

振動制御型熱輸送管

Oscillation-Controlled Heat-Transport Tubes

西 尾 茂 文*

Shigefumi NISHIO

小温度差で大量の熱を運ぶあるいは大量の熱を温度降下させずに運ぶ技術は、エネルギーの有効利用あるいは機器の熱制御において重要な課題である。一般に熱の拡散はフーリエの熱伝導法則に従い、伝導熱量の大きさは物質の熱伝導率に比例するが、良導性の銅でも熱伝導率の値は常温でただか 400W/mK 程度である。したがって、さらに高い実効熱伝導率や実効温度拡散率を実現するために、相変化を利用したサーモサイフォンやヒートパイプが考案されているが、それぞれ欠点も有している。本稿では、ヒートパイプと同程度の熱輸送能力を有し、ヒートパイプの欠点を補える可能性のある新たな熱輸送管を紹介する。

1. はじめに 一熱輸送管の必要性一

機器の熱制御あるいは省エネルギーに関連して、小さい温度差で大量の熱を輸送する要求がある。たとえば、軽量化のために柔構造化されている衛星では、太陽放射により形成される衛星表面温度分布を均一化するために、高温部から低温部へと熱を輸送する必要がある。また、ダウンサイジングの傾向にあるコンピュータでは、狭い素子発熱部から放熱面まで熱を輸送する必要がある。フィン付熱交換器においてフィン効率を向上させるためには、フィン内部を移動する熱量を増大させ、フィン温度分布を軽減する必要がある。さらに、地熱・廃熱などを有効利用するには、温度降下させることなく熱を輸送する必要がある。

一方、静止物質中をフーリエの熱伝導法則にしたがって熱が移動する場合、物質を良導性の銅であるとしても、断面積 $A=1\text{cm}^2$ 、長さ $L=1\text{m}$ の銅円柱で $Q=2\text{W}$ を運ぶと両端に $\Delta T=50\text{K}$ の温度差が発生する。したがって、銅の熱伝導率を遙かに上回る実効熱伝導率を有する熱輸送デバイスが必要となる。このような事情を背景として、重力場を利用したサーモサイフォンや毛管力と気液相変化を利用したヒートパイプが考案され、すでに実用化されている。しかし、サーモサイフォンは重力場を利用するため上方に低温部（冷却部）がある必要があり、姿勢に拘束条件がある。また、ヒートパイプでは、不凝縮性ガスの混入・発生を避ける必要があり、液体封入時に困難を伴うとともに、作動液体と管材料との組み合わせに拘束がある。また、断

面寸法を小さくした場合に液体環流機構を構築し難くなることや熱輸送量にさまざまな限界があることなど問題がある。

したがって、重力、相変化あるいは液体環流機構などを利用しない熱輸送管を開発する必要がある。

2. 振動制御型熱輸送管の原型

こうした要求を満たす可能性のある熱輸送管として、管内に液体を封入し、この液体に往復流動を起こさせることにより、ヒートパイプと同程度以上の実効熱伝導率を実現する振動制御型熱輸送管がある。この熱輸送管は、フロリダ大学の Kurzweg and Zhao により 1984 年に発明された¹⁾ものであり、通称ドリームパイプと呼ばれている。

図 1 は、その実験装置を示したものである。上下端にそれぞれ高温液・低温液リザーバーがあり、その間が細い管群により結ばれている。一端のリザーバーには管群内の液柱に往復流動を起こさせるための加振装置が設けられ、他端のリザーバーには往復流動を吸収するための膜がとりつけられている。この装置により管群内の液柱に往復流動を起こさせると、振幅 S が管長さ L より十分小さな場合でも、図 2 に示したように、 S および液柱部半径 R を一定とした場合の液柱部全実効温度拡散率 $\kappa_{\text{ef}, t} = QL / (A\Delta T\rho c_p)$ （あるいは全実効熱伝導率 $k_{\text{ef}} = \rho c_p \kappa_{\text{ef}}$ 、 ρ は密度、 c_p は比熱）は周波数 f とともに増大し、条件によっては銅の温度拡散率 κ を遙かに上回る値が実現できる。

