

機正 田 中 宏 明 (東大工)

機学 ※羽 田 野 俊 一 (東大工院)

機学 丸 山 茂 夫 (東大工院)

1. 序 論 自然対流と強制対流が競合する共存対流域においては、様々の特異な現象が報告されている。特に、加熱上昇流のように、浮力の向きと流れの方向が一致する場合には、共存対流域で伝熱が劣化することが知られている。本研究では、鉛直円管内加熱上昇流をとりあげ、円管の遷移レイノルズ数に近いレイノルズ数 ($Re = Um \cdot D / \nu_f$, f : 膜温度 $T_f = (T_m + T_w) / 2$ に対する値) について、グラスホフ数 ($Gr = g \cdot \beta \cdot (T_f - T_m) \cdot D^3 / \nu_f^2$) を変化させ、共存対流域における流れ、および、伝熱状態についての実験的解明を試みた。また、二方程式乱流モデルによる数値解析を行い比較検討した。実験に際して、現象はグラスホフ数に対して緩慢な変化をするため、グラスホフ数の範囲を大きくとる必要がある。本研究では実験流体である窒素ガスの圧力を 1 ~ 50 気圧の範囲で変えることにより、動粘性係数 ν を変化させ、実験に要するグラスホフ数領域を得た。

2. 数値解析 鉛直円管内加熱上昇流について、二方程式乱流モデルを用いて数値解析を行った。一様壁面熱流束のもとで、十分発達した流れを仮定すると、運動量方程式、および、エネルギー方程式は次のようになる。

$$0 = \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ (\mu_t + \mu) r \frac{\partial u}{\partial r} \} + \rho g \beta (T - T_m) \quad (1)$$

$$c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ (\lambda_t + \lambda) r \frac{\partial T}{\partial r} \} \quad (2)$$

乱流モデルとして、Jones-Launder (1972) の $k-\epsilon$ モデルを河村¹⁾ が修正したものを採用した。

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) r \frac{\partial k}{\partial r} \right\} + \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho \epsilon - 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \quad (3)$$

$$0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) r \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right\} + c_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - c_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + c_3 \nu \mu_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right)^2 \quad (4)$$

ここで $\mu_t = c_\mu f_\mu \rho k^2 / \epsilon$, $\lambda_t = \mu_t c_\beta / \sigma_T$

$$\sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

$$c_1 = 1.5 \{ 1 + 0.15 \exp(-R_t/50)^2 \}$$

$$c_2 = 2.0 \{ 1 - 0.3 \exp(-R_t^2) \}$$

$$c_3 = 2.0 \quad c_\mu = 0.09$$

$$f_\mu = \exp(-2.5 / (1 + R_t/50))$$

$$R_t = k^2 / \nu \epsilon \quad \sigma_T = 0.9$$

各方程式を Patankar の Control-Volume 法に従って離散化し TDMA を用いて解いた。計算は、 $Re = 1000 - 25000$ について、共存対流域を含み強制対流から

自然対流にわたる範囲でグラスホフ数を変化させて行った。結果より、 $Re = 3000, 5000$ についての $Nu - Gr$ ($Nu = h \cdot D / \lambda_f$) の関係を 図 1 に示す。強制対流支配と思われる左端から、グラスホフ数を増加させていくと、ヌセルト数は浮力の影響とともに低下し最小点を迎え、それ以降はグラスホフ数のべき乗で増加する。図 2 は、自然対流を代表するグラスホフ数と強制対流を代表するレイノルズ数のつくる平面上に、数値解析より得た強制・自然複合対流における領域判別を示したものである。例えば、図の左上はレイノルズ数が大きくグラスホフ数が小さい領域で強制対流支配となり、右下は逆に自然対流支配となる。強制・共存・自然対流判別は、レイノ

