研究論文

957. 環状流路内加熱ガス流の層流化に関する 数値解析的研究

藤井 貞夫*, 秋野 詔夫**,
菱田 誠**, 河村 洋**, 佐野川 好母**

(1991年 3月4日 受理)

Numerical Studies on Laminarization of Heated Turbulent Gas Flow in Annular Duct

By Sadao FUJII, Norio AKINO, Makoto HISHIDA,
Hiroshi KAWAMURA and Konomo SANOKAWA

Heated turbulent gas flow in an annular duct is numerically analyzed using the $k-kL-\overline{uv}$ 3-equation turbulence model. Special attention is paid to the laminar-turbulent transitional region. In the case of outer tube only heated, heat transfer coefficient in downstream becomes constant and a new correlation, which is independent of the heat flux, is proposed. The similar result is obtained in the case of inner tube only heated. In the case of both inner and outer tubes heated, laminarization does not occur under the condition of the heat flux less than a certain magnitude on one tube and it does not depend on the heat flux magnitude on the other tube. The flow regime of heated annular duct is classified into the following four regions based on heated conditions of inner and outer tubes: (1) TT region (heat transfer coefficients in both tubes are expressed by $St_b \propto Re_b^{-0.2}$), (2) LT region (heat transfer coefficient in inner tube becomes constant), (3) TL region (heat transfer coefficient in outer tube becomes constant) and (4) LL region (laminarization occurs).

KEYWORDS: *numerical analyses, laminarization, heated gas flow, annular duct, heat flux, heat transfer, $k-kL-\overline{uv}$ model, flow regime*

I. 序 論

日本原子力研究所では、高温ガス炉の技術的基盤の確立と、高温に関する先端的基礎研究を行うことを目的として計画されている高温工学試験研究炉⁽¹⁾(以下、HTTR)の建設が予定されている。HTTR 炉心では、冷却材のレイノルズ数 (Re) が 10,000 以下で比較的小さい範囲にあるため、円管等で報告されているように、加熱によって流れが乱流から層流に変わる、いわゆる層流化現象が発生すると、HTTR 炉心の燃料温度が上昇して設計基準を満たされない恐れもある。したがって、炉心の健全性および安全性という見地から、層流域および乱流域ばかりでなく、遷移域における冷却材

の伝熱・流動特性を把握しておくことは、重要な課題の一つとなっている。

しかしながら、環状流路における熱伝達率や摩擦係数に及ぼす加熱の影響については、十分な実験および解析的研究は行われておらず、特に、強い加熱を受けた場合の層流化現象に関しては、極めてわずかな報告しかない。そして、層流化発生の有無については、まだ一般的な合意が得られていない。Dalle Donne⁽²⁾, Vilemas⁽³⁾は、熱伝達率が彼らの提唱する相関式か

* 川崎重工業(株)原子力本部 (Nucl. Systems Div., Kawasaki Heavy Ind., Ltd.)

** 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

** 東京理科大学 (Sci. Univ. of Tokyo)

ら大幅に低下したのは層流化が発生したためと報告している。しかしながら、これらの実験では、層流化の発生条件は明らかにされていない。一方、著者ら⁽⁶⁾、鳥居ら⁽⁶⁾は、内管のみを加熱した場合、 q^+_{in} が十分大きい場合にも層流化が発生しないという結果を得ている。さらに、鳥居ら⁽⁶⁾は、両管を等熱流束加熱した場合、層流化が発生することを報告している。

一方、ガス流における層流化発生の原因と条件については、円管あるいは加速境界層において、いくつかの研究が報告されているが、環状流路においてはほとんど報告されていない。Perkins⁽⁷⁾、McEligot⁽⁸⁾、小川ら⁽⁹⁾は、円管内加熱ガス流に対して、無次元熱流束パラメータ q^+_{in} がある値以上になった場合に層流化が発生するとし、また、Perkins ら⁽¹⁰⁾、秋野⁽¹¹⁾は、ヒータ表面温度で定義したレイノルズ数 $Re_w = \rho_w \cdot De \cdot u_m / \mu_w$ が円管の臨界レイノルズ数 2,300 以下となったとき発生するとした。しかしながら、以上のような熱流束による発生条件は、等温加速流に対して適用できない。

