

伝熱研究

1989
January
Vol. 28
No. 108

Journal of Heat Transfer Society of Japan

—— 〈特集：伝熱トピックスのレビュー〉 ——

An Outlook : Modeling of Turbulent Heat Transport

乱流混合の直接数値シミュレーションと LES

伝熱現象のコンピューターシミュレーション

—— 粒子的取り扱いを中心として ——

熱交換器における対流伝熱促進

2成分蒸気の凝縮伝熱

霜層と着霜面の伝熱問題

低温環境下における凍結・融解の諸問題

極低温機器における伝熱

石炭-水スラリー (CWM) の伝熱と流動

多孔質内の伝熱

笠木 伸英、明 賢國

宮内 敏雄

杉山 憲一郎

鳥越 邦和、川端 克宏、川添 政宣

土方 邦夫、姫野 修廣

斉藤 図、戸倉 郁夫

福迫 尚一郎

中込 秀樹、栗山 透

薄井 洋基

増岡 隆士

〈第一回 KSME-JSME 熱流体工学会議〉

「第一回 KSME-JSME 熱・流体工学学会議」を終えて

The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference

Summary Report of the First KSME-JSME Thermal & Fluids Engineering Conference

李 澤植

伊藤 猛宏

玄 在民

〈国際会議報告〉

第20回ICHMTシンポジウム "Heat Transfer in Electronic and Microelectronic Equipment" からの報告

中山 恒

First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics

相原 利雄

〈海外だより〉

海外だより (UCLA にて)

西尾 茂文

日本伝熱研究会第27期（昭和63年度）役員

会 長		平 田 賢 (東 大)
副 会 長	(無 任 所) (事務担当)	藤 掛 賢 司 (豊田中研) 越 後 亮 三 (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	金 山 公 夫 (北見工大) 太 田 照 和 (東 北 大) 等 木 伸 英 (東 大) 新 井 紀 男 (名 大) 玉 木 恕 乎 (信 州 大) 高 城 敏 美 (阪 大) 須 藤 浩 三 (広 島 大) 藤 井 丕 夫 (九 大)
幹 事 (23名)	齋 藤 凵 (室 工 大) 稲 村 隆 夫 (東 北 大) 藤 田 尚 毅 (岩 手 大) 一 宮 浩 市 (山 梨 大) 平 澤 茂 樹 (日 立) 北 村 健 三 (豊橋技大) 竹 内 正 紀 (福 井 大) 鳥 越 邦 和 (ダイキン) 牧 野 俊 郎 (京 大) 佐 古 光 雄 (広 島 大) 太 田 治 彦 (九 大) 曾 田 正 浩 (三菱重工)	杉 山 憲 一 郎 (北 大) 宍 戸 郁 郎 (宮 工 技) 有 富 正 憲 (東 工 大) 上 松 公 彦 (慶 應 大) 加 藤 征 三 (三 重 大) 滝 本 昭 (金 沢 大) 石 原 勲 (関 西 大) 藤 井 照 重 (神 戸 大) 矢 田 順 三 (京 都 工 織 大) 水 上 紘 一 (愛 媛 大) 上 宇 都 幸 一 (大 分 大)
監 査 (2名)	香 川 達 雄 (香川栄養学園)	波 江 貞 弘 (船 研)
「伝熱研究」編集委員長		宮 木 政 英 (山 口 大)
第26回日本伝熱シンポジウム準備委員長		永 井 伸 樹 (東 北 大)

伝 熱 研 究
目 次

1989年の新春を迎えて	第27期会長 .. 平田 賢 (東 大)	1
<特集：伝熱トピックスのレビュー>		
特集にあたって	編集委員会	3
An Outlook : Modeling of Turbulent Heat Transport	笠木 伸英、明 賢國 (東 大)	4
乱流混合の直接数値シミュレーションとLES	宮内 敏雄 (東 工 大)	18
伝熱現象のコンピュータシミュレーション — 粒子的取り扱いを中心として —	杉山憲一郎 (北 大)	29
熱交換器における対流伝熱促進	鳥越 邦和、川端 克宏、川添 政宣 (ダイキン)	40
2成分蒸気の凝縮伝熱	土方 邦夫、姫野 修廣 (東 工 大)	54
霜層と着霜面の伝熱問題	齊藤 凶、戸倉 郁夫 (室蘭工大)	73
低温環境下における凍結・融解の諸問題	福迫尚一郎 (北 大)	97
極低温機器における伝熱	中込 秀樹、栗山 透 (東 芝)	127
石炭—水スラリー (CWM) の伝熱と流動	簿井 洋基 (山 口 大)	140
多孔質内の伝熱	増岡 隆士 (九 工 大)	147
<第一回 KSME-JSME 熱流体工学会議>		
「第一回 KSME-JSME 熱・流体工学学会議」を終えて	李 澤植 (ソウル大)	162
The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference	伊藤 猛宏 (九 大)	168
Summary Report of the First KSME-JSME Thermal & Fluids Engineering Conference	玄 在民 (韓国科学技術院)	172
<国際会議報告>		
第20回 ICHMT シンポジウム “Heat Transfer in Electronic and Microelectronic Equipment” からの報告	中山 恒 (日 立)	176

First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics	相原 利雄 (東 北 大)	179
〈海外だより〉		
海外だより (UCLA にて)	西尾 茂文 (東 大)	183
〈地方研究グループ活動報告〉		
東北研究グループ講演会 …相場 真也 (秋田高専)、太田 照和 (東 北 大)		186
北陸・信越研究グループ講演会	玉木 恕乎 (信 州 大)	189
東海研究グループ講演・見学会	山下 博史、新井 紀男 (名 大)	191
関西研究グループ講演会		
牧野 俊郎 (京 大)、 欠田 順三 (京工繊大)、 高城 敏美 (阪 大)		192
中国・四国研究グループ講演会	須藤 浩三 (広 島 大)	195
〈お知らせ〉		
日本伝熱研究会学術賞・技術賞の設置と公募のお知らせ		197
第26回日本伝熱シンポジウム		199
英文原稿のタイピングインストラクション		200
第9回国際伝熱会議論文集募集		202

Journal of Heat Transfer Society of Japan

Vol. 28, No. 108, 1989

CONTENTS

1989 New Year's Greeting Masaru Hirata (Univ. of Tokyo).....	1
<Special Issue: Review of Topics in Heat Transfer Research>	
Preface on the Special Issue Editorial Board	3
<Topics in Heat Transfer Research >	
An Outlook: Modeling of Turbulent Heat Transport Nobuhide KASAGI and Hyon Kook MYONG (Univ. of Tokyo)	4
Direct and Large Eddy Simulation of Turbulent Mixing Toshio MIYAUCHI (Tokyo Inst. of Tech.)	18
Computer Simulation on Heat Transfer Phenomena - Monte Carlo Method and Molecular Dynamics Method - Ken-ichiro SUGIYAMA (Hokkaido Univ.)	29
Convective Heat Transfer Enhancement in Heat Exchangers Kunikazu TORIKOSHI, Katsuhiko KAWABATA and Masanobu KAWAZOE (Daikin Industries, Ltd.).....	40
Condensation Heat Transfer of a Binary Mixture of Vapors Kunio HIJIKATA and Nobuhiro HIMENO (Tokyo Inst. of Tech.)	54
Heat Transfer Problem of Frost Layers and Frosting Surfaces Hakaru SAITO and Ikuo TOKURA (Muroran Inst. of Tech.)	73
Freezing and Melting Heat-Transfer Problems in Cold Climates Shoichiro FUKUSAKO (Hokkaido Univ.)	97
Heat Transfer Problems on Cryogenic Systems Hideki NAKAGOME and Toru KURIYAMA (Toshiba R & D Center)	127
Flow and Heat Transfer of Coal-Water Mixtures Hiromoto USUI (Yamaguchi Univ.)	140

Heat Transfer in Porous Media Takashi MASUOKA (Kyushu Inst. of Tech.)	147
<The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference>	
Looking Back upon "The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference" Taik Sik LEE (Seoul National Univ.)	162
The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference Takehiro ITO (Kyushu Univ.)	168
Summary Report of the First KSME-JSME Thermal & Fluids Engineering Conference Jae Min HYUN (KAIST)	172
<Reports on the International Conferences>	
The 20th ICHMT Symposium "HEAT TRANSFER IN ELECTRONIC AND MICROELECTRONIC EQUIPMENT" Wataru NAKAYAMA (Hitachi, Ltd.)	176
First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics Toshio AIHARA (Tohoku Univ.)	179
<Letters from Overseas>	
News from Abroad (at UCLA) Shigefumi NISHIO (Univ. of Tokyo)	183
<Report on the Local Group Activities>	186
<Announcements>	197

1989年の新春を迎えて

日本伝熱研究会会長・平田 賢

わが国は、高価な代金を払って石油、石炭、LNG（液化天然ガス）、核燃料などを輸入し、これをすべて“燃やして”しまい、高温の「熱」にしてから利用を始める。燃料を完全燃焼させたときに得られる熱は、2000℃前後の“高温の熱”であるが、日本全国で作りに出された全熱量のうち約半分が「熱機関」のインプットであり、動力に変換されて発電機や自動車を駆動し、「電気エネルギー」や「機械の仕事」を発生する。残りの半分は熱の形のまま産業用および民生用の「加熱」に用いられている。

熱力学の第1法則によれば、エネルギーは不滅であり、はじめ「化学エネルギー」や「核エネルギー」の形で保有されていた一次エネルギーが、「熱」に姿を変え、さらに「機械の仕事（力学的エネルギー）」や「電気エネルギー」に形をかえてもその総和は常に一定に保たれている。そして、人間にとって有用な仕事を終えたあとすべてのエネルギーは“常温の熱”となって、大気や海水といった環境の中に入り、雲散霧消するが、その総量は最初に作り出された熱の総量と等しい。

このようにエネルギーは、高温の熱に始まり常温の熱となってその一生を終えるまで熱力学第2法則に基づき、温度の高いほうから低いほうへ一方向に、不可逆的に流れ、自分では決して元に戻らない。最近よく“再生可能”なエネルギーという言葉が使われるが、エネルギーは“再生不能”なのである。

したがって、熱は生まれたときの高温から、墓場に到着する常温まで下がって来る間に使いつくさなければならない。わが国の場合、熱の総合的な利用率は1/3程度で、最初に作り出した熱の2/3は直接大気中かあるいは海水中へ捨てられている。この効率の悪さの大半の原因は、高温の熱に始まって常温の熱で終わる「熱」の利用技術の“まずさ”による。したがって「省エネルギー」の本質は庶民に我慢を強いることではなく、技術開発によってこのロスをせめて半分にすることである。化石燃料の燃焼や核燃料の分裂によって生成された高温の熱エネルギー、すなわち同じ熱の中でもポテンシャルの高い高級な熱エネルギーをそのまま熱として使うプロセスは鉄鋼、セメント、窯業など産業界でも限られているから、高温の熱はまず熱機関によって可能な限り効率よく他の利用しやすいエネルギー形態に変換しておき、最後にどうにもならない低温の熱エネルギーをプロセス、暖冷房、給湯などの熱源として利用するのが、理想的である。最近まで、その総合的利用システムは未開発であった。省エネルギーというとすぐ“廃熱回収”という。200℃以下程度の低温域の熱の回収も大切ではあるが、意外に見過ぎ

れているのが“高温部の熱の回収”である。

山の上にダムを作り、水が海面まで流下してくるまでに、高度の高いところから順々に水力発電所を仕掛けて、水の落差を使いつくすことは誰でも考えることである。熱のほうの落差は温度差であるが、不思議なことに熱のほうは温度の高いところから次々と使ってくるが行なわれていない。バーナーに火を点けて風呂をわかす。石油ストーブで暖房をする。バーナーやストーブの火炎帯は1500℃以上の高温であるが、46℃の風呂のお湯や25℃の室温を得るために、1500℃以上の熱を直接投入して誰もあまり不思議に思わない。廃熱回収は水の流れていえば、もはや河口近くになった水の落差を利用しようとするようなものである。上流の温度の高いところは回収せずに直接流してしまって、中流から河口のあたりを使おうと努力しているのが、これまでの多くの場合の熱利用の姿であった。有名なカルノーは、生涯にたった一つの論文「火の動力についての考察」（1824）の中で、「動力の発生を伴わない熱の高温から低温への移動は正味の損失と見なさなければならない」と喝破しているが、その後160年間、我々、特に伝熱屋はこの熱力学の原理に忠実でなかったと言っても過言ではあるまい。ボイラ、熱交換器などの伝熱機器は、すべて「動力を取り出さずに熱の温度を下げてしまう」装置なのである。

燃料に火を点けたら可能な限りの高温からまずいったん動力に変換して、発電機あるいはポンプ、圧縮機などの駆動に使い、しかるのちその排熱を熱としてプロセスなり暖冷房、給湯などに用いればよい。たとえば各家庭でも、都市ガスを燃やすなら、まずガスエンジンやガスタービンを駆動し、発電機、あるいは圧縮機を回してヒートポンプで暖冷房を行なうと同時に、排ガスやエンジン冷却水の熱を利用して給湯を行なう。高温部は動力に、低温部は加熱にという熱エネルギー利用システムをコージェネレーション（Cogeneration）と呼ぶが、このようなシステムの普及を図ることが省エネルギー技術開発の最も重要なポイントであると考え、その普及に、ここ数年いささかの努力を傾けてきた。そのベースは上の反省に基くものである。1989年の年頭にあたり、再び思いを新たに一層の努力を続ける覚悟である。

特集にあたって

編集委員会

本号を伝熱関係のレビュー特集号とすることがきまったのは、昭和63年6月初旬であった。

その後、「伝熱研究」に掲載されるレビュー記事の位置付け、分野、内容、等について、主として文書で打合せを行い、次のような基本方針を立てた。

〔1〕レビュー記事の位置づけや内容に関して、①学会会議から「熱工学白書」が発行される、②機械学会の年鑑が会誌と論文集に分けられスタイルが変わり、各年度で全分野を網羅している、③JSME Int. J. にレビュー記事が掲載される、④ASME App. Mech. Rev. にいくつかの分野のレビューを順次載せることになっている、等の状況を考慮する必要がある。このため、伝熱の分野を網羅することは考えず、また、論文羅列的な記述ではなく、執筆者の個性的な見解を含めた読物風のレビューを期待する。

〔2〕レビュー記事はその意義は大きい、執筆者にとって負担が大きい。また、依頼から原稿締切までの執筆期間が短く、各執筆者に調査を含めた広範囲のレビューをお願いすることはむずかしい。このため、各々のテーマを比較的狭い範囲（トピックス的）に限って、執筆者が主としてすでに手持ちの資料にもとづいて書けるようなトピックスと執筆者を考える。ただし、トピックスの選び方としては、編集委員の主観によることとする。

選ばれたテーマは目次のごとくで、モデリングとシミュレーション、伝熱促進、凝縮伝熱、低温における伝熱、特異な状況での伝熱を含んでいる。執筆者はいずれもその分野に造詣が深い方々である。執筆依頼時にはとくに〔1〕で記したような注文は何らつけず、自由な発想で執筆いただいたが、その内容は執筆者の豊かなご経験と研鑽にもとづいた、個性に富んだ内容となっている。

本特集が現在その分野の研究を進めておられる方々、これから、その分野の研究を始められる方々、または伝熱に関する広い知識を求めておられる方々にとって貴重な情報源として役立つと確信します。

最後に、大変なご負担にもかかわらず執筆をご快諾いただき、労作をご寄稿いただきました執筆者の方々に深い感謝と敬意を表する次第です。

AN OUTLOOK: MODELING OF TURBULENT HEAT TRANSPORT

Nobuhide Kasagi and Hyon Kook Myong

Department of Mechanical Engineering
The University of Tokyo
Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

1. INTRODUCTION

Turbulent heat transfer is a transport phenomenon occurring in a turbulent flow field so that it is primarily affected by the characteristics of turbulence. Hence, the development of turbulence models for momentum transport inevitably precedes to those for heat transport, and up to the present the study of turbulent thermal field has attracted less attention than that of flow field itself. In addition, only a limited number of thermal turbulence measurements have been carried out, and generally modelers are lacking for the basic data which are indispensable in understanding and modeling the turbulent heat transport. Moreover, the data presented in the literature do not always agree and are often conflicting, and therefore the state of knowledge is sometimes confusing. Thus, modeling of turbulent heat transport is apt to rely on intuition and speculation rather than direct experimental evidence.

Under these circumstances, it is often assumed in thin shear layers that there is a close similarity between the transport of momentum and heat, since the turbulent momentum and heat transfer is based on the same principal mechanism of cross-streamwise mixing of fluid elements. In fact, this similarity (or analogy) plays an important part in the theory of turbulent heat transfer; it suggests a possibility that heat transfer may be predicted only from the knowledge of momentum transfer. Even in modern modeling for turbulent heat transport, this concept of analogy is widely used both explicitly and implicitly. A direct use of this analogy in the classical convective heat transfer theory is the well known Reynolds analogy which is the simplest hypothesis among the turbulent Prandtl number assumptions.

Various sophisticated models for heat transport have been proposed at various levels, corresponding to the different types of turbulence models for momentum transport. Presently, they are generally classified into two groups; eddy-diffusivity based models and turbulent heat-flux equation models. In this paper, we will briefly outline recent advances in turbulence modeling for heat

transport, with a particular attention to the near-wall phenomena and their modeling. Due to limited space, this article is not intended to include a comprehensive and thorough review, but reflects the authors' favor and opinion.

2. REYNOLDS AVERAGED EQUATIONS

The Reynolds averaged governing equations for an incompressible fluid of constant physical properties with no buoyancy force are expressed as follows:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j}) \quad (2)$$

$$\frac{D\bar{T}}{Dt} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \overline{u_i t}) \quad (3)$$

These are the continuity, momentum and energy equations, respectively, which have been obtained by decomposing each variable into the mean and fluctuating parts, e.g., $U_i + u_i$ and $T + t$, and then ensemble-averaging. Once the initial and boundary conditions are properly given, they describe the mean velocities, pressure and temperature in the flow, which are the quantities of practical demand. However, due to the nonlinearity of the momentum equations, the Reynolds averaged equations no longer constitute a mathematically closed system; they contain unknown correlation terms such as $(-\overline{u_i u_j})$ and $(-\overline{u_i t})$ in Eqs. (2) and (3), which are called the Reynolds stress (tensor) and the turbulent heat flux (vector), respectively. Thus, the number of unknown variables exceeds that of governing equations. This is called the closure problem. Since these turbulent transport terms cannot be calculated in a theoretically exact manner, they must be approximated by a turbulence model which, with the aid of empirical information, allows the turbulent transport terms to be related to the mean flow and thermal fields. In the following, the readers are assumed to be familiar with the turbulence modeling for momentum transport [1-3], and we will discuss only models for turbulent heat transport.

3. EDDY-DIFFUSIVITY BASED MODELS

The Reynolds stress tensor $-\overline{u_i u_j}$ in Eq. (2) is modeled with the eddy diffusivity hypothesis as follows:

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4)$$

where ν_t is the eddy diffusivity of momentum and can be obtained from various turbulence models [1-3]. Thus, the Reynolds stress is simply a linear function

of the mean strain rate. Among them, the mixing length hypothesis (MLH) and the two-equation models, most of which are the k - ε models, are now widely used in numerical calculations of the flow and heat transfer. They give the following expressions for v_t :

$$v_t = (l_m D)^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad (\text{MLH}) \quad (5)$$

$$v_t = C_\mu f_\mu k^2 / \varepsilon \quad (\text{k-}\varepsilon \text{ model}) \quad (6)$$

where D and f_μ are the Van Driest damping function and that for representing the near-wall effects, respectively. The mixing length model has been extensively applied to the heat transfer in simple wall-bounded shear flows such as boundary layer, pipe and channel flows [4], which are practically most important. As a result of a great deal of experience, the empirical knowledge of the mixing length distributions in such flows is now available. However, due to its several drawbacks, e.g., incapability of predicting the flow with an unknown mixing length distribution, there is a marked trend toward the two-equation models recently. For instance, in the k - ε models two modeled transport equations of the turbulent kinetic energy k and its dissipation rate ε are solved to find out the eddy diffusivity of momentum through the relation given by Eq. (6).

When the flow field is found from prescribed or calculated eddy diffusivity of momentum v_t , there is an analogue to calculate the thermal field, i.e., to use an eddy diffusivity of heat α_t , in analogy to the constitutive relation of an isotropic Fourier fluid:

$$-\overline{u_i t} = \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (7)$$

It should be noted that either α_t or v_t is not a property of the fluid but is purely a local function in the turbulent flow field. The eddy diffusivity of heat must be then prescribed or calculated in some way in order to close the energy equation. From dimensional analysis of Eq. (7), the eddy diffusivity of heat can be expressed, just like that of momentum v_t , as a product of a characteristic velocity scale V_t and a length scale L_t of the thermal field at a point in the flow, i.e.,

$$\alpha_t \sim V_t L_t \quad (8)$$

What remains to be done is to model either the eddy diffusivity of heat in Eq. (7) or the two scales in Eq. (8). In the following, the eddy-diffusivity based models for thermal field are further divided into zero-, one- and two-equation models, depending upon the number of ad hoc transport equations used.

3.1 Zero-Equation Models for Thermal Field; Turbulent Prandtl Number

At such stage that the complex nature of the turbulent heat transport process is not fully understood, the simplest approach one can take is to assume a direct analogy between eddy diffusivities of momentum and heat without considering the two characteristic scales in Eq. (8) independently. The approach in this direction, instead of specifying α_t directly, frequently involves the turbulent Prandtl number assumption in an analogue to the molecular Prandtl number, i.e.,

$$\text{Pr}_t = \nu_t / \alpha_t \quad (9)$$

Then, if the value of Pr_t is given, α_t is calculated from the known values of ν_t . In this approach, the turbulent Prandtl number is the only parameter to account for the difference between the transport of momentum and heat.

Various theoretical treatments have been made for determining Pr_t , while a lot of experimental investigations have also been carried out [5, 6]. Despite these many theoretical and experimental investigations, there is still considerable ambiguity in Pr_t assumed in turbulent heat transfer problems, especially for two extreme cases of very high and low Prandtl numbers due to a lack of reliable experimental data. Therefore, the turbulent Prandtl number, which must be a function of the local turbulence properties, is often assumed to be a constant (0.85 ~ 1) throughout the flow field and a function of only the molecular Prandtl number Pr in many engineering calculations. Fortunately, this approach has been found to produce quite reasonable results in predicting at least fully turbulent flows of moderate Prandtl numbers, as long as the global parameters such as the Nusselt number and the mean temperature distribution are concerned. This is partly because these parameters are relatively insensitive to the local variation of Pr_t in the flow field. However, there is no definite proposal for the values of Pr_t in the wide practical Pr range, and the Pr_t value predicted differs from author to author as shown in Fig. 1. Note that the references in Fig. 1 can be found in [5-7].

Knowledge of Pr_t is used as a means of finding α_t from the value of ν_t already computed rather than vice versa. Therefore, the accurate prediction of ν_t is strongly required to predict the turbulent heat transfer and also to estimate the value of Pr_t . Unfortunately, most mixing length and $k-\varepsilon$ models proposed up to date have some problems in predicting the eddy diffusivity of momentum; they predict incorrect limiting behavior of ν_t towards the wall and too high values in the central region of internal flows [8]. These defects are directly reflected to the determination of Pr_t [7]. Recently, the authors have remedied these two serious weaknesses above with an improved near-wall $k-\varepsilon$ model [8, 9].

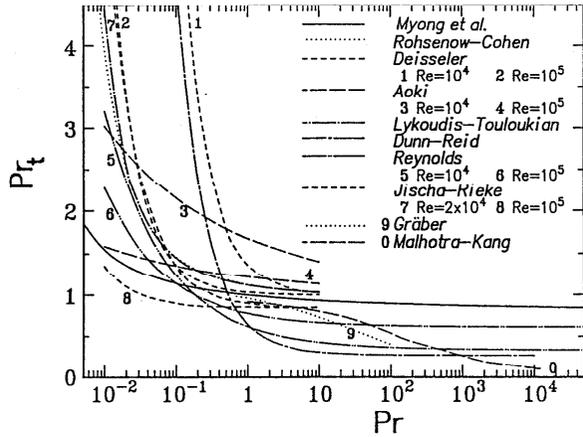


Fig. 1 Comparison of various turbulent Prandtl number models (from Refs. [5-7]).

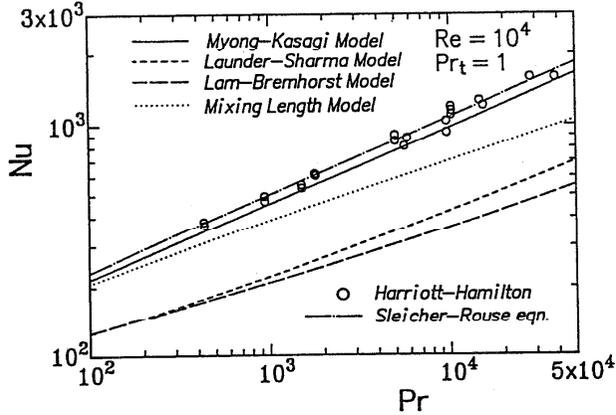


Fig. 2 Comparison between the Nusselt numbers calculated by four different turbulence models with $Pr_t = 1$ and $Re = 10^4$ [7].

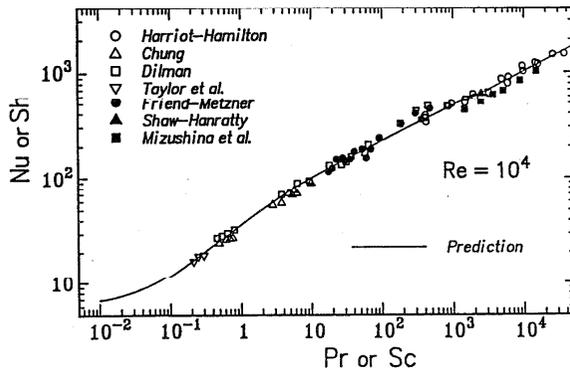


Fig. 3 Turbulent heat and mass transfer for various Prandtl number fluids calculated by the improved $k-\epsilon$ model and the empirical turbulent Prandtl numbers [7].

Figure 2 shows the typical numerical results which show the effect of near-wall eddy diffusivity of momentum on the turbulent heat transfer in a pipe predicted at high Prandtl numbers [7]. In this case, three $k-\varepsilon$ turbulence models and the mixing length model modified by the Van Driest damping function are used to calculate the flow field and the eddy diffusivity of momentum, while the turbulent Prandtl number is simply assumed to be unity, following the Reynolds analogy. The large discrepancy between the four models' predictions is essentially due to the difference in the values of near-wall eddy diffusivity of momentum calculated by them. Both the mixing length model and the Lam-Bremhorst model predict incorrect dependency of Nu on Pr ; they give a slope of $1/4$. The Launder-Sharma model seriously underpredicts the eddy diffusivity of momentum near the wall and hence the calculated Nu numbers are too small. Only the improved $k-\varepsilon$ model [8, 9] gives good agreement with the experiment and the empirical correlation. This emphasizes the crucial importance of the near-wall eddy diffusivity used in predicting the turbulent heat transfer and also in estimating Pr_t , when $Pr \gg 1$.

Through the numerical investigation of the turbulent heat transfer in a fully developed pipe flow at various Pr numbers [7], an empirical equation of Pr_t has been obtained as a function of only the molecular Pr number:

$$Pr_t = 0.75 + \frac{1.63}{\ln \{1 + (Pr/0.0015)\}} \quad (10)$$

The above equation can be used for practical heat transfer computations without leading to significant errors. As shown in Fig. 1, Eq. (10) is consistent with the generally accepted experimental knowledge; $Pr_t < 1$ for $Pr \gg 1$, $Pr_t > 1$ for $Pr \ll 1$ and $Pr_t \approx 1$ for $Pr \approx 1$ [5]. The typical results of the heat (or mass) transfer in pipe flows predicted by the authors' $k-\varepsilon$ model with Eq. (10) are shown for a wide range of Prandtl (or Schmidt) numbers in Fig. 3, where quite good agreement with the experimental data is obtained [7]. The result also shows the well known fact that the Nusselt number approaches asymptotically its limiting value as $Pr \rightarrow 0$ and gives a slope of $1/3$ as $Pr \rightarrow \infty$.

A proper Pr_t assumption, which is the zero-equation model for thermal field, has been so far the most common approach in analytical studies of the turbulent heat transfer problems. It is noted that the constant turbulent Prandtl number assumption is a useful choice for engineering purposes but has to be considered only as a good approximation, since it must be a function of the local turbulence properties.

3.2 One- and Two-Equation Models for Thermal Field

The eddy diffusivity of heat can be directly modeled, considering two scales in Eq. (8) without using the turbulent Prandtl number assumption. These

scales are usually expressed in terms of the temperature variance $\overline{t^2}$ and its dissipation rate ε_t , in addition to the turbulent kinetic energy k and its dissipation rate ε . This is because the two quantities $\overline{t^2}$ and ε_t , which are the counterpart of k and ε in the velocity field, are the most important properties in the fluctuating temperature field. In addition to the transport equations of k and ε required to obtain v_t , we need those of $\overline{t^2}$ and ε_t to calculate α_t .

There are many proposals of modeling v_t and L_t , which are based on the different basic assumptions (see e.g. [10-12]), but the resulting models for the eddy diffusivity of heat can be generally expressed as follows:

$$\alpha_t = C (k^2/\varepsilon) R^n \quad (11)$$

where R is the ratio of the time scale of the turbulent temperature field to that of the velocity field, and is defined as:

$$R \equiv (\overline{t^2}/2\varepsilon_t)/(k/\varepsilon) \quad (12)$$

The exponent n in Eq. (11) has a different value according to each modeler.

Since the equation of the temperature variance $\overline{t^2}$ is obtained and interpreted in exactly the same way as the equation of k , it is readily modeled following the approach used for modeling the k -equation. This results in the following form:

$$\frac{D\overline{t^2}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial \overline{t^2}}{\partial x_j} \right] - 2 \alpha_t \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right)^2 - 2\varepsilon_t \quad (13)$$

where σ_t is to be determined by experiment. This is the so-called one-equation model for thermal field. In one-equation models, ε_t is usually estimated from the experimental values of R . Although there is some disagreement, experimental data indicate that R varies from 0.35 to 0.6 with its mean of about 0.5 in various kinds of non-isothermal shear flows [13], and thus it is a common practice to put $R = \text{const} \sim 0.5$, implying a simple local analogy between momentum and heat transport; i.e., from Eq. (11), α_t is simply proportional to k^2/ε . The same result can be obtained from Eqs. (6) and (9) as:

$$\alpha_t = (C_\mu f_\mu / \text{Pr}_t) (k^2/\varepsilon) \quad (14)$$

This fact implies that only a two-equation k - ε model is needed to obtain the value of α_t , and that a one-equation model for thermal field is nothing but a zero-equation model discussed above, although the one-equation model allows the temperature variance $\overline{t^2}$ to be calculated. The above equation emphasizes the usefulness of the k - ε models even in heat transfer predictions.

If Eqs. (11) and (14) are compared, it indicates that the constant turbulent Prandtl number assumption is reasonable as long as the time scale ratio R does not change significantly over the flow field. In fact, the $k-\varepsilon$ models with constant Pr_t assumptions have been extensively used in the numerical computations of complex heat transfer problems involving boundary layers, separated and recirculating flows, relaminarization flows, mixed convection as well as asymmetric turbulent diffusion during the past decade (see e.g. [14-18]). It is noted that, for these practical heat transfer calculations, use of more elaborate models with higher-order closures which are discussed below can seldom be justified with their relatively heavy computational load and little improvement in accuracy, with some exceptions like the buoyancy driven flows [19].

If we adopt the transport equation of ε_t along with Eq. (13), the assumption for the turbulent Prandtl number is not required. Experiments indicate that R is not constant but appreciably dependent on the flow considered [19, 20]. For these reasons, Lumley and Khajeh-Nouri [21] advocate the use of a transport equation of ε_t . The exact equation of ε_t has a very complicated form, and the form the transport equation must take is discussed in detail by Launder [19]. It is worth noting the following facts. First, most of current attempts of modeling the ε_t -equation rest on dimensional analysis just as modeling the ε -equation, but the task is more difficult simply because the number of parameters included is twice as large. Secondly, there are very few experimental data which are to be used in modeling the ε_t -equation. Therefore, all proposals for the modeled form of the ε_t -equation are at best tentative [19].

Recently, Nagano and Kim [10] and Yoshizawa [11] proposed the so-called two-equation models for thermal field, in which two modeled transport equations of $\overline{t^2}$ and ε_t are adopted. With these models, solved is the energy equation using the eddy diffusivity of heat, but a value for the turbulent Prandtl number need not be postulated. Therefore, they have superiority over the zero- or one-equation models and are applicable to the problem where a value of Pr_t is not known. In particular, the former model [10] including the near-wall modeling reproduces well the experimental results of a flat-plate boundary layer and the thermal entrance region of a pipe flow of moderate Prandtl number fluids. Figure 4 shows the predicted radial profiles of the square-root of temperature variance in the thermal entrance region of a pipe. It is seen that this two-equation model for thermal field works well and hence is quite promising. The noble model of Yoshizawa [11] allows the prediction of anisotropic heat fluxes, by introducing an expression of anisotropic eddy diffusivity of heat. However, it lacks for a near-wall modeling. We can expect future progress in these directions.

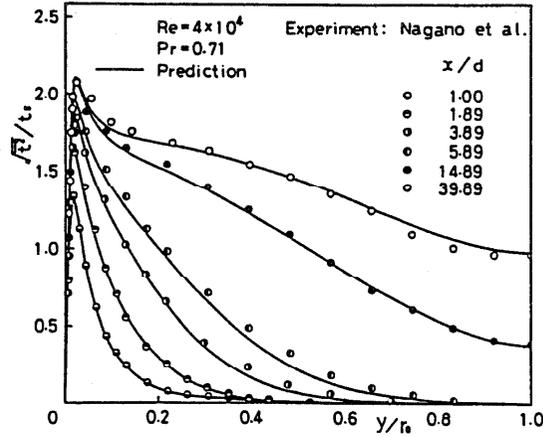


Fig. 4 Square root of temperature variance in the thermal entrance region of a pipe calculated by a two-equation model for turbulent heat transport [10].

A feature unique to the two-equation model for thermal field is to be mentioned. Turbulent heat transfer is actually combined with the unsteady heat conduction which takes place inside the solid wall at the same time [22, 23]. Hence, the temperature fluctuation on the wall may be non-zero in contrast to the non-slip boundary condition for the flow field and is dependent on the thermal properties of solid and fluid, the thickness of a wall, and the heating (or cooling) mode. This problem has a close connection with thermal fatigue failure of the structural materials in high heat-flux devices. The turbulent heat flux in the immediate vicinity of the wall is proportional to square and cubic of the wall distance, when the wall surface is heated under iso-flux and isothermal conditions, respectively [23]. This causes some differences in the statistics of the near-wall thermal turbulence [24], which need to be accounted for properly. The zero-equation models cannot deal with this conjugate problem, and it is only possible for the two-equation or higher-level models to incorporate this complex thermal boundary condition into numerical predictions [25]. There have not been many investigations on this subject and the effect of the non-zero wall temperature fluctuation on turbulent heat transfer remains to be an open question.

4. TURBULENT HEAT-FLUX EQUATION MODELS

In turbulent heat-flux equation models, the transport equations for turbulent heat fluxes $\overline{u_i t}$ themselves, which are the additional unknown quantities in the energy equation of Eq. (3), are modeled and solved together with the Reynolds stress equation models for the flow field. When the buoyancy effect is

neglected, the exact transport equations for $\overline{u_i t}$ are expressed [19] as:

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i t}}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\alpha \overline{u_i} \frac{\partial t}{\partial x_k} + \nu t \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_i u_k t} - \frac{1}{\rho} \overline{p t} \delta_{ik} \right] \\ & - \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial T}{\partial x_k} + \overline{u_k t} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \right] + \frac{p}{\rho} \frac{\partial t}{\partial x_i} - (\alpha + \nu) \frac{\partial t}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (15)$$

or symbolically as:

$$C_{it} = D_{it} + P_{it} + \Phi_{it} - \varepsilon_{it} \quad (16)$$

convective
diffusive
production
pressure
dissipation
transport
transport
temperature
temperature

gradient

The physical interpretation indicated below Eq. (16) and the modeling of the individual terms of Eq. (15) are analogous to those of the Reynolds stress equations, because of a close similarity between these equations. The production term expresses the rate of creation of $\overline{u_i t}$ due to the combined actions of mean velocity and mean temperature gradients, the former tending to increase the velocity fluctuations and the latter the magnitude of the temperature fluctuations. This term as well as the convective transport term is exact and need not be modeled. If the small-scale dissipative eddies are assumed to be isotropic, the dissipation term will disappear. Otherwise, we must model it as Maksin et al. [26] did. The pressure temperature-gradient term Φ_{it} is the counterpart of the pressure strain term in the Reynolds stress equations. With negligible direct dissipation, it is expected that this Φ_{it} should limit the growth of the turbulent heat fluxes. However, the physical mechanism for this pressure temperature-gradient correlation term has scarcely been explored and remains to be modeled properly. In experiment, there are no measurements of this term, but only a few of the other terms in the turbulent heat flux equations [27].

The heat flux models are used by several investigators (see e.g., [19, 20, 28-32]). In these models, the diffusion term except for the viscous diffusion terms is usually modeled as gradient diffusion as is done in modeling the Reynolds stress equations. As mentioned above, the pressure temperature-gradient term causes most difficulties in modeling and has been the subject of most controversy. Usually, in analogy to the pressure strain term of the Reynolds stress equation models, this term is modeled so as to consist of a turbulence interaction part, a mean strain part and a wall effect part. Much of the modeling, however, is still almost completely ad hoc [33].

The turbulent heat-flux equation models, which are still under intensive development and have been little tested, are yet little used for practical

applications. The applications of these models using the so-called wall function as a wall boundary condition are referred to elsewhere [33, 34]. It is noted here that the heat-flux equation models, however, should await until the Reynolds stress equation models are tested and well developed, preferably with the near-wall modeling, since the major source of error in heat transfer predictions is that in calculating the velocity field [2]. (For recent advances in this field, see e.g. [36-38]) However, it is also to be noted that the modeling of heat flux equations is helpful to study the limit of simple assumptions for the turbulent Prandtl number Pr_t , since too close an analogy between the transport of $\overline{u_i u_j}$ and $\overline{u_i t}$ equations would lead to prediction of simple relations between the transfer of momentum and heat, e.g. a simply behaved Pr_t (see e.g., [19]).

As the algebraic stress model is devised, algebraic expressions for the turbulent heat flux components have been derived by Gibson and Launder [39]. These expressions and the mean-field energy equation, together with the flow field predicted by an algebraic stress model, constitute a closed system. Recent applications of the algebraic stress and flux models are reviewed by Rodi [3] and reported (see e.g., [40, 41]).

5. CONCLUSIONS

In spite of continuing efforts towards more general (or universal) turbulence models for heat transport, it seems that the mixing length and two-equation models based on the eddy diffusivity concept with a proper turbulent Prandtl number assumption are still to be recommended for practical heat transfer calculations, although they have some limitations. It is because, at present, the major source of error in heat transfer predictions lies in calculating the velocity field and the near-wall Reynolds stress. In predicting the heat transfer at high Prandtl numbers, it is of particular importance to use the turbulence models which give the physically correct and accurate eddy diffusivity of momentum near the wall.

The two-equation models for turbulent heat transport appear to be quite promising and should be improved for their applications to the complex heat transfer problems including thermal entrance region, buoyancy effects, complex thermal wall boundary conditions such as non-uniform heating and conjugate heat transfer, and so on. It is generally concluded that, in order to develop more general turbulence models for heat transport, there is an urgent need for accurate experimental or numerical database of thermal turbulence statistics such as temperature variance and its dissipation rate, eddy diffusivity of heat,

cross correlations between turbulent velocity, pressure and temperature fluctuations.

REFERENCES

1. Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1972, Mathematical Models of Turbulence, Academic.
2. Bradshaw, P., Cebeci, T. and Whitelaw, J. H., 1981, Engineering Calculation Methods for Turbulent Flow. Academic.
3. Rodi, W., 1980, Turbulence Models and Their Application in Hydraulics - a State of the Art Review, IAHR, DELFT.
4. Kays, W. M. and Crawford, M. E., 1980, Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill.
5. Reynolds, A. J., 1975, "The Prediction of Turbulent Prandtl and Schmidt Numbers," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 18, pp. 1055-1069.
6. Sideman, S. and Pinczewski, W. V., 1975, "Turbulent Heat and Mass Transfer at Interfaces: Transport Models and Mechanisms," Topics in Transport Phenomena, C. Gutfinger, ed., Hemisphere, pp. 47-207.
7. Myong, H. K., Kasagi, N. and Hirata, M., 1988, "Prediction of Turbulent Convection Heat Transfer in Pipe Flows with the Improved k- ϵ Turbulence Model", First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conf., Seoul, Korea, Vol. 2, pp. 348-353.
8. Myong, H. K. and Kasagi, N., 1988, "A New Proposal for a k- ϵ Turbulence Model and Its Evaluation (Part 1; Development of the Model)," Trans. JSME, Vol. 54B, No. 507, pp. 3003-3009.
9. Myong, H. K. and Kasagi, N., 1988, "A New Proposal for a k- ϵ Turbulence Model and Its Evaluation (Part 2; Evaluation of the Model)," ibid., Vol. 54B, No. 508, pp. 3512-3520.
10. Nagano, H. K. and Kim, C., 1988, "A Two-Equation Model for Heat Transport in wall Turbulent Shear Flows," ASME J. Heat Transfer, Vol. 110, pp. 583-589.
11. Yoshizawa, A., 1988, "Statistical Modeling of Passive Scalar Diffusion in Turbulent Shear Flows," J. Fluid Mech., Vol. 195, pp. 541-555.
12. Plum, O. A. and Kennedy, L. A., 1977, "Application of a k- ϵ Turbulence Model to Natural Convection from a Vertical Isothermal Surface," ASME J. Heat Transfer, Vol. 99C, pp. 79-85.
13. Beguier, C., Dekeyser, I. and Launder, B. E., 1978, "Ratio of Scalar and Velocity Dissipation Time Scales in Shear Flow Turbulence," Phys. Fluids, Vol. 21, pp. 307-310.
14. Jones, W. P. and Launder, B. E., 1972, "The prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314.

15. Gooray, A. M., Watkins, C. B. and Aung, W., 1985, "Turbulent Heat Transfer Computations for Rearward-Facing Steps and Sudden Pipe Expansions," ASME, J. Heat Transfer, Vol. 107, pp. 70-76.
16. Cotton, M. C. and Jackson, J. D., 1987, "Calculation of Turbulent Mixed Convection Using a Low-Reynolds-Number $k-\epsilon$ Model." Sixth Symp. Turbulent Shear Flows, Toulouse, No. 9-6.
17. Launder, B. E. and Sharma, B. I., 1974, "Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc," Lett. Heat Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131-138.
18. Myong, H. K., Kasagi, N. and Hirata, M., 1988, "Application of an Improved $k-\epsilon$ Model to the Calculation of Turbulent Pipe Flows with Circumferentially Non-Uniform Heating," Transport Phenomena in Turbulent Flows, M. Hirata and N. Kasagi ed., Hemisphere, pp. 579-592.
19. Launder, B. E., 1978, "Heat and Mass Transport", Topics in Applied Physics: 12, Turbulence, P. Bradshaw ed., Springer, pp. 232-287.
20. Warhaft, Z. and Lumley, J. L., 1978, "An Experimental Study of the Decay of Temperature Fluctuations in Grid-Generated Turbulence," J. Fluid Mech., Vol. 88, pp. 659-684.
21. Lumley, J. L. and Khajeh-Nouri, B., 1974, "Computation of Turbulent Transport," Adv. Geophys., Vol. 18, pp. 169-192.
22. Iritani, Y., Kasagi, N. and Hirata, M., 1985, "Heat Transfer Mechanism and Associated Turbulence Structure in the Near-Wall Region of a Turbulent Boundary Layer," Turbulent Shear Flows 4, L. J. S. Bradbury et al., ed., Springer, pp. 223-234.
23. Kasagi, N., Harumi, K. and Hirata, M., 1986, "An Analysis of the Transport Mechanism Near the Wall by Streamwise Pseudo-Vortical Motion Model," Heat Transfer 1986, Hemisphere. Vol. 3. pp. 1103-1108.
24. Kasagi, N., Kuroda, A. and Hirata, M., 1986, "Numerical Investigation of the Turbulent Heat Transfer Mechanism Near the Wall by the Unsteady Streamwise Pseudo-Vortical Motion Model," Trans. JSME, Vol. 53B, pp. 1812-1820.
25. Nagano, Y., Tagawa, M. and Niimi, M., 1988, "Improved Form of the Two-Equation Model for Heat Transport in Wall and Free Turbulence," Proc. 25th Nat. Heat Transfer Symp. Japan, Kanazawa, Vol. 2, pp. 166-168.
26. Maksin, P.L., Petukhov, B. S. and Polyakov, A. F., 1977, "Calculation of Turbulent [Eddy] Heat Transfer in Stabilized Pipe Flow," Heat Transfer Sov. Res., Vol. 9, pp. 1-10.
27. Nagano, Y. and Tagawa, M., 1988, "Statistical Characteristics of Wall Turbulence With a Passive Scalar," J. Fluid Mech., Vol. 196, pp. 157-185.

28. Gibson, M. M. and Launder, B. E., 1978, "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer," ibid., Vol. 86, pp. 491-511.
29. Elghobashi, S. E. and Launder, B. E., 1981, "Modeling the Dissipation Rate of Temperature Variance in a Thermal Mixing Layer," 3rd Symp. Turbulent Shear Flows, Univ. California, Davis, pp. 15.13-15.17.
30. Elghobashi, S. E. and Launder, B. E., 1983, "Turbulent Time Scales and the Dissipation Rate of Temperature Variance in the Thermal Mixing Layer," Phys. Fluids, Vol. 26, pp. 2415-2419.
31. Dekeyser, I., 1985, "Numerical Prediction of an Asymmetrical Heated Plane Jet with a Second-Moment Turbulence Closure," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, pp. 653-662.
32. Shih, T. H. and Lumley, J. L., 1986, "Influence of Time Scale Ratio on Scalar Flux Relaxation: Modeling Sirivat & Warhaft's Homogeneous Passive Scalar Fluctuations," J. Fluid Mech., Vol. 162, pp. 211-222.
33. Lumley, J. L., 1983, "Turbulence Modeling," J. Appl. Mech., Vol. 50, pp. 1097-1103.
34. Launder, B. E. and Samaraweera, D. S. A., 1979, "Application of a Second-Moment Turbulence Closure to Heat and Mass Transport in Thin Shear Flows. I: 2-Dimensional Transport," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 22, pp. 1631-1643.
35. Baughn, J. W., Hoffman, M. A., Launder, B. E. and Samaraweera, D. S. A., 1978, "Three-Dimensional Turbulent Heat Transport in Pipe Flow: Experiment and Model Validation," ASME Paper, No. 78-WA/HT-15.
36. Hanjalić, K. 1988, "Practical Predictions by Two-Equation- and Other Fast Methods - Twenty Years of Experience -," Z. Zarić Mem. Int. Sem. Near-Wall Turbulence, Dubrovnik.
37. Launder, B. E. and Tselepidakis, D. P., 1988, "Contribution to the Second-Moment Modelling of Sublayer Turbulent Transport," ibid., Dubrovnik.
38. Rodi, W., 1988, "Recent Developments in Turbulence Modelling," Proc. 3rd Int. Symp. Ref. Flow Modelling Turbulence Meas., IAHR, Tokyo, pp. K1-K15.
39. Gibson, M. M. and Launder, B. E., 1976, "On the Calculation of Horizontal, Turbulent, Free Shear Flows Under Gravitational Influence," ASME J. Heat Transfer, Vol. 81, pp. 81-87.
40. Chung, M. K. and Sung, H. J., 1984, "Four-Equation Turbulence Model for Prediction of the Turbulent Boundary Layer Affected by Buoyancy Force over a Flat Plate," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, pp. 2387-2395.
41. De Lemos, M. J. S. and Sesonke, A., 1985, "Turbulence Modeling in Combined Convection in Mercury Pipe Flow," ibid., Vol. 28, pp. 1067-1088.

1. はじめに

最近の乱流研究により、乱流はまったく不規則な運動ではなく、大きなスケールの組織的な構造を持つ運動であることが明らかにされている。乱流せん断層において、このような組織的構造が運動量、熱、物質などの輸送に重要な役割を果たしているため、これら組織的構造を解明することはきわめて重要である。特に乱流平面混合層では、スパン方向に軸を持つ二次元の大規模渦構造がせん断層の発達に大きな役割を果たしており⁽¹⁾、またこれらの大規模渦構造に加えて、流れ方向に軸を持つ渦対（三次元リブ構造）⁽²⁾が、せん断層中の乱流混合に大きな影響を与えることが明らかにされている。一方、三次元擾乱は、これら組織的構造の生成や発達に大きな影響を与えることがPierrehumbertら⁽³⁾やLinら⁽⁴⁾によって示されているが、その詳細については不明な点が多く残されている。

乱流混合層に対する数値計算として、Lesieurら⁽⁵⁾はLESを用いて、二次元乱流混合層の高分解能計算を行っているが、三次元的な挙動の解明には至っていない。またMetcalfeら⁽⁶⁾は擬スペクトル法を用いて三次元計算を行い、三次元的な不安定性の発達と流れの二次元構造との関係を明らかにしているが、計算の対象は比較的低いレイノルズ数に限られている。

著者らは周期的な擾乱⁽⁷⁾ およびランダムな擾乱⁽⁸⁾を加えた場合の、レイノルズ数の比較的高い時間的に発達する乱流混合層を対象としてLESを用いた数値計算を行い、三次元擾乱による不安定性の発達および二次元大規模渦構造の成長や発達、リブ構造の発達の様子などを明らかにしている。さらにランダムな微小擾乱を含む空間的に発達する乱流混合層のLES計算を行い、流れ場における組織的構造の成長、発達の様子を明らかにしている⁽⁹⁾。

以下、直接数値シミュレーション、LESの順に研究の紹介を行う。

2. 直接数値シミュレーション

2. 1. 時間発展混合層

伝熱研究 Vol. 28, No. 108

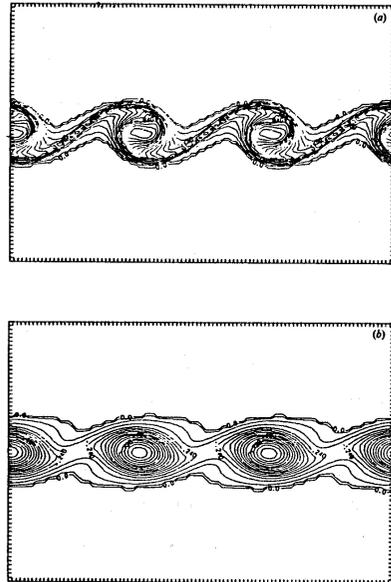


図1 スパン方向の等温度線

時間的に発達する乱流混合層の直接数値シミュレーションは Motcalfoら⁽⁶⁾により行われている。彼らは擬スペクトル法を用い、 x 、 y 方向には周期的境界条件、 z 方向には Cainら⁽¹⁰⁾によって提案された座標変換を行い無限遠点に

おける境界条件を用いて混合層の数値解析を行い、平面混合層の二次元渦構造の三次元的不安定性を調べている。平均速度分布としては \tanh 型の分布を考え、擾乱としては Orr-Sommerfeld 方程式から得られる基本波、二倍の波長を持つ低調波、基本波と同じ波長の三次元擾乱を対象にしている。基本波のみを含み低調波、三次元擾乱を含まない場合、図1(a)に示すように無次元時間 $t = 8$ までに渦の巻き込みは終了し、その後時間が経つと図1(b)に示すように準平衡状態が達成される。この準平衡状態は不安定であり、基本波の二倍の波長を持つ低調波が加えられると図2に示すように渦の合体が生じる。基本波、低調波に加えて三次元擾乱を与えた場合には、図3に示すようにスパン方向の渦の中間位置(ブレイド)に互いに回転方向が逆な渦対(リブ)が形成される。またランダムな初期擾乱を含む乱流混合層において合体後もスパン方向の大規模渦構造が存在し、そのブレイド領域には図4に示すようにリブ構造が観察さ

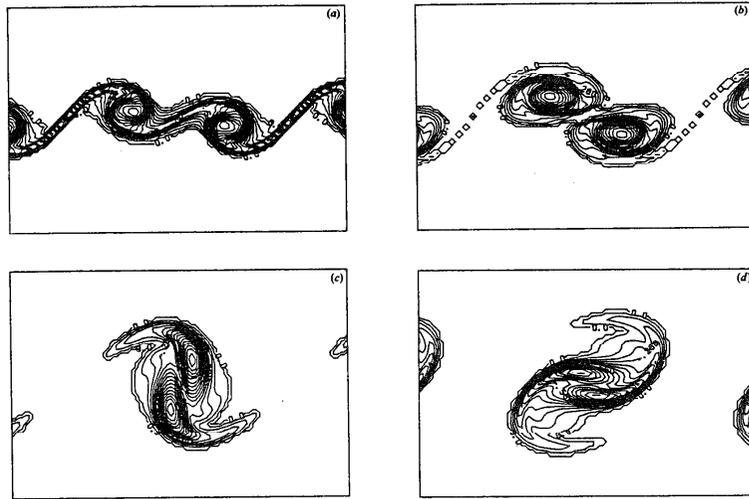


図2 スパン方向の等渦度線(渦の合体がある場合)

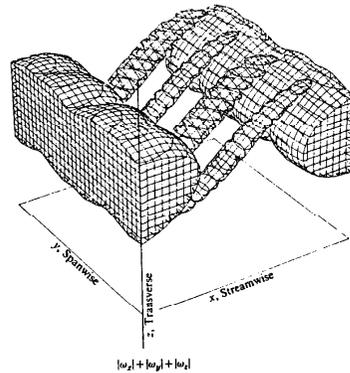


図3 リブ構造

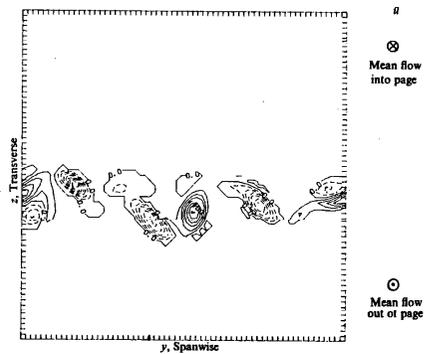


図4 リブ構造の等渦度線

れている。この数値計算により予測されたリブ構造は実験結果とよく一致することが示されている。

2. 2. 空間発展混合層

空間的に発達する乱流混合層の直接数値シミュレーションはReynoldsら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾によって行われている。彼らはx方向には流入流出境界条件を用いy方向にはCainら⁽¹⁰⁾によって提案された座標変換を行い無限遠点における境界条件を用いて擬スペクトル法による混合層の二次元数値計算を行っている。この際、混合層の乱流遷移をシミュレートするために周期的擾乱の位相にランダム成分を導入している。図5に示すパッシブスカラーの等濃度線は低レイノルズ数の実験結果と比較的よい一致を示しており、スカラー量及び速度の平均分布も図6、7に示すように自己相似解が得られている。また図8に示すようにパッシブスカラーに対する確率密度関数は非対称なエントレインメントを示しており、混合層を通して選択的な混合が行われていることを示している。しかし彼らの計算では、分離板を計算領域から除外しているため、上流へのフィードバック機構が考慮に入れられおらず、また計算は二次元の場合に限られている。

以上、直接計算法は擬スペクトル法を用いているため、乱流モデルを必要としないという利点を持
伝熱研究 Vol. 28, No. 108

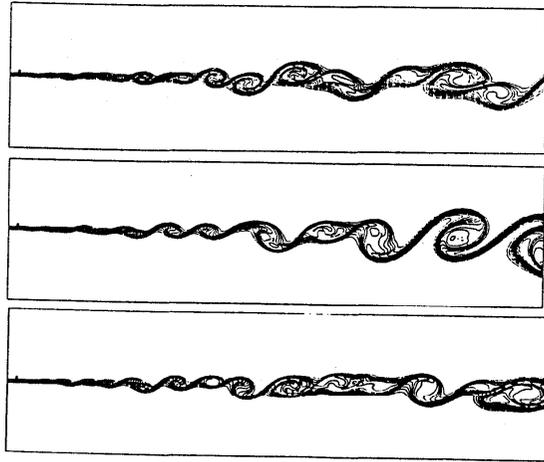


図5 パッシブスカラーの等濃度線

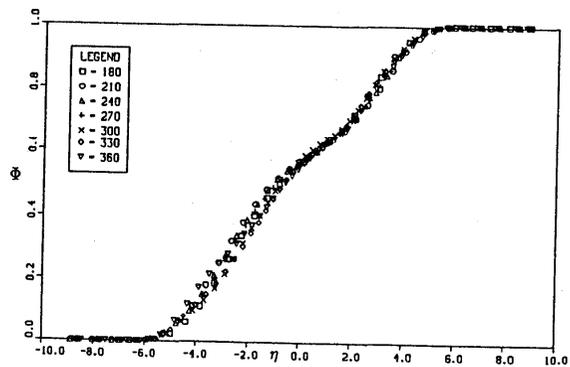


図6 パッシブスカラーの平均分布

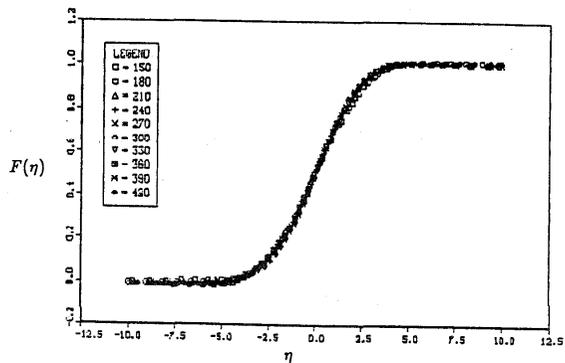


図7 平均速度分布

っているが、現在の計算機の能力から計算の対象が低レイノルズ数流れに限定されており、層流流入境界条件を対象とした遷移流れの計算が多い。

3. LES

3. 1. 時間発展乱流混合層

時間的に発達する乱流混合層のLESによる数値解析はLesieurらおよび著者らによって行われている。Lesieurら⁽⁵⁾はホワイトノイズの擾乱を伴う、時間的に発達する二次元乱流混合層の高分解能LES計算を行い、図9に示すように最初の渦の合体が終了すると、スペクトルに k^{-4} の勾配が現れ、第二の渦の合体が終了した段階ではスペクトルに $k^{-11/3}$ の勾配が現れることを示している。また乱流混合層の予測可能性について検討を行い、図10に示すように初期条件がわずかに異なる流れ場の非相関度を表す誤差にエネルギースペクトルの逆カスケードが存在することを明らかにしている。これらの結果から初期条件がわずかに違う二つの流れ場は十分時間が経つとまったく相関がなくなるものと思われる。すなわち二次元混合層は主としてコヒーレントな構造からなっているが、広い乱流運動エネルギースペクトル分布を持っており、予測不可能である。

著者らは周期的擾乱を与えた時間的に発達する乱流混合層の数値計算を行い⁽¹⁾、大規模渦構造の合体や三次元リブ構造を解明し、(1)三次的な不安定性は二次元的な不安定性よりも遅

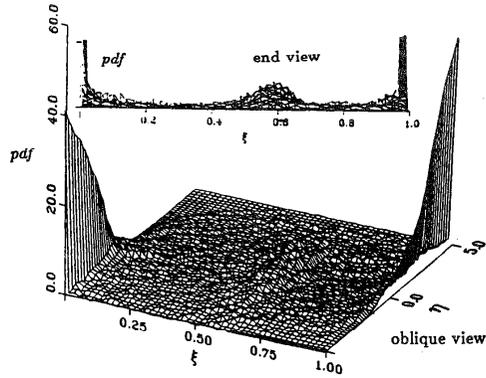


図8 パッシュスカラーの確率密度関数

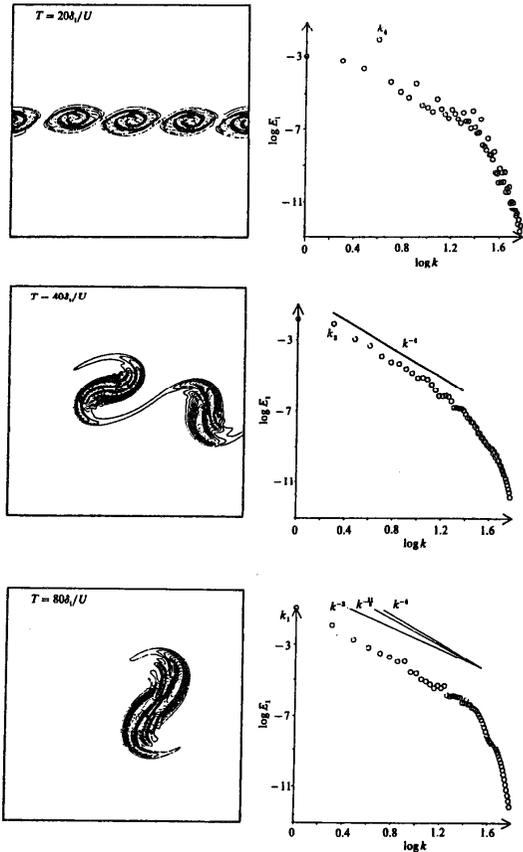


図9 スパン方向の等温度線とエネルギースペクトル

れて発達すること、(2) 三次元的な不安定性が発達して流れ方向に軸を持つ互いに回転方向が逆な渦対が大規模渦構造の中間位置(ブレード)に形成され、それが二次元的な大規模渦構造に巻き込まれてリブ構造となること、(3) 基本波の2/3倍の波長を持つz方向の微小擾乱が最も早く成長することなどを明らかにしている。この他に時間的に発達する乱流混合層に対するランダムな擾乱の影響が著者らに依って明らかにされている⁽⁸⁾。対向平行流の初期平均速度分布としてはtanh型のを仮定し、ランダムな初期擾乱としてはWarhaftら⁽¹³⁾の同様等方性乱流の減衰実験結果に対してフィルター操作を施し、Wynanskiら⁽¹⁴⁾の平面混合層の

実験結果に基づいた乱流強度分布となるように重みをつけた。この際、乱流強度は8%とした。計算はランダムな初期擾乱が異なる17ケースについて行ったが、図11に代表的な2ケースの $\tau = 100, 200, 400$ における渦度のz方向成分 ω_z のx-y断面での等渦度線(実線は負の値)を示す。 $\tau = 100$ の結果から、初期条件としてランダムな

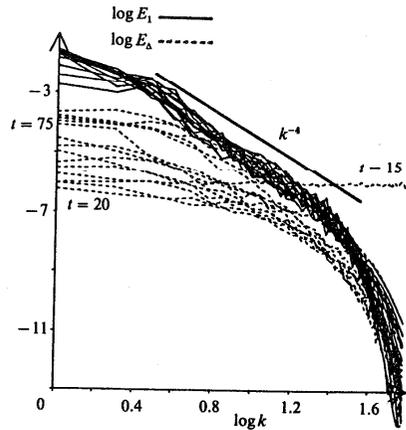


図10 乱流運動エネルギーと誤差のスペクトル

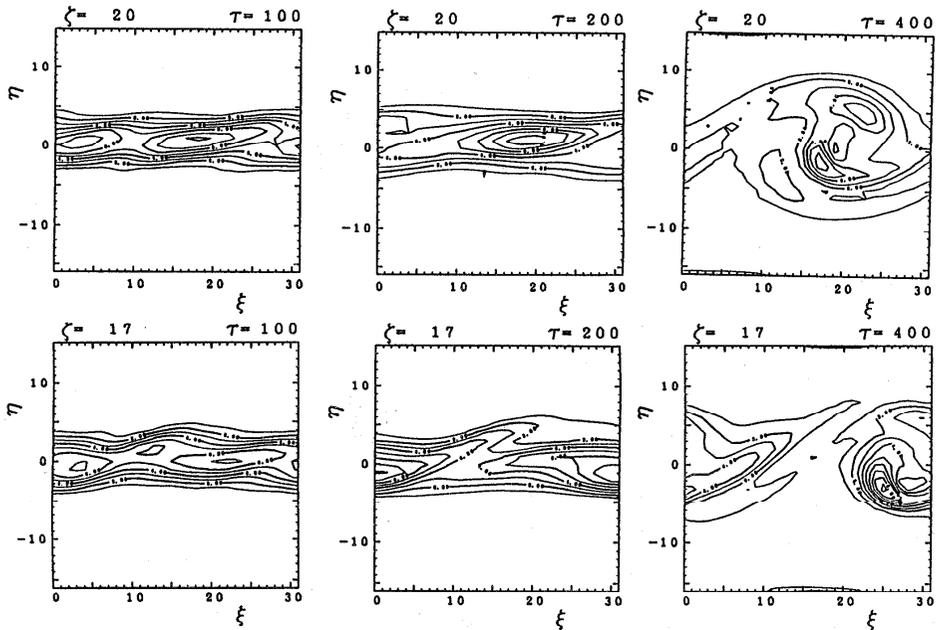


図11 スパン方向の等渦度線

擾乱を与えても、両ケースとも二次元的な擾乱が不安定性のために成長し、二つの大規模渦構造を形成していることがわかる。また $\tau = 200$ における結果から、これら二つの渦が合体して一つの大きな渦になっていることがわかる。 $\tau = 400$ の結果では、合体した渦が大きく成長する様子がよくわかる。ケース1とケース2では渦の位相がずれているが、これはランダムな初期擾乱の影響である。また、図12にケース1の $\xi = 11$ 、 20 の断面での ω_z の等渦度線を示す。この図で等渦度線の形や大きさは場所に依って異なっているが、この事から、三次元的な

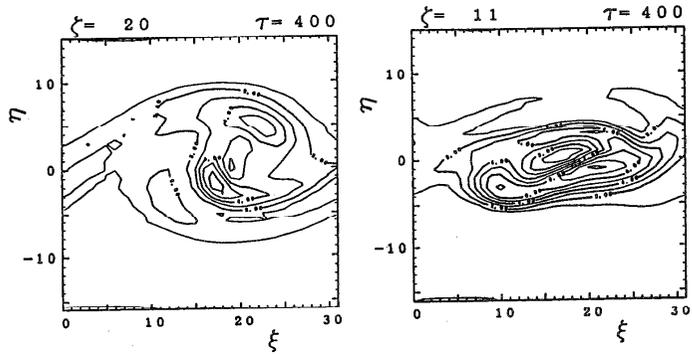
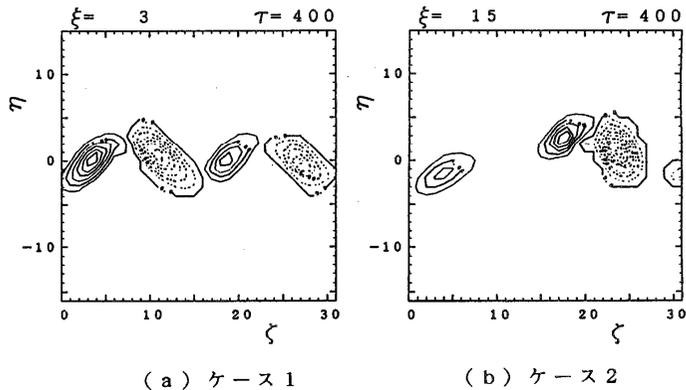


図12 スパン方向の等渦度線 (ケース1)



(a) ケース1

(b) ケース2

図13 流れ方向の等渦度線

不安定性の発達に依って大規模渦構造がスパン方向に歪められていることがわかる。

図13に大規模渦構造の中間位置(ブレイド)における渦度の x 方向成分 ω_x の $y-z$ 断面での等渦度線をケース1とケース2について示す。両ケースとも互いに逆の回転方向を持つ渦対(リブ)が観察されるが、ケース2ではケース1に比べ周期性に欠けている。図14にケース1の場合についてこれらのリブ構造の存在する $x-z$ 断面での ω_x の等渦度線の時間発展の様子を ω_z の等渦度線と共に示す。また図15にはケース1のブレイド部における ω_x の $y-z$ 断面での時間発展の様子を示す。図14で $\tau = 200$ まではリブ構造は余り顕著ではないが、 $\tau = 300$ ではブレイド部で流れ方向に軸を持つ縦渦構造が観察され、 $\tau = 400$ では十分に発達している様子がわかる。また図15より $\tau = 200$ までに $\xi = 10$ 、 28 付近に渦度の集中が生じており、回転方向が逆の渦対が成長し始めていることがわかる。またこれらの渦対が十分に発達するのは $\tau = 300$ からである。

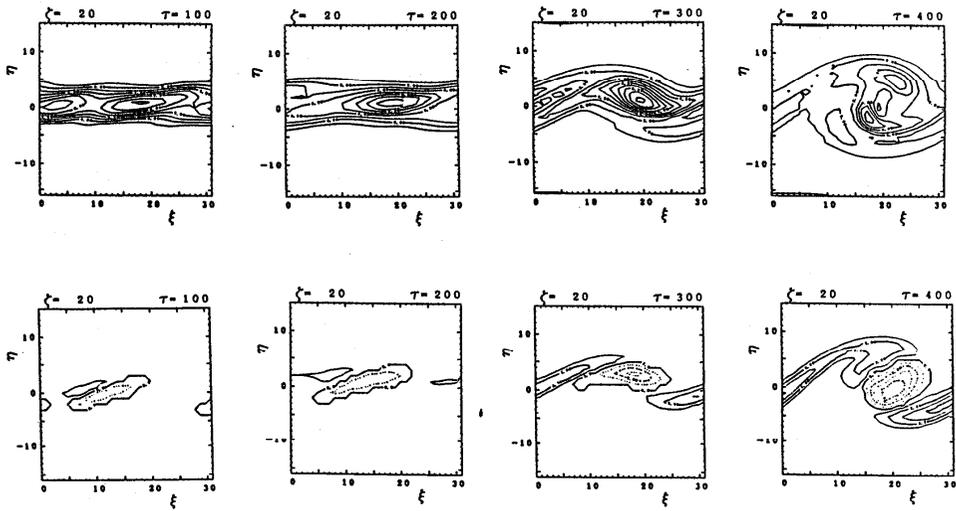


図14 スパン方向の等渦度線と流れ方向の等渦度線

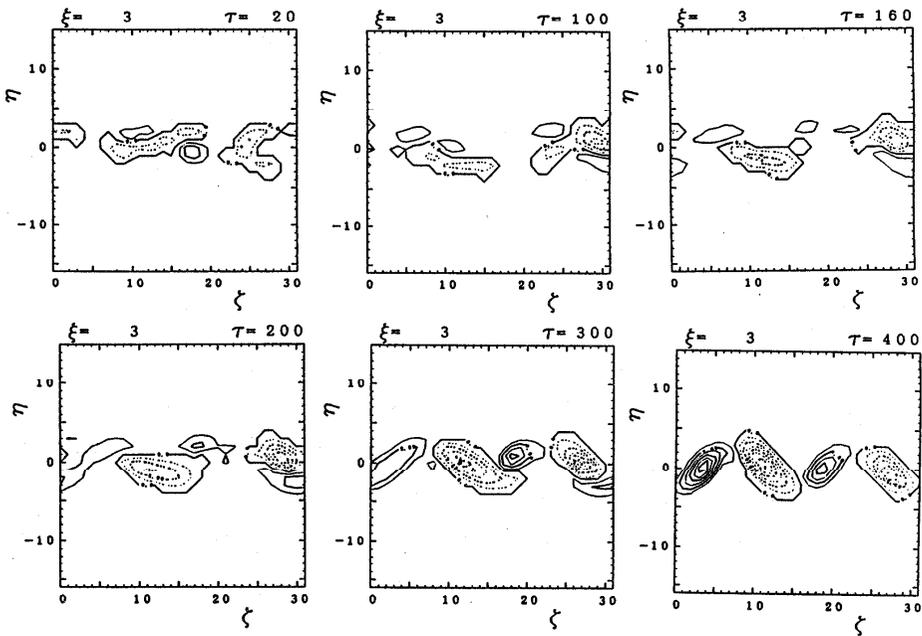


図15 流れ方向等渦度線の時間発展

3. 2. 空間発展乱流混合層

空間的に発達する乱流混合層のLESによる二次元数値計算は著者らに依って行われており、モデル定数の影響、初期乱れの影響、壁近傍での減衰関数の効果などについて検討が行われている⁽⁹⁾。計算の対象は図16に示すようなものであり、座標原点は分離板先端に設定されている。流入境界条件としては乱流境界層分布を仮定し、分離板上側及び下側の主流速度をそれぞれ $U_1 = 13.5 \text{ m/s}$ 、 $U_2 = 8.1 \text{ m/s}$ 、運動量厚さをそれぞれ $\theta_1 = 1.09 \text{ mm}$ 、 $\theta_2 = 1.35 \text{ mm}$ とした。この平均速度分布にラ

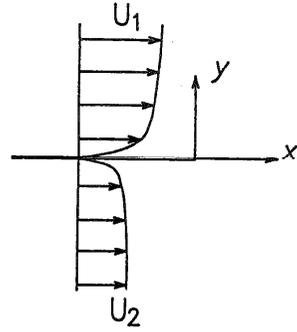


図16 計算の対象

ンダムな擾乱を加えたが、擾乱のy方向変動強度分布としてはSpalart⁽¹⁵⁾によって求められた計算値を用い、x方向速度の変動強度の最大値は主流速度の4%とした。擾乱は白色ノイズとし、周波数が10 Hzから200 Hzまで10 Hz間隔で与え、位相は一様乱数を用いてy方向および各周波数に対してランダムに与えた。

表1 計算条件

	じょう乱の有無	減衰関数の使用	モデル定数C
Case 1	有	使用	0.15
Case 2	有	使用	0.18
Case 3	無	使用	0.15
Case 4	無	使用	0.18
Case 5	有	使用せず	0.15
Case 6	有	使用せず	0.18

この研究において擾乱の影響、壁近傍での減衰関数の影響、SGS応力項中のモデル定数の影響を調べるために表1に示す6つの場合について計算を行った。図17にケース2の等渦度線を示す。等値線の間隔は無次元値で0.01である。図より分離板近傍で不安定性のために渦が形成されていることがわかる。モデル定数を0.18から0.15へ減少させた場合、0.18の場合の方がやや乱流粘性の効果が大きく現れているものの、渦の強度や渦の位置などの流れの様子はさほど変わってい

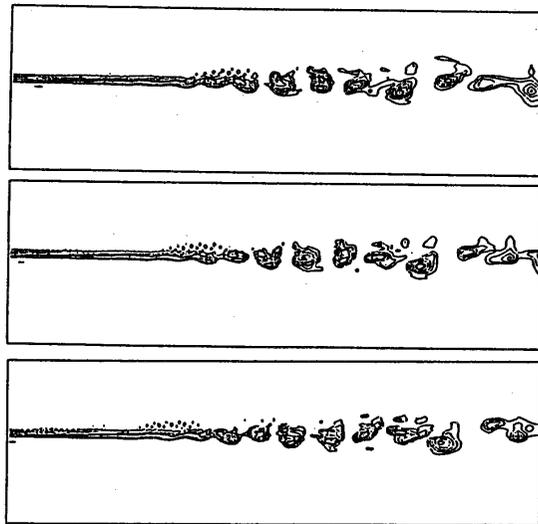


図17 等渦度線(ケース2)

ない。入口で速度変動を与えていないケース3と4の場合、流れの不安定性により渦は生じるものの、渦の発生位置は擾乱を加えたケース1、2と比べるとかなり下流側になる。また生じた渦の成長は擾乱を加えた場合よりも緩やかである。また壁近傍で減衰関数を使用していないケース5、6と減衰関数を使用したケース1、2を比較すると渦の強度や形状に差異がみられ、壁近傍での減衰関数の使用がその後の乱流混合層の発達に大きく影響し、壁近傍の取扱が混合層の数値計算において重要であることが明かとなった。

図18~20に $x/\theta_1 = 0, 200, 400, 600$ の各断面における無次元時間が1250から2500までの u の平均分布をケース2、4、6について示す。これらの図から入口で擾乱を加えたケース2の場合、渦が速やかに発達し、混合作用も大きいため下流でtanh型の速度分布になっていることがわかる。また擾乱を加えないケース4の場合、渦の成長が緩やかで混合作用が弱いため、分離板の伴流の影響が下流まで残っている。また壁面近傍で減衰関数を使用しないケース6の場合、分離板先端で壁面近傍の速度がかなり小さくなっている。これは壁面近傍で乱流粘性を過大に評価しているため速度の減衰が著しいことに起因する。図21に運動量厚さ θ の空間的な発達の様子を示す。ケース1、2の場合、 θ の成長は $x < 100\theta_1$ までは擾乱を加えていない場合とほぼ同様であるがその後の渦の発達に依る著しい混合作用のために θ は急速に増大する。擾乱を加えていないケース3、4の場合、渦による混合作用が弱いため運動量厚さの成長は顕著ではない。また壁面近傍で減衰関数を用いていないケー

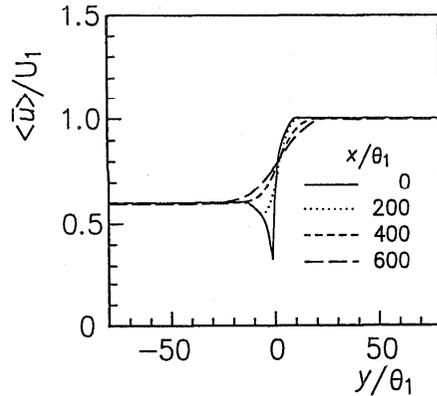


図18 平均速度分布(ケース2)

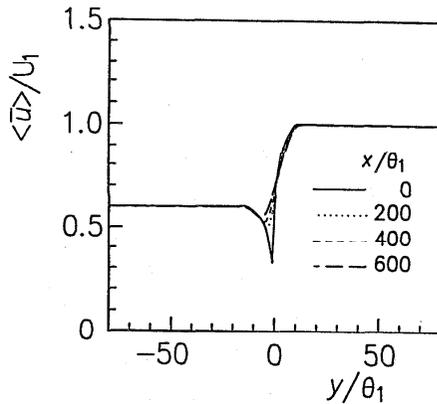


図19 平均速度分布(ケース4)

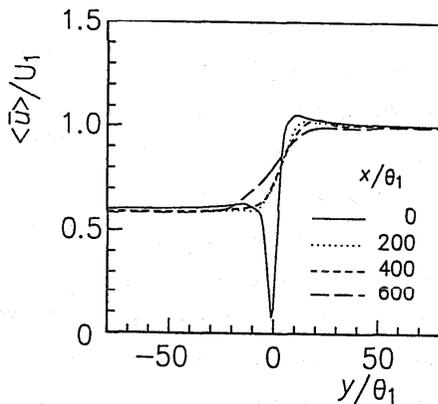


図20 平均速度分布(ケース6)

ス5、6の場合、壁面近傍における過度の乱流粘性のため速度の減少が著しく、そのため分離板の伴流が大きく、 θ が負の領域も大きくかつ下流まで存在している。

4. まとめ

以上、乱流混合の直接数値シミュレーションとLESについて研究の紹介を行ってきたが、直接数値シミュレーションとLESの特徴、今後の展望などについて述べる。直接数値シミュレーションと

としての擬スペクトル法はAliasing誤差⁽¹⁶⁾に対して十分な注意を払えば数値誤差を含まず、また乱流モデルも必要としないため、Navier-Stokes方程式の厳密な解が得られる可能性があり、非周期境界条件の適用も可能となってきた。しかし、コンピューターの演算速度と記憶容量に対する制約から、擬スペクトル法の適用範囲は比較的低レイノルズ数範囲に限られている。従って、擬スペクトル法は比較的簡単な流れを厳密に解くことに用いられ、乱流モデルの検証などに用いられるであろう。これに対してLESは乱流モデルを含むものの、そのモデルには汎用性があり、高レイノルズ数流れの計算が可能な方法であり、工学上の問題を解決するために用いられる可能性があるが、壁面近傍の粘性が支配的な領域における減衰関数の使用、流入流出境界条件を適用する場合の乱流流入境界条件の設定など解決しなければならない問題がある。

今回の説明では平面混合層のみを対象としたが、円形噴流、楕円形噴流などの混合層においてさまざまな現象が見いだされており、また周期的励振により乱流の組織的構造が大幅に変化することが知られているため、これらの分野への直接数値シミュレーションおよびLESの適用が望まれる。

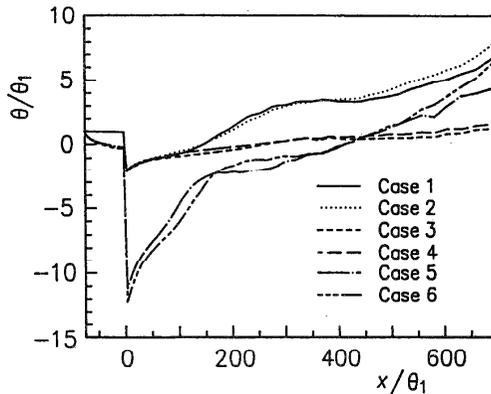


図2.1 運動量厚さの空間的な変化

参考文献

- (1) Brown, G. L. and Roshko, A., J. Fluid Mech., 64-4 (1974), 775.
- (2) Bernal, L. P. and Roshko, A., J. Fluid Mech., 170 (1986), 499.
- (3) Pierrehumbert, R. T. and Widnall, S. E., J. Fluid Mech., 114 (1982), 59.
- (4) Lin, S. J. and Corcos, G. M., J. Fluid Mech., 141 (1984), 139.
- (5) Lesieur, M., Staquet, C., Roy, P. L. and Comte, P., J. Fluid Mech., 192 (1988), 511.

