

機正 丸山 茂夫 (東大工)
田中 宏明 (東大工)

機学 *岩崎 洋一 (東大工院)

1. 序論 強制対流と自然対流とが競合する場合、どちらが支配的か、またちょうど同程度の強さで共存するかという問題は工学的にも理論的にも興味深い。著者らは、既報⁽¹⁾⁽²⁾において鉛直円管内で流れの向きと浮力の向きとが一致する加熱上向流(aiding flow)について、実験及び数値解析を行い、強制・共存・自然対流及び層流・乱流を判別する複合対流判別図を示すとともに乱流の共存対流域での伝熱劣化や層流化などの伝熱の挙動についても明らかにした。本研究においては、既報の実験系を修正することにより流れの向きと浮力の向きが逆の加熱下向流(opposing flow)を実現し、レイノルズ数とグラスホフ数を広範囲に変化させ、強制・共存・自然対流、層流・乱流の領域判別と各領域での流れと伝熱の挙動を実験的に調べた。ここで実験流体である窒素の圧力を1~50気圧の範囲で変えることにより動粘性係数 ν を変化させ広範囲なGr数を得たことが特徴である。さらに、低レイノルズ数型k- ϵ 二方程式モデルによる数値予測を試み、実験結果との比較検討を行った。

2. 数値解析 熱流束一定、十分に発達した流れを仮定すると運動量方程式、及びエネルギー方程式は以下になる。

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{dp_a}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\mu + \mu_t) r \frac{dU}{dr} \right\} - \rho g \beta (T - T_a) \\ c_p \rho U \frac{dT_m}{dx} &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\lambda + \lambda_t) r \frac{d(T - T_m)}{dr} \right\} \quad \lambda_t = \frac{c_p}{\alpha_t} \mu_t \end{aligned}$$

乱流モデルとして、Jones-Launder(JL)⁽³⁾, Lam-Bremhorst(LB)⁽⁴⁾, 河村(K)⁽⁵⁾, 明-笠木(MK)⁽⁶⁾, 長野野(NT)⁽⁷⁾の5つの低レイノルズ数型k- ϵ モデルを試みた。以下に各モデルで共通の基礎式のみを示す。

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) r \frac{dk}{dr} \right\} + \mu_t \left(\frac{dU}{dr} \right)^2 - \rho \bar{\epsilon} \quad \mu_t = c_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon} \\ 0 &= \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}) r \frac{d\bar{\epsilon}}{dr} \right\} + C_1 f_1 \frac{\bar{\epsilon}}{k} \mu_t \left(\frac{dU}{dr} \right)^2 - C_2 f_2 \rho \frac{\bar{\epsilon}^2}{k} + E \quad \epsilon = \bar{\epsilon} + D \end{aligned}$$

壁面近傍で密となる不等間隔格子を用い、各方程式をControl-Volume法により離散化しTDMAを用いて解いた。図1はRe数を10000で一定とし、Gr数によるヌッセルト数(Nu=hD/ρν)と摩擦係数(C_f)の変化を各モデルで予測した結果である。Opposing flowの場合、Gr数が大きくなるに従い、熱伝達率は単調に増加していくことが報告されており⁽⁸⁾、後述の本実験結果もこれを裏付けている。このことを定性的に良く予測しているのはLBモデルのみであり、このモデルによる予測結果を今後の検討に用いる。またRe数が低く、強制対流で流れが層流となってしまうような場合については、層流乱流に渡る予測が可能であるKモデルを用いる。図2にRe数を5000で一定としGr数を変えた場合の熱伝達率の挙動をaiding flowの場合⁽¹⁾と併せて示す。図2中に黒丸で示した代表的な条件下での管断面内の速度(U)、せん断応力(τ)、乱流エネルギー(k)の分布を図3に示す。ここで、Uは平均速度U_m、τは強制対流での壁面せん断応力τ_{w0}、kは強制対流の管断面平均乱流エネルギーk₀で無次元化してある。Opposing flowの場合はGr数が大きくなるに従い浮力の影響によりせん断応力が増し、乱流エネルギーが単調に増大するのに対し、aiding flowの場合は壁面近くでせん断応力が急減し乱流エネルギーは一旦減少するが、その後マイナスでせん断応力が大きくなり乱流エネルギーは回復する。図2に見られる熱伝達率の増減は、乱流エネルギーの増減とよく対応している。

