縦渦対による壁面噴流の操縦*
(渦度輸送方程式における生成項)望月 信介^{*1}, 大坂 英雄^{*1}Management of a Stronger Wall Jet by a Pair of Streamwise Vortex
(Production Terms in the Vorticity Transport Equations)Shinsuke MOCHIZUKI^{*2} and Hideo OSAKA^{*2} Yamaguchi Univ. Dept. of Mechanical Engineering 2-16-1 Tokiwadai, Ube, Yamaguchi, 755-8611 Japan

Evolution and interaction processes of the three mean vorticity components were investigated experimentally by evaluating production terms in the vorticity transport equations. The measurement was made in a stronger wall jet managed by two kinds of streamwise vortex pair, namely, common-flow up and common-flow down. It is discussed that contribution of the production terms on the evolution of the mean vorticity and differences in the results between the two kinds of vortex pair. The production term expressed by product of mean vorticity and velocity gradient can be understood as the reorientation between the spanwise and vertical vorticity components under existence of the streamwise vorticity. The reorientation mechanism produces negative mean velocity gradient $\partial U/\partial y$ intensifying the large-scale eddies in the outer layer of stronger wall jet. Magnitude of the produced negative mean velocity gradient $\partial U/\partial y$ is larger in common-flow up case in which the streamwise vortex holds relatively round shape, that is, smaller ratio of spanwise radius and vertical one.

Key Words: Stronger Wall Jet, Streamwise Vortex, Flow Management, Vorticity Transport Equations, Reorientation

1. 緒 言

著者らは、縦渦対を導入した自己保存条件下の Stronger Wall Jet においてレイノルズ応力テンソル成分すべてを計測し、流れ場の三次元化に伴う変化を明らかにした⁽¹⁾。その結果、本三次元流場においても(乱れ生成機構に関連した)流れ場の構造を支配するのはレイノルズせん断応力($-\overline{uv} < 0$)の増加と、速度こう配($\partial U/\partial y < 0$)の増加によることを報告した。従来、二次流れが存在する流れ場における速度こう配 $\partial U/\partial y$ の変化は、二次流れによる運動量輸送に基づいて解釈されることが多い⁽²⁾。

Cutler-Bradshaw⁽³⁾ および Pauley ら⁽⁴⁾ は縦渦半径が境界層厚さに比べ十分大きい場合について、 $\partial U/\partial y$ に及ぼす付加ひずみ $\partial W/\partial z$ の伸張作用に基づく影響を明らかにしている。しかし、縦渦半径が境界層厚さと同程度の干渉過程においては $\partial V/\partial z$ と $\partial W/\partial y$ が直接的に重要となるが、その評価例は極めて少ない。また、速度こう配 $\partial U/\partial y$ の輸送方程式を利用した考察において、 $\partial W/\partial y \cdot \partial U/\partial z$ 等の生成項の役割が指摘さ

れている⁽⁵⁾。しかし、その方程式は一般的に評価が難しい物理量を含むため、解析が困難となっている。

一方、境界層近似が成立する流れ場において、渦度 Ω_z の輸送方程式に基づく考察が速度こう配 $\partial U/\partial y$ の生成機構に重要な知見を与える。この考えに沿って、縦渦と境界層との干渉過程における生成項の役割を指摘した研究はいくつかみられる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。しかし、実験データに基づき定量的評価を実施した例は著者らの報告⁽⁸⁾⁽⁹⁾のみである。さらに興味あることは、渦度輸送方程式中には、他方向渦度成分と速度こう配との積からなる生成項を含むため、渦度成分間の変換機構が存在することである。その成分間の変換機構(渦軸の変換機構⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾)を考察するには、3成分すべての輸送方程式について調査することが望まれる。

