

正方形断面管路内乱流の角部付近における乱れ特性

愛媛大学工学部 河原 源太 (Genta Kawahara)

愛媛大学学長 鮎川 恭三 (Kyozo Ayukawa)

愛媛大学工学部 越智 順治 (Junji Ochi)

愛媛大学大学院 鎌田 英二 (Eiji Kamada)

運輸省 小野 史博 (Fumihiro Ono)

1. 緒言

工業上用いられる管路は角部を有するく形断面形状をもつ場合が数多い。このく形断面管路内の乱流にはレイノルズ応力の非等方性によって維持される Prandtl の第 2 種二次流れが存在し、角部およびこの二次流れの影響によりこの種の乱流は円管内乱流とは著しく異なった流動特性を示す。これまで、く形断面管内乱流の研究としては、最も対称性の高い正方形断面形状をもつ管路内に生じる乱流に対して数多くの研究がなされている。しかし、従来の研究の多くは二次流れの維持機構の解明^{(1)~(3)}、あるいは乱流モデルの検証⁽⁴⁾を目的としており、角部をもち二次流れが存在する流れにおいていかなる乱流構造が乱流エネルギーの生成を支配しているかについては依然として十分な知見が得られていない。

境界層乱流や二次元チャネル乱流に代表される壁面せん断乱流では、バーストとよばれる秩序だった乱流構造によって壁付近の大半の乱流エネルギーが生成される⁽⁵⁾⁽⁶⁾。これまで、このバーストに関しては主に 4 象限法⁽⁷⁾に基づく検討がなされており、壁付近に存在する縦渦運動が誘起する低速流体の壁面からの上昇（イジェクション）と高速流体の壁面への流入（スウィープ）とによって強いレイノルズせん断応力が発生し、その結果大部分の乱流エネルギーが生成されることが明らかにされている。正方形断面管路内乱流においても管路スパン中心付近の壁近傍では壁面乱流と同様な秩序構造によってレイノルズせん断応力が

生成されるが、一方、管路の角部付近ではイジェクションが強められ、スウィープが弱められることが報告されている⁽⁸⁾。さらに、最近の Huser-Biringer⁽⁹⁾ による DNS (直接数値シミュレーション) では、角部付近において低速流体の壁面への流入 (インワードインターアクション) が顕著になるという結果が報告されている。これらのいずれの結果も、正方形断面管路内乱流における角部付近の領域では、いわゆる壁面乱流の秩序構造とは異なった乱流構造が乱流エネルギーの生成に関与することを示唆しているが、その構造の詳細は明らかではない。

本研究の目的は、正方形断面管路内乱流における主レイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ および二次レイノルズせん断応力 $-\overline{v'w'}$ に対して 4 象限解析を行うことによって、レイノルズせん断応力を発生させる乱流構造を明らかにすることである。レイノルズせん断応力の測定には二成分レーザドップラ流速計 (LDV) を用いた。ここでは、特に、く形断面管路内乱流に固有な角部付近の領域における乱流構造に着目する。

2. 実験装置および実験方法

本実験に使用した管路系は既報⁽¹⁰⁾ のものと同一であり、直管部は辺長 $H = 100\text{mm}$ の正方形断面をもち、その長さは 9m である。管路の測定部は管路入口から $68H$ あるいは $89H$ 下流の二管断面であり、 $68H$ 下流の管断面では十分発達した速度場が実現されており⁽¹⁰⁾、 $89H$ 下流の管断面では管路下流端の速度場への影響がないことを確認している。実験時の平均流の諸量を表 1 に示す。

Table 1 Mean flow parameters

Kinematic viscosity ν	$0.94 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$
Duct width H	100mm
Bulk mean velocity U_m	6.6cm/s
Friction velocity u_τ	4.9mm/s
Reynolds number $Re = U_m H / \nu$	7070

作動流体は水で、管路幅 (水力直径) H と管断面平均流速 U_m に基づくレイノルズ数 Re を約 7000 に設定した。なお、表中の u_τ は、管壁近傍での流速測定で評

価された壁面摩擦応力を全管壁面にわたって平均して得られた摩擦速度である。

実験結果の表示に用いる座標系を図1に示す。座標原点を管路断面の角に設定し、管軸方向、管底垂直方向、スパン方向に x, y, z 軸をとる。 x, y, z 方向の流速成分を u, v, w とする。流速の二成分同時計測には、二成分 LDV システムを使用した。本システムは、6W アルゴンイオンレーザー光源 Spectra-Physics 2017、光学系 Dantec 60X シリーズ、および信号処理系 Dantec 57X20, 57X35 から成る。流速測定点における測定体積の各方向の寸法は、主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ に対して $\delta x = \delta y = 48\mu\text{m}$, $\delta z = 399\mu\text{m}$ であり、二次レイノルズせん断応力 $-\overline{v'w'}$ に対して $\delta x = 2.47\text{mm}$, $\delta y = \delta z = 90\mu\text{m}$ である。ここに、 $(\overline{\quad})$ は平均、 $(\quad)'$ は平均まわりの変動を表すものとする。管路入口から $68H$ 下流の位置では、管路側面から z 方向にレーザーを照射し、流速成分 u および v を同時に測定した。管路入口から $89H$ 下流の位置では、管路下流端面から $-x$ 方向にレーザーを照射し、流速成分 v および w を同時に測定した。この二管断面内での速度場には管壁垂直二等分線 $y/H = 0.5$ および $z/H = 0.5$ に関する対称性がおおむね確認されたので、3章では管路 1/4 断面 ($0 < y/H \leq 0.5, 0 < z/H \leq 0.5$) での $-\overline{u'v'}$ および $-\overline{v'w'}$ に対する結果を示すことにする (測定点数は、 $-\overline{u'v'}$ に対して 37×40 , $-\overline{v'w'}$ に対して 26×26 である)。なお、流速測定時のデータレートは 100Hz から 200Hz 、各測定点のサンプルデータ数は 100000 から 120000 であった。

