振動制御形熱輸送管に関する研究*
(第2報, 最適条件)西尾茂文*¹, 張 暉 民*²Oscillation-Controlled Heat Transport Tube
(2nd Report, Optimum Conditions)

Shigefumi Nishio and Wei-Min Zhang

In the present paper, the optimum conditions are investigated for development of the oscillation-controlled heat transport tube (the so-called dream pipe). First, it is shown that the effective thermal diffusivity reaches a maximum at the tube radius under fixed frequency and amplitude conditions. A correlation equation between the tube radius and frequency for the optimum condition is developed. The relationship between the tube radius and frequency for the optimum condition gives a transition frequency on the frequency characteristic curve of the effective thermal diffusivity for a fixed tube radius. Next, a concept of heat transport efficiency accounting for oscillation power is presented, and it is shown that the efficiency also reaches a maximum at the optimum condition for effective thermal diffusivity.

Key Words: Dream Pipe, Heat Conduction, Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Optimum Condition, Coefficient of Performance

1. 結 言

例えば、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、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 $\omega = 2\pi f$) の軸方向往復流動を起こすと、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} が急速に増大し、全実効熱伝導率 $k_{ef,t} (= q_{ax} L / \Delta T)$ あるいは全実効熱拡散係数 $\alpha_{ef,t} (= k_{ef,t} / \rho c_p)$, ρ および 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。本研究では、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んでいる。

第1報⁽¹⁾で述べたように、この振動制御形熱輸送管を開発するためには、例えばヒートパイプに比べてこの熱輸送管の欠点となり得る条件を克服する必要がある、そのためにはまず振動制御形熱輸送管の特徴を最大に引き出せる条件の探査を行う必要がある。そこで、

第1報では、管軸方向中央部に注目し、振動制御形熱輸送管における熱輸送機構、熱輸送に関する基本量および全実効熱拡散係数に対する液体物性の影響を検討し、振動制御形熱輸送管の全実効熱拡散係数を最大にする液体物性が存在し、水はこれに近い物性を有することを報告した。

一方、上述の結果より水を作動液体として選定したとすると、次には、例えば周波数と管断面寸法の間には実効熱拡散係数を最大にする最適関係が存在するかといった、管断面寸法と振動条件の間の最適条件の探査が必要となる。また、この熱輸送管がヒートパイプに対して有する大きな欠点の一つは、第1報でも述べたように加振仕事を要することである。したがって、加振仕事などに基づいた最適条件の探査も必要となる。そこで、本報では、第1報と同様に管軸方向中央部に注目して断熱材で作られた管を対象として、実効熱拡散係数や加振仕事に注目した管断面寸法と周波数との間の最適条件の探査を行う。

主 要 記 号

B : 二次元管の幅
 c_p : 液体の定圧比熱
 f : 往復流動周波数

* 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 東京大学大学院。

- f^* : 特性周波数
 H : 平行平板間隔の半分
 H_{op} : 円管における R_{op} に相当する二次元管での最適管間隔
 k : 液体の熱伝導率
 $k_{ef,t}$: 全実効熱伝導率 ($k + k_{ef}$)
 L : 管の長さ
 P : 圧力こう配
 Pr : 液体のプラントル数
 Q : 単位時間あたりに管軸方向に輸送される熱量
 R : 管半径
 R_{op} : 往復流動振幅, 周波数一定の下で全実効熱拡散係数が最大となる最適管半径
 S : 往復流動振幅
 t : 時間
 W : 加振仕事
 $Wo = R(\omega/\nu)^{1/2}$
 y : 管断面方向座標
 $\alpha = R(\omega/\chi)^{1/2}$
 γ : 圧力こう配変動
 Δ : 温度浸透厚さ
 $\delta: (2\nu/\omega)^{1/2}$ または 静止層厚さ
 η : 熱輸送効率
 $\eta_0: \Omega = 1 \text{ K/m}, L = 1 \text{ m}$ における熱輸送効率
 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
 Ω : 管軸方向温度こう配
 $\omega = 2\pi f$

