

# 2次元河床波上の3次元流れの計算

## THREE-DIMENSIONAL CALCULATION OF FLOW OVER TWO-DIMENSIONAL DUNE

清水康行<sup>1</sup>・Mark Schmeeckle<sup>2</sup>・Jonathan M. Nelson<sup>3</sup>

Yasuyuki SHIMIZU, Mark Schmeeckle and J.M.Nelson

<sup>1</sup> 正会員 工博 北海道大学大学院工学研究科助教授 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)<sup>2</sup> Ph. D. 北海道開発局開発土木研究所 (〒064 札幌市豊平区平岸1条3丁目)<sup>3</sup> Ph. D. USGS(米国地質調査所) (米国コロラド州デンバー市)

The finite amplitude growth and stability of ripples and dunes is believed to be the result of the interaction between the complex turbulence field created by separation at the crest of the bed feature and bedload sediment transport. Numerical simulation of this turbulence field promises to provide the detailed qualitative and quantitative information of coherent structures that is required to model the sediment transport field over ripples and dunes. We present a high-order Godunov scheme, referred to as the CIP method, for the numerical simulation of turbulence over a 2-dimensional dune. Comparison of the velocity statistics of the numerical simulation with LDV measurements over 2-dimensional dunes in a flume is favorable. Analysis of the vorticity field reveals that the coherent turbulent structures produced in the shear layer are highly three-dimensional, and cross-stream velocities should be considered in future models of bedload transport over dunes.

*Key words: dune, CIP method, LDV, numerical model.*

### 1. はじめに

砂堆やリップルなどの河床波(小規模河床形態)の発達過程や安定形状は, 河床波自身の作り出す剥離を伴う複雑な流れと流砂に強く依存するため, 河床波上の乱流特性を精度良く再現可能な数値計算モデルを開発することは, この複雑な流れの構造の理解はもとより, この流れに誘発される流砂や河床の変形を予測するために重要である。河床波による剥離流と砂粒子の間欠的な移動に関しては古くから(例えば Inglis<sup>1)</sup>, Raudkivi<sup>2)</sup>, Williams and Kemp<sup>3)</sup> など) らにより研究されており, 掃流砂の大部分は剥離流による sweeping により発生することが報告されている。この河床波背後の剥離流の空間的な規模や強さおよび変動特性を定量的に明らかにすることは空間平均の流砂量を決定するために重要である。一方, Nelson ら<sup>4)</sup> は河床段落ち部下流の流れと流砂量の同時計測を行い段落ち下部で河床せん断力が著しく小さくなる部分において流砂量の極大値が現れることを報告している。また, Gyr and Schmid<sup>5)</sup> は移動床の初期平坦河床上で流れと流砂の同時計測を行った結果, 河床上で発達する波形は流れ中の sweep 構造に強く依存することが報告されている。さらに, McLean ら<sup>6)</sup> は連続的な河床波の形状を配置した固定床による乱流の計測を行い, その流れの構造は同じ平均河床せん

断力の平坦河床における構造とは大きく異なることを示している。

河床波の安定波高や形状を予測するためには河床波によって作り出される剥離域を含む乱流特性やこれによって運ばれる流砂のメカニズムを明らかにすることが不可欠である。この流砂そのものを直接的に計算しようというのが本研究の最終目的であるが, そのためには少なくとも2つのモデルが必要となる。1つは時間・空間的に変化する流れ場が与えられた場合に砂粒子個々に加わる流体力から砂粒子の移動を個々に計算するモデルであり, 例として Schmeeckle<sup>7)</sup>, Schmeeckle ら<sup>8)</sup> などの研究が挙げられる。もう1つは非定常で複雑な河床波による剥離を含む河床近傍の流れそのを計算するモデルであり, 本論文はこれに関するものである。この場合の流れの計算は非定常乱流を数値粘性を極力抑えた正確なものである必要がある。本研究では3次元の Navier-Stokes 式を移流項と非移流項に分離し, 移流項に対しては近年, 扱いが容易でかつ高精度の計算結果が得られることで注目されている CIP 法を用いて計算を試みる。CIP 法は計算格子間の物理量の分布を3次元で近似した後に必要な計算格子点に移流させるという方法であり, 数値粘性が非常に少ないことと, 必要とする周辺の計算点の情報が対象とする計算点の隣の計

算点のみであるという特色を持つ。

計算は非定常で行われ、流速の時間平均量および統計量は計算と同じ条件で行われたレーザー流速計による実験結果と比較される。この結果、実験と計算結果との良好な一致が示される。また、計算結果より渦度の3次元的な分布と移動特性が求められ、これにより、河床形状は2次元であつても、特に再付着点より下流では流れのバースティングとともに3次元的で組織的な乱れが出現し、これにより2次元的な乱れは抑制されることが確認され、今後の砂粒子の移動量(流砂量)のモデリングに対する3次元的な扱いの必要性が示される。