この熱輸送管は、サーモサイフォンやヒートパイプに比べて以下のような特長を有する。まず、相変化を利用しな

*東京大学生産技術研究所 第 2 部

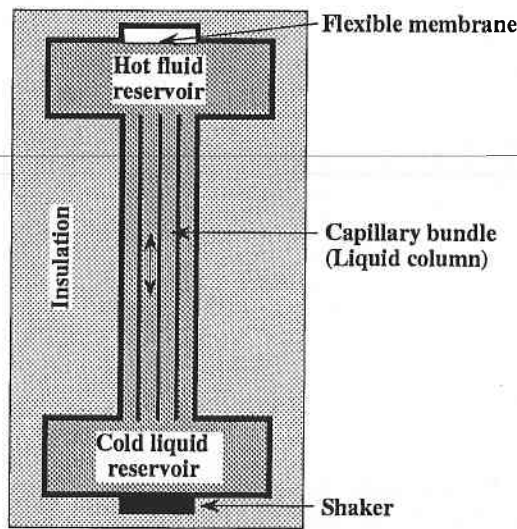


図1 振動制御型熱輸送管の原型

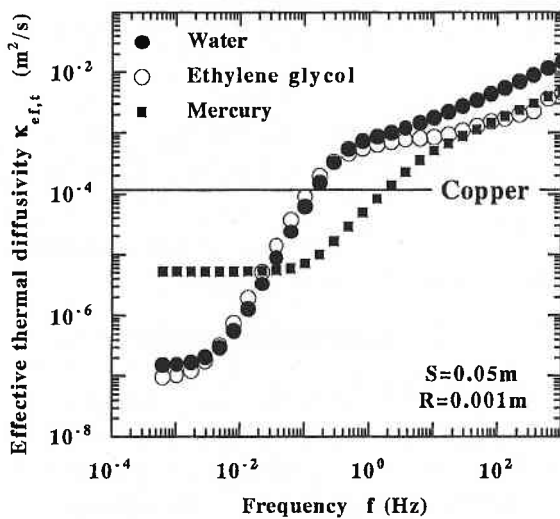


図2 孤立系円管型における実効温度拡散率の周波数特性

いため、①相平衡温度に限定されず動作温度を広くとれ、②液体と管材料との間の拘束条件も弱い。また、液体の環流が不要であるため、③構造が単純である。さらに、実効熱拡散係数が振幅・周波数に依存するため、④熱輸送能力の制御が容易である。一方、この熱輸送管には以下のような欠点がある。まず、往復流動を利用するため、⑤加振エネルギーを要し、また、コンパクトな熱輸送管を構成するためには、⑥振動体積吸収部や加振機構のコンパクト化が必要である。さらに、相変化を利用しないため、⑦管両端の入熱部・出熱部における熱抵抗の軽減が必要である。

したがって、振動制御型熱輸送管の持つ①～④の特長を生かしてヒートパイプと並ぶ熱輸送管を構成するためには、⑤～⑦の欠点を軽減し、この熱輸送管の特長を最大限に発揮できる条件を探索する必要がある。

3. 振動制御型熱輸送管の作動原理

ここでは、本熱輸送管の作動原理を、図1の液柱部に注目して、固体壁との熱交換を駆動力とする非粘性流体近似モデルおよび液体内部の速度分布を駆動力とするスリップ流系モデルにより説明する。

3.1 非粘性流体近似モデル^{2),3)}

まず、図3に示した非粘性流体—薄板により構成される2次元系に、 x 方向に波数を持つ定在波を印加する場合を考える。ただし、流体・薄板の時間平均温度および x 方向温度勾配 Ω は同一で、定在波の波長は薄板の長さより十分に長く、また薄板の熱容量は無限大で薄板の温度変動はないとする。この系における流体温度変動を、粘性項を無視した熱輸送の一般式 (s , u はそれぞれ流体のエントロピー, 速度)

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \cdot \text{grad}[s] \right) = \text{div}[\kappa \text{grad}[T]] \quad (1)$$

により解くと、定在波による温度変動 T_s および x 方向に流体中を単位時間あたりに移動する (薄板片面単位幅当たりの) 熱量 Q は、薄板位置における圧力振幅 p_s ・速度振幅 u_s を用いてそれぞれ以下のように与えられることがわかる。

$$T_s = \left(\frac{\lambda T_m}{\rho_m c_p} p_s - \frac{\Omega}{\omega} u_s \right) \left(1 - \exp \left[-\frac{(1-i)y}{\Delta'} \right] \right) \quad (2)$$

$$Q = \int_0^\infty \rho_m T_m \langle s_s u_s \rangle dy + Q_c = Q_A + (Q_D + Q_c) \quad (3)$$

$$Q_A = \left(\frac{\Delta'}{4} \right) (\lambda T_m) (p_s u_s) \quad (3a)$$

$$Q_D = - \left(\frac{\Delta'}{4} \right) (\rho_m c_p) \Omega \left(\frac{u_s^2}{\omega} \right) \quad (3b)$$

ここで、 i は虚数単位、 $\Delta' = (2\kappa/\omega)^{1/2}$ 、 ω は定在波の角周波数、 λ は体膨張係数、 Q_c は分子伝導熱量、 $\langle \rangle$ は時間

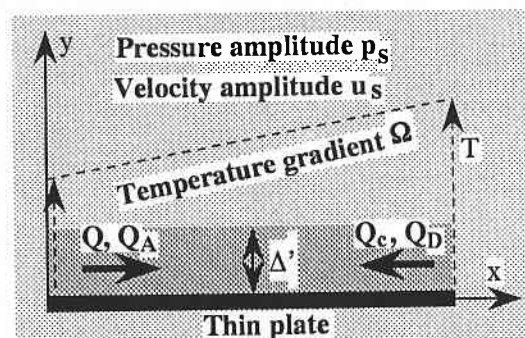


図3 非粘性流体近似モデルが想定する系

平均, 添字 m, s は時間平均値, 変動振幅である.

(2), (3) 式は以下のことを意味している. すなわち, 図 3 のように温度勾配を有する流体場に薄板を置き, 系に定在波を印加すると,

(a) 流体中に純粋な熱伝導による移動熱量 Q_c の他に, 温度浸透厚さ Δ' に比例する移動熱量 Q_A , Q_D が発生する. このことは, $y > \Delta'$ の領域はこの付加的な熱移動に関与しないことを意味する.

(b) Q_A は, λ および p_s に比例し, Ω に依存せず定在波の圧力勾配を遡る方向に移動する熱量で, 流体の膨張・圧縮に起因する移動熱量である.

(c) Q_D は, Ω に比例し, p_s に依存せず温度勾配を下る方向に移動する熱量であり, 伝導熱量を増加させる移動熱量である.

図 4 に, 管内に固体, 液体, 気体を封入し, これに往復流動 (振動) を印加する場合の概念図を示した. 図 4 右図の気体では一般に λ が大きく, 振動条件が $(\lambda T_m \omega p_s) / (\rho_m c_p u_s) > |\Omega|$ であると $Q_A + Q_D > 0$ となり, ($Q_c \ll Q_D$ では) 低温側から高温側へと熱が汲み上げられることになり, 「basic pulse tube 冷凍機」となる⁴⁾. 一方, 中央図の液体では β が小さく, Q_D の効果のみが現れ, 振動制御型熱輸送管となる. さらに, 左図の固体では液体と同様の現象が現れ, GM 冷凍機などの「シャトル熱損失」となる⁵⁾.

