

等熱流束加熱鉛直円管内上向流の強制・自然複合対流熱伝達*

田中宏明**, 羽田野俊一***, 丸山茂夫***

Combined Forced and Natural Convection Heat Transfer
for Upward Flow in a Uniformly Heated Vertical Pipe

Hiroaki TANAKA, Shunichi HATANO, and Shigeo MARUYAMA

For predicting the fully developed upward flow in a uniformly heated vertical pipe by taking account of the buoyancy force, the $k-\epsilon$ models of turbulence for low Reynolds number flows were adopted. The regime map for forced, mixed and natural convections as well as for laminar and turbulent flows was plotted from the numerical calculations. At the same time, an experiment was carried out at Reynolds numbers of 3 000 and 5 000 with the Grashof number varied over a wide range by using pressurized nitrogen gas as a test fluid. In agreement with the prediction, buoyancy-induced impairment of heat transfer was measured right in the mixed convection region. Further, from hot-wire measurement, complete laminarization was demonstrated in the mixed convection region at a Reynolds number of 3 000.

Key Words: Convective Heat Transfer, Pipe Flow, Mixed Convection, Aiding Flow, Uniformly Heated, Turbulence, $k-\epsilon$ Model, Wall Temperature Measurement

1. 序 論

実用機器において、強制対流と自然対流とが複合して発生している可能性があつて、そのいずれが支配的であるか、あるいは、同程度の強さで共存しているのか、さらに、その場合に熱伝達率の値がどのようになるのか、などの問題について解答を迫られる場合が多々ある。たとえば、加圧水形原子炉の事故時にダウンカマに冷水が供給されかつそこでの平均流速が低下した場合に、圧力容器の熱衝撃の懸念から正確な壁面熱伝達率の予測が求められている。ほかにも、太陽熱コレクタ、高温ガス冷却原子炉、超臨界圧ボイラ、電子機器の冷却など多くの実例を挙げる事ができる。

強制・自然複合対流、それも乱流の範囲についての研究は限られており、Eckertら⁽¹⁾による領域判別図がいまだに使われていたり、さらに古く McAdams が唱えた判別方法⁽²⁾ (与えられた条件下で強制対流あるいは自然対流のいずれか一方が起こっているものと仮定して熱伝達率を計算し、いずれか大きい値を得たほうを支配的と判定する) にいまなお頼っている場合

が見られるのが実情である。そのような中で、超臨界圧水の鉛直管内熱伝達について、上向流の場合には往々にして壁温の局所的な急上昇や波打ちが発生し伝熱劣化を生ずるのに対し、下向流では熱伝達は安定で同一流量、同一熱流束のもとでは上向流より良くなるという実験結果が報告された⁽³⁾。これらの現象がおそらく浮力の影響によって起きているのであろうとの予測のもとに、この方面でかなり精力的に複合対流の研究が進められるようになり、最近に至って Watts-Chou⁽⁴⁾ により超臨界圧水に関する広はんな実験とその整理が行われるに及んでいる。なお、この間の研究事情は Jackson-Hall⁽⁵⁾ に詳しく述べられている。これらの研究の成果として、Hall-Jackson⁽⁵⁾⁽⁶⁾ および Tanakaら⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾ により鉛直管内流の強制・自然対流に関する領域判別式が提唱され、各領域での熱伝達率相関式も一応まとめられている⁽⁴⁾⁽¹⁰⁾。しかし、これらの成果のうち、実験に基礎を置くものについては、それが主として超臨界圧流体を用いた実験で得られたものであるため大きな物性値変化を伴っており、一般化にはやや懸念が感じられる。また、一部の空気や水を用いた実験についても、大きなグラスホフ数を実現するために巨大な装置を用いている結果、実験範囲が限られているなどの不満を残している⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。Abdelmeguid

* 昭和60年5月22日 第22回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和60年12月11日。

** 正員、東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

*** 学生員、東京大学大学院。

-Spalding⁽¹²⁾ は、浮力の影響を伴った管内乱流熱伝達の問題に、二方程式乱流モデルを初めて適用して予測計算を行っている。その結果は実験で得られている上向流と下向流の伝熱特性の差を定性的によく説明できており、鉛直管内の水銀の加熱上向流について速度分布と温度分布を測定した結果⁽¹³⁾をもよく再現できている。しかし、この乱流計算モデルでは、壁面近傍の取扱いについて、壁法則でつなぐという簡便法によって、問題を残している。

