

第4章 管形状を円管とし、作動流体として水を使用した場合の偏心に伴う二重円管内の自然対流熱伝達

4. 1 緒言

二重円管内の自然対流熱伝達の研究は従来から数多く行われているが、作動流体を水にした場合の研究は空気の場合に比べ圧倒的に少ない。代表的な物としてHo and Lin⁽¹⁾による、偏心した二重円管について熱媒体を水として水の密度反転の影響を考慮した数値解析およびSeki⁽²⁾らによる、外管側を加熱した場合の同心二重円管内の自然対流に関して作動流体を水にした場合の内部温度場の測定および流れの可視化に関する実験的研究等がある。

一方、近年エネルギーの有効利用が進められるにいたり、トロンプ壁のような実用上駆動力を使わないパッシブな伝熱技術の重要性が増している。相変化物質(Phase Change Materials)を管内に封入して太陽熱の吸収、放出を利用し、エネルギーの需給に時間的整合性を持たせる試みなどが報告されている⁽³⁾。蓄エネルギー技術の一つとしての蓄熱過程に関連して、廣瀬ら⁽⁴⁾は外管側を加熱し、内管側を冷却する偏心した二重円管の数値解析を行い、偏心に伴う伝熱促進効果に関して報告している。

実際的な利用方法を考える場合、作動流体としては熱容量の大きい水を用いることが考えられるが、そのような場合、水の密度反転効果および偏心方向、偏心量の変化により、流れの様相はより複雑なものとなる。しかしながら、それらのパラメータ変化に対する対流形態の変化および伝熱量変化に関する研究は少なく、あまり明らかにされていない。

そのため、本研究では作動流体を水として、外管を加熱、内管を冷却した場合の二重円管内の自然対流熱伝達について、内外管の温度設定を変化させ、二重円管全体を様々な角度に配置して実験及び数値解析を行い、水の密度反転効果、二重管の配置角度および偏心量に伴う伝熱特性の変化を明らかにしたためそれを報告する。

4. 2 数値解析

4. 2. 1 基礎方程式の導出

本研究で用いた物理モデル及び座標系をFig.4.1に示した。本研究では内管の中心を原点とする極座標系を用い、角度 ϕ は内管の垂直上方から時計回りにとり、内管の偏心方向を表す角度 ϕ_e は内管の垂直上方から反時計回りにとった。さらに内管の中心と外管の中心との距離を偏心量 e とし、内管の半径を R_i 、外管の半径を R_o とした。また、境界固定法を用いるため、内管側の形状関数を $F(\phi)$ 、外管側の形状関数を $B(\phi)$ とした。内管の温度を $T_i(\phi)$ 、外管の温度を $T_o(\phi)$ ($T_o(\phi) > T_i(\phi)$)とし、外管側を加熱、内管側を冷却した場合を想定した。

解析を進めるにあたり次の仮定を用いた。

- (i)流れは二次元で層流である。
- (ii) α, ν および λ などの物性値は一定であり、膜温度での値を使用する。
- (iii) Boussinesq近似が成立する。

上記の仮定を用いた二次元の極座標系における基礎方程式は、式(4.1)~(4.5)のようになる。なお、基礎方程式の導出過程は第2章に示したものと類似しているため、ここでは多少省略した形で示す。

<連続の式>

$$u + r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial \phi} = 0 \quad (4.1)$$

<運動方程式(Navier-Stokesの式)>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} - \frac{v^2}{r} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right] - g \cos \phi \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} + \frac{uv}{r} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \phi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right] + g \sin \phi \end{aligned} \quad (4.3)$$

ここで、流線関数 ψ を導入し、 r 方向の速度 u 、 ϕ 方向の速度 v を以下のように表現した。

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \phi}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (4.4)$$

さらに、渦度 Ω を式(4.5)の様に定義する。

$$\Omega = -\nabla^2 \psi \quad (4.5)$$

なお、式(4.5)中の ∇^2 は以下のように定義した。

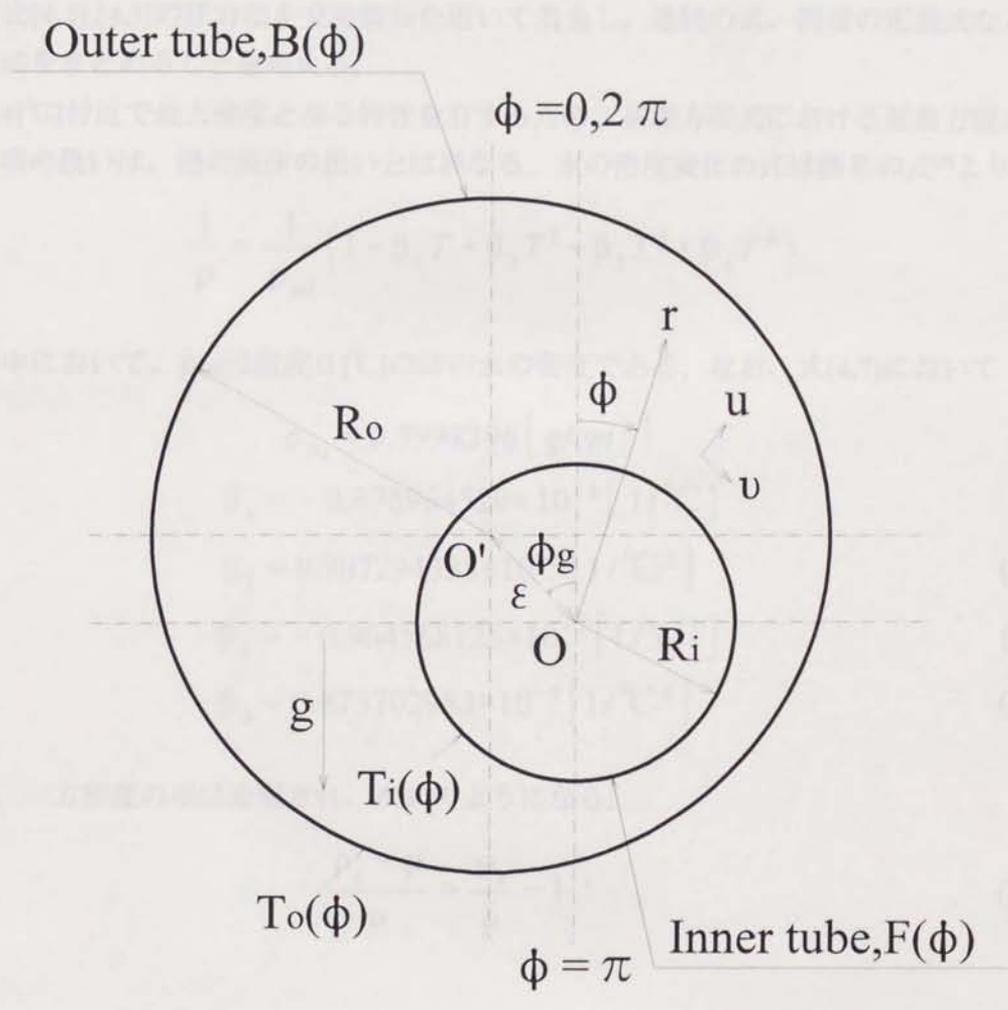


Fig.4.1 Physical model and coordinate system

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (4.6)$$

次に、式(4.2),(4.3)の圧力項を交差微分を用いて消去し、連続の式、渦度の定義式などを用いて両式をまとめることを考える。

水は4[°C]付近で最大密度となる特性を有するため、基礎方程式における運動方程式中の密度の項の扱いは、他の流体の扱いとは異なる。水の密度変化の式は藤井の式⁽⁶⁾より

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_{ini}} \left(1 + \beta_1 T + \beta_2 T^2 + \beta_3 T^3 + \beta_4 T^4 \right) \quad (4.7)$$

式(4.7)中において、 ρ_{ini} は温度0[°C]の時の水の密度である。なお、式(4.7)において

$$\rho_{ini} = 0.9998396 \left[g/cm^3 \right] \quad (4.8)$$

$$\beta_1 = -0.678964520 \times 10^{-4} \left[1/^\circ C \right] \quad (4.9)$$

$$\beta_2 = 0.907294338 \times 10^{-5} \left[1/^\circ C^2 \right] \quad (4.10)$$

$$\beta_3 = -0.964568125 \times 10^{-7} \left[1/^\circ C^3 \right] \quad (4.11)$$

$$\beta_4 = 0.873702983 \times 10^{-9} \left[1/^\circ C^4 \right] \quad (4.12)$$

である。一方密度の項は変形され、次式のようになる。

$$\frac{\rho_s - \rho}{\rho} = \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \quad (4.13)$$

ここで

ρ : ある局所温度 T における密度

ρ_s : 基準となる温度 T_s における密度

である。

式(4.7)より、式(4.13)中の ρ_s は次のように表示される。

$$\frac{1}{\rho_s} = \frac{1}{\rho_{ini}} \left(1 + \beta_1 T_s + \beta_2 T_s^2 + \beta_3 T_s^3 + \beta_4 T_s^4 \right) \quad (4.14)$$

式(4.7),(4.14)の関係を式(4.13)に代入し、整理すると

$$\frac{\rho_s}{\rho} - 1 = \frac{(T - T_s)}{1 + \beta_1 T_s + \beta_2 T_s^2 + \beta_3 T_s^3 + \beta_4 T_s^4} \left\{ \begin{aligned} &(\beta_1 + 2\beta_2 T_s + 3\beta_3 T_s^2 + 4\beta_4 T_s^3) \\ &+ (T - T_s)(\beta_2 + 3\beta_3 T_s + 6\beta_4 T_s^2) \\ &+ (T - T_s)^2(\beta_3 + 4\beta_4 T_s) \\ &+ (T - T_s)^3 \beta_4 \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

式の簡略化のため、式(4.15)において以下のような定義を用いる。

$$N = 1 + \beta_1 T_s + \beta_2 T_s^2 + \beta_3 T_s^3 + \beta_4 T_s^4 \quad (4.16)$$

$$c = \beta_2 + 3\beta_3 T_s + 6\beta_4 T_s^2 \quad (4.17)$$

$$d = \beta_3 + 4\beta_4 T_s \quad (4.18)$$

$$e = \beta_4 \quad (4.19)$$

$$j = \beta_1 + 2\beta_2 T_s + 3\beta_3 T_s^2 + 4\beta_4 T_s^3 \quad (4.20)$$

式(4.16)~(4.20)を式(4.15)に適用すると

$$\frac{\rho_s}{\rho} - 1 = \frac{T - T_s}{N} \left\{ j + (T - T_s)c + (T - T_s)^2 d + (T - T_s)^3 e \right\} \quad (4.21)$$

また、 β_s を次のように定義する。

$$\beta_s = \frac{j}{N} \quad (4.22)$$

式(4.22)を式(4.21)に適用すると

$$\frac{\rho_s}{\rho} - 1 = \beta_s (T - T_s) \left\{ 1 + (T - T_s) \frac{c}{j} + (T - T_s)^2 \frac{d}{j} + (T - T_s)^3 \frac{e}{j} \right\} \quad (4.23)$$

また、式(4.23)を整理するために、以下のような関数を定義する。

$$f(T) = (T - T_s) \left\{ 1 + (T - T_s) \frac{c}{j} + (T - T_s)^2 \frac{d}{j} + (T - T_s)^3 \frac{e}{j} \right\} \quad (4.24)$$

式(4.24)を式(4.23)に適用すると

$$\frac{\rho_s}{\rho} - 1 = \beta_s f(T) \quad (4.25)$$

となる。式(4.25)の関係を用いて式(4.2),(4.3)を整理し、連続の式、渦度の定義式などを用いてまとめると運動方程式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \phi} \right) \right\} \\ & = v \nabla^2 \Omega - g \beta \left[\frac{\cos \phi}{r} \frac{\partial \{f(T)\}}{\partial \phi} + \sin \phi \frac{\partial \{f(T)\}}{\partial r} \right] \end{aligned} \quad (4.26)$$

<エネルギー式>

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{\partial \Psi}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \right\} = a (\nabla^2 T) \quad (4.27)$$

なお、式(4.26),(4.27)において ∇^2 は式(4.28)の様に表される。

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (4.28)$$

上記の各式は r - ϕ 座標系における有次元の基礎方程式に相当する。初期条件および境界条件は式(4.29),(4.30)のようになる。

<初期条件>

$$t = 0 \quad ; \quad T = \psi = \Omega = 0 \quad (4.29)$$

<境界条件>

$$\begin{aligned} \phi = 0, 2\pi \quad ; \quad T|_{\phi=0} &= T|_{\phi=2\pi} \\ \psi|_{\phi=0} &= \psi|_{\phi=2\pi} \\ \Omega|_{\phi=0} &= \Omega|_{\phi=2\pi} \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$r = R_i \quad ; \quad T = T_i(\phi), \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad \Omega = \Omega_{w,i}$$

$$r = R_o \quad ; \quad T = T_o(\phi), \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \quad \Omega = \Omega_{w,o}$$

なお、式(4.30)中の $\Omega_{w,i}, \Omega_{w,o}$ は以下のように表現される。

$$\Omega_{w,i} = - \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \right|_{r=F(\phi)} \quad (4.31)$$

$$\Omega_{w,o} = - \left. \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \right|_{r=B(\phi)} \quad (4.32)$$

内外管を相対的に偏心させる場合、内外管の境界面形状を固定するために境界固定法を用いた。境界固定法を用いるために式(4.33)に示す新しい独立変数を用いた。

$$\eta = \frac{r - F(\phi)}{B(\phi) - F(\phi)} \quad (4.33)$$

この独立変数を用いることにより、 $r=F(\phi)$ すなわち内管側で $\eta=0, r=B(\phi)$ つまり外管側で $\eta=1$ となり、両境界面は0と1とで固定されることになる。上記の独立変数により、有次元の基礎方程式はそれぞれ式(4.34)~(4.36)のようになる。

$$\Omega = -\nabla^2 \psi \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} - \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial \Omega}{\partial \phi} \right) \\ & = v \nabla^2 \Omega - g \beta \left[\frac{\cos \phi}{r} \left\{ \frac{\partial f(T)}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{\partial f(T)}{\partial \phi} \right\} + \sin \phi \left\{ \frac{\partial f(T)}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r} \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi} \frac{\partial T}{\partial \eta} - \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) = a (\nabla^2 T) \quad (4.36)$$

ただし、式(4.34)~(4.36)において ∇^2 は式(4.37)のようになる。

$$\nabla^2 = \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \eta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \phi^2} \right) \frac{\partial}{\partial \eta}$$

$$+ \frac{2}{r^2} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} \frac{\partial^2}{\partial \eta \partial \phi} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (4.37)$$

式(4.33)の様な独立変数を用いる事により、式(4.29),(4.30)で示した初期条件および境界条件は以下のようになる。

<初期条件>

$$t = 0 \quad ; \quad T = \psi = \Omega = 0 \quad (4.38)$$

<境界条件>

$$\begin{aligned} \phi = 0, 2\pi \quad ; \quad T|_{\phi=0} &= T|_{\phi=2\pi} \\ \psi|_{\phi=0} &= \psi|_{\phi=2\pi} \\ \Omega|_{\phi=0} &= \Omega|_{\phi=2\pi} \end{aligned} \quad (4.39)$$

$$\eta = 0 \quad ; \quad T = T_i(\phi), \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0, \quad \Omega = \Omega_{w,i}$$

$$\eta = 1 \quad ; \quad T = T_o(\phi), \quad \psi = \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = 0, \quad \Omega = \Omega_{w,o}$$

なお、式(4.39)中の $\Omega_{w,i}, \Omega_{w,o}$ は以下のように表現される。

$$\Omega_{w,i} = - \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta=0} \quad (4.40)$$

$$\Omega_{w,o} = - \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial \phi} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta=1} \quad (4.41)$$

さらに、式(4.4)における速度 u, v はそれぞれ以下のように表現される。

$$u = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right) \quad (4.42)$$

$$v = - \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r} \quad (4.43)$$

また、境界固定法を用いる際の内管側の形状関数 $F(\phi)$ 、外管側の形状関数 $B(\phi)$ はそれぞれ以下のように定義した。

$$F(\phi) = R_i \quad (4.44)$$

$$B(\phi) = -\varepsilon \left(\sin\phi \sin\phi_g - \cos\phi \cos\phi_g \right) + \sqrt{\varepsilon^2 \left\{ \left(\sin\phi \sin\phi_g - \cos\phi \cos\phi_g \right)^2 - 1 \right\} + \left(R_o \right)^2} \quad (4.45)$$

次に、式(4.34)~(4.45)を無次元化することを考える。無次元化を行う際の無次元変数および無次元化した基礎方程式はそれぞれ以下ようになる。

<無次元変数>

$$t^+ = \frac{at}{(R_o)^2} \quad r^+ = \frac{r}{R_o} \quad u^+ = \frac{uR_o}{a} \quad v^+ = \frac{vR_o}{a}$$

$$\phi^+ = \frac{\phi}{2\pi} \quad T^+ = \frac{T - T_{i,\min}}{T_{o,\max} - T_{i,\min}} \quad \Omega^+ = \frac{\Omega(R_o)^2}{a} \quad \Psi^+ = \frac{\Psi}{a} \quad (4.46)$$

$$B^+(\phi) = \frac{B(\phi)}{R_o} \quad F^+(\phi) = \frac{F(\phi)}{R_o} \quad \phi_g^+ = \frac{\phi_g}{2\pi}$$

