

複断面開水路流れにおける組織渦構造に及ぼすかぶり水深の影響

Effects of Floodplain Depth on Coherent Vortices in Compound Open-Channel Flows

瀬津家久*・鬼束幸樹**・相良幸輝***・池谷和哉****

Iehisa NEZU, Kouki ONITSUKA, Yuki SAGARA and Kazuya IKETANI

*正会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員 博(工) 京都大学大学院助手 環境地球工学専攻 (同上)

***正会員 工修 大阪市 (〒530-8201 大阪市北区中之島1-3-20)

****学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

An investigation on three-dimensional turbulent structures accompanied with secondary currents and large-scale horizontal vortices in compound open-channel flows is very important in basic hydraulics as well as in river environment engineering to evaluate the friction law of the flow and sediment transport in compound river.

In this study, secondary currents and three-dimensional (3-D) turbulent structures were experimentally revealed by making use of a fiber-optic laser Doppler anemometer (LDA). These experimental data were compared with the numerical calculations using three-dimensional algebraic stress model (3-D ASM). Next, instantaneous structures were analyzed by making use of Particle-Image Velocimetry (PIV) which can measure the simultaneous velocity components at all points in laser-light-sheet (LLS). These results revealed effects of the floodplain depth on the turbulent structures in compound open-channel flows.

Key Words : Compound Open-Channels, floodplain depth, LDA, PIV, 3-D ASM

1. はじめに

我が国の河川は洪水時における流量と、平水時における流量との比、いわゆる河況係数が大きいことが知られている。そのため中・下流域においては複断面河道とよばれる高水敷と低水路という二段構造を持つ河道がしばしば見られる。近年よりよい住環境を模索するために、平水時における河川の活用方法や親水性を持たせた河川環境という意味合いから再び複断面河道や植生を有する河道などが検討されるようになってきた。近年、単断面の2次流の研究からさらに発展させ、断面形状のより複雑な複断面開水路流の2次流や3次元構造の研究が着手され、これまでに数多くの成果が得られている¹⁾。特に、高水敷部分が流れに及ぼす影響を調べることが、複断面を有する河道の計画や水工設計上最も重要である。しかし、複断面開水路流れでは、低水路流れと高水敷上の土砂の堆砂機構や境界部における物質輸送機構など未解明な点が数多く残されているのが現状である。

長年の研究により、複断面流れの大きな特徴として以下に挙げる2点が、実験・数値計算の双方から明確にされている。(1)低水路流れと高水敷上流れとの間に生じるせん断不安定に起因する水平渦構造。(2)横

断方向に不連続に変化する断面形状に起因する斜昇流を伴う縦渦構造。

水平渦に着目した先駆的研究として Sellin²⁾のものがあつた。彼は低水路と高水敷との境界付近に発生する水面渦が流下方向にある間隔を有することを発見した。玉井・河原³⁾は Sellin が示した水平渦を可視化するとともに、水平渦をモデル化して接合面のせん断応力を評価し抵抗則を導いている。池田⁴⁾は、水平渦発生メカニズムについての研究を進め、横断方向に主流が流速差をもつ流れ場では、変曲点不安定性により水平組織渦が発生することを指摘した。さらに、池田・空閑⁵⁾は、高水敷水深が浅い場合は水平渦の波長は短くなるが、強度の大きな水平渦が発生し、境界部において単位深さあたりの運動量輸送が大きくなると結論づけている。

一方、横断面内特性に関しては、今本・久下⁶⁾が名付けた斜昇流についても多くの研究が行われた。木下⁷⁾は、洪水流の観測結果より、高水敷上の流速が低水河岸に沿う付近で若干流速が落ちる場合が極めて多いことに着目し、実験水路での結果より、低水河岸沿いには特に強い湧昇流の存在とそれらがある間隔で並びやすいことを指摘した。また今本・石垣⁸⁾は、高水敷と

低水路の接合部近傍において、斜昇流が自由水面に達して発散し、押しのけられた流体が低水路流れと境界で渦を形成しているとし、さらに斜昇流によって誘起される環状な渦（2次流セル）をタイプ別に分類し、斜昇流が、長方形単断面開水路の流れで観察される2次流よりも強いことを指摘している。

さらに、Tominaga and Nezu⁹⁾は、ファイバーレーザ流速計(LDA)を用いて複断面開水路の接合部の流れを精密に3次元的に乱流計測し、低水路の水深が高水敷高さの2倍のとき、2次流のオーダーが最大主流速の5%弱程度であることを実験計測によって求め、最大主流速の降下現象についても明らかにした。そのほか瀬津ら¹⁰⁾は法面勾配の変化によって2次流構造が変化することを明らかにしている。富永ら¹¹⁾は湾曲部における遠心力に起因する2次流構造を明らかにしている。

その一方で、可視化手法は流れ場全体の流動やそれに伴う諸現象の物理的理解を容易にできるという特徴をもっているが、従来は定性的な観測の域を出ることはなかった。しかし、写真撮影や CCD カメラを用いたビデオ撮影をすることで画像解析法が急速に進展し、定量的な評価をすることが可能になった。瀬津ら¹²⁾は、PTV (Particle Tracking Velocimetry)による複断面開水路流れの計測を行い、様々な判別条件関数を定義した条件付きサンプリング手法を駆使して組織渦の時空間相関解析を行った結果、組織渦の全体像を模式的にとらえることに成功した。

本研究において対象としたのは、かぶり水深の相違によって斜昇流と水平渦の二つの組織渦構造が受ける影響の変化を解明することである。そこで本研究では、フルード数を一定にし、水深を系統的に変化させた。レーザ流速計を用いた3次元点計測に加え、鉛直横断面両断面に対する PIV を用いた計測も行い、それぞれの水深における複断面開水路流れの複雑な三次元構造を解析した。実河川における河道改修工事を計画する上で、このような複断面流れの流況をあらかじめ予測する必要があるが、それには本実験データを再現するモデルが必要となる。現在、流れを再現するものとして、DNS(Direct Numerical Simulation)、LES(Large Eddy Simulation)および乱流モデルが存在するが、DNS や LES は瞬間的な乱流構造を解明できるといった利点があるものの、計算コストが極めて高く、工学的にはまだまだ使用できる段階にない。一方、乱流モデルには、Reynolds 応力モデル、代数応力モデルおよび $k-\epsilon$ 法などがあるが、乱れの非等方性を仮定している標準型 $k-\epsilon$ 法では、第2種2次流を再現できない。そこで本研究では、比較的計算コストが安く、かつ第2種2次流を再現することができる3次元代数応力モデル(3D-ASM)を用いて複断面流れの流況を再現し、実験データと比較検討することで、3次元代数応力モデルの適応限界について検討した。そして最後に、それぞれの計測から得られた知見をもとに、かぶり水深変化が複断面開水路流れに及ぼす影響について総合的考察を

試みた。

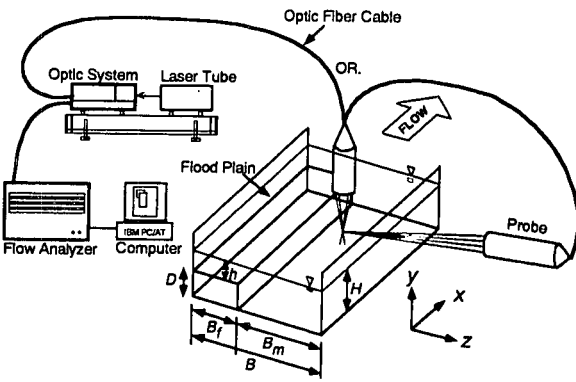


図-1 実験装置 (LDA)

表-1 水理条件 (LDA 計測)

CASE	S	$H(\text{cm})$	B/B_f	H/D	$Q(\text{L/s})$	$U_{\text{max}}(\text{cm/s})$	Fr	$Re(\times 10^4)$
H6	1/3000	6.0	0.5	1.20	1.44	13.4	0.20	1.3
H7	1/4000	7.0		1.40	2.06	14.9		1.8
H8	1/5000	8.0		1.60	2.73	15.6		2.3
H10	1/8000	10.0		2.0	4.20	16.4		3.1
H15	1/7500	15.0		3.0	8.37	19.0		6.2

2. 横断面内特性 (LDA および 3-D ASM)

2.1 実験装置および水理条件

図-1 に点計測で用いた実験装置を示す。本研究で用いた複断面水路は、全長 10m、幅 $B=40\text{cm}$ 、高さ 40cm の可変勾配型循環式直線水路に、アクリル製 BOX を設置することにより構成されている。アクリル製 BOX は高さ 5cm、幅 20cm とした。座標系は図中に記したとおり、流下方向に x 軸を、水深方向に y 軸を、水路横断方向に z 軸を設定し、河床を $y=0$ 、高水敷側水路側壁を $z=0$ とした。計測断面における測定点のメッシュは、水路横断方向には低水路と高水敷との境界部を密に、水深方向には高水敷高さ付近を密にして不等分割し、最大で 600 点とした。