鉛直円管内流でも、加熱上向流あるいは冷却下向流のように浮力の向きが流れの向きと一致している aiding flow と呼ばれる場合と、その逆の opposing flow の場合とでは、壁面近傍のせん断応力分布の状態が全く異なることが原因で性格がかなり本質的に違い、結果として観察される現象も両者で相当違ってくる。そこでこの報告では、伝熱劣化という実用上はもちろん理論的にも興味のある現象が生ずる、aiding flow の場合をまず取り上げて研究することとした。共存対流下では、強制対流では当然せん断応力一定下の壁法則が成立すべき壁面のごく近くで、せん断応力が大きく変化するのが特色である。先の Abdelmeguid-Spalding⁽¹²⁾ の用いた乱流モデルは、この点でやや適用性に疑問が残るのであるが、今日の乱流計算モデルの中には、低乱流レイノルズ数域まで拡張された結果壁面に至る流れの全域で適用可能なものがあり⁽¹⁴⁾、複合対流に適用する場合により適正な予測能力を持つものと期待することができる。この報告の前半では、このような乱流計算モデルのうち代表的なものを用いて、予測計算を行った結果について述べる。後半では、窒素ガスを実験流体とし、その圧力を大気圧から 50 atm の範囲で変えることによって、グラスホフ数を 4 けたにわたって変えて行った実験の結果を、上の計算結果と比較して検討する。ここで、ガスの粘性係数は圧力によらずほぼ一定となるためグラスホフ数が圧力の二乗に比例して変わることを利用して、実験室規模の単一のテスト管を備えた装置でグラスホフ数の高い値と広い変域を実現していること、また、浮力項における効果を除いて物性値がほとんど一定の実験となっていることが特長である。

記号

- C_1, C_2, C_3, C_μ : 乱流モデル中の係数
 c_p : 定圧比熱
 D : 円管の内径
 d : オリフィスの直径
 f_μ : 乱流モデル中の関数

- Gr : グラスホフ数 $= g\beta(T_f - T_m)D^3/\nu_f^2$
 g : 重力の加速度
 h : 熱伝達率
 K : 加速パラメータ $= (\nu/U_m^2)(dU_m/dx)$
 k : 乱流エネルギー
 l : 測定管の加熱部長さ
 Nu : ヌセルト数 $= q_w D / \{ (T_w - T_m) \lambda_f \}$
 p : 圧力
 \bar{p} : 真の圧力
 q : 熱流束
 R : 円管の半径
 Re : レイノルズ数 $= U_m D / \nu_f$
 Re_t : 乱流レイノルズ数 $= k^2 / (\nu \varepsilon)$
 r : 管中心から測った半径方向座標
 T : 温度
 t : 時間
 U : 時間平均流速
 u^* : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w / \rho}$
 V : 熱線流速計出力電圧
 x : 流れ方向 (鉛直上向) 座標
 y : 壁面から測った距離
 y^+ : 無次元距離 $= u^* y / \nu$
 β : 体膨張係数
 ε : 乱流散逸
 λ : 熱伝導率
 λ_t : 乱流熱伝導率
 μ : 粘性係数
 μ_t : 渦粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$: 乱流モデル中の係数
 σ_t : 乱流プラントル数
 τ : せん断応力
- 添字
 a : 管断面平均
 f : 膜温度 $T_f = (T_w + T_m) / 2$ における値
 m : バルク平均
 w : 壁面での値
 0 : 強制対流での値

2. 数値解析

等熱流束加熱された鉛直円管内の上向流について、浮力項における効果を除いて物性値は一定であると、十分発達した状態を仮定すると、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。

$$0 = -\frac{dp_a}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\mu_t + \mu) r \frac{dU}{dr} \right\} + \rho g \beta (T - T_a) \dots \dots \dots (1)$$

$$c_p \rho U \frac{dT_m}{dx} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ (\lambda_t + \lambda) r \frac{d(T - T_m)}{dr} \right\} \quad (2)$$

ここで、添字 m および a はそれぞれバルク平均値および管断面平均値を表す。また、式(1)の浮力項は、真の圧力 \bar{p} に対して、 $\partial \bar{p} / \partial x = \partial \bar{p} / \partial x + \rho g$ と置き、この管断面平均より導いた。式(1)、(2)を管断面にわたって積分すれば、次の関係を得る。

$$-\frac{dp_a}{dx} = \frac{4\tau_w}{D}, \quad \frac{dT_m}{dx} = \frac{4q_w}{c_p \rho D U_m} \dots \dots \dots (3)$$

乱流モデルとして、Jones-Launder⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾ の k - ϵ モデル、および、河村⁽¹⁷⁾ がそれを管内流の場合について、より実際に近い層流・乱流遷移レイノルズ数を与えるように修正して、管内非定常乱流に適用したものを採用した。

$$0 = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} + \mu \right) r \frac{dk}{dr} \right\} + \mu_t \left(\frac{dU}{dr} \right)^2 - \rho \epsilon - 2\mu \left(\frac{d\sqrt{k}}{dr} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

$$0 = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} + \mu \right) r \frac{d\epsilon}{dr} \right\} + C_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{dU}{dr} \right)^2 - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} + C_3 \nu \mu_t \left(\frac{d^2 U}{dr^2} \right)^2 \dots \dots \dots (5)$$

