1}{D} \{x^+, y^+\}, \quad t = \frac{a}{D^2} t^+, \quad T = \frac{T^+ - T_f^+}{T_w^+ - T_f^+}, \quad (10)$$

$$\psi = \frac{\psi^+}{a}, \quad \omega = \frac{\omega^+ D^2}{a}, \quad \{u, v\} = \frac{D}{a} \{u^+, v^+\}.$$

以上の基礎式を境界固定法<sup>(20)</sup>を用い変換し差分法により解いて、沈降量に対する次式をえた。

$$\Delta = \frac{f(Ste)}{U_0 \cos \phi} \quad (11)$$

$$f(Ste) = a + b Ste + c Ste^2 + d Ste^3 + e Ste^4 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} a &= 5.90944 \times 10^{-3} & d &= 0.018646 \\ b &= 0.961038 & e &= -7.58036 \times 10^{-4} \\ c &= -0.174767 & & (0 < Ste \leq 10) \end{aligned}$$

式(11)を無次元融解速度  $U_0$  と  $Ste$  を両軸にプロットすると図5のようになる。ただし、便宜上、Rayleigh 数  $Ra = 1$  としてある。 $Ste \cong 2$  付近までは Moallemi-Viskanta の式がよい近似を与えることが分かる。

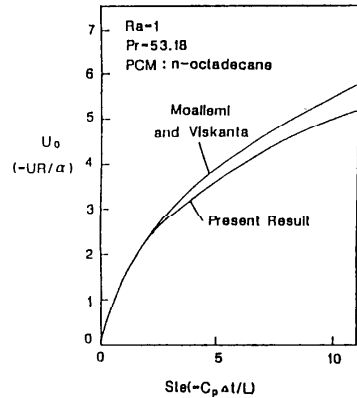


図5 ステファン数による沈降速度の変化

表2 接触および自然対流融解に関する従来の研究

Researchers	Year	Close-Contact Melting		Natural Convection in Liquid Phase	Geometry				Rem.
		Heat Conduction	Melt flow		Cyl.	Sphere	Ellipse	Plate	
Bareiss-Beer	1984	○	—	empirical	○	—	—	—	
Saito et al. (TIT)	1984	—	○	—	○ exp.	—	—	○	
Moallemi-Viskanta	1985	—	○ Boundary Layer Approx.	—	○	—	—	—	
Moallemi-Webb-Viskanta	1985	—	○ B.L.Approx	—	—	—	—	○	
Sparrow-Geiger	1986	—	—	partly	○	—	—	—	Comparison bet. contact and convection modes
Roy-Sengupta	1990	—	○ B.L.Approx	○	—	○	—	—	
Saitoh et al. (Tohoku Univ.)	1989 1990 1991	—	○ Num.Anal.	○	○	—	○	—	

接触融解領域での数値解析結果の例を図6および図7に示す。図に示すように Stefan 数が大きくなると流れが強くなり融解に対する流れの寄与が大きくなる。

なお、表2には、接触/自然対流複合融解に対するこれまでの主な研究とその特徴などを記した。

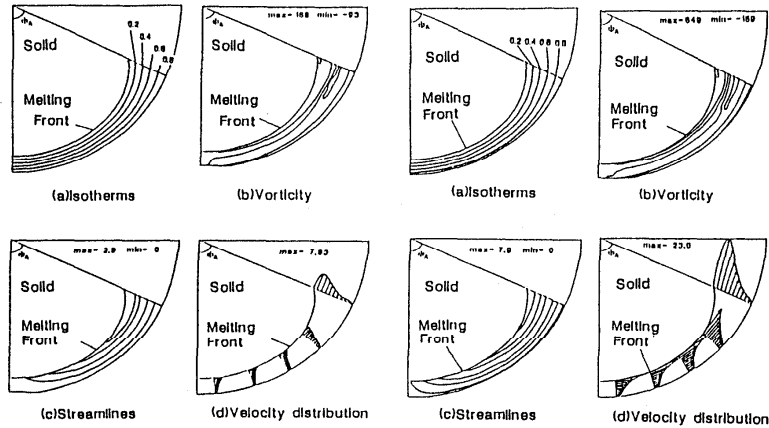


図6 接触融解部での数値計算結果  
( $Pr=53.18, Ra=1, Ste=2,$   
 $\phi_A=66.7, F/R_{x-0}=0.003$ )

図7 接触融解部での数値計算結果  
( $Pr=53.18, Ra=1, Ste=20,$   
 $\phi_A=66.7, F/R_{x-0}=0.003$ )

### 3. 3 接触/自然対流複合融解の数値解析

接触融解と自然対流の双方を加味した数値解析の例として、 $NaNO_3$  や  $KNO_3$  を例にとり高温用潜熱蓄熱材料を対象にして複合融解過程の数値解析の結果を以下に示す。高温潜熱蓄熱の利点は、常温付近の潜熱蓄熱に比し、顕熱も大きくエネルギー貯蔵密度を数倍に大きくとれることである。

#### 3. 3. 1 基礎方程式

円筒容器中の固相と液相の数値解析モデル系と座標系は図2と同じである。解析を進めるにあたり次の仮定を導入する。

- (1) 流れは層流。
- (2) 物性値は一定。
- (3) Boussinesq 近似が成立する。
- (4) 相変化は潜熱集中型である。
- (5) 相変化による体積変化は考えない。
- (6) 固相の初期温度は一律で融点とし、液相は壁温と融点の中間温度に等しいものとする。
- (7) 壁温は、至るところで一定である。

これらの仮定のもと、非定常基礎式は次のように記述できる。

液相領域について：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} + \nabla^2 T \quad (13)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -u \frac{\partial \omega}{\partial x} - v \frac{\partial \omega}{\partial y} + Pr \cdot \nabla^2 \omega + Pr \cdot Ra \frac{\partial T}{\partial x} \quad (14)$$

$$\omega = -\nabla^2 \psi \quad (15)$$

境界条件：  $t > 0$  :  $T = 0$  on MELTING FRONT (16)

$t > 0$  :  $T = 1$  on WALL (17)

結合条件は

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = Ste \frac{\partial T}{\partial n} \quad (18)$$

ここで、Ste, Gr, および Ra は、それぞれ、Stefan 数、Grashof 数、および Rayleigh 数であり次式で定義する。

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \\ Ste &= \frac{(T_f^+ - T_b^+) C_p}{L}, \\ Gr &= \frac{g \beta \Delta T R^3}{\nu^2}, \\ Ra &= Pr \cdot Gr. \end{aligned} \quad (19)$$

流れ関数は次のように定義されている。

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \psi}{\partial y}, \\ v &= -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \end{aligned} \quad (20)$$

PCM 固相に働く浮力および重力の釣合や運動方程式から沈降速度は以下ようになる。

$$\dot{S} = \left[ -\frac{Ar \cdot Pr}{12} \cdot p^3 \cdot f^3(Ste) \frac{V_s}{g(\theta)} \right]^{0.25} \quad (21)$$

ここに、上式の  $f(Ste)$  は式 (12) で与えられる。

ここで  $g(\theta)$  はカプセル形状に依存に関数であり、円筒カプセルについては、

$$g(\theta) = -\frac{4}{5} \sin \theta_A \cdot \left( \cos^2 \theta_A + \frac{2}{3} \right) \times (\cos^2 \theta_A - 1) \quad (22)$$

となる。Bareiss and Beer は、円筒カプセルの場合に対し、固相上部を円弧で近似して同様に解析を行っている。

### 3.3.2 数値解法

一般的な移動境界問題を解くために Saitoh and Kato<sup>(59)</sup> により提案されたグロースリング法 (Growth Ring Method : GRM) を採用する。GRM は、代表点を三角形要素もしくは、四角形

要素の任意の位置（一般的には重心）に置く多角形要素法（MEM）を基礎としている。重心法は、固定境界もしくは移動境界のどちらにも任意の幾何形状に対して適用可能である。これより、たとえばBFM<sup>(29)</sup>のような移動界面の処理の難しさを取り除くことができる。

GRMの特徴は界面を的確に追従することであり、非定常を考慮しなければならない本問題には有効である。

### 3.3.3 円筒カプセルの場合の計算結果

図8に円筒カプセルの場合の要素分割（融解面変化を含む）、等温線、流線、および渦度を示す。管壁での温度上昇が著しく、流線は一つの大きな渦があることを示している。また、Pr数が小さいため上部での自然対流融解が小さいため界面形状は、かなり丸まっていることがわかる。図9では、同じく円筒カプセルでStefan数が大きい場合を示すが一つしか流れは存在しない。図10では融解量の時間変化を示す。Moallemi and Viskanta<sup>(68)</sup>の式を導入した場合に比べて23%ほどの融解時間が速いことがわかる。図11ではRa数と融解量の関係について $PoSt^{3/4}Gr^{1/4}$ をパラメータとしてまとめてみた。Ra数を変化させてみても同じ直線上にのることがわかる。

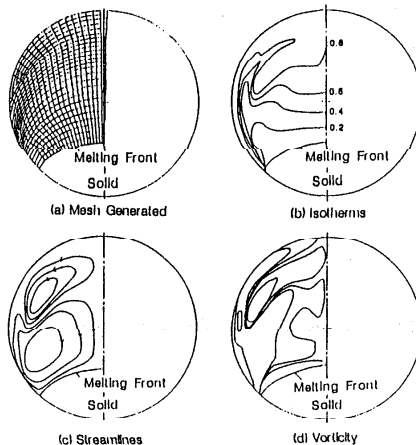


図8 円筒カプセルの計算結果  
( $Ra=10000$ ,  $Pr=8.74$ ,  $Sto=0.7$ , and  $t=0.0922$ )

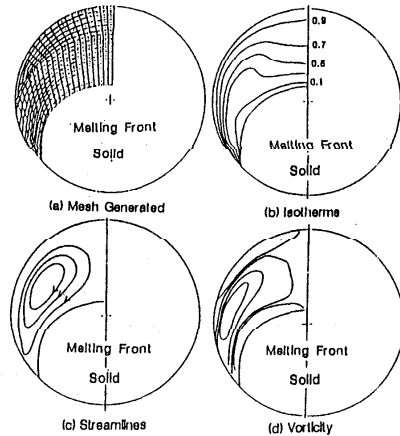


図9 円筒カプセルの計算結果  
( $Ra=1000$ ,  $Pr=6.71$ ,  $Ste=7.665$ , and  $t=0.0041$ )

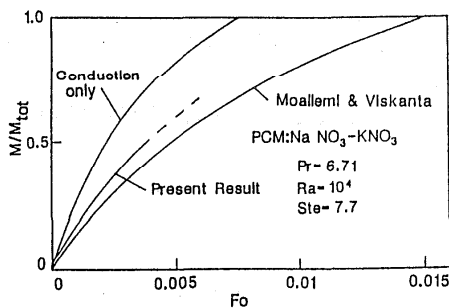


図10 融解率の時間変化

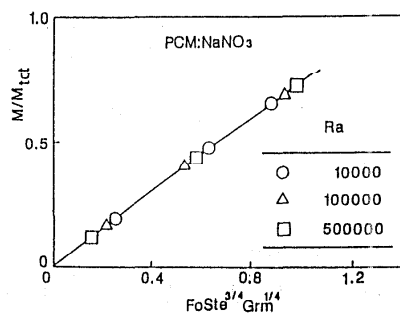


図11 融解率の無次元数整理

#### 4. 楕円カプセルによる融解・凝固の促進

実用的な潜熱エネルギー貯蔵システムでは、早朝の立ち上がり時間の短縮や夜間の蓄熱時間の短縮などに関連する蓄・放熱速度を高めてやる必要が生じる。

たとえば、直径が80mmの円筒カプセル内の n-octadecane の完全凝固時間は、図12に示すように約 100分であるが、これに対しアスペクト比4の楕円カプセルでは43分と短縮され、約 2.3倍の放熱速度が速くなる。

これと同様に融解サイドでも横長の楕円カプセルの方が融解速度すなわち蓄熱速度が大きくなることが予想される。その主な理由は下部の接触融解部の面積の占める割合が相対的に大きくなるからである。勿論このことは、水平に置いた平板カプセルにも言える。

まず、図13(a)~(e)には、アスペクト比8の楕円カプセル内の融解過程のある時刻における等温線、流線および温度を示す。(e)は、準定常近似を用いた計算結果の例で、際立った相違がみられる。次に、勝尾ら<sup>(64)</sup>が行った楕円カプセル内の融解の実験結果を示す。

図14はアスペクト比8の楕円カプセルの蓄熱率  $M/M_{tot}$  の時間変化を Stefan 数をパラメータにして示したものである。Rayleigh数は  $1.62 \times 10^9$  で計算 (図13) よりかなり大きい。蓄熱率は Stefan 数により大きく変わることが知れる。

一方、図15には、アスペクト比を変えた場合の蓄熱率の変化を  $Po \cdot Ste$  を横軸にとって示した。図には、Bareiss and Beer の円筒カプセルの実験結果も示した。アスペクト比を大きくすると融解速度がかなり向上することがわかる。この実験によると約40%の促進効果がある。

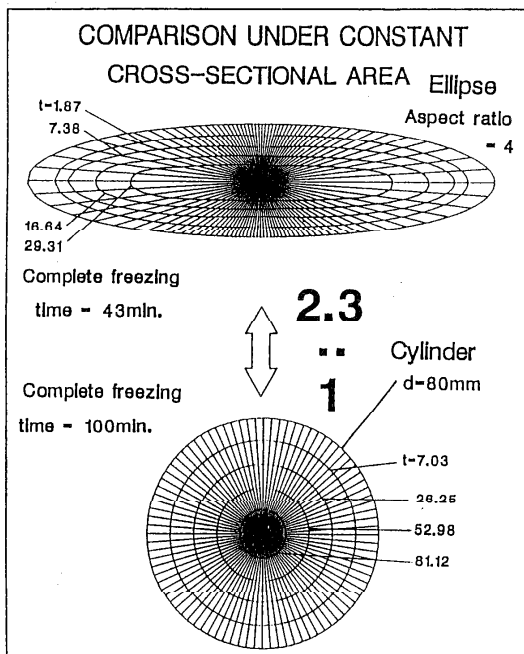


図12 楕円及び円筒カプセルの凍結速度の比較

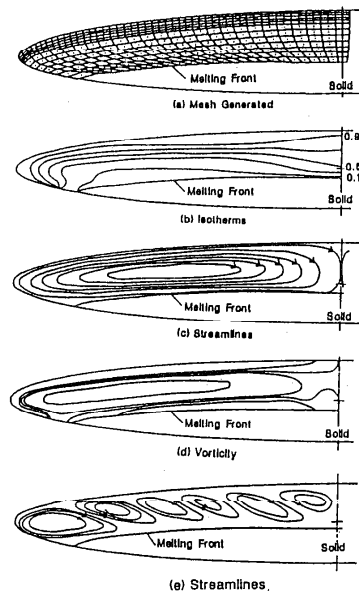


図13 アスペクト比8の楕円カプセルの計算結果  
( $Ra=60000$ ,  $Pr=53.2$ ,  $Ste=0.108$ ,  $l=0.162$ )

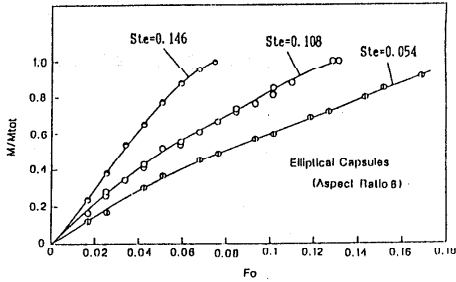


図14 融解率の時間変化

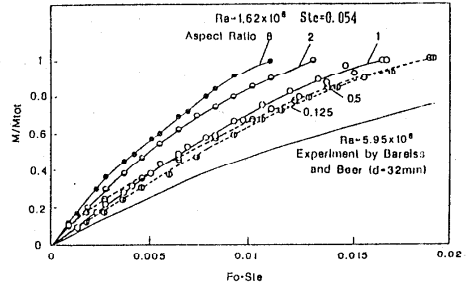


図15 アスペクト比による融解率の時間変化

### 5. 潜熱エネルギー貯蔵／ヒートポンプソーラーシステム

最後に、実用を考慮したカプセル型潜熱エネルギーシステムの実用例として、東北大学工学部の筆者の研究室に最近設置した球カプセル型潜熱エネルギー貯蔵／ヒートポンプソーラーシステムの例を紹介したい。

このシステムの概要図を図16に示す。このシステムは、熱源としては、研究棟屋上に設置した6枚のソーラーコレクタ（面積12m<sup>2</sup>）を用い集めた熱を研究室の約800ℓのステンレス製蓄熱タンク（直径71mmの球カプセルが約600個充填されている。PCMはNaHPO<sub>4</sub>・12H<sub>2</sub>O）に蓄熱し、タンク温度が高いときは直接、暖房・給湯に使い、温度が低くなるとヒートポンプを稼働し暖房を行う。COPの設計値は5.3である。

夏は、コンデンサーの熱をタンクに捨てることにより蓄熱し、給湯（風呂）などの用途に使い、余れば深夜または早朝に外気に捨てる。

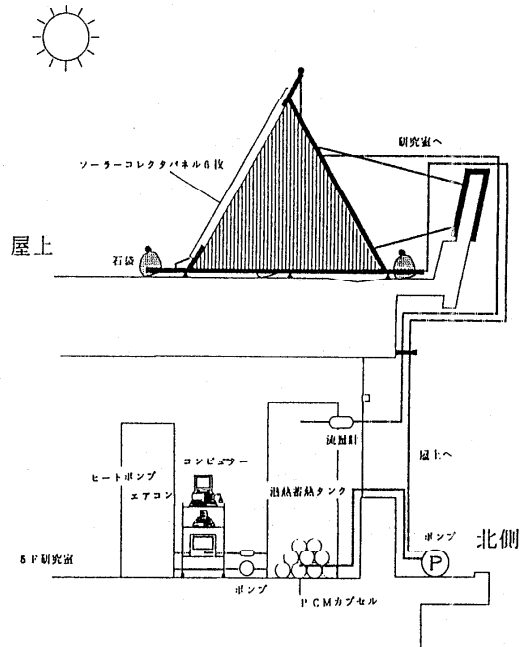


図16 潜熱蓄熱ヒートポンプ／ソーラシステム

### 6. あとがき

地球環境時代にマッチした高効率カプセル型潜熱エネルギー貯蔵システムの最近の成果について解説した。

球や円筒のカプセル要素内の基本的な伝熱過程である接触／自然対流複合融解の問題の解析からエネルギーシステムとしての性能まで幅広く紹介した。

エネルギーの高効率利用という命題は、このような複合化（システム化）に尽きるといってもよ

く、ある意味では、日本が不得手な分野である。しかし、半導体やオーディオ・ビデオ製品だけが技術ではなく、人類と地球を救うにはこのようなエネルギーシステムを含むもっと抜本的な社会システムの構築が急務である。

記号

$A$ : 面積	$T_w$ : 壁の温度
$a$ : 温度伝導率	$U_0$ : 比降速度
$Ar$ : アルキメデス数 ( $= (\rho_s - \rho_l) / \rho_s \times g D^3 / \nu^2$ )	$V$ : 体積
$B$ : 境界	$\vec{V}$ : 速度ベクトル
$C_p$ : 定圧比熱	$u, v$ : 流速
$D$ : 代表長さ (円筒カプセルの場合は半径 $R$ )	$w, y$ : 座標
$F$ : 融解界面	$\alpha$ : 加温係数
$Fo$ : フーリエ数 ( $= at/D^2$ )	$\beta$ : 体積膨張係数
$g$ : 重力加速度	$\Delta$ : ( $= F(\phi)/R$ )
$Gr$ : グラスホッフ数 ( $= g\beta D^3 \Delta T / \nu^2$ )	$\Delta'$ : ( $= d\Delta/d\phi$ )
$Gr_m$ : 修正グラスホッフ数 ( $= gD^3/\nu^2$ )	$\delta$ : 融解層厚さ
$h$ : 熱伝導率	$\epsilon$ : ( $= \rho_s/\rho_l$ )
$k$ : 熱伝導率	$\lambda$ : 角度
$\Delta l$ : 微小長さ	$\sigma$ : 角度
$L$ : 潜熱	$\psi$ : 流れ関数
$n$ : 法線方向	$\omega$ : 温度
$n$ : 法線方向ベクトル	
$P$ : 平均面圧	
$Pr$ : プラントル数 ( $= \nu/a$ )	
$q$ : 平均熱流束	
$R$ : 界面位置	
$Ra$ : レイリー数 ( $= Pr \cdot Gr$ )	
$s, S$ : 面積	
$\Delta S_i$ : 要素 $i$ の面積	
$Ste$ : ステファン数 ( $= C_p \Delta T / L$ )	
$t$ : 時間 (フーリエ数)	
$\Delta t$ : 時間ステップ	
$T_f$ : 融点	
$T_i$ : 初期温度	

