

直接数値シミュレーションによる縦筋河床上の三次元乱流構造の解明

Study on Three-Dimensional Turbulent Shear Flow Structure over Sand Ridges by Direct Numerical Simulation

林 俊一郎*, 大本 照憲**, 滝川 清***

Syunichiro HAYASHI, Terunori OHMOTO and Kiyoshi TAKIKAWA

*正会員 熊本県土木部 (〒862-8570 熊本市水前寺 6-18-1)

**正会員 工博 熊本大学助教授 工学部環境システム工学科 (〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1)

***正会員 工博 熊本大学教授 沿岸域環境科学教育研究センター (〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1)

Fully developed three-dimensional turbulent flow over sand ribbons in an open-channel is computed to investigate the coherent structure of streamwise vortices by direct numerical simulation (DNS) using a regular grid under a generalized curvilinear coordinate system. Coherent structure are deduced from the simulated instantaneous flow field using a conditional sampling technique developed by Hunt et al, Jeong & Hussain which extracts the entire extent of dominant vortical structures. The results showed that stable secondary currents and turbulent characteristics were reasonably reproduced, highly elongated quasi-streamwise vortices were identified and the streamwise vortices of alternating sign were recognized to stagger over the sand ridge.

key words: DNS, coherent structures, sand ribbon, cellular secondary currents, open channel turbulence

1. はじめに

複雑な物理現象を理解することは、計算物理学の大きなテーマである。とりわけ乱流は最も興味深い研究対象の一つとなっており、多くの研究者や技術者が挑戦している¹⁾。これは乱雑でありながら組織構造を有する乱流現象が、基礎式であるナビエ・ストークス方程式により決定論的に予測できることが明らかになったことが背景にあり、すでに数値流体力学によるアプローチは乱流の理解を著しく進展させている。なかでも、直接数値シミュレーション (DNS) と呼ばれる手法は、その精度の高さから大きな役割を果たしており、また乱流モデルを一切含まない物理法則のみに基づく手法であることから、流れ場を選ばない普遍性を有しているものと期待される。しかしながら、スペクトル法に代表される DNS では工学的に要求される複雑境界流れへの適用は極めて困難であった。このため、より複雑な系への拡張性などから最近では差分法による DNS が増えているものの、解析対象は依然としてチャンネル流を始めとする単純な乱流場にとどまっており、曲線境界を有するより一般的な流れ場を扱った報告はまだ多くはない^{2)~6)}。

一方、流れの可視化技術の進展は、複雑な時空間構造を有する乱流中に比較的寿命の長い組織構造が存在することを明らかにするとともに⁷⁾、これが乱れの生成や混合・拡散を始め乱流輸送現象に深く関与していることを明らかにしつつある⁸⁾。この組織構造は周囲に旋回流を伴

った細長い管状構造を呈した高渦度領域となっており管状旋回渦 (低圧力渦) と呼ばれ⁹⁾、壁面近傍ではストリークやレイノルズ応力の生成に重要な役割を演じるなど乱流構造を表現する基本構造と見られるが、水深スケールの Prandtl の第二種二次流との関係を始め依然不明な点も多く、今後の PIV 等の発展に期待が寄せられる。しかし、乱流機構の解明には、時間平均場と瞬間場の情報だけでは充分ではなく、時々刻々と変化する流れ場の時間発展に関する情報が不可欠であることから、現状では DNS 等の数値解析がとりわけ有効な手段と考えられる。

ところで、河川においてはコルクやボイル、さらには縦渦 (並列らせん流) といった普遍的な現象が生じ三次元流況の主因になるとともに、河床には各種の河床波が形成されることが知られている¹⁰⁾。これらの現象を理解することは、その物理的メカニズムの解明のみならず河道の維持管理や環境管理といった実務面への寄与も大きい。このため、縦渦と縦筋河床との関連については古くから現地観測や実験解析による研究が行われているものの、いまだ不明な点も多く DNS による乱流構造の究明が待たれる。これまでのところ、縦筋を有する開水路の DNS は台形浅粗度を ridgeに見立てたものしかなく¹¹⁾、移動床において実際に形成される河床波形状を扱った報告は著者ら⁶⁾以外には見受けられない。

著者らはこれまで、DNS の課題の一つである複雑境界流れへの展開を図るため、3次元一般座標系による DNS を構築し、平行平板間流れ¹²⁾と開水路流れ^{13), 14)}におい

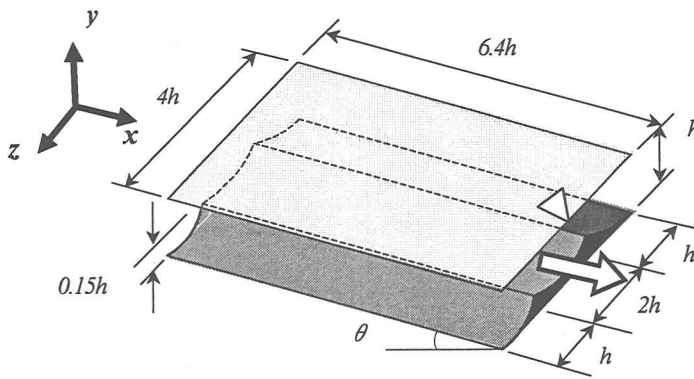


図-1 計算対象の概要

表-1 計算条件

Coupling algorithm	Fractional Step Method
Time advancement	3rd Adams-Bashforth Method
Grid system	Regular Grid System
Spatial scheme	5th-order Upwind Scheme
Grid numbers	64×65×65
Spatial resolution	$\Delta x^+ = 14.7$ ($x^+ = 942$)
	$\Delta y^+ = 0.1 \sim 5.8$ ($y^+ = 150$)
	$\Delta z^+ = 8.0 \sim 9.6$ ($z^+ = 600$)
Reynolds number	$Re_\tau = u_\tau h / \nu = 150$
Time step	$\Delta t = 2/1000 * h / u_\tau$