瞬間流速(u, v, w)の3次元計測には、DANTEC 社製の水冷4ビーム後方散乱型2成分アルゴンイオンファイバーレーザ流速計(LDA)を用いた。その際には光学ガラス製の水路側壁方向から(u, v)を、水路上方から(u, w)を高精度に計測した。データのサンプリング時間は1測定点につき約 60sec であり、平均サンプリング周波数は約 100Hz であった。河床せん断応力を評価するために行った水路底面ごく近傍での粘性底層の計測には、側壁方向からの主流方向のみの2ビームの1次元計測を行った。この計測地点は横断方向に21列、鉛直方向には0.2mm から0.6mm の間に6点設定した。

表-1 に実験条件を記す。表中の S は路床勾配、 H は

低水路水深、 Q は流量、 U_{max} は断面内最大主流速、 Fr はフルード数、 Re はレイノルズ数を表している。また、高水敷水深を h とした。実験ケースは、低水路水深が 6、7、8、10、15cm の 5 通りを設定し、各々 caseH6、H7、H8、H10、H15 とした。また、代数応力モデルによる数値計算を行った際のケース名については、実験ケース名と対応させ、各々 caseH6-C、H7-C、H8-C、H10-C、H15-C とした。

2.2 実験結果および考察

(1) 主流速横断分布

図-2(a)に点計測で得られたデータをもとに平均主流速 U について式(1)を用いて水深平均した U_{da} を各ケースの U_{max} で無次元化された横断方向分布を示す。

$$U_{da}(z) = \frac{1}{H'} \int_0^{H'} U(y, z) dy \quad (1)$$

ここに $H' = H$ or $H' = h$ である。この図より、かぶり水深の浅い caseH6、H7 では境界部において変曲点を有しており、かぶり水深が浅くなるにつれて低水路・高水敷間の流速勾配が非常に大きくなる傾向が伺える。これよりかぶり水深が浅いほど高水敷と低水路との流速差が顕著であり、大規模水平渦の発生・発達に起因していることが確認できる。一方、かぶり水深が深い caseH10、H15 では、境界部付近でいったん流速値が大きく減少するという特徴がみられる。これは斜昇流が存在していることが原因と考えられ、かぶり水深が深いほど斜昇流の影響が顕著に見られることが示唆される。さらに、caseH15 に限っては、高水敷において最大流速点をとる特徴も見られる。

次に、図-2(b)に 3 次元代数応力モデルによる U_{da} の横断方向分布を示す。caseH6 のような高水敷水深が低い場合、高水敷奥になるに従い、実測値が減少しているのに対し、計算値はほぼ一定値をとっている。これは、この領域では Reynolds 数が小さく、粘性の影響を受けているにもかかわらず、本計算に用いたモデルが高 Reynolds 数モデルであったことによる。しかし、高水敷水深の増加に伴い高水敷における計算値が実験値をうまく再現していると言える。特に、caseH10 については、 $z/B = 0.3$ 付近で極小値を示すといった特徴を良好に再現している。この現象は次に示す 2 次流によって説明される。一方、高水敷水深が高い場合 (caseH10、H15) における境界部付近に置いて極小値を持つといった特徴を計算値は良好に再現している。

(2) 2 次流分布

図-3 は本実験のすべてのケースに関して、2 次流 (V, W) を断面最大流速 U_{max} で無次元化して、ベクトル表示したものである。いずれのケースも、高水敷端部付近において 2 次流強度が強くなっており、境界部を境に高水敷端部から低水路に向かう斜昇流と、高水敷上には 2 次流セルが存在している。各ケースの高水敷端部における 2 次流の様相を見ると、最もかぶり水深の

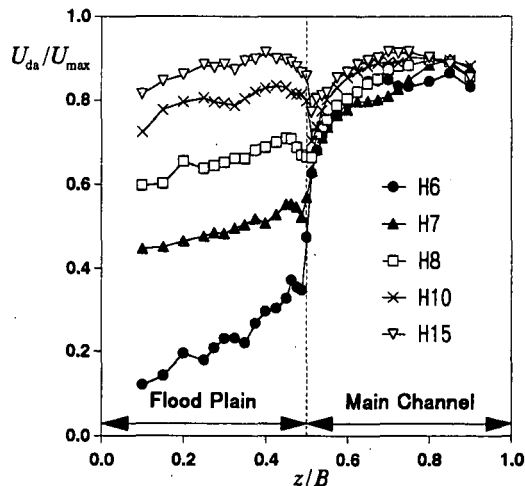


図-2(a) 水深平均主流速の横断方向分布 (実験)

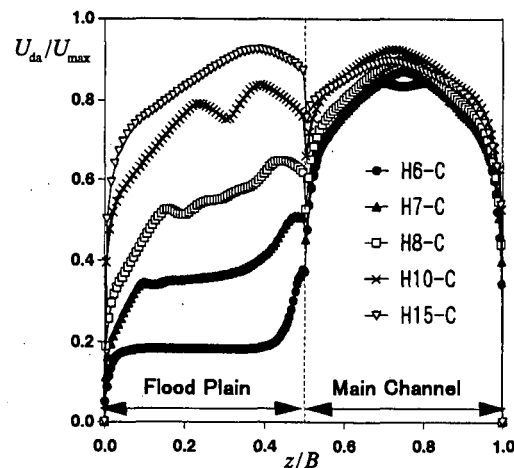


図-2(b) 水深平均主流速の横断方向分布 (計算)

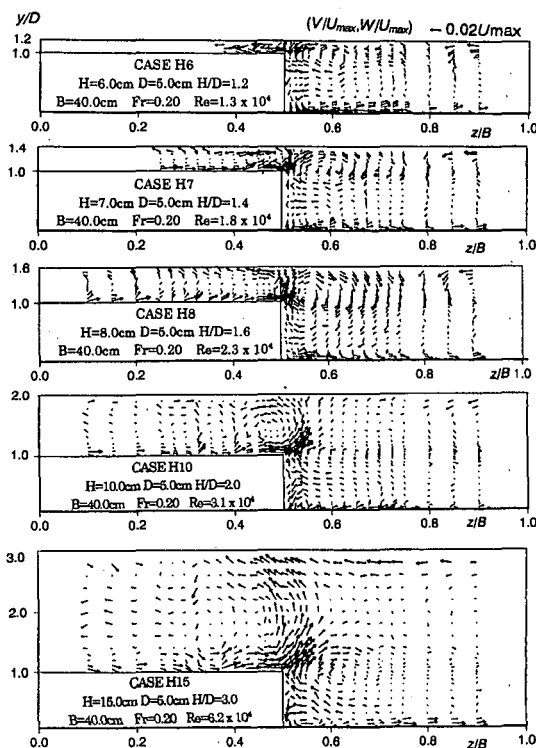


図-3 2 次流ベクトル (LDA 計測)

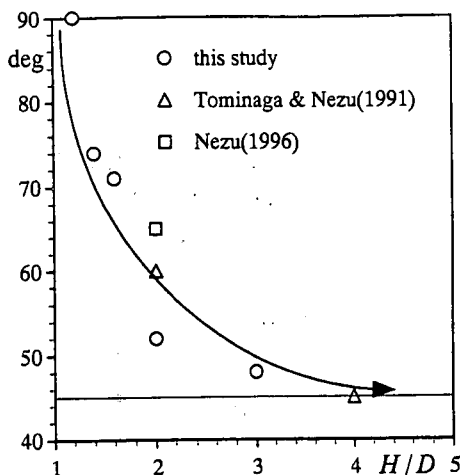


図-4 水深に対する斜昇流の角度

浅い caseH6 では水面の拘束が強いため横断方向成分 W が強くなっているが、caseH8 ではほぼ鉛直方向に流れている。したがって、かぶり水深の浅い場合の高水敷端部における2次流は、斜昇流というよりむしろ上昇流に近いといえる。caseH10 においては、 $z/B = 0.3$ 付近で上昇流が発生しているが、この領域では図-2で観察されたように水深平均流速が減少している。一方、かぶり水深が増した caseH15 になると、2次流が水平方向となす角度が小さくなる傾向が観察され、複断面開水路流れ特有の斜昇流が確認できる。このことから、かぶり水深が深い場合には2次流による横断混合輸送が活発になると考えられる。

図-4に、2次流ベクトル図から斜昇流の角度を求めたものを示す。2次流ベクトル図に見られた傾向と同様、かぶり水深が増加するに従って斜昇流の角度が小さくなっていく傾向が見られる。