<無次元化した基礎方程式>

$$\Omega^+ = -\nabla^2 \Psi^+ \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial \Omega^+}{\partial t^+} + \frac{1}{2\pi r^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \left(\frac{\partial \Psi^+}{\partial \phi^+} \frac{\partial \Omega^+}{\partial \eta^+} - \frac{\partial \Psi^+}{\partial \eta^+} \frac{\partial \Omega^+}{\partial \phi^+} \right)$$

$$= Pr \nabla^2 \Omega^+ - Pr Ra \left\{ \frac{\cos(2\pi\phi^+)}{2\pi r^+} \left(\frac{\partial f(T^+)}{\partial \eta^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} + \frac{\partial f(T^+)}{\partial \phi^+} \right) \right.$$

$$\left. + \sin(2\pi\phi^+) \left(\frac{\partial f(T^+)}{\partial \eta^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \right) \right\} \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial T^+}{\partial t^+} + \frac{1}{2\pi r^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \left(\frac{\partial \Psi^+}{\partial \phi^+} \frac{\partial T^+}{\partial \eta^+} - \frac{\partial \Psi^+}{\partial \eta^+} \frac{\partial T^+}{\partial \phi^+} \right) = \nabla^2 T^+ \quad (4.49)$$

ただし、式(4.47)~(4.49)において ∇^2 は式(4.50)のようになる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 = & \left\{ \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \right)^2 + \frac{1}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2}{\partial (\eta^+)^2} + \left\{ \frac{1}{r^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} + \frac{1}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \frac{\partial^2 \eta^+}{\partial (\phi^+)^2} \right\} \frac{\partial}{\partial \eta^+} \\ & + \frac{2}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} \frac{\partial^2}{\partial \eta^+ \partial \phi^+} + \frac{1}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \frac{\partial^2}{\partial (\phi^+)^2} \end{aligned} \quad (4.50)$$

また、無次元化した初期条件および境界条件は式(4.51),(4.52)のようになる。

<初期条件>

$$t^+ = 0 \quad ; \quad T^+ = \Psi^+ = \Omega^+ = 0 \quad (4.51)$$

<境界条件>

$$\begin{aligned} \phi^+ = 0, 1 \quad ; \quad T^+|_{\phi^+=0} &= T^+|_{\phi^+=1} \\ \Psi^+|_{\phi^+=0} &= \Psi^+|_{\phi^+=1} \\ \Omega^+|_{\phi^+=0} &= \Omega^+|_{\phi^+=1} \end{aligned} \quad (4.52)$$

$$\eta^+ = 0 \quad ; \quad T^+ = T_i^+(\phi), \quad \Psi^+ = \frac{\partial \Psi^+}{\partial \eta^+} = 0, \quad \Omega^+ = \Omega_{w,i}^+$$

$$\eta^+ = 1 \quad ; \quad T^+ = T_o^+(\phi), \quad \Psi^+ = \frac{\partial \Psi^+}{\partial \eta^+} = 0, \quad \Omega^+ = \Omega_{w,o}^+$$

さらに、式(4.24),(4.33),(4.40)~(4.45)は以下のように表現される。

$$f^+(T) = T^+ \left\{ 1 + T^+ (T_o - T_i) \frac{c}{j} + (T^+)^2 (T_o - T_i)^2 \frac{d}{j} + (T^+)^3 (T_o - T_i)^3 \frac{e}{j} \right\} \quad (4.53)$$

$$\eta^+ = \frac{r^+ - F^+(\phi)}{B^+(\phi) - F^+(\phi)} \quad (4.54)$$

$$\Omega_{w,i}^+ = - \left\{ \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \right)^2 + \frac{1}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \Psi^+}{\partial (\eta^+)^2} \Bigg|_{\eta^+=0} \quad (4.55)$$

$$\Omega_{w,o}^+ = - \left\{ \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \right)^2 + \frac{1}{(2\pi)^2 (r^+)^2} \left(\frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} \right)^2 \right\} \frac{\partial^2 \psi^+}{\partial (\eta^+)^2} \Big|_{\eta^+=1} \quad (4.56)$$

$$u^+ = \frac{1}{2\pi r^+} \left(\frac{\partial \psi^+}{\partial \eta^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial \phi^+} + \frac{\partial \psi^+}{\partial \phi^+} \right) \quad (4.57)$$

$$v^+ = - \frac{\partial \psi^+}{\partial \eta^+} \frac{\partial \eta^+}{\partial r^+} \quad (4.58)$$

$$F^+(\phi) = \frac{R_i}{R_o} \quad (4.59)$$

$$B^+(\phi) = \frac{-\varepsilon (\sin\phi \sin\phi_g - \cos\phi \cos\phi_g)}{R_o} + \frac{\sqrt{\varepsilon^2 \left\{ (\sin\phi \sin\phi_g - \cos\phi \cos\phi_g)^2 - 1 \right\} + (R_o)^2}}{R_o} \quad (4.60)$$

また、基礎方程式を無次元化する際に用いた Pr 数, Ra 数の定義は以下ようになる。

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (4.61)$$

$$Ra = \frac{g \beta_s (T_{o,\max} - T_{i,\min}) (R_o)^3}{a \nu} \quad (4.62)$$

結果の整理に用いた無次元温度勾配, 伝熱量はそれぞれ式(4.63)~(4.65)の様に定義した。流れが定常になる場合, 伝熱量は理論的には内管側と外管側とで等しい値を持つため, 伝熱量の評価においては, 簡単のため内管側を用いることにした。

$$D_i = 2 \frac{\partial T^+}{\partial r^+} \Big|_{w,i} \quad (4.63)$$

$$Q_i^+ = \oint_F \frac{\partial T^+}{\partial r^+} \Big|_{w,i} ds \quad (4.64)$$

$$Q_o^+ = \oint_B \frac{\partial T^+}{\partial r^+} \Big|_{w,o} \cos \gamma ds \quad (4.65)$$

なお、式(4.65)における γ は外管における補正角を示す。今回は内管の中心を原点とする極座標系を使用したため、偏心に伴い外管表面においては計算格子が直交しないことになる。そのため、外管側における伝熱量を算出する際には式(4.65)で表現したような補正 $\cos \gamma$ が必要となる。

4. 2. 2 数値解析手法

これまで述べてきた基礎方程式(4.47)~(4.49)に対して実際に計算を行う際には差分法を用い、全周計算を行った。時間項に対しては一次精度前進差分、対流項には二次精度風上差分、その他の項には二次精度中心差分を用い、流線関数の計算には二次精度中心差分によるSOR法を用いた。また計算終了における収束判定には次式を用いた。

$$S = \frac{|\xi_{i,j}|^{n+1} - |\xi_{i,j}|^n}{|\xi_{i,j}|_{\max}^{n+1}} \quad (4.66)$$

式(4.66)において、 $\xi_{i,j}$ はそれぞれ温度、流線関数、渦度に相当し、収束判定値 S が $S \leq O(\Delta t)$ (Δt : 時間刻み) を満足した場合に収束したと判断した。

計算における分割数の採用においては $\eta \times \phi = 30 \times 60, 40 \times 80, 50 \times 100$ と変化させて計算を行なった。その後、流れが定常になった場合には、熱的にバランスして、内管側の伝熱量と外管側の伝熱量は等しくなる必要があるため、それぞれにおいて内管側の伝熱量 Q_i^+ と外管側の伝熱量 Q_o^+ を比較し、どの程度一致するかを検討した。その結果、 $40 \times 80, 50 \times 100$ 分割の場合における内外管の伝熱量がよく一致したため、計算効率が良い 40×80 分割を採用した。

実際の計算におけるプログラムのフローチャートは第2章におけるFig.2.4に示したものとほぼ同様であるため、ここでは省略する。

数値解析においては実験装置および実験条件を考慮して、 $|Ra|$ 数は $Ra = 2.7 \times 10^5, 3.8 \times 10^5, 5.0 \times 10^5, 7.4 \times 10^5, 3.8 \times 10^6$ 、内管半径は $R_i^+ = 0.36, 0.5$ 、偏心量は $e^+ = 0 \sim 0.4$ までを主に 0.05 刻みで、二重管の偏心方向角度 ϕ_e に関しては、 $\phi_e = 0 \sim 180^\circ$ までを主に 90° 刻みで、それぞれパラメータとして変化させて計算した。また、時間刻み Δt^+ は、 $\Delta t^+ = 2.0 \times 10^{-5} \sim 10^{-7}$ までを必要に応じて使い分けた。

4. 3 実験

4. 3. 1 実験方法

実験装置の概略図をFig.4.2に示した。Fig.4.2の下には図中に用いた番号に相当する装置名を示した。実験装置は大別して、試験部、恒温水循環部、温度測定部に分けられる。まず、恒温水循環装置⑥、⑦及び恒温水槽②によって熱媒体の温度を一定に保ちケミカルポンプ④、⑤を用いて試験部①に循環させることにより外管側を加熱し、内管側を冷却した。

Fig.4.3には供試二重円管の詳細図を示した。図に示したように、供試円管は内部の対流の可視化を考慮して外管側は $\phi 120[\text{mm}]$ 、肉厚 $5[\text{mm}]$ の亚克力管を使用し、内管側は $\phi 40[\text{mm}]$ 、肉厚 $3[\text{mm}]$ の銅管を使用した。さらに外管の外側に $\phi 150[\text{mm}]$ の亚克力管を用いて三重管構造とし熱媒体（水）を循環させる事により外管側を加熱した。また、内管側は中心軸に通した $\phi 13[\text{mm}]$ の亚克力パイプ先端にあけた $\phi 6[\text{mm}]$ の4個の穴から冷却用熱媒体（エチレングリコール10%水溶液）を内管の内側に流入させ、4本の $\phi 7[\text{mm}]$ の亚克力パイプから流出させる事により冷却した。

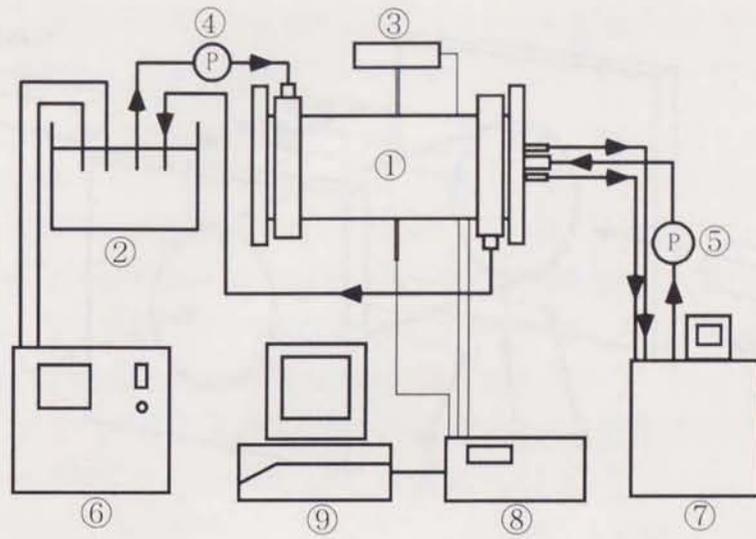
管壁温度測定用の熱電対は、外管には周方向に16点、軸方向に2点、内管には周方向に8点、軸方向に2点配置した。測定には素線径 $0.2[\text{mm}]$ のT型熱電対（銅-コンスタンタン）を用いた。

内部温度の測定では、熱電対を $\phi 1.06[\text{mm}]$ のステンレスパイプに通し、その先端部分を軸方向に $20[\text{mm}]$ 程度直角に曲げ、二重円管の対称軸方向から挿入した。そして熱電対移動装置③（読みとり顕微鏡、位置精度 $0.1[\text{mm}]$ ）に取り付けた保持装置に固定し、移動させながらデータロガー⑧によって内部の温度場を測定した。測定には素線径 $0.2[\text{mm}]$ のT型熱電対（銅-コンスタンタン）を用いた。

実験には、作動流体として抜気済みの蒸留水を用い、所定の温度の熱媒体を外管側に約1~2時間程度循環させ、円管内部の温度をほぼ一様にした後、内管側に冷却用熱媒体を循環させ実験開始とした。その後、場が定常になった（約5~8時間程度）事を確認した後内部温度の測定を開始し、測定後写真撮影を行った。実験における設定温度としては、内管側は 0 または $4[^\circ\text{C}]$ 付近、外管側は $8, 11$ または $22[^\circ\text{C}]$ 付近とした。そして、偏心量は $17[\text{mm}]$ と固定し、偏心方向としてそれぞれ内管を垂直上方、水平、垂直下方に偏心させた場合に関して実験を行った。

4. 3. 2 流れの可視化

可視化実験においては、トレーサーとしてアルミニウム粉末を用いた。実際に実験する際には、抜気済みの蒸留水3lに対しアルミニウム粉末 $1.5[\text{g}]$ を混入し、十分に攪拌した



- ① : Test section
- ② : Thermocouple moving device
- ③ : Thermocouple
- ④ : Data logger
- ⑤ : Computer
- ⑥ : EYELA, CPT-201
- ⑦ : Constant temperature bath
- ⑧ : Pump(heat)
- ⑨ : Pump(cold)

Fig.4.2 Schematic diagram of experimental apparatus

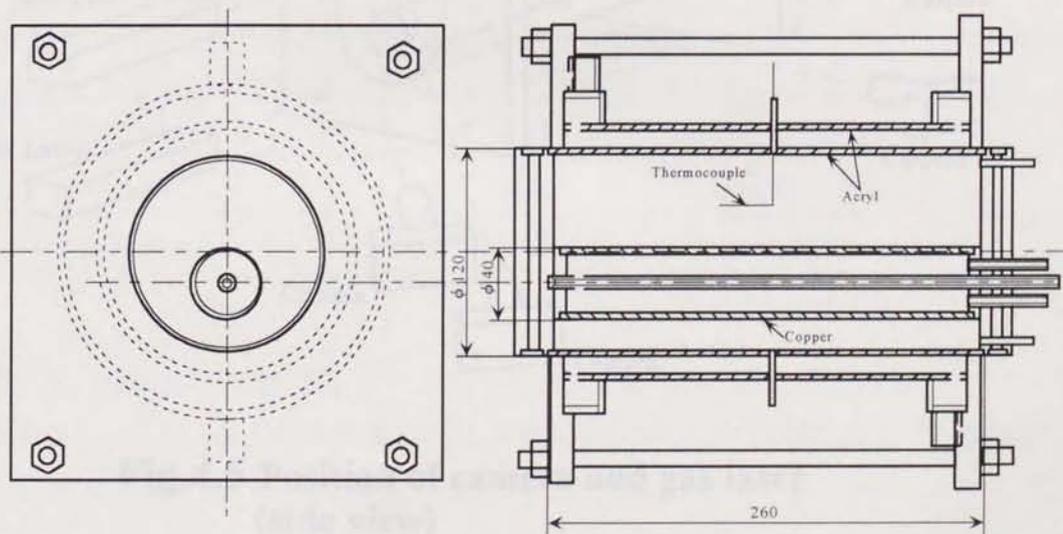


Fig.4.3 Details of test section

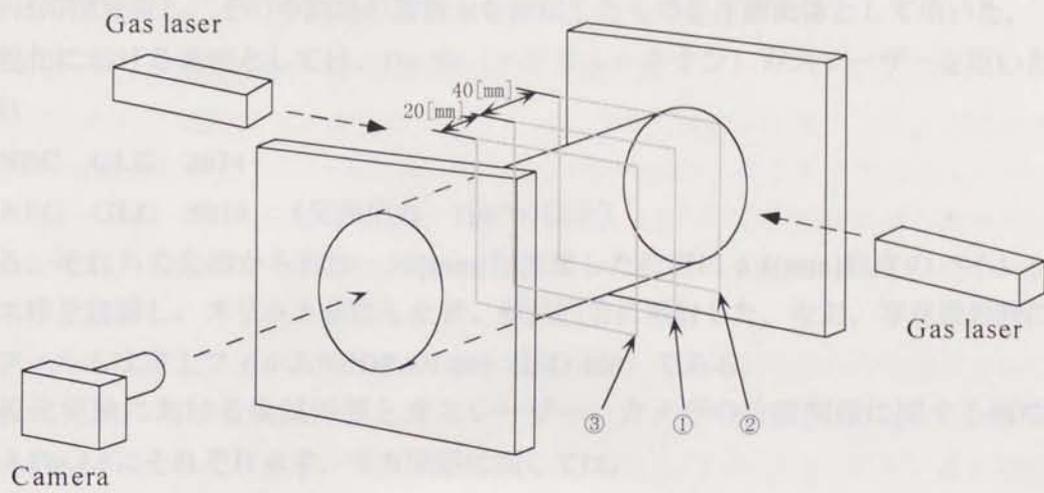


Fig.4.4 Position of camera and gas laser
(front view)