われわれは, 振動 (往復動) に起因して発生するこうした熱輸送を, 一般に「振動励起熱輸送」と総称している.

3.2 スリップ流系モデル⁶⁾

前節では, 熱容量無限大の薄板に沿って振動する非粘性流体について考えた. ここでは, 前節と異なり, 熱容量 0 の固体壁に沿って振動する粘性流体についてモデル的に考える.

いま, 図 4 中央図のように管内に封入された流体を考え, 簡単のために管は間隔 $2H$ の 2 次元管とする. この場合, まず粘性により管壁近傍に速度分布が形成され, 管長さ方向に温度勾配があるためにこの速度分布が管断面方向の温度分布を発生させる. ところで, H が十分に大きい場合には, 管壁近傍に $\delta' = (v/\omega)^{1/2}$ 程度の厚さの速度境界層が

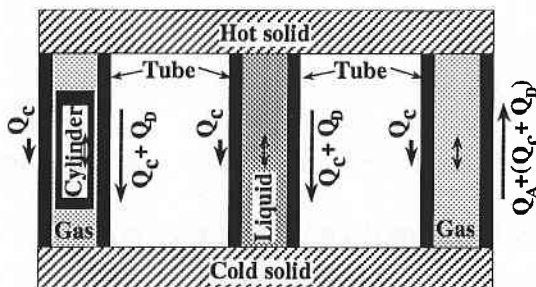


図 4 振動励起熱輸送現象 (各図の左の矢印は振動のない場合の熱流で, 右の矢印は振動状態における熱流)

形成される (v は流体の動粘性係数) ことを考えると,

$$Wo = H/\delta' = H(\omega/\nu)^{1/2} \gg 1 \quad (4a)$$

では管断面中央部に速度分布のないコア領域が存在するが, $Wo \ll 1$ では速度分布は管断面全域に及ぶ. 一方, (2) 式に示したように, ある位置 y における温度変動は, 往復流動 1 周期あたりに $\Delta = (\kappa/\omega)^{1/2}$ 程度の距離だけ管断面内を拡散する. すなわち,

$$\alpha = H/\Delta = H(\omega/\kappa)^{1/2} \gg 1 \quad (4b)$$

では, 速度分布に起因して管壁近傍に発生した温度変動は管断面中央部には到達しない. したがって, 振動制御型熱輸送管については, 以下の領域区分が可能である.

(1) $Wo \gg 1$ かつ $\alpha \gg 1$; コア領域が存在し, コア領域中央部に等温領域が存在する. ここでは, 「境界層領域」と呼ぶ. ちなみに, 先述の(a)項より, この等温領域は振動励起熱輸送に寄与しない無効領域を意味する.

(2) $Wo \ll 1$ かつ $\alpha \ll 1$; 速度分布・温度変動が管断面全域に及ぶ. ここでは, 「発達領域」と呼ぶ.

(3) 両者中間の領域; ここでは, 「遷移領域」と呼ぶ.

本節では, この境界層領域を例として, 熱容量 0 の管壁に沿った粘性流体の往復流動による振動励起熱輸送について, 以下のようなスリップ流系モデル (図 5) を考える.

①管壁近くに形成される速度境界層を管壁に固着した「静止液層」(厚さ δ'), その内側 ($\delta' \leq y \leq H$) の液体領域を静止液層に対してスリップ運動する (速度分布のない) 「コア液柱」とみなす.

②図 5 において上側が高温側とし, 管長さ方向のある位置 $x = x_0$ の断面で静止液層およびコア液柱を上下に 2 分割する. 静止状態において $x > x_0$ にある静止液層を高温静止液層, コア液柱を高温コア液柱, $x < x_0$ にあるそれぞれを低温静止液層, 低温コア液柱と呼ぶ.

③高温コア液柱と低温コア液柱との界面をコア界面, 高温静止液層と低温静止液層との界面を静止界面, 往復流動時に高温静止液層と低温コア液柱, 低温静止液層と高温コア液柱とが形成する界面をスリップ界面と呼ぶ.

④ $x = x_0$ を原点として高温側に向かう管長さ方向座標を X とし, 往復流動を正弦波 $X = S \sin[\omega t]$ とする.

このスリップ流系において, 往復流動 1 周期あたりに液

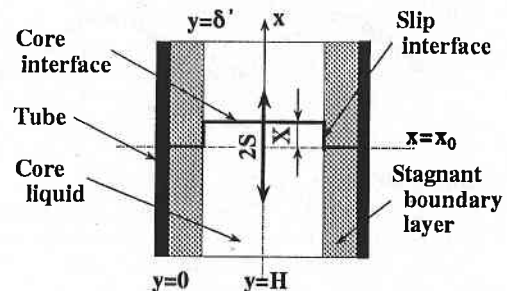


図 5 スリップ流系モデルが想定する系

柱断面内を管軸方向に輸送される熱量は、静止界面、スリップ界面およびコア界面を通過して低温側へ流れる熱量であるから、

- ① 1 周期あたりに、静止界面およびコア界面を介して管軸方向に流れる伝導熱量 Q_C 、
- ② 図 6 の (1)→(7) に示したように、 $X \geq 0$ の半周期あたりに高温静止液層からスリップ界面を介して低温コア液柱に伝わる熱量 Q_{D1} (この方向に熱が伝わる場合が正)、
- ③ 図 6 の (7)→(1) に示したように、 $X \leq 0$ の半周期あたりに高温コア液柱からスリップ界面を介して低温静止液層へ伝わる熱量 Q_{D2} (この方向に熱が伝わる場合が正) との和である。上述の管が S に比べて十分に長いとすると、管長さ方向の温度勾配は往復流動に依存しないので、 Q_C は往復流動に依存しない。したがって、

