

寸法と強度が周期的変化をもつ縦渦対による壁面噴流の操縦*

望月信介^{*1}, 山田誠治^{*2}, 亀田孝嗣^{*1}

Flow Management of a Plane Turbulent Wall Jet by a Streamwise Vortex Pair with Periodic Variation in Strength and Radius

Shinsuke MOCHIZUKI^{*1}, Seiji YAMADA and Takatsugu KAMEDA^{*1}Graduate School of Science and Engineering, Yamaguchi University
2-16-1 Tokiwadai, Ube 755-8611, Japan

Flow management of a plane turbulent wall jet has been studied experimentally by utilizing a streamwise vortex pair with periodic variation in strength and radius. The magnitudes of the streamwise vorticity and secondary current induced by the vortex pair are weakened by the periodic variation. The integrated streamwise momentum flux is increased by the introduction of the streamwise vortex pair which consists of two counter-rotating longitudinal vortices into the shear layer. Despite the weakening of the vorticity and secondary current caused by the periodic variation, the increasing increment rate of the momentum flux is slightly increased due to the periodic variation. In an analysis with triple velocity decomposition and phase averaging, it is evident that the periodic fluctuating velocity component contributes significantly to the production of the Reynolds shear stress.

Key Words : Flow Control, Turbulent Flow, Wall Jet, Streamwise Vortex

1. 緒 言

壁面噴流は、外層における極めて高い拡散能力によって特徴づけられる壁面乱流の一つである⁽¹⁾。加熱面の膜冷却や紙などの乾燥工程において、壁面噴流の高い拡散能力はより効率的成果をもたらすことが期待できる。一方で、渦発生器などを利用することで乱流の適切な制御・操縦を実現すれば、この拡散能力の促進および抑制が可能となり、より広範な応用が期待される。

渦発生器は乱流境界層における運動量輸送の促進のために広く一般的に利用されている。渦発生器から生成された縦渦は一様流中の高運動量流体の境界層内へのエンタレインメントを促進し、はく離の遅延をもたらすと解釈されている^(2, 3)。著者らは、エンタレインメントにより高運動量流体が外部の一様流へと拡散していく壁面噴流に定常縦渦を導入し、その役割を実験的に調査した⁽⁴⁾。それにより、内層に導入された定常縦渦はエンタレインメントを促進し、流れ方向運動量流束の壁近くへの輸送に寄与することが明らかとなった。

一般的に、乱流渦塊は様々な寸法を有し、エネルギー散逸過程において近傍の渦塊との相互作用によりエネルギー伝達を行うと解釈されている⁽⁵⁾。渦塊の相互作用の乱流中における観察は困難であるが、ヘアピン渦に代表される整構造に基づき乱れ生成および散逸機構がモデル化されている⁽⁶⁾。Perry らはΛ型渦糸によるヒエラルキー構造を仮定し、誘導速度の積分により対数速度分布を導いた⁽⁷⁾。渦塊寸法の壁面に垂直方向における連続的变化は渦伸張として解釈され、レイノルズせん断応力生成に寄与する⁽⁶⁾。したがって、導入する縦渦の寸法と強度を変更することにより、運動量輸送におけるより効果的制御・操縦が可能になるものと期待できる。

本研究において、寸法と強度の周期的変動をとまなう縦渦対を自己保存条件下の壁面噴流に導入した。平均速度およびレイノルズ応力の計測に基づき、壁面噴流の制御・操縦に対する有効性を調査した。また、周期的変動

* 原稿受付 2011 年 4 月 4 日, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 4, No. 2 (2009), pp.313-323
(原稿受付 2008 年 12 月 3 日)

^{*1} 正員, 山口大学大学院理工学研究科 (〒755-8611 山口県宇部市常盤台 2-16-1)

^{*2} 正員, 山口県産業技術センター

E-mail: shinsuke@yamaguchi-u.ac.jp



成分の寄与を明らかにするため、位相平均操作と速度の3成分分解に基づく解析を実施した。

2. 使用記号

AR	噴流ノズルのアスペクト比, ノズル幅/ノズル高さ
b_m	壁面噴流の内層厚さ, m or mm
b_2	半値幅, m or mm
f	翼の振動周波数, $=1/T$, Hz or 1/s
h	渦発生器の最大高さ, m or mm
M	流れ方向運動量流束の横断面内積分値
R_{zi}	渦半径, m or mm
S_l	ノズル高さ, m or mm
T	翼の振動周期, $=1/f$ or s
U	流れ方向平均速度, m/s
U_e	外部一様流速度, m/s
U_m	最大速度, m/s
U_0	超過速度, $= U_m - U_e$, m/s
u	流れ方向変動速度, m/s
V	壁面に垂直方向平均速度, m/s
v	壁面に垂直方向変動速度, m/s
W	スパン方向平均速度, m/s
w	スパン方向変動速度, m/s
x	渦発生器の後端から測った流れ方向距離, m or mm
x_0	噴流出口から測った流れ方向距離, m or mm
y	壁面から垂直方向距離, m or mm
z	平板中央からスパン方向距離, m or mm
Ω_x	流れ方向平均渦度, $= \partial W / \partial y - \partial V / \partial z$, 1/s

