

縮流と加熱を伴う二重円管内ガス流の伝熱流動（改良 $k-\varepsilon$ モデルによる数値解析）

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

草間，伸行
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：東芝（株）

<https://doi.org/10.15017/17140>

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告．11（1），pp.47-52，1989-06-01．九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：

縮流と加熱を伴う二重円管内ガス流の伝熱流動 (改良 $k-\epsilon$ モデルによる数値解析)

鳥居 修一*・清水 昭比古*
長谷川 修*・草間 伸行**
(平成元年2月28日 受理)

Heat transfer of annular gas flow with both convergence and heat flux (Analysis by use of modified $k-\epsilon$ model)

Shuichi TORII, Akihiko SHIMIZU
Shu HASEGAWA and Nobuyuki KUSAMA

Heat transfer characteristics of the gas flow within converging annular channels were investigated by use of the modified $k-\epsilon$ turbulence model established in the authors' preceding report. The modified model was found to give an adequate prediction of the measured streamwise variation of the Nusselt number in the wide range of the heat rate. Calculated profiles of the turbulence energy and average streamwise velocity within the converging section are almost the same even with or without high heat flux. It is concluded, therefore, that the flow laminarization in the convergent channel with high flux heat is mainly caused by convergence.

1. 緒 言

層流化現象は流れが加速されることによって起こり、流れを加速させる方法としては、1) 流路を絞る、2) 流路を絞らずに作動媒体を強く加熱する、の2種類が挙げられる。これに基づいて、二重管の内管にテーパを施し流路を絞り、外管を通电加熱した伝熱流動実験から、ヌセルト数が縮流区間で層流の値に漸近する結果を得た¹⁾。このように縮流と加熱が共存する場合、どちらの効果が支配的か、また双方の効果の程度の違いが伝熱特性にどのように影響するか、などは分かっておらず、これを実験で検証するには当然限界がある。この場合、数値解析によってその伝熱流動を再現し双方の効果の程度を明確にすることが望ましい。

これまでに、強い熱流束で縮流を伴わない環状流を加熱した数値解析から、かなりの予測精度を有する改良型 $k-\epsilon$ モデルを報告している²⁾ので、本報では、これを縮流と加熱が共存する場合に適用し、上記の効果について検討する。

2. 基礎方程式と数値解法

計算の対象を Fig. 1 に示す縮流部のみに限定し、これをトロイダル座標系で取り扱う。基礎式には、ここで取扱う体系に既報²⁾で用いた円筒座標系のを座標変換して用い、これらは以下のように表わされる。

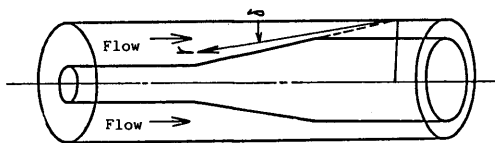


Fig. 1 Coordinate system.

(連続の式)

$$\frac{1}{r(R-r\delta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} \{ r(R-r\delta) \rho \bar{u} \} + \frac{\partial}{\partial \delta} \{ (R-r\delta) \rho \bar{v} \} \right] = 0 \quad (1)$$

*エネルギー変換工学専攻

**エネルギー変換工学専攻修士課程 現在東芝(株)

(運動量方程式)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r(R-r\delta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} \{ r(R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} \} \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \delta} \{ (R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} \} \right] \\ & = - \left\{ \frac{\partial \bar{P}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{3} \bar{\rho} k \right) \right\} + \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \delta} \left(\mu_{eff} \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \delta} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

(乱流エネルギー方程式: k)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r(R-r\delta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} \{ r(R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} k \} \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \delta} \{ (R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} k \} \right] = \frac{1}{r(R-r\delta)} \\ & \left[\frac{\partial}{\partial \delta} \left\{ (R-r\delta) \frac{1}{r} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial \delta} \right\} \right] \\ & + \mu_t \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \delta} \right)^2 - \bar{\rho} \epsilon - 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial \delta} \right)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