3. レイノルズせん断応力の 4 象限解析

3.1 レイノルズせん断応力分布 図2および図3は、管路 1/4 断面でのレイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ および $-\overline{v'w'}$ の空間分布をそれぞれ示したものである。従来から主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ に関しては数多くの実験結果⁽⁴⁾⁽¹¹⁾が報告されているが、これらの実験は二次流れが特に顕著になる高レイノルズ数 ($Re = 42000 \sim 65000$) で行われているため、本結果と直接に比較することはできない。さらに、二次レイノルズせん断応力 $-\overline{v'w'}$ については詳細な実験データがほとんど報告されていない。そこで、本実験とほぼ同程度のレイノルズ数

で行われた Huser-Birgen⁽⁹⁾ による DNS ($Re = 10320$) の結果と本実験結果とを比較したところ、良好な一致が認められた⁽¹²⁾。図 2 に示した $-\overline{u'v'}$ の分布を見ると (流れの管断面对角線に関する対称性から、対角線で折り返すことによって $-\overline{u'v'}$ の分布と見なすことができる)、管断面の対角線下側 $y < z$ では $-\overline{u'v'}$ は正であり、管底壁 $y/H = 0$ 付近の管路スパン中心 $z/H = 0.5$ 寄りで非常に大きな値をとっている。一方、対角線上側 $y > z$ では $-\overline{u'v'}$ は零に近い値になっているが、管路角部付近 ($0.1 < y/H < 0.2$) の管側壁 $z/H = 0$ 寄りで負の比較的大きな値をとる。この負の $-\overline{u'v'}$ をもつ領域は高レイノルズ数になると管壁垂直二等分線 $y/H = 0.5$ 寄りの位置に移動するが⁽⁴⁾⁽¹¹⁾、いずれにせよこの負の領域の存在が正方形断面管路内乱流に固有の性質であるといえる。

図 3 の $-\overline{v'w'}$ は、絶対値が小さいため測定誤差の比率が大きく測定値のばらつきが目立つものの、ほぼ全領域で正の値をとっている。また、 $-\overline{v'w'}$ は対角線に沿って比較的大きな値をもち、特に管路角部付近で大きな値をとっている。角部付近では、 $-\overline{v'w'}$ の値が $-\overline{u'v'}$ の値とほぼ同程度になっており、必ずしも $-\overline{u'v'}$ が支配的とはいえないことがわかる。

3.2 4 象限解析 本研究では、 u' あるいは w' を横軸にとり、 v' を縦軸にとって得られるホドグラフ面 (u', v') および (w', v') 上でレイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ および $-\overline{v'w'}$ の 4 象限解析を行う。4 象限法では、これらのホドグラフ面を第 1, 2, 3, 4 象限の四つの象限に分割し、各象限からのレイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ および $-\overline{v'w'}$ への寄与 Q_i^{uv} および Q_i^{wv} ($i = 1, 2, 3, 4$)

$$Q_i^{uv} = -\sum_i (u'v')_i / N \quad (1)$$

$$Q_i^{wv} = -\sum_i (w'v')_i / N \quad (2)$$

をそれぞれ評価する。ここに、 $(u'v')_i$ および $(w'v')_i$ は第 i 象限の各サンプル値、 \sum_i は第 i 象限の全てのサンプルの総和を意味し、 N は全ての象限のサンプル総数を表す。この定義から

$$\sum_{i=1}^4 Q_i^{uv} = -\overline{u'v'} \quad (3)$$

$$\sum_{i=1}^4 Q_i^{uv} = -\overline{uv} \quad (4)$$

なる関係が成立する.

3.3 各象限の $-\overline{uv}$ への寄与 図 4 (a), (b), (c) および (d) は, 各象限の $-\overline{uv}$ への寄与 Q_1^{uv} (< 0), Q_2^{uv} (> 0), Q_3^{uv} (< 0) および Q_4^{uv} (> 0) の絶対値の管路 1/4 断面での分布をそれぞれ示したものである. これらの図において, Q_1^{uv} は高速流体の上方への運動, Q_2^{uv} は低速流体の上方への運動, Q_3^{uv} は低速流体の下方への運動, Q_4^{uv} は高速流体の下方への運動による寄与をそれぞれ表す. まず, 管断面の対角線下側の領域を見ると, $|Q_2^{uv}|$ および $|Q_4^{uv}|$ が $|Q_1^{uv}|$ および $|Q_3^{uv}|$ よりはるかに大きな値をとり, 特に管壁 $y/H = 0$ 付近でそれらの値が最も大きくなっていることがわかる. この領域では管壁 $y/H = 0$ に対して Q_2^{uv} がイジェクション, Q_4^{uv} がスウィープに相当するので, 通常の壁面せん断乱流と同様, 強いイジェクションとスウィープとによって図 2 に見られる管壁 $y/H = 0$ 付近の強い主レイノルズせん断応力が発生しているものといえる. これに対して, 同領域の角部付近 $z/H \leq 0.2$ においては依然としてイジェクション Q_2^{uv} は比較的大きな値を維持しているが, 一方スウィープ Q_4^{uv} はかなり小さな値となっている⁽⁸⁾. 次に, 対角線上側の領域では, $|Q_1^{uv}|$ と $|Q_4^{uv}|$, あるいは $|Q_2^{uv}|$ と $|Q_3^{uv}|$ がそれぞれ類似した分布状態にあり, それらが互いに相殺し合うことによってこの領域の $-\overline{uv}$ が零に近い値になっていることがわかる (図 2). このことは, 管壁 $z/H = 0$ に垂直な軸に対して乱れが近似的な対称性をもつことを意味する. ところが, この領域の角部付近 $y/H \leq 0.2$ ではこの対称性が破れ, $|Q_2^{uv}|$ および $|Q_4^{uv}|$ のみが選択的により小さい値をとっている. したがって, この角部付近では $|Q_1^{uv}|$ に対して $|Q_4^{uv}|$ が減少し, $|Q_3^{uv}|$ に対して $|Q_2^{uv}|$ が減少することで負の $-\overline{uv}$ が生成されることになる (図 2).

