水平環状多孔質層内自然対流の低レーレー数域熱的振動*

谷川 洋文^{*1}, 増岡 隆士^{*2}Oscillatory Behaviors of Natural Convection in a Horizontal Porous Layer
between Concentric CylindersHirofumi TANIGAWA^{*3} and Takashi MASUOKA^{*3} Kyushu Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
1-1 Sensui, Tobata-ku Kitakyushu, Fukuoka, 804-8550 Japan.

A numerical study is made on three-dimensional unsteady natural convection in a porous medium within a horizontal annular layer. The inner cylinder is maintained at constant and uniform temperature, and the outer cylinder is maintained at constant temperature with gradient β in the direction of cylinder axis. It is found that thermal oscillation for a low $Ra_s Da_s$ range ($Ra_s Da_s < 200$) are caused at the upper part of the annulus due to the horizontal temperature gradient, which produces the traveling of the secondary convective cells.

Key Words: Natural Convection, Porous Medium, Heat Transfer, Thermal Insulation, Annular Layer

1. 緒 言

同心二重円筒内の水平環状多孔質層を内側から加熱し、外側から冷却する場合に層内に発生する自然対流は、高温配管の断熱性能等と関連して重要な問題であり、これまでに理論と実験の両面から多くの研究がなされている^{(1)~(13)}。外円筒と内円筒の半径比が小さい場合、環頂部付近に複数の二次流れセル対流が生じ^{(1)~(8)}、熱伝達が上昇すること^{(3)(6)~(8)}、また、このセル対流により環頂部付近の温度が周期的に変化する⁽¹⁾⁽³⁾といった興味深い結果が報告されている。この環頂部付近に生じる対流パターンの熱的振動に対し、密接な関連のある水平多孔質層内熱対流の時間変動^{(14)~(19)}あるいは環状多孔質層に対する二次元数値解析⁽⁵⁾によって高 $Ra_s Da_s$ 域($Ra_s Da_s \sim 300$)においては熱的振動が発生し得ることが明らかにされた。しかしながら、実験で見いだされた低 $Ra_s Da_s$ 域($Ra_s Da_s < 200$)の熱的振動⁽¹⁾⁽³⁾に関しては、その原因が不明の

ままに残されている。本研究では、冷却面である外円筒の管軸方向温度こう配が、二次流れとして生じる環頂部対流セルの水平方向(管軸方向)の移動をもたらすことによって低 $Ra_s Da_s$ 域対流パターンの時間変動が生じる可能性があると考えた。そこで三次元数値解析を行い、冷却面の管軸方向温度こう配が対流パターンの時間的変化をもたらすかどうか、その変動周期あるいは時間的変化を生じる場合の層内温度分布と熱伝達への影響について検討を行った。

2. 記 号

 c_p : 流体の定圧比熱 Da_s : ダルシー数 [式(7)参照] g : 重力の加速度 k : 透過率 l : 管軸長さ l_m : 環状多孔質層の平均半周長さ
 $= \pi(r_o + r_i)/2$ L : 無次元管軸長さ Nu_i, Nu_o : 局所ヌッセルト数 $Nu_{i,m}, Nu_{o,m}$: 平均ヌッセルト数 P : 流体圧力 Pr_m : 修正プラントル数 [式(7)参照]

* 原稿受付 2000年5月10日。

^{*1} 正員, 九州工業大学工学部(☎804-8550 北九州市戸畑区仙水町1-1)。^{*2} 正員, 九州大学大学院工学研究院機械科学部門(☎812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1)。