3. 実験装置および方法

3-1 実験装置および条件

実験は長さ 2000mm×幅 600mm×高さ 400mm の低乱風洞において実施された。流れ場の概要、使用記号およ

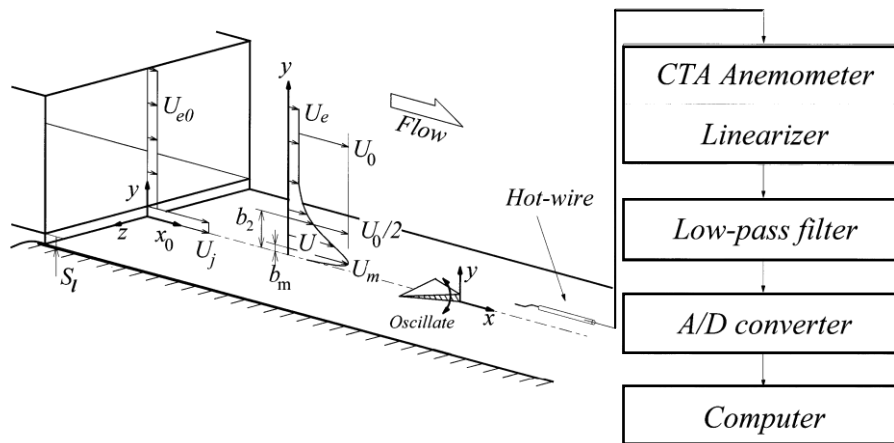


Fig.1 Schematic of flow field, nomenclature, and coordinate system.

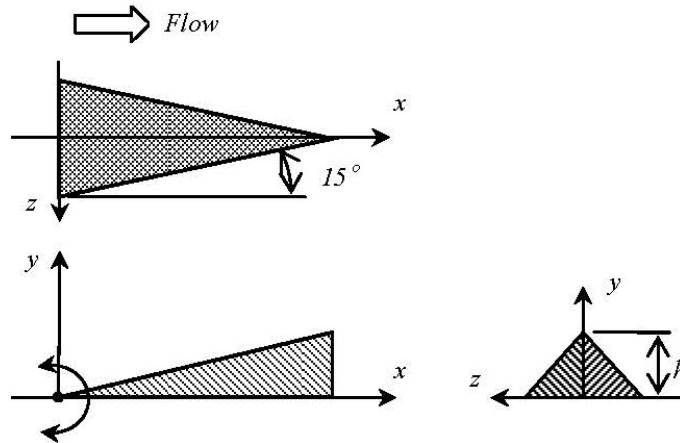


Fig.2 Vortex generator.

び座標系を図1に示す。噴流は幅600mm×高さ10mmのノズル（アスペクト比はAR=60）から壁面に沿って流出し、その上方には一様流がある。天井板高さの調整により、一様流流速は壁面噴流が自己保存の条件⁽⁸⁾を満足するように設定されている。本実験条件において、ノズル出口からその高さの54倍下流以降において自己保存条件を満足する壁面噴流が形成されることを確認した。速度比 $U_m/U_e = 4$ の一定を保ち、流れ場は平均速度勾配のゼロとなる高さがレイノルズせん断応力のゼロとなる高さの上方に位置する Stronger Wall Jet である。

渦発生器は図2に示すように測定平板に設置された。この渦発生器は中央が吹き上げの common-flow up の縦渦対を生成することを水槽における可視化観察により確認している。ここで、渦発生器の最大高さ h は設置位置における内層高さ b_m に等しく設定した。周期的変動を付加する条件において、渦発生器高さに余弦関数で近似される変化を与えた。そのとき、渦発生器高さを $0 \sim b_m$ の範囲で変化させ、周波数は $f=1/T=2\text{Hz}$ 一定とした。実験は噴流出口高さに基づくレイノルズ数 $Re_j = U_j S_l / \nu = 1.2 \times 10^4$ 一定で行われ、測定部入り口における外部一様流速度 $U_{e0}=2.95\text{m/s}$ であった。

3.2 実験方法

変動速度の計測は定温度型熱線流速計と X 型熱線プローブを用いて行われた。熱線センサーには受感部長さ0.62mmで直径 $3.1\mu\text{m}$ のタングステン線を採用した。熱線流速計からの信号はローパスフィルターを介してパーソナルコンピュータに記録され、統計処理がなされた。変動速度の信号は取り込み周波数10kHzでAD変換され、40秒間記録された。後述の位相平均処理に対しては、120周期（60秒間）における速度信号が使用された。

レイノルズせん断応力に対する周期的変動成分の寄与を明らかにするため、速度の3成分分解と位相平均⁽⁹⁾が導入された。通常の時間平均は下式(1)に定義される。

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) \equiv \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta T} \int_0^{\Delta T} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dt \quad (1)$$

位相平均と速度の3成分分解は下式(2)および(3)に定義される。

$$\langle \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle_T \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t + kT) \quad (2)$$