図 5 (a), (b) および (c) は, 各象限の寄与の比の絶対値 $|Q_2^{uv}/Q_4^{uv}|$, $|Q_1^{uv}/Q_4^{uv}|$ および $|Q_3^{uv}/Q_2^{uv}|$ の分布をそれぞれ示したものである. 図中の白い等値線は $|Q_2^{uv}/Q_4^{uv}| = |Q_1^{uv}/Q_4^{uv}| = |Q_3^{uv}/Q_2^{uv}| = 1$ を表す. これらの図から, 上に述べた対角

線下側の角部付近でのイジェクション Q_2^{uv} に対するスweep Q_4^{uv} の減少 (図 5 (a)), および対角線上側の角部付近での $|Q_1^{uv}|$ に対する $|Q_4^{uv}|$ の減少 (図 5 (b)) と $|Q_3^{uv}|$ に対する $|Q_2^{uv}|$ の減少 (図 5 (c)) が明りように確認できる。

3.4 各象限の $-\overline{vw}$ への寄与 図 6 (a), (b), (c) および (d) は, 各象限の $-\overline{vw}$ への寄与 Q_1^{uv} (< 0), Q_2^{uv} (> 0), Q_3^{uv} (< 0) および Q_4^{uv} (> 0) の絶対値の管路 1/4 断面での分布をそれぞれ示したものである。これらの図において, Q_1^{uv} は流体の右上方への運動, Q_2^{uv} は流体の左上方への運動, Q_3^{uv} は流体の左下方への運動, Q_4^{uv} は流体の右下方への運動による寄与をそれぞれ表す。いずれの象限の寄与も角部付近の領域を除く管壁 $y/H = 0$ あるいは $z/H = 0$ の近くで比較的大きな値をとるが, それらは互いに相殺し合って $-\overline{vw}$ 自身は零に近い値になっている (図 3)。一方, 管断面对角線の付近では, いずれの象限の寄与も比較的小きな値となっているが, 特に角部付近においては $|Q_1^{uv}|$ および $|Q_3^{uv}|$ のみが選択的に非常に小さな値をとっている。したがって, $|Q_2^{uv}|$ および $|Q_4^{uv}|$ に対して $|Q_1^{uv}|$ および $|Q_3^{uv}|$ が減少することで図 3 に示した角部付近の正の大きな $-\overline{vw}$ が生成されることになる。

3.5 概念モデル ここでは, 以上に示した 4 象限解析の結果に基づき, レイノルズせん断応力を発生する乱流構造に対して考察を加える。まず, 管路角部から離れた管壁垂直二等分線付近の乱流構造について検討する。管底壁 $y/H = 0$ 上の乱れで考えると, この領域では壁面に垂直な軸に対する乱れの対称性が近似的に成立し, $-\overline{uv}$ (本測定結果では管側壁 $z/H = 0$ 上の $-\overline{uv}$ に相当) および $-\overline{vw}$ は零に近い値となり, $-\overline{uv}$ のみが強いイジェクションとスweepとによって生成される。これは通常の壁面せん断乱流の結果と一致しており, 管壁垂直二等分線付近では壁面乱流と同様の縦渦構造⁽⁷⁾ によって主レイノルズせん断応力が生成させているものといえる。

次に, 管路角部付近の乱流構造について検討する。角部付近においてもやはり縦渦構造がレイノルズせん断応力生成の主要因だと考えられるが, そこでは角の二等分線 (管断面对角線) に関する幾何学的対称性から縦渦構造の典型的

な形態が図7に示す対称形(a)あるいは反対称形(b)のいずれかであるものと期待できる。これら二つの形態の重要な相違は、対称形(a)では主に対角線に沿う方向の流動(Q_1^{vw} および Q_3^{vw} を発生させる)が誘起され、一方反対称形(b)では主に対角線を横切る方向の流動(Q_2^{vw} および Q_4^{vw} を発生させる)が誘起される点にある。さて、そこで $-\overline{v'w'}$ の4象限解析結果を振り返ると(図6)、角部付近では Q_1^{vw} および Q_3^{vw} のみが選択的に小さくなっているため、対称形(a)は実験結果と矛盾していることがわかる。したがって、角部付近に典型的な乱流構造は図7(b)に示すような反対称形の縦渦構造だと考えられる。図8は、上流管底壁から注入した蛍光色素によって管底壁付近の乱流構造を管路垂直断面で可視化した一例である。この可視化結果から、角部付近($y/H = z/H = 0.1$ あたり)に反対称形で反時計回りに回転する縦渦構造が実際に確認できる。