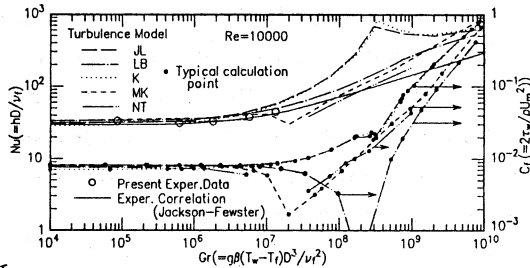


図1. 熱伝達率と摩擦係数

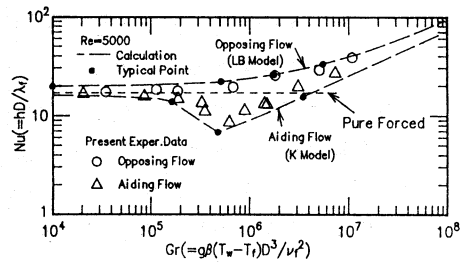
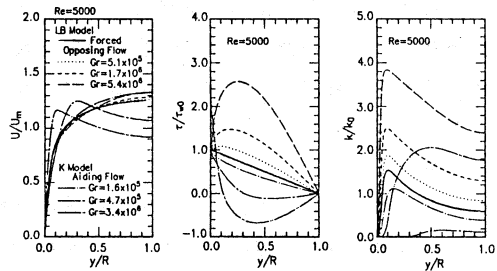


図2. Gr数によるNu数の変化(Re=5000)



(a)速度分布 (b)剪断応力分布(c)乱流エネルギー分布

図3. 速度、せん断応力、乱れ分布

3. 実験装置及び実験方法 図4に実験装置の系統図を示す。実験装置は50atm耐圧の閉ループを構成する。実験流体の窒素ガスはブローアにより循環され、テスト管、冷却器、主弁、ベンチュリ管を経てブローアに戻る。テスト管(内径D=23mm)は直接通電加熱されており等熱流束加熱条件が実現される。その詳細を図5に示す。窒素ガスはテスト管上部より流入し、入口バルク温度測定の後、乱流促進用のオリフィスを経て、20Dの非加熱部に入る。ここで十分に流れが発達した後、90Dの加熱部を通過する。途中、加熱開始点より78Dの位置にトラバース装置が設けてあり、直径5 μ mのタングステン線を用いた熱線プローブを管半径方向にトラバースし、流速変動を観察した。バルク温度は加熱量と流量の関係から求めた。テスト管の外壁には24対のC-A熱電対が取り付けられており、これらの出力はデジボルを経てコンピュータに取り込んだ。本研究における無次元数Gr数, Re数, Nu数に含まれる不確かさはおよそ $\pm 4\sim 8\%$ (20:1)であった。

4. 結果及び考察 実験は、Re数を1500, 2000, 3000, 5000, 10000と一定に保ちGr数を変えて行った。流れ方向の壁温分布の測定例を図6に示す。Re数が高い場合(a)はGr数と無関係に加熱開始位置より20D程度下流で壁温とバルク温度の差が一定となる。一方、Re数が1500の例では、あるGr数範囲で T_w-T_b が波打つ。いずれの場合も十分下流(50D程度)で T_w-T_b が一定となり十分発達したとみなし、ここでの T_w, T_b を用いてGr数, Nu数を求めた。十分に発達したところでのGr数変化に伴うNu数の変化の様子を図7に示す。図中の曲線はLBモデルによる数値解析の結果であり、横軸に平行な破線は純粋な強制対流の場合のNu数(Kaysの式 $Nu_0=0.022Re^{0.8}Pr^{0.4}$)である。Re数が3000以上の場合、Nu数はGr数が小さい場合の純粋な強制対流の値からGr数が大きくなるに従い単調に増加し、加熱下向流で自然対流が支配的である場合のPetukhovら⁽⁹⁾の実験式に漸近する。また数値解析による予測は全般にNu数がやや大きいものの実験結果とよく一致する。図7においてRe数が800, 1500, 2000で純粋な強制対流では層流である場合、Gr数が小さい時、Nu数は層流厳密解 $Nu_0=4.36$ より小さく、 $Gr=10^5$ 付近で急増しその後は単調に増加する。Re数が1500の時の管中心部での熱線流速計の変動出力電圧Vを管中心での平均出力電圧 V_c で規格化して図8に示す。図8中のA~Dは図7中のA~Dに対応する。Gr数が小さいAの場合には乱れは観察されず層流で、ある程度Gr数が大きくなったBの場合に間欠的な乱れが観察された。そして熱伝達率が急激に増加したCの場合には乱流的な変動を示す。Gr数がちょうどこの程度の時図6(b)の様に流れ方向の壁温分布に波打ちが見られる。こういった傾向はRe数が800, 2000の場合も同様で、Re数が小さいうちは層流であるが、あるGr数以上では乱流となり熱伝達率は急増する。また、流れ方向の壁温の波

