

DNS解析による砂堆型河床を有する開水路乱流の構造解析

Study on Turbulent Flow Structures over Dune Type Wavy Bed by Direct Numerical Simulation

林 俊一郎*・大本 照憲**

Shunichiro HAYASHI and Terunori OHMOTO

*正会員 博士(工学) 熊本県土木部(〒862-8570 熊本市水前寺 6-18-1)

**正会員 工学博士 熊本大学大学院 助教授 自然科学研究科(〒860-8555 熊本市黒髪 2-39-1)

Fully developed turbulent flows over wavy beds such as ripples, dunes and sinusoidal curve in an open-channel were computed to investigate the large scale coherent vortex structures over wavy boundary by direct numerical simulation (DNS) using a regular grid under a generalized curvilinear coordinate system. The coherent vortex structures were also examined using invariant analysis in addition to visualization techniques (identification of cylindrical vortex tubes). "Boil of the first kind", which was unique to the flow field over dune-type sand wave, was numerically reproduced satisfactorily. The results showed that kolk, which causes boil of the first kind, can be detected as cylindrical vortex tubes rising from the bed. In addition, the boils were generated not only from "hairpin vortices" conventionally noted, but also from "reverse hairpin vortices" newly discovered in this study with their head near the bed and cyclonic vortices at their foot.

key words: DNS, coherent structure, kolk-boil vortices, dune bed, open channel turbulence, invariant map

1. はじめに

河床形状と密接な関係にある河床波の形成機構や乱流構造の解明は、洪水制御を考えるうえで最も興味深い対象の一つとなっている。また、河床波上の流れは底質の浮遊機構の解明や浮遊砂量の推定など土砂水理学の観点からも重要であるとともに、実験的研究では限界のある河床波背後の乱流渦構造の解明と予測には、数値的研究によるアプローチが大いに期待される。さらに、河床波の存在は、加速と減速を発生させるなど空間的に圧力勾配が変化した流れ場となることから、等流状態の流れ場に比べ乱流統計量の分布特性が大きく異なるなど、その特性を評価・解明することは治水・利水あるいは河川環境を考える上で極めて重要な課題である。

実河川で見られる大規模な組織渦や土砂輸送現象を始めとするさまざまな現象は、このように河床形状との関係が深いことから、河床波の存在が流れにどのような影響を与えるかについて、古くから多くの研究者や技術者が精力的に観察や実験的研究に取り組んできた。しかしながら、例えば河川水面において間欠的に観察される円形状のボイルを始めとする大規模渦構造については依然不明な点が多い。このボイルの生成に関しては、古くは Matthes¹⁾が河床から水面へ達する竜巻状の上昇渦が発生するためと予想し、この上昇渦をコルク渦と定義した。また Jackson²⁾は、観測から河床波の谷部においてボイル

が生じやすく、その発生周期はバースティングと同程度であったことから、バースティングがボイルになると推測した。現在では直線河道に見られるボイルは、その発生機構より第1種から第3種に分類されている³⁾。このうちバースト現象に起因する第3種は、河床形状にかかわらず形成され得るのに対し、第1種と第2種はそれぞれ流下方向と横断方向の河床波に起因するものと考えられている。河川のような高レイノルズ数流れでは、第3種は弱くなると見られることから、Dune型河床波に出現するボイルは、主としてコルク渦に起因する第1種ボイルであることが予想される。なお、Nezu and Nakagawa⁴⁾、瀬津ら⁵⁾は、レーザー流速計や水素気泡法による観測と時空間相関解析を行い、連続河床波背後に発生する組織渦について、横断特性や三次元性から馬蹄型渦モデルで説明できるとしている。これに関して著者ら⁶⁾は、DNSを用いた数値実験から、管状旋回渦を検出可視化することにより、馬蹄型渦の“頭部”と“脚部”が上下逆になった“逆ヘアピン渦”からもコルク・ボイル渦が発生し得ることを明らかにした。今後、PIVやPTVのような面的な画像処理技術の進展により、数値実験の検証ならびに組織構造のより詳細な解明が期待される。また、順圧力勾配(favorable pressure gradient)による加速流や逆圧力勾配(adverse pressure gradient)による減速流に関する研究は、乱流境界層を対象に機械工学や航空工学の分野において盛んに研究が行われてきたが、開水路流れを対

象とする水工学の分野においては比較的最近になって研究が本格化し始めたところであり⁷⁻⁹⁾、不明な点が多い。

一方、乱流の組織構造の解明には、飛躍的發展を遂げるコンピュータと数値流体力学（CFD）の貢献が大いに期待される。特に DNS や LES は、乱流中の三次元組織構造に関する瞬時情報を提供するなど、乱流に対する我々の世界観を大きく広げている¹⁰⁾。また、水素気泡法や染料注入法に代表される従来の可視化法が、組織構造を断片的かつ間接的にしか捉えきれず組織構造の解明に限界があるのに対し、CFD では圧力を含めた多様な検出パラメータを用いることにより渦構造そのものを時空間的に同定することが可能である。このため、渦構造の詳細な解明に大きく貢献することが期待される。

本論文では、前報⁶⁾に引き続き Dune 型河床波を模擬した連続固定波面上の流れ場を DNS により再現し、河床面の形状変化が、平均流特性や乱流統計量にどのように影響するかを明らかにする。さらに、不変量解析を適用するとともに、組織構造との対応関係を考察することにより、Dune 型河床上に形成される加速・減速を有する不等流の特徴について考察する。

2. 数値解析法

解析対象は、Dune 型の連続固定波面を有する完全発達した直線開水路乱流場とし、底面形状や河床高については Nezu ら^{11), 12)}を参考に図-1 のように設定する。なお、波高の半分の高さの位置を原点にとり、平均水深 h 、流下方向長さ $5h$ 、スパン方向長さ πh とする。また、河床形状の違いが乱流場へどのような影響を与えるかを見るため、流下方向とスパン方向には周期境界条件を与え側壁の効果がない流れ場とする。