## 2. 基礎式

計算は以下に示す3次元非圧縮性流れの Navier-Stokes 式および連続式を用いる。

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \nu\nabla^2\vec{U} + \vec{g} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (2)$$

ここで  $\vec{U}$  は流速、 $t$  は時間、 $p$  は圧力、 $\rho$  は流体の密度、 $g$  は重力加速度、 $\nu$  は動粘性係数である。乱流モデルを用いずに上記の式を直接計算するためには、乱れのエネルギーのカスケード過程を大規模な渦スケールから分子粘性によるものまで表現が必要があり、この場合、計算格子は極めて小さくしなければならないことは言うまでも無い。しかしながら、この場合最新のスーパーコンピュータによっても数日かかるような極めて細い計算格子が必要となる。通常はこの格子間隔をある程度大きくとるために格子規模以下の乱れは LES モデルなどでモデリングされる。Neto ら<sup>9)</sup> は段落ち部の流れにおいて何種類かのサブグリッドスケールモデルおよび乱流モデルを用いないものとの比較を行っている。この結果によれば乱流モデルを用いない場合の計算結果は乱れのエネルギーが幾分高く計算される傾向はあるが、レイノルズ応力の分布特性はサブグリッドスケールモデルを用いたものと大差が無いことを報告している。これは、乱れの主な成分が段落ちの形状によって作りだされる剥離渦に起因するためと考えられる。本研究で対象とする流れも乱れの主要な成分も河床波の形状によって作り出される剥離渦と予測される。そこで、ここでの計算は単純さを優先して、サブグリッドスケールモデルは用いずに上記の N-S 方程式を直接計算を試みる。ただし、この場合にも計算スキームは数値粘性が極力排除されたものであり、計算格子も極力小さくとる必要があることは言うまでもない。

計算は底面と水面の境界面が任意の曲面に適用できるように直交座標系  $x, y, z$  のうち鉛直方向座標  $z$  を河床で 0、水面で 1 となる次式の  $\zeta$  に変換して行われる。

$$\zeta = \frac{H - z}{h} \quad (3)$$

ここで、 $x, y$  および  $z$  は流下方向、横断方向および鉛直方向座標軸、 $H$  は水位 ( $= \eta + h$ )、 $\eta$  は河床高、 $h$  は水深である。(3) 式の座標変換を (1) 式および (2) 式に適用すると以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{w_2}{h} \frac{\partial u}{\partial \zeta} = \\ -g \frac{\partial H}{\partial x} - g \frac{\partial h'}{\partial x} + g \frac{\partial \Omega}{\partial h} \frac{\partial h'}{\partial \zeta} + \nu \Delta u \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{w_2}{h} \frac{\partial v}{\partial \zeta} = \\ -g \frac{\partial H}{\partial y} - g \frac{\partial h'}{\partial y} + g \frac{\partial \Psi}{\partial h} \frac{\partial h'}{\partial \zeta} + \nu \Delta v \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{w_2}{h} \frac{\partial w}{\partial \zeta} = -\frac{g}{h} \frac{\partial h'}{\partial \zeta} + \nu \Delta w \quad (6)$$

$$\frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} + \frac{\partial w_1}{\partial \zeta} = 0 \quad (7)$$

ここで、 $u, v, w$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の流速成分、 $h' = p' / (\rho g)$  であり  $p'$  は圧力のうちの非静圧成分である。また、

$$w_1 = w - u\Omega - v\Psi, \quad \Omega = \frac{\partial \eta}{\partial x} + \zeta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (8)$$

$$\Psi = \frac{\partial \eta}{\partial y} + \zeta \frac{\partial h}{\partial y}, \quad w_2 = w_1 - \zeta \frac{\partial H}{\partial t} \quad (9)$$

$$p = p_0 + p' = \rho g(H - z) + \rho gh' \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{2\Omega}{h} \frac{\partial^2}{\partial x \partial \zeta} - \frac{2\Psi}{h} \frac{\partial^2}{\partial y \partial \zeta} \\ - \frac{1}{h} \left( \frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} - \frac{2\Omega}{h} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{2\Psi}{h} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{aligned} \quad (11)$$