ギリシャ文字

添字

$b$ : 境界
$f$ : 融解界面
$i$ : 初期値
$l$ : 液相
$s$ : 固相
$+$ : 有次元数

<参考文献>

(1) 通商産業省編: 21世紀エネルギービジョン, 1986, 通商産業省調査会。  
(2) 齋藤武雄: 融結伝熱学, 養賢堂 (1986)。  
(3) 上之曾博: 電気学会誌, 101-6(1981), 507  
(4) 豊田道樹ほか: 冷凍論誌 (1982), 25  
(5) M. TELKES: Heating and Vent., 44(1947), 68  
(6) M. TELKES: ibid., 46(1949), 70  
(7) M. TELKES: ibid., 46(1949), 79  
(8) M. TELKES: Ind. Eng. Chem., 44(1952), 1308  
(9) M. TELKES: Heating and Vent., 47(1950), 72  
(10) M. TELKES: US Pat 2,656,664(1954)  
(11) A. OLGAYAY and M. TELKES: Prog. Archit. (1959), 195  
(12) M. TELKES: R-380, Rep. Inst. Lab., MIT (1963)  
(13) M. TELKES: Proc. NSF/RANN (1973), 57  
(14) M. TELKES: ASHRAE J., 38(1974), 382  
(15) M. TELKES: ASME 64-WA/SOL-9 (1964)  
(16) M. TELKES: Critical Materials Problems In Energy Production (C. Stein ed.), Chapt. 14(1976), 440  
(17) M. TELKES: Solar Energy Mat., 2(1980), 381  
(18) T. SAITOH: Technol. Reps, Tohoku Univ., 41 (1978), 61  
(19) T. SAITOH: Appl. Sci. Res., 32 (1976), 429  
(20) T. SAITOH: J. Heat Transfer, ASME, 100 (1978), 284  
(21) 齋藤武雄: 冷凍, 53-612 (1978), 891  
(22) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍, 54-624(1979), 845  
(23) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍, 46-405(1980), 971  
(24) T. SAITOH and K. HIROSE: J. Heat Transfer, Trans. ASME, 102(1980), 201  
(25) 齋藤武雄: 冷凍, 55-636(1980), 875  
(26) 齋藤武雄: 冷凍, 55-637(1980), 1005  
(27) 齋藤武雄: シンポジウム「伝熱工学」、化学工学協会 (1981), 1  
(28) 齋藤武雄: 伝熱研究, 20-75(1981), 22  
(29) 齋藤武雄: 冷凍, 57-654(1982), 37  
(30) T. SAITOH and K. HIROSE: J. Heat Transfer, Trans. ASME, 104(1982), 545  
(31) 齋藤武雄: 日本学術振興会融結現象冷加工委員会資料 (1983), 1  
(32) 齋藤武雄: 冷凍, 58-670(1983), 749  
(33) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍, 68-672(1983), 933  
(34) T. SAITOH and K. HIROSE: The 22nd Nat. Heat Transfer Conf., Niagara Falls, N. Y. (1984); see ASME Paper No. 84-HT-9 (1984)  
(35) T. SAITOH and K. HIROSE: Technol. Reps, Tohoku Univ., 49-1(1984), 17  
(36) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍, 69-680(1984), 519  
(37) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍論, 1(1984), 157  
(38) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍論, 51-482(1985), 705  
(39) 齋藤武雄・広瀬宏一: 冷凍論, 51-487(1985), 1887  
(40) T. SAITOH and K. HIROSE: Proc. Int. Symp. Thermal Appl. Solar Energy(1985), 319  
(41) 齋藤武雄・広瀬宏一: 豊田道樹化学研究所報告, 38(1985), 45  
(42) 齋藤武雄・広瀬宏一: 豊谷財団報告, 8 (1985), 9  
(43) T. SAITOH and K. HIROSE: Chem. Eng. Comm., 41(1985), 39  
(44) 齋藤武雄: '86新テクノロジーシンポジウム Pt.2 (1986-1), 35  
(45) T. SAITOH: Freezing and Melting Heat Transfer In Engineering (K. C. Cheng ed.), Academic Press (In Press)  
(46) 広瀬宏一: 東北大学博士學位論文 (1984, 3)  
(47) 小沢文夫ほか: 電線研究, 48-5(1978), 289  
(48) T. E. W. SCHUMANN: J. Franklin Inst 208 (1929), 405  
(49) W. B. RANZ: Chem. Eng. Prog., 48-6 (1952), 247  
(50) 齋藤武雄・野間毅: 太陽エネルギー(発表予定) 冷凍論, (1988)  
(51) 日本機械学会: 伝熱工学資料 (第4版) (1986),  
(52) 角越邦彦: 低温環境伝熱研究会資料 (1988)  
(53) 齋藤武雄: 山崎昭明: 冷凍論, 4-3 (1987), 61,  
(54) エネルギー変換研究会編, エネルギー変換輸送工学, オーム社 (1989)。  
(55) T. Saitoh, T. Noma, and K. Kato, Int. Heat Transfer Israel (1990)  
(56) M. Barolise and H. Boer, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 5, (1984), pp. 739-748  
(57) 齋藤武雄, 加藤和三, 第28回伝熱シンポジウム  
(58) T. Saitoh and H. Kato, ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., Hawaii (1987), pp. 47-54  
(59) M. K. Moallami and R. Yiskala, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 29, No. 4, (1986), 855-867  
(60) T. Saitoh and K. Hirose, Int. J. Heat Transfer, ASME, vol. 104, (1982), 548-553  
(61) 斎藤武雄・広瀬宏一: 冷凍, 49-440, B, (1983), 443  
(62) 齋藤武雄・金龍帆, 第17回日本伝熱シンポジウム (1980)  
(63) 齋藤武雄, 藤尾正秀, 第18回伝熱シンポジウム (1981)  
(64) 齋藤武雄, 第3回寒冷地国際伝熱会議 (1981)  
(65) 齋藤武雄, 藤尾正秀, 加藤和三, 環境工学総合シンポジウム (1981)  
(66) 齋藤武雄, 次世代エネルギー貯蔵システム (1) 配管技術1989.1., Vol. 30  
(67) 齋藤武雄, 次世代エネルギー貯蔵システム (2) 配管技術1989.1., Vol. 30

1. はじめに

最近の電力需要の平準化に対する強い要望, あるいはエネルギーの有効利用のためのコジェネレーションを含めた地域冷暖房構想の具体化などに関連して, 高性能蓄熱・蓄冷技術の研究・開発が盛んになってきた<sup>(1-6)</sup>. 蓄熱(蓄冷)法には従来からの水などを利用した顕熱蓄熱, 固-液相変化の潜熱を利用した潜熱蓄熱, あるいは物質の化学変化を利用したケミカル蓄熱など種々の方法があり, それぞれ研究が行われてきている. その中で潜熱蓄熱は蓄熱密度が大きく, かつ一定温度で熱交換ができる可能性があるなどの特徴を持ち, この10数年間かなり活発に研究が行われてきた. 潜熱蓄熱の熱交換器としては大別して, シェル・チューブ型とカプセル型があるが, 本稿ではそのうちシェル・チューブ型熱交換器の伝熱特性について解説を行う.

2. カプセル型と

シェル・チューブ型

図1(a)及び図1(b)

はカプセル型とシェル・チューブ型の潜熱蓄熱熱交換器の概略をそれぞれ示したものである. カプセル型ではカプセルの中に相変化材(PCM)をつめ, 多数のカプセルを蓄熱槽内に封入する. 熱交換流体はカプセルの外側を流れることとなる. 一方, シェル・チューブ型は通常の2流体

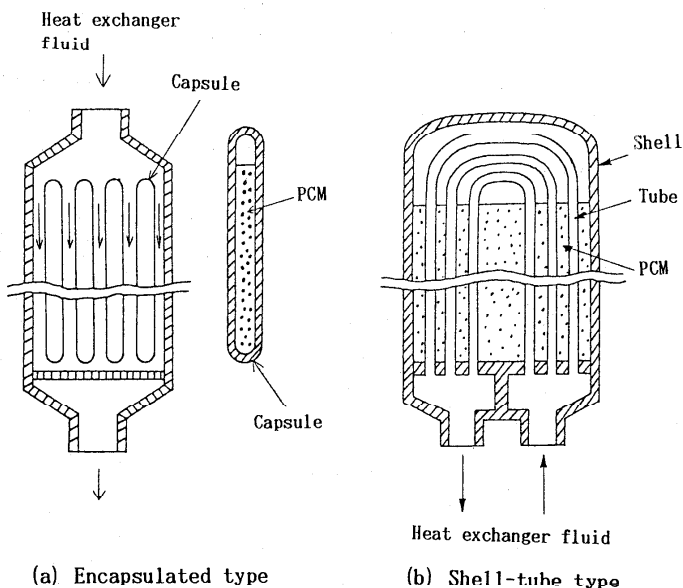


図1 潜熱蓄熱熱交換器



表1 シェル・チューブ型とカプセル型の比較<sup>(7)</sup>

	Shell-tube type	Encapsulated type
Cost	generally lower	
Maintenance		easier
Producibility	better	
Heat transfer surface area		larger
Enhancement of heat transfer	more easily made and more options	
Utilizability of phase change materials		generally higher
Compatibility with corrosive or toxic phase change materials		better
High pressure region	only tubes	whole vessel
Resistibility to thermal stress		better

のシェル・チューブ型熱交換器と同様の形で、ただ胴側には流体を流すのではなくPCMが詰められており、熱交換流体は管内を流れることとなる。これら二つの型の熱交換器は、表1<sup>(7)</sup>に示したように、それぞれ長所・短所を有するため、場合に応じていずれを用いるかを選択する必要がある。

さて、いずれのタイプにしても融解過程と凝固過程の二つのモードを有するが、中高温用の蓄熱器では、例えば太陽熱、工場の廃熱や余剰エネルギーなどを利用して、通常長時間に渡って蓄熱する（融解過程）。一方、夜など暖房用の熱エネルギーが必要な時には、蓄熱したエネルギーを速やかに出熱して（凝固過程）、要求温度の熱交換流体を供給する必要がある。一般に融解過程では自然対流熱伝達が支配的で熱伝達は比較的良好で、一方凝固過程では熱伝導支配となるため熱伝達は非常に悪くなる。従って、中高温用の潜熱蓄熱器では凝固過程が律則過程であり、凝固過程における伝熱促進は非常に重要な研究課題である。他方、冷熱利用の氷蓄熱では通常、深夜電力を利用して長時間にわたって冷凍機をまわし蓄冷（凝固過程）し、昼間に冷房が必要な時の冷熱をすばやく効率よく取り出す（融解過程）必要がある。従って氷蓄熱においては融解過程が冷熱の利用と言う面では重要であるが、上述のように融解過程は元来熱伝達が良いため、中高温潜熱蓄熱の場合のような問題は少ない。しかし、全体の効率を上げるには、熱抵抗が大きい凝固過程における伝熱促進は、この場合でもなお重要な問題であり、二三の新しい蓄冷法が提案されている<sup>(8,9)</sup>。

### 3. 解析法

シェル・チューブ型潜熱蓄熱器の熱交換特性を正確に予測するには、管軸に沿った凝固層や融解層の分布（一般に三次元分布となる）の時間変化を見積る必要がある。相変化を考慮するいくつかの手法があるが、通常用いられている方法には次の三つがあり、場合に応じて効率の

良い方法を選択する必要がある。

#### (1) 準定常を仮定した半解析的解法

フィンが付いていない平滑伝熱管（ペアチューブ）回りの凝固問題など、熱伝導支配系の単純な問題では（定常温度分布が解析的に与えられている問題）、大規模な数値計算ではなく、準定常を仮定した簡単な半解析的な方法で良く性能を見積ることができる場合がある<sup>(10,11)</sup>。

#### (2) 境界固定法

自然対流が支配的な融解問題などの解析によく使用されている<sup>(12,13)</sup>。本方法を用いると界面形状は精度良く表せるが、座標変換のため基礎方程式が非常に複雑となる。また、非常に複雑な相界面形状になることが予測される問題では適用が困難などの欠点がある。

#### (3) エンタルピ法

潜熱をエネルギー式の中の発生項として考慮するため、界面を意識する必要がなく、複雑な相界面形状を有するような問題にも容易に適用可能で非常に強力な解法である。従って上記の(1)及び(2)の方法では取扱い困難な多くの複雑な問題に適用されている<sup>(11,14)</sup>。欠点としては、時間刻みのある程度細かく取らないと、解が振動することがあげられる。

### 4. シェル・チューブ型の熱交換特性

#### 4.1 凝固過程の解析

図2(a)はシェル・チューブ型熱交換器の一例として、正方形配列の管群断面の一部を示している（伝熱管はペアチューブ）。凝固過程の場合は、初期過熱度が非常に大きくない限り、凝固層は伝熱管と同心円上に発達するため、図の破線で示した一つの伝熱管回りの要素の現象を考えれば十分である。正確には要素の境界（断熱境界）は正方形となるが、簡単のため、近似的にその境界の内接円を境界と考えることが多い（図2(b)の要素図を参照）。

さて、前述のように、ペアチューブ回りの凝固では簡単な準定常解析で良い近似が得られる

ので以下に簡単に説明する。図3の左側の断面図に示したように、凝固層が管入口から $z$ の位置で半径 $r_i$ まで発達しており、液相部の温度はすべて融点 $T_f$ と等しいと仮定する。相変化材(PCM)内の熱移動が準定常と仮定して（各瞬間で定常温度分布が成り立っていると仮定）、相界面でのエネルギーバランスを考えると、次式のような関係が得られる。

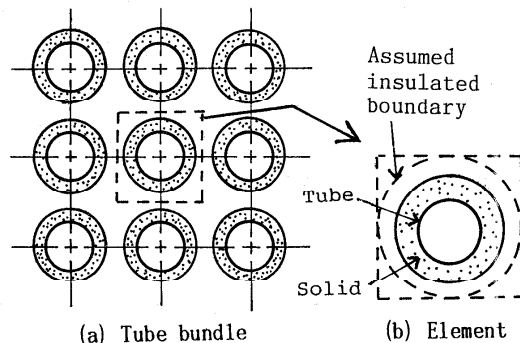


図2 シェル・チューブ型の凝固過程のモデル

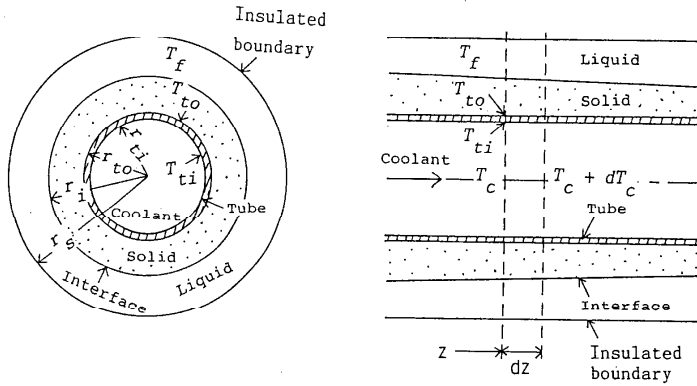


図3 ペアチューブの解析モデル

$$\frac{\partial r_i}{\partial t} - \frac{(T_f - T_c)/(H\phi_{PCM})}{r_i \left[ \frac{\ln(r_i/r_{to})}{(\lambda_s)_{PCM}} + \frac{\ln(r_{to}/r_{ti})}{\lambda_t} + \frac{1}{r_{ti}h_c} \right]} = 0 \quad (1)$$

次に図3の右側に示したように、要素dzにおける熱交換流体(温度 $T_c$ )の熱収支を考えると(通常、軸方向の熱伝導と非定常項は無視できる)。

$$c_c^m \frac{\partial T_c}{\partial z} = \frac{2\pi(T_f - T_c)}{\frac{\ln(r_i/r_{to})}{(\lambda_s)_{PCM}} + \frac{\ln(r_{to}/r_{ti})}{\lambda_t} + \frac{1}{r_{ti}h_c}} \quad (2)$$

初期条件及び境界条件は次の通りである<sup>(15)</sup>。

$$t = 0 : \frac{T_c - T_f}{T_{in} - T_f} = e^{-NTU \frac{z}{L}}, \quad r_i = 0 \quad (0 \leq z \leq L) \quad (3)$$

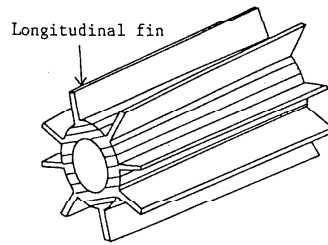
$$t > 0 : T_c = T_{in} \quad (z = 0) \quad (4)$$

未知変数は $r_i$ 及び $T_c$ であり、式(1)及び式(2)を式(3)及び式(4)の条件のもとで連立して解く(ルンゲ-クッタ法などを用いて数値積分する)ことによってそれぞれのz方向分布が求まる。求めた凝固層の時間変化より、出熱量が算出できる。

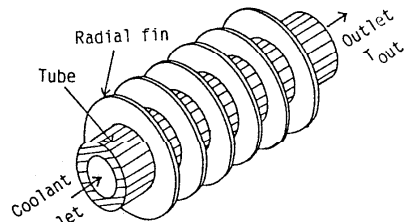
次に、図4(a)で示したような、伝熱促進のための縦フィン(Longitudinal fin)を有する伝熱

管の場合は、任意断面での温度分布をベアチューブの場合の式(1)で考えたように解析的に求めることはできない。そこで、この場合に対しては文献(11)及び(16)で、フィン及びPCM内の温度分布が差分法を用いて数値的に求められている[なお、文献(11)では正確を期すためz方向の熱伝導も考慮されており、三次元解析となっている]。解析法の詳細は文献(11)を参照願いたい、相界面の決定にはエンタルピ法が用いられている。

更に、フィン付管のもう一つの代表として、図4(b)の横フィン(Radial fin)付き伝熱管が考えられる。この伝熱管の場合蓄熱器の性能を予測するためには、一つ一つのフィン回りの凝固層の時間的発達の詳細を知ることが必要となる。一般にフィンの枚数はかなり多くなるため、通常の差分法などを用いた直接的な数値計算では計算時間や計算容量が膨大となる。そこで、文献(17)及び(18)では、近似的ではあるが、伊藤のモデル<sup>(19)</sup>(カプセルタイプの蓄熱器にフィンを利用した場合の解析)を熱媒体温度の管軸方向変化を考慮してシェル・チューブタイプの場合に適用している。その解析モデルを図5に示す。図5(a)の一点鎖線で示したように、フィンチューブをフィン回りの要素(例えばABCD)に分割する。各要素内で熱交換流体の温度は一定で、PCMの凝固は図のように伝熱管及びフィン表面から発達し、各要素から放出される熱量 $Q_i$ は次の要素の熱媒体の温度を増加させると仮定する。従って、伝熱管の入口のフィンから順次、伝熱管出口のフィンまで解くこと

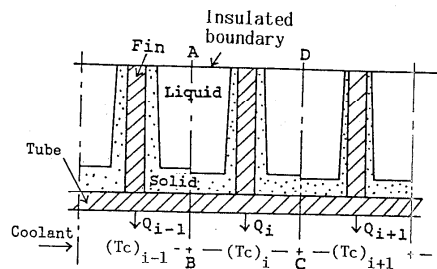


(a) Tube with longitudinal fins

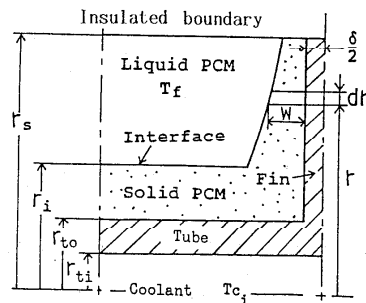


(b) Tube with radial fins

図4 代表的なフィンチューブ



(a) Relation between elements



(b) Detail of the element

図5 横フィン付管の解析モデル

によって熱交換特性が得られることとなる。詳細は文献(17)及び(18)を参照されたいが、図5(b)で示した伝熱管表面及びフィン表面上のからの凝固層の時間的発達は、図2のヘアチューブの場合と同様、準定常熱伝導を仮定して求められている。なおフィン内の温度分布は、凝固によってPCMからフィンに流入する熱量を考慮したフィンに関する熱伝導方程式を解いて算出されている。

以上、種々の伝熱管に対する凝固過程の解析手法を述べたが、ヘアチューブ、縦フィン付き伝熱管及び横フィン付き伝熱管に対する上述の各モデルに基づく計算値と実験値は良い一致を示すことが既に明らかになっている<sup>(11,17)</sup>。次に各伝熱管の性能の比較の一例を図6及び図7に示す<sup>(18)</sup>。図6及び図7はそれぞれ温度効率 $\eta_T$ および凝固割合 $\bar{Q}$ と無次元時間 $\tau$ の関係を示している。ここに $B_i$ は30.0に固定されており、NTUを5.0と12.0に変化させている。図中の記号の定義は次の通りであるが、形状パラメータなど、計算で固定した他のパラメータの値などについては文献(18)を参照願いたい。

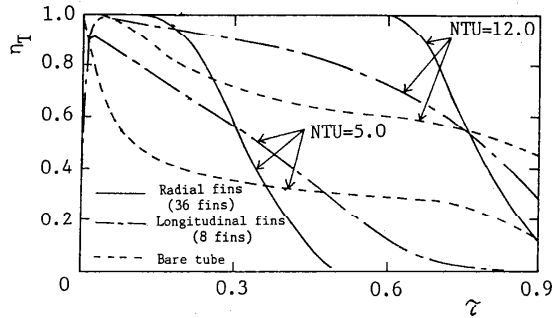
$$\eta_T = (T_{out} - T_{in}) / (T_f - T_{in})$$

$$B_i = h_c (r_s - r_{to}) / \lambda_{PCM}$$

$$NTU = 2\pi r_{ti} L h_c / (\dot{m} C_o)$$

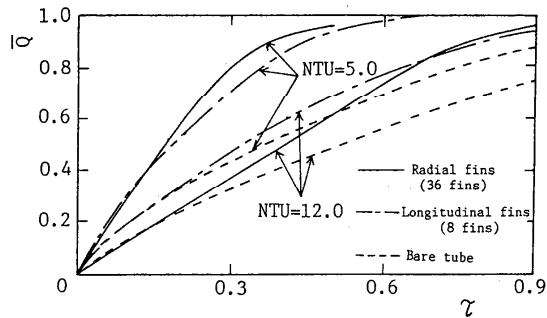
$$\tau = F_o \cdot St_e = a_{PCM} t / (r_s - r_{to})^2 \cdot C_{PCM} (T_f - T_{in}) / H$$

図中、縦フィンと横フィンの枚数はシェル側体積に対するフィンの体積割合が等しくなるように選んである。両図から、フィン取り付けの効果は大きく、特にNTUが小さい場合にその効果は顕著である。また横フィン付管の方が縦フィン付管の場合より理想的な特性( $\eta_T$ が1.0に保たれる期間が長い)が得られることも分かる。文献(16)および(18)には、これらの結果の他に、高性能潜熱蓄熱器の設計の便宜のために、縦フィン及び横フィ



( $\eta_T$ - $\tau$ 曲線)

図6 各伝熱管の性能比較の一例



( $\bar{Q}$ - $\tau$ 曲線)

