狭あい流路内における平面乱流衝突噴流熱伝達の数値解析*

刃 刀 資 彰^{*1}, 横 峯 健 彦^{*2}, 一 宮 浩 市^{*3}

Numerical Study on Heat Transfer of an Impinging Turbulent Plane Jet with Confined Wall

Tomoaki KUNUGI, Takehiko YOKOMINE and Koichi ICHIMIYA

The present paper describes the numerical results of the fluid flow and heat-transfer characteristics of the impinging turbulent plane jet with the confined wall. Numerical results were obtained in the range of the nondimensional height from $H=1.0$ to 3.0 . The Reynolds number based on the nozzle diameter and mean velocity was set to 8000 . According to the experimental results, it had been shown that two peaks of the distribution of local heat-transfer coefficient exist along the impingement wall. To the best of our knowledge, no numerical solution has been obtained for the heat-transfer characteristics of the impinging jet in a very narrow channel. We applied a low Reynolds number version of the anisotropic $k-\epsilon$ model of turbulence, i. e., the Myong-Kasagi model⁽²²⁾, and a WET model for the turbulent heat fluxes to simulate this turbulent impinging flow and heat transfer. The simulation results were in a very good agreement with the experimental one. We could predict the secondary peak of the local heat-transfer distribution on the impingement wall. The reason why the secondary peak appeared was determined. We pointed out that both treatments of low Reynolds number modeling and this anisotropic $k-\epsilon$ model of turbulence were very important for this very strong anisotropic turbulent shear flow.

Key Words: Numerical Simulation, Turbulence Model, Impinging Plane Jet, Heat Transfer, Confined Wall, Thermal Engineering

1. 結 言

伝熱機器の冷却を行う場合、特にガスタービン翼⁽¹⁾や電子機器の冷却⁽²⁾などの片面加熱や局部加熱を受ける機器においては、対流熱伝達特性に優れた衝突噴流を利用することが多い。Martin⁽³⁾によれば、衝突噴流伝熱に用いられている形態には二つあり、一つはノズルと衝突面の距離がノズル径より大きい自由衝突噴流系、他方は平板に開けられたノズル出口と衝突面の距離がノズル径程度の狭あい流路内衝突噴流系である。

乱流衝突噴流熱伝達の実験的研究は自由衝突噴流系および狭あい流路内衝突噴流系を含めて数多く行われており、平面乱流衝突噴流については Gardon ら⁽⁴⁾をはじめ、熊田ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾、一宮ら⁽⁷⁾が報告しており、円形乱流衝突噴流については Nakatogawa ら⁽⁸⁾、den Ouden ら⁽⁹⁾、Popiel ら⁽¹⁰⁾、Hyrcek ら⁽¹¹⁾、Obot ら⁽¹²⁾、Goldstein ら⁽¹³⁾などが報告している。いずれの場合も、

噴流ノズルから衝突面までの距離が短くなるに従って衝突面上の局所熱伝達率の分布に二つのピークが現れることを報告している。

一方、乱流衝突噴流の数値解析については、円形自由衝突噴流に対して Wolfshtein⁽¹⁴⁾が1方程式乱流モデルを用いた解析を行い、ノズルと衝突面の距離が近い場合には解析結果は実験値と一致せず、1方程式モデルの適用が適切でないことを示した。Gosman ら⁽¹⁵⁾は1方程式乱流モデルを再循環流れ場へ適用し、実験結果と計算値のよい一致を示したが、はく離流れに対しては不適当な解を与えることを示した。2方程式乱流モデルを用いた研究としては、平面自由衝突噴流について Agrawal⁽¹⁶⁾、円形自由衝突噴流について Amano⁽¹⁷⁾および Kunugi ら⁽¹⁸⁾が解析例を報告している。Amano は高レイノルズ数形の $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて流動状態についてのみ解析し、速度分布、圧力分布および壁面摩擦係数について既往の実験値との比較検討を行い解析値が実験値をよく再現することを示した。またノズルと衝突面の距離が近い場合、壁面摩擦係数が二つのピークをもつことを初めて数値解析で示し、その原因がノズル出口における乱流強度にあることを示した。Kunugi らは、乱流解析における数値解析上の各種特性(格子依存性、解析領域依存性およ