(3) 河床せん断応力の横断分布

粘性底層の流速分布は次の線形分布が理論的に求められる。したがって、河床せん断応力 τ_b が容易に計算できる。

$$U/U_* = yU_*/\nu \equiv y^+ \quad (y^+ \leq 5) \quad (2)$$

$$\therefore \tau_b \equiv \rho U_*^2 \quad (3)$$

図-5(a)は粘性底層内の主流速分布を LDA で高精度に計測して式(2)から算出した摩擦速度 U_* から式(3)を用いて求めた河床せん断応力 τ_b の横断方向分布を示す。ここで、 τ_b は各ケースごとの河床せん断応力の横断方向平均値 $\overline{\tau_b}$ で無次元化している。同図より、各ケースとも高水敷上より低水路の方が大きな値をとることがわかるが、その傾向はかぶり水深が浅い場合ほど顕著である。かぶり水深の最も大きい caseH15 では、高水敷と低水路での河床せん断応力の値はほとんど同じ大きさとなっている。また、境界部付近に着目すると、caseH6 では河床せん断応力が増加し続けている。これは、強い Reynolds 応力を誘起する大規模水平渦が影響していると考えられる。一方、かぶり水深が深くなると河床せん断応力が境界部で落ち込む現象が見られる。かぶり水深が大きい場合において Tominaga

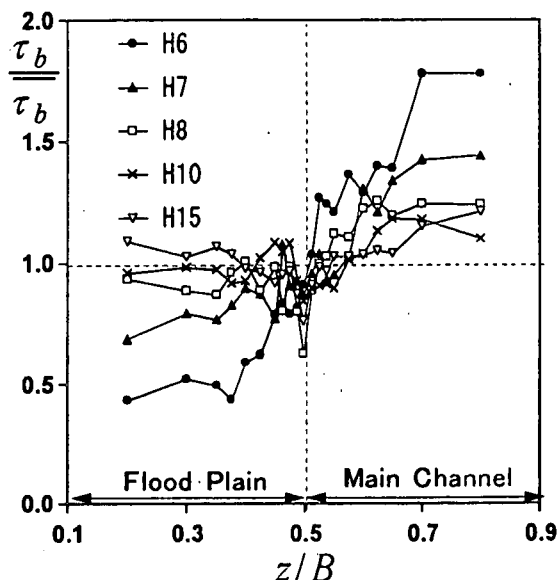


図-5(a) 河床せん断応力の横断方向分布 (実験)

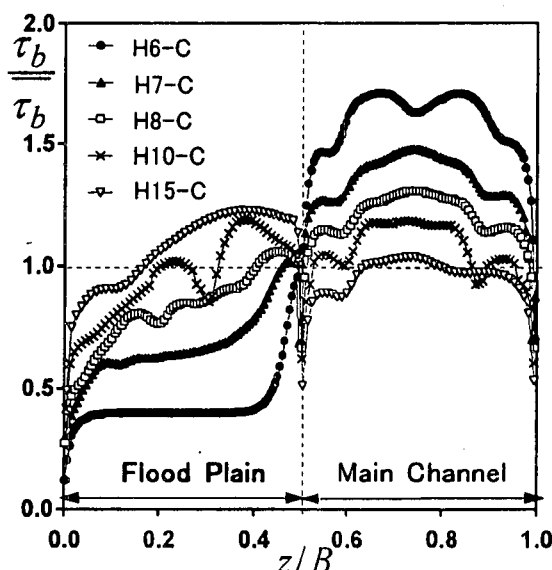


図-5(b) 河床せん断応力の横断方向分布 (計算)

and Nezu⁹⁾も同様な傾向を示している。Nezu *et al.*¹³⁾は、単断面水路において上昇流部では河床せん断応力が極小値を示すことを指摘している。したがって、これは境界部における強い上昇流が存在することが要因であると考えられ、かぶり水深が深くなるにつれて斜昇流が発達していることを示唆している。これについては後に示す運動量輸送解析のところで詳細に考察する。

図-5(b)は、3次元代数応力モデルより求められた各ケースの河床せん断応力の横断方向分布である。図-5(a)と同様に、かぶり水深が小さいほど高水敷と低水路での河床せん断応力の差が増加しているのがわかる。ただし、caseH6の高水敷における分布を見ると、高水敷奥になるに従い、実測値が減少しているのに対し、計算値はほぼ一定値をとっている。これは、先に述べたように Reynolds 数が小さいためである。また、境界部に着目すると、かぶり水深が小さいケースでは単調増加しているのに対し、かぶり水深が増すと境界部で

落ち込む現象が見られる。これは、図-5(a)に示した粘性底層計測により評価された河床せん断応力の特性とよく一致している。したがって、3次元代数応力モデルによる河床せん断応力の計算は高 Reynolds 数流れでは信頼性の高いものと言える。

(4) 横断方向 Reynolds 応力の分布特性

図-6(a)から横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ について検討する。かぶり水深が浅い場合には、境界部上の水面付近で極大値をとる傾向が顕え、かぶり水深が浅いほど極大値が大きくなっている。これは、かぶり水深が浅いほど低水路・高水敷間の主流速差が増し、せん断不安定により水平渦が発生しているためと考えられる。このため、かぶり水深が浅いほど Reynolds 応力の寄与による横断方向運動量輸送が卓越すると考えられる。かぶり水深の深い case H10、H15 になると、高水敷上の境界部付近に負の領域が現れており、かぶり水深が深いほど負の領域も拡大している。また、境界部付近で正負が明確に転じており、低水路内境界付近の高水敷高さ付近で正の極大値をとっている。これは、かぶり水深が深くなると、境界部付近で主流速勾配の正負が逆転していることに対応している。

図-6(b)は、3次元代数応力モデルによる Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ の等値線分布である。図-6(a)の実験結果と比較すると、かぶり水深が小さくなると実験結果に見られる境界部水面近傍の極大値が、数値計算結果には見られない。これは水面変動などがモデルに反映されていないなどの要因が考えられる。しかし、かぶり水深が大きい場合には境界部やや高水敷上に負の領域が現れており、概ね一致している。

(5) 運動量輸送解析

壁面近傍を除いては粘性項を無視できるので、式(4)で示される横断方向の Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ によるせん断応力を T と定義し、式(5)で表される2次流 W によって横断方向へ輸送された運動量を J と定義すると式(6)を得る⁹⁾。そして、 $(T - J)$ は横断方向に流れが均一の2次元流れには発生しない項で、乱流の内部構造が底面せん断応力に及ぼす影響を示しており、横断方向への運動量輸送の強さを意味している¹⁰⁾。

$$T = \frac{1}{H'} \int_0^{H'} (-\overline{uw}) dy \quad (4)$$

$$J = \frac{1}{H'} \int_0^{H'} (UW) dy \quad (5)$$

$$\frac{\tau_b}{\rho} = gH'I_e + H' \frac{d}{dz} (T - J) \quad (6)$$

ここに I_e はエネルギー勾配である。点計測から得られた $-\overline{uw}$, U , W を用いて算出した T , J ならびに $T - J$ の横断方向分布を図-7に示す。いずれの量に対しても、前述した粘性底層計測から良好に評価された摩擦速

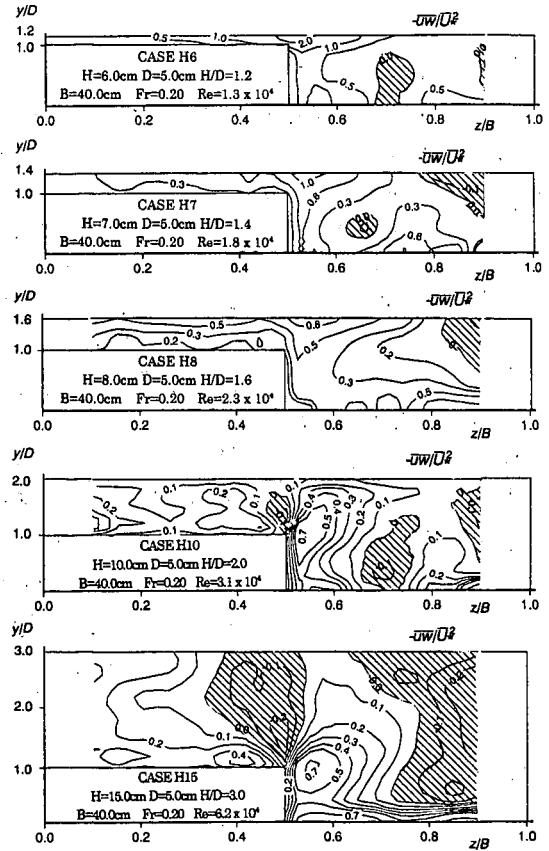


図-6(a) 横断方向 Reynolds 応力 (実験)