(A) $Q_{D1} + Q_{D2} = Q_{os, m}$ が振動により励起されて高温側から低温側へと流れる熱量である。

この $Q_{os, m}$ を求める問題は、液体が周期発熱する場合の一次元熱伝導問題に帰着できる。この問題を作動液体を水、 $f = 1 \text{ Hz}$ として数値的に解き、コア界面位置 X 、スリップ界面における熱流束 q および単位時間にスリップ界面を通過する熱量 $Q_{os} (= qS \sin[\omega t])$ を時刻 t に対して図 7

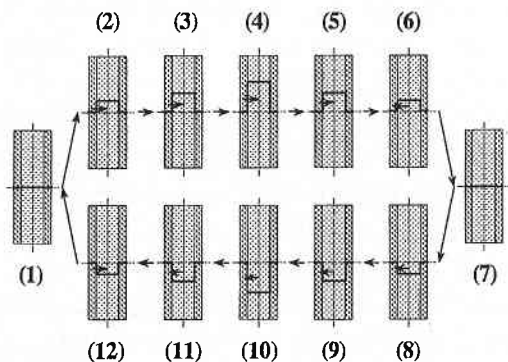


図 6 スリップ流系モデルにおける往復流動と熱流

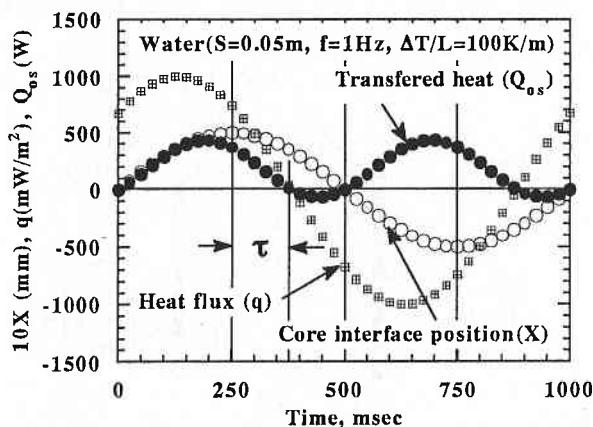


図 7 スリップ流系モデルにおける各種変動量

に示した。図 7 より、以下のことがわかる。まず、 $X \geq 0$ の半周期に注目すると、

(B) $Q_{os} \geq 0$ (低温コア液柱が高温静止液層から熱を受け取る状態) から $Q_{os} \leq 0$ (低温コア液柱が受け取った熱を高温静止液層に戻す状態) への熱移動反転時刻 (図 6 の (5) と (6) の間) と往復流動反転時刻 (図 6 の (4)) との間に時間遅れ τ (位相差) がある。

(C) $\tau = 0$ であれば $X \geq 0$ の半周期にスリップ界面を通過する熱量の積分平均値 Q_{D1} は 0 となるが、この時間遅れ τ のために Q_{D1} は正の値となっている。

$X \leq 0$ の半周期では、 q および Q_{os} の符号を、高温コア液柱から低温静止液層に熱が流れる場合を正としていることを考慮すると、

(D) $Q_{D2} = Q_{D1}$ の熱量が高温コア液柱から低温静止液層に流れている。

以上要するに、振動制御型熱輸送管では、管長さ方向の純粋な熱伝導に加えて、上述の熱移動反転時刻と流動反転時刻との間の位相差に起因して、 $Q_{os, m} = 2Q_{D1}$ の熱量が往復流動 1 周期あたりに管長さ方向に流れる。これが、振動制御型熱輸送管の基本機構である。

4. 振動制御型熱輸送管における実効温度拡散率

上述の $Q_{os, m}$ と液柱断面積 A_c を用いて

$$k_{ef} = Q_{os, m} / (A_c |\Omega|) \quad (5)$$

で定義される k_{ef} を「実効熱伝導率」、 $k_{ef, t} = k + k_{ef}$ を「全実効熱伝導率」、 A_c を管壁面積を含めた断面積とした場合の k_{ef} を「管実効熱伝導率」と呼ぶ。また、「実効温度拡散率」 κ_{ef} を $\kappa_{ef} = k_{ef} / \rho c_p$ で定義すると、 ρc_p は物性値であるので、実効温度拡散率と実効熱伝導率とは単純な比例関係にある。ここでは、これらの実効値について述べる。

4.1 振動制御型熱輸送管の分類⁷⁾

図 1 に示したように、熱輸送管においては、熱は高温熱源 (発熱体) → 熱輸送管入熱部 → 管長さ方向中央部 (液柱部) → 熱輸送管出熱部 → 低温熱源 (冷却体) と流れ、それぞれの部分に熱抵抗が存在するが、本熱輸送管の心臓部は前章で考察の対象とした液柱部である。

したがってこの液柱部に注目すると、振動制御型熱輸送管は、液柱部断面形状により「円管型」、「2 次元管型」、また管壁熱容量の寄与により (熱容量が 0 の「孤立系」、(熱容量を有する)「壁連成系」、さらに管群として使用する場合の隣接管内往復流動位相により「同位相管群型」、(隣接管内の往復流動が互いに逆位相である)「逆位相管群型」に分類される。