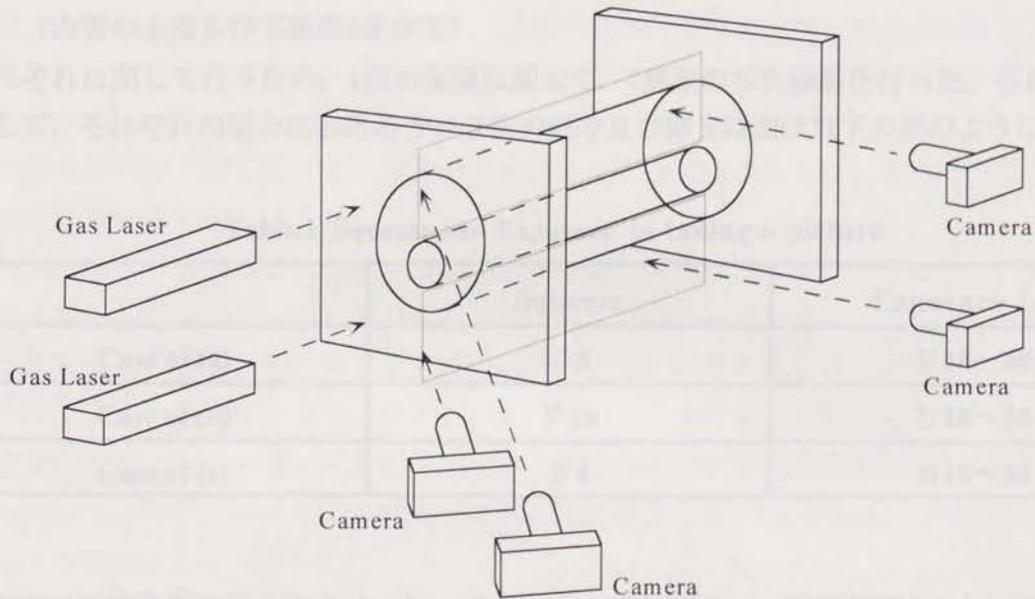


Fig.4.5 Position of camera and gas laser
(side view)

後、約5時間放置し、その中間層の蒸留水を抽出したものを作動流体として用いた。

可視化における光源としては、He-Ne（ヘリウム-ネオン）ガスレーザーを用いた。それぞれ

(1) NEC GLG 2034

(2) NEC GLG 5010（発振出力 1[mW]以上）

である。それらの先端から約20~30[mm]程度離れた位置にφ4[mm]程度のパイレックスガラス棒を設置し、スリット状にした後、供試円管に照射した。なお、写真撮影時に使用したフィルムは富士フィルムNEOPAN 400（ISO 400）である。

可視化実験における供試円管とガスレーザー、カメラの位置関係に関する概略図をFig.4.4, Fig.4.5にそれぞれ示す。写真撮影に関しては、

- (a) ガスレーザーを左右から照射し、断熱窓前面から撮影した場合
（軸方向に対して3面存在）
- (b) ガスレーザーを軸方向から照射し、断熱窓の斜め前方から、管の端面付近を撮影した場合（内管の上部及び下部の2面存在）
- (c) ガスレーザーを軸方向から照射し、管の側面から撮影した場合
（内管の上部及び下部の2面存在）

それぞれに行うため、1回の実験に関して、7種類の写真撮影を行った。写真撮影に際して、それぞれの場合におけるカメラ側の絞り及び露光時間は以下の表のようにした。

Table.1 Squeeze and Exposure in taking a picture

	Squeeze	Exposure [s]
Case of (a)	F 8	B 18~30
Case of (b)	F 16	B 18~30
Case of (c)	F 4	B 18~30

実際に写真撮影を行う際には、ケーブルリリースを使用し、露光時間はストップウォッチで測定した。なお、(a)の場合に関しては、それぞれ次の3つの位置に関して写真撮影を行った。

- ① 内部温度場を測定している面
- ② ①の位置よりも、40[mm]程度奥の面
- ③ ①の位置よりも、20[mm]程度奥の面

4. 4 結果および考察

4. 4. 1 実験結果と数値解析結果との比較

本研究における実験では、作動流体として熱容量の大きい水を使用した事および内部の対流の可視化を考慮して外管側に比較的熱伝導率が悪いアクリル管を使用した事により、特に外管側において周方向に管壁温度分布が生じた。そのため、実験結果と数値解析結果との比較には、実験によって得られた管壁温度分布を最小自乗法で近似し、得られた近似関数を数値解析における温度境界条件として用いた。

代表的な管壁温度分布の例をFig.4.6に示した。この図は、内外管の設定温度として内管側を4[°C]付近、外管側を22[°C]付近とし、内管を垂直上方に偏心させた場合の実験における管壁温度分布である。図より、外管側の最高管壁温度は17.1[°C]であり、最低管壁温度は10.2[°C]であるため、その差は6.9[°C]となる。同様に内管側の最高管壁温度は7.6[°C]であり、最低管壁温度は5.0[°C]であるため、その差は2.6[°C]となる。このように実験によって得られた内外管の管壁温度より最小自乗法で近似した近似関数を用いて数値解析を行う。

Fig.4.7にFig.4.6における外管側の管壁温度分布と最小自乗法で近似した近似関数との関係を示した。この図において、横軸は無次元角度を示し、縦軸は外管の管壁温度を示す。また、○が実験における実測値であり、実線が最小自乗法で近似した近似関数である。この図より、近似関数は比較的良好に実験値に一致しており、近似関数は妥当なものであると判断した。

実験は内外管の設定温度として水の密度反転を含む場合と含まない場合とに関して実験および数値解析を行った。

Fig.4.8(a)には温度設定として内管側を4[°C]付近、外管側を22[°C]付近とし、内管を垂直上方に偏心させた場合に関する実験における流れの可視化写真を示した。内外管の設定温度として水の密度反転を含まない領域のため、流れは外管に沿って上昇し、内管に沿って下降する単一渦流れとなり、内管下部側において比較的強い下降流が生じた。また、内管を垂直上方に偏心させた場合には、内管下部側に広い対流領域が形成された。Fig.4.8(b)にはFig.4.8(a)の場合に相当する数値解析による流線を示した。Fig.4.8(a)と比較して、全体的な流れの様相は良く一致した。

Fig.4.9(a)には設定温度として内管側を0[°C]付近、外管側を11[°C]付近とし、内管を水平方向に偏心させた場合に関する実験における流れの可視化写真を示した。管壁温度は外管側では最高8.7[°C]、最低5.4[°C]であり、内管側では最高0.6[°C]、最低0.4[°C]であった。内外管の設定温度として水の密度反転を含むため、流れは外管に沿って上昇する流れと内管に沿って上昇する流れの2つの流れが共存し、全体的には半径方向に二分されるような流れとなった。また、内管を水平方向に偏心させたため、流れは左右非対称となり、左側

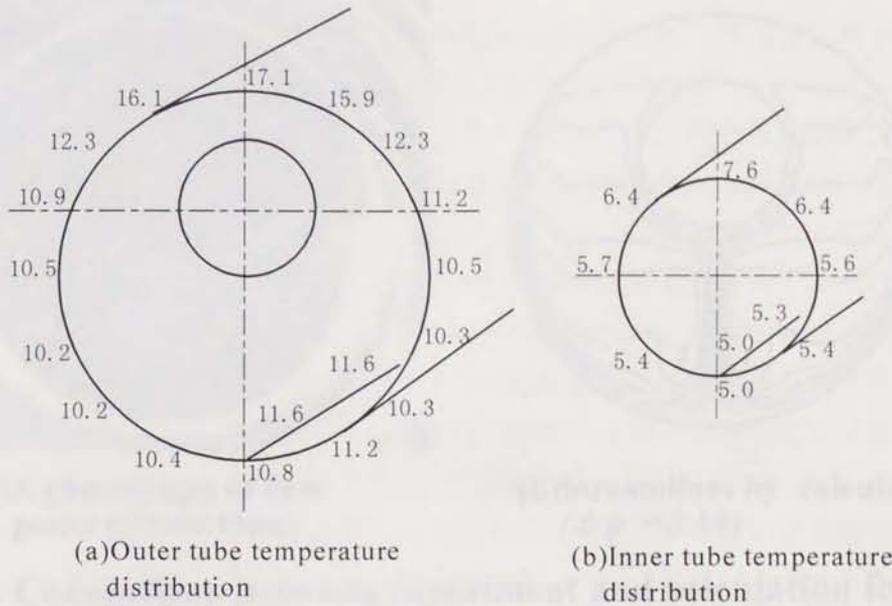


Fig.4.6 Outer and Inner tube surface temperature distribution

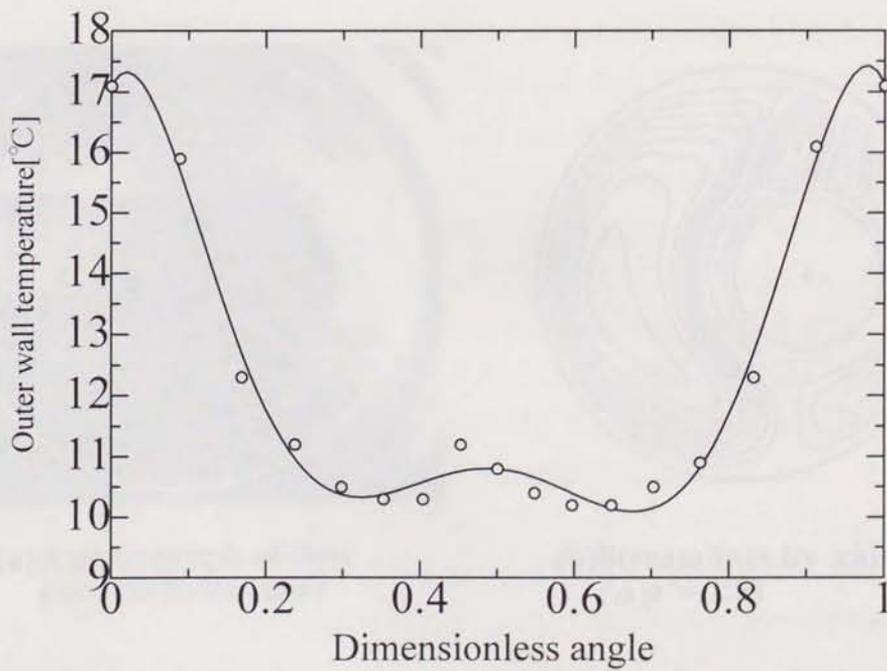
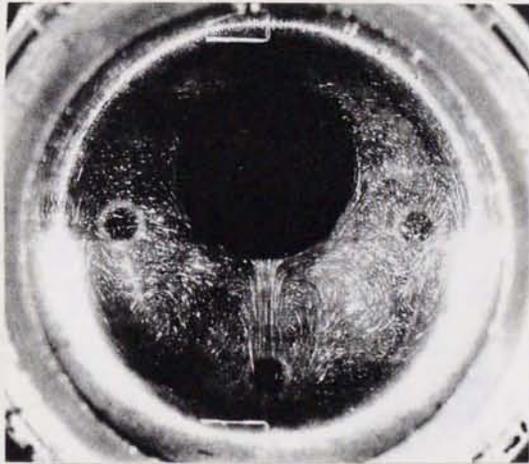
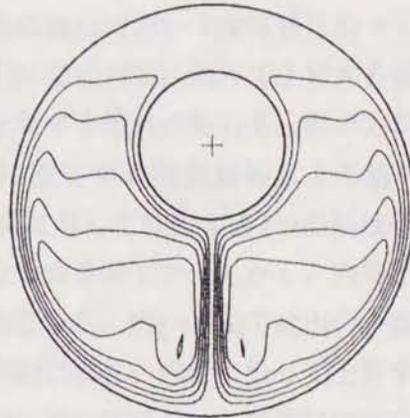


Fig.4.7 Distribution of outer wall temperature for eccentricity to a vertical upper side ($R_o=55.0$ [mm], $R_i=19.8$ [mm], $\varepsilon=17$ [mm])

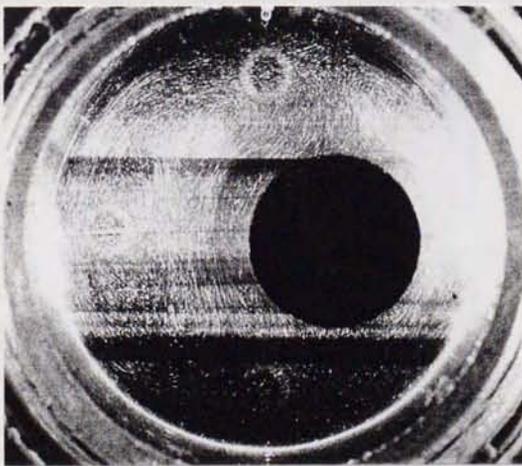


(a) A photograph of flow pattern (front view)

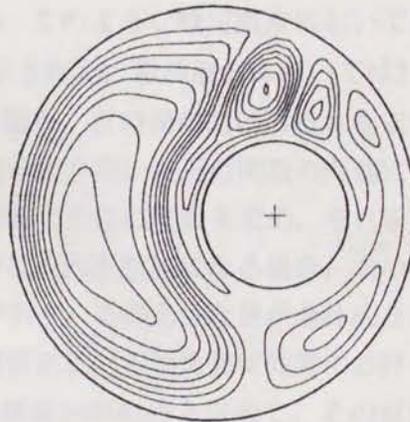


(b) Streamlines by calculation ($\Delta\psi^+ = \pm 10$)

Fig.4.8 Comparison between experiment and calculation for eccentricity to vertical upper side
 $(R_o=55[\text{mm}], R_i=19.8[\text{mm}], \varepsilon=17[\text{mm}], R_i^+=0.36, \varepsilon^+=0.31,$
 $\phi_g^+=0.5, Pr=10.1, Ra=3.8 \times 10^5)$



(a) A photograph of flow pattern (front view)



(b) Streamlines by calculation ($\Delta\psi^+ = \pm 5$)

Fig.4.9 Comparison between experiment and calculation for eccentricity to horizontal side
 $(R_o=55[\text{mm}], R_i=19.8[\text{mm}], \varepsilon=17[\text{mm}], R_i^+=0.36, \varepsilon^+=0.31,$
 $\phi_g^+=0.25, Pr=11.7, |Ra| = 3.8 \times 10^6)$

の流れの勢力が比較的強くなっている。それぞれの流れにおいては外管に沿って上昇する流れの方が圧倒的に強く、そのため内管上部においては内管に沿って上昇する流れを包み込むような形になった。さらに、内管に沿って上昇する流れの勢力も左側の方が若干強くなっている。Fig.4.9(b)にはFig.4.9(a)の場合に相当する数値解析による流線を示した。Fig.4.9(a)と比較して、流れの特徴である半径方向に対して発生する2つの渦は数値解析においても見られ、全体的な流れの様相は定性的な一致を示した。しかし、内管上部付近における流れは、実験結果と数値解析結果とでは異なった。Fig.4.9(a)では内管上部付近においては、外管に沿って上昇する流れの勢力が圧倒的に強く、内管に沿って上昇する流れをほぼ完全に押さえ込んでいるのに対し、Fig.4.9(b)においてはそれとは逆に内管に沿って上昇する流れが比較的強く、そのため流れは外管付近にまで発達した。

Fig.4.8に示したように、水の密度反転域を含まない場合には実験結果と数値解析結果とは比較的良く一致したが、密度反転を含む領域に関しては、特にFig.4.9のように半径方向に2分されるような流れとなる場合、実験結果と数値解析結果は全体的な流れの様相における一致にとどまった。Fig.4.9のような場合、半径方向に2分されるような流れとなるため、場が不安定になるという事は他の研究者らの報告により知られている。そのため、このような設定温度においては実験自体が難しいと考えられる。また、数値解析における問題として流れの3次元性、管壁温度分布を用いた近似関数の問題、物性値の取り扱いが考えられる。流れの3次元性に関しては後述するが、このような設定温度においては、軸方向に対して流れが存在することが実験によって示された。数値解析においては2次元問題として扱っているため、流れが3次元性を示した場合、どの面における流れを示しているかを明確に示すことができない。また、管壁温度分布を用いた近似関数の問題に関しては、前述したように実験によって得られた管壁温度分布より近似関数を求め、それを計算における温度境界条件として用いたが、特にこのように流れが複雑になる場合、求めた近似関数と実験における管壁温度分布とでは若干の差があり、そのような差が全体的な流れに影響を及ぼしていると考えられる。次に、本数値解析における物性値は外管における最高温度と内管における最低温度とを足して2で割った温度を膜温度と定義し、その温度における物性値を用いている。そのため、特にこのように流れが半径方向に対して2分されるような流れとなる場合、膜温度における物性値を使用することが適切であるかどうかという問題も考えられる。いずれにせよ、数値解析においては全体的な流れの特徴は捉えていると考えられる。

Fig.4.10にはFig.4.8(a),(b)の場合における半径方向での定常温度分布の実験結果と数値解析結果との比較を示した。図において、横軸は半径方向の無次元距離を示し、縦軸は実際の温度を示す。半径方向距離については独立変数 η^* を用いて整理し、 $\eta^*=0$ で内管を、 $\eta^*=1$

