

縮流加速による層流化現象とその回復過程

鳥居, 修一
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

清水, 昭比古
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17669>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告．8（2），pp.215-220，1987-01-26．九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：



縮流加速による層流化現象とその回復過程

鳥居 修一・清水昭比古・長谷川 修

(昭和61年9月30日 受理)

Laminarization within convergent channel and its recovery process

Shuichi TORII, Akihiko SHIMIZU, Shu HASEGAWA

Experimental study was performed on heat transfer and turbulent structure of the annular flows with so-called laminarization due to channel convergence. Experimental results show that both Nusselt number and turbulent intensity at the outlet of the accelerating section are appreciably lower than those in the fully turbulent region, which suggests the occurrence of the laminarization. It was also found, however, that the local value of the accelerating parameter does not have the direct influence on the heat transfer performance and also that turbulent to laminar transition process is somewhat an asymptotic one in contrast to the definite character of the usual laminar to turbulent transition. In the straight annular channel after the convergence, some intermittency and peak values of the turbulent intensity were observed, which corresponds well to the recovery process of the Nusselt number.

1. 緒 言

高温ガス炉の燃料チャンネルや熱交換器内の流れは高い熱流束の加熱を受ける。このとき、膨張加速、粘性係数の増加などが要因となって、バルクレイノルズ数が乱流領域にあるにも拘らず流れが層流の伝熱特性を示すいわゆる層流化現象の発生する危険性が考えられる。層流化の発生は熱伝達の急激な低下に伴う伝熱管壁温度の上昇に繋がるので、装置の安全性を保つ上からはなほだ好ましくない。層流化現象の解明のためには流れの状態を直接把握することが望ましいが、加熱によって層流化を発生させる場合には測定が非常に困難である。一方、Coon¹⁾やBankston²⁾が、加熱による層流化と縮流による層流化とはほぼ同じ現象であると報告していることから、従来加熱による加速を縮小流路を用いることで模擬させることが多く、例えばMoretti³⁾、Tanaka⁴⁾などがかなり詳細な報告を行なっている。最近では、花輪ら⁵⁾も流路内の流れの機構に関する報告を行なっている。しかし、縮小流路を用いた層流化現象の研究は、そのほとんどが二次元平板によるものであって環状流によるものは少ない。本報では、内管の断面形状が流れ方向に変化する環状

流路を用いて、流れ方向の加速度とレイノルズ数を比較的自由に变化させて熱伝達の挙動を検討した。また、層流化現象の発生の有無をヌセルト数の変化から判断するのは有力な手段ではあるが、あくまでもこれは間接的な推定であって十分なものとは言えないので、流路内に熱線プローブを挿入して流れ方向の乱流強度を測定し現象の定性的な把握に努めた。

さらに、加速によって層流化が終了した後の流れが再び乱流に回復する過程についても熱伝達と乱流強度の計測を行なってその定性的な挙動についての知見を得た。

2. 実 験 装 置

Fig. 1 に伝熱試験部の詳細を示す。同心二重管の外管は内径 40.6 mm のステンレス製シームレス管であり、流路形状は順に、内管外径 10.5 mm の直管部、内管にテーパを施した縮流加速部、それに続く内管外径 30.0 mm の直管部となっている。縮流加速部の長さには、200 mm, 250 mm, 300 mm, 350 mm の 4 種類として加速の強さを変化させた。流れの加熱は外管に直接通電することで行ない、図中の実線および点線で示すように、(1) 加熱開始点と加速開始点とが一致する場合、(2) 加速開始点の 600 mm 上流の位置から加熱が