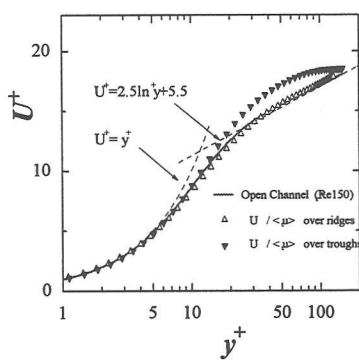


図-2 平均流速 U^+ の分布

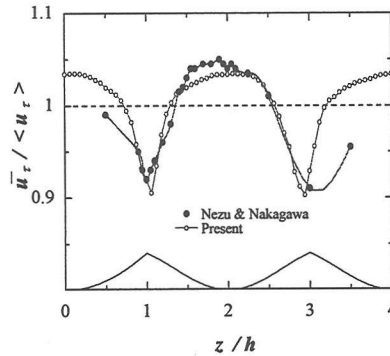


図-3 u_τ の横断分布

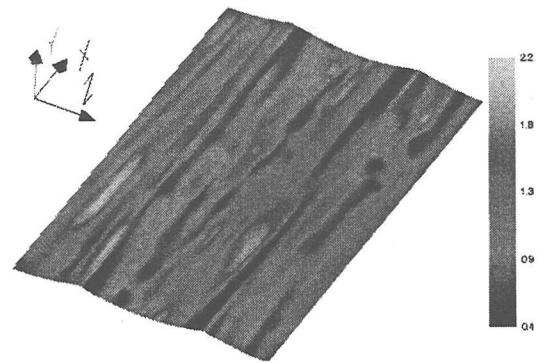


図-4 $\tau_w / \langle \tau_w \rangle$ の空間分布

て精度検証を行うとともに、縦筋河床へ適用し⁹⁾ 二次流の発生機構を明らかにするとともに、二次流のレイノルズ応力へ与える影響等について解明した。

本報では、境界適合座標を用いた一般座標系 DNS を縦筋河床上の開水路乱流場へ適用し、前報で報告できなかった乱流統計量の考察を加えるとともに、渦構造の抽出法を用い縦筋河床上における組織構造を解明することにする。

2. 解析対象と数値計算法

計算対象は、図-1 に示す縦筋河床を有する完全発達した直線開水路乱流場とし、底面形状や河床高は平坦河床から発達した縦筋を参考に設定した¹⁵⁾。3次元一般座標系の利点は、境界適合座標とすることでこのような曲線を含むより一般的な問題の解析を可能とするだけでなく、高レイノルズ数流れにおいて、壁面近傍や物体背後のような計算精度から格子を集中させる必要がある場合にも有効となる。格子生成には、Steger & Sorenson¹⁶⁾ の方法を用い、河床と水面に格子を密に配置した。計算領域は、水深 h 、流下方向長さ $6.4h$ 、スパン方向長さ $4h$ とし、流下方向とスパン方向に周期境界条件を与え、側壁の効果がない流れ場とする。なお、摩擦速度と水深で定義したレイノルズ数は 150 に設定した。基礎方程式には、

式 (1), (2) に示す 3 次元一般座標系へ写像したナビエ・ストークス方程式と圧力ポアソン方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} = - \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_j} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial^2}{\partial \xi_j \partial \xi_k} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \right) u_i \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial^2}{\partial \xi_j \partial \xi_k} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \right) p = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} \right) - \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_l}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial \xi_k} \frac{\partial u_l}{\partial \xi_l} \\ & + u_j \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left(\frac{\partial \xi_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial \xi_l} \right) \\ & + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} \frac{\partial^2}{\partial \xi_j \partial \xi_k} + \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \right) \left(\frac{\partial \xi_m}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial \xi_m} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

上式を MAC 法と Fractional step 法を組み合わせたアルゴリズムによって解析を行う。圧力ポアソン方程式は 4 次精度で離散化を行うとともに、新ステップの速度場は、圧力に対し Euler の後退スキームを適用して計算する。なお、圧力ポアソン方程式およびナビエ・ストークス方程式における Crank-Nicolson 法の反復解法には面 Gauss-Seidel 法を用い、収束判定は平均自乗残差でそれぞれ 10^{-4} 、 10^{-9} とした。境界条件には、底面において流速にノンスリップ条件、自由水面では流速 u 、 w にスリップ条件、 v には 0 を与え、圧力はすべての境界でノイマン条件とする。その他の計算条件やアルゴリズムについては、表-1 および既報^{12)~14)} のとおりである。なお、座