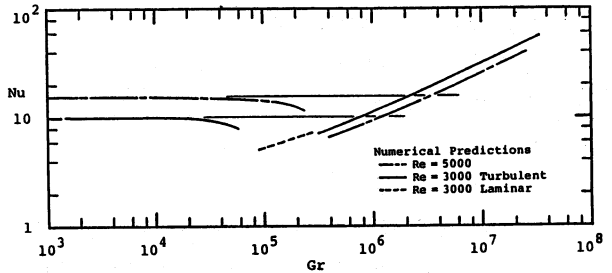


図 1. $Nu - Gr$ (数値解析)

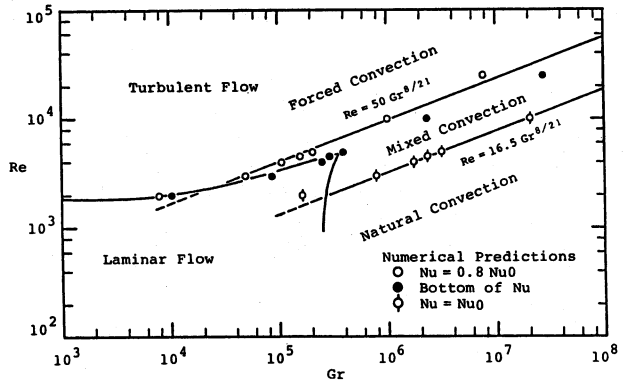


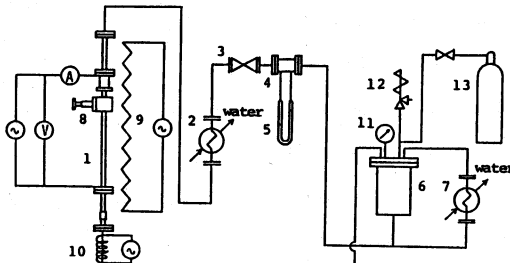
図 2. 複合対流領域判別図 (数値解析)

ルズ数一定のもとでのヌセルト数の挙動に注目して行った。完全な強制対流下のヌセルト数を Nu_0 とすれば、図中のシンボル \circ はヌセルト数が強制対流域より浮力の影響で次第に低下して、 $Nu=0.8Nu_0$ となった計算点であり (図1参照)、この点を強制・共存対流境界とみなした。また \odot はヌセルト数が熱伝達率最小点 \bullet より増加して再び Nu_0 となった計算点であり、共存・自然対流境界とみなした。図中の実線は田中ら²⁾が壁面近傍のせん断応力分布に注目して導いた乱流における強制・共存・自然対流の判別式である。数値解析による領域判別は田中らの判別式とよく一致している。層流・乱流判別は、(3)式の乱流エネルギー k が管断面全域で零となる場合を層流と判断した。この乱流モデルでは完全な強制対流のとき、 $Re=1800-1900$ が遷移レイノルズ数となる。層流・乱流境界は、共存対流域でレイノルズ数、および、グラスホフ数の高い側に食い込みおり、 $Re=4500$ まで層流解が得られた。これは共存対流域では壁面の近くでレイノルズ応力が急減して乱れエネルギー生成が減少するためである。共存対流域で乱流に留まる場合でも、やはりヌセルト数の低下が生じるのは、同じく壁面付近で乱れエネルギー生成が減少することに起因する。

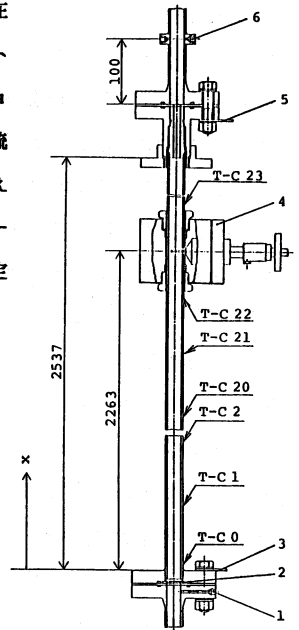
3. 実験装置および実験方法

図3に実験装置系統図を示す。実験装置は50気圧耐圧の密閉循環ループを構成している。窒素ガスはプロアにより循環され、テストセクション、冷却器、主弁、ベンチュリ管を経て、プロアに戻る。テストセクションの詳細図を図4に示す。窒素ガスはテストセクション (内径 $D=23\text{mm}$) 下部より流入し、入口バルク温度を測定された後、 $d/D=10/23$ のオリフィスで入口条件を与えられ、 $l/D=110$ の加熱部に流入する。加熱開始点より $x/D=98$ の位置にトラバース部を設け、タングステン線 (直径 $5\ \mu\text{m}$) を用いたプローブをトラバースし、定温度型熱線流速計を用いて流速に関する信号を記録した。加熱部出口で再び $10/23$

