振動制御形熱輸送管に関する研究*
(第1報, 液体物性の影響)西尾茂文*¹, 本間 満*², 張 暉 民*³Oscillation-Controlled Heat Transport Tube
(1st Report, Effect of Liquid Properties)

Shigefumi Nishio, Mitsuru Honma and Wei-Min Zhang

In the present report, the effect of liquid properties on the effective thermal diffusivity of the oscillation-controlled heat transport tube (the so-called dream pipe) is investigated. First, a slip flow model is presented to investigate the fundamental mechanism and the governing quantities of this phenomena. Results of the analyses show that cascade heat transport between the stagnant boundary layer and the core liquid, which is caused by phase shift between the radial conduction heat-flux and the oscillation, is the fundamental mechanism of the phenomena. Next, it is found that the effective thermal diffusivity reaches a maximum at a value of the thermal diffusivity of the liquid because the phase shift increases with increasing thermal diffusivity. Finally, it is shown that water is one of the desirable operating liquids of the heat transport tube of this type.

Key Words: Dream Pipe, Heat Conduction, Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Working Fluid

1. 緒 言

円管(半径 R , 長さ L)内に封入された液体柱の両端に温度差 ΔT を設けると, 高温端から低温端に向かって管軸方向にフーリエの法則にしたがう伝導熱流束が発生する。一方, この液体柱に(管断面平均)振幅 S ($\ll L$), 周波数 f (あるいは角速度 $\omega = 2\pi f$) の管軸方向往復流動を加えると, 振幅あるいは周波数の増大とともに管軸方向熱流束 q_{ax} が増大し, 全実効熱伝導率 $k_{et,t} (= q_{ax} L / \Delta T)$ あるいは全実効熱拡散係数 $\chi_{et,t} (= k_{et,t} / \rho c_p, \rho, c_p$ はそれぞれ液体の密度, 定圧比熱) が, 条件によっては銅の値をはるかに上回る高い値となることが知られている⁽¹⁾。

この現象において, 液体柱を固体円柱に置き換えても同様の現象が生じ, 極低温冷凍機において寒冷発生部への熱浸入を増大させるシャトル伝熱⁽²⁾ は, この典型である。さらに, 液体を気体に置き換えると, 条件によっては逆に低温端から高温端へと熱をくみ上げるパルス管冷凍機となる⁽³⁾。本稿では, このように振動に

より励起される熱輸送現象を一般に振動励起熱輸送現象と呼び, 封入液体を往復流動させる熱輸送管を振動制御形熱輸送管と呼ぶ。

この振動制御形熱輸送管は, Kruzweg-Zhao⁽⁴⁾ により報告され, ドリームパイプと命名されている。振動制御形熱輸送管に関する研究については, Taylor⁽⁴⁾, Chatwin⁽⁵⁾ あるいは Watson⁽⁶⁾ により解析された往復流動中での物質の異常拡散現象に源をたどることができ, 上述の Kruzweg-Zhao 報告の以後, 全実効熱拡散係数に関しては, Kruzweg⁽⁷⁾ が $\alpha^2 < \pi$ の解析を, 富永⁽⁸⁾ が非粘性流体に関する熱音響理論⁽³⁾ の立場からの解析を, Kaviany⁽⁹⁾ が管壁との熱交換および粘性散逸を考慮した解析を, 小澤ら⁽¹⁰⁾ が後述する境界層領域における簡易計算法を, Katsuta ら⁽¹¹⁾ が特性評価経験式をそれぞれ報告している。ここで,

$$\alpha = R(\omega/\chi)^{1/2} = WoPr^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

$$Wo = R(\omega/\nu)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

であり, Wo は Womersley 数と呼ばれ, χ, ν, Pr はそれぞれ液体の熱拡散係数, 動粘性係数およびプラントル数である。

さて, この熱輸送管は, すでに指摘⁽¹⁾ されているようにヒートパイプと同様の熱輸送デバイスとして使用できる可能性があり, ヒートパイプに比べて以下のよ

* 原稿受付 平成5年3月23日。

^{*1} 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木7-22-1)。^{*2} (株)日立製作所機械研究所 (〒300 土浦市神立町502)。^{*3} 東京大学大学院。