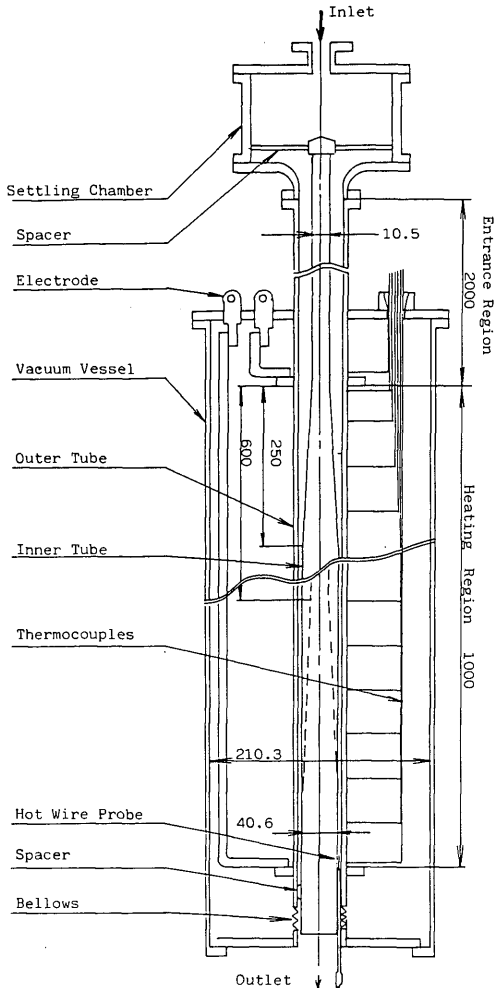


Fig. 1 Details of heat transfer test section.

開始される場合、の2種類について測定を行なった。内管の内部には断熱材を挿入してその内部での自然対流を抑制した。作動媒体には空気を用いた。整流筒で整流された空気流は、トリッピングワイヤーで強制的に乱流に遷移させられ、助走部で流体力学的に十分発達して加熱部にはいる。助走部と加熱部には内管固定用のスペーサ類は用いず、内管の固定は整流筒内部と加熱区間下流の二箇所で行なった。熱損失を軽減するために加熱部を真空容器で覆い、加熱開始点より100 mm 間隔で外管外表面に点溶接したクロメル-アルメル熱電対を用いて加熱部の流れ方向の壁温分布を測定した。特に縮流部では20 mm 間隔で熱電対を点溶接している。

熱線プローブを用いて外管内壁から中心に向かって

2 mm の位置の流れ方向の乱流強度を測定した。プローブの流れ方向の位置は、20 mm 間隔に目盛を施したプローブ固定用サポートを上下方向にスライドさせることによって定めた。熱線プローブの出力をオシロスコープでモニターし、各実験ごとに写真撮影した。壁での熱流束は、加熱区間の印加電力からふく射損失と軸方向の熱伝導損失を考慮して求め、流体の熱バランスよりバルク温度を算出した。熱伝達係数の算定に必要な外管の内壁温度は、熱伝導方程式より外壁温度を修正して求めた。実験を通じて、空気の試験部入口温度は常温で、加熱は物性値や流れ場に影響を及ぼさない程度で行なった。さらに、入口レイノルズ数は5000 から10000 の範囲である。

3. 加速区間における層流への遷移過程

3.1 熱伝達の測定

まず、縮流加速部を流体力学的にも熱的にも発達した位置に置いて加速区間中の熱伝達の挙動を調べた。

Fig. 2 は、加熱開始点から600 mm の位置で縮流が始りかつ縮流部の長さが一定(250 mm)である場合の流れ方向のヌセルト数の変化を、レイノルズ数をパラメータとして整理したものである。縮流による加速の場合、一般に代表的な整理パラメータとして加速パラメータ K が挙げられる。

$$K = \frac{\nu}{U_m^2} \frac{dU_m}{dx} \quad (1)$$

本実験の流路形状では式(1)は下式のように変形できる。

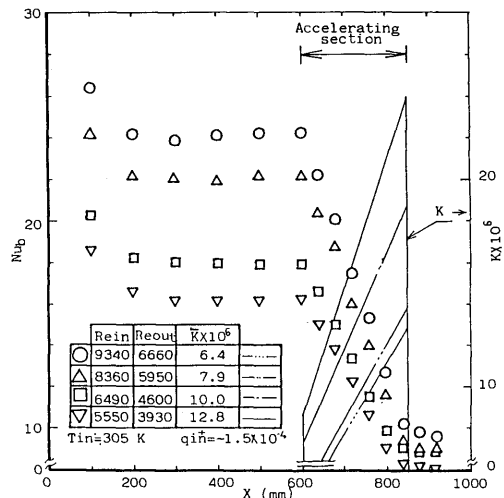


Fig. 2 Nusselt number along test tube.