2. 実効熱拡散係数に注目した管断面寸法と往復流動周波数との間の最適条件

Watson⁽²⁾ は, 往復流動による物質の異常拡散現象を解析し, 全実効物質拡散係数に関する解析解を得ている。第1報では, この解析解において物質拡散係数を熱拡散係数 χ に置き換えた式は, 低周波領域から高周波領域にわたり, 振動制御形熱輸送管における全実効熱拡散係数の周波数特性に関する実験結果とよく一致することを実験的に検証した。この解析解は,

$$\chi_{ef,t} = \chi + \chi_{ef} = \chi(1 + \sigma) \quad \dots\dots\dots (1)$$

で与えられ, 管が円管の場合には, σ は以下の式で与えられる。

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

$$F_1[Wo] = \frac{WoF''[Wo] + F'[Wo]}{F'[Wo]} \quad \dots\dots\dots (2\cdot b)$$

$$F_2[Wo] = F_3[Wo]/F_4[Wo] \quad \dots\dots\dots (2\cdot c)$$

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

$$F_4[Wo] = Wo^4F''[Wo] \quad \dots\dots\dots (2\cdot e)$$

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

ここで, $\text{ber}[Wo]$, $\text{bei}[Wo]$ は Kelvin 関数であり,

$$Wo = R(\omega/\nu)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\alpha = R(\omega/\chi)^{1/2} = WoPr^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

で, Pr は液体のプラントル数である。また, 間隔 $2H$ の平行平板間の二次元管では, 式(1)の σ は以下の式により与えられる。

$$\sigma = F[Wo^*] \frac{C[Wo^*] - C[Wo^*Pr^{1/2}]}{1 - Pr^{1/2}} \left(\frac{S}{H}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (5\cdot a)$$

$$F[Wo^*] = F_1[Wo^*]/F_2[Wo^*] \quad \dots\dots\dots (5\cdot b)$$

$$F_1[Wo^*] = Wo^{*4}(\cosh[Wo^*] - \cos[Wo^*])/4 \quad \dots\dots\dots (5\cdot c)$$

$$F_2[Wo^*] = Wo^{*2}(\cosh[Wo^*] + \cos[Wo^*]) - 2Wo^*(\sinh[Wo^*] + \sin[Wo^*]) + 2(\cosh[Wo^*] - \cos[Wo^*]) \quad \dots\dots\dots (5\cdot d)$$

$$C[Wo^*] = \frac{\sinh[Wo^*] - \sin[Wo^*]}{Wo^*(\cosh[Wo^*] - \cos[Wo^*])} \quad \dots\dots\dots (5\cdot e)$$

ここで,

$$Wo^* = H(2\omega/\nu)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

である。

2.1 振幅・周波数一定の下での最適管寸法 まず, 式(1), (2)より, 水を封入した円管について, 往復流動振幅 $S (= 5 \text{ cm})$ と周波数 f が一定の条件の下で計算される全実効熱拡散係数 $\chi_{ef,t}$ の管断面寸法特性を計算し, いくつかの周波数 f について図1に示した。図1より, S と f が一定の下では, 富永の報告⁽³⁾より類推されるように, $\chi_{ef,t}$ が最大となる管断面寸法が存在することがわかる。ところで, Watson⁽²⁾ は, Wo が大きい場合と小さい場合について, 式(1), (2)に関する以下の漸近解を導いている。

$$Wo \rightarrow \infty;$$

$$\chi_{ef} = \frac{0.707}{(1 + Pr^{-1})(1 + Pr^{1/2})} \frac{S^2}{R} (\omega\chi)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (7\cdot a)$$

$$Wo \rightarrow 0;$$

$$\chi_{ef} = \frac{1}{96} \left(1 - \frac{13Pr^2 + 3}{2880} Wo^4\right) (RS)^2 \left(\frac{\omega^2}{\chi}\right) \quad \dots\dots\dots (7\cdot b)$$

式(7・a)は高周波領域における漸近解であり, 式(7・b)