ここで、Jones-Launder のモデルでは、

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \epsilon, \quad \lambda_t = \mu_t c_p / \sigma_t$$

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

$$C_1 = 1.55$$

$$C_2 = 2.0 [1 - 0.3 \exp(-R_t^2)]$$

$$C_3 = 2.0$$

$$C_\mu = 0.09$$

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

$$R_t = k^2 / (\nu \epsilon)$$

河村の修正モデルでは、係数 C_1 のみを次のように修正している。

$$C_1 = 1.5 [1 + 0.15 \exp\{-(R_t / 50)^2\}]$$

乱流プラントル数 σ_t は、0.9 で一定とした。方程式(1)、(2)および(4)、(5)の境界条件は、

$$r = \frac{D}{2}: U = 0, \quad \frac{dU}{dr} = -\tau_w / \mu,$$

$$T = T_w, \quad \frac{dT}{dr} = \frac{q_w}{\lambda}$$

$$r = 0: \frac{dk}{dr} = \frac{d\epsilon}{dr} = 0$$

$$r = \frac{D}{2}: k = \epsilon = 0$$

数値計算法の便宜上、運動量方程式とエネルギー方程式の境界条件として、式(3)と重複するが、流速分布

と温度分布の管中心での対称性より次の条件を付け加えて用いた。

$$r = 0: \frac{dU}{dr} = \frac{dT}{dr} = 0$$

各方程式を Patankar⁽¹⁸⁾ の Control-Volume 法に従って離散化し、半径方向 100 点の不等間隔格子を用いて解いた。

計算は、レイノルズ数を 1000~25000 の範囲で 8 とおり選び、それぞれの値に対して、グラスホフ数を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変化させて行った。ここでレイノルズ数とグラスホフ数はそれぞれ次のように定義した。

$$Re = \frac{U_m D}{\nu_f}, \quad Gr = \frac{g \beta (T_f - T_m) D^3}{\nu_f^2} \dots \dots \dots (6)$$

添字 f は膜温度 $T_f = (T_w + T_m) / 2$ における値を意味し、後述の実験データの整理の際の物性値のとり方を明示するとともに、物性値変化の大きい場合へ結果を適用する場合に配慮してある⁽⁷⁾⁽⁸⁾。計算結果より、 $Re = 3000, 5000$ および 10000 についてヌッセルト数のグラスホフ数による変化を図 1 に示す。ここで、ヌッセルト数は次のように定義した。

$$Nu = \frac{hD}{\lambda_f} = \frac{q_w}{T_w - T_m} \cdot \frac{D}{\lambda_f} \dots \dots \dots (7)$$

ほぼ完全な強制対流状態となっている左端から、グラスホフ数を増加させていくと、ヌッセルト数はある所から低下し最小点を迎え、それ以降はグラスホフ数の約 0.45 乗に比例して増加する。 $Re = 3000$ の場合について、この間に管断面内の速度分布とせん断応力分布が変化していく様子を河村モデルによる計算結果について示したのが図 2 であって、共存対流域を経て自然対流に移っていく過程がよくわかる。図 1 には断面平均の乱れエネルギー k_a を摩擦速度 $u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ の二乗で無次元化した値も同時にプロットしてある。これより $Re = 3000$ における河村モデルによる計算結果では、グラスホフ数が 8.8×10^4 から 2.7×10^5 (図 1 の点 C, D および図 2 の分布 C, D に対応) の間で流れが層流となっていることがわかる。また、レイノルズ数が 5000 と 10000 の場合にも、共存対流域で乱れエネルギーが急減少してヌッセルト数の低下をひき起こしていることが読みとれる。 Nu が減少する過程で計算点が跳んでいるのは、流量を一定に与え q_w を少しずつ大きくしながら計算を進めていくとき、 $(T_w - T_m)$ の変化に対し Gr は正比例、 Nu は反比例するから、 $Nu \propto Gr^{-1}$ より急激に特性が変化する所では、安定な収束が得られず計算点の飛躍が生ずるのである。

