三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究*

(第 2 報, レイノルズ応力の応答)

志 沢 高 朗^{*1}, John K. EATON^{*2}

Experimental Study of an Embedded Longitudinal Vortex Interacting with a Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer

(2nd Report, Reynolds Stress Profiles)

Takaaki SHIZAWA and John K. EATON

The paper presents the Reynolds stress data for the two cases. Case 1 in which the vortex sign is opposite that of the near-wall vorticity of the three-dimensional boundary layer and Case 2 in which the vortex sign is the same as the near-wall vorticity. The value of $\overline{u^2}$ is initially large in the vortex core region but decays rapidly for both Cases through the third measurement slot. Regions of high $\overline{u^2}$ develop on upwash side of the vortex and above the vortex center, in Case 2. The first region is the vicinity of the cross-flow separation point. The contours of $\overline{v^2}$ and $\overline{w^2}$ show an elliptic shape centered on the peak vorticity point. The difference between the vertical and spanwise normal stress component shows increasing distortion going downstream, in Case 2.

Key Words: Vortex, Boundary Layer, Secondary Velocity, Turbulent Flow, Three-Dimensional, Vorticity Interaction, Reynolds Stress

1. 緒 言

三次元乱流境界層と流れ方向(x 方向)に軸をもつ縦渦の干渉に関する実験的研究の第 2 報として, 縦渦の挙動を明らかにした第 1 報⁽¹⁾に続き, 乱流モデルの作成や数値解析の計算コードを開発し, 結果の検証に用いる基礎データを提供するうえで重要なレイノルズ応力の応答に関して報告する。

2. 記 号

H : 形状係数 $= \delta_1/\theta$

Re_θ : 運動量厚さを代表長さとしたレイノルズ数

S 1-S 5: 測定断面 1~5(第 1 報⁽¹⁾)

U, V, W : x, y, z 方向の時間平均速度

u, v, w : x, y, z 方向の変動速度

x, y, z : 座標系(第 1 報⁽¹⁾, 参照)

δ_1 : 排除厚さ

δ_{99} : 境界層厚さ

θ : 運動量厚さ

Ω_x : 流れ方向の平均渦度 $= \partial W/\partial y - \partial V/\partial z$

添 字

e : 境界層外縁

3. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置および方法は第 1 報⁽¹⁾と同様で, 流れ場は平板上に 60° の鋭角な前縁をもつウェッジを置いた三次元乱流境界層実験装置を用いた。流れ場は Anderson-Eaton⁽²⁾ が選択した流線に沿ってわずかに逆圧力こう配をもち, 主流の速度は S 1 で 16.3 m/s から S 4 の 15.4 m/s まで減速する。運動量厚さを代表長さにとったレイノルズ数は約 3 700 である。

二次元乱流境界層内に設置した三角翼を用いた渦発生器下流に生ずる流れ方向に軸をもつ縦渦と, 三次元乱流境界層が干渉する。ケース 1 の縦渦の回転方向は下流方向に見て反時計回りで, 渦度は負である。一方, ケース 2 の縦渦は下流方向に見て時計回りで, 渦度は正となり, 三次元境界層外層の負の渦度と方向が異なる。渦発生器は 20 mm の高さで 47 mm の長さをもち, x 軸に対する迎え角は 18° である。渦発生器の中心位置は $x = -54$ mm で, スパン(z) 方向の中心位置はケース 1 では $z = 80$ mm, ケース 2 では $z = 115$ mm で

* 平成 4 年 4 月 3 日 第 69 期通常総会講演会において講演, 原稿受付 平成 4 年 6 月 17 日。

^{*1} 正員, 東京理科大学工学部(〒162 東京都新宿区神楽坂 1-3)。

^{*2} Stanford Univ. Thermosciences Division, Mech. Engng. Dept. (Stanford, CA. 94305-3030, USA)。

ある。

X 形熱線プローブを x - y 断面と x - z 断面内に設定し、時間平均流の 3 成分、レイノルズ応力テンソル 6 成分のうち 5 成分と三次のモーメント 10 成分のうち 7 成分を測定した。測定しない項は、レイノルズ応力の $\overline{vw}$ と三次のモーメントの $\overline{v^2w}$, $\overline{vw^2}$ と $\overline{uvw}$ である。各測定点で、五孔ピトー管を用いて得た時間平均速度の方向に X 形熱線センサを設定して計測した。熱線センサの迎え角の感度の検定は、流路内で熱線センサの設置角を中心に、 $\pm 12^\circ$ の範囲である。約 1 h ごと