- (6) Metcalfe, R. W., Orszag, S. A., Brachet, M. E., Menon, S. and Riley, J. J.,
J. Fluid Mech., 184 (1987), 207.
- (7) 宮内・斉藤、機論B、掲載決定、論文No.88-0711A.
- (8) 宮内・川野、第2回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1988).
- (9) 宮内・河野、第2回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1988).
- (10) Cain, A. B., Ferziger, J. H. and Reynolds, W. C., J. Comp. Physics, 56 (1984), 272.
- (11) Sandham, N. D. and Reynolds, W. C., Preprints for Turbulent Shear Flows 6, (1987), 22-4-1.
- (12) Reynolds, W. C., Rogers, M. M. and Sandham, N. D., 2nd Int. Symp. on Transport Phenomena in Turbulent Flows, (1987), 799.
- (13) Warhaft, Z. and Lumley, J. L., J. Fluid Mech., 88-4 (1978), 659.
- (14) Wygnanski, I. and Fiedler, H. E., J. Fluid Mech., 41 (1970), 327.
- (15) Spalart, P. R., J. Fluid Mech., 187 (1988), 61.
- (16) Canuto, C., Hussaini, M. Y., Quarteroni, A. and Zang, T. A., Spectral Methods in Fluid Dynamics, (1988), Springer-Verlag.

伝熱現象のコンピューターシミュレーション

—粒子的取り扱いを中心として—

杉山 憲一郎 (北大・工学部)

I. はじめに

伝熱の解析は連続体の取り扱いをし、決定論的に行われる場合がほとんどである。しかし、対象とする問題によっては、粒子（原子、分子、光子等）性を前面に打ち出して扱った方が見通しが良い場合、あるいは粒子的取り扱いを行わなければ現象の解析ができない場合がある。近年、先端領域と言われる分野では、粒子的扱いは勿論のこと、その構造にまで立ち入らなければ、現象の解明が出来ない問題が増えている。モンテカルロ法や分子動力学法と呼ばれるコンピューターシミュレーションは、原理的に、この種の問題の解析にもきわめて有効である。

モンテカルロ法は、決定論および確率論的問題を無作為抽出を用いて解く方法と定義されており、その性格から、工学分野は勿論のこと、物理、化学、社会科学、経済学等にも適用できる一般的方法である。具体的手法としてはテスト粒子法 (Test-Particle Method) と直接シミュレーション法 (Direct-Simulation Method) がある。また、分子動力学法 (Molecular Dynamics Method) は、無作為抽出の初期条件に対し決定論的に解く方法であり、物理や化学の分野で威力を発揮している。本稿では伝熱（熱現象）に関連する分野に限定してその概要と研究成果について以下に述べる。

II. テスト粒子法

テスト粒子法は、直接的相互干渉のないテスト粒子を既知の統計的性質を持つ場との干渉（衝突、反応、吸収等）、および境界との干渉（吸収、反応、反射等）を通して追跡し、テスト

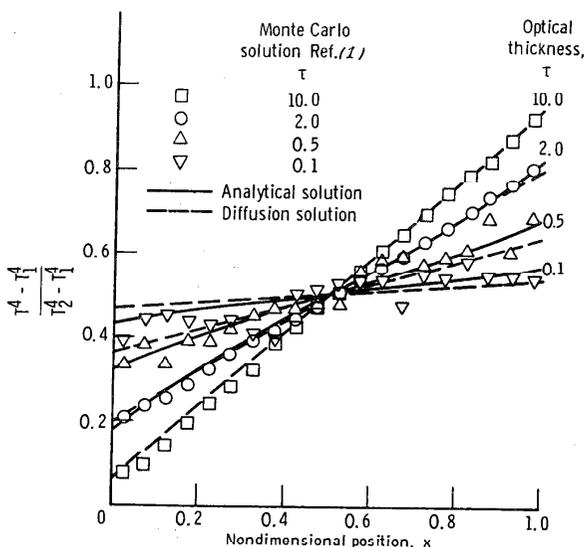


Fig. 1 Emissive power distribution in a gray gas between black infinite parallel plates.

粒子の履歴の集積から粒子の統計的特性を求める方法である。この手法は、原子炉炉心の中性子束分布や放射線の遮蔽問題で多くの成果を得ているが、伝熱の分野でも、放射の問題には同一モデルを適用できる。

放射伝熱現象は、その遠距離効果のため、基礎式は積分方程式となるが、通常的手法では電算機を用いても取り扱いは面倒で、厳密な解析ではほとんどの場合一次的扱いに留まっている。工学的な放射伝熱の系では、局所的な温度や熱流束が問題になる場合が多い。この場合“光子束^{*}”を導入することにより、実用上の精度で2次元は勿論のこと3次元解析も容易に行うことができる。

このようなモデルによる初期の成果として、Fig. 1にHowell¹⁾らによる平行平板間の解析を示した。確率的誤差のため厳密解と幾分差を生じているケースもあるが、ほぼ妥当な一致を示すことが分かる。この手法はその後大型ロケットノズル内の2次元放射伝熱問題に適用され^{2,3,4)}、それらの成果は当時進行していたアポロ計画などのロケットのノズル設計に反映されたと思われる。この種のシミュレーションは、その後谷口により3次元火炉の放射伝熱問題へ適用され⁵⁾⁶⁾、実際の小型ボイラー火炉での燃焼ガス温度や壁面熱流束の測定値と比較されている⁷⁾。その一例をFig. 2と3に示す。Fig. 2は3箇所測定された温度分布とシミュレーション結果の比較、Fig. 3は局所の熱流束値の比較である。ほぼ満足な一致が得られており、実際の工業システムの性能予測が十分な精度で行える可能性のあることを示している。

* 巨視的な特性のみを議論するため、波長に依存する光子ではなく、種々の波長特性を持つ光子が寄り集まりあるエネルギーを持った光子のグループを単位として考える。

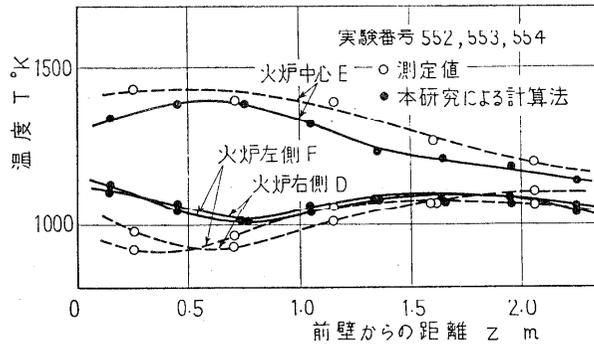


Fig. 2 Temperature distributions in furnace

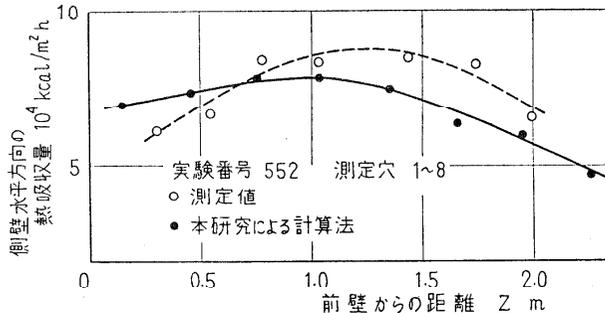


Fig. 3 Heat transfer rates on a wall

最近この手法は、工藤らにより充填層の系の放射伝熱へ適用されている⁸⁾。この種の系では媒体の幾何学的配置が放射特性に強く影響する。しかし、通常的手法では幾何学形状が複雑すぎて取り扱いが困難である。彼らは2次元の円柱状媒体を乱数を用いて、実際に近い状況に配置し、放射伝熱特性を検討している。

本稿では、テスト粒子法の具体的な中身には触れないが、その詳細な解説は工藤⁹⁾によって行われている。また、ここで触れなかったより広範な放射問題や伝導問題への適用例がHowellのレビュー¹⁰⁾に示されている。

III. 直接シミュレーション法

多数のシミュレーション分子を、分子運動、分子衝突、および境界との干渉を考慮して同時的に追跡することにより、各時間毎の分子の速度分布関数をはじめとする粒子の統計的特性を求める方法である。

この手法はBirdにより開発されたが、その特徴は、平均衝突時間より充分小さい時間間隔に対し、シミュレーションを行い、分子の運動と衝突を分離して扱う点にある。この手法の詳細はBirdの教科書¹¹⁾に述べられており、沢山の成果もその中に示されている。

この手法は、実用的には次に示すボルツマン方程式の解を求めるために用いられる。

$$\frac{\partial (nf)}{\partial t} + \mathbf{C} \cdot \frac{\partial (nf)}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial (nf)}{\partial \mathbf{C}} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{4\pi} n^2 (f' f_1' - f f_1) g \sigma d\Omega d\mathbf{C}_1 \quad (1)$$

上式は、時刻 t における物理空間 (\mathbf{r}) で、速度 (\mathbf{C}) を持つ分子集団のバランスに関する式である。なお式中、 n は数密度、 \mathbf{F} は外力、 g は分子の相対速度、 $\sigma d\Omega$ は微分衝突断面積、 $d\mathbf{C}_1$ は速度の微小要素、添え字 1 は衝突相手の値、プライム符号は衝突後の値を示す。

対象とする系において、分子同士の衝突 (2体

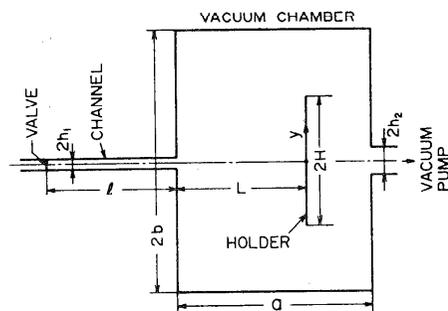


Fig. 4 Model apparatus

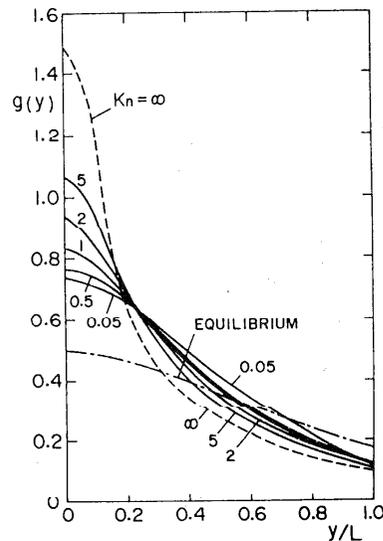


Fig. 5 Thickness distribution

分子衝突)や分子の速度分布関数自体が問題となる場合、上式を扱わなければならない。現在のところ実用的な系での(1)式の解法は、直接シミュレーション法によるものがほとんどである。以下に伝熱に関連する研究について述べる。

分子線エビクタシー(MBE)法では、真空下でのるつぼからの蒸発やガスのオリフィスなどからの噴出により、薄膜を作る。この薄膜の厚さは均一でなければならず、装置の設計に当たっては、膜厚分布の予測が必要である。蒸気圧が低い場合には、クヌッセン数 Kn が大きくなり、真空チャンバー内へ飛び出した分子は自由分子流となるため、膜厚は幾何学形状のみに依存し、すでに述べたテスト粒子法により膜厚を予測できる。このような系に対するシミュレーションはNanbuら¹²⁻¹⁴⁾によって報告されている。蒸気圧が高くなると真空チャンバーへ放出された分子は衝突を繰り返しながら空間を移動する。この場合には、分子の衝突を考慮した解析を行わなければ、膜厚は正しく予測できない。このような系のシミュレーションもNanbuら^{15, 16)}によって行われており、その結果の1例をFig. 5に示す。Fig. 4は装置の幾何学形状である。バルブ部でコントロールされたガスはチャンネル右端からチャンバーへ飛び出しホルダー部で薄膜を形成する。Fig. 5から明らかなように、クヌッセン数が小さくなる程、y方向への膜厚の変化が小さくなる。これは分子衝突の効果による。なお、真空下でのるつぼからの蒸発では、蒸発係数の値、蒸発部付近の壁面の濡れ特性による蒸発面形状およびチャンバー内への放出に伴うミスト形成条件なども検討する必要があるように思われる。

また同様のシミュレーションは、減圧CVD法(Chemical Vapor Deposition Method)の流れ場を検討するため、反応炉(円筒)内で複数個のディスクが同心円状に直列に列べられている系にも適用されている¹⁷⁾。

金属の蒸発や凝縮過程のシミュレーションは、ハイテクと言われているフィールドばかりでなく、原子力の分野でも重要である。例えば、レーザー核融合炉のLiブランケットの特性予測やウランのレーザー濃縮の分離セルの性能予測には、この種のシミュレーションがぜひとも必要である¹⁸⁾。Fig. 6に、筆者ら¹⁹⁾が行った蒸発(右壁面)と凝縮(左壁面)を伴う平行平板間でのカリウム蒸気の温度分布

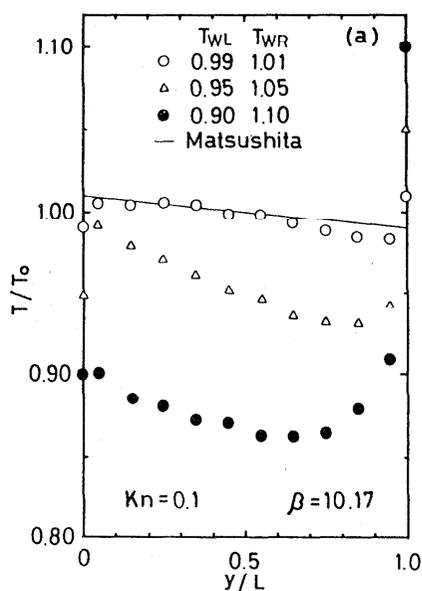


Fig. 6 Temperature distribution at different interphase temperature differences

* クヌッセン数は分子の平均自由行程と系の代表長さの比である。

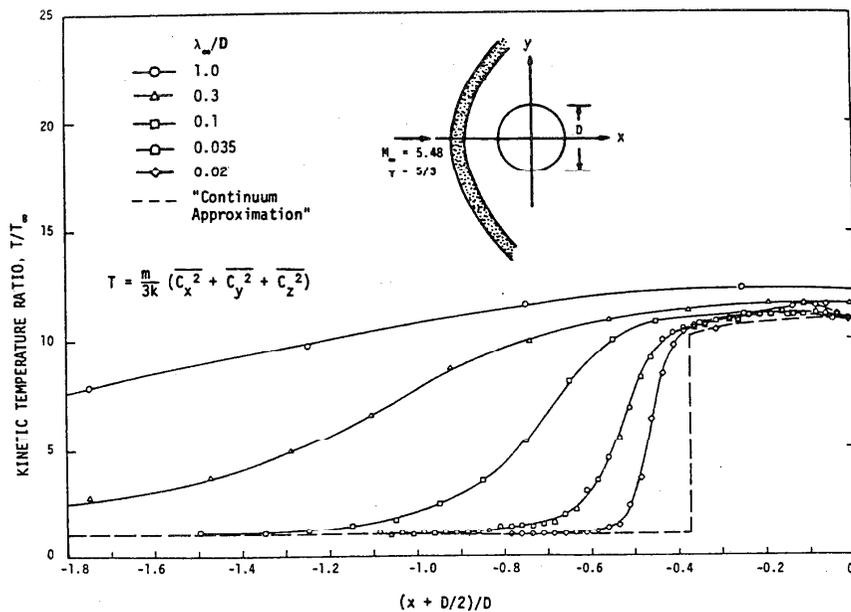


Fig. 7 Kinetic Temperature Profiles on the Stagnation Line of an Adiabatic Cylinder

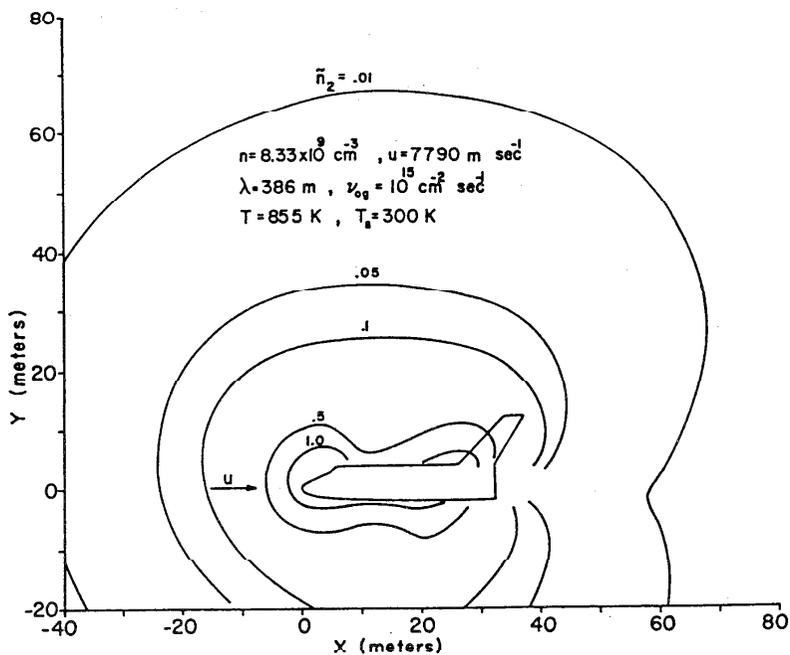


Fig. 8 The density distribution of molecules that have struck the surface of the vehicle.

を示した。ただし、このシミュレーションでは蒸発係数、凝縮係数は1と与えている。壁面間での温度差が大きい場合には蒸発側と凝縮側で、温度ジャンプの値が大きく異なっている。これは、蒸発側と凝縮側で分子の衝突の効果が異なるためである。なお、壁面温度差が小さいときのみ、蒸発側と凝縮側の温度ジャンプがほぼ等しく、従来報告されている解析で予測できることが分かる。

希薄気体や圧縮性気体の問題は、直接シミュレーション法にとって本来の活躍の場である。このため多数の成果が発表されている。例えば、Fig. 7はマッハ数5.48の超音速流中に直交して置かれた円柱前方での温度分布のシミュレーション結果²⁰⁾である。クヌツセン数が小さくなるにしたがって温度の立ち上がりが急激になることが分かる。この方法のより現実的な系への適用例としてBirdによるスペースシャトル周辺の流れ場の検討²¹⁾を上げることができる。Fig. 8にシミュレーションの結果の一例を示した。複雑な形状の多次元空間への適用にはそれなりの工夫が必要であるが、その指針は文献中に述べられている。なおこの方法の概要と希薄流体への幾つかの適用例がすでに南部によって紹介されている²²⁾。

また、この種のシミュレーションを実際に自分の問題に適用しようとする場合、精度がどの程度まで保証されるだろうかという点が気になる。この観点から、実験値とシミュレーション結果を比較した研究は貴重であるが、その例は少ないように思われる。筆者が知る例として、HoltzとMuntz²³⁾によるマッハ数7のアルゴンの衝撃波内分子の速度分布関数の実験値とシミュレーションの比較がある。多数のケースが比較されており、この場合には相当良い一致が得られている。

IV. 分子動力学法

すでに述べた干渉のない場の粒子のシ
伝熱研究 Vol. 28, No. 108

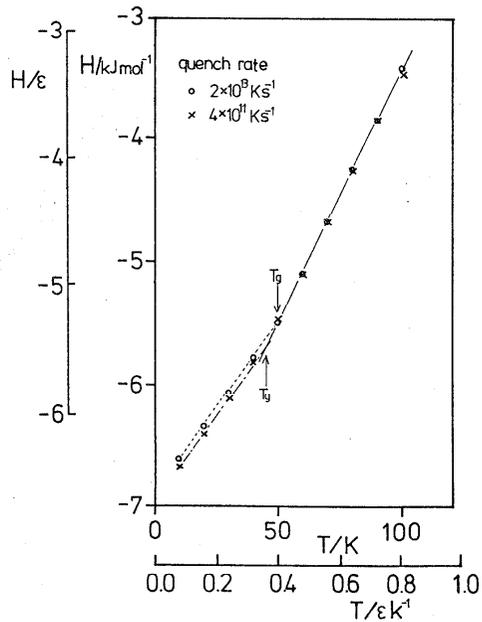


Fig. 9 Enthalpy(H) vs temperature(T)

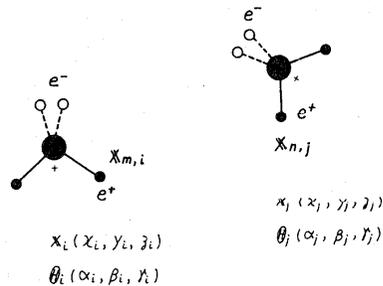


Fig. 10 Configuration model of water molecules.

ミュレーション、相互に干渉（2粒子間で）する粒子のシミュレーションに加え、粒子の構造に基づく多粒子の相互干渉（液体や高密度気体の場合）が物理現象を支配する場のシミュレーションが行われている。この手法は、現在、物理や化学のフィールドで脚光を浴びているが、計算機の大型化高速化と共に将来一層有用な手法となるポテンシャルをもっている。この手法では、多数のシミュレーション分子に対し、ニュートンの運動方程式を連立させて解き、その軌跡を追跡する。従って、モンテカルロ法と異なり、平均的状态量だけではなく、局所的かつ動的な分子挙動を知ることができる。ただし、この手法は多大な計算量を必要とし、現在シミュレートされている分子数は 10^3 個程度に留まっている。

1例として、現実には実現できていない急速冷却により、興味ある物質のガラス状態を作り、その物性を検討しているシミュレーションについて述べる^{24, 25)}。ガラス状物質は結晶物質にはない物理的特性を示すため種々の冷却法でガラス状物質が作られているが、希ガスや単体金属では実験的にガラス状態を作ること

に成功していない。これは、実験で実現できる冷却速度には限界があるためと考えられている。シミュレーションでは実験で実現できない冷却速度を作ること容易である。Fig. 9は、アルゴンの100 K以下での急速冷却（ 2×10^{10} K/s と 4×10^{11} K/sの場合）のシミュレーション結果で、縦軸はエンタルピー、横軸は温度である。60 K以上では結果は冷却速度に依存せず同一であり、準熱平衡状態にあると考えられる。60 K以下では差が生じ、勾配も異なっており、 T_g と示した温度以下でガラス状態になることが分かる。アルゴンなどの希ガスは分子構造が簡単なため、この種のシミュレーションが比較的多数報告されている。

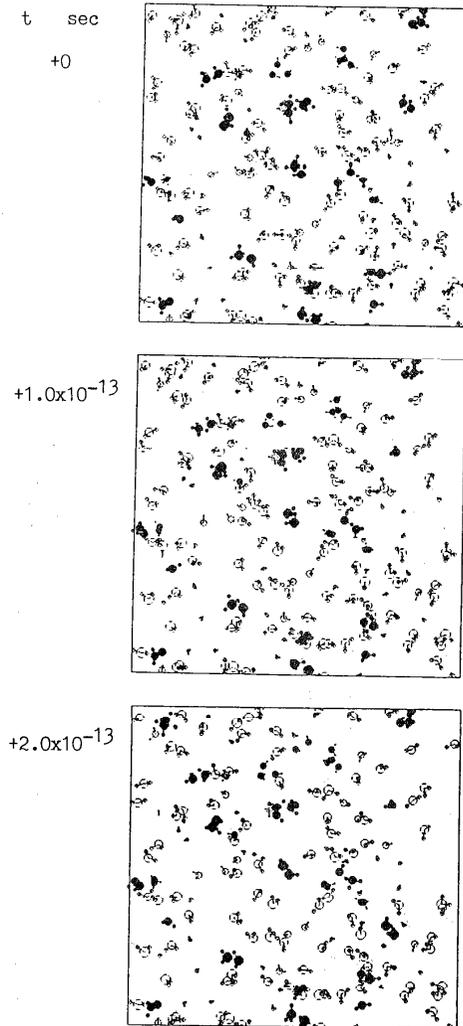


Fig. 11 Molecular motions
($p_0 = 380$ torr, $T_0 = 100$ K)

よりチャレンジ的で実用にも魅力的なシミュレーションがSanoら^{26, 27)}によって報告されている。水分子および水分子と希ガスを対象としたクラスター生成のシミュレーションがそれである。この研究は気体凝縮の初期過程を分子レベルで明らかにしようとするものである。Fig. 10に水分子のモデルを示す。e⁻は酸素による電荷を、e⁺は水素の電荷を示している。分子間のポテンシャル関数は、分子-分子のポテンシャル（レナード・ジョーンズのモデルを用いている）と、電荷-電荷のポテンシャルの和として与えている。このポテンシャル場に対し、各水分子の並進運動と回転運動の方程式を連立させて解き、位置、方向および速度等の値を各時刻毎に得ている。

実際のシミュレーションは、8³個の分子を用い、周期境界条件を与え見掛け上無限空間での計算となっている。計算の開始点では、分子の位置、方向はモンテカルロ法により与え、並進および回転速度は、マックスウエルのエネルギー等分則が得られるように与えている。なお時間刻みは5.0 × 10⁻¹⁶ secである。

Fig. 11に、水分子のシミュレーションのスナップ写真を示す。水分子は、先端に小さな丸（水素原子）を持つ2本の手が伸びた円（酸素原子）で表されている。3次元立体図を平面的に捉えているので、2本の手が明瞭に示されていない場合も多数ある。クラスターは黒ぬりの円で表されている。彼らは、アルゴンやクセノンの添加により、低いエネルギー（安定な）の水のダイマーが減少し、高いエネルギーのダイマーが増加するなどの興味ある結果を報告している。

この結果は、実験による知見などと対比させながら、シミュレーションモデルを精密化して行くことによって、気体凝縮の初期過程が分子レベルで解明できつつあることを示している。

V. あとがき

手元にある文献のみを利用したので、モンテカルロ法を中心としたコンピューターシミュレーションのレビューとしては、不十分なものである。従って、本来取り上げるべき文献に触れていない可能性も懸念する。しかし、この種のシミュレーションが、伝熱の分野で一般的に利用されていない現状では、関心のある方にはそれなりに参考にして頂けるものと思う。

なお、未知の物理現象を含む系のシミュレーションは不可能であることをここで注意しておきたい。すなわち、系に含まれる物理現象の素過程が明らかとなるときのみ現実的なシミュレーションが可能であり、この意味でコンピューターシミュレーションはシステム解析である。但し、使い方によっては大変強力な手段となり得る。実験では、誤差のため確認したい物理量がある中に埋もれてしまうことが良くある。また、通常は巨視的な物理量の把握に留まる場合が多い。しかし、この種のシミュレーションでは、理想状態で実験を行っている状況を作り出すことができ（確率的誤差を考慮しても）、巨視的物理量ばかりではなく実験では不可能な微視的な物理量も把握可能である。

この種の方法は、コンピューターの大容量化、高速化に伴って今後増々利用されていくと思われる。なお、モンテカルロ法のその他の応用例に興味ある方には、この分野の教科書^{28, 29)}をお奨めする。

文 献

1. Howell, J. R. and Perlmutter, M., "Monte Carlo Solution of Thermal Transfer Through Radiant Media Between Gray Walls", *J. Heat Transfer*, Vol. 86, pp. 116-122, 1964.
2. Howell, J. R., Strite, M. K. and Renkel, H., "Heat-Transfer Analysis of Rocket Nozzles Using Very High Temperature Propellants", *AIAA Journal*, 3[4], pp. 669-673, 1965.
3. Howell, J. R. and Renkel, H. E., "Analysis of the Effect of a Seeded Propellant Layer on Thermal Radiation in the Nozzle of a Gaseous-Core Nuclear Propulsion System", NASA TN D-3119, December 1965.
4. Howell, J. R., "Radiative Interactions Between Absorbing-Emitting and Flowing Media with Internal Energy Generation", NASA TN D-3614, September 1966.
5. 谷口、「モンテカルロ法による3次元ガスふく射の解析」、日本機械学会論文集、34[261]、pp. 897-9088, 1968.
6. 谷口、杉山、「放射と対流の共存する場合の熱伝達に関する一考察」、第9回日本伝熱シンポジウム講演論文集、pp. 201-204, 1972.
7. 谷口、杉山、谷口、「三次元火炉内の温度分布解析(第2報、実験結果との比較)」、日本機械学会論文集、39[324]、pp. 2473-2483, 1973.
8. 工藤、谷口、三好、金、「充填層内の放射エネルギーの透過に及ぼす配列の規則性の影響(2次元配列の場合)」、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集、pp. 367-369, 1988.
9. 工藤、「モンテカルロ法による放射熱伝達解析」、伝熱研究、26[102]、pp. 101-123, 1987.
10. Howell, J. R., "Application of Monte Carlo to Heat Transfer Problems", *Advances in Heat Transfer*, ed. T. F. Irvine, Jr. and J. P. Hartnett Vol. 5, pp. 1-54, Academic Press, 1968.
11. Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics*, Clarendon Press, Oxford, 1976.
12. Nanbu, K. "Angular distributions of molecular flux from orifices of various thicknesses", *Vacuum*, 35[12], pp. 573-576, 1985.
13. Nanbu, K. and Watanabe, Y., "Thickness distribution of films fabricated by the molecular beam epitaxy technique", *Vacuum*, 36[6], pp. 349-354, 1986.

14. 南部、「薄膜形成プロセスの分子気体力学的解析」、日本機械学会誌、89[809]、pp. 445-449, 1986.
15. Nanbu, K., "Rarefied Gas Dynamics Problems on Fabrication Processes of Semiconductor Films", Rarefied Gas Dynamics, ed. V. Boffi, and C. Cercignani, Vol. I, pp. 410-419, B. G. Teubner, Stuttgart, 1986.
16. 渡部、南部、「分子線束の角分布に関する研究(第1報、二次元るつぼからの蒸発)」、日本機械学会論文集(B編)、54[498]、pp. 459-465, 1988.
17. 小林、松本、「モンテカルロ・シミュレーションによる円筒容器内希薄気体の流動解析」、生産研究、38[12]、pp. 620-623, 1986.
18. 杉山、「原子力における金属の蒸発・凝縮問題」、分子熱工学研究会第一回シンポジウム要旨集、金沢、pp. 3-4, 1988.
19. Sugiyama, K., Ishiguro, R. and Uchiumi, T., "A Simulation of One Dimensional Field with Evaporation and Condensation by Direct Simulation Monte Carlo Method", Proc. 1st KSME-JAME Thermal and Fluids Eng. Conf., Vol. 1, pp. 32-37, 1988.
20. Crawford, D. R. and Vogenitz, F. W., "Monte Carlo Calculations of the Shock Layer Structure on Adiabatic Cylinders in Rarefied Supersonic Flow", Rarefied Gas Dynamics, ed M. Becker and M. Fiebig, pp. B.24-1~B.24-9, DFVLR-Press, Porz-Wahn, 1974.
21. Bird, G. A., "Simulation of Multi-Dimensional and Chemically Reacting Flows", Rarefied Gas Dynamics, ed. R. Campargue, Vol. 1, PP. 365-388, Commissariat a l'Energie Atomique, Paris, 1979.
22. 南部、「希薄気体流・圧縮流のモンテカルロ解法—分子の運動が流れ場を決める—」、日本機械学会誌、87[786]、pp. 488-493, 1984.
23. Holtz, T. and Muntz, E. P., "Molecular velocity distribution functions in an argon normal shock wave at Mach number 7", Phys. Fluids, 26(9), pp. 2425-2436, 1983.
24. Nose, S. and Yonezawa, F., "Isobaric-Isothermal Molecular Dynamics Study on the Glass Transition of a Lennard-Jones System", Solid State Communications, 56[12], pp. 1005-1008, 1985.
25. Nose, S. and Yonezawa, F., "Isobaric-Isothermal Computer Simulations of Melting and Crystallization of a Lennard-Jones System", Solid State Communications, 56[12], pp. 1009-1013, 1985.
26. Sano, T., Yamashita, M. and Kotake, S., "Molecular Dynamics Simulation of Water 伝熱研究 Vol. 28, No. 108

- Cluster Formation in Binary Mixtures”, Rarefied Gas Dynamics, ed. V. Boffi and C. Cercignani, Vol. II, pp. 169-178, B. G. Teubner, Stuttgart, 1986.
27. 佐野、「水分子ダイマー生成の分子動学的研究」、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集、pp. 472-474、1988.
28. 宮武、中山、「モンテカルロ法」、日刊工業新聞社、1969.
29. 津田、「モンテカルロ法とシミュレーション〈電子計算機の確率論的応用〉」、培風館、1970.

1. はじめに

第1次オイルショックを契機として省エネルギーに関する技術開発が各分野で促進され、本稿で対象とした熱交換器においてもエネルギー効率向上の観点から性能向上を図ることが重要課題となった。その要求課題に対応するため、不可欠である伝熱促進技術に関して研究開発が精力的に推進されてきた。そしてこれまで技術進展により、いくつかの伝熱促進技術の実用化が進み熱交換器の省エネルギー化・小形化・軽量化にかなり貢献してきた。

図1⁽¹⁾は自動車用熱交換器における小形化・軽量化の技術開発年次推移を示したものであるが、オイルショック以降に着目すると、ルーバーフインの開発はこの種の熱交換器の小形化・軽量化に顕著な効果をもたらしたことが知れる。また空調用熱交換器においても空気側の性能向上のために同様な伝熱促進技術を採用し、合わせて高性能伝熱管の開発により、この10年間で容積的に約40%の減少が実現されている。

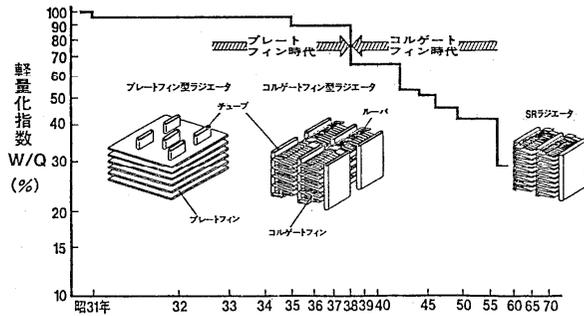


図1. ラジエータの軽量化の推移⁽¹⁾

このような性能向上の追及は各種の熱交換器においても検討され、その多様な形態と機能を考慮し効果的な伝熱促進技術の導入により、性能向上が図られてきたが、これまでの熱交換器の性能向上に主因的な役割を担ってきた伝熱促進技術に関して従来の研究レビュー^{(2)~(4)}に見ることができる。今日エネルギー事情は緩和傾向を示しているが、熱交換器を搭載している機器の高効率化の要請は依然として強く、熱交換器における性能向上のためのより高度な技術開発が求められている。こうした状況下で最近のこの種の研究動向を概観すると、従来の伝熱促進技術の拡張を図った研究やいくつか新形態の研究開発がなされるなど、依然としてこの種の研究開発に強い関心が向けられていることが伺える。本稿はこうしたここ数年間の各種伝熱促進技術に関する研究開発の中で、対流伝熱促進技術を対象とし、この技術の適用性の高い熱交換器に焦点をあて概述したものである。

2. コンパクト熱交換器における伝熱促進

空調用のプレートフィン形熱交換器・自動車のラジエータなどのコルゲート形熱交換器に

代表されるコンパクト熱交換器は多くの場合、管内側のフロン系熱媒体・水などと管外側(フィン側)の空気との熱交換を行うことを目的としており、従って性能向上のためには管内外における伝熱促進技術が要求される。図2⁽⁵⁾は一例として空調用熱交換器のフィンおよび伝熱管に関する高性能化の推移を示しているが、同図に見られるようにフィンについてはオフセットストリップやルーバーと呼ばれる切り起こしを設けることによって境界層を分断・更新し、平均熱伝達率を向上させるいわゆる”前縁効果”を利用した伝熱促進技術が今なお主流となっている。また、図中の各フィンの平板に対する熱伝達率比が図3に示されているが、およそ10年間で2倍近い熱伝達率が得られていることがわかる⁽⁶⁾。他方、伝熱管についても管内に微細な螺旋溝を加工することを基本とし、解析および実験によるその形状の最適化^{(7),(8)}を図ることによって蒸発・凝縮双方に高性能な伝熱管が実用化され、両者の伝熱促進技術によって図2のDタイプはAタイプに対しておよそ1/2の体積比を実現している。

以上、現在広く実用化されている熱交換器開発の概要を述べたが、次にこの種の熱交換器を対象として、最近実用化されたもの及び現在研究段階あるいは近い将来実用化の可能性のあると思われる技術について詳述する。

2.1 切り起こしの微細化と細径管の利用

最近、ルームエアコンの室内機用熱交換器を中心にその形態は大きく変わりつつあり、大幅なコンパクトが達成されている。その技術手段として①切り起こし幅の減少(2.2mm→1.0~1.2mm)、②伝熱管の細径化(9.5mm→6.0~7.0mm)、③フィンピッチの減少(2.0mm→1.2mm程度)及び④管配列の最適化が利用されている。この種のフィンの高性能化に関しては伝熱促進技術の面では依然として前縁効果の利用をよりどころとしているが、フィン配列などを考慮した最適化技術^{(9),(10)}によるところも大きく、また同時に切り起こし幅の減少、さらに複雑なフィン形状の打ち抜きなどを可能にした加工技術の進歩が大きく寄与している。他方、田中ら⁽¹¹⁾はさらに細い伝熱管(外径4mm)を採用し、変則千鳥状に配列することによってコンパクト化を図

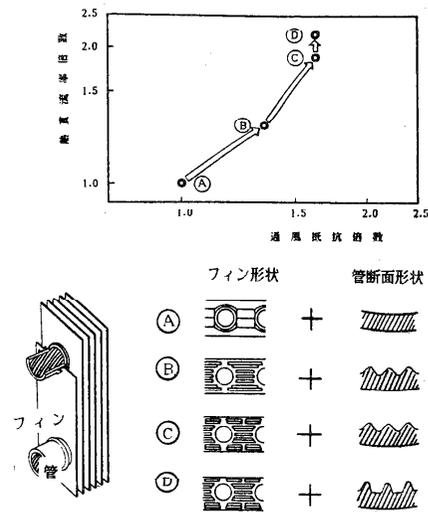


図2. 熱交換器の性能の推移⁽⁵⁾

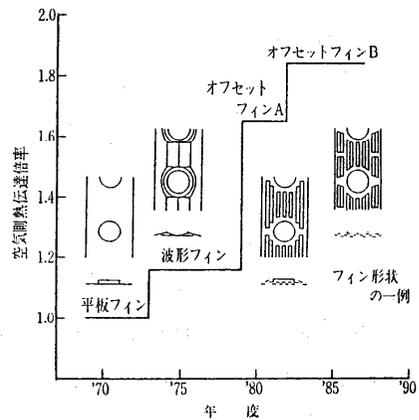


図3. フィンの高性能化における技術開発⁽⁶⁾

っている。

2.2 多孔台形伝熱面の利用 藤井ら⁽¹²⁾は低レイノルズ域での新しい伝熱促進技術として台形状に屈曲した多孔伝熱面を用い、多孔面を介しての流体の吹き出し・吸込みを同時に実現する”呼吸効果”を利用した多孔台形プレートフィン形熱交換器(図4)を提案し、その伝熱流動特性を明らかにしている。図5に示されるようにこの場合も平板フィンに対して1.38~2.22倍の熱伝達率を得ている。

2.3 細線および細径管の利用 プレートフィン形熱交換器は打ち抜きによるフィン成形であるため加工技術の面から切り起こし幅に制限(1mm程度が最小)があり、従って前縁効果を理想的に利用しても熱伝達率の向上には限界が生じる。このことから、前縁効果をより積極的に利用するためにフィンとして細線を適用しようとする試みが最近多く提案されている^{(13)~(15)}。筆者ら⁽¹³⁾は細径伝熱管(外径4mm)を複数枚(4~6枚)のメッシュ(線幅0.2mm程度)でパネル状に挟み込んで作製したエレメントを空気の流れ方向に積層して構成したメッシュフィン形熱交換器(図6)を提案し、その性能評価を行っている。得られた総括熱伝達率(フィン効率を含んだ熱伝達率)は図7に示されるようにフィン配列によって差が生じるものの、現行高性能プレートフィン形熱交換器のそれに対してはおよそ2倍に増大し、また図8に示した通風抵抗も考慮して熱交換器として評価した場合には50%以上のコンパクト化が期待できることを明らかにしている。他方、伊藤⁽¹⁴⁾は各種ピンフィンに関して熱伝達率を評価し、大幅な熱伝達率向上の可能性があることを報告している。

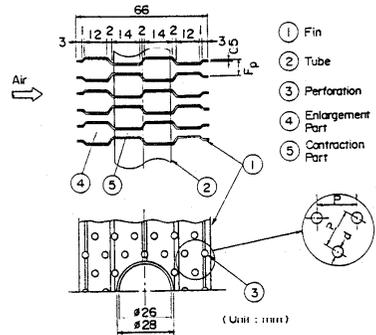


図4. 多孔台形フィンの構成⁽¹²⁾

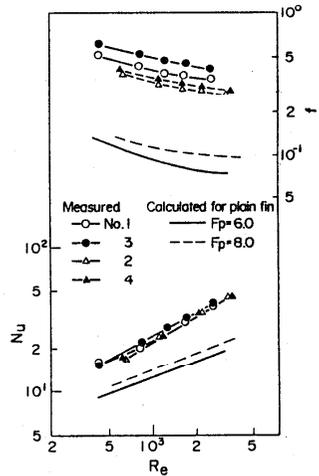


図5. 多孔台形フィンの伝熱・流動特性⁽¹²⁾

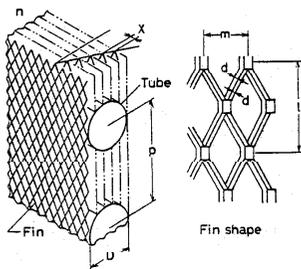


図6. メッシュフィン熱交換器⁽¹³⁾

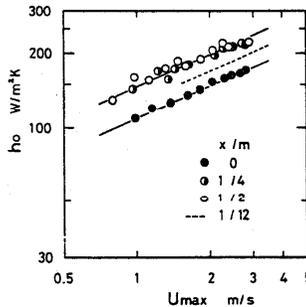


図7. メッシュフィン熱交換器の総括熱伝達率⁽¹³⁾

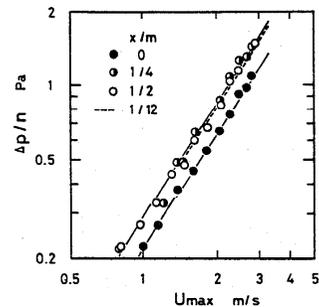


図8. メッシュフィン熱交換器の通風抵抗⁽¹³⁾

さらに越後ら⁽¹⁵⁾は”伝熱面の微細化”と”伝熱面上流と下流で互いに連成するような乱れ促進体の配置”を編み込み細線によって同時に達成し、飛躍的な伝熱促進効果を狙いとして図9に示すような極細管熱交換器を作製し実験を行った結果、彼らは乱れによる効果だけでおよそ3倍の伝熱促進効果があるという極めて興味深い結果を示している。

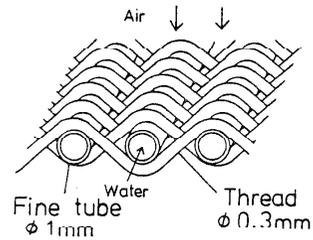


図9. 極細管熱交換器⁽¹⁵⁾

2.4 細径管内伝熱促進 上述の如く細径伝熱管の利用による性能向上が検討されている中で、細径管内性能向上に関しても研究が行われている。野世溪ら⁽¹⁶⁾は外径4mmの内面溝付管を作製し、蒸発及び凝縮伝熱特性に対する条数・リード角などの影響について調べ、平滑管に対する熱伝達率比は現在多く採用されている外径9.5mmの場合と同等以上であることを明らかにしている(図10-12)。

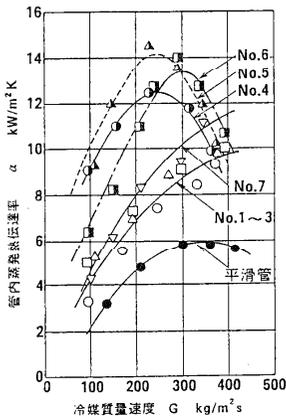


図10. 細径溝付管の蒸発熱伝達率⁽¹⁶⁾

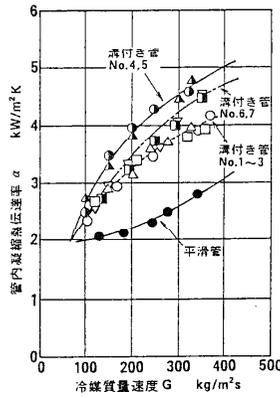


図11. 細径溝付管の凝縮熱伝達率⁽¹⁶⁾

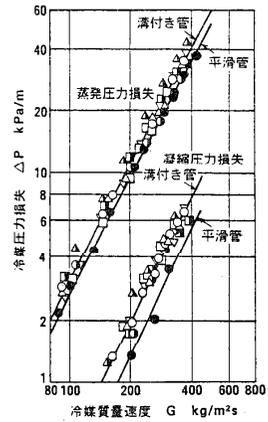


図12. 細径溝付管の圧力損失⁽¹⁶⁾

3. シェルアンドチューブ熱交換器における伝熱促進

本項では廃熱回収をはじめ、冷凍機などにも広く使用されているシェルアンドチューブ熱交換器を対象とした管内单相流に関する伝熱促進技術に焦点を絞り、最近の動向について詳述する。

3.1 旋回流などの利用 流路内に物体を挿入して伝熱促進をはかる簡便な手法の一つとして、ねじれテープ(Twisted tape)などを挿入することによって流路内に旋回流を発生させて流体の流速の増加・混合及び遠心力により伝熱促進をはかろうとする方法があり、これまで多くの研究がなされシェルアンドチューブ熱交換器などに実用化されてきた。最近 Junkhanら⁽¹⁷⁾は挿入するねじれテープの形状変化による伝熱性能の向上を目的とした実験を行なっている。図13は彼らが考案した3種のテープを示すが、これらを管内に挿入し、その伝熱管を実際にボイラ内に使用して熱伝達率及び圧力損失を測定し、図中のType a、b の場合は熱伝達率は平滑管の約2~4倍向上するものの同時に圧力損失も12倍程増大するとい

う結果を示した。他方、Type c の場合は熱伝達率は6割程度の増加であるが、圧力損失は3倍ほどに抑えられることを明らかにした。Chiou⁽¹⁸⁾はワイヤコイルを管内に挿入して性能向上を確かめているが、レイノルズ数が1200以下の層流では平滑管の約3倍、6000以上では1.5倍の熱伝達率の向上を達成しているものの、圧力損失も約2~6倍大きくなっている。他方、管内壁に溝を切ることによって旋回流を発生させようとする溝付き管(ライフル管)の溝形状と熱伝達特性の関係を求める基礎研究も継続して行なわれている⁽¹⁹⁾。さらに、管の形状を変化させることによって伝熱促進をはかろうとする研究も行なわれ、直管を曲げた場合⁽²⁰⁾やひねりを加えた場合⁽²¹⁾などがあり、後者では直管の場合に比して約20~30%の熱伝達率の向上を得ている。

Mendesら⁽²²⁾が管内壁にテーパ角を付け、直管内に拡大・縮小流れの効果が現れる管を製作して実験を行なっている。そしてテーパ角を10°以内とすれば圧力損失を小さく抑えることができ、熱伝達率もレイノルズ数が8500~70000の広い領域において30~60%向上するとしている。Fernandezら⁽²³⁾は、テープでもコイルでもなく、小さなフラッグを管内に挿入した実験を行なっている。このフラッグは図14に示すように流路内の流体の流れによって可動するものであり、広い範囲のレイノルズ数において熱伝達、流動両性能に優れた結果を示しており(図15,16)、今後このような優れた伝熱促進体の開発が望まれる。

3.2 乱流促進体の利用 流れの剥離や再付着を利用して熱伝達の向上をはかるために乱流促進体を流路内に挿入する伝熱促進技術も多く検討されている。代表的なものとして小突起(リブ)があり、この種の乱流促進体に関しかなりの基礎的研究がなされ、リブの高さや幅・ピッチなどの熱伝達及び流動特性に及ぼす影響を明らかにしている^{(24)~(29)}。

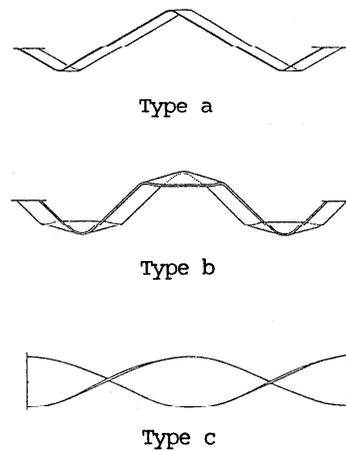


図13. ねじれテープの形状⁽¹⁷⁾

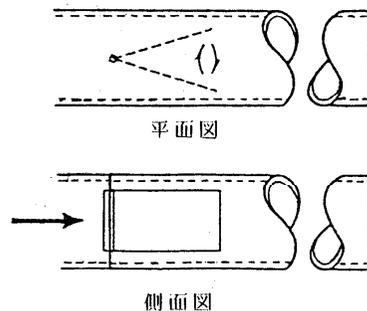


図14. フラッグタイプ伝熱促進体⁽²³⁾

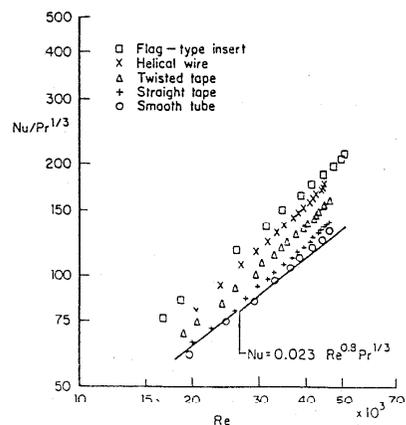


図15. フラッグタイプ伝熱促進体の伝熱性能⁽²³⁾

高橋ら⁽³⁰⁾は2次元リブを発展させた3次元リブ(図17)を設けた伝熱管を用いて基礎的なデータを収集するとともに、冷凍機用熱交換器にこれを適用した場合の性能計算を行ない、平滑管を用いた場合よりも25%程度伝熱管面積を低減できると報告している。しかし乱流促進体を用いた場合、再付着点での熱伝達率は高くなるが、その半面促進体直後では流れがよどみ、むしろ平均の熱伝達率が悪くなってしまうことがある。棚沢ら^{(31),(32)}は通常の2次元リブを傾斜させ、リブ表面を多孔体とし、さらにリブ下面に間隙を作った乱流促進体(図18)を用いた実験を行ない、再付着点の効果を残しながら促進体直後の熱伝達率を低下させず、さらに流動抵抗の低減を狙ったリブの研究を行なっている。彼らは通常の2次元リブに比べてレイノルズ数が13000~150000の範囲において2~4割程度ヌセルト数が増大し、圧力損失についても20~50%低減することを示している。

乱流促進体については従来より非常に多くの基礎研究がなされてきたが、特に流動抵抗の面から実用化に至っていないものが多いのが現状のようである。今後は棚沢らの開発した多孔体リブのような伝熱・流動の両面の性能を十分に満足し得るような乱流促進体の研究開発が進めば熱交換器への応用も広がるものと考えられる。

4. 高温熱交換器における伝熱促進

高温ガスからの廃熱回収、反応装置におけるプロセスガスの加熱冷却をはじめ種々の高温プロセスで使用される高温熱交換器の伝熱性能の向上に関しても、固体ふく射のみならず、最近では対流伝熱促進技術の応用などを有効な手段として多くの努力がなされている。

4.1 固体ふく射利用

この種の熱交換器の代表的な伝熱促進技術として、ふく射伝熱を積極的に利用することにより熱交換器の性能の向上をはかる試みが数多くなされてきたが基本的には、この"固体ふく射による伝熱促進"技術は流路に伝熱面との間でふく射熱交換を行う固体面を配しこの面を拡大伝熱面として利用するものである。この種の伝熱促進技術

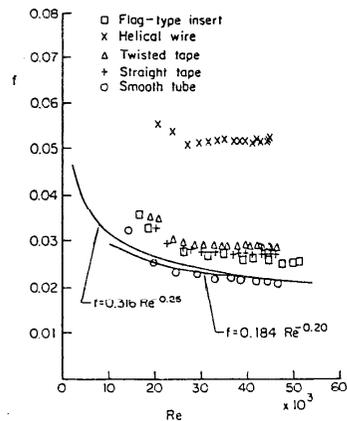


図16. フラッグタイプ伝熱促進体の流動抵抗⁽²³⁾

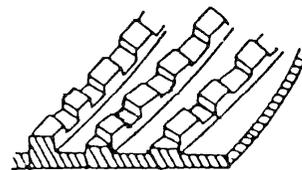


図17. 3次元リブ付き管⁽³⁰⁾

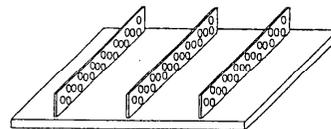


図18. 多孔板タービュレンスプロモータ⁽³¹⁾

に関する初期の研究としては、平行平板二流路からなる高温熱交換器における固体ふく射による伝熱促進効果を流体がふく射性・非ふく射性双方の場合について検討した理論的研究(33),(34)、環状流路のそれぞれ内管壁・外管壁をふく射の吸収面とした場合の伝熱促進効果を調べた実験的研究(35),(36)がある。さらに円管内にねじり板を挿入し対流伝熱促進と固体ふく射による伝熱促進を併用した渡辺らの研究(37)、また実用的な熱交換器を用いた研究では、シェルアンドチューブ型熱交換器の胴側に平板を管内側に十字ねじり板を挿入した山田らの研究(38)があり、これら従来研究は解説(39),(40)に概説されている。

ここ数年間の研究動向を見ると、この種の研究も実用的熱交換器形態(41)~(43)における検討が行われる傾向にある。福田ら(41)は12本管群(内径:9.8mm, 外径:13.8mm, 長さ:1m)の周囲に金網層を設置したシェルアンドチューブ型熱交換器(図19)を用いて実験を行い、金網層の設置により交換熱量が14~18%増大したと報告している。また、Li(42)はバヨネット型熱交換器における固体ふく射伝熱の影響を理論的に検討している。他方、エコマイザにセラミック多孔筒を挿入してディーゼルエンジンの熱効率の20~25%の向上に成功した例も報告されている(43)。

上述の研究に対し、固体ふく射をより積極的に利用しようとする研究もなされている。これは森ら(35)の提示した次式に基づきふく射壁の対流熱伝達率と面積の積 h_2A_2 を増大させることにより伝熱面からのふく射伝熱量の増大を期待したものである。

$$E_{\max} = (h_1/h_p) \cdot (1 + h_2A_2/h_1A_1)$$

E : 伝熱促進効果係数の最大値
 h_p, h_1, h_2 : 円管, 伝熱面, ふく射壁の対流熱伝達率
 A_1, A_2 : 伝熱面, ふく射壁の伝熱面積

筆者ら(44)は二重円管式熱交換器の外管内壁にフィンを設け(図20)ふく射壁の面積を増大させた場合の固体ふく射による伝熱促進効果を調べ、フィン設置による流路抵抗の増大を考慮して伝熱促進効果の評価を行った。図21に示されるようにフィンの無い場合に比して同一ポンプ動力で最高約80%の伝熱促進研究 Vol. 28, No. 108

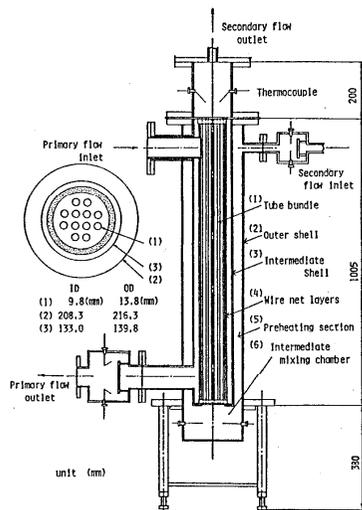


図19. 固体ふく射を利用したシェルアンドチューブ型熱交換器(41)

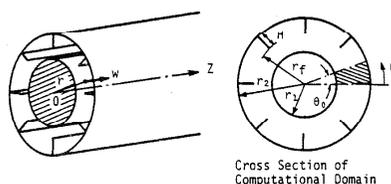


図20. フィン付環状流路の伝熱モデル(44)

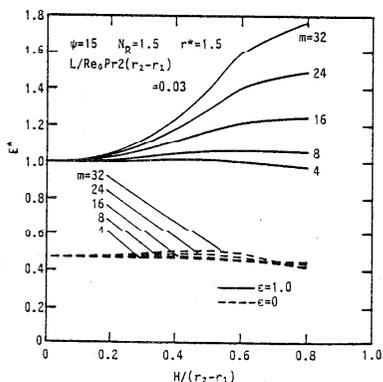
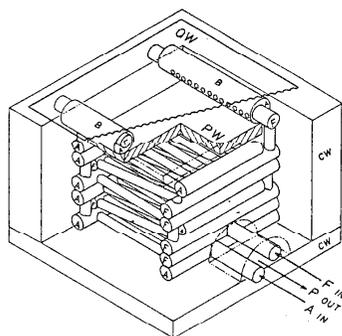


図21. フィンによる伝熱促進効果(44)

進効果を得ている。筆者らの研究は伝熱面よりも温度の低い吸収面側にフィンを設ける方が製作の上でも有利であるという観点に立ったものであり、実用上大いに期待できよう。

他方、燃焼ガスなどのふく射性ガスを媒体とする場合の検討も行われている。平野ら⁽⁴⁵⁾は熱交換器を想定し、非灰色ふく射性ガス流動系で帯域ふく射を考慮した理論解析を行い、炭酸ガスが流れる平行平板流路に黒体平板を挿入することにより約80%(入口温度100℃吸熱面温度900℃の条件で)の伝熱促進効果が得られるという結果を得ている。また平野らは灰色近似の解析が伝熱促進効果を過少に見積もるおそれのあることも指摘しており、燃焼ガスなどのふく射性ガスを作動媒体とする高温機器においては非灰色色の効果を考慮することが設計上重要と考えられる。

この他、流体との対流熱交換特性の良好な多孔性固体をふく射加熱装置や反応炉に適用した吉澤らの研究^{(40),(47)}がこの技術の他の機器への応用を図る試みとして注目される。吉澤ら⁽⁴⁶⁾は多孔性固体を高温気体が通過する際に気体の持つエンタルピが固体ふく射に変換され、このふく射が上流方向への指向性を持つという原理を応用し図22に示す様なふく射加熱装置を試作して実験を行い、燃焼熱からふく射エネルギーへの変換効率が88%という極めて高い変換効率を得ている。吉澤ら⁽⁴⁷⁾はさらに、多孔性固体を対向させて配置し、受熱側多孔性固体に触媒性を付与したメタン水蒸気改質反応装置を提案しその基本作動特性を理論的に調べているが、近寄り流に対する離反流の有利性を結論づけるにとどまっております今後の研究が待たれる。



A: 二次空気, B: バーナ, CW: セラミックウール断熱板, F: 部分予混合気, P: 排気ガス, PW: 多孔性固体ふく射変換体, QW: 石英ガラスふく射透過板

図22. ふく射加熱装置⁽⁴⁶⁾

4.2 対流伝熱促進技術利用 従来は比較的低温域の熱交換器にしか適用できなかった対流伝熱促進技術が材料加工技術の発達により高温熱交換器への適用が可能となり、その試みがなされるようになった。例えば、神坂ら⁽⁴⁸⁾はステンレス製針状フィン付プレートフィン高温熱交換器の試作・性能評価を行い従来のオフセットフィン型熱交換器との比較で熱通過率が約70%向上という良好な結果(表1)を得ている。また、さらに高温の領域で使用されるセラミック製熱交換器は金属製熱交換器に比べ耐熱性には優れるものの熱伝導特性・加工性に劣るため、伝熱性能においては金属製熱交換器に及ばない。

表1. 針状フィン付プレートフィン熱交換器の伝熱性能⁽⁴⁸⁾

項目・仕様	コルゲートフィン(参考)	針状フィン(計算値)	針状フィン(実験値)
フィン形状	縦厚0.3mm	直径 0.4mm フィン高さ 5mm	
ガス流量	0.07 kg/s	—	0.07 kg/s
入口ガス温度	695℃	—	695℃
出口ガス温度	188℃	—	180℃
燃焼熱	0.07 kW/s	—	0.066 kW/s
入口空気温度	45℃	—	45℃
出口空気温度	565℃	—	585℃
温度効率(ガス側)	0.78	—	0.79
ガス側圧力損失	930 mmH ₂ O	—	950 mmH ₂ O
熱貫流率	120 W/m ² K	198 W/m ² K	207 W/m ² K
ガス質量速度	10.7 kg/m ² s	10.5 kg/m ² s	12.5 kg/m ² s
熱交換寸法外形(mm)	W129×H90×L360	W146×H100×L200	
体積<比>	0.0042 m ³ (1.0)	0.00292 m ³ (0.69)	
伝熱面積<比>	4.2 m ² (1.0)	2.52 m ² (0.6)	

W: 幅, H: 高さ, L: 奥行(ガス流方向)

そこで、この欠点を克服するための技術開発がこの種の熱交換器にを対象として精力的に進められている。Galantら⁽⁴⁹⁾は衝突噴流を利用した新形態のセラミック製高温熱交換器を開発し高温側ガス入口温度1200°Cの条件で実験を行い伝熱特性・耐熱性の評価を行うとともに、さらに経済性の評価を行いその有効性を確認している。また、伝熱管に関してはセラミック製粗面管⁽⁵⁰⁾、縦フィン付セラミック管⁽⁵¹⁾などの検討が行われている。今後、これらの対流伝熱促進技術と先に述べた固体ふく射による伝熱促進技術との複合により、さらに高性能な高温熱交換器の開発が期待される。

5. その他の熱交換器における伝熱促進

本項では、伝熱促進技術として積極的にその応用が試みられている混相流利用に関して紹介する。

5.1 流動層の利用 流動層は熱伝達が良好なことから、伝熱促進技術の有効な手段として熱交換器や燃焼装置への応用が図られ、研究が進められている。特に固気流動層は高性能空気用熱交換器を想定し熱伝達および圧力損失に関する基礎的な資料収集を目的とした報告がされている。福迫ら⁽⁵²⁾は多列管群の熱伝達特性を静止層高が高い場合の粒子径・管ピッチ・管径を広範囲に変化させて調べ、管群の最大熱伝達率とそれを与える最適空気速度との関係を実験的に求めた整理式を得ている。

浅層型流動層の場合は相原ら⁽⁵³⁾、渡辺ら⁽⁵⁴⁾の報告がある。固気流動層中の管外熱伝達率は単相流に比べ高いが、黒崎ら⁽⁵⁵⁾が指摘する様に円周方向の粒子や気泡の局所的な流動特性により分布が生じるため粒子運動の活発化により伝熱促進の可能性があるが、流動層自体の伝熱促進に関する研究はわずかに単管の場合について石黒ら⁽⁵⁶⁾が報告しているだけである。彼らは黒崎ら⁽⁵⁵⁾の報告をもとに管後方の粒子運動を活発化させるため図23に示すような伝熱促進体を考案し、アクリルスチレン樹脂ビーズを用いた実験を行ない、低気相速度域($Re=55$)で促進体のない場合に比べて局所的に3~4倍、平均で10~30%熱伝達率が向上したと報告している(図24)。しかし管群については伝熱促進に関する報告はなく、今後の展開が望まれる。

一方、実用上の観点から送風動力の増大を招く流動層熱交換器の圧力損失についてその低減化を図る方法が現在いくつか試みられている。そのなかの伝熱研究 Vol. 28, No. 108

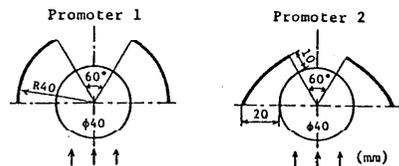


図23. 伝熱促進体⁽⁵⁶⁾

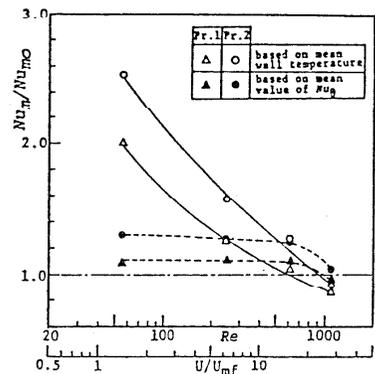


図24. 伝熱促進体利用による熱伝達率の増加割合⁽⁵⁶⁾

1つは熊田ら^{(57),(58)}, Glicksman ら⁽⁵⁹⁾によるポリスチレン中空球といった低密度粒子を用いる方法であり、他は宮本ら⁽⁶⁰⁾, 永橋ら⁽⁶¹⁾, 相原ら^{(53),(62)}による層高を低く抑える方法である。相原ら⁽⁶²⁾はスリット形分散板を使用して低層高でも安定した流動化状態を維持できるようにし、福迫ら⁽⁶³⁾の大層高流動層にはほぼ匹敵する熱伝達率を有しながら1/6~1/8の圧力損失を実現した。

ところで、固気流動層を空気用熱交換器として使う場合、熱伝達と圧力損失を考慮した性能評価を行なう必要がある。熊田らは⁽⁵⁸⁾は volume goodness factor すなわち標準ポンプ動力に対する標準熱伝達率とポンプ動力により性能の評価を行なった。相原ら⁽⁶²⁾は熱交換器のコンパクト性を表す $A_f(T_w-T_i)/Q_t$ と次式で定義した送風動力パラメータ ζ を用いて種々の流動層熱交換器について比較・検討を加えた(図25)。

$$\zeta = P \cdot (T_w - T_i) / Q_t = \Delta p \cdot u_f / h_f$$

ここで、 A_f :前面面積, P :送風動力, T_w :管壁温度, T_i :空気入口温度, Q_t :交換熱量, p :圧力損失, u_f :空塔速度, h_f :平均熱伝達率(前面面積基準)

ζ は与えられた運転温度条件(T_w-T_i)と交換熱量 Q_t に対してこの値が小さいほど少風量で熱交換が可能であることを示す。図25から送風機の特성에応じて熱交換器を小型化し得る流動層の形式が異なる事が知れる。すなわち、低流速域(ζ :小)では熊田ら^{(57),(58)}の低密度粒子形流動層が、負荷熱量が大きく大風量が必要な高流速域(ζ :大)では相原ら⁽⁵³⁾の極浅層形流動層が前面面積 A_f の低減可能な流動層といえる。

最近、固気流動層を高温熱交換器として応用する検討がされ、スターリングエンジン用加熱器への適用が山田⁽⁶⁴⁾によって試みられた。彼はアルミナ粒子を用い裸管およびフィン付き管を円筒状に配置して80~390°Cの範囲で実験を行ない、粒子径・管本数・フィンピッチの影響について調べた。彼によれば、層内温度分布の均一性はスターリングエンジン用加熱器として充分満足できると報告している。

5.2 噴霧気流の利用 ミスト冷却法の良い熱伝達特性に着目して、水・空気2成分系噴霧気流を100°C以下の比較的低温の伝熱面に適用し、空気熱交換器の高性能化・小型化を図るといふ目的でこの種の研究が従来より多く行われており、そして1985年までの研究の動向については相原⁽⁶⁵⁾が展望している。

この種の伝熱促進技術は、気流中に液滴群を懸濁させて伝熱面に衝突させ、液が蒸発する時の潜熱を積極的に利用するもので、これまでの研究において熱交換器を想定し、伝熱性能向上を目的として行われた研究を概説すると、Scherberg ら⁽⁶⁶⁾, Kosky⁽⁶⁷⁾, 桑原ら⁽⁶⁸⁾の研究

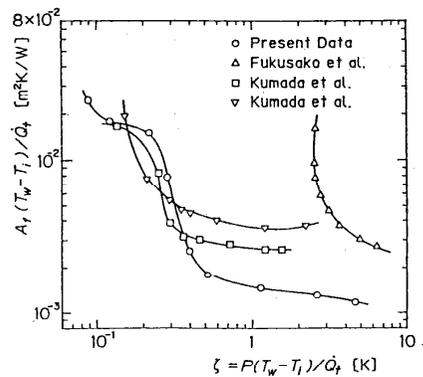


図25. 各種流動層熱交換器評価⁽⁵³⁾

などがある。たとえば、桑原ら⁽⁶⁸⁾はバイナリーサイクル発電用の高性能凝縮器の開発を目的に、伝熱管として溝付き管を用い、4列管群について空気流速、ミスト流量や管ピッチなどの影響を調べた実験を行い、その結果平均熱伝達率が平滑管群よりも24%向上することを示した。

ところで、この数年間においてミスト冷却利用熱交換器の研究は、積極的に伝熱促進を図ろうとする傾向にある。林ら⁽⁶⁹⁾は伝熱管のぬれ特性改善のために各種の表面構造管を用い、鉛直下降噴流の場合で実験し図26の結果を得ており、また水平噴霧流の場合でも高性能管のぬれ面積拡大の効果を調べ、平滑管の場合に比して約2倍以上の熱伝達率の増大を得ている⁽⁷⁰⁾。さらに、林ら⁽⁷¹⁾はワイヤーを巻き付けた伝熱管を4列5段に配列して鉛直下降流の場合の実験を行い、図27の結果を示し、各伝熱管の熱伝達率の差異から、上下の配列にある各段の管への液供給と壁面ぬれの関係が極めて重要な意味をもつことを示唆している。他方、相原ら⁽⁷²⁾は実用上の観点からブロックage比を考慮して実験的研究を行っている。彼らは、最大伝熱促進率が噴霧気流の質量比4%のとき、前よどみ点で单相時の19倍以上、後よどみ点で7倍に達するということを明らかにしている。

ミスト冷却は上述のように熱交換器の高性能化・小型化に対して有効な技術と推察され、実用化の観点から林ら⁽⁷³⁾は最適設計法を提示しており、同様に相原ら⁽⁷⁴⁾もミスト冷却器の性能推算のために噴霧気流中の円管群からの伝熱特性の解析を行っている。

6. おわりに

熱交換器の性能向上は今後も重要な技術課題の一つであり、そのための必要技術である伝熱促進技術に関し、より一層の高度化が要求される。本稿では対流伝熱促進技術を対象として研究の現状を概説したが、いくつかの新規性のある技術も見受けられ、現状技術のブレ

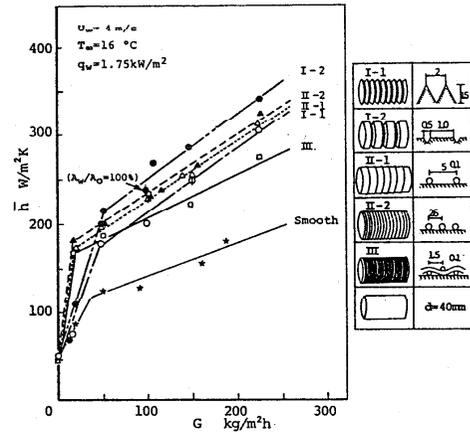


図26. 各種表面構造管の平均熱伝達率⁽⁶⁹⁾

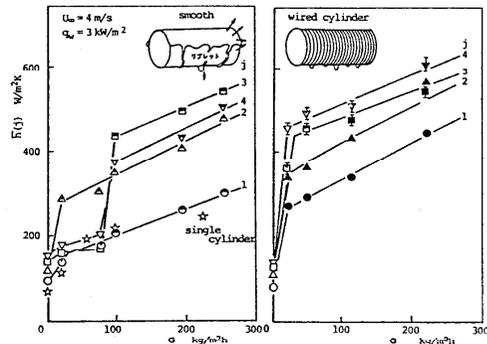


図27. 各段における平均熱伝達率⁽⁷¹⁾

イクスルーが期待される。なお内容としては従来の研究レビューとの重複を避けることを心掛け、特にこの数年間に限定した研究に焦点を当てた。従って狭い領域に終わったことをお許しいただきたい。

なお本稿を執筆するに際し、当機械技術研究所、仲沢、山下、蛭子君の協力を得た。ここに付記して謝意を表する。

[参考文献]

- (1) 梶野, 機講教, (昭63), 89.
- (2) 中山, 省エネルギー, 36-3(昭59), 14.
- (3) 棚沢, エネルギー・資源, 7-4(昭61), 38.
- (4) Bergless, A. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 30-6(1987), 333.
- (5) 中田, 機習教, (昭63), 97.
- (6) 田口・田中, 冷凍, 63-727(昭63), 472.
- (7) 吉田・ほか3名, 第20回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭58-6), 154.
- (8) 本田・ほか2名, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 173.
- (9) 友田・鈴木, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第1分冊), (昭63-6), 175.
- (10) 竹内・ほか2名, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 477.
- (11) 田中・ほか2名, 冷講論, (昭61), 123.
- (12) 藤井・ほか4名, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第1分冊), (昭63-6), 169.
- (13) 鳥越・ほか2名, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第1分冊), (昭63-6), 178.
- (14) 伊藤, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 480.
- (15) 越後・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 510.
- (16) 野世溪・ほか3名, 冷講論, (昭63), 61.
- (17) Junkhan, G. H., ほか3名, *J. Heat Transf.*, 107-5(1985), 354.
- (18) Chiou, J. P., *J. Heat Transf.*, 109-5(1987), 300.
- (19) Sethumadhavan, R. & Raja Rao, M., *J. Heat Transf.*, 108-2(1986), 55.
- (20) Gokce, H. & Ozgen, C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 30-9(1987), 1839.
- (21) Asmantas, L. A., ほか2名, *Heat Transfer-Soviet Research*, 17-4(1985), 103.
- (22) Souza Mendes, P. & Sparrow, E. M., *J. Heat Transf.*, 106-2(1984), 55.
- (23) Fernandez, J. L. & Poulter, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 30-12(1987), 2603.
- (24) Webb, B. W. & Ramadhyani, S. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 28-9(1985), 1679.
- (25) 親川・ほか2名, 機論, 52-474(昭61), 860.
- (26) 土方 森, 機械の研究, 30-1(昭62), 167.
- (27) Xu, X. & Carey, V. P., *Int. J. Heat Transf.*, 30-11(1987), 2385.
- (28) Bologa, M. K., ほか2名, *Heat Transfer-Soviet Research*, 20-2(1988), 154.