図 3 は、自然対流を代表するグラスホフ数と強制対

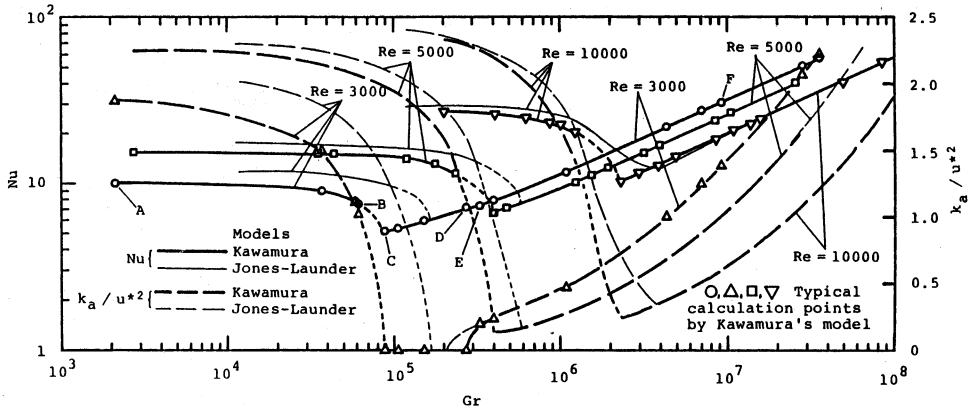


図1 ヌッセルト数と断面平均乱流エネルギーの変化 (数値解析)

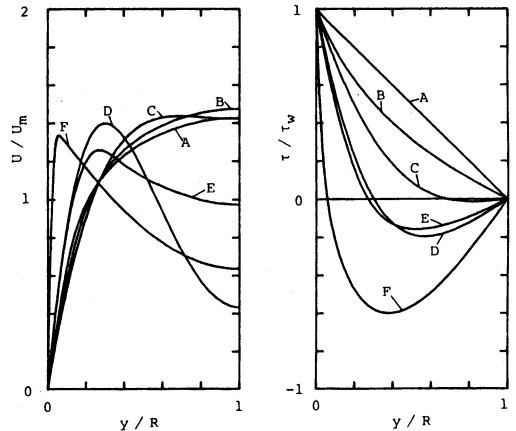
流を代表するレイノルズ数のつくる平面上に、前述の二通りの乱流モデルを用いた数値解析より得られた、強制・自然複合対流における領域判別を示したものである。図3の左上はレイノルズ数が大きくグラスホフ数が小さい領域で強制対流支配となり、右下は逆に自然対流支配となる。強制・共存・自然対流の境界の判別は、レイノルズ数一定のもとでグラスホフ数を変えたときのヌッセルト数の挙動に注目して次のように行った(図1参照)。式(1)の浮力項を除いて、完全な強制対流として計算されたヌッセルト数を Nu_0 とすれば、図3中のシンボル○および△(それぞれ河村モデル、Jones-Launderモデルに対応)は、グラスホフ数を増加させていったときヌッセルト数が強制対流の値より低下して、 $0.8Nu_0$ となった計算点であり、この点をそのレイノルズ数における強制・共存対流境界とみなした。また○および△は、さらにグラスホフ数を増加させたとき、ヌッセルト数が熱伝達率最小点●および▲に達したのち、増加に転じて再び 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3中の2本の半直線は、Tanakaら⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾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って、次のように表される。

$$\text{強制・共存対流境界: } Re = 50Gr^{3/21} \dots\dots (8)$$

$$\text{共存・自然対流境界: } Re = 16.5Gr^{3/21} \dots\dots (9)$$

数値解析による領域判別結果は、どちらの乱流モデルを用いた場合にも判別式(8)、(9)とよく一致している。

層流・乱流判別は、式(4)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て行った。Jones-Launder⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾の乱流モデルでは、純粋な強制対流の場合の遷移レイノルズ数が、900~1000とな



- A: $Gr = 2.1 \times 10^3$ Turbulent
- B: $Gr = 6.1 \times 10^4$ Turbulent
- C: $Gr = 8.8 \times 10^4$ Laminar
- D: $Gr = 2.7 \times 10^5$ Laminar
- E: $Gr = 3.3 \times 10^5$ Turbulent
- F: $Gr = 9.2 \times 10^6$ Turbulent

(a) 速度分布 (b) せん断応力分布
図2 速度分布およびせん断応力分布 (河村モデルによる数値解析)

る。一方、河村⁽¹⁷⁾のモデルの場合には、1800~1900が遷移レイノルズ数となる。これと対応して層流・乱流境界は定量的には両者で異なって計算されたが、定性的にはよく似た形となり、共存対流領域でレイノルズ数、および、グラスホフ数の高い側に食い込んでいる。これは、共存対流領域では、浮力の影響により壁面の近くでせん断応力が急減して[図2(b)参照]乱れエネルギー生成が減少し、乱流状態が維持できなくなるためである⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾。共存対流領域で乱流に留まる場合でも、やはりヌッセルト数の低下が生じるが、同じ理由で図1で見たとおり壁面付近の乱れエネルギーが減少することに起因する。2種の乱流モデルによる計算結果を比べると、河村モデルによる層流・乱流境界がJones-Launderモデルによるものよりレイノルズ数とグラスホフ数の大きい側にずれた形となっており、今後の