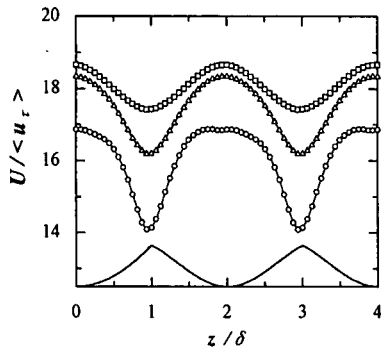


図-5 主流速 U^+ の横断分布

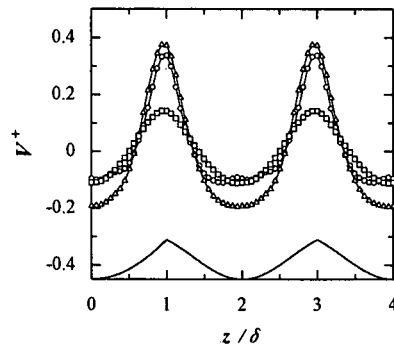


図-6 二次流 V^+ の横断分布

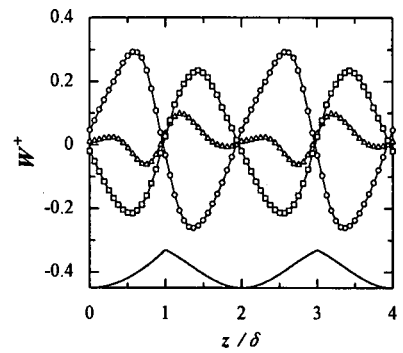


図-7 二次流 W^+ の横断分布

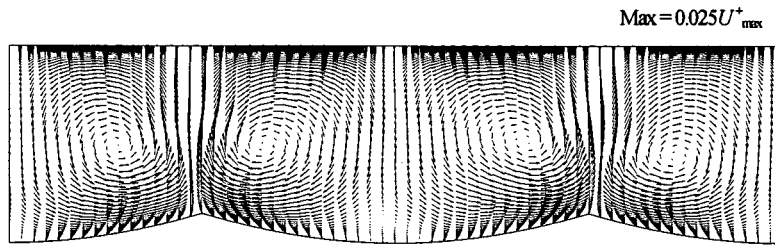


図-8 二次流 V^+, W^+ のベクトル図

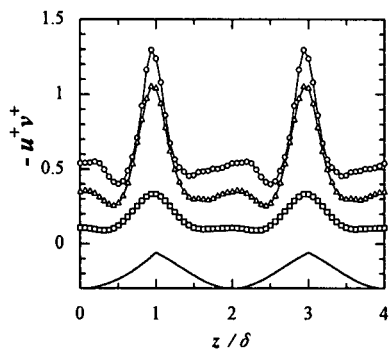


図-9 $-\overline{u^+v^+}$ の横断分布

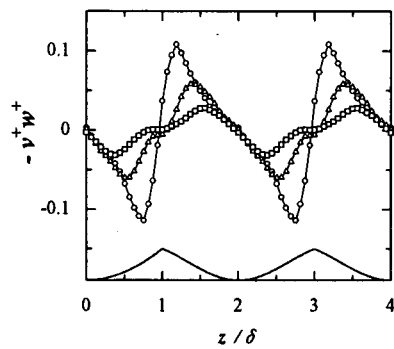


図-10 $-\overline{v^+w^+}$ の横断分布

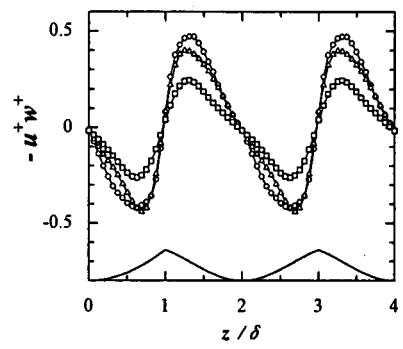


図-11 $-\overline{u^+w^+}$ の横断分布

標系は、流下方向へ x 軸、鉛直方向へ y 軸、横断方向へ z 軸を取り、流速成分をそれぞれ、 u, v および w とする。

3. 計算結果と考察

3.1 平均特性量

以下では、十分に発達した乱流状態における 500,000 ステップ ($\Delta t = 2/1000 * h/u_\tau$) の時間平均結果を考察する。以後、時空間平均された摩擦速度 $\langle u_\tau \rangle$ と動粘性係数 ν で無次元化された物理量は上付添字に $+$ を用い表示する。また、対象とする流れ場は河床面がスパン方向に上下しているため、各位置での河床高を y^* とした場合、河床面からの高さは $y^+ (= \langle u_\tau \rangle (y - y^*) / \nu)$ により表示する。

図-2 は、平均流速 U^+ の鉛直分布を見たものである。これより、ridge 上 ($z/h = 1, 3$) での流速分布は底面が平坦な開水路流れと同じく対数則分布によく一致する。一

方、trough 上 ($z/h = 0, 2, 4$) では対数則領域において高速側へシフトするなど、ridge と trough の存在により主流速分布に顕著な流速差が生じている。

図-3 は、摩擦速度の横断分布を Nezu & Nakagawa¹⁷⁾ の実験結果と比較したものである。ridge 上で最小値を示した後、trough 方向へ向かい漸増するなど、計算値は河床に働くせん断応力を良好に再現している。なお、Nezu & Nakagawa は台形粗度を ridge に見立て、対数則から摩擦速度を評価しているのに対し、本計算では河床面での速度勾配から評価するなど算出方法に違いはあるものの概ね良い一致が見られる。

図-4 は、瞬間場に置ける壁面せん断応力の空間分布を示す。時間平均された摩擦速度と同様、瞬間場においてもせん断応力は trough で大きく ridge で小さくなる傾向を持つが、瞬間摩擦速度の空間変化は $\langle u_\tau \rangle / 2$ 近くまで達することが分かる。これは、trough 上では下降流が高