境界条件は河床はノンスリップ、側壁面は摩擦がゼロ、水面はせん断力と圧力がゼロとなる条件とする。すなわち、河床で  $u = v = w = 0$ 、側壁面で  $\partial u / \partial x = \partial w / \partial \zeta = v = 0$ 、水面で  $\partial u / \partial x = \partial v / \partial y = h' = 0$  とする。計算の初期条件は  $v, w$ 、および  $h'$  はゼロとし、 $u$  については対数分布を与える。本計算は周期的な河床波上の流れに適用されるため、上流端と下流端の  $u, v, w$  および  $h'$  は等しく保つこととする。具体的には、河床波1波長を流下方向に  $x = 0$  から  $x = L$  までの範囲とすると、 $u(x = 0) = u(x = L)$ 、 $v(x = 0) = v(x = L)$ 、 $w(x = 0) = w(x = L)$ 、 $h'(x = 0) = h'(x = L)$  という境界条件で計算を行う。

### 3. 数値計算方法

計算は高精度の数値計算法として矢部ら<sup>10),11)</sup>による CIP 法 (Cubic Interpolated Psuedo-particle Method) を用いる. CIP 法においては基礎式は Non-Advection Phase (移流項以外に関する計算) と Advection Phase (移流項に関する計算) に分離されて計算が行われる. 第 1 段階の Non-Advection Phase においては,  $u, v$  および  $w$  を  $f$  として次の計算が行われる.

$$\frac{\partial f^*}{\partial t} = G \quad (12)$$

ここで,  $G$  は式 (4) ~ (6) の右辺である. Advection Phase では移流項に関する次式,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{w_2}{h} \frac{\partial f}{\partial \zeta} = 0 \quad (13)$$

は以下のように近似される.

$$f(x, y, \zeta, t + \Delta t) \approx f(x - u\Delta t, y - v\Delta t, \zeta - \frac{w_2}{h}\Delta t, t) \quad (14)$$

上式右辺の  $f$  の代わりに Nonadvection Phase で得られた  $f^*$  を用いることにより Advection Phase の計算式は次式となる.

$$f(x, y, \zeta, t + \Delta t) \approx f^*(x - u\Delta t, y - v\Delta t, \zeta - \frac{w_2}{h}\Delta t, t + \Delta t) \quad (15)$$

ここで問題となるのは式 (15) の右辺に現れる  $f^*$  は, 一般的には計算格子点上の値ではないため何らかの補間が必要となる. もしも,  $f^*$  が線形補間で求められると 1 次精度の風上差分となり計算結果は即座に数値拡散を含んでしまい, 精度が著しく低下する. CIP 法においてはこの補間を 3 次関数で行うことにより高精度を保つことが可能となる. 3 次関数補間を式 (15) に適用すると,  $i, j, k$  および  $n$  をそれぞれ  $x, y, \zeta$  および  $t$  軸方向の格子点番号として以下の諸式が得られる.

$$\begin{aligned} f_{i,j,k}^{n+1} = & [(a_1 x_0 + a_4 y_0 + a_7 \zeta_0 + a_{11}) x_0 + a_{14} y_0 \\ & + \partial_x f_{i,j,k}^*] x_0 + [(a_2 y_0 + a_5 x_0 + a_8 \zeta_0 + a_{12}) y_0 \\ & + a_{15} \zeta_0 + \partial_y f_{i,j,k}^*] y_0 + [(a_3 y_0 + a_6 x_0 + a_9 y_0 + a_{13}) \zeta_0 \\ & + a_{16} x_0 + \partial_\zeta f_{i,j,k}^*] \zeta_0 + a_{10} x_0 y_0 \zeta_0 + f_{i,j,k}^* \end{aligned} \quad (16)$$

ここで,

$$x_0 = -u\Delta t, \quad y_0 = -v\Delta t, \quad \zeta_0 = -\frac{w_2}{h}\Delta t \quad (17)$$

$$\partial_x f = \frac{\partial f}{\partial x}, \quad \partial_y f = \frac{\partial f}{\partial y}, \quad \partial_\zeta f = \frac{\partial f}{\partial \zeta} \quad (18)$$

$$a_1 = [(\partial_x f_{i,j,k}^* + \partial_x f_{i+1,j,k}^*)\Delta x$$

$$+ 2(f_{i,j,k}^* - f_{i+1,j,k}^*)]/\Delta x^3 \quad (19)$$

$$\begin{aligned} a_2 = & [(\partial_y f_{i,j,k}^* + \partial_y f_{i,j+1,k}^*)\Delta y \\ & + 2(f_{i,j,k}^* - f_{i,j+1,k}^*)]/\Delta y^3 \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} a_3 = & [(\partial_\zeta f_{i,j,k}^* + \partial_\zeta f_{i,j,k+1}^*)\Delta \zeta \\ & + 2(f_{i,j,k}^* - f_{i,j,k+1}^*)]/\Delta \zeta^3 \end{aligned} \quad (21)$$