うな特徴を有すると考えられる。(1)動作温度が広く取れる。(2)不凝縮性ガスの影響が小さいため、管材料と液体との組合せに拘束が弱い。(3)構造が簡単である。(4)振幅あるいは周波数の制御により熱輸送能力の制御が容易にできる。(5)加振エネルギーを要する。(6)通常の寸法(mm~cm オーダ)の管で、通常の周波数(数 Hz オーダ)で加振する場合、高い全実効熱拡散係数を実現するには大きな振幅(10 cm オーダ)を要する。(7)加熱部、冷却部での管内熱伝達率を促進する必要がある。ここで、(1)~(4)はヒートパイプに対する長所で、特に(3)、(4)は魅力的であり、ヒートパイプと比べて特長のある熱輸送管を構築できる可能性を示唆している。しかし、(5)~(7)はヒートパイプに対する短所であり、例えば(6)は管両端に大きな変動吸収体積を準備する必要があることを意味するなど、振動制御形熱輸送管を構築するうえで克服すべき短所も存在する。

振動制御形熱輸送管のこうした短所を克服するには、まず、全実効熱拡散係数が最大となる条件など、この熱輸送管の特長を最大に引き出せる条件を探索しておくことが肝要と考える。さて、本熱輸送管においては、高温端壁から入る熱は、高温液だめ→管路部→低温液だめ→低温端壁と流れ、それぞれの部分に熱抵抗が存在する。また、管路部は、無限長さの管中で液体が往復流動する状況に近いとみなされる管軸方向中央部と、液体の往復流動などが管路端部の影響を受ける管路両端部とに大別される。本報では、まず管軸方向中央部を本熱輸送管の主要部とみなし、簡単のために断熱材で作られた管を対象として、後述する境界層領域について振動励起熱輸送過程に関するモデル考察を行うことにより現象の基本量を把握し、振動制御形熱輸送管における全実効熱拡散係数に対する作動液体の物性の影響を明らかにする。

主 要 記 号

- A : スリップ界面面積
 A_c : 管路断面積
 c_p : 液体の定圧比熱
 f : 往復流動周波数
 $G_{os,+}$: 往復流動半周期に、 $0 < x < X$ にある静止層からコア界面下方にあるコア液体へ移動する熱量
 $G_{os,-}$: 往復流動半周期に、コア界面上方にあるコア液体から $0 < x < X$ にある静止層へ移動する熱量
 H : 平行平板間隔の半分

- j : 単位時間・単位体積あたりの発熱量
 k : 液体の熱伝導率
 k_{ef} : 実効熱伝導率
 $k_{ef,t}$: 全実効熱伝導率 $= k + k_{ef}$
 L : 管の長さ
 Pr : 液体のプラントル数
 q : スリップ界面熱流束
 Q_{os} : スリップ界面を通過する単位時間あたりの熱量
 $Q_{os,m}$: 往復流動により励起される単位時間あたりの管軸方向輸送熱量
 R : 管半径
 S : 往復流動振幅
 t : 時間
 V : 拡散速度
 $Wo = R(\omega/\nu)^{1/2}$
 x : 静止層に固定した管軸方向座標
 X : コア界面位置
 y : 管断面方向座標
 $\alpha: R(\omega/x)^{1/2}$
 $\delta: (2\nu/\omega)^{1/2}$ または静止層厚さ
 θ : 温度変動
 χ : 熱拡散係数
 χ_{ef} : 実効熱拡散係数
 $\chi_{ef,t}$: 全実効熱拡散係数 $= \chi + \chi_{ef}$
 ν : 動粘性係数
 ρ : 液体の密度
 τ : 流動反転時刻に対するスリップ界面における熱移動方向変化時刻の時間遅れ
 $\omega = 2\pi f$