$$K = \frac{4\gamma(R_{in} + 2\gamma x)}{Re_{in}(D_{out} + R_{in})} \quad (2)$$

式(2)によれば、 K は入口レイノルズ数に反比例し加速開始点からの距離の1次関数であるので図中にこれを直線で示している。一方、図の表中の K の値は加速区間での平均値である。いずれの場合にもヌセルト数は加熱開始点からほぼ $X/D=20$ で発達した値に達し、その後加速区間では単調に減少している。加速終了点での値は加速終了後のレイノルズ数に対応する値よりはかなり小さくむしろ層流での値に近いので、層流化の影響が現れていると認められる。しかし、本装置の縮流後の半径比に対応する層流のヌセルト数は約5.7で一定であるから、加速終了後の値はそれよりは幾分大きくしかもレイノルズ数の影響が多少残っている。したがって、少なくとも縮流加速による層流化の過程は層流から乱流への通常の遷移とは対照的にいわば連続的なプロセスであって、層流乱流の間に画然とした境を特定することはできないように思われる。

二次元平板を用いて流れを加速する際、加速パラメータおよびレイノルズ数は次式で表されるように流れ方向に一定である。

$$K = \frac{2\beta}{Re} \quad (3)$$

$$Re = \frac{2G}{\mu} \quad (4)$$

一方、環状流路を用いて流れを加速する場合、レイノルズ数は下式で示されるように流れ方向に変化する。

$$Re = Re_{in} \left(\frac{D_{out} + R_{in}}{D_{out} + R_{in} + 2\gamma x} \right) \quad (5)$$

したがって、縮流加速終了点でのレイノルズ数が環状流の層流-乱流の臨界レイノルズ数以下であれば加速による層流化と“当然の”層流化との間の区別がつかないので、環状流路の臨界レイノルズ数を把握する必要がある。そこで、本実験の縮流終了後の内管外径と僅かに異なる外径(27.2 mm)を有する内管を持つ環状流路を用い、整流筒出口から $S/D=200$ の位置に熱線プローブを固定して流れの変動成分をモニターしたところ、約 $Re=2800$ で流れに間欠性が発生した。さらに藤村ら⁹⁾は臨界レイノルズ数 Re_c を2500と報告していることから、これらの値近傍を遷移領域と判断した。この条件に従えば、Fig. 2の縮流後のレイノルズ数はいずれも乱流領域にある。

環状流路を直線テーパで絞る場合には、上述のように加速パラメータとレイノルズ数とはいずれも流れ方

向に変化する。したがって、加速の程度が熱伝達に及ぼす影響を定量的に把握することは難しい。そこで、入口レイノルズ数をほぼ一定に保ち加速区間の距離のみを変化させたときの流れ方向のヌセルト数の変化をFig. 3(a)に示した。これによれば加速の程度が異なる場合でもヌセルト数は加速終了点でほぼ同じ値にまで低下していることがわかる。そこでFig. 3(b)には、(a)の加速区間でのヌセルト数のみを、加速開始点からの距離をそれぞれの場合の加速区間長さで割った無次元長さで再整理してみた。これによればヌセルト数の低下はほぼ直線的に低下していて縮流部長さの影響はほとんど現れていない。したがって、加速パラメータは層流化発生の判断基準として用いられるもので

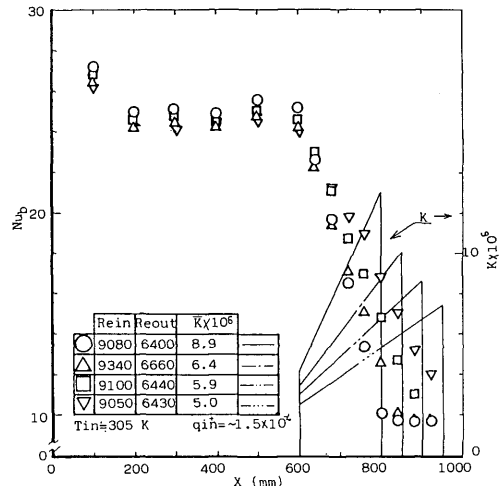


Fig. 3(a) Nusselt number for various accelerating lengths.