Coon⁽¹²⁾は、加熱の強さを加速係数 $K (= \nu_0 / u_m^2 \cdot du_m / dx)$ に換算して、 K が 1.5×10^{-6} 以上で層流化するとしたが、 K と q^+_{in} とは、 $K = 4 q^+_{in} / Re_0$ で関係付けられることから、McEligot ら⁽⁸⁾ は K を q^+_{in} と Re_{in} との関係に変換して、 $K = 4 q^+_{in} / Re_{in} \cdot (1 + 4 x / De \cdot q^+_{in})^* \geq 1.5 \times 10^{-6}$ を層流化の発生限界とした。一方、Patel ら⁽¹³⁾は、壁近傍の剪断応力の勾配に着目した。すなわち、流れの中央部では加速に要する力は確かに大きい、壁近傍では流速の絶対値が小さいため、加速に要する力も小さい。したがって、加速流においては、壁面から流れの中心に向かって剪断応力の急激な減少がある。このため、乱れの発生に最も重要な、壁から少し離れたところでの剪断応力が減少し、乱れの発生も抑制される。彼らは、壁近傍の剪断応力の勾配 $\Delta \tau = d(\tau / \tau_w) / dy^+$ が -0.009 以下で層流化が発生するとした。

また、Bradshaw⁽¹⁴⁾は、この考えをさらに進めて、壁近傍の剪断応力が減少することにより、エネルギーを担う渦とエネルギーの散逸に寄与する渦との寸法が、あまり違わなくなることが層流化の原因であると考えた。この考えによれば、層流化の発生は渦レイノルズ数 $Re_v = (\tau / \rho)^{0.5} y / \nu$ の最大値が 30 以下の場合となる。このような剪断応力に着目する考えは、加速流だけではなく加熱流についても適用できる可能性もある。

著者らは先に、HTTR 炉心冷却チャンネルを模擬した内管加熱の環状流路内ガス流で、特に遷移域における熱伝達率および圧力損失等の系統的な実験データを取得するとともに、3つの乱流モデルを用いた数値解

析的検討を行い⁽¹⁵⁾、環状流路では円管等で報告されているような層流化は発生せず、熱流束が増加するに従って熱伝達率は、

$$Nu_s \approx 0.071 Re_s^{0.8} Pr_s^{0.4} \quad (1)$$

に近付くことを報告した。しかしながら、そのメカニズムについては明らかにすることはできなかった。また、乱流モデルとしては $k-kL-\overline{uv}$ モデルが最も信頼性の高いモデルであることもわかったが、このモデルを用いて層流化が発生することを示すまでには至らなかった。

以上のことを踏まえて、環状流路内加熱ガス流の層流化に対象を限定し、これまでに明らかにされている点とされていない点とをまとめると、以下の通りである。

- (1) 円管内加熱ガス流では実験的・解析的研究から層流化が確実に発生することが報告⁽⁹⁾⁽¹⁶⁾されているが、環状流路では内管のみを加熱した場合には層流化は発生しないこと⁽⁴⁾⁽⁹⁾⁽¹⁵⁾が実験的・解析的に得られている。しかしながら、外管のみの場合あるいは両管を加熱した場合には未だ発生するかしないか明らかではない。
- (2) 内管のみを加熱した場合には、(1)式に示す限界となる熱伝達率が存在することが実験により示されているが、外管のみの場合あるいは両管を加熱した場合にはどのような傾向を示すかはまだ明らかではない。
- (3) 従来より、 q^+_{in} あるいは K 等を用いて加熱ガス流の層流化発生限界を与える式が提唱されているが、いずれの式も環状流路には適用できず⁽¹⁵⁾、発生するとした場合の加熱条件(加熱形態を含めて)については明らかにされていない。環状流路では、流れが非対称となることから内外の加熱比を考慮しないような関係式では層流化を説明できないと考えられる。
- (4) 層流化現象の解析については、2方程式、3方程式モデル等が提唱され、多くの数値解析的研究がなされている。しかしながら、環状流路内加熱ガス流については、流れが非対称となること、および加熱によりガスの物性値が一様ではないこと等の複雑な現象のため、これまで Re が 10,000 以下の範囲での系統的な数値解析的研究がほとんどない。

そこで、本研究では、 $k-kL-\overline{uv}$ モデルを用いた数値解析により、片方だけでなく両方の管を加熱した場合も含めて、環状流路内加熱ガス流の熱伝達特性を検討

することによって、以上に示す(1)~(4)の問題点について明らかにする。

II. 数値解析

1. 支配方程式

物性値変化のある軸対称、定常乱流の場合、密度や流速の変動分がその平均値に比べて小さく、境界層近似が成立する限り、支配方程式は以下のように表わされる⁽¹⁶⁾。

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{U})}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r\bar{\rho}\bar{V})}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

$$\bar{\rho}\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \bar{\rho}\bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} = -\frac{d\bar{P}}{dz} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\mu_m \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \right) \right\} \quad (3)$$

$$\bar{\rho}\bar{U} c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \bar{\rho}\bar{V} c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\lambda_m \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - \bar{\rho} c_p \bar{v} \bar{t} \right) \right\} \quad (4)$$