- (29) Han, J. C., *J. Heat Transf.*, 110-5(1988), 321.
- (30) 高橋・ほか2名, 機論, 51-461(昭60), 350.
- (31) 棚沢・ほか3名, 機論, 50-451(昭59), 896.
- (32) 高野・ほか2名, 機論, 53-487(昭62), 980.
- (33) 森・ほか2名, 機論, 41-349(昭50), 2681.
- (34) 山田・ほか2名, 機論, 43-369(昭52), 1879.
- (35) 森・ほか2名, 機論, 43-371(昭52), 2670.
- (36) 山田・森, 機論, 47-417(昭56), 844.
- (37) 渡辺・ほか2名, 機論, 49-439(昭58), 685.
- (38) 山田・ほか2名, *Trans. ASME, Ser C, Vol. 106*(1984), 735.
- (39) 架谷・板谷, 化学工学, 49-4(昭60), 248.
- (40) 平野, 機習教(1985), 45.
- (41) 福田・ほか4名, 原子力学会誌, 28-4(昭和61), 70.
- (42) Li, C. H., *AIChe Journal*, Vol. 32, No. 2(1986), 341.
- (43) 磯田, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第2分冊), (昭63-6), 211.
- (44) Torikoshi, K., ほか3名, *The 24rd National Heat Transfer Conference, HTD-Vol. 72* (1987), 91.
- (45) 平野・ほか2名, 機論, 53-485(昭62), 216.
- (46) 吉澤・ほか2名, 機論, 54-504(昭63), 2117.
- (47) 吉澤・ほか2名, 機論, 54-504(昭63), 2192.
- (48) 神坂・ほか2名, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第1分冊), (昭63-6), 181.
- (49) Galant・ほか5名, *L'Industrie Ceramique*, No. 748(1984), 425.
- (50) Smith, K. O., *Trans. ASME*, Vol. 106(1984), 672.
- (51) Ward, M. E., ほか2名, *ASME Paper No.85-HT-78*(1985).
- (52) 福迫・ほか3名, 機論, 51-470, B(昭60), 3174.
- (53) 相原・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 516.
- (54) 渡辺・ほか4名, 第25回日本伝熱シンポジウム講論集(第2分冊), (昭63-6), 334.
- (55) 黒崎・ほか2名, 機論, 53-488, B(昭62), 1284.
- (56) 石黒・ほか2名, 第65期全国大会講論集, (昭62), 297.
- (57) 熊田・ほか3名, 機論, 53-487, B(昭62), 1032.
- (58) 熊口・ほか3名, 第23回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭61-5), 719.
- (59) Glicksman, L.R. and Modlin, J., *Proc. 8th, Int. Heat Trans. Conf.*, 5(1986), 2605.
- (60) 宮本・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講論集, (昭62-5), 151.
- (61) 永橋・ほか2名, 機論, 52-476, B(昭61), 1489.
- (62) 相原・ほか3名, 機論, 52-476, B(昭61), 1718.

- (63) 福迫・ほか3名,第20回日本伝熱シンポジウム講論集,(昭58-6),301.
- (64) 山田,第23回日本伝熱シンポジウム講論集,(昭61-5),707.
- (65) 相原,機論,52-481, B(昭61), 3131.
- (66) Scherberg, M. G., ほか2名,Progress in Heat and Mass Transfer, 6(1972),739.
- (67) Kosky, P. G., Int. J. Heat Mass Transf., 19-5(1976-5), 539.
- (68) 桑原・ほか3名,機論,50-454, B(昭59),1549.
- (69) 林・ほか3名,機論,54-505,B(昭63),2617.
- (70) 松田・ほか2名,機論,54-506, B(昭63),2862.
- (71) 林・ほか3名,第24回伝熱シンポジウム講論集,(昭62-5),669.
- (72) 相原・ほか3名,機論,53-492, B (昭57), 2567.
- (73) 林・ほか3名,第25回伝熱シンポジウム講論集(第1分冊),(昭63-6),190.
- (74) 相原・ほか2名,第25回伝熱シンポジウム講論集(第1分冊),(昭63-6), 187.

2成分蒸気の凝縮伝熱

土方邦夫、姫野修廣（東工大）

1. はじめに

最近、2成分混合媒体を用いたランキンサイクルやヒートポンプサイクルが、高効率なエネルギー変換サイクルとして注目されている。2成分混合媒体は、単成分媒体とは異なり、沸騰あるいは凝縮といった相変化過程において、過程の進行とともに平衡温度が変化する。そのためサイクルの作動媒体として用いた場合には、熱交換器内で作動媒体の温度が変化した熱源との温度差を小さくできるため、サイクルの高効率化を図ることができる。

しかしながら、その相変化過程においては、伝熱面近傍に濃度境界層が形成され、これが拡散熱抵抗となって熱伝達の劣化をもたらす。そのため2成分媒体の凝縮あるいは沸騰伝熱の特性の解明が急務となっており、著者らは最近数年間にわたり、2成分蒸気の凝縮熱伝達に関して一連の研究を行ってきた。凝縮熱伝達に影響を及ぼす因子としては、(1) 蒸気流の状態（自然対流、強制対流）、(2) 伝熱面の形状（平滑面、フィン付面）、(3) 主流濃度条件（外部流、内部流）、(4) 相平衡の状態（共沸、非共沸）等が考えられる。そこで、自然対流凝縮、管外強制対流凝縮、管内強制対流凝縮につき系統的研究を行い、これらの影響をほぼ明らかにすることができたので、以下にその概要を簡単に紹介したいと思う。

2. 自然対流凝縮

2成分蒸気は、共沸混合蒸気と非共沸混合蒸気に大別することができ、非共沸混合蒸気の場合には、前節で述べたように凝縮面近傍に低沸点蒸気成分濃度の高い濃度境界層が形成され、これが気相側の拡散熱抵抗として働き熱伝達率の低下をもたらす。一方、共沸混合蒸気においても、共沸点からずれた場合には、やはり気相中に濃度境界層が形成され、熱伝達率の低下が生じる。

本節では、こうした共沸および非共沸混合蒸気の鉛直平板上での自然対流凝縮につき、実験的および理論的研究を行った結果について紹介する。

2・1 自然対流凝縮の理論解

2成分蒸気が鉛直平板上で凝縮するとき、低沸点成分と高沸点成分の分子量の大小関係により、気相側の濃度境界層が下向きに発達する場合と、凝縮液膜とは逆に上向きに発達する場合が存在する。このうち濃度境界層が上向きに発達する場合には、気液界面温度が一定とはならず相似解が存在しない。そのため解析的取り扱いが難しくなるが、この場合

伝熱研究 Vol. 28, No. 108

でも形式的に界面温度を一定として気相側と液相側の熱抵抗を独立に計算し、全体の熱抵抗はこれら2つの熱抵抗が直列に存在するとして計算する(こうして得られる解を疑似相似解と呼ぶ)ことにより、多くの場合十分な精度で熱伝達率を見積もることができる(1)。具体的には、気相側に働く重力を逆向きにし、形式的に境界層の発達方向を下向きにして相似解を求め、熱伝達率を計算する。

気相側の方程式に境界層積分法を適用して解析解を求めると、単位面積当りの凝縮量 \dot{m} は次式のように与えられる(1)。

$$\dot{m}^4 = \frac{g}{15} D^2 \rho_i^4 \frac{(W_{2i} - W_{2\infty})^5}{(W_{2i} - W_{2\ell i})^4} M^* \left\{ 1 + \frac{15}{28} M^* (W_{2i} - W_{2\infty}) \right\} / \left[W_i \left(\frac{W_{2\infty} - W_{2\ell i}}{W_{2i} - W_{2\ell i}} \right) \left\{ Sc + \frac{20}{21} + \frac{25}{63} M^* (W_{2i} - W_{2\infty}) \right\} \times W_i \left(\frac{W_{2\infty} - W_{2\ell i}}{W_{2i} - W_{2\ell i}} \right) \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$M^* = (M_2 - M_1) / \{ M_1 + (M_2 - M_1) W_{2\infty} \} \quad (2)$$

ここで、 W_2 は成分2(低沸点成分)の質量分率、 g は重力加速度、 D は拡散係数、 ρ は蒸気密度、 M は分子量、 Sc はシュミット数、 x は凝縮面上端からの距離、 L は蒸発潜熱である。また添字 i 、 1 、 ∞ はそれぞれ気液界面、液膜側、主流を表す。

実際に熱伝達率を計算する際には、式(1)と液膜方程式、相平衡条件を連立させて解くが、与えられた主流条件に対して界面温度 T_i をパラメータにとって計算を行うと、計算が容易である(1)。

2・2 実験装置および方法

実験は内容積400mm×400mm×800mmの密閉容器内で行った。装置の概略を図1に示す。容器内に入れられた試料混合液は、下部に設置したブラグヒータで加熱される。発生した蒸気は上部壁面に取り付けられた凝縮面で凝縮する。凝縮面は外形50mm×50mmの銅製で、その背面を恒温槽で一定温度に調節した冷却水で水冷している。凝縮量は、凝縮面下部のメスシリンダーで測定し、これより熱流束を算出する。壁温と主流蒸気温度は熱電対により測定し、主流蒸気濃度はガスクロマトグラフで分析定量した。

凝縮面には、平滑面と鉛直方向にフィンを持つフィン付面を用いた。図2にフィン付面のフィン形状を示す。图中、小フィン(low

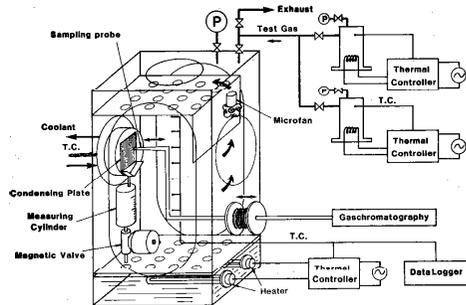


図1 自然対流凝縮実験装置

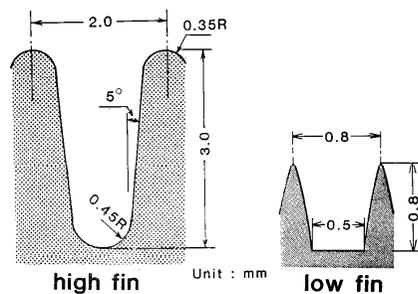


図2 フィン付凝縮面の形状

fin) は、フィン先端での曲率が大きいいため表面張力の効果が大きく、純蒸気に対して高性能な伝熱面である。それに対し大フィン (high fin) は、フィン高さが高く、拡散層においてもフィン効果 (伝熱面積増加効果) が現れるよう考慮したものであり、2成分蒸気に対して高い性能が期待される伝熱面である。

2・3 フロン系非共沸混合媒体の凝縮

最初に非共沸混合媒体の代表的物質として、R113-R114、R113-R11のフロン系混合冷媒の伝熱特性を示す。表1に、その物性値を示す。実験では、R113を主媒体とし、これに低沸点蒸気であるR114またはR11を最大10%まで混合して実験を行った。

平滑凝縮面

図3は、R113-R114混合気体の平滑凝縮面に対する平均熱伝達率を、主流と壁面との温度差に対して示したものである。実線は前節で述べた疑似相似解による理論曲線を表し、主流蒸気のR114モル分率をパラメータとして示してある。R114濃度が高いほど熱伝達率の低下が大きいが、温度差が大きくなるにつれてR113純蒸気の値に漸近している。これは、主流のR114濃度の増加とともに気相中の濃度境界層が厚くなり拡散熱抵抗は増加するが、温度差が大きくなるにつれて、凝縮しにくいR114蒸気の凝縮量が増加するため、純蒸気の熱伝達率に漸近するものと考えられる。実線で示す疑似相似解は、こうした熱伝達特性を良く予測している。

図4にはR113-R11混合気体の平均熱伝達率を

表1 R113、R114、R11の物性値

	Molecular Weight $M(\text{kmol/kg})$	Saturation Temperature $T_S (\text{K})$	Latent Heat $L(\text{kJ/kg})$
R113	187	321	145.8
R114	171	277	117.7
R11	137	297	171.9

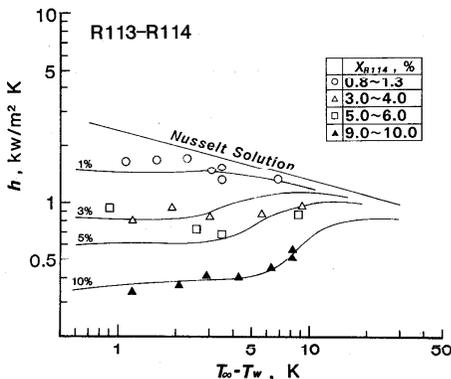


図3 平滑面の凝縮熱伝達率 (R113-R114)

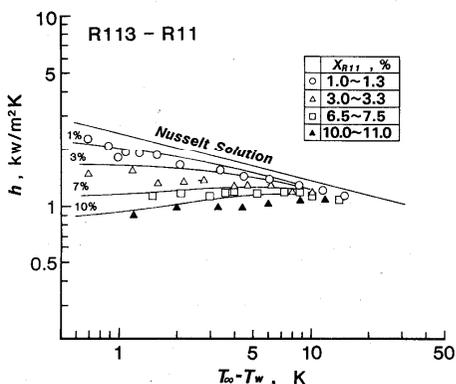


図4 平滑面の凝縮熱伝達率 (R113-R11)

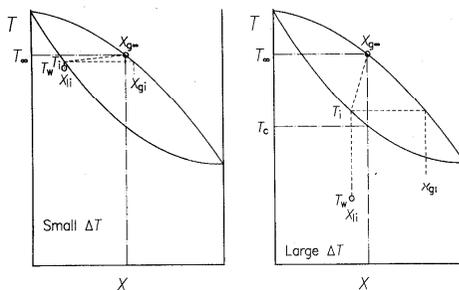


図5 相平衡図

示してあるが、図3の R113-R114混合気と比較すると、純蒸気からの熱伝達率の低下が小さい。これは、R113-R11の方が R113-R114に較べて分子量差が大きいので浮力が大きく、そのために境界層厚さが薄くなるためである。この場合も理論値と実験値との一致は非常に良い。

以上の2成分蒸気の自然対流凝縮の特性は、前節の式(1) によって明確に理解できる。式(1) を温度差の小さい領域で展開すると、凝縮量は気相側の温度差 $T_{\infty} - T_i$ の5/4 乗に比例することが確かめられる。周知のように凝縮量はまた液膜側の温度差 $T_i - T_w$ の3/4乗に比例するので、これらのことから温度差の小さい領域では、液膜側の温度差は気相側の温度差に較べて無視できることがわかる。すなわち気相側の拡散抵抗が液膜抵抗に較べて支配的となる。このために温度差の小さい領域において、熱伝達率の低下が大きくなるのである。一方、温度差が大きくなると、式(1) の分母に含まれる $W_{2\infty} - W_{2li}$ の項が重要となってくる。図5の相平衡図に示すように、壁温 T_w が低下するにつれ界面温度 T_i も低下するが、質量保存の関係より T_i は図の T_c より低くなることはできず、 T_c に漸近する⁽²⁾。したがって温度差の増加とともに、 $W_{2\infty} - W_{2li}$ は零に漸近し、式(1) より凝縮量は無限大となる。このことは温度差の大きな領域では、拡散抵抗は無視でき、液膜抵抗が支配的となることを意味する。見方を変えると、主流と壁温との温度差がどんなに大きくなっても、気相側の温度差は $T_{\infty} - T_c$ より大きくなることはできないため、相対的に液膜側の温度差が大きくなり、拡散抵抗が無視できるようになるのである。またこのことから、相平衡図上において、 $T_{\infty} - T_c$ すなわち液相線と気相線の間隔が大きいほど拡散層の影響が大きいことがわかる。

また分子量差が大きいほど拡散抵抗が小さいことは、式(1) の中の $M^{\frac{1}{2}}$ が分子量差に比例することから明らかである。

フィン付凝縮面

フィン付凝縮面の場合には、図6に示す2つの極限的状态を考えることにより、熱伝達率を見積もることができる。極限Aは拡散層がフィン高さに較べて十分薄く、気相中の境界層の外縁がフィン面と同形となっている場合で、フィンによる伝熱面積増加は、液膜だけでなく拡散境界層においても現れる。一方、極限Bは、濃度境界層が十分に厚く、気相の拡散層がフィン面を覆いつくし、その外縁は

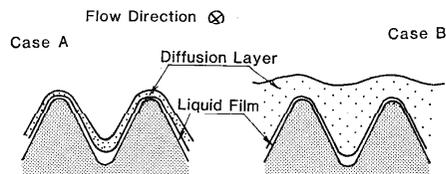


図6 フィン付面の凝縮モデル

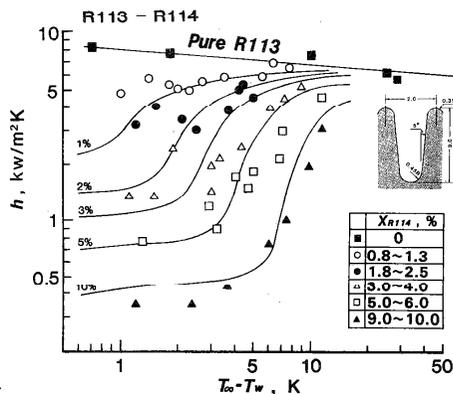


図7 大フィン面の凝縮熱伝達率 (R113-R114)

ほぼ平坦とみなせる状況である。この場合、フィンによる表面積増加は拡散抵抗層には何らの影響も与えず、平滑面と同じ伝熱面積とみなせる。

図7、図8は、図2に示す2つのフィン付凝縮面を用いた時の R113-R114混合気平均熱伝達率を示したものである。図中に描かれた実線は、極限Bに対して計算した理論曲線を表しており、液膜熱抵抗はR113純蒸気の熱伝達率から、また気相側拡散層の熱抵抗は平滑凝縮面に対する式(1)から見積もって計算した。両フィンともこうして計算した理論値により、熱伝達率をほぼ良く予測できることがわかる。これは R113-R114混合気の場合、分子量差が小さいために境界層厚さが厚く、極限Bに近いと考えられる。

一方、図9は、R113-R11混合気に対する大フィンの凝縮熱伝達率を示したもので、実線は極限B、破線は極限Aに対する理論値である。R113-R11の場合には、分子量差が大きく境界層が薄いため、実験値はこれら2つの理論曲線の間となっている。

このようにフィン付凝縮面の場合には、上述の2つの極限を考えることにより、熱伝達率の概略の値を見積もることができる。

2・4 弗素アルコール-水混合媒体(共沸および非共沸)の凝縮

従来用いられている R11、R113、R114等のフロン系媒体は約 200℃程度で熱分解の問題があり(3)、更にオゾン層の破壊の点からその使用が制限されつつある。そのため最近になって、高温で熱安定性が良くかつ熱力学的特性に優れた弗素アルコールと水との混合媒体が注目されてきている。

本節では、このうちペンタフロロプロパノール(C₃H₂F₅OH)-水とトリフロロエタノール(CF₃CH₂OH)-水混合媒体の凝縮特性につ

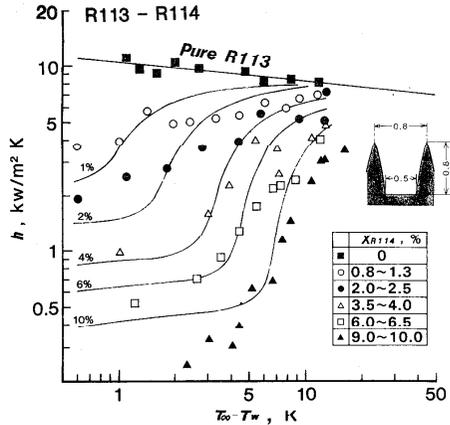


図8 小フィン面の凝縮熱伝達率 (R113-R114)

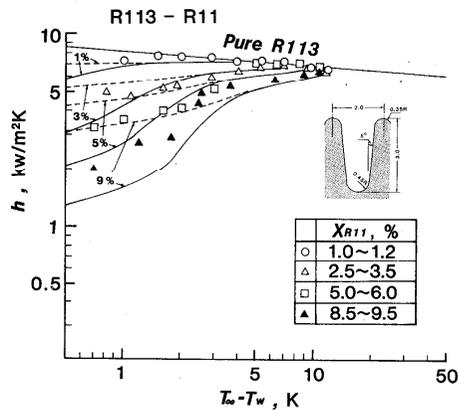


図9 大フィン面の凝縮熱伝達率 (R113-R11)

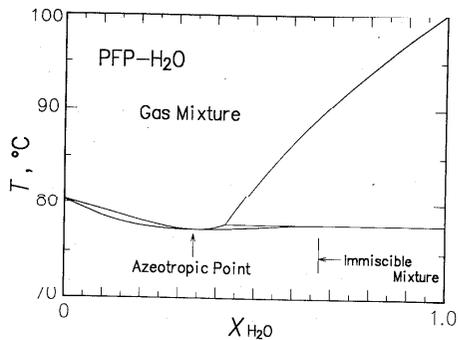


図10 PFP-水混合媒体の相平衡図

いて紹介する。以下、ペンタフロロプロパノールとトリフロロエタノールは、それぞれ”PFP”、”TFE”と略記する。それぞれの相平衡図を図10、図11に示すが、前者（PFP-水）は水濃度34.9mol%において共沸点をもつ共沸混合媒体である（ただし水のモル分率が42%以上で不溶解性となる）のに対し、後者（TFE-水）は非共沸混合媒体である。なお図10、図11は相平衡データをもとに推算したものであり、図10はNRTL式(4)、図11はWilson式(5)を用いた。

PFP-水混合媒体の凝縮

平滑凝縮面に対する平均熱伝達率を図12、図13、またフィン付凝縮面（大フィン）に対する平均熱伝達率を図14に示す。いずれの場合も気相側拡散抵抗による熱伝達率の低下は小さく、水蒸気濃度13%の場合を除いて無視できる程度である。前節で述べたように、拡散抵抗による熱伝達率の低下は、気相線と液相線の間隔に関係しており、図10の相平衡図に見られるように両者の間隔はかなり狭い。そのため熱伝達率の低下が小さくなっている。またPFPの分子量（150）が水の分子量（18）に較べ十分大きく浮力が大きいことも、熱伝達率の低下が小さい原因の一つと考えられる。

以上のように、PFP-水混合媒体は広い濃度範囲で良好な伝熱性能を示す。

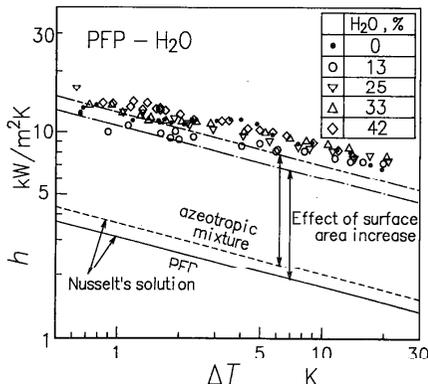


図14 大フィン面の凝縮熱伝達率 (PFP-水)

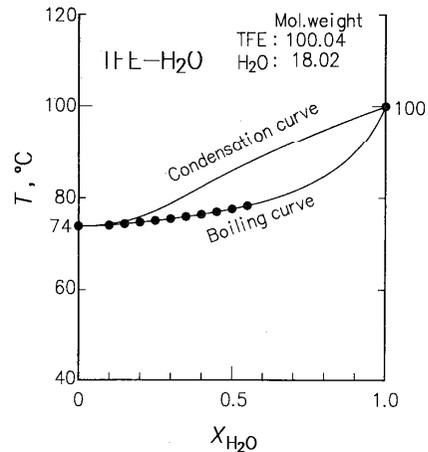


図11 TFE-水混合媒体の相平衡図

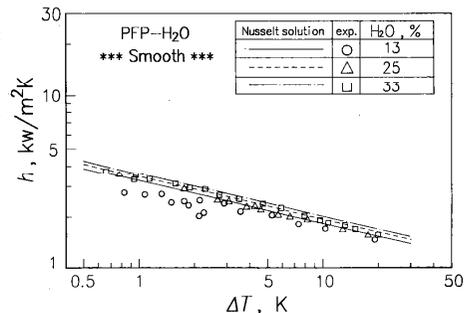


図12 平滑面の凝縮熱伝達率 (共沸点以下)

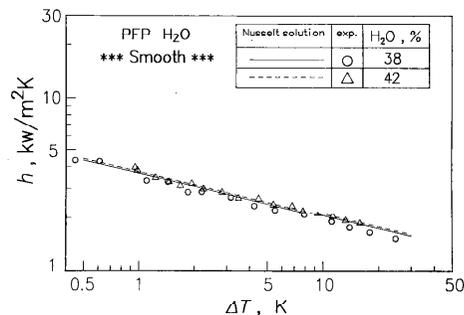


図13 平滑面の凝縮熱伝達率 (共沸点以上)

また図15には、平滑凝縮面に対する水蒸気濃度13%の実験値を、2・1節で述べた理論計算と比較した結果を示してある。理論値と実験値はほぼ一致しており、共沸媒体であっても前述の解析解により熱伝達率を十分な精度で予測できることがわかる。

TFE-水混合媒体の凝縮

TFE-水混合媒体は、図11に見られるように理想溶液とは大きく異なった相平衡図をもち、水のモル分率が0%近くでは液相線と気相線が非常に接近しており、水のモル分率が増加するにつれ液相線と気相線の間隔が急激に大きくなる。こうした相平衡図の特徴は、TFE-水混合媒体の凝縮に大きな影響を与える。

図16は、平滑凝縮面に対する平均熱伝達率を示したもので、主流蒸気中の水のモル分率を変化させて測定を行った。温度差が大きくなるにつれヌセルト解に漸近する特性は、フロン系混合媒体と同様であるが、水蒸気濃度の増加とともに低温差域において熱伝達率が急激に低下している。これは上述の相平衡図の特性、およびTFEの潜熱(3.713x10²kJ/kg)と水の潜熱(23.09x10²kJ/kg)が大きく異なることに関係している。図17は、水蒸気濃度が23-28%に対して前述の解析解と実験値を比較したものである。こうした特異な相図をもつ混合媒体であっても、式(1)で示す解析解により熱伝達率を十分な精度で

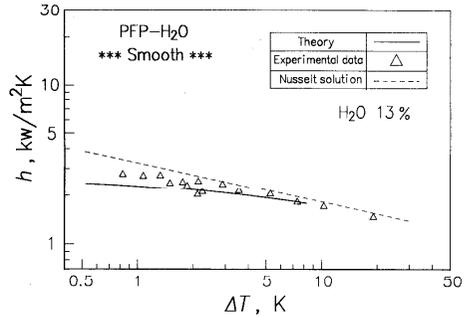


図15 実験値と理論値の比較
(水濃度13%)

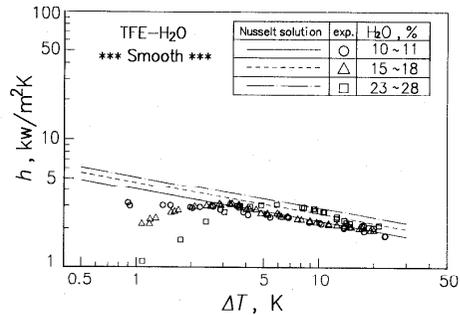


図16 平滑面の凝縮熱伝達率
(TFE-水)

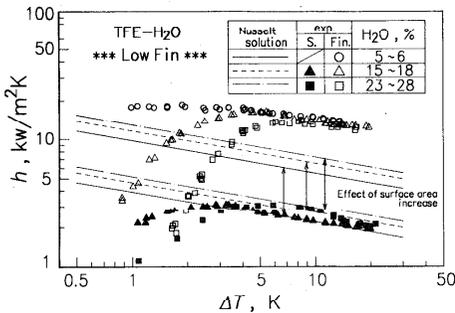


図18 小フィン面の凝縮熱伝達率
(TFE-水)

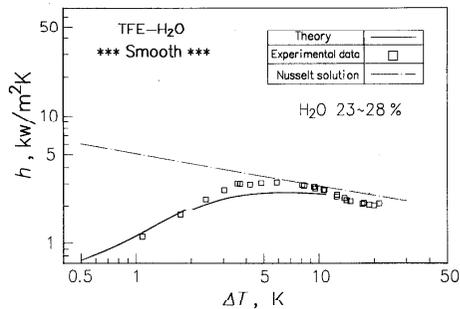


図17 実験値と理論値の比較
(水濃度23-28%)

予測できる。

図18は、フィン付凝縮面（小フィン）に対する熱伝達率を、平滑凝縮面の結果と併せて示したものであるが、低温度差域で大きな熱伝達率の低下が見られる。特に水蒸気濃度が高い場合には、フィン付凝縮面と平滑凝縮面の熱伝達率はほぼ等しくなり、拡散抵抗が支配的となっていることがわかる。しかしながら、熱伝達率の低下が温度差が3-5K以下の領域で生じ、実際の凝縮器では温度差が5K以上あることを考えると、混合媒体を用いたことによる熱伝達の劣化は小さく、伝熱学的観点からはランキンサイクルの作動媒体として非常に有望であると考えられる。

以上見てきたように、PFP-水、TFE-水混合媒体は、ともに良好な伝熱性能を示す。しかしながら実際の使用に当たっては、腐食性の問題について十分考慮する必要がある。筆者等がこれらの媒体を用いて実験を行った際、最も苦労したのはこの腐食性の問題である。まずアクリル等の大半のプラスチック類は、溶解してしまう。また実際に確かめなかったが、アルミニウムも侵されるとのことである。さらにゴム類は、これらの物質を吸収し膨張する。そのためシールに用いたリングは実験中膨張し、装置を分解する度にリングを取り替えなければならなかった。実用を考えると、熱力学的および伝熱学的検討とともに腐食性の点について十分な検討が必要と思われる。

3. 管外強制対流凝縮

非共沸2成分蒸気の強制対流凝縮に関しては、これまで主として理論的研究がなされており、例えば DennyとJusionis⁽⁶⁾、藤井ら⁽⁷⁾の平板上の強制対流凝縮に関する研究、DennyとSouth⁽⁸⁾の水平円管前方よどみ点近くの膜状凝縮に関する研究、Lucas⁽⁹⁾の平板上で体積力対流と強制対流が共存する場合の層流膜状凝縮に関する研究等がある。しかしこれらの研究はいずれも相似解が得られ、平板上やよどみ点など比較的理論解析が容易でしかも蒸気流が層流状態の場合に対するものである。實際上熱交換器などにおいて重要な管外凝縮に関する研究はほとんど行われておらず、特に実験的研究はこれまで全く報告されていない。

こうしたことから著者等は管外凝縮につき実験的および理論的研究を行ったが^{(10),(11)}、本節ではその結果について紹介する。

3・1 拡散抵抗の解析

自然対流凝縮と同様、強制対流凝縮においても、伝熱特性を解明するためには蒸気側の拡散抵抗の解析が極めて重要である。しかしながら、円管まわりの凝縮では流れの剝離等の問題があるため厳密な解析は難しい。そこで以下に示すように、熱と物質伝達の相似則の適用に関し詳細な検討を行い、凝縮による吸い込みの影響が大きい温度領域でも適用可能な熱伝達率の評価式を導いた。

壁面に沿う方向を x 、それと直角方向を y とし、それらの速度成分を u 、 v として境界

層形の流れを仮定すると、成分1の連続およびエネルギー保存の関係は、 a を温度伝播率として

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \frac{\rho}{\rho_i} (1-W^*) u dy = \frac{(W_L - W_\infty)}{(W_L - W_i)} D \left(\frac{\partial W^*}{\partial y} \right)_i \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \frac{\rho}{\rho_i} (1-T^*) u dy - v_i = \frac{\rho_\infty}{\rho_i} a \left(\frac{\partial T^*}{\partial y} \right)_i \quad (4)$$

となる。ここで、 T^* 、 W^* は、温度 T と質量分率 W を主流と界面の値で無次元化した値である。 T^* 、 W^* の境界条件は全く同一であるから

$$\frac{\rho_\infty}{\rho_i} = D \frac{(W_L - W_\infty)}{(W_L - W_i)} \quad (5)$$

が成り立っていれば、式(3)から求まる濃度分布は、式(4)において v_i が零(吹き出し、吸い込みがない)の温度分布によって推定しうることになる。円柱まわりの平均的な温度勾配は、円柱径を d とすると、円柱まわりのヌセルト数の経験式(12)を用いて

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial y} \right)_i = Nu/d = 0.27 Re^{0.6} Pr^{1/3} / d \quad (6)$$

で与えられるから、 $\left(\frac{\partial W^*}{\partial y} \right)_i = \left(\frac{\partial T^*}{\partial y} \right)_i$ の関係を用いて

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \rho_i \frac{(W_\infty - W_i)}{(W_L - W_i)} D \left(\frac{\partial W^*}{\partial y} \right)_i \\ &= \frac{\rho_i D}{d} \frac{(W_\infty - W_i)}{(W_L - W_i)} \left(\frac{\nu}{a} \right)^{1/3} (0.27 Re^{0.6}) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 a の値を式(5)から求め式(7)に代入すると

$$\dot{m} = C \frac{(W_\infty - W_i)}{(W_L - W_i)^{2/3} (W_L - W_\infty)^{1/3}} \rho_i^{2/3} \rho_\infty^{1/3} \frac{D}{d} (0.27 Re^{0.6} Sc^{1/3}) \quad (8)$$

となり、凝縮量を求めることができる。ただし実際にはフィンあるいは液膜の波立ちにより拡散層内での物質伝達が促進されるので、その効果を C で表すことにする。その影響が無視できる時、 $C=1$ となる。

式(8)から分かるように境界における液相濃度 W_i が主流の蒸気濃度 W_∞ に近づくと、 \dot{m} は無限大となり気相中の拡散抵抗が無視できるようになる。このことは、温度差が大きくなると、拡散抵抗は液膜抵抗に比べて相対的に低下し零に近づくことを意味している。式(8)の導出にあたっては、壁面での吸い込みによって流れ方向の速度分布 u が大きく変わらないと仮定しているので、凝縮量が少ない領域で正確な式である。しかし、上述の特伝熱研究 Vol. 28, No. 108

性的ために温度差が大きい領域では拡散抵抗は液膜熱抵抗に較べて無視しうるようになるため、式(8)を用いても液膜抵抗も含めた全体の熱伝達率は、広い温度差領域にわたって精度良く見積もることができる。

3・2 実験装置および方法

実験装置の概略を図19に示す。試料蒸気はR113を主媒体とし、これにR114を最大10 mol%まで混入したものをを用いた。ボイラーで発生した蒸気は、浮子面積式流量計、流量調節バルブを通して流路断面積が140 mm x 60 mmの測定部に流入する。測定部には、その中央に直径が21mm、長さ150mmの試験用凝縮管が設置されており、表面での熱流束は、凝縮管下部に取り付けた液量計を用いて凝縮量から求めた。凝縮管表面温度および主流蒸気温度は熱電対により測定する。また主流蒸気は凝縮管の上流でリンプリングし、ガスクロマトグラフにより分析定量される。

なお測定部は、流れ方向を軸として自由に回転して取り付けられるようになっており、図19では凝縮管を鉛直に設置してあるが、流路を回転することにより水平にも設置できる。また試験部流路を主凝縮器の上に直接取り付けることにより、蒸気流が鉛直の場合にも実験できるようになっている。

本実験で用いた凝縮管は、平滑管と図20に示す表面形状をもつ2種類のフィン付管（大フィンと小フィン）である。各フィン付面で凝縮した凝縮液は重力方向に流下するため、鉛直凝縮管の実験では軸方向フィン、水平凝縮管の実験では周方向フィンのフィン付管を用いた。

3・3 鉛直凝縮管の伝熱特性

2成分蒸気凝縮の特性を明らかにする上において、その基本となるR113純蒸気の熱伝達率を明らかにしておく必要がある。図21に主流蒸気のRe数を変化させたときの熱伝達率の測定結果を示すが、これらの結果は、2成分蒸気凝縮における液膜の熱抵抗の見積りに用いる。

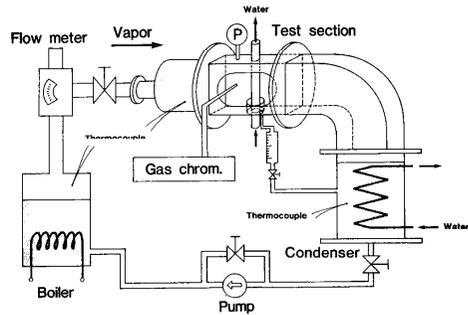


図19 管外凝縮実験装置

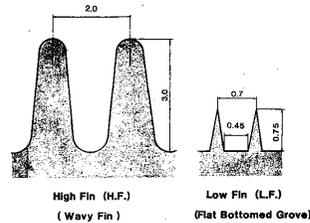


図20 フィン形状

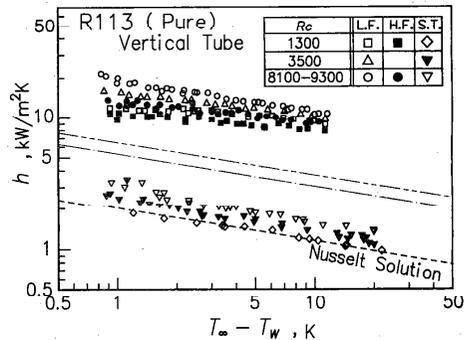


図21 純蒸気の熱伝達率（鉛直管）

2成分蒸気に対する熱伝達率の測定結果は図22-図24に示してある。図22は平滑管、図23は大フィン管、図24は小フィン管に対する結果である。図中、比較のためにR113純蒸気に対するヌセルトの理論解を破線、またフィンによる伝熱面積増加を考慮したヌセルトの解を、一点鎖線で示してある。また各実験点に対して描かれた実線は、前節で述べた熱伝達と物質伝達のアナロジーより計算した理論曲線である。気液界面温度 T_i を一定と仮定して、R113純蒸気の熱伝達率から液膜の熱抵抗を見積り、式(8)より拡散層の熱抵抗を計算して、これらが直列に存在するとして熱伝達率を計算した。実際には凝縮管表面での乱れの生成による伝熱促進があるので、式(8)のCの値として温度差によらず一定値を仮定し、最も良く実験値を説明するCの値を選んでいる。その値は、平滑管では2.7、大フィン管では2.1(Re=1300)、3.0(Re=8100)、小フィン管では1.9(Re=1300)、2.0(Re=3500)、2.6(Re=8100)となった。フィン付管の場合には、さらに伝熱面積増加率も考慮している。いずれの場合も一つの実験パラメータCだけで広い温度差領域にわたって実験値と理論値は非常に良く一致し、フィンまたは液膜による乱れの効果を考慮すれば、本計算により熱伝達率を十分な精度で見積もれることがわかる。また図23と図24より大フィンと小フィンで熱伝達率の値を比較すると、大フィンの方が純蒸気からの熱伝達率の低下が若干小さい。これは大フィンではフィン高さが高く乱流プロモータとしての効果が大きいと考えられ、伝熱促進がフィンによる乱流生成によってもたらされると考えることにより説明できる。ただし鉛直フィン付管の場合には、フィンと流れの方向が直角であるために、フィン高さの低い小フィンでも乱流プロモータとしての効果が大きい。

2成分蒸気の伝熱特性をさらに明確にする

伝熱研究 Vol. 28, No. 108

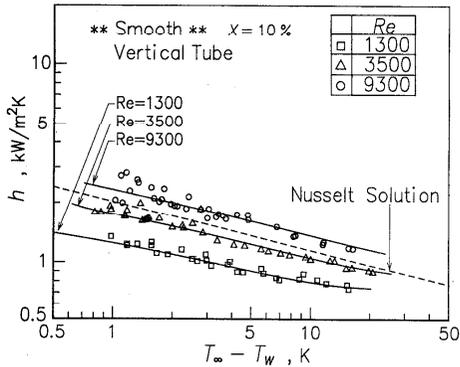


図22 鉛直平滑管の熱伝達率

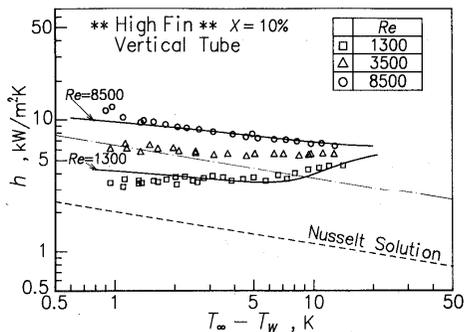


図23 鉛直大フィン管の熱伝達率

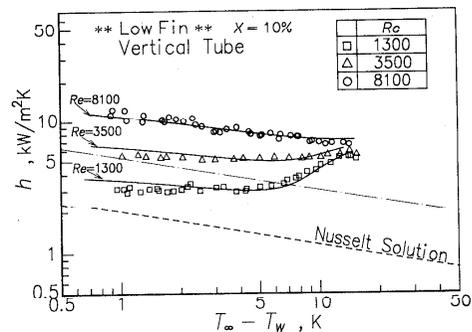


図24 鉛直小フィン管の熱伝達率

ため、図25、図26には、平滑管と小フィン管に対して実験的に求めた拡散層の熱伝達率を、理論値と比較して示した。図の実験点は、実験的に求めた熱伝達率から、純蒸気の熱伝達率より計算される液膜の熱抵抗を差引いて計算したものである。図の横軸は主流と気液界面との温度差 $T_{\infty} - T_i$ 、縦軸はこの温度差を代表温度差として計算した拡散層の熱伝達率である。ただし小フィン管(図26)に対しては、実表面積基準の熱伝達率を用いた。理論値は特にフィン付管において明確に表れている気体中の熱伝達率の急激な増加を非常に良く説明している。

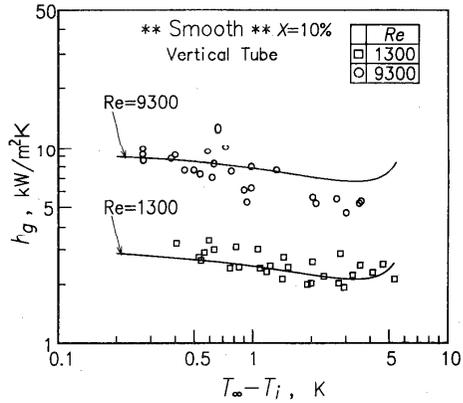


図25 拡散層の熱伝達率(鉛直平滑管)

3・4 水平凝縮管の伝熱特性

水平凝縮管の場合には、凝縮液が重力方向に落下するために、鉛直蒸気流と水平蒸気流の2つの場合について伝熱特性を明らかにする必要がある。

図27と図28は、それぞれR113純蒸気に対する鉛直蒸気流および水平蒸気流の実験結果を示したものである。図中の破線は水平平滑管に対するヌセルトの理論解、二点鎖線と一点鎖線は、それぞれ大フィンおよび小フィンの面積増加率を考慮したヌセルトの理論解である。これらの結果に対する考察は省略す

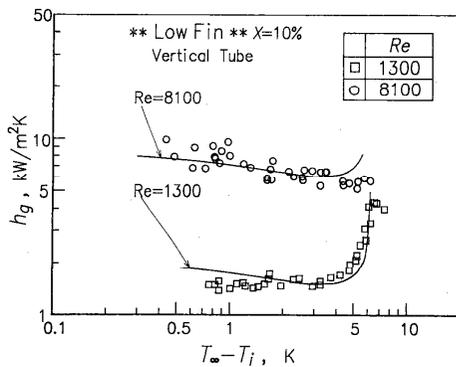


図26 拡散層の熱伝達率(鉛直小フィン管)

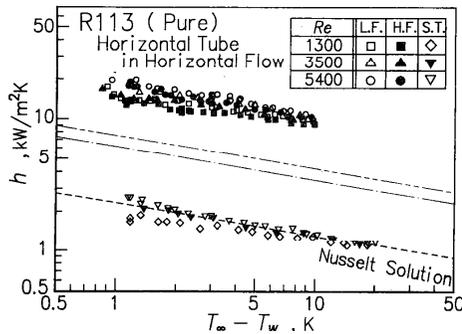


図28 純蒸気の熱伝達率(水平管・水平流)

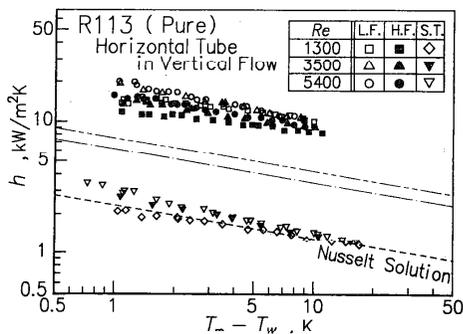


図27 純蒸気の熱伝達率(水平管・鉛直流)

るが、いずれも液膜抵抗の見積りに用いた。

次に2成分蒸気に対する結果について説明する。

最初に平滑管の結果を示す。図29は鉛直流、図30は水平流に対する平均熱伝達率を示したもので、图中、各Re数に対して描かれた実線は、前節と同様にして求めた凝縮熱伝達率の理論曲線である。伝熱促進率Cの値は、鉛直流の場合には2.2、水平流の場合には3.5である。このように一定の伝熱促進率を考慮することにより、水平管に対しても熱伝達率を精度良く見積もることができる。水平管水平流の場合には、液膜の厚い凝縮管下部が蒸気流に対し側面となるので、水平管鉛直流の場合に較べ波立ちが大きくなり、このことが伝熱促進率が高い原因と考えられる。

一方、フィン付管の場合には、液膜の波立ちに加えフィンによる伝熱促進が重要となる。図31、図32にそれぞれ大フィンに対する鉛直流と水平流の実験結果、また図33、図34に小フィンに対する鉛直流と水平流の実験結果を示す。

最初に大フィンの鉛直流(図31)と水平流(図32)の結果を比較する。各実験値に

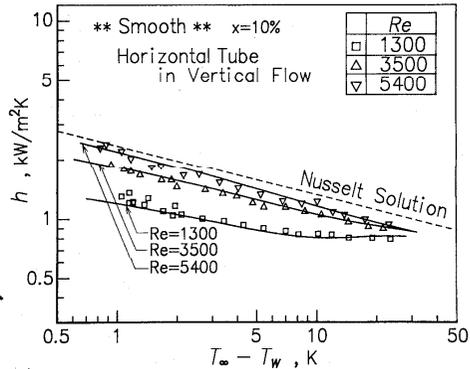


図29 平滑管の熱伝達率
(水平管・鉛直流)

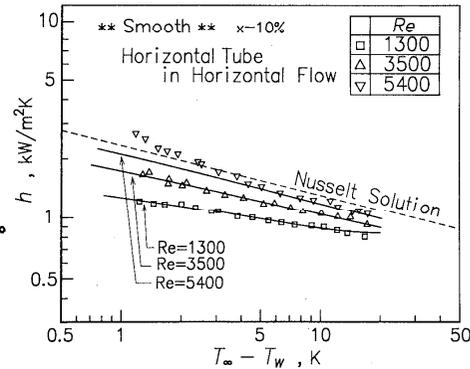


図30 平滑管の熱伝達率
(水平管・水平流)

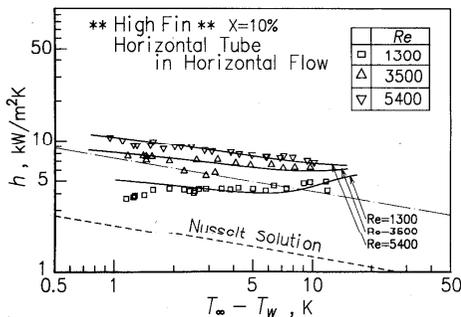


図32 大フィン管の熱伝達率
(水平管・水平流)

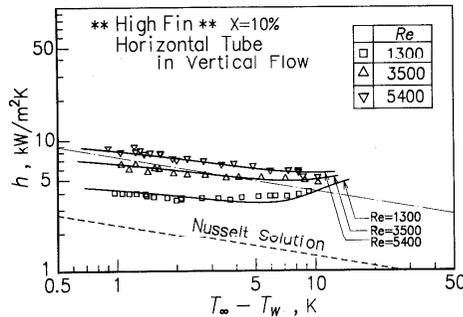


図31 大フィン管の熱伝達率
(水平管・鉛直流)

対して描かれた実線は、これまでと同様、式(8)で計算される拡散層の熱伝達率に伝熱促進率を乗じて求めた理論曲線である。鉛直流の場合には1.9、水平流の場合には2.5 ($Re = 1300$)、2.7 ($Re = 3500$)、2.8 ($Re = 5400$)である。平滑管と同様、水平流の場合には液膜の厚い凝縮管下部が蒸気流に対して側面となるため、鉛直流に較べて波立ちが大きく伝熱促進率が大きくなっている。

また小フィンに対しては、図33の鉛直流と図34の水平流の結果を見ると、鉛直流の場合(図33)には、拡散層の伝熱促進率(フィンによる伝熱面積増加効果は含んでいない)は、 $Re = 1300$ で1.0、 $Re = 3500$ で1.3、 $Re = 5400$ で1.4であり、軸方向フィンとなる鉛直管に較べてかなり小さい値となっている。ただし、実験値との一致は非常に良く、この場合も一定の伝熱促進率を考慮することにより、実験値を良く予測できる。それに対し水平流の場合(図34)には、一定の伝熱促進率Cでは実験値を説明しえず、図には伝熱促進率の下限と上限をそれぞれ点線と実線で示してある。Cの値は、 $Re = 1300$ では0.9~2.2、 $Re = 3500$ では1.0~2.2、 $Re = 5400$ では1.3~2.2である。このように温度差により伝熱促進率が一定とならないのは、水平流ではフィンによる乱れの生成と液膜の波立ちの影響の程度が温度差により変化するためと考えられる。温度差の増加とともに凝縮量が増加し液膜は厚くなるが、小フィンではフィン高さが低くフィンによる乱れの生成効果が小さいため、液膜の波立ちの影響が相対的に大きくなるためと考えられるが、この点に関しては、今後さらに検討が必要と思われる。最後に、本実験で得られた伝熱促進率

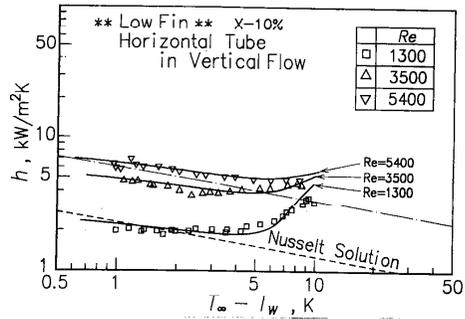


図33 小フィン管の熱伝達率 (水平管・鉛直流)

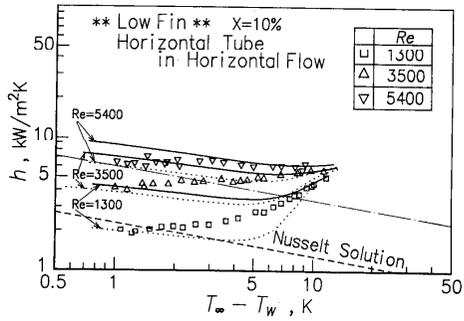


図34 小フィン管の熱伝達率 (水平管・水平流)

表2 伝熱促進率

鉛直管

	Re=1300	Re=3500	Re=8100
平滑面	2.7	2.7	2.7
大フィン	2.1		3.0
小フィン	1.9	2.0	2.6

水平管・鉛直流

	Re=1300	Re=3500	Re=5400
平滑面	2.2	2.2	2.2
大フィン	1.9	1.9	1.9
小フィン	1.0	1.3	1.4

水平管・水平流

	Re=1300	Re=3500	Re=5400
平滑面	3.5	3.5	3.5
大フィン	2.4	2.7	2.8
小フィン	0.9-2.2	1.0-2.2	1.3-2.2

の値を表2にまとめて示す。

4. 管内強制対流凝縮

2成分蒸気の管内凝縮では、流れ方向に凝縮が進行するとともに、蒸気中の高沸点成分濃度が増加するため、蒸气流速の流れ方向変化とともに蒸気組成の変化の影響が重要となる。こうした点で前節までの外部流とは本質的に主流条件が異なる。これまで2成分蒸気の管内凝縮に関しては、望月ら(13)-(15)、藤井ら(16)の研究報告があるが、2成分蒸気凝縮の基本的特性は必ずしも明確になっていないように思われる。

本節では、理論と実験の精度の良い比較が容易な鉛直管内で凝縮実験を行い、その伝熱特性を実験のおよび理論的に明らかにしたので(17),(18)、その結果について紹介する。

4・1 管内凝縮の理論解析

、流入蒸気が、流れ方向に組成の変化を伴いながら凝縮し、凝縮管出口において完全凝縮する場合について解析を行う。

図35は非共沸2成分蒸気の相平衡図を示したもので、流入蒸気は凝縮管入口で平衡状態にあり、その時の温度を T_{in} 、低沸点成分の質量分率を W_{in} とする。流れ方向に凝縮が進行するにつれ、気相側、蒸気側ともに低沸点成分の濃度が増加し、それに伴い界面温度 T_i は減少する。したがって、液膜が層流状態で流下し液膜内での拡散がほとんど生じない場合には、上流で凝縮した液がそのまま流下してくる壁面近くに較べて、界面での液膜の低沸点成分濃度は高くなる。凝縮管出口で完全凝縮する時には、全凝縮液の中に含まれる低沸点成分の量と入口蒸気中の低沸点成分の量は等しいはずであるから、液膜内での拡散混合が無視できる場合には、管出口において、 W_l は W_{in} より大きくなり、 T_i は図中の T_c （濃度 W_{in} の2成分溶液の沸点）より低くなる。すなわち、流入蒸気が完全凝縮するためには、 $T_{in} - T_c$ より大きな温度差が必要であることがわかる。

一方、液膜が乱流状態で流下し、そのため液膜内での混合が良く濃度分布が一様な場合には、管出口において W_l は W_{in} に等しくなり、ほぼ $T_{in} - T_c$ に等しい温度差で完全凝縮できることがわかる。

筆者等の実験では、凝縮液は凝縮管出口において波状もしくは乱流状態で流下していることが確認されたので、液膜内での混合が良く濃度が一様であるというモデル化を行って、理論計算を行った。

筆者等の興味の主眼は気相側の拡散層の解析にあるので、液膜側については簡単な取り扱いをすることとし、基礎方程式は、液膜側

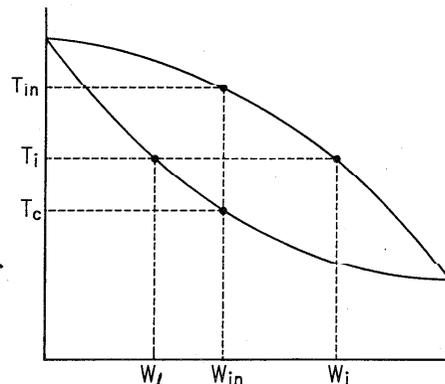


図35 相平衡図

については対流項を無視しヌセルトの解を適用する。ただし液膜の乱れの影響を考慮するため、実際の熱伝導率を定数倍した有効熱伝導率を用いた。

一方、気相側については、従属変数として断面内平均量を用い、一次元流の方程式を用いる。その際断面内の物質伝達率は、3・1節で述べた熱伝達と物質伝達のアナロジーを適用して見積る。Kaysの管内乱流熱伝達の式⁽¹⁹⁾を用いると、物質伝達率 h_d は、次式のように表すことができる。

$$h_d = \left(\frac{W_i - W_\infty}{W_\infty - W_\infty} \right)^{0.6} \frac{D}{d} (0.021 Re^{0.8} Sc^{0.6}) \quad (9)$$

また液膜内での混合が良く濃度が一様であるという仮定は、次式のように表され、液膜側と気相側の方程式の接続条件に用いる。

$$\frac{d}{dx}(\dot{G}W_\infty) = \dot{m}W_i + \rho h_d(W_\infty - W_i) \quad (10)$$

$$\frac{d\dot{G}}{dx} = \dot{m} \quad (11)$$

ここで、 \dot{G} は単位巾当りの液膜流量、 \dot{m} は界面での凝縮質量流束である。実際の計算にあたっては、式(10)、(11)の他に、気液界面における相平衡条件、液膜熱抵抗の式を連立させて、界面での状態量、および凝縮質量流束 \dot{m} を計算する。

4・2 実験装置および方法

試料蒸気は、R113を主媒体とし、これにR114を10 mol%、20 mol%混入したものを用いた。図36に実験装置の概要を示す。ボイラーで発生した蒸気は、流量計、気液分離器を経た後、試験部凝縮管に流入する。試験部は内径14mm、長さ900mmの凝縮管を2本直列に接続したもので、二重管構造とし、凝縮管の外側に冷却水を流し流量を調節することによ

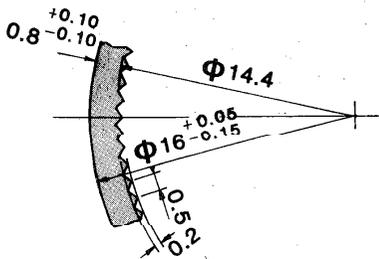


図37 フィン形状

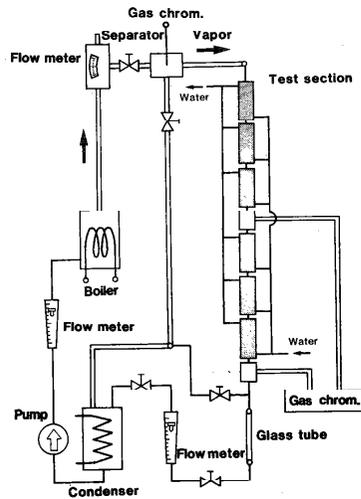


図36 管内凝縮実験装置

り、壁温をほぼ一定もしくは流れ方向に変化させられるようになっている。流入蒸気は凝縮管出口ですべて凝縮させる条件で実験を行い、凝縮管壁温、蒸気温度は熱電対により測定し、蒸気濃度は流れ方向に3ヶ所、凝縮液濃度は凝縮管出口でサンプリングを行い、ガスクロマトグラフにより分析定量した。凝縮液流量は凝縮管下部に接続したガラス管で液面が一定になるように流量バルブを調節し、その時の流量を流量計で測定して求めた。

なお本実験では凝縮管として平滑管とフィン付管を用いたが、フィン付管のフィン形状は、図37に示すようにフィン高さ 0.2mm、ピッチ 0.5mmの三角フィンでその面積増加率は1.28である。

4・3 壁温一定の条件下での凝縮特性

最初に冷却水流量を大きくし壁温がほぼ一定の条件で実験を行った結果について述べる。

図38は平滑管に対する熱伝達率の測定結果を示したもので、横軸は蒸気入口温度 T_{in} と壁温 T_w の差、縦軸はこの温度差に対して定義される平均熱伝達率 h である。R113純蒸気の場合、温度差が約 7 K以上で熱伝達率が急激に上昇しているが、これは液膜が層流から乱流に遷移するためと考えられる。ただしそれ以下の温度差においても液膜はかなり疲立っており、実線の理論計算では、液膜の熱伝導率を1.14倍することによりこの効果を考慮している。

一方、2成分蒸気の場合には、R114濃度の増加、および温度差の減少とともに気相側拡散抵抗のために熱伝達率が低下する。特に低温度差域では熱伝達率は急激に低下し、ある温度差以下では流入蒸気を完全凝縮させることができなかった。図中、各R114濃度に対して前述の $T_{in} - T_c$ の大きさを矢印で示してあるが、この限界温度差との対応は非常に良い。2成分蒸気の管内凝縮では、このように流入蒸気が全て凝縮できない限界温度差が存在することが大きな特徴となっている。

また各実験点に対して描かれた実線は、前節で述べた理論計算結果を示しており、液膜側については上述のR113純蒸気と全く同様にして計算した。理論値と実験値との一致は非常に良く、熱伝達率を良く予測できることがわかる。なおR114濃度10%の場合に極限A、

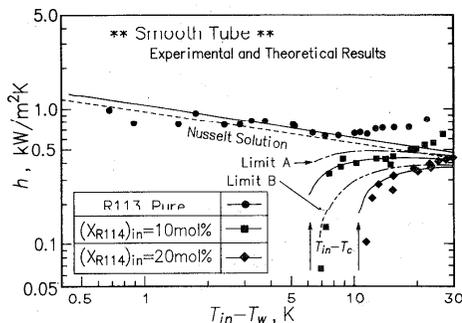


図38 平滑管の熱伝達率 (壁温一定)

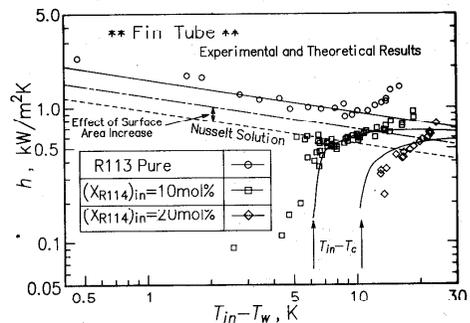


図39 フィン付管の熱伝達率 (壁温一定)

Bで示す曲線は、それぞれ気相側の拡散抵抗が0の場合と気相側の拡散抵抗が大きい極限の場合に対して計算した結果である(18)。

図39には同じく壁温一定の条件でフィン付管に対して実験および理論計算を行った結果を示してある。フィン付管の場合にはフィンによる伝熱面積増加効果および表面張力の効果により、平滑管に較べて熱伝達率は増加しているが、全体の傾向は平滑管と同様である。この場合も限界温度差が存在し前述の $T_{in}-T_c$ との対応は良い。また理論計算では気相側の拡散抵抗を平滑管と全く同様にして計算し、気相側におけるフィン効果は全く考慮していないが、実験値と理論値との一致は非常に良い。また2成分蒸気の熱伝達率の低下は、フィン付管と平滑管とではほぼ同程度であることから、フィン高さが0.2mm程度のフィン付管ではその伝熱促進効果は主として液膜の熱伝達に現れ、拡散層の熱伝達にはほとんど寄与しないことがわかる。

4・4 壁温が流れ方向に変化する条件下での凝縮特性

最後に、冷却水流量を小さくし壁温が流れ方向に変化させた場合の結果について述べる。

壁温が流れ方向に変化する場合には、代表温度差のとり方が問題となるが、ここでは蒸気温度 T_v と壁温 T_w との差を流れ方向に平均した値を代表温度差にとった。熱伝達率はこの温度差に対して定義される。図40には、壁温一定の実験結果も含めてこうして求めた平均熱伝達率を示してある。横軸は平均温度差である。図中、白抜きの印は壁温を変化させた時の実験値、黒塗りの印は壁温を一定としたときの実験値を示している。図より純蒸

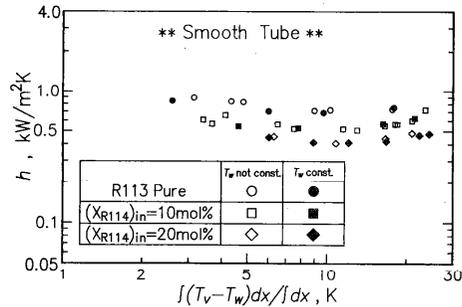


図40 平滑管の熱伝達率(壁温変化)

気、2成分蒸気ともにこの平均温度差を代表温度差にとることにより、壁温条件によらず熱伝達率を良く整理でき、その値はほぼ一定となることがわかる。また前述の限界温度差以下の範囲でもデータが得られているが、これは局所的には断面内の最大温度差が限界温度差以上となっているためである。

5. おわりに

以上、筆者等がこれまで行ってきた一連の研究に基づき、2成分蒸気の凝縮伝熱について述べさせていただいた。2成分蒸気の凝縮に関しては、かなりその特性を明らかにすることができたと思うが、まだ未解決の問題がいくつか残されているように思う。

ただ、この数年の間に、2成分混合冷媒を用いた家庭用エアコンの登場や、通産省工業技術院における「スーパーヒートポンプ・エネルギー集積システムの研究開発」プロジェクトの推進等、2成分媒体の相変化伝熱に関し活発に研究され成果を上げており、2成分

媒体による高効率サイクルが本格的に実用化されるのも間近のように思われる。

最後に、本稿で紹介した一連の研究は文部省科学研究費エネルギー特別研究（59040055、60040061、61040047）の助成によること、また実験に用いたPFPおよびTFEはダイキン工業より提供を受けたことを付記し、関係各位に謝意を表する。

文 献

- (1) Hijikata, K. ほか4名、Proc. 8th Int. Heat Trans. Conf., San Francisco, 4(1986), 1621
- (2) Sparrow, E.M. and Marchall, E., Trans. ASME, J. of Heat Transfer, 91(1969), 306
- (3) 遠上・野口、冷凍、59-676(昭59)、9
- (4) Renon, H. and Prausnitz, J.M., AIChE J., 15(1969), 785
- (5) Wilson, G.M., J. Am. Chem. Soc., 86(1964), 127
- (6) Denny, V.E. and Jusionis, V.J., Int. J. Heat Mass Transfer, 15(1972), 2143
- (7) 藤井・ほか2名、機論、53-4486(昭62)、541
- (8) Denny, V.E. and South, V., Int. J. Heat Mass Transfer, 15(1972), 2133
- (9) Lucas, K., Int. J. Heat Mass Transfer, 19(1976), 1273
- (10) Hijikata, K. ほか2名、JSME Int. J., 30(1987), 1951
- (11) 土方・ほか2名、機論、投稿中
- (12) 甲藤、伝熱概論、(1976)、121、養賢堂
- (13) Mochizuki, S., ほか2名、Trans. ASME, J. Heat transfer, 106-3(1984), 531
- (14) 望月・ほか2名、機論、54-503,B(昭63)、1796
- (15) 井上・ほか2名、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集、2(昭63)、460
- (16) 藤井・ほか3名、第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(昭62)、212
- (17) 姫野・ほか2名、第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集、2(昭63)、457
- (18) Hijikata, K. ほか2名、Proc. 1th KSME-JSME Thermal Fluids Engng. Conf., Seoul, 1(1988), 186
- (19) Kays, W.M., Convective Heat and Mass Transfer, (1979), 173, McGraw-Hill

霜層と着霜面の伝熱問題

齊藤 図 (室工大)

戸倉郁夫 (室工大)

1. はじめに

霜の発生は空気中の水蒸気が低温固体表面に凝縮凍結し、その初期氷晶を核とする集合結晶体へと成長する現象である。工業的には、氷点以下の伝熱面に対する霜層堆積など、主として低温を扱う分野において見られるが、自然界においてもまた、しばしば観察される場所である。たとえば、北海道など寒冷地においてしばしば深刻な問題となる霜害は、放射冷却による水蒸気凝縮が農作物に生ずる結果であり、また、土中の水分が凝集して地面を持ち上げる凍上 (frost-heaving) なども着霜現象である。

工学的には、低温熱交換器の伝熱面上に生じた霜層が時間的にその厚さを増し、通風抵抗を増加させるとともに熱交換器特性を低下させるなどの問題が生ずるので、ときどき、なんらかの方法により霜層を取り除かなければならない。現在のところ、着霜を長期間にわたって防止する有効な手段がないため、発生する霜層の熱的特性と成長速度の予測が研究の眼目となっている。

着霜現象は、さきにも述べたように、伝熱学的には熱と物質の同時移動現象であり、結果として生ずる霜層は多孔物質である。そのため、霜層に係わる伝熱は、霜層表面の条件によるだけでなく霜層表面と低温伝熱面間の熱的構造的状態によって左右される。従って、霜層の物理的性質は時間とともに変化することになり、氷の成長など通常の移動境界問題とはことなつた取扱が必要である。また、結晶成長に着目すると、霜層は初期氷晶を核として成長する際、隣接する結晶とたがいに影響を及ぼしながら大きくなるから、とうてい単一結晶成長と同じ扱いをすることはできない。

着霜研究の初期のものとしては、1933年のPiening[70]による水平円管に対する着霜時の熱伝達についての報告があり、1940年にはHiltz[31]による2重円管熱交換器における着霜による熱伝達低下が報告されている。これらは主として、着霜による熱伝達低下の定性的傾向の把握と着霜現象の観察であるが、より定量的な研究は、1950年に行われた亀井ら[45]の報告以降に盛んに行われるようになったと言える。それゆえ、着霜問題は伝熱研究のなかでは比較的新しい分野に属するといえよう。

初期の研究はほとんど霜層の熱伝導率や密度について実験的に解明したものである。これは、初期の研究者の興味が主として着霜下における熱伝達に注がれていたためである。着霜現象を解析するためには、関与する物理的因子を知らねばならないが、これはきわめて困難であり現在も

なおその努力が続けられている。実際の工業分野では、多くの種類の熱交換器が使用されている。このような場合には個々の熱交換器によって構造が異なり、一般的取り扱いがむずかしい。そのため、平板流れ、管内流れ、同心円管内流れ、クロスフロータイプ、管群など、個々の熱交換器に対しケーススタディ的に着霜データが報告されている。

以上、示した研究においては、霜層がある厚さに成長した後の状態を想定しているのので、霜層表面の熱伝達率は、平板のそれと同様に引き抜かれている。しかし、このようにして得られた結果は、研究者によってばらつきが多いものであることはよく知られている。このようなことを考えると、着霜に関するデータは現在でもなおその使用にあたっては十分な注意を要する。

一方、霜層の成長予測は低温熱交換器への応用や空調用ヒートポンプにおける除霜問題などに関連しきわめて重要なテーマであるに関わらず、その報告は少ない。この問題に関するアプローチは2つに大別できよう。そのひとつは、霜層の成長に関する物理的数学的モデルを考案し、これより数値計算などによって求めるものであり、他のひとつはある物理的条件下における実験を数回繰り返して、適当なパラメーターを仮定して得られた実験式によるものである。前者の場合には、モデルの実際に対する適正さが結果を決めることは当然であるが、種々の仮定のおきかたなど、困難な問題が多い。後者の場合は、ある決まった条件の場合にはきわめてよく実際を表すことができるが、実験式が得られた条件から離れるに従って、予測結果が悪くなるのは避け難い。

以上、着霜に関する研究は関与する因子の多様さ、実験条件を斉一にすることの困難などのため、多年にわたる研究にもかかわらずいまだ不確実の感を拭えない。本稿は、著者らがこれまでに収集した文献により、着霜現象に関するこんにちまでの研究を概観し、この分野に興味をもたれる方々の参考に供するものである。なお、著者らのおかれている地理的・時間的制約のため、重要な文献を見逃したり、あるいは浅学のため誤解のあることをおそれている。そのような節には、ご教示を賜れば幸いである。

2. 強制対流下における着霜

2.1 平板上における着霜

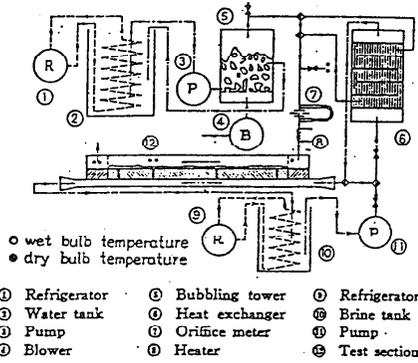
表面温度 -30°C 以上の比較的高い温度領域における着霜問題に関しては非常に多くの報告がある[32, 36, 38, 43, 104, 107]。林ら[107]及び山川ら[36, 37]は霜層表面における熱及び物質伝達率を報告している。図1に実験装置の概要を示す。ダクト内に設置された冷却面はブラインにより冷却される構造になっているが、空気の流速、温度及び湿度などが正確に保てるよう工夫されている。かれらは、熱及び物質伝達率は着霜開始の直後は着霜による表面粗さの見かけ上の増加により増加するが、それ以降は大きな変化しないことを見いだしている。

林らはまた、着霜過程には3つの段階があることを指摘している[38]。すなわち、(1)霜柱成長期、(2)霜層成長期および(3)霜層成熟期である。これらの分類は、霜層中の結晶の成長と結晶相

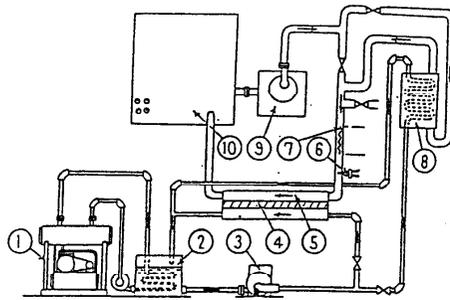
互の配列構造に対する観察を長時間行った結果によっている。図2は、この分類を空気中水蒸気濃度と冷却面温度によってまとめたものである。このような分類は、古くは雪の種類と気象条件を関連づけて整理した中谷、小林によるものが著名であるが、霜層に関しては、上述のものが最初であろう。林らはこのような分類に基づき、霜層密度の周期的変化ならびにそれとともに熱及び物質伝達率の変化がおこる理由を説明している。この研究はそれまで不明であった霜層の性質に関する物理的説明を可能にした点できわめて高い評価を得ている。図3は、彼らの物質伝達率を示したものである。

2. 2円管上への着霜

円管上への着霜は実用上の応用が多い。流れに直交する円管上に着霜する際の熱及び物質伝達に関しては、勝田ら[50]、Chungら[19]によるものがある。かれらはともに、円管上霜層表面における熱伝達は、着霜開始とともに低下し始め1時間ないし2時間後にはほぼ準定常値になるとしている(図4)。この傾向は、Shah[83]及びWhite[101, 102]



(a)Yamakawa's testing apparatus



Experimental setup: 1) refrigerating machine; 2) brine tank; 3) pump; 4) cryogenic test plate; 5) wind tunnel; 6) flow meter; 7) heater; 8) heat exchanger; 9) blower; 10) constant temperature and humidity room.

