

チャネル内乱流伝熱の3次元性に関する研究*

(条件付きサンプル法による組織構造の抽出)

松原幸治*¹, 小林睦夫*¹
坂井隆浩*², 須藤仁*²

A Study on Three-Dimensionality of Turbulent Heat Transfer in a Channel (Eduction of Coherent Structures by a Conditional Sampling Technique)

Koji MATSUBARA*³, Mutsuo KOBAYASHI,
Takahiro SAKAI and Hitoshi SUTO

*³Dept. of Mechanical and Production Engineering, Niigata University,
Ikarashi 2-nocho 8050, Niigata, Niigata, 950-2181 Japan

Coherent structures near the wall ($y^+ < 60$) in a turbulent channel flow were educed by a conditional sampling technique from the DNS data for two kinds of temperature fields: (a) the uniform heat flux assigned on the two walls (UHF) and (b) the constant spanwise mean temperature gradient imposed on the working fluid (STG). Attention was paid for roles of the quasi-streamwise vortex in heat transfer mechanisms. Flow and temperature fields around the quasi-streamwise vortex have basically two-dimensional structure. In the case of UHF, temperature fluctuation is high at right- and left-sides of the vortex core where the rotating flow motion due to the vortex has a wall-normal component. In STG, large value of the temperature fluctuation was observed at the top- and bottom-sides of the vortical structure where flow in the spanwise direction is conspicuous. In both cases, gradients of the time-mean temperature and the temperature fluctuation in the same direction have opposite signs since excessive temperature is transported by the vortical flow motion in the azimuthal direction with respect to the vortex axis. Therefore, temperature distribution for UHF and that for STG have azimuthally phase difference of about 90 degree, and they are almost similar in shape. Destruction (correlation between pressure and temperature gradient) of wall-normal turbulent heat flux and that of spanwise component are based on similar mechanisms. They are caused by the rotating motion of the vortex by which, near the center axis of the vortex, pressure fluctuation takes negative value and the gradient of temperature fluctuation becomes inverted for that of the mean temperature.

Key Words: Turbulent Channel Flow, Spanwise Heat Transfer, Coherent Structure, Quasi-Streamwise Vortex

1. 緒言

伝熱工学上の基礎的課題として、乱流境界層中の熱伝達が過去に多くの研究者により取り上げられてきた。とくに、熱的境界条件が一樣であり、正味のスパン方向伝熱がゼロとなる場合については、乱流計測と近年の DNS によって詳細な検討がなされている。しかしながら、実際には、電子機器の冷却や大気の大熱拡散のように熱的境界条件が非一樣であり、温度場の3次元性を考慮すべき場合が少なからず存在する。このような問題に適用できる妥当な乱流モデルを構成するには、乱流伝熱の3次元性に関する知見を系統的に収集する必要がある。

これらのことから、壁乱流におけるスパン方向伝熱に対して実験⁽¹⁻⁵⁾と DNS^(6,7)が行われ、スパン方向と壁垂直方向の渦熱拡散係数の比が乱流域でほぼ一定の値をとり、壁面近傍で急速に増大すること^(3,4)などの統計的性質が明らかになった。しかしながら、乱流境界層の壁面近傍に見られるストリーク構造⁽⁸⁾や縦渦⁽⁹⁻¹²⁾などの組織構造とスパン方向伝熱との関連は不明のままである。縦渦は、壁近傍にお

る運動量と熱の輸送において重要な役割を担うとされており、乱流伝熱の機構を議論するために不可欠な要素であると考えられる。本研究では、(a)壁面を一樣に加熱した場合(UHF)と(b)スパン方向温度こう配を与えた場合(STG)のチャネル乱流に対する DNS の結果から、条件付きサンプル法によって縦渦周囲の組織構造を抽出する。2種類の温度場に対する結果を相互に比較することで、3次元的な熱拡散と縦渦の関わりについて議論する。

2. 記号

C_p : 定圧比熱 J/(KgK)

L_x, L_z : 計算領域の流れ方向とスパン方向の寸法 m

P : 圧力 Pa

p : 圧力変動 Pa

Pr : プラントル数 $=\nu/\alpha$

q_w : UHF における壁面熱流束 W/m

Re : レイノルズ数 $=U_\tau \delta/\nu$

S_{ij} : 速度こう配テンソルの対称部分 1/s

T : 温度 K

T_τ : UHF での摩擦温度 $=q_w/(\rho C_p U_\tau)$ K

T_{STG} : STG での代表温度 $=-\alpha(\partial T/\partial z)/U_\tau$ K

U : x 方向の速度 m/s

U_τ : 摩擦速度 m/s

* 原稿受付 1999年8月26日。

*¹ 正員, 新潟大学工学部 (〒950-2181 新潟市五十嵐2の町8050)。

*² 新潟大学大学院。

E-mail: matsu@tmtherm.eng.niigata-u.ac.jp

- u, v, w : x, y, z 方向の速度変動 m/s
 x, y, z : 流れ方向, 壁垂直方向, スパン方向の座標 m
 α : 温度伝導率 m^2/s
 Δt : 時間ステップ幅 s
 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$: x, y, z 方向の格子間隔 m
 δ : チャンネル半幅 m
 θ : 温度変動 K
 λ : 速度こう配テンソルの第2不変量 m^2/s^2
 ν : 動粘性係数 m^2/s
 ρ : 密度 Kg/m^3
 ϕ : 物理量
 Ω_{ij} : 速度こう配テンソルの非対称部分 1/s
 ω_x : 流れ方向渦度 1/s
 * : U_c と ν または T_c による無次元化
 † : T_{STG} による無次元化
 $_{rms}$: 変動強さ
 $\langle \rangle$: 条件付きサンプル法による平均
 $\bar{}$: 時間平均

3. 計算手法

十分に発達した2次元チャンネル乱流を想定し、図1に示す計算領域と座標系を用いる。流れ方向、壁垂直方向、スパン方向の座標をそれぞれ x, y, z とする。温度場の条件として、(a)壁面を一律な熱流束で加熱した場合(UHF)と、(b)スパン方向に負の一定温度こう配を与えた場合(STG)を取り扱う。UHF では、時間平均温度は壁近傍で壁面と垂直な方向に急峻なこう配を有し、流れ方向に緩やかに増大する。この場合、乱れによる実効的な熱輸送は壁垂直方向と流れ方向に行われる⁽¹³⁾。STG は壁面のスパン方向温度こう配を一定に保つことで実現される温度場であり^(6,7)、この場合には乱れによる実効的な熱輸送はスパン方向だけに生じる。両方の温度場において、チャンネル内の温度分布は十分に発達しているものとし、また浮力の影響は考慮しない。