図1 全実効熱拡散係数の管断面寸法特性

は低周波領域におけるそれである。ここで、各周波数における $\kappa_{ef,t}$ ($\sim \kappa_{ef}$) の最大値に相当する管半径をその周波数における R_{op} (最適管断面寸法) とすると、図1と式(7)の周波数依存性より、 $R < R_{op}$ は低周波領域、 $R_{op} < R$ は高周波領域に対応することがわかる。

さて、図1に $f = 0.1$ Hz について示した管寸法 $R_1 \sim R_4$ は、それぞれ以下のように定義される。

$$R_1 = (\nu/\pi f)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (8\cdot a)$$

$$R_2 = 2\pi R_1 \quad \dots\dots\dots (8\cdot b)$$

$$R_3 = (x/\pi f)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (9\cdot a)$$

$$R_4 = 2\pi R_3 \quad \dots\dots\dots (9\cdot b)$$

式(8)の各管半径は、それぞれ以下のような意味を有する。第1報で述べたように、直径の大きな管内で往復流動する液体では、管壁近くに、厚さ δ の速度境界層が形成される。いま、管断面中央部液体の往復流動振幅に対して振幅が $\exp[-2\pi]$, $\exp[-1]$ に減衰する位置を速度境界層厚さとして、それぞれにおける δ は以下の式で表される⁽⁴⁾。

$$\delta = (2\nu/\omega)^{1/2} = (\nu/\pi f)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (10\cdot a)$$

$$\delta = 2\pi(2\nu/\omega)^{1/2} = 2\pi(\nu/\pi f)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (10\cdot b)$$

したがって、式(8・a), (8・b)は、速度境界層厚さを式(10・a), (10・b)とした場合に、管断面全体に速度分布が形成される最大の管半径を意味している。一方、表面温度が周波数 f で変動する半無限固体では、式(10・a), (10・b)における ν を x と置き換えた程度の厚さ Δ の温度浸透層が表面近くに形成される⁽⁵⁾。したがって、式(9・a), (9・b)は、例えば、往復流動による管中央部の温度変動の影響が、管壁近傍の液体にまで及ぶ最大の管半径を意味している。

すなわち、図1より、水を作動液体とする振動制御

図2 最適管半径と液体プラントル数との関係

形熱輸送管における振幅・周波数一定条件の下で全実効熱拡散係数は、上述の温度浸透厚さ Δ 程度の値の管半径 R_{op} で最大となることがわかる。

2・2 最適管断面寸法と液体物性 そこで、より広範囲の物性の液体について最適管断面寸法を調べるため、図1と同様の計算を多くの実在流体(いくつかの液体については物性を評価する温度を変えて計算した)について行い、 $f = 10$ Hz における結果を図2に示した。ただし、計算によれば、プラントル数 Pr が大きい液体では図1と同様に $\kappa_{ef,t}$ の最大値が明りように定義できるが、 Pr が小さい液体では、 $\kappa_{ef,t}$ は最大値に近い値がある管半径範囲にわたって現れるため、こうした液体について図2に示した R_{op} の値は概略値であることを付言しておく。

図2中の R_{ca} , R_{cb} は、それぞれ以下の式で定義される特性半径である。

$$R_{ca} = (R_2 R_3)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (11\cdot a)$$

$$R_{cb} = (R_3 R_4)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (11\cdot b)$$

図2より、最適管半径 R_{op} は以下の式により整理されることがわかる。

$$Pr < 1; R_{op} = R_{ca} \quad \dots\dots\dots (12\cdot a)$$

$$Pr \geq 1; R_{op} = R_{cb} \quad \dots\dots\dots (12\cdot b)$$

すなわち、 $\kappa_{ef,t}$ が明りように定義できる $Pr \geq 1$ の液体では、 $\Delta < \delta$ であることに注意すると、振幅・周波数一定条件の下で管寸法を増大していくと、 $R < \delta$ かつ $R < \Delta$ である領域(ここでは発達領域と呼ぶ)から、 $\Delta < R$ かつ $R < \delta$ の遷移領域を経て、 $\Delta < R$ かつ $\delta < R$ である(第1報で定義した)境界層領域へと遷移するが、最適管断面寸法 R_{op} は発達領域と遷移領域の境界にあたる

$$R \sim \Delta = (1 - 2\pi)(x/\pi f)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