ただし、 λ , μ , c_p の変動については無視した。境界条件および入口条件は、以下の通りである。

$r=R_i, R_o$ で,

$$\left. \begin{aligned} \bar{U} &= 0, & \bar{\rho}\bar{V} &= 0 \\ q_{ti}'' &= -\lambda_{wi} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - q_{ri}'' \\ q_{to}'' &= -\lambda_{wo} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - q_{ro}'' \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$z=0$ で,

$$\left. \begin{aligned} \bar{U} &= \text{十分発達した等温流の速度分布} \\ \bar{\rho}\bar{V} &= 0, & \bar{T} &= T_{in} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

2. 乱流モデル

本解析において用いた k - kL - uv 3 方程式乱流モデルは、以下のように表わされる。

$$\bar{\rho}\bar{U} \frac{\partial k}{\partial z} + \bar{\rho}\bar{V} \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right\} - \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r}$$

$$-c_D \bar{\rho} \frac{k^{3/2}}{L} - c_k \mu_m \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\bar{U} \frac{\partial(kL)}{\partial z} + \bar{\rho}\bar{V} \frac{\partial(kL)}{\partial r} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_L} \right) r \frac{\partial(kL)}{\partial r} \right\} \\ &- c_1 f_1 \bar{\rho} L \bar{u} \bar{v} \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + c_3 \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \frac{2L^3}{y^2} \cdot \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} \\ &- c_2 f_2 c_D \bar{\rho} k^{3/2} - c_4 \mu_m L \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\bar{U} \frac{\partial(\bar{u} \bar{v})}{\partial z} + \bar{\rho}\bar{V} \frac{\partial(\bar{u} \bar{v})}{\partial r} &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_s} \right) r \frac{\partial(\bar{u} \bar{v})}{\partial r} \right\} \\ &- c_5 f_{s2} \bar{\rho} k \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - (c_6 + f_{s1}) c_D \frac{\sqrt{k}}{L} \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \\ &- c_7 \frac{\bar{u} \bar{v}}{k} \mu_m \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \bar{\rho} \sqrt{k} L \quad (10)$$

(7)~(9)式の左辺は対流項、右辺はそれぞれ拡散項、発生項、散逸項、最終項は壁面近傍での分子粘性効果の補正項から成る。

Table 1に、これらの式に用いた関数と定数を示す。本解析では、これらの値は径方向の流速分布、乱流エネルギー分布、レイノルズ応力分布、 U^+ と y^+ との関係等の計算結果が既存の実験値や経験則と良好な一致を示し、また、乱流域では等温流のヌッセルト数がDalle Donneらの実験式⁽¹⁷⁾に一致するように、原著の値⁽¹⁸⁾とは若干異なる値を用いた。なお、 $-\bar{\rho} \bar{u} \bar{v}$ は乱流ブラントル数 $\sigma_T = \mu_t \cdot c_p / \lambda_t$ を用いて、

$$-\bar{\rho} \bar{u} \bar{v} = \frac{\mu_t}{\sigma_T} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right) \quad (11)$$

とおき、 σ_T は一定($=0.9$)とした。

境界条件は $r=R_i, R_o$ で、 $k=0$, $kL=0$, $\bar{u} \bar{v}=0$ および $\varepsilon=0$ とした。入口条件は、加熱開始点($z=0$)で流れが十分発達しているとしたときの径方向の乱流エネルギー分布、レイノルズ応力分布、乱流散逸分布等を与えた。

Table 1 Empirical constants and their functions

c_μ	c_k	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_D	σ_K	σ_L	σ_s
0.55	2.0	1.3	0.7	3.3	12.0	0.165	2.0	6.0	0.15	1.0	1.2	1.3
f_μ		f_1		f_2		f_{s1}		f_{s2}		R_T		
$1 - 0.7 \exp \left\{ - \left(\frac{R_T}{20} \right)^2 \right\}$		$1 - 0.5 \exp \left\{ - \left(\frac{R_T}{6.5} \right)^4 \right\}$		$1 + 0.57 \exp \left\{ - \left(\frac{R_T}{3} \right)^2 \right\}$		$\frac{1}{1 + 0.666 R_T}$		$1 - 0.6 \exp \left\{ - \left(\frac{R_T}{20} \right)^2 \right\}$		$\frac{\sqrt{k} L}{\nu}$		

3. 計算手順

計算に当たっては、それぞれの方程式群を連立させて有限差分法を用いて解いた。差分は、径方向に中心差分、軸方向に風上差分を適用した。径方向の格子間隔は、粘性底層内に数個のメッシュが入るように壁面近傍で小さく、壁面から離れるに従って大きくなり、また軸方向格子間隔は、入口付近で小さく、下流域になるに従って大きくとった。また、軸方向熱流束の分布は一樣とし、内外壁間の輻射はないものとした。各変数の収束判定は相対誤差で 10^{-4} とした。