(b)Hayashi's testing apparatus

Fig.1 Yamakawa and Hayashi's testing apparatus

FROST FORMATION TYPE	CRYSTAL GROWTH PERIOD	FROST LAYER GROWTH PERIOD
A	A-I	
	A-II	
B	B-I	
	B-II	
C	C-I	
	C-II	
	C-III	
D	D-I	
	D-II	

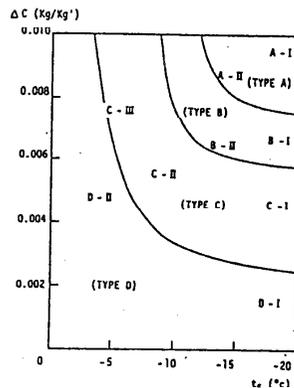


Fig.2 Hayashi's classification of frost formation type and its map

の実験によって確認されているが、さらに Cremersら[25]の自然対流下における実験でも同様の傾向が見いだされている。熱及び物質伝達率が準定常に達するのは、時間の経過による霜層密度増加にともなう熱伝導率増加が霜層厚さが増すことによる熱抵抗増加を打ち消すためと説明されている。Chungらは、霜層厚さは円管上全周にわたって一樣になることを示している(図5)。さらに、Schneider[84, 85, 86]は、円管上に成長する霜層は主流速度の影響を受ける程度が少ないと述べているが、このことはそれ以前に亀井ら[45]、Yonkoら[104]がすでに指摘している。

青木らは、強制対流下における円管上の霜層成長速度を求め[7]、霜層表面における水蒸気凝縮をともなう霜層成長モデルを提案している[8]。

2. 3管内における着霜

亀井ら[45]は、2重円管熱交換器に関する実験的研究を行い、熱及び物質伝達の間には

Lewisの関係が成立するが、より正確には Chilton-Colburnのアナログ

$$h/h_0 = c_p (Sc/Pr)^{2/3} \quad (2.1)$$

が適用できると述べている。また、この研究において、霜層の成長は流速によらないこと、霜層の一部が融解しそれが霜層表面付近で再凍結することにより、時間の経過とともに表面の緻密な霜層ができることなどを明らかにしている。この研究は、伝熱学的見地からきわめて興味深いもので、以降の研究に与えた影響も大きく、初期の着霜研究として重要なものである。熱伝達と物質伝達の間のアナログの成立に関しては、その後多くの研究が続いた[17, 49, 107, etc.]。Beattyら[9]は、2重円管熱交換器(図6)の

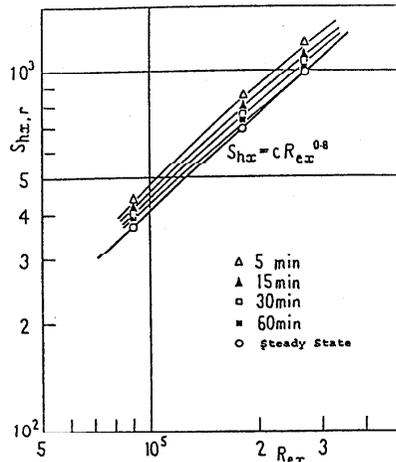
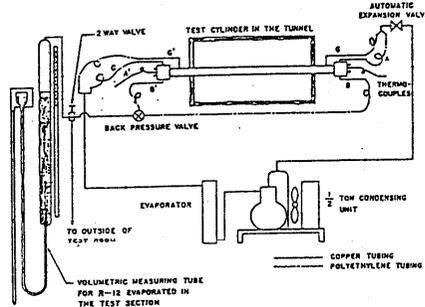
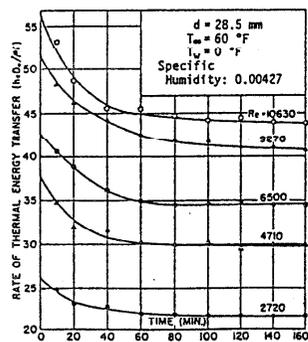


Fig.3 Mass transfer coefficient in dimensionless form



(a) Experimental apparatus



(b) Heat transfer rate

Fig.4 Heat transfer rate of frosting cylinder in forced convection

熱伝達特性評価に空気と冷却面温度で飽和する空気のエンタルピ差を用いることを提案している。

2. 4 熱交換器における着霜

フィンコイル形熱交換器，プレート熱交換器及び円管形熱交換器などにおける熱伝達特性及び通風抵抗が着霜の進行によってどのように変化するかなどが報告されている[3, 4, 10, 23, 33, 35, 39, 41, 42, 56, 59, 61, 71, 106]。これらの研究は熱交換器形式ごとに行われていて必ずしも一般的ではないので文献を示すにとどめる。

3. 自然対流下における着霜

自然対流下における着霜現象は，実際の応用面が多いだけでなく自然界にも多くみられ，また，強制対流の場合に比べて実験が容易であることもあり，多くの報告がなされている。

3. 1 平板上の着霜

Whitehurst[100]は，Pohlhausen[69]が平板上における速度および温度境界層の解析に際して用いた方法をそのまま適用することにより，霜層表面におけるそれらにもよく当てはまり，実験とも一致することを示した。また，かれは着霜による見かけ表面積の増加により熱伝達率は着霜初期には一時増加し，時間が経過ともなう霜層表面の平坦化と表面温度の上昇により熱伝達率が減少すると述べている。

熱および物質伝達率の時間的変化の傾向はGoodmannら[29]によっても実験的に調べられており，ともに時間経過による上昇傾向は少ないとされている(図7, 図8)。彼らは，この事実を，着霜による表面積の増加が温度境界層に及ぼす影響が少ないことによると説明し，マッハ・ツェンダ干渉計による観察結果をその根拠に

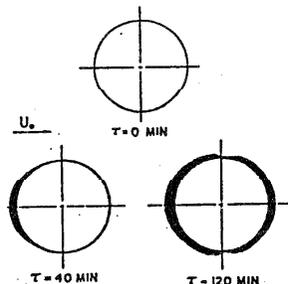
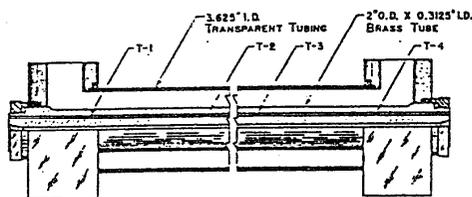
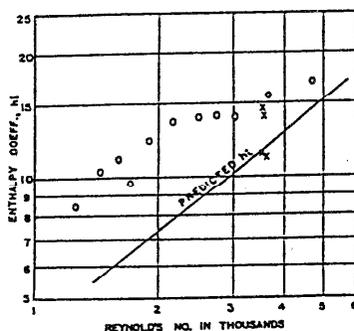


Fig.5 Frost layer on cylinder under forced convection ($Re=9270$, $d=28.5\text{mm}$, $T_{\infty}=60^{\circ}\text{F}$, $T_w=0^{\circ}\text{F}$, specific humidity = 0.00427)



(a) Double tube heat exchanger



(b) Heat transfer correlation based on enthalpy difference

Fig.6 Heat transfer in double-tube heat exchanger

掲げている。しかし、これは必ずしも正しいとはいえない。干渉計が示す温度分布は全光路にわたる平均的温度分布に過ぎず、局所的に小さな乱れに関する情報を含まないからである。Goodmannによって見いだされた興味ある事実は、霜層表面の温度が $\pm 1.5^{\circ}\text{C}$ の振幅で振動することである。

垂直平板からの自然対流着霜についても多くの報告があり[51,66]、その際の熱伝達率は着霜を伴わぬ通常の自然対流熱伝達率[77]と同じであるとの報告もある。これらの結果をまとめて図9に示した。これに対し、林ら[36]は同じ条件下で実験を行いさきの結果とはかなり違った結果を得ている。比較のため、これもあわせて図9中に記入してある。林らの結果は着霜のない自然対流の場合に比べてかなり高い値を示すが、彼らは、これは着霜による表面粗さによるものではなく、凝縮凍結の潜熱放出によって表面付近での温度勾配が大きくなるためと説明しているが、表面温度測定の問題にも起因するようである[105]。

田島らは、下向き水平平板の自然対流熱伝達について実験している[92-96]。また、沖野ら[67]は垂直円管外表面への着霜について報告している。いずれも、熱及び物質伝達率、霜層密度、成長速度などを求めている。

融霜に関しては、自然対流下における垂直平上霜層の融解実験[54]、またその際の融解速度を、多孔質水と氷-水の混合層モデルからの計算[55]などがある。

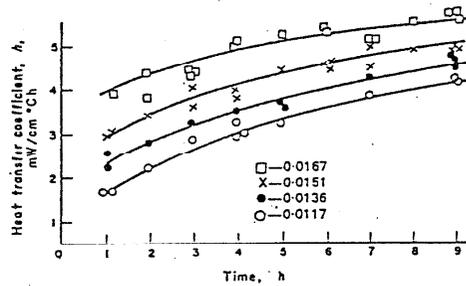


Fig.7 Variation of heat transfer coefficient with time

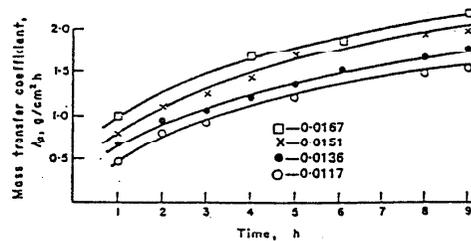


Fig.8 Variation of mass transfer coefficient with time

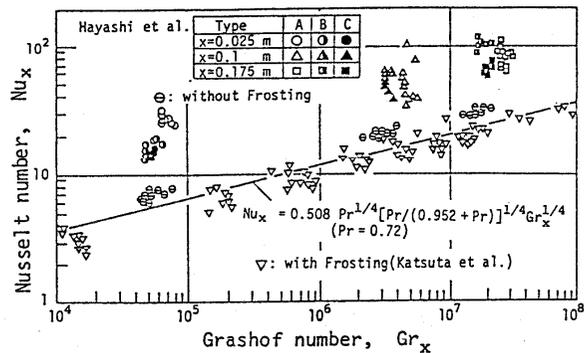


Fig.9 Heat transfer coefficient on flat plate under natural convection

3. 2 水平円管への着霜

Schropp[79]は着霜水平円管に対する平均熱および物質伝達率を、勝田ら[28]はその局所値を測定しているが、いずれもLevy[57]やHermann[30]らによって示されている純熱伝達の場合に等しい値である。

また、Stoecker[81]及び勝田ら[52, 53]は水平円管群の着霜について実験的研究を行い、隣接管との干渉効果を明らかにしている。

3. 3 狭い空間における着霜

Auracher[1, 2, 3]は毛細管中の水蒸気拡散と着霜について研究し、毛細管中の着霜による拡散に対する抵抗の増加は、同じ空隙をもつ多孔物質や充填層などの場合よりも小さいと述べている。

山川ら[109]は、狭い密閉空間における着霜熱伝達率を求め純熱伝達における数値解析結果と比較検討している。平行平板、2重同心円管及び球の中の空間に含まれる気体中の霜発生限界に関する理論的研究も報告されている[60]。

4. 極低温における着霜

4. 1 一般的事項

宇宙工学の発展により、ロケットなど高速飛行体の燃料のタンクや配管系などにみられる低湿度の環境下における極低温面への着霜問題が重要なテーマになってきている[18, 34, 73]。

円管まわりの着霜に関しては、着霜後十分に時間が経過すると、霜層は粗い部分とほとんど氷に近い密な部分にわかれることが知られている。このような霜層の多重構造は、表面において融けた水が内部に浸透し再凍結する結果であると説明されている。霜層内部が氷に近い状態になると熱伝導率が増し、表面温度が低下してさらに霜層が成長することになる[74]。

Loper[58]は液体酸素容器の熱伝達率を計算し、Smithら[82]は液体窒素によって-190℃に冷却されている面上の物質伝達の予測式を与えた。

$$m/A = [0.1107u_{\infty} + 25.87(p_{\infty} - p_s)^{1/2}][u_{\infty}^{1/2}(p_{\infty} - p_s)] \quad 1b_m/hft^2 \quad (4.1)$$

Baronら[12]は、液体窒素冷却垂直平板の着霜に関し、積分法による計算結果と実測結果を比較している。この結果、熱伝達率については両者はよく一致するが、物質伝達率については、実測値は計算値の1/10程度であるといっている。この原因について、彼らは、微小氷晶が水蒸気拡散の障害物として作用するためであるとしているが、真偽ははまだ確かめられていない。しかし、大久保ら[68]が行った-80℃における垂直平板における実験においても物質伝達率に関する類似の現象が報告されている。

4. 2 フォグ発生下における熱及び物質伝達率

極低温での着霜においては、冷却面に沿って発生するフォグの影響が考えられる。フォグ発生下では、物質伝達率はもはや霜表面と主流における水蒸気濃度差によって規定することはできない。フォグ発生に関しては、EpsteinおよびRosner[28, 75]らによる臨界過飽和均一核生成理論が

提案されている以外、きわめて報告が少ない状況にある[76]。これからの研究課題であろう。

5. 表面粗さの熱及び物質伝達率に対する影響

Chenら[21]は、着霜開始直後における熱伝達率増加は伝熱面表面の粗さの増加によることを明らかにし、霜表面における粗さと熱伝達率の関係に関する実験式を Nikuradse[64,65], von Karman[44]理論から導いている。

林ら[36]は彼らのモデルを用いて霜層成長ならびに着霜過程における表面粗さと物質伝達率の関係を論じている。実際の物質伝達率は表面が平坦であるとして求めたものと異なるが、その割合は、30-40%は濃度差が異なることにより、60-70%が乱れの増加による差であるとしている。この場合の霜層モデルは、高さの等しい氷柱が均一の分布しているものであるが、これによる成長速度は時間に比例することになる。従つて、これにより得られる結論は、着霜後比較的短時間の現象を説明していることになるが、表面粗さとの影響に関し物理的説明を与えた研究である。

以上述べたように、粗さの着霜に与える影響に関しては十分に明らかになっているとはいえない状況であり、さらにミクロな研究が望まれる。

6. 霜層の物性

6. 1 熱伝達率の理論予測

熱伝導率のような物性値は、霜層を基本的には水と空気の混合物と考えることにより、種々の方法が提案されているが、水と空気のあり方をどのように捉えるかによつて違つてくる。

例えば、Brailsford[11]は、最大および最小の熱伝導率 λ_{\max} , λ_{\min} は、空隙率、水および空気の熱伝導率を、それぞれ、 P , λ_{ice} および λ_a として、つぎのように求められるとしている。

$$\lambda_{\max} = (1-P)\lambda_{\text{ice}} + P\lambda_a \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{\lambda_{\min}} = \frac{1-P}{\lambda_{\text{ice}}} + \frac{P}{\lambda_a} \quad (6.2)$$

上の2式は、固体成分が熱流に対して平行あるいは垂直に配列している場合に相当することは明らかである。

物質中に孤立空隙が存在する場合の熱伝導率予測式は、Maxwell[62], Cheng[22] および国井[47]などによつて提案されていることは周知のごとくである。

Woodside[99]は、気体中に球状固体が正方格子配列する場合に関する予測式を求め、

$$\frac{\lambda_a}{\lambda_f} = 1 - \left(\frac{6s}{\pi}\right)^{1/3} \left\{1 - \left(\frac{a^2-1}{a}\right) \ln\left(\frac{a+1}{a-1}\right)\right\} \quad (6.3)$$

ただし、 $s = 1 - P$, P :空隙率, $0 < s < 0.5236$

$$a = 1 + \left[4 / \left\{\pi (\lambda_{\text{ice}}/\lambda_a - 1) (6s/\pi)^{2/3}\right\}\right]^{1/2}$$

この式は、雪や霜層の熱伝導率について概ねよい近似値を与えることが知られている。しかし、

これらの式が与える予測値は、霜層の構造や隣接する氷晶の相互干渉などによってかなり実際とは異なることがあるので、使用に当たっては注意が必要である。

霜層が時間的に成長することを考慮にいたモデルを用いて物性値を予

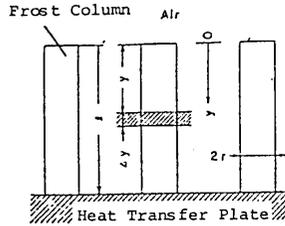


Fig.10 Yamakawa's model of frost layer

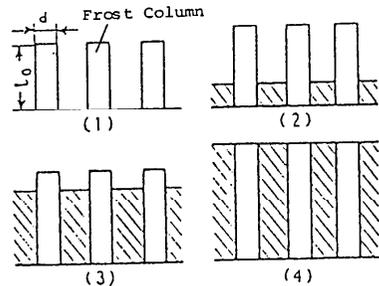


Fig.11 Hayashi's model of frost layer

測しようとする試みもなされている。例えば、図10に示す霜柱モデル[108]、図11に示す多孔氷-空気モデル[36]などがそれである。後者に基づく林らの検討によれば、霜層の熱伝導率の予測式としては、Woodsideによるものが実際的であると述べている。

6. 2 霜層熱伝導率の経験式

霜層の熱伝導率は、おおまかには、その密度によっておよその値がきまる。それ故、熱伝導率の経験式はほとんど密度との関係によって整理されている。おもなものは下記のとおりである。

$$\text{Abels}[104]: \lambda_f = 2.88 \times 10^{-6} \rho_f^2 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.4)$$

$$139 < \rho_f < 340 \quad \text{kg/m}^3$$

$$\text{Jansson}[40]: \lambda_f = 0.0208 + 7.94 \times 10^{-4} \rho_f + 2.58 \times 10^{-12} \rho_f^4 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.5)$$

$$\rho_f: \text{kg/m}^3$$

$$\text{Devaux}[104]: \lambda_f = 0.0293 + 2.93 \times 10^{-6} \rho_f^2 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.6)$$

$$99 < \rho_f < 597 \quad \text{kg/m}^3$$

$$\text{Kondrat'eva}[46]: \lambda_f = 3.56 \times 10^{-6} \rho_f^2 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.7)$$

$$350 < \rho_f < 500 \quad \text{kg/m}^3$$

$$\text{Van Dusen}[104]: \lambda_f = 0.0209 + 4.03 \times 10^{-4} \rho_f + 2.37 \times 10^{-9} \rho_f^3 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.8)$$

$$243 < T_m < 273 \text{ K} \quad \rho_f: \text{kg/m}^3 \quad T_m: \text{霜層平均温度}$$

$$\text{Yonko and Sepsy}[104]: \lambda_f = 0.0242 + 7.22 \times 10^{-4} \rho_f + 1.186 \times 10^{-6} \rho_f^2 \quad \text{W/(mK)} \quad (6.9)$$

$$\rho_f < 577 \quad \text{kg/m}^3$$

以上掲げた式は、いずれも-30℃以上の温度範囲で有効であるが、それ以外の温度範囲の霜層に対しては信頼性は十分ではない。

坂爪および関[87]は、砕氷、圧雪ならびに霜層の熱伝導率に対し、次式を提案している。

$$\frac{\lambda_f}{\lambda_{ice}} = \frac{1-P}{(1-P^{1/3}) + \frac{P^{1/3}}{(1-P^{2/3}) + kP^{2/3}}}$$

$$+ \frac{kP}{\{1-(1-P)^{1/3}\} + \frac{(1-P)^{1/3}}{\{1-(1-P)^{2/3}\} + 1/[k(1-P)^{2/3}]}} \quad (6.10)$$

ここに、P:空隙率、 $k = \lambda_a / \lambda_{ic0}$ である。

以上の諸式より計算される値をまとめ図12に示してある。図に見られるように、それぞれの適用範囲や基礎とするモデルによってかなり異なった値を示す。

6. 3 極低温下における熱伝導率

さきの熱伝導率予測式はいずれも密度のみの関数として示されていた。しかし、その後の極低温における着霜研究[12, 14, 72]から、霜層の熱伝導率は霜層の温度によっても影響されることがわかってきた。

Brianら[15], Dienerberger[26, 27], Biguria[13, 16]らは、霜層熱伝導率を密度と霜層平均温度の関数として求める経験式を提案している。極低温において、熱伝導率が着霜時の温度によって変化する

理由として、彼らは、霜層の結晶のでき方がそのときの温度によって異なること、 Fog発生が霜層表面物質伝達に影響を与え、その結果、霜層の結晶構造に影響を与えるためであるとしている。Marinyuk[36]は、これらの結果をまとめ、次式を得ている。

$$\lambda_f = 1.3 (T_s - T_w)^{-1} [0.156 \{ \exp(0.0137T_s) - \exp(0.0137T_w) \} + 5.59 \times 10^{-5} \rho_f \{ \exp(0.0214T_s) - \exp(0.0214T_w) \}] \quad \text{W/(mK)} \quad (6.11)$$

$60 < \rho_f < 300 \text{ kg/m}^3, \quad T_s, T_w : \text{K}$

6. 4 霜層内の密度分布

霜層内の密度は厚さにわたって一様ではなく、その分布はまた時間とともに変化すると考えられるが、その測定例は少ない。これについてTrammelら[91]は、冷却面上に設置した放射性物質からの放射線減衰を利用して霜層の密度分布を測定し、密度は表面に近づくにつれて減少すると報告している。また、Cremersら[24]は霜層に γ 線を照射してその吸収を測定し、霜層内密度の分布には、霜層表面に近づくにつれて単調に減少する場合と、霜層内の1~2ヶ所に密度の極大値をもつ場合の2種類があることを示している。Brianら[15]はこれに対し、液体窒素冷却によって生ずる霜密度を直接測定し、厚さ方向の密度分布はほぼ一様であると報告している。しかし、他の研究者、例えば林ら[63]も霜層密度の厚さ方向変化を認めており、密度分布説の方に分がありそう

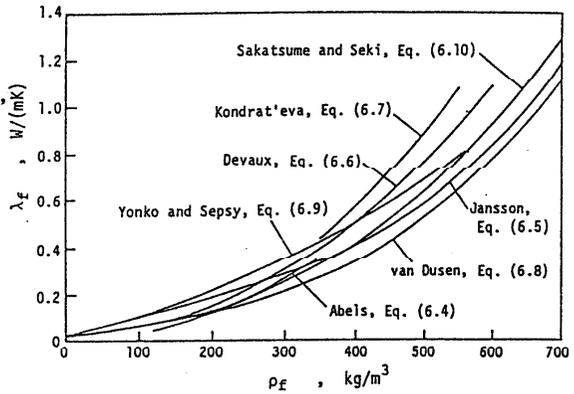


Fig.12 Thermal conductivities predicted by equations (6.4) to (6.10)

である。

6. 5 霜層の放射率その他の物性

Schmidt[78]は、温度 -9.6°C 、厚さ $0.1\sim 0.2\text{mm}$ の霜層について放射率を測定し、 $\epsilon = 0.985 \pm 0.03$ を得ている。Cunningham[20]は、厚さ 0.06mm 以上の厚さの霜層について、 $\epsilon = 0.95 \pm 0.03$ 。また、どちらの研究者も、霜層の厚さが 0.1mm 以上であれば、伝熱面の放射率によって霜層の放射率は影響を受けないと述べている。

さらに、霜の特殊な特性として、金属表面と霜層の付着性に関する研究が報告されている[80]。これは、航空機における種々の機器に付着した霜層除去問題と関連したものである。

7. 霜層の成長予測

7. 1 経験的成長予測

流れに直交する円管表面上の着霜に関しSchneider[86]は、次式を提案している。

$$H_f = 0.465 \left\{ \frac{\lambda_{ice}}{L \rho_{ice}} \tau (T_s - T_w) \right\}^{1.2} \tau^{0.00} (T_s - T_w)^{0.01} \left[\frac{P_{\infty} - P_s}{P_{\infty} - P_s} \right] \left[1 + 0.52 \frac{T_{\infty} - T_0}{T_0 - T_w} \right] \quad (7.1)$$

ただし、 H_f : m, P_s, P : mmHg, τ : h

文献[86]には、この式は、 $1 < \tau < 8$ hの時間内で $\pm 10\%$ の不確かさで成長予測が可能であると述べていられる。しかし実際には、この式の誘導は比較的高い湿度における実験に基づいているから、適用範囲は霜層表面温度が 0°C に近いときに限られる。

Cremersら[25]は、自然対流における水平円管への着霜について実験し、

$$H_f = 0.20 \left\{ \tau (T_s - T_w) \right\}^{0.40} \quad (7.2)$$

ただし、 H_f : mm, T_s, T_w : K, τ : min

この式は、霜層表面と冷却面との温度差によって計算するようになっているが、霜層表面温度は、霜層厚さとその熱物性がわからなければ知ることができない。従って、式(7.2)は、式(7.1)と同様に、周囲における湿度が十分高く、霜層表面温度がおおむね 0°C と見なせるときのみ適用可能である。

7. 2 解析的予測

Brian[15]及びJones[43]らは、霜層密度が厚さ方向に一様であるが時間的には変化するモデルを考えて基礎方程式を導き、これより成長予測を行っている。すなわち、このモデルでは霜層表面から流入する水蒸気は、霜層全体に一様に凝縮することになるから、霜層の熱伝導率は時間的に増加し、その結果予測成長速度は実際よりも相当大きなものになりやすい。

山川ら[108]は、霜柱モデルから成長予測をしているが、その際、霜層表面温度として実測値を使用している。林ら[36]、青木ら[6]は、霜層を氷柱と氷-空気の多孔質からなる並列モデルと考

え、改良を試みている。すなわち、多孔質氷柱まわりの熱及び物質移動方程式において、霜層内の温度分布を直線と仮定し、厚さ方向の水蒸気分布を求める。霜層内に蓄積される水分をこの濃度分布から求め、霜層全体の成長量を算出するものである。このようにして求められた成長量は実測値より直線的に増加する結果を与えている。

8. 最近の研究

8. 1 霜の発生機構

これまで述べてきた研究は、ほとんど霜層がある厚さまで成長したのちの状態を対象にしている。しかし、霜層の空隙率は通常はきわめて大きいものであるから、冷却面上に凝縮した水滴が凍結しその上に氷晶が成長することを考えると、ある厚さに成長したのちにも着霜初期における水滴のあり方など、なんらかの痕跡を残している可能性がある。

最近、筆者ら[89, 97]および関ら[88, 90]が、小型風洞を用いて冷却面上の着霜初期の顕微鏡観察ならびに遅速撮影によると、冷却面温度が高い場合(約 -20°C 以上)の

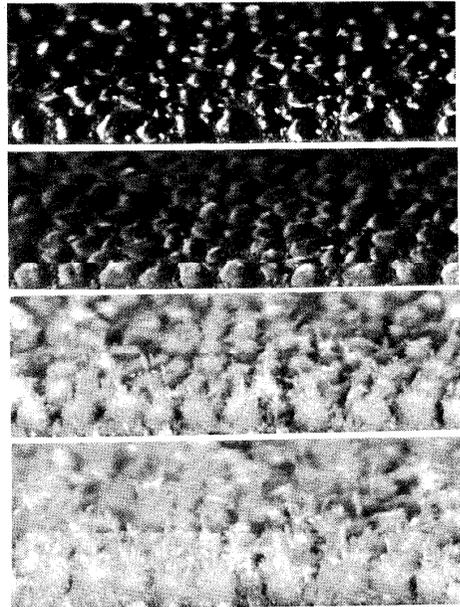


Fig.13

Microscopic photograph of frost at the beginning of its formation ($T_{\infty} = 21^{\circ}\text{C}$, $T_w = -7.5^{\circ}\text{C}$, $\text{RH} = 73\%$, $U_{\infty} = 1.6\text{m/s}$, $\times 31$)

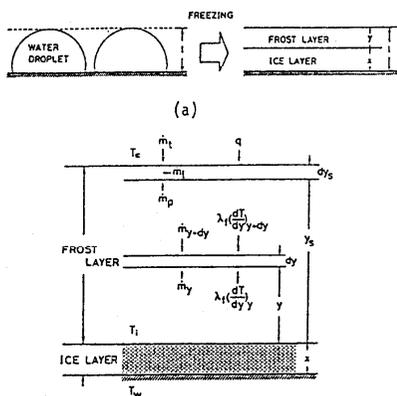


Fig.15 Ice sublayer model (Seki et al.)

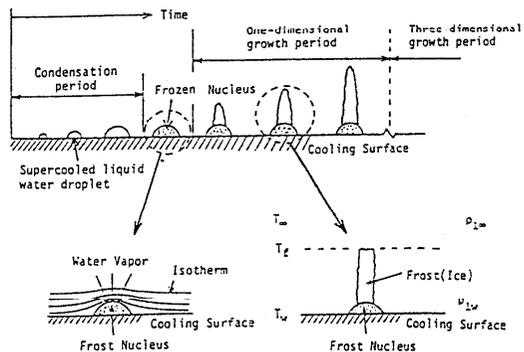


Fig.14 Illustration of frost deposition in early stage of formation

た. この図から, 霜層の密度 ρ_f は, 無次元数 $hd\tau/x$ および hx/λ_a の関数で整理でき, 次のように示すことができる.

$$\rho_f / \rho_{ice} = Z_1^{1/2}, \quad Z_1 \approx 5 \times 10^3 \quad (8.2)$$

$$Z_1 = (hd\tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)$$

従って, 霜層の密度はおおむね上の2つの無次元数によって決定されるが, 冷却面温度によっても影響される. 図16中のグループA及びBは, 図17ではline (a) で示される部分に相当するが, この領域では, 氷核の頂上付近にのみ着霜する1次元成長期に相当する. 従って, この領域においては, 霜層の密度は着霜初期条件によって異なり, 上の無次元数だけでは決定できない. 霜層の質量は,

$$m_f = \rho_f H_f = hd(\rho_{1\infty} - \rho_{1s})\tau \quad (8.3)$$

と書けるが, 一般に ρ_{1r} を予測することはきわめてむずかしい. そこで, 便宜的に, ρ_{1r} を用いるべき所を ρ_{1w} にて代用すると, 式(8.3)は, 次の形に書ける.

$$\frac{hH_f}{\lambda_f} \propto \frac{\rho_{1\infty} - \rho_{1w}}{\rho_{ice}} \left\{ \frac{hd\tau}{x} \cdot \frac{hx}{\lambda_a} \right\}^{1/2} \quad (8.4)$$

図17は, 無次元霜厚さ hH_f/λ_a を $[(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})/\rho_a]^2 [(hd\tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]$ によって整理したものである. 図において, 霜層の成長は横軸の値 10^{-1} を境に2つの領域に分かれることが明らかである. すなわち, 時間の1次に比例するline(a)および時間の1/2乗に比例するline(b)に領域である. これらを実験式の形にまとめると,

$$hH_f/\lambda_a = 3.23Z_2, \quad Z_2 < 0.11 \quad (8.5)$$

$$= 1.08Z_2^{1/2}, \quad Z_2 > 0.11 \quad (8.6)$$

$$Z_2 = [(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})/\rho_a]^2 [(hd\tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]$$

また, ここに示した無次元数を用いて, 自然対流における水平円管上に成長する霜層の密度および成長整理した実験も行われている[98]. すなわち, 直径 28.5 mm, 長さ1400mm のブライン冷却された銅管を5本垂直に配列し, 自然対流のも

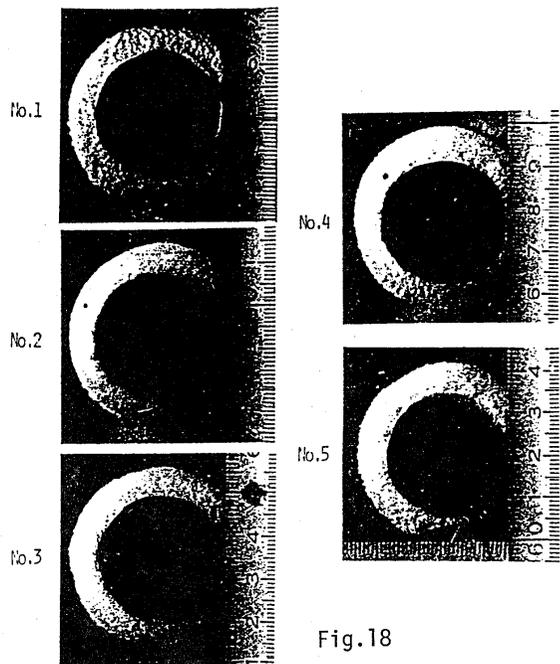


Fig. 18

Frost layers on circular cylinders in an array (natural convection, $d = 20.5\text{mm}$, $b = d$, $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $T_w = -24^\circ\text{C}$, $\text{RH} = 40\%$, after 9 hrs.)

とで管相互の干渉を調べた実験であるが、その際の霜層成長の様子を図18に示した。管表面の熱および物質伝達率が角度によって異なるにも拘らず、霜層の厚さが角度によって異なることなく、ほぼ円形を保ちつつ成長しているのは興味深い。図19および20は、円管表面の霜層密度と成長に関して無次元整理を行った結果である。図中のbは、管間隔を示す。また、平均物質伝達率には実測値を用い、熱伝達率はChilton Colburnのアナログを用いている。結局、これらをまとめると、霜層密度および厚さに関し、次式をうる。

$$\rho_f / \rho_{ice} = 8 \times 10^{-4} Z_3, \quad Z_3 > 3 \times 10^3 \quad (8.7)$$

$$Z_3 = (\bar{h}_D \tau / d) \cdot (hd / \lambda_a)$$

$$hH_f / \lambda_a = 1.2 Z_4^{1/2}, \quad Z_4 > 0.1 \quad (8.8)$$

$$Z_4 = [(\rho_{1\infty} - \rho_{1w}) / \rho_a] \left[\frac{H_f / \lambda_a}{(\bar{h}_D \tau / d) \cdot (hd / \lambda_a)} \right]^2$$

なお、筆者らは強制対流における着霜現象についても実験を行い、ここに示した無次元数によって整理が可能であることを明らかにしている[981]。

9. おわりに

以上、着霜およびその関連分野におけるこれまでの研究について、筆者らの手元にある文献を中心に、その流れを概説した。本文中にもしばしば述べたように、着霜に関する実験には関与するパラメーターはきわめて多く、それらをすべて正確にコントロールすることが難しいこと、また、測定に正確を期すことが困難であることなどのため、測定結果にはつねに相当程度の不確かさがともなうことは避けがたい。これを克服するには、非常に多くの実験を繰り

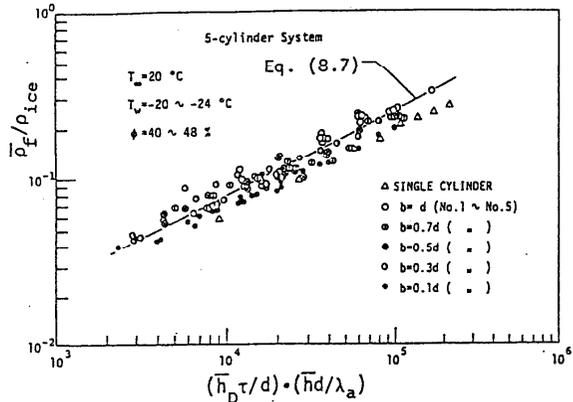


Fig.19 Apparent mean density of frost layer on cylinders (natural convection)

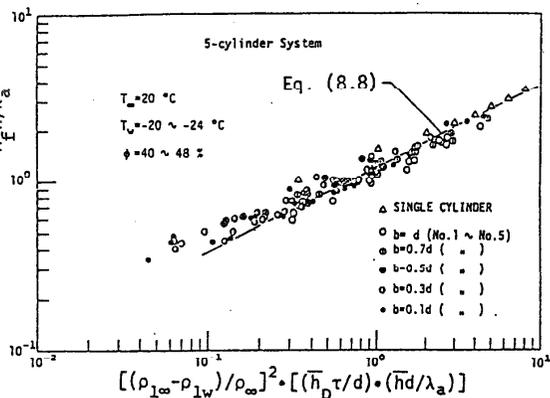


Fig.20 Dimensionless thickness of frost layer on cylinders (natural convection)

返すことにより、最確値を探らねばならないが、多大の労力を要する作業ではある。数多くの研究報告があるのにも拘らず、めざましい進歩があつたとはいえない状況にあるひとつの理由であらう。この分野に興味をもたれる方々のいつそのご発展のため、本文が何かの参考になれば幸いである。

記号：

- A : 面積
- C_p : 定圧比熱
- d : 円管の直径
- H_f : 霜層厚さ
- h : 熱伝達率
- h_D : 物質伝達率
- L : 昇華の潜熱
- m : 物質移動量
- Nu : ヌセルト数
- P : 圧力
- P_1 : 水蒸気の圧力
- Pr : プラントル数
- Re : レイノルズ数
- Sc : シュミット数
- T_0 : 氷の融点(0°C)
- T_s : 霜層表面温度
- T_w : 冷却面温度
- u : 流速
- x : 代表長さ
- ρ_f : 霜層密度
- ρ_1 : 水蒸気密度
- ρ_{ice} : 氷の密度
- λ_a : 空気の熱伝導率
- λ_f : 霜層熱伝導率
- τ : 時間

References

1. Auracher, H., "Water Vapor Diffusion and Frost in Porous Materials," ASTM Spec. Tech. Publ., No. 544, 1974, pp. 49-67.
2. Auracher, H., "Wasserdampfdiffusion und Reifbildung in porösen Stoffen," VDI-Forschungsheft No. 566, 1974, pp. 1-44.
3. Adachi, M., Inoue, S. and Aizawa, T., "On the Refrigeration Cycle Property of Heat Pump Air Conditioners Operating with Frost Formation, Part 1 Effect of the Air Conditions," Refrigeration(in Japanese), Vol. 50, No. 576, 1975, pp. 812-820.
4. Adachi, M. Inoue, S. and Inoda, K., "On the Refrigeration Cycle Property of Heat-Pump Air Conditioners Operating with Frost Formation, Part 2 The Optimum Defrost Conditions of Refrigeration Cycle Operating by the Reverse Cycle Defrosting Method," Refrigeration(in Japanese), Vol. 52, No. 598, 1977, pp. 715-727.
5. Auracher, H., "Heat Transfer in Frost and Snow," Int. Heat Transfer Conf. Vol. 6th, No. 3, 1978, pp. 25-30.
6. Aoki, K., Katayama, K., Hayashi, Y. and Adachi, S., "Study of Frost Formation (Theory on Growth of Frost Layer)," (in Japanese), Trans. JSME, Vol. 45, No. 394, 1979, pp. 869-876.
7. Aoki, H., Yamakawa, N. and Ohtani, S., "Forced Convection Heat Transfer around a Vertical Cylinder under Frosting Conditions," Kagaku Kogaku Ronbunshu(in Japanese), Vol. 6, No. 1, 1980, pp. 8-14.
8. Aoki, K., Katayama, K. and Hayashi, Y., "Study of Frost Formation (Full Growth Period of Frost Layer with Water Penetration and Solidification)," (in Japanese), Trans. JSME, Vol. 48, No. 429, 1982, pp. 952-961.
9. Beatty, K. O., Finch, E. B. and Schoenborn, E. M., "Heat Transfer From Humid Air to Metal Under Frosting Conditions," Refrigerating Engineering, 1951, pp. 1203-1207.
10. Bryan, W. L., "Heat and Mass Transfer in dehumidifying surface coils," ASHRAE Journal, 1961, pp. 51-54, 91.
11. Brailsford, A. D. and Major, K. G., "Thermal Conductivity of Aggregates of Several Including Porous Materials," Brit. J. Applied Physics, Vol. 15, 1964, pp. 313.
12. Barron, R. F. and Han, L. S., "Heat and Mass Transfer to a Cryosurface in Free Convection," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 87, No. 4, 1965, pp. 499-506.
13. Biguria, G., "The Moving Boundary Problem with Frost Deposition to a Flat Plate at Subfreezing Temperatures and Forced Convection Conditions. The Measurement and Correlation of Water Frost Properties," Ph. D. Thesis, Lehigh University, 1968.
14. Brian, P. L. T., Reid, R. C. and Brazinsky, I., "Cryogenic Frost Properties," Cryogenic Technology, Vol. 5, 1969, pp. 205-212.
15. Brian, P. L. T., Reid, R. C. and Shah, Y. T., "Frost Deposition on Cold Surfaces," Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, Vol. 9, 1970, pp. 375-380.
16. Biguria, G. and Wenzel, L. A., "Measurement and Correlation of Water Frost Thermal Conductivity and Density," Industrial

- and Engineering Chemistry Fundamentals, Vol. 9, 1970, pp. 129-138.
17. Coles, W. D. and Ruggeri, R. S., "Experimental Investigation of Sublimation of Ice at Subsonic and Supersonic Speeds and Its Relation to Heat Transfer," NACA Techn. Note, 3104, 1954.
 18. Coles, W. D., "Experimental Determination of Thermal Conductivity of Low-Density Ice," NACA Techn. Note, 3143, 1954.
 19. Chung, P. M. and Algren, A. B., "Frost Formation and Heat Transfer on a Cylinder Surface in Humid Air Crossflow, Part 1 and 2," ASHRAE Transactions, Vol. 65, 1959, pp. 213-244.
 20. Cunningham, T. M. and Young, R. L., "The Absorption of a Water Cryodeposit at 77 deg K for 350 deg K Radiation," Arnold Engineering Development Center, TDR-63-155, 1963.
 21. Chen, M. M. and Rosenow, W., "Heat, Mass and Momentum Transfer Inside Frost Tubes. Experiment and Theory," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 86, 1964, pp. 334-340.
 22. Cheng, S. C. and Vachon, R. I., "The Prediction of the Thermal Conductivity of Two and Three Phase Solid Heterogeneous Mixtures," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, 1969, pp. 249.
 23. Chuang, M. C., "The Frost Formation on Parallel Plates at very Low Temperature in a Humid Stream," Pap. ASME, No. 76-WA/HT-60, 1976, pp. 1-5.
 24. Cremers, C. J., Hahn, O. J. and Skorupski, J. H., "Frost Density Measurements on Vertical Cylinders by Gamma-Ray Attenuation," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 23, 1978, pp. 371-375.
 25. Cremers, C. J. and Mehra, V. K., "Frost Formation on Vertical Cylinders in Free Convection," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 104, 1982, pp. 3-7.
 26. Dietsberger, M. A., Kumar, A. and Luers, J., "Frost Formation on an Airfoil: A Mathematical Model 1," NASA Contractors Report 3129, 1979.
 27. Dietsberger, M. A., "Generalized Correlation of the Water Frost Thermal Conductivity," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 21, 1978, pp. 607-619.
 28. Epstein, M. and Rosner, D. E., "Enhancement of Diffusion-limited Vaporization rates by Condensation within the thermal Boundary layer: 2. Comparison of Homogeneous Nucleation Theory with the Critical Supersaturation Model," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 13, 1970, pp. 1393-1413.
 29. Goodman, J. and Kennedy, L. A., "Free Convection Frost Formation on Cool Surfaces," Proceedings of 1972 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University, Palo Alto, 1972, pp. 338-352.
 30. Hermann, R., "Warmeübertragung bei freier Stromung am waagerechten Zylinder in zwei-atomigen Gasen," VDI-Forschungsheft, No. 379, 1936.
 31. Hilz, R., "Verschiedene Arten des Ausfrierens einer Komponente aus binären, strömenden Gasgemischen," Zeitschr. f. d. ges. Kalteindustrie, Vol. 47, 1940, pp. 34-37, 74-78 and 88-92.
 32. Hofmann, E., "Warmedurchgangsversuche an einem Plattenluftkühler unter besonderer Berücksichtigung der Reif-

- schicht," Die Kalte, No. 2, 1948, pp. 25-31.
33. Huffmann, G. D. and Sepsy, C. F., "Heat Transfer and Pressure Loss in Extended Surface Heat Exchangers Operating under Frosting Conditions, Part 2: Data Analysis and Correlation," Trans.-Nr. 2045 zur 74, ASHRAE Jahrestagung, Minneapolis, USA, 1967.
 34. Holten, D. C., "A Study of Heat and Mass Transfer to Uninsulated Liquid Oxygen Containers," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 6, 1961, pp. 499-508.
 35. Hausmann, H., "Warmeübertragung und Druckverlust in bereifenden Spalten," Klima + Kalte-Ingenieur, Vol. 4, No. 7/8, 1976, pp. 271-274.
 36. Hayashi, Y., Aoki, K. and Yuhara, H., "Study of Frost Formation in Forced Convection," Trans. JSME, Vol. 42, No. 355, 1976, pp. 855-899. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 6, No. 3, 1977, pp. 79-94.)
 37. Hayashi, Y. and Aoki, K., "Study on Frost Formation (Classification of Growth by Construction of Frost Layer)," (in Japanese), Trans. JSME, Vol. 43, No. 368, 1977, pp. 1384-1391.
 38. Hayashi, Y., Aoki, K., Adachi, S. and Hori, K., "Study on Frost Properties Correlating With Frost Formation Types," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 99, 1977, pp. 239-245.
 39. Ivanova, V. S. and Gatchlov, T. S., "Some Aspects of Frost Formation on Extended Surface Air Coolers," Int. Congr. Refrig., No. 2, 1978, pp. 625-632.
 40. Jansson, M., "Über die Wärmeleitfähigkeit des Schnee," Ofversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Forhandlingar, Vol. 58, 1901, pp. 207-222.
 41. Joffe, D., "Kühlhaus-Kühlkörper aus Rippenrohren," Proizvodstroi Technika, Vol. 32, 1955, pp. 23-31.
 42. Javnel, B. K., "Die Wärmeübertragung durch eine Reifschicht," Cholodilnaja Technika, 1969, No. 5, pp. 34-37.
 43. Jones, B. W. and Parker, J. D., "Frost Formation with Varying Environmental Parameters," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 97, 1975, pp. 255-259.
 44. Karman, T. von., "Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz," Proc. 3rd. Intern. Congr. Appl. Mech., Stockholm, Pt. 1, 1931, pp. 85.
 45. Kamei, S., Mizushina, T., Kifune, S. and Koto, T., "Research on Frost Formation in a Low Temperature Dehumidifier," (in Japanese), Chemi. Eng. Japan, Vol. 14, 1950, pp. 53-60.
 46. Kondrat'eva, A. S., "Thermal Conductivity of the Snow Cover and Physical Processes Caused by the Temperature Gradient," Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Translation No. 22, 1954.
 47. Kunii, T., "Radiation Heat Transfer in Porous Media," (in Japanese), Journal of JSME, Vol. 65, No. 525, 1962, pp. 1447.
 48. Katsuta, K. and Ishihara, I., "Heat Transfer by Natural Convection with Frosting Simultaneously on a single Horizontal Cylinder," Refrigeration (in Japanese), Vol. 48, No. 552, 1973, pp. 923.
 49. Kennedy, L. A. and Goodmann, J., "Free Convection Heat

- Transfer under Conditions of Frost Deposition," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 17, 1974, pp. 477-484.
50. Katsuta, K. and Ishihara, I., "Heat Transfer by Forced Convection with Simultaneous Frosting on a Single Cylinder," Refrigeration(in Japanese), Vol. 50, No. 570, 1975, pp. 262-270.
 51. Katsuta, K. and Ishihara, I., "Heat Transfer by Natural Convection with Simultaneous Frosting on Vertical Flat Plates," Refrigeration(in Japanese), Vol. 52, No. 593, 1977, pp.283-291.
 52. Katsuta, K. and Ishihara, I., "Heat Transfer by Natural Convection with Simultaneous Frosting on Horizontal and Parallel Cylinders," Refrigeration(in Japanese), Vol. 52, No. 601, 1977, pp. 977-985.
 53. Katsuta, K. and Ishihara, I., "Heat Transfer by Natural Convection with Simultaneous Frosting on Horizontal Cylinders in a Vertical Array," Refrigeration(in Japanese), Vol. 54, No. 625, pp. 899-273.
 54. Katsuta, K., Ishihara, I. and Mukai, T., "Experimental Studies of Defrosting by the Ambient Air under Natural Convection," Refrigeration(in Japanese), Vol. 58, No. 665, 1983, pp. 229-238.
 55. Katsuta, K., Ishihara, I. and Mukai, T., "An Analytical Study of Defrosting by the Ambient Air under Natural Convection," Refrigeration(in Japanese), Vol. 58, No. 669, 1983, pp. 645-650.
 56. Katsuta, K., Ishihara, I. and Ikeno, T., "Studies on Pressure Drops in Air Flowing through Inside Tubes with Frosting," Refrigeration(in Japanese), Vol. 59, No. 677, pp. 263-273.
 561. Kondepudi, S. N., O'Neal, D. L., "Performance of Triangular Spine Fins Under Frosting Conditions", Heat Recovery Systems & CHP Vol.8, No.1 1988, pp.1-7
 57. Levy, S., "Integral Methods in Natural-Convection Flow," Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Vol. 22, 1955, pp. 515-522.
 571. Lisovsky, V. M., Pavlov, B. M., "Solid Phase Condensation Heat Transfer on a Cold Surface", Haet Transfer Soviet Research, Vol.19, No.1, January-February 1987, p. 18-22
 58. Loper, J. L., "Frost Formation upon a Thin Aluminum Tank Containing Liquid Oxygen," ASHRAE Transactions, Vol. 66, 1960, pp. 104-113.
 59. Lotz, H., "Warme- und Stoffaustauschvorgänge in bereifenden Lamellenrippen-Luftkühlern im Zusammenhang mit deren Betriebsverhalten," Kaltetechnik-Klimatisierung, Vol. 23, No. 7, 1971, pp. 208-217.
 60. Lin, S., "A Criterion for the Equilibrium Condition of Frost Formation with Heat Supply," Pap. Am. Inst. Aeronaut Astronaut. No. 74-747, 1974, pp. i, 1-5.
 61. Ledermann, H., "Einfluss der Bereifung des Luftkühlers auf den Betrieb von Wärme-Pumpen mit Aussenluft als Wärmequelle," Temp. Tech., Vol. 16, No. 2, 1978, pp. 86-88.
 62. Maxwell, J. C., "A Treatise on Electricity and Magnetism," Vol. 1, p. 435, 3rd. edn., Oxford University Press, London, 1904.

63. Marinyuk, B. T., "Heat and Mass Transfer under Frosting Conditions," International Journal of Refrigeration, Vol. 3, No. 6, 1980, pp. 366-368.
64. Nikuradse, J., "Gesetzmassigkeiten der Turbulente Reibungsvorgangen in Flussigkeiten," VDI-Forschungsheft, No. 366, 1932.
65. Nikuradse, J., "Stromungsgesetze in rauhen Rohren," VDI-Forschungsheft, 1933.
66. Nakamura, H., "Free Convection Heat Transfer from Humid Air to a Vertical Plate under Frosting Conditions," Bulletin of the Japanese Society of Mechanical Engineers, Vol. 17, 1974, pp. 75-82.
67. Okino, Y. and Tajima, O., "Heat and Mass Transfer by Free Convection under Frosting Conditions," Refrigeration (in Japanese), Vol. 48, No. 546, 1973, pp. 338-349.
68. Okubo, H. and Tajima, O.; "The Frosting Phenomena to the Vertical Plate in Natural Convection Flow (Effects of surface temperature)," Refrigeration (in Japanese), Vol. 58, No. 663, 1983, pp. 3-11.
681. O'Neal, D. L., Tree, D. R., "Experimental Measurement of Frost Thickness on a Flat Plate", IIR XVth International Congress of Refrigeration (Paris 1983) Proceedings Tome II, p. 533-539.
682. O'Neal, D. L., Tree, D. R., "A Review of Frost Formation in Simple Geometries", Trans. SHRAE, p. 267-281
69. Pohlhausen, E., "Der Warmeaustausch zwischen festen Korpern und Flussigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Warneleitung," ZAMM, Vol. 1, 1921, pp. 115.
70. Piening, W., "Der Warmeubergang an Rohren bei freier Stromung unter Berucksichtigung der Bildung von Schwitzwasser und Reif," Gesundheitsingenieur, Vol. 56, 1933, pp. 493-497.
71. Prins, L., "Warme- und Stoffubertragung in einem querangestromten, bereifenden Luftkuhler," Kaltetechnik, Vol. 8, No. 5, 1956, PP. 160-164, 182-187.
72. Pitman, D. and Zucherman, B., "Effective Thermal Conductivity of Snow at -88, -27, and -5 C," Journal of Applied Physics, Vol. 38, 1967, pp. 2698-2699.
721. Rostami, A. A., "Prediction of Frost Growth Rate", ASME Ht. Div., Vol. 66, 1986, p. 65-71.
73. Ruccia, F. E. and Mohr, C. M., "Atmospheric Heat Transfer to Vertical Tank Filled with Liquid Oxygen," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 4, 1960, pp. 307-318.
74. Richard, R. J., Edmonds, K. and Jacobs, R. B., "Heat Transfer between a Cryo-Surface and a Controlled Atmosphere," Inter. Institutional Refrigeration Annex. 1962-1 Supplementary Bulletin, 1962, pp. 89-110.
75. Rosner, D. E., "Enhancement of Diffusion-limited Vaporization rates by Condensation within the Thermal Boundary Layer: 1. The Critical Supersaturation Approximation," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, 1967, pp. 1267-1279.
76. Rosner, D. E. and Epstein, M., "Fog Formation Conditions near Cool Surfaces," Journal of Colloid Interface Sci., Vol. 28, 1968, pp. 60-65.
77. Schmidt, E. and Beckmann, W., "Das Temperatur und

- Geschwindigkeitsfeld von einer Warme Abgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion," Forsch. Ing.-Wes., Vol. 1, 1930, pp. 391.
78. Schmidt, E., "Die Warmestrahlung von Wasser und Eis, von bereiften und benetzten Oberflächen," Forschung, Vol. 5, No. 1, 1934, pp. 1-5.
79. Schropp, K., "Untersuchungen über die Tau- und Reifbildung an Kuhlrohren in ruhender Luft und ihr Einfluss auf die Kalteübertragung," Zeitschrift für die gesamte Kälte-Industrie, Vol. 42, 1935, No. 5, pp. 81-85, No. 7, pp. 126-131, No. 8, pp. 151-154.
791. Seclic, D. P., "Heat and Mass Transfer to Cryogenically Cooled Surface under Frosting Conditions.--A Survey of research Efforts and Analysis-Frosting of Air Coolers Part II", IIR XVth International Congress of Refrigeration (Paris 1983) Proceedings Tome II, p.541-550.
80. Sibbitt, W. L., Fontain, W. E. and Dotson, J. P., "Ice Formation on Metal Surfaces," Refrigerating Engineering, December 1954, pp. 49-94.
81. Stoeker, W. F., "Frost Formation on Refrigeration Coils," ASHRAE Transactions, Vol. 66, 1960, pp. 91-103.
82. Smith, R. V., Edmonds, D. K., Brentari, E. G. F. and Richard, R. J., "Analysis of the Frost Phenomena on a Cryo-Surface," Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 9, 1964, pp. 88-97.
83. Shah, Y. T., "Theory of Frost Formation," Sc. D. Thesis, M.I.T., Cambridge, 1968.
84. Schneider, H. W., "Transferred Mass and Density of Frost Formed on a Cylindrical Tube in Cross Flow," Inter. Institutional Refrigeration Annex. 1972-1 Supplementary Bulletin, 1972, pp. 149-155.
85. Schneider, H. W., "Einfluss der Reifbildung auf den Wärmeübergang eines quer angestromten Rohres," Forsch. Ingenieurwes., Vol. 42, No. 5, 1976, pp. 145-148.
86. Schneider, H. W., "Equation of the Growth Rate of Frost Forming on Cooled Surfaces," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 21, 1978, pp. 1019-1024.
87. Sakatsume, S. and Seki, N., "Heat Transfer Characteristics of Ice and Snow in Low Temperature Region", Trans. JSME, Vol. 44, No. 382, 1987, pp. 2059-2069.
88. Seki, N., Fukusako, S, Matsuo, K. and Uemura, S., "Incipient Phenomena of Frost Formation," Trans. JSME, Vol. 50, No. 451, pp. 825-831.
89. Saito, H., Tokura, I., Kishinami, K. and Uemura, S, "A Study on Frost Formation (On Dimensionless Parameters Correlating Density and Thickness of Frost Layer)," Trans. JSME, Vol. 50, No. 452, 1984, pp. 1190-1196. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 13, No. 4, 1984, pp. 76-88.)
90. Seki, N., Fukusako, S, Matsuo, K. and Uemura, S., "An Analysis of Incipient Frost Formation," Wärme- und Stoffübertragung," Vol. 19, 1985, pp. 9-18.
91. Trammel, G. J., Little, D. C. and Killgore, E. M., "A Study of Frost Formed on a Flat Plate Held at Sub-Freezing Temperature," ASHRAE Journal, July 1968, pp. 42-47.
92. Tajima, O., Yamada, H., Kobayashi, U. and Mizutani, L., "Frost Formation on Air Coolers, Part 1: Natural Convection

- for a Flat Plate Facing Upwards," Refrigeration(Japan), Vol. 46, 1971, pp. 333-341. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 1, No. 2, 1972, pp. 39-48.)
93. Tajima, O., Naito, E., Tsutsumi, Y. and Yoshida, H., "Frost Formation on Air Coolers, Part 2: Natural Convection for a Cooled Plate Facing Downwards," Refrigeration(in Japanese), Vol. 47, 1972, pp. 350-358. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 2, No. 2, 1973, pp. 55-76.)
 94. Tajima, O., Naito, E., Nakashima, K. and Yamamoto, H., "Frost Formation on Air Coolers, Part 3: Natural Convection for the Cooled Vertical Plate," Refrigeration(Japan), Vol. 48, 1973, pp. 395-402. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 3, No. 4, 1974, pp. 55-66.)
 95. Tajima, O., Naito, E., Goto, T. and Segawa, S. and Nishimura, K., "Frost Formation on Air Coolers, Part 4: Natural Convection for two Cooled Vertical Plate," Refrigeration(in Japanese), Vol. 49, 1974, pp. 95-103. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 4, No. 3, 1975, pp. 21-36.)
 96. Tajima, O., Nishio, H. and Morino, S., "Frost Formation on Air Coolers, Part 5: Natural Convection for a Cooled vertical Plate Opposed to a Insulated Vertical Plate," Refrigeration (in Japanese), Vol. 50, No. 574, 1975, pp. 589-596.
 97. Tokura, I., Saito, H. and Kishinami, K., "Study on Properties and Growth Rate of Frost Layers on Cold Surfaces," Trans. ASME, Journal of Heat transfer, Vol. 105, No. 4, 1983, pp. 895-901.
 98. Tokura, I, Saito, H. and Kishinami, K., "An Experimental Study on Heat and Mass Transfer of Frost Layers on Vertically-arranged Horizontal Cylinders in Natural Convections," Trans. JSME, Vol. 50, No. 449, 1984, pp. 173-178.
 981. Tokura, I., Saito, H. and Kishinami, K. "Prediction of growth rate of frost layer developing under forced convection", Warme u. Stoffubertragung, Vol.22, 1988, p.285-290.
 99. Woodside, W., "Calculation of the Thermal Conductivity of Porous Media," Canadian Journal of Physics, Vol. 36, 1958, pp. 815-823.
 100. Whitehurst, C. A., "Heat and Mass Transfer by free Convection from humid Air to a Metal Plate under Frosting Conditions," ASHRAE Journal, No. 5, 1962, pp. 58-69.
 101. White, J. E., "Heat and Mass Transfer in Thick Frost Layers," Ph. D. Dissertation, University of Kentucky, 1972.
 102. White, J. E. and Cremers, C. J., "Prediction of Growth Parameters of Frost Deposits in Forced Convection," Pap. Am. Inst. Aeronaut Astronaut, No. 74-746, 1974, pp. i,1-9.
 103. White, J. E. and Cremers, C. J., "Prediction of Growth Parameters of Frost Deposits in Forced Convection," Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 103, 1981, pp. 3-6.
 104. Yonko, J. D. and Sepsy, C. F., "An Investigation of the Thermal Conductivity of Frost while Forming on a Flat Horizontal Plate," ASHRAE Transactions, Vol. Vol. 73, 1967, pp. 11.1-1.11.
 105. Yamakawa, N., Takahashi, N. and Ohtani, S., "On the Measurement of the Surface Temperature under the Frosting Condition," Kagaku Kogaku(in Japanese), Vol. 33, No. 7, 1969,

- pp. 699-701.
106. Yanagida, T., "Performance of Frosted Coils," Refrigeration (in Japanese), Vol. 44, No. 506, 1969, pp. 1182-1189.
 107. Yamakawa, N., Takahashi, N. and Ohtani, S., "Heat and Mass Transfer by Forced Convection under the Frosting Condition," Kagaku Kogaku(in Japanese), Vol. 35, No. 3, 1971, pp. 328-334.
 108. Yamakawa, N. and Ohtani, S., "Heat and Mass Transfer in the Frost Layer," Kagaku Kogaku(in Japanese), Vol. 36, No. 2, 1972, pp.197-203. (Heat Transfer-Japanese Research, Vol. 1, No. 3, 1972, pp. 75-82.)
 109. Yamakawa, N., Kawamura, F. and Ohtani, S., "Heat Transfer by Natural Convection under the Frosting Condition in an Enclosed Cavity: Bottom Plate is Heated and one side plate is cooled," kagaku Kogaku(in Japanese), Vol. 37, No. 4, 1973, pp. 373-379.