2. 境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送機構に関するスリップ流系モデルによる考察

寸法の大きな管内で往復流動する液体を考えると、管壁近くには

$$\delta = (2\nu/\omega)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

程度の厚さを有する速度境界層が形成される⁽¹²⁾。すなわち、 $Wo \gg 1$ では、管内壁近くに速度境界層が、中央部には速度分布のないコア領域が存在することになる。

一方、管両端の温度差を一定にした振動制御形熱輸送管では、管軸方向温度こう配は往復流動に依存しないので、往復流動により励起される単位時間あたりの管軸方向平均輸送熱量 $Q_{os,m}$ (単位はW) は、往復流動に伴って管断面内に形成される液体温度分布により発生する。断熱材で作られた管の場合には、この液体温

度分布は液体速度分布により形成される。すなわち、 $Wo \gg 1$ の条件では、管断面内の温度分布は、上述の壁近傍の速度分布に起因して形成され、 $Wo \gg 1, \alpha \gg 1$ の条件では、速度分布および温度分布のない領域がコア領域の中央部に存在することになる。本稿では、この領域を等温領域、等温領域が存在する流動条件を境界層領域と呼び、本章ではこの境界層領域を考察の対象とする。

2.1 境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送基本過程

ここでは、境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送の基本過程を考察する。いま、境界層領域における液体流動を、図1に示した系で近似する。すなわち、図1の上の図に示したように、

(1) 速度境界層厚さ δ を有する速度零の静止層と、

(2) 静止層に対して一様速度でスリップ運動するコア液体

とからなる系を考え、コア液体の振動中心を原点とする管軸方向座標を x 、管断面方向座標を y (原点は管壁) とする。便宜上、この系をスリップ流系、静止層とコア液体との界面をスリップ界面、図1の下の方の図の(1)の状態では $x=0$ にあるコア液体面をコア界面と呼び、時刻 t におけるコア界面位置を X とする。

コア界面を通過する熱量は通常の軸方向熱伝導のみ

図1 境界層領域における振動制御形熱輸送管における熱輸送に関するスリップ流系モデル(図では上方が高温側、矢印は熱移動の方向を意味する)

により定まるので、図1において上方が高温側とすると、 $X > 0$ の半周期 [図1の(1)→(7)] にスリップ界面を介して、 $0 < x < X$ にある静止層から(これと相対する)コア界面下方のコア液体へ移動する熱量 $G_{os,+}$ (単位は J) と、 $X < 0$ の半周期 [図1の(7)→(1)] に、コア界面上方のコア液体から $X < x < 0$ にある静止層へ移動する熱量 $G_{os,-}$ の和を往復流動周期で割った値が、往復流動により励起される単位時間あたりの管軸方向平均輸送熱量 $Q_{os,m}$ である。すなわち、

$$Q_{os,m} = f(G_{os,+} + G_{os,-}) \quad (4)$$

さて、境界層領域におけるスリップ流系で、コア液体の往復流動が例えば正弦波 $X = S \sin[\omega t]$ で与えられるとする。この系を静止層に固定した座標系 (x, y) で考えれば、断面 $x=0$ での温度分布は、コア液体が単位時間・単位体積あたりに

$$j_0 = -\rho c_p \left(\frac{SAT}{L} \right) \omega \cos[\omega t] \quad (5)$$

の均一発熱(吸熱)する場合の一次元非定常熱伝導系における温度分布として考えることができ、ここではこれを等価熱伝導系と呼ぶ。

いま、簡単のために、単位幅、間隔 $2H$ の平行平板で構成される二次元管を考え、 θ を $x=0$ における時間平均温度を基準とした温度差とすると、この系における等価熱伝導系は以下のように記述できる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = x \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{j}{\rho c_p} \quad (6a)$$