Ⅲ. 解析結果とその考察

1. 加熱流での比較

内管のみを加熱した場合、熱伝達率および摩擦係数について実験と数値解析との良好な一致が得られている⁽¹⁵⁾。ここでは、外管のみを加熱した場合と内外両管を加熱した場合について、Nemira らの実験結果⁽¹⁹⁾と比較した。

Fig. 1 に、 $\alpha=0.205$ の場合について本数値解析との比較を示す。 Re_{in} は60,000および30,000とした。図中の実線は内管側の実験式(Nu_{bi}/Nu_{oi})、破線は外管側の実験式(Nu_{bo}/Nu_{oo})を表わす。なお、 Nu_{bi} 、 Nu_{oi} は内管側、 Nu_{bo} 、 Nu_{oo} は外管側でのそれぞれ局所および等温熱伝達率を表わす。ここで、等温流における解析結果が彼らの実験結果とよく一致することは、あらかじめ確認している。図より、加熱が大きい場合についても、 $k-kL-\overline{uv}$ モデルとよい一致を示すことがわか

Fig. 1 Comparison with Nemira's experimental data ($\alpha=0.205$)⁽¹⁹⁾

る。大きなレイノルズ数で、しかも $T_w/T_b \leq 2.5$ の比較であるが、外管加熱および両管加熱についても $k-kL-\overline{uv}$ モデルの予測精度は高く、信頼性の高いモデルといえる。なお、数値解析では、 $T_w/T_b > 1.8$ において実験式より低下する傾向が見られるが、彼らの実験結果でも、 $T_w/T_b > 1.9$ において同様な傾向が見られる。

2. 環状流路内加熱ガス流の数値解析的検討

以上のことから、環状流路内加熱ガス流の熱伝達特性は、加熱形態によらず $k-kL-\overline{uv}$ モデルを用いて精度よく予測されることが考えられる。以下では、内外径比 $\alpha=0.7$ の場合について数値解析的検討を行なった。

(1) 外管を加熱した場合

ここで、加熱の強さを表わす無次元数には $(q^+_{in})_o = q_o''/(\rho u_m c_p T)_{in}$ を用いた。以後、混乱を避けるため、内管加熱の無次元数を $(q^+_{in})_i = q_i''/(\rho u_m c_p T)_{in}$ と表わす。

Fig. 2 に、流れ方向のスタントン数の変化を示す。この場合、内管のみを加熱した場合と同様に、熱伝達率はある一定の値に近づく。その熱伝達率は、数値解

Fig. 2 St_b vs. Re_b (outer tube heating, $\alpha=0.7$)

析により,

$$(Nu_s)_0 \doteq 0.06 Re_0^{0.6} Pr_0^{0.4}; \alpha = 0.7 \quad (12)$$

と表わされる。図中の破線は $(St_s)_0 = (Nu_s)_0 / (Re_0 \cdot Pr_0)$ を表わす。Fig. 3 に, $Re_{12} = 10,000$ について, 十分後流における St_b/St_s と $(q^+_{12})_0$ との関係を示す。熱流束が約 4.1×10^{-3} 以上では, 熱伝達率はほぼ (12) 式で表わされることがわかる。

Fig. 4 に, 乱流エネルギー径方向分布の流れ方向への変化を示す。図中の実線は乱流エネルギーの相対値, 破線は絶対値の変化を表わしている。これらの図は, Re_{12} を 8,000 として $(q^+_{12})_0$ を変化させたものである。 $(q^+_{12})_0 = 2.5 \times 10^{-3}$ では, 外管壁側の乱流エネルギーピークの相対値は入口における値に比べて若干低下するが, 流れ方向にほとんど変化しない。一方, 絶対値は流れ方向に増加する。相対値が入口から若干低下する理由は, 加熱による物性値の変化に起因すると考えられる。

Fig. 3 St_b vs. q^+_{12} (outer tube heating, $Re_{12} = 10,000$, $\alpha = 0.7$)

Fig. 4 (a), (b) Turbulence profiles in axial direction (outer tube heating)

内管壁側の乱流エネルギーピーク値については絶対値は増加するが, 相対値は入口からほとんど変化せず, しかも十分後流における乱流エネルギー分布は, 加熱の程度によらずほぼ相似形になっている。 $(q^+_{12})_0 = 3.9 \times 10^{-3}$ では, 外管壁側の乱流エネルギーピークの相対値および絶対値は流れ方向に低下する傾向を示す。一方, 内管壁側については, $(q^+_{12})_0 = 2.5 \times 10^{-3}$ の場合と同様な傾向を示す。外管壁近傍の乱流エネルギーの挙動が上記と異なるのは, この熱流束が熱伝達率