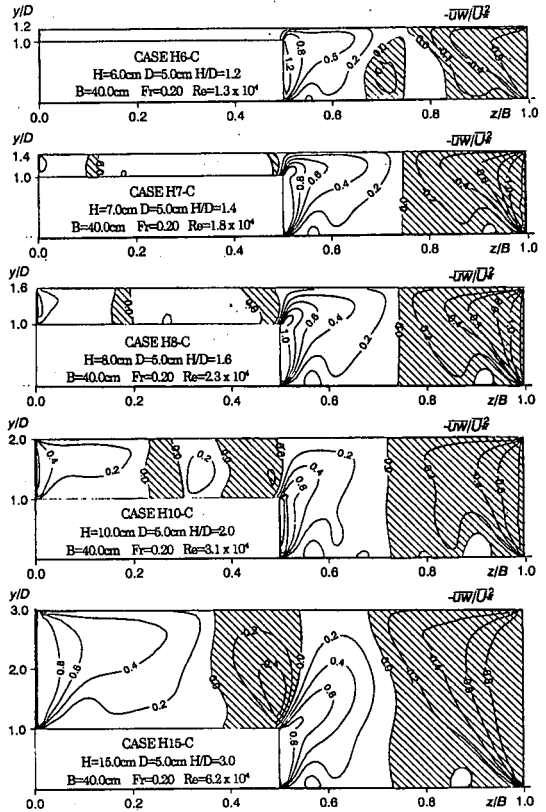


図-6(b) 横断方向 Reynolds 応力 (計算)

度の横断方向平均値 $\overline{U_*}$ を用いて無次元化されている。同図より、 T に関しては、かぶり水深の浅い場合には境界部で極大値を有しており、その極大値はかぶり水

深が浅いほど大きくなっていることがわかる。これはかぶり水深が浅いほど大規模水平渦が発達し、この水平渦による運動量輸送が活発であるために横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ が相対的に増加し、その結果として河床せん断応力に大きな影響を与えていると考えられる。一方、かぶり水深が深い caseH15 では境界部における極大値が無くなり、逆に負の極小値を有しているのがわかる。このことから、かぶり水深が深くなると Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ による運動量輸送への寄与は相対的に小さくなると言える。

2次流項 J に関してはいずれのケースも負の値を示している。境界部付近における各ケースの T と J の大きさを相対的に見ると、caseH6 では $|T|$ の方が $|J|$ よりもかなり大きい。かぶり水深が深くなるにつれ $|J|$ の方が $|T|$ よりも大きくなる傾向が伺える。これは水深が増すと、断面形状に起因する斜昇流が顕著となり、見かけのせん断応力、すなわち運動量輸送に対する寄与が Reynolds 応力よりも2次流の方が支配的であることを示している。

次に、 $(T-J)$ に関しては、全ケースとも境界部付近で最大値をとっている。このことから、複断面開水路流れではかぶり水深によらず境界部で最も運動量輸送が活発であると言える。また、かぶり水深が浅くなるにつれて最大値が大きくなっており、かぶり水深が浅いほど横断方向への運動量輸送が活発に行われることが明らかにされた。

3. PIV による瞬間流特性の解析

3.1 実験装置および水理条件

図-8 に PIV で用いた実験装置を、表-2 に PIV における水理条件を示す。水平断面 (x, z) および鉛直断面 (x, y) を対象として行った PIV 計測における複断面形状および水理条件は、全ケースとも LDA 計測による水理条件に準じたものである。なお、表中の H_L および B_L はレーザーライトシートの位置を表している。ケース名の末尾 S は水路側方からの計測を意味する。また、水深 10cm でレーザーライトシートの鉛直位置を変化させて行ったケースの名称については、鉛直位置の低い方からそれぞれ H10B、H10、H10T とした。なお、レーザーライトシート (LLS) の厚さは 2mm とした。

3.2 実験結果および考察

(1) PIV 法の精度の検証

本研究では、複断面開水路流れの組織渦構造を研究するにあたってまず PIV 計測の精度や有効性を調べるため、同一水理条件下でのレーザ流速計 (LDA) を用いた計測結果との比較を行った。図-9 は caseH7 における PIV 計測と LDA 計測の平均主流速 U の横断方向分布であり、図-10 は caseH6T における PIV 計測と LDA

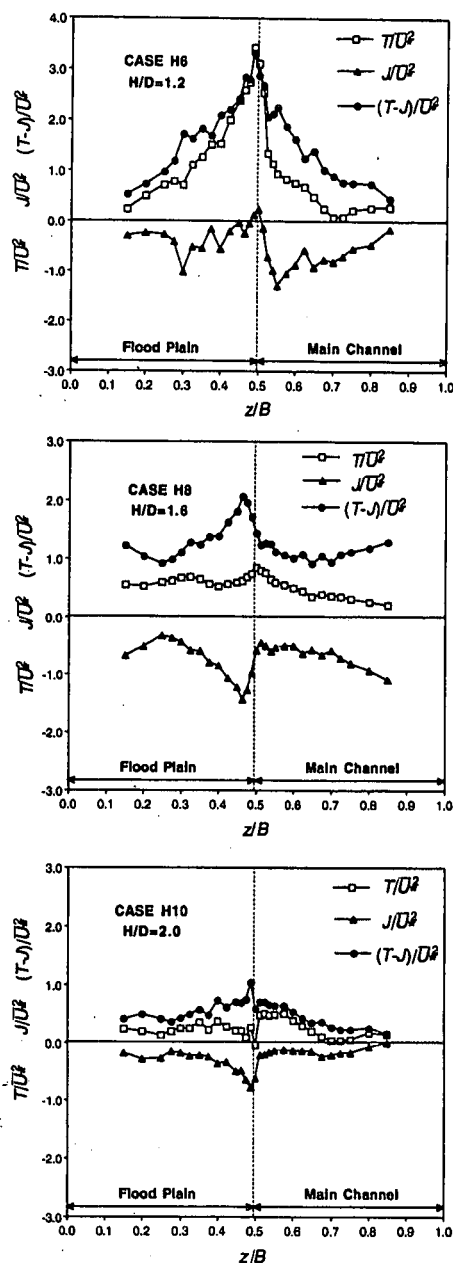


図-7 横断方向 z への運動量輸送解析

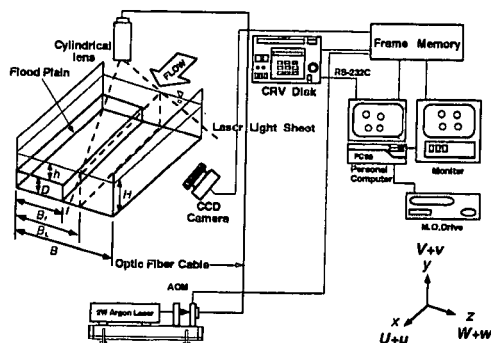


図-8 実験装置 (PIV)

計測の横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ の横断方向分布を示したものである。その際に、それぞれ横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ は計測区間の横断方向 Reynolds 応

表-2 実験条件 (PIV 計測)

水路上方からの計測							
CASE	S	H(cm)	B/B	H/D	Q(l/s)	H ₁ (cm)	Fr
H6	1/3000	6.0	0.5	1.20	1.44	5.5	0.20
H7	1/4000	7.0		1.40	2.06	6.0	
H8	1/5000	8.0		1.60	2.73	6.5	
H10B	1/6000	10.0		2.0	4.20	6.0	
H10						7.5	
H10T						9.0	
H15T	1/7500	15.0		3.0	8.37	10.0	

水路側方からの計測							
CASE	S	H(cm)	B/B	H/D	Q(l/s)	B ₁ /B	Fr
H6S	1/3000	6.0	0.5	1.20	1.44	0.525	0.20
H7S	1/4000	7.0		1.40	2.06		
H8S	1/5000	8.0		1.60	2.73		
H10S	1/6000	10.0		2.0	4.20		
H15S	1/7500	15.0		3.0	8.37		