ただし、

$$0 \leq y \leq \delta; j=0 \quad (6b)$$

$$\delta < y \leq H; j=j_0 \quad (6c)$$

$$y=0, y=H; \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad (6d)$$

である。したがって、スリップ流系における $Q_{os,m}$ は、上の等価熱伝導系におけるスリップ界面熱流束 q を用いて以下のように与えられる。

$$Q_{os,m} = \left(\frac{\omega}{2\pi} \right) \int_0^{2\pi/\omega} Q_{os} dt \quad (7)$$

$$Q_{os} = q \cdot A \\ = \left(-k \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=\delta} \right) (S \cdot \sin[\omega t]) \quad (8)$$

ここで、 Q_{os} は、(図1のように時間とともに面積が変化する)スリップ界面を通過する単位時間あたりの伝導熱量で、 k は熱伝導率、 A はスリップ界面面積で、単位幅の二次元管では $A=|X|$ である。なお、式(8)の符号には、本節の初めに述べたように振動励起熱輸送に有意なスリップ界面熱流束の方向が X の符号により変化することを考慮していることを付言しておく。

図2は、以上の熱伝導問題を差分法により解いて得られる q および Q_{os} の一周期中の変動を、コア界面位置 X とともに、 $S=5\text{ cm}$, $f=1\text{ Hz}$ の大気圧水について示したものである。図2より、以下のことがわかる。

まず、スリップ界面熱流束 q は往復流動と同一周期で変動するが、 q の変動とコア界面位置(すなわち往復流動) X との間には位相差がある。

また、熱輸送に直接関係する単位時間あたりのスリップ界面通過熱量 Q_{os} は、往復流動周期 f の半分の周期で変動する。このことは、先述の $G_{os,+}$ と $G_{os,-}$ とが等しいことを意味する。

$X > 0$ である期間について考えると、この期間中に q および Q_{os} は当然符号変化するが、上述の q と X との間の位相差のために、コア界面下方のコア液体が $0 < x < X$ にある静止層から熱を受け取る ($Q_{os} > 0$) 期間は、コア液体が境界層へ熱を放出する ($Q_{os} < 0$) 期間より 2τ だけ長い(参考のために、図1に、スリップ界面における熱移動の方向を矢印で示した)。ここで、 τ は、コア界面位置 X が最大となる時刻(ここでは、これを流動反転時刻と呼ぶ)に対する、 Q_{os} (あるいは q) の符号が正から負に変わる時刻の時間遅れである。このことは、表面温度が正弦波状に変化する半無限固体表面の熱流束の符号が、表面温度が最高値(あるいは最低値)に到達してから $\tau=1/(8f)$ だけ遅れて変化すること⁽¹³⁾と類似している。この時間遅れにより、 $X > 0$ である期間にコア界面下方にあるコア液体が $x > 0$ にある静止層から受け取る熱量は、 $G_{os,+} > 0$ となる。

$X < 0$ である期間では、上述のように $G_{os,+}$ と同量の熱量が、コア界面上方にあるコア液体から $x < 0$ にある静止層に放出されるので、往復流動一周期あたりには、 $2G_{os,+}$ の熱量が S 程度の管軸方向距離だけ高

温側から低温側へ移動したことになる。

以上要するに、スリップ界面熱流束 q (速度境界層外縁を通過する管断面方向の熱流束)と往復流動との間の位相差に起因する、スリップ界面(境界層外縁)における熱移動方向変化時刻の流動反転時刻に対する時間遅れを基礎としたコア液体・境界層との間のカスケードの熱移動過程が、境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送基本過程である。

2・2 境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送過程に関する基本量 2・1節の議論を基に、ここでは境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送過程に関する基本量を検討する。

図3は、上述のスリップ流系における時間遅れ τ と単位時間あたりの管軸方向平均輸送熱量 $Q_{os,m}$ とを、液体の熱拡散係数 α に対して示したものである。ただし、熱拡散係数以外の液体物性値は大気圧水のものを使用し、熱拡散係数のみを人為的に変化させた(したがって、この計算において静止層厚さ δ は一定である)。