限界線に達する条件に対応しているためと考えられる。

(2) 両管を加熱した場合

Fig. 5 に, $(q^+_{12})_i$ と $(q^+_{12})_o$ の組合せに対する内外管のスタントン数の流れ方向への変化を示す。図中の St_{0s}^{lam} , St_{0o}^{lam} は両管加熱時の内管および外管での層流スタントン数, St_s は $Nu_s / (Re_0 \cdot Pr_0)$ を表わす。内外管の加熱条件により, 熱伝達率は 4 つの典型的なパターンに分けられる。

Fig. 5(a), (b) St_b vs. Re_b (both sides heating, $Re_{in}=8,000$, $\alpha=0.7$)

Fig. 6 に、内外管の加熱条件に対する 4 つの領域を示す。両管の熱流束が小さい場合(図中の TT 領域)、熱伝達率はほぼ $St_b \propto Re_b^{-0.2}$ で表わされる。これは、He ガス物性値の温度による変化に起因するため、熱伝達率に及ぼす加熱の影響は (T_w/T_b) あるいは $(1+q^+_{in})$ 等を用いて表わすことができる。なお、熱伝達率は内外管の加熱比によっても変化する。さらに、同条件で片方の熱流束がある値を超えた場合(図中の TL, LT 領

域)、超えた方の管の熱伝達率は(1)式あるいは(12)式より求まる値以下には低下せず、もう一方の管の熱伝達率は、He ガス物性値の温度による変化と内外管の加熱比に起因して変化する。また、両管の熱流束がある値を超えた場合(図中の LL 領域)、下流域の熱伝達率は層流の値($St_b \propto Re_b^{-1}$)に近付き、系全体の層流化が発生する。

Fig. 6 (a), (b) Classification of flow regimes (both sides heating, $\alpha=0.7$)

また Fig. 6 より、各領域の境界は Re_{in} により異なり、さらに、一方の管における熱流束がある値以下のときは、他方の管における熱流束をいくら増加させても、系全体の層流化は発生しないことがわかる。

ここで、どのような状態をもって層流化が発生すると考えるのか定義を明確にしておく。一般的に、実験

では流路内の乱れ成分の観測あるいは熱伝達率、摩擦係数の測定より層流化の判定が行われるが、本研究は数値解析的研究であることを考慮して、以下の項目を満足する場合に層流化が発生すると定義する。

- (1) 十分後流(70~150 直径)での熱伝達率が層流の値にはほぼ等しくなる。

- (2) 十分後流での流速分布が層流の分布形にはば一致する。
- (3) 乱流エネルギー径方向分布の絶対値および相対値が流れに沿って減少傾向を示す(特に、流体力学的に重要と考えられる相対値の挙動を重視する)。
- (4) 十分後流における乱流エネルギーのピーク値が入口での値に比べて25%以下となる。

- (5) Re_s が著しく小さい値ではない(通常の臨界レイノルズ数以下での層流化と区別するため)。

ここで、解析結果が(1)を満足する場合には、(2)~(4)は必ず満足していることがわかった。

円管内加熱ガス流では、加熱により乱流エネルギーが流れに沿って消滅することが層流化の原因⁽¹⁸⁾であるが、環状流路の場合にはどうなるかをみる。Fig. 7(a), (b), Fig. 8(a), (b)に、LLおよびTL領域に属する加

(a) $(q^+_{in})_i = 4.8 \times 10^{-3}$, $(q^+_{in})_o = 5.5 \times 10^{-3}$

(b) $(q^+_{in})_i = 4.9 \times 10^{-3}$, $(q^+_{in})_o = 5.5 \times 10^{-3}$

Fig. 7(a), (b) Turbulence profiles in axial direction (both sides heating)

(a) $(q^+_{in})_i = 4.8 \times 10^{-3}$, $(q^+_{in})_o = 5.5 \times 10^{-3}$

(b) $(q^+_{in})_i = 4.9 \times 10^{-3}$, $(q^+_{in})_o = 5.5 \times 10^{-3}$

Fig. 8(a), (b) Reynolds stress profiles in axial direction (both sides heating)

熱条件における、それぞれ乱流エネルギー分布、レイノルズ応力分布が流れに沿ってどのように変化するかを示す。いずれの加熱条件でも、加熱により約40直径まで流れに沿って乱流エネルギーの相対値が減少する。

しかしながら、それ以降については、LL領域に属する加熱条件では、層流化の発生により十分後流での乱流エネルギーの絶対値と相対値はほぼ流路全体にわたって消滅し、流速分布は、Fig. 9に示すように、層流の分布形に近づくのに対して、TL領域に属する加熱条件では、内管側の乱流エネルギーは流れに沿って絶対値は増加し、相対値は40～80直径である程度回復し、それ以降は流れ方向にはほぼ同程度の大きさに維持される。レイノルズ応力分布についてもほぼ同様な挙動を示す。