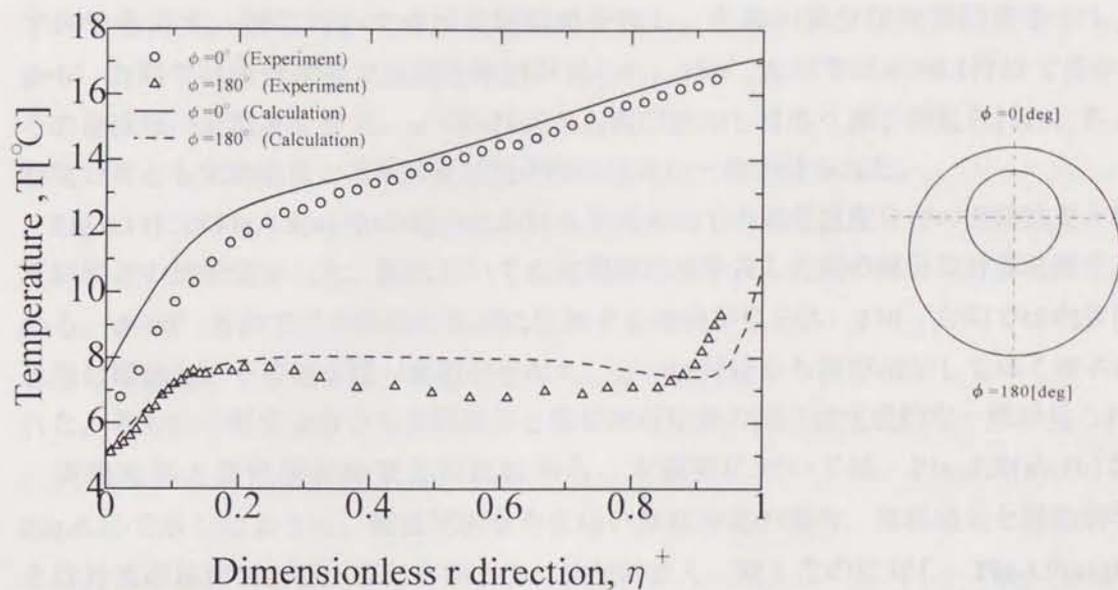


Fig.4.10 Dimensionless temperature distribution in the case of eccentricity to a vertical upper side ($R_o=55[\text{mm}], R_i=19.8[\text{mm}], \varepsilon=17[\text{mm}], R_i^+=0.36, \varepsilon^+=0.31, \phi_g^+=0.5, Pr=10.1, Ra=3.8 \times 10^5$)

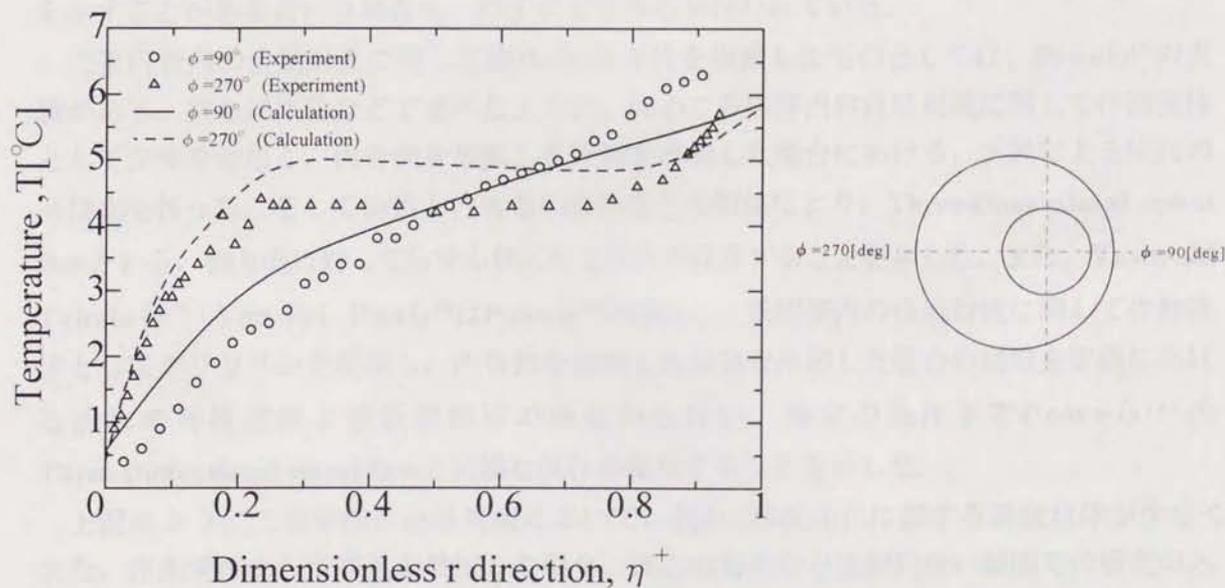


Fig.4.11 Dimensionless temperature distribution in the case of eccentricity to a horizontal side ($R_o=55[\text{mm}], R_i=19.8[\text{mm}], \varepsilon=17[\text{mm}], R_i^+=0.36, \varepsilon^+=0.31, \phi_g^+=0.25, Pr=11.7, |Ra|=3.8 \times 10^6$)

で外管を表す。図において点は実験結果を表し、各種の線分は計算結果を示している。 $\phi=0^\circ$ 方向では内管付近で急激な増加が見られ、 180° 方向では $\eta^+=0.1$ 付近で多少増加し、その後ほぼ一定温度を保ち、 $\eta^+=0.9$ 付近から再び増加してゆく様子が見られた。各方向の温度分布とも実験結果と数値解析結果の間には良い一致が見られた。

Fig.4.11にはFig.4.9(a),(b)の場合における半径方向での定常温度分布の実験結果と数値解析結果との比較を示した。図において点は実験結果を表し各種の線分は計算結果を示している。 $\phi=90^\circ$ 方向では全体的に単調に増加する傾向が見られ、 270° 方向では内管付近で急激に増加し、その後ほぼ一定温度を保ち、 $\eta^+=0.8$ 付近から再び増加してゆく様子が見られた。各方向の温度分布とも実験結果と数値解析結果の間には定性的な一致が見られた。

実験結果と数値解析結果との比較から、本研究においては、Fig.4.8(a),(b)およびFig.4.10で示したように、密度反転を含まない温度設定の場合、実験結果と数値解析結果とは対流の様相および内部温度場ともに比較的良く一致したのに対し、Fig.4.9(a),(b)およびFig.4.11で示したように密度反転を含む場合、定性的な一致にとどまった。

4. 4. 2 流れの3次元性

ほとんどの条件下において、二重円管内の自然対流は2次元であるという検証はすでに多くの研究者らによって示されてきた。その一方、ある特定の条件下では流れは3次元性を示すことがあるという報告も、わずかではあるが行われている。

二重円管内の自然対流に関して流れの3次元性を指摘したものとしては、Poweら⁽⁶⁾の実験がある。彼らは序論などで述べたように、同心二重円管内の自然対流に関して作動流体として空気を使用し、内管側を加熱し外管側を冷却した場合における、実験による流れの可視化を行った。そして Gr 数と内外管の管径比との関係により、Three-Dimensional spiral flowという、軸方向に対してらせん状になる流れが存在することを示した。また、Yasuyuki Takataら⁽⁷⁾、Yan-Fei Raoら⁽⁸⁾はPoweら⁽⁶⁾同様同心二重円管内の自然対流に関して作動流体としてグリセリンを使用し、内管側を加熱し外管側を冷却した場合の研究を実験における流れの可視化および数値解析の両面から行い、特定の条件下でPoweら⁽⁶⁾のThree-Dimensional spiral flowと同様な流れが発生することを示した。

上記のように二重管内の自然対流において、流れの3次元化に関する研究自体が少なく、また、作動流体として空気を使用した場合、同心の場合など比較的狭い範囲での研究のみである。ここでは、本研究で行った条件下において、流れが3次元性を示した場合に関して流れの可視化写真を通して検証する。

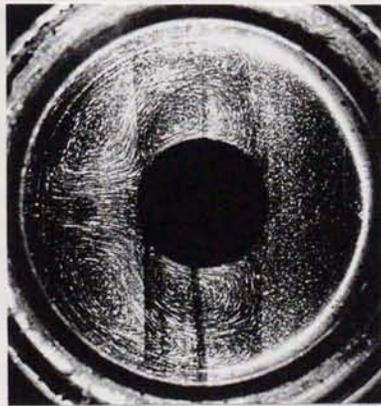
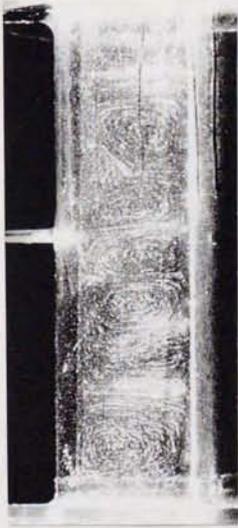
本研究においては、内管側の管壁温度を $0[^\circ\text{C}]$ または $4[^\circ\text{C}]$ 付近とし、外管側の温度を $8[^\circ\text{C}]$, $11[^\circ\text{C}]$ または $22[^\circ\text{C}]$ 付近として実験を行った。その中で、特に軸方向において流れが生じ

3次元的な様相を示したのは内管側の管壁温度を0[°C]付近とし、外管側の温度を11[°C]付近とした場合であったためここでは特にその条件下における流れの様相に関して検証する。

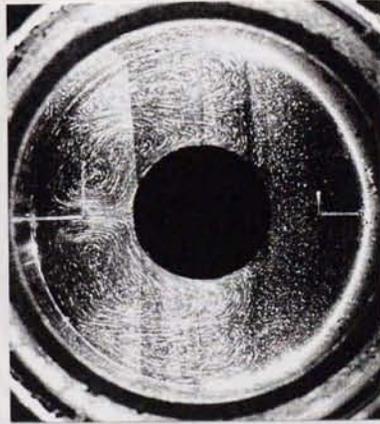
まず、Fig.4.12に同心の場合の可視化写真を示す。図においてFig.4.10(a)が内管の中心軸上における上部の流れを側面から撮影した写真であり、Fig.4.12(b),(c),(d)が正面から撮影した写真である。なお、Fig.4.12(b)はFig.4.4における③の位置（内部温度場を測定した位置より20[mm]程度手前の位置）における写真であり、Fig.4.12(c)はFig.4.4における①の位置（内部温度場を測定した位置）における写真であり、Fig.4.12(d)はFig.4.4における②の位置（内部温度場を測定した位置より40[mm]程度奥の位置）における写真である。さらに、Fig.4.12(e)は内管の中心軸上における下部の流れを側面から撮影した写真である。Fig.4.12(a)に示したように、このような条件下では軸方向に対し、多少不規則ではあるが複数の渦列が発生していることがわかる。また、発生した渦は比較的強く、外管付近にまで到達しベナール渦のような形態になっていることがわかる。次に、Fig.4.12(b)においては、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの2つの流れが共存していることがわかる。また、外管に沿って上昇する流れの勢力が比較的強く、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの勢力をほぼ完全に押さえ込むような形になっている。一方、Fig.4.12(c)においてはFig.4.12(b)の場合とは異なり、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの勢力が比較的強く、外管側にまで到達していることがわかる。それに伴い、外管に沿って上昇する流れの勢力はFig.4.12(b)の場合よりも多少弱くなっていることがわかる。さらに、Fig.4.12(d)ではFig.4.12(b),Fig.4.12(c)の場合とも異なり、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの勢力は比較的弱まり、共に細長い状態で半径方向に2分されるような形となっていることがわかる。Fig.4.12(e)においては特に目立った流れは確認できなかつたため、内管下部側は比較的安定な流れの停滞域になっていると考えられる。

次にFig.4.13に内管を垂直上方に偏心させた場合の可視化写真を示す。図においてFig.4.13(a)が内管の中心軸上における上部の流れを側面から撮影した写真であり、Fig.4.13(b),(c),(d)が正面から撮影した写真である。さらに、Fig.4.13(e)は内管の中心軸上における下部の流れを側面から撮影した写真である。Fig.4.13(a)より、内管上部においては、手前の方で上昇流が確認できるが、奥の方ではそれほど目立った流れは確認できない。Fig.4.13(b)では、流れは内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの2つが確認できるが、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの勢力が圧倒的に強く、外管にまで到達していることがわかる。そのため、2つの流れは主に半径方向ではなく、周方向に対して2分されるような流れとなっている。Fig.4.13(c)では、Fig.4.13(b)と同様2つの流れが存在し、周方向に対して2分されるような流れとなっていることがわかる。しかし、

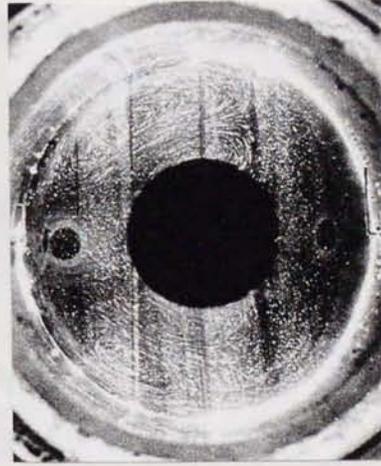
(a) A photograph of flow pattern at upper (side view)



(b) A photograph of flow pattern (front view, ③)



(c) A photograph of flow pattern (front view, ①)

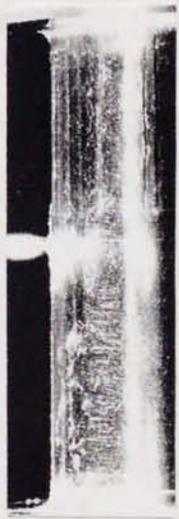


(d) A photograph of flow pattern (front view, ②)

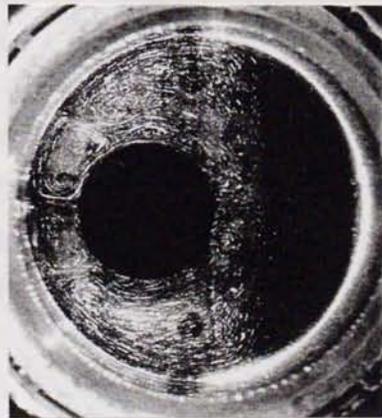


(e) A photograph of flow pattern at lower (side view)

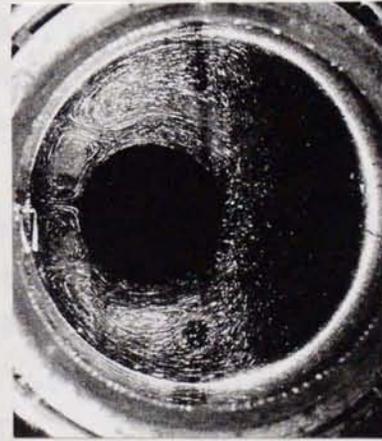
Fig.4.12 Photographs for concentric cylindrical annulus ($T_F=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=11[^\circ\text{C}]$)



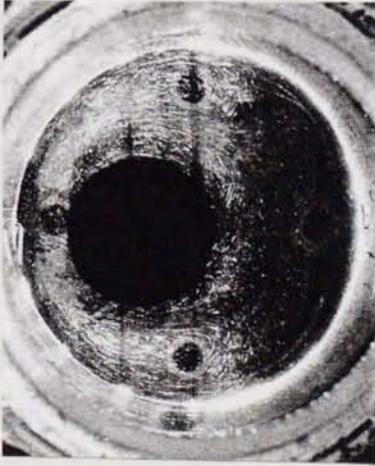
(a) A photograph of flow pattern at upper (side view)



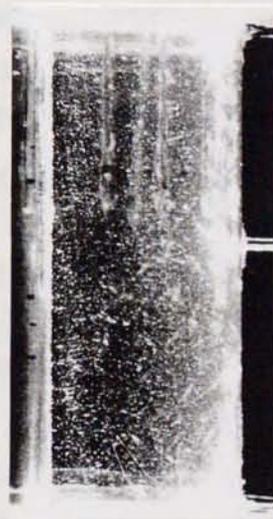
(b) A photograph of flow pattern (front view, ③)



(c) A photograph of flow pattern (front view, ①)



(d) A photograph of flow pattern (front view, ②)



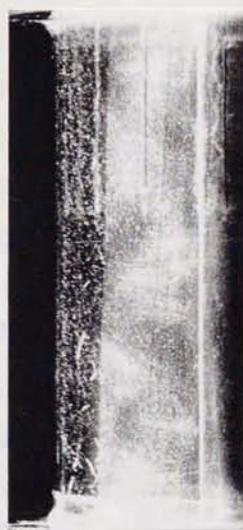
(e) A photograph of flow pattern at lower (side view)

Fig.4.13 Photographs for eccentric cylindrical annulus ($T_f=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=11[^\circ\text{C}]$)

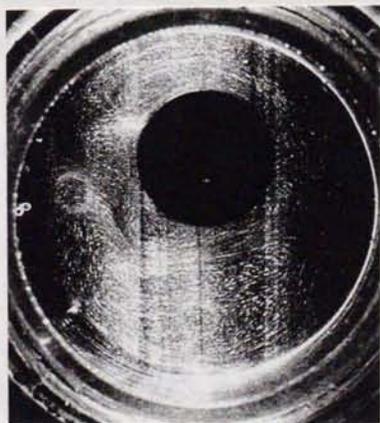
Fig.4.13(b)と比較すると内管上部における流れの勢力が若干弱まっている事がわかる。また、Fig.4.13(d)では、Fig.4.13(b),Fig.4.13(c)とは異なり、内管に沿って上昇する流れの勢力は弱まり、逆に外管に沿って上昇する流れの勢力が強くなっていることがわかる。そのため、内管上部付近においては外管に沿って上昇する流れの勢力が強くなり、内管に沿って上昇する流れを押しさえ込むような形になっている事がわかる。また、この場合においては内管上部付近において外管に沿って上昇する流れの勢力が強いため、流れは主に半径方向に対して2分されるような形になっている。Fig.4.13(e)においては、特に特に目立った流れは確認できなかったため、内管下部側は比較的安定な流れの停滞域になっていると考えられる。