図7 各伝熱管の性能比較の一例

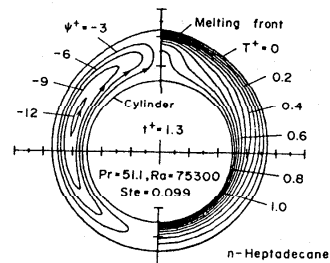
ン付き伝熱管の種々のパラメータが性能に及ぼす影響の線図が用意してある。

#### 4. 2 融解過程の解析

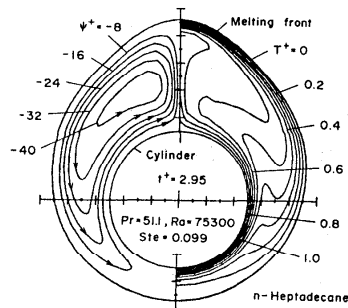
熱伝導が支配的なため解析が比較的簡単な凝固過程に対して、融解過程では一般に自然対流熱伝達が支配的となり、現象はかなり複雑である。従って、融解過程に関しては、現在まで、最も単純な形状のベアチューブの場合に対し、垂直単管回りの軸対称融解<sup>(20)</sup>及び水平単管の二次元断面内での融解現象<sup>(21)</sup>が解析されているにすぎない。また、融解過程では、正確な性能を見積るためには、隣接した伝熱管回りの融解層の干渉が重要になるが、この問題に関する解析も現在までなされていない。

図8は、前述した境界固定法で解かれた、水平なベアチューブ回りの融解の解析結果の一例<sup>(21)</sup>を示している。図の左半分は無次元流れ関数分布、右半分は無次元温度分布を示している。図中、 $t^* = a_{PCM} t / r_{t0}^2$ ,  $T^* = (T - T_f) / (T_{t0} - T_f)$ ,  $\psi^* = \psi / a_{PCM}$  ( $\psi$ : 流れ関数),  $R_a$ : 代表長さとして円筒の半径及び代表温度として伝熱面温度と融点の差をとったレーレー数,  $Pr$ : プラントル数である。図8(a)は融解初期の状態、温度分布から明らかのように、まだ融解層が薄いために自然対流は弱く、相界面もほぼ伝熱管と同心円状である。時間が経過し融解層が厚くなり自然対流が強くなると、高温流体が衝突する伝熱管上部での融解が速くなり、相界面形状は上下非対称となる [図8(b)]。なお、この系に対しては計算と実験結果の良好な一致が得られている<sup>(21)</sup>。

フィン付伝熱面に対しては、計算量が膨大となるため、二次元断面全体にわたっての解析はまだなされていないが、フィンに囲まれた一つの要素に対しては、エンタルピ法を用いた数値解析がなされている<sup>(22,23)</sup>。その一例を図9及び図10に示す。図中、 $G_f$ はフィン高さを代表長さ、伝熱面温度と融点の差を代表温度差としたグラスホフ数で、 $V$ 及び $\tau'$ はそれぞれ無次元速度ベクトルの尺度及び無次元温度で、 $V = (r_s - r_{t0}) \cdot |v| / \nu_{PCM}$ ,  $\tau' = \lambda_{PCM} (T_{t0} - T_f) t / [\rho_{PCM} (r_s - r_{t0})^2 H]$ と定義されている。さて、図9は要素内の伝熱面が下方に位置している場合で、時間の経過



(a) 融解過程初期 ( $t^* = 1.3$ )



(b) 自然対流が強くなった状態 ( $t^* = 2.95$ )

図8 ベアチューブ回りの融解解析結果<sup>(21)</sup>

と共に、伝熱面の上部のみならずフィンの回りでも自然対流がかなり強くなっているのが分かる。従って、フィン先端付近での融解層の発達はかなり速く、フィンの効果は大きい。図10は伝熱面が上方に位置する場合で、熱的に安定な状態であり、融解は図9の場合に比べてかなり遅い。しかし、図8で分かるように、ヘアチューブの融解における伝熱面の下方の融解が極めて遅いことを考えると、図10ではフィン回りの融解がかなり進んでおり、この場合でもフィン取り付けの効果は大きいと言える。なお、この系でも実験と解析結果の良い一致が得られている<sup>(23)</sup>。

計算機の性能向上が急ピッチな今日でも、フィンチューブはもとよりヘアチューブに対しても、融解過程の直接的な三次元計算はかなりの記憶容量と計算時間を必要とし、まだ実用的でないように思える。これを補う一つの方法として、凝固過程でよく利用されている、ある断面での二次元解を利用して三次元解を得る準三次元解法<sup>(15, 24)</sup>を三次元融解過程に適用することが考えられる。ただし、前述したように、管群構造とした場合の融解層の干渉問題は未解決のまま残っている。

以上述べたように、シェル・チューブ型の潜熱蓄熱用の熱交換器の特性は凝固過程に対してはほぼ解明されており、融解過程に対してはまだ解決すべき問題は残っているが、この10数年間で熱交換特性を予測する解析法は非常に進展したと言える。計算機性能の益々の向上、あるいは新しい簡易解析手法などの開発により、未解決の問題

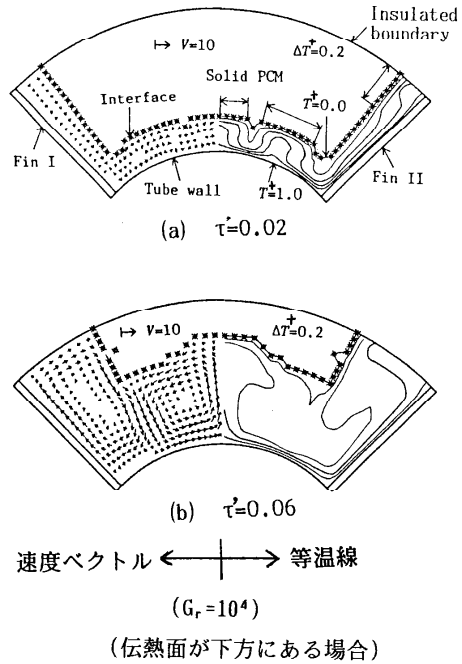


図9 縦フィン付き管要素回りの融解

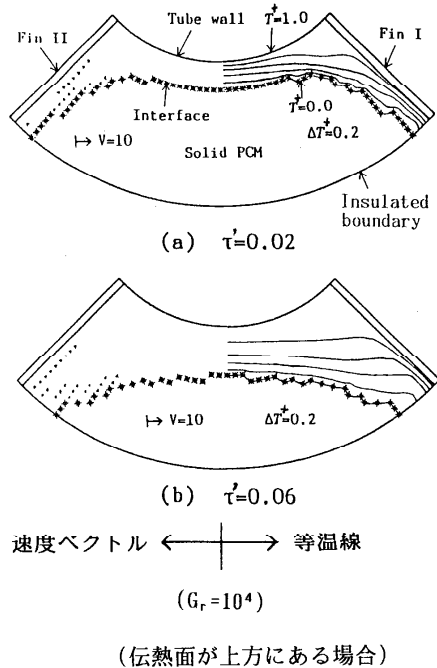


図10 縦フィン付き管要素回りの融解

も近い将来解決されると思われる。

## 文 献

- (1)特集, 蓄熱装置の応用, 冷凍, 63-734(1988). (2)齋藤, 配管技術, 1(1989), 112. (3)齋藤, 配管技術, 2(1989), 137. (4)神本, JSME第68期通常総会講論B, (1991), 248. (5)蓄熱と熱交換器 (Organized Session), JSME第68期通常総会講論B, (1991), 219. (6)エネルギーの有効利用と技術 (Organized Session), 第4回熱工学シンポジウム講論, (1991), 35. (7)神本・他2名, 電総研彙集, 45-11, 12(1981), 553. (8)遠藤・星野, 冷凍, 62-715(1987), 484. (9)稲葉, 他2名, 第27回伝熱シンポ講論, 1(1990), 229. (10)甲藤, 西村, 機論, 26-165(1960), 715. (11)笹口・他2名, 機論(B), 52-473(1986), 167. (12)齋藤, 冷凍, 55-637(1980), 1005. (13)T. Saitoh and K. Hirose, J. of Heat Trans. ASME, 104(1982), 545. (14)W. D. Bennon and F. P. Incropera, Int. J. Heat Mass Transf., 30-10(1987), 2161. (15)N. Shamsundar and R. Shrinivasan, Trans. ASME, J. Solar Energy Eng., 102-4(1980), 263. (16)笹口, 機論(B), 55-510(1989), 475. (17)笹口・他2名, 機論(B), 54-504(1988), 2136. (18)笹口, 機論(B), 56-528(1990). (19)伊藤・他2名, 第21回伝熱シンポ講論, 104. (20)岡田, 機論(B), 51-461(1985), 382. (21)齋藤・広瀬, 機講論, No.820-5(1982), 59. (22)笹口・坂本, 機論(B), 55-513(1989), 1418. (23)笹口, 機論(B), 56-529(1990), 2785. (24)伊藤, 他2名, 機論(B), 55-511(1989), 782.

## 記 号

a: 温度伝導率, c: 比熱, H: 潜熱, h: 熱伝達率, L: 伝熱管の長さ,  $\dot{m}$ : 熱交換流体の質量流量, r: 半径, T: 温度, t: 時間, v: 速度, z: 軸方向距離,  $\lambda$ : 熱伝導率,  $\nu$ : 動粘性係数,  $\rho$ : 密度.

(添字)c: 熱交換流体, f: 融点, i: 相界面, in: 熱交換器入口, out: 熱交換器出口, PCM: 相変化材, s: 断熱境界あるいは固相PCM, t: 伝熱管, ti: 伝熱管内周, to: 伝熱管外周あるいは円筒表面



1. はじめに

着霜をともなう低温熱交換器ではやがて付着した霜を除去する除霜運転が不可避なものとなる。除霜方式としては機械的に霜を掻き取る方式もあるが、一般にはホットガス方式など加熱融解方式がほとんどである。霜層を融解する場合、水の融解と異なる大きな特徴として霜が多孔質層であるため、解けた水が毛管力や重力の作用により層内部に浸透すること、さらに場合によってその浸透水が層内で再凝固することが挙げられる。

ここでは、霜や雪のような多孔質層を融解する場合について、融解過程におよぼす融解水の浸透・凝固の影響について説明するとともに、空気冷却器として一般に用いられるフィン付熱交換器の除霜過程の取り扱いについて述べる。

2. 多孔質層の融解過程の特徴

2.1 水分浸透の影響

霜層内における融解水の浸透の駆動力を重力と毛管力であるとすると、霜層を上部から融解するときには両者の駆動力は同方向に働き、下部から融解するときには両者は逆方向となる。ここでは、除霜過程として一般的である後者の下部からの霜層融解を取り扱う。この場合、毛管力が重力に打ち勝つときだけ融解により生じた水は層の上方向に浸透することになる。

初期霜層温度が0℃で、加熱面と層が常に接している理想的な場合として、霜層融解過程を図1にモデル的に示す<sup>(1)</sup>。加熱により加熱面に接する霜層は解けるが、融解水は毛管力により瞬時に内部に浸透し、水分浸透層を形成する(I)。水分浸透層は含水率を増加させるとともに拡大し、やがて霜層全体が水分浸透層で占められる(II)。その後、水分浸

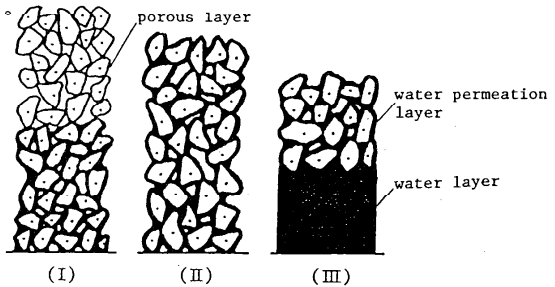


図1 霜層の融解過程 (周囲温度0℃の場合)

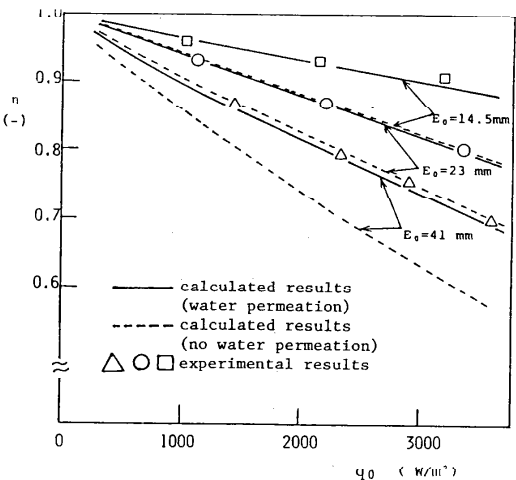


図2 供給熱量に対する融解効率の変化

透層が水分で満たされるとともに液膜層が下部から生じ (III)、最終的に液膜層だけとなり融解は終了する。

融解効率を例にとり水分浸透の効果を述べる。ここで、融解効率  $\eta$  は霜層全体を融解するのに必要な熱量に対する理論融解熱量 (霜の潜熱量) の比と定義する。

図2は供給熱量  $q_0$  に対する融解効率の変化に対し、水分浸透を考慮した解析と考慮しない一般の熱伝導解析の比較を示す。融解過程の全体を通し、水分浸透は熱抵抗となる液膜層の減少を意味する。このため、水分浸透を考慮した解析のほうが融解効率は高く、実験結果も水分浸透の影響を示している。

### 2.2 浸透水の再凝固による影響

上では霜層が  $0^\circ\text{C}$  の場合について示したが、霜層が氷点下の雰囲気へ晒されるながら除霜される場合も多い。図3にこの場合の融解過程をモデル的に示す<sup>(2)</sup>。ここでは、霜層内に浸透した水分が周囲への熱放散により再び内部で凝固する現象が特徴的となる。すなわち、水分浸透層の形成過程では、浸透水の一部凝固は内部の粒子構造を変え (I)、層全体が水分浸透層となった後は、再凝固は層上部から水層を形成する (II)。その後、水膜層の形成 (III)、水分浸透層の消滅 (IV) を経て融解は終了する。

水分浸透・凝固の影響を示すために図4に周囲熱伝達率  $h_a$  が一定の条件に対する損失熱量  $q_E$  の時間変化を示す。水分浸透層の形成過程では、層上部の温度が上昇するため損失熱量は増加し (I)、水分浸透層が層上端に達する時点で最大値となる。その後、氷層の形成により損失熱量は減少し (II) (III)、氷層の融解により再び増

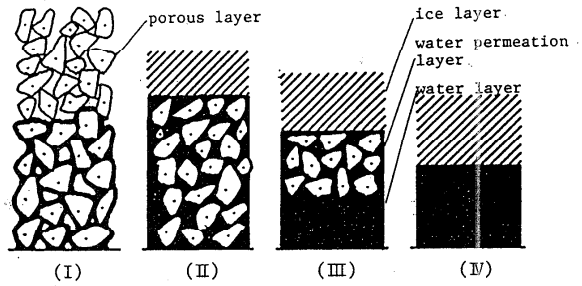


図3 霜層の融解過程 (周囲温度  $0^\circ\text{C}$  以下の場合)

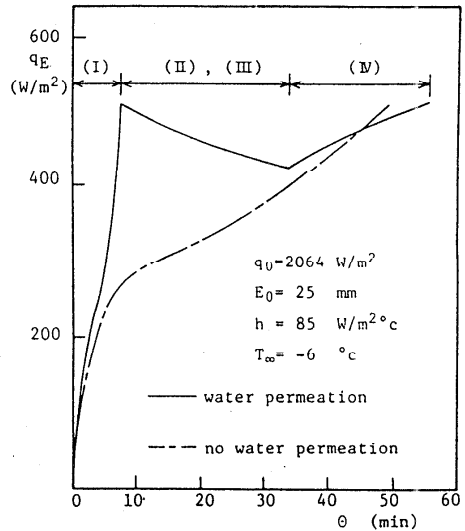


図4 損失熱量の時間変化

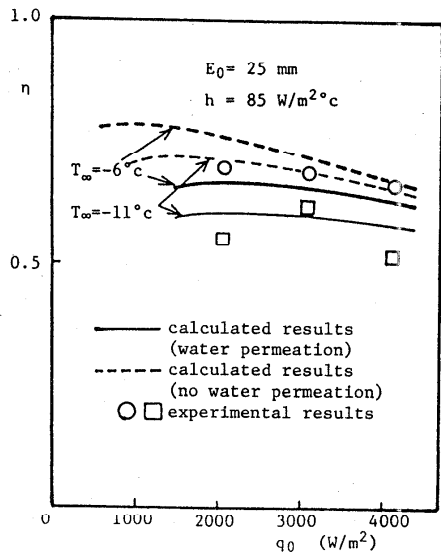


図5 供給熱量に対する融解効率の変化

加する(IV)。図中には水分浸透を考慮しない熱伝導解析も示すが、融解にともない損失熱量は単調に増加する。両者の比較により、全体として浸透水の再凝固は損失熱量を増加させる効果をもつことがわかる。この場合の融解効率を図5に示すが、水分浸透を考慮した解析のほうが考慮しない解析結果より低く、このことは水分浸透により液膜層の熱抵抗が減少する効果以上に、再凝固により損失熱量が増加する効果が大きいことを意味する。

以上、多孔質層の融解過程における水分浸透の効果として、液膜層の減少による熱効率的にみて正の効果と浸透水の再凝固による負の効果が存在する。

### 3. 熱交換器における除霜

上記で霜層の融解過程におよぼす融解水の浸透・凝固に主眼を置いて説明した。しかし、一般に用いられるフィン付熱交換器の除霜を対象とすると、フィンを通じて霜層融解が生じること、多列からなる熱交換器で融解水の浸透および排出が複雑となることにより<sup>(3)(4)(5)</sup>、上記の基礎的な取り扱いとは異なる。ここでは、熱交換器における除霜過程全体を概観する。

#### 3.1 熱交換器上の除霜過程について

図6にフィン付熱交換器の除霜過程をモデル的に示す<sup>(9)</sup>。着霜状態からパイプ部に温ブラインにより熱を供給すると、冷却されていたパイプ部が加熱され温度が上昇する(a)。パイプ温度が0℃に達すると霜層融解が始まる。同時にフィン部根元の霜層融解も始まり、徐々にフィン先端へと融解が進行する。しかし、融解水はすぐには排出されず、残っている霜層内に浸透し保持される(b)。やがて、保持できなくなると外部への排出が始まる(c)。融解が進行しフィン部先端まで達すると霜層融解は終了する。しかし、この時点でもフィン面上にまだ液膜が存在し、水分の排出は続く(d)。最終的に、水分はほぼ排出して除霜は終了する。

以上、除霜過程は冷却されていた熱交換器のパイプ部が温められ0℃に達するまでの融解準備過程(I)、パイプ部およびフィン部根元から霜の融解が進行し最終的にフィン先端までの全部の霜層が融解するまでの霜層融解過程(II)、熱交換器上に残っている融解水が排出してしまうまでの水切り過程(III)の3つの過程に分けられる。

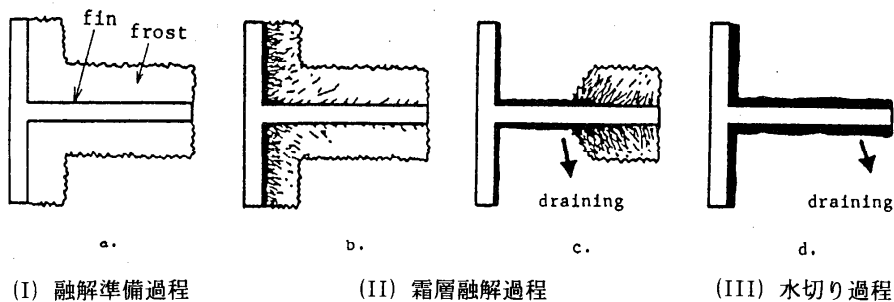


図6 熱交換器の除霜過程

### 3.2 除霜過程の解析

上記の3つの過程のうち霜層融解過程の解析モデルを記す<sup>(6)</sup>。熱交換器をフィンと同数の要素に分割し、各要素はパイプ部とフィン部から成る。図7に霜層融解モデルを示す。温ブラインにより熱が供給され霜の融解が始まるが、まずパイプ部の霜が解け、その後フィン上を二次元的に融解が進行する。フィン部は融解が終了した無着霜部と着霜部に分けられ、準定常のもとでそれぞれ次式で与えられる。

(着霜部)

$$\lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{K_f}{S_f} (T - T_a) \quad (1)$$

$$K_f = \frac{1}{l_r / \lambda_r + 1 / h_a}$$

(無着霜部)

$$\lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_f \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\bar{h}_a}{S_f} (T - T_a) \quad (3)$$

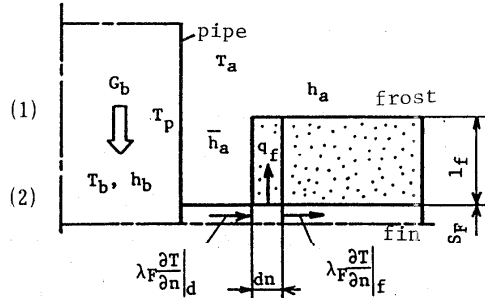


図7 熱交換器上の霜層融解モデル

ここで、 $h_a$ は空気熱伝達率、 $\bar{h}_a$ はフィン面上の水分流下を考慮した熱伝達率、 $S_f$ はフィン厚さを表す。フィンの温度変化を準定常と仮定すると、無着霜部と着霜部の境界での熱の流入・流出量の差が融解面の進行となり、融解潜熱を $L_H$ として次式で表される。

$$\lambda_f \left( \frac{\partial T}{\partial n_r} \right) - \lambda_f \left( \frac{\partial T}{\partial n_d} \right) = L_H \rho_f \frac{l_r}{S_f} \cdot \frac{\partial n}{\partial \theta} \quad (4)$$

次に、熱交換器上からの水分排出についてを記す。霜層は多孔質層であるため融解水はすぐには排出されず、残りの霜層内に浸透し保持される。霜層内の含水飽和度が所定の値に達した後、融解にともない水分の排出が生じる<sup>(4)(5)</sup>。図8に水分排出モデルを示す。融解水は熱交換器の上部の要素から順に下方の要素に流れ、最下部の要素から外部へ排出される。いま、霜層内で保持できない水分量を流下可能水分量 $M$ と定義する。その水分量は要素内で均一と仮定すると、 $i$ 番目の要素内の水分量 $M_i$ は $i-1$ 番目から流入する量と $i+1$ 番目へ流出する量の差に、 $\Delta \theta$ 時間内に要素内で融解により生じる水分量 $\Delta M_m$ を加えたものとして次式で与えられる。

$$\frac{dM_i}{d\theta} = \frac{M_{i-1}}{P_i} V_{i-1} - \frac{M_i}{P_i} V_i + \Delta M_m \quad (5)$$

$$\Delta M_m = \{ \rho_r + (\rho_i - \rho_r) S_o \} l_r \frac{dn}{d\theta} H \quad (6)$$