(乱流散逸方程式: ϵ)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r(R-r\delta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} \{ r(R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} \epsilon \} \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \delta} \{ (R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} \epsilon \} \right] = \frac{1}{r(R-r\delta)} \\ & \left[\frac{\partial}{\partial \delta} \left\{ (R-r\delta) \frac{1}{r} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial \delta} \right\} \right] \\ & + c_1 f_1 \frac{\epsilon}{k} \mu_t \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \delta} \right)^2 - c_2 f_2 \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \\ & + \nu \mu_t (1-f_\mu) \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \delta^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (4)$$

(エネルギー方程式: h)

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r(R-r\delta)} \left[\frac{\partial}{\partial r} \{ r(R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} h \} \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \delta} \{ (R-r\delta) \bar{\rho} \bar{u} h \} \right] \\ & = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \delta} \left((\lambda + \lambda_t) \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \delta} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

以下の境界条件の基で既報²⁾と同様の数値解析によって上記の基礎式を解く。

縮流開始点: 流体力学的に十分発達した等温流
(6)

$$\delta = 0 \quad : k = \epsilon = \bar{u} = 0,$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \delta} = \frac{q_{win}}{\lambda} \quad (\text{熱流束一定}) \quad (7)$$

$$\delta = 2.2^\circ \quad : k = \epsilon = \bar{u} = 0,$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \delta} = 0 \quad (\text{断熱}) \quad (8)$$

3. 等温流の場合

加熱と縮流を伴う計算に先立ち、流れに及ぼす縮流の効果を明確にしておくために等温流の計算を行った。得られた速度と乱流エネルギーの分布をそれぞれ Fig. 2 (a), (b) に示す。図中の加速パラメータ (K) は

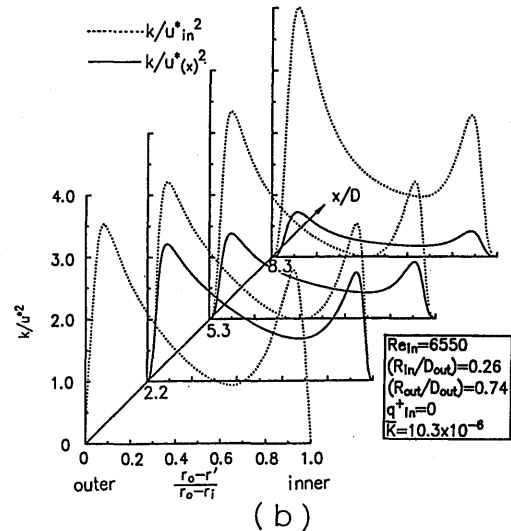
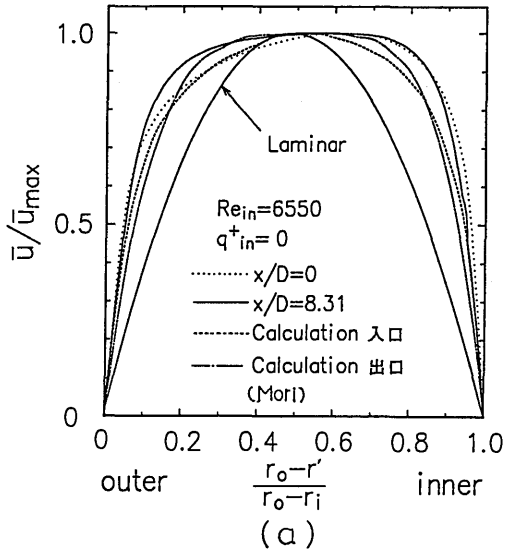


Fig. 2 Variation of velocity and turbulence energy within convergent channel. (a) mean velocity distribution. (b) turbulence energy distribution.