以下、この反対称形の縦渦構造による角部付近での主レイノルズせん断応力 $-\overline{v'v'}$ の生成機構について考察する($-\overline{u'w'}$ についても管断面对角線に関する対称性を考慮して以下と全く同様の議論が成立する)。図9に示す概念モデルのように、縦渦構造は、隣り合う管壁 $y/H = 0$ あるいは $z/H = 0$ 付近の流体をそれぞれがもつ管軸方向運動量とともにもう一方の管壁に向けて輸送する。図中では輸送される流体がもつ管軸方向(紙面垂直方向)速度成分の相対的な高低が \oplus および \ominus で示されている。図9(a)では、管側壁 $z/H = 0$ 付近の低速の流体が管底壁 $y/H = 0$ に向けて輸送されるため、 Q_3^{vw} (インワードインターアクション)が発生する。この低速流体がもう一方の壁面に向けて輸送されることでインワードインターアクションが生ずる点については Huser-Biringer⁽⁹⁾ によってすでに指摘されている。図9(b)では、管路中心寄りの高速の流体が管側壁に向けて輸送されるため、 Q_1^{vw} (アウトワードインターアクション)が発生する。以上の縦渦運動によるインワードインターアクションおよびアウトワードインターアクションによって管側壁寄り角部付近で負の $-\overline{v'v'}$ が発生することになる。図9(c)では、管底壁付近の低速の流体が管側壁に向けて輸送されるため、 Q_2^{vw} (イジェクション)が発生する。このイジェクションは壁面乱流のそれと同様に強い正の $-\overline{v'v'}$

を生成する。図9 (d) では、管路中心寄りの高速の流体が管底壁に向けて輸送されるため、 Q_4^{uv} (スウィープ) が発生する。ただし、ここで注意すべきことは、縦渦運動によって輸送される管中心寄りの流体が比較的管側壁に近い位置に存在する点である。この流体は、管側壁のすべりなし条件による拘束を受けるため、管底壁からの高さが同程度でかつ角部から離れた位置での流体に比べてその管軸方向速度が小さくなると考えられる。このため、角部付近では、イジェクションは管底壁垂直二等分線付近と同様に $-\overline{u'v'}$ の発生に大きく寄与するが、一方スウィープによる寄与は管底壁垂直二等分線付近に比べて顕著に弱められる。

ここで示した角部付近での縦渦構造 (図7 (b)) は角の二等分線に関する反対称性をもつので、瞬時の乱流場で実現された時計回りあるいは反時計回りの渦構造が統計的には互いに打ち消し合う。したがって、この縦渦構造が平均された速度場に陽には現れることはなく、その意味で角部付近に現れる二次流れ渦とは異質のものである。この縦渦構造と二次流れ渦との関連性については今後の検討を要する。

4. 結言

$Re = 7070$ の十分発達した正方形断面管路内乱流の主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ および二次レイノルズせん断応力 $-\overline{v'w'}$ を測定するとともにそれらの4象限解析を行った結果、以下の知見を得た。

管壁 $y/H = 0$ (または z/H) の垂直二等分線付近では、管壁に垂直な軸に関する乱れの対称性が近似的に成り立ち、壁面せん断乱流に見られるのと同様の縦渦構造が誘起するイジェクションとスウィープとによって主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ (または $-\overline{u'w'}$) が生成される。

一方、管路角部付近では、角の二等分線 (管断面对角線) に関する反対称性をもつ縦渦構造が存在し (図7 (b) および図8)、この縦渦構造によって二次レイノルズせん断応力 $-\overline{v'w'}$ が生成される。この縦渦構造は、隣り合うそれぞれの管壁付近の流体をそれがもつ管軸方向運動量とともにもう一方の管壁に向けて輸送

する。この輸送効果によって、角部付近にはインワードインターアクションおよびアウトワードインターアクションが誘起され、管壁 $z/H=0$ (または $y/H=0$) 付近に負の主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ (または $-\overline{u'w'}$) が生成される。さらに、イジェクションおよびスウィープが誘起され、管壁 $y/H=0$ (または $z/H=0$) 付近に主レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ (または $-\overline{u'w'}$) が生成される。しかし、比較的管壁近くの (すべりなし条件によって減速された) 高速流体がもう一方の管壁に向かって流入するため、管壁垂直二等分線付近に比べてスウィープは顕著に弱められる。

文献

- (1) Brundrett, E. and Baines, W. D., *J. Fluid Mech.*, 19-3(1964), 375-394.
- (2) Madabhushi, R. K. and Vanka, S. P., *Phys. Fluids*, 3-11, A(1991), 2734-2745.
- (3) 梶島・ほか2名, 機論, 57-540, B(1991), 2530-2537.
- (4) Melling, A. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, 78-2(1976), 289-315.
- (5) Kim, H. T., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 50-1(1971), 133-160.
- (6) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37-1(1969), 1-30.
- (7) Lyons, S. L., ほか2名, *AIChE J.*, 35-12(1989), 1962-1975.
- (8) 河原・ほか3名, 機論, 61-592, B(1995), 4290-4296.
- (9) Huser, H. and Biringen, S., *J. Fluid Mech.*, 257(1993), 65-95.
- (10) 鮎川・ほか4名, 機論, 57-542, B(1991), 3616-3621.
- (11) 藤田・ほか3名, 機論, 52-482, B(1986), 3491-3496.
- (12) 河原・ほか4名, 機論 B, 投稿予定.