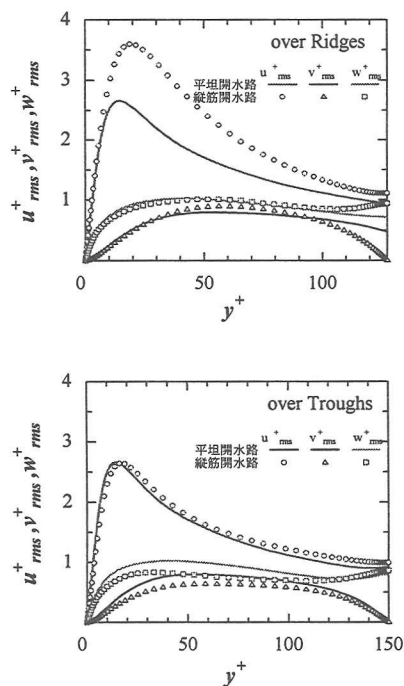


図-12 乱れ強さの鉛直分布

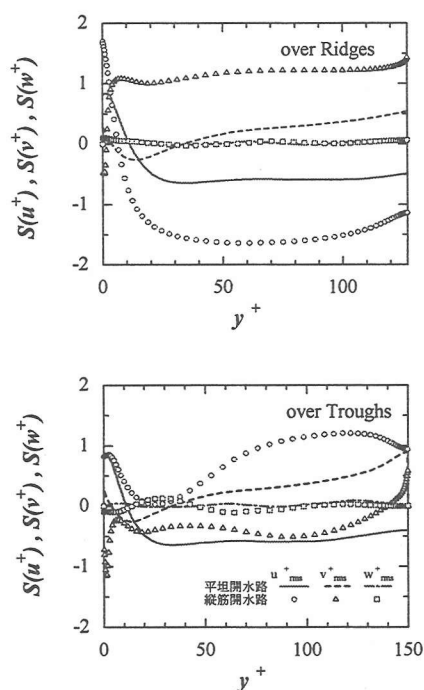


図-16 スキューネスの鉛直分布

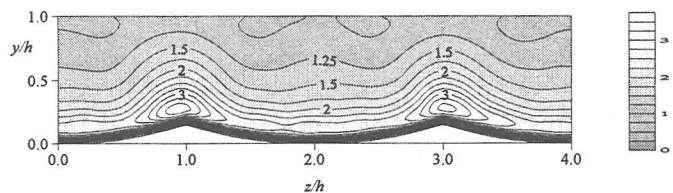


図-13 乱れ強さ u_{rms}^+ の横断面分布

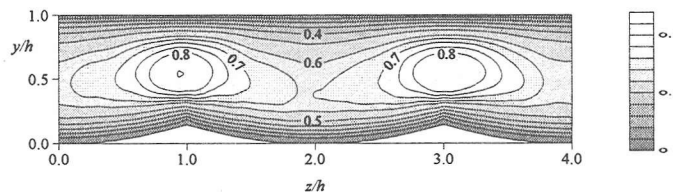


図-14 乱れ強さ v_{rms}^+ の横断面分布

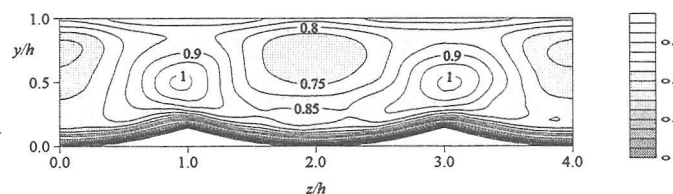


図-15 乱れ強さ w_{rms}^+ の横断面分布

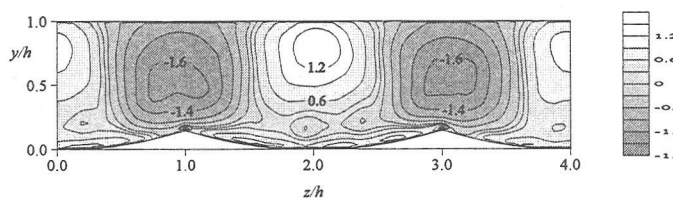


図-17 スキューネス $S(u^+)$ の横断面分布

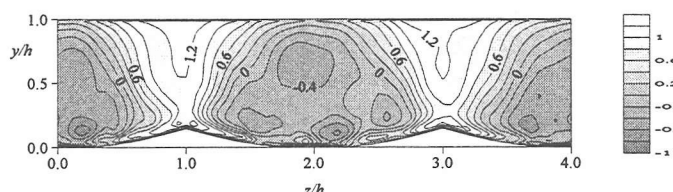


図-18 スキューネス $S(v^+)$ の横断面分布

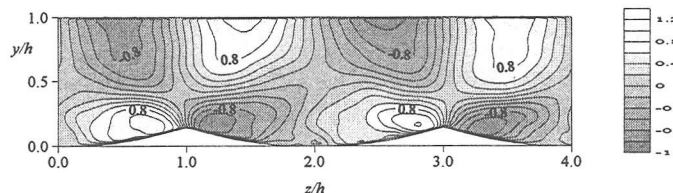


図-19 スキューネス $S(w^+)$ の横断面分布

運動量を河床面へ、ridge 上では強い上昇流が低運動量を水面まで間欠的に輸送したためであると考えられる。

図-5～7 および図-8 は、それぞれ平均流速 U^+ , V^+ , W^+ の横断面分布および二次流 (V^+ , W^+) のベクトル図を示す。 U^+ の横断面分布は、相対水深 0.25 において ridge 上と trough 上の速度差が 2 割以上に達する一方、壁面から離れるに従い滑らかな正弦波に近い分布を示しつつ、水面に近づくにつれ減少することが認められる。 V^+ , W^+ の横断面

分布と二次流 (V^+ , W^+) のベクトル図からは、ridge 上で上昇流、trough 上で下降流が現れるなど、直線開水路に見られる Prandtl の第二種二次流の存在を明瞭に捕らえている。なお、ridge 上に生じた上昇流は最大で U^+_{max} の 2.5% 程度に達するが、trough 上の下降流は 0.5% 程度と数倍の差が見られる。しかし、下降流が ridge 近傍を除く広い範囲に見られるのに対し上昇流は ridge 上の狭い領域に集中するなど、全体では V^+ の収支はバランスして

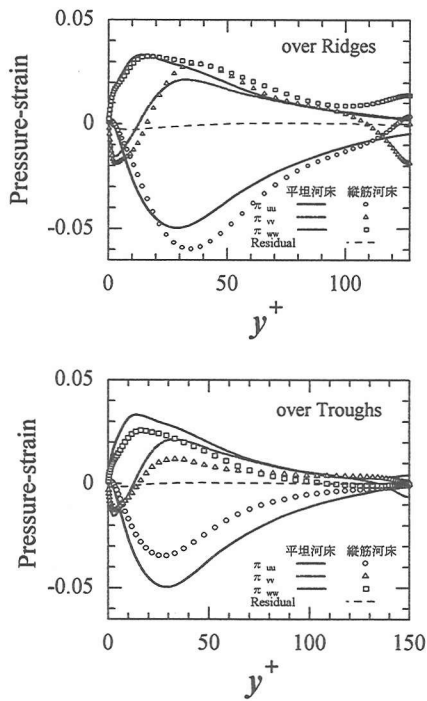


図-20 圧力・歪み相関の鉛直分布

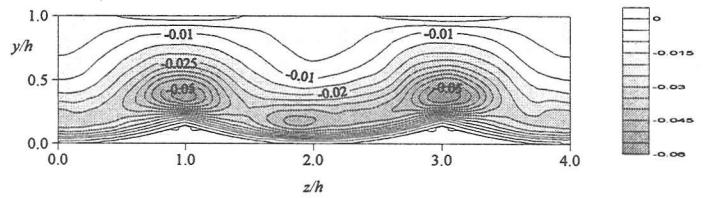


図-21 圧力・歪み相関 π_{uw} の横断面分布

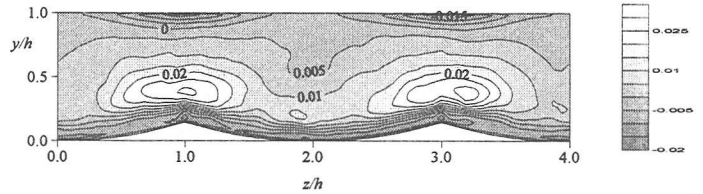


図-22 圧力・歪み相関 π_{vw} の横断面分布

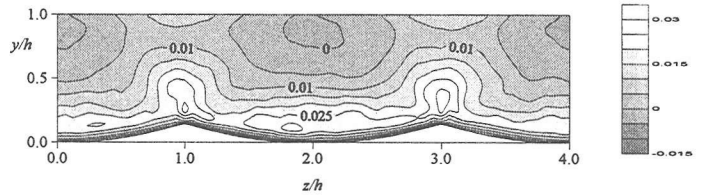


図-23 圧力・歪み相関 π_{ww} の横断面分布

おり、室内実験¹⁷⁾や実河川¹⁸⁾で観察された縦渦の特性をよく再現している。また、 V^+ の横断面分布からは、上昇・下降流とも半水深付近で最も大きく、ridge 上で極大値、trough 上で極小値を取り、その値はそれぞれ摩擦速度の40%と20%程度となっていることが分かる。 W^+ については、河床から半水深付近までは trough から ridge へ向かい、半水深から自由水面までは逆に ridge から trough へ向かう平均流が存在することを示すとともに、その横断面分布は正弦波に近く互いに逆位相となっている。

3.2 乱流特性量

図-9～11は、レイノルズ応力の横断面分布を示したものである。 $-\overline{u^+v^+}$ は、二次流の存在により ridge と trough では大きく異なり、ridge では大きな値を示し二次元開水路乱流で見られる鉛直方向の直線分布からずれて凸型となることを捕らえている。 $-\overline{u^+w^+}$ の横断面分布は、乱れ成分 w^+ により主流方向の運動量が trough から ridge へ輸送された結果であり、また、従来計測が困難であった $-\overline{v^+w^+}$ については、 $-\overline{u^+w^+}$ と同位相であるなど興味深い結果が得られている。

図-12～15は、乱れ強さの鉛直分布と横断面分布を示したものである。平坦河床の開水路流れと同様な傾向を呈するが、各方向成分とも ridge 上において大きくなっていることが分かる。特に u_{rms}^+ は顕著な違いが生じており、これは ridge 近傍の狭い領域に発生する強い上昇流が鉛直方向に運動量の交換を高めたことが考えられる。

図-16～19は、速度変動のスキューネスの鉛直分布と横断面分布の計算結果である。 w^+ のスキューネス $S(w^+)$ は場の対称性から ridge および trough 上では0となり、計算

もほぼ0となっていることから統計量として妥当なことがうかがえる。また、河床では平坦河床と同様、 $S(u^+)$ 、 $S(v^+)$ は大きな値を示し間欠性の高い現象が起きていることが示唆される。しかし、河床面近傍を除くと、平坦河床と縦筋河床では著しく異なった分布を呈する。すなわち、ridge 上では水深方向に $S(u^+) < 0$ 、 $S(v^+) > 0$ となり、低速流体の放出運動であるイジェクションが支配的である一方、trough 上ではほぼ反対に $S(u^+) > 0$ 、 $S(v^+) < 0$ となり、高速流体の流れ込みであるスweepが卓越していることが分かる。