計算に用いる基礎式は、物性値一定を仮定した連続の式、非圧縮性 Navier-Stokes 式およびエネルギー式である。計算領域の流れ方向とスパン方向には、速度と温度変動が周期的であると仮定する。流路壁面では、速度については粘着条件を用い、両方の温度場において温度変動をゼロと仮定する。基礎式の空間微分に対する離散化には、4次精度中心差分を用いる。時間進行の際には、各時間ステップにおける圧力こう配項を陰的に扱い、その他の項を2次精度 Adams-Bashforth 法で評価する。圧力に関するポアソン式の離散化には、 x, z 方向にフーリエ変換を、 y 方向にコンパクト差分⁽¹⁴⁾を適用する。

計算条件を表1に示す。チャンネル半幅 δ と摩擦速度 U_c を基準とするレイノルズ数 Re を 150、流体として空気を

想定しプラントル数 Pr を 0.71 とした。 x, z 方向には格子間隔を一定に保ち、 y 方向にはそれを壁面に向かうにつれて密になるよう変化させた。

4. 条件付きサンプル法

本研究では、速度変動こう配テンソルの第2不変量

$$\lambda (\partial u_i / \partial x_j) = \partial u_i / \partial x_j \cdot \partial u_j / \partial x_i \quad (1)$$

が負の比較的大きな値をとる領域を渦領域と定める。図2には、壁近傍 ($y^+ < 60$) における λ の等値面を示す。同図に見るように、縦渦は流れ方向に細長い形状を持ち、その長さは最大で $200\nu/U_c$ 程度である。

縦渦周囲における平均的な熱流動場を、次の条件付きサンプル法⁽¹²⁾によって抽出する。

(1) 壁近傍 ($10 < y^+ < 40$) において、 $y-z$ 断面における $-\lambda$ の極大値で、 $-\lambda > -(\lambda - \bar{\lambda})_{rms}$ かつ $\omega_x > 0$ (または $\omega_x < 0$) を満たすものを検索する。後者の条件により、回転方向が同一の縦渦だけが選別される。

(2) 前記の条件で検索した極大値が流れ方向のある長さにならって連続して分布する場合に、その分布曲線の midpoint を平均化の基準点とする。ある程度発達した縦渦に注目す

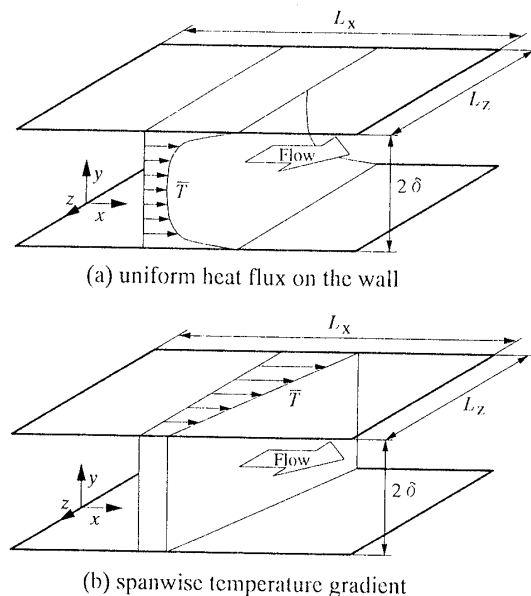


Fig. 1 Computational domain and coordinate system.

Table 1 Computational conditions.

Re	150
Pr	0.71
L_x / δ	7.85
L_z / δ	3.14
Grid points	64 x 61 x 64
Δx^*	18.4
Δy^*	1.03 - 9.51
Δz^*	7.36
Δt^*	0.06

するため、長さのしきい値を $150\nu/U_\tau$ とした。極大値の連続性を判定する際には、それが存在する位置から下流に向かって頂角 30° のコーン状検索領域を設け、その内部に格子一つ分下流断面における $-\lambda$ の極大値が存在する場合に、これら二つが連続して分布すると考えた。

(3)(2) で見いだした平均化基準点に x, z 座標の原点を据えて、縦渦周囲の速度場と温度場について縦渦ごとに平均を行う。

Jeong ら⁽¹²⁾の論文では、渦の同定にテンソル $S_{ik}S_{kj} + \Omega_{ik}\Omega_{kj}$ の固有値が用いられているが、本手法では、それに λ を用いている。しかしながら、本手法でも Jeong らが抽出したものとほぼ同じ組織構造が抽出され、渦同定パラメータを変更したことの影響は小さいと考えられる。

渦の検索対象として、計算領域内の $x-z$ 平面全体 $[1180 \times 470(\nu/U_\tau)^2]$ と区間 $10 < y^+ < 40$ にわたる瞬時データ 50 組を用意した。データのサンプル時間間隔は $30\nu/U_\tau^2$ である。これらの瞬時データに上記の (1), (2) を適用したところ、渦の回転方向に対する条件を $\omega_x > 0, \omega_x < 0$ とする場合にそれぞれ 177 個と 180 個の渦が選別された。 $x-z$ 平面で一つの渦が占める面積を $150 \times 60(\nu/U_\tau)^2$ とすれば、抽出された全ての渦は検索面積全体の 11 パーセントを占める。以下では、ある物理量 ϕ の (3) による平均値を $\langle \phi \rangle$ で表し、平均化の基準点 (渦の中心点) に x, z の原点を据える。また、 $\omega_x > 0, \omega_x < 0$ の条件から得た $\langle \phi \rangle$ の分布をそれぞれ SP, SN と呼ぶ。

速度変動こう配テンソルの平均値 $\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j$ に対する第 2 不変量

$$\lambda(\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j) = \partial \langle u_i \rangle / \partial x_j \cdot \partial \langle u_j \rangle / \partial x_i \quad (2)$$

の等値面を、SP と SN について図 3 と図 4 にそれぞれ示す。 λ はテンソル成分に関して非線形であるため、式 (2) と $\langle \lambda(\partial u_i / \partial x_j) \rangle$ は異なる意味を持つ。しかしながら、両者の分布を比較したところ、それらには本質的な差異は認められなかった。図 3(a), 図 4(a) に見るように、 $x-z$ 平面で縦渦は x 軸に対して微小な傾き (方位角) を持ち、この傾きの方向は SP と SN で逆転している。図 3(b), 図 4(b) を見ると、 $x-y$ 平面でも渦は x 軸に対して傾き (仰角)