そこで、本報告では Common-flow up(以下、Up と呼ぶ)と Common-flow down(以下、Down と呼ぶ)の2形態の縦渦対を導入した Stronger Wall Jet について、平均渦度の3成分に関する輸送方程式における生成項を評価する。その評価に基づき、渦度収支に主要な役割を果たす生成項、渦軸の変換機構に及ぼす Up と Down との差異について明らかにする。

* 原稿受付 2000年3月16日。

^{*1} 正員, 山口大学工学部 (〒755-8611 宇部市常盤台 2-16-1)。

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

2. 実験装置および方法

流れ場の概要、使用記号および座標系を図1に示す。壁面噴流は高さ $S_t = 10$ mm、幅 400 mm (アスペクト比 40) のノズルから流出し、一様流は上方の 400×400 mm² の風洞絞り部出口から流出する。壁面噴流と一様流とは厚さ 1 mm のステンレス製境界板により仕切られている。噴流出口速度 U_j とノズル高さ S_t に基づき定義されたレイノルズ数は $Re_j = U_j S_t / \nu = 1.2 \times 10^4$ 一定とした。速度比 $U_m / U_e = 4$ 一定とし、非かく乱流の $x_0 / S_t = 57 \sim 169$ において自己保存条件の Stronger Wall Jet が成立することを確認した⁽¹²⁾。この範囲においてレイノルズせん断応力項も含めた運動量積分方程式の両辺における不釣合いの割合は最大 12% であり、非かく乱流における二次元性は良好である⁽¹³⁾。

渦発生器には高さ $h = 7$ mm、弦長 $C = 50$ mm のハーフデルタ翼対を用いた。翼高さ h は縦渦対導入位置における内層高さ b_m に等しい。ハーフデルタ翼対は、翼後端が自己保存条件の成立する $x_0 / S_t = 62$ に設置された。迎え角は、Up および Down の場合についてそれぞれ $\alpha = -15^\circ$ および $+15^\circ$ とした。スパン方向間隔は生成した縦渦中心間隔が $4b_m$ となるよう、Up および Down において実験結果からそれぞれ $S = 30$ mm および 25 mm とした。2 種類の縦渦対の強さが等しく、かつ経路および変形作用に基づく渦対形態による差異が最大となるよう、間隔 S は決定された。 $x/h = 0.5$ において計測した流れ方向渦度分布から求めた縦渦の強さである無次元循環値 $|I| / (U_m b_m)$ は Up および Down においてそれぞれ 0.90 および 0.93 と両条件においてほぼ等しい。

平均速度およびレイノルズ応力の計測は定温度形熱線流速計により行われた。平均速度 3 成分および $-\overline{vw}$ を除いたレイノルズ応力成分の計測には十分実

Fig. 1 Schematic flow field, coordinate system and nomenclature

績のある X 形熱線プローブを、 $-\overline{vw}$ の計測には単一傾斜熱線プローブ⁽¹⁴⁾を採用した。センサは直径 $3 \mu\text{m}$ で受感部長さ $l = 0.6$ mm のタングステン細線である。受感部長さに基づくレイノルズ数は $l^+ (= l u_\tau / \nu)$ (u_τ は摩擦速度, ν は動粘度) $= 19.8$ であり、空間分解能は良好である⁽¹⁵⁾。X 形熱線プローブを用いた計測においては、センサ間隔と速度こう配 $\partial U / \partial y$ により生じる見掛けのスパン方向速度 W の影響を避けるため、一對の鏡像プローブ⁽¹⁶⁾を用いた。単一傾斜熱線プローブによる計測においては、傾き角 3 状態と回転角 8 状態の組合せによる 24 状態におけるデータを計測し、最小二乗法に基づく解法を用いた⁽¹⁴⁾。速度信号は A-D 変換器により 10 kHz で 20 s パーソナルコンピュータに収納され、時間平均値が算出された。算出に用いた応答方程式において、平均速度に対しては二次以上の項を、レイノルズ応力に対しては三次以上の項を無視した。不確かさ解析は無視した項の最小次数項を見積もる方法⁽¹⁷⁾で行った。平均速度については $U_i U_j$ および $\overline{u_i u_j}$ を実験データから求めることにより、 U に対して 2.4%, V および W に対して 9.1% となった。レイノルズ応力成分 $\overline{u_i u_j}$ については、 $\overline{u_i u_j} U_k$ および $\overline{u_i u_j u_k}$ を見積もることにより最大 35% の不確かさとなった。ここで添字 i, j および k は 1~3 である。また、 $\overline{u_i u_j u_k}$ の見積もりにおいて計測不可能な項 ($\overline{uvw}$ 等) は便宜上計測可能な項 ($\overline{uvw}$) と相関係数が等しい⁽¹⁷⁾ との仮定をおいた。