* H₁、B₁はレーザーライトシート的位置を表している。

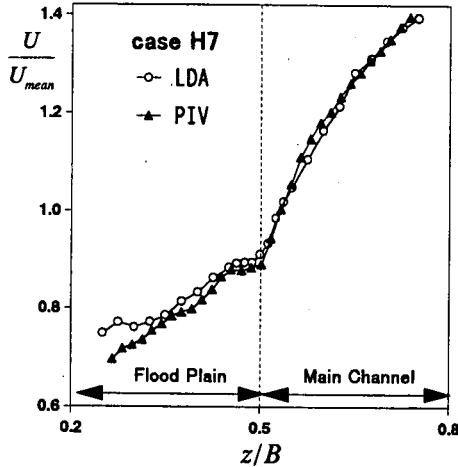


図-9 水面の上方より計測した PIV の精度検証

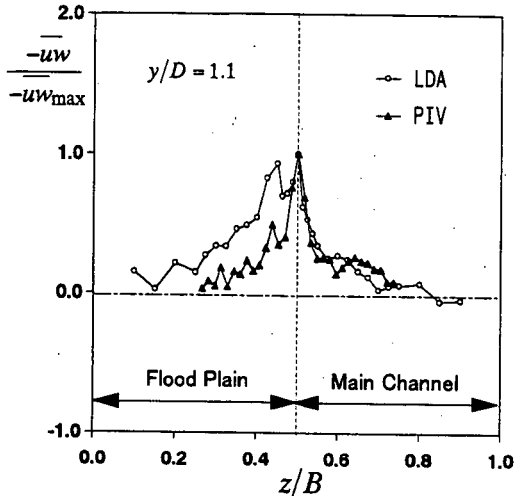


図-10 水面の上方より計測した PIV の精度検証

力の最大値 $-uw_{\max}$ で無次元化してある。これらの図から、PIV 法による計測が、LDA の計測結果とほぼ良好に一致しており、PIV 法による計測が比較的良い精度を持つと言える。

(2) 主流速横断分布の鉛直断面間比較

図-11 は水深 $H=10\text{cm}$ の場合において、時間平均された主流速 $U(y, z)$ の横断方向分布を断面間で比較したものである。なお、平均主流速 U は各断面の平面平均主流速 U_{mean} で無次元化してある。この図から、各断面とも流速が境界部において落ち込んでいるが、断面が高水敷高さに近いほどその落ち込みが大きくなっている。このことから、高水敷高さに近いほど2次流、

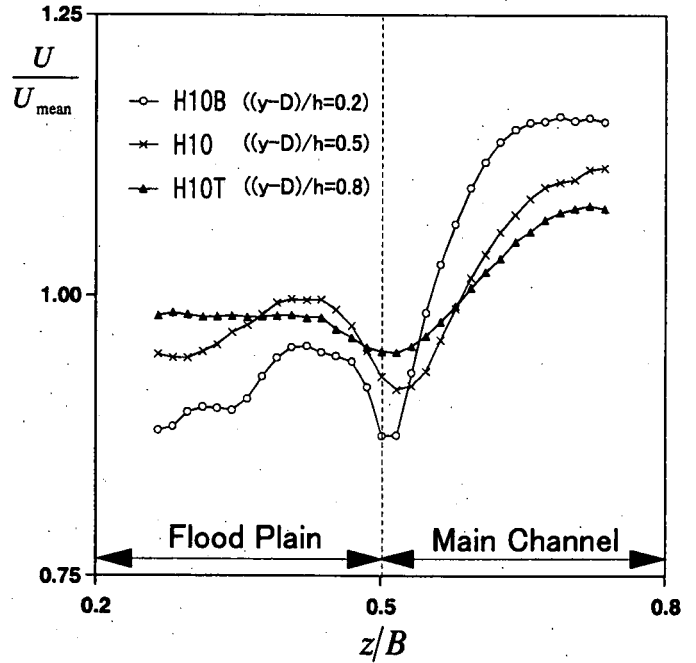


図-11 主流速横断方向分布の鉛直断面間比較

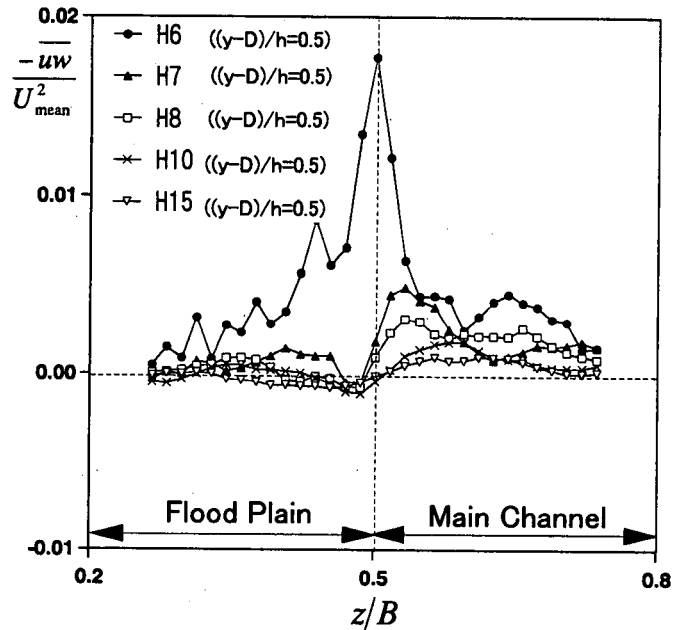


図-12 横断方向 Reynolds 応力の横断分布

すなわち斜昇流が大きく、水面近傍ではその強度が低減していると考えられる。

(3) 横断方向 Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ の横断分布

Reynolds 応力 $-\overline{uw}$ を各ケースの平面平均流速 U_{mean} を用いて無次元化し、その横断方向分布を示したのが図-12である。同図より caseH6 においては、境界部で非常に大きい極大値を有しており、主流速 U の横断方向分布の勾配にほぼ比例している。また、caseH7、H8 においても、境界部やや低水路よりの位置で極大値を有しており、その極大値がかぶり水深が小さいほど大きくなっている傾向がうかがえる。これは、境界部付近に発生する水平渦が要因として考えられ、かぶり水深が小さいほど水平渦が顕著に見られることを示唆している。一方、かぶり水深が大きい caseH10、H15 になると、全体的に値が小さくなっており、境界部やや高水敷よりの位置で Reynolds 応力が負をとっている。これらから、Reynolds 応力が寄与する横断方向の運動量輸送はかぶり水深が小さいほど活発であると確認できる。これは、かぶり水深が小さいほど低水路と高水敷間の流速差が顕著となり、そのため境界部付近の流速勾配（シア）を増加させたことによって Reynolds 応力が誘起されるためと推察される。

また、かぶり水深が大きくなるに伴い、低水路内における Reynolds 応力のピーク位置が低水路中心部に移動しているのが見てとれる。これは図-4に示したようにかぶり水深の増加に伴い2次流の斜昇流の角度が浅くなっていることによる。

(4) 水平渦の瞬間構造

caseH6、H8、H15 について瞬間流速 (u, w) をベクトル表示し、あわせてそれと対応した渦度の瞬間値コンターを示したものが、図-13である。なお、低水路と高水敷の境界部での流速を用いた移動座標で示している。かぶり水深の小さい caseH6 では、境界部付近に右回りの水平渦が明確に現れている。これからかぶり水深の小さいケースでは低水路・高水敷間の流速差に伴うせん断不安定により、水平渦が発生していることが確認できる。また渦が移流している様子も覗え、その形状は流下方向に長軸を持つ楕円形である。この水平渦は運動量の横断方向輸送、つまり Reynolds 応力の維持に重要な役割を果たすと考えられる。続いて caseH8 になると境界部よりやや低水路よりの位置に水平渦が現れている。この水平渦は右回りであり、その形状はほぼ円形を有している。一方、高水敷側には水平渦まではいかないが、左回りに回転する流れの存在が見受けられる。この傾向は caseH15 において明瞭である。caseH15 になると、境界部を境にして低水路側には右回りの水平渦、高水敷側には左回りの水平渦が明確に確認でき、瞬間渦度分布からもこのことはいえる。この原因としては、図-2に示したように境界部の主流速が低水路および高水敷のそれよりも小さくなっていることが考えられる。したがって、水深の深いケースに見られるこれら2つの水平渦は斜昇流が原因の一つであると推測できる。

次に移動座標ベクトルの時刻と対応した渦度につい

て各ケース間の比較を行う。渦度は式(7)で定義される。

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (7)$$

なお、渦度については右回りを正とし、各ケースの平面平均主流速 U_{mean} および水路幅 B を用いて無次元化するとともに、負の値を示す領域には斜線を描いている。渦度の符号特性について各ケースを比較してみると、caseH6 ではほぼ全域で正の値を有しており、断面内全域において右回りの回転が強いことがわかる。また境界部付近で正の最大値をとっており、水平渦の発生している領域と対応している。さらに、この渦度の最大値はかぶり水深が小さいほど大きい値を有していることから、かぶり水深が小さくなるほど水平渦が顕著となると考えられる。一方 caseH8 になると、境界部やや高水敷よりの位置に負の領域が現れている。これは、この位置で左回りの回転が存在していることを示している。この傾向は caseH15 といったかぶり水深が大きいケースではより一層明確である。かぶり水深が大きいケースでは境界部で斜昇流が存在することから、斜昇流がこのような右回り・左回りの両回転する流れと関連しているものと予想される。以上から、かぶり水深が小さい場合は低水路・高水敷間の主流速差に伴うせん断不安定により右回りの回転が流れ場に大きく影響し、かぶり水深が大きい場合には斜昇流の存在により右回りのみならず、左回りの回転も流れ場に関与していることがわかる。なお、このような水平渦の発生は、かぶり水深が低い場合は、黙視によっても明瞭に観察され、それがかなり周期的に発生していることおよび流下方向に移流しても、形状がかなり安定していることが確認された。しかし、かぶり水深が低くなると水平渦の認識は困難になり、また、得られた流速値などの時系列からも水平渦が発生しているかどうかを明瞭に判定することができなくなる。そのため、水平渦の発生周期などを算出することができなかった。