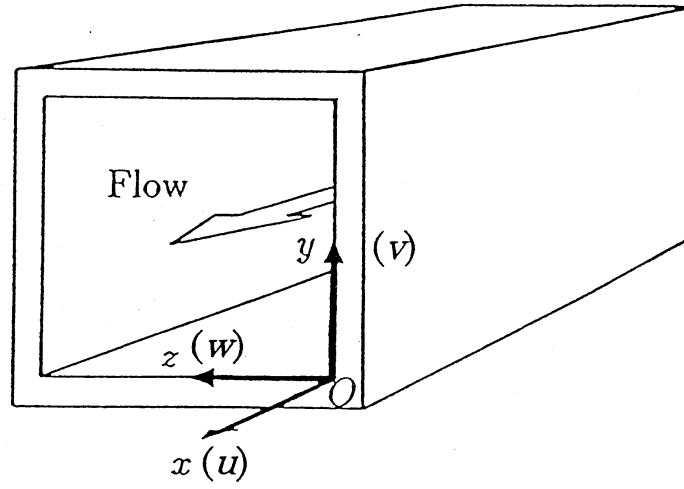
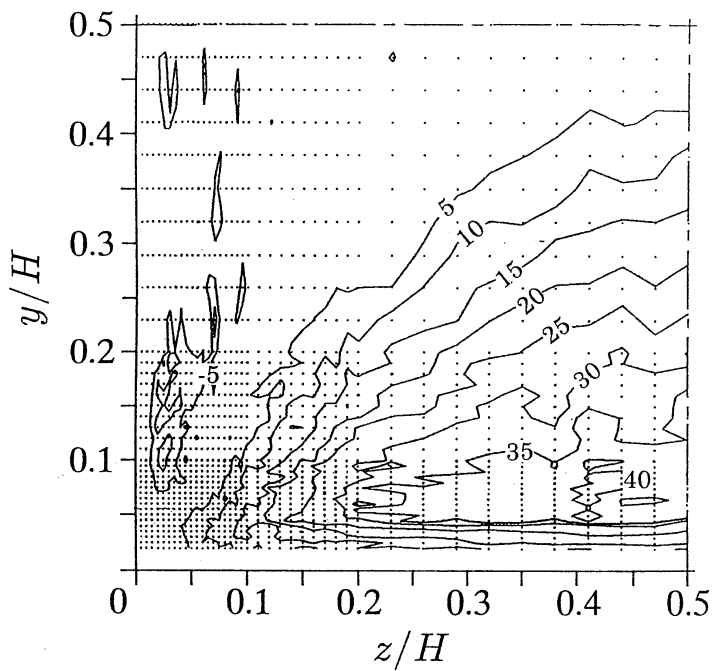
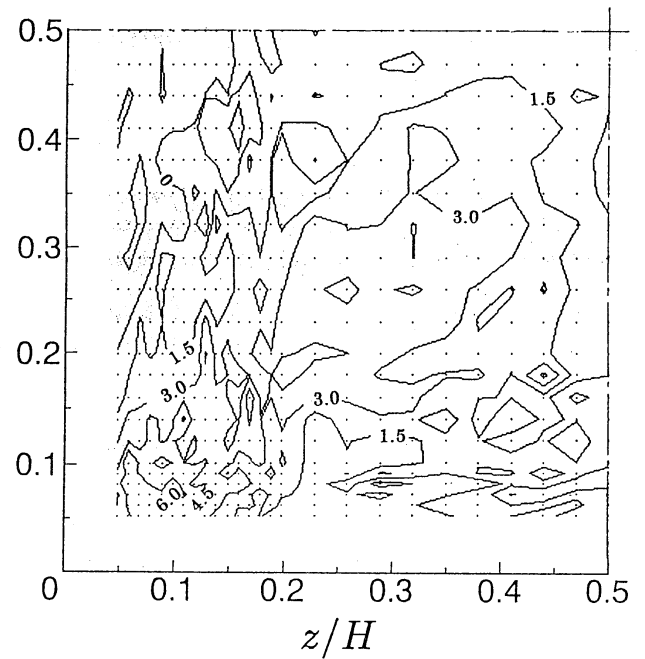


Fig. 1 Coordinate system

Fig. 2 Reynolds stress $-\overline{u'v'}/U_m^2 \times 10^4$ Fig. 3 Reynolds stress $-\overline{v'w'}/U_m^2 \times 10^4$