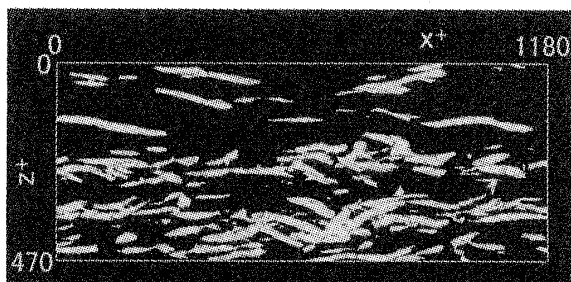
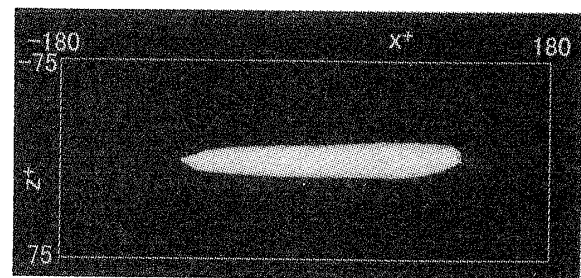


Fig. 2 Second invariant of deformation tensor in the range of $0 < y^+ < 60$, white blobs indicates $-\lambda^+ > 0.02$.

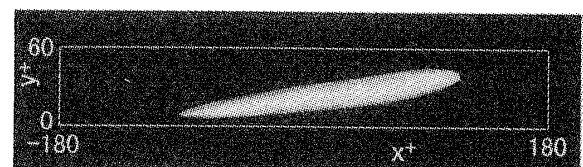
を持つが、その方向は SP と SN ではほぼ同じである。これらの縦渦の特徴は Jeong ら⁽¹²⁾の結果と同様である。SP と SN における縦渦は対称な構造を有するので、以下では特に断らない限り SP に注目する。なお、SP と SN における物理量の分布は $x-y$ 平面に関して対称となるが、両者では $\langle w \rangle$ と STG における $\langle \theta \rangle$ の符号は反転し、他の物理量の符号は保たれる。

5. 結果と考察

5.1 流れ場 縦渦周囲の流れの組織構造については Jeong ら⁽¹²⁾が詳細に検討した通りであるが、ここでは概略について述べておく。図 5 には、3種類の断面における平均化された速度変動 $\langle u \rangle$ の等値線を速度変動ベクトルとともに示す。図中の陰影部は、 $\langle u \rangle$ が正の符号を持つ領域である。等値線が指示する値の間隔、最小値、最大値は、図の下に

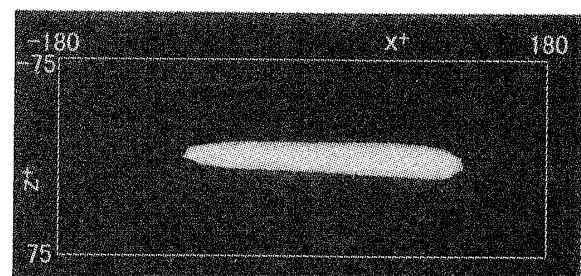


(a) top view

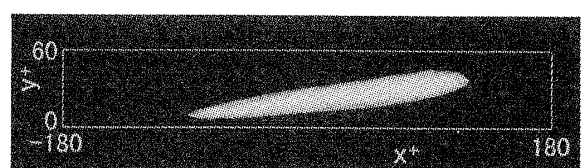


(b) side view

Fig.3 $\lambda(\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j)$ for SP, white blob indicates $-\lambda^+ > 0.004$.



(a) top view



(b) side view

Fig.4 $\lambda(\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j)$ for SN, white blob indicates $-\lambda^+ > 0.004$.

示す通りである。各図の傍には、摩擦速度 U_τ の大きさを表示した。

図5(a)-(c)では、瞬時の流れ場にストリーク構造が存在することを反映して、縦渦周囲の流れ場は2次元である。渦の流れ方向中央断面に相当する $x=0$ [図5(a)] を見ると、渦中心の左側では壁近傍からの低速流体の吹き上げにより $\langle u \rangle < 0$ の運動が誘起され、右側ではチャンネル中央部からの高速流体の吹き降ろしにより $\langle u \rangle > 0$ の運動が生まれる。同図では、渦の回転運動による輸送効果によって、低速部と高速部の境界線は y 軸に対して時計方向に正の角度をなし、渦の中心軸付近では速度変動こう配 $d\langle u \rangle / dy < 0$ は時間平均速度こう配 $d\bar{U} / dy > 0$ と逆の符号を持つことになる。後に述べるように、温度場に見られる同様の現象は、乱流熱流束を消滅させる要因の一つとなっている。

圧力変動 $\langle p \rangle$ の等値線と速度変動ベクトルを図6に示す。圧力変動は縦渦の内部で負であり、圧力こう配によって流

体粒子の回転運動に対する向心力が生み出される。

5. 2 温度場 壁面を一様に加熱した場合(UHF)について、平均化された温度変動 $\langle \theta \rangle$ の分布を図7に示す。一方の符号を反転すれば $\langle u \rangle$ と $\langle \theta \rangle$ の分布はほぼ同じであり、両者には強い相似性が存在する。 u と同様に θ は垂直方向速度 v により誘起されるため渦中心の左側と右側にそれぞれ高温域と低温域が形成されること、縦渦周囲における温度分布が2次元であること、渦の回転運動による輸送効果によって渦中心部における $\partial \langle \theta \rangle / \partial y$ の符号 (> 0) と $\partial \bar{T} / \partial y$ のそれ (< 0) が逆になること等が観察される。なお、熱の分子拡散速度が運動量のそれよりも大きい空気流の場合 ($Pr=0.71$) を想定しているが、 $x=0$ における $\langle \theta \rangle$ のピーク値と $\langle u \rangle$ のそれは、無次元値 $\langle \theta^+ \rangle$, $\langle u^+ \rangle$ にするとほぼ同じである。したがって、本研究で採用した条件では、プラントル数の影響がより顕著になると推察される壁面の極く近傍を除くと、その影響は微小である。