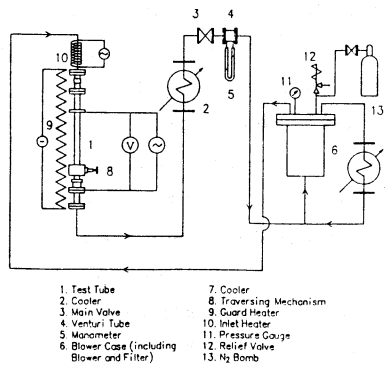


図4. 実験装置系統図

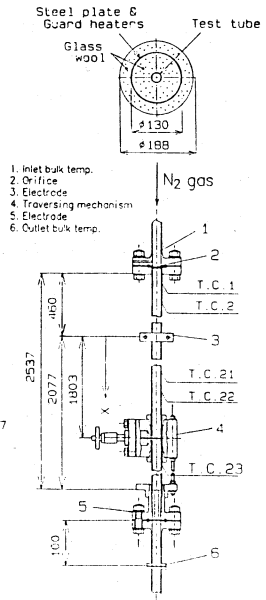


図5. テスト管詳細図

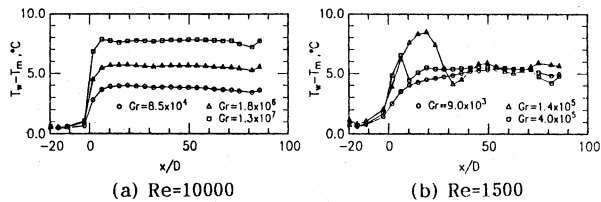


図6. 壁温分布の例

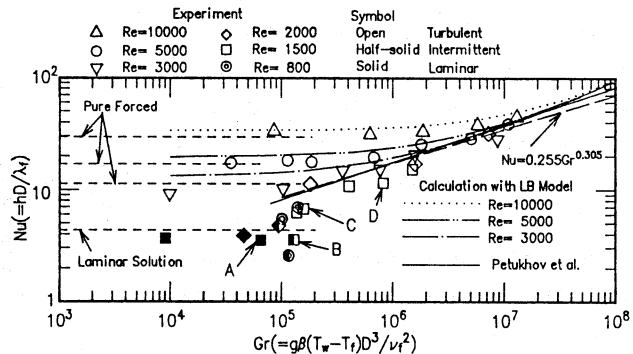


図7. 十分に発達したところでの熱伝達率

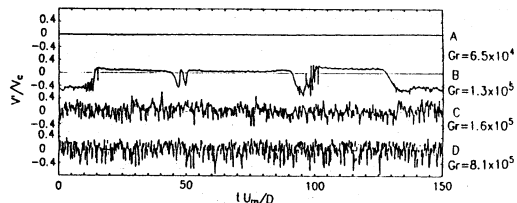


図8. 管中心における変動波形(Re=1500)

打ちは、テスト部入口で層流であった流れが加熱を受けて乱流に遷移する様子を表わしていると考えられる。

図9に本研究のRe数が3000以上の opposing flowの実験結果, aiding flowの実験結果⁽¹⁾⁽²⁾及びAxcell-Hall⁽¹⁰⁾の結果を乱流の強制対流において浮力によるせん断応力分布の変化に着目して得られるパラメータ $Gr/Re^{21/8}$ を用いて整理した結果を示す。Opposing flow, aiding flow共にこのパラメータにより良く整理され, opposing flowの場合の結果はJackson-Fewsterの実験式とよく一致する。そこでこの実験式のGr数が大きくなる場合の漸近値と合うように自然対流支配の場合のNu数(Nu_n)の相関式を求めた。自然対流ではNu数はRe数によらずGr数のみの関数となると仮定しGr数の指数を0.305と決めると, $Nu_n/Nu_0=13.7(Gr/Re^{21/8})^{0.305}$ または $Nu_n=0.255Gr^{0.305}$ となる。図7からわかるようにこの式はPetukhovらの実験式ともほぼ一致する。図9より $Gr/Re^{21/8}$ が大きくなるに従い, opposing flow, aiding flowの場合のNu数はともにこの Nu_n に漸近していくと考えられる。漸近の様子を明確にするために図10には opposing flowの場合についてNu数を Nu_n で除した形で表わす。