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \rangle_T + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \tilde{\mathbf{U}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

周期変動成分の運動量輸送に対する寄与を、3成分分解と位相平均により導かれた運動方程式⁽¹⁰⁾に基づいて議論する。

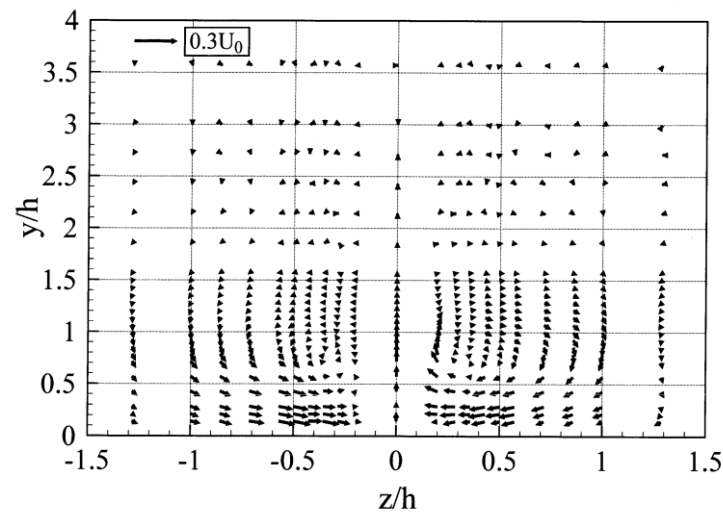
4. 結果および考察

4.1 縦渦の挙動

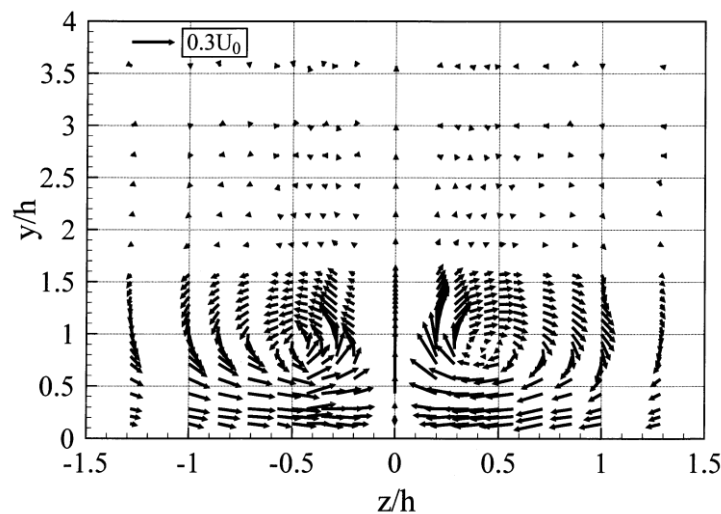
二次流れ速度および流れ方向渦度の分布から導入した縦渦対に対する周期的変動の影響を調査する。図3および4は $x/h=3$ の横断面内における二次流れ速度ベクトルおよび流れ方向渦度の等値線図を示す。以後、静止した渦発生器による結果を Case S, 周期的変動を加えた渦発生器による結果を Case P と呼ぶ。

二次流れ速度ベクトル線図および流れ方向渦度等値線図において、中央が吹き上げの縦渦対が誘起されていることが両条件において確認できる。両条件を比較すると、二次流れ速度ベクトルおよび流れ方向平均渦度の大きさは Case P において小さい。最大渦度の大きさの減少については、渦発生器高さの時間平均値がその最大値のおよそ $2/3$ であることが主たる要因の一つと考えられる。

生成した縦渦対の下流方向への発達について、最大渦度の減衰 (図5) および渦半径の成長 (図6) を調べてみる。渦半径の定義は、縦渦対のそれぞれの渦について、最大渦度をとる位置から最大渦度の半分の値をとる位置までの距離の横断面内における平均値とした。また、対を形成する2つの縦渦から得られた渦半径の平均を図6中に示した。縦渦導入直後の $x/h=3$ において、Case S における流れ方向渦度の最大値は Case P の値の約3倍である。渦度の最大値は下流方向に急激な減衰を示し、 $x/h=20$ において $x/h=3$ の値の $1/10$ 以下になる。その減衰の程



(a) Case P



(b) Case S

Fig.3 Velocity vector plot of secondary current in the cross streamwise plane at $x/h=3$