の条件で発生することになる。

図3は、 Pr が異なるいくつかの液体について式(1), (2)より得られる、振動制御形熱輸送管にお

図3 各種液体の全実効熱拡散係数の周波数特性
(図中の添字 e, w, m はそれぞれエチレングリコール, 水, 水銀を意味する)

る全実効熱拡散係数の周波数特性である。図3中には、式(8), (9)より得られる以下の特性周波数を併記した。

$$f_1 = \nu / \pi R_1^2 \quad \dots\dots\dots (14 \cdot a)$$

$$f_2 = 4\pi^2 f_1 \quad \dots\dots\dots (14 \cdot b)$$

$$f_3 = \chi / \pi R_3^2 \quad \dots\dots\dots (15 \cdot a)$$

$$f_4 = 4\pi^2 f_3 \quad \dots\dots\dots (15 \cdot b)$$

図3に示されているように、 $f_{1w} < f < f_{2w}$ と $f_{3w} < f < f_{4w}$ の遷移周波数範囲がほぼ重なっている水では、 $\kappa_{\text{eff},t} \propto f^2$ の関係が成立する低周波領域(すなわち発達領域)と $\kappa_{\text{eff},t} \propto f^{1/2}$ の関係が成立する高周波領域(すなわち境界層領域)とが明りょうに存在する。一方、 Pr の小さい水銀では、少なくとも $f > f_{4m}$ 程度では高周波領域が見られるが、周波数 f_{1m}, f_{2m} が低いために周波数が低い領域でも $\kappa_{\text{eff},t} \propto f^2$ である低周波領域は明りょうには現れず、広い周波数範囲にわたって遷移領域が現れている。また、 Pr の大きなエチレングリコールでは、少なくとも $f < f_{3e}$ 程度では低周波領域が見られるが、高い周波数まで高周波領域が現れず、広い周波数範囲にわたって遷移領域が現れている。いずれにしても、(煩雑となるため図示はしていないが)各液体において周波数を増大していくと、式(12)に相当する以下の特性周波数を境にして周波数特性が変化することがわかる。

$$Pr < 1; f^* = f_{ca} = (f_2 f_3)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (16 \cdot a)$$

$$Pr \geq 1; f^* = f_{cb} = (f_3 f_4)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (16 \cdot b)$$

すなわち、全実効熱拡散係数の寸法特性曲線($\kappa_{\text{eff},t} - R$ 曲線)における $\kappa_{\text{eff},t}$ を最大にする周波数と管断面寸法との間の関係は、周波数の増大に対して全実効熱拡

散係数の周波数特性($\kappa_{\text{eff},t} - f$)が変化し始める特性周波数と管断面寸法の関係を与える。

3. 加振仕事に注目した管断面寸法と往復流動周波数との間の最適条件

次に、加振仕事に注目して、管断面寸法あるいは振動条件に関する最適条件を検討する。以下では、簡単のために、間隔 $2H$ の平行平板間の二次元管を対象として検討するが、円管でも同様の結果が得られる。

3.1 加振仕事 まず、液体を加振するのに要する仕事を検討する。流体力学の教科書[例えば文献(4)]によれば、振動的な圧力こう配

$$\gamma = P \cos[\omega t] \quad \dots\dots\dots (17)$$

が働く平行平板間の速度分布変動 $u[t; y]$ は、次式により与えられる。

$$u[t; y] = \text{Re} \left[\frac{P}{i\omega\rho} \left\{ 1 - \frac{\cosh[\lambda y]}{\cosh[\lambda H]} \right\} \exp[i\omega t] \right] \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 y は管中心を原点とする管断面方向の座標、 i は虚数単位、 ρ は液体密度で、また、

$$\lambda = (1+i)\delta, \quad \delta = (2\nu/\omega)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