以下のように定義され、縮流加速に対する代表的な整理パラメータである。

$$K = \frac{\nu}{\bar{u}^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \quad (9)$$

これを Fig. 1 の流路体系に適用すれば、式 (9) は下式のように変形される。

$$K = \frac{4\gamma (R_{in} + 2\gamma x)}{|Re_{in} (D_{out} + R_{in})|} \quad (10)$$

式中の入口レイノルズ数を一定とおけば、 K は縮流開始点からの距離に比例するので、一応の目安として図中の K には加速区間の平均値を取る。

Fig. 2 (a) は、入口および出口の速度分布をそれぞれその位置での最大速度 (\bar{u}_{max}) で無次元化したものである。図中には、比較のために縮流を伴わない層流の速度分布³⁾と、体系が全く同じというわけではないが、森ら⁴⁾の縮流部入口および出口での結果を併記している。両壁の速度勾配は森らの結果に較べて多少急ではあるが、両者の分布形はほぼ同じであり、層流のものとははっきりと異なる。

乱流エネルギー分布の流れ方向の変化を Fig. 2 (b) に示す。図中の点線は各位置での乱流エネルギーを縮流開始点における外管側の摩擦速度で無次元化したもので、 k の絶対値の変化に対応し、実線は同じ乱流エネルギーを各位置での外管側の摩擦速度で無次元化したもので、乱流エネルギーの相対的な変化を表わす。 k の絶対値は縮流区間全域で大きくは変化していないが、相対値は縮流開始点から下流に向かって減少傾向にある。以上の結果は縮流の効果のみで引き起こされたものであり、これを踏まえて加熱を伴った場合の検討を試みる。

4. 低熱流束加熱の場合

4.1 加熱開始点と縮流開始点が同じ位置にある場合

熱流束の比較的低い場合の実験結果を、改良モデルによって求めた解析結果と対比させて Fig. 3 に整理する。但し、第2節で述べたように、計算は縮流区間のみとする。図中の下部の実線は、縮流を伴わない層流に対する Lundberg ら⁵⁾の解析結果 ($Re=2000$) である。計算値は縮流区間のヌセルト数が流れ方向に減少するという傾向を一応示してはいるが、実験値に比べ

て高い。この変化を Fig. 4 の乱流エネルギー分布 (入口レイノルズ数が6,550の場合) から検討する。Fig. 2 (b) と同様、乱流エネルギーの絶対値と相対値をそれぞれ点線と実線で示す。乱流エネルギーの相対値は下流に向かって管断面全体にわたり減少しているが、これに比べて絶対値には大きな変化は見られない。

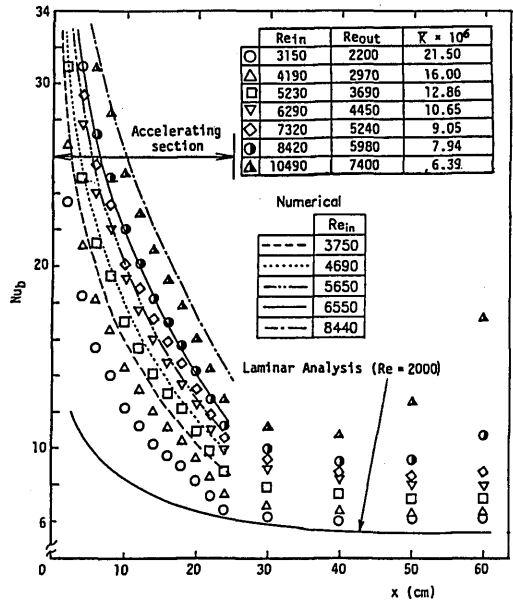


Fig. 3 Variation of Nusselt number along test tube.