4.2 振動制御型熱輸送管における実効温度拡散率

上述の各種の振動制御型熱輸送管の実効温度拡散率 (あるいは実効熱伝導率) は、以下のように解析されている。

まず単管の場合については、以下の解析解がある。孤立

系円管型および孤立系 2 次元管型における振動励起熱輸送は往復流動による物質の異常拡散と相似となるので、後者を解析した Watson の解析解⁸⁾が適用できる。管壁厚さ δ の壁連成系では、円管型については Kaviany⁹⁾、2 次元管型については西尾らの解析解¹⁰⁾がある。次に管壁厚さ 2δ の管群の場合については、壁連成系 2 次元同位相管群型では、壁厚さ中央での境界条件は断熱条件で与えられるので (管壁厚さ δ の) 壁連成系 2 次元単管型と同一となり、この境界条件が温度一定として与えられる壁連成系 2 次元逆位相管群型は西尾ら¹⁰⁾により解析解が報告されている。

図 2 に示したように、孤立系における実効温度拡散率の周波数特性には、一般に $\kappa_{ef} \sim f^2 R^2 S^2$ (R は液柱半径、2 次元管では $f^2 H^2 S^2$) である低周波領域、 $\kappa_{ef} \sim f^{1/2} (S^2/R)$ (2 次元管では $f^{1/2} (S^2/H)$) である高周波領域およびその間の遷移領域が存在する。低周波領域は先述の発達領域に、高周波領域は境界層領域にそれぞれ対応する。たとえば、孤立系円管型における実効温度拡散率は、上述の Watson の解析解より低周波領域では、

$$\kappa_{ef} = \frac{0.707}{(1+Pr^{-1})(1+Pr^{1/2})} \left(\frac{S^2}{R} \right) (\omega \kappa)^{1/2} \quad (5a)$$

高周波領域では、

$$\kappa_{ef} = \left(\frac{1}{96} \right) \left(1 - \frac{13Pr^2 + 3}{2800} Wo^4 \right) (RS)^2 \left(\frac{\omega^2}{\kappa} \right) \quad (5b)$$

で与えられる (Pr はプラントル数)。

5. 振動制御型熱輸送管の最適化

本熱輸送管の実効温度拡散率は、作動液体の種類、断面形状・断面寸法・壁材料・壁厚さ・壁熱的境界条件などの管条件および振幅・周波数などの振動条件の影響を受けて変化する。したがって、本熱輸送管の特長を最大限に引き出すよう諸条件を探索する必要がある、ここではこうした諸条件の最適化について述べる。

5.1 実効温度拡散率を最大にする条件

図 8 は、図 5 のスリップ流系モデルにおいて、温度拡散率以外の物性値は大気圧常温水の値とし、温度拡散率 κ の値のみを人為的に変化させた場合に計算された時間遅れ τ と振動励起熱輸送量 $Q_{os,m}$ とを κ に対して図示したものである⁶⁾。図に示されているように、 $Q_{os,m}$ はある κ の値で極大値に至り、振動励起熱輸送量が最大となる作動液体の物性値が存在することがわかる。このことは、以下のように説明できる。図 7 に関連して述べたように、時間遅れ τ およびスリップ界面熱流束 q が大きいほど振動励起熱輸送量は大きくなる。 κ の増大に対して、 q は増大するが、図 8 に示されているように τ (図中の黒印) は $1/(8f)$ 程度

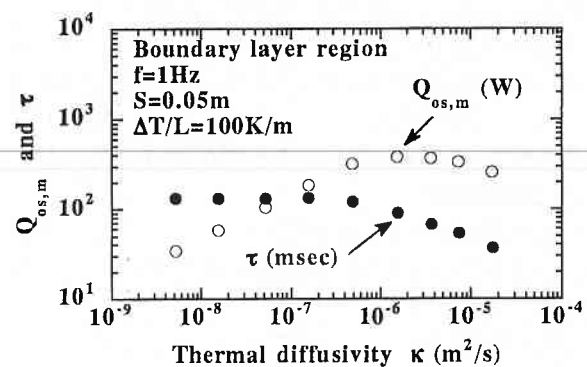


図 8 スリップ流系モデルにおける時間遅れ τ と振動励起熱輸送量 $Q_{os,m}$

の一定値から減少し始める。 κ に対するこうした相反する傾向により熱輸送量が極大値をとると考えられる。また、大気圧常温水の κ は $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ 程度であり、極大値に相当する κ の値に近い物性値を持っていることがわかる。すなわち、