スパン方向に一定の温度こう配を与えた場合(STG)について、 $\langle \theta \rangle$ の分布を図8に示す。温度こう配が負の場合を想定しているので、 $\langle w \rangle$ と $\langle \theta \rangle$ には正の相関が存在する。このため、 $x=0$ の断面 [図8(a)] では、渦運動がスパン方向速度成分を有する渦の上側および下側において $\langle w \rangle > 0$ および $\langle w \rangle < 0$ の運動がそれぞれ生じ、それらに対応する $\langle \theta \rangle > 0$, $\langle \theta \rangle < 0$ のピークが観察される。壁面の存在によって渦上側の $\langle w \rangle$ は下側のそれよりも大きくなるため、高温領域のピーク値は、下側の低温領域のそれよりも大きくなる。また、渦の回転運動によって過剰温度を有する流体が渦外周の回転方向に輸送されるため、高温領域のピークは渦中心よりも $+z$ 側に、低温領域のそれは $-z$ 側に現れる。それにより、UHFの場合と同様に温度変動の逆こう

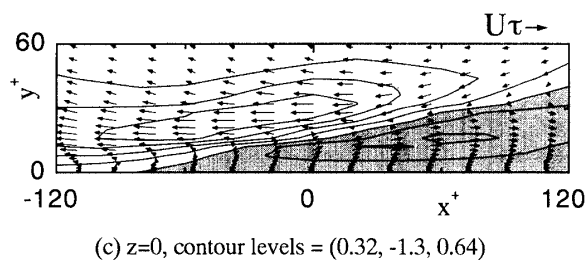
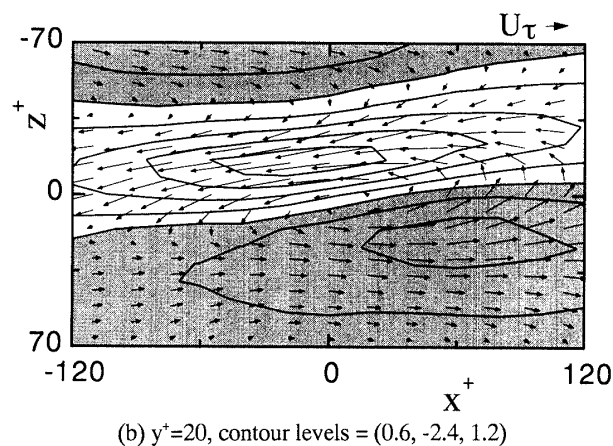
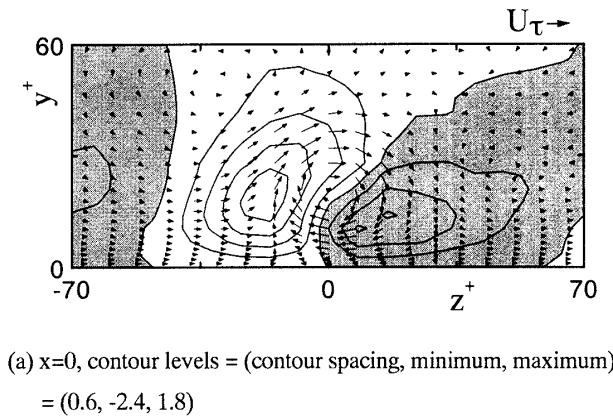


Fig. 5 Contours of $\langle u \rangle$ for SP.

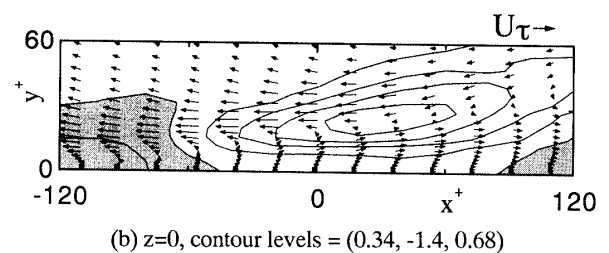
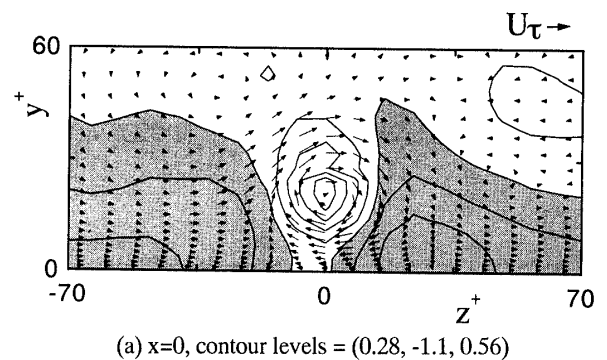


Fig. 6 Contours of $\langle p \rangle$ for SP.

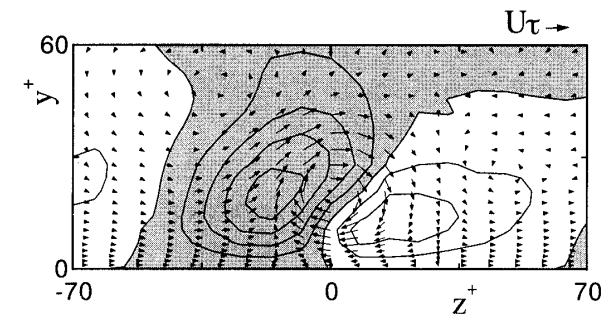
配化が生じ、渦中心部における $\langle\theta\rangle$ のスパン方向こう配の符号 ($\partial\langle\theta\rangle/\partial z > 0$) と時間平均温度 \bar{T} のそれ ($\partial\bar{T}/\partial z < 0$) は逆になる。

ほぼ渦の中心高さである $y^+=20$ の断面 [図 8 (b)] では、やや高温部が広いが、渦の中心軸の両側には $\langle\theta\rangle < 0$ と $\langle\theta\rangle > 0$ の領域が流れ方向に細長く分布している。このことから、前述した温度変動の逆こう配化が、流れ方向に連続して生起することが確認できる。 $z=0$ の断面 [図 8 (c)] では、 $\langle\theta\rangle > 0$ と $\langle\theta\rangle < 0$ の領域が、流れ方向のかなり広い区間にわたって上下に重なり合っており、UHF の場合と同様に STG における温度分布も 2 次元である。以上より、UHF の温度分布と STG のそれは周方向に約 90 度の位相差を持つが、両者は互いにほぼ相似であり、渦運動が温度場にもたらす効果はいずれも似たものであると考えられる。