Fig. 9 Comparison of axial velocity profiles (both sides heating)

Fig. 6(b)中に、鳥居らの実験結果⁽⁶⁾を示す。■は流れは乱流状態、□は層流化の状態を表わす。本数値解析結果は、彼らの実験結果とほぼ一致している。

VilemasとNemira⁽³⁾および鳥居らは、環状管路に関して加熱の強さを表わす無次元数として、

$$q^+_{\omega} = \frac{1}{1+\alpha} \{ \alpha(q^+_{in})_i + (q^+_{in})_o \} \quad (13)$$

を用い、鳥居らによれば、 q^+_{ω} と Re_{in} とを用いると、環状管路の層流化発生限界は、小川らの円管における層流化発生限界式⁽⁹⁾によく一致することを報告している。しかしながら、上述の結果は、 q^+_{ω} という1つの無次元数で層流化の発生を説明することはできないことを示している。なぜならば、(13)式では層流化の発生する条件での q^+_{ω} を、TL, LT領域の $(q^+_{in})_i$ と $(q^+_{in})_o$ との組合せで作ることができるからである。極端な例として、片方のみを加熱した場合も層流化発生条件を満足する解が存在することになる。これは、明らかに

III-2(1)項の結果と矛盾する。したがって、本報では、 $(q^+_{in})_i$ と $(q^+_{in})_o$ という2つの無次元数を用いて整理した。

(3) 層流化

片方のみを加熱した場合、層流化が発生しない理由は、第III-2(1)項に述べた通り、非加熱壁近傍に存在する乱流エネルギーが一種の熱伝達促進効果となっているためと考えられる。

藤村ら⁽²⁰⁾によれば、等温加速流においては粘性底層が相対的に厚くなり、加速係数 $K(=v_0/u_m^2 \cdot du_m/dx)$ が小さい場合、壁近傍の乱れの発生は準平衡的であるのに対して、 K が約 3.0×10^{-8} 以上では、準平衡領域は存在せず、流れ方向に乱れは減少する。加熱ガス流においても、加熱膨張により流れは加速されるため、等温加速流と同様な現象が現れるものと考えられる。しかしながら、本数値解析では加熱壁近傍の乱れの発生は減少するが、非加熱壁近傍では加熱の影響をほとんど受けず、乱れは準平衡的である。 K の定義によれば、流路断面内で流れは一樣に加速されるが、元来、加速に要する力は断面内で一樣ではない。すなわち、流れの中央部では加速に要する力は確かに大きい、壁近傍では流速の絶対値が小さいため、加速に要する力も小さい。

加熱ガス流でも同様に、加熱壁近傍ではガス温度上昇が大きく、加熱膨張による加速の度合いは非加熱壁近傍に比べて大きくなる。したがって、加熱壁近傍では、平均流が失うエネルギーのうち、大部分は加速に費やされる結果、剪断応力が減少し、数値解析でも見られるように、乱流エネルギーの減少となって現われる。一方、非加熱壁近傍では加速の影響は小さく、乱れの準平衡状態が維持される。その上、加熱流では、温度上昇によるガスの粘性係数が増大するため、加熱壁近傍では粘性底層はさらに厚くなり乱れの発生が抑制される。

Fig. 10(a), (b)に、内管のみを加熱した場合(参考文献(15)中のRun 28040)の普遍速度分布との比較を示す。十分後流における U^+ は、加熱壁側では層流の分布形に近づくのに対して、非加熱壁側では入口とほとんど変わらない。これは、加熱壁側の粘性底層の厚みが増大し、一方、非加熱壁側ではほとんど変化しないことを意味する。この結果は、上記に述べた過程を経て現われたものと考えられる。

次に、両管を加熱した場合の挙動について考察する。Fig. 7に示す加熱条件に対して、(7)式をもとに内管壁近傍における乱流エネルギーのバランスを求

Fig. 10(a), (b) Relationship between U^+ and y^+ (inner tube heating, Run 28040⁽¹⁵⁾)

め, Fig.11に示す。図中の数字は(7)式右辺の各項に対応し, $\rho_w u^{*4} \epsilon_{t,0} / \nu_w$ で無次元化している。なお, 左辺は極めて小さいので図示を省略した。Fig. 11(a), (b)を比較すると, とともに約40直径までは各エネルギーバランスの挙動は類似し, 特に $y_i^+ < 20$ に存在する乱流エ

ネルギー発生項のピークが減少していることがわかる。40直径以降では, 図(a)の方は乱流を維持できる程度に発生項が回復するのに対して, 図(b)の方はほとんど消滅している。したがって層流化の発生する原因は, 壁近傍($y_i^+ < 20$)での乱流エネルギーの発生項の寄