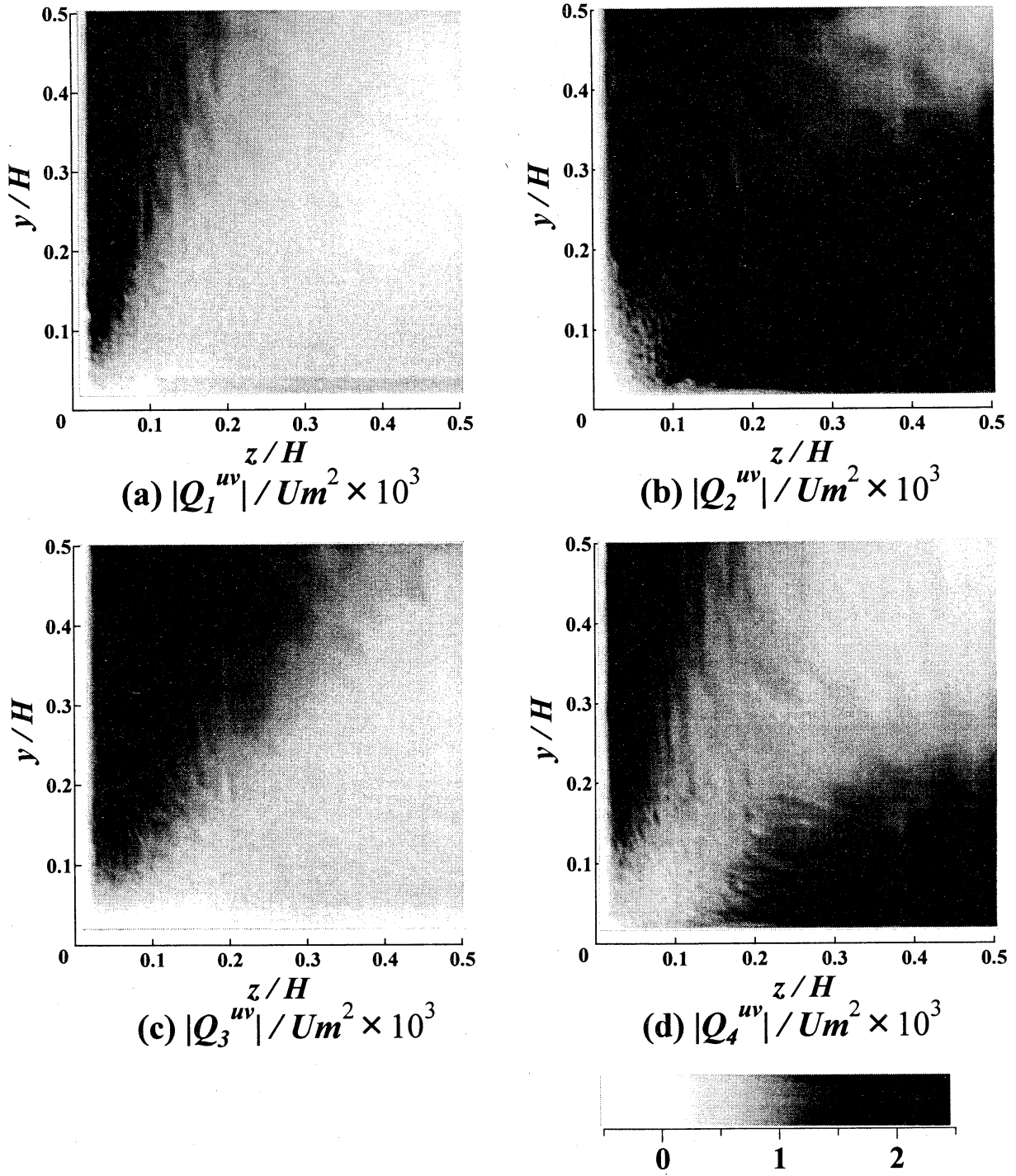


Fig.4 Contribution from each quadrant to $-\overline{u'v'}$

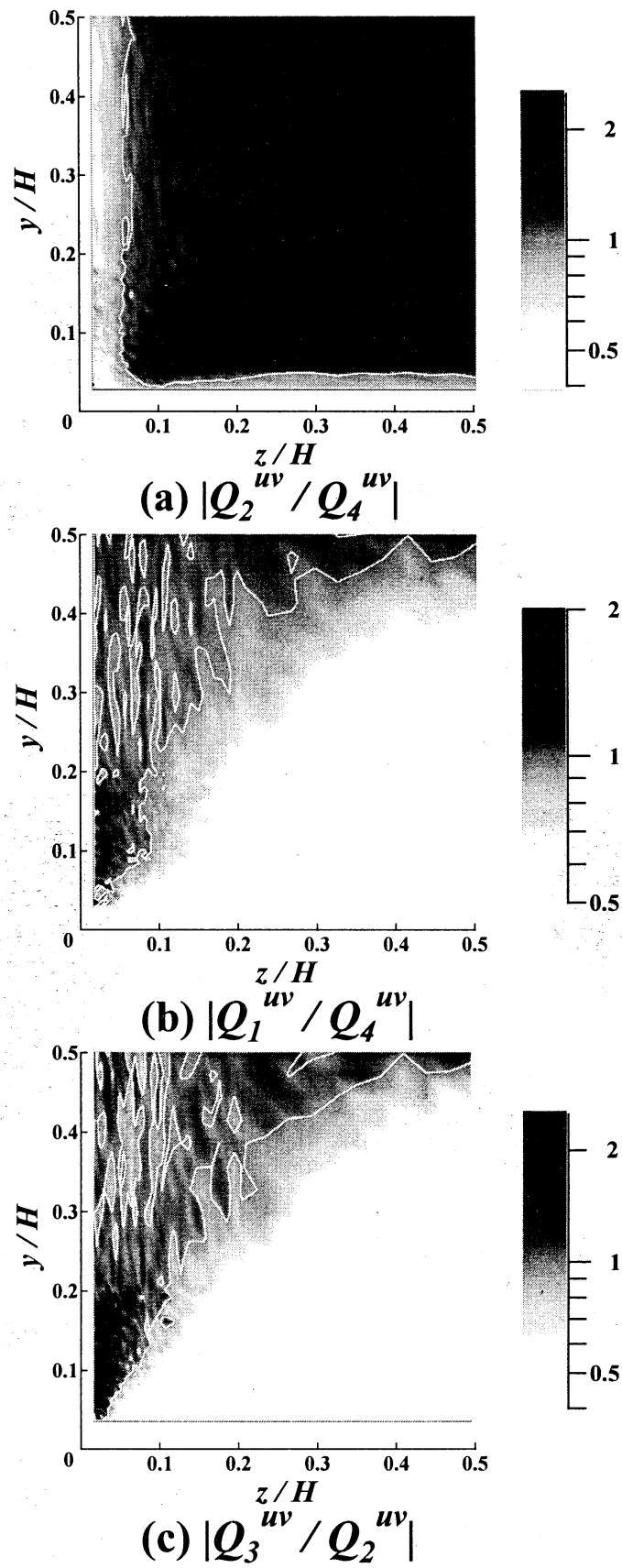