以上の実験結果及び数値解析の結果をGr数とRe数でできる平面上にまとめて図11に示す。図中の実直線, 破直線は, aiding flowの場合の領域判別式⁽¹⁾である。図7において一定Re数下で純粋な強制対流のNu数とほぼ同じNu数(20%以内)となる実験点を強制対流域と判別し△で表わす。一方, 図10において Nu_n とほぼ同じNu数(20%以内)をとる実験点を自然対流域とし○でプロットした。最後にNu数が Nu_0 より20%以上大きく, かつ Nu_n よりも20%以上大きい場合に共存対流と判別し◇で示した。なお, 強制対流において層流となるRe数のデータについてはこの判別は行わなかった。LBモデルによる数値解析結果に対しても同様に考え, 各領域判別を行った。図11より opposing flowの場合には強制-共存対流域の境界は aiding flowの場合より自然対流側に寄っているが, 共存-自然対流域の境界はほぼ同じところである事がわかる。

(Opposing Flow, Aiding Flowで境界の決め方が異なるので注意を要する。) 乱れを観察することより層流であった場合は黒塗, 間欠的な乱れであった場合は半黒塗, 乱流の場合は白抜きとした。層流・乱流の境界は, 共存対流のところではRe数, Gr数の大きな方に食い込む傾向を示すAiding Flowの場合とは明確に異なる。このことはKモデルで定性的には予測できた。また層流・乱流の境界の近くで乱流側の部分では壁温分布に波打ちがみられる。

参考文献(1)Tanaka et al., Int. J. Heat Mass Transf., 30 (1987), 165. (2)田中ら, 第24回伝熱シンポ講演集(昭62), 245. (3)Jones and Launder, Int. J. Heat Mass Transf., 15 (1972), 301. (4)Lam and Bremhorst, ASME: J. Fluids Engng., 103 (1981), 456. (5)河村, 第21回伝熱シンポ講演集(昭59), 40. (6)明・笠木, 機論(B), 54-507 (昭63), 3003. (7)長野ら, 関西第248回講演会(昭63), 205A. (8)Jackson and Fewster, Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection, 2 (1977), 759. (9)Petukhov et al., Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf., Munich, 1 (1982), 343. (10)Axcell and Hall, Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf., Toronto, 1 (1978), 37.

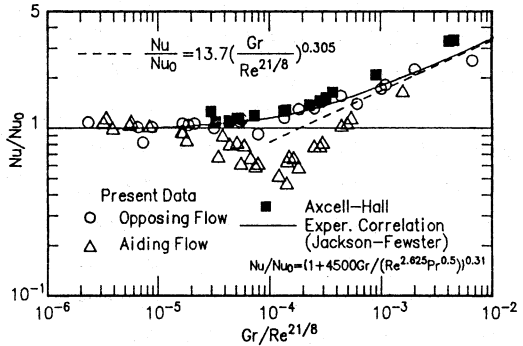


図9. $Gr/Re^{21/8}$ による熱伝達率の整理

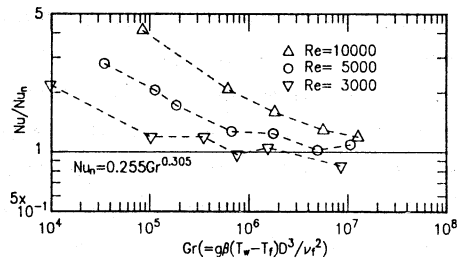


図10. Nu数の Nu_n への漸近挙動

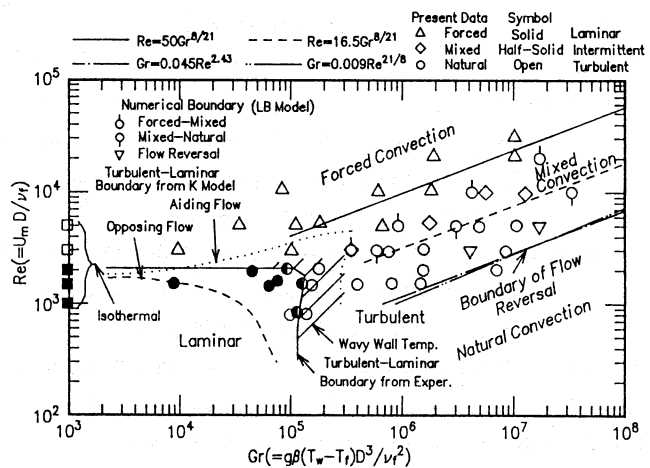


図11. 複合対流領域判別図