Fig. 11(a), (b) Turbulent energy balance near inner tube (both sides heating)

与が著しく減少するためと考えられる。

ここで、層流化について定量的な議論をするため、渦レイノルズ数 Re_v を導入することを試みる。Bradshaw によれば、 Re_v とは乱流を維持する渦と散逸する渦とのエネルギーバランスを表わし、渦スケール L を無次元化したものと解釈される。散逸に寄与する渦の大きさは通常コルモゴロフ長さ $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ で表わされ、一方、エネルギーを担う渦の大きさは乱流エネルギーの発生と散逸との比、すなわち $L = (\tau/\rho)^{3/2}/\varepsilon$ で表わされる。したがって、 Re_v は以下のようになる。

$$L/\eta = (\tau/\rho)^{1/2} \cdot L/\nu \propto (\tau/\rho)^{1/2} \cdot \gamma/\nu = Re_v \quad (14)$$

$$\text{ここで、} \tau/\rho = \nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} - \overline{uv}$$

層流化とは、壁近傍における乱れの発生が抑制されること⁽¹⁾が原因であることから、 Re_v の大きさが層流化発生の判定に利用できるものと推測される。(14)式より、剪断応力は壁から離れるに従って減少するが、 γ は単調増加するので、その積である Re_v は壁近傍で極大値(内壁側と外壁側に分けて考えると、それぞれ最大値となる)をもつ。Bradshaw は、この最大値 $\{Re_v\}_{\max}$ が30以下で層流化が発生するとした。

Fig.12に、両管を加熱した場合について、 $\{Re_v\}_{\max}$ が流れに沿ってどのように変化するかを示す。これらの加熱条件は、それぞれ図中の破線が系全体の層流化が発生しない条件(TL領域)、実線が系全体の層流化が発生する条件(LL領域)を表わす。前項では、層流化の発生を Fig.7 に示す流れに沿った乱流エネルギーの挙動から説明したが、 Re_v を用いて説明すると以下ようになる。内管側の $\{Re_v\}_{\max}$ についてみた場合、前者については $\{Re_v\}_{\max}$ は約40直径まで流れに沿って減少し、約40直径で極小値をとった後、約70直径まで

Fig.12 Maximal eddy Reynolds number profiles in axial direction (both sides heating)

増加し、それ以降は再び減少する傾向が見られる。

一方、後者については、 $\{Re_v\}_{\max}$ は約40直径まで前者とほぼ同様な傾向を示すのに対して、それ以降では層流化の発生によりさらに減少し、70~150直径ではほぼ一定の値(約20)となる。前者と後者では熱流束に約2%の相違しかないため、 Re_v の定義からも明らかのように、これらの加熱条件は乱流が維持される限界値と考えられる。外管側の $\{Re_v\}_{\max}$ については、いずれの場合も約40直径まで流れに沿って減少し、それ以降ではほぼ一定の値となる。このような Re_v の流れに沿った挙動は、内外管の加熱条件や Re_{in} に依存するが、 Re_{in} が10,000以下では上述とほぼ同様な挙動を示す。

前項に述べた層流化の定義を満足する Re_v の限界値を約70直径以降での $\{Re_v\}_{\max}$ より判断すると、 $Re_{in} = 8,000$ では約20となりBradshawの推奨値30より若干小さい値となる。

IV. 結 論

k - kL - $\overline{uv}$ 乱流モデルを用いた数値解析を行い、環状流路内加熱ガス流の層流化現象の解明を行い、次のような結論を得た。

- (1) 外管のみを加熱した場合も、内管のみを加熱した場合と同様に、限界となる熱伝達率が存在する。
- (2) 両管を加熱した場合、 $(q^+_{in})_0$ と $(q^+_{in})_0$ の2つの無次元数により熱伝達特性は整理される。
- (3) 一方の管における熱流束がある値以下のときは、他方の管における熱流束をいくら増加させても、系全体の層流化は発生しない。
- (4) 環状流路内加熱ガス流の流動形態は、加熱条件により、4つの領域に分類される。すなわち、TT領域では、熱伝達率はほぼ $St_b \propto Re_b^{-0.2}$ で表わされる。LT領域では、内管壁の熱伝達率はある一定の値より低下しない。TL領域は、LT領域の内と外を逆にしたものと同様である。また、LL領域では、下流域の熱伝達率は層流の値 ($St_b \propto Re_b^{-1}$) に近付き、系全体の層流化が発生する。

〔記 号〕

c_p : 定圧比熱

D : 管直径,

De : 等価直径

K : 加速係数 ($= \nu_0/u_m^2 \cdot du_m/dx$)

k : 乱流エネルギー

k^+ : 無次元乱流エネルギー ($= k/u^2$)