基礎方程式は、任意境界への適合を可能とするため、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。

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

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

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

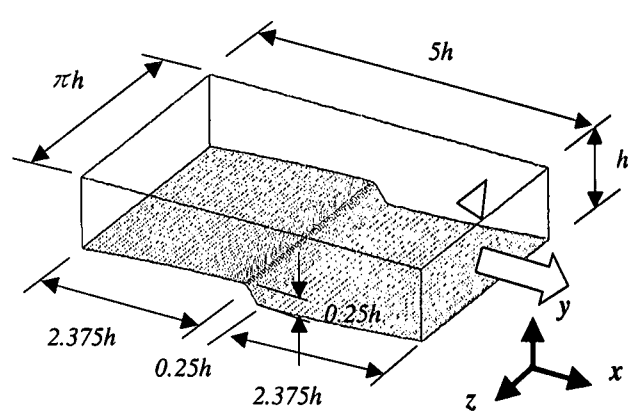


図-1 計算対象の概要

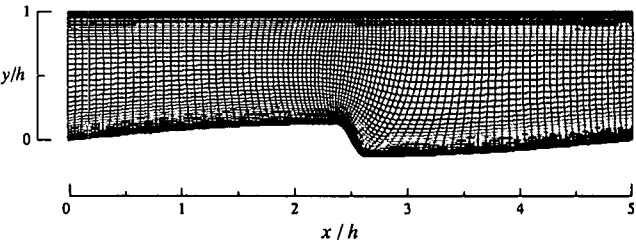


図-2 計算格子図

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ースリップ条件、自由水面では流速 u 、 w にスリップ条件、 v に 0 を与え、圧力はノイマン条件とする。格子は $96 \times 65 \times 64$ とし、Steger & Sorenson の方法¹³⁾を用いて図-2 のように生成した。なお、平均流速と平均水深で定義したレイノルズ数は 3300 と設定し、その他の計算条件やアルゴリズムなどについては、表-1 のとおりである。

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 (Convective term) 4th-order Central Scheme (The others)
Grid numbers	$97 \times 65 \times 64$
Spatial resolution	$\Delta x^+ \approx 7.8$ ($x^+ = 750$)
	$\Delta y^+ = 0.1 \sim 5.8$ ($y^+ = 150$)
	$\Delta z^+ = 7.5$ ($z^+ = 471$)
Reynolds number	$Re_m = u_m h / \nu = 3300$
Time step	$\Delta t = 2/1000 * h / u_r$

3. 統計量の計算結果と考察

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、内層表示された物理量には上付き添字+を用い表示するものとする。また、対象とする流れ場は河床面が流下方向に変化しているため、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-3, 4 は、主流速 U^+ の分布と等値線を示す。クレスト背後において剥離が生じ、逆流域と再付着点が存在することを捉えるなど、これまでの実験的知見を再現していることが分かる。

図-5 は、主流速 U^+ の鉛直分布を示したものである。図は再付着点の下流に位置する $x/h = 4.5$ 地点からクレスト頂部近傍の $x/h = 2.35$ 地点までの剥離域を除く加速域及び減速域の各断面を鉛直方向に 10 単位ずつ上方にずらして表示したものである。この図から、等流時の対数則分布にはば一致する $x/h = 1.40$ 付近を境に、大きく二つの特性が存在することが認められる。まず、 $x/h = 1.40$ の上流側にあたる $x/h = 4.50, 0.00, 0.70$ の位置では、粘性底層を除くバッファ層から水面にかけての内層域において、流速分布が大きく落ち込むとともに、対数則を下方へスライドダウンしたような直線分布を呈する領域が認められる。これは逆圧力勾配下における減速域での実験結果^{14) ~ 16)} が示す特性と一致している。

一方、 $x/h = 1.40$ の下流側にあたる $x/h = 1.95, 2.35$ の位置では、粘性底層を除きバッファ層からその上部の内層域にかけ、等流時の対数則分布から上方にずれる領域が認められる。これは順圧力勾配流れにおける特性^{17), 18)} と一致するとともに、河床面が上昇することに伴い加速域が形成されていることを示している。なお、開水路の加速域および減速域は、両者とも粘性底層においては流速分布が直線分布を示すが、対数則の成立する領域が大きく変化していることが認められる。

図-6 は、Dune 型河床波上の壁面摩擦速度の流下方向分布を示したものである。壁面摩擦速度は対数則を用いて評価する手法が一般的であるが、加速や減速を伴う場合、先に見たように対数則そのものがもはや成立しないことから適切な算出法とは言い難い。このため、粘性底層における主流速の直線分布を利用した事例^{14) ~ 18)} も見受けられるが、DNS においては壁面近傍の流速分布を容易に捉えることが可能なことから、本計算では次式に示す河床面での速度勾配から直接評価した。

$$u_\tau^+ = \sqrt{\left. \frac{\partial U_s^+}{\partial n^+} \right|_{n=n_0}} \quad (3)$$

