主流中から導入した縦渦対により変形を受けた乱流境界層*
(対称面におけるレイノルズ応力分布)大坂 英雄^{*1} 望月 信介^{*1}
亀田 孝嗣^{*1}, 福島 千晴^{*2}Turbulent Boundary Layer Distorted by a Longitudinal Vortex Pair
Produced by a Delta-Wing with an Attack Angle
(Reynolds Stress Profiles in a Symmetrical Plane)Hideo OSAKA, Shinsuke MOCHIZUKI^{*3},
Takatsugu KAMEDA and Chiharu FUKUSHIMA^{*3} Mechanical Engineering, Yamaguchi University,
2-16-1 Tokiwadai, Ube-shi, Yamaguchi, 755-8611 Japan

An experimental investigation has been made on the Reynolds stress field in the interaction process between boundary layer and longitudinal vortex. Two types longitudinal vortex pair, namely common-flow up and common-flow down, were introduced into developed turbulent boundary layer from the free stream. Effect of the extra rate of strain, $\partial W/\partial z$ and $\partial V/\partial y$, was examined in the profiles of three turbulent intensity components and Reynolds shear stress profiles. The boundary layer along symmetrical plane is classified into "cross flow" in case of *cfu* and "identifiable streamwise vortices" in case of *cfu*. The extra rates of strain modify magnitude of turbulent intensity and Reynolds shear stress in the inner layer in case of *cfu*. Otherwise, close to the wall in the case of *cfu*, local adverse pressure gradient is deduced from the fact that magnitude of transverse divergence is greater than that of spanwise convergence.

Key Words: Turbulent Boundary Layer, Longitudinal Vortex Pair, Mean Flow Field, Secondary Flow, Extra Rate of Strain

1. 結 論

本研究の目的は、主流中で生成された一対の縦渦対と乱流境界層との干渉過程を実験的に調査することである。この干渉過程において、縦渦対により誘起された二次流れは付加歪みを生じ、それは平均速度場および乱流場に変形を及ぼす要因となる。付加歪み $\partial W/\partial z$ (W はスパン方向平均速度)の値が正 (divergence flow) または負 (convergence flow) による境界層の応答を明らかにすることは、種々の配置をもつ渦発生器を用いた境界層制御法提案に対して有益な知見を与える。

既報⁽¹⁾において、common-flow down(渦対間中央で吹き下ろしとなる流れ、*cfu* と呼ぶ)と common-flow up(渦対間中央で吹き上げとなる流れ、*cfu* と呼ぶ)の異なる2種類の縦渦対を主流中で生成し、それを乱流境

界層中に導入することによる平均速度場の変化を実験的に調査した。これにより、壁近傍における速度勾配と壁面摩擦抵抗係数は *cfu* においては吹き上げと $\partial W/\partial z < 0$ による減少、*cfu* においては吹き下ろしによる増加をもたらすことを報告した。二次流れによって生じた $\partial W/\partial z$ やそれに伴う $\partial V/\partial y$ といった付加歪みは、レイノルズ応力輸送方程式に含まれる生成項を通じた直接的作用、あるいは渦塊寸法の変化を通じた作用により乱流場に影響を及ぼすと考えられる。したがって、境界層中における運動量輸送促進に対する縦渦対の効果を明らかにするには、レイノルズ応力場に対する付加歪みの影響を明らかにする必要がある。さらに、付加歪みの観点から縦渦対の影響を議論するには *cfu* と *cfu* の両者を比較する必要があるが、従来2種類の流れを対比した研究は実験的実現の困難さのためほとんどなされていない。

関連する研究についてみると、Pauley-Eaton⁽²⁾はダクト流において *cfu* と *cfu* の配置となる縦渦対を壁面上に設置したデルタ翼対で生成し、一方 Mehta-

* 原稿受付 2005年1月20日。

^{*1} 正員、山口大学工学部 (〒755-8611 宇部市常盤台 2-16-1)。^{*2} 正員、岐阜大学工学部 (〒501-1193 岐阜市柳戸 1-1)。