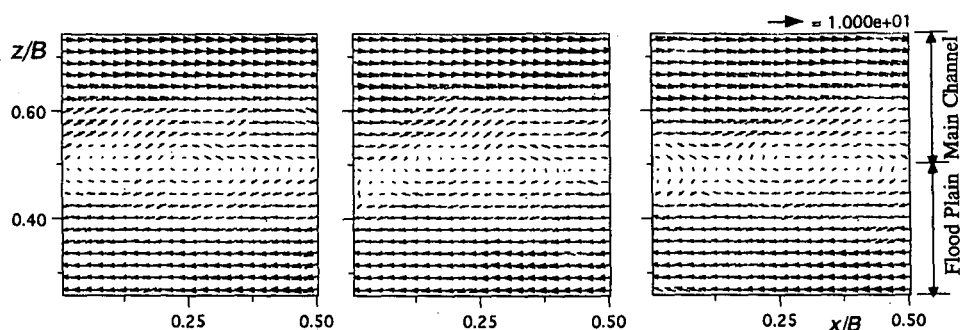
(5) 横断渦の瞬間構造

ここでは、水路側方からの PIV 計測結果を用いて得られた x - y 平面上、すなわち鉛直断面内に見られる横断渦(transverse vortex)の瞬間構造を対象とし、各ケースごとに比較・検討する。移動座標系から見た速度ベクトルにおいては、各ケースの平面平均主流速 U_{mean} と平面平均鉛直方向流速 V_{mean} の移動座標上から捉えたものである。

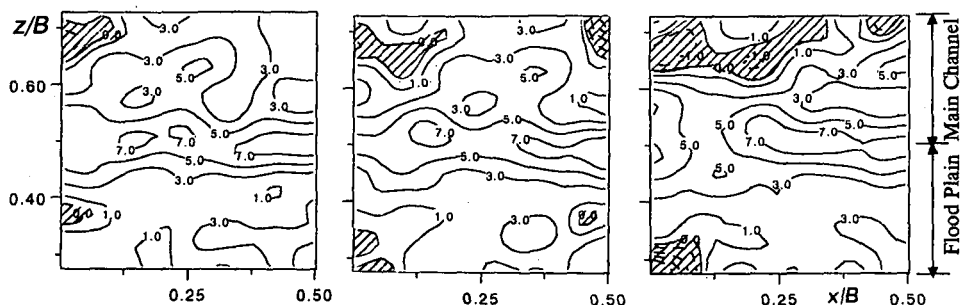
図-14(a)より、caseH7S では強く上昇している流体塊が観察される。次に図-14(b)より、caseH8S では、高水敷高さ付近に若干確認しにくいものの横断方向に軸を持つ渦のようなものが見てとれる。さらに、図-14(c)より、かぶり水深が増した caseH15S になると、高水敷高さよりやや上の領域で横断渦が存在しているのが明確に確認できる。したがって、かぶり水深が大きくなるほど横断渦は顕著になっている。この横断渦を時間

caseH6

(a) 流速ベクトル

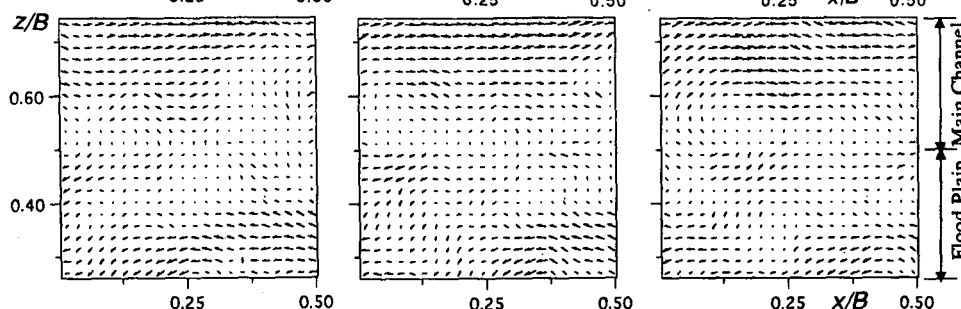


(b) 渦度

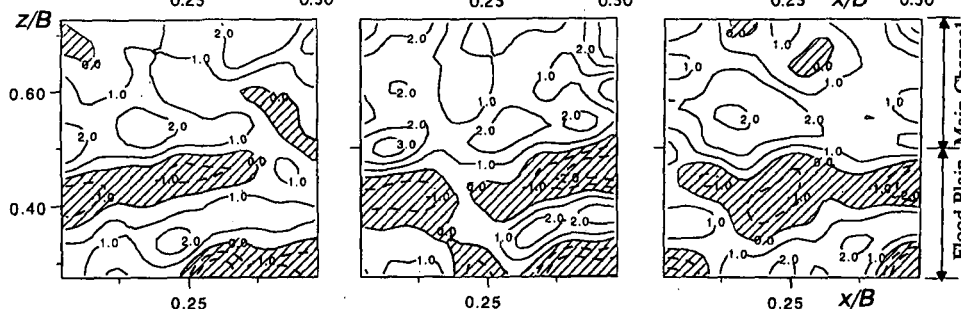


caseH8

(a) 流速ベクトル

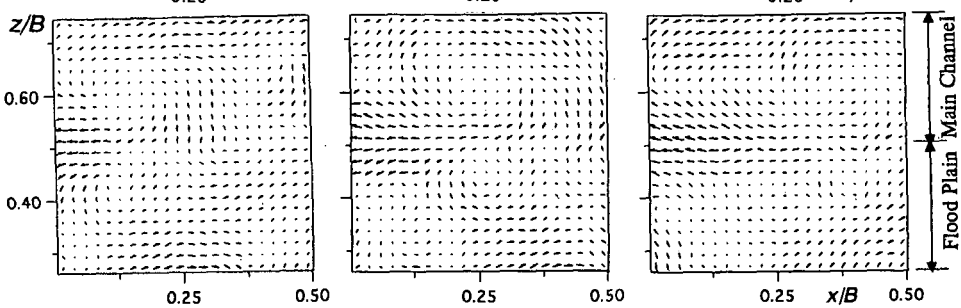


(b) 渦度



caseH15

(a) 流速ベクトル



(b) 渦度

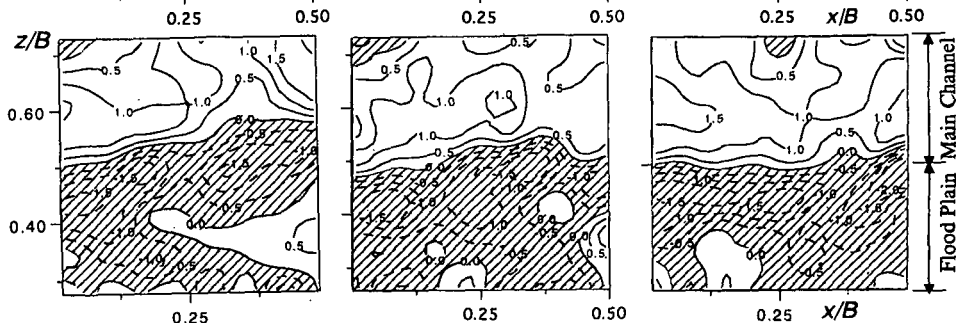
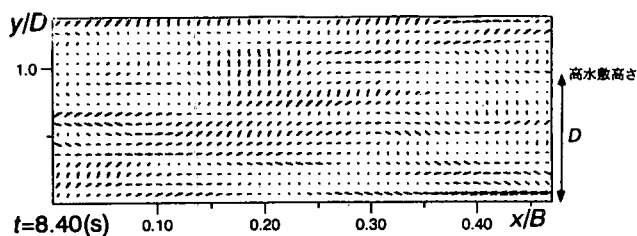
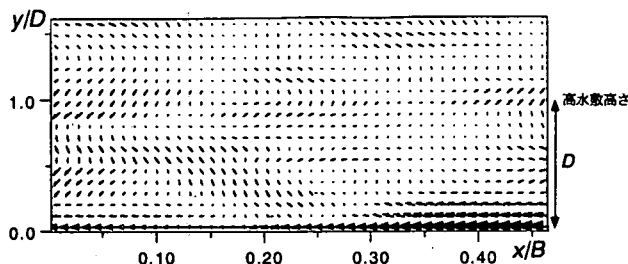