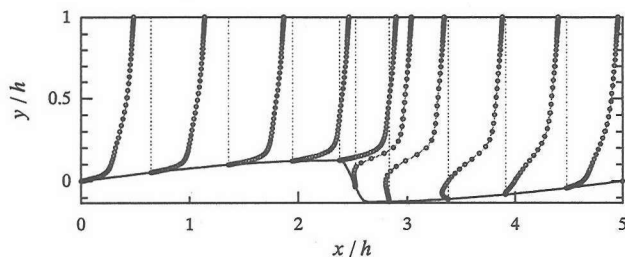


図-3 主流速 U^+ の分布

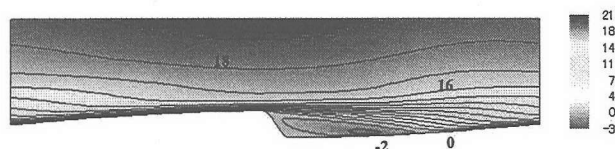


図-4 主流速 U^+ の等値線

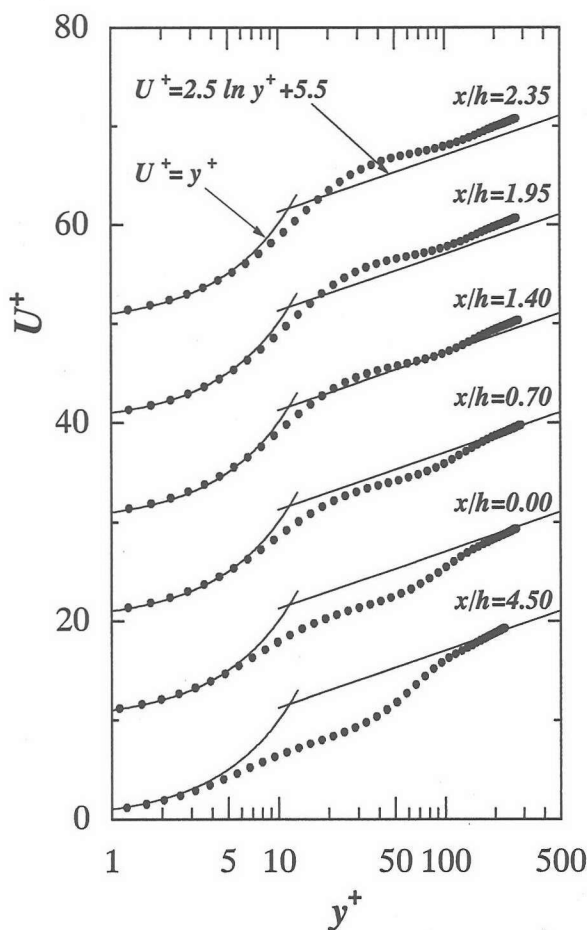


図-5 主流速分布

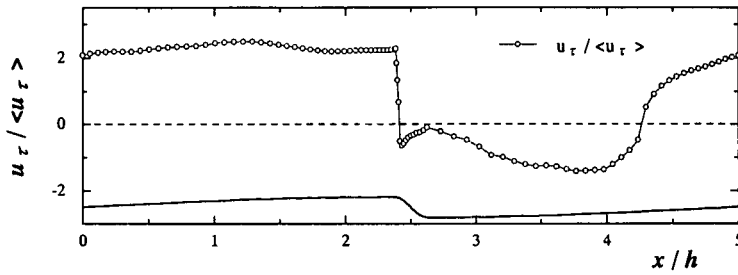


図-6 壁面摩擦速度の流下方向分布 (Dune 型河床)

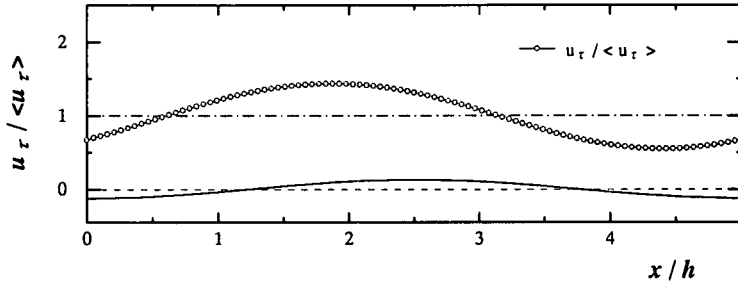


図-7 壁面摩擦速度の流下方向分布 (正弦波河床)

ただし、 U_s^+ は河床面に平行な平均流速成分、 n は河床面に垂直な単位法線、 n_0 は河床位置を表すものとする。

比較のために、同一水理条件における正弦波河床 ($h_s/L = 1/100$, h_s : 波高) の壁面摩擦速度の計算結果を図-7 に併せて示す。正弦波河床においては壁面摩擦速度の分布が境界形状と相似形を示し、最大値・最小値は上流側へ約 $1/8$ 波長ずれた位置に出現することが認められる。この傾向は底面を正弦波状に変化させた日野ら¹⁹⁾ による同様な計算においても認められている。なお、日野らは境界形状と波高を変化させた計算結果も示しているが、いずれも同様な位相のずれを持ち、変動幅が波高に比例し大きくなる連続的な分布を得ている。しかし、図-6 の本計算においては、クレストで剥離し逆流域が生じていることから摩擦速度は不連続分布となっており、境界形状とは必ずしも相似形にはなっていない。ただ、剥離域および減速域を除けば、壁面摩擦速度の変動は小さくほぼ一定値を示しているが、境界形状の前方上流側において僅かながらピークが認められる。図-6 や図-7 が示す壁面摩擦速度の位相差は、河床波ピーク位置の前面すなわち上流側に壁面せん断応力の高い領域が集中することを意味する。底面が移動床の場合、一般に河床波は下流側へ進行することが観察されるが、これはこの壁面せん断応力の高い上流側河床部分が洗掘を受ける一方、壁面せん断応力の低い下流側谷部へ堆積するためであり、今回の DNS の計算によりこのことを確認することができた。また、うろこ状の河床形態が形成されるのは、壁面せん断応力のスパン方向の変動が2次元的地形を三次元化させた結果であると考えられる。

図-8 は、平均流速 V^+ の等値線を示したものである。クレスト背後から剥離した流れが再付着点の近傍で急速に下降するとともに、河床面に衝突後、斜面に沿って次第に上昇していく様子を捉えている。

図-9 は、運動圧²⁰⁾ (motion pressure) P_m^+ の等値線の計算結果を示したものである。クレスト頂部において運動圧が最小値を示すと同時に、再付着点のやや下流位置において最大値が生じていることが分かる。これより、クレストの上流域では圧力が減少する順圧力勾配流れ (加速流)、逆にクレスト背後では圧力が上昇する逆圧力勾配流れ (減速流) となっており、このことが加速域と減速域における乱流統計量の違いを発生させる原因となっていることが分かる。また、低圧部分がクレストから再付着点に向けて突き出るとともに、再付着点からは水面に向け高圧部分が伸びているなど、剥離流および第1種ボイルの挙動を示唆するものとなっている。

図-10 は、レイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ の空間分布を示したもので、実験と同様、クレストから再付着点に至る主流速の変曲点上、ならびに圧力の低圧部分に沿ってピーク領域が続いている。特に、再付着点の直上において最大値を示しており、同位置での剥離渦の河床への衝突により強いレイノルズ応力が生成されていることが示唆される。

図-11~13 は、乱れ強さ u^+_{rms} , v^+_{rms} , w^+_{rms} の等値線である。いずれも再付着点付近の減速域で大きな値を示すなど河床形状は2次元であるが、乱れは三次元等方化を強めていることが認められる。一方、加速域においては減速域に比べ相対的に乱れが抑制されていること