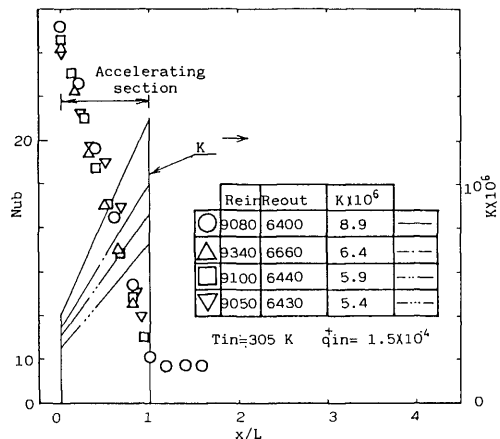


Fig. 3(b) Nusselt number vs. dimensionless length within convergent channel.

あっても、層流化する流れの熱伝達の挙動には有意の影響を与えないことがわかる。

3.2 流れ方向の乱流強度

種々の加速区間長さに対する乱流強度の変化を Fig. 4 に示す。入口レイノルズ数は一定であり、図中の横軸は Fig. 3(b) と同じ無次元距離である。乱流強度はステップ状に変化することなく加速区間で単調かつ連続的に減少し、加速が終了する位置では約 1% 程度の値を示している。さらに、加速区間の長さが異なった 4 種類の乱流強度の値は、加速区間でほぼ同じ傾きをもって減少している。言い換えれば、縮流加速過程の乱流強度は局所の平均速度のみ、したがって局所のレイノルズ数のみに依存して減衰していることになる。この事実と 3.1 節のヌセルト数の連続的な減少傾向とを考え合わせると、この体系での層流化は流路の幾何学的な変化による乱流塊の流れ方向への伸張では

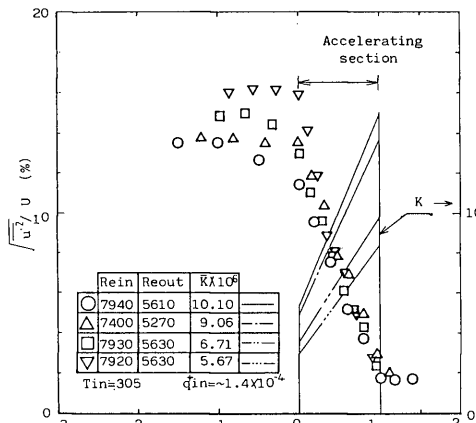


Fig. 4 Turbulent intensity vs. dimensionless length.

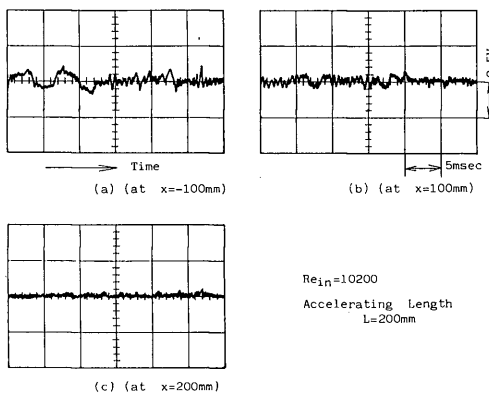


Fig. 5 Oscilloscope traces of hot wire anemometer along test tube.

は説明できる。このことはオシロスコープで観測した流れ方向の速度変動の波形 (Fig. 5) にも現れている。加速前では全体的に振幅の大きい波形を示しているが (Fig. 5(a)), 加速区間では振幅が徐々に減衰し (Fig. 5(b)), 加速が終了する頃には乱れはほとんど現れなくなる (Fig. 5(c))。この過程においては乱れの間欠性も含めていかなる不連続な変化も観測されない。加熱による層流化では、加熱量の増加に伴って流れに間欠性が現れたのちに次第に乱れのない流れに移行する⁷⁾と報告されていることから、縮流による層流化と加熱による層流化とは遷移過程に根本的な相違があると考えられる。