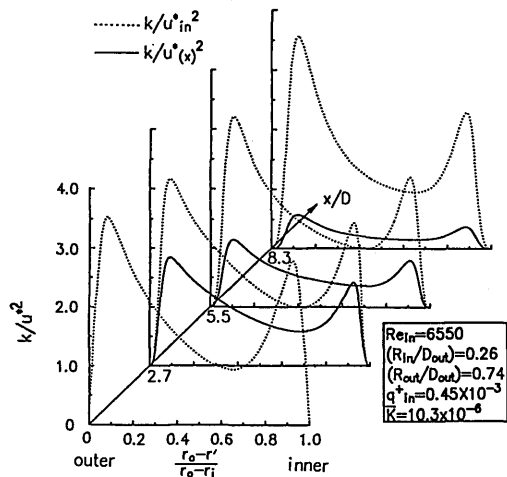


Fig. 4 Turbulence energy distribution within convergent channel.

4.2 温度助走区間の影響がない場合

Fig. 3 に示されるヌセルト数の減少は、縮流開始点と加熱開始点が一致したことによる温度助走区間の影響であると看做することもできる。これまでに、これに対する温度助走区間の影響を取り除いた実験は行われていないので、ここでは、前節と同じように計算で求めた乱流エネルギー分布からこの影響を検討する。縮流開始点から 80D だけ上流位置から外管を加熱することによって得られた結果を Fig. 4 と同じ整理方法で Fig. 5 に纏める。絶対値は縮流区間全域で対応する Fig. 4 のものよりも低めにあるが、相対値と絶対値の全般的な分布形は Fig. 2 b および Fig. 4 のものと同じである。このことは、Fig. 3 に見られるヌセルト数の減少が温度助走区間の影響よりはむしろ縮流加速の効果によることを示唆している。また、ここで得られた乱流エネルギーは等温流のものとはほぼ同じ分布形をしていることから、加熱が弱ければ、流れに及ぼすその効果は薄いと考えられる。このことを受けて、次節では流れが高い熱流束で加熱される場合について調べる。

5. 高熱流束加熱の場合

縮流開始点から流れが強く加熱される場合のヌセルト数の変化を解析結果と対比させて Fig. 6 に示す。図中の下部の実線は、Fig. 3 の最下部に見られる実線と同じもので、縮流を伴わない層流の解析結果である。

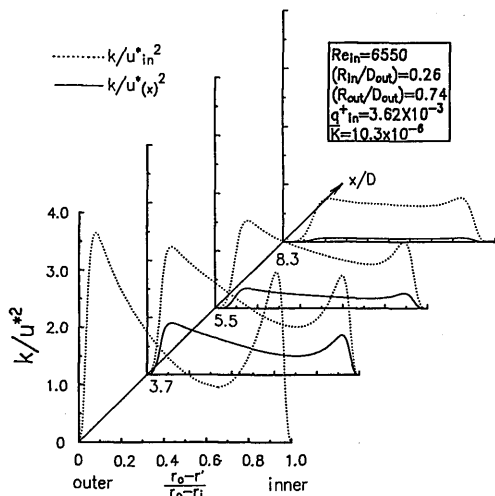


Fig. 5 Turbulence energy distribution within convergent channel.

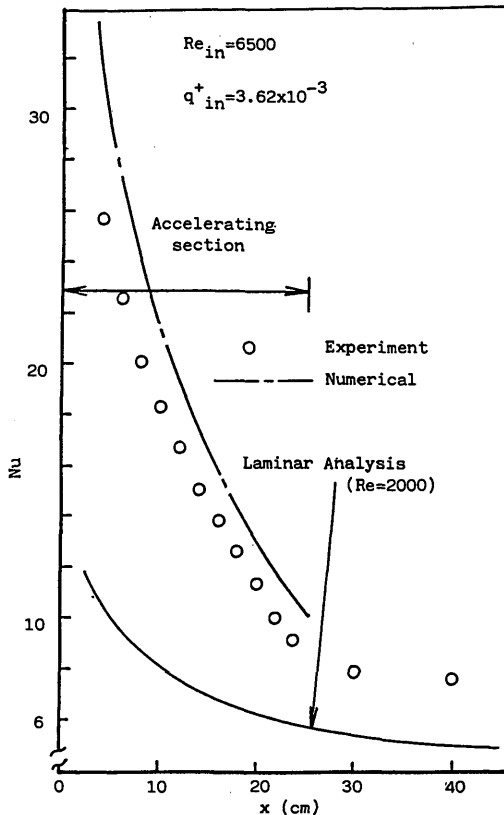


Fig. 6 Variation of Nusselt number for high flux heating.