図-20～23は、レイノルズ応力間の再配分に関与し、垂直応力間においては乱流エネルギーの交換を担っている圧力・歪み相関の鉛直分布と横断面分布を見たものである。平坦河床と同様な傾向を示すが、ridge 上では平坦河床に比べ主流方向と鉛直方向成分が大きくなり、逆に trough 上では小さくなりそれぞれ平衡している。つまり、最も変動の大きい主流方向の速度変動成分から他の成分へ再配分が行われるという基本構造は変わらないものの、trough 上に比べ ridge 上がより活発なエネルギー交換を行っているとともに、ridge 上では鉛直方向成分への再配分が大きくなっていることが分かる。一方、自由水面領域では、ridge、trough 上ともに流下方向成分はほぼ0に漸近するが、trough での下降流に比べ ridge 上では強い上昇流を伴うことから、鉛直方向成分が大きく減衰する一方、スパン方向成分が増加し互いに逆符号で平衡するという自由水面の特徴が顕著に表れている。このような違いは二次流の存在により引き起こされるものと考えられ、再配分や輸送メカニズムへ与える影響が小さくないことを示唆している。

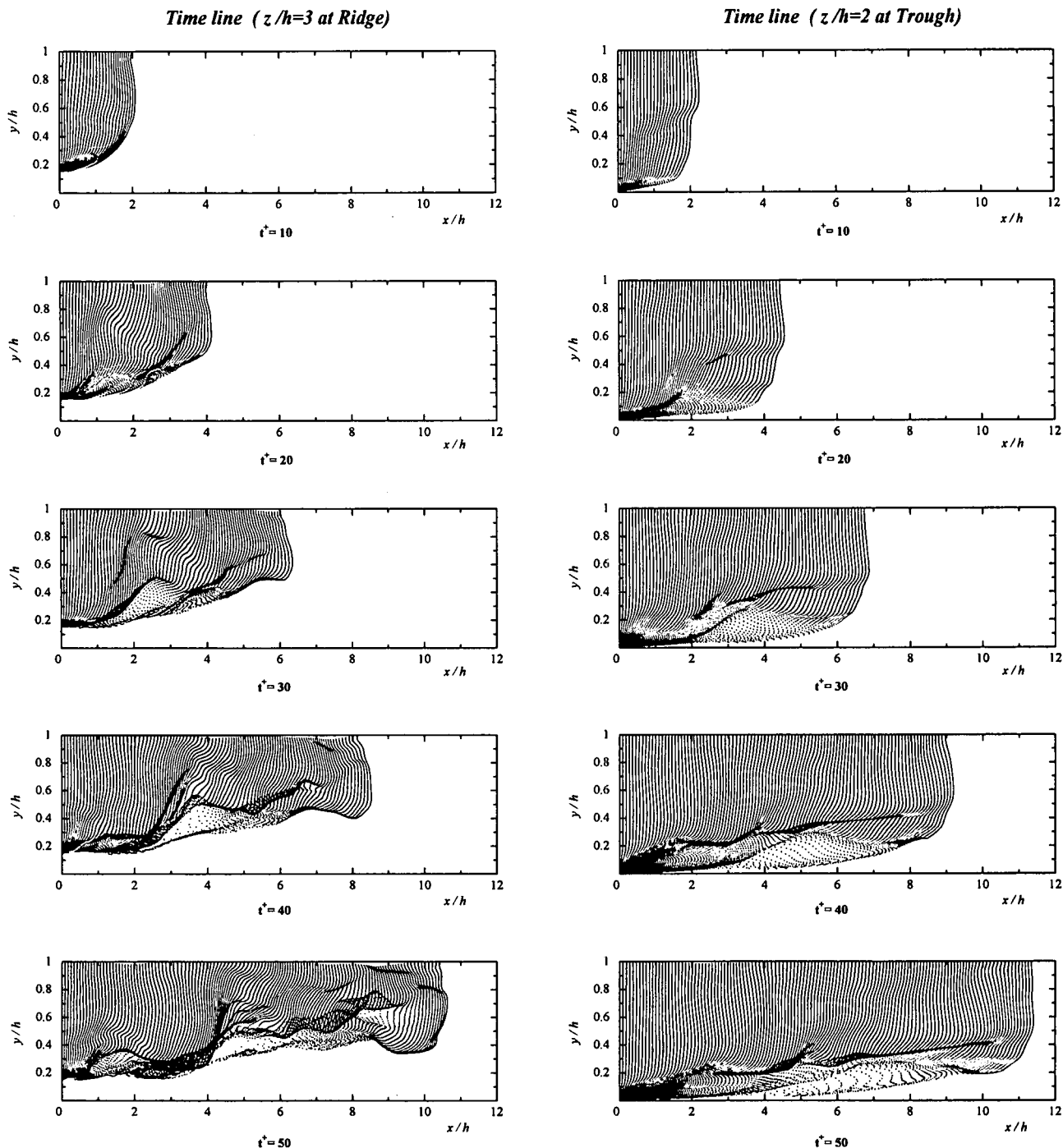


図-24 タイム・ライン

3.3 乱れの定性的挙動

図-24は、ridgeとtroughでの速度分布や乱れ変動の様相の違いを見るため、それぞれの位置で垂直方向にトレーサ源を配置し、一定間隔毎にマーカー粒子を発生させると同時にそれらを追跡したタイム・ラインである。粒子は無次元時間で0.4毎に発生させ、追跡時間は無次元時間で50とした。マーカー粒子は各測線につき200個とし、全部で25,000個の粒子追跡を行った。これより、両者とも河床付近に壁面の拘束を受けた遅い流れが現れ、一方、水面位置からやや下がった付近に速い流れが存在することが認められるとともに、流下距離の違いから両者の主

流速に差があることを明瞭に示している。また、河床付近の減速した流体が水面へ向け間欠的に吹き出すバーストが再現されているが、イジェクションが卓越するridgeでは水面近くへ達するバーストが認められるほか、水面へ向け傾斜し流下方向へ伸びたらせん状の回転渦も見受けられるなど、低速流体と高速流体が激しく衝突・混合している様子がうかがえる。これに対しtroughでは、水面から半水深にかけて大きな乱れは認められず、河床からのバーストも水面へ達することなく半水深付近までに押さえ込まれているなど、下降流やスweepの影響が考えられる。これらの違いは、ridgeとtroughでの乱れの