図3より、まず、スリップ流系における時間遅れ τ は、熱拡散係数 α が小さい場合にはほぼ $\pi/4\omega = 1/(8f)$ で一定であるが、熱拡散係数が大きくなると減少するようになることがわかる。また、輸送熱量 $Q_{os,m}$ は、ある熱拡散係数の値で最大値をとることがわかる。これは、以下のように説明できる。まず、スリップ界面熱流束 q のレベルは、図3には示していないが、 α の増大とともに単調に増大する。一方、時間遅れ τ は、図3に示したように、 α がある程度以上に増大すると、 α の増大とともに減少するようになる。 $Q_{os,m}$ は、図2からわかるように q および τ の増大とともに大きくなるので、 q および τ の α への相反する依存性により $Q_{os,m}$ に最大値が現れる。ここで、スリップ流系における実効熱拡散係数 $\alpha_{ef}(=\alpha_{ef,t} - \alpha)$ は、

図2 境界層領域でのスリップ流系における諸量の時間変動

図3 境界層領域でのスリップ流系における時間遅れ、輸送熱量と熱拡散係数の関係

$$\kappa_{ef} = \frac{Q_{os,m}L}{2\rho c_p H \Delta T} \quad \dots\dots\dots (9)$$

与えられることを考えると、図3の結果は、境界層領域では全実効熱拡散係数を最大にする液体物性が存在することを示唆している。

一方、境界層領域では、 $Q_{os,m}$ は H に依存しない。したがって、式(9)は、境界層領域における κ_{ef} が H の増大とともに減少することを意味している。すなわち、境界層領域で H を増大させると、温度分布のない管中央部の等温領域が管断面に占める面積割合が増大し、この等温領域は振動励起熱輸送に関与しない無効領域であるので、実効熱拡散係数が低下する。ちなみに、無効面積割合は、図3のように x のみが増大する場合には、 x の増大とともに小さくなることを付言しておく。

以上要するに、境界層領域における振動制御形熱輸送管の熱輸送過程に関する基本量は、スリップ界面熱流束 q のレベル、この熱流束(あるいは Q_{os})の方向変化時刻と流動反転時刻との間の時間遅れ τ 、および管断面に占める管断面中央部の等温領域割合(無効領域割合)である。ちなみに、軸方向温度こう配を有する円管内で往復運動する固体円柱によるシャトル伝熱の解析⁽²⁾によれば、円管と円柱との間隔が零である場合の実効熱拡散係数は次式で与えられる。

$$\kappa_{ef} = 0.707 \frac{S^2}{R} (\omega x)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、上式において、 S^2 はすでに述べたようにスリップ界面の温度変動振幅が $\theta_o \propto S$ であることと軸方向の見掛けの拡散速度が $V \propto S\omega$ であることに由来し、 R^{-1} は管断面面積が $A_c \propto R^2$ であることとスリップ界面面積が $A \propto R$ であることに由来する。また、 $(\omega x)^{1/2}$ は、 $V \propto S\omega$ と(上述の半周期にコア液体に伝わる)平均熱流束 q_{sm} が $q_{sm} \propto (x/\omega)^{1/2}$ であることに由来すると考えられる。

3. 境界層領域における全実効熱拡散係数を最大にする物性条件

2章で述べたように、境界層領域における全実効熱拡散係数を最大にする液体物性が存在する可能性がある。

さて、Watson⁽⁶⁾は管内の往復流動流体による物質の異常拡散について解析解を報告しており、この解析結果において物質拡散係数を熱拡散係数に置き換えた以下の式は、断熱材で作られた円管内で軸方向往復流動する粘性流体における熱輸送系に適用できると考えられる。

$$\kappa_{ef,t} = x + \kappa_{ef} = x(1 + \sigma) \quad \dots\dots\dots (11 \cdot a)$$

$$\sigma = \frac{1 - F_1[Wo]/F_1[a]}{2(1 - Pr^{-2})F_2[Wo]} \left(\frac{S}{R}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (11 \cdot b)$$