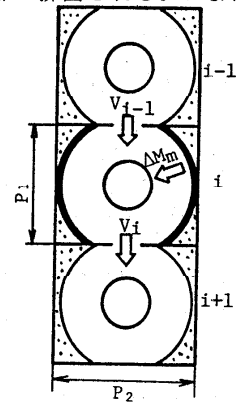


図8 水分排出モデル

ここで、 $V_i$ は要素  $i$  の融解水の平均流下速度、 $H$  は融解面の周囲長さを表す。

ここでは霜層融解過程の解析だけを示したが、融解準備過程は短時間であるのでパイプの熱容量を考慮することにより、また、水切り過程は上述の水分排出だけを考慮することにより簡単に計算される。

### 3.3 結果について

図9は除霜時における代表的なパイプおよびフィン温度の時間変化に対する計算結果と実験結果の比較を示す。同時に下図に排出水分量の比較も示す。図中の I, II, III は前述の各過程に対応する。温ブラインの流入によりパイプ部およびフィン部の温度が上昇し、パイプ部の温度が  $0^\circ\text{C}$  に達すると霜層融解が始まる。霜層の融解はパイプ部からフィン部先端へと進行するため、パイプ部の温度上昇が最も早く、パイプ部から最も距離が遠いA点の温度上昇が最後に生じる。また、融解水の排出は融解より遅れて生じ、融解が終了しても水分の排出は続いている。このことは、融解終了時にはまだ熱交換器上に融解水が残っていることを意味し、水切り過程の必要性が示される<sup>(4)</sup>。

除霜時の効率を議論するうえで前述の霜層融解過程の終了時と融解水が排出した水切り過程の終了時が重要となる。ここでは前者を融解効率  $\eta_r$  とし、後者を除霜効率  $\eta_w$  と定義する。すなわち、融解効率および除霜効率はそれぞれ次のように定義される。

$$\eta_r = \frac{m_f A_T L H}{\int_0^{\theta_f} Q_b d\theta} \quad (7)$$

$$\eta_w = \frac{m_f A_T L H}{\int_0^{\theta_w} Q_b d\theta} \quad (8)$$

ここで、 $m_f$ は単位面積当たりの着霜量、 $Q_b$ は一つ

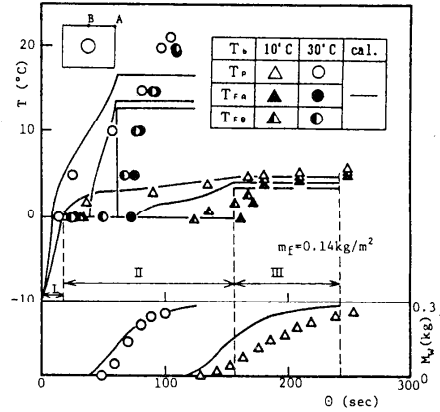


図9 パイプ、フィン温度および排出水分量の時間変化

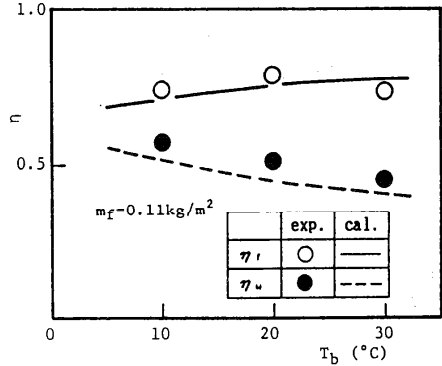


図10 ブライン入口温度に対する融解効率・除霜効率

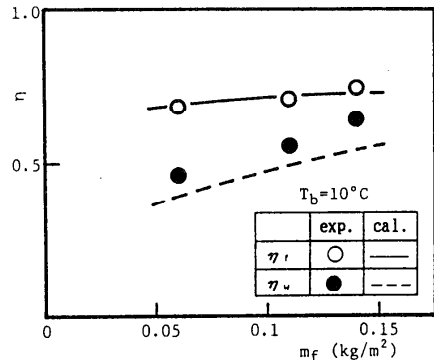


図11 着霜量に対する融解効率・除霜効率

の要素に供給される熱量を表す。

図10はブライン温度の違いによる融解効率および除霜効率の計算結果と実験結果の比較を示す。ブライン温度の上昇に対して融解効率の変化は比較的小さいが、除霜効率は大きく低下する。これは、供給熱量の増加に応じて融解時間も短くなるため損失熱量としてはあまり変化なく、融解効率がほぼ一定になるのに対して、水切り時間における損失熱量は供給熱量の増大により大きくなるため除霜効率としては低下するものである。また、図11に着霜量の違いによる融解効率の比較も示す。着霜量の大小による融解効率の変化は小さいが、除霜効率は着霜量の増大とともに高くなる。これは、着霜量が異っても水切り過程の損失熱量の違いは少なく、着霜量の増大が相対的に霜の融解熱量の増大を意味するため除霜効率が高くなるものである。

#### 4. おわりに

多孔質層の融解過程の特徴を明らかにするために、霜層融解におよぼす融解水の浸透・凝固の影響について説明するとともに、熱交換器上の除霜過程の基礎的取り扱いについて述べた。着霜をともなう熱交換器では、着霜・除霜のサイクル運転を余儀なくされるため、融解水の浸透や排出の挙動を考慮した運転サイクルの設定が重要と考えられる。

#### 参考文献

- (1) Aoki, K., ほか2名, ASME Paper, 81-WA/HT (1981).
- (2) 青木・ほか2名, 機論 (B編), 51-471 (1985), 3567.
- (3) 菅原・ほか4名, 機論 (B編), 55-510 (1989), 504.
- (4) 菅原・ほか2名, 機論 (B編), 56-531 (1990), 3457.
- (5) 青木・ほか3名, 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1990), 283.
- (6) 青木・ほか2名, 平成2年度日本冷凍協会講演論文集, (1990), 9.

### 1. まえがき

寒い北国では、初冬より降雪があり、降雪によりある厚さの層ができ、それが何層にも積み重なったものを積雪と呼んでいる。それぞれの積雪層は降雪前後の気象条件(気温、日射等)、雪結晶の形や降雪量により、様々な雪質状態および厚さとなる。冬季間消えることのない積雪を一般に根雪と呼んでいる。積雪層を構成する雪の性状は、降雪時の低密度雪質(星状や樹枝状雪結晶)より、時間の経過と共に雪結晶表面での昇華蒸発、凝縮そして焼結現象に伴って、次第に小さな丸みを持った雪粒へと変化し、さらに、その後の積雪の重み等も加わり、大幅な積雪体積の減少となり、固く締まった雪質を形成する。以上は、積雪機構の一般的な減少を述べたものであるが、雪層表面は、図1に示されるように様々な熱の出入りがある。積雪は、氷粒子と空気の共存物質であり、雪粒子が加熱されて氷点温度になると積雪内の氷の部分が融解して液体の水となる。氷の融解状態では、雪層は氷点以上の温度には上昇せず融解が進行する。この現象を一般に融雪と言う。雪層へ入る熱は、日射(主に可視領域と近赤外線領域の太陽放射熱)、気温が雪層温度より高い場合の対流熱伝達、大気からの水蒸気輸送に伴う昇華凝結による相変化熱、雲等よりの大気放射熱、降雨熱そして地中からの伝導伝熱がある。一方、雪層よりの放熱(熱損失)は、雪面よりの反射、雪面より大気中への冷放射、気温が低い場合の対流伝熱、そして大気中の水蒸気濃度の低い場合の昇華蒸発熱が考えられる。雪層への入熱量が熱損失量を上回り、雪層表面温度が氷点になると融雪が始まることになる。融雪に大いに関係する熱伝達様式は、日射と対流熱伝達による入熱と日射反射と大気中への冷放射である。雪面に達した日射の反射は、雪性状により大きく変化し、新雪の場合は、日射の約8割が反射され、融雪期の黒づんだ雪では、約半分が反射されると言われている。この積雪の反射率(アルベド)は放射の波長、入射角(太陽高度)および雪性状により大きく変化する。乾いた新雪に対しては、波長の短い可視光線(波長 $\lambda=0.4\sim 0.75\mu\text{m}$ )を良く反射し、赤外線( $0.75\sim 100\mu\text{m}$ )はほとんど反射せず雪層に吸収される。従って雪層より氷点下の大気中へは赤外線領域の放射熱(冷放射)を放出していることになる。春先の融雪期には、日射強度も強くなり、湿った暖かい風による大気からの対流伝熱および水蒸気の結露による潜熱輸送の相乗効果により大幅に融雪が促進(1日当たり5~10cmの融雪)されることになる。そのために河川には晴天にもかかわらず融雪水で溢れるようになる。融解水は地下土壤が凍っていないければ、地下に浸透し、その浸透した融解水に見合う暖かい地下水が河川に流出すると言われており、融雪と出水の応答関係を知ることも、洪水等の災害の予知そして水の有効利用の立場より重要なこととされている。また、融解水が雪層中を浸透する機構も複雑なもので、二、三の参考文献によりその機構についても後述する。特に寒い地域では、降雪前に冷気により土壤水分の凍結が起こり、凍土層を形成する。凍土層に積もった雪層の融解水は、不透水体である凍土層を介して地下に融解水の浸透は起こらず、凍土層上に融解水の滞留が起こることになる。

雪層は、貴重な水資源となる反面、長期間にわたる積雪は農作業の開始を遅らせる原因となり、融雪を促進させる試みがなされている。融雪に寄与する自然における熱源の主体は日射と大気の対流熱伝達であるために、融雪促進には、雪面で日射反射割合の低減効果を有する日射吸収性の良い物質を散布する方法と雪面に溝を設けて大気と接する積雪の表面積を拡大する方法がある。一般に農地の融雪促進には、黒色炭酸カルシウム、ケイ酸カルシウム、アッシュ類等の日射吸収の良い融雪促進材を雪面に散布しており、その散布量および散布時期の決定はその効果を得る意味で重要となる。図2は、春先に黒色炭酸カルシウム融雪促進材を散布密度 $C=0.05\text{kg/m}^2$ を散布した場合の融雪促進効果(積雪高

さの経時変化)を無散布積雪面と比較したもので、約10日位消雪時期に差が生じていることがわかる<sup>(1)</sup>。試験フィールドにおける散布状況が図3に示されている。融雪材の散布時期は、5日間の最高気温の積算温度が20℃以上になることが80%以上超え、新雪が20cm以上降ることが80%以上なくなった時期を一応の目安としているが、散布量と気象条件の関係は未だ説明されていないようである。一方、逆に融雪を遅延させ、冬期間の雪による冷潜熱を長期保存し、夏期に利用する方法も検討されている。一般には、積雪表面を泡状断熱材で覆ったり<sup>(2)</sup>、厚く土砂をかけ融雪を遅らせ、夏期の冷熱源や水資源として有効利用する試みがなされている。このように積雪は、我々の社会にとって、弊害および利得の両面を持っていると言える。最近においては、液化天然ガスのガス化における冷熱源有効利用のために、大掛かりな人工スキー場の計画もあり、人工雪と放射熱の関係、低温熱交換器まわりの霜層の放射熱除霜など工学的にも放射と融雪現象の解明は、応用範囲の広いものである。以上本解説においては、雪層の放射熱による融雪制御に関する基礎的現象を主体に、その融雪挙動を概説する。

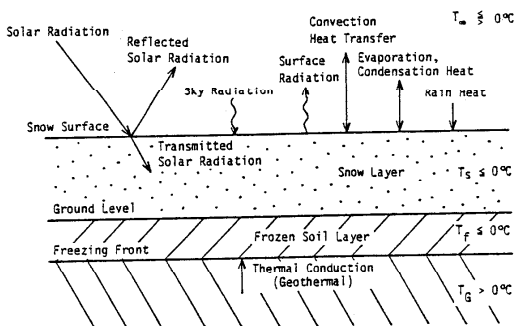


図1 雪層の伝熱様式



図3 融雪状況

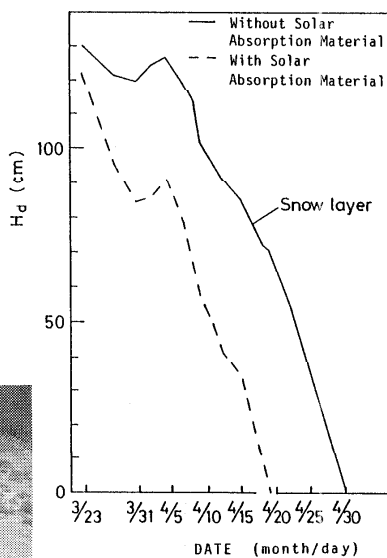


図2 融雪材による融雪効果

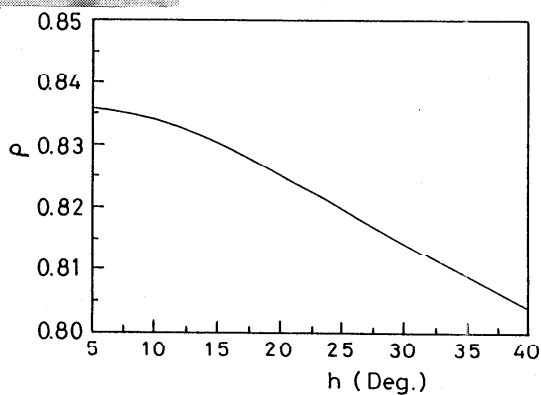


図4 雪面日射反射率と太陽高度



## 2. 雪層の放射熱融解

### 2. 1 日射の雪面反射と透過

自然状態にある雪層表面の日射反射率（アルベド） $\rho$ は、新しい乾いた雪 $\rho=0.8\sim 0.95$ 、汚れていない湿った雪 $\rho=0.6\sim 0.7$ 、汚れた雪 $\rho=0.4\sim 0.5$ との報告<sup>(3)</sup>もあり、雪の状態によりその値も大きく異なるものである。放射熱の入射角度によっても当然のことながら反射率も変化することになり、図4は、直達と散乱日射を考慮した雪粒径 $d=0.3\text{mm}$ の汚れていない雪層表面よりの日射反射率 $\rho$ と太陽高度 $h$ の関係を示したもので、太陽高度の増加と共に反射率 $\rho$ の減少がみられる<sup>(4)</sup>。地球上において太陽光線と垂直な面における日射量はほぼ等しいことより、太陽熱集熱器の集熱面への日射入熱に雪面反射光を利用することにより、その集熱効率の増加が可能となる。図5は、集熱面傾斜角と反射倍率 $\rho_{FR}$ （雪面反射を考慮しない場合の日射入射量に対する雪面反射による日射入射量の比）の関係を雪面反射率 $\rho$ をパラメータにとって示したものである<sup>(5)</sup>。北海道地域では、高緯度の関係で暖房用太陽熱集熱器の集熱面傾斜角を $\theta=60^\circ$ とする場合が多く、新雪の雪面（ $\rho=0.8$ ）では、反射倍率 $\rho_{FR}=0.2$ となり、雪面の存在により集熱量が2割増大することになる。放射熱の波長の短い可視光領域のものは、雪層内を通過する性質を持っている。雪層表面より任意の深さ $x$ における放射熱流束 $Q_r(x)$ は、放射減衰係数 $k$ を用いると次のような簡単な関係で表される<sup>(6)</sup>。

$$Q_r(x) = (1-C)Q_{r0} \exp(-kx) \quad (1)$$

ここで、 $Q_{r0}$ ：雪層表面での放射熱流束、 $C$ ：放射エネルギーの下方向と上方向の成分比（ $C=0.8$ ）。図6は、水分飽和度（空隙に占める水分割合） $S=0$ における雪の空隙率 $\varepsilon$ と放射減衰係数 $k$ の関係を示したもので、雪の空隙率 $\varepsilon$ の増大に伴って、放射エネルギーが通過し易くなり減衰係数の単調な減少がみられる<sup>(6)</sup>。水分飽和度 $S$ の範囲にも依存して減衰係数 $k$ も次のような関係式で表される。

$$k = 10^{(-1.9\varepsilon + 1.2)} \quad (0 < \varepsilon < 0.4) \quad (2)$$

$$k = 0.092 \times 10^{(-1.9\varepsilon + 1.2)} S^{-2.6} \quad (0.4 < \varepsilon < 0.6) \quad (3)$$

$$k = 0.302 \times 10^{(-1.9\varepsilon + 1.2)} S^{-0.28} \quad (0.6 < \varepsilon < 1.0) \quad (4)$$

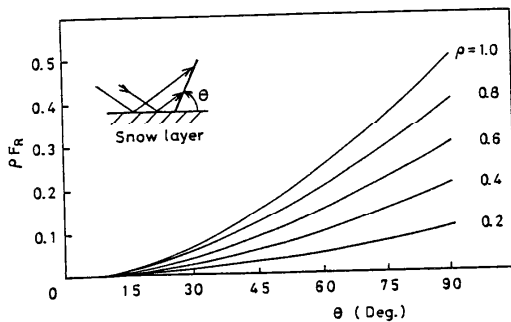


図5 集熱面傾斜角と反射倍率

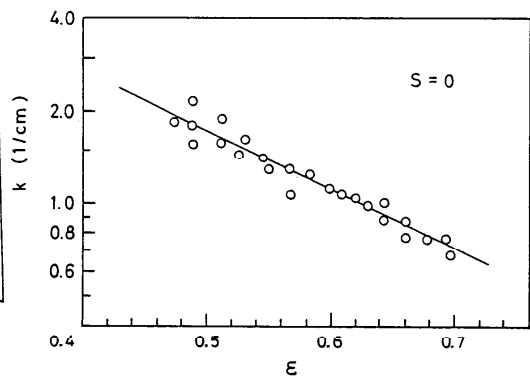


図6 放熱減衰係数と雪の空隙率

## 2.2 放射融解水の雪層浸透

放射熱エネルギーなどにより、積雪表面で雪の融解が起ると、融解水は積雪層内の空隙を埋めながら流動抵抗の小さい部分を通り流下したり、雪粒の表面を薄膜状に包ながら雪層をゆっくり流下する。このような融雪層内を流下移動する融雪水の挙動は水の粒子径、形状、雪層の成層状態、水分飽和度、温度などにより大きく影響を受け複雑なものとなる。図7は、雪密度 $\rho_s=430\text{kg/m}^3$ 、外気温度 $T_a=-3^\circ\text{C}$ の条件にて、雪層表面に黒色炭酸カルシウム融雪材を濃度 $C=1.7\text{kg/m}^2$ で散布し、ハロゲンランプよりの放射熱 $Q_{r,0}=627\text{W/m}^2$ を照射した場合の雪層内の水分飽和度 $S$ （白丸印）と温度分布（黒丸印）の経時変化を示したものである<sup>(6)</sup>。本測定方法は融解水と氷の電気伝導率の差を利用して水分飽和度を求めるもので、雪層内の局所的な水分飽和度の経時変化の測定が可能である。尚、測定用両電極間の電源としては、通電に伴う水分子双極子の配向分極の発生および周囲環境よりのノイズ回避などの目的で高周波交流電源が用いられている。図より水分飽和度の極大又は極小値を示す位置も時間と共に変化する複雑な融解水移動挙動を示すことがわかる。融解水はその熱量を失いながら、複雑な形状を有する雪粒子空隙を重力、毛管力そして流動抵抗等の影響を受けながら流下することになる。

雪層の断面の水分飽和度の分布は、水と氷の放射率（または反射率）の差を雪層断面の赤外線写真の濃淡に反映させ、その濃淡と水分飽和度の関係より間接的に求められる。このような測定方法で得られた雪層断面の水分飽和度分布の経時変化を示したものが図8である<sup>(6)</sup>。尚、実験条件は、図7で示されたものと同じである。雪層表面より融雪が進行することより、雪層表面近傍で水分飽和度が大きくなり、さらに融解水は雪層内を均一に浸透するのではなく、流動抵抗等の小さな雪層部分を複雑な経路を経て流下することが理解できる。雪層底面で水分飽和度が大きいのは、雪層保持に設けた目の細かい金網の保水作用によるものである。ここで、雪層より放射エネルギーを熱源として融雪した場合の融雪水の雪層中移動についての理想化されたモデルでの理論的検討を紹介する。一般に雪層が上部表面より融解された場合には、図9の融雪物理モデルに示されるように、一定温度（ $0^\circ\text{C}$ ）そして水分飽和度 $S$ の分布を有する湿り雪層領域（ $H_1-H_2$ ）、融雪水浸透前面（ $H_0$ ）を介して低温分布の存在する乾き雪層領域が存在する。図中の $H_0$ は放射エネルギーによる表面融解と透過放射エネルギーによる内部融解により生じる雪層表面深さの変化量である。雪層は水、水そして空気よりなる多孔質層と考えられ、その融解水は、水分移動量 $W$ を表す次式の第一項で示す重力、第二項で示す毛管力そして摩擦力の影響を受け流下することになる<sup>(11)</sup>。

$$W = -\frac{\bar{\alpha}}{\mu} \frac{\sigma d}{(1-\varepsilon)\phi} \left\{ -\frac{g\rho_w d}{\sigma} \frac{\varepsilon}{(1-\varepsilon)\phi} - \frac{dP}{dx} \right\} \quad (5)$$

ここで  $\bar{\alpha}$  : 平均経路係数の逆数 ( $=\alpha \int_{S_{\min}}^S \frac{1}{P^2} dS$ )、 $\sigma$  : 表面張力、 $d$  : 雪粒径、 $\mu$  : 粘性係数、

$\varepsilon$  : 空隙率、 $\rho_w$  : 水の密度、 $g$  : 重力加速度、 $P$  : 無次元毛管力、 $\phi$  : 粒子のけい角

一方、雪層の水分飽和度 $S$ の経時変化は、水分移動量 $W$ の変化に等しいことより、両者の関係は次の如くなる

$$\varepsilon \rho_w \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial W}{\partial x} \quad (6)$$