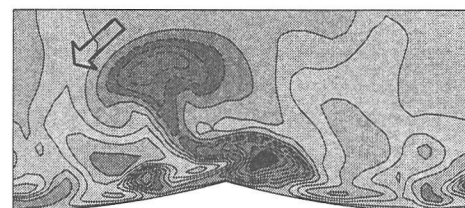
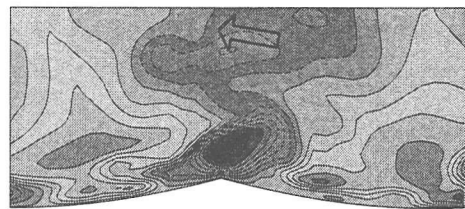
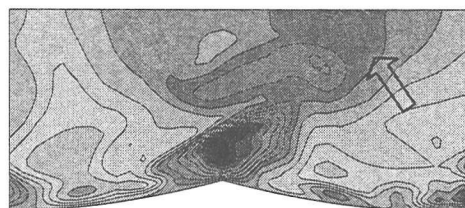
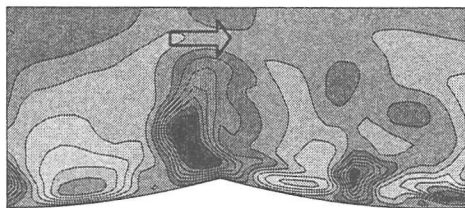
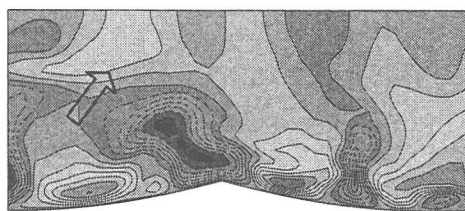


図-25 ridge 上の u^+ 分布

$\Delta t^+ = 0.0$

$\Delta t^+ = 5$

$\Delta t^+ = 10$

$\Delta t^+ = 15$

$\Delta t^+ = 20$

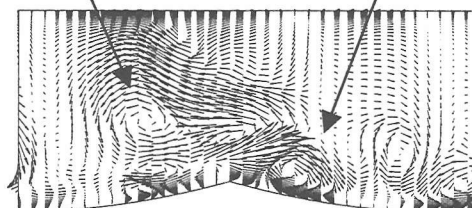
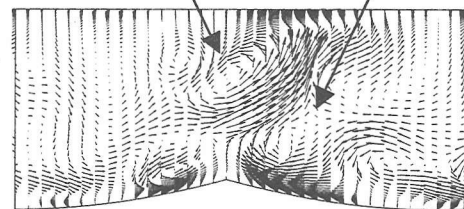
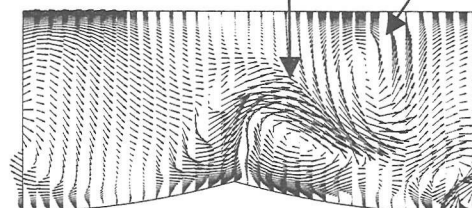
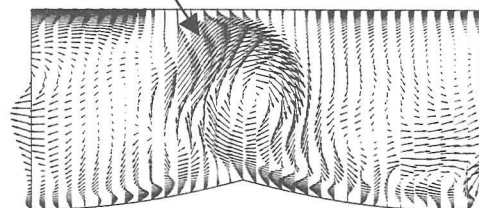
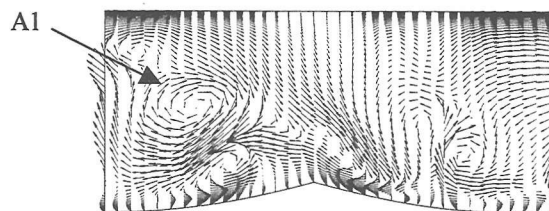
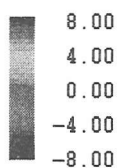


図-26 ridge 上の瞬時ベクトル

生成や乱流応力の発生機構の違いを定性的に捕らえている。

4. 縦筋河床流れにおける渦構造

4.1 縦筋上の揺動現象

Blackwelder ら¹⁹⁾ は、壁面近傍の渦度を計測し低速ストリークの lift-up に縦渦が関係することを指摘した。一方、大成ら²⁰⁾ は、蛍光染料を用いた可視化法により、壁面から伸びる”付根”を持つ縦渦対が左右に揺動する現象を

見出し、この原因を渦対の強さが常にそれぞれ異なるためと説明した。縦筋河床においても平坦河床と同様に低速ストリークが観察されるが、そのスパン方向配置は平坦河床では wall unit で約 $100 \nu/u_\tau$ の間隔で位置は固定していないのに対し、縦筋河床では図-4 から推察されるように ridge 近傍に固定されている。このことは、図-16 や図-24 から理解されるように、ridge 上でイジェクションが間欠的に観察されることを示し、縦渦対による揺動現象の存在が予想される。そこで、ridge 上の低速ストリークとイジェクションの挙動を観察するため、変動速

度 u^+ の時間変化をアニメーション化した。その一部を示したものが図-25 であるが、これによると、縦筋河床においても、ridge 頂部に“付根”を持ち上昇する低速流体塊の“頭”が矢印の方向へ左右に激しく揺動する特徴的な現象が間欠的に観察された。縦渦との関連を調べるため、それぞれの対応する時刻における瞬時流速ベクトルを見たものが図-26 である。瞬間場の状況は、一時刻だけを見ると平均場とは大きく様相が異なり一見無秩序であるかのように感じられるが、アニメーションによる連続観察を行うことによって ridge 上の縦渦の特徴的な動きを明瞭に捕らえることができた。

すなわち、①時計回りの渦 A1 が ridge 左側に出現したかと思うと、勢いを増しながら A2 のように大きく円弧を描くように転がり ridge 右側の A3 へ移動する。②その直後に、ridge 右側では半時計回りの渦 B1 が出現し、先程とは反対に B2 を経て ridge 左側の B3 へ移動する。③また、移動後の渦はすぐには消滅することなく、A4, A5 のように渦の径は小さくなりつつも、暫く ridge 近傍に存在し続ける。このように、低速ストリークの lift-up や ridge 上の揺動には、相互に逆回転する縦渦の挙動が深く関わっていることが確認された。

4.2 組織構造の同定法

自然界や工学分野の乱流現象には、管状あるいは層状の組織構造が見られ、さまざまな物理量を用いることによりこれらを可視化することができる¹⁾。ここでは、前節で観察された縦渦の3次元空間における構造を明らかにするため管状渦の検出を行う。検出パラメータには、これまでエンストロフィー、圧力、圧力のラプラシアン、圧力ヘシアンの固有値などいくつか提案されている¹⁾。

しかし、エンストロフィーを用いる方法は、渦度の二乗で定義される量であることから、壁面近傍で卓越する渦層を検出してしまい渦管との区別がつかないなど、等方性乱流における組織構造の同定には有効であるが、壁面せん断乱流においては必ずしも適切な検出法とはいえない。また、低圧力領域そのものを用いる方法は、一つの基準値で数々の渦構造の検出を網羅することが困難なことなどから、本研究では以下の Q 定義法²¹⁾と λ_2 定義法²²⁾を採用する。

Q 定義法は、速度勾配テンソル ∇u の第2不変量 Q が正となる領域を渦と定義する。これは、第2不変量 Q が式 (3) のように表され、

$$Q = \frac{1}{2}(u_{i,j}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (3)$$

$$\text{ただし、} S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right), \Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