1. はじめに

低温環境という言葉は一般にかなりあいまいな意味で使用されている。まず低温という言葉は、日常的には高温という言葉に対するものであり、我々の体温の近傍から、絶対零度近傍の極低温域を除く温度範囲にいたるまで、非常に広い範囲に対し用いられている。また、低温環境には、自然的な環境と人工的な環境がある。つまり自然的低温環境は冬の気温が氷点下に低下し降雪をみる、いわゆる積雪寒冷地という言葉で代表されるような環境であり、人工的低温環境は人為的に、たとえば冷凍機などを用い、ある空間を周囲より低い温度に保つことにより得られる環境である。

それでは、低温環境下においてなされる熱移動によって生ずる現象を特徴的にするものは何であろうか。それは 0°C 以下の低温環境下では水が凍結し、液体より固体になることであろう。これは物理的には、相の変化を伴う熱力学・伝熱過程がその現象の中心に存在していることを意味する。このことに基づき、低温環境下においては種々の特徴的な現象が生ずることになる。

表1⁽¹⁾に、水の存在状態により分類した低温環境下にて生ずる現象を、それに関連する実際の問題（工学的問題）、対象となる物あるいは場所、さらに関連分野を示してある。表より、水の凍結が、降・積雪、着氷・雪、着霜、氷河、陸氷、海水、生物氷、および凍土などの現象として存在することにより、多くの工学的問題を様々な場所で引き起こし、それらが関連する分野は多岐にわたっていることがわかる。

本稿では、これらの中から主流を伴わない水の凍結および伴う場合の凍結、湖および河川の凍結、海水の凍結、着氷および船体着氷、氷層の各種融解に関し解説することを試みる。着霜については本紙に解説があり、また凍土、水溶液の凍結、雪層の融解などについては紙面の都合上割愛した。

2. 凍結・融解問題の数学的取扱い

2・1 数学的予測

水の凍結・氷の融解問題は、相変化を伴う熱伝導の問題として従来より数多くの研究がなされている。これらの成果については多くのレビュー⁽¹⁾⁻⁽⁸⁾がある。それぞれの数学的手法の基本的考え方についてはFukusako & Seki⁽⁸⁾が解説を試みている。

2・2 熱物性値

凍結・融解問題を数学的に取扱うとき注意しなければならないのは、方程式の中において使用される熱物性値である。数学的取扱いが先に立ち、しばしば熱物性値の採用に問題が残る場合がある。最近、氷、雪、および海水の熱物性に関するレビュー⁽⁹⁾がなされている。

3. 主流を伴わない水の凍結

3・1 管内の水の凍結

寒冷地において冬期に発生する水道管の凍結による閉塞は凍結の一つであるが、解析による予測より相当に早く閉塞が発生することは従来より良く知られていた。先ずその理由について考えてみよう。

(1) 管内静止水の凍結挙動 図1⁽¹⁰⁾に円管壁温を緩慢に冷却した場合、管内水が示す挙動（流れ模様、温度分布、および樹枝状氷-Dendritic Iceの発生）を示してある。一般に管内水温が凍結温度以下になっても従来の解析で推定したような管壁より凍結層（一般水）が生成せず、水は過冷却水となる⁽¹¹⁾。そして $-3^{\circ}\text{C}\sim-6^{\circ}\text{C}$ 程度になると図2に示すように、円管頂部より突然樹枝状氷⁽¹²⁾が発生し、管下部に向かって短期間に成長し（この間およそ3秒）、それに伴う潜熱の放出によって水温は上昇しほぼ凍結温度に回復する。そして壁面より環状氷が発達し始め、ついに管閉塞が起こることになる⁽¹³⁾。

(2) 種々の因子の効果 この様な挙動には多くの因子が関与していることが予測されるが、Gilpinは樹枝状氷の生成に伴う管の閉塞におよぼす冷却速度の効果⁽¹⁴⁾、発生した樹枝状氷を流し去ってしまうのに必要な圧力勾配⁽¹³⁾、樹枝状氷の性状に及ぼす自然対流の効果⁽¹¹⁾について報告している。また局所の非定常熱伝達率の測定⁽¹⁰⁾もなされている。

表1 水の凍結に起因する現象および工学的問題⁽¹⁵⁾

現象	工学的問題	対象物・場所	関連分野
降雪・積雪	電波・視程の障害、除雪、雪崩、スキ、交通運輸障害	道路、家屋、空港、ダム	土木工学 交通工学 機械工学
着氷・着雪	海難事故、航行障害、高所構造物障害	海、船舶、タワー、交通信号	海洋学 航海学
着霜	伝熱効率低下、エネルギー損失	熱交換器	機械工学
水河	水資源、気候変化	水利用計画、水力発電	水文学
陸水	スケート、上下水道凍害	河川、湖、水路、水理構造物	水理学 河川工学
海水	航行障害	海洋構造物、港湾堤防	海洋学 港湾工学
人工水	製氷、凍結粉砕、凍結乾燥	乾燥食品	機械工学 冷凍工学
生物水	生物凍害、冷凍保存	凍結食品、乾燥血液	生物学 食品工学
凍土	凍上障害	地盤凍結工法	土木工学 環境工学

(3) 凍結限界 完全密閉した管内に環状氷層が成長すると、固相と液相の密度の差に基づき液の圧力は上昇し、凍結温度はこの場合Clapeyron-Clausiusの式に従って降下する。簡単な試算によると、約1気圧(0.1MPa)の圧力上昇に対し、約0.008°Cの降下となる。したがって、完全密閉された管内の液は理論的には、いつまでも凍結しない状態で存在し得ることになる。図3⁽¹⁵⁾に周囲温度に対する密閉管内到達最大圧力(P_{max})および最大氷層厚さ(X_{max})を示してある。Dは管直径、 ΔR は管壁厚さである。 P_{max} および X_{max} が ΔR に無関係であるのは興味深い。

3・2 凍結におよぼす自然対流などの効果

水は3.94°Cで最大密度を有しているため、たとえば初期温度6°Cの管内水が管壁より冷却される場合、管内には非常に複雑な流れが発生し(図1参照)、管内水の温度低下や凍結挙動に大きな影響を及ぼすことになる。

(1) 垂直あるいは水平な氷層 垂直な凍結氷層に及ぼす自然対流の効果は、Ozakiら⁽¹⁶⁾により検討され、氷層が4°Cより高い静水中で形成する場合には、氷層近傍に上向きのそしてその外側に下向きの流れが発生し、これが氷層の生長に影響を及ぼすことがわかっている。Takin & Farhadieh⁽¹⁷⁾は下部より生成する水平氷層上面の自然対流発生限界はレーレー数約480であること、Forbes & Cooper⁽¹⁸⁾は水平氷層が下部より冷却される場合の複雑な流れ挙動を明らかにした。またBrewster & Gebhart⁽¹⁹⁾は下向き凍結面に沿う流れ模様の観察を行っている。斉藤ら⁽²⁰⁾⁻⁽²²⁾は過冷却過程に及ぼす種々の因子の効

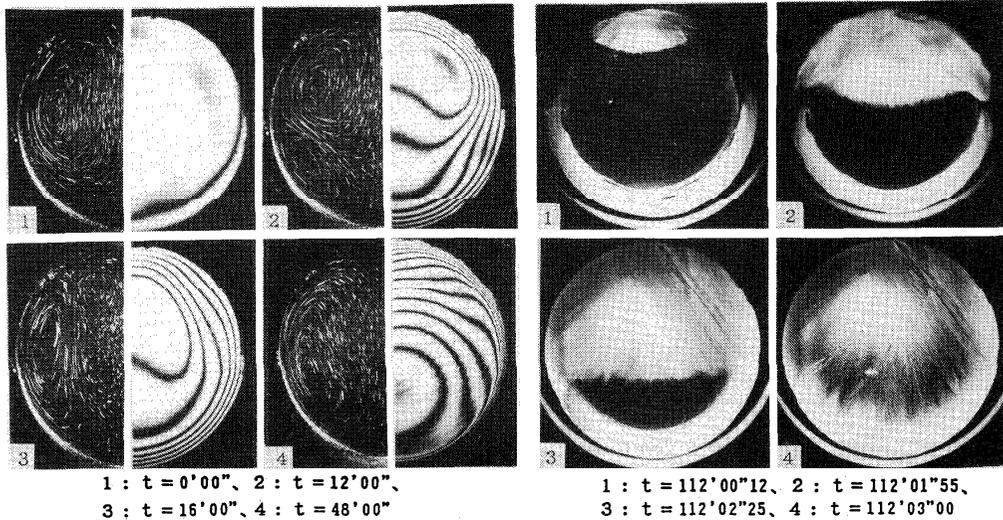


図1 円管内流動・温度挙動
H=64mm, $T_{ini}=5.0^{\circ}\text{C}$, $\theta v=0.27^{\circ}\text{C}/\text{min}$.⁽¹⁸⁾

図2 円管内樹枝状水の発生⁽¹⁸⁾

果を、柏木ら⁽²³⁾は過冷却域にわたる水の凍結に及ぼす自然対流の効果を調べている。

(2) 円管内の凍結 Gilpin⁽²⁴⁾は4°Cをはさんで管壁が冷却される場合の流れ挙動について詳しく検討し、福迫・高橋⁽¹⁰⁾は管壁に沿う非定常局所熱伝達率を測定している。数値計算による解析は Chengら⁽²⁵⁾⁻⁽²⁷⁾により行われている。

(3) 矩形キャビティ内の凍結 Vasseur & Robillard⁽²⁸⁾⁻⁽²⁹⁾は初期温度が0°Cより高い水(4°C~6°C)が、0°C以下の冷却壁により冷却される場合を数値的に解析し、密度逆転の効果が大きなることを示した。また過冷却が存在する場合についても検討している。Dutton & Sharan⁽³⁰⁾は速度分布および温度分布の詳細な測定を行っている。

3.3 空気・水成層流体の凍結

排水管や大型パイプラインなどは管内に液が満たされず、液層が気層と成層をなしている場合が多い。最近福迫ら⁽³¹⁾⁻⁽³³⁾はかかる系に関する一連の実験を行っている。

図4に、初期温度5°Cの空気と水が成層(上半分空気・下半分液)をなして存在する水平円管の管壁が、0.27°C/minの冷却速度で冷やされる場合の温度分布(a)、流線(b)挙動を、スケッチと共に示してある。冷却開始と共に管壁に沿って下向きの流れが発生するが、11分後には密度逆転による上向きの流れが生じ、次第に勢力を増して行き、当初の左回転のうずは消滅して行く過程が、温度分布挙動とともに良く理解できる。

局所熱流束の変化を図5に示してある。図より明らかなように、各局所の熱流束は時間と共に増加し、約22分後には極大値を取っている。その後いったん減少するが、気液界面端部($\phi=97^\circ$)を除きゆるやかに増加している。一方、空気側の熱伝達率は小さく、かつ変化が少ない。そして、78分後には樹枝状氷[図6]が発生する。この場合の樹枝状氷は、図1の場合と異なり必ず気液界面端部より発生するのが特徴である。水位の高さおよび冷却速度の効果についても詳しい検討[33]がなされている。

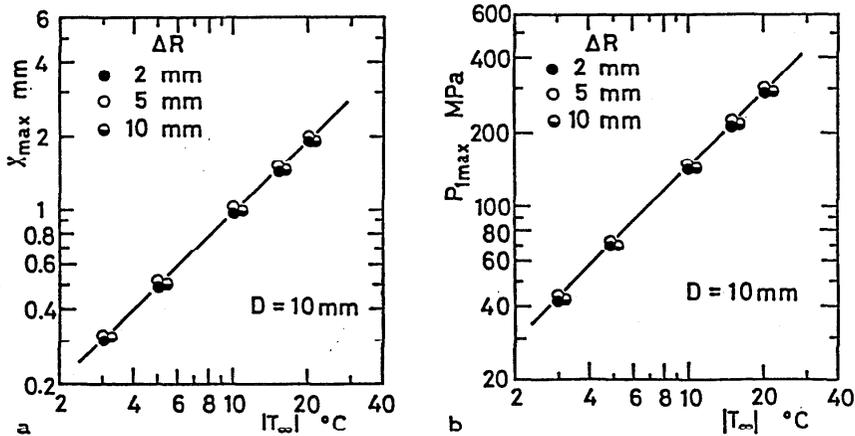


図3 最大凍結厚さおよび最大到達圧力と周囲温度との関係⁽¹⁵⁾

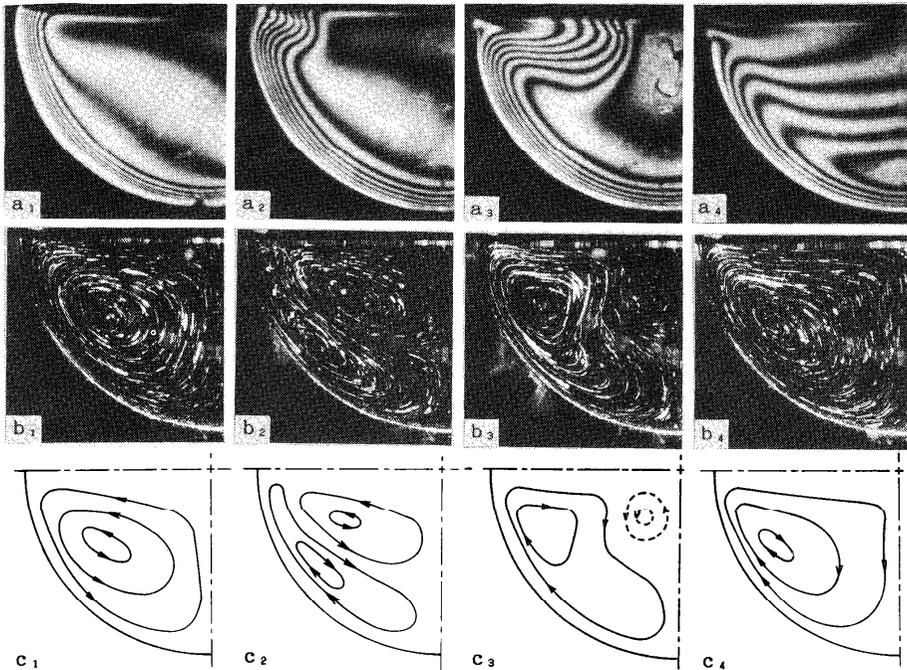
3・4 多孔質層内の凍結

水で満たされた多孔質層の凍結問題は凍上問題、地盤凍結工法などのほかに、蓄熱(冷)の問題として重要である。菅原ら⁽³⁴⁾は水平な含水多孔質層が上部より凍結する場合を、Viskantら^{(35)・(36)}は矩形キャビティ内の凍結問題を取扱った。最近、佐々木ら⁽³⁷⁾は多孔質層を形成する粒子の径および物性が凍結挙動に及ぼす効果を詳細に検討し、また多孔質層内の温度分布の可視化を行っている。

4. 主流を伴う水の凍結

4・1 対流を伴う凍結

対流を伴う場合の凍結問題には現象が非定常で非線形である上に、さらに二つの複雑な問題が生ずる。一つは凍結によって密度が変化することによる、いわゆる吹き出しもどきの効果である。これが凍結に及ぼす効果については、Merk⁽³⁸⁾を始めいくつかの報告^{(39)~(41)}がある。彼らの結果によれば、ステファン数 $St=C\Delta T/L$ (C : 液の比熱、 ΔT : 液内の温度差、 L : 凍結潜熱)が0.1より小さい場合、凍結熱伝達へのこの効果は無視できる。他の効果は流動状態→熱伝達→凍結界面形状→流動状態という相互干渉の特性である。この事実が対流を伴う凍結現象を複雑にしていると言える。



$H = 32\text{mm}$, $T_{1,1} = 5.0^\circ\text{C}$, $\theta_v = 0.27^\circ\text{C}/\text{min}$, a: 温度分布、b: 流れ線、c: 流れスグツツ

1: $t = 1\text{min}$ 、2: $t = 11\text{min}$ 、3: $t = 15\text{min}$ 、4: $t = 25\text{min}$ 。

図4 成層流体流動・温度分布挙動⁽³³⁾

4・2 平板上流れの凍結

主流の中に置かれた冷却平板上に発達する凍結層については、流れが層流で、冷却条件が等熱流束^{(42)・(43)} および伝導壁^{(44)・(45)} の場合、理論的解析が行われている。また Savino & Siegel⁽⁴⁶⁾ は対流的に冷却した壁面上の凍結問題を解析的および実験的に検討した。これらの解析においては、水層内の流れ方向の熱伝導および流動状態への水層の効果は無視されている。

Hirata & Gilpin^{(47)・(49)} は強制対流中におかれた水平平板上に発達する水層について、層流から乱流の範囲にわたり詳細な実験的観察を行っている。図7に定常状態で得られる水層形状を示す。層流の領域⁽⁴⁷⁾ では、水層は先端より下流に向かって単調に厚くなり、これは層流境界層の発達、それに伴う局所熱伝達率の減少に対応している。遷移域⁽⁴⁸⁾ では、下流に向かって水層が薄くなるという現象が生じ、それには水層が滑らかに薄くなる場合 (Smooth Transition) と階段状に薄くなる (Step Transition) がある。また乱流域⁽⁴⁹⁾ では $\theta_c > 12$ [$\theta_c = (T_f - T_w) / (T_\infty - T_f)$ 、 T_f : 凍結温度、 T_w : 冷却壁温度、 T_∞ : 主流温度] の場合水層界面は不安定になり、下流に向かって波状の形を有する水面の状態が時間とともに変化し続けることが報告されている。このように、観察される現象は解析で仮定された現象と大幅に異なることが理解されよう。

4・3 平行平板間流れの凍結

一様な温度に冷却された平行平板間の流れの凍結は、Lee & Zerkle⁽⁵⁰⁾ により解析的に取扱われた。彼等は凍結層間の速度分布は常に放物形であると仮定している。この解析は壁面の条件が対流的に冷却される場合⁽⁵¹⁾、上下不等温冷却の場合⁽⁵²⁾、また乱流の場合⁽⁵³⁾ に拡張された。しかし、いずれの解析においても、凍結界面はスムーズで安定であると仮定されている。

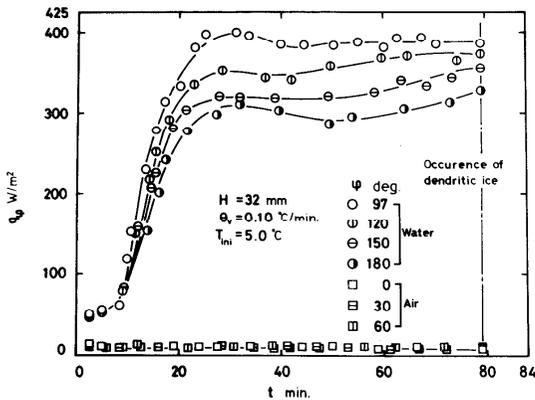


図5 管内局所熱流束の時間的变化 (°)

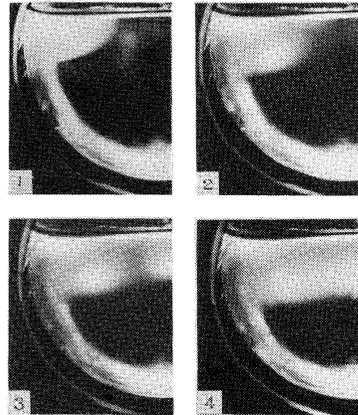


図6 樹枝状氷の成長挙動 (°)

最近、Sekiら⁽⁵⁴⁾⁻⁽⁵⁶⁾は一連の平行平板間流れの凍結に関する実験的研究を行った。上下板が等温に冷却される場合⁽⁵⁴⁾、レイノルズ数 $Re=3.8 \times 10^3 \sim 3.2 \times 10^4$ ($Re=U_m H/\nu$ 、 U_m : 冷却部入口平均流速、 H : 平行平板間距離)の範囲において、図8に示すように二通りの氷層形状が存在する。彼等は種々の因子を変化させ実験を行い、 $Re/\theta_c^{0.741} < 10^4$ ではステップを伴う氷層(Transition Ice Formation)が、一方 $Re/\theta_c^{0.741} > 10^4$ では滑らかな氷層(Smooth Ice Formation)が発生することを明らかにした。また、ステップの発生位置および定常状態におけるステップ位置が、 $Re^a \theta_c^b$ の関数で表されることを見だしている。一方、下面の温度が凍結温度より高い場合⁽⁵⁵⁾には、 $Re/(Gr \cdot \theta_h)^{0.23} < 1.6 \times 10^{-3}$ [$Gr=g \beta(T_{wh}-T_{wc})H^3/\nu$ 、 $\theta_h=(T_{wh}-T_o)/(T_o-T_f)$ 、 g : 重力の加速度、 β : 体膨張係数、 T_{wh} : 加熱壁温度、 T_{wc} : 冷却壁温度]で上面下面の境界層の遷移に基づくIce Transitionが、 $Re/(Gr \cdot \theta_h)^{0.23} > 1.6 \times 10^{-3}$ では氷層面に沿って発達する層流境界層の乱流への遷移に基づくIce Transitionが生ずるとしている。さらに、流路入口にオリフィスを設置⁽⁵⁰⁾すると、氷層成長に伴う相対的な圧力損失は減少することが明らかにされている。

4.4 円管内の凍結

円管内流れの凍結については、従来より直管の場合多くの解析的および実験的研究がなされてきたが、最近曲がり管に関しても一連の研究が行われている。

(1) 層流の場合 流れが層流の場合の定常氷層形状や圧力損失に関しては、Zerkle & Sunderland⁽⁵⁷⁾による研究を始め多くの解析的研究があり、等温壁⁽⁵⁸⁾⁻⁽⁶¹⁾や対流による冷却⁽⁶²⁾などの条件で計算結果が報告されている。いずれも速度分布に放物分布を仮定し、古典的なGraetz解を求める方法を採用している。Özsisik & Mulligan⁽⁶³⁾はこの手法を非定常凍結の場合に拡張している。また実験的検討^{(64)・(65)}もなされている。

(2) 乱流の場合 乱流の場合にも定常氷層形状に関し、Zerkle & Sunderland⁽⁵⁷⁾の手法を拡張することにより多くの研究⁽⁶⁶⁾⁻⁽⁷⁰⁾がなされており、Cho & Özsisik⁽⁷¹⁾は非定常な場合を取扱っている。この場合速度分布には二層、三層、および1/7乗則モデルが用いられた。一方Gilpinら⁽⁷²⁾⁻⁽⁷⁴⁾はレイノルズ数 $Re=370 \sim 1.4 \times 10^4$ において管内の凍結挙動を観察した結果、氷層は解析で仮定したような一様なテーパ状でなく、流路の拡大部と縮流部が交互に生ずるアイスバンド状(図9参照)になることを見出した。図9に示すように、 $\theta_c > 10$ の領域ではレイノル

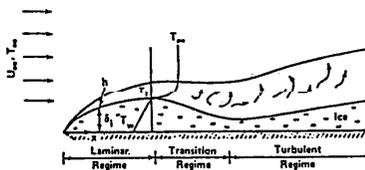


図7 冷却平板上氷層形状⁽⁴⁷⁾

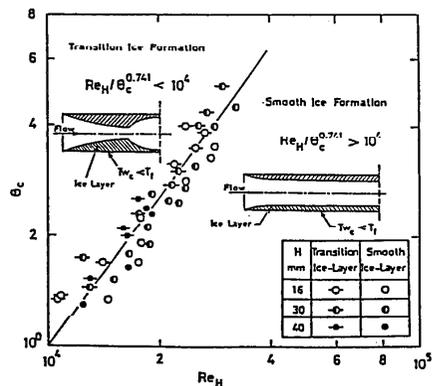


図8 氷層形状⁽⁵⁴⁾

ズ数に無関係にアイスバンド間隔比S/D (S:アイスバンドの剥離点間の距離、D:管直径)がほぼ一定の値になるのは興味深い。Thomason & Mulligan⁽⁷⁵⁾ が径1.45cm、長さ116.0cmのパイプで観察した周期的圧力変動は、これらの非定常領域に相当するものと思われる。平田^{(76)・(77)} はこの研究をさらに発展させている。

(3) 閉塞条件 管が閉塞するメカニズムを把握することは寒冷地による水道管の閉塞予防のみならず、原子炉の熱水管に事故が生じた場合凍結閉塞させる方策などに関して重要である。冷却された空の管に液を注入した場合の閉塞はEpstein^{(78)・(79)} により検討され、また閉塞条件を予測する数学的モデルはSampson & Gibson^{(80)・(81)} により提案された。平田・石原⁽⁸²⁾ は長さ 697mm、径16.6~36mmのパイプ中に水を流動させ閉塞の発生条件について観察し、閉塞はアイスバンドの最縮小部で起こり、その条件は圧力降下に基づくレイノルズ数 Re と冷却温度比 θ_c の関数で表されることを見出している。智田⁽⁸³⁾ は流れが層流の場合の閉塞条件について、Thomason⁽⁸⁴⁾ は閉塞に及ぼす因子(初期レイノルズ数、外部冷却条件など)の効果について詳しく検討をしている。

(4) 曲り管の凍結 曲り管は管路網を構成する主要な要素であるため、その凍結挙動は非常に重要である。最近稲葉ら^{(85)~(87)} は種々の曲り角を有する曲り管を用いて、広い領域で一連の実験を行い、凍結挙動および閉塞そして破壊にいたる条件を明らかにしている。また、智田⁽⁸⁸⁾ は90°曲り管で層流の閉塞限界に対する整理式を提案している。

4・5 空気・水成層流の凍結

大口径のパイプラインや排水管では、一般に気相と液相が成層をなして流動している場合が多い。このような系の凍結挙動を知ることは寒冷地におけるパイプ敷設の設計上非常に重要である。福迫・高橋^{(89)~(91)} は水平円管を用い管内水位、流入水・空気温度、管壁温度、および水・空気流量が、凍結挙動および管閉塞に及ぼす効果について詳しく検討している。図10に示すように、管内凍結特性は θ_c と $Re_w [4Q_w / (n\nu)]$ 、 Q_w :水流量、 n :濡れぶち長さ、 ν :動粘性係数]により整理でき、図中に示す式より上部の領域では管閉塞が発生し、下部では水層は定常状態(発達も減衰もしない)で存在する。さらに、

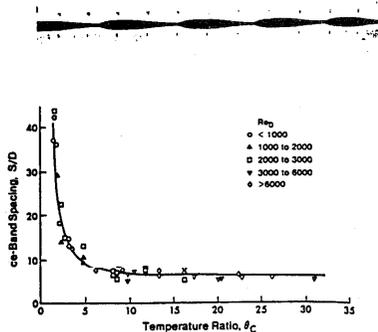


図9 円管内のIce Band⁽⁷⁴⁾

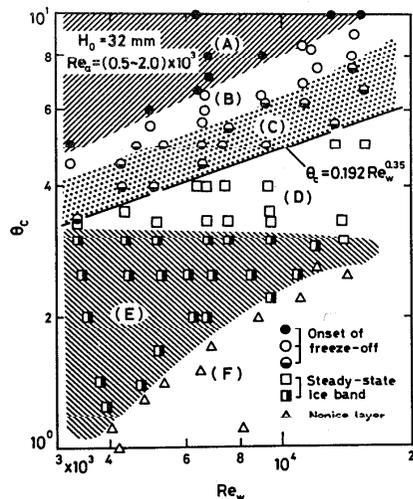
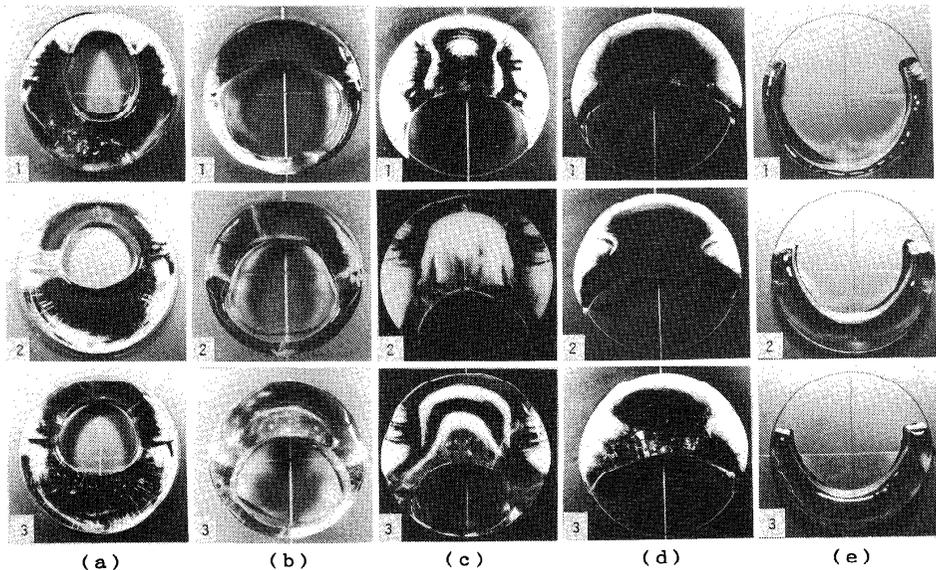


図10 水層形状分布⁽⁹⁰⁾

それぞれ異なった種類の氷層形状が観察された。図11に氷層の断面形状を示してある。図中の(a)、(b)、---の記号は、それぞれ図10に示した領域で観察される氷層形状を示す。またLは管入口よりの距離を示している。この様な氷層、特に空気が流動している管壁上部に成長する氷層は興味深い。管水流部で管壁に氷層が成長することにより水位が上昇し、水面に波立ちが生じ、これがはじけ飛んで水滴となり管上部壁に付着することが最初の原因である。さらに、下部氷層にStep Transitionが発生することがこのことを助長していることが観察された。上部に氷層が発達すると空気および水流は加速され次第に氷層を融解して減衰させ、最終的に、図11に示すように、管内下部にはほとんど氷層が存在しなくなる。

4・6 返しベンド内の凍結

返しベンドは工業的に多用されており、その凍結熱伝達特性は設計資料として重要である。福迫・田子^{(92)・(96)}は多くの因子(流速、ダクト高さ、冷却温度比、ディーン数など)を変化させ凍結実験を行い、凹面に沿う凍結層にはSmooth Transitionが、一方凸面にはStep Transitionが生ずることを見出している。凹面に沿う氷面上の平均熱伝達率はダクト高さとともに増加するが、返しベンドの曲率とともに減少する。一方凸面上の氷層ステップ位置は平行平板間のそれより上流側に発生することが明らかになっている。な



$H_{in1} = 32\text{mm}$, $Q_w = 2.82 \times 10^{-4} \text{m}^3/\text{s}$, $Q_a = 6.64 \times 10^{-4} \text{m}^3/\text{s}$, $T_a = T_w = -10^\circ\text{C}$
 (a) : $\theta_c = 6.7$, $t_c = 127$, (b) : $\theta_c = 5.5$, $t_c = 142$, (c) : $\theta_c = 4.5$, $t_c = 165$
 (d) : $\theta_c = 4.0$, $l = 208$, (e) : $\theta_c = 2.5$, $t_c = 236$
 1 : $L = 100\text{mm}$, 2 : $L = 500\text{mm}$, 3 : $L = 800\text{mm}$

図11 管内氷層形状⁽⁹⁶⁾

お、凹面上には、条件によって図12に示すような縦縞状の水層が観察される。これは恐らく Görtler 渦に基づくものであろう。

4・7 円管囲りの凍結

流水中に水平におかれた冷却円管囲りの定常状態における凍結熱伝達は、Carlson⁽⁹⁷⁾、Okada ら⁽⁹⁸⁾、Cheng ら⁽⁹⁹⁾により取扱われている。Cheng ら⁽⁹⁹⁾は $\theta_c=6.3\sim 75.8$ 、 $Re < 8 \times 10^4$ の範囲において凍結水層の観察を行った結果、図25に示すように低レイノルズ数では、層流境界層が $\phi=120$ deg (ϕ :よどみ点よりの角度)付近で剥離し、その位置で水層厚さが急激に変化すること、一方高レイノルズ数では $0\sim 70$ degに層流境界層が存在し層流剥離したのち、 $\phi=100$ degで乱流境界層となり再付着し、再び $\phi=140$ degで剥離することを水層形状より推測している。また、横一列管群⁽¹⁰⁰⁾および縦列2本の管囲りの凍結⁽¹⁰¹⁾についても興味ある結果が得られている。

5. 湖および河川の凍結

5・1 寒冷地に存在する湖には冬期に凍結する湖と凍結しない湖(不凍湖)がある。我が国の不凍湖としては支笏湖、洞爺湖、十和田湖、田沢湖、猪苗代湖、中禅寺湖などがある。いずれも水深が深く、かつ風が比較的強く波立っている湖である。

湖の凍結は、湖面の流れ学的条件(風による波立ちなど)および熱・気象的条件(対流熱伝達、放射冷却、降雪の有無)に基づく多くの因子の影響を受ける。湖水が 0°C 以下に冷却される場合、その結氷状況には次の三つの様式が考えられる⁽¹⁰²⁾。

(1) 薄板氷 静止湖面に生ずる氷である。水は 4°C で最大密度を有するため、湖水が冷却される場合図14に示すような経過を取る。図14よりわかるように、湖の水温が完全に 4°C 以下になると対流は消滅し水層が上部より容易に生成する。しかし、 4°C 以下にならない場合(対流層が存在する場合)でも放射冷却等が強い場合には表面に透明な薄い氷ができる。またこの場合、表面近傍の温度が 0°C 以下(過冷却)になると、氷結晶片(フラジライズ)が発生しこれが表面へ浮上し、遂に表面を連続的に覆うことになる。そして、氷の薄板が表面を覆い、冷却時間とともに氷層の厚さは増加していく。Ettemaら⁽¹⁰³⁾は、冷却温度 T 。に対し発生する最大フラジライズの体積の割合 C_{max} を実験的に求め、過冷却温度が大なるほど、フラジライズの発生量は増大することを明らかにしている。

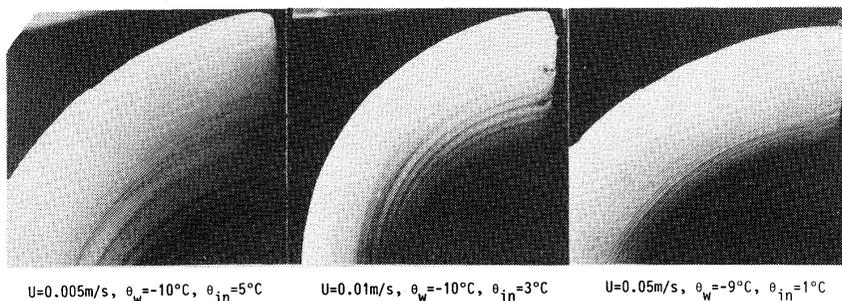


図12 返しベンド凹面の氷層⁽⁹⁵⁾

(2) 蓮葉状氷 風の強い湖面では、内部との混合が促進されるので表面の温度は容易に0°C以下に低下しない。しかし、いったん結晶片が発生するとお互いに結合・合体を繰り返して、直径数センチの円板状の氷板となる。この氷板は互いに衝突しながらそれぞれ成長し、直径1mにもなる場合がある。かなりの湖面がこれにより覆われると、波は静まり円板氷の間にも氷層が発生し、湖面全体が凍結することになる。

(3) スノージャム 気温の低い状態で多量の降雪があると、湖面に落下した雪粒(片)は融解し潜熱を奪うので、湖面の温度は容易に0°Cに低下する。さらに、次々と雪片が落下してくると、雪粒片はそのままの状態互いに結合し、ジャム状になって湖面に浮かぶことになる。気温の低下により容易に湖面の凍結が起こり、気泡を含んだ密度の小さい白色の不透明な氷層が形成される。

5・2 河川の凍結

水が絶えず流動しているため湖と異った凍結形態を示す。図15⁽¹⁰⁴⁾に凍結過程を示してある。図16⁽¹⁰⁵⁾に示すように過冷却(0°C~-0.1°C)された乱流流れの中に発生した細かな氷結晶片(Seed Crystals)は、先ず急激に成長して20μm~数mmの円盤状氷(Frasil Disk)となる。これが第二の水結晶核となる。次にこの氷晶片が大きくなり河川を流下するのが泥氷(Frasil Floes)である。また比較的浅い河川の場合には、浮遊して流動しているフラジライスが河底の岩や石に阻げられて沈澱し底氷(Anchor Ice)となる。一方、Frasil Diskが結合・合体して大きくなったり、またAnchor Iceが河底より離脱すると浮氷(Surface Ice Floes)となり、河川表面に浮いて下流へ流れる。浮氷は互いに衝突し合い蓮葉(Pan Cake)状となることが多い。何らかの原因で浮氷の流れが停止すると、河川表面に静止している浮氷は安定な氷層となり、河川表面全体への凍結が始ま

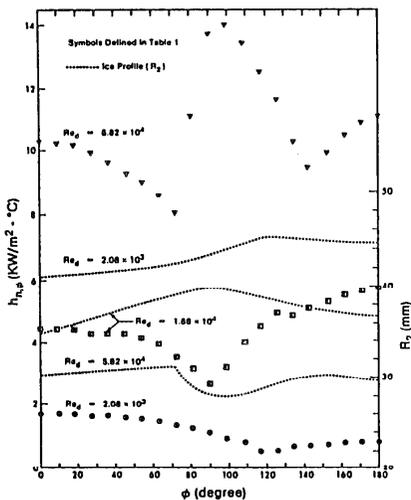


図13 円管周りの凍結⁽⁹⁹⁾

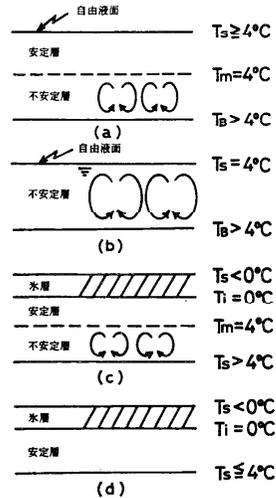


図14 湖水の冷却挙動

ることになる。フラジライスのこのような集塊過程については幾つかの報告⁽¹⁰⁷⁾⁻⁽¹⁰⁹⁾がある。さらにアイスジャムの生成メカニズム⁽¹¹⁰⁾や熱物性⁽¹¹¹⁾についても検討がなされている。

全面結氷した河川氷層下面には、連続した波状の凹凸^{(112)・(113)}が観察されるが、これは前述の報告⁽⁴⁹⁾にて得られた氷層面に見られる現象と類似のものであると思われる。

6. 海水の凍結

6・1 塩分と凍結温度

塩水の凍結する温度は塩分量の増加とともに低下するが、これは氷点降下と言われている。図17に、塩分濃度S（海水1kgに含まれる塩分量kg）と凍結温度との関係を示す。

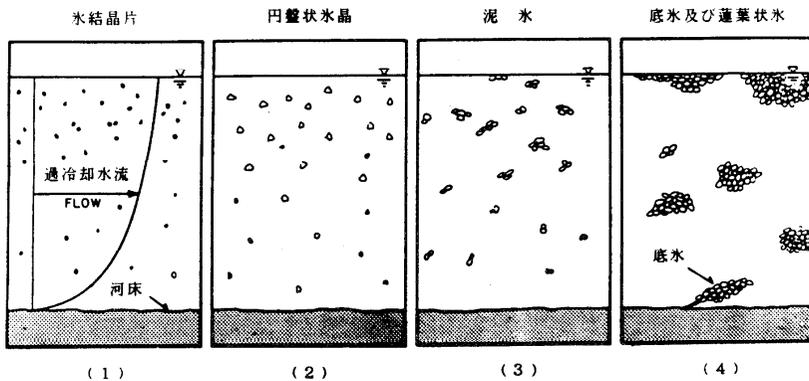


図15 河川氷の発生過程⁽¹⁰⁴⁾

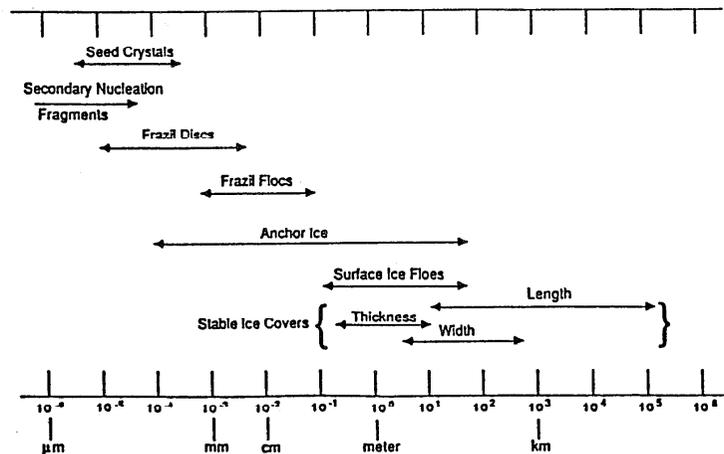


図16 フラジライスの寸法⁽¹⁰⁵⁾

図には最大密度温度との関係も示してあり、海水濃度 $S=2.47\%$ で最大密度温度と凍結温度は -1.33°C となり、一致する。したがって、塩分がこの値より小なる場合には、前述した湖水の凍結のように凍結界面近傍に複雑な流れが生ずる。一方、普通の海水のように塩分量がこの値より大きい場合($S=3.3\sim 3.5\%$)には、温度の低下とともに密度は単調に増加するので、表面で冷却された海水は常に下部に向かって流動して、下部の暖かい海水と入れかわり、温度の冷却された層が次第に深部へ拡がり続ける(混合層の形成)。そしてこの混合層の温度が凍結温度になると、前述した氷結晶が発生し海面へ浮かび上って来る。海面での熱除去が大きい(風速や放射冷却)と氷結晶は量を増し、ジャム状の水・海水混合液となり、氷結晶は結合してかたまりとなり、それらが互いにこすり合って縁の盛り上った円盤状氷(蓮葉氷といわれる)となる。

6・2 オホーツク海の海水

例年1月になると北海道オホーツク海沿岸には多量の海水が押し寄せる。前項で説明したように、海水の誕生には深い混合層が凍結温度にまで低下する必要があるが、平均水深800mmのオホーツク海に何故短期間に多量の海水(流水)が生成するのであろうか。図18⁽¹¹⁴⁾にカラフト東岸沖の海水の温度および塩分濃度の垂直分布を示してある。図より明らかのように、水深50m近傍に塩分が急に大きくなっている塩分躍層(従って密度も急に大きくなっている密度躍層)が存在することがわかる。このことは、表面が冷却されることによって生ずる混合対流層は表面より約50m以上の深部へは拡大しないことを示しており、オホーツク海に海水が生成され易い理由が理解できよう。この様なオホーツク海の表層が低塩分水であるのはアムール川より流れ込む多量の水のためと言われている。

6・3 海水の特長

海水が凍結温度になり凍結し始めると、塩分は氷結晶の析出により、濃い塩水となっはき出される。濃縮塩水(ブライン)は氷結晶の発達とともに分断され、温度の低下とともにさらに氷結晶が析出し、液はさらに濃縮されることになる。図19⁽¹¹⁵⁾に海水の相平衡ダイアグラムを示す。図によると、 -8.2°C

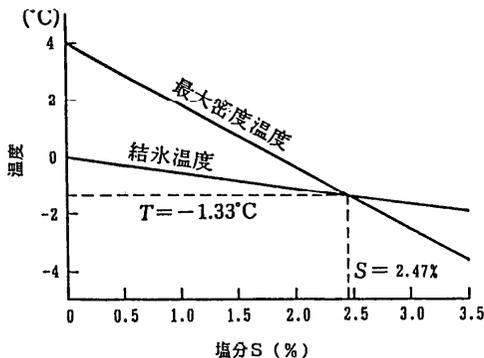


図17 海水の凍結温度と最大密度

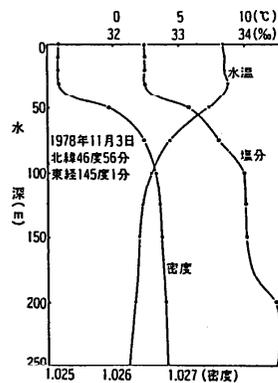


図18 オホーツク海(カラフト東岸)の水分、塩分、密度の垂直分布⁽¹¹⁴⁾

未満の温度では、すべての塩類がブライン溶液中に含有し得るが、 -8.2°C になると硫酸ナトリウム十水和物、 -22.9°C で塩化ナトリウム二水和物の析出が始まる。さらに -36°C で塩化マグネシウム十二水和物が析出する。このことから、海水は、氷の結晶、ブライン溶液、塩の結晶、および空気泡が構成要素であることがわかる。

6・4 海水の熱物性

海水の構成要素の特性により、海水内に温度分布が存在すると、溶液内にその温度に対応した塩分濃度分布が生じ、塩分濃度の異なる溶液間で拡散が生ずる。したがって、海水の熱物性は興味あるものであるが、測定に非常に困難さが伴うことが理解できよう。

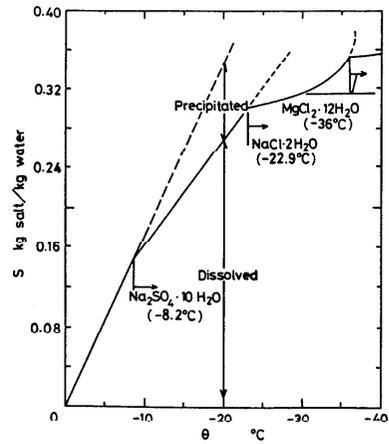
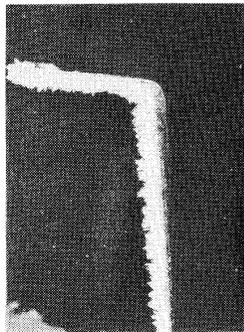


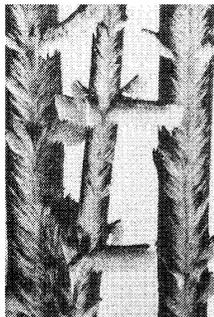
図19 海水の相平衡図 (115)



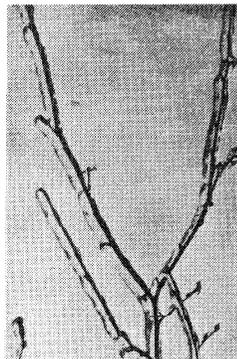
(a) 樹氷



(b) 樹氷



(c) 粗氷



(d) 雨水

図20 着氷挙動 (122)

海水の熱物性は主に理論的に算定されており、実測値⁽¹¹⁶⁾⁻⁽¹²⁰⁾は少ない。なお、熱伝導率、比熱、熱拡散係数、融解潜熱などに関するレビュー⁽⁹⁾がある。

7. 着氷および船体着氷

7・1 着氷

着氷は空気中に浮遊している0℃以下に過冷却された水滴が物体の表面に衝突して凍り着く現象であり、従来より樹氷、航空機への着氷、山岳地帯の各種構造物への着氷として知られている。したがって、(1) 気象学的条件（大気中の過冷却霧粒あるいは水滴の存在）(2) 流れ学的条件（物体による水滴の補そく）、および(3) 伝熱学的条件（熱伝達による潜熱移動）の三つのプロセスが着氷挙動を支配することになる。従来より多くの研究⁽¹²¹⁾⁻⁽¹²⁴⁾がなされている。

着氷には一般に、樹霜、樹氷、粗氷、雨水の四種類のものが観察される（図20⁽¹²²⁾参照）。樹霜（Air Hore）は空気中の水蒸気が過飽和・過冷却した状態にできる。風が弱く、空が晴れていて輻射霧や蒸発霧がたち込めているときに成長することが報告されている。樹氷（Soft Rime）は過冷却した霧粒が空気中を運ばれてきて物体に衝突・補そくされ凍りついたものである。したがって、風上に向かって成長する。一個の過冷却霧粒が凍結した上にさらにつぎの霧粒が付着凍結成長するので多量の空気を含有しており、色は白く強度的にもろい。粗氷（Hard Rime）は過冷却の水滴が物体に補そくされ凍結してできる着氷であり、半透明の固い氷塊である。物体との付着力は強く、気温が低く風速が大きいときにできる。雨水（Glaze）は、過冷却した雨滴によって生ずるものであり、気温が高かつ過冷却雨滴の径が大きい場合には透明な青氷となる。雨水は樹氷と異なり着氷面に水膜が存在しながら凍結が進んでいく。したがって、付着力は強い。

図21⁽¹²²⁾は上述した種々の着氷が、風速と気温のどのような領域で観察されるかを示したものである。前述のように、樹氷は風速が小さく、気温が低い場合に発生し、雨水は気温が高く風速が大きい場合に成長することがわかる。

7・2 船体着氷

冬期間北洋海域を航行する船舶では、荒天

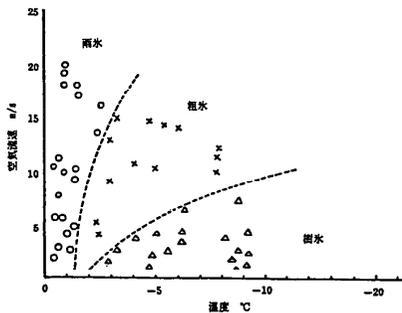
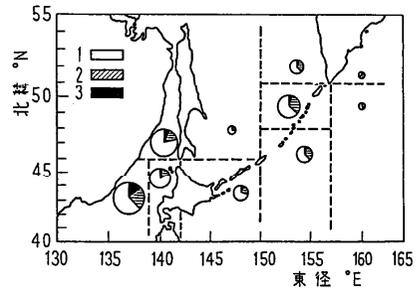


図21 各種着氷と気温・風速の関係⁽¹²³⁾



1. 船体に少し着いた。
2. たくさん着いた。
3. 非常にたくさん着き氷割りをを行った。

図22 海域別着氷程度の分布⁽¹⁶⁸⁾

による海水のしぶきが凍りつく船体着氷が発生する。この船体着氷は船上での諸作業を困難にするとともに、船の重心の上昇ならびに風圧をうける壁面積の増加などをもたらして船の復元性能を著しく低下させ、些細な突風にも転覆するという悲惨な事故を引き起こす。昨年12月納沙布沖における第8宝寿丸（6名死亡）の事故は記憶に新しいところである。

(1) 着氷海難と着氷海域 着氷の原因は海水のしぶきであるから船首、ブリッジ、操舵室前壁、側壁、ハンドレール、上甲板から、マスト、アンテナ、レーダースタンド、空中線まで、しぶきの到着可能なあらゆる部分に着氷が発生する。図22⁽¹²⁵⁾は着氷報告を寄せてきた漁船の位置を10の海域に分類し、着氷の程度を度数分布（総数1288例）にて示したものである。2と3を合わせた激しい着氷の出現が北海道近海では少ないが、遠い海域では多く、特に沿海州近海での着氷が激しいことがわかる。

(2) 船体着氷の機構と着氷条件 海上で生ずる船体着氷では、船の航行によって強制的に発生させられた海水のしぶきの水滴がその原因となっている。そしてしぶきの船体への凍着は、船体各部に補そくされたしぶき（水滴）の潜熱放出により起こる。

船体への着氷条件としては、したがって大別して二つの要因がある。つまり、船体にかかるしぶき量と船体に補そくされたしぶきの潜熱放出に関与するものである。前者は、波浪やうねりの大きさ（海面の状況）、船の速度、船の進行方向と波浪のそれとの相対関係、船の形や大きさなどにより決まり、後者は、気温、海水温度、海水の塩分含有量、船に対する相対風速、ならびに相対風向などにより決まるものと考えられる。図23には巡視船により得られた着氷に関する資料をもとに得られた要因分析結果⁽¹²⁶⁾を示してある。矢印が太いほど（数字の値が大きいほど）その要因が重要であることを示している。

今まで得られた漁船の着氷報告や巡視船の着氷調査票の整理報告⁽¹²⁷⁾⁻⁽¹³⁰⁾によると、船体の着氷は -2°C 以下、対船風速が $6\sim 8\text{m/s}$ 、波浪またはうねり階級2または3以上で起こりはじめ、気温が -6°C 以下、対船風速が 10m/s 以上になると激しく着氷し、波浪またはうねり階級が6または7以上ではどのように航行しても大量の着氷が起こると考えて良いようである。

(3) 海水噴霧風洞における観察 近年これらの現象を伝熱工学的立場より解明しようという試み⁽¹³¹⁾⁻⁽¹³⁵⁾がなされている。福迫ら^{(134)、(135)}は、低温海水噴霧風洞内におかれた物体上の着氷挙動におよぼす、気流温度、気流速度、海水滴径、海水滴温度、お

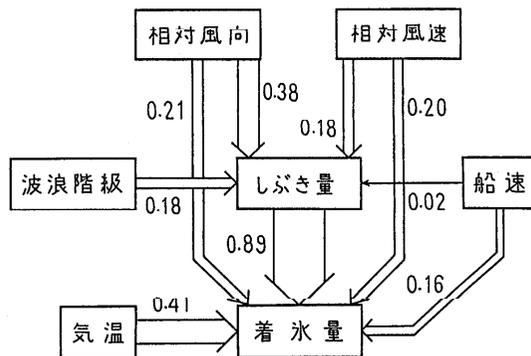
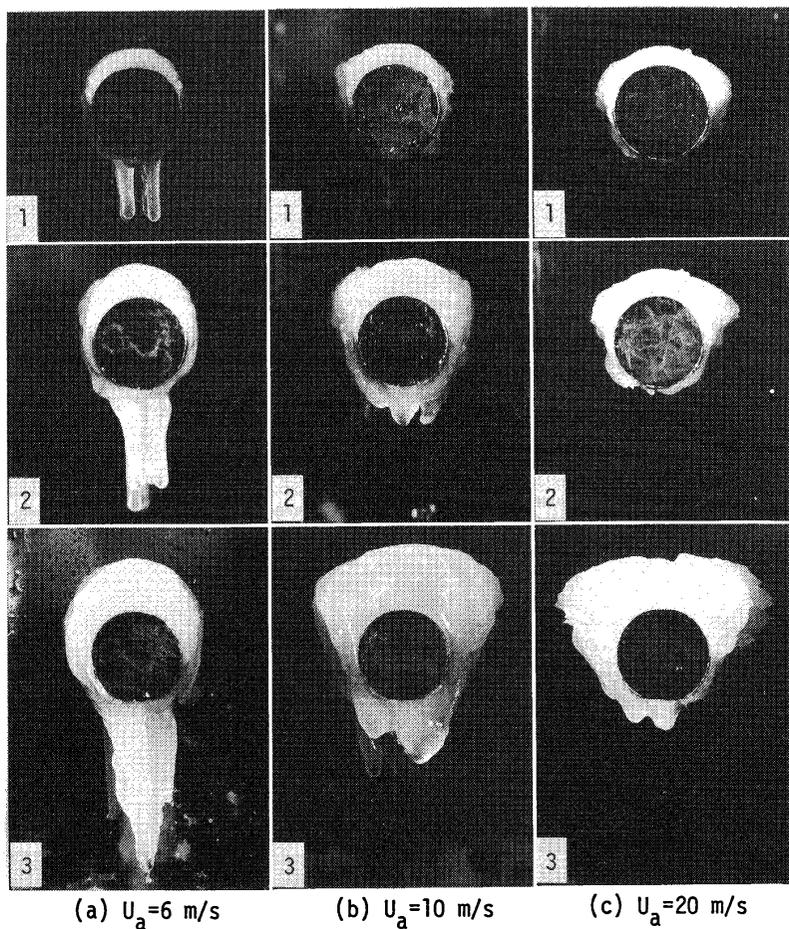


図23 着氷量の要因分布⁽¹²⁶⁾

よび海水滴噴霧量の効果について詳細に検討している。図24は、着氷挙動に対する気流速
 度の効果を示す。この場合、気流温度 -15°C 、海水滴初期温度 -1.4°C 、海水滴噴霧量 240
 $\text{kg/m}^2\text{h}$ 、および平均海水滴径 $200\ \mu\text{m}$ である。図24に示すように、流速が小なる場合には、
 円柱に沿って液膜が凍結（塩分の排除）を伴いながら落下し、円柱下流側（背面）に大き
 なつららを形成する。一方、流速が増加すると、(1) 海水滴が円柱をよけて通ろうとする、
 (2) 円柱に衝突した液滴中で消散する割合が増える、(3) 気・液界面の熱伝達率が增大す
 る、などの理由により、図24(b)、(c)の様な形状を示す。図25には、着氷表面の性状に及



(a) $U_a = 6\ \text{m/s}$ (b) $U_a = 10\ \text{m/s}$ (c) $U_a = 20\ \text{m/s}$

1 : 5 min. elapsed 2 : 10 min. elapsed

3 : 20 min. elapsed

図24 船体着氷に及ぼす空気流速の効果 (184)

ぼす液滴径の効果を示してある。液滴径の効果は予期以上に大きく、液滴の増大に伴い滑らかな面 ($d=200\mu\text{m}$)、凹凸のはげしい面 ($d=900\mu\text{m}$) となり、 $1600\mu\text{m}$ の径の場合、円柱よみ点近傍には水層はほとんど存在しなくなる。図26には、着水層の局所的な塩分分布 (S) を円柱よみ点よりの角度 (ϕ deg) に対し示してある。凍結とともに塩分が排除 (ブラインが濃縮) され、つららの末端部分 (P点) では塩分が極度に大きくなっているのが、良く理解できよう。

(4) 船体着水の防除 船体着水の防除⁽¹²⁶⁾には、着水させないことを目的とする方法と落水を目的とする方法が考えられる。前者に対しては、しぶきを捕そくする表面の温度を上昇させて凍着を防ぐ方法や、不凍液などで凍結温度を下げる方法、あるいは水の着きにくい材料や塗料を用いる方法などがある。一方後者に対しては、着水した物体表面が容易に変形できるように工夫する機械的方法などがある。これらの方策のいくつかは実船⁽¹²⁶⁾に施されているが、表面温度を上げて凍らなくする熱的方法が経験的に最も効果を上げている。熱的方法を採用する場合、凍着の生じない加熱量の最小値 (着水させないための限界熱量) を知っておく必要がある。この熱量は水滴を噴霧させた場合にはすでに整理式⁽¹³³⁾が提案されており、また海水噴霧の場合にも等熱流束の条件のもとで詳細な検討⁽¹³⁵⁾がなされている。しかしながら、この分野の伝熱工学的立場からの研究は、現象が複雑であるため非常に遅れており、今後の成果が待たれるところである。

7. 水平水層の融解

7・1 融解パターン

いま水平な水層が融解する状況を考えてみると、水は 4°C で最大密度を有するため、図27に示すような4種類のパターンが考えられる。上部または下部より加熱され融解する場合には、液面の温度により(a)~(d)のパターンがある。ここで液面は自由液面であるか、または固定壁面に接している場合などが考えられるが、(c)のパターンの場合を除き不安定層が存在しており、ここに自然対流発生の可能性が存在する。

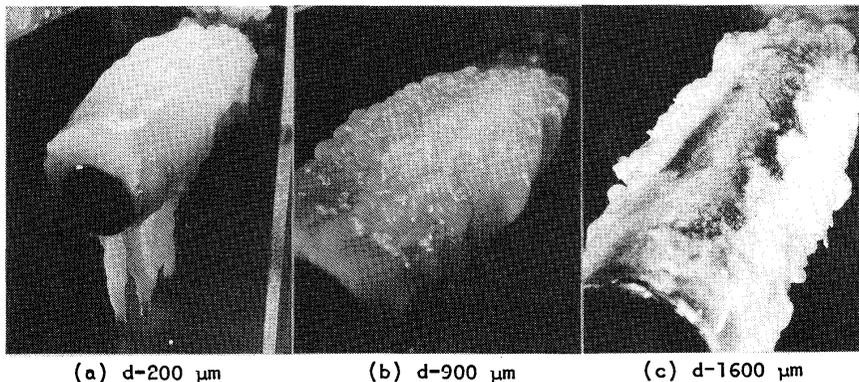


図25 船体着水性状に及ぼす液滴径の効果⁽¹³⁴⁾

7・2 自由液面を有する融解

湖や河川の氷層が太陽エネルギーなどにより融解する場合は、自由液面を有する融解パターン図27(a),(b)に近い。したがって不安定層のなかに自然対流が発生し、融解は複雑な挙動を示す場合が多い。

関ら⁽¹³⁶⁾、Wuら⁽¹³⁷⁾は表面張力、外界との熱伝達の効果を考慮しつつ自然対流発生の際の限界値の推定を試みている。図28に解析値と実測値の比較⁽¹³⁸⁾を示す。ここに、レーレー数は

$$Ra = g |\beta| (T_m - T_1) h^3 / (\nu \kappa) \quad T_2 > 4^\circ\text{C} \quad (1)$$

$$Ra = g |\beta| (T_2 - T_1) H^3 / (\nu \kappa) \quad T_2 \leq 4^\circ\text{C} \quad (2)$$

であり、 β ：体膨張係数、 ν ：動粘性係数、 κ ：温度伝導率であり、(1)式では 2°C 、(2)式では平均温度における物性値を用いている。また表面張力を表すマランゴニ数 Ma は、

$$Ma = \sigma_0 \Phi (T_2 - T_1) H / (\rho \nu \chi) \quad (3)$$

であり、ここに σ_0 ： 0°C の水の表面張力、 Φ ：定数、 ρ ：密度である。自由液面の温度(T_2)が、約 8°C より高い場合には、図27(b)のように上部に相当厚さの安定層があるため、対流発生限界は $Ra_c \approx 500$ の一定値となる。一方、 T_2 が低下(上部安定層の厚さが減少)すると Ra_c は急激に増大し、 $T_2 = 4^\circ\text{C}$ で $Ra_c \approx 3000$ となる。この理由は図29に示すように、密度逆転を伴う水の場合表面張力が普通の流体と異なり、対流を抑制する方向に働くためである。

菅原ら⁽¹³⁹⁾は赤外線ランプを用い、対流発生後の自然対流熱伝達を実験的に検討し、実測値は一般の水平流体層に対するそれより、すべての Ra に対しかなり高い値を示すことを見出している。

7・3 上部加熱壁による融解

(1) 自然対流発生限界 Bogerら⁽¹⁴⁰⁾はレーレー数1700で自然対流が発生すると述べ、Yenら⁽¹⁴¹⁾は上部加熱壁の関数であり、Sunら⁽¹⁴²⁾は彼等の予測値と実測値がよく一致することを報告している。Sekiら⁽¹⁴³⁾は $T_2 > 8^\circ\text{C}$ にて $Ra_c \approx 500$ で、 T_2 が低下するに伴い増大

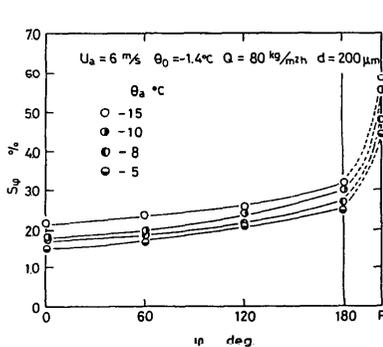


図26 船体着氷層内における塩分量の分布⁽¹³⁴⁾

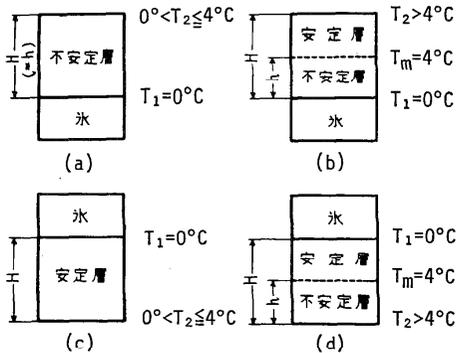


図27 水平氷層が融解するときの四つのパターン⁽¹⁴³⁾

し、 $T_2=4^\circ\text{C}$ で $Ra_c \approx 1700$ なることを理論的また実験的に見出している。また、Makerら^(144, 145)は不安定層の高さでなく、液層全体の厚さによりレーレー数を定義し、対流発生限界を与えている。

(2) 自然対流熱伝達 Yen⁽¹⁴⁶⁾は融解実験より熱流束が T_2 に無関係であることを報告し、Sekiら⁽¹⁴³⁾は二次元層流モデルによる解析値、実測値の比較を行い、 $T_2 \leq 4^\circ\text{C}$ の場合一般流体の熱伝達と同じであり、 $T_2 > 4^\circ\text{C}$ ではすべての Ra に対して増大することを見出している。なお Adrian⁽¹⁴⁷⁾は水層面上の速度・温度変動をLDV法により測定している。

7・4 下部加熱壁による融解

この場合は、図27(c)、(d)のパターンに相当する。

(1) 自然対流発生限界 Bogerら⁽¹⁴⁸⁾は実験により、レーレー数1700なることを報告しているが、Yen⁽¹⁴⁸⁾は下部加熱壁の温度により変化し、Sun⁽¹⁴²⁾はこの温度と共に低下することを示している。福迫ら⁽¹⁴⁹⁾は、 $A=(T_2-T_m)/(T_2-T_1)$ 、(1)式で $T_m \rightarrow T_2$ 、 $T_1 \rightarrow T_m$ と置き換えたレーレー数により $A \leq 0.6$ でレーレー数は500でほぼ一定となることを示している。

(2) 自然対流熱伝達 Tienら^(150, 151)の報告があり、一般流体に対するそれより常に大なることが報告されている。

7・5 放射熱源による融解

水平氷層が比較的短い波長の放射熱源により融解する場合の挙動は、Gilpin⁽¹⁵²⁾ほか^(153~156)により取り扱われている。Gilpin⁽¹⁵²⁾は氷層内の放射エネルギーの吸収および散逸について詳しく検討している。Sekiら⁽¹⁵⁴⁾は背面融解(Back-Melting)という興味ある融解挙動を見出した。図30にその一例を示す。氷層は上部と同時に下部よりも融解している。これは、短波長の放射エネルギーでは氷層内を透過できるエネルギーの割合が増加するためである。

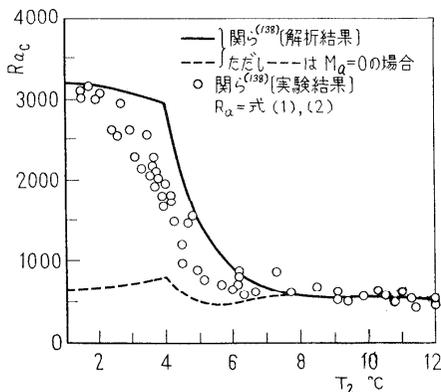


図28 自由液面を有し上部より融解するときの対流発生限界⁽¹³⁸⁾

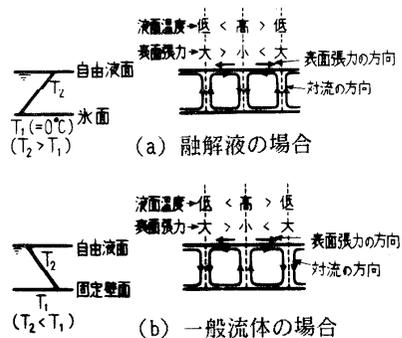


図29 対流発生におよぼす表面張力の効果⁽¹⁴⁹⁾

8. 垂直氷層の融解

8・1 静水内の融解

水が4°Cで最大密度を有するため氷層周辺に複雑な流れが発生し、これが融解特性を支配する^{(157)~(163)}。Wilson & Vyas⁽¹⁶⁰⁾は氷層面に沿って T_{∞} (周囲温度) < 4.7°Cでは定常な上向き流れ、 $T_{\infty} > 7^{\circ}\text{C}$ で定常下向き、その中間では無秩序な振動流れが起こることを報告している。最小のヌセルト数は5.5°~5.6°Cで生ずることが実験的⁽¹⁵⁷⁾・⁽¹⁵⁸⁾ および解析的⁽¹⁵⁹⁾ に示されている。

8・2 低温静水内垂直壁よりの熱伝達

密度逆転が熱伝達挙動に及ぼす効果をより精度良く把握するためになされたもので、非常に多くの報告^{(163)~(167)}がある。Careyら⁽¹⁶³⁾は、初期局所流れの逆転が、 $R [= (T_m - T_{\infty}) / (T_w - T_{\infty})]$ 、 T_m : 最大密度、 T_w : 壁温] = 0.152の場合流動域の外側で、 $R = 0.326$ の場合氷層表面側で起こることを数値計算より明らかにしている。非定常の挙動も検討⁽¹⁶⁸⁾されている。

8・3 蒸気の凝縮を伴う融解

垂直氷層が蒸気を含む高温の空気にさらされると、加熱空気による融解のほかに蒸気が凝縮し、その放出される潜熱により氷層は融解する。したがって、熱伝達は非常に複雑なものとなる。この問題は最初Tien & Yen⁽¹⁶⁹⁾により取り上げられて以来多くの研究^{(170)~(174)}がある。Epstein & Cho⁽¹⁷¹⁾は定常融解の仮定のもとに解析を行い、この現象を支配している二つのパラメータを明らかにしている。非凝縮ガス含有の効果⁽¹⁷⁰⁾や非溶解凝縮液による融解^{(173)・(174)}についても検討がなされている。

8・4 放射熱源による融解

垂直氷層の放射熱源による融解は、Sekiら⁽¹⁷⁵⁾により実験的にまた解析的に研究された。短波長の放射エネルギーを用いると、氷層表面は図31に示す様な特異な融解挙動を示す。一方、長波長の場合には滑らかな氷層面が観察される。

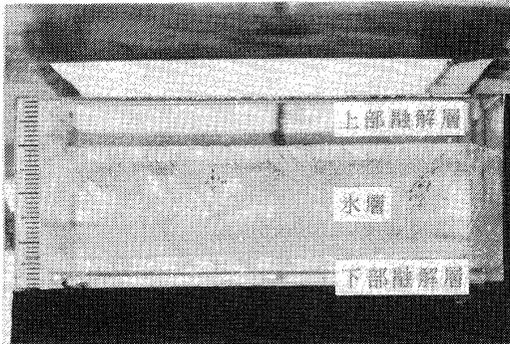


図30 水平氷層の背面融解⁽¹⁵⁴⁾

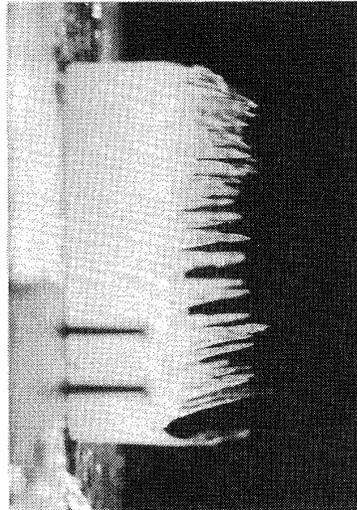


図31 垂直氷層の融解⁽¹⁸¹⁾

9. 球および円柱氷の融解

Merk⁽¹⁷⁶⁾ は融解する氷球まわりの自然対流熱伝達を解析的に取扱い、周囲温度 $T_{\infty}=5^{\circ}\text{C}$ の場合熱伝達が最小になることを報告した。Dumoreら⁽¹⁷⁷⁾ はこれを実験的に取扱い、 $T_{\infty}=4^{\circ}\sim 6^{\circ}\text{C}$ の範囲で、二重の流れ（氷層面近傍上向き、その外側で下向き）が存在することを明らかにしている。Vanier & Tien⁽¹⁷⁹⁾ は流れの逆転が $T_{\infty}=5.35^{\circ}\text{C}$ で起こるとしている。円柱まわりの融解は、Saitoh⁽¹⁸⁰⁾ により実験のおよび数値解析的に詳しく検討されている。

10. キャビティ内融解に及ぼす自然対流の効果

10・1 矩形キャビティ

対向壁が冷却壁 ($T_c=0^{\circ}\text{C}$) と加熱壁 ($T_h>0^{\circ}\text{C}$) であり、上下面が断熱壁の場合の伝熱挙動は、最初 Watson⁽¹⁸¹⁾ により数値的に取扱われた。Sekiら⁽¹⁸²⁾ はこの問題を実験的ならびに数値的に取扱い、 $T_h=8^{\circ}\text{C}$ でキャビティ内のヌセルト数は極小値を示すことを見出している。図32には種々の T_h の値に対する流れ模様を予測値とともに示してある。Inaba & Fukuda⁽¹⁸³⁾ はこの問題を傾斜した場合に発展させている。

10・2 円環状キャビティ

円管内の氷層が加熱壁により融解され定常状態に達した場合がこの状況に相当するため、特に局所の熱伝達率を知ることが重要である。Sekiら^{(184)・(185)} はこの問題を実験的ならびに数値解析的に取扱い、局所の熱伝達率分布が、加熱温度 T_h により大幅に変化することを報告している。また、環状部のアスペクト比が大きい場合には、環状頂部に特長的な二次流れが発生することを明らかにしている。また最近、Rieger & Beer⁽¹⁸⁶⁾ および Webbら⁽¹⁸⁷⁾ は円管内において氷層を融解させる実験を行い、密度逆転に伴う自然対流が融解特性に及ぼす効果を検討している。

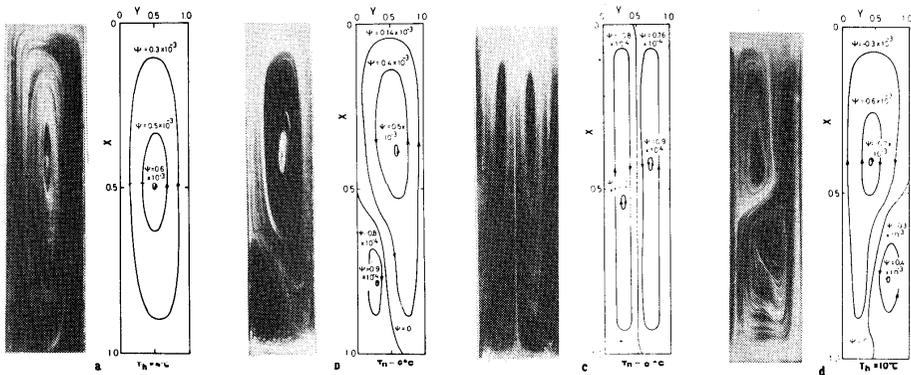


図32 矩形キャビティ内の流れ模様⁽¹⁸²⁾

10・3 多孔質層内の融解

多孔質層内におかれた水平加熱円柱まわりの融解問題は岡田・福木⁽¹³⁸⁾により解析的および実験的に取扱われた。解析はLandau変換により、実験は球状ガラスビーズ多孔質層を用い行われ、自然対流を無視できる領域を明らかにしている。Weaver & Viskanta⁽¹³⁹⁾はこの問題を垂直加熱円管の場合に拡張している。

11. 強制対流による氷層の融解

氷層表面に沿って流れる流体による融解問題に関しては解析的報告⁽¹³⁰⁾⁻⁽¹³²⁾は多いが、実験的研究は少ない。関ら⁽¹³³⁾は二次元流路内の冷却面上に設置された氷層の非定常融解挙動を詳細に検討し、氷層面上には、凍結の場合と同様にStep Transitionが発生することを明らかにしている。定常状態におけるStepの位置は凍結の場合よりいくぶん上流側へ移動する。

Yen & Zehnder⁽¹³⁴⁾は加熱Jet噴流により氷層を融解するという興味ある実験を行い、短時間ではあるが各々の実験条件で融解量が一定になる領域を見出している。またSzekelyら⁽¹³⁵⁾は気液二相流中での氷層の融解実験を行い、整理式を提案している。

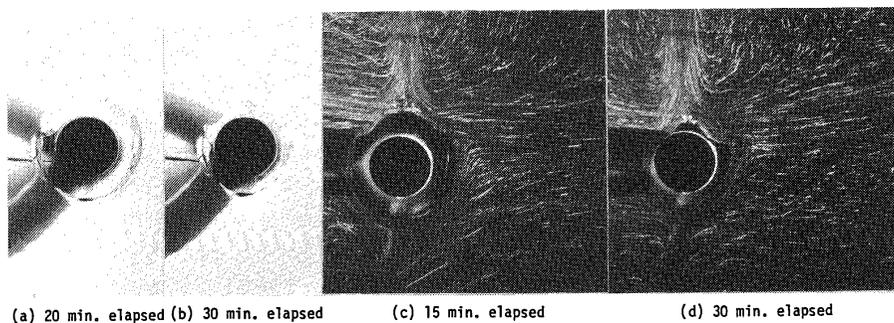


図33 融解挙動と流れ模様 ($T_{\infty}=6.0^{\circ}\text{C}$) (206)

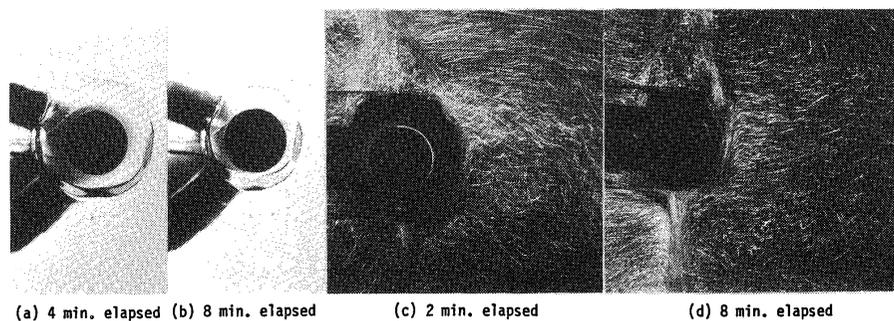


図34 融解挙動と流れ模様 ($T_{\infty}=18.0^{\circ}\text{C}$) (206)

1 2 . 塩水中の水層の融解

海水中における氷塊の融解現象は、北海道近海における海水の融解、南氷洋における氷山の融解、凍結したソーラーボンドの融解などに見られるが、その融解過程は水層近傍に生ずる自然対流と密接な相互関係にあり、熱と塩分の移動を伴う複雑なものとなる。

1 2 . 1 強制対流による融解

Griffin⁽¹⁹⁶⁾はプロファイル法を用い融解および塩分の拡散などを解析的に取扱っている。そしてその結果を、温度および塩分境界層内の音速の決定に使用している。

1 2 . 2 自然対流による融解

垂直氷板、傾斜氷板、および水円柱の融解が取扱われている。

(1) 垂直氷板 Huppert & Turner⁽¹⁹⁷⁾は周囲流体の特性(密度成層)が垂直な融解水層表面近傍の流れおよび融解に及ぼす効果を実験的に検討した。Marschall⁽¹⁹⁸⁾は相似解を仮定して融解の問題を取扱い、Johnson⁽¹⁹⁹⁾はシュリーレン法を用い、水層近傍の流動状況を観察した。Josberger & Martin⁽²⁰⁰⁾は周囲流体温度 T_{∞} が流動および融解現象に及ぼす効果を詳細に実験的に検討し、 $T_{\infty} < 18^{\circ}\text{C}$ の場合水層近くの流れは下部では層流で二重の流れ、上部では完全に上向きで、乱流であることを見出している。さらに、 $18^{\circ} \sim 23^{\circ}\text{C}$ で流れの逆転が起こり、 $T_{\infty} > 23^{\circ}\text{C}$ では上部と下部の状況が完全に逆転すると報告している。数値的および実験的検討がさらに盛んに行われている⁽²⁰¹⁾⁻⁽²⁰⁴⁾。