式(5)および(6)より、雪層中の水分飽和度の時間変化がわかる。図10は、外気温度 $T_a=-10^\circ\text{C}$ 、 $Q_{r,0}=1130\text{W/m}^2$ 、 $H_{1,0}=15\text{cm}$ の条件にて水分浸透前面での水分の浸透と浸透水の再凍結を考慮して求めた水分浸透前面 $H_0$ の時間変化を示したものである<sup>(8)</sup>。融解初期の浸透前面 $H_0$ は、水分飽和度 $S$ の急勾配によ

る毛管力駆動の影響を強く受け、急に立ち上がる。この $H_0$ の変化は時間の経過と共に緩慢となり、さらに最終的に融解末期に近づくに従って移動水の再凍結の減少などの効果により、再び $H_0$ の変化割合は増大することになる興味ある結果を示している。

図11は、湿り雪層のみにて融雪を行わせた場合の融雪開始後約1時間後における雪層深さ方向 $x$ における水分飽和度 $S$ の分布を示したものである。雪粒径 $d$ の小さいもの程毛管力の影響が大きく $S$ の分布が均一化されており、逆に粒径 $d=0.5\text{mm}$ と大きなものは、重力の作用を強く受け雪層底部に融解水が溜まる傾向にある。図12は、放射熱流束 $Q_{r0}$ と水分排出量 $W_H$ の関係を雪粒子径をパラメータにとって示したものである<sup>(8)</sup>。当然のことながら $Q_{r0}$ の増大は $W_H$ の増大をもたらすが雪粒子径の小さいもの程、その $W_H$ の変化程度が大きくなることが理解できる。

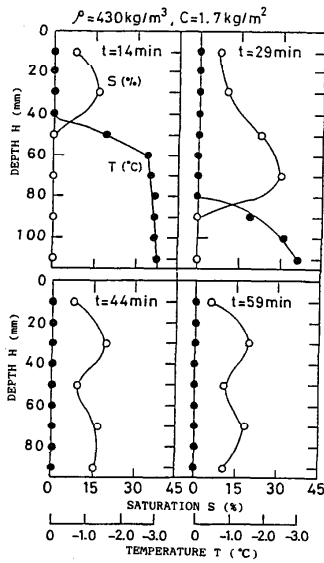


図7 雪層内の水分飽和度と温度分布の経時変化

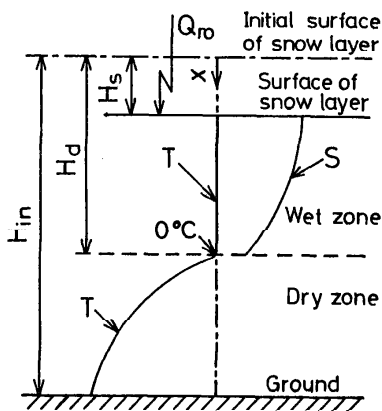


図9 放射熱融雪の物理モデル

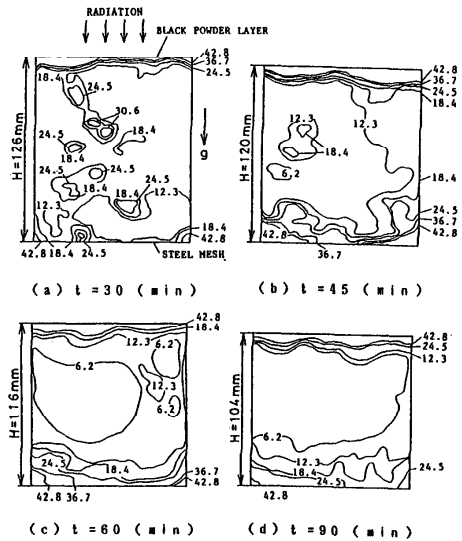


図8 雪層断面の水分飽和度の経時変化

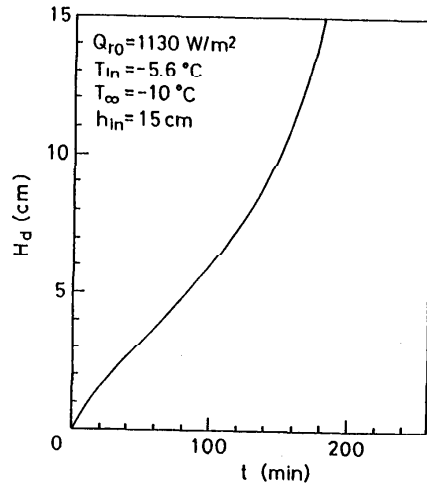


図10 水分浸透前面の経時変化

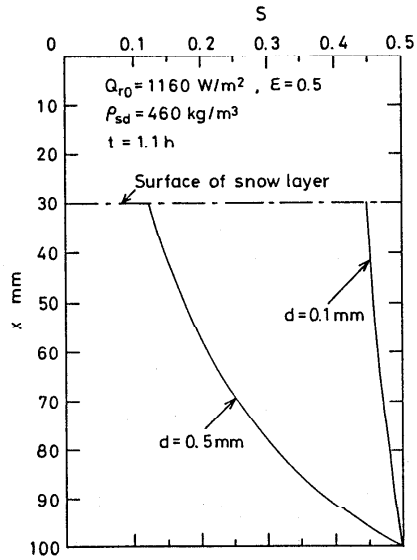


図 1 1 雪層深さ方向の水分飽和度分布

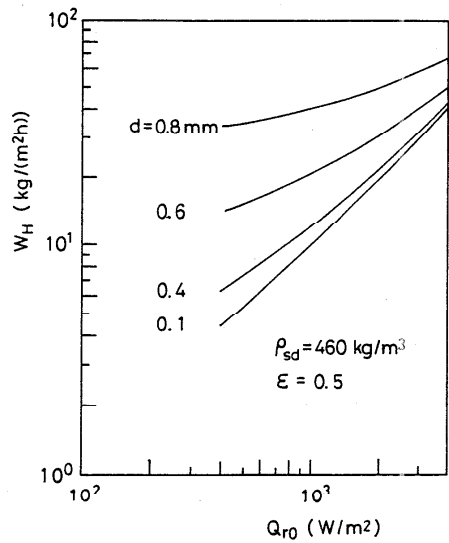


図 1 2 放射熱流束と水分排出量の関係

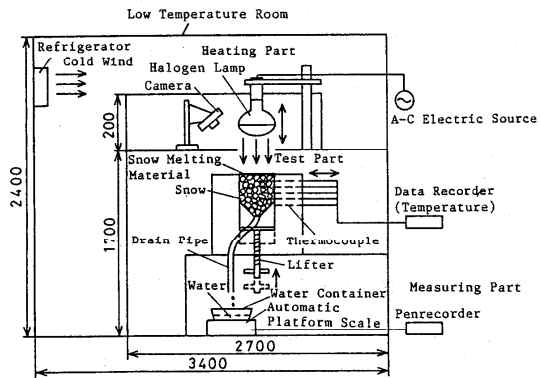


図 1 3 (a) 実験装置全体図

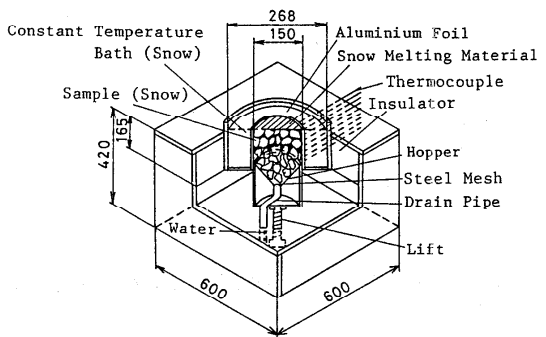


図 1 3 (b) 試験部詳細図

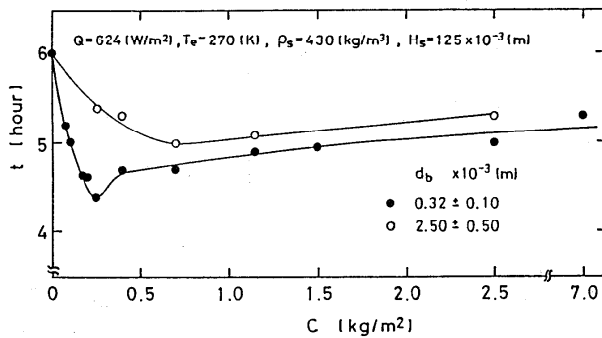


図 1 4 融雪材散布濃度と融雪完了時間

### 3. 放射熱吸収媒体を利用した融雪

前述のように、春先の融雪促進に日射吸収媒体（カーボン等の日射吸収係数の大きな物質）を雪面に散布し、人工的に早期消雪を図る工夫が農業・土木関係者によりなされている。一方、冬期の冷熱としての雪を長期間保存し、有効利用する目的より、雪面上に断熱材を設けて口射および大気熱を遮断する試みもなされ、融雪の制御は工学的にも興味のある問題である。ここでは、著者らの行ってきた放射エネルギー吸収媒体を用いた場合の融雪現象に関する知見を紹介する。その吸収媒体には、一般に融雪材として用いられている5%カーボン添加炭酸カルシウムを研究対象として選定し、(1)散布濃度 $C(\text{kg}/\text{m}^2)$ 、(2)放射熱流束 $q_r(\text{W}/\text{m}^2)$ 、(3)周囲環境温度 $T_e(\text{K})$ 、雪の空隙率 $\varepsilon$ （密度）および(5)融雪材の形状（粉末又は顆粒）の融雪挙動に及ぼす検討を行った。図13(a)、(b)は、実験装置全体および試験部詳細を示したもので、放射熱源としては、比較的太陽光の波長分布に近いとされるハロゲンランプ（400W）を用いて、雪層表面に散布された放射エネルギー吸収媒体面での放射熱流束は、同ランプの高さを調整することにより変化させてある<sup>(9)</sup>。

融雪材を介して伝達された熱は、雪層の融解に費やされ、発生した融解水は雪層を流下し、下部に設けたホッパーを通り外部に排出され時々刻々計量されることになる。図14は、粉末状（黒丸印、平均径 $d_p=0.32\text{mm}$ ）および顆粒状（白丸印、平均径 $d_p=2.5\text{mm}$ ）融雪材を用いた場合の散布濃度 $C(\text{kg}/\text{m}^2)$ と深さ $H_s=125\text{mm}$ の雪層を完全に融解するまでに必要とした時間 $t(\text{hour})$ の関係を示したもので、散布濃度により融解時間が複雑に変化することが理解できる<sup>(10)</sup>。まず粉末状融雪材においては、融雪材濃度 $C=0.25(\text{kg}/\text{m}^2)$ 付近で融雪促進効果が最も大きく、短時間で消雪することになる。 $C<0.25(\text{kg}/\text{m}^2)$ の領域では、その薄い融雪材層のため、融雪の進行と共に融雪材の凝集作用により、雪層表面が露出し、放射熱吸収割合が減少することにより、融雪促進効果が減少することになる。図15で示される凝集作用により露出した雪層表面積 $A$ の初期散布全面積 $A_0$ に対する割合 $A/A_0$ は、 $C=0.10$ の方が $=0.25$ の場合よりも大きく、低濃度程放熱エネルギーの吸収が減少することになる。また、凝集作用によって露出した雪層表面付近で保水される融雪水量は、高濃度融雪材散布（ $C=0.25\text{kg}/\text{m}^2$ ）の方が多くなる。それ故、保水された水膜により多くの放射エネルギーを吸収し、この領域の雪層表面が窪み、放射入射光の窪み側面での繰り返し反射の効果により、見かけ上の雪層表面反射率が減少し、雪層が図15で示されるように雪面の露出があるにもかかわらず $C=0.25\text{kg}/\text{m}^2$ の散布濃度で最大の融雪効果を示すことになる。同様な事実が、自然降雪後の雪層表面に存在するゴミの凝集作用として報告されている<sup>(11)</sup>。このような融雪材等の凝集作用は、融解水の融雪材と雪層への浸透挙動に大きく関係するものである。一方、 $C>0.25\text{kg}/\text{m}^2$ の領域においては、融雪材散布濃度 $C$ の増大と共に融雪完了に要する時間の増加となる。この傾向は融雪材厚さの増大と共に融雪材の断熱作用（融雪材の熱伝導率 $\lambda_s=0.34\text{W}/(\text{mK})$ ）により、放射エネルギーの雪層表面への到達を妨げることに起因している。自然界においても、土砂や岩石が万年雪や氷河上に存在する場合、周囲の雪や氷よりも融解が遅れ、円錐（Dirt Cones）や塔（Snow Pillars）が出来ることがある<sup>(12)</sup>。さらに、雪冷潜熱の長期保存の目的より、オガクズや人工の泡状断熱材を雪層表面に厚く散布し、融雪を遅延する試みもなされている。

粒径の大きい顆粒状融雪材は、散布の容易さおよび風による散乱を軽減することが出来るため、最近少しずつ農業関係者の間で利用され始めているようである。図14で示されるように粉末状融雪材に比較し、融雪促進効果は小さい結果となっている。顆粒状の融雪材の場合には、濃度 $C<0.6\text{kg}/\text{m}^2$ では、融雪材同志の接触はなく、まばらに散布される状態で、 $C\geq 0.6\text{kg}/\text{m}^2$ の領域で、初めて雪層表面が全て融雪材で埋まるようになる。顆粒状融雪材は、その上部表面に放射エネルギーを受け、その全体の温度上昇と共に接触する雪層を融解と同時に自重により沈降し、円筒状の窪みが形成され、上部よ

りの放射光が円筒側面の雪表面で反射を繰り返しながら、見かけの反射率を減少させ、放射エネルギーを吸収する融雪機構となり、粉末状融雪材の融雪挙動と異なるものである。ある程度融雪が進むと隣同志の円筒窪みの雪壁の崩落により、全体的雪層深さの減少となる。図16, 17, 18は、無次元融雪完了時間 $\tau_{cm}^*$  ( $=a \cdot t / H_s^2$ ,  $a$ : 雪の温度伝導率、 $t$ : 時間) と無次元放射熱流束 $Q^*$  ( $=\lambda_s T_s / (QH_s)$ )、 $\lambda_s$ : 雪の熱伝導率、 $T_s$ : 氷の融解温度、 $Q$ : 放射熱流束)、雪の空隙率 $\varepsilon$ および無次元周囲環境温度 $T^*$  ( $=C_s T_o / L$ ,  $C_s$ : 雪の比熱、 $T_o$ : 周囲温度、 $L$ : 水の凝固潜熱) の関係で、各融雪因子に及ぼす効果を示したものである。図16および図17に示されるように融雪時間 $\tau$ は、無次元放射熱流束 $Q^*$ の増大と共に当然のことながら単調に増加し、雪空隙率 $\varepsilon$  ( $=1-\rho_s/\rho_i$ ,  $\rho_s, \rho_i$ : 雪と氷の密度) の増大(実際の潜熱量の減少より)と共に減少することになる。図18の無次元温度による融解完了時間 $\tau_{cm}^*$ は、 $T^*=1.71$  ( $T_o=273$ )を境にして、その傾向が異なる様である。すなわち、氷点以上の $T^*>1.71$ の領域において周囲温度が融雪に寄与する場合と、氷点下の $T^*<1.71$ の領域における周囲温度が融雪を抑制する場合とにより、融雪完了時間の傾向に差を生じることになる。融雪完了時間に対するこれらの諸因子の効果を実験整理式の形で次のように表せる<sup>(10)</sup>。

$$\tau_{cm}^* = B \cdot C^p \cdot Q^{*1.12} \cdot T^{*q} \cdot \varepsilon^{-1.95} \quad (7)$$

適用条件

$$T^* < 1.71 : C^* \leq 2.18 \times 10^{-3}, B=0.238, p=5.88 \times 10^{-2}, q=-1.20$$

$$C^* > 2.18 \times 10^{-3}, B=0.082, p=-1.15 \times 10^{-1}, q=-1.20$$

$$T^* \leq 1.71 : C^* \leq 2.18 \times 10^{-3}, B=54.1, p=5.88 \times 10^{-2}, q=-11.3$$

$$C^* > 2.18 \times 10^{-3}, B=18.6, p=-1.15 \times 10^{-1}, q=-11.3$$

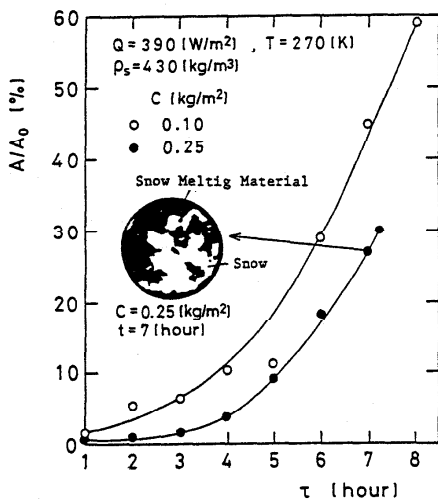


図15 凝集面積比と融雪材散布濃度

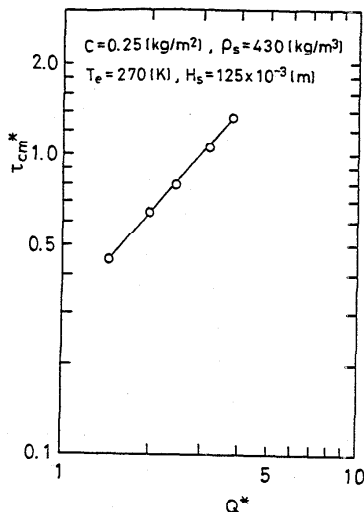


図16 無次元融雪完了時間と放射熱流束

#### 4. まとめ

以上、放射と融雪との関係を自然現象そして実験室での人工的操作により融雪現象の概要を述べてきたが、自然界における放射融雪に強く影響を及ぼす放射光入射角、風の効果などをも考慮すると、その現象はさらに複雑多岐にわたると思われ、今後の研究課題として大切な因子と考えられる。また、融雪制御（融雪促進と遅延）の立場から自然界の現象を考えると、工学的にも利用可能な現象が多く存在するように思え、本概説が特に霜および氷の融解挙動に対する人工的制御に役立てばと考える次第である。

#### 5. 文献

- (1) 稲葉・大竹・福田, 機講論, 888-2(1988), 60.
- (2) 梅村・多田・古川, 第9回熱物性シンポジウム講論, (1988), 29.
- (3) 金山・稲葉・馬場, 寒冷地におけるソーラシステムの技術解説と実用化資料集, 第一インターナショナル(1984), 64.
- (4) B.Choudhury, Cold Regions science and Technology, 5(1981), 173.
- (5) 菅原 他3名, 機論, 48-435(1982), 2407.
- (6) 稲葉・大竹, 機論, 56-526(1990), 1796.
- (7) 稲葉 他3名, 機講論, 892-1(1990), 85.
- (8) 菅原・木元, 機論, 49-442(1983), 1289.
- (9) H. Inaba, H. Otake, S. Nozu, Proceedings of 4th International Symposium on Transport Phenomena, 2(1991), 484.
- (10) 稲葉・大竹・野津, 第27回日本伝熱シンポジウム講論, D111(1990), 214.
- (11) F.K. Ball, Weather, 9(1954), 322.
- (12) 成瀬, 低温科学, 26(1968), 101.