Fig.5 Contribution ratio between each quadrant

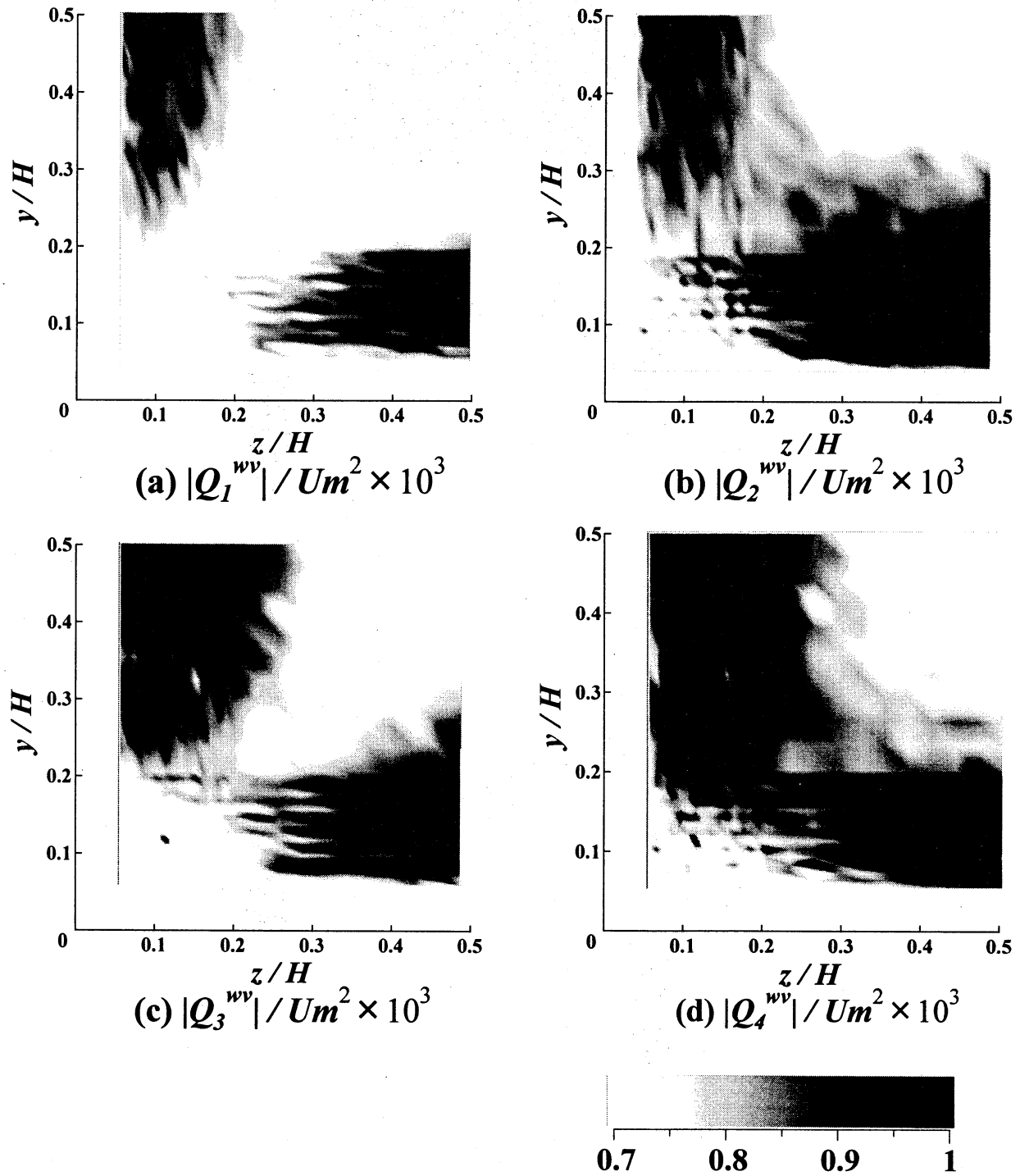
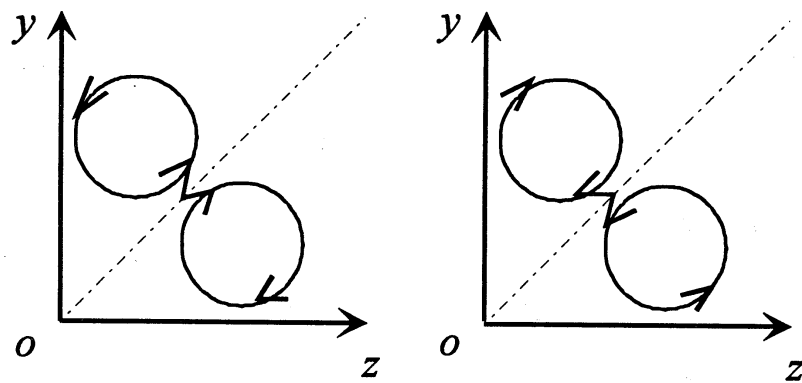
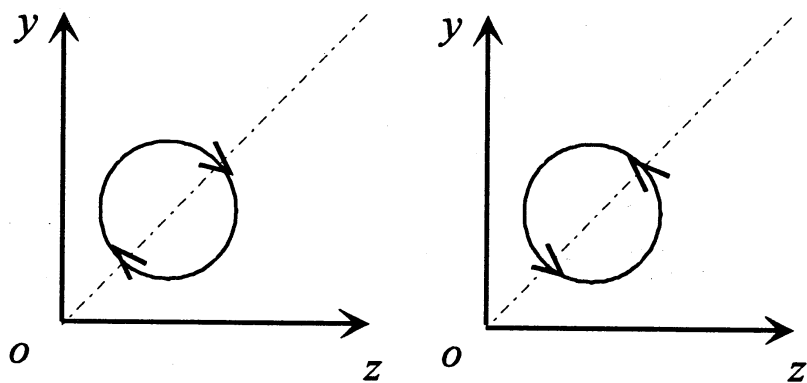