計算値は実験値と同様、流れ方向に単調に減少しているが、実験値に比べて縮流区間全域にわたり多少高めに位置している。このヌセルト数の減少を前節までと同じように、乱流エネルギーと速度の分布から検討し、加熱と加速の効果を明確にする。

Fig. 7 は乱流エネルギーの流れ方向の変化を Fig. 5 に做って整理したもので、図中の点線と実線はそれぞれ絶対値と相対値に対応する。両方の値とも下流に向かって減少し、その程度は低熱流束加熱の場合のものに比べて大きい。これに対して、Fig. 7 に示された熱流束とはほぼ同程度の値で縮流を伴わない環状流を加熱した場合（内管のみ加熱）、計算で求めた乱流エネルギーの絶対値は流れ方向に増加したが、相対値はほとんど変化しなかった²⁾。このことから、Fig. 7 に見られる相対値の減少は、縮流加速の効果によって流れの相似性が維持できなくなったことに起因していると考え

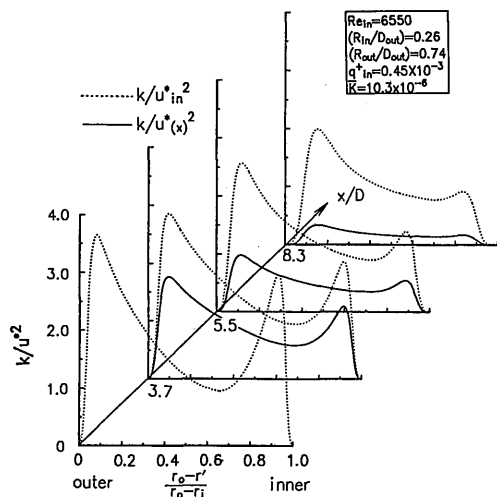


Fig. 7 Streamwise variation of turbulence energy profiles.

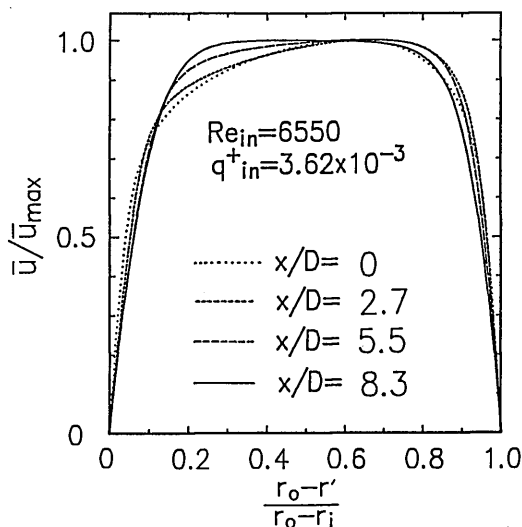


Fig. 8 Streamwise variation of mean velocity profiles.

