

浮力が作用する水平管内の流れと熱伝達

石垣 博* 望月 宗和*

Fully Developed Mixed Convection in a Horizontal Pipe

by

Hirosahi ISHIGAKI and Munekazu MOCHIZUKI

National Aerospace Laboratory

Kakuda Research Center

ABSTRACT

The effects of buoyancy on fully developed laminar flow and heat transfer in a horizontal pipe are studied numerically. Wall thermal conditions are axially constant wall heat flux and peripherally constant wall temperature. Computational results are compared with the available experimental data on flow patterns, friction factor, Nusselt number, velocity — and temperature profiles.

1. ま え が き

著者らは体積力が作用する管内流の流体力学と熱伝達の特性を数値解析により調べている。これまで遠心力が作用する曲り管¹⁾およびコリオリ力が作用する回転管²⁾の内部流れについて、いくつかの報告を行ってきた。ここでは第三の流れ場として、浮力が作用する水平管内層流の流れと熱伝達について述べる。

管壁が加熱あるいは冷却されている水平管内の流れは、浮力の作用によって断面内に一對の対称な渦運動が発生して対称な2つの三次元旋回流になるが、この断面内の二次流れパターンは曲り管、回転管のそれときわめて類似している。管壁が等温条件で加熱された場合には、流体温度は管壁と同じ温度になるまで下流方向に上昇し続けるので、二次流れは弱くなり、やがて消えてしまう。他方、壁熱流束一定の場合には下流で壁温と流体温度の差が一定になるので、浮力の影響は完全発達領域でも顕著である。

このような複合対流は実用的に重要であるところから、これまで多くの研究が行われている³⁾。完全に発達した水平円管内層流の実験的研究には森、二神ら⁴⁾、Bergles & Simonds⁵⁾、Morcos & Bergles⁶⁾、服部・小竹⁷⁾、El-Hawary⁸⁾などがある。他方、数値解析としてはNewell & Bergles⁹⁾などがあるが、近年いくつか発表されている助走区間の研究も含めて、一般に実験データとの定量的な比較、検討はほとんどなされていない。また遠心力、コリオリ力など他の体積力が作用する流れ場との関連を意識した研究は見あたらない。

本報告では軸方向に壁熱流束一定の条件で加熱された水平円管内の層流について、速度場、温度場ともに完全発達した領域での特性を数値解析によりしらべ、既存の実験データと比較した結果について述べる。

2. 基礎式と数値解法

図1に示すような円筒座標系をとり、管内の流れは定常、非圧縮層流であるとする。また Bousinesq 近似を導入して、密度変化は浮力項でのみ考慮し、粘性係数などの物性値は一定と仮定する。

* 航空宇宙技術研究所・角田支所

このとき速度の (r, θ, z) 成分を (u, v, w) とすれば、水平円管内複合対流の基礎方程式は完全発達域について次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial r}(ru) + \frac{\partial}{\partial \theta}(v) = 0 \tag{1}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v \partial u}{r \partial \theta} - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - g\beta(T - T_b) \cos \theta + \nu \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \tag{2}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v \partial v}{r \partial \theta} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + g\beta(T - T_b) \sin \theta + \nu \left(\nabla^2 v + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v}{r^2} \right) \tag{3}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v \partial w}{r \partial \theta} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \tag{4}$$

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v \partial T}{r \partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \nabla^2 T \tag{5}$$

ここに

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$$

つぎに管軸方向に壁熱流束一定の条件を導入して式(5)の $\partial T / \partial z$ の項を簡単化し、さらに壁内熱伝導が大きいとして周方向には壁温一定を仮定する。 $x=0$ について速度場、温度場の対称性を仮定すれば、境界条件は次のように与えられる。

$$r=a : u=v=w=0, T=T_w$$

$$\theta=0, \pi : \frac{\partial u}{\partial \theta} = \frac{\partial w}{\partial \theta} = v = \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$$