3. 結果および考察

3・1 各平均渦度成分に対する生成項分布 平均渦度の 3 成分に対する輸送方程式は Townsend の成書⁽¹⁸⁾ を参考に、定常乱流中において下式 (1)~(3) のように導くことができる。

$$\begin{aligned} & \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} + W \frac{\partial}{\partial z} \right) \Omega_x \\ &= \Omega_x \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial W}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \overline{uv}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial y} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) \\ &+ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} + \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Omega_x \\ &\dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} + W \frac{\partial}{\partial z} \right) \Omega_y \\ &= \Omega_y \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial z} \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \overline{vw}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} (\overline{w^2} - \overline{u^2}) \end{aligned}$$

Fig. 2 Distributions of mean vorticity and production terms (UP , $x/h=10$)

Fig. 3 Distributions of mean vorticity and production terms (Down, $x/h=10$)

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \overline{uw} + \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Omega_y \\
& \dots\dots\dots (2) \\
& \left(U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} + W \frac{\partial}{\partial z} \right) \Omega_z \\
& = \Omega_z \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial x} \\
& + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \overline{uw}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} (\overline{u^2} - \overline{v^2}) \\
& + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \overline{uv} + \nu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Omega_z \\
& \dots\dots\dots (3)
\end{aligned}$$

ここで、流れ方向渦度 $\Omega_x = \partial W / \partial y - \partial V / \partial z$ 、壁面に垂直方向渦度 $\Omega_y = \partial U / \partial z - \partial W / \partial x$ およびスパン方向渦度 $\Omega_z = \partial V / \partial x - \partial U / \partial y$ である。右辺第1項は軸方向への伸張による生成で、以下PS項と呼ぶ。右辺第2および第3項は、他軸方向の渦度と速度こう配との積による生成で、以下P1項と呼ぶ。流れ方向渦度 Ω_x に対するこの項は、プラントルの第1種の二次流れ生成と解釈されている⁽¹⁹⁾。右辺第4～6項は非等方レイノルズ応力の非一様性による生成を意味し、以下それぞれP2₁～P2₃と呼ぶことにする。これらの項は流れ方向渦度に対してはプラントルの第2種の二次流れ生成と解釈されている⁽¹⁹⁾。右辺第7項は粘性消散項であり、本実験で解析を行った横断面内範囲においては主要項に比べて2オーダー小さい寄与であったため、結果の表示は省略する。

図2および図3には、それぞれUpとDownにおける平均渦度の3成分とそれらに対する生成項の等値線分布を描いた。ここではUpとDownとの差異が明確にみられ⁽¹⁾⁽¹³⁾、測定精度の比較的高い $x/h=10$ における分布を掲載する。各項の無次元化については、壁面噴流の操縦という本研究の主目的にしたがって、非かく乱流における外層の大渦尺度である超過速度 U_0 と半値幅 b_2 を用いた。図2、3中には参照のため、縦渦中心位置 ($|\Omega_x|$ が最大) を*印で記した。空間微分については近傍の3点を通る二次曲線を求めることにより実施した。その見積もりにおける精度評価は、各項を3・2節で定義する横断面内面積積分した輸送方程式の釣合いに基づいて良好であることを確認した。