E-mail: tanigawa@mech.kyutech.ac.jp

Fig. 1 Calculation model

- r : 半径方向座標
 R : 無次元半径方向座標 $= r/(r_o - r_i)$
 Ra_s : レーレー数 [式(7)参照]
 s : 間げき幅 $= r_o - r_i$
 t : 時間
 t_c : 温度の振動周期
 T : 温度
 v_r, v_ϕ, w : 半径方向, 周方向, 管軸方向速度
 V_r, V_ϕ, W : 半径方向, 周方向, 管軸方向無次元速度
 z : 管軸方向座標
 Z : 無次元管軸方向座標
 α : 流体の体膨張係数
 β : 無次元管軸方向温度こう配 [式(8)]
 ϵ : 空げき率
 ϕ : 環底からの周方向座標
 γ : 熱容量比 [式(7)参照]
 κ_m : 多孔質の温度伝導率⁽²⁰⁾ $= \lambda_m/(c_p \rho)$
 λ_m : 多孔質の熱伝導率
 ν : 流体の動粘性係数
 θ : 無次元温度
 ρ : 流体の密度
 τ : 無次元時間

添字

- C : 冷却面
 CM : 冷却面代表温度
 H : 加熱面
 i : 内円筒面
 o : 外円筒面

3. 数値解析

解析系を図1に示す。透過率 k の水平環状多孔質層は、内円筒を一樣温度 T_H で加熱され、冷却面である外円筒の管軸方向 (z 軸方向) に温度こう配が与えられているものとする。また、多孔質両端面は断熱されているものとする。ここで、外円筒の温度 $T_C(z)$ は、式(1)で与える。

$$T_C(z) = \frac{T_C(z=l) - T_C(z=0)}{l} \cdot z + T_C(z=0) \quad (0 \leq z \leq l)$$

$$(T_C(z=l) \geq T_C(z=0)) \quad (1)$$

また、冷却面の代表温度 T_{CM} は、 $T_{CM} = (T_C(z=l) + T_C(z=0))/2$ とする。

基礎式は、以下のように無次元表示される。

連続の式

$$\frac{\partial V_r}{\partial R} + \frac{V_r}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (2)$$

運動量方程式

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{1}{Pr_m} \frac{\partial V_r}{\partial \tau} + \frac{1}{Pr_m} \frac{\partial P}{\partial R} + Ra_s \cdot \cos \phi \cdot \theta + \frac{1}{Da_s} V_r = 0 \quad (3)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{1}{Pr_m} \frac{\partial V_\phi}{\partial \tau} + \frac{1}{Pr_m} \frac{1}{R} \frac{\partial P}{\partial \phi} - Ra_s \cdot \sin \phi \cdot \theta + \frac{1}{Da_s} V_\phi = 0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{1}{Pr_m} \frac{\partial W}{\partial \tau} + \frac{1}{Pr_m} \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{Da_s} W = 0 \quad (5)$$

エネルギー式

$$\gamma \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{V_\phi}{R} \frac{\partial \theta}{\partial \phi} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \quad (6)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{r}{r_o - r_i} = \frac{r}{s}, \quad Z = \frac{z}{s}, \\ V_r, V_\phi, W &= \frac{v_r, v_\phi, w}{\frac{\kappa_m}{s}} \\ \tau &= \frac{t}{\frac{s^2}{\kappa_m}}, \quad P = \frac{s^2}{\rho \cdot \kappa_m^2} \cdot p, \\ \theta &= \frac{T - T_{CM}}{T_H - T_{CM}}, \quad \gamma = \frac{(c_p \rho)_m}{(c_p \rho)_f} \\ Ra_s &= \frac{g \alpha s^3 (T_H - T_{CM})}{\nu \kappa_m}, \quad Da_s = \frac{k}{s^2}, \\ Pr_m &= \frac{\nu}{\kappa_m} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

物性値の温度変化に関しては、浮力に関する密度変化のみを考慮する Boussinesq 近似を適用する。初期条件は、多孔質層内、境界において

Fig. 2 Temperature distributions
($Ra_s Da_s = 66$, $\beta = 0$, $L = 15$)

$$\theta = 0, V_r = V_\phi = W = 0$$

境界条件は、以下のとおりである。

$$\text{内円筒面}(R=R_i) : \theta = 1, V_r = 0$$

$$\text{外円筒面}(R=R_o) : \theta = \theta_c(Z), V_r = 0$$

$$\text{円筒両端面}(Z=0, L) : \frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0, W = 0$$