数値計算プログラムは曲管、回転管と共通であり、Patankar の著書(10)を参考にして作成したものである。格子数は半断面 20×20 にとった。

3. 計算結果と実験データとの比較

水平管の複合対流における Nu はこれまで $(ReRa)^m$ を用いて整理されていることが多い(たとえば日本機械学会「伝熱工学資料」第4版 p.53)。しかしこの形式では、 $m > 0$ であることから、 Ra を一定にして Re を増加させると Nu が増加することになり、浮力の影響が減少するという事実に反することになって、適切な表示とは思わない。他方、曲管内層流の特性パラメータであるディーン数を導いたと全く同様の誘導を行うと、水平管層流複合対流の特性パラメータとして $K_L = \sqrt{Grq}$ あるいは \sqrt{Raq} を得る。そこで本研究では \sqrt{Raq} を用いて結果を整理する。

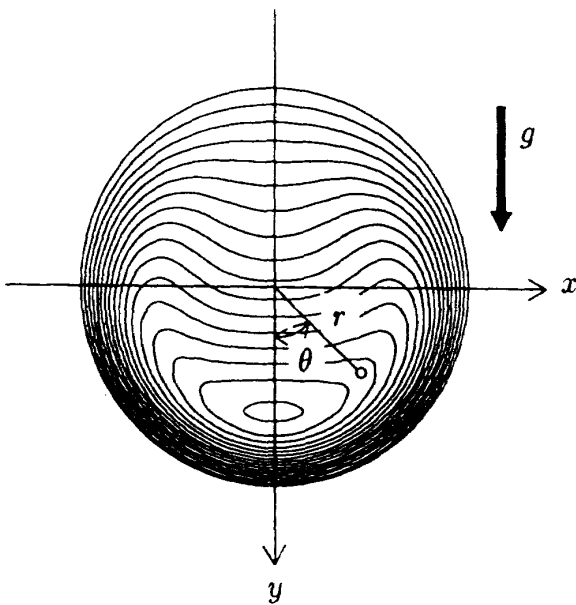


図1 座標系

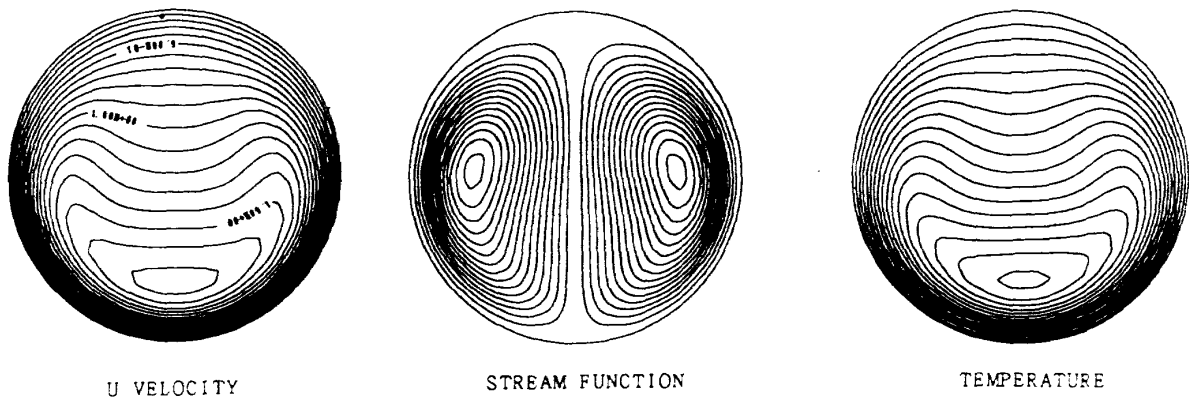


図2 $Pr=0.71$ の場合の等高線 ($\sqrt{Raq}=685$)

3.1 速度場と温度場のパターン

図2は典型的な計算例について断面内の軸速度、二次流線、温度の等高線を示したものである。これらのパターンは曲り管、直交回転管のそれとほとんど区別がつかない。

図2の $Pr=0.71$ の場合には、 K_L の大小にかかわらず速度場と温度場はほぼ相似になる。しかし Pr が大きくなると、図3 ($Pr=7.0$) からわかるように K_L が小さい場合を除き両者は相似にならない。これは Pr が大きくなると、 K_L が大きくなっ

ても速度場は粘性の強いポアズイユ分布に近いままであるのに対し、温度場は境界層形へと変化するためである。

3.2 管摩擦係数

この流れでは浮力による圧力降下の変化が顕著に現われにくいため、管摩擦係数 f の実験データはきわめて少ない。管摩擦係数比 (f_0 は浮力が作用しないときの値) の計算結果を図4に示す。3.1で示したように、 Pr が大きくなるにつれて速度