まず、各平均渦度の分布状態をみておく。UpおよびDownにおいて $|\Omega_x|_{\max} \approx 2.5 U_0 / b_2$ となっている。渦対相互の誘導速度が主因となり、縦渦対のスパン方向間隔と壁面からの距離がUpとDownとで異なる⁽¹³⁾。 Ω_y は、 Ω_x がピークをもつ縦渦の下方および吹下し側において Ω_x と同符号のピークを示す。この傾向はUpおよびDownの条件によらない。ピークの

絶対値はUpの縦渦下方における値が大きく、 $|\Omega_y|_{\max} \approx 0.75 U_0 / b_2$ となっている。Downにおいては、縦渦の吹上げ側においても隣接する Ω_x とは反対符号のピークが生じており、このことがDownとUpとの差異である。 Ω_z についてみると、UpおよびDownによらず縦渦の吹下し側の斜め下方で $\Omega_z > 0$ 、縦渦の吹上げ側の斜め上方で $\Omega_z < 0$ のピークをとり、二次元流と比較して分布が大きく変形している。

平均渦度分布に対応させながら、各生成項分布をみていく。図2、3中、各成分に対する生成項を識別するため、添字 x, y および z を付加した。 Ω_x に対する伸張項 (PS_x) をみると、条件によらず縦渦の吹下し側で Ω_x と同符号、吹上げ側で Ω_x と逆符号のピークが存在する。しかし、この位置におけるひずみ速度 $\partial U / \partial x$ が小さいこと⁽¹⁾により、その大きさは主要生成項に比べて1/10以下である。 Ω_y に対する伸張項をみると、条件によらず吹上げ側壁面近くにおいて Ω_y と同符号の生成が生じている。これは $\partial V / \partial y > 0$ によるもので、ピークの絶対値は $0.6 U_0^2 / b_2^2$ 程度と生成項中2番めの大きさである。 Ω_z に対する伸張項をみると、Upにおいては縦渦間下方で、Downにおいては縦渦外側下方で正のピークが顕著である。これらはともに内層の速度こう配 $\partial U / \partial y > 0$ を弱める働きがあり、スパン方向の狭まり流 (squeezing) $\partial W / \partial z < 0$ の効果によるものである。

速度こう配との積による生成 $P1_x$ 項についてみる。UpおよびDownともに、 $P1_x$ 項におけるピークの絶対値は主要項の1/10以下である。 Ω_y に対する $P1_y$ 項をみると、両条件において $\Omega_x > 0$ の縦渦の上下で正負、 $\Omega_x < 0$ の縦渦の上下でそれぞれ負正のピーク値がみられる。その大きさは主要項と同オーダーであり、この項が重要な役割をすることがわかる。この項の働きの、そのほとんどが $-\partial U / \partial y \cdot \partial V / \partial z$ からの寄与によるものである。Upにおける正負のピークの絶対値はほぼ等しいものの、Downにおいては上方のピークにおいて大きい。またDownにおいては、Upにおいては存在しないスパン方向位置に $P1_y$ 項のピークが発生している。 Ω_z に対する $P1_z$ 項をみると、両条件において吹下し側に比較的広範囲にわたる正のピークがみられる。その大きさは $0.9 U_0^2 / b_2^2$ となっており、 Ω_z の生成項において3番めに大きい。また、ピークの位置は $\Omega_z > 0$ のピーク値が生じた横断面内位置とほぼ一致する。後述するが、この $P1_z$ 項が Ω_z の収支に重要な役割を果たし、そのほとんどは $\partial U / \partial z \cdot \partial W / \partial y$ からの寄与である。Downの場合、吹上げ側において、Upにはないそれとは逆符号のピー