渦度がせん断歪みより卓越する場合、Q が正になることを利用している。一方、この条件は圧力ポアソン方程式

($\nabla^2 p = 2\rho Q$) のソース項とも対応することから、 $Q > 0$ の領域は、圧力の極小値をもち局所低圧部分であることを示すとともに、Q が大きいほどより強い渦であることを示す。つまり、Q 定義法は圧力のラプラシアンを正とする定義法²³⁾と一致する。

λ_2 定義法は、圧力 p の空間2階微分であるヘシアンが次式 (4) のように、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j} = -S_{ik}S_{kj} - \Omega_{ik}\Omega_{kj} \quad (4)$$

対称テンソルになることを利用し、得られる3個の実数固有値 ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$) のうち、2個が負となるような領域 ($\lambda_2 = 0$) が圧力の極小値で管状渦領域を与えるとするもので、基本的には検出のための閾値を必要としない。

両者を縦筋河床流れへ適用した結果は、平坦河床を対象とした永翁²⁴⁾の報告と同様に、 λ_2 定義法においては領域の大部分を渦管が覆ってしまい、 $\lambda_2 = 0$ は渦管とバックランドの境界としては適切ではなく、渦管同定には有限な閾値 ($\lambda_2 < 0$) が必要であることが分かった。また、Q 定義法と λ_2 定義法は、閾値の絶対値が大きい場合、ほとんど差のない渦管が同定された。

4.3 縦筋河床上の渦構造の考察

以下では、Q 定義法と λ_2 定義法を用いて得られたアニメーション結果から考察を行う。なお、両者の可視化結果はほとんど一致するため、結果については Q 定義法のみを示す。

図-27は、4.1で捕らえた揺動現象を含む一ショットで、上から鉛直上方、側方および斜め上方からそれぞれ見たものである。これより先ず、管状渦の多くは必ずしも主流方向に平行とはならずスパン方向と鉛直方向へ傾きを持ち、流下方向には「ハ」の字型に並ぶジグザグ状の構造^{9), 25)}を示す単一の渦であり、一対の縦渦は見られないことが分かる。また、壁面乱流の組織構造として有名な流下方向に傾斜し回転方向が異なる脚部を有する馬蹄形渦については出現頻度は必ずしも高くなく、一般的な事象ではない²⁶⁾ことも確認された。

同図には、図-26に示す縦渦A1~A3, B1~B3の3次元空間における対応位置を示す。これより、縦筋上においてはこの「ハ」の字型の管状渦がridgeの斜め上方で生じ、ridgeを跨ぎながら互いに交差するように通過するため、図-25のような揺動現象が生じていたことが理解される。さらに、図-26から管状渦の回転方向を見ると、流下方向に向け時計回りに回転する管状渦は下流に向かって左寄りに、反時計回りの管状渦は右寄りに傾いていることが認められる。すなわち、ridge上で観察された組織構造は、管状渦の渦度のスパン方向成分が平均流の渦度と同一符号となるように傾くサイクロニック渦⁹⁾であることが分

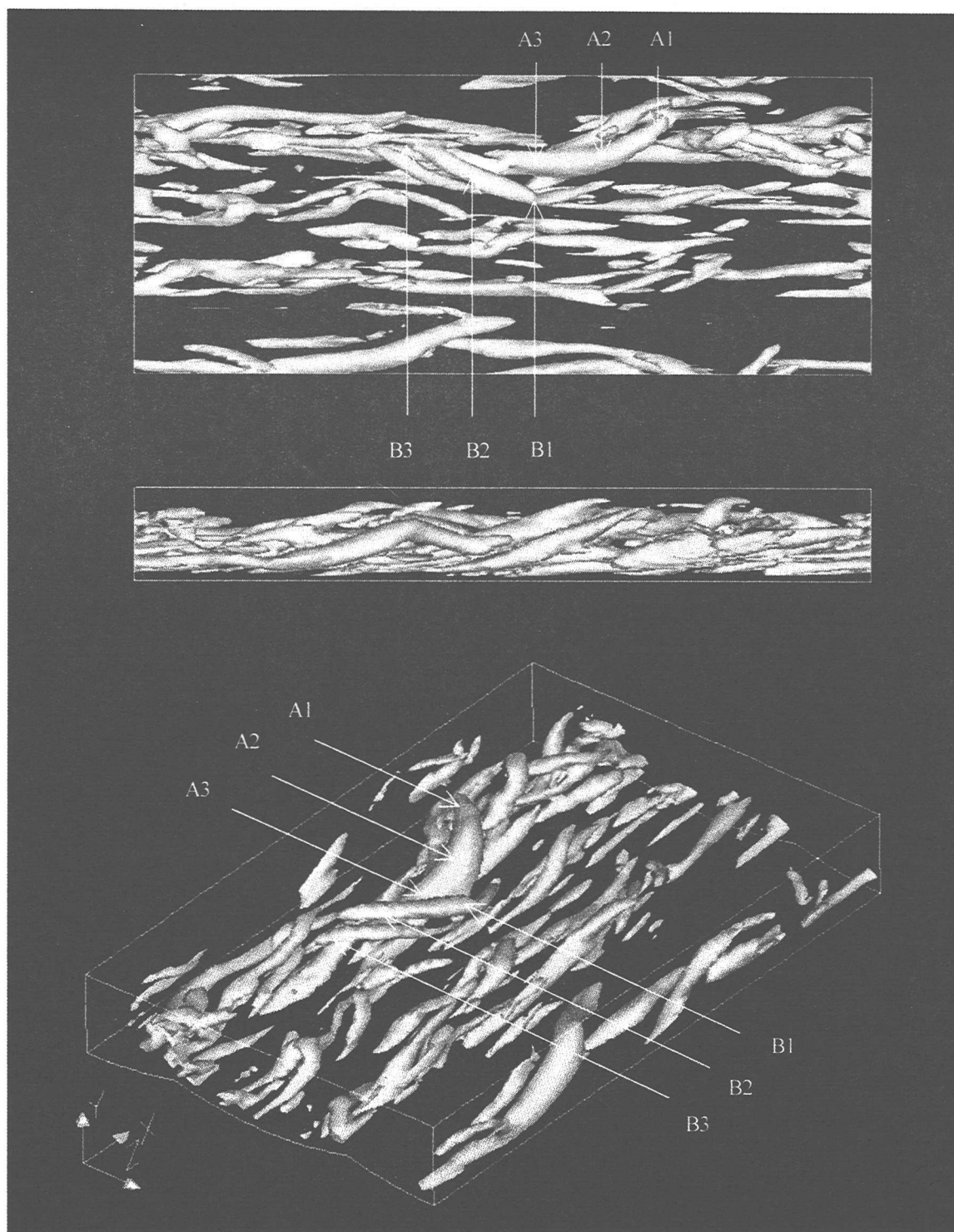


図-27 管状渦の空間分布

かる。

また図-26, 27は、強い旋回運動を行っている管状渦が、ridge近傍だけにとどまらず半水深から水面近傍にまで達するとともに、図-24, 25は、低速流体塊が水面にまで巻き上げられていることを示すなど、縦筋上のサイクロニック渦は、バーテイングと深く関連している可能性が高い。