である。一方、往復流動の管断面平均振幅 S は、次式で与えられる。

$$S = \frac{P}{\rho\omega^2} \left| 1 - \frac{\tanh[H^*]}{H^*} \right| \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、

$$H^* = H(i\omega/\nu)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (21)$$

である。以上より、間隔 $2H$ 、幅 $B(\gg H)$ 、長さ $L(\gg S)$ の平行平板間二次元管内の液体柱に、平均振幅 S 、周波数 f の往復流動を形成するのに要する加振仕事 W は、次式で計算できる。

$$W = \frac{\omega BL}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \int_0^H u[t; y] \gamma dy dt \quad \dots\dots\dots (22)$$

水を作動液体、 $B=1\text{ m}$ 、 $L=1\text{ m}$ 、 $S=0.025\text{ m}$ とした場合について、間隔 $2H=0.002\text{ m}$ における管単位長さあたりの加振仕事 W を周波数 f に対して図4に、周波数 $f=1\text{ Hz}$ におけるそれを間隔 H に対して図5にそれぞれ示した。図4, 5に示されているように、加振仕事には、 f, H に対して

$$W \propto f^2/H \quad \dots\dots\dots (23)$$

である低周波領域、 H には依存せず

$$W \propto f^{2.5} \quad \dots\dots\dots (24)$$

である高周波数領域、およびこれらの間の遷移領域があることがわかる。

3.2 熱輸送効率 いま、管単位長さあたりの平均温度こう配を $\Omega(=\Delta T/L)$ とすると、単位時間あた

図4 加振仕事の周波数特性

図5 加振仕事の流路寸法特性

図6 熱輸送効率の周波数特性

図7 熱輸送効率の流路寸法特性

りに管軸方向に輸送される全熱量 Q は次式で与えられる。

$$Q = 2\chi_{et,t}\rho C_p \Omega B H$$

$$= 2k_{et,t}\Omega B H \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 η を

$$\eta = Q/W \quad \dots\dots\dots (26)$$

で定義すると、式(22)、(25)および式(26)より次式が得られる。

$$\eta = \frac{2\chi_{et,t}\rho C_p \Omega H}{\frac{\omega L}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \int_0^H u[t; y] y dy dt} \quad \dots\dots\dots (27)$$

上式において、 $\Omega = 1 \text{ K/m}$ 、 $L = 1 \text{ m}$ としたときの η を η_0 とすると、この η_0 は、管両端に 1 K の温度差がある単位長さの振動制御形熱輸送管における、単位加振仕事あたりの輸送熱量を表すことになる。ここでは、この η_0 を熱輸送効率と呼ぶ。

さて、以上の式より、水を作動媒体として熱輸送効率 η_0 を計算し、これを周波数 f に対して図6に、間隔 H に対して図7に示した。図6は、 η_0 は、 f の増加とともにいったん低下し、やがてほぼ一定値となり、再び低下することを示している。低周波側の η_0 の減少領域は、 $x \gg x_{ef}$ すなわち式(1)で $\sigma \ll 1$ である領域である。また、 η_0 がほぼ一定となる領域は全実効熱拡散係数および加振仕事の周波数特性における低周波領域に、高周波側の η_0 の減少領域は高周波領域にそれぞれ相当している。一方、図7は、 H の増大とともに η_0 は発達領域で急速に増大し、境界層領域ではほぼ一定値となることを示している。ちなみに、式(7)、(23)~(26)よりわかるように、 η_0 は f 、 H に対して、低周波領域(すなわち発達領域)では f に依存せず

$$\eta_0 \propto H^4 \quad \dots\dots\dots (28)$$

であり、高周波領域(すなわち境界層領域)では H に依存せず

$$\eta_0 \propto f^{-2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

であり、両領域の水における境界は周波数特性曲線上では $f=f^*$ 、管断面寸法特性曲線上では $H=H_{op}$ 程度である。

3・3 熱輸送効率を基準とした最適条件 式(2・a)あるいは式(5・a)より振動制御形熱輸送管における単位時間あたりの輸送熱量 Q は、 $x_{ef} \gg x$ では S^2 に比例し、加振仕事 W も式(22)より S^2 に比例するので、熱輸送効率 η_0 は振幅 S に依存しない。そこで、往復流動振幅一定条件の下で、振動制御形熱輸送管により全実効熱拡散係数値 $x_{ef,t} = x_0$ を実現することを考える。