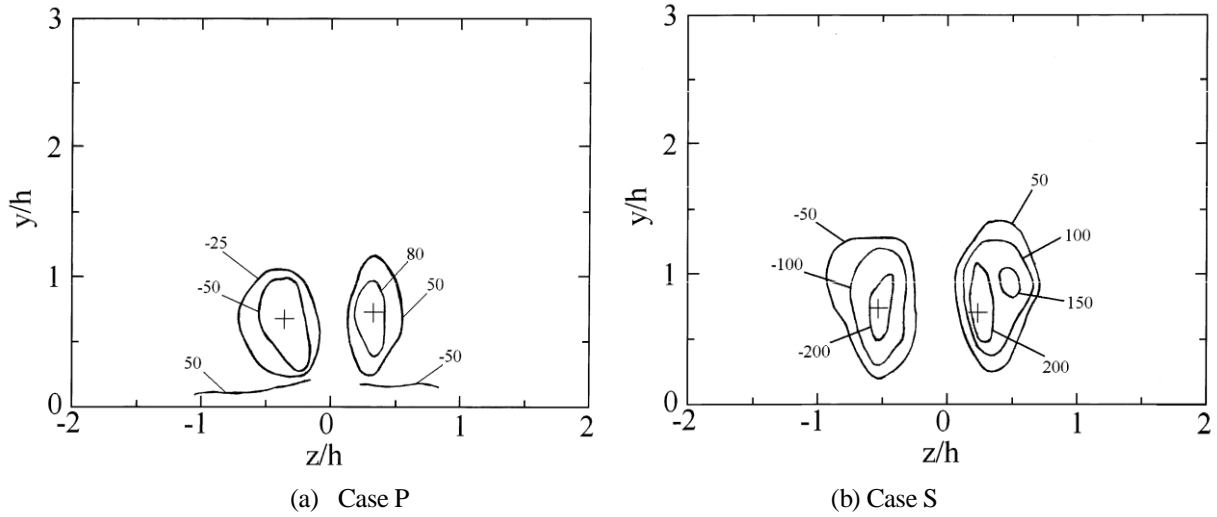


Fig.4 Contour map of the streamwise vorticity in the cross streamwise plane at $x/h=3$.

The numerical value denotes $\Omega_x U_0$ [1/m].

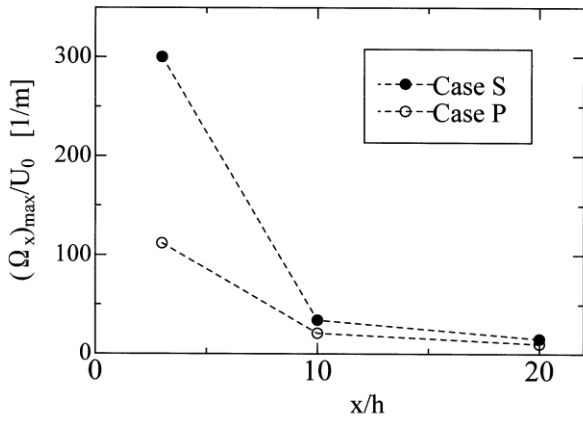


Fig5 Decay of the maximum streamwise vorticity.

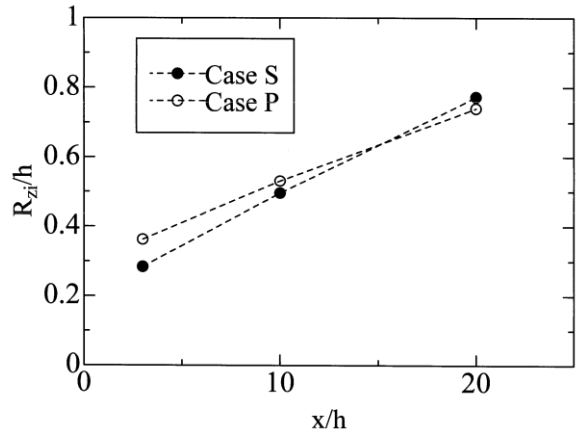


Fig.6 Development of vortex radius.

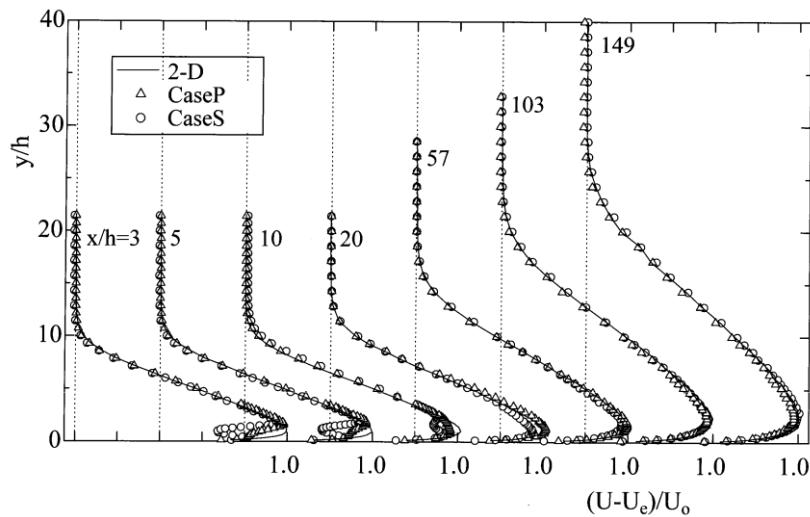


Fig.7 Deformation and relaxation of the mean velocity profile along the centerline.