クが生じている。

Ω_y および Ω_z 収支における $P1$ 項の結果に基づき、ここで渦軸の変換機構について考察してみる。エンストロフィーの各渦度に対応した成分 $\Omega_y\Omega_y/2$ および $\Omega_z\Omega_z/2$ の収支において $P1$ 項に該当する項は、それぞれ $\Omega_y\Omega_z\partial V/\partial z$ および $\Omega_z\Omega_y\partial W/\partial y$ である⁽²⁰⁾。本流れ場で $\Omega_y\Omega_z\partial V/\partial z \approx -\partial U/\partial y \cdot \partial U/\partial z \cdot \partial V/\partial z$, $\Omega_z\Omega_y\partial W/\partial y \approx -\partial U/\partial y \cdot \partial U/\partial z \cdot \partial W/\partial y$ とおくことにする。剛体回転の縦渦では、 $\partial V/\partial z = -\partial W/\partial y$ であるため、これらの項は結果として $\Omega_y \leftrightarrow \Omega_z$ 間においてエンストロフィーの変換に寄与することがわかる。したがって、この機構は縦渦の存在による異成分間の渦度の交換(渦軸の変換)と解釈できる。ここで、実際の縦渦は壁面の存在によりだ円形状(スパン方向半径が y 方向半径よりも大きい⁽¹³⁾)をもつことから、 $|\partial V/\partial z| < |\partial W/\partial y|$ となり、 $P1$ 項による渦度変換量は Ω_y に比べ Ω_z に対して多い。 Ω_z における $P1_z$ 項のピークについてみると、Down においてこのピーク値が小さい。これは、渦中心位置が比較的壁に近く⁽¹³⁾、縦渦がよりだ円形状となったためと解釈できる。一方、Up において Ω_z に対する $P1_z$ 項のピークが大きいことは、渦中心位置が高く、縦渦断面形状が比較的円形に近い⁽¹³⁾ といえる。

Ω_x に対する非等方レイノルズ応力の非一様性による生成項についてみると、 $P2_{1x}$ 項による生成項の大きさは、条件によらず小さい。 $P2_{2x}$ 項は、両条件において縦渦中心近傍で Ω_x とは逆符号のピーク、吹上げ側下方において Ω_x と同符号のピークをもつ。大きさの絶対値は生成項中最大で、正負のピークの大きさはほぼ等しい。 $P2_{3x}$ 項は、縦渦中心から吹上げ位置の下方において Ω_x と逆符号の分布が生じている。その分布は条件によらずみられ、ピークの大きさは生成項中 2 番めに大きい。 $P2_{2x} + P2_{3x}$ 項は $\partial(\overline{v\omega_x})/\partial y + \partial(\overline{u\omega_x})/\partial z$ と書き直すことができる。これと分布の特徴とを参照すると、これら 2 項は Ω_x の乱流拡散に寄与することが推定できる。Up および Down における $P2_{2x}$ および $P2_{3x}$ 項におけるピークの絶対値はほぼ等しい。しかし、Down の吹上げ側において Ω_x と同符号の分布がみられるため、これらの分布の特徴は縦渦中心のスパン方向への移動⁽¹³⁾ と同方向への渦度 Ω_x の拡散を意味する。

次に、 Ω_y に対する生成項 $P2_{1y}$, $P2_{2y}$ および $P2_{3y}$ についてみる。 $P2_{1y}$ 項は、条件によらず $\Omega_y > 0$ の領域で負、 $\Omega_y < 0$ の領域で正となっており、その位置に存在する Ω_y を弱める作用をなす。その寄与はほとんど $\partial/\partial z(-\partial \overline{uw}/\partial y)$ による。 $P2_{2y}$ 項は条件によら