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

より計測し、その算術平均⁽⁷⁾から求めた。熱線流速計からの速度信号は 10kHz で A-D 変換され、パソコンにより各々の時間平均量が求められた。

3. 結果および考察

図 2 は *cf**d* および *cf**u* において干渉後の代表的 4 断面

における流れ方向乱れ強さ u_{rms} の等値線分布である。値は主流速度 U_1 で無次元化した。*cf**d* の場合についてみると、吹き下ろしの影響により対称面 ($z=0$ mm) において等値線が下方に湾曲し、内層で等値線が密な分布となっている。一方、*cf**u* において、吹き上げの影響により対称面 ($z=0$ mm) において等値線が上方に湾曲している。両条件において、干渉開始直後の渦中心

Figure 2: Contours of streamwise turbulent intensity u_{rms}/U_1 at four representative planes.

近傍にピーク値がみられ、それは *cfu* において顕著である。渦中心近傍における乱れ強さのピーク値の発生は境界層と縦渦との干涉²⁾および一様流中における翼端渦⁸⁾においてもみられる。これに関しては縦渦による速度欠損の発生と *wandering*⁸⁾の効果が議論されている。それらのピーク値は下流に向け縦渦対の強度とともに減衰する。

図3は代表的4断面におけるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の等値線分布の比較を示す。*cfu* の場合についてみると、 u_{ms} と同様に吹き下ろしの影響により対称面において等値線が下方に湾曲し、 z の絶対値が大きい位置と比べて壁近傍において $-\overline{uv}/U_1^2$ 値が増加する。一方、*cfu* において、吹き上げの影響により対称面 ($z=0$ mm) において等値線が上方に湾曲し、 z の絶対

Common-flow down (*cfu*).Common-flow up (*cfu*).Figure 3: Contours of the Reynolds shear stress $-\overline{uv}/U_1^2$ at four representative planes

値が大きい位置と比べて壁近傍において $-\overline{uv}/U_1^2$ 値が減少する。 *cfu* の場合、渦中心の左右に正と負の小さいピーク値が観察される。これらは渦核内に生じた速度欠損と速度勾配 $\partial U/\partial y$ の発生に関連するものの、両者の発生位置は一致しない。Chow ら⁹⁾は翼端渦の渦核におけるレイノルズ応力と対応する歪み速度とのズレを報告しており、渦粘性モデルにおける遅れの効果があることを示唆している。

乱れ強さおよびレイノルズせん断応力分布に対する *cfu* および *cfu* の条件における縦渦対の影響および二次元流との差異を明確にするため、対称面における *y* 方向分布を比較することにする。図 4~7 は *cfu* と *cfu* の縦渦中央の対称面 ($z=0\text{mm}$) における乱れ強さの 3 成分とレイノルズせん断応力分布を対比して示す。これらの分布における特徴を説明するため、図 8 および 9 には平均速度分布 (再掲¹⁾) と壁面に垂直方向の二次流れ速度、図 10 および 11 には付加歪み $\partial W/\partial z$ (再

掲¹⁾) および $\partial V/\partial y$ の分布を示す。両条件の結果とこれらの物理量分布とを対比しながら考察する。図中の実線 (2D) は二次元の非撓乱流の分布を示す。なお、分布は比較を行うことを考慮して主流速度と境界層厚さを用いて無次元化している。

cfu における乱れ強さ分布についてみると、 u_{rms}/U_1 , v_{rms}/U_1 , w_{rms}/U_1 の 3 成分は $y/\delta < 0.6$ の領域においてともに値が増加している。 v_{rms}/U_1 成分のみは壁近傍から層外端に至る層内全域で値の増加がみられ、同様にレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_1^2$ もやや広範囲で値が増加している。レイノルズせん断応力値の増加から対称面において壁面方向への運動量輸送が活発であることがわかる。平均速度分布をみると、*cfu* の条件において層内での増速と壁近くにおける速度勾配の増加がみられる。これは、*cfu* において境界層厚さが渦中心高さよりも低い¹⁾ため、層内全域で吹き下ろしによる壁面方向への運動量の輸送が生じるためと解釈される。その

Figure 4: Streamwise turbulent intensity profiles in a symmetrical plane.

Figure 6: Spanwise turbulent intensity profiles in a symmetrical plane.