えられる。また、双方の値が流れ方向に減少しているという点から、加熱の効果も無視することはできない。

Fig. 8は、縮流開始点から4つの異なる無次元距離における管断面速度分布を層流のそれと比較して示したもので、縦軸には Fig. 2 (b) と同じように無次元速度を取っている。下流に進むに従い双方の壁近傍の

速度勾配は多少ゆるくなるものの、何れの位置においても速度分布そのものにはっきりとした相違は現われていない。従って、円管で層流化が発生した場合のように、管断面の速度分布形状が大きく変化して乱流エネルギーのレベルそのものも低下するような現象⁶⁾は起こっていないと看做せる。

以上の状況から、Fig. 6のヌセルト数の減少は、縮流加速の効果がかかなり流れを変化させ、加熱の効果がそれを助長して引き起こされたと考えられる。

6. ま と め

縮流と加熱を伴う環状流に改良型 $k-\epsilon$ モデルを適用した結果、双方の効果について以下の知見が得られた。
 1) 流れが弱く加熱された場合、改良モデルは縮流区間でのヌセルト数の減少傾向をある程度再現し、その変化は加熱の効果よりはむしろ縮流の効果に起因する。
 2) 環状流を縮流加速しさらに強い熱流束で加熱した場合、ヌセルト数は縮流区間で減少するが、これは主に縮流効果によって引き起こされ、加熱の効果は副次的なものである。

参 考 文 献

- 1) 鳥居・ほか2名, 総理工報告, 7-1 (1985), 69.
- 2) Torii, S.・ほか3名, THE SECOND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HEAT TRANSFER, VOL. I (1988), 138.
- 3) Kays, W. M., Convective Heat and Mass Transfer, (1966), 113, McGraw-Hill New York.
- 4) 森・ほか2名, 第17回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (昭和55), 82.
- 5) Lundberg, R. E.・ほか2名, Int. J. Heat & Mass Transf., 6 (1963), 495.
- 6) 河村, 日本機械学会論文集, 45-395, B (昭和54), 1038.

記 号

- c_p : 定圧比熱
- C_μ, C_1, C_2 : 乱流モデルの定数
- D : 水力直径 $= D_{out} - R_{in}$
- D_{out} : 外管直径
- f_μ, f_1, f_2 : 乱流モデルの補正係数
- G : 単位面積あたりの質量流量
- h : エンタルピー
- k : 乱流エネルギー $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$
- K : 加速パラメータ (式 (9))
- L : 縮流区間

Nu :ヌセルト数 = $\alpha D / \lambda$	γ : 内管テーパ部の傾き = $(R_{out} - R_{in}) / 2L$
P : 圧力	δ : 座標方向
q : 熱流束	λ : 熱伝導率
q_{in}^+ : 入口無次元熱流束パラメータ = $q_w / (Gc_p \bar{T})_{in}$	λ_t : 乱流熱伝導率
r : 主流方向座標	ν : 動粘性係数
r' : 内管中心からの距離	μ : 粘性係数
r_i : 縮流区間の内管直径	μ_t : 乱流粘性係数
r_o : 縮流区間の外管直径 = D_{out}	$\mu_{eff} : \mu + \mu_t$
R : トロイダル座標の半径	ρ : 密度の変動成分
R_{in} : 縮流部前の内管直径	$\bar{\rho}$: 密度の瞬時値 = $\bar{\rho} + \rho$
R_{out} : 縮流部後の内管直径	$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k および ϵ に対する乱流プラントル数
Re : レイノルズ数 = $\bar{\rho} UD / \mu$	τ_w : 壁面せん断応力
\bar{u} : r 方向の時間平均速度	ϕ : 座標方向
u : r 方向の速度乱れ	添 字
u^* : 摩擦速度 = $(\tau_w / \bar{\rho})^{0.5}$	b : バルク
U : 管断面の平均速度	in : 内管 (Re では入口)
v : δ 方向の速度乱れ	max : 最大値
\bar{v} : δ 方向の速度の瞬時値 = $\bar{v} + v$	out : 外管 (Re_{out} では縮流部出口)
w : ϕ 方向の速度乱れ	p : 定圧
x : 縮流開始点からの距離	t : 乱流
y : 内壁あるいは外壁からの距離	w : 壁
(ギリシャ文字)	— : 時間平均, 平均
α : 熱伝達係数	