以上の無次元化された基礎式の離散化を行い、対流項に対しては中心差分を用いた SIMPLEC 法⁽²¹⁾ による非定常数値解析を行った。なお本報においては比較的低い $Ra_s Da_s$ 域 ($Ra_s Da_s = 54 \sim 197$) とする。また半径比は $r_o/r_i = 1.5$ 、無次元管軸長さ $L = 10, 15$ とする。無次元管軸方向温度こう配 β は次式で定義し、本解析では $\beta = 0 \sim 1/45$ とした。

$$\beta = \frac{\theta_c(Z=L) - \theta_c(Z=0)}{L} \quad (8)$$

本計算領域の分割は、周方向 57、半径方向 10、軸方向 101, 151 ($=L \times 10 + 1$) とし、周方向には二次流れの発生を考慮し環頂部付近を細分割してある。また非定常計算における時間刻みは、増岡らの実験⁽¹⁾ による多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ と温度の無次元振動周期との関係(図 6 参照)から、無次元周期の 1/100 程度とした。

ここで熱伝達の整理に際し、局所ヌッセルト数は、

Fig. 3 Temperature distributions
($Ra_s Da_s = 66$, $\beta = 1/90$, $L = 15$, $R = 2.5$)

伝導伝熱量を基準にして、加熱面と冷却面に対し次式で定義する。

$$Nu_i = -R_i \ln\left(\frac{R_o}{R_i}\right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial R}\right)_{R=R_i} \quad (9)$$

$$Nu_o = -R_o \ln\left(\frac{R_o}{R_i}\right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial R}\right)_{R=R_o} \quad (10)$$

これより平均ヌッセルト数 Nu_{im} , Nu_{om} は、

$$Nu_{im} = -\left(\frac{R_i}{2\pi L}\right) \ln\left(\frac{R_o}{R_i}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^L \left(\frac{\partial \theta}{\partial R}\right)_{R=R_i} d\phi dZ \quad (11)$$

$$Nu_{om} = -\left(\frac{R_o}{2\pi L}\right) \ln\left(\frac{R_o}{R_i}\right) \int_0^{2\pi} \int_0^L \left(\frac{\partial \theta}{\partial R}\right)_{R=R_o} d\phi dZ \quad (12)$$

で計算される。また後出の図 10, 11 の平均ヌッセルト数 Nu_m には次式を用いた。

$$Nu_m = \frac{Nu_{im} + Nu_{om}}{2} \quad (13)$$

4. 結果および考察

4.1 対流パターンの時間的变化 図 2 に多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s = 66$ 、無次元管軸方向温度こう配 $\beta = 0$ 、無次元管軸長さ $L = 15$ の場合の層内温度分布図を示す。図 2(a) は多孔質層の中間厚さ $R = 2.5$ での管軸方向、周方向の温度分布を示したものであり、図 2(b) は $\phi = \pi$ の位置における管軸方向、半径方向の温度分布を示したものである。半径比が $r_o/r_i = 1.5$ と比較的小さい場合、環頂部に二次流れが生じるが^{(1)~(8)}、そのパターンとしては、環頂部において管軸

 Fig. 4 Temperature fluctuations ($Ra_s Da_s = 125$, $L = 15$)

 Fig. 5 Temperature fluctuations ($\beta = 1/90$, $L = 15$)

方向と直交し、すなわち周方向に軸をもつロール状の二次流れセルの形で現れ、下方加熱の水平多孔質層の場合と同様にポテンシャル的な不安定性により発生した流れであるとみなされる。また、本解析が対象とした低 $Ra_s Da_s$ 域 ($Ra_s Da_s < 200$) においては、 $\beta = 0$ の場合には対流パターンの時間変動は見られず、層内の流れは定常である。