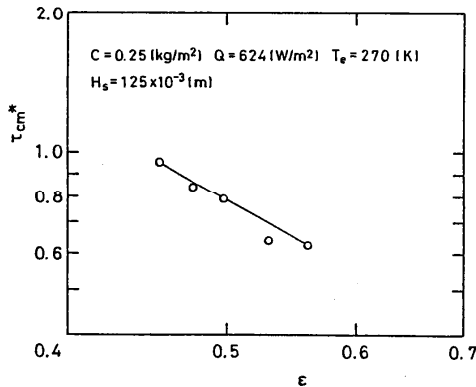


図17 無次元融雪完了時間と雪空隙率

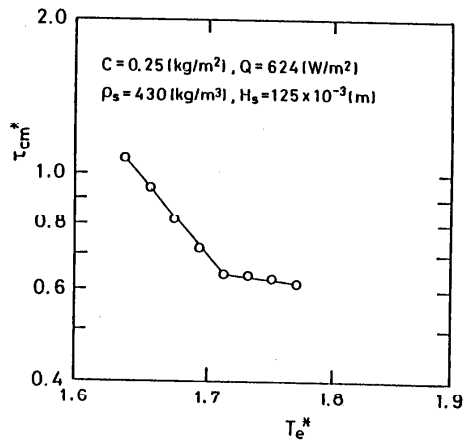


図18 無次元融雪完了時間と周囲環境温度

## 「ふく射(1)-(2)」について

金山 公夫 (北見工大)

今回の伝熱シンポ「ふく射」のセッションに小生は傍聴者のつもりで出席したが、相当後になって本セッションのレビューをするように言われ、記憶も大部分薄らいだので表面的な記述になることをお許し願いたい。

D231: 化学物理分野で適用されている分子動力学法を用いて、2原子分子からなる気体、液体の低温域(120K)での遠赤外線スペクトルの計算を行って、気体のスペクトルは量子論によるスペクトルとよく一致することを述べている。

D232: 超電導マグネット用の各種材料の極低温(常温~液体ヘリウム温度)における半球ふく射率の測定を蒸発法により行って、超電導マグネットの熱設計に有用なデータを得た。

D233: 実在金属表面の酸化過程における表面のあらさと被膜性状の時間的推移にともなう反射挙動を薄膜要素モデルと断面モデルを設けて数値計算し、実験結果との対照を行っている。インプロセス計測法の開発を示唆している。

D234: 高充てん率の充てん球セルモデルに対し、入射エネルギーが透過する際の減衰係数と散乱位相関係を求めて、従来からのモデルとの比較を行い妥当なことを述べている。

D235: 断熱材など比較的高いアルベドの高い繊維集合体のふく射伝播を繊維の配向と有効長さを考慮したモデルを設定して、単色光入射に対して反射、散乱を含む透過について解析し、実験によって確かめている。

D236: 散乱媒体中のふく射輸送について、媒体数密度が高い場合または低くて媒体形状が不規則な場合に、媒体境界の散乱光分布を実測しふく射物性を逆に推定する方法を提案し、既存データを用いた再計算により検証している。

D241: 高分子材料を外部加熱して熱分解温度にいたるまでの物質ガス化速度を、表面での再ふく射、自然対流損失および熱伝導を考慮して定式化し、実験データと比較している。

D242: メタノール水溶液を多孔質媒体からのふく射加熱により水素と二酸化炭素に改質する研究で、これまでの実験装置を改良しふく射加熱のみで混合液の蒸発、混合気の高熱上昇とその後の反応を多孔質媒体内部で進行させ、高いメタノール転換率が得られた。

D243: 水蒸気、二酸化炭素、窒素からなる燃焼ガスが不等温灰色無限平行壁面間におかれた場合の有効吸収係数が決定され、低温壁への熱流束、温度分布のプロファイルが計算され、既応の灰色ガスの結果と比較された。

D244: 炉内の燃焼ガスの放射伝熱解析において、水蒸気、二酸化炭素、窒素からなる非灰色ガスの二次元放射伝熱解析を行い、従来からの灰色仮定による解析結果と比較し、非灰色ガスの効果を述べている。



D 2 4 5 : 突起付吸収板からなるダクト内に伝熱管群を配列した高温ガス熱交換器について、等温条件で伝熱促進の実験を行った。その結果圧力損失を含めた評価において伝熱促進法として有効なことがわかった。

今回のふく射セッションの特徴は、他分野での理論手法が試みられインパクトを与え、毎回登場される先生方や研究者のほかに、これまで他のセッションで発表されていた方々の参入があり、内容的に実用を想定した放射関連技術の実験や理論展開が多く、また若い研究者、院生、学生などの参加や発言など、新風が吹きはじめた感じがした。今後に期待するところが大きい。

## 第2回ASME/JSME/JSES

### 国際太陽エネルギー会議の概要

渡部康一（慶大・理工）

#### 1. はじめに

本年3月17日から21日の期間に開催された、第3回ASME/JSME熱工学合同会議（開催地：米国ネバダ州リノ市）と併催の形で、標記国際会議が開催された。本稿では、同会議の準備から開催に至る経緯と同会議の概要について報告する。

#### 2. 会議開催の背景および準備

日本機械学会(JSME)と米国機械学会(ASME)の熱工学部門、特に伝熱工学関係分野の研究者間の交流を促進し、当該分野の学術交流をより推進する目的で、第1回ASME/JSME熱工学合同会議が森康夫東工大名誉教授をはじめとする先輩の諸先生方のご尽力で開催されたのは1983年に遡ることができる。1985年夏頃、ASMEの太陽エネルギー部門(Solar Energy Division, 以下SEDと略す)より、1987年春に予定された第2回熱工学合同会議の折に太陽エネルギー分野の国際会議の共催の提案が筆者をはじめJSME側関係者に寄せられた。JSME側には太陽エネルギー部門が存在しないことや日本太陽エネルギー学会(Japan Solar Energy Society, JSESと略称)がわが国における唯一の学術団体として多年にわたり活動を続けてきた実績などを考慮して、1987年3月にハワイで開催する第2回熱工学合同会議と併催の形で、第1回ASME/JSME/JSES国際太陽エネルギー会議が開催されることになったわけである。

ホノルルでの第1回国際太陽エネルギー会議の開催準備は、JSME側国内組織委員会委員に筆者が加わる一方、JSES内にも筆者を中心とした国内組織委員会を設け、JSESが窓口となり、ASMEのSEDと緊密な連絡をとりつつ開催の準備にあたった。幸い、第1回国際太陽エネルギー会議は、日・米両国の当該分野の関係者間で好評であり、SEDとしても以降の同会議の継続が強く要望されることになったわけである。

このような経緯で、今春の第2回国際太陽エネルギー会議の開催にあたって、ASME、JSMEおよびJSESの3団体の共催の形で準備を進めることが決定され、筆者が再び日本側準備委員長の大役を仰せつけることになった。JSME内に設置された第3回熱工学合同会議国内組織委員会（委員長：黒崎晏夫東工大教授）とは、会議開催の準備段階において第1回の時と同様緊密にお打合せをし、SED側の委員長、T. R. Mancini博士(Sandia Natl. Labs.)と筆者との間で様々な協議を進め会議開催の準備を進めた。

なお、前回の第1回国際会議の場合と同様に、今回も日本側論文応募者により提出された論文アブ

ストラクトの審査や提出論文内容の3名のレフェリーによる校閲などは、すべてASMEの基準に準拠し、日本側で実施した。

### 3. 会議の概要

今回の第2回国際太陽エネルギー会議は、3月18日より3月20日までの3日間にわたり、リノ市のバリーズ・ホテルで開催され、第3回熱工学合同会議とのパラレル・セッションの形で進められた。太陽エネルギー会議の方は、論文総数も約80編と比較的少なく、2室でのパラレル・セッションで合計15のセッション数であった。また、別に3つの全体セッションで都合3件の招待講演・基調講演が行われた。

参加者総数は、熱工学合同会議と共通の登録方式であったため、太陽エネルギー会議単独の参加者数は必ずしも明確にできなかったが、いくつかの集計結果をもとに筆者が推定しえた範囲では、約100～120名程度の参加者であったと思われる。わが国からの参加者は11名と少なく、発表論文数も11編と低調であった。湾岸戦争の影響などで企業からの論文発表予定者を中心に、キャンセルが若干あったこと、さらに加えて今年8月中旬には国際太陽エネルギー学会の2年に1度の国際会議が同じ米国コロラド州デンバーで開催されることになっていたことなどが、その原因と考えられる。

一方、わが国の当該分野の研究が、太陽熱利用・熱発電、暖冷房ならびに基礎分野の3つの分野に集中しており、米国側研究発表が光発電、宇宙での太陽エネルギー利用、ソーラー・ポンド、集熱・集光システム、ソーラー・カー、産業廃棄物の太陽熱利用処理技術あるいは太陽炉など多方面にわたっていた点と対象的であった。筆者の正直な印象としては、米国の研究者数、研究機関数、あるいは太陽エネルギー利用とその周辺分野における研究開発の幅の広さはわが国の比ではないことが痛感できた。

さらに、米国の当該分野の研究者がASMEのSEDを中心にかなりよく組織化されており、わが国のJSMEなどと異り、単に機械工学関係者のみならず、物理、化学、電気工学、建築、建築設備あるいは空調工学などの各分野の専門家がSEDに参加している実情はおおいに見習うべき課題といえよう。太陽エネルギーの利用という守備範囲の広い技術・工学の分野では、異なる専攻分野の研究者・技術者との交流、意見交換が殊のほか重要であり、この点でSEDがうらやましい限りの活動の輪をひろげている現状は特筆に値しよう。JSMEの部門制もこうした点をおおいに参考にしたいものである。

### 4. おわりに

SEDでは、恒例のBest Presentation Awardの審査を今回も行い、縄田豊八代高専教授の発表論文「太陽電池補助システムをもつ暖冷房システムの評価」を含む5編の論文が選ばれた。この種の賞がSEDより日本人研究者に贈られることになったのは初めてのことであり、誌上を借りてお祝いを申し上げる次第である。

4年後の1995年には再びハワイのマウイ島で第3回会議を開催することになっており、今後ともASMEのSEDとJSME・JSESとの協力関係がさらに充実・発展することを念じて本稿の結びとしたい。

<地方研究グループ活動報告>

北陸信越地方グループ

『黒姫山麓セミナー報告』

日 時：平成3年5月17日(金)～18日(土)

場 所：農協福祉保養センター（長野県）

内 容：

○セミナーI 積雪と伝熱

- (1) 豪雪地域における屋根雪対策 浅野 良晴（信州大）
- (2) 融雪システムにおける熱交換器の特性 青木 和夫（長岡技科大）

○セミナーII 自然エネルギー利用と伝熱

- (3) 光化学反応エンジンと形状記憶合金エンジン 田中 誠（機械技研）

○グループ講演会

- (1) 地熱による融雪法の開発（地熱の集熱に基礎杭を利用した場合）  
竹内 正紀，木村 照夫，\*坪田 諭治（福井大），  
宮本 重信（福井県雪対策技術センター）
- (2) 伝熱促進体を含んだ混合材料の融解過程に関する研究  
\*平澤 良男，竹越 栄俊，濱田 俊克（富山大）
- (3) 生物試料の凍結（過冷を伴う非平衡モデル）  
林 勇二郎（金沢大），\*百生 登（富山県立大）
- (4) 二成分不溶性混合冷媒の凝縮熱伝達（フィン面による伝熱促進）  
滝本 昭（金沢大），\*寺西 恒宣（富山工専），林 勇二郎（金沢大）

講演要旨：

北陸信越地方グループの企画による第3回セミナーが，“積雪と伝熱”および自然エネルギー利用と伝熱”のテーマで，長野県黒姫山麓の風光明媚な会場において新緑が目眩しく爽やかな天候のもと，大学・高専20名，公的研究機関1名，学生10名の計31名の参加により開催された。

セミナーI(1)では，建築家の立場から雪問題と闘っている信州大学の浅野先生を講師として招き，長野県飯山市での融雪実験住宅の計画，施工，普及状況について話題提供があり，ヒートパイプの設置法，ソーラパネルの効率などについて討論された。

セミナーI(2)では，長岡技術科学大学において，霜および雪の研究を行っている青木先生により，最近の研究から，融雪法としての積雪時での下面加熱および上方からの散水，また，降雪時の加熱融解について，下方からの毛管作用ならびに上方からの伝熱研究 Vol.30, No.119

### <地方研究グループ活動報告>

水分浸透層の凝固・融解現象を含め、雪層の完全融解条件、効率特性などについて話題提供があり、効率などについて討論された。

セミナーIIでは、筑波の機械技術研究所から田中氏を講師として招き、同氏が永年の研究により開発・発明された光反応の $\text{NO}_2=\text{NO}+\text{O}_2$ を利用したエンジンについて、VTRを用いて紹介された。次いで、形状記憶合金(shape memory alloy:SMA)の現状(パイプ継手、自動開閉窓、婦人下着への応用例)が紹介され、サンシャイン計画の自然・新エネルギーの利用の中の太陽エネルギー、地熱エネルギーおよび海洋温度差などへのSMAの利用を目的としたスプリングによるエネルギーを回転運動に変えた形状記憶エンジンについて、実物による実験とともに紹介され、実用化の見通しなどについて討論された。

グループ講演(1)では、熱源として地熱を用い、集熱用熱交換器として建物などの基礎杭をそのまま利用した新しい融雪システムの開発について、12日間にわたる冬季の実地データによりその有効性が示された。

グループ講演(2)では、潜熱蓄熱装置への伝熱促進を目的に、格子状に規則配列した銅線体を適用した場合の融解時における伝熱特性について、加熱面位置との関連づけのもとで検討された結果が紹介された。

グループ講演(3)では、生物試料の凍結についてのモデルが提示され、細胞レベルで生ずる氷結、脱水、変形などのマイクロ挙動を組み込んだ凍結の速度論を展開した解析的検討結果が報告された。

グループ講演(4)では、サイクル効率の改善策の一つである2成分不溶性混合冷媒の凝縮熱伝達について、凝縮伝熱の促進を目的としたフィン付き面の有効性について実験的な検討結果が報告された。

その他、地方グループとしての今後の活動計画ならびに会員の増強などについて議論された。

(北陸信越連絡幹事 竹越 栄俊)

## <地方研究グループ活動報告>

九州地方研究グループ

### 特別講演会

日時： 平成3年6月3日(月) 15:00~17:00

場所： 九州大学工学部機械系大会議室

講師： Professor N. Lior

Department of Mechanical Engineering and Applied Mechanics

University of Pennsylvania (現東京農工大)

題目： Solar Cooling and Heat Pumps Driven by a Novel Hybrid Steam Rankine Cycle

### <講演要旨>

水蒸気を作動媒体とするランキンサイクルの熱源に化石燃料と太陽熱集熱器を併用し、発生動力によって圧縮式冷凍機・ヒートポンプを駆動する複合システムが提案され、システム効率の計算結果が示された。ランキンサイクルの排熱はヒートポンプの熱源として使用される。集熱器の併用によって熱効率およびエネルギーコストが大幅に改善される。また、本システムに関する模擬実験の途中経過も示された。

日時： 平成3年7月29日(月) 15:00~17:00

場所： 九州大学工学部生産機械工学科会議室

講師： Professor B. G. Pokusaev

Institute of Thermophysics

Siberian Branch of the USSR Academy of Sciences

題目： Shock Wave and Interface Heat Transfer in Vapor-Liquid Flows

### <講演要旨>

沸騰二相流中を通過する衝撃波は熱・物質伝達によって強い影響を受けるが、そのような二相流では複雑な流動様式が現れるので、流動様式に応じた熱と物質の伝達機構を明らかにする必要がある。この講演では、まず空気・水系のいろいろな流動様式中の圧力波の伝播に関する実験的、理論的成果の紹介があった。さらに、液体・蒸気系での圧力波の伝播に関する説明がなされた。特に垂直管内スラグ流で圧力波が気体スラグを上方から下方へ通過する場合には、気泡を貫通する液柱が形成され、それと同時に気泡は圧縮を受けて収縮し、圧力波の通過後微細な気泡となって凝縮してしまう、という興味ある連続写真が紹介された。

<お知らせ>

第12回日本熱物性シンポジウム

開催 11月6日～8日

(申込先:第12回日本熱物性シンポジウム実行委員会)

[主催:日本熱物性学会 共催:日本学術会議熱工学研究連絡委員会、日本機械学会、日本化学会ほか]
[共賛:日本伝熱研究会ほか]

開催日 平成3年11月6日(水)～8日(金)

開催会場 きょうと平安会館
〒602 京都市上京区烏丸通上長者町上る
電話 (075)432-6181

交通:地下鉄烏丸線丸太町駅より徒歩約10分、
今出川駅より徒歩約6分

参加費 会員5,000円。学生2,500円。会員外6,000円。(予
約外は1,000円増し)

講演論文集代 論文集は、日本熱物性学会会員には、当口会場にて
無料で配布いたします。不参加の会員にはシンポジ
ウム終了後郵送いたします。その他の方には会場に
て有料で頒布いたします。

懇親会 日時 11月7日(木) 18:30～20:30
予約申込6,000円、当日申込7,000円

申込要領 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懇親会
出欠、をご記入の上、当該費用をご送金下さい。参
加証は、当日受付にてお渡します。

事前参加 9月30日
申込締切

申込先

郵便振替口座:京都 8 70204
第12回日本熱物性シンポジウム実行委員会
〒606 京都市左京区松ヶ崎御所海道町
京都工芸繊維大学工学部機械システム工学科
熱工学(矢田)研究室気付
TEL (075) 791-3211 内線 474
FAX (075) 723-2852

11月6日(水)

◆ A会場(第1日) ◆

特別セッション<薄膜・傾斜機能材料など>
オーガナイザー:牧野俊郎(京大工)、
十時 稔(東リリサーチ)

- [薄膜・傾斜機能材料などI] 9:20～10:40
[座長]八田一郎(名大工)、馬場哲也(計量研)
A101 自己相似的な表面形状をもつ薄板状粒子におけるふく射の
散乱
○牧野俊郎(京大工)、N.Y. Abdel-Shafi(千葉大工)、
村田英太郎(京大工)、見田研二
A102 放射線のポリイミドフィルムの光学特性におよぼす影響
○渡部浩一(東海大工)、大西 晃(宇宙研)
A103 MgF2 蒸着膜の熱輻射スペクトルの測定
青木明宏(防衛大)、○田中弘和、久野九万雄

- A104 放射熱交換を用いたバイロセラム標準試料の熱伝導率測定
○松本 毅(計量研)、小野 晃

— 熱測定第1会場 —

- [特別講演-1] 11:00～12:00
[座長]中西浩一郎(京大工)
SI Calorimetric Studies of the Association of
Amphiphiles in Aqueous and Nonaqueous Solutions
G. Olofsson (Lund Univ.)

- [薄膜・傾斜機能材料などII] 13:00～14:40
[座長]荒木信幸(静岡大工)、十時 稔(東リリサーチ)
A105 [招待講演] 薄膜・ファイバーの熱伝導率・熱拡散率とそ
の測定
小野 晃(計量研)
A106 a cカロリメトリによる高熱拡散率をもつ薄膜の熱拡散率
測定
Gu Yuqin(清華大)、○八田一郎(名大工)
A107 レーザー照射 a c法熱拡散率計
○加藤良三(真空理工)、八田一郎(名大工)
A108 Thermal and Magnetic Properties of Amorphous Magnetic
Foil (Co<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub>)<sub>75</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>10</sub>
○Hee-Baik Chae (Korea Standard Research Inst.),
Sok Won Kim, Seong-Cho Yu (Chung buk National Univ.)

- [薄膜・傾斜機能材料などIII] 14:50～16:30
[座長]小野 晃(計量研)、吉田輝正(岡山大工)
A109 レーザーフラッシュ法による高分子フィルムの熱拡散率の
測定
○上利泰幸(大阪市工研)、上田 明
A110 光音響法による基板下薄膜の温度伝導率測定の研究(第5
報、スパッタリングZr薄膜の測定)
○澤尻修成(慶大理工)、長坂雄次、長島 昭
A111 微小細線加熱による薄膜の熱伝導率測定
○奥田真一(日本電気)、大久保修一
A112 非定常加熱法における層状試料内の温度応答
○荒木信幸(静岡大工)、牧野 敦、石黒達男、
三原 純(アイシン精機)
A113 傾斜機能材料の熱物性値評価
荒木信幸(静岡大工)、牧野 敦、○石黒達男

- [溶融塩] 16:40～18:00
[座長]福迫尚一郎(北大工)、長坂雄次(慶大理工)
A114 アルカリ金属ハロゲン化合物2成分系混合融体(共通アニオン)
の電子分極率の決定
○遠藤 守(東北大工)、砂盛泰理、佐藤 謙、山村 力
A115 溶融 ZnCl<sub>2</sub>-NaCl 2成分系のブリュアン散乱
○柴 旭昇(東北大工)、佐藤 謙、山村 力
A116 CO<sub>2</sub>レーザーを用いた強制レイリー散乱法の研究(第2報)
:溶融塩用測定装置の開発
○清水雄三(慶大理工)、長坂雄次、長島 昭
A117 表面光散乱法による表面張力と動粘性率の同時測定の研究
(第2報:高温融体用光系の検討)
○松尾康之(慶大理工)、長坂雄次、長島 昭

ビデオセッション 19:00～21:00

◆ B会場 (第1日) ◆

- 【流体Ⅰ】 9:20~10:40  
 【座長】 小口幸成 (神奈川工大)、横山千昭 (東北大応研)  
 B101 Thermodynamic Properties of HFC-125  
 ○Yves Monluc (慶大理工)、佐川敬彦、佐藤春樹、渡部康一
- B102 HFC-152aのPVT性質に関する研究  
 ○玉津健司 (慶大理工)、佐藤隆裕、佐藤春樹、渡部康一
- B103 パーネット法によるHFC-32の熱力学性質の測定  
 ○鏡 振翼 (慶大理工)、松延秀雄、佐藤春樹、渡部康一
- B104 高圧下におけるジメチルエーテルの定圧比熱容量  
 ○宮崎 幸 (神戸大工)、久保田博信、田中嘉之、松尾成信

- 【流体Ⅱ】 13:00~14:20  
 【座長】 佐藤春樹 (慶大理工)、福島正人 (旭硝子)  
 B105 液相域における2,2,2-トリフルオロエタノール水溶液の熱力学性質の測定  
 加幡安雄 (慶大理工)、○高田政治、上松公彦
- B106 フッ素アルコール+水)系のPVT関係  
 ○新屋昌吾 (神戸大工)、松尾成信、田中嘉之、久保田博信
- B107 R134a/エステル系冷凍機油混合物の蒸気圧の測定  
 ○中川 一 (神奈川工大)、高石吉登、小口幸成
- B108 R22-R134a系の臨界点近傍での気液平衡  
 ○西海英雄 (法政大工)、小松正宏、横山太一郎

- 【流体Ⅲ】 14:30~15:50  
 【座長】 高石吉登 (神奈川工大)、野口真裕 (ダイキン工業)  
 B109 二成分系混合冷媒 HCFC-22+HCFC-142b系の熱力学性質相関式の作成  
 ○矢田直之 (神奈川工大)、渡部康一 (慶大理工)
- B110 高圧下におけるHCFC22+HCFC123液相中の音速  
 高木利治 (京工繊大工芸)
- B111 フロン系冷媒 HCFC-142bおよびHFC-152aの表面張力の測定  
 ○東 之弘 (いわき明星大理工)、池田忠光、桑名健朗、岡田昌章 (筑波技術短大)
- B112 代替フロン類の屈折率の測定  
 ○Tan Swe Wat (京工繊大工芸)、矢田順三、堀 正倫、南山龍緒 (福山大工)

- 【流体Ⅳ】 16:00~17:20  
 【座長】 田中嘉之 (神戸大工)、渡辺英雄 (計量研)  
 B113 電解質水溶液の粘性率におよぼす温度・圧力効果  
 -0.1 mol/kg 臭化テトラアルキルアンモニウム水溶液-  
 ○吉村幸浩 (立命大理工)、中井武裕、澤村精治、谷口吉弘
- B114 不凍液の粘性率における濃度変化の影響  
 ○章 永勇 (慶大理工)、徳田貴史 (東京ガス)、長島 昭 (慶大理工)
- B115 エチレングリコール及びプロピレングリコール水溶液の凝固点付近の熱伝導率  
 竹越栄俊 (富山大工)、○南部俊昭 (日本ゼオン)、平沢良男 (富山大工)
- B116 高分子添加剤を添加したエチレングリコール水溶液の粘度および熱伝導率  
 福迫尚一郎 (北大工)、○山田雅彦

- 【流体Ⅴ】 17:30~18:30  
 【座長】 舛岡弘勝 (広工大)、藤井賢一 (計量研)  
 B117 アルカン類の超臨界CO<sub>2</sub>に対する拡散係数のテイラー拡散法による測定  
 ○梅沢修一 (慶大理工)、長島 昭
- B118 ホログラフィ干渉法による溶液の拡散係数の測定  
 服部 賢 (長岡技科大)、青木和夫、山田修一、○新島義生、扇一勝義 (松下冷機)

- B119 炭化水素-水系における拡張係数  
 ○滝井太一 (慶大理工)、森 康彦

11月7日 (木)

◆ A会場 (第2日) ◆

特別セッション<多相系材料>  
 オーガナイザー: 松本 衛 (神大工)  
 丹羽雅子 (奈良女大家政)

- 【多相系材料Ⅰ】 9:00~10:40  
 【座長】 丹羽雅子 (奈良女大家政)、宮野則彦 (日大農獣)  
 A201 超微細構造を有する断熱材の熱伝導率の雰囲気圧依存性  
 ○林 國郎 (京工繊大工芸)、山田 透、西川友三
- A202 エマルジョン等の有効温度伝導率測定に関する基礎研究  
 山田悦郎 (秋田大鉱山)、○吉良誠也、佐伯幸弘 (雪印乳業)
- A203 巨視的にも不均質な分散系混合物の温度伝導率の評価  
 山田悦郎 (秋田大鉱山)、○Jouka Kou、高橋カネ子
- A204 セメント系多孔質材料の結氷過程に及ぼす含水率の影響  
 松本 衛 (神戸大工)、○塚本 彰 (松下電工)、畑 千登、鶴田光久
- A205 多孔質建築材料内の水分の結氷温度及び凍結・融解過程について  
 ○高 揚 (神戸大工)、松本 衛

— 熱測定第1会場 —  
 【特別講演-2】 11:00~12:00  
 【座長】 長島 昭 (慶大理工)  
 S2 The Thermal Conductivity of Supercritical Fluids  
 —The Case of Refrigerants—  
 C.A.Nieto de Castro (Lisbon Univ.)