に実験流路内で熱線センサの検定を行い、測定後の検定係数が測定前の検定係数と 1% 以上異なる場合は再度測定を行った。測定の不確かさ⁽³⁾ は時間平均流の 3 成分に対して 3%, レイノルズ垂直応力に対して 5%, レイノルズせん断応力に対して 10% である。トラバース装置は y 軸回りに回転し、コブラ形の形状をしている熱線プローブの先端の位置を変えずにセンサを x - y , x - z 断面および各面と 45° をなす測定面に設定できる。位置決めの精度は y 方向に 0.003 mm で、 z 方向に 0.006 mm である。

図 1 $\overline{u^2}$ 分布(ケース 1) [等値線 $\overline{u^2}/U_e^2$ の間隔: 0.001]

図 3 $\overline{w^2}$ 分布(ケース 1) [等値線 $\overline{w^2}/U_e^2$ の間隔: 0.0005]

図 2 $\overline{v^2}$ 分布(ケース 1) [等値線 $\overline{v^2}/U_e^2$ の間隔: 0.0005]

図 4 乱流運動エネルギー分布(ケース 1) [等値線 q^2/U_e^2 の間隔: 0.002]

4. レイノルズ応力の応答

4.1 ケース1の場合 図1から図3にレイノルズ垂直応力分布を境界層外縁の速度 U_e で無次元化して示す。図1~3中の(+)印は縦渦の平均渦度が極値を示す位置で、(-----)線は境界層厚さ分布(速度分布で U/U_e が99%を示す位置)を示す。渦度が極値を示す位置は、基本の流れ場の y - z 断面の速度を差引いた時間平均速度 V , W が同時に零となる位置とほぼ一致し、縦渦の中心に相当する⁽¹⁾。

図5 $-\overline{uv}$ 分布(ケース1)
[等値線 $-\overline{uv}/U_e^2$ の間隔: ± 0.0003]

図6 $-\overline{uw}$ 分布(ケース1)
[等値線 $-\overline{uw}/U_e^2$ の間隔: ± 0.0003]

S1(図1~3中、最下段に示す測定断面)で図1に示す $\overline{u^2}$ 分布は縦渦を中心に同心円状に分布し、平均渦度が極値を示す位置で最大値をとる。S2より下流の減衰は急で、縦渦の中心では顕著な極値を示さず、二次元乱流境界層の分布へと変化する。縦渦の吹上げ側から上側にかけて対流の影響により下流でわずかに増加する。

図2に示す $\overline{v^2}$ 分布はS1では渦度が極値を示す位置を中心とした円形となり縦渦の中心位置で大きな値をもつ。この円形分布の軸は z 軸の正の方向に傾いており、同様の傾向は Pauley-Eaton⁽⁴⁾ の一対の渦発生器を組合せた基本形(Common Flow Down)の分布にも見られる。 $\overline{v^2}$ 分布の流れ方向の減衰も $\overline{u^2}$ 分布と同様に早く、S5においてはほぼ壁面と平行に分布し、縦渦による境界層のじょう乱は小さい。

$\overline{w^2}$ 分布(図3)も $\overline{v^2}$ 分布と同様にS1では円形を示すが、その軸は z 軸の負の方向に傾く。 $\overline{w^2}$ 分布はS1からS2で減衰が著しいが、S3より下流の変化は比較的小さく、S5でも渦度が極値を示す位置を中心とした円形の分布が確認できる。そして、縦渦の中心近傍の値はわずかに増加する。

S1とS2でレイノルズ垂直応力 $\overline{v^2}$ および $\overline{w^2}$ 分布が円形を示し、その軸が z 軸の異なった方向に傾き、下流で変化する特異な分布を示す結果に対する考察は第3報で詳細に述べる。

乱流運動エネルギー分布を図4に示す。S1では縦渦の影響が大きく同心円状の分布を示し、縦渦の中心近傍の大きな値は下流で急に減衰する。同心円状の分布

図7 $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})$ 分布(ケース1)
[等値線 $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})/U_e^2$ の間隔: ± 0.0003]

はS3より下流では見られず、等値線は壁面とほぼ平行となる。縦渦の吹上げ側と上側で乱流運動エネルギーが示す大きな値は $\overline{u^2}$ の寄与で、中心近傍では $\overline{v^2}$ と $\overline{w^2}$ の寄与が大きい。第1報の速度分布よりS1では乱流運動エネルギーの対流と生産が期待できるが、下流では急に減少し z 方向に拡散する。

レイノルズせん断応力分布を図5と図6に示すが、二次元乱流境界層が示す分布と比較して大きく変形している。 $-\overline{uv}$ 分布は縦渦の下側で負の領域(図5, 6中、点線で示す)をもち、下流ではスパン方向に伸びた分布となる。レイノルズせん断応力が負を示す領域は、速度こう配 $\partial U/\partial y$ が縦渦の中心近傍で“負”または“零”を示す領域⁽¹⁾とほぼ一致する。速度こう配が負または零を示す領域が下流でスパン方向に伸びるため、 $-\overline{uv}$ 分布もS4までは速度こう配に応じた結果を示す。S5でも応力は負の値をもつが、この領域では時間平均速度こう配は零または負の値をもたない。いずれの測定断面でも縦渦の上側では大きな値が観察される。