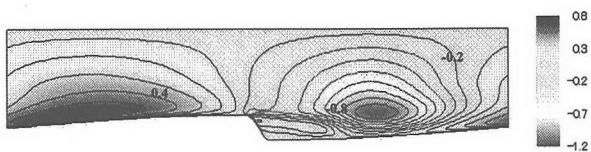


図-8 流速 V^+ の等値線

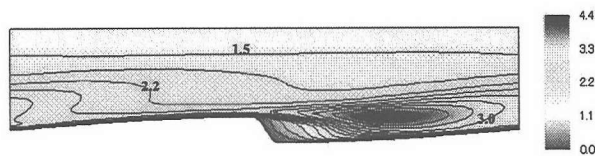


図-11 乱れ強さ u^+_{rms} の等値線

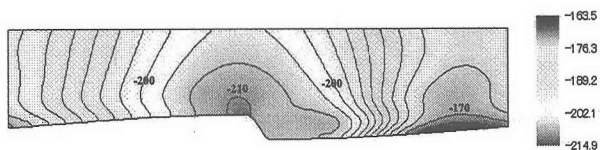


図-9 運動圧 P_m^+ の等値線

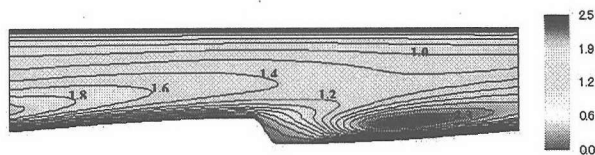


図-12 乱れ強さ v^+_{rms} の等値線

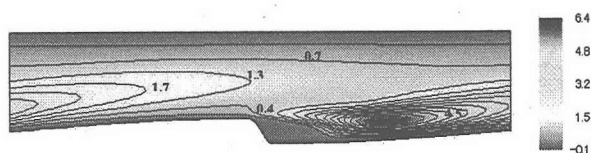


図-10 レイノルズ応力 $-\overline{u^+v^+}$ の等値線

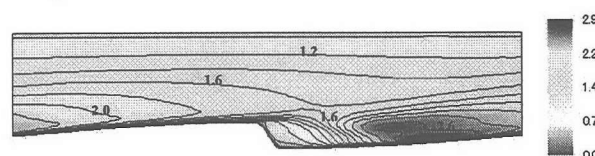


図-13 乱れ強さ w^+_{rms} の等値線

がうかがえる。再付着点付近で乱れ強さが増大する理由は、河床に衝突した剥離渦がコルク渦やバーストなど複雑な乱れ構造を形成することに起因しているものと推測

される。また、 u^+_{rms} に比べ v^+_{rms} , w^+_{rms} は、加速域において底面から半水深付近にかけて変化率が大きく、加速に対する応答性に差があることを示している。

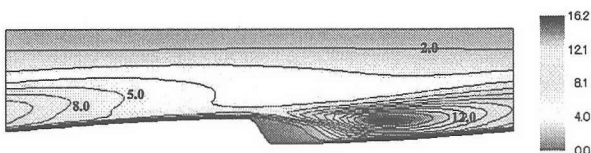


図-14 乱れエネルギー k^+ の等値線 (Dune 型河床)

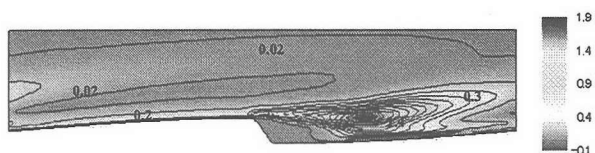


図-15 生成項 P_k^+ の等値線 (Dune 型河床)

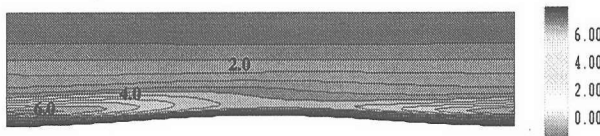


図-16 乱れエネルギー k^+ の等値線 (正弦波河床)

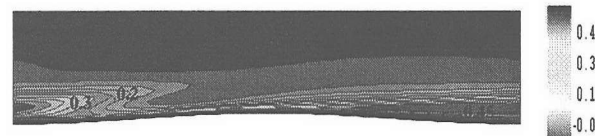


図-17 生成項 P_k^+ の等値線 (正弦波河床)

図-14～17 は、乱れエネルギー k^+ および生成項 P_k^+ の等値面を、Dune 型河床と正弦波河床について示したものである。Dune 型河床における乱れエネルギー k^+ は

定義からも推察されるように、 u^+_{rms} , v^+_{rms} , w^+_{rms} のピーク値の近傍で最大値を示している。生成項 P_k^+ は、図-10 に示すレイノルズ応力 $-\overline{u^+v^+}$ と良く一致した分