(2) 水平氷円柱 静止海水中におかれた水平氷円柱の融解熱伝達は、福迫ら⁽²⁰⁵⁾、⁽²⁰⁶⁾により実験的に研究されている。図33に周囲流体温度 $T_{\infty} = 6^{\circ}\text{C}$ 、図34に $T_{\infty} = 18^{\circ}\text{C}$ の場合の水円柱の融解挙動と流れ模様を示してある。いずれの場合も図35に示すように、氷柱下部(遷移点より下部)では氷層面に沿って上向きの、その外側に下向きの二重層流流れが存在し、氷柱上部(遷移点より上部)では上向きの一方向乱流流れが存在している。 T_{∞} が高くなるに従い剥離点より上部の面積が広くなるのは興味深い。氷層面の性状は三つの部分で大きく異なる。(a)遷移点より下部の領域では T_{∞} が低い範囲では滑らかであるが、 T_{∞} が高くなると凹凸が現れる。(b)遷移点より剥離点までの領域には流れに沿う細かい縦縞が存在する。時間の経過とともに凹凸は大きくなり、隣接する縞同志が干渉・合併を引き起こし、その間隔は不規則なものとなる。

(c)剥離点より上部の領域はスプーンカットに似ており、非常に小さい円形のくぼみが観察される。このように、水円柱周りの融解現象は非常に複雑であるが興味あるものである。

(3) 傾斜氷板 氷板が海水中に傾斜して設置され融解する場合の挙動も観察⁽²⁰⁷⁾が進められている。上向き面と下向き面で非常に異なった融解特性が得られることが明らかになっている。

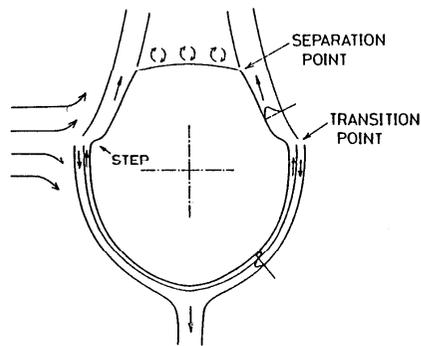


図35 水層周り流れモデル⁽²⁰⁶⁾

13. あとがき

低温環境下にて生ずる凍結・融解問題の中から、主流を伴わない場合の水の凍結および伴う場合の凍結、湖および河川の凍結、海水の凍結、着氷および船体着氷、凍結層の各種融解に関し解説を行った。読者にとって何らかの参考になることがあれば、望外の喜びである。

参考文献

1. 東, 寒地工学序論, 古今書院(1981), 5.
2. Bankoff, S.G., "Heat Transfer or Diffusion with Change of Phase", *Advances in Chemical Engineering*, Academic Press, N.Y., 6(1964), 75.
3. Muehlbauer, J.C. and Sunderland, J.E., *Appl. Mech. Rev.*, 18-12(1965), 951.
4. Ockenden, J.R. and Hodgkins, W.R., (ed.), "Moving Boundary Problems in Heat Flow and Diffusion," Clarendon Press, Oxford, (1975).
5. Mori, A. and Araki, K., *Int. Chem. Engng.*, 14-4, (1976), 734.
6. 斉藤・冷凍, 55-636, (1980), 875.
7. 斉藤・冷凍, 55-637, (1980), 1005.
8. Fukusako, S. and Seki, N., "Fundamental Aspects of Analytical and Numerical Methods on Freezing and Melting Heat-Transfer Problems," *Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer*, 1(1987), 351.
9. 福迫・ほか2名, 熱物性, 2-2(1988), 89.
10. 福迫・高橋, 北海道大学工学部研究報告(投稿中).
11. Gilpin, R.R., *J. Crystal Growth*, 36-1(1976), 101.
12. Dorsey, N.E., *Trans. Am. Phys. Soc.*, 38-1(1948), 247.
13. Gilpin, R.R., *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 20-6(1977), 693.
14. Gilpin, R.R., *Trans. ASME, Ser. C*, 99-2(1977), 419.
15. Sugawara, M., ほか2名, *Wärme- und Stoffübertragung*, 17(1983), 187.
16. Ozaki, O., ほか3名, *Bull. Facul. Eng. Hokkaido Univ.*, 79(1976), 33.
17. Tankin, R.S. and Farhadieh, R., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 14(1971), 953.
18. Forbes, R.E. and Cooper, J.W., *ASME, J. Heat Transfer*, 97(1975), 47.
19. Brewster, R.A. and Gebhart, B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 31-2(1988), 331.
20. 斉藤・ほか2名, 機論, 47-420(昭56), 1586.
21. 斉藤・ほか2名, 冷凍, 58-670(昭58), 25.
22. 斉藤・ほか3名, 機論, 54-502(昭63), 1439.
23. 柏木・ほか3名, 機論, 53-490(昭62), 1822.
24. Gilpin, R.R., *Int. J. Heat Transfer*, 18(1975), 1307.
25. Takeuchi, M. and Cheng, K.C., *Wärme- und Stoffübertragung*, 9(1976), 215.
26. Cheng, K.C. and Takeuchi, M., *ASME Journal of Heat Transfer*, 98(1976), 581.
27. Cheng, K.C., ほか2名, *Numerical Heat Transfer*, 1(1987), 101.
28. Vasseur, P. and Robillard, L., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23(1980), 1195.
29. Robillard, L. and Vasseur, P., *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs, Series C, J. Heat*

- Transfer, 103(1981), 528.
30. Dutton, C.R. and Sharan, A.M., Cold Regions Science and Technology, 15(1988), 13.
 31. 福迫・ほか3名, 第23回日本伝熱シンポ講論C212(1986), 379.
 32. 福迫・高橋, 流れの可視化, 7(1987), 89.
 33. 福迫・ほか2名, 機論 (掲載決定).
 34. 菅原・ほか2名, 機論, 51-464 (昭60), 1285.
 35. Beckermann, C. and Viskanta, R., Int. J. heat mass transf., 31-1(1988), 35.
 36. Chellaiiah, S. and Viskanta, R., Int. J. Heat Mass Transf., 31-2(1988), 321.
 37. 佐々木・ほか2名, 機論 (掲載決定).
 38. Merk, H.J., Appl. Sci. Res., 4(1954), 435.
 39. Yen, Y.C. and Tien, C., J. Geophys. Res., 68(1963), 3673.
 40. Siegel, R. and Savino, J.M., Am. Soc. Mech. Engrs, New York, 4(1966), 141.
 41. Pozonkov, F.M., ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 13(1970), 957.
 42. Lapadula, C. and Muller, W.K., Int. J. Heat Mass Transfer, 9(1966), 702.
 43. Miller, M.L. and Jiji, L.M., Appl. Sci. Res., 22(1970), 141.
 44. Epstein, M., Int. J. Heat Mass Transfer, 19(1976), 1281.
 45. El-Genk, M.S. and Cronenberg, A.W., Int. J. Heat Mass Transfer, 22(1979), 1719.
 46. Savino, J.M. and Siegel, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 12(1969)803.
 47. Hirata, T., ほか3名, Int. J. Heat Mass Transfer, 22(1979), 1425.
 48. Hirata, T., ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 22(1979), 1435.
 49. Gilpin, R.R., ほか2名, J. Fluid Mech., 99(1980), 619.
 50. Lee, D.G. and Zerkle, R.D., ASME Journal of Heat Transfer, 91(1969), 583.
 51. Cheng, K.C. and Wong, S.L., Canadian J. Chem. Engng., 55(1977), 149.
 52. Cheng, K.C. and Wong, S.L., Appl. Sci. Res., 33(1977), 309.
 53. Shibani, A.A. and Ozisik, M.N., ASME Journal of Heat Transfer, 99(1977), 20.
 54. Seki, N., ほか2名, ASME Journal of Heat Transfer, 106(1984), 498.
 55. Seki, N., ほか2名, Wärme- und Stoffübertragung, 18(1984), 117.
 56. Seki, N., ほか4名, Trans. JSME, 49(1983), 2172.
 57. Zerkle, R.D. and Sunderland, J.e., ASME Journal of Heat Transfer, 90(1968), 183.
 58. DesRuisseaux, N. and Zerkle, R.D., Can. J. of Chem. Eng., 47(1969), 233.
 59. Depew, C.A. and Zenter, R.C., Int. J. Heat Mass Transfer, 12(1969), 1710.
 60. Hwang, G.J. and Sheu, J.P., Can. J. Chem. Eng., 54(1967), 66.
 61. Mulligan, J.C. and Jones, D.D., Int. J. Heat Mass Transfer, 19(1976), 213.
 62. Lock, G.S.H., ほか2名, Fourth International Conference Heat Transfer, Paris-Versailles, 1(1970), Cu. 2.9.
 63. Özisik, M.N. and Mulligan, J.C., ASME Journal of Heat Transfer, 91(1969), 385.
 64. 智田, 機論, 49-498 (昭58), 433.
 65. 戸田・杉山, 51-470 (昭60), 3411.
 66. Genthner, K., "Die Erstarrung Turbulent Stromender Flüssigkeiten in Rohre,"

- 22(1970),414.
67. Seki, N., Fukusako, S. and Tokura, I., Proceedings of 8th Japan National Heat Transfer Symposium, II-2.6(1971),201.
 68. Arora, A.P.S. and Howell, J.R., Int. J. Heat Mass Transfer, 16(1973),2077.
 69. Shibani, A.A. and Ozisik, M.N., The Canadian Journal of Chemical Engineering, 55(1977),672.
 70. Thomason, S.B., Mulligan, J.C. and Everhart, J., ASME Journal of Heat Transfer, 100(1978),387.
 71. Cho, C. and Özisik, M.N., ASME Journal of Heat Transfer, 101(1979),465.
 72. Gilpin, R.R., Heat Transfer-AIChE Symposium Series 189,75(1979), San Diego, Calif., 88.
 73. Gilpin, R.R., Cold Regions Science and Technology, 5(1981),163.
 74. Gilpin, R.R., ASME Journal of Heat Transfer, 103(1981),363.
 75. Thomason, S.B. and Mulligan, J.C., ASME Journal of Heat Transfer, 102(1980), 782.
 76. 平田, 機論, 52-474 (昭61), 894.
 77. 平田・松沢, 機論, 53-486 (昭62), 553.
 78. Epstein, M., Yim, A. and Cheung, F.B., ASME Journal of Heat Transfer, 99(1977), 233.
 79. Epstein, M. and Hauser, G.M., ASME Journal of Heat Transfer, 99(1977),687
 80. Sampson, P. and Gibson, R.D., Int. J. Heat Mass Transfer, 24(1981),231.
 81. Sampson, P. and Gibson, R.D., Int. J. Heat Mass Transfer, 25(1982),119.
 82. 平田・石原, 機論, 51-464 (昭60), 1243.
 83. 智田, 機論, 51-469 (昭60), 2940.
 84. Thomason, S.B., Int. J. Heat Mass Transfer, 30-2(1987),2201.
 85. 追分・稲葉, 機論, 51-471 (昭60), 3777.
 86. 稲葉・ほか3名, 機論, 53-497 (昭62), 3317.
 87. 稲葉・ほか3名, 機論, 54-500 (昭63), 984.
 88. 智田・田島, 機論, 54-497 (昭63), 163.
 89. Fukusako, S. and Takahashi, M., Bull. Fac. of Engng., Hokkaido Univ., 133(1986), 27.
 90. 福迫・ほか2名, 機論, 54-499 (昭63), 641.
 91. 福迫・高橋, 冷凍協会論文集 (投稿中) .
 92. 福迫・ほか3名, 機論, 51-461 (昭62), 376.
 93. 福迫・ほか3名, 機論, 53-491 (昭62), 2159.
 94. 田子・福迫, 北大工学研究報告, 135 (昭62), 43.
 95. 田子・福迫, ASME Proc. 1988 Natio. Heat Transfer Conf., 3(1988),215.
 96. Tago, M. and Fukusako, S., Heat Transfer Japanese Res., (印刷中) .
 97. Carlson, F.M., Ph.D. Thesis, University of Connecticut, (1975).
 98. Okada, M., ほか4名, Bulletin of the JSME, 21-160(1978),1514.

99. Cheng, K.C., ほか2名, ASME Journal of Heat Transfer, 103(1981), 733.
100. 平田・ほか2名, 機論, 53-495 (昭62), 3220.
101. Lock, G.S.H. and Kaiser, T.M.V., Int. J. Heat Mass Transf., 28-9(1985), 1689.
102. 木下, 理科年表読本, (1984), 137.
103. Ettema, R., ほか2名, CRREL Report 84-18(1984), 25.
104. Williams, G.P., Engineering Journal, 42-11(1959), 55.
105. Daly, S.F., 1st. Int. Symp. on Cold Regions Heat Transf., (1987), 11.
107. Michel, B., Proc. Int. Conf. on Low Temp. Sci., (1967), 129.
108. Michel, B., Proc. Int. Symp. on Role of Snow and Ice in Hydro., (1972), 454.
109. Osterkamp, T.E., ASCE, J. Hydraulics Div., 104(1978), 1239.
110. Ackermann, N.L. and Shen, H.T., CRREL Report 83-31(1983).
111. Fukusako, S., ほか2名, 8th Japan Thermophysical Properties Conf., (1987).
112. Ashton, G.D. and Kennedy, J.F., Proc. ASCE., 98-HY9(1972), 1603.
113. Marsh, P. and Prowse, T.D., Cold Regions Sci. and Techno., 14(1987), 33.
114. 北海道大学放送教育委員会編, "低温とくらし", (1985), 99.
115. Assur, A., U.S. Snow, Ice and Permafrost Res. Estab. Res. Rep. 44(1960).
116. Schwerdtfeger, P., J. Glaciology, 4(1963), 789.
117. Ono, N., Low Temperature Science, 23(1965), 167.
118. Sakazume, S. and Seki, N., Bulletin of JSME, 46(1980), 1119.
119. Malmgren, F., in The Norwegian North Polar Expedition with the Maud. Sci. Res., 1-5(1927).
120. Ono, N., Low Temperature Science, 24(1966), 249.
121. Butkovich, T.R., U.S. Army, Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Res. Report, 11(1954).
122. 黒岩, 北大応電研解彙報, 8-4(1956), 153.
123. Kuroiwa, D., Icing and snow accretion on electric wires, CRREL Research Report, 123(1965).
124. Minsk, L.D., CRREL Report, 80-31(1980), 2.
125. 小野, 低温科学, 物理篇, 1323-32 (昭49), 235.
126. 日本海難防止協会, 昭和46年度中間報告書.
127. 沢田, 雪氷, 24-1 (昭37), 12.
128. 田畑・ほか2名, 低温科学, 物理篇, 640-27 (昭38), 173.
129. 小野, 低温科学, 物理篇, 665-22 (昭39), 171.
130. 田畑, 低温科学, 物理篇, 993-27 (昭44), 339.
131. 関・ほか3名, 第15回日本伝熱シンポ講論, (昭54), 391.
132. 福迫, 機誌, 80-709 (昭52), 1301.
133. 関・ほか3名, 日機論, 48-428 (昭57), 749.
134. Fukusako, S., ほか2名, Proc. 1st World Exp. Heat Transf. Fluid Mech. and Thermody., (1988), 981.
135. Fukusako, S., ほか3名, Proc. 2nd Int. Symp. Cold Regions Heat Transf. Conf.,

- (1989) (投稿中) .
136. 関・ほか2名,機論,43-366(昭52),718.
 137. Wu,R.S. and Cheng,K.C.,Int.J.Heat Transfer,19(1976),559.
 138. Seki,N.,ほか2名,J.Heat Transfer,99(1977),92.
 139. 菅原・ほか2名,機論,40-339(昭49),3155.
 140. Boger,D.V. and Westwater,J.W.,Trans.ASME,Heat Transfer,89(1967),81.
 141. Yen,Y.C. and Galea,F.,The Physics of Fluids,12(1969),509.
 142. Sun,Z.S.,ほか2名,AIChE J.,15(1969),910.
 143. Seki,N.,ほか2名,Wärme-und Stoffübertragung,10(1977),269.
 144. Merker,G.P.,ほか2名,Wärme-und Stoffübertragung,9(1976),99.
 145. Merker,G.P.,ほか2名,Int.J.Heat Mass Transfer,22(1979),505.
 146. Yen,Y.C.,Chem.symp.Ser.,65(1968),245.
 147. Adrian,R.J.,J.Fluid Mech.,69(1975),753.
 148. Yen,Y.C.,Physics Fluids,11(1968),1263.
 149. 福迫・ほか2名,機誌,80-702(昭52),445.
 150. Yen,Y.C.,ほか2名,Int.Heat Transfer conf.,4(1966),159.
 151. Yen,Y.C.,AIChE.J.,13(1967),824.
 152. Gilpin,R.R.,ほか2名,J.Heat Transfer,99(1977),227.
 153. Seki,N.,ほか2名,Wärme-und Stoffübertragung,11(1978),207.
 154. Seki,N.,ほか2名,ASME J.Heat Transfer,101(1979),90.
 155. Cho,C. and Ozisik,M.N.,Proc.6th Heat Transfer Conf.,3(1978),373.
 156. Chan,S.H.,ほか2名,Int.J.Heat Transfer,26(1983),621.
 157. Vanier,C.R. and Tien,C.,Chem.Engng.Prog.sym.Ser.,64(1968),240.
 158. Bendell,M.S. and Gebhart,B., Int.J.Heat Mass Transfer,19(1976),1081.
 159. Gebhart,B. and Mollendorf,J.C.,Journal of Fluid Mechanics,87(1978),673.
 160. Wilson,N.W. and Vyas,B.D.,ASME Journal of Heat Transfer,101-2(1976),313.
 161. Wilson,N.W. and Lee,J.J.,ASME Journal of Heat Transfer,103(1981),13.
 162. Carey,V.P. and Gebhart,B.,J.Fluid Mech.,107(1981),37.
 163. Carey,V.P. and Gebhart,B.,Buoyancy Force Mechanics,97(1980),279.
 164. Ede,A.J.,Applied Science Research,5(1955),548.
 165. Schchter,R.S. and Isbin,H.S.,AIChE Journal,14(1958),81.
 166. Goren,S.L.,Chem.Engng.Sci.,21(1966),515.
 167. Pop,I. and Raptis,A.,Trans.Am.Soc.Mech.Engrs.Series C,J.Heat Transfer,104(1982),800.
 168. Joshi,Y. and Gebhart,B.,Int.J.Heat Mass Transfer,27(1984),1573.
 169. Tien,C. and Yen,Y.C.,Chem.Engr.Prog.Symp.Ser.,67-113(1971),1.
 170. Yen,Y.C.,ほか3名,Chem.Eng.Progr.Symposium Ser.,69-131(1973),23.
 171. Epstein,M. and Cho,D.H.,ASME Journal of Heat Transfer,98(1976),108.
 172. Cho,D.H. and Epstein,M.,Int.J.Heat Mass Transfer,20,1977.
 173. Tafreshi,K.T. and Dhir,v.k.,ASME Journal of Heat Transfer,104(1982),24.

174. Tafreshi, K.T. and Dhir, v.k., ASME Journal of Heat Transfer, 105(1982), 235.
175. Seki, N., ほか2名, Wärme-und Stoffübertragung, 12(1979), 137.
176. Merk, H.J., Applied Science Research, 4(1953), 435.
177. Dumore, J.M., ほか2名, Nature, 172(1953), 460.
178. Schenk, J. and Schenkels, F.A.M., Applied Sciences Research, 19(1968), 465.
179. Vanier, C.R. and Tien, C., American Institute of Chemical Engineers Journal, 16(1970), 76.
180. Saitoh, T., Applied Sciences Research, 32(1976), 429.
181. Watson, A., Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, 15(1972), 423.
182. Seki, N., ほか2名, Wärme-und Stoffübertragung, 11(1978), 145.
183. Inaba, H. and Fukuda, T., ASME Journal of Heat Transfer, 106(1984), 109.
184. Seki, N., ほか2名, ASME Journal of Heat Transfer, 97(1975), 556.
185. Seki, N., ほか2名, ASME Journal of Heat Transfer, 98(1976), 670.
186. Riger, H. and Bear, H., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 108(1986), 166.
187. Webb, B.W., ほか2名, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 109(1987), 454.
188. 岡田・福本, 機論, 48-434 (昭57), 2041.
189. Weaver, J.A. and Viskanta, R., Int. J. Heat Mass Transf., 29-12(1986), 1943.
190. Yen, Y.C. and Tien, C., J. Geophy. Res., 68-12(1963), 3673.
191. Pozonkov, F.M., ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 13(1970), 957.
192. Epstein, E. and Cho, D.H., ASME Journal of Heat Trasfer, 98(1976), 531.
193. 関・ほか2名, 第21回日本伝熱シンポ講論, (昭59), 1.
194. Yen, Y.C. and Zehnder, A., Int. J. Heat Mass Transfer, 16(1973), 219.
195. Szekely, J., ほか2名, Int. J. Heat Mass Transfer, 27(1984), 1116.
196. Griffin, O.M., ASME Journal of Heat Trasfer, 95(1973), 317.
197. Huppert, H. and Turner, J.S., Nature, 271(1978), 46.
198. Marschall, E., Lett. J. Heat Mass Transfer, 4(1977), 381.
199. Johnson, R.S., M.S. thesis, State University of New York at Buffalo, Amherst, New York, (1978).
200. Josberger, E.G. and Mrtin, S., J. Fluid Mech., 111(1981), 439.
201. Carey, V.P. and Gebhart, B., J. Fluid Mech., 117(1982), 379.
202. Carey, V.P. and Gebhart, B., J. Fluid Mech., 117(1982), 403.
203. Sammakia, B. and Gebhart, B., Int. J. Heat Mass Transfer, 26(1983), 1439.
204. Johnson, R.S. and Mollendorf, J.C., Int. J. Heat Mass Transfer, 27(1984), 1928.
205. 福迫・ほか2名, 第24回日本伝熱シンポ講論, (昭62), 290.
206. 福迫・ほか3名, 機論 (掲載決定).
207. 福迫・ほか2名, 機論 (投稿予定).

極低温機器における伝熱

中込 秀樹, 柴山 透 (東芝総合研究所)

1. はじめに

極低温の工業的利用は拡がりつつある。宇宙応用には、液体酸素（沸点90K）と液体水素（20K）の利用技術が不可欠となる。また液体窒素温度（77K）では高温超電導体が発見され、将来的には新たな分野が開けていくであろう。一方液体ヘリウム（4.2K）を用いる従来の超電導技術は、磁気浮上列車（図1）やMRI（磁気共鳴を用いた断層診断装置）に応用されてマーケットを拡げつつある。伝熱工学はこれらの極低温技術の進歩に重大な関連を持っている。例えば、極低温の液化ガスを取める容器には高度な断熱技術が必要となる。超電導磁石からの伝熱の問題は磁石の安定性の確保に重要であろう。

一方液化ガスの生成には大型の液化機が用いられ、極低温温度の維持には小型の冷凍機が用いられる。これらの液化冷凍機には、高効率の熱交換器が必用となる。

本稿では液体ヘリウムの利用技術を中心に伝熱研究の現状についてまとめる。ただしこの分野の研究例は、まだまだ数も少なく体系化されているとはいえない。従って本稿の内容も多分に散漫と成っている点は御容赦戴きたい。

2. 超電導磁石機器の現状

超電導磁石は非常に強い磁場や精密な磁場を必要とする用途に使われる。その磁場の安定度は永久磁石を遥かに凌いでいる。トカマク型の核融合炉に用いられるトロイダル超電導磁石は、大型で強い磁場を必要とする用途の一

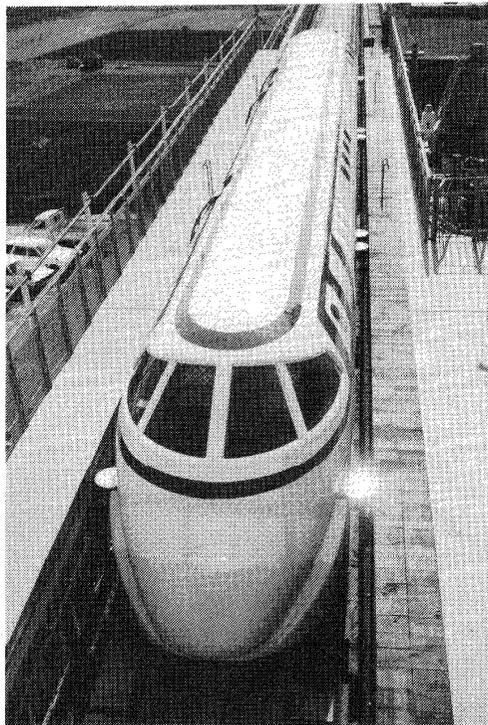
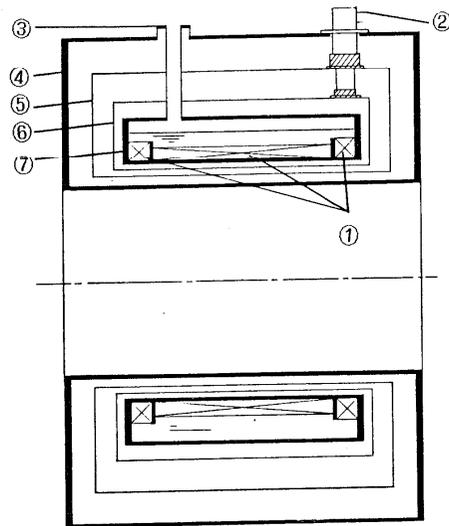


図1. 磁気浮上列車

例である。一方中小型の磁石の例としては、MRI (1) や磁気浮上列車用の超電導磁石がある。核融合炉用のポロイダル磁石や超電導変圧器、モータには変動磁場を発生するためのAC磁石が用いられる。

図2に汎用の超電導磁石システムの代表例であるMRI用磁石の構造例を示す。核融合炉用の大型磁石の構造も基本的には同様である。超電導磁石①は沸点が4.2Kの液体ヘリウムが入った容器⑦の中に取められる。この超電導磁石を入れる容器全体を通常クライオスタットと呼ぶ。クライオスタットは真空断熱構造④を持ち、常温(300K)から4.2Kへの入熱を低減する。常温から液体ヘリウム槽への伝熱形態としては、配管③、荷重支持材



- ①超電導磁石 ②小型ヘリウム冷凍機
- ③液体ヘリウム注入用配管 ④真空容器
- ⑤77K輻射シールド板
- ⑥20K輻射シールド板
- ⑦液体ヘリウム容器

図2. 超電導磁石の構造例

(液体ヘリウム容器を常温より支える)を伝わる熱伝導と真空層を通る輻射がある。このクライオスタットには、輻射熱シールド板⑤、⑥を冷却するための小型冷凍機②が取り付けられている。小型冷凍機にはこの外に、蒸発した液体ヘリウムを直接再液化する方式のものもある。冷凍機本体の伝熱問題については後程触れることとし、次にまずクライオスタットの伝熱問題から始める。

3. クライオスタットにおける伝熱

3.1 クライオスタットの熱設計

前述のようにクライオスタットの伝熱形態としては、伝導と輻射しかなく一見非常に単純な系である。しかしこの熱設計上の最大の困難な点は、それぞれの絶対値を小さく押さえ込まないとならない点である。たとえば図2のクライオスタットについて標準的な熱設計を行った結果を表1に示す。

伝導熱侵入量を低減するには、熱伝導率の低い材料を選択する。しかもできるだけ肉厚を薄くして距離を長くとっている。具体的には、配管類にはステンレスを、荷重支持材にはグラスファイバー材等が用いられる。

表1. クライオスタット熱設計例
(真空容器表面積1.4 m²の場合)

	77 Kシールド板 への熱侵入	20 Kシールド板 への熱侵入	4.2 Kヘリウム槽 への熱侵入
輻射	15 W	0.1 W	10 mW
配管類	2 W	0.1 W	3 mW
荷重支持材	2 W	0.1 W	17 mW

一方輻射熱侵入の低減には、多層断熱材が用いられる。これは輻射率の小さいアルミ蒸着フィルムのシートを多数枚積層したものである。この多層断熱材の役目は非常に大きい。たとえば上の設計例でもし常温(300 K)と77 Kシールド板の間に多層断熱材(40層積層)を施工しない場合熱侵入量は15 Wからなんと630 Wとなる。以下にこの多層断熱材の最近の研究例をまとめた。

3.2 輻射伝熱

多層断熱材の効果を考慮に入れた熱侵入量の計算式(2)としては以下のようなものがある。

$$Q/A = E \sigma (T_H^4 - T_L^4) / (N + 1)$$

$$E = (1/\epsilon_H + 1/\epsilon_L - 1)^{-1}$$

Q/A : 単位面積当たりの熱侵入量 (W/m^2),

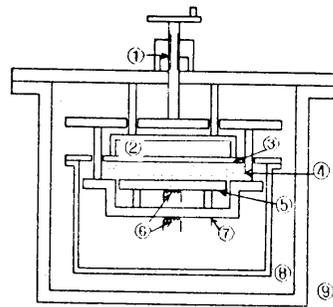
σ : ステファンボルツマン定数

($5.669 \times 10^{-8} W/m^2 K^4$)

T_H : 高温側温度, T_L : 低温側温度,

N : 多層断熱材の層数,

ϵ_H : 高温側輻射率, ϵ_L : 低温側輻射率,



①距離調整用ネジ ②液体窒素溜め
③低温伝熱面 ④多層断熱材
⑤高温伝熱面 ⑥ヒーター
⑦300 Kシールド ⑧80 Kシールド
⑨真空容器

図3. 輻射伝熱試験装置(5)

極低温域の基礎的な輻射伝熱研究の例としては、材質、表面の仕上げ状態と輻射率の関係を調べた例

がある。(3)(4) 実験結果より300Kと77K, 77Kと4.2Kの間で共に $E \sim 0.03$ の輻射率を与えている。

多層断熱材は圧縮された場合積層方向に伝導で熱が流れて断熱性能が劣化してしまう。実際に熱シールド板の隙間に多層断熱材を施工する場合圧縮力が働いてしまう事が多い。この圧縮力と熱侵入量の関係を定量的に調べた研究がある。

(5)(6) 図3に試験装置の概要を示す。(5) 液体窒素温度(77K)の低温伝熱面④と高温伝熱面⑤の間に多層断熱材を挟んで高温伝熱面の温度が一定となるヒータ入力より熱侵入量を求める。多層断熱材としては、アルミ蒸

着マイラフィルムとポリエステルネットを交互に積層した構造を持つ。300Kシールド(⑦)は高温伝熱面のヒータ入力断熱材以外に逃げないために設けている。多層断熱材を挟んだ状態で距離調整用ネジ①を動かすことにより、層密度(圧縮力)を変化させることができる。

図4に結果の一例を示す。積層数10, 30, 50層共に層密度(単位隙間当たりの積層数)を増やすと急速に熱侵入量が増加していることが判る。この実験では圧縮力は別に実測しているが、 0.1 g/cm^2 程度の力でも熱侵入量が倍増してしまう。一方多層断熱材の自重は50層で 0.08 g/cm^2 であるため積層数を増やした場合自重による性能低下が大きくなる。文献(6)では液体窒素の蒸発量より常温からの熱侵入量を計測している。熱流束として 1 W/m^2 以下が保障されることが示された。真空度の低下と圧縮力の増加による断熱性能の劣化についても定量的な測定を行った。

多層断熱材の層間の残留ガスはなかなか抜けにくいことが知られている。層間にカーボ

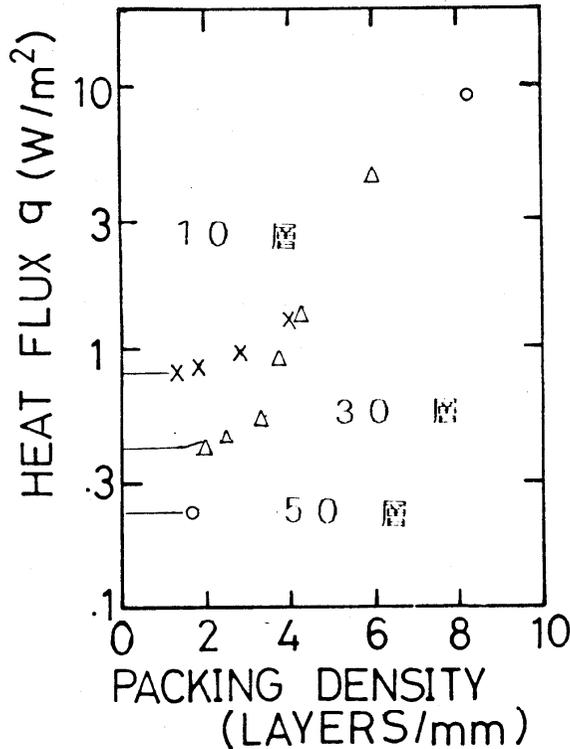


図4. 層密度と熱侵入量 ($q \text{ W/m}^2$) の関係 (5)

ンやゼオライトのようなガス吸着剤をシート状に挿入することにより断熱性能の向上を図ろうとする実験例がある。文献(7)では吸着剤を挿入した多層断熱材の方が何もしない場合に比較して熱侵入が増加している。温度レベルは常温と窒素温度の間である。一方文献(8)では同様の実験で吸着剤を挿入したほうが5%も熱侵入量が低下したことを報告している。比較的理想的な状態を作り出せる実験装置でも測定結果が逆の傾向になってしまうということは、実際の製品レベルに適用するにはさらに大きな性能のばらつきを見込まなければならないであろう。

文献(9)では窒素温度(77K)とヘリウム温度(4.2K)の間の熱侵入量と断熱材の層数の関係を調べている。

図5の結果では層数が増加するほど熱侵入量が増加してしまっている。

以上最近の多層断熱材の研究例をまとめた。この研究の難しさは、非常に小さな熱量を扱っているため正確な計測が困難な点にある。現状では熱侵入に影響を及ぼす要因が未だ定量的に把握されていないのであろう。今後はこの要因を調べる基礎的な実験と製品レベルに近い実的な研究の両立が急務となろう。

4. 冷凍機における伝熱

4.1 概要

手軽に極低温を作り出す装置として、近年小型のヘリウム冷凍機が頻繁に使用されるようになってきている。図6に現在最も広く使用されているGM(ギフォード・マクマホンサイクル)冷凍機を示す。この冷凍機は第3章で述べたようにクライオスタットのシールド板冷却や、クリーンな超高真空を作るクライオポンプに用いられている。また、最近では高温超電導体等の物性測定にも極低温を生み出す手段として使用されている。

これらの冷凍機はコンプレッサ(図中にはない)の作る高圧ヘリウムガスを極低温部で膨脹させて寒冷を発生する。常温と極低温の間には蓄冷型熱交換器(Regenerator)があり、

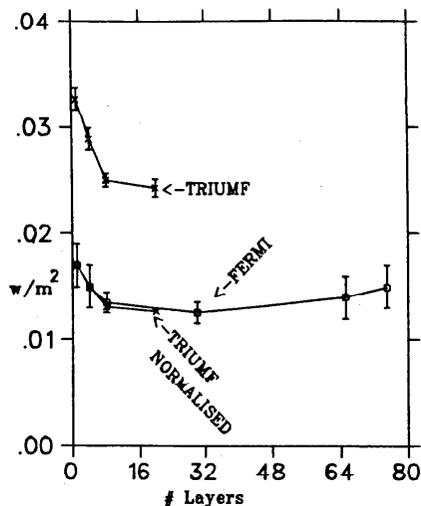


図5. 層数と熱侵入量の関係 (9)
(77Kと4.2Kの間)

ヘリウムガスと熱交換して常温のヘリウムガスを極低温に、極低温のヘリウムガスを常温に戻す。従って、蓄冷器の熱交換効率が冷凍機の性能に大きな影響を与えている。

4. 2 K (液体ヘリウム温度) を作り出すためには、ジュール・トムソン (J T) 膨脹を用いる。ただし、ヘリウムガスの逆転温度は 4.6 K と低いので、先に述べた蓄冷式の GM 冷凍機等でヘリウムガスを予冷した後、J T 膨脹させる。従

って、J T ループには複数個の熱交換器が使用され、熱交換器の効率が 4. 2 K 冷凍機の性能を直接左右する。

以上の冷凍機はエアコンや冷蔵庫と同様に気体を膨脹・圧縮した際に生じるエントロピー変化を利用して寒冷を発生している。ところが、極低温ではこれらと全く異なる概念で寒冷を発生する冷凍機が現在盛んに研究されている。これは、磁気冷凍機と呼ばれ、ある種の磁性体 (固体) を用いるもので、磁性体に磁場を印加 (気体の圧縮に相当) することと消磁 (気体の膨脹に相当) することを繰り返して冷凍を行なう。理想的にはカルノーサイクルを描くことが可能であるため、極低温に於ける新しい冷凍機として注目されている。

以下本章では、冷凍機に於ける伝熱として、磁気冷凍機、蓄冷器、熱交換器に於ける伝熱の話題を述べる。

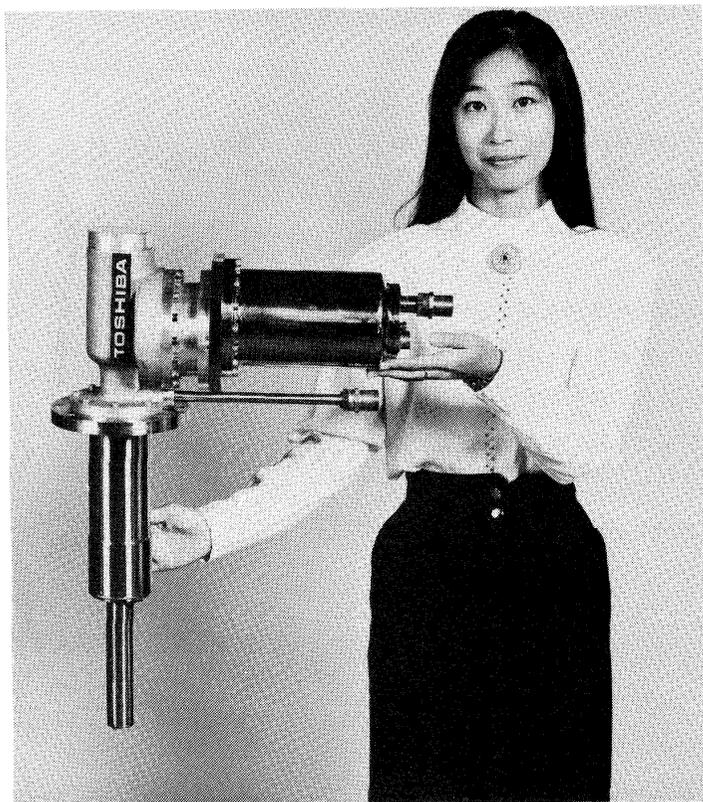


図6. 小型ヘリウム冷凍機

4. 2 磁気冷凍機

図7に磁気冷凍機の一例として、ピストン駆動型磁気冷凍機の構造を示す。(10) 本磁気冷凍機は磁性体としてGGG(ガドリニウム・ガリウム・ガーネット)単結晶を用いて4.2Kと12Kの間で動作し、構造的にはピストン、液体ヘリウム容器、直流超電導マグネット、シリンダー、補助冷凍機(GM冷凍機)、駆動系等から構成されている。GGG単結晶(直径30mm・長さ40mm)はピストン中に固定され、ピストンの動きに伴ない、超電導マグネットが作る磁場空間を往復動する。ピストンが上死点にある時GGGには最大の磁場が印加され、GGGの温度は上昇する。補助冷凍機によってGGGを約12Kに冷却した後、ピストンを下げるとGGGは断熱的に消磁され温度が下がる。下死点近くでGGGの温度が4.2K以下になるとGGG表面でヘリウムガスが凝縮し等温的に吸熱する。次にピストンが上昇するとGGGには断熱的に磁場が印加され温度が上昇するが、上死点近傍で補助冷凍機に等温的に排熱する。以上のように2つの断熱過程と2つの等温過程からなるカルノーサイクルによって動作する。これらの4つの過程の中で、2つの等温過程(等温吸熱過程、等温排熱過程)における熱伝達の増進が、冷凍機としての効率向上につながる。以下に、吸熱および排熱過程に於ける伝熱について述べる。

GGGに磁場が印加された際の排熱過程は、GGG単結晶(固体)から補助冷凍機の冷却ステージ(固体)への伝熱である。従って固体同士を直接接触させる方法と、両者の間に流体を介在させる方法が考えられる。本磁気冷凍機では後者の方法を採用している。図8は2つの固体間の隙間にヘリウムガスを満たし、隙間の幅を変化させた時の熱通過率を極低温で測定した結果である。(11) 隙間が非常に狭いため伝熱はヘリウムガスの熱伝導によって行われ、測定結果はフーリエの式から導か

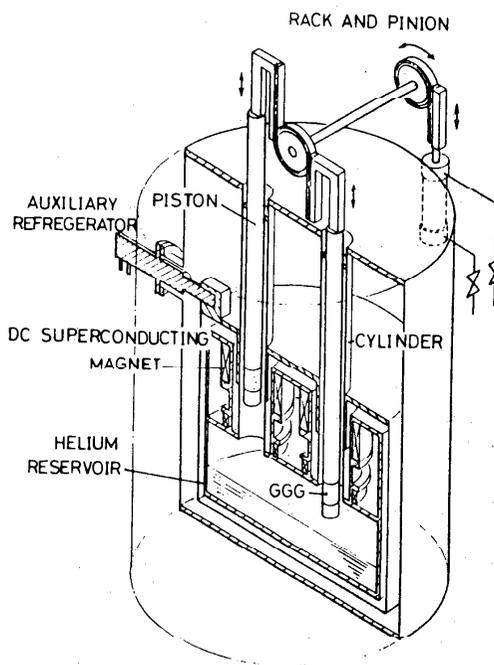


図7. ピストン駆動型磁気冷凍機 (10)

れる熱通過率（図中実線）と良く一致している。システム設計から、 $50 \text{ mW/cm}^2\text{K}$ 以上の熱通過率が必要とされており、両者の間の隙間を $50 \mu\text{m}$ 以下にすれば良いことがわかった。従って、図7に示した実機ではGGGの外径とシリンダ（補助冷凍機の冷却ステージとつながっている）内径の差を $50 \mu\text{m}$ 以下に設定している。

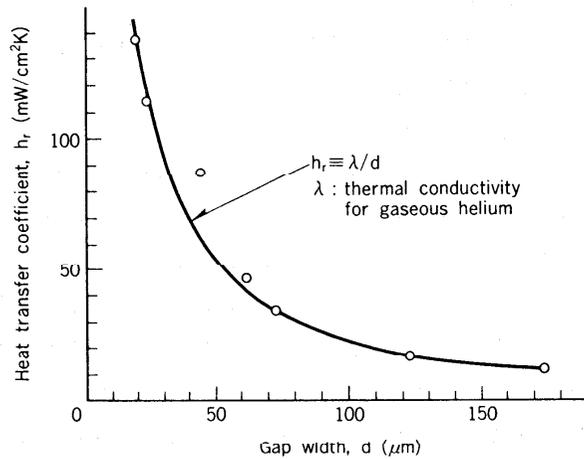


図8. 狭い隙間の熱伝達 (11)

GGGを断熱消磁した後の

等温吸熱過程は、GGG表面に於けるヘリウムガスの凝縮熱伝達（鉛直に置かれた円柱表面での凝縮）によって行方。そこで熱伝達促進のために円柱表面鉛直方向にフィンを加工し、フィンピッチによるヘリウムの凝縮熱伝達率を測定している。(12) フィン形状は 60° の三角フィンで平滑面に対する表面積拡大率は約2倍である。図9にフィンピッチを変化させた時の熱伝達係数の平滑面に対する増加割合を示す。フィンピッチが約1mmの時、凝縮熱伝達率が最も高いことが確認された。次にGGG表面にフィン加工を施し、4.2Kのヘリウムガス中で消磁してその時の吸熱量を凝縮した液体ヘリウムの量から求めた。図10にフィンがある場合と平滑面の場合の結果を示す。図中のパラメータは磁場の強さを表している。消磁速度が遅い時は、熱伝達率の違いが吸熱量に影響を与えていないが、消磁速度が早くなるにつれ吸熱量の差に表れている。

以上は12Kレベルと4.2Kの間で動作する磁気冷凍機だが、この他にも高温側を4.2K低温側を1.8Kとして超流動ヘリウムを生成する磁気冷凍機の開発も行われている。(13) 図11に超流動ヘリウム生成用磁気冷凍機を示す。本磁気冷凍機は固定ディスク上に配置したGGGに対し、超電導マグネットが回転

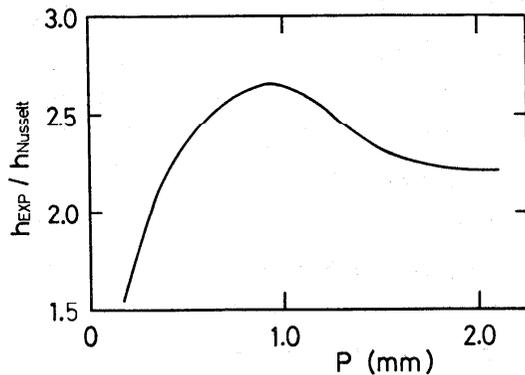


図9. フィンによるヘリウム凝縮熱伝達率の向上 (12)

することによって磁場の印加・消磁を繰り返す。高温側の排熱は4.2 Kで液体ヘリウムへの沸騰熱伝達、低温側の吸熱は超流動ヘリウムの凝縮によって行われる。また、超流動ヘリウムにおける伝熱の特徴であるカピツァ抵抗に関する研究も進められている。(14)

4.3 蓄冷式冷凍機

図6に示した蓄冷式冷凍機の構造を図12に示す。現在市販されているほとんどの蓄冷式冷凍機は、図のように2つの蓄冷器兼ピストン①④と2つの膨脹室③⑥を持っており、1段(高温側)の蓄冷材には銅の金網②(150~200メッシュ)が、2段(低温側)には鉛の球⑤(φ0.2~0.5 mm)が充填されている。ところが蓄冷材として使用されている鉛の比熱は温度の低下と共に減少するが、ヘリウムガスの比熱は増加するため、15 K以下では蓄冷効果が減少し蓄冷効率が大幅に低下する。従って、市販の蓄冷式冷凍機では最低温度も8~10 K程度となり、10 K以下での冷凍能力も小さい。そこで鉛の代わりに極低温で比熱のピークを持つ磁性材料を蓄冷材に使用して低温での蓄冷効率を高め、最低温度を下げたり、また低温での冷凍能力の向上を図る試みが盛んに行われている。

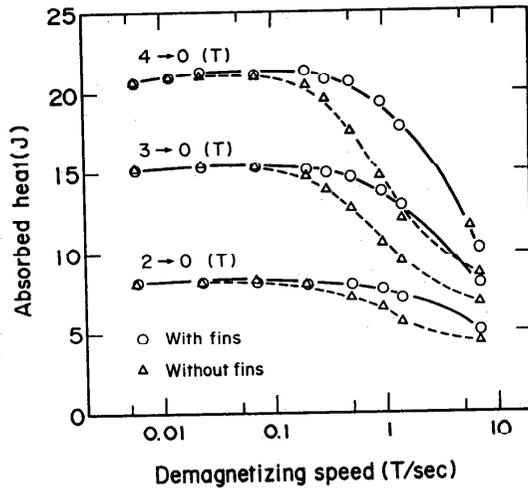


図10. GGGの液体ヘリウム凝縮量
(フィンのある場合とない場合の比較) (12)

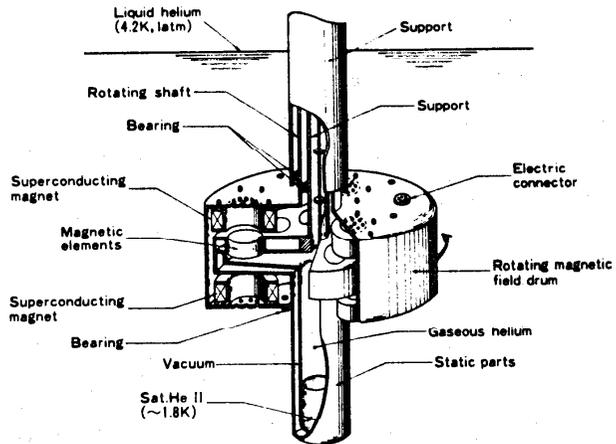


図11. 超流動ヘリウム生成用磁気冷凍機 (13)

図13(15)は種々の磁性材料と鉛、銅の低温での比熱を示したものである。このうち、 Er_3Ni (エルビウム3ニッケル)をGM冷凍機の2段の蓄冷器内に入れて行った冷凍能力試験結果を図14(16)に示す。鉛のみの場合に比べ、最低温度は下がり(5.15K)、10K以下の冷凍能力も大幅に増加することが確認されている。

文献(17)では従来の2段式スターリング冷凍機(副冷凍機)を予冷に用い、30K以下には蓄冷材にGdRh(ガドリニウム・ロジウム)とGdErRh(ガドリニウム・エルビウム・ロジウム)

を使用したスターリング冷凍機(主冷凍機)のシステムによって、4K領域で1.9W相当の液体ヘリウムの凝縮を確認している。図15に冷凍機の構造を示す。本冷凍機は磁気浮上列車用の冷凍機として研究を進めてきたものである。

また、文献(18)では3段のGM冷凍機を試作し、3段目の蓄冷器に種々の磁性材を入れて最低温度の測定を行った。文献(17)と同様のGdRhとGdErRhを使用した場合に、最低温度3.6Kを記録し、4Kレベルでヘリウムの凝縮(2.9cc/hr)にも成功している。

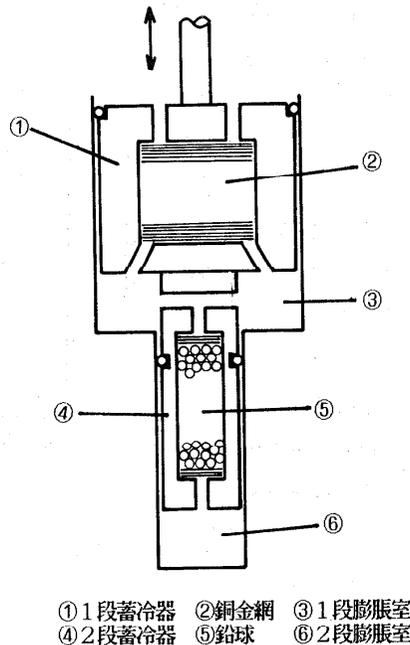


図12. 蓄冷式冷凍機の構造

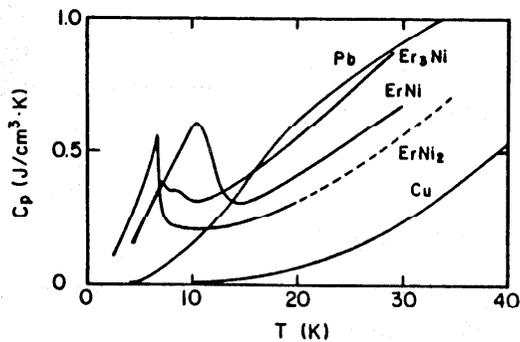


図13. 材料の比熱の比較 (15)

4.4 熱交換器

JT膨脹を利用してヘリウム温度(4.

2 K) を作り出す冷凍機には、常温から極低温までの間に複数の熱交換器を必要とする。図16に代表的な4.2 K 冷凍機のフロー図と温度レベルを示す。これらの熱交換器は、高い熱交換効率(96~98%)を持つことと、低压側(1 atm)の圧力損失を極力小さくすることが重要となる。以上の2点を満たすために、低压側の伝熱性能向上を主とする幾つかの研究が行われている。

文献(19)では、低压側流炉のフィンにきざみをつけてストレートフィン型熱交換器と性能比較を行い、

きざみフィンの効果を調べた。300 K~80 Kの間で試験を行ない、ストレートフィンに比べて40~60%の伝熱性能向上を確認した。

図17(20)および図18(21)はシェルアンドコイル型の熱交換器を用いて低压側の伝熱性能向上を図ったものである。図17は積層した金網の回りに銅管(高压側配管)を巻き付け銅管と金網をハンダ付し伝熱面積増加と熱伝達率の促進を行っている。図18では銅管で作ったコイルの内側に銅の小球を充填し、低压側の伝熱面積増加と熱伝達率の促進を行った上で、銅管と銅球を真空炉中で拡散接合し、高・低压間の熱通過率を高めている。さらに、銅球の間に断熱用のスペーサを入れて、流れ方向の熱伝導損失を防いでいる。

以上、3種類の熱交換器を用いて

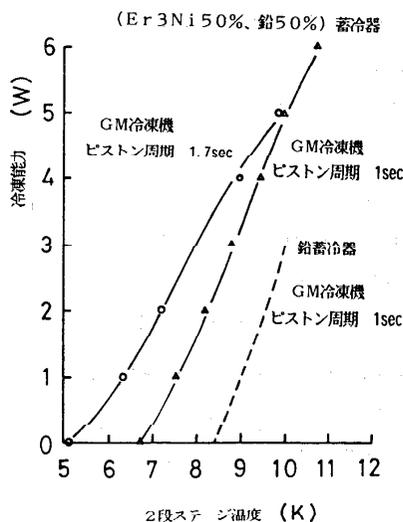


図14. Er_3Ni 蓄冷器による試験結果(16)

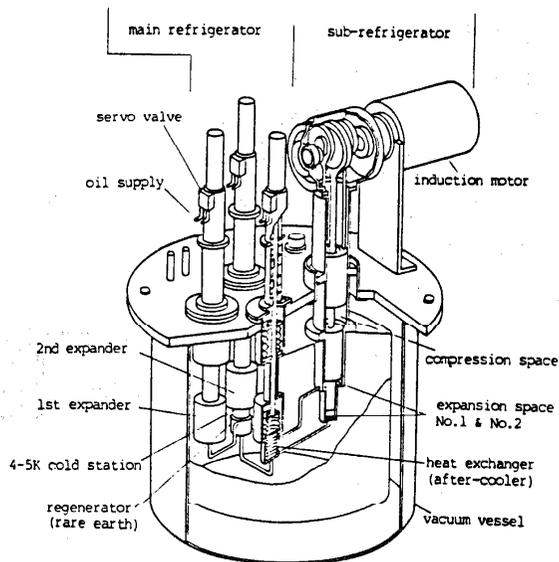


図15. 4 K スターリング冷凍機(17)

試作された4.2K冷凍機の性能は、それぞれ文献(22), (20), (23)に掲載されている。

5. まとめ

超電導磁石機器の中よりクライオスタットの輻射伝熱の問題と小型冷凍機の伝熱問題について研究例をまとめた。超電導磁石からの伝熱問題も重要な課題ではあるが最近方々で取り上げられているためここでは割愛した。

極低温での伝熱研究は、まだまだ体系化されるまでには至っていない。これは実験が困難なことと、工業的な応用が未だ拡がっていないことがその大きな要因であろう。しかし今後は民生用を中心にマーケットが大きく拡がっていくと考えられる。その際にはしっかりした伝熱研究の裏付けが最も重要となる。伝熱研究者の一人でも多くがこの未踏の分野に目を向けることを望んでこの独断と偏見に満ちたレビューを終了したい。

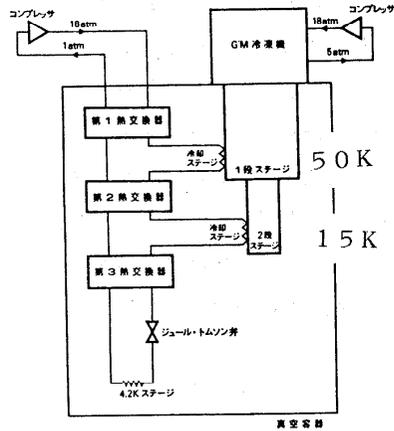


図16. 4.2K冷凍機フロー図

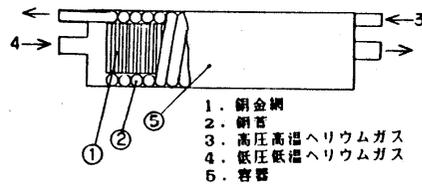


図17. 熱交換器の構造 (20)

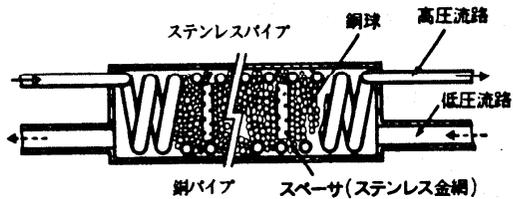


図18. 銅球充填熱交換器の構造 (21)

参考文献

- (1) 前田ら：機械学会誌, 91-835, (昭 63-6), p.547.
- (2) 伝熱工学資料, 改定第3版, (1975), p.268.
- (3) 天野ら：第36回低温工学研究発表会予稿集 (1986), p.39.
- (4) 天野ら：第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1988), p.358.
- (5) 高橋ら：第36回低温工学研究発表会予稿集 (1986), p.38.
- (6) W.Barth et al. : Cryogenics, Vol.128 No.9 Sept. (1988), p.607.
- (7) T.L.Hataczek et al. : Cryogenics, Vol.126 No.7 June. (1986), p.373 .
- (8) W.Barth et al. : Cryogenics, Vol.128 No.5 May (1986), p.317.
- (9) T.R.Gathright et al. : IEEE Transactions on Magnetics, Vol.24 No.2 (1988), p.1105.
- (10) 中込ら：低温工学 Vol.20 No.5 (1985) p.288.
- (11) H.Nakagome. et al. : TOSHIBA REVIEW NO.153 AUTUMN (1985) p.21.
- (12) T.Kuriyama. et al. : Proc. 11th Int. Cryog. Eng. Conf. (1986), p.251.
- (13) 白楽ら：低温工学 Vol.20 No.5 (1985) p.274.
- (14) Y.Hakuraku. et al. : Cryogenics Vol.24 No.3 March (1984) p.156.
- (15) 東海ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.62.
- (16) 栗山ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.65.
- (17) 中島ら：低温工学 Vol.22 No.3 (1987) p.213.
- (18) 長尾ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.58.
- (19) 藤本ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.67.
- (20) 長尾ら：第36回低温工学研究発表会予稿集 (1986), p.119.
- (21) 栗山ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.72.
- (22) Y.Kang, et al. : Proc.12th Int. Cryog. Eng. Conf. (1988), (to be published)
- (23) 袴田ら：第40回昭和63年度秋季低温工学・超電導学会予稿集 (1988), p.73.

石炭-水スラリー (CWM) の伝熱と流動

薄井 洋基 (山口大工)

1. はじめに

石油代替エネルギーの一つとして石炭の有効利用拡大が続いている昨今であるが、原油価格の低迷の影響で一挙に石炭エネルギーへの転換が行われる情勢は遠のいている感じがする。しかしながらエネルギーの安定供給を図る意味からは石炭変換利用技術の開発は依然として活発に続ける必要があり、特に石炭利用コストの削減を可能とする技術の開発が期待されている。第2次大戦後の高度成長期に石油が石炭にとって換わった最も大きい原因は価格面と石油が流体である為のハンドリングの容易さであると思われる。一方、石炭は固体であるが故のハンドリングコストの増大が特に我国のような石炭輸入国においては重要な問題であり、石炭利用技術者にとって石炭の流体化は長年の夢であった。石炭のガス化・液化は流体化技術として既に良く研究され、二〜三の商業プラントも稼働中である¹⁾。しかしながら石炭ガス化・液化は石油価格が将来、高騰するまではコスト面で現在の石油燃料に打ち勝つことは困難であろう。そこで石炭エネルギーの利用としては微粉炭燃焼火力発電プラント、鉄鋼業用コークス、その他直接燃焼用の用途が最も身近な例として考えられる。これらの用途に供する石炭は現在、海外から塊炭として輸入されており、その輸送・ハンドリングコストを抑制することが当面の課題となっている。石炭を粉砕し水と混合してスラリー化し、パイプライン輸送しようとする考えは古く、1950年代にはアメリカのブラックメサパイプラインにおいて50wt%程度の水スラリーを送った実績がある。この場合一度脱水した後、もう一度微粉砕して燃焼に供していた

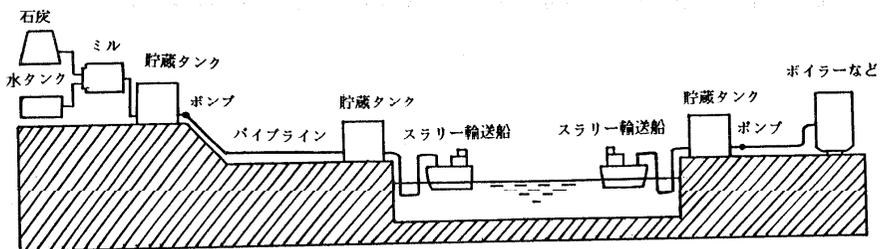


図1 スラリーの山元製造によるCWMのトータル利用システム

のであるが、その後、直接燃焼が可能である程度に石炭濃度を高める努力が続けられ、最近では石炭固体濃度約70wt%、平均粒径；数10 μ mの水スラリーが調製可能となっている。これらの石炭-水スラリーはパイプライン輸送²⁾・タンカー輸送³⁾が石油と同様に可能であり、燃焼炉での直接燃焼⁴⁾の他、石炭ガス化炉⁵⁾、流動層ボイラー⁶⁾、溶鉱炉吹き込み用還元剤⁷⁾などにそのままの形状で供給可能であることが確かめられている。このような高濃度石炭-水スラリーをCWM (coal water mixture) と呼んでおり、将来的に図1に示すようなCWMのトータル利用システムを実現化することが計画されており、二～三の企業ではそのプログラムが進行中である^{8,9)}。

CWMの満たすべき条件と、それぞれの要求項目に対する検討状況は最近の総説¹⁰⁾に述べられているので、ここでは詳しく述べず、特に伝熱と関連した問題に限定してこれまでに得られている情報を整理してることとする。

2. CWMの円管内層流伝熱

CWMは媒体が水である為、寒冷地においてはパイプライン、製造基地内の配管系の保温を考慮する必要がある。(ソ連における実施例⁸⁾ではパイプラインを永久凍度の下に埋設している。)また燃焼機等への原料供給部では予熱操作などで伝熱問題が関与して来る。従来CWMの伝熱実験結果の報告例は、CWMが高粘性(通常約1000センチポイズ前後)であり、エロージョンの関係で管内線速度を余り高くとれないこともあって層流伝熱に限られている。CWMの円管内層流伝熱係数の相関式をCenら¹¹⁾は指数法則モデルを用いて提出している。しかしながら彼らのCWM濃度は通常用いられるCWMの濃度(約70wt%)よりも若干低く、彼らの相関式がより高濃度域で使えるのかどうか明かではない。鈴木ら¹²⁾は水、テトラリン

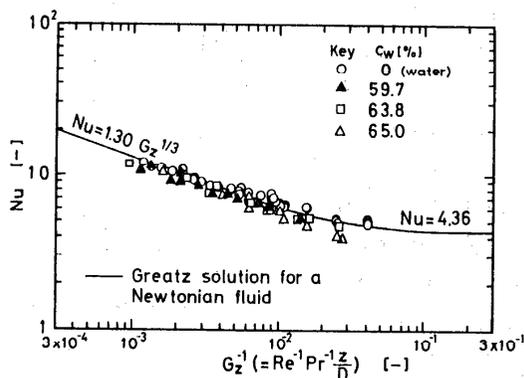


図2 CWMの円管内層流伝熱実験結果(室温付近でのデータ)

などの各種溶媒を使用した石炭スラリーの層流伝熱実験を行い、50wt%以上の高濃度スラリーのNu数はGreatzの解よりも大きくなることを見だし、固体体積分率の補正項を加えた修正式を提出している。筆者ら¹³⁾は65%程度の高濃度域でもビンガム流体の比栓半径が小さいCWMの円管内流れでは図2に示すようにNu数の実測値はLevegueの解と一致し、ニュートン流体として取り扱えることを報告した。またCWMの温度が上昇した場合のNu数の増加もビンガム性の増大で説明できると報告している。¹³⁾一方、二宮ら¹⁴⁾は図3に示すように高濃度CWMに見られるNu数の増加がビンガム性の補正、鈴木らの固体体積分率の補正では説明できず、せん断速度場における自由水の混合拡散を考慮した局所熱伝導を用いることにより説明できると報告している。

以上の実験結果の解釈に統一的な見解が得られていないことの最も大きい原因としては伝熱係数の測定精度よりも、輸送物性、特に熱伝導度、流動特性（粘度、降伏応力など）の物性値の把握が十分になされていないことが考えられる。そこで以下において流動特性、熱伝導度の測定についての現状を述べる。

3. 流動特性

CWMの流動特性には通常レオメータまたは細管粘度計が用いられる。CWMが石炭粒子（最大粒子径300~500 μ m）を含むため、通常のコンプレート型レオメータはギャップ間隔が狭すぎて用いられず、二重円筒型レオメータが主に用いられている。筆者の経験では図4に示すように内・外円筒の間隔が6mm程度あれば直径7~10mm程度の円管内層流圧損から求めた流動特性とレオメータから求めた特性とが良く一致することが確かめられている。¹³⁾また各々の研究者が調整したCWMは粉碎方法の違いによる粒度分布の相異、用いる添加剤の相異により、石炭粒子の分

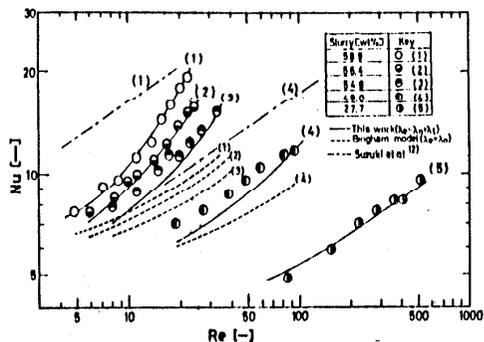


図3 二宮ら¹⁴⁾によるCWMの円管内層流伝熱実験結果

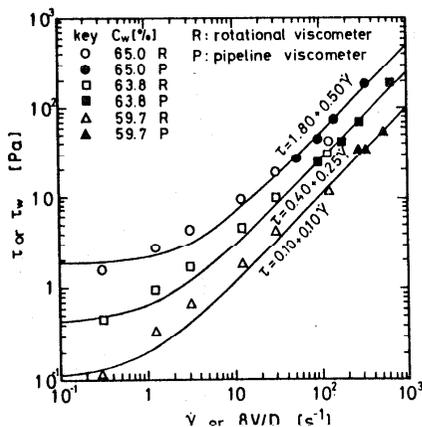


図4 CWMの流動特性（レオメータと細管粘度計によるデータの比較）

散・凝集性が異なり流動特性も大きく異なっている。即ち同じ濃度のCWMを調整しても、研究者が異なるとみかけ粘度、降伏応力も大きく異なっているのが通例である。また高濃度CWMでは分散性、安定性（石炭粒子の沈降分離の無い状態を意味する）を良くする為の添加剤を加えており、これらの添加剤と石炭粒子の相互作用により粒子間結合を伴う或る種の凝集構造が存在することが実用上のCWMには必要であるとされている。ところが、このような性質はせん断履歴に依存した、いわゆるチキソトロピー性¹⁵⁾を引き起こし、チキソトロピー流体の流動特性をどのように把握するかが、各研究者によって異なっており統一されていないのが問題をより複雑にしていると思われる。結局適切な粘度測定方法を採用し、詳細なデータを添付して伝熱測定結果を評価するような報告が数多く提出されるまで、高濃度スラリーのNu数の増加が粘度又は降伏応力の測定誤差によるものかどうかの判断を早急に下すことはできないようである。

伝熱実験は流体の温度変化を伴うので、スラリーの温度変化に対する流動特性の依存性を知ることは重要である。特に石炭ガス化炉などの原料供給をCWMで行う場合、高温・高圧の炉直前の配管系における高温CWMへの伝熱は局所的な流動抵抗の変化とも関連して重要であると思われる。筆者は先に高温域でのCWMのみかけ粘度の温度依存性を測定し、図5に示すような結果を得た。二宮ら¹⁶⁾も高温高圧用レオメータを用いてCWMの粘度の温度依存性を測定し、図5とほぼ同様の結果を報告している。即ちCWM粘度は100~110°Cで最低値を示し、その後、急激に上昇する。実験結果はCWM温度が150~200°Cのあたりで流動性が失われることを示しており、この為ガス化炉直前の温度コントロールを注意しないとパーナッチアップ付近で閉塞の生じる可能性があると言える。

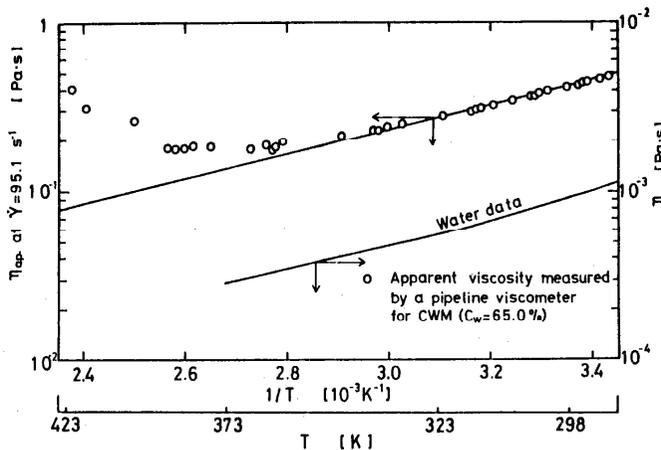


図5 CWMの見かけ粘度の温度依存性

このような温度上昇に伴う粘度の急激な変化を説明する為に種々の要因が検討されて来ているが^{13,16)}、未だその原因は明らかではない。筆者ら¹³⁾は加熱処理による石炭のわずかの膨潤が固体体積分率を上昇させ流動性を失わせる原因となるのではないかと推論した。二宮ら¹⁶⁾は加熱スラリーを冷却した後に強いせん断応力を与えると、ほぼ元の粘度にもどることから、石炭粒子の凝集が温度上昇に伴う水などの誘電率の低下の為に強く起こり、この凝集が粘度上昇の原因であろうとしている。筆者らは細管粘度計による高温域でのみかけ粘度の測定しか行っていないが、二宮らの結果では高温域でのデータは強いチキソトロピー性を示しており、高温域で凝集構造が出来易くなることは間違いないと考えられる。ただこの凝集構造が二宮らの言う液相の誘電率の低下により生じるのか、それとも分散用添加剤の効果が高温域で変化する為なのか、また石炭からの溶出イオンの変化によるものか等、種々の要因の内どれが主な原因なのかは現在のところ明かではない。

4. 熱伝導度

伝熱係数の測定結果を理論解と比較する際に重要な物性値として熱伝導度がある。筆者ら¹³⁾は定常比較法による測定結果を、二宮ら¹⁴⁾は線熱源法による測定結果を報告している。二宮らは更に固液分散系ではせん断流中で固体粒子が移動するのに伴い流れ方向と直角の方向に自由水の混合拡散が生じるとした。この混合拡散により移動する熱量を考慮して有効熱伝導を定義し、粘度特性の実験結果から熱伝導を推算する方法を示した。これらの熱伝導度のどれを用いるのが適当なのかは、それぞれの流動特性のとり方にも依存しており統一した見解は得られていない。現在のところそれぞれの研究者が各々の伝熱データを説明するには十分な熱伝導度のデータを持っているものの、他の研究者のデータと比較する際に十分な資料が整わない例が多い。これはCWMの標準資料と言ったものを設定することが非常に困難な状況にあることが最も大きい原因である。炭種、粉碎方法、添加剤、濃度などを固定することはまず困難であり、伝熱特性の測定についても種々の要因がからんでいるので標準資料は得られ難い。今後実験データのより一層の蓄積を図って行くより方法が無いように思われる。

熱伝導度の高温域でのデータは流動性の変化と共に得るのが困難なデータのの一つである。筆者ら¹³⁾は定常比較法で高温側加熱温度が約200°Cの場合についても実験を行ったが、この場合、加熱板に石炭粒子が凝集してスラリーとは言えない状態であった。この為筆者ら¹³⁾は室温付近のデータから石炭固体分の熱伝導を逆算し、高温域では液相の熱伝導度のみ温度依存性があるとしてマックスウェルの式により任意温度・濃度のCWMの熱伝導度を推算した。このような取扱いは余り良い方法とは言えず、今後100~200°C程度の温度範囲におけるCWMの熱伝導度の正確な測定値を得ることも一つの研究課題になると思われる。

5. まとめ

石炭-水スラリーの伝熱に関する現在までの報告例と問題点に関してその概略を述べた。近い将来CWMのプラントが稼働する時は伝熱データが必要になると予想されるにもかかわらず、CWMの伝熱に関する研究報告例は少ない。これは伝熱実験を行う際に比較的多量のCWMを調整する必要があり、CWM製造の経験が無いと良好なスラリーを作れないと言うことが大きい原因であろう。CWMの標準試料を提案することは現在のところ困難な状況にあるが、伝熱研究者の多くはCWMを現在製造している国内のメーカーから試料を提供してもらえば、比較的簡単に伝熱実験が行えると思う。ただしこの場合も、それぞれのCWMについて輸送物性の検討を十分に行い伝熱実験結果の適切な評価が可能となるようなデータの取扱いを希望する。高濃度スラリーの円管内層流伝熱におけるNu数はニュートン流体のそれよりも増加する傾向は各研究者で一致して観察されているが、その解釈は未だ統一されていない。今後、特に高濃度域での固液混相中での伝熱現象に関する研究成果の蓄積が望まれる。

参考文献

- 1) 荒木成光, 燃料協会誌, 第64巻, 12号(1985), 973
- 2) K. Nagata, T. Yano, S. Nagamori and T. Yamada, Proc. of 7th Int. Symp. on Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization, (1985), 1019
- 3) M. Itai, Y. Kato, H. Soma and K. Nagata, Proc. of 8th Int. Symp. on Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization, (1986), 879
- 4) D. A. Cook, J. D. Kearns, M. J. Rini and R. C. Laflesh, Proc. of 7th Int. Symp. on Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization, (1985), 775
- 5) E. Matsunaga, Proc. of 4th Annual Pittsburgh Coal Conf. (1987), 482
- 6) D. R. Rowley, I. T. Lau and F. D. Friedrich, Proc. of 7th Int. Symp. on Coal Slurry Fuels Preparation and Utilization, (1985), 612
- 7) S. Sakurai, H. Takahashi and A. Suemori, Ironmaking Steelmaking, Vol.10, No.3 (1983), 137
- 8) D. Ercoeani, 10th Int. Conf. on Hydraulic Transport of Solids in Pipes, Ed. by A. P. Burns (1986), 19
- 9) N. Hashimoto, Proc. of IEA COM/CLM Meeting Organized by NEDO (1988), 96