(イ) 本熱輸送管の最適化には、まず物性値に注目した作動液体の選定が重要であり、水はこの作動液体として優れた物性値を有している。

このことは、プラントル数の大きく異なる 3 種類の液体について、孤立系円管型における実効温度拡散率の周波数特性を示した図 2 にも現れている。

図 9 は、孤立系円管型について、 S および f 一定の下における実効温度拡散率の管半径依存性を示したものである¹¹⁾。図よりわかるように、

(ロ) 振幅・周波数一定条件下では、実効温度拡散率が最大となる管断面寸法が存在する。

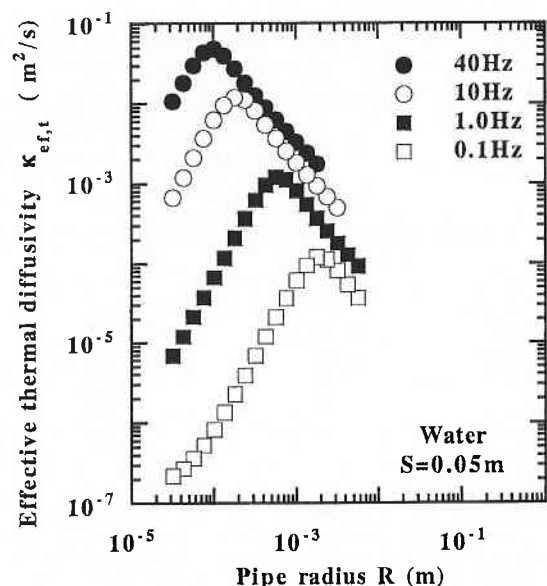


図 9 孤立系円管型における実効温度拡散率の管寸法特性

この条件を満足する周波数・管断面寸法間の関係はプラントル数 Pr に依存し、表 1 に示した関係がある^{7), 12)}。本稿ではこの関係を最適振動条件と呼び、*印を付けて表す。表 1 には、最適振動条件において得られる実効温度拡散率 κ_{ef}^* 、後述する熱輸送係数 η_e^* の関係式をも併記した。

5.2 熱輸送係数

いま往復流動に要する加振仕事を W とすると、単位加振仕事当たりの輸送熱量は振動励起輸送熱量 $Q_{os, m}$ を用いて次式で与えられる。

$$\eta_e = Q_{os, m} / W \quad (6a)$$

長さ L 、液柱断面積 A_c の熱輸送管における η_e は、速度分布 u および往復流動を起こすための圧力勾配 $\xi = P \cos[\omega t]$ を用いて、次式のように書ける。

$$\eta_e = \frac{\kappa_{ef} \Omega A_c}{\left(\frac{\omega}{2\pi}\right) \int_0^{2\pi/\omega} \int_0^{A_c} u[t; y] \xi L dA_c dt} \quad (6b)$$

$L = 1 \text{ m}$ 、 $\Omega = 1 \text{ K/m}$ における η_e の値を η_{0e} とし、ここではこれを熱輸送係数と呼ぶ¹¹⁾。孤立系における η_{0e} などの代表量のパラメータ依存性を表 2⁷⁾ に、 κ_{ef} 、 κ_{ef}^* 、 η_{0e} および η_{0e}^* などの周波数、管断面寸法依存性を図 10 に概念的に示した¹³⁾。

さて、孤立系熱輸送管により全実効熱伝導率 $\kappa_{ef, t}$ のある値 k_0 の値を実現する方法を考える。作動液体を定めると、表 2 に示したように、 $\kappa_{ef, t}$ は S 、 R (あるいは H) お

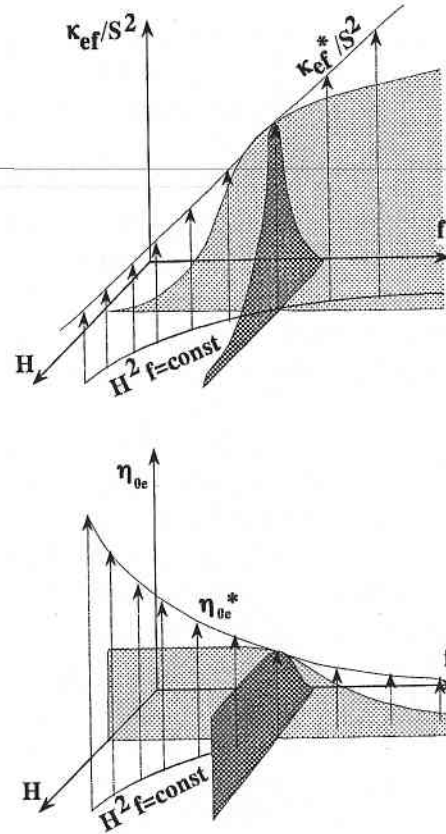


図10 実効温度拡散率 κ_{ef} および熱輸送係数 η_{0e} のパラメータ依存性の概念図

表 1 最適振動条件とこの条件下での値

	$Pr < 0.1$	$Pr > 4$
tube $\alpha^* = R^* (\omega/\kappa)^{1/2}$	$\alpha^* = 3.17 Pr^{0.145}$	$\alpha^* = 3.97$
2D tube $\alpha^* = H^* (\omega/\kappa)^{1/2}$	$\alpha^* = 2.53 Pr^{0.145}$	$\alpha^* = 3.18$
$\kappa_{ef, t}^* = \kappa_{ef}^* + \kappa = C_{td} = \text{func.}[Wo, Pr]$		
tube	$C_{td} = 0.15 Pr^{0.90}$	$C_{td} = 0.0782$
2D tube	$C_{td} = 0.0988 Pr^{0.90}$	$C_{td} = 0.0477$
$\eta_e^* = -C_{ef}(c_p \Omega / \omega^2 L)$, $C_{ef} = \text{func.}[Wo, Pr]$, $\Omega = -1 \text{ K/m}$, $L = 1 \text{ m}$		
tube	$C_{ef} = 0.433 Pr^{0.480}$	$C_{ef} = 0.308 / Pr$
2D tube	$C_{ef} = 0.485 Pr^{0.480}$	$C_{ef} = 0.321 / Pr$

表 2 振動制御型熱輸送管における特性値のパラメータ依存性

	Developed region	B. L. region
$\kappa_{ef}(\text{tube})$ (2D tube)	$\sim f^2 R^2 S^2$ $\sim f^2 H^2 S^2$	$\sim f^{1/2} R^{-1} S^2$ $\sim f^{1/2} H^{-1} S^2$
$W(\text{tube})$ (2D tube)	$\sim f^2 S^2$ $\sim f^2 H^{-1} B S^2$	$\sim f^{2.5} R S^2$ $\sim f^{2.5} R S^2$
$Q(\text{tube})$ (2D tube)	$\sim f^2 R^4 S^2$ $\sim f^2 H^3 B S^2$	$\sim f^{1/2} R S^2$ $\sim f^{1/2} B S^2$
$\eta(\text{tube})$ (2D tube)	$\sim R^4$ $\sim H^4$	$\sim f^{-2}$ $\sim f^{-2}$