図6に示す $-\overline{uw}$ 分布は縦渦の上側で正の値をもち、下流で減衰して拡散する。S5では縦渦の上側で小さな正の値をもつものの、特徴的な分布は示さない。

y 方向および z 方向の垂直応力の差 $-(\overline{v^2}-\overline{w^2})$ 分布を図7に示す。この量の y 方向と z 方向の二階微分は、流れ方向の平均渦度輸送方程式に現れ、プラントルの第2種の二次流れの生成を表す。S1とS2では縦渦の平均渦度が極値を示す位置を中心として縦渦の吹上げ側と吹下げ側で正の値をもつ領域(実線で示す領域)、上側と下側で負の値をもつ領域(点線で示す領域)

域)とで4分割する分布となる。縦渦の中心はほぼ均質乱流を保つが、下流では縦渦の下側の負の領域が小さくなり、対称な分布がくずれる。S4およびS5では $\overline{w^2}$ が大きいので、境界層にわたり正の値をもつが、渦発生器の下流ではほぼ図の横軸に平行に分布し、等値線の間隔も広いので、乱れによる二次流れの生成は小さい。

4・2 ケース2の場合 図8から図10にケース2のレイノルズ垂直応力分布を示す。 $\overline{u^2}$ 分布はS1ではケース1と同様に同心円状の分布を示すが、S2より下流での分布は大きく異なる。縦渦の下側から吹上げ側にかけて $\overline{u^2}$ 分布が大きな値をもつ。これは、はく離

図9 $\overline{v^2}$ 分布(ケース2) [等値線 $\overline{v^2}/U_e^2$ の間隔: 0.0005]

図8 $\overline{u^2}$ 分布(ケース2) [等値線 $\overline{u^2}/U_e^2$ の間隔: 0.001]

図10 $\overline{w^2}$ 分布(ケース2) [等値線 $\overline{w^2}/U_e^2$ の間隔: 0.0005]

領域(y - z 断面の速度ベクトルが壁面から離れる方向に向かう⁽¹⁾)に沿って壁面近傍の大きな $\overline{u^2}$ をもつ流体が主流側へ輸送されるためである。下流で $\overline{u^2}$ が縦渦の吹上げ側と上側で増加するのは、はく離領域に沿った対流と、速度 U の大きなこう配による生産の結果である。

図9に示す $\overline{v^2}$ 分布はS2までケース1と同様の分布を示すが、特徴的なだ円形の軸は、ケース1と異なり z 軸の負の方向に傾く。しかし、ケース2では縦渦の中心位置近傍で大きな値をもつ傾向はS5でも観察され、S3より下流での拡散は小さい。 $\overline{v^2}$ 分布はS5でもだ円形を示し、縦渦による境界層のじょう乱が残る。

図10に示す $\overline{w^2}$ 分布はS1とS2で、平均渦度が極値を示す位置で最大値を示す。下流では縦渦の吹上げ側で大きな値をもつ領域が存在し、速度成分 V と W が大きな速度変化を伴う領域⁽¹⁾と一致する。だ円形を示す $\overline{w^2}$ 分布の軸はケース1と逆で、 z が正の方向に傾いている。しかし、下流ではだ円形の分布は明確ではない。

乱流運動エネルギー分布を図11に示す。S1ではケース1と同様に最大平均渦度を示す位置を中心とした同心円状分布となる。しかし、S3より下流で縦渦の影響がほぼ消滅したケース1と異なり、運動エネルギーは縦渦の吹上げ側と上側で大きな値をもつ。S5でも縦渦の上側の運動エネルギーは増加傾向を示し、ケース1とは様相を異にする。

三次元乱流境界層に対するケース2の縦渦のレイノ

ルズ応力の応答は、はく離領域、縦渦の上側で $\overline{u^2}$ が大きな値をもつ。 $\overline{v^2}$ は縦渦の中心近傍で大きな値をもち、S3より下流の拡散は小さい。そして、 $\overline{w^2}$ は二次流れのはく離領域と縦渦の吹上げ側の分布が大きい値をもつ。

渦発生器の下流に生じた縦渦による乱流運動エネルギーの極大値の流れ方向変化を図12に示す。S1からS2への乱流運動エネルギーが半減する様相は両ケースとも同じである。下流ではほぼ一定の値となるケース1に対して、ケース2は急激に増加する。そこで、はく離を制御する目的で渦発生器を用いる場合は、ケース2の使用法が有効であることが運動エネルギー分布からも明らかである。

図13と図14にレイノルズせん断応力分布を示す。 $-\overline{uv}$ 分布はケース1と同様に縦渦の下側で負の値を示す領域がある。この負の値をもつ領域はケース1と