実験との比較には、完全な強制対流下で現実的な遷移レイノルズ数を与える河村モデルによる計算結果を用いることとする。

主流が加速される乱流境界層で層流化が起こる現象が知られているが⁽¹⁹⁾、その原因は aiding flow の共存対流と共通して、壁面近くでせん断応力が急減することに求められる⁽⁶⁾⁽²⁰⁾。この場合の層流化の発生条件は⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾

$$K \equiv \frac{\nu}{U_m^2} \frac{dU_m}{dx} > 3 \times 10^{-6} \dots\dots\dots (10)$$

ここで、主流の加速度を $U_m(dU_m/dx)=a$ と置けば、 $K=av/U_m^3$ 。一方、共存対流の場合に、浮力の作用により壁面近くの流体が受ける加速度が $a'=g\beta(T_f-T_m)$ であって、 $Gr=a'D^3/\nu^2$ と書ける。壁面近くの流体に働く力を考えるとき、上の二つの加速度は同等の効果を持ち、加速パラメータ K をグラスホフ数を用いて等価に書き直せば $K=Gr/R_0^2$ 。したがって、層流化条件式(10)を複合対流の場合に書き改めたものとして、

$$Gr/R_0^2 > 3 \times 10^{-6} \dots\dots\dots (11)$$

図3に判別式(11)の限界を二点鎖線で示したが、ちょうど式(8)、(9)の間しかもヌッセルト数が最小値をとるあたりに位置することがわかる。加速乱流境界層では、乱れエネルギー生成が壁近傍に限られ、これさえ抑えられれば高いレイノルズ数域でも完全な層流化が起こるが、共存対流の場合には、レイノルズ数が大きくなると壁から離れた所でせん断応力がマイナスで大きくなり、この部分で乱流が維持されるようになって、層流領域は図3に示すとおり共存対流域にある程度食い込むだけでそれ以上は進まない。

3. 実験装置および実験方法

図4に実験装置系統図を示す。実験装置は50 atm 耐圧の密閉循環ループを構成している。窒素ガスは耐圧容器にモータごと納められたブロワにより循環され、テストセクション、冷却器、主弁、ベンチュリ管を経て、ブロワに戻る。テストセクションの詳細図を図5に示す。窒素ガスはテストセクション(内径 $D=23$ mm、外径 27.2 mm の SUS 304 引抜管) 下部より流入し、入口バルク温度の測定後、直径比 $d/D=10/23$ のオリフィスで入口条件を与えられ、長さ $l/D=110$ の加熱部に流入する。加熱開始点より $x/D=98$ の位置にホットワイヤプローブのトラバース部を設け、直径 5 μm のタングステン線を用いたプローブを半径方向にトラバースし、定温度形熱線流速計、リニアライザ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 $10/23$ の縮流部を設けて混合し、出口バルク温度を測定した。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付け、壁温分布を測定した。テスト管の加熱は直接通電により行った。今回の実験では加熱量が非常に小さいため、加熱部の断熱を次のように行った。円管外壁に厚さ約 50 mm のグラスウールを巻き、その外側に厚さ 0.5 mm の鉄板と6本のリボンヒータ、さらに厚さ約 30 mm のグラスウールを巻き付けて、円管外壁温度と鉄板内面温度が一致するように

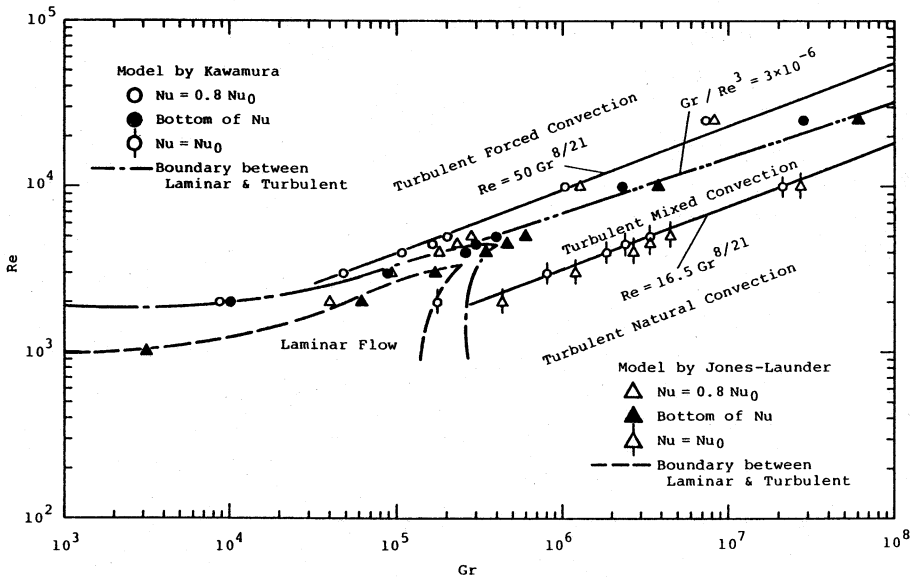


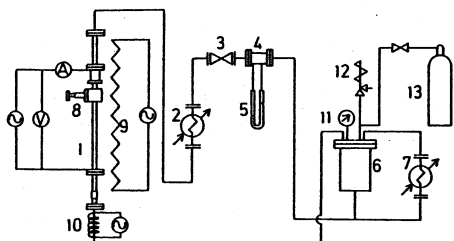
図3 複合対流領域判別図(数値解析)