よび f の 3 因子により定まる。ここでたとえば S を定めると、 k_0 を実現する方法には、図 11 に示したように最適振動条件 $f = f^*$ およびこれ以外の条件 ($f = f_{lf}$, f_{hf}) による方法がある。図より、

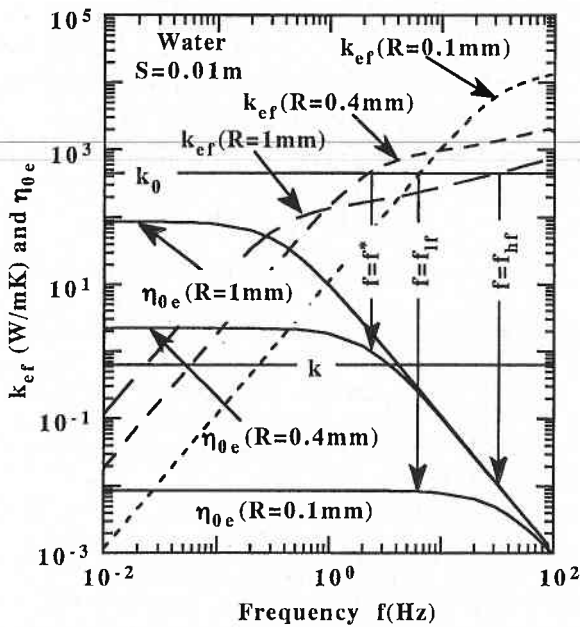
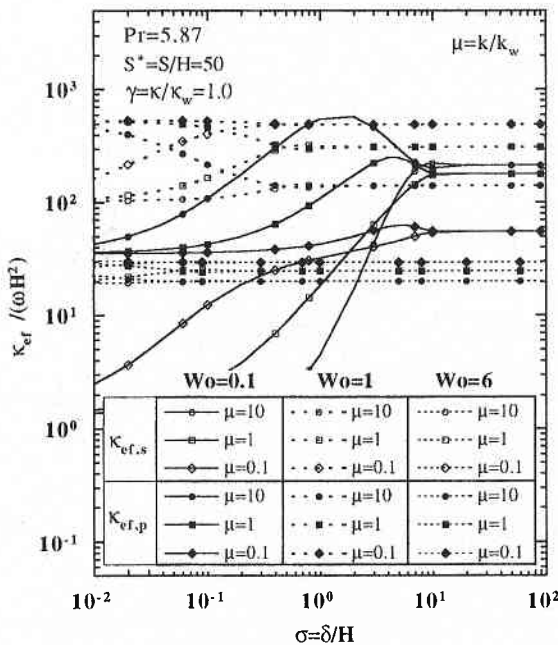
(ハ) S および f 一定条件で実効熱伝導率を最大にする最適振動条件は、ある k_0 を S 一定条件で実現する場合に熱輸送係数を最も高くする条件を与える

ことがわかる¹¹⁾。ある k_0 を実現するには、上述の方法以外に、 R (あるいは H) や f を定めて、ほかの 2 因子を選定する方法もあるが、いずれの場合も熱輸送係数を最大にする条件は最適振動条件と関係している¹²⁾。

5.3 管壁熱的条件の最適化¹⁰⁾

以上では、管壁の熱容量は振動励起熱輸送に関与しないとしてきた。ここでは、さらに管壁の熱的条件の最適化を検討する。

図 12 は、温度拡散率比 $\gamma = \kappa/\kappa_w$ 一定条件下での 2 次元・同位相管群型および逆位相管群型における実効温度拡散率を、 Wo および熱伝導率比 $\mu = k/k_w$ をパラメータとして $Pr = 5.87$ の場合について、無次元管壁厚さ $\sigma = \delta/H$ に対して図示したものである。両者のパラメータ依存性は Wo 数により大きく異なるが、こうした図より以下のこと

図11 ある実効熱伝導率 k_0 を実現する際の熱輸送係数図12 同位相2次元管群型における実効温度拡散率 $\kappa_{ef,s}$ と逆位相型2次元管群型における $\kappa_{ef,p}$ の無次元壁厚 σ への依存性の比較

がわかる (ただし、以下では同位相管群型、逆位相管群型における実効温度拡散率を、それぞれ $\kappa_{ef,s}$, $\kappa_{ef,p}$ とする)。

(二) $\sigma \rightarrow \infty$ における漸近値;

(二-1) (Wo , μ , γ) 一定条件では、 $\kappa_{ef,s}$, $\kappa_{ef,p}$ とともに σ の増大とともに同一の値 $\kappa_{ef}^\#$ に漸近する。

(二-2) この漸近値 $\kappa_{ef}^\#$ は、熱慣性比 $\zeta = \{(k\rho c_p)/(k\rho c_w)\}^{1/2}$

$= \mu/\gamma^{1/2}$, Wo , Pr に依存するが、 ζ に対して単調な関係にはない。

(二-3) $\kappa_{ef,s}$, $\kappa_{ef,p}$ が漸近値 $\kappa_{ef}^\#$ に到達する σ の値を $\sigma^\#$ とすると、管壁厚さは $\sigma \leq \sigma^\#$ でのみ実効温度拡散率に影響を及ぼすが、 $\sigma^\#$ の値は、 Wo と (μ によらず) γ とにより定まり、 Wo および γ が大きいほど小さい。