ず大きさが小さい。 $P2_{3y}$ 項は、条件によらず Ω_y とは逆符号のピークをもち、それは壁近くにおいて顕著である。これはそのほとんどが Ω_y の主成分である速度こう配 $\partial U/\partial z$ に対応して生じた $-\overline{uw}$ ⁽¹⁾ による $\partial/\partial z(-\partial \overline{uw}/\partial z)$ からの寄与であり、その大きさは Ω_y に対する生成項中最大である。したがって、 $P2_{3y}$ 項は Ω_y を弱める働きのあることがわかる。なお、 $P2_{2y} + P2_{3y}$ 項は横断面内における拡散項 $\partial(\overline{v\omega_y})/\partial y + \partial(\overline{w\omega_y})/\partial z$ として書き直すことができる。

Ω_z に対する生成項 $P2_{1z}$, $P2_{2z}$ および $P2_{3z}$ についてみる。 $P2_{1z}$ 項は、両条件において吹上げ側で正、吹下し側で負のピークをもち、その絶対値は生成項中 2 番めの大きさである。この項は、そのほとんどが $\partial/\partial y(-\partial \overline{uw}/\partial z)$ による寄与である。 $P2_{2z}$ 項は条件によらず小さい。 $P2_{3z}$ 項は、条件によらず $\Omega_z > 0$ の領域において負、 $\Omega_z < 0$ の領域において正の分布をとり、 Ω_z を弱める働きとなっている。 $P2_{3z}$ 項における分布のピークは Ω_z の生成項中最大であり、その寄与のほとんどは Ω_z の主成分である速度こう配 $\partial U/\partial y$ に対応して生じた $-\overline{uv}$ による $\partial/\partial y(\partial \overline{uv}/\partial y)$ からの寄与である。Up と Down との結果を比較すると、正のピーク値は Down において大きい。なお、 $P2_{2z} + P2_{3z}$ 項は、横断面内における拡散項 $\partial(\overline{v\omega_z})/\partial y + \partial(\overline{w\omega_z})/\partial z$ として書き直すことができる。

三つの平均渦度成分に対して、非等方レイノルズ応力の非一様性による生成項において主要な働きをする項は、対応した渦度分布とは逆符号のピークをもつ。したがって、これらの項は、縦渦導入により生じた平均渦度の集中を弱める作用(乱流拡散)をなすといえる。また、主要項の一部は乱流拡散項として表現が可能である。

3.2 渦度収支に対する生成項の寄与 流れ場中の渦層や縦渦は渦糸群として認識され、それらの強さは循環により定義される⁽²¹⁾。したがって、前述の生成項は渦糸群に対してその役割を明確にする必要がある。そこで、以下に定義する生成項の横断面内における積分値 $IP(\Omega_i)_l$ を求めた。

$$IP(\Omega_i)_l = \frac{1}{z_1 - z_0} \int_{z_0}^{z_1} \int_{y_0}^{y_1} P(\Omega_i)_l dy dz \cdots \cdots (4)$$

ここで、 $P(\Omega_i)_l$ は Ω_i 成分に対する各生成項である。また、非かく乱流と比較するため、積分値はスパン方向積分区間幅 $z_1 - z_0$ で除した。以下では、縦渦の減衰過程について Ω_x 、運動量輸送やエントレイメントに対する縦渦の役割をみるために $\partial U/\partial y$ を主成分とする Ω_z に対する生成項の積分値を調べた。積分範囲は $z_0 = -150 \text{ mm}(= -21h) \sim z_1 = +150 \text{ mm}(= +21h)$, y_0

Fig. 4 Integrated values of production term for streamwise mean vorticity Ω_x Fig. 5 Integrated values of production term for streamwise mean vorticity Ω_z in the inner layer Fig. 6 Integrated values of production term for streamwise mean vorticity Ω_z in the outer layer

$=1.5 \text{ mm} \sim y_1 = b_\infty$ である。 $y_0 = 1.5 \text{ mm} (=0.21h)$ は測定した範囲で最も壁面に近い位置であり、 b_∞ は乱れエネルギー $\overline{q^2}/2 = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$ の断面内における最大値の 0.5% となる高さである。 Ω_x に対しては、左右の渦度の符号が異なるため、スパン方向積分区間を $z/h=0$ で分割し、各点で $\Omega_x > 0$ なら +1, $\Omega_x < 0$ なら -1 で除した値を積分した。したがって、積分値の正・負はそれぞれ縦渦を増幅・減衰させる作用がある