- 【多相系材料Ⅱ】 13:00~15:00  
 【座長】 松本 衛 (神戸大工)、太田弘道 (茨城大工)  
 A206 [招待講演] 多孔性材料の有効熱伝導度  
 岡崎守男 (京大工)
- A207 衣服材料の含水性と通気性が熱・水分移動に及ぼす影響  
 ○中西正忠 (奈良女大家政)、丹羽雅子
- A208 被服材料の繊維集合構造が熱物性および通気性に及ぼす影響  
 ○藤本尊子 (北海道教育大)、与倉弘子 (盛賢大)、丹羽雅子 (奈良女大家政)
- A209 天然木材の熱伝導特性  
 ○宮野則彦 (日大農獣)、小林定教 (福山大工)、宮野秋彦
- A210 イネ科植物における胚乳デンプンの熱物性に関する研究  
 藤田修三 (三重短大生科)

- 【多相系材料Ⅲ】 15:10~17:10  
 【座長】 山田悦郎 (秋田大鉱山)、林 國郎 (京工繊大工芸)  
 A211 [招待講演] 火災時におけるコンクリートの熱伝導とそのモデル化  
 寺井俊夫 (京大工)
- A212 酸化鉄多孔質焼結体の熱拡散率  
 ○太田弘道 (茨城大工)、白茂英雄、友田 陽、秋山友宏 (東北大選研)、八木順一郎、早稲田嘉夫
- A213 ステンレス (SUS304) / ジルコニア複合材の熱拡散率  
 ○太田弘道 (茨城大工)、Utip Fanfani、日比野 敦 (東北大工)、川崎 亮、渡辺龍三、石丸 誠 (茨城大工)、友田 陽



A214 超微粒子の分散による液体の熱伝導率制御 (金属超微粒子の使用)

佐々木博志 (東北大流体研)、○増田英俊、水田郁久 (石播)、菱沼信夫 (東北大流体研)

A215 熱流束型DSCによる超微粒子の比熱測定  
日向野三雄 (東北大流体研)、○宮川熱志、増田英俊

[座長] 渡部康一 (慶大理工)

B214 バイメ分野における高圧力利用技術と流体の熱物性  
時田 董 (生産開発科学研)

11月8日 (金)

【日本熱物性学会 総会】 熱測定第2会場  
17:30~18:00

◆ A会場 (第3日) ◆

【固体I】 9:00~10:40

[座長] 菅原 章 (山形大工)、岡路正博 (計量研)

A301 単結晶シリコン球体の密度の絶対測定  
○藤井賢一 (計量研)、田中 充、根津嘉明、増井良平、G. Zosi (イタリア計量研究所)

A302 TiAl金属間化合物の熱物性  
菅原 章 (山形大工)、○高橋一郎、田中康司 (日新製鋼)

A303  $ZrO_2-R_2O_3$ 系 (R=希土類) における正方-単斜相変態・相関系のTMAによる研究

○八島正知 (東工大材研)、石沢伸夫、吉村昌弘

A304 核燃料ペレットの熱伝導率に及ぼす固溶性不純物の影響

○石本慎二 (日本核燃料開発)、平井 睦、伊東賢一

A305 多孔質岩石の熱伝導率に及ぼす水分の影響

○出口 衛 (東北大工)、幾世橋 広、鈴木舜一

—— 熱測定第1会場 ——

【特別講演-3】 11:00~12:00

[座長] 谷口雅男  
建築の伝統・都市の伝統  
西川幸治 (京大工)

【固体II】 13:00~14:00

[座長] 高橋一郎 (山形大工)、金山公夫 (北見工大)

A306 TMAによるセラミックスの線膨張率測定の実験  
○岡路正博 (計量研)、塩見光生 (東ソー)、小堀 彰 (京セラ)、安積忠彦 (真空理工)、沖野孝之 (島津製作所)、井土正也 (計量研)

A307 岩石の低温領域における熱定数の測定

○町田 清 (建材試験センター)、上園正義

A308 熱放射加熱による平板状試料の比熱測定

○久野九万雄 (防衛大)、山本 孝

【ふく射物性】 14:10~16:10

[座長] 増田英俊 (東北大流体研)、大西 晃 (宇宙研)

A309 炭素繊維シートのかく射率の測定と解析  
○金山公夫 (北見工大)、馬場 弘、中嶋治希 (アドバンテスト)

A310 二、三の熱機器用素材のかく射率測定

○馬場 弘 (北見工大)、金山公夫、中嶋治希 (アドバンテスト)

A311 角柱群から構成されるマクロ表面におけるかく射の反射と放射

○吉田篤正 (岡山大工)、赤松 勝 (京大工)、若林英信、牧野俊郎

A312 金属の全半球かく射率と比熱の非常法による同時測定 (クロメルとアルメルの測定結果)

○佐々木世治 (一関高専)、増田英俊 (東北大流体研)、日向野三雄

A313 セラミックスの分光放射率ラウンドロビン結果

○田澤真人 (名工試)、木村嘉孝 (昭和電工)、鈴木正彦 (新日鐵)、高田紘一 (日軽金)、西野 敦 (松下電器)、橋本栄二 (電中研)、村石修一 (日本電子)、種村 栄 (石工試)

A314 窒化ケイ素セラミックスの赤外分光特性

○田澤真人 (名工試)、種村 栄

【熱物性・熱測定 合同懇親会】 (A+B) 会場  
18:30~20:30

◆ B会場 (第2日) ◆

【流体VI】 9:00~10:40

[座長] 森吉 孝 (徳島大工)、松永直樹 (拓殖大工)

B201 二酸化炭素-nブタン系のP-v-T関係の測定と相関  
○津田典久 (日大生産工)、出口雅敏、本郷 尤、伊藤直次 (化学技研)、二島健司 (福岡大工)、荒井康彦 (九大工)

B202 状態方程式による2成分系液液平衡の相関  
○吉川浩司 (三井東庄)、加藤昌弘 (日大工)

B203 低温環境下における水溶液の熱物性  
稲葉英男 (岡山大工)、○森田慎一、福田武幸 (北見工大)、野津 滋 (岡山大工)

B204 エチルベンゼンの水への溶解度に及ぼす温度・圧力効果  
○長岡謙一 (立命大理工)、澤村精治、谷口吉弘

B205 凝縮係数の理論  
○藤川重雄 (富山県立大工)、Maerefat Mehdi (Univ. Tarbiat Modarress)

【流体VII】 13:00~14:00

[座長] 東 之弘 (いわき明星大理工)

B206 HCFC-225caおよびHCFC-225cbの高圧過熱蒸気の粘性率  
○高橋満男 (東北大反応研)、横山千昭、高橋信次

B207 HCFC-123およびHFC-134aの熱伝導率 (気相域における測定)

○上野善弘 (慶大理工)、長坂雄次、長島 昭

B208 エタン系フロン類の液相での熱伝導率  
○倉橋岳朗 (京工織大工芸)、矢田順三、堀 正倫、小林健一、南山龍緒 (福山大工)

【流体VIII】 14:10~15:30

[座長] 上松公彦 (慶大理工)、西海英雄 (法政大工)

B209 高圧下における (フッ素アルコール+水) 系の粘性率  
○松尾成信 (神戸大工)、田中嘉之、久保田博信

B210 HFC-134a-冷凍機油混合系の液体の粘性率、密度及び蒸気圧

○熊谷昭文 (東北大反応研)、高橋満男、持田英子、高橋信次

B211 HCFC22-空気系の相互拡散係数のTaylor法による測定

○松永直樹 (拓殖大工)、堀 守雄、長島 昭 (慶大理工)

R212 フロン系冷媒-空気系の相互拡散係数の対応状態原理による一般化

○松永直樹 (拓殖大工)、堀 守雄、長島 昭 (慶大理工)

【レビュー講演】 15:40~17:00

[座長] 矢田順三 (京工織大工芸)

B213 海外の熱物性シンポジウムにひろく熱物性研究のトピック

長島 昭 (慶大理工)

◆ B会場 (第3日) ◆

【測定法Ⅰ】 9:00~10:40

[座長] 竹越栄俊 (富山大工)、前園明一 (真空理工)

- B301 超高温域におけるレーザーフラッシュ法熱拡散率装置の開発  
高崎洋一 (真空理工)、○前田幸男、  
足立正和 (大工試)、相馬 勲、磯崎秀夫 (川崎製鉄)
- B302 最小二乗法を用いたレーザーフラッシュ法による熱拡散率測定  
荒木信幸 (静岡大工)、牧野 敦、○井上裕章

- B303 レーザーフラッシュ法試料裏面温度変化曲線のカーブフィッティングによる解析 (Ⅱ)  
馬場哲也 (計量研)

- R304 レーザーフラッシュ法によるグラッシーカーボンの熱拡散率測定  
○ M. M. Suliyanti (Indonesian Inst. Sci.)、  
馬場哲也 (計量研)、小野 晃

- B305 a c カロリメトリによる炭素繊維の熱拡散率の測定 (Ⅱ)  
—単繊維測定法の検討—  
○藪内恵子 (東リサテック)、山根常幸、片山眞一郎、  
十時 稔、八田一郎 (名大工)

【測定法Ⅱ】 13:00-15:00

[座長] 神本正行 (電総研)、片山眞一郎 (東リサテック)

- B306 電磁超音波法による固体材料の熱拡散率と気孔率の研究  
(第2報:熱拡散率測定法の検討)

- 松島栄次 (慶大理工)、長島 昭、沢 孝一郎
- B307 トリプル方式高温高精度示差走査熱量計の開発  
高橋洋一 (東大工)、○麻生雅美、寺井隆幸、  
米岡俊明、神本正行 (電総研)、前園明一 (真空理工)

- B308 発熱体の熱容量が熱伝導率測定精度に及ぼす影響の検討—  
非定常線熱源法による熱伝導率測定法に関する研究

○盛田耕二 (公害資源研)、木村繁男 (東北工試)

- B309 非定常熱線法による非線形物質の熱伝導率測定に関する理論的検討

○竹越栄俊 (富山大工)、平沢良男、岩城敏博

- B310 粘弾性体の熱伝導率測定に関する研究

小林清志 (豊田工大)、○山田盛二 (数島製パン)、  
高野孝義 (豊田工大)

- B311 熱伝導率 $\lambda$ と熱拡散率 $\alpha$ を同時に測定する平板—過渡能法  
の新提案

○陳 則韶 (中国科学技大)、高 晴嵐、崔 鈞

【測定法Ⅲ】 15:10~16:30

[座長] 高木利治 (京工織大工芸)、松尾成信 (神戸大工)

- B312 球共鳴器を用いた音速測定装置の開発

甲賀達也 (慶大理工)、○宝積 勉、佐藤春樹、  
渡部康一

- B313 非定常細線加熱法による液体の熱伝導率・熱拡散率の精密  
同時測定を試み

渡辺英雄 (計量研)

- B314 減衰振動型粘度測定装置の試作

○鳥田賢次 (真空理工)、箕川直美、安積忠彦、  
貝原 真 (理研)

- B315 新しい超高粘度測定法の開発

○小林比呂志 (計量研)、高橋東之 (茨城大工)、  
比企能夫

## 講演会と見学会のご案内

北陸・信越研究グループの企画で講演会と見学会を下記の通り開催致しますので、多数ご参加下さいますようお願い申し上げます。

### 記

日 時 : 平成3年11月16日(土) 13:00~18:00予定

場 所 : 金沢工業大学 24号館301号室(工学基礎実技センター内)

〒921 石川県石川郡野々市町扇ヶ丘7-1

[交通]JR金沢駅より「工大前」行バスにて工大前下車

参加費 : (懇親会参加者のみ)一般:3,000円/学生:2,000円

日 程 :

○特別講演(13:00~14:00)

「工学基礎教育の理念と実情」 佐藤 豪先生(金沢工業大学学長)

○見学会(14:00~15:00)

①金沢工業大学工学基礎実技センター

②放送大学石川ビデオ学習センタ(91.9開所)

○講演会(15:00~17:00)

1. 二酸化炭素の固化除去に関する研究

青木和夫(長岡技科大), 服部 賢(長岡技科大), 小安 武(長岡技科大)

2. 空気を含む水蒸気のイオン風による凝縮促進

※水島英俊(金沢工大), 棚谷吉郎(金沢工大)

3. 平板乱流境界層内 $\pi$ 方向熱拡散に関する実験的研究(乱流熱流束の収支)

※坂本雅基(新潟大院), 前川 博(新潟大工), 河田剛毅(長岡工高専),

小林睦夫(新潟大工)

4. レザーフラッシュ法による二元系酸化物 $Pr_2O_3-WO_3$ 及び $Nd_2O_3-CuO$ の熱点数測定

竹越栄俊(富山大工), 平澤良男(富山大工), 井尻 良(シャープ),

島崎利治(富山大工)

5. 過冷融液の凝固(組織の方向性制御)

林 勇二郎(金沢大), 國峰寛司(明石高専), ※清水伸昭(金沢大院)

○懇親会(同会場にて17:00~)

申込み : 見学会, 懇親会の準備の都合上, 参加希望者は11月9日までに葉書, 電話またはFAXにて見学会, 講演会, 懇親会別にその出欠を下記までお知らせください。

[連絡先] 〒921 石川県石川郡野々市町扇ヶ丘7-1  
金沢工業大学機械工学科 棚谷(とちたに)吉郎  
☎0762-94-6702(学科直通) FAX 0762-94-6704(学科直通)

中国四国研究グループ企画

数値熱・流体工学セミナー

共催 日本伝熱学会中国四国研究グループ、日本機械学会中国四国支部、化学工学会関西支部、中国地区化学工学懇話会、岡山地区化学工学懇話会、山口地区化学工学懇話会、徳島化学工学懇話会、

日時 11月21日(木)・22日(金) 9:10~17:20  
会場 せとうち苑

広島駅新幹線口(北口)より北へ650m、徒歩10分  
(広島市東区光町2-3-8 電話 082-262-9141)

近年、パソコンも含めてコンピュータの高性能化あるいは解析方法の進展にともない、発熱・伝熱を伴う流れ、複雑な乱流、粘弾性体流れの解析など熱・流体工学の様々な分野で数値解析が盛んに行われるようになってきました。本セミナーは、これら数値解析の具体的な事例や最新の話題について、研究・開発の第一線で活躍しておられる方々に解説ならびに話題提供していただきます。

プログラム

11月21日(木) [第1日]

開会の挨拶 (9:00~9:10)  
広島大学 長瀬洋一氏

◇乱流モデルによる解析

展望講演「乱流場における流動・混合および燃焼のモデリングと数値予測」 (9:10~10:40)

大阪大学 高城敏美氏

「微粉炭燃焼シミュレーション」 (10:40~11:30)

㈱神戸製鋼所 鈴木富雄氏

「脱硫塔における液滴蒸発」 (11:30~12:20)

パブコック日立㈱ 金田博志氏

「製鋼プロセスにおける溶鋼流動解析」 (13:30~14:20)

川鉄システム開発㈱ 高取誠二氏

「空調機室内外流れへの熱流動解析の適用」 (14:20~15:10)

三菱重工業㈱ 近藤文男氏

「節点法による電子機器の流熱解析」 (15:40~16:30)

㈱東芝 石塚 勝氏

「3次元管内乱流の数値解析」 (16:30~17:20)

広島大学 高見敏弘氏

11月22日(金) [第2日]

◇ダイレクトシミュレーション

展望講演「流れの直接シミュレーション」 (9:10~10:40)

宇宙科学研究所 桑原邦郎氏

「自動車の後流構造と空気抵抗」 (10:40~11:30)

マツダ㈱ 農沢隆秀氏

◇粘弾性流動解析

展望講演「高分子液体の粘弾性流動数値解析」(11:30~12:20)

九州大学 船津和守氏

「コーティングフローの数値解析」(13:30~14:20)

富士写真フィルム㈱ 小林忠造氏

「マックスウェル流体の数値解法と押出流への適応」

(14:20~15:10)

出光石油化学㈱ 塩島壯夫氏

「射出成形における金型内の流動及び繊維配向解析とその応用」

(15:40~16:30)

宇部興産㈱ 伊藤禎基氏

◇パソコンの高度利用

「32ビットパソコンによる数値流体流動解析」

(16:30~17:20)

広島県立大学 荒谷敏朗氏

定員 120名(定員になり次第締切ます。)

参加費 会員 15,000円、学生 3,000円、非会員 20,000円

(テキスト1部代含む)テキストのみご希望の方は、  
1部につき5,000円を添えてお申込下さい。

申込締切 11月9日(土)

申込方法 「数値熱・流体力学セミナー」と題記し、氏名、勤  
務先、所属(所在地、電話、FAX)、送金日を明記し、  
下記宛お申し込み下さい。参加費は現金書留または  
銀行振込をご利用下さい。

[広島総合銀行西条支店普通預金1058275 中国地区  
化学工学懇話会]

申込受付後、参加証を送付します。

申込先 東広島市鏡山1丁目4-1(〒724)

広島大学工学部化学工学教室内

中国地区化学工学懇話会

TEL 0824-22-7111(内線3610)

FAX 0824-22-7191

## 講演会「熱工学の新しい発展」

日本学術会議熱工学研究連絡委員会では、関連学会の協力のもとに、熱工学の重要かつ興味深い話題を取り上げ、熱技術の社会的使命を考える講演会を継続して企画してきました。本年は、熱工学の新しい発展・展開に関連した興味ある問題の講演会を下記のように企画いたしましたので、多数の方々の聴講を期待致しております。

(聴講無料、講演資料 500円)

主催： 日本学術会議熱工学研究連絡委員会

共催： 日本機械学会熱工学部門

協賛： 日本伝熱学会、日本燃焼学会、日本熱物性学会

日時： 平成3年11月27日(水) 午後1:30~5:00

会場： 日本学術会議講堂 (東京都港区六本木7-22-34  
地下鉄千代田線・乃木坂駅下車1分)

### プログラム

開会	熱工学研究連絡委員会委員長	藤江 邦男
1. 圧縮空気貯蔵ガスタービンシステム	新エネルギー財団	葛山 立治
2. 凝固問題に見る伝熱研究の進展	金沢大学教授	林 勇二郎
3. バイオエンジニアリングと高圧熱物性	神戸大学教授	蒔田 董
4. 先端熱工学技術と熱物性研究	九州大学教授	藤井 哲
5. メタノール自動車のエミッション	北海道大学教授	伊藤 献一
6. 暖炉の燃焼と伝熱	東京ガス	井上 二郎
閉会	熱研連伝熱専門委員会委員	黒崎 晏夫

参加ご希望の方はハガキに所属と氏名を記し、下記へお送り下さい。

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1

東京工業大学工学部生産機械工学科 黒崎晏夫

電話 03-3726-1111 (内線2540)

(参考) 機械学会熱工学部門主催の熱工学講演会は、11月26日~27日に  
東京大学山上会館で開催されます。

<60万人科学者技術者代表集会>

「基礎研究の振興と工学教育」シンポジウム

— 大学の改革と学術法人活性化を目指して —

1. 日 時：平成3年11月27日（水）13：00～17：45
2. 場 所：KIビル地下大会議室  
東京都港区赤坂6-5-30（☎03-5561-2111）
3. 主 催：日本工学会
4. 共催予定：日本工学アカデミー／材料連合フォーラム／日本工業教育協会
5. 協賛予定：賛同150学協会
6. 後援予定：科学技術庁／文部省／通商産業省／経済団体連合会／日本商工会議所
7. 幹事学会：応用物理学会／高分子学会／資源・素材学会／テレビジョン学会／電子情報通信学会／土木学会／日本化学会／日本機械学会／日本建築学会／日本鉄鋼協会
8. 参加費：1,000円（会場整理費）—当日持参—
9. 定 員：300名（定員超過の場合は抽選といたします）
10. [シンポジウム開催の主旨]

新国際秩序の形成が進行する時代において、科学技術の果たす役割が非常に大きなものとなり、それに対するわが国の貢献が期待されている。科学技術の発展は、それに関与する個人の全人格を賭けて研究努力によってなされる。しかしながら、日本の実情は、科学者・技術者の苦闘を支える社会精度が残念ながら不十分であり、大学の研究施設の惨状や研究投資の貧困さは日本の将来に悪影響を与えるほどの状態にある。

地球的な環境問題や人類社会の発展への障害の克服、加えて経済発展の基礎となる優れた産業技術の改良普及など、日本は高度の研究と人材育成に関して、先進国、発展途上国など広く国際的に解放された科学技術風土を作り上げる立場に立たされている。