次にFig.4.14に内管を水平方向に偏心させた場合の可視化写真を示す。図においてFig.4.14(a)が内管の中心軸上における上部の流れを軸方向から撮影した写真であり、Fig.4.14(b),(c),(d)が正面から撮影した写真である。さらに、Fig.4.14(e)は内管の中心軸上における下部の流れを側面から撮影した写真である。まず、Fig.4.14(a)では軸方向に対してかなり不規則な流れが発生していることがわかる。また、図の左隅の位置において、内管付近に小さな渦が2つ発生している事も確認できる。Fig.4.14(b)では、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れとの2つの流れが存在していることがわかる。また、流れは左右非対称性を示しており、左側の比較的広い対流域における流れの勢力が強いことがわかる。内管の右側である環状部の距離が比較的狭くなる位置においては、内管に沿って上昇する流れの勢力と外管に沿って上昇する流れの勢力は比較的きつ抗しており、半径方向に対して2分される様な流れになっている。一方、左側の対流域が比較的広い位置においては、外管に沿って上昇する流れの勢力が圧倒的に強く、内管に沿って上昇する流れを押しさえ込むような形になっていることがわかる。Fig.4.14(c)では、先ほどと同様、流れは半径方向に対して2分される様な流れとなっていることがわかる。ただし、Fig.4.14(b)の場合とは異なり、内管上部付近においては外管に沿って上昇する流れの勢力が比較的強く、内管に沿って上昇する流れをほぼ完全に押しさえ込むような形になっている事がわかる。そのため、内管上部においては比較的強い下降流が存在していると考えられる。Fig.4.14(d)では全体的な流れはFig.4.14(b)と似通っているが、内管上部においてはFig.4.14(b)と比較して若干外管に沿って上昇する流れの勢力が強くなっていると考えられる。Fig.4.14(e)では、流れは内管下部のわずかな領域においてのみ確認できる。これは内管に沿って上昇する流れであると考えられるが、Fig.4.14(a)のような三次元性は特に見られない。また外管付近においては特に流れが見られないため、管の下部においては比較的安定な流れの停滞域になっていると考えられる。

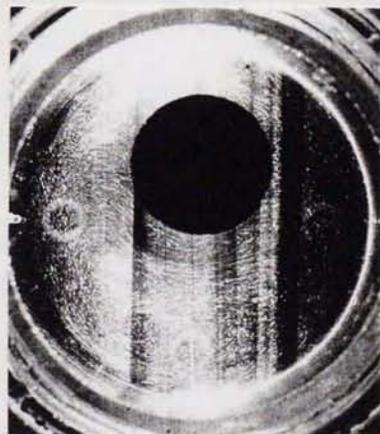
次にFig.4.15に内管を垂直下方に偏心させた場合の可視化写真を示す。



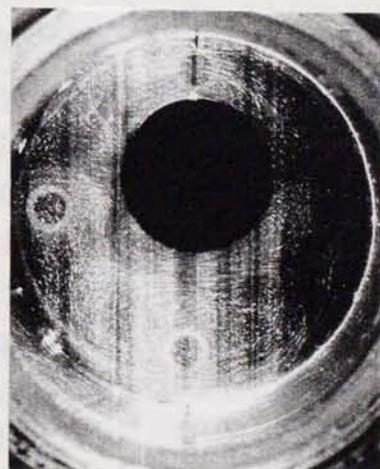
(a) A photograph of flow pattern at upper (side view)



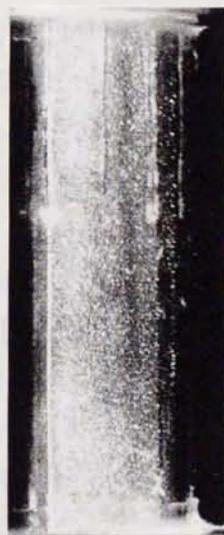
(b) A photograph of flow pattern (front view, ③)



(c) A photograph of flow pattern (front view, ①)



(d) A photograph of flow pattern (front view, ②)



(e) A photograph of flow pattern at lower (side view)

Fig.4.14 Photographs for eccentric cylindrical annulus ($T_F=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=11[^\circ\text{C}]$)

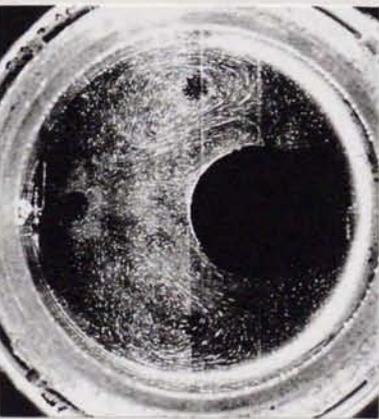
図においてFig.4.15(a)が内管の中心軸上における上部の流れを軸方向から撮影した写真であり、Fig.4.15(b),(c),(d)が正面から撮影した写真である。さらに、Fig.4.15(e)は内管の中心軸上における下部の流れを側面から撮影した写真である。Fig.4.15(a)では内管上部付近に集中して比較的規則的な軸方向の流れが発生している。また、その流れの勢力はそれほど強くなく、外管付近にまで発達せず、環状部の距離の半分程度の位置までしか発達せず、外管付近では比較的安定な流れの停滞域が存在していることがわかる。Fig.4.15(b)では、流れは半径方向に対して2分されるような流れとなっている。また、流れの勢力としては内管に沿って上昇する流れよりも外管に沿って上昇する流れのほうが強くなっているが、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの方が比較的強くなっていることがわかる。Fig.4.15(c)では、Fig.4.15(b)と全体的な流れは似通っているが、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの勢力が若干強くなっている事がわかる。また、内管に沿って上昇する流れはFig.4.15(b)と比較して、全体的に若干内管上部側に偏っている事もわかる。Fig.4.15(d)でも同様Fig.4.15(b)と全体的な流れは似通っているが、内管上部においては内管に沿って上昇する流れの勢力が若干弱くなっている事がわかる。Fig.4.15(e)においては、特に目立った流れは確認できなかったため、内管下部側は比較的安定な流れの停滞域になっていると考えられる。

以上のように、特に流れが3次元性を示した場合について、同心および、垂直上方、水平、垂直下方に偏心させた場合に関して流れの可視化写真を通してその流れの状態を検討した。それらの結果から、同心および偏心させた場合の両者において流れの3次元性が確認されたが、それぞれの場合においてその様相は異なってくる。Fig.4.12(a),Fig.4.15(a)に示したように、流れ場がほぼ左右対称になる場合、内管上部に発生する渦列はベナール渦に類似した形態になっており、それぞれの渦列の勢力は比較的同程度になっている。このような渦列になるのは流れが左右対称になる場合、内管上部においては左右からの上昇あるいは下降流がお互いに衝突する位置となるためであると考えられる。一方、同様に流れ場が左右対称になるFig.4.13(a)においては、Fig.4.12(a),Fig.4.15(a)に示したような渦列は特に発生していない。この場合、環状部の距離が狭いため、内管上部における上昇あるいは下降流は、Fig.4.12(a),Fig.4.15(a)の場合よりも弱くなり、そのため軸方向に対して明確な流れが発生しなかったと推測される。また、Fig.4.14(a)に示したように、流れ場が左右非対称になる場合、軸方向に対して不規則な流れが生じた。これは流れが左右非対称となり、Fig.4.14(a)の位置においては左右に発生する上昇あるいは下降流の勢力が異なるためであると推測される。

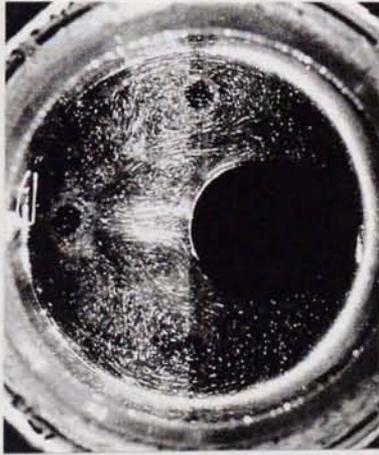
これらの結果から、流れが3次元性を示す主な原因として、水の密度反転が考えられる。同心や偏心させた場合全てにおいて流れが3次元性を示すということは、内管上部における



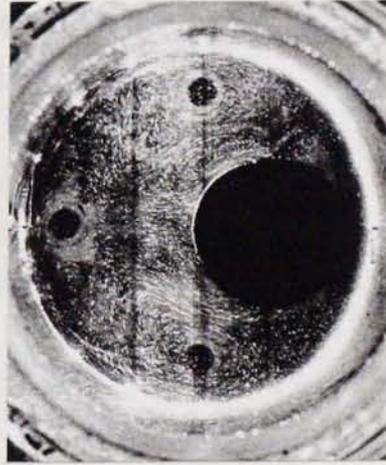
(a) A photograph of flow pattern at upper (side view)



(b) A photograph of flow pattern (front view, ③)



(c) A photograph of flow pattern (front view, ①)



(d) A photograph of flow pattern (front view, ②)



(e) A photograph of flow pattern at lower (side view)

Fig.4.15 Photographs for eccentric cylindrical annulus ($T_F=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=11[^\circ\text{C}]$)

環状部の距離が変化しても発生する可能性があると考えられる。また、流れが3次元性を示したのは全てにおいて設定温度として内管側を $0[^\circ\text{C}]$ 付近とし、外管側を $11[^\circ\text{C}]$ 付近とした場合のみであるということを考慮すると、このように作動流体として水を使用した場合、流れが3次元性を示すのは内外管の設定温度として $4[^\circ\text{C}]$ を挟み、さらにFig.4.12～Fig.4.15に示したように、半径方向に対して2分する流れが生じ、それぞれの流れの勢力が比較的強い場合であると推測される。

4. 4. 3 数値解析による各種パラメータを変化させた場合の結果

作動流体として水をを用いる場合、その流れの形態および伝熱特性に影響をおよぼすパラメータとして考えられるものとして、 Ra 数、内外管の管径比、偏心量、偏心方向の他に新たに内外管の設定温度が考えられる。周知の通り水は $4[^\circ\text{C}]$ 付近で最大密度を持つため、その温度を挟む様な設定温度にした場合、密度反転という現象を考える必要がある。このため、作動流体として水をを用いる場合、密度反転効果および偏心の効果により流れの形態は空気の場合と比較してかなり異なり、より複雑な様相を呈する。ここでは主に内外管の設定温度、偏心量、偏心方向の違いによる伝熱量変化に関して数値解析を用いて検討する。

数値解析においては、内外管の管壁温度を一様とし ($T_i(\phi)$, $T_o(\phi)=一定$)、内管側の温度 $T_i(\phi)=0[^\circ\text{C}]$ 、内管半径 $R_i^+=0.5$ と固定し、外管側の温度 $T_o(\phi)$ を $4, 7, 10[^\circ\text{C}]$ と変化させた場合について設定温度、偏心量および偏心方向を変化させたことによる伝熱量の変化を調べた。その際、偏心方向としては、内管をそれぞれ垂直上方、水平、垂直下方に偏心させた場合について考えた。

Fig.4.16に内管を垂直上方に偏心させ、外管側の温度 $T_o(\phi)$ をそれぞれ $4, 7, 10[^\circ\text{C}]$ と変化させた場合における偏心量と伝熱量との関係を外管側の設定温度をパラメータとして示した。この図より、 $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ および $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ とした場合、偏心量の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加していくことがわかる。また、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合には偏心量 $e^+=0.13$ 付近から伝熱量が多少増加し、その後偏心量が増加するに伴い伝熱量は緩やかに減少し、再び増加する特性を示した。また $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}], 10[^\circ\text{C}]$ の場合と比較して $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ の場合には Ra 数が比較的大きくなるにもかかわらず、伝熱量の全体的な低下が見られた。

Fig.4.17にFig.4.16における代表的な流線および等温線を示した。Fig.4.16(a)～(c)に示した様に、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合、密度的には内管側が小さく、外管側が大きくなるため、流れは全体的に内管に沿って上昇し、外管に沿って下降する単一渦流れとなる。Fig.4.16(a)に示したように、内管を若干垂直上方へ偏心させた場合、内管上部の対流域は若干狭められる。さらに内管下部側に密度的に安定な領域が広がることになり、内管下部側では比較的安定な流れの停滞域が発生する。そのため、全体的に対流は抑制されることになり、偏心

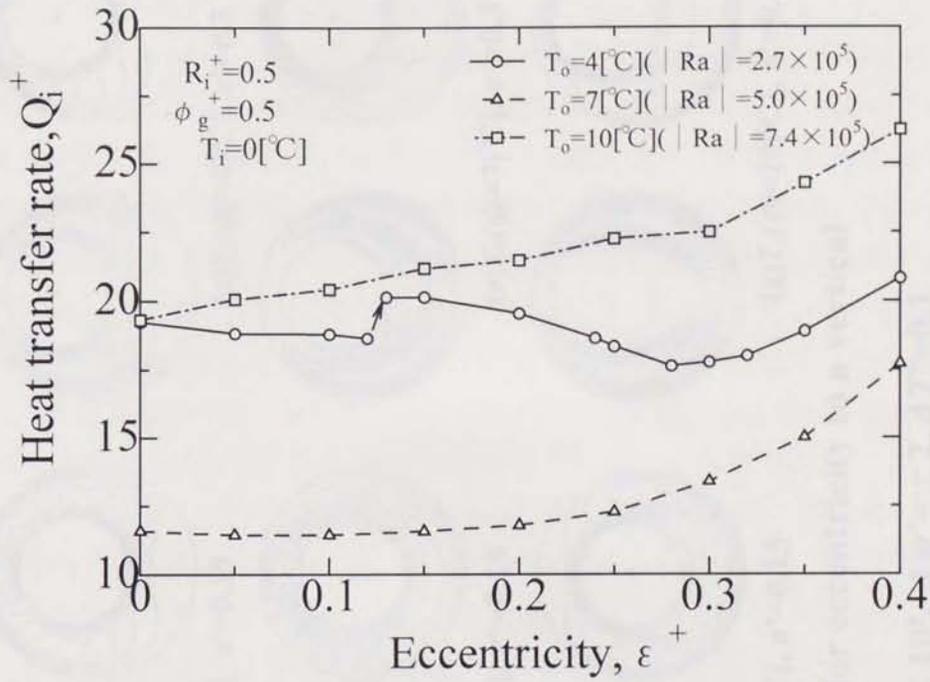
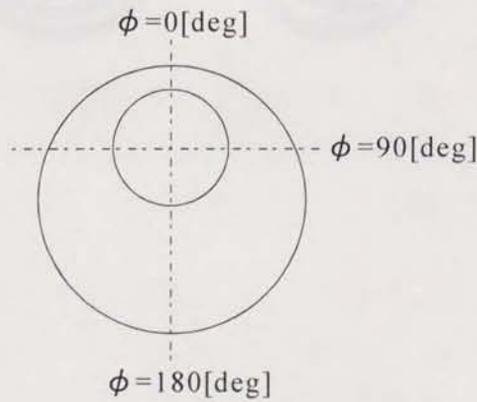


Fig.4.16 Variation of heat transfer rate for various temperature ($R_o=0.029[\text{m}], R_i=0.0145[\text{m}], R_i^+=0.5, \phi_g^+=0.5$)



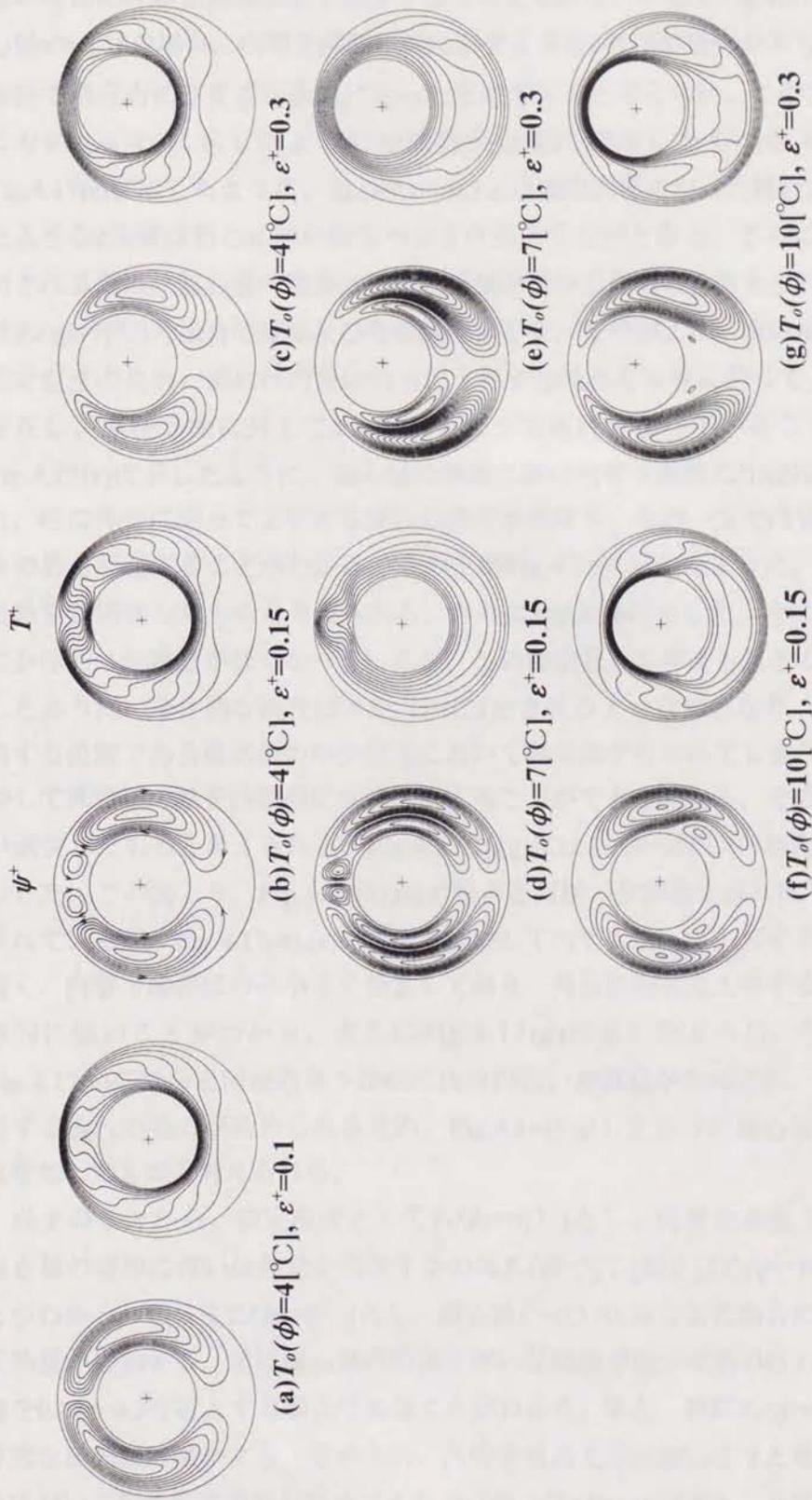


Fig.4.17 Stream lines and isotherms for eccentricity to a vertical

upper side($R_i^+=0.5$, $\phi_g^+=0.5$)