と解釈できる。

図 4 は Ω_x に対する生成項の積分値の Up および Down の条件における下流方向への変化を示す。両条件において $P23_x$ 項が縦渦の減衰に対して支配的な働きをなすことがわかる。 $P23_x$ 項積分を展開すると、 $-\left[\int_{z_0}^{z_1} (\partial \overline{vw} / \partial y) dz\right]_{y=y_0}$ の成分が主となっている。したがって、壁面の存在による非保存力の発生が縦渦減

衰に主要な役割を果たすことがわかる。ヘルムホルツの渦定理⁽²¹⁾を考慮すると、滑りなしの条件によって $\partial W/\partial y$ が壁面上に逆符号の渦度 Ω_x として生じ、その渦度 Ω_x と上方の導入した縦渦のもつ渦度 Ω_x との混合・拡散により渦度 Ω_x が消散すると解釈することができる。 P_{23x} 項の縦渦の減衰に対する寄与は $x/h=10$ において最大となり、それは Up において大きい。これは Up において、最大渦度の減衰と渦半径の発達が大きいのこと⁽¹⁾と対応する。また、この P_{23x} 項における差異はレイノルズせん断応力 $-\overline{vw}$ のピーク値が Up において大きいこと⁽¹⁾により生じている。一方、縦渦相互の干渉による減衰を意味する $\left[\int_{y_0}^{y_1} (\partial \overline{vw} / \partial z) dy \right]_{z=0}$ は両条件において $-\left[\int_{z_0}^{z_1} (\partial \overline{vw} / \partial y) dz \right]_{y=y_0}$ の 1/10 以下の寄与となっている。

図5および図6は $\Omega_x \sim -\partial U/\partial y$ に対する生成項の内層および外層における積分値の流れ方向変化を示す。スパン方向渦度は内層と外層とでその役割が異なるため、それぞれの領域に分割して積分値を算出した。積分範囲は、内層が $y=y_0 \sim b_m$ 、外層が $y=b_m \sim y_1$ とした。ここで、導入した縦渦対は横断面内の孤立したかく乱であるため、 b_m は非かく乱流における内層高さとした。内層においては、 $\Omega_x \sim -\partial U/\partial y < 0$ であることに注意したい。内層において、 PS_z 、 $P1_x$ および $P2_{3z}$ 項による寄与が比較的大きい。狭まり流による PS_z 項は対流項と相殺することを考慮すると、 $P1_x$ および $P2_{3z}$ 項による生成が支配的といえる。 $P1_x$ 項は、 $\partial U/\partial z \cdot \partial W/\partial y$ による寄与がほとんどであり、内層の $\Omega_x < 0$ の渦度を弱める働きをなす。 $P2_{3z}$ 項は $\partial U/\partial y < 0$ の速度こう配を生成する働きをなし、外層の $\partial U/\partial y < 0$ をもつ大規模渦構造に対して重要な意味をもつ。 $P1_x$ 項についてみると、Down に比べて Up においてその積分値が大きいの。

図6に示した外層における結果についてみると、 $P2_{3z}$ 項が支配的で、負の値をとることがわかる。 $P2_{3z}$ 項の積分において最大の寄与をなす成分は $-\left[\int_{z_0}^{z_1} (\partial \overline{uv} / \partial y) dz \right]_{y=b_m}$ である。この成分は Stronger Wall Jet であれば二次元流れにおいても存在する。外層においては $\Omega_x \sim -\partial U/\partial y > 0$ であり、この積分値は外層の大渦を弱める働きがある。縦渦対を導入した場合にはこの $P2_{3z}$ 項による負の寄与が減少し、その減少の程度は Up において大きい。この項は外層の渦度を弱める働きがある。したがって、この差異は Up において大規模渦構造の下流への減衰が弱められることを意味する。これは Up において、流れ方向運