* 原稿受付 平成5年10月20日。

^{*1} 正員、日本原子力研究所 (〒319 11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4)。^{*2} 正員、九州大学大学院総合理工学研究科 (〒816 春日市春日公園6-1)。^{*3} 正員、山梨大学工学部 (〒400 甲府市武田4-3-11)。

び自由流入境界における乱流量境界条件依存性等)を十分検討し、等価渦拡散係数と乱流量に対する適切な境界条件を用いれば高レイノルズ数形 $k-\varepsilon$ 乱流モデルでも実用上十分な精度で衝突噴流解析が可能であることを示した。しかし、ノズル-衝突面間距離が小さい場合、衝突面上の局所熱伝達分布は第2ピークを示さず、また Amano が指摘したノズル出口乱流強度の影響は認められなかったと報告されている。そこで、Kunugi ら⁽¹⁹⁾ は壁関数を境界条件にした高レイノルズ数形の代数応力モデル (Gibson-Launder モデル⁽²⁰⁾) の自由衝突噴流への適用を試み、乱流成分の非等方性を考慮することにより壁面局所熱伝達分布の予測値が実験値に近づく傾向のあることを示した。最近、Craft ら⁽²¹⁾ は各種乱流モデルの評価を目的とした円形自由衝突噴流熱伝達実験および4種類の乱流モデル(標準の低レイノルズ数形 $k-\varepsilon$ 乱流モデルと2種類の基本的なレイノルズ応力モデルおよび圧力速度相関項の改良壁面反射モデルを考慮したレイノルズ応力モデル)による衝突点近傍領域における伝熱流動特性評価を実施した。その結果、圧力速度相関項の壁面反射モデルの改良が重要であることを指摘している。また、熱伝達の解析結果は局所熱伝達分布の第2ピークを予測しているが、その成因については言及していない。この種の乱流解析は、ほとんど自由衝突噴流系あるいは流路高さが大きく(噴流コアが壁面に衝突していない)自由衝突噴流に類似の系に限られ、実用上より重要と考えられる狭あい流路内衝突噴流系の解析例は見当たらない。

本研究では、狭あい流路内の平面乱流衝突噴流を対象として比較的計算負荷の少ない低レイノルズ数形の非等方 $k-\varepsilon$ 乱流モデル(明・笠木モデル⁽²²⁾)を適用し、一宮ら⁽⁷⁾の実験値との比較から非等方乱流モデルの適用可能性の検討とともに、狭あい流路内乱流衝突噴流の伝熱流動特性を明らかにする。

2. 記 号

- α : 熱拡散率
 $C_{e1}, C_{e2}, C_\beta, C_\mu, C_\theta$: 乱流モデル定数, ($\beta=1, 2, 3$)
 d : ノズル半幅(ノズル幅は $2d$)
 f_2, f_μ : 低レイノルズ数モデルにおける修正係数
 h, H : ノズル出口から衝突面までの距離 ($H=h/d$)
 k : 乱流エネルギー
 Nu : ヌッセルト数 [$=q_w d / \lambda (\theta_w - \theta_n)$]
 p : 圧力
 q : 熱流束
 Re : レイノルズ数 ($=u_{in} d / \nu$)

- R_t, R_ε : 乱流レイノルズ数
 $S_{\beta ij}$: 平均ひずみ速度テンソル ($\beta=1, 2, 3$)
 t : 時間
 u_i, u, v : 速度成分
 W_{ij} : 乱流強度の壁面漸近挙動を表すモデル係数
 x^+ : 壁からの距離と壁面摩擦速度 u_τ に基づく Re ($=u_\tau x / \nu$)
 x_i : 座標
 ε : 乱流エネルギーの散逸速度
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 λ : 熱伝導率
 ν, ν_t : 動粘性係数, 渦動粘性係数
 ρ : 密度
 $\sigma_\varepsilon, \sigma_k$: 乱流プラントル数(乱流モデル定数)
 θ : 温度
 $()_{in}$: ノズル出口基準
 $()_m$: 主流方向の座標
 $()_n$: 壁面の法線方向の座標
 $()_w$: 壁面基準