L : 乱流特性距離, Nu : ヌッセルト数
 Nu_s : 熱流束によらない限界ヌッセルト数
 Pr : プラントル数, P : 静圧
 q_{in}^+ : 無次元熱流束パラメータ ($=q''/(\rho u_m c_p T)_{in}$)
 q_w^+ : 内外径比を考慮した無次元熱流束パラメータ
 R : 管半径
 $R^+ = (r - R_i)/(R_o - R_i)$
 Re : レイノルズ数
 Re_ν : 渦レイノルズ数 ($= (\tau/\rho)^{0.5} y/\nu$)
 Re_r : 乱流レイノルズ数, r : 径方向座標
 St : スタントン数 ($= Nu/(RePr)$)
 St_L : 限界となるスタントン数 ($= Nu_s/(RePr)$)
 T : 流体温度, U : 軸方向流速
 u_m : 流体平均速度, $U^+ = U/u^*$
 uv : レイノルズ応力成分, $\overline{v'v'}$: 温度変動成分
 u^* : 摩擦速度 ($= (\tau_w/\rho_w)^{0.5}$)
 V : 径方向流速
 x : 加熱区間の軸方向座標
 y : 近い方の壁面からの距離
 $y^+ = u^* y/\nu$, $z = x$
 α : 内外管径比 ($= D_i/D_o$)
 ε : 乱流エネルギー散逸
 η : コルモゴロフ長さ ($= (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$)
 λ : 流体熱伝導率, μ : 流体粘性係数
 ν : 流体動粘性係数, ρ : 流体密度
 σ_T : 乱流プラントル数, τ : 剪断応力
(添字)
 0 : 等温流で評価
 b : 流体混合平均温度で評価
 c : 限界を表わす, i : 内壁面で評価
 in : 入口条件で評価, m : 分子
 o : 外壁面で評価, t : 乱流
 w : 壁面, $-$: 時間平均値

最後に、本報をまとめるに当り、適切な助言を頂い

た東京大学工学部 近藤駿介教授ならびに日本原子力研究所高温熱工学研究室の方々に対し、厚く謝意を表します。

— 参考文献 —

- (1) SAITO, S.: 1st JAERI Symp. on HTGR Technologies-Design, Licensing Requirements and Supporting Technologies, 2-11, 15 (1990).
- (2) DALLE DONNE, M., et al.: KfK 2837, (1979).
- (3) VILEMAS, J., NEMIRA, M.: Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., FC(a)-14, p. 565~570 (1978).
- (4) 藤井貞夫, 他: 第17回伝熱シンポジウム講演論文集, A213, p. 97~99 (1980).
- (5) 島居修一, 他: 機論B, 53[488], 1277~1283 (1987).
- (6) 島居修一, 他: 九大総理工研報, 11[1], 53~59 (1989).
- (7) PERKINS, K.R., et al.: Int. J. Heat Mass Transfer, 16, 897~916 (1973).
- (8) McELIGOT, D.M., et al.: ibid., 13, 431~433 (1970).
- (9) 小川益郎, 他: 原子力誌, 24[1], 60~67 (1982).
- (10) PERKINS, H.C., WORSOE-SCHMIDT, P.: SU 247-7, (1964).
- (11) 秋野詔夫: 原子力学会「昭和53秋の分科会」予稿集, A36.
- (12) COON, C.W., PERKINS, H.C.: Trans. ASME, J. Heat Transfer, 92[3], 506~512 (1970).
- (13) PATEL, V.C., HEAD, M.R.: J. Fluid Mech., 34, part 2, 371~392 (1968).
- (14) BRADSHAW, P.: ibid., 35, part 2, 387~390 (1969).
- (15) 藤井貞夫, 他: 機論B, 56[521], 122~128 (1990).
- (16) 河村 洋: 同上, 45[395], 1038~1046 (1979).
- (17) DALLE DONNE, M., MEERWALD, E.: Int. J. Heat Mass Transfer, 16, 787~809 (1973).
- (18) ROTA, J.C. (大路道雄訳): “乱流”, (1975), 岩波書店.
- (19) NEMIRA, M.A., et al.: Heat Transfer-Soviet Res., 11[1], 112~118 (1979).
- (20) 藤村 薫, 他: 第16回伝熱シンポジウム講演論文集, A305, p. 139~141 (1979).
- (21) 河村 洋: 機械誌, 83[738], 539~544 (1980).

正誤表 (Errata)

Vol. 33, No. 10 (1991)	誤	正
p. 935 右欄上から4行目	……差し当り100 t/yr 程度	を ……を差し当り20 t/yr 程度
“ ” 下から3行目	……今井所長, 橋本好一	を ……今井所長, 橋本幸一
Vol. 33, No. 11 (1991)		
p. 1062 著者名2行目	Osamu YAMAGUCHA,	を Osamu YAMAGUCHI,