個々のリボンヒータを調節した。

4. 実験結果および考察

実験条件を表1に示す。 $Re=3000$ について、テストセクション流れ方向の壁温分布の測定結果を三つおりのグラスホフ数に対してプロットしたものが図6である。 $x/D \geq 90$ における壁温の乱れはトラバース装置の影響によるものであり、この部分は除外して考える。この壁温分布において、壁温とバルク温度の差($T_w - T_m$)が下流でほぼ一定となる部分(例えば、図6(a), (b), (c)では x/D がそれぞれ25, 70, 55以上の部分)では熱伝達および流れが発達したものと考え、その部分での平均としてヌッセルト数とグラスホフ数を求めた。

図7には、このようにして求めたヌッセルト数のグラスホフ数に対する変化の様子を河村モデルによる数値解析の結果と同時に示す。 $Re=3000, 5000$ の場合ともヌッセルト数のグラスホフ数に対する挙動は数値解析による予測にほぼ沿ったものとなっている。グラスホフ数の低い実験点はほぼ完全な強制対流状態にあり、ヌッセルト数は数値解析で求めた N_{uo} とよく一致する。このときの壁温分布は、図6(a)のようになり、 $x/D=20-30$ 程度で熱伝達特性は発達している。グラスホフ数が増加するに従い、数値解析による予測と同様の傾向を示してヌッセルト数は N_{uo} より低下し、 $Re=3000$ では、図7中の点C~Eの範囲で、また $Re=5000$ では、点Gで最小値をとる。このヌッセルト数の低下に伴い熱伝達の流れ方向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、ヌッセルト数が増加し始め、 $Re=3000$ では、点F、 $Re=5000$ では、点Hで N_{uo} 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ッセルト数が増加したと考えられる。このヌッセルト数の回復過程では、図6(c)



- 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. N₂ Bomb

図4 実験装置系統図

表1 実験条件 (十分に発達した領域)

No.	図7中の記号	Re	Gr	Nu	U_m m/s	q_w W/m ²	$T_w - T_m$ K	P MPa
301	A	3000	4.5×10^3	11.4	1.78	57	4.3	0.123
302	-	3000	8.7×10^3	11.7	1.27	56	4.1	0.169
303	-	3000	1.22×10^4	11.1	1.09	56	4.4	0.193
304	B	3000	2.7×10^4	7.7	0.97	71	7.9	0.22
305	C	2900	4.7×10^4	6.4	0.89	88	11.9	0.24
306	-	3000	7.9×10^4	6.3	0.67	77	10.5	0.33
307	D	2900	9.7×10^4	6.1	0.68	102	14.2	0.32
308	E	3000	2.6×10^5	6.5	0.38	80	10.6	0.58
309	F	3100	7.4×10^5	11.8	0.196	111	8.1	1.12
501	-	5000	2.2×10^4	15.1	1.41	78	4.5	0.25
502	-	5000	9.1×10^4	13.8	0.70	77	4.9	0.51
503	-	5000	2.2×10^5	11.7	0.54	94	6.9	0.65
504	-	5000	3.6×10^5	10.1	0.56	142	12.0	0.67
505	G	5000	6.3×10^5	8.4	0.26	45	4.7	1.29
506	-	5100	1.01×10^6	8.6	0.29	88	8.8	1.23
507	-	4800	1.65×10^6	10.0	0.25	147	12.3	1.43
508	H	5200	3.5×10^6	14.9	0.113	77	4.4	3.1
509	-	4800	9.4×10^6	17.3	0.076	134	6.3	4.6