図12 乱流運動エネルギーの流れ方向変化

図11 乱流運動エネルギー分布(ケース2)
[等値線 q^2/U_∞^2 の間隔: 0.002]

図13 $-\overline{uv}$ 分布(ケース2)
[等値線 $-\overline{uv}/U_\infty^2$ の間隔: ± 0.0003]

図 14 $-\overline{uw}$ 分布(ケース 2)
[等値線 $-\overline{uw}/U_\infty^2$ の間隔: ± 0.0003]

図 15 $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})$ 分布(ケース 2)
[等値線 $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})/U_\infty^2$ の間隔: ± 0.0003]

比較して小さい。 $-\overline{uw}$ 分布は縦渦の上側で大きな値をもち、S5まで増加している。この縦渦の上側で大きな値をもつ領域は第1報⁽¹⁾で示した大きな流れ方向の時間平均速度こう配 $\partial U/\partial y$ を示す領域とほぼ一致するため、せん断応力の生産に伴う寄与である。

一方、 $-\overline{uw}$ 分布は渦発生器の下流で正の値を示し、縦渦の吹下げ側と二次流れのはく離領域で大きな値をもつ。S3からS5にわたり、 $-\overline{uw}$ が正の値をもつ領域と値の変化は小さく、 $-\overline{uw}$ に及ぼす拡散の寄与は小さい。点線で示す負の領域は第1報で示したはく離領域に沿って縦渦と逆方向の渦度をもつ流れを誘起した結果に対応する。

乱れの非均質性を示す $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})$ 分布を図15に示す。レイノルズ垂直およびせん断応力分布と同様に、下流での変化が大きい。S1で縦渦の渦度が極値を示す位置を中心としたX形の対称な分布は、S2より下流で崩れ、縦渦の中心の乱れの均質性はなくなる。S3より下流では渦発生器の下流は負の大きな値をもつ領域で占められる。この値が正から負へ変化する境界領域ははく離領域とほぼ一致する。 $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})$ 分布の等値線は横軸に対してほぼ45°の角度をもって分布し、等値線の間隔も狭いため、y方向およびz方向ともに大きなこう配をもつ。そこで、乱れにより流れ方向の渦度が生成される(プラントルの第2種の二次流れ)とともに、逆方向の渦度が縦渦の吹上げ側で生成される。

5. 結 論

三次元乱流境界層に埋没する縦渦の挙動を理解し、数値解析する際の計算コードの検証に用いる基礎データを提供する目的で、渦発生器下流の縦渦と三次元乱流境界層とが干渉する流れ場のレイノルズ応力の応答を調べた結果以下のことが判明した。

(1) レイノルズ垂直応力 $\overline{u^2}$ 分布は縦渦を中心に同心円状に大きな値をもち、下流で減衰する。ケース1は下流で二次元乱流境界層に近い分布となるが、ケース2でははく離領域と縦渦の上側で大きな値をもち、増加する。

(2) $\overline{v^2}$ および $\overline{w^2}$ 分布はS1では渦度が極値を示す位置を中心とした円形となる。だ円形の軸はケース1の場合、それぞれz軸の正および負の方向に傾いている。いずれの応力も減衰は早い。ケース2ではだ円形分布の軸の傾く方向が異なり、下流では $\overline{v^2}$ の拡散は小さく、 $\overline{w^2}$ は縦渦の吹上げ側で大きな値をもつ。

(3) 乱流運動エネルギー分布は最初の測定断面で同心円状の分布を示す。ケース2の乱流運動エネルギー分布は縦渦の吹上げ側と上側で乱れの対流と生産に伴い大きな値をもつ。S5でも乱流運動エネルギーは増加の傾向を示し、下流で減衰したケース1とは異なる。

(4) レイノルズせん断応力 $-\overline{uw}$ 分布は、流れ方向の時間平均速度こう配が零または負の値をもつ領域とほぼ一致する領域で負の値をもつ。ケース2では下流の測定断面で縦渦の上側に大きな値をもつ。

(5) レイノルズ垂直応力の非均質性を示す $-(\overline{v^2} - \overline{w^2})$ 分布は S1 で縦渦を中心とした X 形の分布を示す。ケース 2 では、縦渦の吹上げ側で乱れに伴う渦度が生成される。

- (2) Anderson, S. D. and Eaton, J. K., Ph. D Thesis, Stanford Univ. Rep., MD-51(1986).
- (3) Kline, S. J. and McClintock, F. A., *Mech. Eng.*, **75** (1953), 3.
- (4) Pauley, W. R. and Eaton, J. K., Ph. D Thesis, Stanford Univ. Rep., MD-52(1988).

文 献

- (1) 志沢・Eaton, J. K., 機論, **59**-565, B(1993), 2735.
-