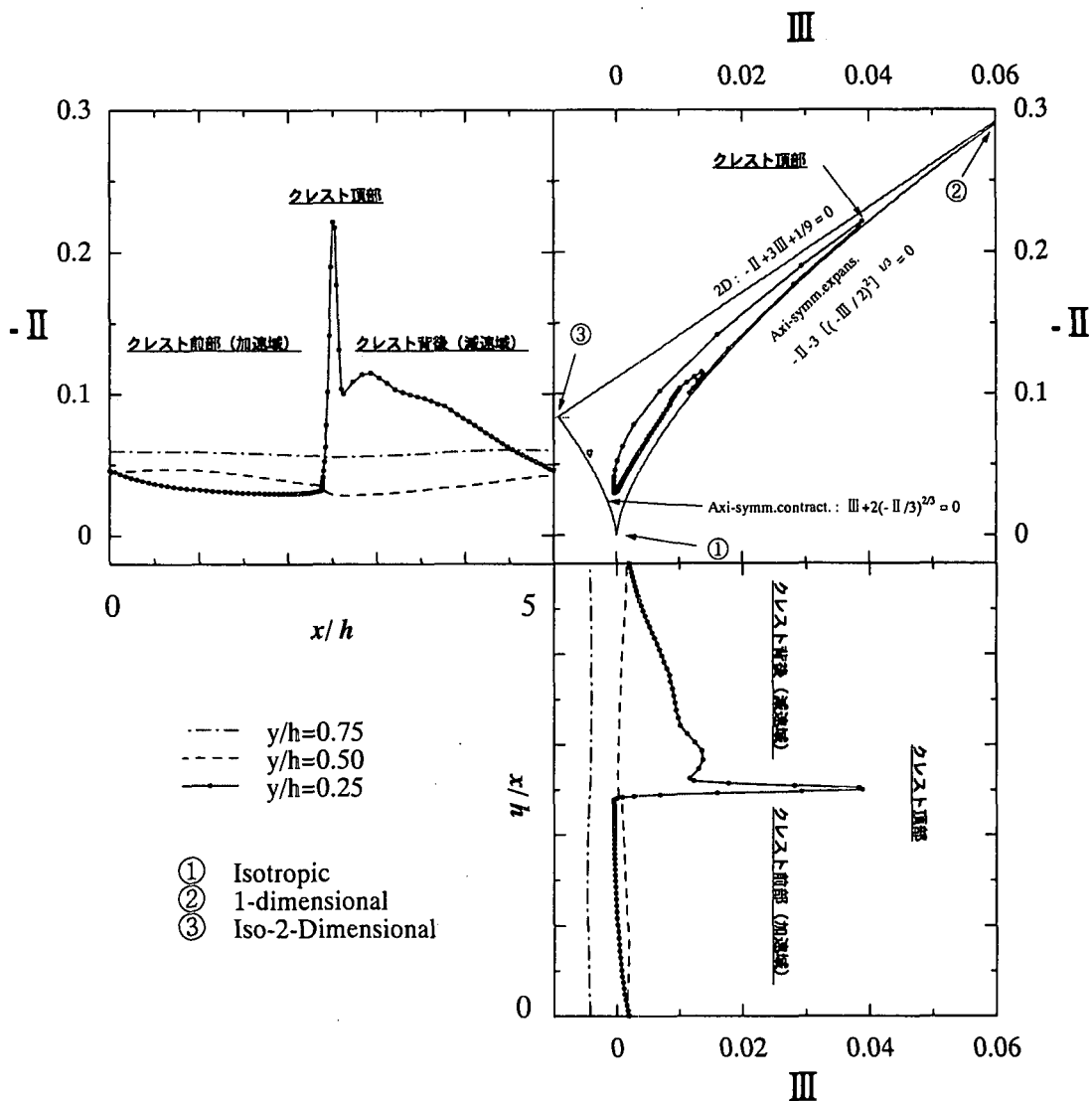


図-18 不変量マップ

布形状を示しており、定義式ならびに、 $W = \partial U^*/\partial z = \partial V^*/\partial z = \partial W^*/\partial z = 0$ を考慮すると、生成項 P_k^* は、主としてレイノルズ応力 $-\overline{u_i^* v_i^*}$ と $\partial U^*/\partial y$ の積により決定されていることが推察される。

また、Dune 型河床と正弦波河床とを比較すると、乱れエネルギー k^* および生成項 P_k^* の最大値は減速域において生じている点で共通しているものの、その大きさは顕著な違いを示している。これは波形や波高の違いに加え、剥離流れの衝突の有無が大きく影響しているものと見られる。

4. 不変量解析

DNS では空間の各点におけるレイノルズ応力成分が算出可能なことから、壁面および水面近傍での乱流特性

を把握することができる。ここでは、レイノルズ応力から強度情報を除いた非等方度に着目した不変量解析を適用し、Dune 型河床上に形成される加速・減速を有する不等流の特徴について調べる。不変量解析を構成する基本パラメータは、式 (4) に示すレイノルズ応力の非等方テンソル b_{ij} であり¹⁰⁾、ゼロであれば等方性乱流を、大きくなれば異方性が強い複雑乱流であることを示すなど等方場からのずれを知ることができる。

$$b_{ij} = \left(\frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \quad (4)$$

なお、 k は乱れエネルギー、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタを表すものとする。さらに、非等方テンソル b_{ij} の特性方程式から得られる不変量は、定義から恒等的にゼロと

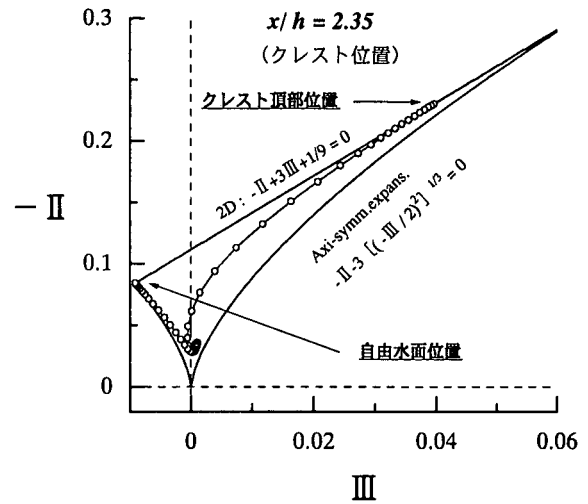
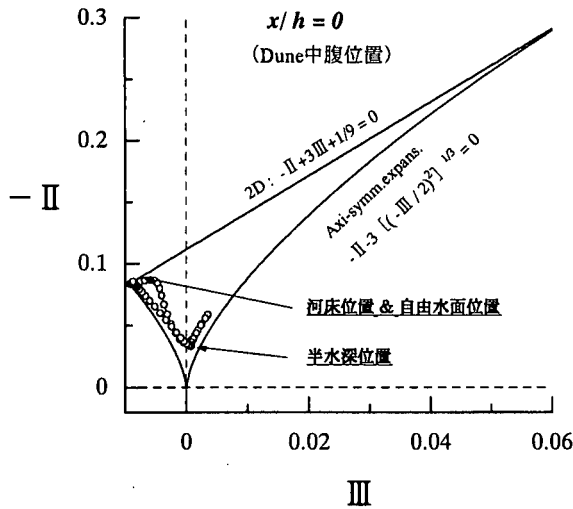