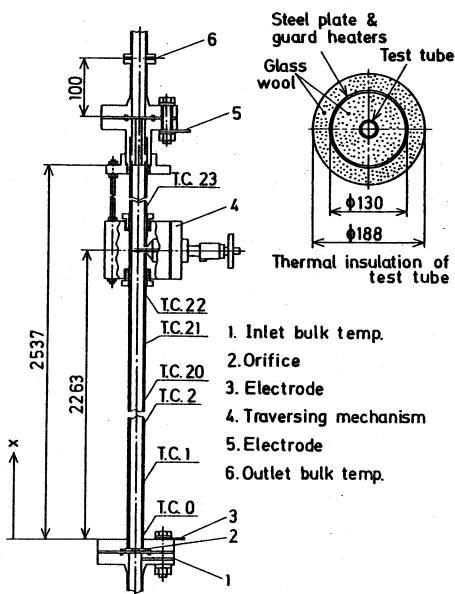
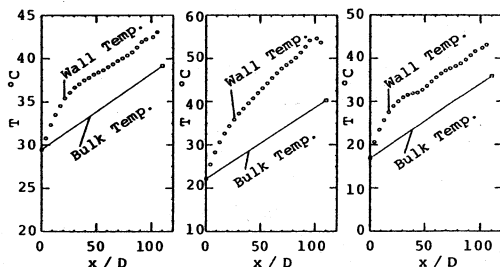


図5 テストセクション詳細図



(a) $Re=3000, Gr=4.5 \times 10^3$ (図7のA点)
 (b) $Re=2900, Gr=9.7 \times 10^4$ (D点)
 (c) $Re=3100, Gr=7.4 \times 10^5$ (F点)

図6 壁温分布

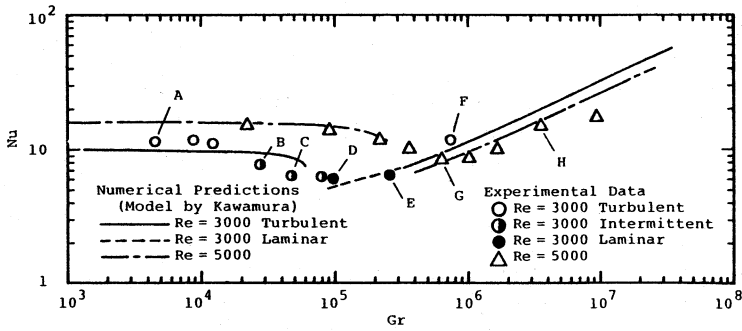


図7 グラスホフ数によるヌッセルト数の変化

に示すように流れが発達するまでにいったん熱伝達が劣化して、壁温分布が波打つ現象が生じる。

次に、 $Re=3000$ について、熱線流速計による測定で得られた結果のうち、壁面からの距離 $y=1.65$ mm の位置（完全な強制対流条件においては、 $y^+=u^*y/\nu=16$ 程度）でのリニアライザを通した流速計出力の生波形を図8に示す。図8の縦軸は流速計出力の変動成分 V' を管中心における出力 V_c で無次元化した値であり、横軸の時間 t は D/U_m で無次元化されている。

ここで熱線の加熱比は1.5とし、リニアライザは流体温度が一定のときほぼ直線特性が得られる条件に固定して用いた。乱流状態での測定では熱線を横切る流体は温度変動を伴っているから、この場合の出力電圧変化は流速変動と温度変動の両方に起因している。しかし、加熱比が比較的大きく、バルクと壁温の差が 10°C を超えない程度の実験条件となっているから、流速変動による成分がより大きく寄与していると考えられる。強制対流域に属する図7の点Aに対応する図8最上部に示す波形は、典型的な乱流の波形となっているが、グラスホフ数が増加しヌッ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(B~C)。ヌッセルト数の最小領域に属するD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、管中心付近から再び乱流の変動が見られるようになり(E)、やがて壁面近くでも壁乱流的変動が見られるようになる(F)。図7のプロットでは、流れが層流となる点を黒丸印で区別して表示した。

以上の結果を図3の様式で Re - Gr のマップにまとめ図9に示す。図9のシンボル○は強制・共存対流境界、◇は共存・自然対流境界であって、判定基準は数値解析の場合に合わせてある。実験によって得られた強制・共存・自然対流境界は、判別式(8)、(9)によく合い、したがって数値解析の結果ともよい一致を示し

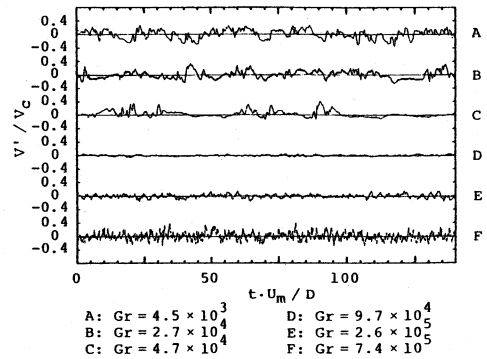


図8 熱線出力生波形

ている。また、 $Re=3000$ の実験の結果得られた層流域も河村モデルによる数値解析による予測とよく一致し、層流・乱流の境界が Re 、 Gr の高い側に食い込むことが実験的に裏付けられた。