4. 加速区間に続く平行流路における乱流への回復過程

加速終了後の平行流路区間も含めたヌセルト数の測定結果を、加速開始点からの距離との関係で Fig. 6 に示す。ただし、この場合には装置の長さの制約から加熱開始点と加速開始点とが一致している。図中右上部の 2 つの実線は、Dalle Donne ら⁸⁾ による環状流の熱伝達相関式から算出した加速終了後でのレイノルズ数に相当するヌセルト数の値を示している。図中の下部の実線は、縮流を伴わない環状流における Lundberg ら⁹⁾ の層流の解析結果を示す。加速区間では、いずれの場合にもヌセルト数は単調に減少し

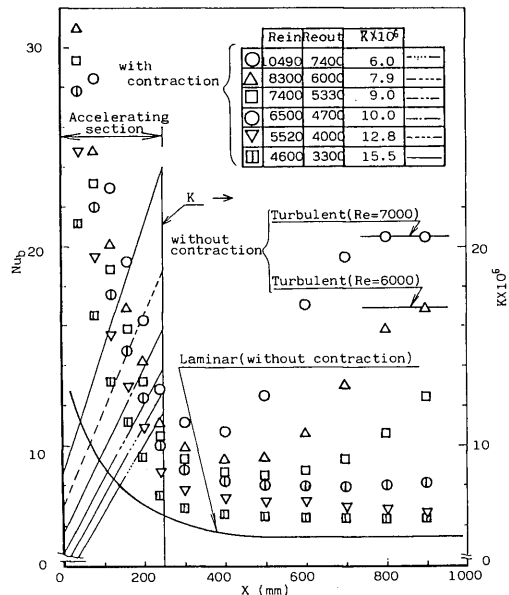


Fig. 6 Variation of Nusselt number along test tube.

ているが、それに続く平行流路では、入口レイノルズ数 Re_{in} が 10490, 8300 の場合には加速終了後のレイノルズ数に相当する値まで回復しているのに対し、入口レイノルズ数が比較的小さい場合には縮流後のヌセルト数は乱流の値に回復せずむしろ層流に近い値を示すか、回復してもその位置はレイノルズ数が大きい場合よりもかなり下流となっている。

加速終了後の平行区間で測定した乱流強度の結果を Fig. 7 に示す。 Re_{in} が 10490, 8300 においては、乱流強度は縮流部に続く平行区間で一旦急激に増加しピークに達した後、平行流路における流体力学的に発達した状態での値へ漸近している。乱流強度のピークは入口レイノルズ数が小さくなるほど、すなわち加速パラメータが大きくなるにつれて下流へ移動する傾向を見せる。 Fig. 8 には速度変動の例を示した。図中の (a),

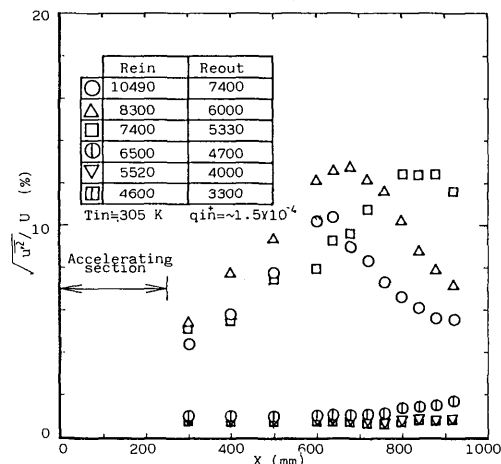


Fig. 7 Turbulent intensity after channel contraction.

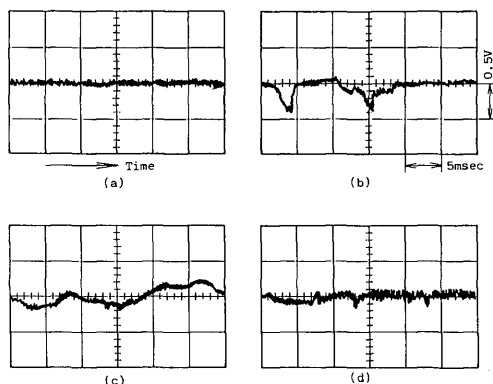


Fig. 8 Oscilloscope traces of hot wire anemometer after channel contraction.