3. 数 値 解 析

3.1 解析対象 本研究では、図1に示す狭あい流路内に流入する平面乱流衝突噴流による伝熱流動場を対象とする。計算条件は、一宮ら⁽⁷⁾の実験との比較を行うため、ノズル半幅 d 基準のレイノルズ数 $Re=8000$ 、無次元ノズル-衝突面間距離 $H=h/d=1$ および3、解析領域幅は $40d$ と設定した。また、衝突面は熱流束一定で加熱されており、ノズル出口境界条件としてノズル出口速度および乱流強度は実験値に一致させた。

3.2 基礎方程式 本解析では二次元のテンソル表現で記述した以下の基礎方程式群を用いた。式中のプライムはレイノルズ分解を施した際の乱流変動成分を表しており、 $(\overline{\quad})$ はアンサンブル平均を示す。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

図1 解析体系

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a \frac{\partial \theta}{\partial x_i} - \overline{u'_i \theta'} \right) \dots\dots\dots (3)$$

乱流速度変動相関項のモデル化には、明ら⁽²²⁾によって提唱された以下の低レイノルズ数形の非等方 k - ϵ 乱流モデルを用いた。

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ & - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \epsilon \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon}{Dt} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ & - C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{u'_i u'_j} = & \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ & + \frac{k}{\epsilon} \nu_t \sum_{\beta=1}^3 C_\beta \left(S_{\beta ij} - \frac{1}{3} S_{\beta \alpha \alpha} \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{2}{3} \nu \frac{k}{3} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_n} \right)^2 W_{ij} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad S_{1ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i},$$

$$S_{2ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad S_{3ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

ここで、各モデル定数を当初は明ら⁽²²⁾に従って設定したが、本流れ場がはく離流れを伴うため、壁面摩擦速度 $u_\tau = 0$ となる領域で $x^+ = u_\tau x / \nu = 0$ となり、このため $f_\mu = f_2 = 0$ 、したがって $\nu_t = 0$ となることが予想された。そこで本解析では、最近、鹿園ら⁽²⁴⁾によって提案された以下の R_ϵ モデル(修正明・笠木モデル)を適用した。

$$\begin{aligned} f_\mu = & \left[1 + \frac{13.5}{\sqrt{R_t}} \exp(-R_t^{1/4}) \right] \\ & \times \left[1 - \exp \left\{ -\frac{R_\epsilon}{150} - \left(\frac{R_t}{25} \right)^2 \right\} \right], \end{aligned}$$

$$f_2 = \left[1 - \frac{2}{9} \exp \left\{ -\left(\frac{R_t}{6} \right)^2 \right\} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{R_\epsilon}{3.7} \right) \right]^2$$

$$R_t = \frac{k^2}{\nu \epsilon}, \quad R_\epsilon = \frac{x}{(\nu^3 / \epsilon)^{1/4}},$$

$$W_{ij} = -\delta_{ij} - \delta_{in} \delta_{jn} + 4 \delta_{im} \delta_{jm},$$

$$\sigma_k = 1.4, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_{\epsilon 1} = 1.32,$$

$$C_{\epsilon 2} = 1.8, \quad C_\mu = 0.09$$

上式から明らかなように、このモデルは x^+ を含まないためはく離流れの解析に好都合である。また、エネルギー式中の乱流熱流束のモデル化には Launder⁽²⁵⁾ が提唱し WET (Wealth $\propto$ Earnings $\times$ Time) 仮説に基づき次式を用いた。

$$\overline{u'_i \theta'} = -C_\theta \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \theta}{\partial x_k} + \overline{u'_k \theta'} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $C_\theta = 0.3$ であり、上式の右辺第1項は Daly-Harlow⁽²⁶⁾ の GGDH (Generalized Gradient