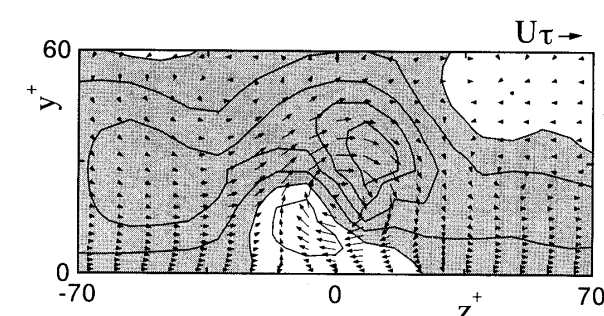
5. 3 渦運動による対流熱流束 本研究の場合には、時間平均による乱流熱流束 $\overline{u_i\theta}$ の符号は表 2 のようであり、実効

的な熱輸送が生じる方向に対して $\overline{u_i\theta} \neq 0$ 、それ以外の方向に対して $\overline{u_i\theta} = 0$ である。いっぽう、条件付き平均化法による対流熱流束 $\langle u_i \rangle \langle \theta \rangle$ は同一回転方向の渦による伝熱量を表し、正味熱輸送の存否は互いに逆方向に回転する渦対 (SP と SN) に対する $\langle u_i \rangle \langle \theta \rangle$ の対称性に反映する。すなわち、 $\overline{u_i\theta} \neq 0$ に対応する $\langle u_i \rangle \langle \theta \rangle$ は SP と SN において同符号となり同じ値を持つが、 $\overline{u_i\theta} = 0$ に対応する $\langle u_i \rangle \langle \theta \rangle$ は両者において互いに相殺する。このため、後者では、実効的な熱輸送はゼロとなる。対流熱流束 $\langle u_i \rangle \langle \theta \rangle$ の全成分の分布を、壁面を一樣に加熱する場合 (UHF) と流体にスパン方向一定こう配を与えた場合 (STG) について図 9 と図 10 にそれぞれ示す。

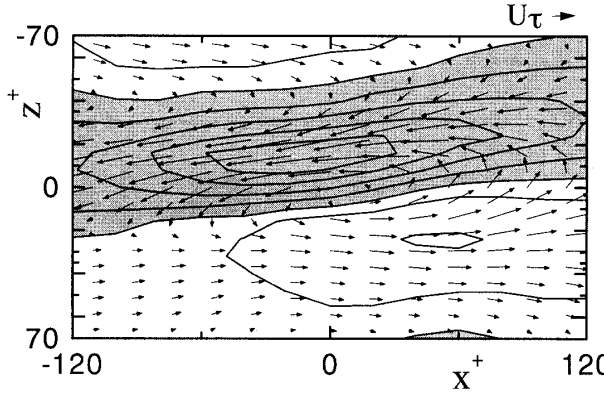
最初に、実効的な熱輸送に寄与をなす対流熱流束成分 (UHF での $\langle u \rangle \langle \theta \rangle$ と $\langle v \rangle \langle \theta \rangle$, STG での $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$) に注目する。すでに指摘したように、 u と θ はともに垂直方向速度 v により誘起される。このことを反映して、図 9 (a) に示した流れ方向熱流束 $\langle u \rangle \langle \theta \rangle$ は、渦による回転運動が垂直方向成分を持つ渦中心左側と右側でピークをとり、図示した領域のほぼ全体で負



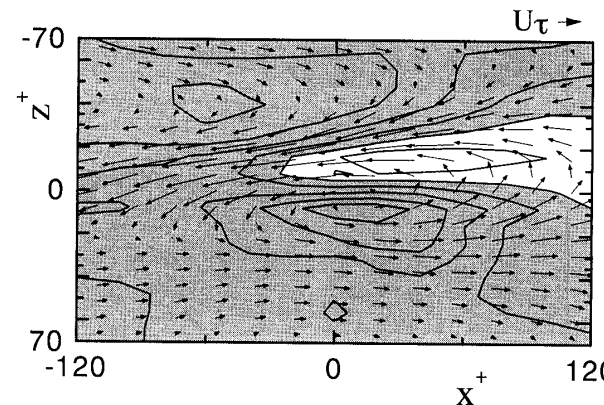
(a) $x=0$, contour levels = (0.55, -1.1, 2.2)



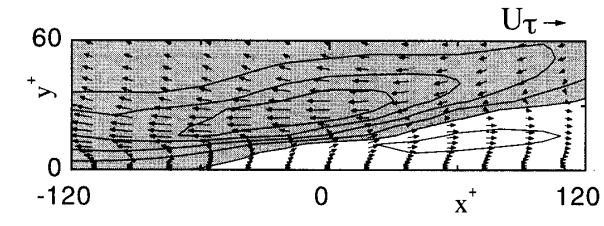
(a) $x=0$, contour levels = (3.0, -3.0, 12)



(b) $y^+=20$, contour levels = (0.55, -1.1, 2.2)

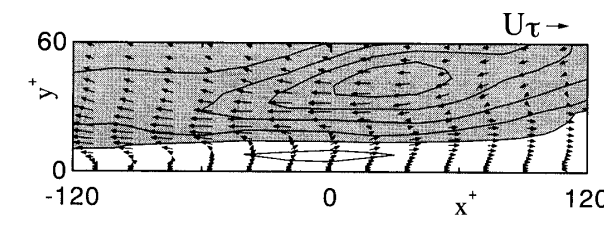


(b) $y^+=20$, contour levels = (2.2, -2.2, 8.8)



(c) $z=0$, contour levels = (0.34, -0.68, 1.4)

Fig. 7 Contours of $\langle\theta^+\rangle$ for SP in UHF.



(c) $z=0$, contour levels = (2.8, -2.8, 11)

Fig. 8 Contours of $\langle\theta^+\rangle$ for SP in STG.