度は Case S において大きい。渦半径は条件によらず下流に向けて成長するものの、成長割合の条件による差異は小さい。

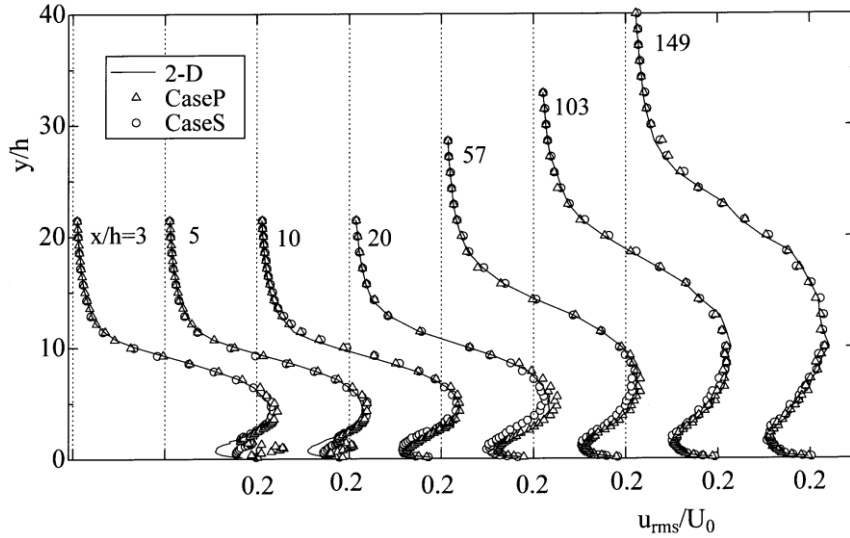


Fig.8 Deformation and relaxation of the streamwise turbulent intensity profile along the centerline.

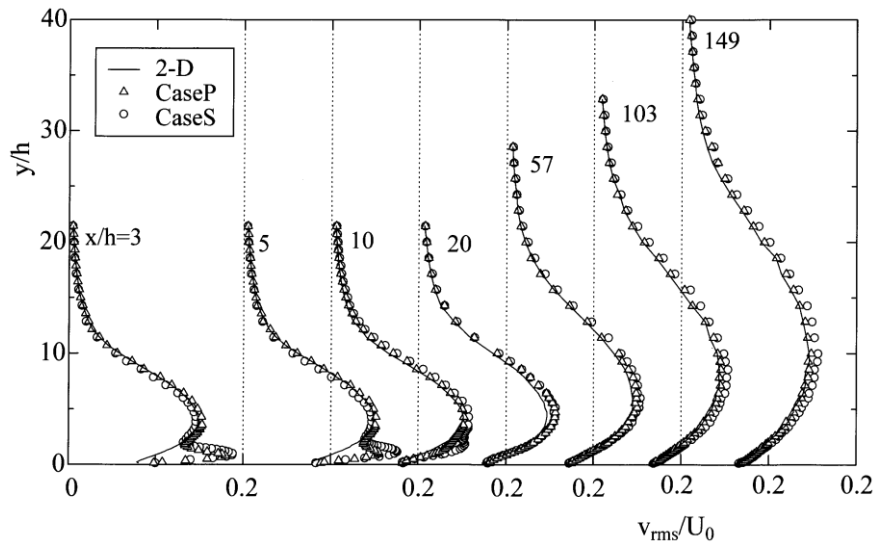


Fig.9 Deformation and relaxation of the transverse turbulent intensity profile along the centerline.

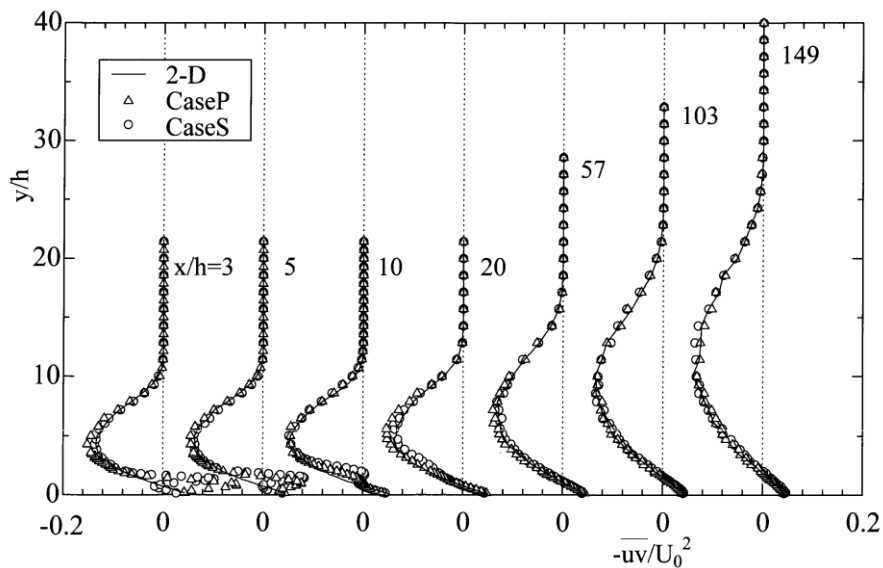


Fig.10 Deformation and relaxation of the Reynolds Shear stress profile along the centerline.