図-19 水深方向の不変量マップ

なる第1不変量を含め式(5)～(7)となる。これら不変量を用いることにより、座標系に依存しないかたちでレイノルズ応力場の状態を知ることが可能となる。

$$I = b_{kk} = 0 \quad (5)$$

$$II = -b_{ij}b_{ij}/2 \quad (6)$$

$$III = b_{ij}b_{jk}b_{ki}/3 \quad (7)$$

図-18は、相対水深 $y/h=0.25, 0.50, 0.75$ 位置における不変量の分布を示したマップ²¹⁾である。同図には、第2不変量 $-II$ および第3不変量 III の流下方向の挙動も併せて示す。半水深より浅である $y/h=0.50, 0.75$ 位置においては、両不変量とも流下方向の変化はあまり認められずマップ上においては頂点①、③付近にそれぞれプロットされる。すなわち、半水深である $y/h=0.50$ が三次元等方的な乱流構造を示すのに対し、 $y/h=0.75$ では自由水面の影響により二次元等方化傾向を強めており、平坦河床の場合²²⁾と基本的に同様な構造を有していることが分かる。一方、相対水深 $y/h=0.25$ においては、第2および第3不変量ともにクレスト頂部で鋭いピークを持ち、クレスト背後では緩やかに減衰している。この過程をマップ上で見ると、クレスト前部の加速域において三次元等方化を強めつつあった乱流場が、クレスト頂部で急激に1軸方向への引き伸ばしを受け一次元的な乱れ状態に近づき剥離が生じたことを示している。その後、クレスト背後の減速域において主流方向の乱れが断面方向の乱れ

に比較して相対的に小さな軸対象拡大状態を呈しながら、再び三次元等方化を繰り返すループ型を描いている。これらの特徴から、流下方向の不変量の挙動を追跡することにより、順圧力勾配流れ（加速流）および逆圧力勾配流れ（減速流）における乱流状態の識別が可能となることが理解される。

次に、再付着点下流のDune中腹位置($x/h=0.0$)およびクレスト近傍位置($x/h=2.35$)における水深方向の不変量分布を示したものが図-19である。どちらも自由水面位置で2成分乱流を示し半水深付近で一様等方性乱流($II=III=0$)に近づく。河床面については、いずれも平坦河床の底面²²⁾とは異なり、Dune中腹位置($x/h=0.0$)の底面が再び2成分乱流を示すのに対し、クレスト近傍位置($x/h=2.35$)の底面では図-18の剥離点で観察されたように第2および第3不変量が急激に増加し一次元的な乱れ状態を示す。クレスト近傍位置($x/h=2.35$)が平坦河床と異なるのは剥離が原因であり、Dune中腹位置($x/h=0.0$)においては剥離流が河床に衝突し乱れが三次元化することから、河床面においては平坦河床に較べより二次元等方化したものと考えられる。

なお、不変量の挙動情報は、複雑な境界形状を有する流れ場の乱流状態を知るだけではなく、乱流モデルの開発や評価にも利用されることから²³⁾、今後さまざまな形状や水理条件下における不変量をデータベース化することは有効であると考えられる。

5. 瞬時構造の考察

数値シミュレーションから得られるデータは、時空間の全領域における流れの情報を含んでいる。この情報を

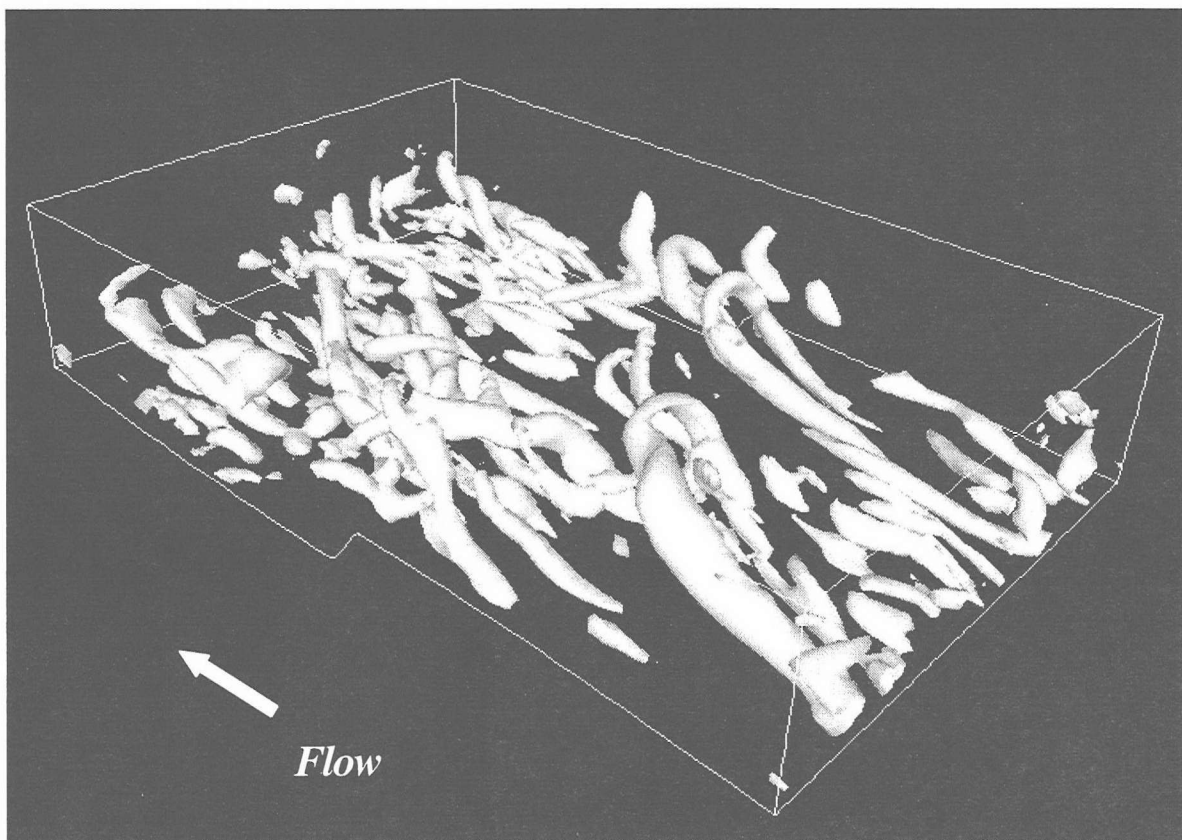


図-20 Dune 上の組織構造

用いて、必要とするさまざまな乱流統計量や組織的渦構造の力学的性質を自由に考察できる。

一般に、乱流中における管状および層状の形をとる高渦度領域を組織構造と定義し、それぞれ渦管 (vortex tube) および渦層 (vortex layer) と呼ぶ²⁴⁾。渦構造のダイナミクスを議論するためには、複雑な流れの中から渦管を分離抽出する必要がある。近年、この管状の組織構造を検出する方法が提案され²⁵⁾、そのメカニズムや詳細な特性が明らかにされつつあることから、本研究においても検出法の一つである Q 定義法²⁵⁾ を適用し考察する。