の値を持つ。 $\langle u \rangle \langle \theta \rangle$ の二つのピーク値には大きな非対称性が存在し、吹き上げ側のピーク値は吹き降ろし側のその約2倍となる。

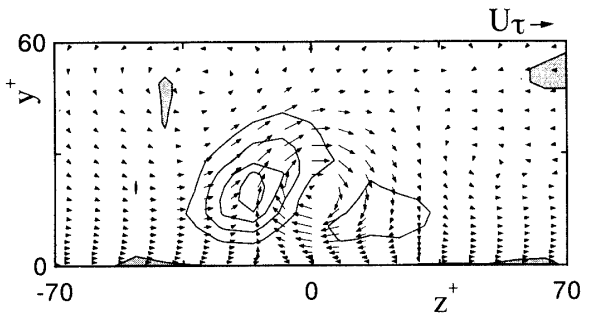
UHF での $\langle v \rangle \langle \theta \rangle$ [図9(b)]とSTG での $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$ [図10(c)]は、平均温度こう配方向の対流熱流束成分に相当する。UHF とSTG における温度分布が大略として90度の位相角を持つ相

似形であったこと、渦が円形流に近い $\langle v \rangle$ と $\langle w \rangle$ にも同様の相似性が存在することから、注目する2成分の分布特性は似たものとなっている。このような分布の類似性が、UHF とSTG における速度と温度の相関係数に見られる相似性⁽⁶⁾の背景にあると考えられる。

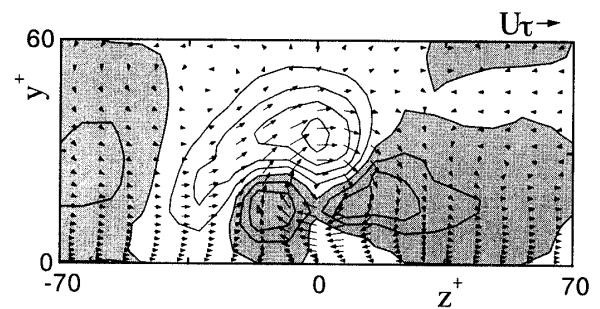
実効的な熱輸送をもたらさない対流熱流束成分(UHF での $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$, STG での $\langle u \rangle \langle \theta \rangle$ と $\langle v \rangle \langle \theta \rangle$)について概略を述べておく。図10(a)を見ると、STG での $\langle u \rangle \langle \theta \rangle$ の大きさは同じ場合の平均温度こう配方向の熱流束成分 $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$ のそれに匹敵する。また、このことは、実効的な熱輸送をもたらさない他の対流熱流束成分(UHF での $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$, STG での $\langle v \rangle \langle \theta \rangle$)についても同様である。したがって、互いに逆方向に回転する縦渦の統計的対称性がくずれる場合には、これらの対流熱流束成分に対応する正味熱輸送が無視できなくなる可能性があると考えられる。UHF での $\langle w \rangle \langle \theta \rangle$ [図9(c)]とSTG での $\langle v \rangle \langle \theta \rangle$ [図10(b)]を対比すると、一方の分布を90度回転することにより両者

Table 2 Production and destruction of turbulent heat flux.

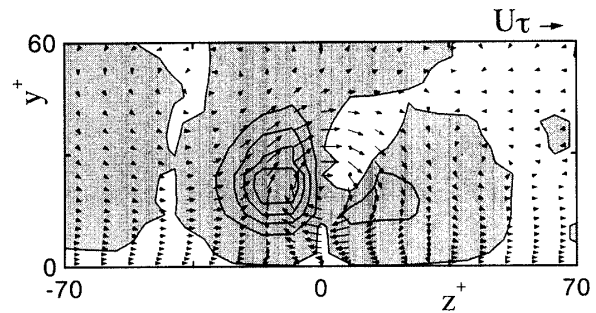
Turbulent heat flux	production	Destruction
$\overline{u\theta} < 0$	$-\overline{uv} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} - \overline{u^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x} - \overline{v\theta} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} < 0$	$\overline{p} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x} > 0$
$\overline{v\theta} > 0$	$-\overline{uv} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x} - \overline{v^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} > 0$	$\overline{p} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} < 0$
$\overline{w\theta} > 0$	$-\overline{w^2} \frac{\partial \overline{T}}{\partial z} > 0$	$\overline{p} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} < 0$



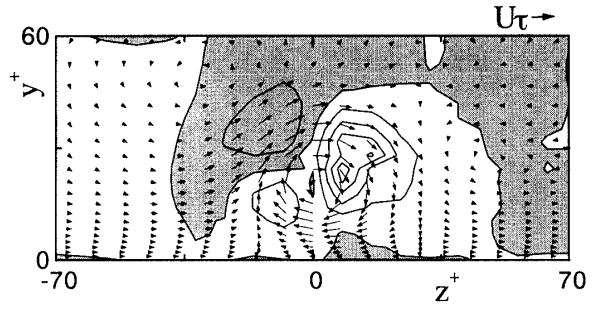
(a) $\langle u^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (1.8, 7.0, 0.0)



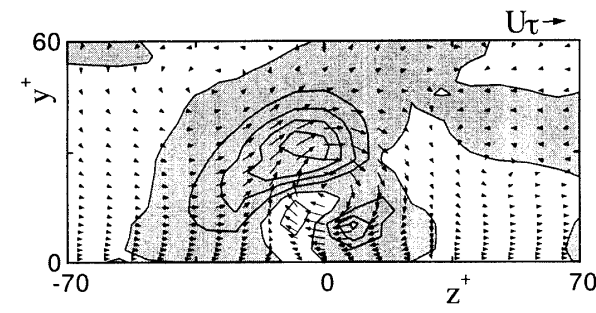
(a) $\langle u^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (3.2, -13, 6.4)



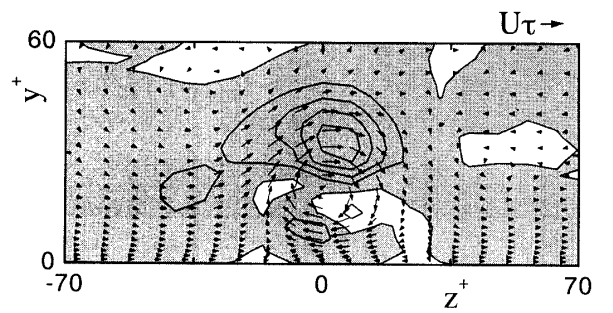
(b) $\langle v^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (0.36, 0.0, 1.4)



(b) $\langle v^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (2.0, -8.0, 2.0)



(c) $\langle w^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (0.44, -0.44, 1.8)



(c) $\langle w^+ \rangle \langle \theta^+ \rangle$, contour levels = (2.6, -2.6, 10)

Fig. 9 Coherent heat flux for SP in UHF at x=0.

Fig. 10 Coherent heat flux for SP in STG at x=0.