- 10) 薄井 洋基, 化学工学, 第50卷, 4号(1986), 242
- 11) K. Cen, Z. Yuan, X. Cao, C. Lu and J. Hong, Proc. of 4th Int. Symp. on Coal Slurry Combustion,(1982),V
- 12) 鈴木 淳・提 敦司・吉田 邦夫, 化学工学協会第50年会講演要旨集, (1985), G203
- 13) H. Usui, Y. Yamasaki and Y. Sano, J. Chem. Eng. Japan, Vol 20, No.1 (1987),65
- 14) 二宮善彦・森俊之・平戸瑞穂, 化学工学論文集, 第13卷, 6号 (1987), 741
- 15) H. Usui and Y. Sano, J. Chem. Eng. Japan Vol 18, No.6 (1985), 519
- 16) 二宮善彦 他4名, 化学工学協会第20回秋季大会講演要旨集, (1987), SF302

1. 緒言

多孔質内の伝熱は、とくに最近数年間急速に論文数が増えている。筆者の把握した範囲でも1000編を越える。工学にとどまらず関連科学の分野も含めて、たとえば充てん層熱交換器、反応塔、地熱エネルギーの利用、高温高压構造物の断熱技術、高温熱交換器、保温・保冷ないし蓄熱・蓄冷技術、金属の凝固表面層の成長、LNG貯蔵タンクの凍上、地下滞水層蓄熱、穀物の貯蔵、原子炉安全性解析等において、多孔質内の熱伝達特性、伝熱機構を明らかにすることがますます重要になっている。本レビューでは、わずかに筆者の立つ一つの岸からの風景によることになるが、研究の流れを眺めてみたい。

2. 基礎方程式および強制対流

多孔質内の流れは、多孔質を構成する固体の間の狭い空隙部を通過するものであるから一般にはもともと流れは遅く、慣性項が無視できることが多く、この場合、粘性抵抗は狭い流路内の層流 (Hagen-Poiseuille の式) のように速度に比例する減衰力に還元され、その流路の代表直径の2乗に反比例 (圧力降下に換算して) する。すなわち多孔質内の流れにおいては空隙部流路代表寸法の2乗の値が大きいほど粘性抵抗は小さくなり流れは流れ易くなる。そこでこの流れ易さをあらわし、長さの2乗の次元をもつ幾何形状パラメータとして透過率の概念が導入され、これを用いて多孔質内の局所的なみかけ平均速度に比例する減衰力 (Darcy 抵抗と呼ばれる) が表され、Darcyの式が成立する。Brinkman(1947)の式は多孔質内「微視的」流れにおける粘性せん断力が多孔質固体の妨害にもかかわらず遠くに波及するとして、Darcy抵抗に加えて隣接流を誘発するせん断力の作用 (Darcy抵抗では減衰作用のみで隣接流を誘発できない) が無視できないこと、これを消し去る訳にはいかないことを主張する。Ergun(1952)は高粒子レイノルズ数において速度の2乗に比例する流動抵抗を導入した。この速度2乗項の解釈としては、直管の慣性項が無視できる領域で成立するHagen-Poiseuilleの法則がDarcyの法則と対応するのに対し、これからのずれ、すなわち多孔質内では流れに曲がりがあり、空隙代表寸法のスケールでの加速・減速があり (「微視的」スケールでの剥離にもよる)、これらに伴う慣性の効果が非ダルシー層流を生じるというもので、実際に乱流になるのは非Darcy効果が始まる流速より一桁オーダーが大きくなると指摘されている (Scheidtger(1974), Bear(1972))。空隙部流路断面の変化が大きく、「微視的」には乱流への遷移形態も一様とはなり得ない点も抵抗法則に急激な遷移がみられないことと対応しよう。Ergun式の係数に関しては、Fandra(1986)の検討もある。Vafai-Tien(1981)は、Navier-Stokes式にある程度の大きさの局所空間

での平均操作を仮定すれば、充填層内粒子表面の粘性抵抗に基づくDarcy抵抗の他に、上記のように空隙代表寸法程度の距離での速度変化にわたる慣性に基づく圧力損失（速度2乗比例抵抗）、および粘性せん断力（Brinkman抵抗に比べて空隙率に関する修正がある）に基づく境界壁効果が付加抵抗として和の形で加わり、非Darcy流れをあらわすことができるとして、拡張された流動基礎式の形を提案している。Georgiadis & Catton(1987)も、局所運動量輸送に関する統計的モデルによりForchheimer式（速度2乗比例抵抗）の解釈を示している。Benenati-Brosilow(1962)、Chandrasekhara-Vortmeyer(1979)、西村ら(1984)、Vafai(1984)らは、境界壁近傍で多孔質固体の存在が制限されることに起因する壁近傍空隙率変化を、壁からの距離の関数（減衰正弦曲線、指数関数など）で表現し、壁近傍流量のチャンネリング効果を検討している。

エネルギー式に関しては、Kunii-Smith(1961)、Ofuchi Kunii(1965)らは、壁近傍の空隙率の増加が余分の熱抵抗をもたらす、見かけの上で壁近傍に温度のスリップ（ないし温度の急変）をもたらすこと、この熱抵抗に境界壁の界面熱抵抗の概念を導入して対応できることを示した。Darcy域においては熱伝導率は流体静止時の値を用いることができる。非Darcy域となれば流動抵抗の場合と同様に多孔質代表寸法の大きさの程度における流れの剥離あるいは混合（分散）が有効熱伝導率に影響すると考えられる。Yagiら(1961)、Kunii-Smith(1961)らの検討によれば、高レイノルズ数における有効熱伝導率は基本的には流速に比例し、Chandrasekharaら(1980)、Koch-Brady(1985)も、有効拡散係数が、流れの軸方向と直角方向では後者の値の方がオーダー的にも小さくなるが、きわめて荒く言えば流速と多孔質空隙代表寸法の積のオーダーから大きく外れるものではない、すなわち流速に比例して増加すること、Fried-Combarous(1971)の実験の傾向と一致することを示している。Tien-Hunt(1987)、Georgiadis-Catton(1988)も有効熱伝導率における渦拡散の効果が局所Peclet数に依存することを議論している。Levec-Carbonell(1985)は有効熱伝導率が流体静止時の値を基礎に渦拡散の影響と多孔質内固体-流体間の界面熱伝達の影響が入るが、定常状態ではこの界面固体流体間の熱伝達は貢献せず、エネルギー式も一つの式で間に合うと指摘している。この粒子-流体間の熱伝達に関してはたとえばKunii-Suzuki(1967)、Wakaoら(1979)の他多くの研究がある。

Yamamoto(1973)はBrinkman式により多孔質体まわりの流れを解析し、固体表面に比べて多孔質表面の抵抗が減少する程度を透過率と関係して議論している。平板に沿う強制対流熱伝達は、流れがDarcy則に従うとすれば壁面で速度にスリップがあり、プラントル数 $Pr \rightarrow 0$ の純流体の流れの場合と同様に、一様速度分布のスラグ流の中で温度境界層が発達し、半無限体の非定常熱伝導の問題と同じ形に還元される（Cheng(1977a), Kaviany(1987)）。Vafai-Tien(1981)は、これに対し粘性せん断力および速度2乗抵抗による熱伝達の減少を解析した（粘性せん断力の導入により空隙代表寸法のオーダーの速度境界層厚さを生じ、また付加抵抗によりエンタルピー輸送が減少する）。Vafai(1984)はさらに壁近傍の空隙率変化（指数関数変化）を考慮し、壁近

傍のチャンネリング効果（壁近傍速度の増加）による熱伝達の回復（増加）を検討した（粘性せん断力の導入による壁近傍流量の減少が空隙率変化による壁近傍流量の増加と同じオーダーとなる）。Tien-Hunt(1987)は非Darcy効果、チャンネリング効果に加えて熱伝導率への分散の影響が熱伝達の上昇をもたらすことを議論している。中山ら(1988)は境界層厚さのスケールをDarcy抵抗と2乗抵抗の両方を含む形に表し、境界層の発達と熱伝達を局所相似近似により解析している。Vafaiら(1985)は空隙率変化の熱伝達への影響を実験的に検討した。Georgiadis-Catton(1986)は拡張Forchheimer-Brinkmanモデルにより、慣性の影響を反映する多孔質プラントル数Prおよびモデルから導かれる多孔質構造パラメタを考慮すると、高レイリ数におけるヌセルト数のばらつきが説明できることを示している。最近、Hunt-Tien(1988)は、壁近傍の空隙率変化に対応する熱伝導率の空間変化と非Darcy効果を考慮した解析を行い、充填層熱伝達の壁面近傍のより詳細な取扱いを行い、Yagi-Wakao(1959)、Yagiら(1961)の研究の解釈を行おうとしている。Kimura(1988)は楕円柱の強制対流熱伝達を解析している。Inabaら(1988a)は過渡特性の実験的検討を行い、プラントル数の影響を示している。また、竹内ら(1982)は衣服の保温性と関連して繊維多孔質層で被覆された円柱の伝熱を検討している。Hsuら(1978)は平板に沿う強制対流において流れ方向に軸を持つ二次流れの発生を解析している。

3. 自然対流

全般的な多孔質内自然対流に関してはCombarous(1978)およびCheng(1987a)のレビューがある。

3.1 自然対流：水平多孔質層 下から加熱された水平多孔質層を下から加熱すると下方が軽く上方が重いポテンシャル的に不安定な状態となり、層内空隙部を通じて対流が発生する。Horton-Rogers(1945)およびLapwood(1948)はこの対流発生の限界条件を、微小外乱に対する系の安定性より理論的に解析し、多孔質パラメタの影響を明らかにした。甲藤・増岡(1966)は、系の時間変化には混合物としての熱容量が寄与し、対流によるエンタルピ輸送には流体のみの熱容量が寄与する、すなわちエネルギーに2種類の熱容量が関与することを指摘し、対流発生限界条件の実験的な検証を行った。熱伝達に対しては、Schneider(1963)、Elder(1967)、杉山ら(1969)の実験が内部対流によるみかけ熱伝導率の上昇を示している。Elder(1967)は同時に数値解析によりヌセルト数 Nu が多孔質レイリ数にほぼ比例して増加することを示し、増岡(1971)、Bankvall(1974)、Buretta-Berman(1976)、Rudraiah-Srimani(1980)は、熱伝達特性の対流発生限界近傍の級数展開による解析あるいは実験を行った。関ら(1979)、Jonsson-Catton(1987)は、高レイリ数域で流体物性値の影響が強くなる（温度境界層厚さが多孔質空隙代表寸法程度に薄くなる）ことを考慮した熱伝達特性整理式を検討している。Prasadら(1985)も、対流伝熱量が大きくなる時、壁面近傍での流体熱伝導率の役割が大きくなることを考慮する形に有効熱伝導率を修正すれば、高レイリ数域熱伝達実験値のばらつきを小さくできることを示している。Bejan-Poulikakos(1982)、Poulikakos-Bejan(1983)は三角形断面、Phillip(19

82)も種々断面形状の多孔質層の対流発生限界条件を検討している。

Combarous-LeFur(1969)、Caltagironeら(1971)は水平多孔質層内の温度分布に時間的に変動が生じることを観察し、Caltagirone(1974,1975)とSchubert-Straus(1982)は多孔質レイリ数 R が400弱のあたりで、振動的流れに遷移することを指摘し、Horne-O'Sullivan(1974, 1978)、Horne(1979)は、差分法により解析的に水平面に沿う不安定境界層とこれから周期的に分離する流体塊の干渉がこの振動的流れを引き起こすと指摘した。狭い隙間(隙間幅 b)内の流れと多孔質内の流れ(等価透過率 $k = b^2/12$)の相似性に基づき、Hele-Shawセル内の流れをみれば、Koster-Muller(1980,1982,1984)、Frick-Muller(1983)は下から加熱され、水平方向の波長が側壁により制限された系に振動的な流れが生じること、振動を引き起こす機構としては、水平境界層の不安定性すなわち、水平流体層におけるHoward(1964)のモデルと同じく、水平の加熱あるいは冷却面上に形成される温度境界層にうねりが生じて不安定となり、そのうねりがブルームとなって境界層から放出されることに起因することを光学的に観察した。Horne-Caltagirone(1980)は、境界層の不安定点の位置と周期振動の規則性との関連に言及している。Kimura, Schubert-Straus(1986,1987)は、二次元解析により定常流から、周期流、擬周期流を経て、カオスに至ることを示し、周期流の対流パターンの時間変化、周期を解析的に与えた。Steen-Adidun(1988)は、二次元容器のコア部周辺ループを基礎流に乗って移動する数対の局所熱セルが周期対流パターン発生の機構であると指摘している。

3.2 自然対流：鉛直多孔質層および傾斜多孔質層 Darcy則の範囲では温度境界層の外側に粘性で誘発される流れがなく、速度境界層と温度境界層は一致することになる。増岡(1968)はこの特徴のもとに境界層近似を仮定し、鉛直平板に沿う自然対流に対し相似解を得て、鉛直多孔質層の基本伝熱特性に対する多孔質パラメタ、鉛直層幾何形状の影響等を解析した。Chanら(1970)は熱伝達特性の差分法による数値解析を行い、Weber(1975)も詳細な境界層解析を行った。Cheng-Minkowycz(1977)は鉛直円筒に沿う自然対流への曲率の影響を解析している。増岡ら(1968,1980)は、壁面近傍の空隙率増加による壁面熱抵抗の概念(Kunii-Smith(1961)ら)を適用し、この余分の熱抵抗がもたらす熱伝達低下の解析を行い、実験と比較している。Cheng(1987b)はさらに高レイリ数において熱伝導率が流速に比例して増加する領域(Yagiら(1959, 1960, 1961))を含め壁面熱抵抗の影響を検討している。鉛直環状多孔質層については、Prasad-Kulacki(1984)、Reda(1983)、Havstad-Burns(1982)、Hickox-Gartling(1982)等があり、温度場、流れ場に対する曲率の影響について検討を行っている。Bejan-Poulikakos(1984)は速度の2乗に比例する抵抗の熱伝達への関連を解析している。Bories-Combarous(1973)、Inabara(1988)は、傾斜多孔質層における対流パターンと熱伝達特性を検討している。Merkin(1979)、Nakayama-Kovama(1987)は軸対称ないし二次元任意形状の物体周りの熱伝達の相似解を得ている。非定常自然対流熱伝達については、長方形密閉容器を対象に稲葉-関(1983)の実験と数値解析があり、定常熱伝達に至るまでの過渡自然対流の数値解析(Wang-Zhang(1988))等があり、

レイリ数の上昇とともに緩和時間が短くなる程度を示している。Chenら(1987)は、非Darcy抵抗が非定常熱伝達を低下させること、熱伝達のオーバーシュート(ヌセルト数の時間変化における極小値の出現)はみられないことを数値解析している。Bejan-Khair(1985)は、鉛直平板に沿う自然対流への壁近傍濃度勾配の影響を検討している。なお、多孔質境界壁のスリップ境界条件に関しては、透過率の減少とともに最大速度位置の壁からの距離が壁面に近づきスリップ流近似に近くなること、ないしその近似限界を検討している(増岡ら(1981)、Lauriat-Prasad(1987)ら)。

3.3 自然対流: 水平環状多孔質層 Caltagirone(1976)は、実験および解析的検討を行い、レイリ数がある限界値を越えると、周方向に軸を持つスパイラル運動をともなう3次元振動流に遷移することを示した。Echigoら(1978a,b)、下村・岡本(1978)、鳥取ら(1979)は高温ガス炉配管系の熱特性と関連して内部流動と熱伝達特性の数値解析を行った。増岡(1980)は層内温度分布の測定から二次流れの発生を示すと同時に二次元数値解析により二次流れの出現を示し、また水平円筒に沿う境界層の発達を解析し、その伝熱特性の検討を行った。稲葉・福田(1985)は蓄熱槽への応用と関連し、非定常熱特性を実験的に検討している。高田ら(1981,1984)は傾斜系を含む三次元数値解析を行った。饒ら(1987,1988)、Raoら(1987,1988)は、三次元解析により、二次元モード、三次元モードの二次流れ構造、頂部の多セル構造と熱伝達特性を検討している。なおMuralidhar-Kulacki(1988)は、非Darcy抵抗が熱伝達を低下させるが壁近傍の空隙率変化が熱伝達の増加をもたらす、後者の効果の方が大きくなることを数値解析している。Himasekhar-Bau(1988)は、二次元マルチセル流れの出現と振動流(Hopf分岐)の発生、ならびに熱伝達が高い方の解、エントロピー生成が高い方の解がより安定であると述べているのも大変興味深い。

3.4 自然対流: 積層多孔質層 地熱あるいは断熱技術と関連して、積層ないし多層多孔質層における自然対流が研究されている。この場合、透過率および熱伝導率の異なる層の存在が対流にどう影響するかが問題とされる。Gheorgitza(1961)は、下から加熱された水平積層系多孔質層において透過率の大きい層の導入が対流発生限界レイリ数を低下させることを示した。増岡ら(1977)は、積層系対流が基本的に「全層対流」と「局所対流」のパターンで生じ得ること、波数の不連続な飛びを伴うパターンの大きな変化が生じ得ることを示し、対流発生限界条件の検討を行っている。McKibbin-O'Sullivan(1980, 1981)、McKibbin-Tyvand(1982, 1984)はさらに多層系の対流発生限界、熱伝達に拡張した議論を展開している。透過率が連続的に変化する系について、Ribando-Torrance(1976)も系の透過率の非均質性が対流の偏り、局所化をもたらすことを指摘している。Zebib-Kassoy(1977)は粘性係数の温度依存性がある場合に同様に粘性の小さいところに対流の偏りが生じることを示した。透過率が均質しかし異方の系については、Castinel-Combarnous(1974)が対流発生の限界条件を検討し、Kvernvoid-Tyvand(1979)は限界条件を越えた有限振幅の対流を議論している。Wooding(1976)は透過率に異方性があり、かつ

鉛直方向変化を考慮した対流発生限界条件を示している。積層系鉛直伝熱面についてはReda (1986)らの検討、積層鉛直多孔質系に対して Poulidakos-Bejan(1983)、Laiら(1988)等の研究があり、環状積層系に関してはMuralidharら(1986)の研究がある。

流体-多孔質系の対流に関しては、増岡(1973)は透過性をもつ多孔質層のモデルとして金網を用い、水平流体層内を金網で分割した系の対流を取り扱い、多孔質層による対流の閉じ込め作用を示した。Sun(1973)は流体層-多孔質層の積層系の対流発生限界条件を検討し、流体層の割合の増加とともに対流が発生し易くなることを指摘し、Somerton & Catton(1982)は多孔質層にBrinkmanモデルを用い、Nield(1977)、Nishimuraら(1984)も多孔質-流体系の対流を取り扱っている。Tong-Subramanian(1986)、Sathe-Tong(1988)らは、全層が多孔質の場合より、部分的に多孔質が充てんされ部分的に流体層である方が熱伝達が小さくなることを指摘している。またMasuokaら(1988)は、集中熱源からの対流の多孔質層通過に伴い、プルーム幅が拡大・収縮することを実験・解析している。鉛直系ではBejan-Anderson(1983)の解析が、多孔質側と流体層側で流れが上下逆方向に流れることを示している。なお多孔質流体系の界面境界条件に関しては、Beavers-Joseph(1967)が界面速度の見かけスリップの概念に関する検討を行っている。Beavers-Joseph条件に関してはTaylor(1971)によるスリップ係数の実験的検討、Saffman(1971)による解析的検討がある。Brinkmanモデルにおいてはせん断力の連続条件が用いられる。

しかし、多孔質流体界面の固体表面で流体側せん断力の一部が分担されることを考慮すれば、本来、界面で流体層側せん断力の全部が多孔質層内部に伝えられるのではなく、多孔質層内の流体と接する部分の流体層側せん断力が連続する ($(\mu \partial u / \partial y)_f = ((\mu / \varepsilon) \partial u / \partial y)_p$; μ :粘性係数, ε :空隙率) と考えられる。

3.5 自然対流: 集中熱源 Wooding (1963)、Bejan(1978)は、集中熱源上方に生じる熱対流の温度分布および速度分布を解析し、Hickox-Watts(1980)は点熱源からの対流への低面の影響を解析している。増岡ら(1986)は点および線熱源からの対流解析の透過率変化がある系、積層系に拡張を行っている。Cheng-Chang(1976)は水平円盤および水平面上の対流を解析している。

4. 複合対流とふく射

自然対流と強制対流の複合対流に関しては、Elder(1967)の実験と数値解析、Schrock-Laird (1976)の実験があり、Burnsら(1977)、Cheng(1977 a,b, 1982)、Hickox-Gartling(1981)、Troncoso-Kassoy(1983)、Minkowyczら(1984, 1985)、Hajizadeh-Tien(1984)、Ranganathan-Viskanta(1984)らの解析がある。Joshi-Gebhart(1985)は熱流束一定の条件を取り扱っている。浮力の向きと強制流の向きが逆の時、平板に沿う複合対流における「剥離」と「再付着」の問題は、Laiら(1988)、Reda(1988)、による解析があり、複合対流において浮力の影響が効かなくなる条件を有限要素法により解析している。Oosthuizen(1988)は温度境界層と近傍不透壁の干渉条件について議論している。Prasadら(1987, 1988)は、下から局部的に加熱された水平多孔質層の定常停留セルを含む複合対流熱伝達を数値解析している。Masuokaら(1987)は、下

から加熱された多孔質層に対し、Hele-Shaw流れによる観察と非定常解析から対流セル（自然対流二次流れ）が基礎流に乗って移動し得ることを示している。また、ふく射伝熱に関しては、越後ら(1974)、上宇都ら(1978)、Echigoら(1983)、上宇都-長谷川(1984)、福田ら(1985a,b)、吉沢ら(1988)は、流路内に挿入された高空隙率多孔質固体をふく射加熱とその多孔質体からの対流伝熱の援用、あるいは燃焼熱の大部分をふく射エネルギーに変換する多孔性固体を用いた高性能ふく射加熱装置の開発に関連し、流路内に挿入された多孔質体の上流側と下流側表面温度レベルの違いによるふく射の上流指向性を応用した伝熱促進法、熱回収法を提案し、その伝熱機構を明らかにした。Lee-Howell(1987)は、流路に平行におかれた多孔質層内乱流のふく射対流複合伝熱に対を、ふく射に対して Tong-Tienの二流束モデル、多孔質内乱流に対して、対流項、粘性せん断力項を含むForchheimerの式に渦粘性（エネルギー式には渦熱伝導率）を考慮し、 $k-\epsilon$ 二方程式モデル、を適用した解析を行い、局所ヌセルト数が下流方向に最初是对流の効果で減少するが、あるところで極小値をとり、下流方向に増加し得ることを述べている。Flamantら(1988)は、可視域と赤外域で波長特性の異なる積層粒子層の波長選択性を考慮するふく射-対流の複合伝熱を解析し、実験的にも波長選択の有効性を示している。ふく射物性に関しては、Kamiuto-Iwamoto(1987)、Take-uchiら(1988)らの研究がある。

5. 凍結・融解

岡田(1979, 1981)は、Darcy強制流の中に直交しておかれた円管周りの凍結を解析し、菅原ら(1985)は水平含水多孔質層の凍結問題の解析および実験を行っている。Sugawaraら(1988)、Chellaiiah-Viskanta(1988)は未凍結域の自然対流を考慮した多孔質内凍結層厚さの時間変化を実験的に明らかにしている。また、融解現象に関して、岡田・福本(1982)は凍結した多孔質内の水平円管周りの融解現象を、融解域内の自然対流を考慮した解析を行って実験と比較一致を得た。Beckerman-Viskanta(1988)も融解域自然対流と相変化速度の解析と実験を行っている。青木ら(1985)は毛管力などによる融解水の浸透を考慮し、水分の浸透・再凝固が融解時間や融解効率に及ぼす影響を明らかにしている。また、青木ら(1987)は水分の排出をとまなう融雪過程の研究も行っている。

6. 非ニュートン流体

Nakayama-Koyama(1988c)は任意形状物体まわりの強制対流に対し積分解によりべき乗則非ニュートン性の影響を解析し、従来の実験結果がよく説明できることを示している。Chen-Chen(1988 a,b)は、鉛直平板、水平円筒および球からの自然対流に対する非ニュートン性（べき乗則流体）の影響を検討するとともに、この曲面形状における境界層の発達に垂直平板に沿う境界層の発達に等価的に還元できることを示している。

7. 沸騰

伝熱面を多孔質構造にすることによって純流体の核沸騰熱伝達を促進する研究は本文献調査の対象外とし、多孔質層内部の沸騰現象に関するもののみを取り上げることにする。

Tsuchiyaら(1969)に始まる多孔質内沸騰伝熱の系統的研究に関し、Torrance(1983)によるレビューがある。Fukusako et al(1986)は多孔質媒質中の固体伝熱面上での遷移・膜沸騰の伝熱特性を実験的に研究し、多孔質体による強い蒸気泡保持作用のため膜沸騰が生じ易くなり、沸騰曲線で極大熱流束を持つことなく熱流束の増加とともに単調に膜沸騰に遷移することを指摘している。膜沸騰に関しては、Cheng-Verma(1981), Cheng et al(1982), Cheng-Chui(1984), Liu-Pastore(1984), Fand et al(1987), Nakayama et al(1987), Nakayama-Koyama(1987, 1988)らが、浮力と多孔質内流動抵抗の釣合のもとに、境界層近似を用い、相似変換を行って理論的に解を求めている。また、下側から加熱される密閉多孔質層において、発生蒸気の上昇流と凝縮水の下降流が生じる二相域では空隙内に占める液体の飽和度が一定として両相にDarcy則を適用して蒸気速度を求めたBau-Torrance(1982 a,b)の研究、地熱に関連して二相域における飽和度の分布を考慮したSchubert-Straus(1977)の研究があり、いずれも毛細管力の影響は重力項よりも小さいことを示している。また、Ogniewicz-Tien(1979)は、多孔質内における相変化現象が見かけの熱伝導率を増加することに着目し、これをヒートパイプに応用することを目的に相変化と毛細管力の影響を調べている。また、Ogniewicz-Tien(1981)は、このヒートパイプ効果が高温多孔質断熱材の断熱性能を大きく低下させることを解析している。Udell(1983, 1985)は、上方から加熱され、部分的に液体で満たされた多孔質体の熱伝達、すなわちこのヒートパイプ効果の解析と実験を行い、蒸気層と流体層の間(層中央部)に生じる二相等温域の長さをDarcy則を応用して求め、熱伝達との関連を示している。

粒子充填層のドライアウト熱流束に関しては、原子炉の重大炉心損傷事故の安全解析のために数多くの研究がなされている。主な実験的研究においては、Dhir-Catton(1977, 1980, 1982), Gabor et al(1981), Abe-Sudo(1984), Miyazaki et al(1986 a,b, 1987)らの高周波誘導加熱法による固体粒子の自己加熱実験、およびDhir-Barleon(1981), Jones et al(1984)らの粒子層の下方からの加熱実験がある。理論的研究では、粒子充填層が比較的大きな粒子より構成されている場合のいわゆる乱流域に対して、Ostensen-Lipinski(1981), Dhir-Barleon(1981)らの研究、小さな粒子の層流域においてはDhir-Catton(1977), Hardee-Nilson(1977), Jonesら(1980), Gabor et al(1981), Jones et al(1984)らの研究がある。要約すれば、粒子層の深さが十分深い場合には、蒸気の上昇流と液体の下降流とが共存するいわゆる対向二相流の機構(基本的には重力・静水圧に基づく流れが蒸気の流動抵抗により規定され、表面張力は二次因子となる)が粒子充填層のドライアウト熱流束に大きく影響すること、および、浅い粒子層では粒子の移動をともなったチャネリングが生じる(多孔質固体の存在で浮力が修正されるが、界面の安定性が浮力による流れに限界を与え、表面張力が直接関与する)ことである。すなわち、深い粒子層では、対向二相流の気相流量増加による液体の供給限界であるフラッディングによってドライアウトが生じるとするものが中心で、気液二相流の記述に各層の相対透過率を用いて相関式を得ており、各研究の違いはこの相対透過率の選択にも依存している。浅

い粒子層に対しては純流体層に類似した現象として捉えられ、ZuberあるいはKutateladzeタイプの相関式が得られている。なお、Hardee-Nilson(1977)のモデルに毛細管力の効果を考慮し、これを乱流域に広げた(速度の2乗に比例する抵抗を考慮した)ものにLipinski(1980)の研究があり、Miyazaki et al(1986 a,b,1987)はその一連の系統的实验を行って Lipinski(1980)のモデルがよく一致すると報告している。

8. 凝縮 多孔質層内部にある固体伝熱面上での膜状凝縮と、大きな圧力差を持って蒸気が多孔質層に流入し、粒子表面で凝縮する場合について調査した。

8.1 膜状凝縮 多孔質層内の傾斜伝熱面上での膜状凝縮の問題を、液膜-蒸気界面がなめらかで境界層近似をもとに相似解析を行ったCheng(1981)の研究、Cheng-Chui(1984)の非定常凝縮の問題の解析がある。この種の問題は、多孔質内の膜沸騰と類似した取り扱いが行われており、KumarI et al(1984), Kaviani(1986), Nakayama-Koyama(1987)らによる任意形状の物体面上における膜状凝縮の同様な相似解を求める解析的研究が多い。

8.2 多孔質内の凝縮二相流 蒸気注入によるオイルの回収や地熱エネルギーに関連して、大きな圧力差をもって蒸気が多孔質層内部に注入される際の蒸気の凝縮による二相流の研究がなされている。この場合、その流動機構は先の沸騰の場合と同様に飽和度の関数で表される相対透過率を用いたマクロな取扱がなされている。Morrison(1973)、Nilson-Romero(1980)、Nilson-Montoya(1980)、Romero-Nilson(1981)、Tsurutaら(1988)は、飽和温度に保たれないしサブクールされた乾燥多孔質体に注入される飽和蒸気の流動圧力損失による凝縮流れの解析と実験を行い、条件によっては水分分布と温度分布に不連続が生じ、凝縮界面が現れ、凝縮水は水塊状に流れることを示している。なお、多孔質内二相流に関して、Gatton-Lee(1987)は、Forchheimer式のDarcy抵抗の係数としての透過率、速度2乗抵抗の係数として定義される慣性透過率にそれぞれ相対透過率の概念を導入し(気相および液相の固相に対する(相対)速度がここでは影響する)、これを多孔質内気液両相の流れに拡張して適用するとともに、同時に環状流モデルにより、気液相対速度の2乗に比例し、ヴォイド率、空隙率の関数となる気液界面抵抗を同時に考慮すべきこと、とくに高空隙率多孔質においてこの界面抵抗が無視できなくなることを指摘している。

9. あとがき 多孔質内の流動に関して、Brinkmanらによる粘性せん断力の考慮があるものの、低流速ではDarcyの式が基本となり、これまでにこのDarcy域の熱伝達に関して多孔質パラメタがどのように影響するかが明らかにされてきた。最近では高レイノルズ数、高レイリ数の非Darcy効果、壁面近傍のチャンネリング効果そしてYagiら(1981)、Kunii-Smith(1981)らにより導入された壁近傍ないし壁面熱抵抗の影響が強制対流以外のより広範囲の流れにおいて問題とされるようになり、その熱伝達への影響がより詳細に検討されるようになった。これからさらに伝熱面近傍のより局所的な議論が展開されるように思える。この多孔質の空隙代表寸法のオーダーのスケールが問題となる領域になると、微分方程式の形に表現すること、多孔質体を巨

視的な連続体として取り扱うこと自体が本質的に問題とされるようになるのではないかと思われる。もともと巨視的な取扱いにおいては多孔質代表寸法より大きな領域で平均をとらねばならない。しかし、壁面近傍のチャネルリング効果においては、粒子径オーダーでの空隙率変化が問題とされる。局所平均操作の空間領域より狭い領域での物理量の変化を微分方程式で取り扱うことになり、この点の限界に関する議論も必要と思える。空隙率変化を代入するのみで、一定代表寸法の透過率概念（壁面近傍で空隙率変化を考えるのであれば、局所的な流路代表寸法も変化していると考えられる）がどこまで通用するのか、原理的には難しい問題のように思われる。乱流域の数値解析（もともと多孔質内の乱流構造、あるいはこれに対する多孔質パラメタの影響等、本質的に未検討のままに残されているが）になれば、やはり空隙代表寸法以下の局所的な乱れのスケールの取扱が絡んでくる。とすれば、より微視的というか、Navier-Stokes方程式レベルの空隙内流れの詳細検討との組み合わせ等が今後の研究の一つの方向のように思われる。

対流パターンの問題も 次第に三次元の非Darcy域の対流の議論を可能にしようとしている。ここでは、熱力学第一法則と第二法則のもと二つの法則が一つのエネルギー式に完全に還元されるのかが気にかかる。この意味で非線形域の対流パターンの遷移に関して、最も安定なパターンと極値原理（熱伝達最大、エントロピ生々最大等）の関連に大変興味を覚える。種々パターンの選択が熱伝達とどう関連しているのかまだこれから解明されねばならない問題が多く残されているとは言えよう。

相変化においては、膜沸騰、膜状凝縮が理論的に解析されてきた。その適用範囲の検討に際しては境界層厚さの多孔質空隙代表寸法に対する相対的厚さの問題は留意する必要がある。壁面近傍のチャネルリング効果、非Darcy効果、界面のなめらかさの詳細は今後検討される課題であろう。その他相変化における、多孔質内流動抵抗とくに多孔質内二相流がからむ問題に対しては、相対透過率（慣性域も含め）あるいは気液界面部分の抵抗と表面張力の評価に対する多孔質パラメタ、流動パターン、界面の安定性の影響、およびそれらの熱伝達との関連については基本的な検討がなされるようになったばかりであり、ここにおいても多孔質の存在が新たな問題をもたらすことになる。ともかく多孔質の空隙率が1となる極限が純流体の場合と見ることになれば、この意味では多孔質内の伝熱の世界は無限に広いことになろうし、誠に興味深い世界と思われる。

この原稿はもう少し推敲したいと思いつつも、インドへ明朝出発の間にいたっては、どうにもならない。

文献

- Abe, Y. & Sudo, Y.(1984), *J. Nucl. Sci. Tech.*, Vol.21, No.12, 962-964
- Aidun, C.K. & Steen, P.H.(1987), *J Thermophys Heat Transfer*, Vol.1, No.3, 268-273
- 青木・服部・千葉 (1985), 日本機械学会論文集 (B編), Vol.51, No.471, 3567-3573
- 青木・服部・氏家 (1987), 日本機械学会論文集 (B編), Vol.53, No.495, 3352-3357
- Bankvall, C.G.(1974), *ASTM STP 544*, (American Soc. Test. Mater.), 34-48
- Bau, H.H. & Torrance, K.E.(1982a), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.25, No.1, 45-55
- Bau, H.H. & Torrance, K.E.(1982b), *Lett. Heat & Mass Transfer*, Vol.9, No.6, 431-441
- Beavers, G.S. & Joseph, D.D.(1967), *J Fluid Mech*, Vol.30, part 1, 197-207
- Beckermann, C. & Viskanta, R.(1988), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.31, No.1, 35-46
- Bejan, A.(1978), *J Fluid Mech*, Vol.89, part 1, 97-107
- Bejan, A. & Poulidakos, D.(1982), *J Heat Transfer*, Vol.104, 241-247
- Bejan, A. & Anderson, R.(1983), *J Heat Transfer*, Vol.105, 124-129.
- Bejan, A. & Poulidakos, D.(1984), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.27, No.5, 717-722
- Benenati, R.F. & Brosilow, C.B.(1962), *AIChE J*, Vol.8, 359-361
- Bories, S.A. & Combarous, M.A.(1973), *J Fluid Mech*, Vol.57, part 1, 63-79
- Brinkman, H.C.(1947), *Appl. Scient. Res.*, A1, 27-34
- Buretta, R.J. & Berman, A.S.(1976), *J Appl. Mech.*, Vol.43, Jun, 249-253
- Burns, P.J., Chow, L.C.C. & Tien, C.L.(1977), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.20, No.9, 919-926
- Caltagirone, G.P., Cloupeau, M. & Combarous, M.(1971), *C.R. Acad. Sciences Paris*, B, Vol.273, 833-836
- Caltagirone, J.P.(1975), *J Fluid Mech*, Vol.72, part 2, 269-287
- Caltagirone, J.P.(1976), *J Fluid Mech*, Vol.76, part 2, 337-362
- Castinel, G. & Combarous, M.(1974), *C. R. Acad. Sci.*(8 avril), B, 278, 701-704
- Chan, B.K.C., Ivey, C.M. & Barry, J.M.(1970), *J Heat Transfer*, 21-27
- Chandrasekhara, B.C. & Vortmeyer, D.(1979), *Waerme- und Stoffuebertrag*, Vol.12, 100-111
- Chandrasekhara, B.C., Rudraiah, N. & Nagaraj, S.T.(1980), *Int J Engng Sci.*, Vol.18, 921-929
- Chellaiah, S. & Viskanta, R.(1988), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.31, No.2, 321-330
- Chen, C.-K., Hung, C.-I. & Cleaver, J.W. (1987), *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf.*, Vol.2, 313-318.
- Chen, Han-Taw & Chen, Cha'o-Kuang(1988a), *J Heat Transfer*, Vol.110, No.1, 257-260
- Chen, Han-Taw & Chen, Cha'o-Kuang(1988b), *Int Comm. Heat Mass Transfer*, Vol.15, No.5, 605-614
- Cheng, P. & Chang, I.D.(1976), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.19, 1267-1272
- Cheng, P. & Minkowycz, J.M.(1977), *Journal Geophysical Res.*, Vol.82, No.14, 2040-2044
- Cheng, P.(1977a), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.20, 807-814
- Cheng, P.(1977b), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.20, 893
- Cheng, P.(1981), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.24, No.6, 983-990
- Cheng, P. & Verma, A.K.(1981), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.24, No.7, 1151-1160
- Cheng, P., Chui, D.K. & Kwok, L.P.(1982), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.25, No.8, 1247-1249
- Cheng, P.(1982), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.25, No.8, 1245-1247
- Cheng, P., Chui, D.K.(1984), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.27, No.5, 795-798
- Cheng, P.(1987), *Adv. Heat Transfer*, Vol.14, 1-105
- Cheng, P.(1987b), *ASME-JSME Thermal Engineering Joint Confer.*, Vol.2, 297-303.
- Combarous, M. & Le Fur, B.(1969), *C.R. Acad. Sciences Paris*, R, Vol.269, 1009-1012
- Combarous, M.(1978), *Proc. of the 6th Int. Heat Transfer Conference*, Vol.6, 45-59
- Dhir, V.K. & Catton, I.(1977), *J Heat Transfer*, Vol.99, No.2, 250-256
- Dhir, V.K. & Catton, I.(1980), *Trans. ANS.*, Vol.35, 360-361

- Dhir, V.K. & Barleon, L.(1981), *Trans. ANS.*, Vol.38, 385-386
- Dhir, V.K. & Catton, I.(1982), *Appl. Sci. Res.*, Vol.38, 69-76
- 越後・長谷川・中野 (1974), *日本機械学会論文集 (第2部)*, 40巻, 330号, 479-488
- 越後・長谷川・鳥取・岡本・下村 (1979), *日本機械学会論文集 (B編)*, 45巻, 389号, 91-98
- Echigo, R., Hasegawa, S., Tottori, S., Shimomura, H. & Okamoto, Y.(1978a),
Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Vol.3, 385-390
- Echigo, R., Kurusu, M., Ichimiya, K & Yoshizawa, Y., (1983), Proc of ASME-JSME
Thermal Engineering Joint Confer., Vol.4, 99-103.
- Elder, J.W.(1967), *J Fluid Mech.*, Vol.27, 29-48
- Ergun, S.(1952), *Chem Eng. Prog.*, Vol.48, No.2, 87-94
- Fand, R.M., Steinberger, T.E. & Cheng, P.(1986), *Int J Heat Mass Transfer*,
Vol.29, No.1, 119-133
- Fand, R.M., Zheng, T. & Cheng, P.(1987), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.30, No.6,
1231-1235
- Farouk, B. & Shayer, H.(1988), *J Heat Transfer*, Vol.110, 642-654
- Flamant, G, Menigault, T. & Schwander, D.(1988), *J Heat Transfer*, Vol.110, No.2,
297-303
- Frick, H. & Muller, U.(1983), *J Fluid Mech.*, Vol.126, 521-532
- Fried, J.J. & Combarnous, M.A.(1971), *Adv. Hydrosci.*, Vol.7, 169-282
- 福田・福田・長谷川・越後・佐野川 (1985), *日本原子力学会誌*, Vol.27, No.2, 159-167.
- 福田・福田・山本・長谷川・越後・佐野川 (1985), *日本原子力学会誌*, Vol.27, No.3., 243-249.
- 福田・関・小森谷・堀田(1985), *日本機械学会論文集 (B編)*, 51巻、466号, 1834-1840.
- Fukusako, S., Komoriya, T., & Seki, N.(1986), *J Heat Transfer*, Vol.108, No.1,
117-124
- Gabor, J.D., Cassulo, J.C., Jones, S.W. & Pedersen, D.R.(1981), *Trans. ANS.*,
Vol.39, 642-643
- Georgiadis, J.G. & Catton, I.(1986). *J Heat Transfer*. Vol.108. No.2. 284-290
- Georgiadis, J.G. & Catton, I.(1987), *Phys Fluids*, Vol.30, No.4, 1017-1022
- Georgiadis, J.G. & Catton, I.(1988), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.31, No.5,
1081-1091
- Gheorghitza, St.I.(1961), *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Vol.57, 871-877
- Haaajizadeh, M. & Tien, C.L.(1984), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.27, 799-813
- Hardee, H.C. & Nilson, R.H.(1977), *Nucl. Sci. & Eng.*, Vol.63, No.2, 119-132
- Havstad, M.A. & Burns, P.J.(1982), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.25, 1755-1766
- Hickox, C.E. & Watts, H.A.(1980), *J Heat Transfer*, Vol.102, 248-253
- Hickox, C.E. & Gartling, D.K.(1981), *J Heat Transfer*, Vol.103, 797-803
- Hickox, C.E. and Gartling, D.K.(1982), *ASME Paper*, No.82-HT-68
- Himasekhar, K., Bau, H.H.(1988), *J Fluid Mech*, Vol.187, 267-300
- Horne, R.N. & O'Sullivan, M.J.(1974), *J Fluid Mech.*, Vol.66, part 2, 339-352
- Horne, R.N. & O'Sullivan, M.J.(1978), *The Physics of Fluids*, Vol.21, No.8,
1260-1264
- Horne, R.N.(1979), *J Fluid Mech.*, Vol.92, part 4, 751-766
- Horne, R.N. & Caltagirone, Jean-Paul(1980), *J Fluid Mech.*, Vol.100, part 2,
385-395
- Horton, C.W. & Rogers, F.T.(1945), *Journal Appl. Phys.*, Vol.16, 367-370
- Howard, L.N.(1964), *Appl. Mech.*, Munchen(ed. H.Gortler), 1109-1115
- Hsu, C.T., Cheng, P. & Homsy, G.M.(1978), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.21,
1221-1220
- Hunt, M.L. & Tien, C.L.(1988), *J Heat Transfer*, Vol.110, No.2, 378-384
- Inaba, H., Fukuda, T., Saito, H. & Mayinger, F.(1988a), *Warme- und Stoffubertragung*,
Vol.22. No.6. 325-333
- Inaba, H., Sugawara, M., Blumenberg, J.(1988b), *Int J Heat Mass Transfer*,
Vol.31, No.7, 1365-1374
- 稲葉・関 (1983), *日本機械学会論文集 (B編)*, 49巻, 440号, 859-868

- 稲葉・福田(1985), 日本機械学会論文集 (B編), 51巻, 470号, 3183-3190.
- Jacob, B.(1972), Dynamics of Fluids in Porous Media, ELSEVIER/NEW YORK
- Jones, S.W., Epstein, M., Gabor, J.D., Cassulo, J.C. & Bankoff, S.G.(1980), Trans. ANS., Vol.35, 361-363
- Jones, S.W., Epstein, M., Bankoff, S.G. & Pedersen, D.R.(1984), J Heat Transfer, Vol.106, No.1, 176-183
- Jonsson, T. & Catton, I.(1987), J Heat Transfer, Vol.109, 371-377
- Joshi, Y. & Gebhart, B.(1985), Int J Heat Mass Transfer, Vol.28, No.9, 1783-1786
- 上宇都・ほか4名 (1978), 日本機械学会論文集 (B編), 44巻, 388号, 4234.
- 上宇都・長谷川 (1984), 日本機械学会論文集 (B編), 50巻, 451号, 698-706
- Kamiuto, K. & Iwamoto, M.(1987), J Heat Transfer, Vol.109, No.4, 831-834
- 片山・島崎・竹村 (1976), 日本機械学会論文集 (第2部), 42巻, 364号, 3948-3953
- 甲藤・増岡 (1966), 日本機械学会論文集 (第2部), 32巻, 243号, 1708-1717
- Kaviany, M.(1986), Int J Heat Mass Transfer, Vol.29, No.6, 951-954
- Kaviany, M.(1987), Proc. of 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., Vol.2, 305-311.
- Kimura, S., Schubert, G. & Straus, J.M.(1986), J Fluid Mech., Vol.166, part 3U5-324
- Kimura, S., Schubert, G. & Straus, J.M.(1987), J Heat Transfer, Vol.109, May, 350-355
- Kimura, S.(1988), Int J Heat Mass Transfer, Vol.31, No.1, 197-199
- Kimura, S.(1988), Int. J. Heat Fluid Flow, Vol.9, No.1, 83-86
- Koch, D.L. & Brady, J.F.(1985), J Fluid Mech., Vol.154, 399-427
- Koster, J.N. & Muller, U.(1980), ASME HTD, Vol.8, 27-30
- Koster, J.N. & Muller, U.(1982), J Fluid Mech., Vol.125, 429-451
- Koster, J.N. & Muller, U.(1984), J Fluid Mech., Vol.139, 363-390
- Kumari, M., Pop, I., Nath, G.(1984), Int J Heat Mass Transfer, Vol.27, No.11, 2155-2157
- Kunii, D. & Smith, J.M.(1961), AIChE Journal, Vol.7, No.1, 29-33
- Kunii, D. & Suzuki, M.(1967), Int J Heat Mass transfer, Vol.10, 845-852
- Kvernvoid, O. & Tyvand, P.A.(1979), J Fluid Mech., Vol.90, part 4, 609-624
- Lee, K. & Howell, J.R.(1987), ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conf., Vol.2, 377-386.
- Lai, F.C. & Prasad, V. & Kulacki, F.A.(1988), Int J Heat Mass Transfer, Vol.31, No.5, 1049-1061
- Lapwood, E.R.(1948), Proc. Camb. Phil. Soc., Vol.44, 508-521
- Lauriat, G. & Prasad, V.(1987), J Heat Transfer, Vol.109, No.3, 688-696
- Levec, J. & Carbonel, R.G.(1985), AIChE Journal, Vol.31, No.4, 581-590
- Lipinski, R.J.(1980), Trans. ANS., Vol.35, 358-360
- Liu, C.Y., & Pastore, E.(1984), Int. Commun. Heat Mass Transfer, Vol.11, No.3, 291-298
- 増岡 (1968), 日本機械学会論文集, 34巻, 259号, 491-500
- 増岡 (1971), 日本機械学会論文集, 37巻, 293号, 90-96
- 増岡 (1973), 日本機械学会論文集, 39巻, 322号, 1873-1880
- 増岡, 勝原, 中園, 磯崎 (1977), 日本機械学会論文集, 43巻, 367号, 1096-1102
- 増岡・坂本・勝原 (1980), 日本機械学会論文集 (B編), 46巻, 405号, 919-926
- 増岡・横手・勝原 (1980), 日本機械学会論文集 (B編), 46巻, 410号, 1993-1999
- 増岡・河村・岡本 (1981), 日本機械学会論文集 (B編), 47巻, 423号, 2157-2161
- 増岡・遠山・鶴田・安出 (1986), 日本機械学会論文集 (B編), 52巻, 479号, 2656-2662
- Masuoka, T., Nakashima, H., Tsuruta, T., Ikegane, S. & Yasuda, Y.(1987), Proc. of 1987 ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., Vol.4, 35-40
- Masuoka, T., Koshino, H., Kawamoto, S. & Tsuruta, T.(1988), Proc. of 1st KSME-JSME Thermal and Fluid Engineering Joint Conference, Vol.2, 336-341.
- McKibbin, R. & O'Sullivan, M.J.(1980), J Fluid Mech., Vol.96-2, 375-393
- McKibbin, R. & O'Sullivan, M.J.(1981), J Fluid Mech., Vol.111, 141-173

- McKibbin, R. & Tyvand, P.A.(1982), J Fluid Mech., Vol.118, 315-339
- McKibbin, R. & Tyvand, P.A.(1984), Int J Heat Mass Transfer, 27, 1007
- Merkin, J.H.(1979), Int J Heat Mass Transfer, Vol.22, 1461-1462
- Minkowycz, W.J., Cheng, P. & Hirschberg, R.N.(1984), Int Comm Heat Mass Transfer, Vol.11, 127-141
- Minkowycz W.J., Cheng, P. & Chang, C.H.(1985). Numer Heat Transfer, Vol.8, 349-359
- Miyazaki, K., Murai, K., Ohama, T., Yamaoka, N. & Inoue, S.(1986a), J. Nucl. Sci. Tech., Vol.23, No.8, 702-710
- Miyazaki, K., Ohama, T., Murai, K., Inoue, S. & Yamaoka, N.(1986b), J. Nucl. Sci. Tech. Vol.23, No.9, 769-778
- Miyazaki, K., Ohama, T., Iwasaki, A. & Yamaoka, N.(1987), J. Nucl. Sci. Tech., Vol.24, No.4, 323-332
- Morrison, F.A., Jr.(1973), Int J Heat Mass Transfer, Vol.16, No.12, 2331-2342
- Muralidhar, K., Baunchalk, R.A. & Kulacki, F.A.(1986), J Heat Transfer, Vol.108, 889-893
- Muralidhar, K. & Kulacki, F.A.(1988), J Heat Transfer, Vol.110, No.1, 133-139
- 中山・兎山 (1987), 日本機械学会論文集 (B編), 53巻, 491号, 2192-2198
- Nakayama, A. & Koyama, H.(1987a), J Heat Transfer, Vol.109, 125-130
- Nakayama, A. & Koyama, H.(1987b), Int. J. Heat & Fluid Flow, Vol.8, No.2, 145-148
- Nakayama, A. & Koyama, H.(1988a), Appl. Sci. Res., Vol.45, No.2, 129-143
- Nakayama, A. & Koyama, H.(1988b), Wärme- und Stoffübertragung, Vol.22, No.5, 269-273
- 中山・石代・兎山 (1988), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻, 504号, 2099-2106
- Nield, D.A.(1977), J Fluid Mech., Vol.81, part 3, 513-522
- Nilson, R.H., Montoya, P.C.(1980), J Heat Transfer, Vol.102, No.3, 489-494
- Nilson, R.H., Romero, L.A.(1980), Int J Heat Mass Transfer, Vol.23, No.11, 1461-1470
- 西村・多久美・河村・尾添 (1984), 化学工学論文集, 10巻, 5号, 648-651
- Nishimura, T., Takumi, T., Shiraishi, M., Kawamura, Y. & Ozoc, H.(1986), Int J Heat Mass Transfer, Vol.29, No.6, 889-898
- Ofuchi, K. & Kunii, D.(1965), Int J Heat Mass Transfer, Vol.8, 749-757
- Ogniewicz, Y. & Tien, C.L.(1979), AIAA 14th Therm. Conf. Orlando, Florida, Pa-79-1093, 1-7
- Ogniewicz, Y. & Tien, C.L.(1981), Int J Heat Mass Transfer, Vol.24, No.3, 421-429
- 岡田 (1979), 冷凍, 54巻, 625号, 891
- 岡田 (1981), 冷凍, 56巻, 639号, 3
- 岡田・福本 (1982), 日本機械学会論文集 (B編), 48巻, 434号, 2041-2049
- Oosthuizen, P.H.(1988), J Heat Transfer, Vol.110, No.2, 390-394
- Ostensen, R.W. & Lipinski, R.J.(1981). Nucl. Sci. & Eng., Vol.79, 110-140
- Poulikakos, D. & Bejan, A.(1983), Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.26, No.12, 1805-1814.
- Phillip, J.R.(1982), Int J Heat Mass Transfer, Vol.25, No.10, 1503-1509
- Prasad, V. & Kulacki, F.A.(1984), Int J Heat Mass Transfer, Vol.27, 207-219
- Prasad, V., Kulacki, F.A. & Keyhani, M.(1985), J Fluid Mech, Vol.150, 89-119
- Prasad, V., Lai, F.C. & Kulacki, F.A.(1988), J Heat Transfer, Vol.110, No.2, 395-402
- Ranganathan, P. & Viskanta, R.(1984), Nume. Heat Transfer, Vol.7, 305-317
- 饒・福田・長谷川 (1988), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻, 500号, 938-947
- 饒・福田・長谷川 (1988), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻, 508号, 3501-3505.
- Rao, Y.F., Fukuda, K. & Hasegawa, S.(1987), J Heat Transfer, Vol.109, No.4, 919-927
- Rao, Y.F., Fukuda, K. & Hasegawa, S.(1988), Int J Heat Mass Transfer, Vol.31, No.4, 695-707
- Reda, D.C.(1983), J Heat Transfer, Vol.105, 795-802
- Reda, D.C.(1986), J Heat Transfer, Vol.108, 660-666
- Reda, D.C.(1988), J Heat Transfer, Vol.110, No.1, 147-154
- Ribando, R.J. & Torrance, K.E.(1976), J Heat Transfer, Vol.98, 42-48

- Romero, L.A. & Nilson, R.H.(1981), *J Fluid Mech*, Vol.104, 467-482
- Rudraiah, N. & Srimani, P.K.(1980), *Proc. Roy. Soc. A*, Vol.373, 199-222
- Saffman, P.G.(1971), *Studies in Applied Mathematics.*, Vol.L, No.2, 93-101
- Sathe, S.B. & Tong, T.W.(1988), *Int Comm. Heat Mass Transfer*, Vol.15, No.2, 203-212
- Scheidegger, A.H.(1974), *The physics of flow through porous media*, University of Toronto Press
- Schneider, K.J.(1963), 11th Int. Congr of Refrigeration(paper), II-4, 1-7
- Schrock, V.E. & Laird, A.D.K.(1976), *J Heat Transfer*, Vol.98, 213-220
- Schubert, G. & Straus, J.M.(1977), *J Geophys. Res.*, Vol.82, No.23, 3411-3421
- Schubert, G. & Straus, J.M.(1982), *J Fluid Mech.*, Vol.121, 301-313
- Seki, N., Fukusako, S. & Inaba, H. (1978), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.21, 985.
- 関・福迫・有明 (1979), 日本機械学会論文集 (B編), 45巻, 393号, 705-711
- 下村・岡本 (1978), 日本原子力学会誌, Vol.20, No.8, 583-590
- Somerton, C.W. & Catton, I.(1982), *J Heat Transfer*, Vol.104, 160-165
- Steen, P.H. & Aidun, C.K.(1988), *J Fluid Mech*, Vol.196, 263-290
- 菅原・木元・地主 (1985), 日本機械学会論文集 (B編), Vol.51, No.464, 1285-1289
- 菅原・稲葉・逗子 (1987), 日本機械学会論文集 (B編), 53巻, 468号, 1568-1572
- Sugawara, M., Inaba, H. & Seki, N.(1988), *J Heat Transfer*, Vol.110, No.1, 155-159
- 杉山・架谷・矢田・土屋 (1969), 化学工学, 33巻, 第2号, 163-167
- 高田・福田・長谷川・下村・佐野川 (1981), 日本原子力学会誌, Vol.23, No.1, 66-75
- 高田・福田・長谷川 (1984), 日本機械学会論文集 (B編), 50巻, 451号, 832-838
- Takeuchi, M., Kurosaki, Y. & Kashiwagi, T. & Yamada, J.(1988), *JSME Int J*, Vol.31, No.3, 581-585
- 竹内・一色・石橋 (1982), 日本機械学会論文集 (B編), 48巻, 425号, 97-104.
- Taylor, G.I.(1971), *J Fluid Mech.*, Vol.49, part 2, 319-326
- Tien, C.L. & Hunt, M.L.(1987), *Chem. Eng. & Process.*, Vol.21, No.2, 53-63
- Tong, T.W. & Subramanian, E.(1986), *Int J Heat Fluid Flow*, Vol.7, 3
- Torrance, K. E.(1983), *Proc. of ASME-JSME Therm. Eng. Joi. Conf.*, Vol.2, 593-606
- 鳥取・越後・長谷川・滝田 (1979), 日本機械学会論文集 (B編), 45巻, 395号, 1029-1037.
- Troncoso, J. & Kassoy, D.R.(1983), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.26, 1389-1401
- Tsuruta, T., Narazaki, K. & Masuoka, T.(1988), *JSME Int J*, Vol.31, No.1, 81-87
- Tsuchiya, M, Shimizu, S & Takeyama, T.(1969), *Proc. of 6th National Heat Transfer Symposium of Japan*, 25-28.
- Udell, K.S.(1983), *J Heat Transfer*, Vol.105, No.3, 485-492
- Udell, K.S.(1985), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.28, No.2, 485-495
- Vafai, K. & Tien, C.L.(1981), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.24, 195-203
- Vafai, K.(1984), *J Fluid Mech*, Vol.147, 233-259
- Vafai, K., Alkire, R.L. & Tien, C.L.(1985), *J Heat Transfer*, Vol.107, No.3, 642-647
- Wakao, N., Kagueli, S. & Funazkri(1979), *Chem. Eng. Sci.*, Vol.34, 325-336
- Wang, B.X. & Zhang Xing(1988), *Proc. of 2nd Int. Sympo. on Heat Transfer(China)*, Vol.2, 543-550
- Weber, J.W.(1975), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.18, 474
- Wooding, R.A.(1963), *J Fluid Mech*, Vol.15, 527-544
- Wooding, R.A.(1976), *New Zealand D.S.I.R. Tech. Rep.*, No.55
- Yagi, S. & Wakao, N. (1959), *A.I.Ch.E. Journal*, Vol.5, 79.
- Yagi, S. & Kunii, D. (1960), *A.I.Ch.E. Journal*, Vol.6, 97.
- Yagi, S., Kunii, D. & Wakao, N.(1961), *Int. Develop. Heat Transfer*, Part.IV, 742-749
- Yamamoto, K.(1973), *J. Physical Society Japan*, Vol.34, No.3, 814-820
- Yen, Y.C.(1974), *Int J Heat Mass Transfer*, Vol.17, 1349-1356
- 古沢・越後・富村(1986), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻, 504号, 2175-2182
- Zebib, A. & Kassoy, D.R.(1977), *Phys Fluids*, Vol.20, No.1, 4-9

「第1回 KSME-JSME 熱・流体工学学術会議」を終えて

第1回 KSME-JSME 熱・流体工学

学術会議組織委員会 KSME 側委員長 李 澤植 (ソウル大学校)

1. まえがき

先般1988年11月1日より3日までの3日間、韓国ソウル特別市の大韓商工会議所で開催された The First KSME-JSME Thermal and Fluids Engineering Conference に対して、host society 側の組織委員会を代表して、宮本編集委員長の要請により報告する。

筆者は大韓機械学会 (KMSE : The Korean Society of Mechanical Engineers) の会員並びに前会長であると同時に JSME と日本伝熱研究会の会員でもありますので、今回の会議に対して声援して下された皆様方に対して感謝する気持ちでこの報告を致すつもりです。

2. いきさつ

近年アジア又は太平洋沿岸国家の国際化に対する強い呼びかけとあいまって、流体工学並びに熱工学研究者達の国際学術会議が、数多くかつ活発に行なわれている。

この時にあたり1987年4月韓国を訪問した東京大学の橋本秀雄教授より、大韓機械学会の熱流体工学部門の関係者たちと会合した機会に、韓日間のこの分野における共同学術会議を催すのはいかがであるかと、提案があった。これに対して大韓機械学会関係者は肯定的な反応を示した。国際協力が強調されている趨勢にあり、また韓日間は地理的にも一衣帯水の近隣にあるにも拘らず今まで学問的交流が少なかった現状を省みて、この催しは適切なことであると判断された。その後韓国側の熱流体力学部門委員会は学会理事会の承認を得て、1987年9月に同部門委員会を開催してこの事業の遂行を決定し、組織委員会を結成して実務を担当することにした。ほとんど同じ時期に日本機械学会側も熱工学部門がこの事業を主管するようになり、組織委員会を構成しその名簿の通報があった。このようにして決まった組織委員会の名簿は表1のようである。

1987年11月には李澤植教授が、日本機械学会流体工学委員会が福岡で開催した講演会において海外招請講演に招待された機会に、伊藤猛宏教授と会い将来の日程を協議した。1988年1月には日本機械学会側小竹進委員長と伊藤猛宏事務総長が来韓して、第1回会議を1988年11月1日から3日間ソウルの大韓商工会議所で開催し、それから韓日交互に往来しながら開催することに決定した。最初はなるべく多くの参加を誘導すべく会議の内容を熱・流体工学の全般的な広範囲とし、また韓日間の会議であるけれども第三国の誰にも会議を開放することにした。それ

からこの会議で発表された論文は、その後どの学術誌にも投稿することを許可することに決定した。

両側の組織委員又は韓国側自体の組織委員は、数多の協議の上、88年4月末迄論文抄録の締切、8月末迄全論文の締切、11月1日から3日迄会議開催の日程を確定した。この間に伊藤猛宏教授が全般の問題のために5月に、吉田駿教授が technical session の分配など Programの作成のために6月に、それから藤田恭伸教授が会議の運営および進行に対する協議のために来韓した。組織委員会は非常に友好的にまじめな雰囲気の中で、作業が順調に進行した。また組織委員会は成功的な会議になるよう韓国側は大学、研究所、産業界の著名な名士達を網羅して準備委員会、諮問委員会を構成した。この委員たちは色々な助言と激励をしてくれた。それから熱・流体工学分野の発展を祈って産業界からも物心両面の支援をして下された。技術展示には業者達のためになる展示物を提供して会議参加者達の興味を引き起こすのに努めた。

表1 組織委員会委員

共同委員長	李 澤植 (ソウル大学校教授)
	小竹 進 (東京大学教授)
事務総長	文 在民 (韓国科学技術院教授)
	伊藤 猛宏 (九州大学教授)
委員 (論文、出版)	劉 丁烈 (ソウル大学校教授)
	吉田 駿 (九州大学教授)
委員 (運営、進行)	姜 信榮 (ソウル大学校教授)
	藤田 恭伸 (九州大学教授)
委員 (展示)	申 欽東 (韓国科学技術院教授)

3. 会議参加者状況

会議参加者の数は組織委員会が予想した数を上廻り、総登録者数は475名であった。表2に登録者の国家別、所属機関別状況を示す。

国家別には韓国が317名、日本152名、その他国家が6名であった。日本よりの参加者の中には韓国からの留学生が、かなりあったようであったが別途に示さなかった。参加者の所属機関別の分布は学会：非学会：大学院学生の比が大略 6:3:4であった。特に韓国側の参加者の中には研究所並びに産業界からの参加者が多くて、産業構造の高度化が要求されている立場から、望ましいように思われた。

表 2 会議登録者状況

	韓国	日本	その他	計
大学	117	97	4	218
研究所	53	15	1	69
産業界	38	4	1	43
大学院学生	109	36		145
合計	317	152	6	475

4. 論文発表内容と会議進行状況

論文抄録提出段階で受け入れられた論文数は、韓国64篇、日本95篇、その他10篇で合計169篇であったが、全論文提出段階で取り消されたのが韓国3篇、日本1篇で、proceeding に載せられた論文数は韓国61篇、日本94篇、その他10篇合計165篇である。その他10篇中インド2篇、米国2篇を除く残りの6篇は米国及びカナダで活動している韓国人教授と博士課程学生によるものである。組織委員会が把握したことによると、発表者の事情により止むを得ず発表ができなかった論文は、韓国2篇、日本1篇で発表率はそれなりに高かったように思われる。

表 3 に proceeding に含まれている論文の分野別、国家別分布が表示されている。学術会議は45個の session と1つの workshop により構成されているが、いずれも韓国側1名と日本側1名の共同座長により自由に進行される形式を採った。学術会議の公式用語は英語であり、発表者と聴衆ともに多少の困難があったにしろ、会議期間全体を通して非常に心を込めた発表、質疑応答並びに討議が各発表場にて、計画された時間に合わせながら活発に行なわれたのを目撃できた。各 session は平均3~4篇の論文により構成された。分野を大きく熱工学と流体工学に大別すれば、韓国側は大略2:1、日本側は3:1の比になり熱工学分野の論文数が圧倒的に多かったが、これは今度の学術会議に韓国側は熱流体工学全般にわたって比較的均等に分布しているのに反して、日本側は事情上熱工学部門が積極的に参加しているのに起因していると思われる。国家別の特徴を見ると、韓国の場合は自然対流熱伝達、解析並びに数値流体力学などの基礎分野の論文が著しく多いのに対して、日本の場合は相変化現象、相変化熱伝達など応用分野の論文が多いようである。それから11月2日には全日に亘り第一発表場で韓国側の虜承卓、郭豪栄教授、日本側の棚澤一郎、土方邦男教授が共同で進行を司会した特別組織 session である ”多成分媒質の相変化熱伝達” に対して多くの関心が集中した。かたわら11月2日午後の

表 3 分野別・国家別論文分布

Major Fields	No. of Sessions	No. of Papers			
		Korea	Japan	Misc.	Total
Physical Properties	1	0	5	0	5
Phase Change Phenomena	2	1	5	0	6
Heat Transfer with Phase Change	3	3	6	2	11
Phase Change Heat Transfer of Multi-Component Media	4	5	14	0	19
(Boiling and Evaporation)	(1)	(1)	(4)	(0)	(5)
(Review Papers)	(0.5)	(0)	(2)	(0)	(2)
(Evaporation/Liquid-Vapor Equilibrium)	(0.5)	(0)	(2)	(0)	(2)
(Condensation, Solidification and Melting)	(1)	(1)	(4)	(0)	(5)
(Absorption and Absorbents)	(1)	(3)	(2)	(0)	(5)
Heat Exchangers	1.5	2	4	0	6
Heat Storage Systems	1.5	4	3	0	7
Combustion Fundamentals	1	1	3	0	4
Burner/Diffusion Flames	2	3	3	0	6
Combustion in Spark Ignition Engines	3	2	6	1	9
Combustion in Compression Ignition Engines	1	0	3	0	3
Thermal Power	1	0	1	2	3
Environmental Thermal Engineering	1	1	2	1	4
Natural Convection Heat Transfer	4	9	6	0	15
Internal Flow Heat Transfer	2	4	4	0	8
External Flow Heat Transfer	1	1	1	0	2
Coupling of Convection and Radiation	1	1	2	1	4
Miscellaneous Problems in Thermal Engineering	2	4	3	0	7
Analytical and Numerical Fluid Dynamics	3	6	5	0	11
Experimental Fluid Mechanics	3	5	6	0	11
Fluid Machines and Equipment	2	3	3	1	7
Two-Phase Flow	3	4	5	1	10
Compressible Flow	1	1	2	0	3
Miscellaneous Problems in Fluids Engineering	1	1	2	1	4
Total	45	61	94	10	165

2時間に亘って第五発表場では韓国側の金洪鉉教授と日本側の中山恒博士が共同で司会された”電子機器における熱伝達”に関する workshop には空気冷却2篇、高等技術冷却3篇、周辺機器における熱伝達2篇の主題発表と討論が行なわれた。この workshop には特に米国機械学会 (ASME) の電子機器における熱伝達に関するK16委員会の Sevgin Oktay 博士を始め多数の参加者による活発な討論があった。

論文提出者の国籍及び共著論文篇数による著者の数の分布が表4に示されている。韓日両国の機械学会が主催した学術会議ではあったが、両国以外の6ヶ国から28名の著者が参加したことと、2篇以上の論文を共著した論文提出者が52名にもなるという点で、本学術会議の国際性と論文提出者の積極性をある程度窺うことができると思われる。

表 4 国籍及び共著論文篇数による論文提出者の分布

共著論文数	韓国	日本	米国	インド	中国	ポーランド	カナダ	英国	計
1	125	197	15	4	3	3	0	1	348
2	11	31	1	0	0	0	1	0	44
3	2	3	0	0	0	0	0	0	5
4	1	2	0	0	0	0	0	0	3
合計	139	233	16	4	3	3	1	1	400

5. 社交 program

本学術会議の公式行事は10月31日夜の Reception より始まった。大韓商工会議所商議クラブで催された Reception には約200名が参加し和やかな雰囲気の中で互いに挨拶をかわした。日本側参席者の大部分はこの日に韓国に到着し、たやすく Reception のところを探して歓談に加わった。この参加者の2/3以上は韓国を初めて訪問したらしく従って相当深い印象を受けたように思われた。また日本側参加者の中には10余名が夫人を同伴して来韓された。観光、ショッピング、夫人のためのプログラム等は高麗旅行社と日本交通公社が担当して処理された。

本学術会議の社交プログラムの重要な部分は11月2日夜の Conference Banquet であった。

ソウル市街の中心部に所在するロッテホテルの豪華なサファイヤルームで約3時間余の間大盛況裡に進行された。会議登録者以外にも本会議を支援してくれた産業会の代表が招待され参加者は予想外に多く約260名に至った。参加者たちは相互友好を増進しながら愉快な一時を味わうことができた。Banquet には若干の Banquet Formality があった。李澤植組織委員長は歓迎の辞を通して、韓日間のこのような共通学術会議が色々な面で深い意義があることを強調した。また日本機械学会を代表して熱工学部門委員長黒崎晏夫教授（東京工業大学）、流体工学部門の大橋秀雄教授（東京大学）の挨拶があった。続いて日本機械学会熱工学部門に”熱工学記念賞（Thermal Engineering Memorial Award）”が制定されたことと、初めての1988年度の受賞者が西川兼康教授（九州大学名誉教授）と李澤植教授であると発表された。黒崎教授は熱工学部門を代表してこれらの受賞者に賞牌を伝達した。西川教授は受賞所感で日本における近代的な熱工学研究を回想した。また李澤植教授は韓日間の緊急な協調努力のいっそうの必要性を指摘し、若い研究者達に対して将来の精進を期待すると述べた。つづいて大韓機械学会長趙宣彙教授（ソウル大学校）は本学術会議の計画と執行に尽力された日本側の組織委員会委員長小竹進教授と事務総長伊藤猛宏教授に感謝牌を伝達した。

Banquet 参加者達は自由に宴会場をまわりながら食事と談笑を楽しむことができたし、会場を囲んだ熱気の中でお互いに学術的討議と個人的交誼を益々深くする機会を十分に活用したと思われた。

6. 将来展望

11月2日には、両側の組織委員たちと虜承卓教授（ソウル大学校）、大橋秀雄、棚澤一郎 黒崎晏夫及び三宅裕（大阪大学）教授等が参席した会合において今度の学術会議に対する評価と第2回学術会議に対する意見交換があった。

今回の学術会議は学術的な論文発表、討論等の内容とか会議の組織進行にあたって特別な問題がなかったし、全般的に成功であったとの意見におおよそ合致した。しかしやはり第三国語である英語の使用による難しさが表示したことがあったと思われた。特に論文発表の後の討論過程での意見疎通に不便であったことに注目された。それから多くの参加者は韓国の若い学生の熱意と真面目な態度に対してほめたたえた。

7. 結言

韓国側の組織委員会を代表して、色々と不備と未熟なことがあったにもかかわらず皆様方の御好意と寛容によって予想外の成功を得られたことに対して深くお礼申し上げます。今後ともますます熱流体工学分野における韓日両国の学問的交流と提携により人類文化と福祉の向上に貢献するようお祈り申し上げます。

伊藤 猛宏 (九大工)

大韓機械学会熱流動工学部門と日本機械学会熱工学部門の共催で、表1および表2のとうり開催された題記講演会の概況を報告します。

(趣旨等) この行事の実施を検討した62年当時、日本機械学会熱工学委員会はすでに部門制を採用しておりましたが、流体工学および流体機械委員会は部門制に移行しておらなかったという事情もあって、日本機械学会熱工学部門が大韓機械学会熱流動工学部門と応接することになりました。熱工学部門ではかねてから、熱工学講演会の活性化が懸案であり、大韓機械学会熱流動工学部門の同意を得て、ソウルで開催すべき講演会を恒例の熱工学講演会の変形と見なすこととし、論文処理のプロセスから考えて、日本機械学会員の投稿論文は要旨ないしは普通講演(いずれも日本機械学会の用語)と見なすことになり、講演後は論文集あるいはInternational Journalに投稿できることになりました。なお原著でない論文の投稿も認め、この場合には上記雑誌への投稿はできないことにしました。またInternational Journalへの投稿は、今回の講演会の論文集の配布がほとんど参加者に限定されているために許されることになりました。

(学術行事) さて表3の組織により計画・設営いたしましたところ、表4の内訳で172件の講演申込がありました。このうち19件は、*ワガナイスドセツジョン:Phase Change Heat Transfer of Multi-Component Media*に申し込まれたもので、Prof. Sung Tack Ro(Seoul National Univ.), Prof. Ho-Young Kwak(Chung-ang Univ.), 棚澤一郎教授(東大)および土方邦夫教授(東工大)にお世話いただきました(文末に棚澤教授ご執筆の概要を収録)。また8件は*ワクツョウブ:Heat Transfer in Electronic Equipment*に申し込まれたもので、Prof. Ki Hyun Kim(Ajou Univ.)および中山恒氏(日立、機械研究所)にお世話いただきました(文末に中山氏ご執筆の概要を収録)。なお今回の*ワクツョウブ*は当初実施計画に未確定の部分があったこともあり、そこでの研究発表等の内容は、論文集に収録しないことになりました。したがって、論文集には164件の論文が印刷されました(論文集2冊1組、全約940頁を、4,000円で頒布しております。申込先:日本機械学会熱工学部門担当近藤正文殿)。講演会は5室平行で2.5日で実施し、表5の延べ475名の参加があり、3件の講演辞退(内1は病気で講演不能、2は出頭せず)がありました。またセツジョンは表6のように構成しましたが、司会者交替が3セツ

ショノ発生しました。

(社交行事) 参加登録を兼ねて、開会前日の夕刻歓迎レセプションがもたれ、軽食と飲物が用意されておりました。初日朝の開会式では韓国側組織委員長Prof. Taik Sik Lee (Seoul National Univ.), 日本側組織委員長小竹進教授(東大), 大韓機械学会会長Prof. Sun Whi Cho (Seoul National Univ.) および日本機械学会会長堀幸夫(日本学術振興会会長)(大橋秀雄東大教授代読)の挨拶がありました。本日は第2日夕刻表7の参加のもとに行なわれ、Prof. Taik Sik Lee, 熱工学部門委員長黒崎晏夫教授(東工大) および大橋教授(流体工学部門を代表する趣旨)のスピーチをいただきました。この機会に熱工学部門が創設した表彰制度による第1回のMemorial Awardsの贈呈式が挙行され、担当技術委員会の責任者である棚澤教授に、表彰制度が創設された経緯と表彰の趣旨を説明いただき、黒崎教授に、西川兼康九大名誉教授(久留米高専)とProf. Taik Sik Leeの業績の紹介と、両先生へのメダルを贈呈をお願いしました。また小竹教授と小生が大韓機械学会の記念メダルを、会長のProf. Choから頂戴いたしました。

(その他) 参加者の参加費等、日本機械学会熱工学部門が支出した日本発信の郵便等の通信費(約12万円)、日本受付の論文の日本での校閲費用(旅費、校閲者負担)、および日本から韓国への打合せ渡航費用(渡航者が調達)以外の経費は、すべて韓国側の負担によりました。約600万円程度と聴きました。韓国から日本への打合せ渡航は延べ2人・回、日本から韓国への打合せ渡航は延べ5人・回におよびました。なお指定旅行業者は日本交通公社海外旅行福岡支店とKorea Travel Internationalで、東京、名古屋、大阪および福岡発のツアーが催行されました。ちなみに東京発着の4泊5日の経費は109,000円(最高級ホテル2人1部屋、食事なし)となりました。

(オガナスト・セッション概要) 日本機械学会の熱部門の傘下に1986年7月に設置された「多成分の相変化に関する調査研究分科会(P-SC118)」では、当初その成果を参加者以外の方々にも広く知っていただくための公開シンポジウムの開催を予定していたが、この日韓合同会議の企画を知り、この中に特別セッションを設けていただくことより、更に広範囲にわたる情報交換を目指すこととした。特別セッションでは日韓あわせて14件の論文(日本12件、韓国2件)が発表され討論も多く大変盛会であったが、韓国側のオガナストであるProf. Roの多大の努力にもかかわらず、韓国からの論文は質、量ともに未だしの感があった。しかし、学問、技術の進展の現状から見ると止むを得ないことであり、次の機会での躍進を期待したいと思う。

(ワークショップ概要) 小竹、伊藤両先生からの呼びかけに応え、電子機器冷却の問題に関するワークショップの提案をおこなった。ちょうど新制熱工学部門のもとで同主題に関する研究会が発足したばかりの時点で、研究会の通信フォルムを通じて参加を呼びかけた。ワークショップの定義は、論文提出を伴わない口頭での発表でよい講演会、とした。この研究分野では企業からの研究課題提示と大学の研究の取り組みとの間の整合が未だ充分とはいえず、発表形式に大きな自由度が必要と考えたからである。幸いプログラムに見られるように、日本側から4名の先生方にスピーカーとしてご登場願うことができ、私も含めて日本側スピーカーは5名とした。未だ模索段階だった1988年初めの頃に、韓国側の本ワークショップへの期待が大きいかを伊藤先生から伺い、私自身も4月初めにソウルでHyun教授と会った機会にその旨を告げられた。その際Hyun教授が現在ASME伝熱部門で電子機器冷却委員会(K-16委員会)の委員長であるWirtz教授とかつて同僚であったことを知った。6月ころ伊藤先生経由で韓国側のワークショップオガナイザ-にAjou大学Ki Hyun Kim教授がなることを告げられKim教授と直接連絡をとるようになった。その頃にはワークショップの時間帯も決まっていたので、スピーカーの持ち時間は一人当たり15分ということで勘定し、韓国側からは3名のスピーカーに出て頂くことになった。後に、Kim教授が前述のソウルの会議を主催した旧知のJong Kim博士(EPRI)の兄君であることを知り因縁浅からぬものを感じた。ワークショップ会場には商工会議所の大きな講堂が当てられ、聴衆がどれ程集まるかといささか心配であったが、数十名の方に参加頂き満足いく程に席が埋まった。講演内容も、自然空冷、強制空冷、伝導冷却、沸騰冷却、端末機器の伝熱、と短い時間帯の中にもバランスよく諸テーマを加えるものであった。会場には最近までASME K-16委員長を勤め福岡の全国大会オガナイズ-ド-メントでの基調講演者であるOktay氏も来てくれ、盛んに発言をして頂いた。ワークショップの後で多くの人から盛会だったと感想を頂き、Kim教授自身も予想以上になったと感想を洩らしていた。

表 1 行事概要

10/31/63	大韓商工会議所・ソウル市	レセプション
11/01-03	同上	開会式、学術講演会 および展示会
11/02	ロッテホテル・ソウル市	ハソケおよび表彰

表 2 参加等費用

	事前 円	当日 ウォン
正規参加	8,000	50,000
学生参加	2,000	10,000
ハソケ	5,000	30,000
同上 同伴者	2,000	10,000
追加論文集	-	15,000

*日本でのみ扱った

表 3 実行のための組織

名称	韓国	日本	合計
組織委員会, 人	5	4	9
プログラム委員会, 人	15	0	15
顧問会, 人	13	12	25
合計, 人	33	16	49
寄付団体	20	0	20

表 4 発表論文の数

	韓国受付	日本受付	合計
熱工学 (A)	53	75	128
流体工学 (B)	17	19	36
オーガナリストセッション (C)	5	14	19
(A)+(B)+... (D)	70	94	164
ワークショップ (E)	3	5	8
(D)+(E) (F)	73	99	172

* 二相流を含む
 ** (A)の内数
 *** 論文集に収録

表 5 講演会参加者

区分	韓国	日本	その他	合計
正規 大 学 研 究 機 関	117	94	4	218
学 生 企 業	53	15	1	69
学 生 合 計	38	4	1	43
	109	36	0	145
	317	152	6	475

表 6 セッション

熱工学 (A)	36
流体工学 (B)	10
オーガナリストセッション (C)	4
ワークショップ (D)	1
(A)+(B) (E)	46

* 二相流を含む
 ** (A)の内数

表 7 ハンズ参加者

	韓国	日本	合計
正学 規 生 伴 待 招 合 計	82	113	195
者	4	24	28
	8	9	17
	9	0	9
	103	146	249

SUMMARY REPORT OF THE FIRST KSME-JSME THERMAL
& FLUIDS ENGINEERING CONFERENCE

Jae Min HYUN

Department of Mechanical Engineering
Korea Advanced Institute of Science and Technology
P. O. Box 150, Cheongryang, Seoul, Korea

The First KSME-JSME Thermal & Fluids Engineering Conference (hereafter referred to as the Conference) was held November 1-3, 1988 in Seoul, Korea. This report is being written on the Conference as viewed by the KSME-side secretary general. Similar reports by Profs. S. Kotake, T. Ito and T. S. Lee are to be found in this issue; therefore, the intention here is to recount some non-technical aspects of the year-long process of preparing and staging the Conference.