Diffusion Hypothesis) と同一である。

3・3 解析手法および境界条件 本研究の定常二次元流れ場における各レイノルズ応力成分は式(6)の非等方モデルを用いて以下のように表される。

$$\begin{aligned} \overline{u' u'} = & \frac{2}{3} k - 2 \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{3} \frac{k}{\epsilon} \left\{ (C_1 + C_3) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right. \\ & + (2C_1 - C_3) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + (C_3 - C_1) \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \left. \right\} \\ & - \frac{4}{3} \nu \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{v' v'} = & \frac{2}{3} k - 2 \nu_t \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{3} \frac{k}{\epsilon} \left\{ (2C_3 - C_1) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right. \\ & + (2C_1 - C_3) \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + (C_1 + C_3) \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \left. \right\} \\ & + 2 \nu \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overline{w' w'} = & \frac{2}{3} k + \frac{1}{3} (C_1 + C_3) \frac{k}{\epsilon} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \left. \right\} - \frac{2}{3} \nu \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

(a) 全系パターン

(b) ノズル部付近の拡大図

図2 速度ベクトル ($Re=8000$, $H=1$)

図3 乱流エネルギー k 分布 ($Re=8000$, $H=1$)

図4 乱流エネルギー散逸速度 ϵ 分布 ($Re=8000$, $H=1$)

図5 各レイノルズ応力成分の分布 ($Re=8000$, $H=1$ の場合)

$$-\overline{u'v'} = 2\nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \nu_t \frac{k}{\varepsilon} (C_1 - C_3) \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \dots (11)$$

$$-\overline{u'w'} = -\overline{v'w'} = 0 \dots (12)$$

ここで、モデル定数は明ら⁽²³⁾と同様にチャネル内流で最適化した値、 $C_1=0.8$ および $C_3=-0.15$ を用いた。

上式からわかるように、各乱流強度式中に非線形項が現れ、本研究のような平均流れ場が大きく変化する場合には、平均流速や乱流エネルギー等に大きな効果をもたらすことが予想される。また、レイノルズせん断応力には渦度 [式(11)の右辺第2項] が含まれており、大きな shear の生ずる所でこの非等方効果が大きいことが予想される。

式(1)から式(12)をスタガード格子を用いたコントロールボリューム法で離散化し、よく知られたSIMPLE法⁽²⁶⁾を用いて数値解析を行った。壁面に最近接の計算格子点は常に、 $x^+ \leq 1$ となるように設定し、 $H=1$ の場合には 40×120 、 $H=3$ の場合には 60×120 の格子系を用いた。ノズル出口の速度および乱流エネルギー分布はおもに一宮⁽⁷⁾の実験値を用いたが、出口速度分布の影響を調べるため、一様速度および乱流エネルギー分布を仮定した計算も行った。他の境界には、以下の条件を設定した。

壁面条件(流れ場)； $u_i=0$, $k=0$, $\varepsilon = \nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_n} \right)_w^2$

壁面条件(温度場)； $q_w = \text{一定(衝突面)}$, $q_w = 0$ (上壁面は断熱)

流出条件； $\frac{\partial u_i}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$

なお、噴流中心軸上では対称条件を課した。

図6 局所熱伝達率分布 ($Re=8000$, $H=1$ の場合)

図7 局所熱伝達率分布 ($Re=8000$, $H=3$ の場合)

図8 乱流熱流束分布 ($Re=8000$, $H=1$ の場合)

4. 結果および考察

数値解析は $Re=8000$ で $H=1, 3$ について行ったが、狭あい流路としての特性を議論するため、主として $H=1$ の結果について述べる。

4.1 流動特性 図2(a)に $H=1$ の場合の速度ベクトルの全体的パターンと図2(b)にノズル周辺の拡大図を示す。図2(a)はノズルからの噴流は壁面に衝突後壁面噴流となって下流に流れ、最終的に発達した平行平板流れに近づく様子を示している。また、図2(b)の拡大図から上壁面のノズル端近傍にはく離流れが存在し、ここに大きな shear を形成していることがわかる。