(a) \sim (c) $Pr=12.3$, $|Ra|=2.7 \times 10^5$, $\Delta\psi^+=\pm 2$, $\Delta T^+=0.1$

(d),(e) $Pr=11.7$, $|Ra|=5.0 \times 10^5$, $\Delta\psi^+=\pm 1$, $\Delta T^+=0.1$

(f),(g) $Pr=11.1$, $|Ra|=7.4 \times 10^5$, $\Delta\psi^+=\pm 3$, $\Delta T^+=0.1$

量の増加に伴い伝熱量は若干減少すると考えられる。一方でFig.4.17(b)に示すように、偏心量 $\epsilon^+=0.15$ の場合、内管上部側に図に示すような2次渦の発生がみられた。これは内管上部側で密度的に不安定な状態になったためであると考えられ、このような2次渦の発生によりFig.4.16に示したように伝熱量が急激に増加したものと考えられる。さらにFig.4.17(c)に示したように、偏心量 $\epsilon^+=0.3$ と比較的大きくなった場合、Fig.4.17(b)でみられたような2次渦は偏心に伴い押しつぶされるような形となる。さらに全体的な対流域が抑制されるため、偏心量の増加に伴い伝熱量が減少したものと考えられる。Fig.4.17(d),(e)には $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ の場合の流線及び等温線を示した。この図より、水の密度反転を挟むような設定温度のため、流れは内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの2つが存在し、半径方向に対して2分されるような流れとなっていることがわかる。さらにFig.4.17(e)に示したように、偏心量の増加に伴い内管下部側に比較的広い対流域が形成され、特に外管に沿って上昇する流れの勢力が強まり、その一方で内管に沿って上昇する流れの勢力が弱まることわかる。そのためFig.4.16に示したように、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加したものと考えられる。さらにFig.4.16に示したように、他の場合と比較して全体的に伝熱量が低くなっているが、この理由として考えられるのはFig.4.17(d),(e)に示したように、全体的な流れは半径方向に2分されるような形となり、それぞれの流れが接触する位置である環状部の中央付近において熱交換が行われてしまうため、他の場合と比較して外管側の熱を内管側に有効に伝えることができなくなる。その結果全体的な伝熱量が減少したものと考えられる。Fig.4.17(f),(g)には $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合の流線及び等温線を示した。この図より、Fig.4.17(d),(e)の場合と同様、全体的な流れは半径方向に対して2分されているが、Fig.4.17(d),(e)の場合と比較して内管に沿って上昇する流れの勢力は比較的弱く、内管下部側にのみ小さく発生しており、外管に沿って上昇する流れの勢力の方が圧倒的に強いことがわかる。さらにFig.4.17(g)に示したように、偏心量の増加に伴いFig.4.17(e)の場合と同様内管下部側に比較的広い対流域が形成され、特に外管に沿って上昇する流れの勢力が強められるため、Fig.4.16に示したように偏心量の増加に伴い伝熱量は増加したものと考えられる。

以上のことから、設定温度として $T_i(\phi)=0[^\circ\text{C}]$ とし、内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加するのは $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ および $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合であることがわかる。さらに $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ とし、偏心量 $\epsilon^+=0.15$ 付近とした場合においても若干ながら伝熱量が増加する。逆に偏心量の増加に伴い伝熱量が減少するのは $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ とし、偏心量を $0.28\sim 0.3$ 付近とする場合であることがわかる。また、特に $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ とした場合、全体的な伝熱量は減少する。そのため、内管を垂直上方に偏心させた場合、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合において伝熱促進効果が期待できるのは偏心量 $\epsilon^+=0.15$ 付近とした場合であり、逆に伝熱

を抑制する効果を期待する場合には偏心量 $\epsilon^+=0.28\sim 0.3$ 付近にすることが望ましいと考えられる。一方、 $T_o(\phi)=7[\text{C}]$ および $10[\text{C}]$ とした場合には伝熱促進効果を期待する場合にはそれぞれ偏心量 $\epsilon^+=0.35$ 付近にすることが望ましいと考えられる。

次に、Fig.4.18に内管を水平方向に偏心させた場合の偏心量と伝熱量との関係を外管側の設定温度をパラメータとして変化させた場合の結果を示す。まず、 $T_o(\phi)=4[\text{C}]$ の場合、偏心量 $\epsilon^+=0.25$ 付近までは偏心量の増加に伴い伝熱量は若干減少し、その後緩やかに増加していくという傾向を示した。一方で $T_o(\phi)=7[\text{C}]$ の場合、偏心量の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加していく傾向がみられた。さらに $T_o(\phi)=10[\text{C}]$ 場合、偏心量 $\epsilon^+=0.3$ 付近までは偏心量の増加に伴う伝熱量変化はほとんどみられず、その後増加していく傾向を示した。また、Fig.4.16の場合と同様、 $T_o(\phi)=7[\text{C}]$ の場合には他の設定温度の場合よりも全体的な伝熱量は低くなっていることがわかる。

Fig.4.19(a)~(c)にそれぞれの場合において偏心量 $\epsilon^+=0.3$ とした場合の流線及び等温線を示した。Fig.4.19(a)に示したように、 $T_o(\phi)=4[\text{C}]$ の場合、流れは非対称性を示し、全体的に流れは円管上部側に偏ることになる。また偏心量の増加に伴い管の左側においては対流領域が拡大されるため、流れの勢力は強められていくが、逆に管の右側においては対流領域が狭められることになり、対流は縮小されることになり、そして、流れの非対象性および左右の対流の勢力の違いにより、内管下部側には偏心量の増加に伴い若干ながら流れの停滞領域が拡大していくため、全体的な流れとしては対流が弱められることになり、その結果Fig.4.18に示したように偏心量の増加に伴い伝熱量が減少したのと考えられる。Fig.4.19(b)に示したように、 $T_o(\phi)=7[\text{C}]$ の場合、半径方向に2分されるような流れが確認できた。偏心量の増加に伴い、円管左側の領域において対流領域が拡大されるため、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの双方がその勢力を増すことになる。さらに内管上部付近においては複数個の二次渦が発生しているため、これらによりFig.4.18に示したような伝熱量の増加が見られたのと考えられる。次にFig.4.19(c)に示したように、 $T_o(\phi)=10[\text{C}]$ の場合、流れは外管に沿って上昇する流れが全体を占めていることがわかる。そして、Fig.4.18で示したように、偏心量 $\epsilon^+=0.3$ 付近までは伝熱量はほとんど変化していないが、これは偏心に伴う全体的な対流形態の変化が非常に少ないためであると考えられる。

以上のように、内管を水平方向に偏心させた場合、偏心に伴い伝熱量が増加するのはそれぞれの設定温度において偏心量 $\epsilon^+=0.35$ と比較的大きい場合であり、伝熱量が若干ながらも減少するのは $T_o(\phi)=4[\text{C}]$ の場合において偏心量 $\epsilon^+=0.25$ 付近とした場合であることがわかる。またFig.4.16同様、 $T_o(\phi)=7[\text{C}]$ とした場合には他の場合と比較して全体的な伝熱量は低くなる傾向がみられた。これは半径方向に対して2分するような流れのためである。以上のことから伝熱促進効果を期待する場合にはそれぞれの設定温度において、偏心量 ϵ^+

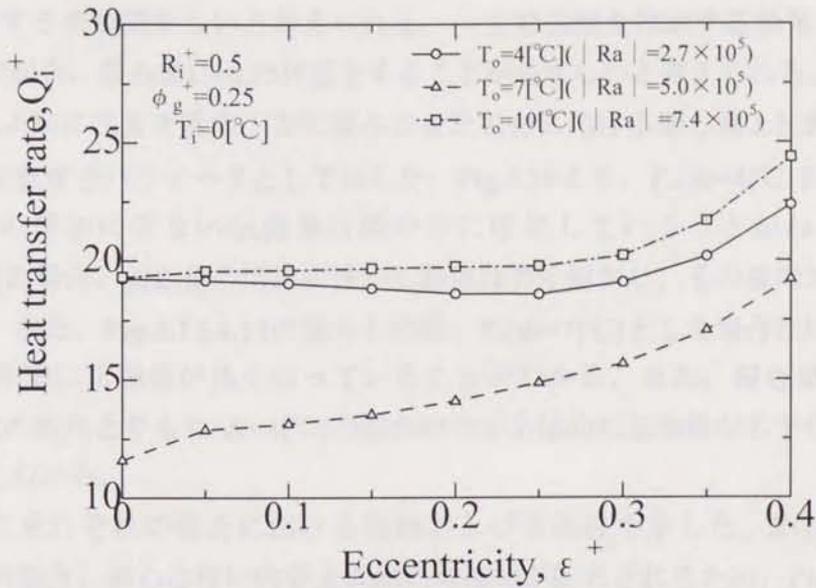


Fig.4.18 Variation of heat transfer rate for various temperature ($R_o=0.029[m], R_i=0.0145[m], R_i^+=0.5, \phi_g^+=0.25$)

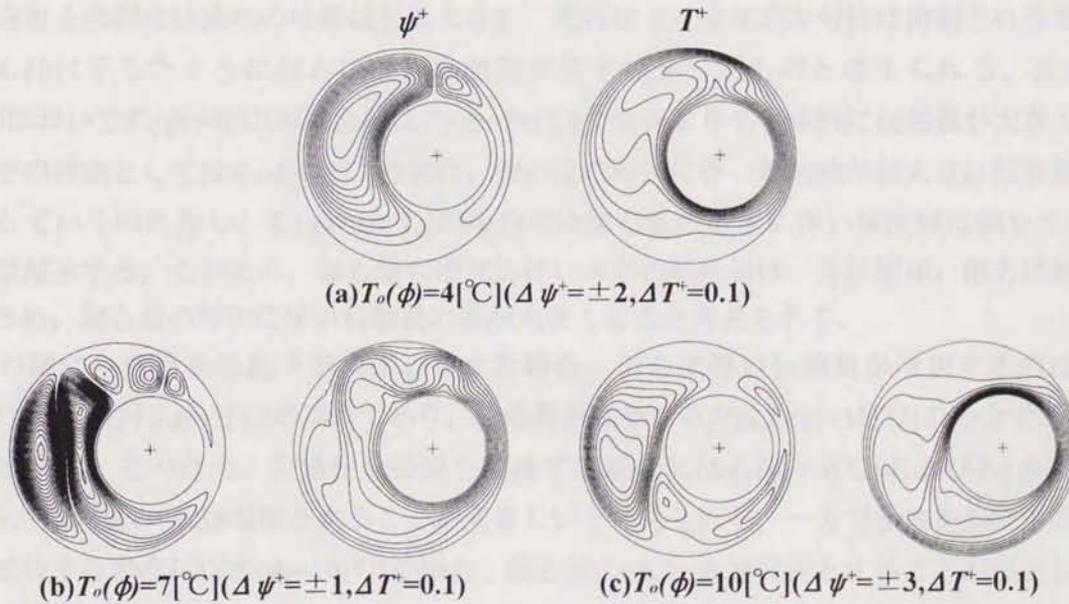


Fig.4.19 Stream lines and isotherms for eccentricity to a horizontal side ($R_i^+=0.5, \epsilon^+=0.3, \phi_g^+=0.25$)
 (a) $Pr=12.3, |Ra|=2.7 \times 10^5$
 (b) $Pr=11.7, |Ra|=5.0 \times 10^5$
 (c) $Pr=11.1, |Ra|=7.4 \times 10^5$

$=0.35$ 付近とする事が望ましいと考えられる。一方で伝熱を抑制する効果を期待するには、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心率 $\epsilon^+=0.25$ 付近とすることが望ましいと考えられる。

次に、Fig.4.20に内管を垂直下方に偏心させた場合における偏心率と伝熱量との関係を外管側の設定温度をパラメータとして示した。Fig.4.20より、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ および $7[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心率の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加していることがわかる。一方で $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心率の増加に伴い伝熱量は若干減少し、その後増加するという傾向を示した。また、Fig.4.16,4.18の場合と同様、 $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ とした場合には、他の場合と比較して全体的に伝熱量が低くなっていることがわかる。また、偏心率の増加に伴い $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合よりも $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合の方が全体的に伝熱量が若干ながら高くなっていることもわかる。

Fig.4.21にそれぞれの場合における流線および等温線を示した。Fig.4.21(a)の様に、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心に伴い内管上部側の対流領域が拡大されるため、Fig.4.20に示したように偏心に伴い伝熱量が増加したと考えられる。Fig.4.21(b)の様に、 $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ の場合Fig.4.21(a)同様偏心に伴い内管上部側の対流領域が拡大されるため、Fig.4.20に示した様に偏心に伴い伝熱量が増加したと考えられる。一方Fig.4.21(c)の様に $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心に伴い内管上部側には流れの停滞領域が拡大され、それにより全体的な対流は抑制されるためFig.4.20に示したように偏心に伴い伝熱量が若干減少したものと考えられる。また、Fig.4.20において $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合には $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合よりも全体的に伝熱量が大きくなる。その理由としては $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心率の増加に伴い対流領域が拡大され伝熱量が増加していくのに対し、 $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合には偏心率の増加に伴い対流領域は縮小され、伝熱量は減少する。このため、偏心率の増加に伴い両者の伝熱量は一方は増加、他方は減少するため、偏心率の増加に伴い伝熱量の差が大きくなると考えられる。

以上の様に、内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心に伴い伝熱量が増加するのは $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ および $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ の場合であり、伝熱量が減少するのは $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合であることがわかる。そのため、伝熱促進効果を期待する場合には $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ および $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ 場合、偏心率 $\epsilon^+=0.35$ 程度とすることが望ましいと考えられる。一方で伝熱を抑制する効果を期待する場合には $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ の場合、偏心率 $\epsilon^+=0.2\sim 0.25$ 付近とすることが望ましいと考えられる。

Fig.4.16, Fig.4.18, Fig.4.20いずれの場合においても、偏心率が $\epsilon^+ \geq 0.35$ と大きくなると、無次元伝熱量 Q^+ が増加する傾向が見られたが、これは偏心に伴い内管と外管との距離が接近したため、局所的に温度勾配が大きくなり、結果として無次元伝熱量 Q^+ が増大したものである。この場合、局所的に熱的負荷が増大することになり、実用上は好ましくないと考えられた。

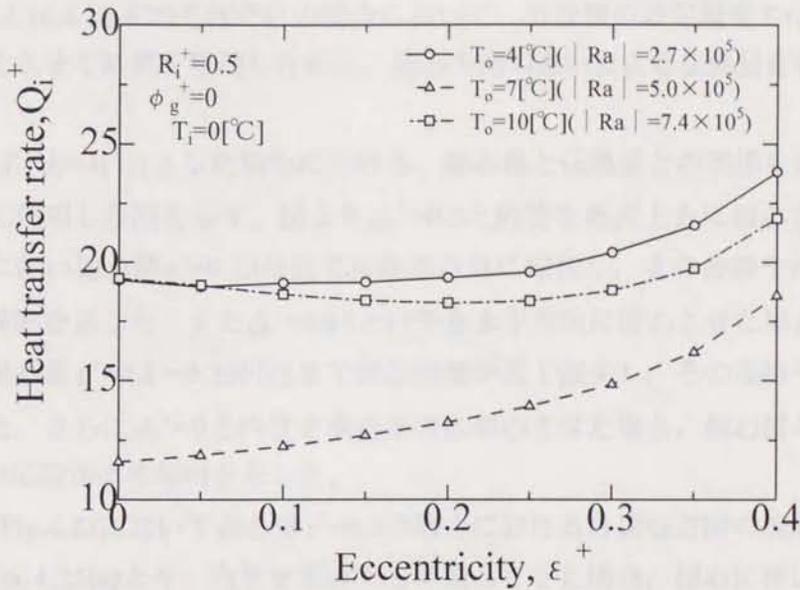


Fig.4.20 Variation of heat transfer rate for various temperature ($R_o=0.029[\text{m}], R_i=0.0145[\text{m}], R_i^+=0.5, \phi_g^+=0$)