4.2 平均流場の変形および回復過程

平均速度およびレイノルズ応力分布の縦渦対との相互作用による変形および回復過程を、スパン方向中央断面について詳細に調査してみる。図7は両条件について、 $x/h=3\sim 149$ の7つの中央断面における平均速度分布を非攪乱の二次元流のものと比較している。図7中には、平均速度から外部一様流速度を差し引き、超過速度で除した値を y/h に対して示す。渦対導入直後の $x/h=3$ において、平均速度分布は $y/h=1$ 付近に局所的な速度欠損を有し、その傾向は条件によらず観察される。その速度欠損は下流に向けて減衰し、最下流位置の $x/h=149$ において非攪乱流に回復しているように見える。ここで、後述の流れ方向運動量流束の増加に関して、 $x/h=10$ の外層にみられる増速に注目する必要がある。この増速の程度は小さいものの、外層の比較的広い範囲で観察されるため、流れ方向運動量流束積分値への寄与が大きい。詳細は図11に関連して述べることにする。

流れ方向および壁面に垂直方向の乱れ強さ分布の変形および回復過程を図8および9に示す。渦対導入直後の流れ方向位置において、流れ方向乱れ強さ分布は $y/h=1$ 付近に局所的なピークを持つ。この傾向はCase PおよびCase Sの両条件において確認されるが、極大値の大きさはCase Pにおいてかなり大きい。 $y/h=1$ 付近における乱れ強さの局所的な増加は壁面に垂直方向成分においても観察される。最大値の大きさはCase Sにおいて若干大きいものの、条件による差異は流れ方向成分に比較して小さい。変形を受けた乱れ強さ分布は下流に向けて回復していくものの、 v_{rms} 分布については最下流位置の $x/h=149$ においても分布は非攪乱流のものに回復していない。また、回復の速さは流れ方向成分に比べて壁面に垂直方向成分において若干遅いようである。

スパン方向中央断面におけるレイノルズせん断応力分布の変形と回復過程を図10に示す。レイノルズせん断応力分布も渦対導入直後の $x/h=3$ の $y/h=1$ 付近に局所的なピーク値を持ち、その大きさはCase Pにおいて大きい。このピーク値は下流に向けて急激に減衰し、 $x/h=20$ においては確認できない。ここで流れ方向運動量流束の分布に関し、外層におけるレイノルズせん断応力の絶対値の増加に注目する必要がある。外層におけるレイノルズせん断応力は負であり、エントレインメントに寄与するものである。レイノルズせん断応力分布は下流に向けて回復し、Case Pにおける回復はCase Sに比べて若干速い。

流れ場の制御・操縦の観点から縦渦対導入の効果を明らかにするため、2つの積分量を評価した。縦渦対とせん断流との相互作用により運動量輸送およびエントレインメント促進が期待される。下式(4)に定義される流れ方向運動量流束の横断面内における積分値を調べてみる。

$$M = \int_0^{b_\infty} \int_{z_1}^{z_2} \rho U^2 dy dz \quad (4)$$

ここで、スパン方向積分範囲 z_1 および z_2 は平均速度分布が非攪乱のものに一致する位置($z_1 = 210\text{mm} = 30h, z_2 = -210\text{mm} = -30h$)とした。また、外端 b_∞ は乱れエネルギーの大きさがその断面内の最大値の0.5%とな

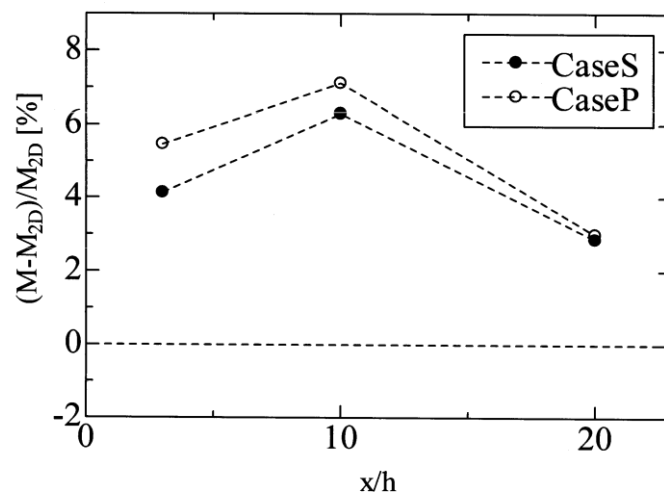


Fig.11 Increment rate of the integrated streamwise momentum flux in the cross streamwise plane.