図3は多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s = 66$ 、無次元管軸方向温度こう配 $\beta = 1/90$ 、無次元管軸長さ $L = 15$ の場合の層内温度分布の時間変動を無次元時間ステップ $\Delta\tau = 0.5$ の刻みで示したものである。冷却面の管軸方向に温度こう配を与えると、環頂部のロール状二次流れセルの管軸方向(冷却面の低温端面側)への移動が生じ、冷却面の高温端面側 ($Z = 15$ の端面側)ではセルが新たに生成し、その対向端面側 ($Z = 0$ の端面側)ではセルが消滅している。すなわち環頂部に見られる二次流れ対流セルの移動は、冷却面温度が下降する方向に(したがって本研究では一定としているが、高温面温度は上昇する方向に)生じるとみなされる。この環頂

 Fig. 6 Oscillation periods ($L = 15$)

部に見られる二次流れセル対流の移動は、冷却面の管軸方向温度こう配から生じる管軸方向の浮力差に起因すると考えられる。環頂部に生じる二次流れセルは、管軸方向浮力差によって誘起された主循環流の管軸方向成分に重畳して移動し、環状層両端において生成・消滅を繰り返す。

図4に中央断面 ($Z = 15/2$) での環頂部付近周方向層内温度 ($R = 2.5$, $\phi = 165^\circ, 180^\circ, 195^\circ$ の3点)の時間変化と無次元管軸方向温度こう配 β との関係を示す ($Ra_s Da_s = 125$, $L = 15$)。環頂部付近の対流パターンの時間変動に伴い環頂部層内温度に周期的な振動が見られる。この中央断面 ($Z = 15/2$) では対流パターンの周方向への変動が見られないことから(図3)、周方向層内温度3点の振動周期にはほとんど位相のずれが生じていない。この振動周期は、無次元管軸方向温度こう配 β が大きくなると短くなる傾向にあり、 β が大きくなると管両端の浮力差が増大し、主循環流の管軸方向速度が増すことを反映していると見られる。なお、管軸中央位置 ($Z = 15/2$) での振動周期は、二次流れセル対流の生成周期とほぼ同じである(図3)。

図5に無次元管軸方向温度こう配 $\beta = 1/90$ での環頂部層内温度 ($Z = 15/2$, $R = 2.5$, $\phi = 180^\circ$)の時間変化と多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ との関係を示す。振動周期は、多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ が大きくなると短くなる傾向にある。これは、無次元温度こう配 β が同じであれば、多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ に比例して、

Fig. 7 Temperature fluctuations ($L=15$)
($T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)} = 1.0^\circ\text{C}$)

Fig. 8 Oscillation periods

冷却面の管軸両端温度差が大きくなり、循環流の管軸方向成分が増加することによって解釈される ($Ra_s Da_s$ の上昇による二次流れ波長の変化の影響も考えられるが、その影響は二次的とみなされる)。すなわち、振動周期はここでも管軸両端の浮力差に依存していると考えられる。このことについては後で検討を行う。

図6に無次元管軸方向温度こう配 β をパラメータとした多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ と温度振動 ($Z=15/2$, $R=2.5$, $\phi=180^\circ$) の無次元周期の関係を示し、同半径比、同無次元管軸長さの実験結果⁽¹⁾⁽³⁾と比較される ($L=15$)。本数値解析の結果は、実験における無次元管軸方向温度こう配 β が多孔質レーレー数とともに変化することも考慮すれば、多孔質レーレー数と無次元周期の関係を定性的によく説明するものとみ

Fig. 9 Heat transfer characteristics

なされる。ここで多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s = 66$ 、無次元管軸方向温度こう配 $\beta = 1/450$ の場合、両端面の温度差 ($T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)}$) は、増岡ら⁽¹⁾⁽³⁾の実験条件 ($r_i = 80$ [mm], $r_o = 120$ [mm], $l = 600$ [mm], $T_H = 26$ [$^\circ\text{C}$], $T_{CM} = 20$ [$^\circ\text{C}$], 作動流体: 水) をもとに計算すると 0.2 [$^\circ\text{C}$] 程度となる。実際この程度の両端温度差は、管軸が長くなると条件によっては生じ得ると考えられる。すなわち、実験において発生した低 $Ra_s Da_s$ 域での熱的振動は、この管壁 (伝熱面) の管軸方向温度こう配に基づく可能性がある。