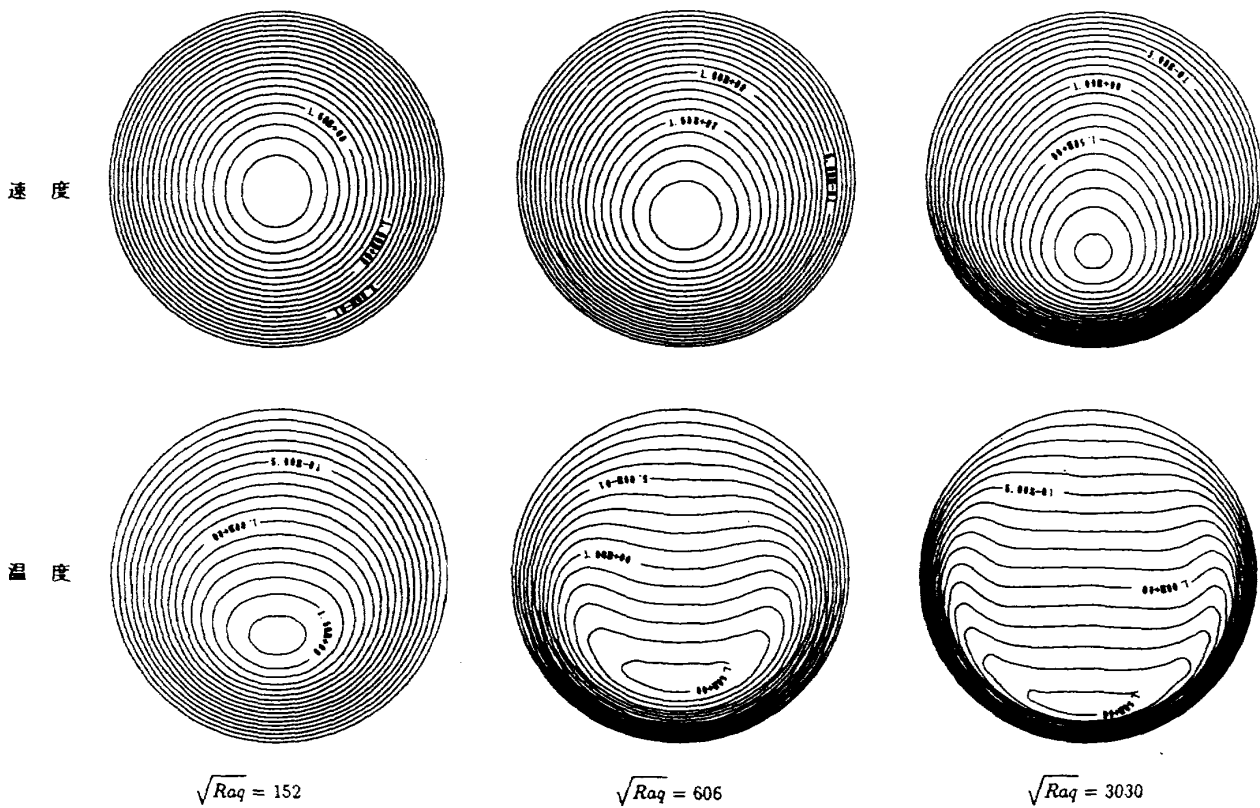


図3 $Pr=7.0$ の場合の等高線

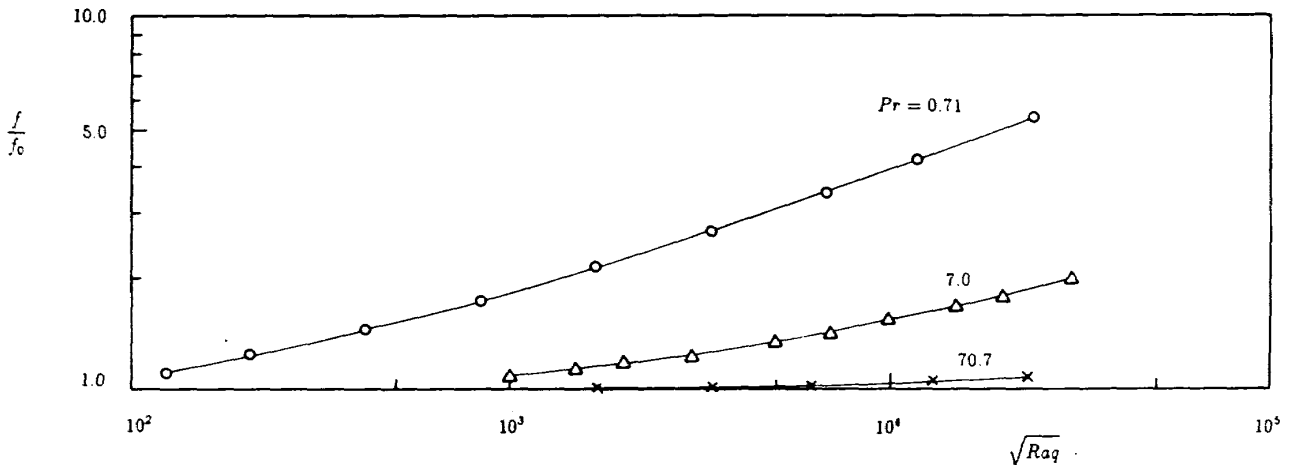