(へ) $\sigma \leq \sigma^\#$ における $\kappa_{ef,s}$ のパラメータ依存性;

(へ-1) $\kappa_{ef,s}$ は、 σ の増大とともに漸近値 $\kappa_{ef}^\#$ に向かって単調に増大する。

(へ-2) Wo が大きい場合の $\kappa_{ef,s}$ は、 μ が小さく γ が大きいほど高い。

(へ-3) Wo が小さい場合の $\kappa_{ef,s}$ は、 μ が大きい場合は γ が大きいほど高く、 μ が小さい場合は、 σ が小さい間は γ が大きいほど高いが、 σ が $\sigma^\#$ に近づくとき γ は小さいほど高くなる。

(ト) $\sigma \leq \sigma^\#$ における $\kappa_{ef,p}$ のパラメータ依存性;

(ト-1) $\kappa_{ef,p}$ は、 Wo が大きい場合は漸近値に向かって単調に減少し、 Wo が小さい場合は極大値を経て漸近値に至る。

(ト-2) Wo によらず、 σ が小さい場合の $\kappa_{ef,p}$ は γ に依存せず μ により定まり、 Wo が小さい場合は σ の増大とともに μ および γ により定まる極大値を通過して漸近値に至る。

(チ) (Wo , σ , μ , γ) 一定条件下における $\kappa_{ef,p}$ は、同一条件の $\kappa_{ef,s}$ より高く、特に Pr が小さい液体の (Wo 数が小さい) 発達領域においてその差は顕著である。

以上より、管壁熱容量を付加した同位相管群型により、孤立系に比べて実効温度拡散率を増大できることがわかる。ちなみに図13は、管壁材料を SUS304、作動液体を水およ

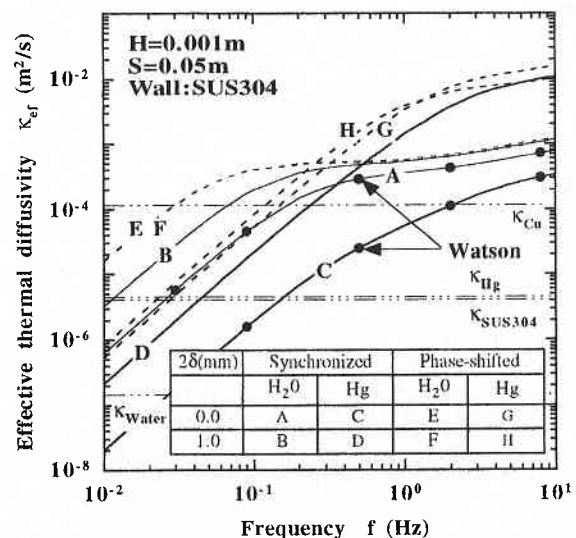


図13 各種振動制御熱輸送管における実効温度拡散率の周波数特性

び水銀とした場合について、各種 2 次元熱輸送管における実効温度拡散率の周波数特性を比較したものであるが、図 2 に示したように孤立系では実効温度拡散率の低い水銀でもかなり高い値が得られている。しかし、管壁厚さの増大は管実効温度拡散率の低下をもたらす。この低下を軽減するには、まず上述の(二-3)から W_0 と γ を大きくして $\sigma^\#$ を減少させる必要がある。一方、(へ-2)より μ を小さくして $\kappa_{ef,s}$ を大きくする必要があるが、こうした μ と γ の組み合わせを得ることは、事実上困難である。したがって、高い管実効温度拡散率を実現するには、管壁厚さへの依存性が弱い逆位相管群型が適していると考えられる。図13に示されているように、逆位相管群型では壁厚さによらず、高い実効温度拡散率が得られる。

6. おわりに ー振動制御型熱輸送管の開発に向けてー

本稿では、新しい可能性を秘めた振動制御型熱輸送管(通称ドリームパイプ)について、作動原理、熱輸送性能あるいは最適条件について述べた。本熱輸送管がヒートパイプと並ぶ熱輸送管として成長するには、さらに入熱部から出熱部までの全熱抵抗の把握と軽減、振動吸収体積の除

去¹³⁾、加振機構のマイクロ化、加振仕事を要しない自励振動型の開発、液柱部のマイクロ化における加振仕事増大への対処¹³⁾などさまざまな問題を克服する必要がある。本稿がこうした障壁を乗り越えるための一助となることを期待して、本稿を終えたい。(1994年2月16日受理)

参 考 文 献

- 1) Kurzweg, U.H. and Zhao, L., Phys.Fluid, 27 (1984), 2624.
- 2) Swift, G.M., J. Acoust. Soc. Am., 84 (1988), 1145.
- 3) 富永, 低温工学, 25 (1990), 300.
- 4) Radebaugh, R., Adv. Cryog. Eng., 35 (1990), 1191.
- 5) 西尾・稲田, 低温工学, 27 (1992), 507.
- 6) 西尾ら, 日本機械学会論文集, 60B (1994), 233.
- 7) 西尾, 日本機械学会第71期通常総会講演論文集, (1994), 発表予定.
- 8) Watson, E.J., J. Fluid Mech., 133 (1983), 233.
- 9) Kaviany, M., ASME J. Heat Transfer, 112 (1990), 49.
- 10) 西尾ら, 日本機械学会論文集, 投稿予定.
- 11) 西尾・張, 日本機械学会論文集, 60B (1994), 627.
- 12) 西尾ら, 日本機械学会熱工学部門講演会講演論文集, (1993), 262.
- 13) 西尾ら, 日本機械学会第71期通常総会講演論文集, (1994), 発表予定.