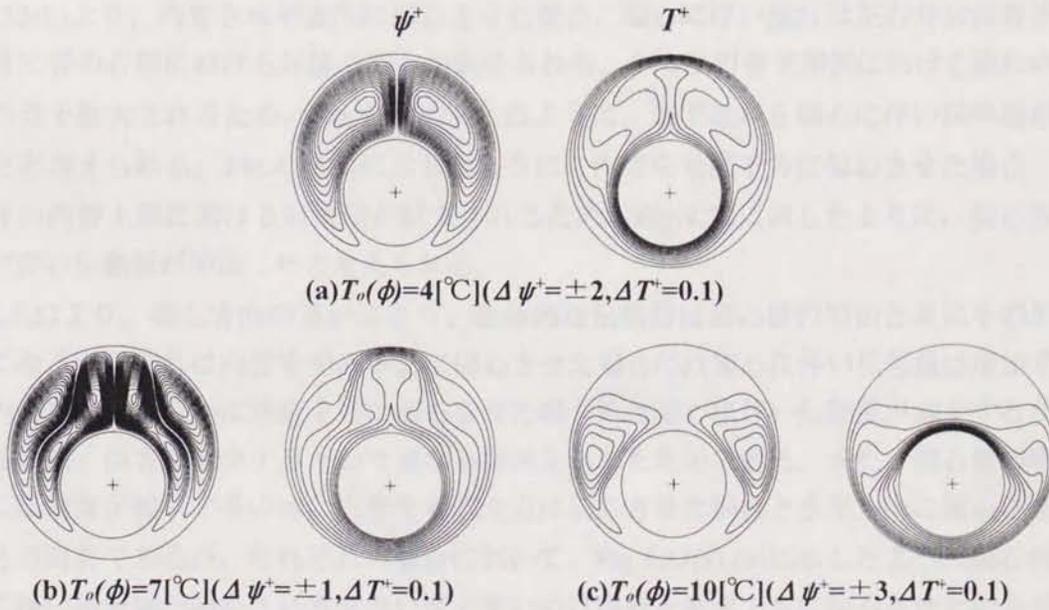


Fig.4.21 Stream lines and isotherms for eccentricity to a vertical lower side ($R_i^+=0.5, \epsilon^+=0.3, \phi_g^+=0$)
 (a) $Pr=12.3, |Ra|=2.7 \times 10^5$
 (b) $Pr=11.7, |Ra|=5.0 \times 10^5$
 (c) $Pr=11.1, |Ra|=7.4 \times 10^5$

次に、Fig.4.16,4.18,4.20それぞれの場合において、外管側の設定温度 $T_o(\phi)$ を固定し、偏心方向を変化させて結果を整理しなおし、偏心方向の違いによる伝熱量変化に関して検討する。

Fig.4.22に $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ とした場合における、偏心量と伝熱量との関係を偏心方向をパラメータとして整理した図を示す。図より $\phi_g^+=0.5$ と内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い偏心量 $\varepsilon^+=0.13$ 付近で伝熱量が急に増加し、その後緩やかに減少し、再び増加する傾向を示した。また $\phi_g^+=0.25$ と内管を水平方向に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い、偏心量 $\varepsilon^+=0.2\sim 0.25$ 付近までは伝熱量が若干減少し、その後緩やかに増加する傾向を示した。さらに $\phi_g^+=0$ と内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加する傾向を示した。

Fig.4.23にFig.4.22において偏心量 $\varepsilon^+=0.3$ の場合における各偏心方向の流線および等温線を示した。Fig.4.23(a)より、内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心に伴い円管下部側において流れの停滞域が拡大され、それにより対流域が狭められるため、偏心量の増加に伴い伝熱量が減少したと考えられる。また、偏心量 $\varepsilon^+=0.13$ 付近で伝熱量が急に増加するのは、Fig.4.17(b)に示したように、内管上部に2次渦が発生するためであると考えられる。Fig.4.23(b)より、内管を水平方向に偏心させた場合、偏心に伴い流れは左右非対称性を増し、特に管の右側における対流の勢力が弱められる。さらに円管下部側における流れの停滞域が若干拡大されるため、Fig.4.22に示したように、若干ながら偏心に伴い伝熱量が減少したと考えられる。Fig.4.23(c)に示したように、内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心に伴い内管上部における対流域が拡大されるため、Fig.4.22に示したように、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加したと考えられる。

Fig.4.22より、偏心方向の違いにより、全体的な伝熱量は偏心量の増加と共にその差が大きくなるが、これは内管を垂直下方に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量は増加するが、内管を水平あるいは垂直上方に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量が減少するため、一方は増加、他方は減少するという異なる傾向を示したためである。また、偏心量の増加と共に伝熱量が減少するのは、内管を垂直上方に偏心させた場合と水平方向に偏心させた場合との両者であるが、それぞれの場合において、Fig.4.23(a),(b)に示したように偏心量の増加に伴い対流域が縮小される度合いが大きいのは内管を垂直上方に偏心させた場合であるため、偏心量の増加に伴い伝熱量に差が生じてくると考えられる。

このように、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ とした場合、内管を垂直上方あるいは水平方向に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量が減少するが、その割合は内管を垂直上方に偏心させた場合の方が大きくなる。逆に内管を垂直下方に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量が増加する事がわかる。そのため、 $T_o(\phi)=4[^\circ\text{C}]$ とした場合に伝熱促進効果を期待する場合には内管を垂

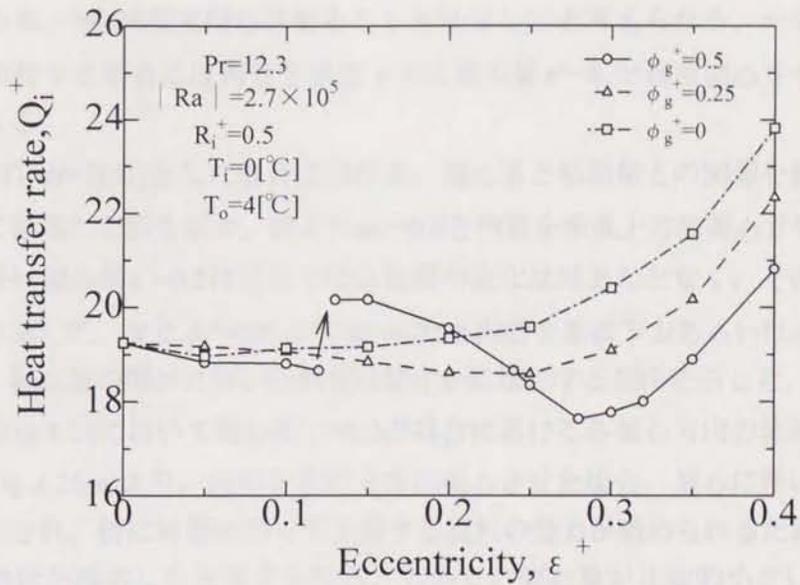


Fig. 4.22 Variation of heat transfer rate for various orientation ($Pr=12.3$, $|Ra|=2.7 \times 10^5$, $R_i^+=0.5$, $T_i=0[^\circ C]$, $T_o=4[^\circ C]$)

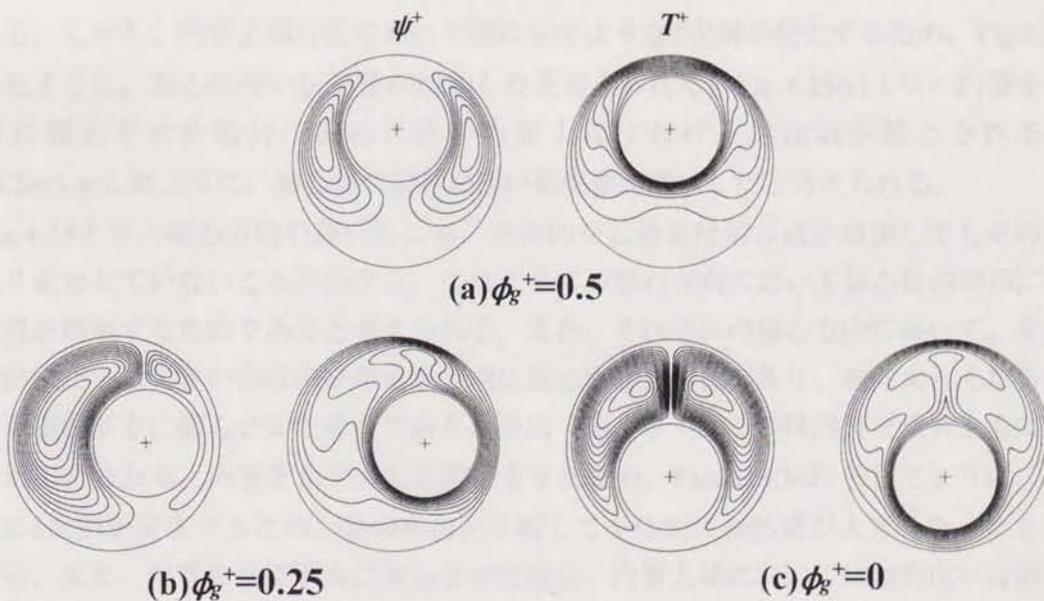


Fig.4.23 Stream lines and isotherms for various orientation ($R_i^+=0.5$, $\epsilon^+=0.3$, $T_i=0[^\circ C]$, $T_o=4[^\circ C]$, $\Delta\psi^+=\pm 2$, $\Delta T^+=0.1$)
 (a) $\phi_g^+=0.5$, (b) $\phi_g^+=0.25$, (c) $\phi_g^+=0$

直下方に偏心量 $\epsilon^+=0.35$ 程度偏心させることが望ましいと考えられる。一方で伝熱を抑制する効果を期待する場合には内管を垂直上方に偏心量 $\epsilon^+=0.35$ 程度偏心させる事が望ましいと考えられる。

Fig.4.24に $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ とした場合における、偏心量と伝熱量との関係を偏心方向をパラメータとして整理した図を示す。図より $\phi_g^+=0.5$ と内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い偏心量 $\epsilon^+=0.2$ 付近までは伝熱量の変化はほとんどなく、その後緩やかに増加する傾向を示した。また $\phi_g^+=0$ および $\phi_g^+=0.25$ と内管を垂直下方あるいは水平方向に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加する傾向を示した。

Fig.4.25にFig.4.24において偏心量 $\epsilon^+=0.3$ の場合における各偏心方向の流線および等温線を示した。Fig.4.25(a)より、内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心に伴い円管下部側に対流領域が拡大され、特に外管に沿って上昇する流れの勢力が強められるため、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加したと考えられる。しかし、偏心量が比較的小さい場合、内管に沿って上昇する流れの勢力がFig.4.25(a)の場合よりも強くなり、偏心量 $\epsilon^+=0.2$ 付近までは偏心量が増加しても特に外管に沿って上昇する流れの勢力はそれほど強くないため、伝熱量の変化が非常に小さいと考えられる。Fig.4.25(b)より、内管を水平方向に偏心させた場合、偏心に伴い流れは左右非対称性を増し、特に管の右側における対流の勢力が弱められる。しかし、内管上部付近において図に示すような2次渦が発生するため、Fig.4.24に示したように、偏心に伴い伝熱量が増加したと考えられる。Fig.4.25(c)より、内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心に伴い内管上部における対流領域が拡大されるため、Fig.4.24に示したように、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加したと考えられる。

Fig.4.24より、偏心方向の違いにより、全体的な伝熱量は偏心量が増加してもその差はあまり変化していないことがわかる。これは全ての偏心方向において偏心量の増加に伴い伝熱量が増加するためであると考えられる。また、それぞれの偏心方向において、全体的な伝熱量が一番大きいのは内管を水平方向に偏心させた場合であり、次に大きくなるのは内管を垂直下方に偏心させた場合であり、逆に一番小さくなるのは内管を垂直上方に偏心させた場合となる。内管を水平方向に偏心させた場合、Fig.4.25(b)に示したように、内管上部に2次渦が発生するため、他の場合と比較して全体的に伝熱量が大きくなったと考えられる。また、内管を垂直下方に偏心させた場合、内管上部において比較的広い対流領域が形成され、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れの両者がその勢力を強めるため、内管を垂直上方に偏心させた場合よりも全体的な伝熱量が大きくなったと考えられる。

このように、 $T_o(\phi)=7[^\circ\text{C}]$ とした場合、全ての偏心方向において、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加し、特に内管を水平方向に偏心させた場合に全体的な伝熱量が大きくなる事が

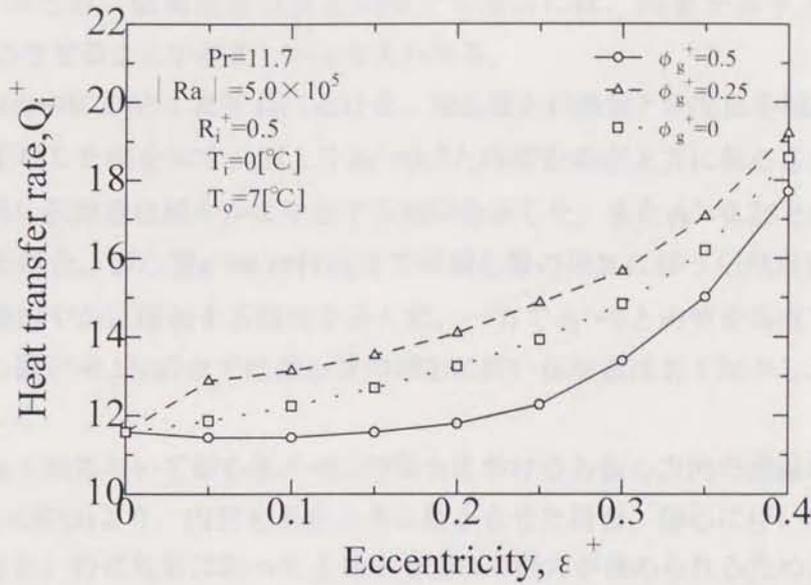


Fig. 4.24 Variation of heat transfer rate for various orientation ($Pr=11.7$, $|Ra|=5.0 \times 10^5$, $R_i^+=0.5$, $T_i=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=7[^\circ\text{C}]$)

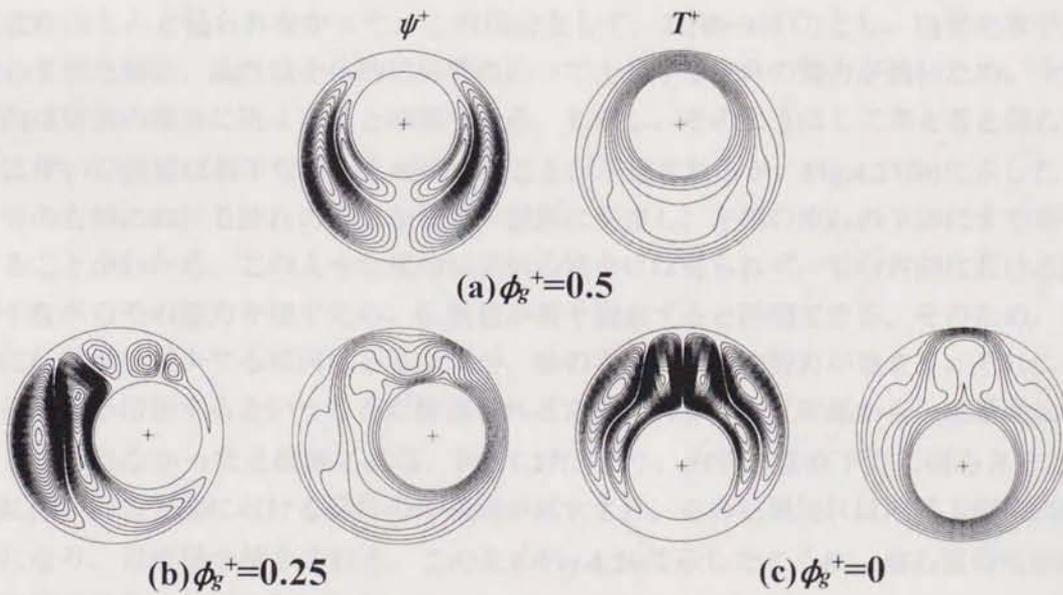


Fig.4.25 Stream lines and isotherms for various orientation ($R_i^+=0.5$, $\epsilon^+=0.3$, $T_i=0[^\circ\text{C}]$, $T_o=7[^\circ\text{C}]$, $\Delta\psi^+=\pm 1$, $\Delta T^+=0.1$)
 (a) $\phi_g^+=0.5$, (b) $\phi_g^+=0.25$, (c) $\phi_g^+=0$

わかった。そのため、伝熱促進効果を期待する場合には、内管を水平方向に偏心量 $e^+=0.35$ 程度偏心させることが望ましいと考えられる。

Fig.4.26に $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ とした場合における、偏心量と伝熱量との関係を偏心方向をパラメータとして整理した図を示す。図より $\phi_g^+=0.5$ と内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心量の増加に伴い伝熱量は緩やかに増加する傾向を示した。また $\phi_g^+=0.25$ と内管を水平方向に偏心させた場合、偏心量 $e^+=0.25$ 付近までは偏心量の増加に伴う伝熱量変化はほとんどなく、その後緩やかに増加する傾向を示した。一方で $\phi_g^+=0$ と内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心量 $e^+=0.2$ 付近までは偏心量の増加に伴い伝熱量は若干減少し、その後増加する傾向を示した。