すでに述べたように、 $x_{ef,t}$ および η_0 に関する周波数特性曲線には、低周波、高周波および遷移領域があり、水の周波数特性は式(16)の特性周波数 f^* において特性が変化する。また、この特性周波数 f^* を式(12)に代入すると、 $f=f^*$ での管断面寸法特性曲線における最適管寸法が $H_{op}=H$ となる。

以上のことより、作動液体を水として図8に概念的に示したように、 S 一定の下で x_0 の値を実現するには以下の三つの典型的方法がある。

(1) $x_{ef,t}-H$ 曲線における最大値がちょうど x_0 となる $H=H_{op}$ 、 $f=f^*$ の条件で実現する方法。

(2) H_{op} 以上の管寸法($H=H_{hi} > H_{op}$)の高周波領域($f=f_{hi} > f^*$)で実現する方法。

(3) H_{op} 以下の管寸法($H=H_{lo} < H_{op}$)の低周波領域($f=f_{lo} > f^*$)で実現する方法。

図9は、図6を参考にして図8の三つの場合における η_0 の周波数特性曲線を概念的に示したものである。図9に示されているように、ある実効熱拡散係数値を

図8 全実効熱拡散係数値 x_0 を実現する方法

図9 全実効熱拡散係数値 x_0 を実現する方法と熱輸送効率

実現する場合、(1)の条件を選択すると最も η_0 が大きくなることがわかる。すなわち、 $x_{ef,t}$ の管断面寸法特性曲線において全実効熱拡散係数を最大にする管断面寸法と周波数との関係は、(往復流動振幅一定条件の下で)ある実効熱拡散係数の値を実現する場合の熱輸送効率を最大にする条件を与えることになる。

以上要するに、振動制御形熱輸送管に関する $x_{ef,t}$ の周波数特性曲線における遷移領域を代表する特性周波数と管寸法との関係は、振幅・周波数一定条件の下での全実効熱拡散係数を最大にする管断面寸法を与え、またこの条件は、少なくとも作動液体として優れた物性を有する水では、(振幅一定の下で)ある実効熱拡散係数値を実現するうえで熱輸送効率が最大となる条件を与えることになる。この条件では全実効熱拡散係数の値は振幅 S により制御できるので、したがって振動制御形熱輸送管は、上述の関係により周波数、管断面寸法を定め、往復流動振幅で全実効熱拡散係数

の値を制御するのが適切である。

4. 結 言

振動制御形熱輸送管の開発を目的として、全実効熱拡散係数あるいは加振仕事に注目した最適条件の探索を行い、加振仕事を考慮した熱輸送管の効率を表す熱輸送効率の概念を提案し、以下の結果を得た。

(1) 管断面平均振幅・周波数一定の下で全実効熱拡散係数を最大にする最適管断面寸法が存在する。

(2) 最適管断面寸法は、プラントル数が1以上の液体については、温度浸透厚さ程度の寸法となる。

(3) 上述の周波数と最適管断面寸法の間の関係は、全実効熱拡散係数の周波数特性曲線上では、プラ

ントル数が1以上の液体における発達領域と遷移領域との境界周波数を与える。

(4) 振動制御形熱輸送管における作動液体として優れている水において、振幅一定の下である全実効熱拡散係数を実現する場合、全実効熱拡散係数の管断面特性における上述の条件は、熱輸送効率を最大にする条件を与える。

文 献

- (1) 西尾・本間・張, 機論, 60-569, B(1994), 233.
- (2) Watson, E. J., *J. Fluid Mech.*, 133(1983), 233.
- (3) 富永, 低温工学, 25-5(1990), 300.
- (4) 今井, 流体力学(前編), (1976), 291, 裳華房.
- (5) 川下, 熱伝導論, (1966), 83, オーム社.