図4 管摩擦係数 f の計算値 (f_0 は浮力がないときの値)

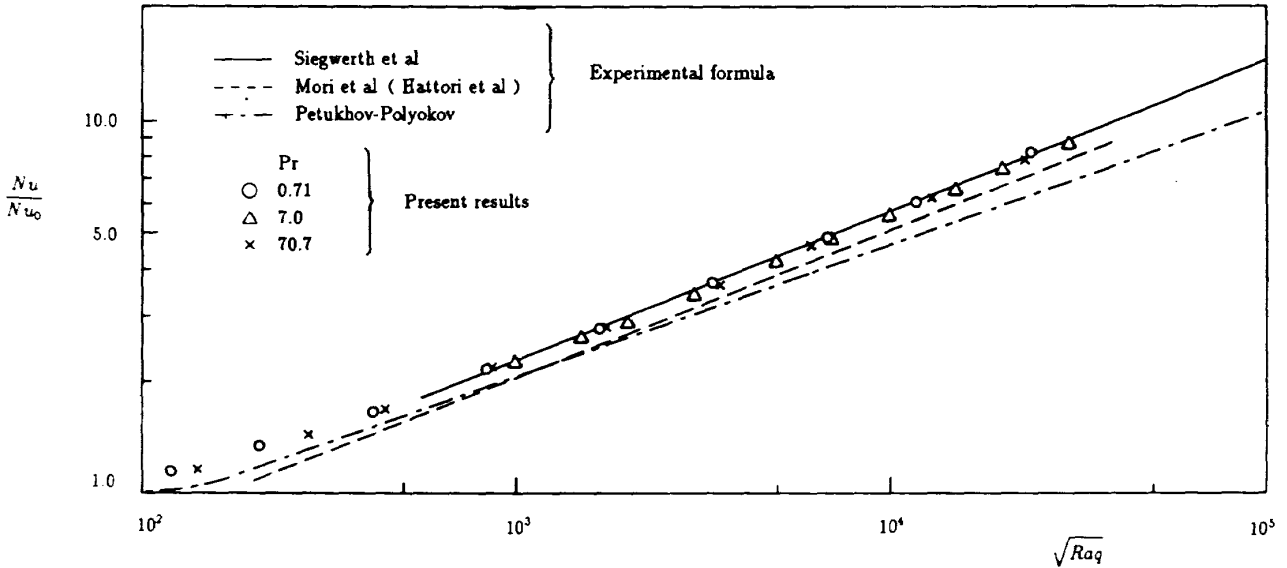


図5 ヌセルト数 Nu の計算値 (Nu_0 は浮力のないときの値)