Dune 上の組織構造は、既往の実験的研究⁵⁾ あるいは管状旋回渦 (低圧力渦) の可視化結果⁶⁾ が示すように、再付着点から下流において発生しているのが特徴である。図-20 は Dune 上のある瞬間場を可視化したものであるが、縦筋河床の場合²⁶⁾ に較べてヘアピン渦が頻繁に形成されているのが注目される。

ボイルは、このヘアピン渦モデルにより説明が可能であるとされているが^{4), 5)}、著者らは前報⁶⁾ において、コルク渦やボイルはヘアピン渦の頭部と脚部が上下逆になった「逆ヘアピン渦」によっても形成され得ることを指摘した。図-21 はその「逆ヘアピン渦」を捕らえたアニメーションの 1 コマであり、ここでは前報に新たな知見を加え、再度この構造について考察する。

図-21 (a), (b), (c) から、この「逆ヘアピン渦」は形状や傾斜角などヘアピン渦と類似しているが、ヘアピン渦の頭部 (head) に相当する部分が河床側に、脚部 (leg) が水面へ向け開いた U 字状を呈することが分かる。なお、馬蹄型渦の命名は、橋脚の前面において構造物を包み込むように頭部を上流、脚部を下流へ向けた蹄鉄上の形態として観察されていたことに由来していることを考えると、同様な形態をとるこの組織渦を“逆”ヘアピン渦と呼ぶのは必ずしも適切ではないかもしれない。

図-21 (d) は、この渦の首部 (neck) を横切る A-A 側線 ($x/h \approx 3.5$) における鉛直 ($y-z$) 断面の瞬時ベクトルを示したものである。これから「逆ヘアピン渦」は、上流から見て右側の脚部が反時計回りで右寄りへ、左側の脚部が時計回りで左寄りへ伸びる互いに逆回転する一対のサイクロニック渦²⁴⁾ により構成され、それらが水面へ向け成長していくことが分かった。なお、前報⁶⁾ ではこの脚部がコルク渦になるとともに、ボイルを形成することを示した。

図-21 (e) には、河床面近傍 ($y^+ \approx 3$) における瞬時流速ベクトルを示す。この図には「逆ヘアピン渦」の着床部 (図中矢印) において、クレストから剥離した流体塊が河床面に衝突し散乱した瞬間が捉えられている。不変量解析において、河床面近傍で乱れが二次元等方性を

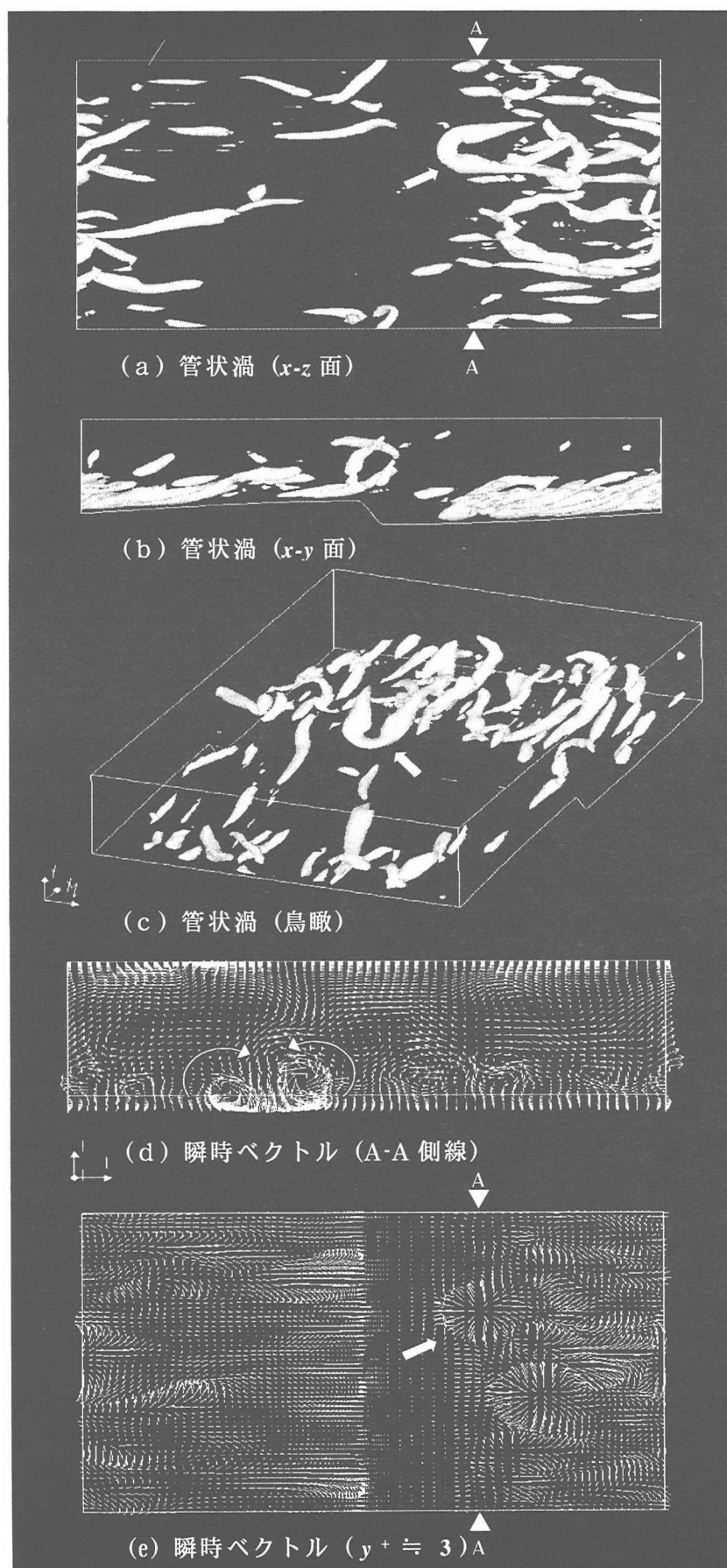


図-21 「逆ヘアピン渦」の空間分布

示すことが確認されたが、この図が示すように Dune の中腹近傍斜面への衝突により流速ベクトルが円形状に散乱したことが原因と考えられる。

6. まとめ

本研究では、Dune 型河床波を模擬した連続固定波面上の流れ場を DNS により再現し、各種の統計量の考察や不変量解析を試みた。さらに、管状渦の可視化により組織構造について考察した。得られた知見は、以下のとおりである。