動量流束の増加率が大いことと対応する。また、この積分値においては $-\overline{uv}$ の分布が直接的に重要であるが、 $-\overline{uv}$ は速度こう配 $\partial U/\partial y$ と大まかに対応する結果⁽¹⁾をふまえると、むしろ $\partial U/\partial y$ 分布に注目すべきである。前述のように、外層下端 $y=b_m$ における $\partial U/\partial y$ の変化においては、内層の結果で述べた $P1_x$ 項が重要な役割を果たすことを述べた。それらを総合すると、縦渦導入により $P1_x$ 項を通じて生成された $\partial U/\partial y < 0$ が外層における大規模渦を強める働きがあると結論づけることができる。

4. 結 論

(1) Ω_y および Ω_z に対する $P1_y$ および $P1_z$ 項は主要な生成項であり、縦渦の作用下でそれらの渦度成分間の変換(渦軸の変換)に寄与する。縦渦断面形状はその渦軸の変換機構に対して意味をもつ。なお、 Ω_x に対する $P1_x$ 項の大きさは主要な項に比べて小さい。

(2) 非等方レイノルズ応力の非一様性による生成項は、対応する平均渦度を一様化する作用があり、乱流拡散の働きをなすものと解釈される。

(3) 縦渦の減衰には $P2_{3x}$ 項が主要な働きをなし、それには壁近くにおけるレイノルズせん断応力 $\overline{vw}$ の分布が重要となる。

(4) $P1_x$ 項を通じて生成された $\partial U/\partial y < 0$ が外層の大規模渦構造を強める働きをなす。

本研究は著者の一人が文部省科学研究費奨励研究(A) No. 09750195 の援助を受けた。ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) 望月信介・大坂英雄, 機論, **66**-646, B(2000), 1309-1317.
- (2) 古屋善正・ほか3名, 機論, **40**-339, B(1974), 3054-3060.
- (3) Cutler, A. D. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, **14** (1993), 321-332.
- (4) Pauley, W. R., ほか2名, *AIAA J.*, **31**-12 (1993), 2212-2219.
- (5) 前田直哉, 山口大学大学院工学研究科修士論文, (1992).
- (6) Logan, E., ほか2名, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **107**-3 (1985), 385-391.
- (7) Cutler, A. D. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, **14** (1993), 339-401.
- (8) 望月信介・大坂英雄, 機論, **64**-617, B(1998), 100-106.
- (9) 望月信介・ほか2名, 機論, **65**-635, B(1999), 2349-2357.
- (10) 大坂英雄・Gabriela, N., 機論, **63**-605, B(1997), 32-39.
- (11) Holmes, P., Lumley, J. L. and Berkooz, G., *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*, (1996), 80, Cambridge University Press.
- (12) 大坂英雄・ほか2名, 機論, **53**-543, B(1991), 3753-3759.
- (13) 望月信介・ほか2名, 機論, **66**-644, B(2000), 976-984.
- (14) 望月信介・ほか4名, 山口大学工学部研究報告書, **48**-1 (1997), 23-30.
- (15) Ligrani, P. M. and Bradshaw, P., *Exp. Fluids*, **5** (1987),

- 407-417.
- (16) 広田真史・ほか2名, 機論, **54**-499, B (1988), 563-568.
- (17) Yavuzkurt, S., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **106** (1984), 181-186.
- (18) Townsend, A. A., *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 2nd ed., (1976), 329, Cambridge University Press.
- (19) Bradshaw, P., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **19** (1987), 53-74.
- (20) Tennekes, H. T. and Lumley, J. L., *A. First Course in Turbulence*, (1972), 86, The MIT Press.
- (21) 今井功, 流体力学 (前編), (1974), 70-75, 裳華房.
-