に縮流させ混合し、出口バルク温度を測定した。テストセクションの加熱は直接通電により行った。テスト管の外壁には25対のクロメル・アルメル熱電対を取り付け、壁温分布を測定した。今回の実験では、加熱部の熱放散が無視出来ないため、ガードヒータを用いて断熱した。



1. Test Tube
2. Cooler
3. Main Valve
4. Venturi Tube
5. Manometer
6. Blower Case (Blower and Filter are installed)
7. Cooler
8. Traversing Mechanism
9. Guard Heater
10. Inlet Heater
11. Pressure Gauge
12. Relief Valve
13. N_2 Bomb



1. Inlet bulk temp.
2. Orifice
3. Electrode
4. Traversing mechanism
5. Electrode
6. Outlet bulk temp.

図3. 実験装置系統図

図4. テストセクション詳細図

4. 実験結果および考察 実験は、 $Re=3000, 5000$ について行った。伝熱実験の結果を $Nu-Gr$ の形にまとめ図5に示す。ヌセルト数、および、グラスホフ数は $x/D=41-72$ の平均値をとった。図6に壁温分布の測定例を示した。 $Re=3000, 5000$ の場合ともヌセルト数のグラスホフ数に対する挙動は同様の傾向を持つ。まず、

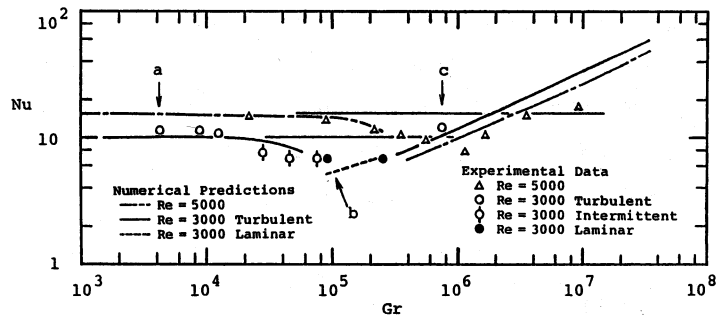


図5. $Nu-Gr$

グラスホフ数の低い実験では強制対流域に属しており、ヌセルト数は Nu_0 に近い値が得られている。このとき壁温分布は、図 6 (a) のようになり、 $x/D=20-30$ 程で流れは発達している。グラスホフ数が増加するに伴い、数値解析による予測と同様の傾向を示してヌセルト数は Nu_0 より低下し、 $Re=3000$ では $Gr=4.6 \times 10^4 - 2.6 \times 10^5$ の範囲で、また $Re=5000$ では、 $Gr=1.1 \times 10^6$ で最小値をとる。このヌセルト数の低下に伴い流れの発達が次第に遅れ図 6 (b) のような壁温分布を示す。さらにグラスホフ数を大きくすると、ヌセルト数が増加し始め、 $Re=3000$ では、 $Gr=7.5 \times 10^5$ 、 $Re=5000$ では、 $Gr=3.6 \times 10^6$ で Nu_0 の値まで回復する。この領域では、次第に自然対流が支配的になってヌセルト数が増加したと考えられる。このヌセルト数の回復過程では、図 6 (C) に示すように流れが発達するまでに一旦熱伝達が劣化する現象が生じる。