の分布がほぼ一致することが確認される。したがって、平均温度こう配方向の熱流束成分と同様に、これら二成分においても UHF-STG 間には相似性が存在する。

5. 4 乱流熱流束の輸送機構 乱流熱流束の輸送において主要な役割を担う生成と消滅（圧力-温度こう配相関）について、それらの具体的な発現機構を検討する。本研究の場合には、乱流熱流束の生成と消滅の定義と符号は表 2 のようである。

以下では、熱輸送に正味の寄与をなす熱流束成分だけに注目する。UHF における流れ方向乱流熱流束 $\overline{u\theta}$ の生成と消滅に対応する量として、条件付きサンプル法により得られる

$$-\langle u \rangle \langle v \rangle \partial \bar{T} / \partial y - \langle v \rangle \langle \theta \rangle d \bar{U} / dy, \langle p \rangle d \langle \theta \rangle / dx \quad \text{for UHF} \quad (3a, 3b)$$

に注目する。図 11 には、これらの $x=0$ における分布を示す。ただし、流れ方向温度こう配による生成 $\langle u \rangle^2 \partial \bar{T} / \partial x$ は他の項に比べて微小であったので、上の第 1 式から除外した。また、同式に含まれる第 1 項と第 2 項の分布を比較したところ、速度場と温度場の相似性から両者はほぼ同じであった。図 11(a) に見るように、熱流束の生成に関与する $\langle u \rangle$ 、 $\langle v \rangle$ 、 $\langle \theta \rangle$ が顕著な値を持つ渦中心左側と右側の二つの領域で、生成は正の比較的大きな値をとる。いっぽう、図 11(b) に見るように、消滅は渦中心部において負の比較的大きな値を持つ。渦中心部における消滅 ($\langle p \rangle \partial \langle \theta \rangle / \partial x > 0$) は、渦の回転運動によって渦内部領

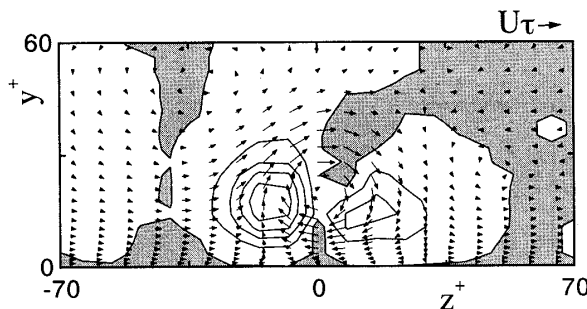
域で圧力が低下すること ($\langle p \rangle < 0$) と、図 7(b), (c) から確認されるように渦が方位角と仰角を持つため渦中心部付近で温度変動こう配が負になること ($\partial \langle \theta \rangle / \partial x < 0$) に基づいている。生成と消滅が別の場所で顕著なことから、熱流束の空間的な輸送が拡散等によって担われることが示唆される。

UHF における壁垂直方向乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ の生成と消滅に当たる

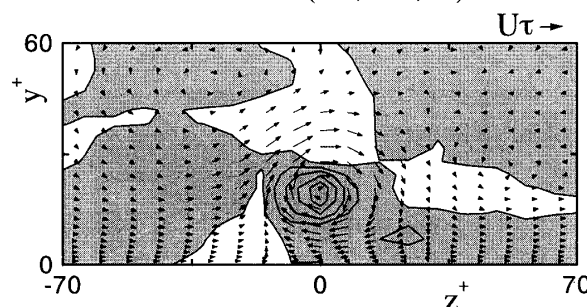
$$-\langle v \rangle^2 \partial \bar{T} / \partial y, \langle p \rangle \partial \langle \theta \rangle / \partial y \quad \text{for UHF} \quad (4a, 4b)$$

の分布を図 12 に示す。ただし、生成の一部に相当する $\langle u \rangle \langle v \rangle \partial \bar{T} / \partial x$ は微小であったので本検討では無視する。生成を表す上の第 1 式はその定義から図示した断面全体で正であり、 $\langle v \rangle$ が比較的大きな渦領域の左右両側で顕著な正のピークを持つ [図 12(a)]。渦中心部では、渦の回転運動による低圧化 ($\langle p \rangle < 0$) と温度変動の逆こう配化 ($\partial \langle \theta \rangle / \partial y > 0$) によって、消滅は顕著な負の値 ($\langle p \rangle \partial \langle \theta \rangle / \partial y < 0$) をとる [図 12(b)]。したがって、生成と消滅が別の場所で顕著であることについては流れ方向熱流束と壁垂直方向熱流束の場合で同様であるが、消滅の機構については両者で異なる。図 12(b) では、壁近傍における $10 < z^+ < 40$ の領域で、消滅が負の比較的大きな値を持つことが認められる。これは、 $\langle \theta \rangle < 0$ の変動を有する下降流の一部が壁面に衝突し、壁面近傍で $\langle p \rangle > 0$ 、 $\partial \langle \theta \rangle / \partial y < 0$ となるためである。

STG におけるスパン方向乱流熱流束の生成と消滅に相当

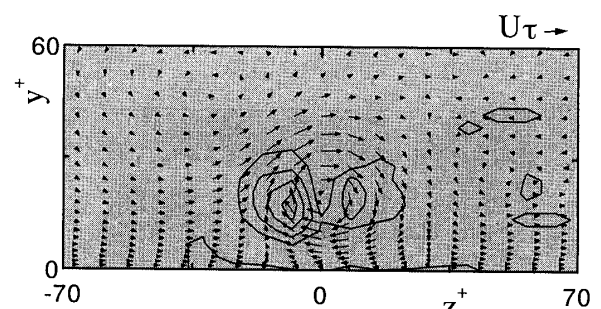


(a) $-\langle u \rangle \langle v \rangle \partial \bar{T} / \partial y - \langle v \rangle \langle \theta \rangle d \bar{U} / dy$,
contour levels = (0.22, -0.72, 0.0)

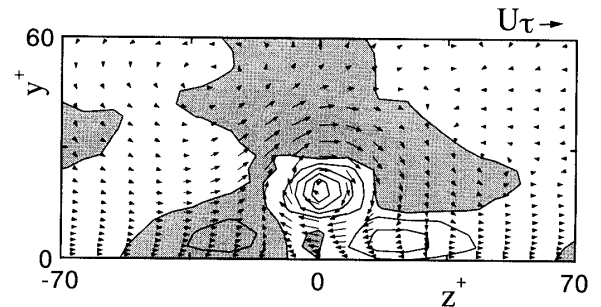


(b) $\langle p \rangle d \langle \theta \rangle / dx$, contour levels = (0.006, 0.0, 0.024)

Fig. 11 Production and destruction of coherent streamwise heat flux for SP in UHF at $x=0$.