Figure 5: Transverse turbulent intensity profiles in a symmetrical plane.

Figure 7: Reynolds shear stress profiles in a symmetrical plane.

ことは図 9 に示した吹き下ろし ($V < 0$) となっていることから明らかである。乱れ強さ 3 成分の壁近くにおける増加は速度勾配 $\partial U / \partial y$ による生成項 $-\overline{uv} \partial U / \partial y$ の寄与の増加に基づくものと考えられる。一方、 v_{rms} / U_i 成分の層内全域を通じての値の増加は吹き下ろしに伴う $\partial V / \partial y < 0$ による $-\overline{v^2} \partial V / \partial y > 0$ の寄与によるものと解釈される。この cf_d における層内を通じて $\partial W / \partial z > 0$ で $\partial V / \partial y < 0$ となっていることは図 10 および 11 に図示されている。 $\partial V / \partial y$ と $\partial W / \partial z$ は符号が異なるものの、その絶対値はほぼ同じである。

cf_u における結果をみると、各分布が極大や極小を含む複雑な分布形状となっている。流れ方向乱れ強さ u_{rms} / U_i をみると、壁近傍を除いて非撓乱流の結果よりも値が減少している。この非撓乱流に比べて u_{rms} / U_i 値が減少する範囲において、平均速度勾配の減少が見られる。平均速度分布においては内層における増速と外層における変曲点等の特徴がみられる。これらの特徴は二次流れによるスパン方向の輸送 (W による流れ

方向運動量のスパン方向への輸送) により説明できることを既報⁽¹⁾において述べた。 v_{rms} / U_i 成分の分布は極大値や極小値をもつ複雑な形状となっている。特に、干渉直後の $x'/d_0 = 5 \sim 10$ においてはその傾向が顕著である。スパン方向乱れ強さ分布においては $y/\delta < 0.4$ における w_{rms} / U_i 値の増加が $x'/d_0 = 70$ を除いて顕著であり、外層においては非撓乱流よりも w_{rms} / U_i 値が減少している。 $y/\delta > 0.2$ の範囲における v_{rms} / U_i および w_{rms} / U_i 成分の極大値を生じるような顕著な縦渦の二次流れによる影響については、付加歪み $\partial V / \partial y$ および $\partial W / \partial z$ による説明が可能である。 cf_u の場合、対称面において縦渦対が境界層に埋没する配置となるため、 $\partial V / \partial y$ および $\partial W / \partial z$ はそれぞれ層内で正負の値をとる複雑な分布となっている。また、渦中心高さが対称面の境界層厚さのおよそ 0.3 倍の高さに位置するため、 cf_u における二次流れと付加歪みの絶対値は cf_d のものに比べ大きいことが図 9～11 においてみられる。Bradshaw⁽¹⁰⁾に従えば、対称面における cf_u の境界層は $\delta/d \approx 1$ (d は渦直

Figure 8: Mean velocity profiles in a symmetrical plane.

Figure 10: Spanwise rate of strain distribution in a symmetrical plane.

Figure 9: Transverse secondary current in a symmetrical plane.

Figure 11: Transverse rate of strain distribution in a symmetrical plane.