さらに、ridge上において強いレイノルズせん断応力や

乱れエネルギーの生成が引き起こされるのは⁶⁾、ridge上で間欠的に発生するサイクロニック渦が主流方向に直交する方向の速度を誘起し運動量輸送を促進するためと考えられる。特に、レイノルズせん断応力 $-\overline{v^+w^+}$ は、二次流の駆動力と考えられることから⁶⁾、 $-\overline{v^+w^+}$ の生成に寄与するサイクロニック渦は、二次流の発生・維持機構の主因と考えられる。なお、二次流と流下方向の平均渦度は同心円状のパターンを示すが、中心位置はズレており渦

度の方がよりridgeへ近いことが指摘されているが²⁷⁾、これもサイクロニック渦の縦筋近傍での挙動を考慮することにより理解できる。

5. まとめ

本研究では、縦筋河床を模擬した固定波面上における流れ場を直接数値シミュレーションによって再現し、縦筋河床上の乱流特性量を検討するとともに、管状渦の同定法を用い瞬間場およびその時間発展における組織構造の3次元挙動特性等について検討した。得られた知見は、以下のとおりである。

- 1) 縦筋を有する直線開水路へ適用した結果、同流れ場において特徴的なPrandtlの第二種二次流を始め、従来の実験結果を良好に再現することができた。
- 2) 平坦河床において観察される揺動現象が、縦筋上でも存在することをシミュレーションで捕らえると同時に、その発生原因がridgeの斜め上方で発生し、ridgeを跨ぎ反対側へ移動する互いに交差した「ハ」の字型の管状渦であることを見出した。
- 3) またその管状渦は、流下方向に向け時計回りに回転する場合は下流に向かって左寄りに、反時計回りの場合は右寄りに傾くサイクロニック渦であることを見出した。
- 4) ridge上におけるサイクロニック渦の発生が、縦筋河床流れと平坦河床流れとの乱流特性の違いを特徴付けているとともに、二次流の発生・維持機構の主因であるレイノルズせん断応力 $-\overline{v^+w^+}$ の生成にはサイクロニック渦が関与していることを示唆した。

参考文献

- 1) 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹 編: 乱流の数値流体力学—モデルと計算法, 東京大学出版会, 1998.
- 2) Krettenauer, K. and Schumann, U.: Numerical simulation of turbulent convection over wavy terrain, *J. Fluid Mech.*, Vol.237, pp.261-299, 1992.
- 3) De Angelis, V., Lombardi, P. and Banerjee, S.: Direct numerical simulation of turbulent flow over a wavy wall, *Phys. Fluid*, pp.2429-2442, 1997.
- 4) Y. Mito and N. Kasagi: DNS study of turbulence modification with streamwise-uniform sinusoidal wall-oscillation, *J. Heat and Fluid Flow*, vol.18, pp.470-481, 1998.
- 5) 大田貴士, 三宅裕, 梶島岳夫: 波状流路内乱流の直接シミュレーション, 日本機械学会論文集 (B編), 64巻623号, pp.2094-2101, 1998.
- 6) 林俊一郎, 大本照憲: DNS解析による二次流の発生機構の解明, 水工学論文集, 第45巻, pp.559-564, 2001.
- 7) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Shraub, F.A. & Runstadler, P.W.: The structure of

- turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, vol.30, pp.741-773, 1967.
- 8) 巽友正 監修: 乱流現象の科学—その解明と制御, 東京大学出版会, 1986.
 - 9) 木田重雄, 柳瀬眞一郎: 乱流力学, 朝倉書店, 1999.
 - 10) 芦田和男編: 洪水流の三次元流況と流路形態に関する研究, 土木学会水理委員会, 1982.
 - 11) 村松史顕, 河村洋: リッジ形状底面および自由水面を有するチャンネル乱流のDNS, 第14回数値流体力学シンポジウム講演論文集, B02-2, 2000.
 - 12) 林俊一郎, 大本照憲, 矢北孝一, 平川隆一: 風上差分スキームを用いた直接数値シミュレーションの基礎的研究, 応用力学論文集, Vol.2, pp.599-608, 1999.
 - 13) 林俊一郎, 大本照憲, 矢北孝一, 平川隆一: 一般座標系Regular格子による開水路乱流のDNS, 水工学論文集, 第44巻, pp.593-598, 2000.
 - 14) 林俊一郎, 大本照憲, 矢北孝一, 平川隆一: 一般座標系風上DNSによる開水路乱流の構造解析, 応用力学論文集, Vol.3, pp.763-774, 2000.
 - 15) 大本照憲, 平野宗夫: 縦筋河床の形成領域と掃流力の分布特性に関する研究, 土木学会論文集, No.399/II-10, pp.75-841, 1988.11.
 - 16) Steger, J.L. & Sorenson, R.L.: Automatic mesh-point clustering near a boundary in grid generation with elliptic partial differential equations, *J. Computational Phys.* 33, pp.405-410, 1979.
 - 17) Nezu, I. & Nakagawa, H.: Cellular Secondary Currents in Straight Conduit, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.110, No.2, pp.373-193, 1984.
 - 18) 棚津家久, 富永晃宏, 中川博次: 河川乱流の野外計測と2次流に関する研究, 土木学会論文集, No.467/II-23, pp.49-56, 1993.
 - 19) Blackwelder, R.F., et al.: Streamwise vortex associated with the bursting phenomenon, *J. Fluid Mech.*, Vol.94, pp.577-594, 1979.
 - 20) 大成博文, 佐賀孝徳, 斎藤隆: 開水路乱流内層の縦渦構造, 土木学会論文集, 第363号, II-4, pp.135-144, 1985.
 - 21) Hunt, J.C.R., Wray, A.A. & Moin, P.: Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, Center for Turbulence Research Report CTR-S88, 1995.
 - 22) Jeong, J. & Hussain, F.: On the identification of a vortex, *J. Fluid Mech.*, vol.285, pp.69-94, 1995.
 - 23) Kida, S. & Tanaka, M.: Dynamics of vortical structures in a homogeneous shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.239, pp.43-68, 1994.
 - 24) 永翁龍一: 自由水面乱流場における渦構造と自由水面との相互干渉, 数理学研究録, No.1051, pp.234-243, 1998.
 - 25) 三宅裕: 壁近傍の縦渦の数値シミュレーション, ながれ, No.14, pp.418-426, 1995.
 - 26) Robinson, S.K.: Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, No.23, pp.601-639, 1991.
 - 27) 棚津家久, 中川博次: 渦度輸送方程式による並列らせん流の実験的研究, 第26回水理講演会論文集, pp.641-646, 1982.

(2001年4月20日受付)