Fig.6 Contribution from each quadrant to $-\overline{v'w'}$



(a) Symmetric streamwise vortices



(b) Antisymmetric streamwise vortex

Fig. 7 Typical flow structures in corner region

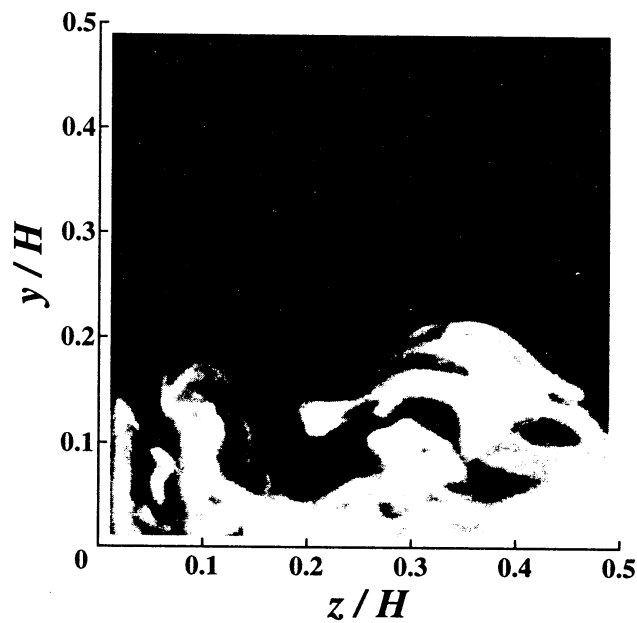


Fig.8 Visualized turbulence structures in corner region

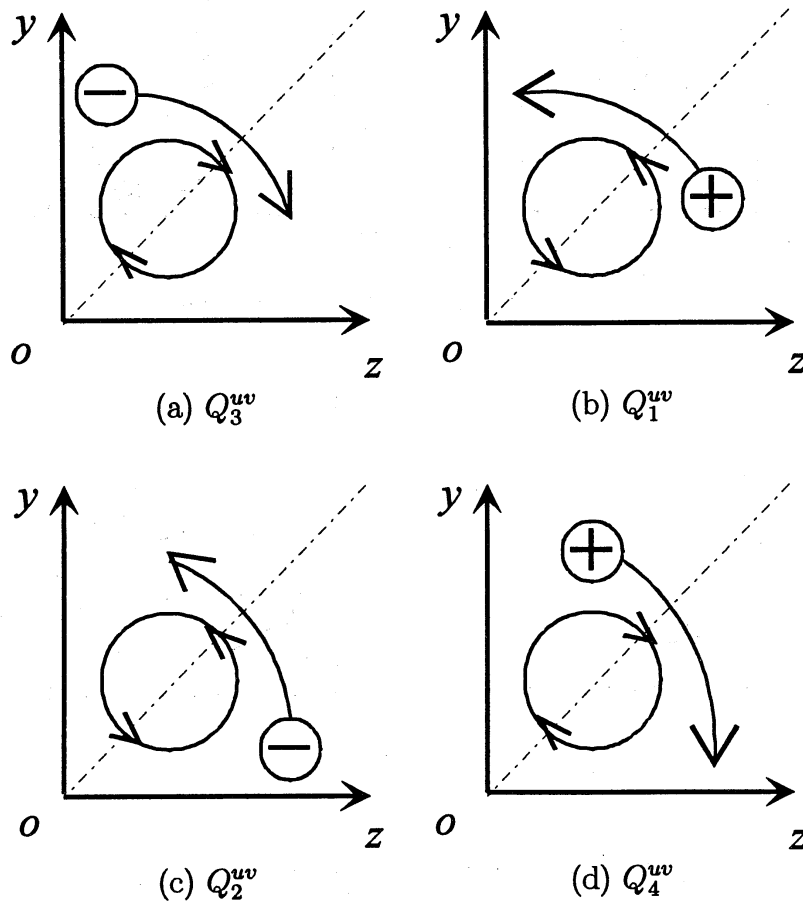


Fig. 9 Conceptual models for generation of $-\overline{u'v'}$