日本工学会は、明治12年にわが国工業の発展に貢献せんとして創立されて以来、欧米先進諸国へのキャッチアップを目指すわが国の工学・工業の活性化に努力してきた。しかし、明治以来の国家目標を果たし、新しい産業革命下の日本の立場を考えると、科学技術の発展と人類社会への寄与には、科学者・技術者の自由な活動に、限り無く制約の少ない社会環境をどのようにして作り上げるか、またその成果である新知識を迅速に国際的に浸透普及させるメカニズムをいかにして作り上げるかが課題として認識するに至った。このため168学協会（会員総数64万人）の参画を得て、科学者・技術者自身の行動とそれを支える学協会組織の活性化についての諸課題を検討してきた。

本シンポジウムでは、これらを国民の方々に広く知らしめると共に、その内容を国会の場で基本的認識と具体的対応等について公正な討議を願い、世界人類へ貢献する科学者・技術者支援の国政の推進を期待し、国会議員、関係省庁の責任者をご招待している。

この問題に関心のある各位の参加を歓迎する。

————— プログラム（敬称略） —————

- |             |                   |             |       |
|-------------|-------------------|-------------|-------|
| 13:00～13:15 | 開会の辞              | 日本工学会会長     | 石川 六郎 |
|             | 基調講演<座長>          | 材料連合フォーラム会長 | 斎藤 進六 |
| 13:15～14:15 | (I)「我が国の工学教育の諸問題」 |             |       |

- 日本工学アカデミー会長・日本工業教育協会会長 向坊 隆  
 <座長> 研究大学院大学学長 長倉 三郎
- 14:15~15:00 (Ⅱ) 「日本の工業と工学の将来」  
 日本学術会議会長 近藤 次郎  
 ———— 休 憩 ————
- 15:15~15:45 講演「大学の活性化への提言」  
 東京工業大学学長 末松 安晴  
 <座長> 日本工学会副会長 今泉 常正
- 15:45~16:15 ” 「大学の活性化への提言」  
 東レ㈱会長 伊藤 昌寿  
 <座長> 日本学術会議会員 佐伯 修
- 16:15~16:45 ” 「21世紀をリードする大学へ望む」  
 経済団体連合会  
 産業技術委員会政策部会長 清水 栄
- 16:45~17:20 <問題提起>  
 「大学の改革と学術法人活性化」  
 ———— 国民の論議を期待して ————
- 17:20~17:30 閉会の辞 日本工学会 政策委員会委員長 内田 盛也  
 日本工学会副会長 堀 幸夫
- 18:00~20:00 懇親会(会費：5,000円)  
 (懇親会については後日参加者にご案内いたします。)

————— 参加申込みについて —————

参加費 : 1,000円(会場整理費) —当日持参—

参加申込: 往復はがきに氏名・年令・勤務先・同住所・同電話番号・所属学協会名を明記  
 した上, 返信用表に通信先住所・氏名を必ずご記入下さい。

[FAXでのお申込みは受付ません]

申込期日: 平成3年11月11日(月)必着

申込み先: ☎107 東京都港区赤坂9-6-41

社団法人日本工学会「11月シンポジウム」係宛

参加証 : 参加証を11月20日前後に送りますので, 当日ご持参下さい。

社団法人 日本工学会

☎107 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3階

電話 03-3475-4621 FAX 03-3403-1738



# **The Seminar location is changed from Yugoslavia to Greece (Athens)**

## **Second Announcement and Call for Papers International Seminar on Imaging in Transport Processes**

**May 25-29, 1992, Athens, Greece**

*Sponsored by* **The International Centre for Heat and Mass Transfer**

### **Objectives and Scope**

The purpose of the Seminar is to provide an opportunity for engineers and scientists to present the state of the art, discuss new developments and exchange ideas in the area of image processing and graphics in transport processes. Invited lectures and contributed papers will be presented by researchers from around the world. The organizing committee will be composed of leading international experts in various disciplines of image processing in transport process.

Papers are solicited on following topics:

#### **Fundamentals**

1. Computer Aided Data Acquisition for Transport Processes.
2. Image Processing and Pattern Recognition for Transport Processes.
3. Optimized Image Visualization of Numerical and Experimental Data.
4. New Techniques for Biomedical Data Acquisition and Image Processing.
5. Miscellanies, Holography, etc.

#### **Applications** (Transport phenomena presented with Computer Graphics Techniques)

1. Fluid Dynamics, Single and Two phase Phenomena
2. Heat and Mass Transfer
3. Combustion, Particulate and Dispersion
4. Biomedical Transport

### **Location**

The seminar location is changed to Athens, Greece.

### **Paper submission and selection**

Potential authors should submit three copies of abstracts of about 500 words, with supporting figures as appropriate to the Seminar Chairman (K. Hijikata) or Co-chairmen (S. Sideman, W.J. Yang). The covering letter should contain: 1) three keywords to describe and categorize the work easily; 2) name, address, phone number, and telex or telefax number of author to whom correspondence should be directed. The abstracts will be used for preliminary screening. The official language of the seminar is English.

## Deadlines

December 15, 1991 : 3 copies of abstract due  
January 15, 1992 : Notification of Abstract acceptance  
February 15, 1992 : Full-length papers due on mats  
February 28, 1992 : Notification of final paper acceptance

## Seminar Chairman:

Professor Kunio HIJIKATA  
Department of Mechanical Engineering Science  
Tokyo Institute of Technology  
Ohokayama, Meguroku, Tokyo 152, JAPAN  
Telephone: (81)3-3726-1111, ex.3172  
Fax: (81)3-3729-0628

## Co-chairmen

Professor Samuel Sideman  
Technion-Israel Institute of Technology  
Department of Bio-Medical Engineering  
Technion City, Haifa 32 000, Israel  
Telephone: (972) 4-294130  
Fax: (972) 4-234131

Professor Wen-Jei Yang  
University of Michigan  
Department of Mechanical Engineering  
and Applied Mechanics.  
Ann Arbor, MI 48109-2125, U.S.A.  
Telephone: (1) 313-764-2694  
Fax: (1) 313-747-3170

## Seminar Secretary

Professor Marija Todorovic  
International Centre for Heat and Mass Transfer  
P.O. Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia  
Telephone: (38) 11-455-633 or 11-199-621  
Fax: (38) 11-444-01-95 or 11-193-659

## Usable Equipment

Overhead projector, Film projector, 16mm movie,  
VHS video (European and American Types)

## Organizing committee

Professor H. Burkhard (Technische Universität Hamburg-Harburg, Germany)  
Professor G.M. Carlomagno (Facolta' di Ingegneria, Italy)  
Dr. Giovanni Elvio Farello (ENEA Center of Casaccia, Italy)  
Professor L.Hesselink (Stanford University, U.S.A.)  
Professor E.M. Khabakhpasheva (Academy of Science Siberian Branch, U.S.S.R.)  
President M. Kuwahara (Osaka Sangyo University, Japan)  
Professor Mussmann (University of Hannover Germany)

## Keynote lectures

Professor M. Maeda (Keio University, Japan)  
Professor T. Kamimoto (Tokyo Institute of Technology, Japan)  
Professor M.J. Braun (University of Akron, U.S.A.)

## Co-sponsor

The Japan Society of Mechanical Engineering (Thermal Engineering Division)  
The Japan Society of Multiphase Flow  
The Visualization Society of Japan  
Heat Transfer Society of Japan

## 日本伝熱学会学術賞・技術賞 公募のお知らせ

事務局

本誌上で既に御案内申し上げました様に、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）に基づいて技術賞が設けられました。

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 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 5部  
日本伝熱シンポジウム講演論文集抜刷 5部
4. 提出先及び期限 : 〒464-01 名古屋市千種区不老町  
名古屋大学工学部分子化学工学  
架谷 昌信 宛  
TEL. 052-781-5111 (内線 3381)  
FAX. 052-782-5946  
1992年 1月14日(火) 必着
5. 問い合わせ先 : 〒152 日本伝熱学会 事務局  
東京都目黒区大岡山2-12-1  
東京工業大学原子炉工学研究所気付  
TEL. 03-3726-1111 (内線 3077, 3059)  
FAX. 03-3729-1875



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5部添付)

受賞候補者 (氏名・勤務先・職名・本会会員の有無)

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5部添付)

申請・推薦理由： \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

注) 不要の文字を消して下さい。



## 第29回日本伝熱シンポジウム講演募集

- ・開催日 平成4年5月27日(水)～5月29日(金)
- ・会場 大阪国際交流センター(〒543 大阪市天王寺区上本町8-2-6)
- ・講演申込締切  
普通セッション 平成4年1月31日(金) 必着  
オーガナイズセッション 平成4年1月24日(金) 必着
- ・原稿締切 平成4年3月16日(月) 必着
- ・講演申込先 〒565 吹田市山田丘2-1

大阪大学工学部産業機械工学科内  
第29回日本伝熱シンポジウム準備委員会  
TEL 06-877-5111 (内) 5109, 5107, 5106  
FAX 06-876-4975  
郵便振替 大阪4-125215

### ・講演申込方法

1. 講演は別表のような内容の普通セッションとオーガナイズセッションに分類されます。オーガナイズセッションの詳細については、※印のついている各オーガナイザーにお問い合わせ下さい。
2. 伝熱研究本号に添付されている申込用紙(またはコピー)に必要な事項を記入し、整理費の送金とともに上記準備委員会宛申し込んで下さい。整理費は2,000円です。送金には上記郵便振替をご利用下さい。なお、セッション振り分けの都合上、普通セッションは講演内容が属する項目を別表の大分類・小分類の中からお選び下さい。オーガナイズセッションは(A)～(I)の中からお選び下さい。
3. 講演は1名1題に限り、講演時間、討論時間はそれぞれ10分の予定です。
4. 講演の採否は、準備委員会にご一任願います。
5. 前刷原稿：前刷集はオフセット印刷、原稿執筆枚数は、原則として2,970字(55行×54字) 詰原稿用紙2枚以内です。(やむをえない場合、原稿用紙は3枚まで可としますが、その場合整理費は3,000円になります。)原稿執筆要領は準備委員会より講演申込者宛送付します。

### ・ご注意

1. 講演申込後の取消しは準備と運営に支障をきたしますのでご遠慮下さい。
2. 前刷原稿の題目や講演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。

## 第29回日本伝熱シンポジウムセッション分類表

### 【普通セッション】

#### 【大分類】

a. 強制対流 b. 自然対流 c. 沸騰 d. 凝縮 e. 蒸発 f. 二相流 g. ふく射 h. 燃焼  
i. 熱伝導 j. 熱交換器 k. 流動層 l. 熱物性 m. 測定法 n. 分子動力学 o. 反応 p. その他

#### 【小分類】

- |                      |                              |
|----------------------|------------------------------|
| (1) 層流熱伝達            | (24) 蒸発伝熱                    |
| (2) 乱流構造と伝熱          | (25) 沸騰・凝縮利用機器               |
| (3) 剥(はく)離流の流動と伝熱    | (26) ヒートパイプ                  |
| (4) 噴流・せん断層の流動と伝熱    | (27) 高性能・コンパクト熱交換器           |
| (5) 乱流モデル・数値シミュレーション | (28) 潜熱蓄熱器の特性                |
| (6) 密閉空間内の自然対流       | (29) 溶融・凝固を伴う伝熱              |
| (7) 物体周りの自然対流        | (30) 粒子層における伝熱(充填(てん)層, 流動層) |
| (8) 複合伝熱             | (31) 熱物性                     |
| (9) 対流熱伝達の促進・制御      | (32) 熱物性測定法                  |
| (10) 回転場の伝熱          | (33) 燃焼における伝熱                |
| (11) 多孔質体の伝熱         | (34) ふく射物性                   |
| (12) 電子機器の冷却         | (35) ふく射伝熱                   |
| (13) 生産・加工プロセスにおける伝熱 | (36) 新しい測定法                  |
| (14) 限界・極小熱流束        | (37) 分子動力学                   |
| (15) 沸騰のメカニズムとモデル化   | (38) CVDにおける伝熱               |
| (16) 凝縮のメカニズムとモデル化   | (39) セラミックスにおける伝熱            |
| (17) 沸騰・凝縮における伝熱促進   | (40) 微小重力下の伝熱                |
| (18) 新冷媒の沸騰・凝縮       | (41) 生体伝熱                    |
| (19) 二相流のモデル化と数値解析   | (42) 食品問題と伝熱                 |
| (20) 二相流の可視化・計測      | (43) 熱サイフォン                  |
| (21) 二相流の流動・伝熱       | (44) ヒートポンプ                  |
| (22) 直接接触伝熱          | (45) 自然エネルギー利用               |
| (23) ミスト冷却           | (46) その他                     |

### 【オーガナイズセッションとオーガナイザー】

- |                                    |   |
|------------------------------------|---|
| (A) 環境伝熱—大気・海洋・都市環境—               | : 植田洋匡(九大), ※山口克人(阪大:06-877-5111)                     |
| (B) 航空・宇宙における伝熱                    | : 阿部宜之(電総研), 大串哲朗(三菱電機),<br>※藤井照重(神大:078-881-1212)    |
| (C) 材料プロセスにおける伝熱                   | : ※大隅正人(三洋電機:0720-41-7831), 大中逸雄(阪大)                  |
| (D) 低温における伝熱<br>—生体, 冷熱, 極低温, 超伝導— | : 伊藤猛宏(九大), ※塩津正博(京大:0774-32-3111),<br>林勇二郎(金沢大)      |
| (E) 建築・空調における伝熱                    | : 鳥越邦和(ダイキン), ※水野稔(阪大:06-877-5111),<br>唐土宏(松下電産)      |
| (F) 物質変換プロセスにおける伝熱                 | : 大岡五三実(大阪ガスエンジニアリング),<br>※片岡邦夫(神大:078-881-1212)      |
| (G) 原子力発電プラントにおける<br>熱流動問題         | : ※芹沢昭示(京大:0774-31-8760),<br>柘植綾夫(三菱重工)               |
| (H) 家電・電子機器における伝熱                  | : 田中博由(松下電産), 増田雅昭(シャープ),<br>※藤井雅雄(三菱電機:054-287-3057) |
| (I) 鉄鋼業における伝熱                      | : ※坂本雄二郎(神戸製鋼:078-991-5634),<br>鈴木孟文(新日鉄), 高島啓行(住友金属) |



## 第 29 回日本伝熱シンポジウム研究発表申込書

和文		英文	
題目：-----		-----	
和文		英文	
(副題)：-----		-----	
和文		英文	
伝熱学会 会員・非会員の別	所属学協会お よび会員資格	氏 名 (発表者の頭に※印)	所 属 (勤務先)
会員・非会員		和文	和文
		英文	英文
会員・非会員		和文	和文
		英文	英文
会員・非会員		和文	和文
		英文	英文
会員・非会員		和文	和文
		英文	英文
注： 所属(勤務先)は略記，たとえば，東西大工，南北電機，Tohzaï U.，Nanboku Elec. 等			
セッション	普通	1. 大分類番号 (a. ~ p.) 第1希望 ( ) 第2希望 ( ) 第3希望 ( ) 2. 小分類番号 ((1) ~ (46)) 第1希望 ( ) 第2希望 ( ) 第3希望 ( ) 3. キーワード： (5つ以内) 4. 次のうち該当項目を○で囲んでください。(実験・理論・数値解析・その他)	
	オーガ ナイズ	1. (A) (B) (C) (D) (E) (F) (G) (H) (I) の中から1つを○で囲んで下さい。 2. キーワード： (5つ以内) 3. 次のうち該当項目を○で囲んでください。(実験・理論・数値解析・その他)	
投稿原稿枚数(予定) 枚		整理費 円	
連絡先：〒 住所・氏名		TEL ( ) - (内線 )	FAX ( ) -
準備委員会記入欄	受付番号	受付日	備考
(申込者記入) 原稿執筆要領 送付先 住所・氏名	〒 _____ 様		
著者への返信用題目(申込者記入) _____			
和文		-----	
英文		-----	

・本申込書は、プログラム作成・用紙送付等に使用しますので、楷書でご記入下さい。



# 事務局からの連絡

## 1. 事務局の移転について

本年10月1日から次の業務を下記の事務局で行うことになりました。お問い合わせ、お申し込み等は、今後下記事務局へお願いします。

<b>新事務局</b>
(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) 「日本伝熱シンポジウム講演論文集」の注文受付、 新入会員への「伝熱研究」発送、その他刊行物の発送
v) その他必要な業務
(事務局所在地)
〒113 東京都文京区本郷5-25-18-501 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)

尚、上記を含む事務の全体統括と上記以外の事務は、従来通り事務担当副会長が下記にて担当しております。

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学 原子炉工学研究所 井上 晃 TEL: 03-3726-1111 (内線3077、3059) FAX: 03-3729-1875
---

## 2. 学会案内と入会手続きについて

### 【目的・活動】

本会は、伝熱に関する学理技術の振興を促進すると共に、会員相互および国際的な連絡を計ることを目的とし、研究会、講演会の開催、伝熱に関する連絡等の活動を行なっています。

### 【事業年度】

事業年度は、毎年4月1日に始まり翌年3月末日までです。(但し、「伝熱研究」の巻と表紙の色は各年の1月号～10月号で同じです)

### 【会員、会費、特典】

本会の趣旨に賛成して入会した方を会員とします。会員には、次のように個人会員、学生会員、維持会員、特別会員の4種があります。

会員種別	資 格	会 費 (年 額)	
		平成3年度まで	平成4年度以降
個人会員	学生会員、特別会員以外の個人	5,000円	8,000円
学生会員	高専、大学学部、大学院修士過程、博士過程に在学中の学生	3,500円	4,000円
維持会員	本会事業に賛成する団体で、1口につき1名以内を「特別会員」に指名	1口 30,000円	

会員は、本会の活動に参加できる他に、次の特典をもっています。

- 1) 「伝熱研究」の郵送が受けられます。
  - ・個人会員、学生会員に1冊送付
  - ・維持会員に口数分の冊数送付
  - ・本年度の発刊予定：1月号 Vol.31, No.120
- 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ます。
  - ・個人会員、学生会員に1部送付  
(但し、前年度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)
  - ・維持会員に口数分の部数送付

#### 【入会手続き】

個人会員または学生会員として入会ご希望の方は、巻末の新規入会申込用紙にご記入の上、下記の事務局宛にお送り下さい。あわせて、郵便振替にて当該年度分の会費をお支払い下さい。

維持会員への入会申込み方法は、事務局に直接書面(Fax)または電話でご連絡いただくか、お近くの個人会員を通じてご連絡下さい。事務局から本会の内容、会則、入会手続き等についてご説明致します。維持会員への申込みは何口でも可能です。

(申込書送付先)

〒113 東京都文京区本郷5-25-18-501

日 本 伝 熱 学 会

TEL, FAX: 03-5689-3401

(郵便振替口座) 東京6-14749 日本伝熱学会

#### (注 意)

- ・申込用紙には氏名を明瞭に記入し、難読文字にはJISコードのご指示をお願いします。
- ・会費納入時の郵便振替用紙には、会員名(必要に応じてフリガナを付す)を必ず記入して下さい。会社名のみ記載の場合、入金の手配ができず、会費未納のままとなります。
- ・学生会員への入会申込においては、指導教官による在学証明(署名・捺印)を必要とします。

### 3. 会員の方々へ

#### 【事務局への連絡、問い合わせ方法】

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FAX等の書面にてお願いします。

#### 【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。

##### （維持会員の代表者変更）

維持会員の場合には、必要に応じて代表者（特別会員）を変更できます。

##### （学生会員から個人会員への変更）

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個人会員（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。また、変更事由等の予告通知は受け付けておりません。

#### 【会費納入について】

会費納入には「伝熱研究」折込みの郵便振替用紙をご利用願います。その他の送金方法で手数料が必要な場合には、送金額から減額させていただきます。会費入金の記録は、会員名をフリガナでデータベースから検索することによって行っていますので、会社名のみで会員名の記載がない場合には、未納扱いとなる恐れがあります。ご注意ください。

#### 【未納会費の請求について】

会費未納の方々には、「伝熱研究」の郵送封筒の宛名ラベルにて会費請求額をお知らせしています。この請求金額は、会員の入会以来の会費納入状況に基づく最新データです。（1～3月入会者は、4月から次年度の会費を納める必要があることにご注意ください）

#### 【長期滞納者に対する対応について】

前号でお知らせしましたように、前年度（平成2年度）までの会費が本年8月23日以降も未納の方には、長期滞納者として10月号以降の「伝熱研究」の送付を停止しております。お近くに長期滞納者がおられましたら、会費納入をお勧め下さい。事務局では、来年1月に長期滞納者宛に請求通知を発送し、その後も会費納入がない場合には退会手続きをとらせていただきます。

#### 【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）をご提出頂くと共に、未納分の会費を必ず納入して下さい。会員登録を抹消し、「退会処理通知」を送付致します。

日本伝熱学会 個人・学生会員新規入会申込み・変更届用紙

(右の該当に○を記入) 1. 個人会員(正)・学生会員新規入会申込書  
2. 変更届書(書面による届出のみ受け)

0	申込年月日	H		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 ・ 学 校	名 称								
6										
7		〒	—							
8		所在地								
9										
10		TEL								
11		FAX								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：ガスクリーン 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 維持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送ります。従いまして、代表者の所属に変更がありましたら、書面をもって事務局宛ご連絡の程、お願い申し上げます。

1	会員資格	維持会員
2	代表者氏名	
3	ふりがな	

4	代 表 者	名 称 (所属)											
5		動 務 先	〒										
6			所在地										
7		TEL											
8		FAX	共通・専用										
9	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日に始まり、翌年3月末日に終わります。
2. 維持会員の会費は1口30,000円/年で、申し込みは何口でも結構です。
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)の発行を予定しております。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方に限り当該年度のものをお送りします。尚、年度途中で御入会の方には残部の都合で一部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. 当学会では、事務作業簡素化の為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。従いまして、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 5-25-18-501  
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 井上 晃
- (3) 現金書留の場合 -- 上記の事務局宛に御送金下さい。

伝熱研究  
Vol.30, No.119

1991年10月発行

発行所 日本伝熱学会

〒113 東京都文京区本郷5-25-18-501

日本伝熱学会

電話 03(5689)3401

Fax 03(5689)3401

振替 東京 6-14749

(非売品)