次に、 $Re=3000$ について、熱線トラバースにより得られた結果のうち、壁面からの距離 $y=1.65\text{mm}$ の位置での熱線出力の生波形を図 7 に示す。強制対流域に属する $Gr=4.5 \times 10^3$ では、典型的な乱流の波形が得られているが、グラスホフ数が増加しヌセルト数が落ち込むとともに間欠的に層流部が出現し、層流部の占める時間割合が次第に大きくなる ($Gr=2.8 \times 10^4 - 7.7 \times 10^4$)。ヌセルト数の最小領域に属する $Gr=9.1 \times 10^4$ では完全に層流となる。さらにグラスホフ数を大きくすると、管中心付近から変動が見られるようになり ($Gr=2.6 \times 10^5$)、やがて壁面近くで壁乱流の変動が見られるようになる ($Gr=7.5 \times 10^5$)。図 5 のデータのプロットには流れに関する情報も合わせて表示した。以上の結果を図 2 の様式で $Re-Gr$ のマップにまとめ図 8 に示す。図中のシンボル \circ は強制・共存対流境界、 \odot は共存・自然対流境界である。実験によって得られた強制・共存・自然対流境界は、田中らの判別式によく合い、従って数値解析の結果ともよい一致を示している。また、

$Re=3000$ の実験の結果得られた層流域も数値解析による予測と良く一致している。

5. 結論 (1) 熱線出力の生波形観察により、 $Re=3000$ の共存対流域で完全な層流化が起ることを確認した。(2) 層流・乱流境界、および、強制・共存・自然対流領域判別に関して、実験結果は二方程式乱流モデルによる予測と良く一致した。

参考文献 1)河村、第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集、40-42 2)田中ら、第10回日本伝熱シンポジウム講演論文集、225-228

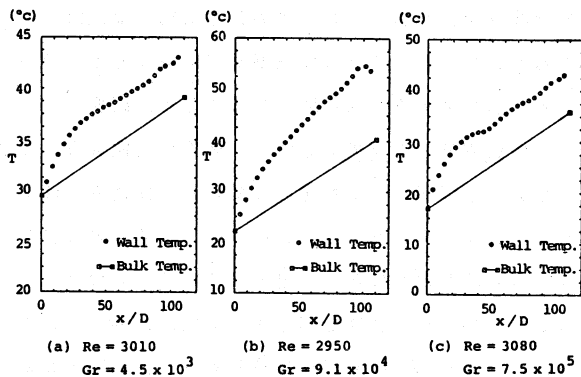


図 6. 壁温分布

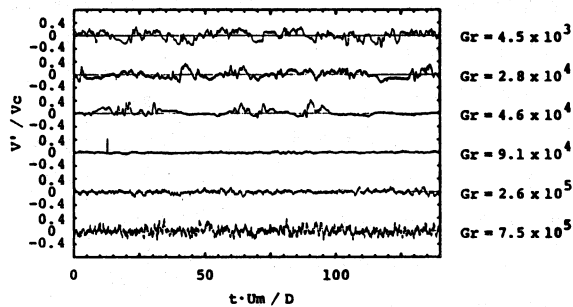


図 7. 熱線出力生波形

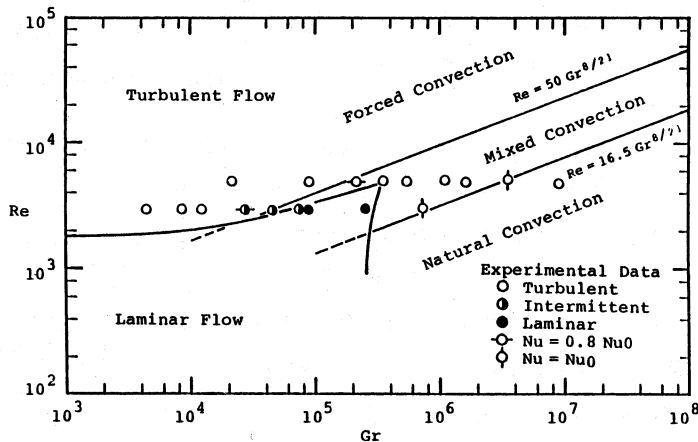


図 8. 複合対流領域判別図