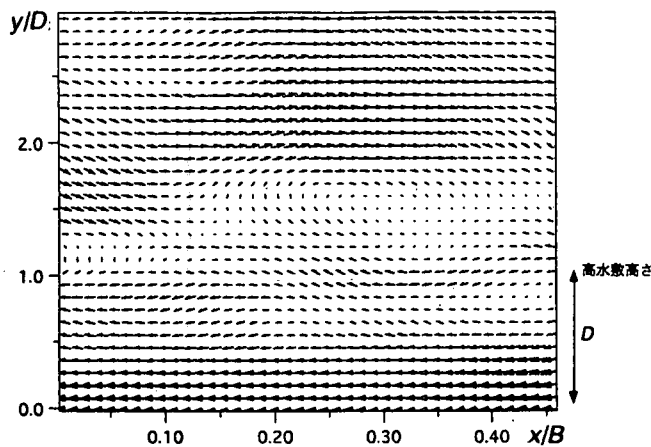
図-13 caseH6 (左)、H8 (中)、H15 (右) の移動座標ベクトル (上) および瞬間渦度 (下)
低水路と高水敷境界部での流速による移動座標で表示している。



(a) caseH7S



(b) caseH8S



(c) caseH15S

図-14 caseH7S、H8S、H15Sの移動座標速度ベクトル

平均すると2次流となるので、横断渦は斜昇流の瞬間構造であると考えられる。続いて、横断渦の形状を見てみると、流下方向に長軸をもつ楕円形を有しており、右回りの回転をしている。これから、横断渦の図中右上部分では高速流体の沈み込みがあり、左下の部分では低速流体が沸き上がっていることが見られる。また、横断渦のスケールは水深が大きくなるほど大きくなっているのがわかる。

(6) 条件付き時空間相関解析

図-13 より水平渦が半周期的に発生し、それが移流している様子が確認された。つまり、固定点を考えた場合、水平渦の通過前と通過後とは Reynolds 応力等の乱流特性量に変化することが考えられる。Reynolds

応力は承元分割すると4つに区分することができるが、Nezu & Nakagawa¹⁹⁾は半値しきい値法を用いることによって、それぞれの象限における Reynolds 応力が全 Reynolds 応力に及ぼす寄与を定量的に示すことに成功した。本研究においても彼らの半値しきい値法を用いて、第2及び第4象限の寄与率 RS_2 、 RS_4 の解析を行う。

$$RS_2(H_e) = \frac{1}{2} RS_2(H=0) \quad (8)$$

$$RS_4(H_s) = \frac{1}{2} RS_4(H=0)$$

条件付き時空間相関係数は式(9)で定義される。

$$\begin{aligned} \langle u_i(x_0, \Delta x, y_0, \Delta y, z_0, \Delta z, t, \tau) \rangle &= \frac{\int_T u_i(x_1, y_1, z_1, t+\tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t) dt}{\int_T I(x_0, y_0, z_0, t) dt} \\ &= \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M u_i(x_0 + \Delta x, z_0 + \Delta z, t + \tau) \quad (9) \end{aligned}$$

ここに、各変数は以下のようなものである。

- $\langle u_i \rangle$: 抽出後の乱流変動量
- u_i : 乱流変動量
- I : 判別条件関数
- (x_0, y_0, z_0) : 判別条件検出測点(測点1)の座標
- (x_1, y_1, z_1) : 空間遅れを有する測点(測点2)の座標
- $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$: 測点1に対する測点2の空間遅れ
- τ : 測点1に対する測点2の時間遅れ
- T : 計測時間
- M : 検出時間

図-15 および図-16 は caseH6 および caseH10 における条件付きサンプリングの結果である。各図とも境界部付近に固定点を取り、図-15、図-16 の上の図は第二象限 $\langle u \rangle_2$ について、図-15、図-16 の下の図は第四象限 $\langle u \rangle_4$ について条件抽出したものである。なお、図中において遅れ時間 $\tau=0.0\text{sec}$ には固定点の位置を×印で示す。これらの図より、caseH6、caseH10 とも高相関領域が移流している様子が見てとれる。また、同図から caseH6 と caseH10 の条件付き時空間相関の分布特性を比較すると、caseH6 では等値線の分布形状が横断方向に広がりをもっているのに対し、caseH10 ではそれが流下方向に細長く伸びた形状を示しているのが確認できる。したがって、かぶり水深が小さい場合には境界部の流体塊が横断方向に広く影響を及ぼしている。これは水平渦の効果であると予想される。

4. おわりに

かぶり水深の相違により境界部付近に見られる水平渦の特性は大きく異なる。すなわち、かぶり水深が小さい場合は従来の研究通り、低水路・高水敷間の主流速差に伴うせん断不安定により、境界部付近に中心をもつ水平渦が発生し、その形状は流下方向に長軸をもつ楕円形を有している。(図-17 参照) 一方、かぶり水深が増すと図-18 に示すように境界部付近に斜昇流が

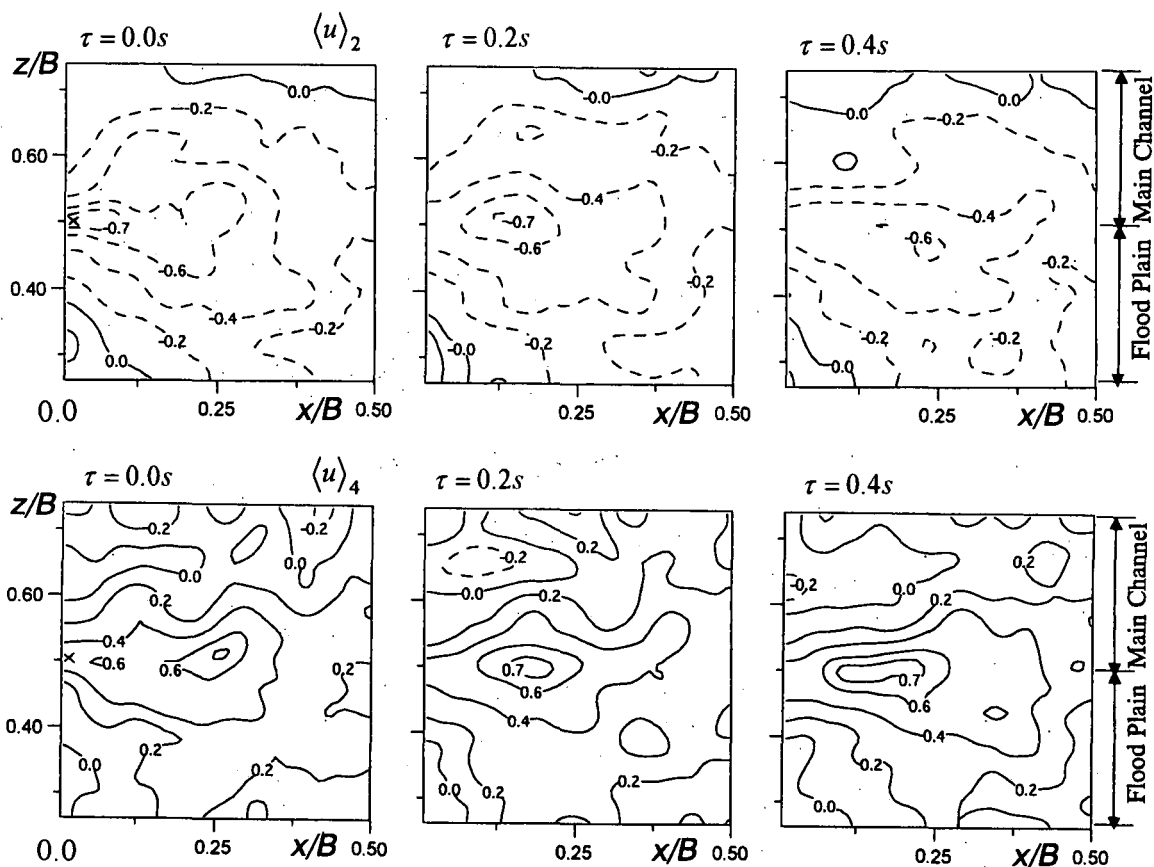


図-15 caseH6 の条件付き時空間相関 (検出固定点を図中に×印で示す。)