径)で $\partial V/\partial z$ と $\partial W/\partial y$ が同程度の identifiable streamwise vortices, qf の境界層は $\delta/d \gg 1$ で $\partial W/\partial y$ が主である cross flow に分類されることを意味する。そのことが qfu と qfd の対称面における分布の差異を特徴づける要因となっている。 $x/d_0=5 \sim 10$ についてみると、 $y/\delta < 0.3$ の領域において $\partial W/\partial z < 0$ 、 $y/\delta > 0.3$ の領域において $\partial W/\partial z > 0$ となる。それぞれの領域において $\overline{w^2}$ の生成項 $-\overline{w^2} \partial W/\partial z$ がそれぞれ正と負の寄与をなすため、 w_{rms}/U_1 成分の壁近くの極大と外層における値の減少が生じたと解釈される。一方、 $\partial V/\partial y$ の分布をみると $y/\delta < 0.3$ の領域において $\partial V/\partial y > 0$ 、 $y/\delta > 0.3$ の領域において $\partial V/\partial y < 0$ の複雑な分布となっている。 $x/d_0=5 \sim 10$ における $\partial V/\partial y$ 分布の $y/\delta=0.4$ 付近にある負の極小値と $y/\delta=0.6$ 付近にある正の極大値は、 v_{rms}/U_1 分布の極大および極小をとる位置にほぼ対応する。そのことから、外層における v_{rms}/U_1 分布の変化は $\partial V/\partial y$ による生成項 $-\overline{v^2} \partial V/\partial y$ の寄与の影響と解釈することができる。しかしながら、 $y/\delta < 0.2$ の壁に接した領域における v_{rms}/U_1 値の増加する領域において $-\overline{v^2} \partial V/\partial y$ は負となり生成項による説明はできない。この壁近くの領域において、 $\partial V/\partial y$ は $\partial W/\partial z$ に比べてその絶対値がかなり大きい結果となっている。このことから、これら2つの付加歪みは符号が異なるものの、その和は正となり、連続の式 ($\partial U/\partial x + \partial V/\partial y + \partial W/\partial z = 0$) に基づく $\partial U/\partial x < 0$ の減速流(したがって、逆圧力勾配)を発生させることが推論される。そのことは $y/\delta < 0.2$ の範囲におけるレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_1^2$ の壁からの距離の増加にともなう値の急増加と v_{rms}/U_1 値の増加^(11,12)に対応するものと推測される。対称面において吹き上げとなる qfu においても壁近傍でレイノルズせん断応力の増加がみられることは興味深い。

4. 結 論

縦渦対と境界層との干渉過程を付加歪みの観点から調査するため、 qfu と qfd という2種類の縦渦対を主流中から導入し、対称面における乱れ強さおよびレイノルズせん断応力分布に及ぼす影響を詳細に調査し、以下の結論を得た。

- (1) 対称面における境界層はその厚さと縦渦直径との比により、Bradshaw の分類に従うと、 qfd の場合 cross flow に、 qfu の場合 identifiable streamwise vortices の流れとなる。
- (2) qfd の場合、壁近傍における付加歪み $\partial W/\partial z > 0$ 、 $\partial V/\partial y < 0$ の作用による v_{rms}/U_1 値とそれにとまなう u_{rms}/U_1 およびレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}/U_1^2$ 値の増加が生じる。
- (3) qfu の場合、各乱れ成分の分布は複雑な分布形状となるが、壁近くを除けば付加歪み $\partial W/\partial z$ 、 $\partial V/\partial y$ と生成項によりその傾向を解釈できる。壁近くにおいては付加歪み $\partial V/\partial y$ が $\partial W/\partial z$ の絶対値に比べて大きく、局所的な逆圧力勾配の発生が推論される。

謝 辞

本研究は文部科学省科研費基盤(c)の補助を受けたことを記し、謝意を表する。

文 献

- (1) 大坂英雄・他3名, 機論, **70-691**, B(2004), 571-578.
- (2) Pauley, W.R. and Eaton, J.K., AIAA J., **26-7**(1988), 816-823.
- (3) Mehta, R.D. and Bradshaw, P., J. Fluid Mech., **188**, (1988), 529-546.
- (4) Cutler, A.D. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, **14**(1993), 321-332.
- (5) Cutler, A.D. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, **14**(1993), 393-401.
- (6) Ligrani, P.M. and Bradshaw, P., Exp. Fluids, **5**(1987), 407-417.
- (7) 広田真史・ほか2名, 機論, **54-499**, B(1988), 563-568.
- (8) Baker, G.R., ほか3名, J. Fluid Mech., **65-2**(1974), 325-336.
- (9) Chow, J.S., Zilliac, G.G. and Bradshaw, P., AIAA J., **35-10**(1997), 1561-1567.
- (10) Bradshaw, P., Annu. Rev. Fluid Mech., **19**(1987), 53-74.
- (11) Ferrelholz, H.H., External Flows, Turbulence, (ed. Bradshaw, P.) Springer, 1978, 67-68.
- (12) Skåre, E. and Krogstad, P.Å., J. Fluid Mech., **272**(1994), 319-348.