The basic concept of holding a joint meeting between JSME and KSME in the general fields of fluids and/or thermal engineering was first proposed by Prof. Hideo Ohashi. In April, 1987, Prof. Ohashi made a visit to Seoul and met with some principal members of Seoul National University (SNU) and Korea Advanced Institute of Science & Technology (KAIST). The idea of having such a collaborative get-together between mechanical engineers and scientists in both countries was positively and warmly received. In September, 1987, the present author, under the instructions of Prof. Lee, had the privilege of exchanging opinions in Tokyo with Profs. Kato, Y. Kurosaki and H. Ohashi on the groundwork of the proposed Conference. Pursuant to these initiatives, KSME and JSME put together an organizing committee in early October, 1987; correspondence primarily between Prof. Ito of Kyushu University and the present author ensued since then.

Since the Conference was the first of its kind, attempting to obtain a rough estimate of the number of technical papers and participants was not easy. The KSME-side organizing committee, being the host society, reviewed several candidate locations among university campuses in Seoul. After some deliberations, we decided to reserve the entire second floor convention hall facilities of the Korea Chamber of Commerce & Industry Building (KCCI). Although there were hefty rental charges to be paid, the location is ideally situated in downtown Seoul with convenient travel connections.

In late November, after consultations with Prof. Ito by way of facsimile transmissions, the First Announcement and Call for Papers was issued. The First

Announcement contained customary information defining the scope and purpose of the Conference. It was also made clear that non-members of the two societies were also cordially invited to participate in this forum.

Prof. Lee made a trip to Fukuoka in November, 1987 to give a special lecture at the JSME 90th Anniversary Meeting. On this occasion, Prof. Lee had consultations with JSME-side organizing committee members. The present author also made a brief visit to Fukuoka in December of that year to discuss some further details with Profs. Kotake and Ito. In January, 1988, Profs. Kotake and Ito came over to Seoul and toured the Conference site with KSME-side organizing committee members. The questions regarding copyright of the papers were debated; also, the registration fees were agreed on.

The next big step was processing the abstracts that were submitted by the deadline of April 30, 1988. To our satisfaction, the overall responses to the call for papers were very encouraging; nearly 170 abstracts were received plus several for the Workshop on heat transfer in electronic equipment. In early June, a preliminary program of the Conference was produced based on the abstracts received by both KSME and JSME. Prof. S. Yoshida of Kyushu University made a three-day visit to Seoul; he and Prof. J. Y. Yoo of Seoul National University worked two full days to sort out and classify the abstracts to designate the appropriate sessions. Thanks to the selfless efforts of Profs. Yoo and Yoshida, the completed form of preliminary program (with some administrative information) was printed in mid-June. Prof. Yoo of SNU expertly oversaw the whole gamut of activities associated with the publications of the Conference.

In the meantime, blank typing mats with specifically-prepared authors' instructions were mailed out in June to individual authors of the accepted abstracts. At the same time, for the prospective JSME-side participants, the official Conference travel agencies dispatched necessary forms for travel-related affairs.

One of the potential difficulties for the hosting society KSME was thought to be a possible financial problem. The registration fee of 50,000 Won or 8,000 Yen was far below par of the prevailing international conference fees. The low registration fee was set to broaden and enhance the active participation of younger researchers and students. Fortunately, the potential financial difficulty was substantially alleviated by generous donations from corporations in Korea. These corporations, ranging from small businesses to industrial conglomerates, were responsive and cooperative; their financial support is duly acknowledged. Also, positive replies were received from the companies that would take part in the Exhibition. The Exhibition would provide valuable opportunities of professional interactions between researchers and makers/dealers. At the same time, additional income was raised for the Conference treasury by the Exhibition participants. Prof. H. D. Shin of KAIST was responsible for supervising the full spectra of the Exhibition.

By the end of summer, the entire city of Seoul began to be engulfed by the

forthcoming Olympics. Also, the Conference organizing duties started to take final turns. The deadline for the completed full-length papers was the close of August. Now, the real thrust was the nitty-gritty tasks associated with the administrative management of the Conference. Prof. S. H. Kang of Seoul National University did a superb job of overseeing the full-dress coordination of the Conference management. Prof. Y. Fujita of Kyushu University came over to Seoul to map out the administrative details.

Just after the excitement of the Seoul Olympics was over in early October, the entire batch of the full-length papers, contributed by both KSME and JSME, underwent last-minute processings. The Final Program was put together, and the Conference Proceedings, in two volumes, were turned over to the printer. The student assistants, drawn mostly from the mechanical engineering graduate students of SNU, formed specific work teams; on-site registration desks, session rooms, head office duties, banquet assistance, etc. These students, with a high level of devotion and great enthusiasm, performed these missions flawlessly.

In the evening of October 31, the Reception was held in the KCCI building. Nearly 200 participants came over to the Reception to exchange warm and friendly greetings and meet with new colleagues.

The Opening Ceremony took place in the morning of November 1, as planned. First, Prof. Lee declared that the Conference was to commence, and Prof. Kotake described the backgrounds of how this Conference materialized. Prof. S. W. Cho, KSME President, and Prof. H. Ohashi, on behalf of Prof. Y. Hori (JSME President), delivered congratulatory messages.

The main events of the Conference, presenting technical papers in the sessions, were well attended and drew lively discussions from both the speakers and audience. Most of the sessions proceeded smoothly and effectively; only three papers out of a total of 165 papers were canceled due to the non-appearance of the speakers. The topics covered in the sessions were quite varied and encompassing diversified areas of specializations of current interest. The session topics were: heat transfer with phase change, two-phase flow, natural convection, fluid machines and equipment, combustion phenomena, analytical and numerical fluid dynamics, phase change phenomena, internal combustion engines, boiling and evaporation, environmental thermal engineering, experimental fluid mechanics, heat storage systems, burner/diffusion flames, absorption and absorbents, mixed mode heat transfer, thermal power, physical properties, heat exchangers, heat transfer in electronic equipment, etc.

The Conference Banquet was a memorable experience. Held at Lotte Hotel in the heart of Seoul, over 250 participants came to enjoy the evening among their professional colleagues. The Banquet formalities included speeches by Profs. Lee, Kurosaki and Ohashi. Then, the newly-created JSME Thermal Engineering Division Award was presented. Presided over by Profs. I. Tanasawa and Kurosaki, the Award was given to Profs.

Nishikawa and Lee. Prof. S. W. Cho, representing KSME, delivered plaques of appreciation to Profs. Kotake and Ito in recognition of their dedicated services for the Conference. Prof. Ito and the present author were moderators of the Banquet. The participants moved around and mingled freely to renew the professional friendship and personal interactions that were made possible by this Conference.

The last technical session ended around 12:30 pm on November 3. With the next Conference set to be held in Japan in 1992, the First Conference, by and large, appeared to have been generally productive and useful. This can be attested by an enthusiastic participation of 475 registered attendants of the Conference. The present author is indebted to many individuals, in particular, the JSME-side organizing committee members, without whose guidance and helpfulness the Conference might not have been as successful as we had this time.

第20回ICHMTシンポジウム“Heat Transfer in Electronic and Microelectronic Equipment”からの報告

日立 機研 中山 恒

はじめに 1988年8月29日から9月2日にかけてユーゴスラビア、ドゥブロブニクにおいて、電子機器冷却に関する国際シンポジウム (International Symposium on Electronic and Microelectronic Equipment) が開かれた。国際伝熱センター (International Center for Heat and Mass Transfer) が毎年トピックスを選んで主催しているシンポジウムの一環で、1988年のトピックスには工業界と学界の双方から関心を集めている電子機器の伝熱問題がとりあげられた。

当年はちょうどICHMTの20周年にあたり、シンポジウムに先立って記念式典が行われた。センター会長のRohsenow教授、副会長の森 康夫教授、Styrikovich教授をはじめ、伝熱学界の隆盛に貢献した名だたる先生方が出席され賑やかだった。とりわけ森 康夫先生が記念式典でルイコフ賞を受賞されたことは日本から出席した人達にとって大きな喜びであった。

電子機器冷却のシンポジウムは最近相次いで開かれているが、電子工業界が最も活発な米国と日本からの参加が多い。今回のものの特徴は、これらの国に加えてヨーロッパ、東欧諸国、ソ連、中国などからの参加が多くみられたことである。主オーガナイザーはRensselaer Polytechnic Institute のBergles教授で、Purdue大 Incropera教授、Waterloo大 Yovaonvich教授、と私などが組織委員となった。発表論文総数は60編、参加人員は130名。日本からの講演者は東工大 土方教授、室蘭工大 岸浪教授、阿南工専 浜野教授、東芝 福山氏(横野氏の論文代読)、と私であった。加えて森先生、ICHMT委員の東工大 越後教授のご出席を頂いた。以下シンポジウムの概要を内容分類に従って報告する。

オープニング セッション 冷却技術の概要に関する講演が3件あった。最初の講演は私とBergles教授の共著論文 (Cooling Electronic Equipment: Past, Present, and Future) をベースに私が行った。最近の大形計算機の各部における熱負荷の上昇について述べ、次いで熱伝導、自然対流とふく射、強制対流(空気、液体)、相変化、の各伝熱モードに関する伝熱研究と電子機器冷却問題との係わり合いと将来の課題について述べた。高電力発振器、真空管などの冷却問題が伝熱研究の発端になった例はかなり多い。歴史を調べてみてわかることは、論理チップの熱流束の将来値として一般に関心が払われている 100 W/cm^2 、空冷か単相液冷か沸騰冷却かの選択の問題、などは格別新しい問題でなく、既に1950年代に高電力機器から発生していた。今日の電子機器の冷却問題で何が日新月异のかというと、極度に微細化された集積回路を中心に多種類の材料から構成された複合体としての機器を対象としている点にある。

即ち今日の電子機器冷却とは単に冷やすという仕事でなく、複合体内部の温度分布を均一にする仕事である。熱源の寸法が小さく分散し、しかも発熱量が熱源によって異なり、更に、微細な導体パターンを内蔵する配線基盤のような複合材料の中での熱伝導を伴う。このような状況のもとではなお多くの伝熱データが必要であると共に、複合伝熱体系の問題に対し新しい工学的手法の展開が必要である。こういった趣旨のことを述べた。

次いで行われた IBM 社の Simon 氏の講演は、業界のリーダーである同社の冷却技術の歴史を概観したものであった。同社のメインフレーム コンピュータは現在間接水冷却方式を採用しているが、これに至るまでには早い時期から各種の冷却方式の検討を始めていた。技術蓄積の重厚さを感じさせる話であった。

三番目の DEC 社 Hannemann 氏の講演は小形コンピュータの冷却問題と電子部品の実装技術との関連を述べたものであった。私達の身の回りのエレクトロニクス化が急速に進むにつれ、電子部品の信頼性保証はきわめて重要な課題になってきている。但し、現在のところ電子性能の向上に対して冷却の問題が制約要因になっておらず、それよりも半導体パッケージのピン数をいかに増やすか、パッケージ群をいかに密に実装するか、といった問題が先行している、というのが同氏の話であった。(もちろんコストに対する厳しい要求の枠の中での話である。Hannemann 氏は触れていなかったが、半導体メーカーの側では先に述べた部品の信頼性がらみで、製造工程中の熱制御問題が急速に増えている。)

空冷機器 空冷は最もポピュラーな冷却方式であることを反映して発表件数も多かった(全件数の半分ぐらい)。発表内容を性格別に分類すると、設計計算あるいは実物試験的なものと、伝熱現象を対象にした基礎的なもの、がそれぞれ同数近くあったろうか。強制空冷と自然空冷とに分類すると、それぞれの発表件数はこれもほぼ同じぐらいの数であった。

強制空冷に関しては、平行平板チャンネルの一方側の壁面にモジュールあるいはこれを模擬したブロックを配列し、ブロック列からの熱伝達を調べる研究が盛んである。とくに二次元モデルを設定して流れと温度場を数値解析により求める研究が多くなってきた。MIT の Mikic 教授らの研究が典型例である。こうした解析先行の流れとバランスするだけの実験データが欲しいところであるが、いまのところ少ない。この点で英国 Ferranti Computer Systems 社 Jackson 氏の発表は、実物のモジュールを使った実験結果の報告で、設計者の便宜を考えたデータ整理が行われており、歓迎すべきものであった。

自然冷却は対流伝熱のほかに伝導とふく射の伝熱モードもからむ複合伝熱問題であるため、多くの基礎研究課題を含んでいる。垂直板上に分散配置された熱源からの伝熱問題に関し、室蘭工大 岸浪先生らはかねてから研究を重ねてきておられるが、本シポジウムでも貢献された。この問題に関しては2~3個の分散熱源を扱った研究が多い中で、岸浪先生らの研究対象は多数熱源でしかも面の凹凸を模擬したもので実際の機器の状況に近い。東芝の横野氏の論文は、自然冷却フィンの近傍に他部品が置かれる状況を想定し、その影響を論じたもので、これも実際的な問題を対象にした貴重な報告であった。このほか密閉空間内の対流問題など

が論じられた。

液体冷却 セッションは Purdue 大 Incropera 教授の基調講演で始まった。Purdue 大におけるピンフィン拡大伝熱面の研究、及び沸騰伝熱の研究を中心に研究課題を系統立てて説明された。沸騰伝熱の研究では伝熱の促進とヒステリシスの問題が中心課題である。伝熱促進では伝熱面構造によるものと、対流のモードを変えてやるものがある。前者に関しては阿南工専の浜野先生が、かねてから研究してこられたみぞ付面と細線とを組み合わせた促進法を紹介し、貴重なデータを報告された。対流モードをジェット噴流に変えるとかなりの伝熱促進が図れる。二相の噴流を伝熱面に吹きつけた際の顕著な促進効果が、北京工業大 Ma 教授及び RPI Bergles 教授により報告され印象に残った。ヒステリシスの問題は討論の時間になりに議論された。

この分類に入る研究対象で重要なものに、ヒートパイプとサーモサイフォンがある。フランスの Lalleman 嬢を初め、ヨーロッパ勢から大電力サイリスタ用サーモサイフォン冷却装置の設計の話がいくつかあった。東工大 土方教授の発表は二種の作動流体を用いた可変コンダクタンスヒートパイプに関するもので、アイデアの斬新さと実験検証のデータが高く評価された。

熱伝導問題 Waterloo 大 Yovanovich 教授が接触熱抵抗の問題を中心に基調講演をされた。接触面の問題のほかに、電子部品における非定常温度場の解析、配線基盤内部の熱伝導解析手法、などが報告された。

あとがき 上記のほかにも書き留めたい研究発表があるが、紙数の関係で割愛する。日本から参加された先生方の発表に言及したが、これは日本での基礎研究のきめの細かさや水準の高さを反映してのことである。発表の際には森先生と越後先生に熱心にバックアップして頂き、心強い限りであった。

日本以外の地域での発表の特徴をかいつままで述べると次のようになる。米大陸は何といても IBM が提供する研究課題の影響が強い。西ヨーロッパからの参加者は企業で設計開発に携わる人達が主体で、大学では電子機器の冷却問題は未だ研究テーマの主なものになりえていない。ソ連及び東欧ではレーザーの冷却などに例が見られるように、機器開発に携わる国公立研究機関での仕事が多い。中国では大学での研究が主体である。

シンポジウムを終えてから本原稿を書く迄の間に、日本機械学会全国大会(10月、福岡)において同主題のオガナイズドセッション、及び日韓合同熱流体工学会議(11月、ソウル)においてワークショップを主催する機会を与えられ、多くの方々にご協力を頂いた。電子機器冷却の問題は産学交流の接点となる主題のひとつであり、今後も微力ながら交流にお役に立てばと願っているが、この機会に、とくに企業からの参加がもっと活発になるようお願いする次第である。

First World Conference on Experimental Heat Transfer,
Fluid Mechanics and Thermodynamics

相原利雄 東北大学高速力学研究所

伝熱学・流体力学・熱力学、並びにその境界領域にかかわる実験研究と実験技術を対象とした第1回世界会議が、ユーゴスラビアのドブロブニクにおいて、28ヶ国から約300名の参加者を迎え、1988年9月4日から9日にかけて開催された。今回の会議は、19ヶ国の代表で構成される国際科学委員会〔議長 R.K.Shah (米)、副議長 K.T.Yang (米)、事務局長 E.N.Ganic (ユーゴスラビア)〕によって組織され、国際誌 *Experimental Thermal and Fluid Science* の編集委員会と *Inter-University Center of Postgraduate Studies* 主催、米ロユゴの工学協会と OECD の共催の下で開催された。本会議の開催に至る経緯と国際科学委員会のメンバーなどについては、本誌 Vol.27, No.105(1988), 16~17頁を参照頂くとして、本稿では主に会議とその周辺をお伝えしたい。

筆者は、東工大の黒崎先生のお骨折りによるツアーで、パリとウィーンを經由してドブロブニクに入った。日本人に対する入国審査はいささか厳しいが、一旦入国して仕舞うと、東欧国とは思えぬほどのどかで、西側諸国からの多数の観光客を迎え、リゾート地の華やきに満ちていた。会議場となった Croatia Hotel は、ドブロブニクの古都から20km、空港から5kmの Cavtat の美しい入江に面した5つ星のマンモスホテルで、プライベートビーチや体育館はもとより、ナイトクラブやカジノ、免税店まで完備していた。

参加登録は本会議の前日、4日(日)午前11時から始められ、1783頁もの分厚い Proceedings が手渡された。Ganic 教授の話では、分冊にすると印刷費が割高となるため、合本にした由である。サット目を通すと、可視化の写真が豊富で、実験研究の国際会議に参加した実感が湧いてくる。その夜、6時から歓迎会が開かれ、Bergles, Irvine, Marto, Moffat, Mayinger, Cumo ら知己の先生方と旧交を温め合い、新に多数の先生方と交流を深めた。

翌5日(月)8時15分から大ホールに於て、ユーゴスラビア科学技術委員会の B.Matic 議長、T.Milkovic ドブロブニク市長、Inter-University Center の O.Oyen 理事長、ユーゴスラビア工学会の M.Todorovic 事務局長、Elsevier 科学出版社の G.Novotny 副社長の列席を得て、Ganic 教授司会の下に、開会式がとり行われた。ついで A.E.Bergles 教授による記念講演「熱流体科学における実験研究の役割」が行われた。このほか表1の基調講演がほぼ毎日2件、更に各セッション毎に表4の招待講演が1件づつ行われた。

193編の Technical Paper は、物体まわりの自由対流、後流、MHD、二成分二相流、熱放射と断熱システム、管内自由対流、はく離循環流と熱伝達、伝熱促進、プール沸騰、燃焼と反応系

の伝熱、多孔質媒体と非ニュートン流体の伝熱と流れ、閉空間の自由対流、液体金属、乱流内部流れ、二相流中の滴径と噴流計測、高温強制対流、伝熱における最近の進展、固液相変化を伴う伝熱、ガスタービンの流れと伝熱、凝縮、二相系の安定性と減圧、層流内部流れ、乱流外部流れ、熱物性測定、流動層、固気および固液二相流、熱交換器、二相膜沸騰流、二相分散流、噴流の安定性・遷移・乱流構造、エンジン・バーナー・ロケットの伝熱、軸対称および回転流、単成分二相流の計測、ヒートパイプと熱サイフォン、乱流計測、プロトタイプ伝熱系の計測など、31のセッションに分けられ、7会場でハイブリッド方式によって発表された。すなわち各会場には、予め各論文のポスターを貼ったパネルを配備し、まず10～15分の口頭発表と短い質疑応答の後、1～1.5時間のポスターセッションに切り換えて討論を行う方式である。この方式は、英語の不得手なものにとって、意を尽くして討論できるメリットがある。しかし今回の会議ではセッション数が多過ぎて、各セッション毎の実質的な参加者が少なくなって仕舞った点が惜しまれる。ポスターセッションでは、優秀発表に対し毎日数件のワイン賞が与えられたが、日本からは東工大の黒崎先生グループと東大の笠木先生グループが受賞された。

このほか表2のパネル討論会と円卓討論会、Film/Video Forum、Open Forumが併催された。本会議の参加国は、表3のごとく、途上国も含めて28ヶ国にも及んだ。これは途上国の方も参加しやすいよう、参加登録費を200ドルに抑えた議長配慮が生きたものと思われる。日本からは、基調講演に東京工大の黒崎晏夫教授、招待講演に京大の岐美格教授、東京工大の越後亮三教授と筆者、流体分野の科学委員として佐藤浩東大名誉教授と大阪大の三宅裕教授など多数が参加され、更にフランスやスイスなどヨーロッパ在住の日本人研究者も加わって、最大の参加者数となった。

Social Programとしては、6日(火)夜にConference Dinnerとユーゴスラビア民族舞踊ショー、8日(木)夜は古都にあるSponza宮殿でAfter-Dinner Reception、最終日の9日(金)にClosing Receptionが催され、更に各種の観光ツアーも組まれた。これらの間を縫って国際科学委員会が2回とその小委員会が1回、Experimental Thermal and Fluid Science誌の編集委員会と昼食会とが開かれた。なお上記科学委員会で討議の結果、第2回世界会議は、1991年(多分6月)再びドブロブニクで開催されることになった。

以上が本会議のあらましであるが、几帳面なShahと小事に拘泥しないGanicのコンビの良さは絶妙で、実験研究の直さいたな理解し易さと相まって、第1回世界会議は成功であったと言って良いであろう。筆者にとってユーゴスラビアは初めての訪問国であったが、一步会議場の外に出れば、東欧国とは思えぬ開放感、ゆったりと時の流れる生活振りや物価の安さなど、暫し日本の喧噪を忘れ去ることが出来た。殊にドブロブニクは、アドリア海の真珠と呼ばれる名だたるリゾート地で、古都には中世城塞都市の面影がいろ濃く残っている。本会議の行われたCroatia Hotelのすぐ裏手は、正真のヌーディストビーチであったが、雲一つない真青な空と美しいアドリア海沿岸の景観に溶け込んで、ギリシャ神話のシーンを見る思いであった。

表 1 基調講演

1. R. J. Moffat (USA): Experimental Methods in Heat Transfer.
2. F. Durst (FRG): Optical Techniques for Fluid Flow and Heat Transfer.
3. K. S. Udell (USA): Microsensors for Heat Transfer and Fluid Flow Measurements.
4. C. W. Snoek (Canada): A Review of Recent Advances in Multiphase Flow Measurements and Methods.
5. R. S. Brodkey (USA): Towards Full Field Measurements of Instantaneous Visualization of Coherent Structures in Turbulent Shear Flows.
6. Y. Kurosaki (Japan): Visualization of Thermal Behavior of Fluid by Laser Holographic Interferometry.
7. R. Tufeu (France): Measurement of Thermophysical Properties of Fluids.
8. P. Jany (FRG): Thermophysical Property Measurements near the Critical Point.
9. M. C. Welsh (Australia): Acoustics and Experimental Methods: The Influence of Sound on Flow and Heat Transfer.

表 2 パネル討論会と円卓討論会

1. Optical Techniques in Heat Transfer
2. Flow Induced Vibrations in Heat Transfer Equipment
3. Thermal-Fluid Problems in Materials Processing
4. Aspects of Two-Phase Flow in Compact Heat Exchangers
5. Measurements of Unsteady Flows with High Turbulence Intensity and Reversals
6. Experimental Uncertainty Analysis

Round Table Discussion
Laser Speckle Photography for Heat Transfer

表 3 第 1 著者の出身国数など

国名	記念講演 基調講演	招待 講演	一般 講演	国際科 学委員
日本	1	3	42	5
米国	1 + 3	3	22	13
中国		1	18	3
西ドイツ	2	1	13	4
カナダ	1	2	12	2
ソ連		3	11	3
英国		1	11	2
ブラジル		1	11	2
フランス	1	1	9	2
ポーランド		1	9	1
インド		1	7	3
オーストラリア	1		3	2
ユーゴスラビア		1	3	5
イタリア		1	3	1
ギリシヤ		1	3	1
イスラエル		1	2	1
ポルトガル			2	1
ホンコン			2	1
スイス			2	2
エジプト			2	2
トルコ			2	2
ベルギー		1		
アルゼンチン			1	1
ブルガリア			1	1
チェコ			1	1
ハンガリー			1	1
アイランド			1	1
スエーデン			1	1

表 4 招待講演

1. K.G.T.Hollands(Canada):Direct Measurement of Gaseous Natural Convective Heat Fluxes.
2. W.K.George(USA):Governing Equations, Experiments and the Experimentalist.
3. H.Branover(Israel):Experimental Studies in Liquid Metal Magnetohydrodynamics.
4. M.Cumo(Italy):Experimental Activities for Nuclear Safety and Plant Improvements in Italy.
5. R.Echigo(Japan):High Temperature Heat and Mass Transfer in Porous Media.
6. P.R.Souza Mendes(Brazil):The Naphthalene Sublimation Technique.
7. V.V.Klimenko(USSR):Film Boiling Crisis on a Submerged Heating Surface.
8. J.F.Keffer(Canada):Applications of Digital Image Processing in Turbulent Motion.
9. J.Bataille(France):Turbulence in Multiphase Flow.
10. V.V.Apollonov(USSR):Thermophysical Principles of Cooled Laser Optics based on the New Types of the Penetrated Structures.
11. D.Mewes(FRG):Measurement of Temperature Fields by Holographic Tomography.
12. S.Y.Ko(China):Advances in Gas Turbine Heat Transfer.
13. P.J.Marto(USA):Film Condensation Heat Transfer Measurements on Horizontal Tubes.
14. M.Giot(Belgium):Experiments and Modeling of Choked Flow.
15. M.M.Jaksic(Yugoslavia):Hydrodynamic Flow Visualization by an Electrochemical Method.
16. A.K.Mohanty(India):Experimental Study of Heat Transfer from Pressure Gradient Surfaces.
17. T.Aihara(Japan):Heat Transfer, Pressure Loss and Defrosting Performance of Very Shallow Fluidized Bed Heat Exchangers.
18. I.Michiyoshi(Japan):Heat Transfer and the Low Limit of Film Boiling.
19. K.Johannsen(FRG):Low Quality Transition and Inverted Annular Flow Film Boiling of Water:An Updates Review.
20. R.Parker(UK):Experimental Investigation of Acoustic Resoances in Turbomachinery.
21. I.Catton(USA):Use of Optical Methods for Study of the Dynamic Behavior of Heat Pipes.
22. E.V.Shishov(USSR):Turbulent Heat and Momentum Transport in Boundary Layers under Strong Pressure Gradient Conditions:Analysis of Experimental Data and Numerical Prediction.

海外だより (UCLAにて)

西尾 茂文 (東京大学生産技術研究所)

最近日本でもTシャツなどのマークで馴染み深いUCLA (カリフォルニア大学ロサンゼルス校) の広大なキャンパス (約 160万平方メートル) は、ロサンゼルス・ダウンタウンの西方約8マイルのところであり、そこに13のカレッジとスクールが設けられ、約3万人の学生 (UC全体の約5分の1) が学んでいる。UCLAの特徴は、学生総数の割に達する留学生と約4千人に及ぶ医学関係者をこのキャンパスに抱えていることであろう。この広大で国際性豊かなキャンパスは、また、北境界をはしるサンセットストリップ (この通りは昔のテレビ映画で懐かしい) を介してベルエア、ビバリヒルズといった超高級住宅街と接し、南境界をはしるウイリッシュ Blvdによりオフィスビル街へと続き、西にはサンタモニカ海岸を控え、キャンパス内には数多くの駐車場ビルを有する、いかにも都会のしかも環境に恵まれたキャンパスである。私は、現在、伝熱に関する長期研修のために本年2月末までの予定で、このUCLAのキャンパスに滞在している。

ところで、この原稿を書く1週間ほど前にシカゴでASMEの年次大会が開催された。伝熱については、最近話題の電子機器の冷却に関して強制対流伝熱促進、自然対流、複合対流、また相変化に関してマテリアル・プロセッシング、核沸騰機構、さらに低温バイオテクノロジーといった興味深い課題を始めとして多くのセッションが組まれたが、中に、

Perspective for the future of the heat transfer division

なる興味深いセッションがあった。このセッションでC. L. ティエン教授がまとめた課題は、新領域、異分野との交流、テクノロジトランフファおよび伝熱教育の4つであった。そこで、ここではこの4つの話題に関して滞在中の印象をまとめ、本稿の任を果たしたい。

まず、教育の問題から始めよう。結論を先に言えば、当学科の伝熱関係はUCLAの規模を思うと小さいが、しかし講義体系はかなり確りしているように思う。当学科というのは、工学系6学科の一つであり、私が現在お世話になっているディール教授の所属する

Dept. of Mechanical, Aerospace, and Nuclear Engineering

通称MANEと呼ばれている学科である。このMANEには、

Ivan Catton, Vijay K. Dhir, Anthony F. Mills, Adrienne G. Lavine
の4人の先生方が在籍しており、学部学生に対して

(1) Introduction to engineering thermodynamics, (2) Engineering thermodynamics, (3) Transport phenomena, (4) Intermediate heat transfer, (5) Mass transfer, (6) New energy technology, (7) Solar

energy use & control, (8)Fundamentals of nuclear power,
(9)Thermal hydraulic design of nuclear & other power systems
といった講義が、大学院学生には、

(10)Convective heat transfer theory, (11)Radiation heat
transfer, (12)Boiling & condensation, (13)Two-phase flow heat
transfer, (14)Application of numerical method to transport
phenomena, (15)Advanced heat transfer, (16)Advanced mass
transfer, (17)Nuclear reactor safety, (18)Special topics in
transport phenomena, (19)Topics in thermal design

が用意されており、学生の間では特に、コンピュータ・ソフトを付けた伝熱テキストを最近出版されたミルズ教授の講義が好評である。私も渡米直後にお会いし、約2時間に渡ってこのソフトのデモンストレーションを見せて頂く機会を得た。このソフトは有限要素法などの所謂数値計算ソフトでなく、伝熱に関する基礎式をプログラム化し、様々な系における温度分布、熱伝達率の具体値・最適値などをグラフィックスを用いて示すことにより、伝熱工学を感覚的に見近に理解させようとするものであり、教育あるいは設計ツールとして極めて価値の高いもののように思う。「伝熱工学」は、熱現象・技術の研究・開発の基礎として、非平衡熱力学と流体力学とに立脚する「伝熱学」の体系化と、熱的考察を必要とする領域の拡大及び技術者数の増大に対処するための「解析ツール」(昨年の伝熱セミナーではこの言葉は不評であったが)の開発を急ぐべきであるとかねてより考えている私は、ミルズ教授のこの構想に強い共感を感じている。いずれにしても、伝熱教育において、現象の物理的理解と工学的理解(誤解を恐れず換言すれば機構的理解と数値的理解)との両者を助ける工夫の必要性は、米国においても感ぜられているように思われる。

さて、次は新領域の問題である。新領域については先に述べた年次大会でも議論され、話題となった領域は、数値計算モデル、バイオエンジニアリング、電子機器、新材料、超伝導あるいはマイクロマシニングなどであり、これらの新領域で特徴的なことの一つは、不均質性およびスケール拡大であろう。これらについては、すでに我が国でも議論されており特に課題的には新しくないが、これらの研究に現実に従事する米国の研究者層の厚さには、改めて驚嘆した次第である。これも持論であるが、伝熱研究者は伝熱学と解析ツールを武器として、学際的な新領域に漕ぎ出す時期にきていると思われ、これが先に述べたティエン教授の異分野との交流の重要性の指摘につながっていると思う。こうした新領域に関するUCLAの特徴の一つとしては、多孔質すなわち不均質系における熱現象の研究が挙げられよう。先に述べたように伝熱関係では、当学科には4教授がおられ、さらに化学工学科には低温工学で著名なフリーダキング教授がおられるが、いずれの先生方も多孔質に関する熱現象・技術を研究しておられ、その応用分野もヒートパイプ、石油流出時の地下環境問題、研削技術あるいは低温工学と言った具合に幅広い。また、UCLAでは

研究されていないようだが、セラミックスに関する研究も学際的研究として注目されている。新領域に漕ぎ出すためには研究者の勇気と知的好奇心が要求されるが money driven でなく idea driven の研究が今こそ必要であると説くリーナード教授の話は印象的であった。テクノロジー・トランスファの課題については、多くを語るほど見聞きしていないが、一つだけ述べておきたい。言うまでも無く現象論的な基礎研究と技術開発に取り組む応用研究とは車の両輪であり、これは多くの大型プロジェクトが逆に基礎研究を促進した例を挙げるまでも無く一つの真理であると思う。例えば、Caltech に属する JPL では、研究者の手によりチャンジャーなどの現物を組み立てながら必要に応じた基礎研究や応用研究が行われている。米国の良さの一つは、所謂 future pull 型の研究が出来ることにあり、こうした中でテクノロジー・トランスファが計られることであるような気がする。

最後に、私が現在席を置いているディール教授の研究室について簡単に紹介して本稿を終えたい。ディール教授は、1972年にリーナード教授の下で Ph.D を得、現在、沸騰熱伝達、旋回流における单相および二相流熱伝達、多孔質内熱伝達など多方面の研究を精力的に行っている若手の教授である。私が長期研修先として UCLA を選んだ理由は、第一は私の知るかぎりでは日本人の伝熱研究者があまり滞在したことがないこと、第二はディール教授が最近興味を抱いている沸騰熱伝達に関する統一理論が現在私が準備している研究と方向を一にすることである。この研究室には、Ph.D を目指す学生が6人いるが、すべて留学生（台湾から4人、インドから2人）であり、UCLA の抱える大きな問題の一つがここにある。即ち、学生のみでなく教官にも外国人が多く、会話や意志疎通の問題が生じている。当研究室には、実験装置あるいは測定装置として特に目新しいものは何もないが、認識を新たにすることが一つある。それは、モデル化に関する考え方である。私は沸騰熱伝達に特に興味を抱いているが、現象的理解の遅れている DNB から DFB までについて、特に米国ではなぜ性急にモデル化するのか疑問に思っていた。ディール教授も盛んに学生に、モデル化を勧めている。彼との議論のなかで、私は、「モデルとはメガネではなかろうか」と思うようになってきた。自然現象は基本的には単純であると確信しているが、往々にして我々には自然現象ほど複雑なものはないと見える。モデルとは、こうした「複雑に見える」現象からある本質を透かして見るメガネであろう。メガネは度が合わなくなれば変える必要があるように、モデルも現象の解釈に行き詰まれば取り替える必要がある。私は柔過程が理解できるまではメガネを掛けなつもりでいるが、米国では常に自分のメガネ（例え度が合わなくても）を掛けることがアイデンティを保つために要求されるような気がしてならない。それにしても、先に述べた年次大会では、西川先生等が1983年に報告された核沸騰に関する伝熱面姿勢の影響に関する測定値について、Rohsenow, Cooper, Dhir, Merle, Bar-Cohen といったメンバーが各自のモデルを持ち寄り解釈を加えるセッションが設けられたが、その会場の活気には我々も斯くありたいと一種の感銘を覚えた次第である。

(1988年12月10日)

東北グループ講演会

日時：昭和63年10月1日（土） 12:00～17:30

場所：秋田県田沢湖町 乳頭国民休暇村乳頭山荘会議室

講演

- (I) 失敗を生かした実例等を含む話題提供と討論
 - (1) 自然対流熱伝達の数値解析について
黒川政秋（東北大工）
 - (2) コロナ放電による熱伝達の促進について
栗山雅文（山形大工）
 - (3) 粗面上における凝縮熱伝達
泉 正明（岩手大工）
- (II) 企業におけるエネルギーおよび伝熱問題の最近の研究と話題提供
 - (1) 蓄冷装置における過冷却解除現象
守屋 充（高砂熱学）
 - (2) 東北地方のコージェネレーションシステム
石川泰夫（東北電力応用技術研究所）

〈講演概要〉

講演 (I) - (1) 放射性廃棄物処理やプール型原子炉容器内の自然対流熱伝達のシミュレーションを行うため、円筒容器内の自然対流を、円筒外壁に対する熱的条件の他に円筒内空間でスポット状に加熱される場合の数値解析を行った結果について述べられ、ついで解析上の苦心や問題点が示された。円筒の半断面で計算した場合と円筒全体で計算した場合には、結果がいくぶん異なること、初期条件の与え方によっては円筒内に生ずる渦流の方向が逆になることがありうるということが述べられ、議論が行われた。

講演 (I) (2) 水平円管列からの自然対流の伝熱促進法として電場が付与された場合の理論と実験に関する報告がなされ、伝熱促進効果が得られる

針電極と円管配列の幾何学的配列条件が提示された。また、運動量収支に基づくモデルの妥当性を検証するため、コロナ風の速度分布の実測が行われ、その結果が示された。さらに、コロナ風の平均的な速度を用いて各円管の伝熱実験結果を整理すると、一様流における円柱からの強制対流熱伝達に関する従来の結果とほぼ一致することなどが示された。

講演（Ⅰ）－（３） 滴状凝縮熱伝達に対する伝熱面の粗さの影響について、主に測定上の苦心を中心に報告された。粗面においては凝縮滴の挙動が妨げられ、粗さが大きいほど、また水平方向の粗さが垂直方向のそれより熱流束を減少させることが報告され、粗面からの滴状凝縮熱伝達を定量的に明らかにするため、静止液滴が面上を離脱する際の臨界滴径、滴のスweepの周期の測定法について述べられた。また、静的離脱臨界滴径およびスweep周期との間には伝熱面性状と密接な関係があることから、粗面上の摩擦係数とこれらに関連づけ、摩擦係数から滴状凝縮における熱流束の推算についての報告がなされた。実験に供された試験片の影響について議論がなされた。

講演（Ⅱ）－（１） 電力会社が産業・業務用のため蓄熱利用割引料金制度を近時実施するようになった。そのため、料金の安い深夜電力を使用して氷蓄熱が行われるようになったいきさつが述べられた。また、氷の融解潜熱は著しく大きいため、蓄熱槽が水の場合よりコンパクトにできる利点がある。しかし、従来の固形の氷潜熱の場合は解氷効率が悪いこと、I・P・F（氷の槽に対する充填率）が悪いことなどから、シャーベット状の水として蓄熱する方式、いわゆるクリスタルリキッド蓄熱方式が紹介され、チラーから熱を取り出す際の熱工学上の諸問題が述べられ、議論が行われた。

講演（Ⅱ）－（２） 東北電力応用技術研究所が導入したコージェネレーションのための実証試験について、概要が報告された。それは都市ガスを燃料とするガスエンジンを使用し、電気出力103kW、発熱効率30%熱回収効率約50%、総合効率約80%である。東北地方でコージェネレーションを導入し、経済性を求めるためには、暖房時には蓄熱装置と組合せることにより熱負荷を平滑化し、余剰熱を回収し、

早朝の立上り時熱放出して最大設備容量を低減する一方、冷暖時には逆に定格出力一定の運転を行うため地場産業に密着した潜在熱負荷を開拓し（同研究所ではそのため『しいたけ』の乾燥基礎試験に着手していてそれについても説明が行われた）、熱電比のバランスのとれたシステムとする必要があることが報告された。また、系統運転しないで電力負荷追従による運用を行う場合は問題が多く、気候・風土に調和した合理的なシステムを構築する必要性があることなどが述べられた。

本講演会には学生20名を含む総勢51名が参加し、上述の講演会終了後、会場の乳頭国民休暇村において恒例の懇親会が盛人に行われた。各所で夜を徹して議論の輪が繰り広げられ、翌朝解散した。

〈秋田工業高専 相場眞也〉

〈東北地方連絡幹事 太田照和〉

北陸・信越研究グループ講演会

日時：昭和63年11月19日（土） 13:00～16:30

場所：長岡技術科学大学 機械系会議室

講演：1)水分浸透をともなう粒子層内の伝熱特性について

青木 和夫（長岡技科大）、※白石 直也（長岡技科大院）、
服部 賢（長岡技科大）

2)二次元曲がり流路内乱流熱伝達に関する実験的研究

（助走区間における温度の時間平均と多重相関の測定）

小林 陸夫（新潟大工）、※中村 寿（新潟大院）、前川 博（新潟大工）

3)蓄積雪の融解と抑制

※梅村 晃由（長岡技科大）、渡辺 聖司（長岡技科大院）、
上石 勲（(株)新井測量）

4)ミスト冷却熱交換器の高性能化に関する研究

松田 理（石川高専）

5)特別講演

「Natural Convection of Cold Water in Annulus with-without Melting of Ice」

Prof. Ching-Jenq Ho(National Cheng Kung University)

講演1) 粒子層内の乾燥問題や土壌蓄熱、土壌の温度管理など水分浸透を伴う粒子層内の伝熱特性を、モデル計算とガラス粒子を用いた実験との比較により検討した。

粒子と液相間の熱伝達、粒子内部の熱伝導、それに水分浸透の形で熱が移動する。水が粒子層内に浸透していく状況とこれらの熱移動との関係を明らかにした。浸透に伴う熱の移動量は粒子径に関係する。

講演2) 内壁と外壁を加熱した二次元曲がり流路内における乱流熱伝達の実験的研究で、流路内の温度助走区間における時間平均温度と壁面の熱流束を測定したものである。

結果は、次のとおりである。(1)温度場の発達は、内壁側よりも外壁側の境界層が速く、境界層が合体した後も相互干渉により温度最小の位置が外壁側に移動しながら発達する。(2)流線の乱れから、壁面せん断応力と熱流束は内壁上で小さく、外壁上で大きい。(3)温度や速度は、壁付近では乱流固有の特性を示すが、壁から離れると曲率の影響が出てくる。(4)三重温度相関は、三重速度相関とほぼ相似な変化をする。

講演3) 積雪の融解を抑制して、夏期にその冷熱を野菜貯蔵や冷房などに利用することを目的とした実験研究である。

自然堆積雪の上にゼラチンサポニンによる泡を置いて断熱した状態とし、自然雪面の融雪との状況を比較観察した。その結果、泡被覆により融雪の進行速度が1/3~1/5に減少し、断熱効果のあることが判った。さらに、融雪の抑制効果がある方法が開発されれば、夏期まで雪を保存できる。

これに関連し、この方式による泡断熱材の熱伝導率など物性値の測定を行った。

講演4) 本研究は、鉛直下降噴霧流下に置かれた管群熱交換器でのミスト冷却熱伝達の機構を理論と実験から明らかにしたものである。

ミスト中の液滴が管壁面へ衝突して捕集され、壁面上に液膜を形成する。その液膜が厚くなると、重力によって管の下端部から再び液滴となって落下し、下流の管群へと滴下していく。平滑管では、この流れがあるところまでは進むが制約を受ける。流下を促進させるために、管表面の円周方向にワイヤを巻き付けたり、溝を形成させるなど、表面構造管にすると、液滴の落下量が増して伝熱が増進されることを明らかにした。

講演5) 円管まわりの氷の融解のパターンとその伝熱機構について解析した研究の特別講演である。

水中に置いた円管を加熱すると、そのまわりの氷が融解して水ができる。さらに加熱を続けると、重力のある場では、この水中に自然対流を生じ、伝熱現象が複雑となる。氷の融解面では等温、円管外表面では等熱流束の条件下で、水の密度変化(4°Cでの密度逆転を含む)を考慮し、融解水が形成する円環状空間の半径比を変えて、電算機を用いて機構を解析した。その結果は、実験の観察と比較して良い一致を得ている。半径比、レーレ数、ステファン数を変えると、融解状況は異なってくる。

さらに、矩形断面内で氷を融解させる際、融解水中に自然対流で生じる流線と等温線についても、解析を行った結果を紹介している。

なお、講演に先立ち、Prof. HoからNational Cheng Kung University(国立成功大学)の概要とその機械工学科の紹介があった。

(北陸・信越地方連絡幹事 玉木 恕乎)

東海研究グループ講演・見学会

日時： 昭和63年11月12日（土）13:30～20:00

場所： 名古屋大学工学部 7号館1階 第2輪講室

講演：（1）自動車における熱の問題と先端技術

藤掛賢司（豊田中研）

（2）超々臨界圧発電プラント（川越火力1，2号機）の建設について

中村裕交（中部電力）

（3）中国で開催された二つの国際シンポジウムに出席して

藤田秀臣（名大工）

〈講演概要〉 講演（1）自動車における熱の問題の中で、特に、遮熱エンジン、エアコン、熱交換器における先端技術に関するきわめて有益な講演であった。遮熱エンジンについては、種々の利点および欠点を示され、特に排気損失の回収という問題点を強調された。エアコンについては、その効率の改善のためにウィンドウの遮光膜によって赤外線をカットすることが効果的であることなどが指摘された。熱交換器については、ルーバフィンに関する実験および解析について詳細な解説がなされた。

講演（2） 来年7月に営業運転開始予定の川越火力発電所（三重県三重郡川越町）の建設計画についての詳細な資料による貴重な講演であった。この発電所は電気の需要増加にこたえ、電力の安定供給、燃料の多様化・クリーン化をはかるため、LNGを燃料として使用していること、また、熱効率の向上をはかるため、大容量機では世界で初めての蒸気圧力 316kg/cm²g、蒸気温度 566℃の超々臨界圧2段再熱発電方式を採用していることなどが紹介された。

講演（3） 今年の夏に中国で開催された伝熱関係の二つの国際シンポジウムに関する興味深い講演であった。これらのシンポジウムは、一つは広州で開かれた International Symposium on Heat Transfer Enhancement and Energy Conservation であり、もう一つは北京で開かれた The Second International Symposium on Heat Transfer である。この講演の内容の一部は講演者により「伝熱研究Vol.27, No.107」に報告されている。特に、中国の研究者の運営の仕方のおおらかさと研究に対する積極的な姿勢についての話はきわめて印象的であった。なお、講演会参加者は50名であった。

見学： 名古屋大学工学部 機械工学科および化学工学科実験室

講演会・見学会終了後懇親会が催された。懇親会では、特に、2年後に当地区で開催される予定の第27回日本伝熱シンポジウムのことが話題となった。

（東海研究グループ： 山下博史，新井紀男）

関西研究グループ講演会

- 日時 : 昭和63年12月7日(水)
- 場所 : 京都大学工学部機械系工学教室新館3階335会議室
- 講演 : (1)ブラフボディのある軸対称管内噴流の熱伝達
* 船曳俊成, 千田 衛, 吉川進三(同志社大工)
- (2)液液直接接触伝熱に関する研究
* 荻野文丸(京大工)
- (3)NaKの水平平板上の自然対流における温度場の特性
* 河原全作(京大工)
- (4)液体ヘリウムにおける沸騰現象について
* 塩津正博(京大原研)
- (5)小型極低温冷凍機関発における伝熱の問題について
* 康 倫明(ダイキン機研)

<講演概要>

講演1) 一般に燃焼器では火炎を安定させるために火炎保持器が用いられることが多い。本講演では、円筒状リングのブラフボディを設けた軸対称管内噴流においてリング下流の平均場、乱れ強さ、乱流熱流束ならびに壁面熱伝達率の測定を行い、さらに $k-\epsilon$ 2方程式モデル(高レイノルズ数モデル, 低レイノルズ数モデル)、代数応力方程式モデルを使用して速度場と温度場の数値解析を行った結果について報告した。

実験では、リングより発生した大きなスケールの渦が管内の乱流熱輸送に非常に寄与していること、およびその渦が管壁に付着することにより壁面熱伝達率が向上することが判った。

数値解析では、平均場においてどのモデルも実験値とのよい一致が得られた。一方、レイノルズ応力、乱流熱流束については十分によい結果は得られなかったが、これは勾配型の乱流モデルによることを指摘した。(船曳, 千田, 吉川)

講演2) 低温熱源から熱エネルギーを回収する技術として、炭化水素を作動流体とする熱機関を想定し、ボイラおよび凝縮器における伝熱過程として直接接触伝熱を採用した場合を考え、基礎研究を行った結果の一部を紹介した。

まず、円筒内に水とn-ヘプタンを入れ、下方の水相を加熱、上方のn-ヘプタン相を冷却して、両相の間に伝熱を行かせた結果、蒸発の起らない条件では、両相の熱伝達係数は従来の層流自然対流熱伝達係数の相関式とほぼ一致した。蒸発の起っている時は、n-ヘプタン側の熱伝達係数は温度差の小さい領域で自

然対流の場合の値より1オーダー程度大きくなった。これについては講演後若干の討論があった。

次にスプレー塔を用いた液液直接接触伝熱の場合の相変化のない場合の伝熱容量係数の測定結果について述べたが、未だデータ数も少ないので、概要と問題点のみの紹介にとどまった。
(荻野)

講演3) ナトリウムとカリウムの合金であるNaKを用いて水平平板上の自然対流の実験を行い液温信号の統計的な解析を行った。温度変動のRMS値はPrの大きい流体(水・シリコン油)の場合と同様にほぼ伝導厚さに相当する位置で最大となり、伝熱面から離れるに従って減少する。しかしPrの大きい流体に比べて変動は小さく、伝熱面から離れるに従っての減少も急激である。温度変動信号には伝熱面近傍からの温かい流体の上昇によるスパイク状の信号がみられるが、このスパイク状の信号があるかないかによる温度変動の歪度・偏平度の相違から、温度差のある流れが到達しているのは伝導厚さの3倍程度の距離までであると推測された。上下及び水平方向に離れた2点の温度信号の相互相関は伝熱面近傍では上下方向に大きく水平方向に小さいが伝熱面から離れると水平方向が大きくなっており、伝熱面近傍から離れるにしたがって温かい流体が水平方向へ拡がっていることを示唆した。
(河原)

講演4) 将来の核融合炉やエネルギー貯蔵装置等に用いられると予想される液体ヘリウム冷却人型超伝導マグネット設計の基礎として、液体ヘリウムにおける定常及び過渡沸騰現象の正確な把握が必要である。

本講演では、まず、液体ヘリウム中の水平円柱発熱体の定常飽和沸騰臨界熱流束に対する系圧力と円柱径の影響について、液体ヘリウム以外の高沸点液体の実験結果に基づく従来の表示式が、液体ヘリウムの実験結果を良く記述しないことを説明し、入点近傍から臨界圧近傍に至る広範囲な系圧力下での、広範囲な円柱径に対する実験結果を記述する本講演者等が提示した新しい表示式を紹介した。

次に、液体ヘリウム冷却超伝導マグネットの捲線の機械的不安定に起因する高い熱出力パルスに基づくマグネットの不安定性を解明するための基礎資料として重要な液体ヘリウムの過渡沸騰現象について、講演者等の最近の研究成果と他の研究者の代表的論文を比較検討して紹介した。この分野では、液体ヘリウム中の固体が、その定常臨界熱流束に相当する値より、はるかに大きな尖頭値を持ち数ミリ秒以下のパルス幅を持つ熱入力を受けた場合の高速冷却機能の解明が必要である。ここでは、その基礎研究として本講演者等が行った液体ヘリウム中の水平円柱発熱体に、ステップ発熱率を与えた場合の実験結果につい

て、定常核沸騰線の延長上に或る寿命を持って準定常核沸騰状態が存在し以後膜沸騰に移行すること、寿命と準定常熱流束の関係とその表示式等について説明した。 (塩津)

講演5) 半導体製造装置用真空ポンプとしてのクライオポンプ、超伝導核磁気共鳴診断装置(MRI)の液体ヘリウム蒸発量低減のためのシールドクーラとして応用が拡がりつつある小型極低温冷凍機の主要素であるエキスパンダ内の蓄冷型熱交換器およびジュール・トムソン回路用の向流型熱交換器について概説した。

蓄冷型熱交換器の効率は99%以上であるが、それでもエキスパンダ損失の少なからぬ割合を占めること、マトリクス要素は1960年代から銅メッシュ、鉛玉が用いられ、基礎データはKays & Londonの教科書から進展していないこと、近年磁性相転移を利用した10K以下でもかなりの比熱をもつ蓄冷材が開発されていること、向流型熱交換器においても1950年代から基本的進展はなく、現状では信頼性、コストに重点がおかれていることなどを述べた。 (康)

関西地方幹事 牧野俊郎, 矢田順三
関西地方連絡幹事 高城敏美

中国・四国研究グループ講演会

日時：昭和63年8月26日（金）13：00～

場所：宇部興産保険会館

講演：1) 石炭-水スラリーの流動・伝熱および蒸発

薄井 洋基（山口大工）

2) テーパー付流動層での粒子循環特性

※豊原 秀史（広島大工）， 河村 祐治（広島大工）

3) 宇部式2段浅層流動層ボイラーの伝熱特性

出井 安正（宇部興産）

〈講演概要〉

講演1) CWMの円管内熱伝達および蒸発に関する実験的研究で、伝熱実験には、粒径0.025～0.5mm、重量パーセント59～65%のブラー炭、熱前処理（蒸発）実験には粒径0.03～0.5mm、重量パーセント55%のセレホン炭を用いた。その結果、(1)ビンガム流体に対する伝熱予測式でCWMの伝熱挙動を推算できること；(2)熱的熱前処理プロセスとして水蒸気とCWMを同時に熱交換器に吹込み、CWMの蒸発と石炭の乾留を行うプロセスが可能であること、を明らかにした。

講演2) テーパー付き流動層内で循環する粒子の挙動をトレーサー法により可視化して循環速度を測定するとともに、考案したモデルを用いて粒子循環速度を推算し比較検討したものである。その結果、(1)層中央コア部の気泡頻度が高く粒子が上昇する流動化域と周辺部の粒子の降下する移動域の2つの領域が形成され、粒子は2つの部分に分かれて循環流を形成すること；(2)層表面での粒子循環速度は過剰ガス流速 $(u-u_B)$ に比例すること、ここで u_B は実験的に決定した循環開始速度；(3)二相説に基づいて行った循環速度の推算結果は実験結果とある程度一致するが、より正確な推算には気泡挙動の正確な把握が必要なこと、を明らかにした。

講演3) バブリング式流動床ボイラーの基礎研究に基づき、宇部興産が独自に開発した二段浅層流動床ボイラーの部分負荷特性と伝熱特性についての報告である。試験の結果を要約すると、(1)二段浅層流動ボイラーのパイロットプラントにおいてベロシティーターダウン制御により40%ロードまで、 $\pm 15^\circ\text{C}$ の範囲でベッド温度を維持できる。；(2)常温のテスト装置により、スプラッシュゾーンの平均熱伝達率の実験整理式を得ることができた。；(3)常温の実験整理式を基にパイロットプラントテスト結果より、高温の実験整理式を求め、実機運転データで検証し、実用できることがわかった。

（中国・四国地方連絡幹事 須藤 浩三）

日本伝熱研究会学術賞・技術賞の設置と 公募のお知らせ

事務局

今期の幹事会において表記の件の検討を進めて参りましたが、一応以下のような内容の覚え書に沿って募集・選考が進められることになりました。本研究会にとっては初めての試みで、細部は変更、補充等があるものと考えられますが、早速今年度より実施することになりました。つきましては自薦、他薦を問いませんので所定の用紙「日本伝熱研究会学術賞・技術賞 申請・推薦書」に必要事項をご記入の上、下記の要領にて手続きくださるようお願い申し上げます。

記

1. 提出書類等 : 所定用紙「日本伝熱研究会学術賞・技術賞 申請・推薦書」
および、論文抜刷または技術内容参考資料2部
2. 提出先及び期限: 〒480-11
愛知県愛知郡長久手町長湫字横道 41-1
株式会社豊田中央研究所
藤掛 賢司 宛
TEL 05616-2-6111
1989年 3月31日(金) 必着
3. 問い合わせ先 : 日本伝熱研究会 事務局
東京都目黒区大岡山 2-12-1
工学部機械工学科気付
TEL 03-726-1111 内線 2169,2179

[参考]

- 1) 「日本伝熱研究会の運営に関する覚え書」に以下の内容を加える。

第7章 日本伝熱研究会学術賞・技術賞

§1 学術賞・技術賞

1. 学術賞・技術賞は会員の拠金などを基金とし、役員会の議を経て設置されるものとする。
2. これら学術賞・技術賞の募集および選考は別に決める「日本伝熱研究会学術賞・技術賞に関する覚え書」にもとずいて行う。

2) 「日本伝熱研究会学術賞・技術賞に関する覚え書」

経緯：日本伝熱研究会では、昭和63年 6月 1日森康夫元会長より伝熱に関する優れた学術研究・論文の表彰を目的とする拠金の申し出を受けて、同年 9月24日、12月 3日の幹事会において討議検討の結果、日本伝熱研究会学術賞および技術賞の設置が決定された。本覚え書は、同賞の募集及び選考に関する覚え書である。

(学術賞・技術賞)

1. 学術賞の対象論文は、原則として、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。
2. 技術賞の対象は、原則として、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。
3. 学術賞、技術賞とも対象資格者は原則として本会会員に限る。
4. 拠金にもとづく学術賞・技術賞は元本の消滅をもって廃止する。

(選考委員会)

5. 学術賞・技術賞の選考は「表彰選考委員会」が行う。
6. 表彰選考委員会は副会長(無任所)を主査とし、副査1名、委員4名をもって構成する。
7. 主査は副査1名、委員4名を選考し、会長、副会長(事務担当)に通知する。ただし、その氏名は公表しない。
8. 副査、委員の任期は1年とする。

(募集方法)

9. 「伝熱研究」誌上に告知した学術賞・技術賞の公募方法に従い、会員からの推薦を受け付ける。
10. 表彰選考委員会は公募の他に学術賞・技術賞候補を選考することができる。
11. 審査・選考方法は表彰選考委員会が定める「審査・選考方法内規」によって行う。

(授賞)

12. 授賞は総会において行う。
13. 表彰は論文筆頭者に楯、他の連名者に賞状などの贈呈をもって行う。

(学術賞の設置)

14. 第27期より森康夫元会長拠金 200万円にもとずき森康夫学術賞を設ける。

(技術賞の設置)

15. 第27期より天野工業技術研究所拠金 100万円にもとずき技術賞を設ける。

第26回日本伝熱シンポジウム

- 開催日 平成元年5月31日(水) ～ 6月2日(金)
- 講演会会場 宮城第一ホテル
〒980 仙台市榴岡1-2-45 TEL 022-297-4411
- シンポジウム参加費 一般事前申込1名5,000円, 当日申込1名6,000円,
学生・大学院生事前申込1名2,500円, 当日申込1名
3,000円(いずれも講演論文集代を含みません)
- 講演論文集代 1冊5,000円(口本伝熱研究会会員には1冊無料進呈)。
ただし, 郵送の場合は一冊5,550円
- 懇親会 6月1日(木)
会場 宮城第一ホテル
事前申込1名6,000円, 当日申込1名7,000円, ただし,
同伴夫人は無料です。
- 申込要領 郵便振替払込書の通信欄に, [(1)氏名(ふりがな), (2)勤務
先または学校名, (3)参加費, (4)懇親会費, (5)講演論文集冊
数(進呈分以外)]をご記入の上, 当該費用をご送金下さい。
参加証は当日, 受付にてお渡しいたします。
なお, 事務の簡素化と経費節減のため, 原則として, 領収書の発
行を省略させて頂きますので, 郵便局で受け取られる郵便振替払込
金受領書を保存して下さるよう, お願い申し上げます。
郵便振替払込書は1人につき, 1枚ご使用下さい。
- 事前申込締切 平成元年5月10日(水) 消印有効
- 申込先

郵便振替口座: 仙台 8-5670 第26回日本伝熱シンポジウム準備委員会
--

〒980 仙台市荒巻字青葉
東北大学工学部機械工学科内
TEL 022-22-1800 内4105 FAX 022-268-3695
- 当日受付 8時30分よりシンポジウム会場で行います。

Typing Instructions for Contributors to
Journal of Heat Transfer Society of Japan

Editorial Board for J. Heat Transfer Soc. Japan

c/o Department of Mechanical Engineering
Tokyo Institute of Technology
Meguro-ku, Tokyo 152, Japan

Manuscripts should be typed single-half-spaced within a space of 170 x 255 mm, on one side of the page, using A4 (210 x 296 mm) or letter-size (8¹/₂ by 11 inch) white paper and 12-pitch typing letters. The manuscripts must be typewritten clearly using a black carbon or film ribbon on an IBM or equivalent typewriter. A word processor may be used with a letter-quality printer. The printing plates will be prepared by photographing the original manuscripts submitted. Therefore, it is important for typists to avoid erasers and keep the manuscripts as clean as possible. The pages will be reduced approximately 14% by the printer so that the data must be large enough to be readable at that reduction.

On the first page of each chapter, the chapter title should be typed centered, leaving two lines of space above it. The author's name and affiliation should also be typed centered. Put them on a line separate from the title and the text, leaving one line of space above and two lines of space below. On the second and subsequent pages, start typing at the top of the page. Each text page holds 40 lines of type. Using a light-blue pencil, lightly write the page number at the upper right corner of the page.

Equations should be typed if possible. If handwritten, they must be carefully lettered using black ink, using symbols approximately the same size as the typewritten characters. Type the equation and its number enclosed in parentheses as follows:

$$St = 0.0287 Pr^{-2/5} Re_x^{-1/5} \quad (1)$$

All symbols should be defined in the text. If a nomenclature section is included to define unique symbols, place it at the end of the text just ahead of the reference section. All data should be reported in SI units.

Place the table/figure preferably at the top or bottom of a page as close as possible to its first mention in the text. Type captions for tables/figures right above/under them. Leave one line of space between the table/figure and

following or preceding text. High quality reproduction of illustrations depends on the condition of the original artwork. It should be prepared as carefully as the text. In planning sizes of line figures and labels, keep in mind that the final page will be reduced 14% by the printer. Be certain that labels and data points will be legible at this reduction. Glossy prints, photostats, or reprints of drawings may be used if they are of high quality with sharp, even lines and lettering. Photographs must be sharp black-and-white glossy prints.

References should be listed immediately following the text. They may be listed either in alphabetical order or in numerical order by text citation. In the text, reference citations should be either by the last name of the author(s) and the year of publication or by the reference number enclosed in square brackets, respectively. Some sample lists of symbols and references follow:

NOMENCLATURE

c_p	specific heat at constant pressure, J/kg K
h_x	local heat transfer coefficient, W/m ² K
Pr	Prandtl number
Re_x	Reynolds number, $u_\infty x/\nu$
St	Stanton number, $h_x/\rho c_p u_\infty$
u_∞	free stream velocity, m/s
x	distance from the leading edge, m
ν	kinematic viscosity, m ² /s
ρ	density, kg/m ³

REFERENCES

- [1] Clark, J. A., 1986, Private Communication, University of Michigan, Ann Arbor.
- [2] Lee, Y., Korpela, S. A., and Horne, R. N., 1982, "Structure of Multi-Cellular Natural Convection in a Tall Vertical Annulus," Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., U. Griggull et al., ed., Hemisphere, Washington, DC, vol. 2, pp. 221-226.
- [3] Sparrow, E. M., 1980, "Forced-Convection Heat Transfer in a Duct Having Spanwise-Periodic Rectangular Protuberances," Num. Heat Transfer, vol. 3, pp. 149-167.
- [4] Tung, C. Y., 1982, "Evaporative Heat Transfer in the Contact Line of a Mixture," Ph.D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy.

Note that a long list of references may be typed single-spaced.

第9回国際伝熱会議論文募集

1. 期日 1990年 8月19日～24日
2. 場所 Jerusalem, Israel
3. 論文数 日本、韓国、台湾等を含めて50編
4. 論文内容 伝熱に関する基礎的研究あるいは応用的研究で未発表のもの
5. 応募方法

正式の論文募集要項にかかわらず日本はつぎの方法に従う予定です。

(1) アブストラクト申込

200語の英文アブストラクト4部およびその内容の十分わかる和文論文3部を添えて下記宛に申込み下さい

送付先 113 東京都文京区本郷 7-3-1

東京大学工学部機械工学科気付

小竹 進

締切 1989年 5月10日(水)

正式には 6月 1日ですが慎重に審査を行いたいと思いますので日本だけ 5月10日といたします。

(2) アブストラクト採否通知 1989年 7月 1日

このとき英文原稿執筆要項と原稿要旨を同封いたします。

(3) 英文原稿提出 1989年10月 1日

(4) 最終採択通知 1989年12月15日

6. 一般論文の発表はすべてポスター形式ですので、著者の一人は必ず出席することを要します。

日本伝熱研究会への入会手続きについて

(1) 個人会員および学生会員

下記の当該申込み用紙に所要事項御記入の上、事務局宛御送付下さい。同時に郵便振替にて当該年度分の会費（個人会費は5,000円/年、学生会員は3,500円/年）をお支払い下さい。

会員には「伝熱研究」及び「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等をお送りしています。

なお、「日本伝熱シンポジウム講演論文集」については、前年度の会費を納入された方に限り、当該年度のもの1冊をお送りしております。

本会の事業年度は毎年4月1日に始まり、翌3月末日に終わります。

申込書送付先： 〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1
東京工業大学工学部機械工学科気付

電話 03(726)1111(代) 内線 2169, 2179

日本伝熱研究会

郵便振替口座：東京6-14749 日本伝熱研究会

(2) 維持会員

維持会員に入会申込みの場合は、上記事務局に直接書面または電話で御連絡いただくか、あるいはお近くの個人会員に御連絡下さい。事務局から研究会の内容、会則、入会手続きなどについてご説明いたします。

維持会員の会費は1口30,000円/年で、申込は何口でも結構です。会員には「伝熱研究」及び「日本伝熱シンポジウム講演論文集」等を申込1口につき1部ずつお送りしています。

日本伝熱研究会個人会員申込書・変更届書

0	申込年月日	H		年		月		日
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	名称						
6								
7		〒		-				
8	務	所在地						
9								
10	先	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							
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							

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: カスタミン | 17: 蒸気機関 | 18: 原子力 | 19: 太陽熱 | 20: 環境 |
| 21: その他() | | | | |

* 学生の場合は在学学校名、学年(M2、D3など)を記す。

伝熱研究
Vol. 28, No. 108

1989年1月発行

発行所 **日本伝熱研究会**

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1
東京工業大学工学部機械工学科気付

日本伝熱研究会

電話 03(726)1111(代) 内線2169, 2179

Fax 03(729)0563

振替 東京 6-14749

(非売品)