図7に冷却面の管軸両端の温度差が等しい ($T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)} = 1.0^\circ\text{C}$) 場合の環頂部層内温度 ($Z=15/2$, $R=2.5$, $\phi=180^\circ$) の時間変化と多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ との関係を示す。振動周期は、多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ によらずほぼ同じである。すなわち、この振動周期は、伝熱面間の温度差ではなく冷却面の水平層両端面の温度差 ($T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)}$) に依存すると考えられる。次にこの変動周期の端面温度差への依存性について考察しよう。まず、冷却面の管軸方向温度こう配から生じる管軸方向の浮力差によって誘起された主循環流の管軸方向成分 w の大きさの程度を評価すれば

$$\frac{\Delta p}{l} \sim \frac{\mu}{k} w \quad \dots\dots\dots (14)$$

圧力差 Δp は

$$\begin{aligned} \Delta p &\sim \Delta \rho g (r_i + r_o) \\ &\sim g \rho_0 \alpha \left(\frac{T_H + T_{C(z=l)}}{2} - \frac{T_H + T_{C(z=0)}}{2} \right) (r_i + r_o) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (15)$$

よって

$$w \sim \frac{k}{\mu} \frac{\Delta p}{l} \sim \frac{k g \alpha (T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)}) (r_i + r_o)}{2 \nu l} \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、層中央部 ($Z=L/2$) での環頂部の温度変動は、

二次流れセル一对の通過に対応すること(図3), また一对のセル波長が $2s$ (s :間げき幅)程度であることから, 無次元周期は,

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_m t_c}{s^2} &\sim \frac{\kappa_m}{s^2} \frac{2s}{w} \\ &\sim \frac{\kappa_m}{s^2} \frac{4s\nu l}{kg\alpha(T_{C(z=l)} - T_{C(z=0)})(r_i + r_o)} \\ &= \frac{\nu\kappa_m}{kg\alpha(T_H - T_{CM})} \cdot \frac{4}{\beta(R_i + R_o)} \\ &\sim 0.8(Ra_s Da_s \beta)^{-1} \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

図8には, 数値解析との比較のため, 式(17)の係数を修正して, 次式による無次元周期の整理式を示す.

$$\frac{\kappa_m t_c}{s^2} = 1.5(Ra_s Da_s \beta)^{-1} \dots\dots\dots (18)$$

式(18)は, 環状層両端部の影響(二次流れ対流セルの生成・消滅)を考慮すれば, 本数値解析における温度変動特性を定性的によく説明するものとみなされる. すなわち, 管軸方向の浮力差が二次流れセルの移動をもたらす.

4・2 温度こう配 β の熱伝達に及ぼす影響 図9に本解析で得られた熱伝達特性を示す. 無次元管軸方向温度こう配 $\beta=0$ (定常流)の場合の解析結果は, 同半径比($r_o/r_i=1.5$)での実験⁽⁹⁾ならびに二次元数値解析結果⁽³⁾と比較的よく一致している. これより, 周方向に軸をもつロールの二次流れ対流セルが, これと直交して管軸方向に軸をもつロール状の二次元二次流れセルと同程度に熱伝達の上昇に寄与することをみる. 管軸方向に温度こう配を与えると($\beta>0$), 平均ヌッセルト数には, 二次流れ対流セルの管軸方向移動, 管端部における対流セルの生成・消滅を反映し, 時間的な変動が生じる. 図9中に示す $\beta>0$ のヌッセルト数の時間平均値は, 温度こう配をつけていない場合よりもわずかに低下させる方向に作用するが, 加熱面と冷却面の平均温度差に基づいた多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ によって整理するなら, 図9に見られる程度に, 水平環状多孔質層内自然対流の熱伝達特性に及ぼす影響はほとんどないと近似できる.