場への浮力二次流れの影響は小さくなることがわかる。

3.3 熱伝達率

図5にヌセルト数 Nu の計算結果を実験式と比較して示す。 Nu を $\sqrt{Ra_q}$ で整理すれば、 Pr 数依存性が現れないことがわかる。

3.4 速度分布と温度分布

速度、温度分布の測定例は少なく、森、二神ら⁴⁾の測定が代表的なものである。一例として、図6に対称面 ($x=0$) 上温度分布の比較を示す。実験分布の $y/a=-1$ 近くのふくらみは計算では現れていない。また Ra_q による分布ピークのちがいは実験値ほど大きくない。

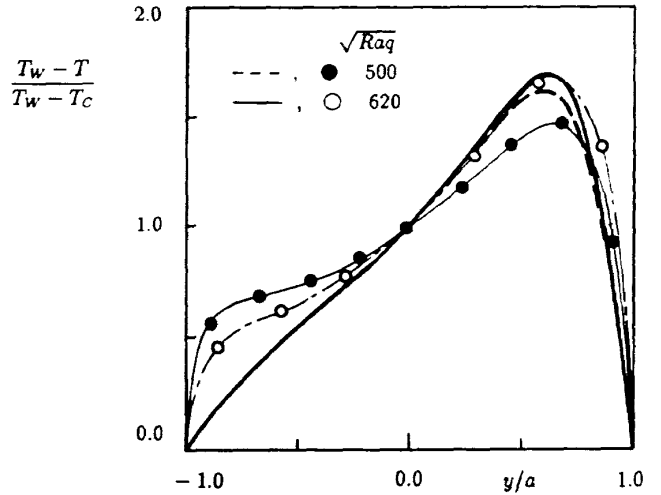


図6 対称面温度分布
(●, ○森らの実験データ, $Re=2700$)

にも熱流束一定の条件を課した計算を行いことも必要である。

4. あとがき

軸方向に壁熱流束一定で加熱された水平円管内の浮力が作用する層流について、(1)周方向壁温一定、(2)物性値が一定、の仮定のもとに数値解析を行い、既存の実験データと比較した。実験値は壁温度を用いた物性値で整理されているので、厳密な比較を行うためには上記(2)の仮定をはずすことが必要である。また実験研究の論文には周方向の壁温分布がかなり大きいことが報告されているので、熱的条件のもう一方の極限、すなわち周方向

主な記号

- T_w : 壁温度
- T_b : 混合平均温度
- Q_w : 壁熱流束
- g : 重力加速度
- β : 体膨張係数
- D : 円管直径

$$Gr_T \equiv \frac{g\beta D^3 (T_w - T_b)}{\nu^2}, \quad Gr_q \equiv \frac{g\beta D^4 Q_w}{\nu^2 \lambda}$$

: グラスホフ数

$$Ra_T \equiv Gr_T Pr, \quad Ra_q \equiv Gr_q Pr : \text{レイリー数}$$

$$Rr \equiv \frac{\nu}{\alpha} : \text{プラントル数}$$

参 考 文 献

- 1) Ishigaki & Ueda (1989) : Int. Symp. on CFD-Nagoya, pp.867., 山田, 石垣, 望月 (1989) : 第7回計算空気力学シンポジウム論文集, pp.105, など.
- 2) Ishigaki & Tamura (1990) : Proc. of the 3rd. Japan-China Joint Conf. on Fluid Machinery, II, pp.267., 田村, 石垣 (1990) : 第27回伝熱シンポジウム論文集, pp.1030, など.
- 3) たとえば Petukhov & Polyakov : "Heat Transfer in Turbulent Mixed Convection" (1988), pp.68-90. Springer. Gebhart et al "Buoyancy Induced Flows and Transport" (1988), pp.525. Hemisphere Publ. など.
- 4) 森, 二神ら (1964) : 機論, 30-219, pp.1378.
- 5) Bergles, A. E. and Simonds, R. R. (1971) : Int. J. Heat Mass Transfer, 14, pp.1989.
- 6) Morcos, S. M. and Bergles, A. E. (1975) : Trans ASME. J. Heat Transfer, pp.212.
- 7) 服部, 小竹 (1977) : 機論, 43-373, pp.3379.
- 8) El-Hawary, M. A. (1980) : Trans ASME, J. Heat Transfer, Vol.102, pp.273.
- 9) Newell, P. H. and Bergles, A. E. (1970) : Trans ASME, J. Heat Transfer, pp.83.
- 10) Patankar, S. V. (1980) : "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publ.