(a) $-\langle v \rangle^2 \partial \bar{T} / \partial y$, contour levels = (0.036, 0.036, 0.144)



(b) $\langle p \rangle \partial \langle \theta \rangle / \partial y$, contour levels = (0.044, -0.18, 0.044)

Fig. 12 Production and destruction of coherent wall-normal heat flux for SP in UHF at $x=0$.

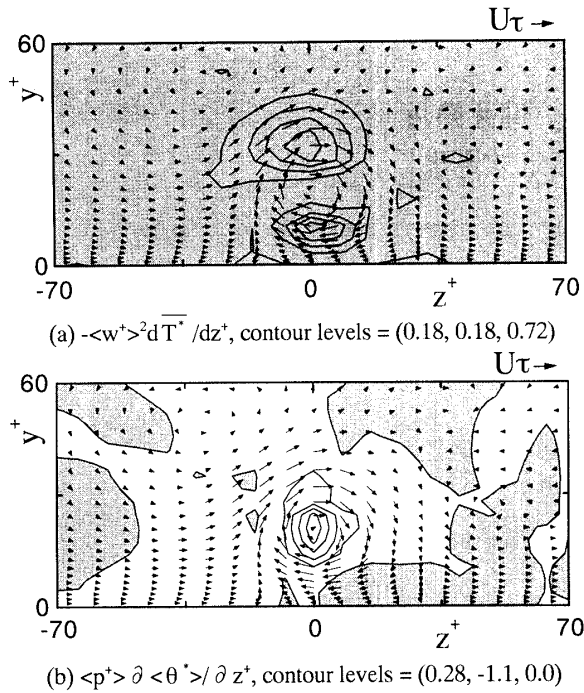


Fig. 13 Production and destruction of coherent spanwise heat flux for SP in STG at $x=0$.

する

$$-\langle w \rangle^2 d\bar{T} / dz, \langle p \rangle d\langle \theta \rangle / dz \text{ for STG} \quad (5a, 5b)$$

の分布を図13に示す。生成は図示した断面全体で正となり、 $\langle w \rangle$ が大きな渦領域上下両側で顕著な正のピークを持つが[図13(a)]、消滅は渦中心部で顕著である[図13(b)]。したがって、生成と消滅がそれぞれ局在化した別の場所で生起することについては、先の2例と同様である。UHFとSTG間に見られた温度場の相似性から推察されるように、この場合の渦中心部での熱流束の消滅は、UHFにおける壁垂直方向熱流束の消滅と同様の機構に基づいており、渦の回転による低圧化と温度変動の逆こう配化によるものである。

6. 結言

壁面を一様に加熱した場合(UHF)とスパン方向に一定温度こう配を与えた場合(STG)のチャンネル乱流に対するDNSの結果から、条件付きサンプル法によって発達した縦渦周囲の速度場と温度場の平均像を抽出し、伝熱の組織構造を検討した。得られた知見をまとめると、次のようである。

(1) 縦渦は2次元的な構造を有する。縦渦内部では圧力変動は負であり、圧力こう配によって流体粒子の回転運動に対する向心力が生み出される。

(2) UHFとSTGの両方で、渦周囲における温度分布は速度分布と同様に2次元である。温度変動は、UHFでは渦運動が壁垂直方向速度成分を有する渦中心部の左側と右側で大きく、STGではスパン方向速度が顕著となる渦中心部の上側と下側で大きい。渦の回転運動による対流輸

送効果によって、UHFとSTGのいずれの場合にも平均温度こう配と同じ方向の温度変動こう配は逆の符号をとる。このように、UHFとSTGにおける温度分布は周方向に約90度の位相差を持つが、互いにほぼ相似である。このような相似の関係は、UHFとSTGにおいて互いに直交する y, z 方向対流熱流束の2成分間にも存在する。

(3) UHFにおける乱流熱流束の流れ方向と壁垂直方向成分、STGにおけるそのスパン方向成分の生成と消滅(圧力-温度こう配相関)が顕著な領域は、空間的に偏在する。すなわち、生成は渦外縁部で顕著であり、消滅は渦中心部で顕著である。

(4) 壁垂直方向とスパン方向の乱流熱流束の渦中心部における消滅は、いずれも渦の回転運動による低圧化と温度変動の逆こう配化に基因する。

本研究の初期の段階において、元新潟大学教授・前川博先生から丁寧なご指導をいただいた。記して感謝の意を表す。

文献

- (1) Black, A. W. and Sparrow, E. M., *Trans ASME, J. Heat Transf.*, 89(1967), 258-268.
- (2) Quarmby, A. and Quirk, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15(1972), 2309-2327.
- (3) Maekawa, H., Kawada, Y., Kobayashi, M. and Yamaguchi, H., *Int. J. Heat Mass Transf.* 34-8(1991), 1991-1998.
- (4) 河田剛毅・前川博・小林睦夫・斉藤北, 日本機械学会論文集B編, 57-540(1991), 2812-2817.
- (5) 小林睦夫・松原幸治・大木聡・前川博, 日本機械学会論文集B編, 64-625(1998), 2971-2976.
- (6) 松原幸治・小林睦夫・前川博・鈴木健二郎, 日本機械学会論文集B編, 64-619(1998), 856-863.
- (7) Matsubara, K., Kobayashi, M., Maekawa, H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 41(1998), 3627-3634.
- (8) Smith, R. C. and Metzler, S. P., *J. Fluid Mech.*, 129(1983), 27-54.
- (9) Bröoke, W. and Hanratty, T. J., *Phys. Fluids*, A5-4(1993), 1011-1022.
- (10) 三宅裕・宇城竜介・森川健志, 日本機械学会論文集B編, 61-584(1995), 1272-1278.
- (11) Kasagi, N., Sumitani, Y., Suzuki, Y. and Iida, O., *Int. J. Heat Fluid Flow*, 16-1(1995), 2-10.
- (12) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, 332(1997), 185-214.
- (13) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 114(1992), 598-606.
- (14) Lele, S. K., *J. Comp. Phys.*, 103(1992), 16-42.