$$F_1[Wo] = \frac{WoF''[Wo] + F'[Wo]}{F'[Wo]} \quad \dots\dots\dots (11 \cdot c)$$

$$F_2[Wo] = F_3[Wo]/F_4[Wo] \quad \dots\dots\dots (11 \cdot d)$$

$$F_3[Wo] = Wo^3F'[Wo] + F''[Wo] - WoF''[Wo] - Wo^2F'''[Wo] \quad \dots\dots\dots (11 \cdot e)$$

$$F_4[Wo] = Wo^4F''[Wo] \quad \dots\dots\dots (11 \cdot f)$$

$$F'[Wo] = \text{ber}^2[Wo] + \text{bei}^2[Wo] \quad \dots\dots\dots (11 \cdot g)$$

ここで、 $\text{ber}[Wo]$ 、 $\text{bei}[Wo]$ は Kelvin 関数である。

3.1 Watson の式の実験的検証 まず、式(11)を検証するために、以下のような実験を行った。図4に、実験装置の概略図を示した。実験系は、テスト管部、加振部および振幅測定部よりなる。テスト管部は、コイル状ニクロム線を内部に挿入した加熱用アクリル円管(内径5 mm、外径8 mm、長さ40 mm)(図4中の1)を挟んで両側に内径4 mm、外径6 mm、長さ500 mmの測定用アクリル円管(図4中の2、3)がつながれている。このテスト管部は水平に保持され、外周はグラスウール(図4中の4)で十分に断熱されている。

図4 実験装置の概略図

図5 全実効熱拡散係数の周波数特性に関する測定結果

図6 境界層領域における全実効熱拡散係数に対する液体物性の影響

測定用アクリル円管には、液温測定用の素線径0.1 mmのC-A熱電対が、管軸方向に50 mm間隔で管中心まで挿入されている。テスト管部両端は、低温恒温槽(図4中の5)により温度管理された冷却水が環状部を循環する二重管式冷却部(図4中の6, 7)となっている。一方の冷却部はベローズ(図4中の8)を介して市販のマイクロ加振器(図4中の9)につながれている。他方の冷却部は、鉛直に立てられた振幅測定用ガラス円管(図4中の10)につながれている。実験液体は、大気圧水である。

全実効熱拡散係数は、コイル状ニクロム線の発熱量 W をテスト管内の水の管軸方向こう配と断面積で割って求まる全実効熱伝導率 $k_{\text{eff},t}$ より、 $\chi_{\text{eff},t} = k_{\text{eff},t} / \rho C_p$ として求めた。測定は、定常状態となった後に行い、水の管軸方向温度こう配は、2本のテスト管それぞれについて長さ方向中央部300 mmにおける温度こう配を測定し、これを平均して定めた。また、アクリル管外への熱損失の影響による測定誤差を少なくするため、全実効熱拡散係数が水の熱拡散係数の約2000倍となるよう往復流動振幅を制御した。

図5に、測定結果をWatsonの解析解と比較して示した。図示されているように、Watsonの解析解によれば、振動制御形熱輸送管の周波数特性には、 $\chi_{\text{eff},t} \propto f^2$ である低周波領域、2章で検討した境界層領域に相当し $\chi_{\text{eff},t} \propto f^{1/2}$ である高周波領域およびその間の遷移領域がある。図5よりわかるように、この3領域にわたり、測定結果はWatsonの解析解と良好な一致を示している。

3.2 全実効熱拡散係数を最大にする液体物性

そこで、式(11)より境界層領域における全実効熱拡散係数を、図3と同様に水の χ あるいは ν のみを人為的に変化させて計算し、その結果を図6に示した。ただし、 $Wo \gg 1$ の円管系についてWatsonが得た漸近