Fig.4.27にFig.4.26において偏心量 $e^+=0.3$ の場合における各偏心方向の流線および等温線を示した。Fig.4.27(a)より、内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心に伴い円管下部側に対流域が拡大され、特に外管に沿って上昇する流れの勢力が強められるため、偏心量の増加に伴い伝熱量が増加したと考えられる。Fig.4.27(b)より、内管を水平方向に偏心させた場合、偏心に伴い流れは左右非対称性を増し、管の左側においては対流域が拡大され、逆に管の右側においては対流域が縮小されることがわかる。また、Fig.4.26に示したように、内管を水平方向に偏心させた場合には偏心量 $e^+=0.25$ 付近までは偏心量の増加に伴う伝熱量変化はほとんど見られなかった。この理由として、 $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ とし、内管を水平方向に偏心させた場合、流れは全体的に外管に沿って上昇する流れの勢力が強いため、全体的な傾向は空気の場合に近くなると推測できる。しかし、そのようにして考えると偏心量の増加に伴い伝熱量は若干ながらも減少することが予想されるが、Fig.4.27(b)に示したように、管の右側における流れの勢力が管の下部側に発達し、左側の流れの下部にまで到達していることがわかる。このような傾向は空気の場合には見られず、管の右側における流れが若干ながらその勢力を増すため、伝熱量が若干増加すると推測できる。そのため、全体的には伝熱量は減少する傾向にあるはずが、管の右側の流れの勢力が強まり、それにより逆に伝熱量が増加するということが推測されるため、両者の相互関係から伝熱量変化はほとんど見られなかったと推測される。Fig.4.27(c)より、内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心に伴い内管上部における流れの停滞域が拡大され、その結果流れは円管下部側に偏ることになり、対流域が縮小される。このためFig.4.26に示したように、偏心量の増加に伴い伝熱量が減少したと考えられる。

Fig.4.26より、偏心方向の違いにより、全体的な伝熱量は偏心量の増加と共にその差が大きくなるが、これは内管を垂直上方に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量は増加するが、内管を垂直下方に偏心させた場合には偏心に伴い伝熱量が減少するため、一方は増加、他方は減少するという異なる傾向を示したためである。さらに内管を水平方向に偏心させ

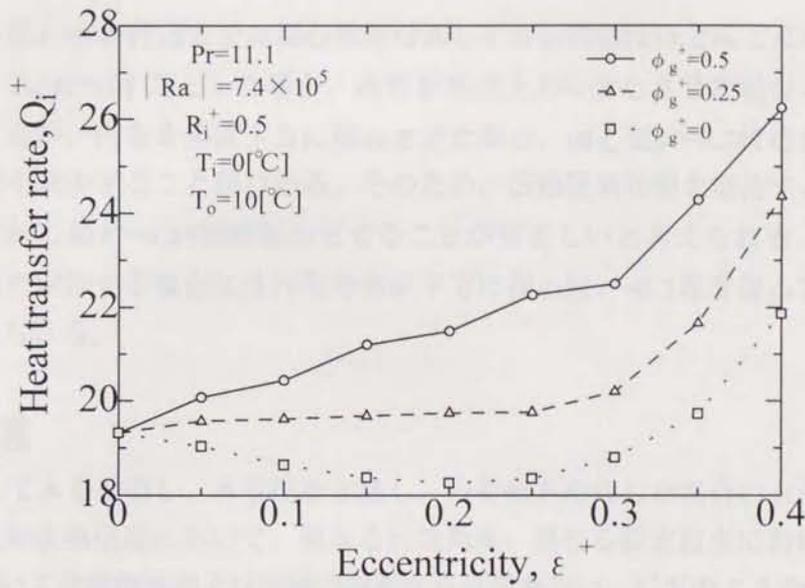


Fig. 4.26 Variation of heat transfer rate for various orientation ($Pr=11.1$, $|Ra| = 7.4 \times 10^5$, $R_i^+ = 0.5$, $T_i = 0[^\circ\text{C}]$, $T_o = 10[^\circ\text{C}]$)

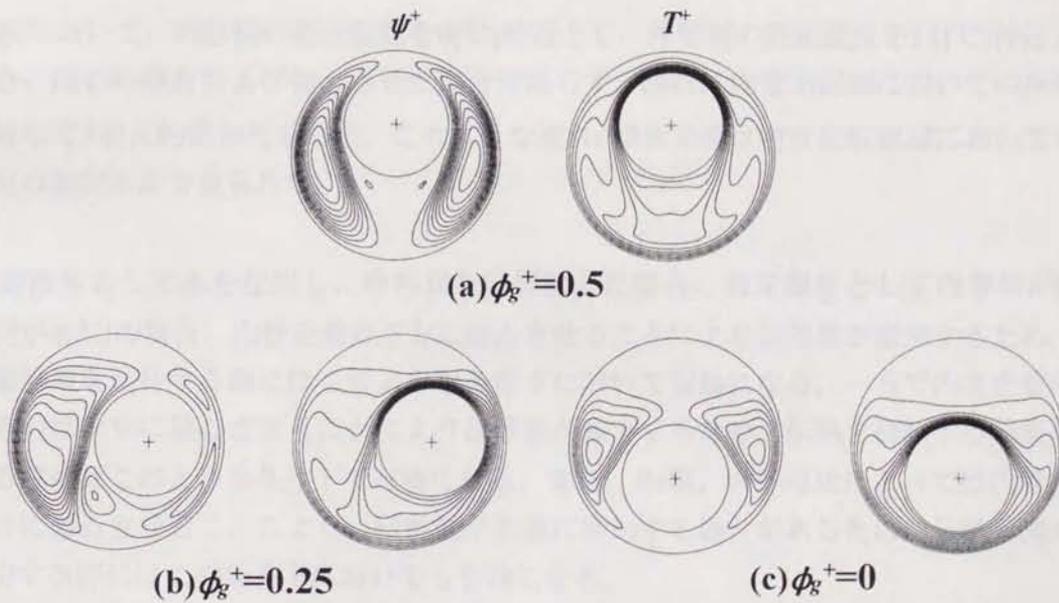


Fig.4.27 Stream lines and isotherms for various orientation ($R_i^+ = 0.5$, $\epsilon^+ = 0.3$, $T_i = 0[^\circ\text{C}]$, $T_o = 10[^\circ\text{C}]$, $\Delta\psi^+ = \pm 3$, $\Delta T^+ = 0.1$)
 (a) $\phi_g^+ = 0.5$, (b) $\phi_g^+ = 0.25$, (c) $\phi_g^+ = 0$

た場合には偏心量 $\epsilon^+=0.25$ 付近までは偏心量が増加しても伝熱量はほとんど変化しない。

このように、 $T_o(\phi)=10[^\circ\text{C}]$ とした場合、内管を垂直上方に偏心させた場合、偏心に伴い伝熱量が増加するが、内管を垂直下方に偏心させた場合、偏心量 $\epsilon^+=0.2$ 付近までは偏心に伴い伝熱量は若干減少することがわかる。そのため、伝熱促進効果を期待する場合には内管を垂直上方に偏心量 $\epsilon^+=0.35$ 程度偏心させることが望ましいと考えられる。一方で伝熱を抑制する効果を期待する場合には内管を垂直下方に偏心量 $\epsilon^+=0.2$ 程度偏心させることが望ましいと考えられる。

4. 5 結言

作動流体として水を使用し、外管側を加熱し、内管側を冷却した場合の水平二重管環状部における自然対流熱伝達において、異なる配置角度、異なる設定温度における偏心に伴う伝熱特性について数値解析および実験の両面から研究を行い、以下のような知見を得た。

(1)二重円管内の流れの可視化および温度分布の実験結果と数値解析結果の比較は良い一致を示しており、本数値解析手法は十分な妥当性を有している。

(2)実験において、内管側の設定温度を $0[^\circ\text{C}]$ 付近とし、外管側の設定温度を $11[^\circ\text{C}]$ 付近とした場合、同心の場合および偏心させた場合に限らず、流れは内管上部側においてのみ軸方向に対して3次元の様相を示した。このような流れの3次元性は密度反転領域においても特に上記の設定温度で見られた。

(3)作動流体として水を使用し、管形状を円管にした場合、設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $4[^\circ\text{C}]$ の場合、内管を垂直下方に偏心させることにより伝熱量が増加するため、伝熱促進効果を期待する際にはこのような条件下において有効になる。一方で内管を垂直上方あるいは水平に偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際にはこのような条件下で有効になる。また、 Ra 数、内外径比によっては内管を垂直上方に偏心させることにより、伝熱量が急激に増加する可能性があるため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下においても有効になる。

(4)設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $7[^\circ\text{C}]$ の場合、それぞれの偏心方向において偏心に伴い伝熱量が増加するが、内管を水平方向に偏心させた場合が最も大きくなるため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下において有効になる。また、他の設定温度の場合と比較して比較的 Ra 数が大きいにもかかわらず、全体的な伝熱量は小さくなった。これは

内管側を $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側を $7[^\circ\text{C}]$ とした場合、水の密度反転域を含むため、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れが存在し、両者の流れの境界面において熱交換が行われるためであると考えられる。

(5)設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $10[^\circ\text{C}]$ の場合、内管を垂直上方に偏心させることにより伝熱量が増加するため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下において有効になる。さらに内管を垂直下方に内管半径の半分程度偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際にはこのような条件下において有効になる。

(6)偏心に伴う伝熱量変化は伝熱促進効果あるいは伝熱を抑制する効果を有するものと考えられ、偏心方向や管形状の変化を利用した伝熱制御技術の可能性を示すものとして考えられる。

参考文献

- (1)C. J. Ho and Y. H. Lin, "Natural convection heat transfer of cold water within an eccentric horizontal cylindrical annulus", *Jornal of Heat Transfer*, **110** (1988) 894-900.
- (2)N. Seki, S. Fukusako and M. Nakaoka, "Experimental study on natural convection heat transfer with density inversion of water between two horizontal concentric cylinders", *Jornal of Heat Transfer*, **97** (1975) 556-561.
- (3)関 信弘, "蓄熱工学1基礎編", 森北出版 (1995) 215-217.
- (4)廣瀬 宏一, 齊藤 二三, 大内 雅樹, "二重円管内の自然対流熱伝達の研究(対称軸上での偏心による伝熱促進効果)", *日本機械学会論文集(B編)*, **60-575** (1994) 2511-2517.
- (5)藤井 哲, 片山 功蔵, 齊藤 彬大, 服部 賢, "伝熱工学の進展 vol.3", 養賢堂 (1974) 65-68.
- (6)R. E. Powe, C. T. Carley and E. H. Bishop, "Free convection flow pattern in cylindrical annuli", *Journal of Heat Transfer*, **91** (1969) 310-314.
- (7)Yasuyuki Takata, Kengo Iwashige, Kenji Fukuda and Shu Hasegawa, "Three-dimensional natural convection in an inclined cylindrical annulus", *J. Heat Mass Transfer*, **27-5** (1984) 747-754.
- (8)Yan-Feirao, Yasuyuki Miki, Kenji Fukuda, Yasuyuki Takata and Syu Hasegawa, "Flow patterns of convection in horizontal cylindrical annuli", *J. Heat Mass Transfer*, **28-3** (1985) 705-714.

(9) 関 信弘, 福迫 尚一郎, 中岡 正喜, "水の密度逆転を考慮した場合の水平二重円管内自然対流熱伝達", 第12回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1975) 201-204.

(10) P. Vasseur, L. Robillard and B. ChandraShekar, "Natural convection heat transfer of water within a horizontal cylindrical annulus with density inversion effects", *Journal of Heat Transfer*, **105** (1983) 117-123.

第5章 結論

偏心を伴う水平二重管環状部における自然対流熱伝達に関して、管形状、作動流体を変化させて実験および数値解析を行い、以下のような知見を得た。

(1)外管側を加熱、内管側を冷却した偏心を伴う水平二重管環状部における自然対流熱伝達に関して実験と数値解析を行った結果、本数値解析はよい一致を示しており、解析手法として十分な妥当性を有している。

(2)偏心した二重管環状部における自然対流熱伝達を利用する場合、その偏心の効果を期待するには、 $10^4 < Ra < 10^6$ の範囲では $0.4 < R_i^+ < 0.6$ の範囲とすることが望ましい。

(3)作動流体として、空気のように温度変化に対する密度変化が単調な流体を使用し、管形状を円管にした場合、内管を上半部に偏心させることにより伝熱量が増加するため、伝熱促進効果を期待する場合には内管を上半部に偏心させることが有効になる。また、管の管径比や Ra 数によっては内管を若干垂直下方に偏心させた際に内管下部側に2次渦が発生し、それにより伝熱量が急激に増加する場合があるため、その場合に対しても伝熱促進効果が期待できる。

(4)一方で内管を下半部に偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際には、内管を下半部に偏心させることが有効になる。

(5)作動流体として、空気のように温度変化に対する密度変化が単調な流体を使用し、管形状を楕円管にした場合、同心の場合においては、内管半径が小さいとき外管の配置角度が増加しても伝熱特性はあまり変化しないが、内管半径が大きいと外管の配置角度により伝熱特性は大きく変化する。

(6)同心の場合においては、楕円率 α が $1.4 < \alpha < 1.6$ の範囲で横形楕円形状にすることで他の配置角度の場合と比較して伝熱量が増大するため、このような条件下で伝熱促進効果が期待できる。また、偏心させた場合に関しては、縦形楕円形状にし、内管を垂直上方に偏心させることにより、他の配置角度と比較して偏心に伴い伝熱量は増加するため、伝熱促進効果を期待する際にはこのような条件下において有効になる。

(7)一方で同心の場合においては、楕円率を1.4あるいは1.6程度とし、斜め形楕円形状と横

形楕円形状の中間付近の配置角度にすることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際には、このような条件下において有効になる。また、偏心させた場合においては、縦形楕円形状にし、内管を垂直下方に偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱抑制効果を期待する際には、このような条件下において有効になる。

(8)外管を楕円形状管とし、偏心させた場合、その配置角度および偏心量の変化による伝熱量の変化は、外管を円管とし、偏心させた場合よりも大きくなる。そのため、管の配置角度および偏心量を変化させて伝熱制御を行う場合には円管の場合よりも有利になる。

(9)作動流体として密度反転という特性を有する水を使用し、管形状を円管にした場合、実験において、内管側の設定温度を $0[^\circ\text{C}]$ 付近とし、外管側の設定温度を $11[^\circ\text{C}]$ 付近とした場合、同心の場合および偏心させた場合に限らず、流れは内管上部側においてのみ軸方向に対して3次元の様相を示した。このような流れの3次元性は密度反転領域においても特に上記の設定温度で見られた。

(10)設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $4[^\circ\text{C}]$ の場合、内管を垂直下方に偏心させることにより伝熱量が増加するため、伝熱促進効果を期待する際にはこのような条件下において有効になる。一方で内管を垂直上方あるいは水平に偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際にはこのような条件下で有効になる。また、 Ra 数、内外径比によっては内管を垂直上方に偏心させることにより、伝熱量が急激に増加する場合があるため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下においても有効になる。

(11)設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $7[^\circ\text{C}]$ の場合、それぞれの偏心方向において偏心に伴い伝熱量が増加するが、内管を水平方向に偏心させた場合が最も大きくなるため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下において有効になる。また、他の設定温度の場合と比較して比較的 Ra 数が大きいにもかかわらず、全体的な伝熱量は小さくなった。これは内管側を $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側を $7[^\circ\text{C}]$ とした場合、水の密度反転域を含むため、内管に沿って上昇する流れと外管に沿って上昇する流れが存在し、両者の流れの境界面において熱交換が行われるためであると考えられる。

(12)設定温度として内管側が $0[^\circ\text{C}]$ 、外管側が $10[^\circ\text{C}]$ の場合、内管を垂直上方に偏心させることにより伝熱量が増加するため、伝熱促進効果を期待する際にはこの条件下において有効になる。さらに内管を垂直下方に内管半径の半分程度偏心させることにより伝熱量が減少するため、伝熱を抑制する効果を期待する際にはこのような条件下において有効になる。

(13)偏心に伴う伝熱量変化は伝熱促進効果あるいは伝熱を抑制する効果を有するものと考えられ、偏心方向や管形状の変化を利用した伝熱制御技術の可能性を示すものとして考えられる。

謝 辞

本研究は岩手大学大学院 工学研究科 博士後期課程 生産開発工学専攻 機械知能工学講座 熱工学研究室にて行われたものである。本研究におけるご教示ならびにご指導を賜りました機械知能工学講座 渡邊 喬 教授に対し、謹んで深厚なる感謝の意を表します。

また、本研究の遂行ならびに日常面に対して終始懇切丁寧なるご指導を賜りました廣瀬 宏一 助教授に対し、謹んで深厚なる感謝の意を表します。

一方で、本論文における副査をつとめていただき、論文作成に関して有益なご助言、御討論を頂きました、機械知能工学講座 北野 三千雄教授、山川 紀夫 教授に対し、深く感謝致します。

さらに、研究の遂行にあたり、特に実験装置などの制作において多大なるご協力をしていただいた、機械エネルギー工学講座 齊藤 二三 技官、工作センター 高橋 政雄 技官、佐々木 圭一 技官、久保田 恒夫 技官に感謝の意を表します。

実験の遂行に際しては、実験装置の製作およびデータの採取において、昼夜を問わず惜しみないご協力を頂いた熱工学研究室の修了生 石井 洋次（現在 山形富士通）、卒業生 武藤 克博（現在 東北発電工業）、野田 渉（現在 富士ファコムシステム）、渡邊 由美（現在 新潟鉄鋼）に対し、心より深く御礼申し上げます。さらに、岩手大学 工学部 機械エネルギー工学講座 熱工学研究室の修了生、卒業生ならびに現役の学生の皆様に御礼申し上げます。

最後に、研究に没頭できるよう長年にわたり経済面、精神面で支えていただいた両親に深く感謝いたします。