図3および図4は、乱流エネルギー k とその散逸速度 ε の等高線分布であり、衝突噴流のよどみ点付近とはく離域を形成しているノズル端部で大きな乱流エネ

図 9 各種乱流モデルによる結果
(ノズル出口速度分布：一樣)

図 10 各種乱流モデルによる結果
(ノズル出口速度分布：実験値)

図 11 各種低レイノルズ数モデルによる結果

ルギーが生産・散逸されることを示している。また、ノズル端部で発生した乱流エネルギーがよどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の流路下面(加熱面)に到達する、すなわち、発生した乱流エネルギーが下流の壁面へ対流輸送されることを示していると考えられる。

次に、各レイノルズ応力成分の等高線分布を図 5 に示す。実線は正值、点線は負値を表している。乱流強度 $(\overline{u'u'}, \overline{v'v'}, \overline{w'w'})$ の各成分の空間分布が衝突噴流のよどみ点付近とノズル端部のはく離域周辺でもに生

産される様子を示している。また、ノズル端部で発生した乱れがよどみ点の下流 $5d \sim 10d$ の加熱面近傍に輸送されている様子がわかる。よどみ点領域の乱流強度分布は、壁面に垂直な成分である $\overline{u'u'}$ が卓越しており、壁に平行な成分である $\overline{v'v'}$ の発生は壁のごく近傍に限られていることがわかる。このような極端なレイノルズ応力の非等方性は、後述(4・3 節)するように壁面から離れた高レイノルズ数領域におけるレイノルズ応力の非等方モデルと壁面近傍の低レイノルズ数領域における乱流の壁面漸近挙動の表現に起因していると考えられる。レイノルズせん断応力 $\overline{u'v'}$ については、図 5 (d) よりノズル端部で大きな負値、よどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の加熱面近傍に大きな正值を発生することがわかる。これは、前述したように式(11)の非等方モデル項中に現れる渦度が壁面近傍の shear によって大きく生成されること、およびノズル端部で発生した乱流エネルギーがこの領域に対流輸送されることにより、結果的にレイノルズせん断応力の増大を生じさせているものと考えられる。この位置は局所熱伝達率が第 2 ピークを示す位置と符合していると考えられるが、より詳細な議論は 4・2 節で述べる。

4・2 伝熱特性 加熱面上の局所熱伝達率分布を $H=1, 3$ の場合について、それぞれ図 6 と図 7 に示す。両者ともに実験値をよく予測している。狭あい流路内衝突噴流熱伝達における局所熱伝達率分布の第 2 ピークの予測は本研究によって初めて行われたものである。この第 2 ピークの成因について考察するため、図 8 に乱流熱流束分布 $(\overline{u'\theta'}, \overline{v'\theta'})$ を示す。図 8 中の実線は正值、点線は負値を表す。本解析体系の乱流熱輸送は、加熱面に垂直な方向の乱流熱流束 $\overline{u'\theta'}$ によっておもに担われていると考えられる。実際に $\overline{u'\theta'}$ の等高線分布は、よどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の加熱面近傍に大きな乱流熱流束の生成領域の存在を示しており、この領域がレイノルズ応力 $(\overline{u'u'}, \overline{u'v'})$ の増大領域と対応していることがわかる。これに対して、 $\overline{v'\theta'}$ は対応する領域で負の小さな値 $(\overline{u'\theta'}$ の約 $1/8$ 程度)となっている。すなわち、第 2 ピーク領域での乱流熱伝達が次式で表される非等方レイノルズ応力の増大による乱流拡散の促進という乱流熱輸送機構によっておもに担われていると考えられる。

$$\overline{u'\theta'} \approx -C_\theta \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u'u'} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \overline{u'v'} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (13)$$