図7 各種液体の全実効熱拡散係数の周波数特性

解の物質拡散係数を熱拡散係数に置き換えると、

$$\chi_{\text{eff}} = \frac{0.707}{(1+Pr^{-1})(1+Pr^{1/2})} \frac{S^2}{R} (\omega\chi)^{1/2} \dots\dots (12)$$

となることから、図6の縦軸は $\chi_{\text{eff},t} R/S^2 \omega^{1/2}$ とした。図6より、図3と同様に、境界層領域における全実効熱拡散係数が最大となる液体物性が存在することがわかる。このことは、2章で示したスリップ流系における考察の妥当性を示していると考えられる。また、水はこの最適値に近い物性を有することがわかる(図6中の矢印は、水の物性に相当する値である)。

図7は、式(11)から得られる振動制御形熱輸送管の周波数特性を、作動液体をプラントル数が大きく異なるエチレングリコール、水、水銀として示したものである。高周波領域では、図3, 6に関連して述べたように、水の全実効熱拡散係数が銅の値をも超える最も高い値であることが確認できる。また、図7に示されているように、水の実効熱拡散係数は、全周波数領域にわたり高い値を示している。さらに、熱拡散係数が水銀より顕著に小さいエチレングリコールの全実効熱拡散係数は、水銀のそれに比べて同等以上の値を示している。

以上要するに、振動制御形熱輸送管における全実効熱拡散係数に注目した場合、熱拡散係数の大きな液体が優れた作動媒体とは限らず、全実効熱拡散係数を最大にする液体物性が存在し、水はこの意味で優れた物性を有していることがわかる。

4. 結 言

振動制御形熱輸送管の開発を目的として、熱輸送過程、熱輸送過程における基本量、および全実効熱拡散係数に及ぼす液体物性の影響を検討し、以下の結果を

得た。

(1) 境界層領域における熱輸送の基本過程は、(速度境界層外縁を通過する管断面方向の熱流束と往復流動との間の位相差に起因する)境界層外縁における熱移動方向変化時刻の流動反転時刻に対する時間遅れに基づくコア液体と境界層との間のカスケード的熱輸送過程である。

(2) 境界層領域における熱輸送の基本量は、速度境界層外縁を通過する管断面方向の熱流束レベル、この熱流束の方向変化時刻と往復流動反転時刻との間の時間遅れ、および管断面に占める管断面中央部の等温領域の面積割合(無効面積割合)である。

(3) 境界層領域では、上述の3因子の物性依存性に起因して、実効熱拡散係数を最大にする液体物性が存在する。

(4) 全実効熱拡散係数に注目した場合、熱拡散係数が大きな液体が優れた作動液体であるとは限らず、熱拡散係数が小さい液体でも熱拡散係数が大きな液体と同等以上の全実効熱拡散係数を得られる場合がある。

(5) 水は、1から大きく離れたプラントル数を有する液体に比べ、低周波領域から高周波領域にわたり高い全実効熱拡散係数を示し、作動液体として優れている。

文 献

- (1) Kurzweg, U. H. and Zhao, L., *Phys. Fluid*, **27**-11(1984), 2624.
- (2) 西尾・稲田, 低温工学, **27**-6(1992), 507.
- (3) Swift, G. M., *J. Acoust. Soc. Am.*, **84**-4(1988), 1145.
- (4) Taylor, Sir, G., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, **219**(1953), 186.
- (5) Chatwin, P. C., *J. Fluid Mech.*, **71**-3(1975), 513.
- (6) Watson, E. J., *J. Fluid Mech.*, **133**(1983), 233.
- (7) Kurzweg, U. H., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **107**-2(1985), 459.
- (8) 富永, 低温工学, **25**-5(1990), 300.
- (9) Kaviany, M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **112**(1990), 49.
- (10) 小澤・ほか5名, 機論, **56**-530, B(1990), 3056.
- (11) Katsuta, M., ほか3名, *Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf.*, **3**(1991), 69.
- (12) 今井, 流体力学(前編), (1976), 291, 裳華房.
- (13) 川下, 熱伝導論, (1966), 83, オーム社.