5. 結 論

等熱流束加熱鉛直円管内の上向流 (aiding flow) について、壁面まで積分可能な低レイノルズ数まで拡張された k - ϵ 形二方程式乱流モデルによる数値解析、および、窒素ガスを実験流体とし、その圧力を大気圧から 50 atm の範囲で変えることによって、グラスホフ数を4けたにわたって変えた実験の両面から検討を加えた結果、以下の結論を得た。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で作られる平面上で、強制・共存・自然対流の領域判別とともに、層流・乱流の判別も行った結果、図3および図9を得た。乱流域における強制・共存・自然対流の判別は、実験、数値解析とも Tanaka ら⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾ の半理論的な判別式(8)、(9)とよく合う。また、層流・乱流の判別については、層流域がレイノルズ数、グラスホフ数の大きい側に食い込む形となることが数値解析から予

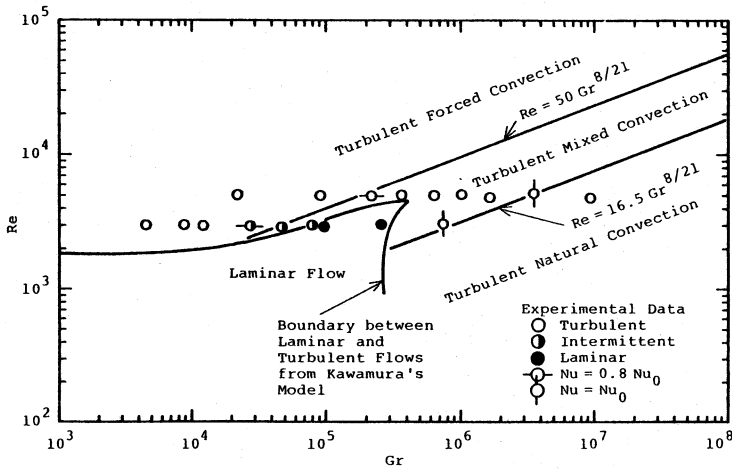


図 9 複合対流領域判別図

測され、実験的にも実証された。このようになる理由は、共存対流域で伝熱劣化が生ずる原因とも一致し、共存対流下では壁面近傍でせん断応力が急減するために、乱流エネルギー生成が小さくなるためである。以上の実験と数値解析の比較から、低レイノルズ数域まで拡張された $k-\epsilon$ 乱流モデルは、このような系の計算においては、比較的高い予測能力を持つことが示された。

最後に、実験装置の製作にあたり、高圧化学(株)に多大のご援助をいただいたこと、また、実験に関して、当時東京大学工学部学生、笠島永吉君、森田泰充君にご協力をいただいたことに対し、謝意を表する。この研究は、科学研究費補助金 No. 60460108 によって行った。

文 献

(1) Metais, B. and Eckert, E. R. G., *Trans. ASME, Ser. C*, 86-2 (1964), 295.
 (2) Eckert, E. R. G. and Drake, R. M., *Heat and Mass Transfer*, 2nd ed. (1959), 331, McGraw-Hill.
 (3) Shitsman, M. E., *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 182, Part 3I (1967-68), 36.
 (4) Watts, M. J. and Chou, C. T., *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, München, 3 (1982), 495.
 (5) Jackson, J. D. and Hall, W. B., *Turbulent Forced*

Convection in Channels and Bundles, 2, by Kakaç, S. and Spalding, D. B., (1979), 613, Hemisphere.
 (6) Hall, W. B. and Jackson, J. D., *ASME Paper*, No. 69-HT-55, (1969).
 (7) Tanaka, H., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 16-6 (1973), 1267.
 (8) 田中・ほか 3 名, 機論, 39-327 (昭 48), 3394.
 (9) 田中・能登, 第 10 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 48), 225.
 (10) Jackson, J. D. and Fewster, J., *Heat Transfer and Turbulent Buoyant Convection*, 2, by Spalding, D. B. and Afgan, N., (1977), 759, Hemisphere.
 (11) Axcell, B. P. and Hall, W. B., *Proc. 6th Int. Heat Transf. Conf.*, Toronto, 1 (1978), 37.
 (12) Abdelmeguid, A. M. and Spalding, D. B., *J. Fluid Mech.*, 94-2 (1979), 383.
 (13) Buhr, H. O., ほか 2 名, *Trans. ASME, Ser. C*, 96-2 (1974), 152.
 (14) Patel, V. C., ほか 2 名, *AIAA J.*, 23-9 (1985), 1308.
 (15) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15-2 (1972), 301.
 (16) Jones, W. P. and Launder, B. E., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 16-6 (1973), 1119.
 (17) 河村, 第 21 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 59), 40.
 (18) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), Hemisphere.
 (19) Moretti, P. M. and Kays, W. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 8-9 (1965), 1187.
 (20) Tanaka, H., ほか 3 名, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 104-2 (1982), 363.