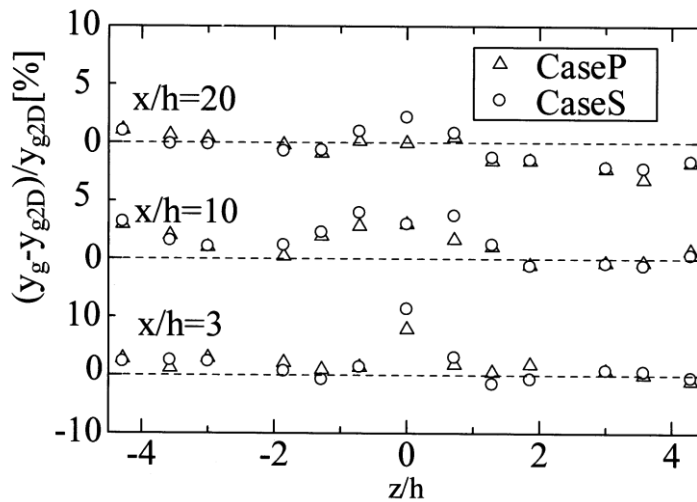


Fig.12 Spanwise distribution of deviation of centroid in the mean velocity profile from two-dimensional flow.

る位置とした。図 11 はその積分値の非攪乱流に対する増加割合を示す。なお、この積分値の不確かさは $x/h=3$ において最大で、攪乱導入流で 2.5%、非攪乱流で 1.8%であった。条件によらず、縦渦対導入により壁面噴流の持つ流れ方向運動量流束は増加し、その増加割合は Case P において若干大きい。図示していないが、運動量流束の積分範囲と同じ横断面内における流量の積分値も増加している。したがって、渦発生器の抗力による運動量欠損があるものの、縦渦対導入によるエンタインメント促進により流れ方向運動量流束の増加がなされたことが確認できる。Case P においては、二次流れ速度ベクトルおよび流れ方向平均渦度の大きさが比較的小さいものの、運動量流束の積分値における増加割合は若干大きい。

流れ場の制御・操縦に対する 2 つ目の積分量は、下式 (5) で定義される流れ方向平均速度分布の図心高さである。

$$y_g = \frac{\int_0^{b_\infty} U y \, dy}{\int_0^{b_\infty} U \, dy} \quad (5)$$

流れ方向運動量流束が壁面近くに分布することは、はく離抑制、熱および運動量輸送の促進に対してより有効であると期待される。図 12 は図心高さのスパン方向分布とその下流方向への変化を示す。縦軸は非攪乱の 2 次元流に対する図心高さの変化率とした。スパン方向中央の $z/h=0$ 付近において図心高さの変化率は正となっており、縦渦対中央の吹き上げにより運動量流束が壁から上方に輸送されたことがわかる。この正の値の絶対値は Case P において若干小さいものの、図心高さの変化に対する縦渦対導入条件に関する明確な差異は見られない。

4.3 速度の 3 成分分解を用いた乱流の解析

本節では Case P において、二次流れ速度および流れ方向平均渦度が小さいにもかかわらず運動量流束積分値の増加率が保持された結果について、速度の 3 成分分解を用いて調査する。本流れ場における変動速度は、通常の時間平均、周期的変動および不規則成分の 3 つに分解することができる。周期変動成分は渦発生器高さの周期的な変化に同期させた位相平均操作により抽出可能であり、最も強い二次流れが観察される $y/h=0.71$ における結果を図 13 に示す。ここで、時刻 $t/T=0$ および 0.5 はそれぞれ渦発生器高さが 0 および h に該当する。流れ方向および壁面に垂直方向速度成分はそれぞれ逆符号を持つ。この内層高さにおいて、吹き上げ ($\bar{V}>0$) のとき低速流体の上昇による減速 ($\bar{U}>0$)、吹き下ろし ($\bar{V}<0$) のとき高速流体の下降による増速 ($\bar{U}>0$) が生じるためと解釈される。位相平均操作および速度の 3 成分分解により導かれた時間平均速度 U に関する運動方程式は下式 (6) となる。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{U^2} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{UV} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{UW} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'} \right) \quad (6)$$

ここで、縦渦対による直接的影響を考察するため、壁近傍で重要となる粘性項を無視した。スパン方向中央断面については左右対称性により、 $-\overline{UV}$ および $-\overline{u'v'}$ が運動量輸送に寄与する項となる。これらの2成分を調べることで中央断面における運動量輸送および速度分布への影響について調べてみる。図14は $-\overline{UV}$ および $-\overline{u'v'}$ 分布を非攪乱流のレイノルズせん断応力分布と比較して示す。ここで $-\overline{UV}$ と $-\overline{u'v'}$ の和はレイノルズ分割と通常の時間平均におけるレイノルズせん断応力となることに注意したい。周期的変動成分 $-\overline{UV}$ および不規則成分 $-\overline{u'v'}$ の両者は正の値を持ち、流れ方向運動量の壁面方向への輸送をなすものと解釈される。Case Pにおいて、周期変動成分による輸送を表す $-\overline{UV}$ は $y/h=1$ 付近でピーク値を持つ。また、不規則成分による $-\overline{u'v'}$ も非攪乱流の分布と比較して正側に増加している。縦渦対の強度および寸法に周期的変動を付加することにより、二次流れ速度の周期的変動の直接的寄与による運動量輸送促進に加え、乱れ生成機構を通じた不規則な乱れによる輸送促進が