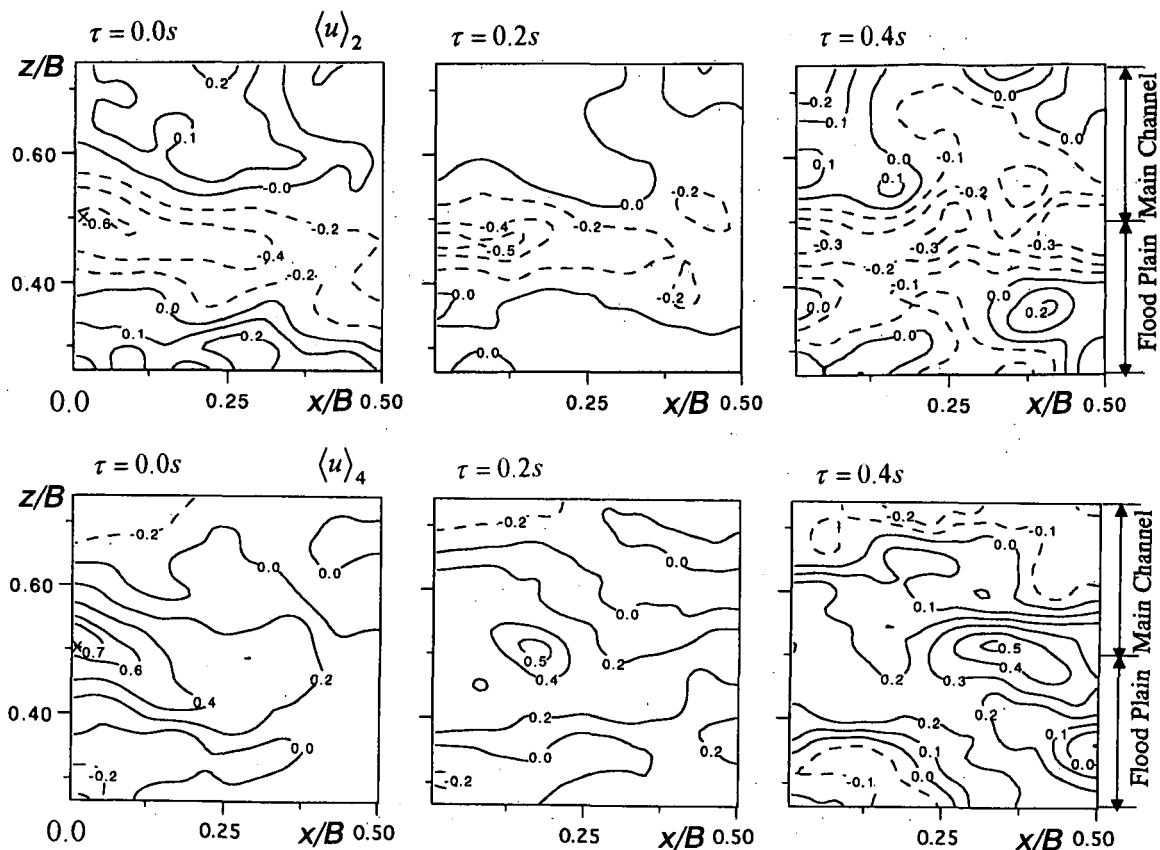


図-16 caseH10 の条件付き時空間相関 (検出固定点を図中に×印で示す。)

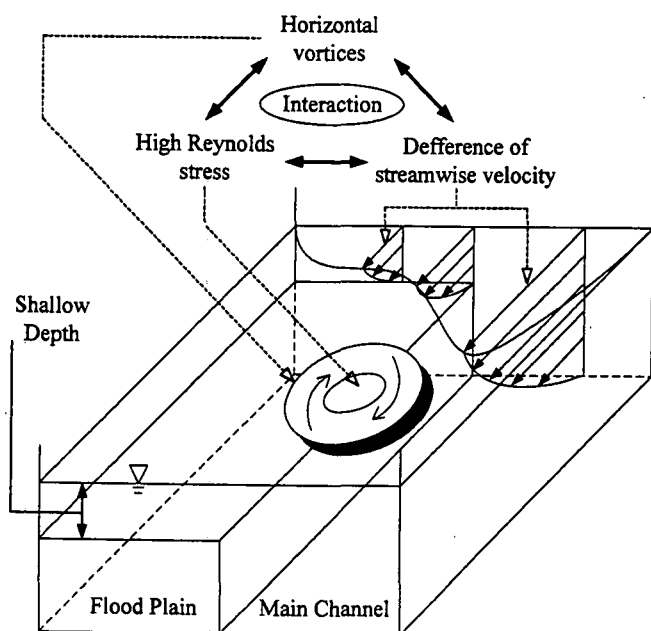


図-17 かぶり水深が小さい場合の模式図

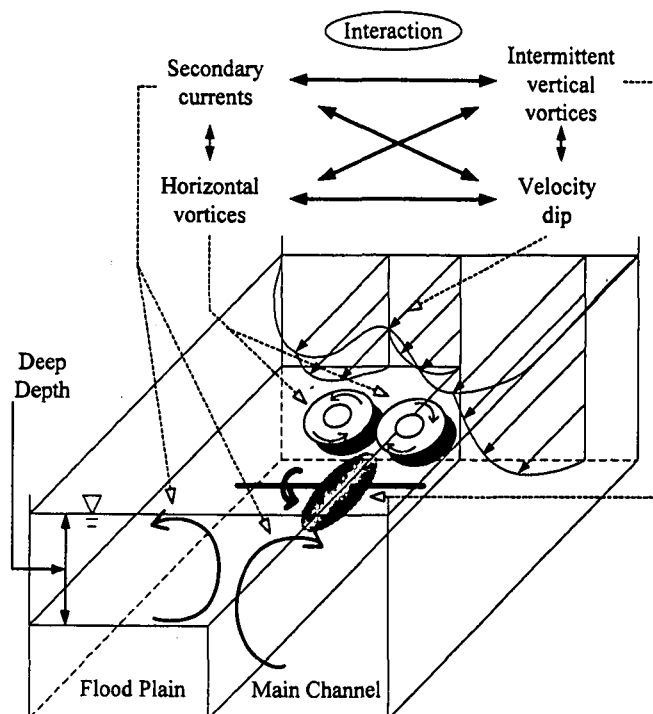


図-18 かぶり水深が大きい場合の模式図

強く発生することによって、主流速が減少する。その結果境界部をはさんで低水路上および高水敷上の主流速が相対的に増加することによって、それぞれに水平渦が発生し(図-13参照)、それら2つの渦は逆回転をなす双子渦である。

本研究成果は、高水敷の安定性や物質(浮遊土砂や水質など)、また運動量の輸送メカニズムを考慮して河道を設計する際に大きな役割を果たすものと思われる。

謝辞: 本研究を進めるにあたり貴重な助言を頂いたテルアビブ大学 Dan Naot 教授および本学大学院生 中山忠暢氏に深く感謝を致します。

参考文献:

- 1) Nezu, I. : Experimental and numerical study on 3-D turbulent structures in compound open-channel flows, *Flow Modeling and Turbulence Measurements* (eds.C.J.Chen. et al.) Balkema, pp.65-74.
- 2) Sellin, R.H.J. : A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over flood plain, *La Houille Blanche*, No.7, 1964.
- 3) 玉井信行・河原能久: 複断面開水路流れの特性と抵抗則に関する研究, 第25回水理講演会論文集, pp.113-118, 1981.
- 4) 池田駿介・村山宣義・空閑健: 複断面開水路水平渦の安定性とその3次元構造, 土木学会論文集, 第509号/II-30, pp.131-142, 1995.
- 5) 池田駿介・空閑健: 直線複断面開水路流れに発生する大規模水平渦列の安定性と運動量輸送に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第558号/

II-38, pp.91-102, 1997.

- 6) 今本博健・久下俊夫: 複断面流れの水理特性に関する基礎的研究, 京都大学防災研究所年報, 第17号B, pp.665-679, 1974.
- 7) 木下良作: 洪水と流路形態の現地観測, 土木学会水工学シリーズ, 78-A-7, 1978.
- 8) 今本博健・石垣泰輔: 複断面開水路流れにおける中規模渦の形成過程に関する研究, 第29回水理講演会論文集, pp.833-838, 1985.
- 9) Tominaga, A. and Nezu, I. : Turbulent structure in compound open-channel flows, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.117, pp.21-41, 1991.
- 10) 瀬津家久・阿部崇・志村拓也・中山忠暢: 最新鋭乱流計測法による複断面開水路流れの実験的研究, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, pp.45-52, 1995.
- 11) 富永晃宏・長尾正志・大沼保仁: 台形断面開水路湾曲部の2次流構造, 第42回水理講演会論文集, pp.895-900, 1998.
- 12) 瀬津家久・阿部崇・志村拓也・中山忠暢: PTV法による複断面開水路流れの時空間相関解析, 土木学会論文集, 第539号/II-35, pp.89-98, 1996.
- 13) Nezu, I., Nakagawa, H. and Tominaga, A. : Secondary currents in a straight channel flow and the relation to its aspect ratio, *Turbulent Shear Flows*, vol 4, Springer, pp.246-260, 1985.
- 14) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR Monograph, Balkema, 1993.

(1999年4月23日 受付)