一方、衝突噴流のよどみ点付近における乱流熱輸送については、この領域における $\overline{u'v'}$ および $\overline{v'\theta'}$ の値が小さいことから、次式で表される $\overline{u'u'}$ 項がおもに担っていると考えられる。

$$\overline{u'\theta'} \approx -C_\theta \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u'u'} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \dots \dots \dots (14)$$

なお、よどみ点上方に正の $\overline{u'\theta'}$ 域が形成されているが、流路中央付近の壁から離れた領域であり壁面方向の温度こう配はないので、式(7)の右辺第2項の平均流の速度こう配による生成と考えられる。この乱流熱流束は本体系での壁面熱伝達には直接関係しないが、WET 仮説に起因するものであり、平均速度のこう配が大きい領域では熱流束の見積もり誤差を生ずる可能性のあることを示していると考えられる。

4.3 各種乱流モデルによる解析結果の比較 乱流モデルの違いによる特性評価を行うため、高レイノルズ数形の標準 $k-\varepsilon$ モデル(標準 $k-\varepsilon$)および代数応力モデル(ASM)を用いて、 $H=1$ のケースに対する解析を行った。図9はノズル出口の速度に一樣分布を設定した場合について、標準 $k-\varepsilon$ および ASM による衝突面上の局所熱伝達率の解析結果を示したものである。標準 $k-\varepsilon$ (破線)に比べ、ASM の結果(実線)はレイノルズ応力の非等方性を考慮したことによる差はみられるが、全体的に熱伝達率が低く予測されており、よどみ点近傍の熱伝達率は実験とは大きく異なっている。このよどみ点近傍の熱伝達率の予測が非等方性を考慮した ASM で不正確な原因は、ここで使用した ASM が高レイノルズ数形であるため、壁面境界条件として壁関数近似を用いたことによると考えられる。次に、ノズル出口の速度分布に実験値を与えた場合の解析結果を図10に示す。よどみ点近傍は前述の理由により改善されていないが、その他の局所熱伝達率分布は両モデルともに実験値をほぼ予測しており、非等方効果も図9より明確に現れている。これらの結果は、ノズル出口速度分布の与え方が乱流熱輸送量の予測に決定的な差をもたらすことおよびレイノルズ応力の非等方性の考慮が重要であることを示している。最後に、低レイノルズ数効果の有効性について調べるため、本研究で用いた低レイノルズ数形非等方 $k-\varepsilon$ 乱流モデルと、このモデルから非等方項を取り除いた低レイノルズ数形標準 $k-\varepsilon$ モデルとの比較を図11に示す。非等方 $k-\varepsilon$ は低レイノルズ数効果を考慮することでよどみ点近傍の熱伝達率分布に著しい改善がみられるが、一方、非等方モデルを考慮しなければ低レイノルズ数形モデルは、よどみ点領域ばかりでなく第2ピークの予測にも成功しないことがわかった。すなわち、本解析体系のような非常に強い非等方性をもつ熱流動場の予測には、レイノルズ応力の非等方性と低レイノルズ数効果を考慮した低レイノルズ数形非等方モデルが有効であることがわかった。

5. 結 論

低レイノルズ数形非等方 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて狭あい流路内の衝突噴流熱伝達の数値解析を行った結果、壁面上の局所熱伝達分布に現れる第2ピークの予測が初めて可能となった。本解析結果から、狭あい流路内の衝突噴流熱伝達の乱流数値解析および乱流熱輸送機構に関し以下の結論を得た。

(1) ノズル端部で発生した乱流エネルギーは対流輸送され、よどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の加熱面近傍でレイノルズ応力を増大させる。

(2) よどみ点領域の乱流強度は、壁面に垂直な成分 $\overline{u'u'}$ が卓越しており、壁に平行な成分 $\overline{v'v'}$ の発生は壁面のごく近傍に限られる。

(3) レイノルズせん断応力 $\overline{u'v'}$ は、ノズル端部で大きな負値、よどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の加熱面近傍に大きな正値を発生する。後者の発生は、 $\overline{u'v'}$ の非等方効果と乱流エネルギーの対流輸送に起因している。