(b), (c), (d) は $Re_{in}=10490$ のときの波形を加速開始点から 300 mm, 500 mm, 600 mm, 900 mm の位置で記録したものである。乱れは、縮流部出口では加速によってほとんど抑えられているが、次第に間欠的な流れが現れ、その後、全体的に乱れのある流れへと移っている。しかも全般的に乱れが現れ始めるころはかなり波形の振幅も大きく、乱流強度が次第に一定値に近づくにつれて振幅の小さい細かい乱れに変っている。したがって、加速終了点近傍では長さスケールの大きい乱流塊の発生によって半径方向への熱の拡散が活発になるが、乱流塊の生成と消散とが平衡状態に達するに連れて、乱流塊の長さスケールは次第に小さくなる。 Fig. 6 中のヌセルト数の回復過程や Fig. 7 中の乱流強度の測定結果はこの変化に対応している。 Re_{in} が 5520, 4600 では、平行流路全体にわたり乱れのない流れが観測され、それに対応してヌセルト数は層流に近い値を示している。ただし、いずれの測定例でも加速終了後のレイノルズ数は乱流領域での値であるので、縮流部に続く平衡流路が十分長ければヌセルト数はいずれそのレイノルズ数に相当する値まで回復するであろう。

5. 結 論

縮流部を持つ環状流路内の流れに関する一連の熱伝達および乱流強度の測定を行ない層流化現象とその回復過程に関する次のような結論を得た。

1) 加速層流化過程におけるヌセルト数および乱流強度は局所のレイノルズ数のみで決り加速の程度には影響されない。加速による層流化過程では加熱層流化過程で見られる間欠的な流れは現れず、その変化は連続的であってその遷移機構に大きな相違がある。

2) 縮流部に続く平行流路での乱流への回復過程に関しては、乱流強度の増加に伴い熱伝達も回復しており、熱伝達が十分回復する前に乱流強度にピークが現れる。平行流路で乱れが回復する際、通常層流から乱流へ遷移する場合に見られる間欠流が現れる。

参 考 文 献

- 1) Coon, C. W. and Perkins, H. C., Trans, ASME, Ser. C, 92-3 (1970), 506.
- 2) Bankston, C. A., Trans, ASME, Ser. C, 92-3 (1970), 569.
- 3) Moretti, P. E., and Kays, W. M., Int. J. Heat & Mass Transf., 8 (1965), 1187.
- 4) Tanaka, H. and Shimizu, J., Trans, ASME, Ser. C, 99 (1977), 682.

- 5) 花輪ほか 2 名, 日本機械学会論文集, 49-444(1983), 1743.
- 6) 藤村ほか 1 名, 日本原子力学会誌, 28-6(1986), 524.
- 7) 小川ほか 3 名, 日本原子力学会誌, 24-1(1982), 60.
- 8) Dalle Donne, M. and Meerwald, E., Int. J. Heat & Mass Transf., 16 (1973), 787.
- 9) Lundberg, R. E., ほか 2 名, Int. J. Heat & Mass Transf., 6 (1963), 495.

記 号

C_p : 定圧比熱
 D : 水力直径 $= D_{out} - R_{in}$
 D_{out} : 環状流路の外管内直径
 d : 水力直径 $= D_{out} - r_{in}$
 G : 単位面積あたりの質量流量
 h : 熱伝達係数
 K : 加速パラメータ $(= (\nu/U_m^2) (dU_m/dx))$
 k : 空気の熱伝導率
 L : 加速区間
 Nu : ヌセルト数 $(= hd/k)$
 q : 熱流束
 q_{in} : 入口無次元熱流束パラメータ $(= q_w / (G C_p T)_{in})$
 R_{in} : 縮流部前の内管外直径

R_{out} : 縮流部後の内管外直径
 r_{in} : 環状流路の内管外直径
 Re : レイノルズ数 $(= U_m d / \nu)$
 S : 整流筒出口からの距離
 T : 温度
 U : 流れ方向の速度
 X : 加熱開始点からの距離
 x : 加速開始点からの距離

(ギリシャ文字)

β : 平板の傾き
 γ : 内管テーパ部の傾き $= (R_{out} - R_{in}) / 2L$
 μ : 空気の粘性係数
 ν : 空気の動粘性係数

(添字)

b : バルク
 c : 臨界
 in : 入口
 out : 出口
 m : 平均 (速度のみ)
 p : 定圧
 w : 壁
 $-$: 平均