- (1) Dune 型河床波上の流れ場へ DNS を適用した結果、従来の実験結果を良好に再現することができた。
- (2) 加速域および減速域ともに、粘性底層においては流速分布が直線分布を示すが、対数則領域ではもはや対数則分布は成立しない。
- (3) 不変量解析から、順圧力勾配流れ（加速流）においては三次元等方性、逆圧力勾配流れ（減速流）においては軸対象拡大状態の乱流構造を有することを明らかにするとともに、流下方向の不変量の分布から、剥離および加速・減速流の識別が可能であることを示した。
- (4) 不変量マップにおいて、Dune 中腹河床位置と平坦河床位置が異なっていたのは、剥離流の衝突（再付着）が大きく影響していたためであることが確認された。
- (5) Dune 型河床波流れに出現する大規模渦には、乱流境界層の大スケール乱れのモデルとして従来から提案されているヘアピン渦に加え、頭部と脚部が上下逆になった「逆ヘアピン渦」が存在する。
- (6) 第 1 種ボイルおよびその発生要因であるコルク渦は、河床近くに頭部を置き、サイクロニック渦を脚部に有する「逆ヘアピン渦」に起因することを見出した。

参考文献

- 1) Matthes, G.H. : Macroturbulence in natural stream flow, *Amer. Geophys. Union*, Vol.28, pp.255-265, 1947.
- 2) Jackson, R.G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.77, pp. 531-560, 1976.
- 3) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR - Monograph, Balkema, 1993.
- 4) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Three-dimensional structures of coherent vortices generated behind dunes in turbulent free-surface flows, *Refined Flows Modelling and Turbulence Measurements, Proc. of the 5th Int. symp.*, pp.603-612, 1993.
- 5) 瀬津家久, 門田章宏, 新橋秀樹, 倉田昌明 : 河床波上非定常開水路流れの時空間相関構造に関する研究, 土木学会論文集, No.579/II-41, pp.125-136, 1997.11.
- 6) 林俊一郎, 大本照恵, 滝川清 : DNS 解析による砂堆型河床上の組織的渦構造の解明, 水工学論文集, 第 46 巻, pp.385-390, 2002.2.
- 7) Cardoso, A. H., Graf, W. H. & Gust, G. : Spatially accelerating flow in smooth open-channel, *Proc. 23rd Congress of IAHR, Turbulence in Hydraulics*, Vol. A, pp.7-14, 1989.
- 8) Tsujimoto, T., Cardoso, A. H. & Saito, A. : Open channel flow with spatially varied bed shear stress, *J. Hydro Sci. and Hydraulic Eng.*, JSCE, Vol.8, pp.81-100, 1990.
- 9) 古川恵太, 志村知也, 関根正人, 芳川秀夫 : 水路床勾配が誘発する開水路流れ場の解析, 土木学会論文集, No.417/II-13, pp.63-71, 1990.
- 10) 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
- 11) Nezu, I., Kadota, A. & Kurata, M. : Free-surface flow structure of space-time correlation of coherent vortices generated behind dune bed, *Proc. of the 6th Int. Symp. On flow modeling and turbulence measurements*, pp.695-701, 1996
- 12) 瀬津家久, 門田章宏, 賀建勳 : 開水路河床波上の乱流構造に関する数値シミュレーション, 水工学論文集, 第 41 巻, pp. 669-674, 1997.2.
- 13) 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.
- 14) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史, 中川博次 : 加速域および減速域の解析手法とその乱流特性, 土木学会論文集, No.509/II-30, pp.89-97, 1995.2.
- 15) Nagano, Y., Tagawa, M. & Tsuji, T. : Effects of adverse pressure gradients on mean flow and turbulence statistics in a boundary layer, *Turbulent Shear Flows 8*, pp.7-21, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- 16) 瀬津家久, 鬼塚幸樹, 藤田正樹 : 逆圧力勾配開水路流の乱流構造に及ぼす影響, 水工学論文集, 第 44 巻, pp.497-502, 2000.2.
- 17) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史 : 正弦波床上非平衡開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558/II-38, pp.103-112, 1997.2.
- 18) 瀬津家久, 鬼塚幸樹, 藤田正樹 : 順圧力勾配開水路流の乱流構造, 応用力学論文集, Vol.2, pp.619-626, 1999.8.
- 19) 日野幹雄, 奥村卓也 : 直接数値計算による任意波状境界上の 3 次元乱流の解析, 水工学論文集, 第 37 巻, pp.769-774, 1993.2.
- 20) 日野幹雄 : 流体力学, 朝倉書店, 1992.
- 21) Lumley, J. L. : Computational modeling of turbulent flows, *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 18, pp. 123-176, 1978.
- 22) 林俊一郎, 大本照恵, 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, 第 3 巻, pp.763~774, 2000.8.
- 23) 河原能久, 佐藤弘行 : LES による広幅開水路における乱流の数値解析と水面効果の検討, 土木学会応用力学委員会乱流研究小委員会中間報告書, pp.58-61, 2001.4.
- 24) 木田重雄, 柳瀬眞一郎 : 乱流力学, 朝倉書店, 1999.
- 25) Hunt, J.C.R., Wray, A.A. & Moin, P. : Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, *Center for Turbulence Research Report CTR-S88*, 1988.
- 26) 林俊一郎, 大本照恵, 滝川清 : 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, 応用力学論文集, Vol.4, pp. 591-600, 2001.

(2002年4月19日受付)