5. 結 論

内側から一様温度に加熱された水平環状多孔質層内に発生する自然対流に対し, 冷却面温度の軸方向温度こう配が層内温度の振動挙動に及ぼす影響を解析的に検討し, 次の結論を得た.

(1) 三次元数値解析によれば, 冷却面の管軸方向に温度こう配を与えると, 環頂部に生じる二次流れ対流セルは管軸方向に移動し, 環状層両端部において生

成・消滅を生じる.

(2) この二次流れ対流セルの移動は, 低 $Ra_s Da_s$ 域の層内環頂部近傍における温度の振動的時間変化を引き起こす.

(3) 環頂部二次流れセルの移動に伴う温度変動の周期は, 加熱面と冷却面の平均温度差に基づいた多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ と無次元管軸方向温度こう配 β との積に反比例する.

(4) 平均ヌッセルト数には, 二次流れ対流セルの管軸方向移動, 管端部における対流セルの生成・消滅を反映し, 時間的な変動が生じる, ヌッセルト数の時間平均値は, 温度こう配をつけていない場合よりもわずかに低下させる方向に作用するが, 加熱面と冷却面の平均温度差に基づいた多孔質レーレー数 $Ra_s Da_s$ によって整理するなら, 水平環状多孔質層内自然対流の熱伝達特性に及ぼす影響はほとんどない(図9).

文 献

- (1) 増岡隆士・勝原哲治, 九工大研究報告, **29**(1974), 37-42.
- (2) Caltagirone, J. P., *J. Fluid Mech.*, **76**-2(1976), 337-362.
- (3) 増岡隆士・坂本直樹・勝原哲治, 機論, **46**-405, B(1980), 919-926.
- (4) 高田保之・福田研二・長谷川修, 機論, **50**-451, B(1984), 832-838.
- (5) 増岡隆士・内幸彦, 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1984), 607-609.
- (6) 饒燕飛・福田研二・長谷川修, 機論, **54**-500, B(1988), 938-947.
- (7) Barbosa Mota, J. P. and Saadatian, E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **116**(1994), 621-626.
- (8) Charrier-Mojtabi, M. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **40**-7(1997), 1521-1533.
- (9) 越後亮三・長谷川修・鳥取章二・岡本芳三・下村寛昭, 機論, **45**-389, B(1979), 91-98.
- (10) Bejan, A. and Tien, C. L., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **22**(1979), 919-927.
- (11) Burns, P. J. and Tien, C. L., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **22**(1979), 929-939.
- (12) Facas, G. N. and Farouk, B., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **105**(1983), 660-663.
- (13) Wang, B. X. and Zhang, X., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **33**-5(1990), 827-833.
- (14) Horne, R. N. and O'Sullivan, M. J., *J. Fluid Mech.*, **66**-2(1974), 339-352.
- (15) Caltagirone, J. P., *J. Fluid Mech.*, **72**-2(1975), 269-287.
- (16) Horne, R. N. and Caltagirone, J. P., *J. Fluid Mech.*, **100**-2(1980), 385-395.
- (17) Frick, H. and Muller, U., *J. Fluid Mech.*, **126**(1983), 521-532.
- (18) Kimura, S., Schubert, G. and Straus, J. M., *J. Fluid Mech.*, **207**(1989), 153-189.
- (19) Graham, M. D., Muller, U. and Steen, P. H., *Phys. Fluids*, **A**, **4**(1992), 2382-2393.
- (20) 甲藤好郎・増岡隆士, 機論, **32**-243(1966), 1708-1717.
- (21) Van Doormaal, J. P. and Raithby, G. D., *Numer. Heat Transf.*, **7**(1984), 147-163.