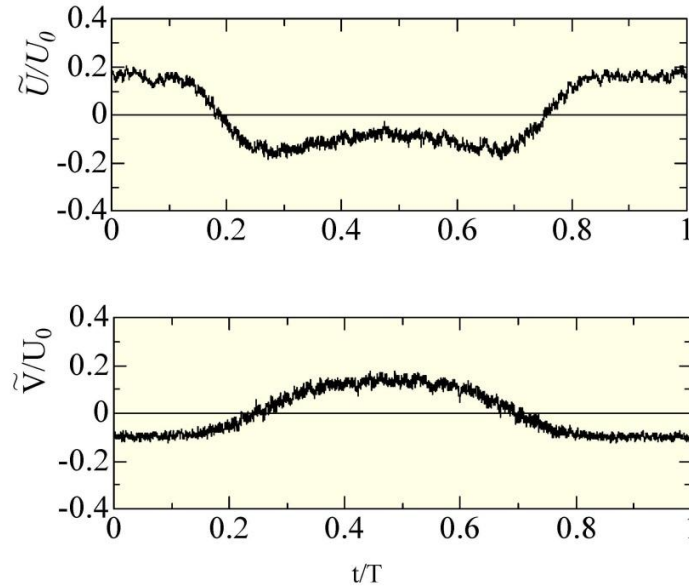


Fig.13 Periodic fluctuating velocity components obtained by phase averaging at $x/h=3$ and $y/h=0.71$ along the centerline

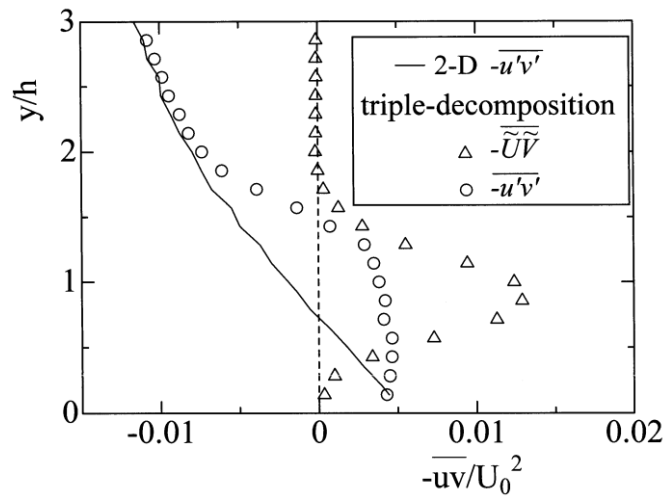


Fig.14 Contribution of the periodic and random velocity components on the Reynolds shear stress.

図られていることが確認される。

5. 結 言

- (1) 縦渦対導入にともなう二次流れ速度および流れ方向平均渦度の大きさは、周期的変動の付加により減少する。縦渦対導入直後の $x/h=3$ における最大平均渦度の大きさはおよそ 1/3 になる。
- (2) 流れ方向運動量流束の横断面内における積分値は縦渦対導入により増加する。周期的変動の付加は二次流れ速度および流れ方向平均渦度の大きさを減少させるが、運動量流束の積分値における増加率を若干増加させる。
- (3) 位相平均操作と速度の 3 成分分解による解析に基づき、周期的変動速度成分による運動量輸送に対する寄与の増加が明らかになった。

謝 辞

本研究の立案とまとめにあたり大坂英雄（山口大学名誉教授）に極めて貴重なご助言をいただいた。また、実験遂行にあたり相原健治君（三井造船株式会社）および原口雄太郎君（竹中工務店）に多大な協力をいただいた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Laufer, B.E. and Rodi, W., The turbulent wall jet – measurements and modeling, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15, (1983), 429-459.
- (2) Schubauer, G.B. and Spangenberg, W.G., Forced mixing in boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.8, (1960), pp.10-32.
- (3) Bushnell, D.M., Longitudinal vortex control – techniques and applications, *Aeronautical Journal*, (1992), pp.293-312.
- (4) Mochizuki, S. and Osaka, H., Measurement of a stronger wall jet by an embedded streamwise vortex (Reynolds stress distributions and evolution of the vorticity transport equation), *JSME International Journal*, Vol.42, No.1, (1999), pp.1-8.
- (5) Tennekes, H. and Lumley, J.L., *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, (1972).
- (6) Cantwell, B. J., Organized motion in turbulent flow, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.13, (1981), pp.457-515.
- (7) Perry, A.E. and Chong, M.S., On the mechanisms of wall turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.119, (1982), pp.173-217.
- (8) Irwin, H.P.A.H., Measurements in self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.61, No.1, (1973), pp.33-63.
- (9) Mochizuki, S., Yamada, S., and Osaka, H., Reynolds stress field in a turbulent wall jet induced by a streamwise vortex with periodic perturbation, *Experiments in Fluids*, Vol.40, (2006), pp.372-383.
- (10) Reynolds, W.C. and Hussain, A.K.M.F., The mechanisms of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.54, No.2, (1972), pp.263-288.