(4) 乱流熱流束 $\overline{u'\theta'}$ は、レイノルズ応力 ($\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$) の増大領域に対応したよどみ点の下流 $5d \sim 8d$ の加熱面近傍で大きく、このため熱伝達が促進されて第2ピークを形成することが明らかとなった。

(5) 衝突噴流のよどみ点付近における乱流熱輸送は、主として $\overline{u'u'}$ 項が担っており、今回検討した乱流モデルのうちこのレイノルズ応力の非等方性による局所熱伝達率分布を正しく予測できたのは低レイノルズ数効果を考慮した非等方 $k-\varepsilon$ 乱流モデルのみであった。

(6) 狭あい流路内の衝突噴流の乱流解析を行う際、ノズル出口速度分布の与え方が乱流熱輸送量に大きな差をもたらすことが明らかとなった。

文 献

- (1) Han, L. S., Kayansaoyan, N. and Dantzer, C. W., *Proc. Tokyo Int., Gas Turbine Congr.*, Tokyo, (1983), 75.
- (2) Hamadah, T. T., *Proc. ASME 1989 Nat. Heat Transf. Conf.*, ASME, HTD-111, Heat Transf. Electron., (1989), 107.
- (3) Martin, H., *Adv. Heat Transf.*, **13**(1977), 1.
- (4) Gardon, R. and Akfirat, J. C., *J. Heat Transf.*, **88**(1966), 101.
- (5) 熊田・馬淵, 機論, **35**-273(1969), 1053.
- (6) 熊田・仲戸川・平田, 機論, **76**-655(1973), 822.
- (7) 一宮・小林・越後, 機論, **53**-486(1987), 511.
- (8) Nakatogawa, T., Nishiwaki, N. and Hirata, M., *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, **2**(1970), F. C. 5.2.
- (9) den Ouden C. and Hoogendoorn, C. J., *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, **5**(1974), 293.
- (10) Popiel, C. O. and Boguslawski, L., *2nd UK Nati. Conf. Heat Transf.*, **1**(1988), 663.
- (11) Hrycak, P., *Int. Heat Mass transf.*, **26** 12(1983), 1857.

- (12) Obot, N. Y., Mujumdar, A. S. and Douglas, W. J. M., *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, **3**(1982), 395.
- (13) Goldstein, R. J. and Timmers, J. F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **25**(1982), 1377.
- (14) Wolfstein, M., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, (1970), 915.
- (15) Gosman, A. D., Pun, W. M. Runchal, A. K., Spalding, D. B. and Wolfstein, M., *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*, (1969), 192, Academic Press.
- (16) Agrawal, R. K., ほか 1 名, *AIAA J.*, **120**-5(1982), 577.
- (17) Amano, R., *Bull. JSME*, **26**-221(1983), 1891.
- (18) Kunugi, T. and Kawamura, H., *Proc. 2nd int. Symp. Transport Phenomena "Turbulent Flows"*, Tokyo, (1987), 509.
- (19) Kunugi, T. and Hasan, M. Z., *Proc. 13th IEEE Symp. Fusion Eng.*, (1989), 882.
- (20) Gibson, M. M. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, **86** (1978), 491.
- (21) Craft, T. J., Graham, L. J. W. and Launder, B. E., *Int J. Heat Mass Transf.*, **36**-10(1993), 2685.
- (22) 明・笠木, 機論, **53**-531, B(1990), 3298.
- (23) 明・笠木・小林, 機論, **53**-531, B(1990), 3305.
- (24) 鹿園・笠木, 乱流伝熱シミュレーションモデルに関する調査(II), 日本原子力研究所受託研究報告書, 東京理科大学, (1992).
- (25) Launder, B. E., An Introduction to the Modeling of Turbulence, *Lecture Ser.* 1987-06, Von Karman Inst. for Fluid Dynamics, (1987).
- (26) Daly, B. J. and Harlow, F. H., *Phys. Fluids*, **13**(1970), 2634.
- (27) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), McGraw-Hill.