$$a_4 = [b_1 - (-\partial_x f_{i,j,k}^* + \partial_x f_{i,j+1,k}^*)\Delta x]/\Delta x^2 \Delta y \quad (22)$$

$$a_5 = [b_1 - (-\partial_y f_{i,j,k}^* + \partial_y f_{i,j+1,k}^*)\Delta y]/\Delta x \Delta y^2 \quad (23)$$

$$a_6 = [b_3 - (-\partial_\zeta f_{i,j,k}^* + \partial_\zeta f_{i,j,k+1}^*)\Delta \zeta]/\Delta x \Delta \zeta^2 \quad (24)$$

$$a_7 = [b_3 - (-\partial_x f_{i,j,k}^* + \partial_x f_{i,j,k+1}^*)\Delta x]/\Delta x^2 \Delta \zeta \quad (25)$$

$$a_8 = [b_2 - (-\partial_y f_{i,j,k}^* + \partial_y f_{i,j,k+1}^*)\Delta y]/\Delta y^2 \Delta \zeta \quad (26)$$

$$a_9 = [b_2 - (-\partial_\zeta f_{i,j,k}^* + \partial_\zeta f_{i,j+1,k}^*)\Delta \zeta]/\Delta y \Delta \zeta^2 \quad (27)$$

$$\begin{aligned} a_{10} = & [-f_{i,j,k}^* + (f_{i+1,j,k}^* + f_{i,j+1,k}^* + f_{i,j,k+1}^*) \\ & - (f_{i+1,j+1,k}^* + f_{i,j+1,k+1}^* + f_{i+1,j,k+1}^*)] \\ & + f_{i+1,j+1,k+1}^*]/\Delta x \Delta y \Delta \zeta \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} a_{11} = & [3(f_{i+1,j,k}^* - f_{i,j,k}^*) \\ & - (\partial_x f_{i+1,j,k}^* + 2\partial_x f_{i,j,k}^*)\Delta x]/\Delta x^2 \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} a_{12} = & [3(f_{i,j+1,k}^* - f_{i,j,k}^*) \\ & - (\partial_y f_{i,j+1,k}^* + 2\partial_y f_{i,j,k}^*)\Delta y]/\Delta y^2 \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} a_{13} = & [3(f_{i,j,k+1}^* - f_{i,j,k}^*) \\ & - (\partial_\zeta f_{i,j,k+1}^* + 2\partial_\zeta f_{i,j,k}^*)\Delta \zeta]/\Delta \zeta^2 \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} a_{14} = & [-b_1 + (-\partial_x f_{i,j,k}^* + \partial_x f_{i,j+1,k}^*)\Delta x \\ & + (-\partial_y f_{i,j,k}^* + \partial_y f_{i,j+1,k}^*)\Delta y]/\Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} a_{15} = & [-b_2 + (-\partial_y f_{i,j,k}^* + \partial_y f_{i,j,k+1}^*)\Delta y \\ & + (-\partial_\zeta f_{i,j,k}^* + \partial_\zeta f_{i,j,k+1}^*)\Delta \zeta]/\Delta y \Delta \zeta \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} a_{16} = & [-b_3 + (-\partial_\zeta f_{i,j,k}^* + \partial_\zeta f_{i,j,k+1}^*)\Delta \zeta \\ & + (-\partial_x f_{i,j,k}^* + \partial_x f_{i,j,k+1}^*)\Delta x]/\Delta x \Delta \zeta \end{aligned} \quad (34)$$

$$b_1 = f_{i,j,k}^* - f_{i+1,j,k}^* - f_{i,j+1,k}^* + f_{i+1,j+1,k}^* \quad (35)$$

$$b_2 = f_{i,j,k}^* - f_{i,j+1,k}^* - f_{i,j,k+1}^* + f_{i,j+1,k+1}^* \quad (36)$$

$$b_3 = f_{i,j,k}^* - f_{i+1,j,k}^* - f_{i,j,k+1}^* + f_{i+1,j,k+1}^* \quad (37)$$

なお, 上記の諸式は  $u, v$  および  $w_2$  がすべて負の場合であり, 格子点  $(i, j, k)$  に向かって移流される諸量はすべて  $(i, j, k), (i+1, j, k), (i, j+1, k), (i, j, k+1), (i+1, j+1, k), (i+1, j, k+1), (i, j+1, k+1)$  および  $(i+1, j+1, k+1)$  で囲まれる空間から移流される場合に相当する. 従って,  $u \geq 0$  の場合には式 (19) ~ (37)

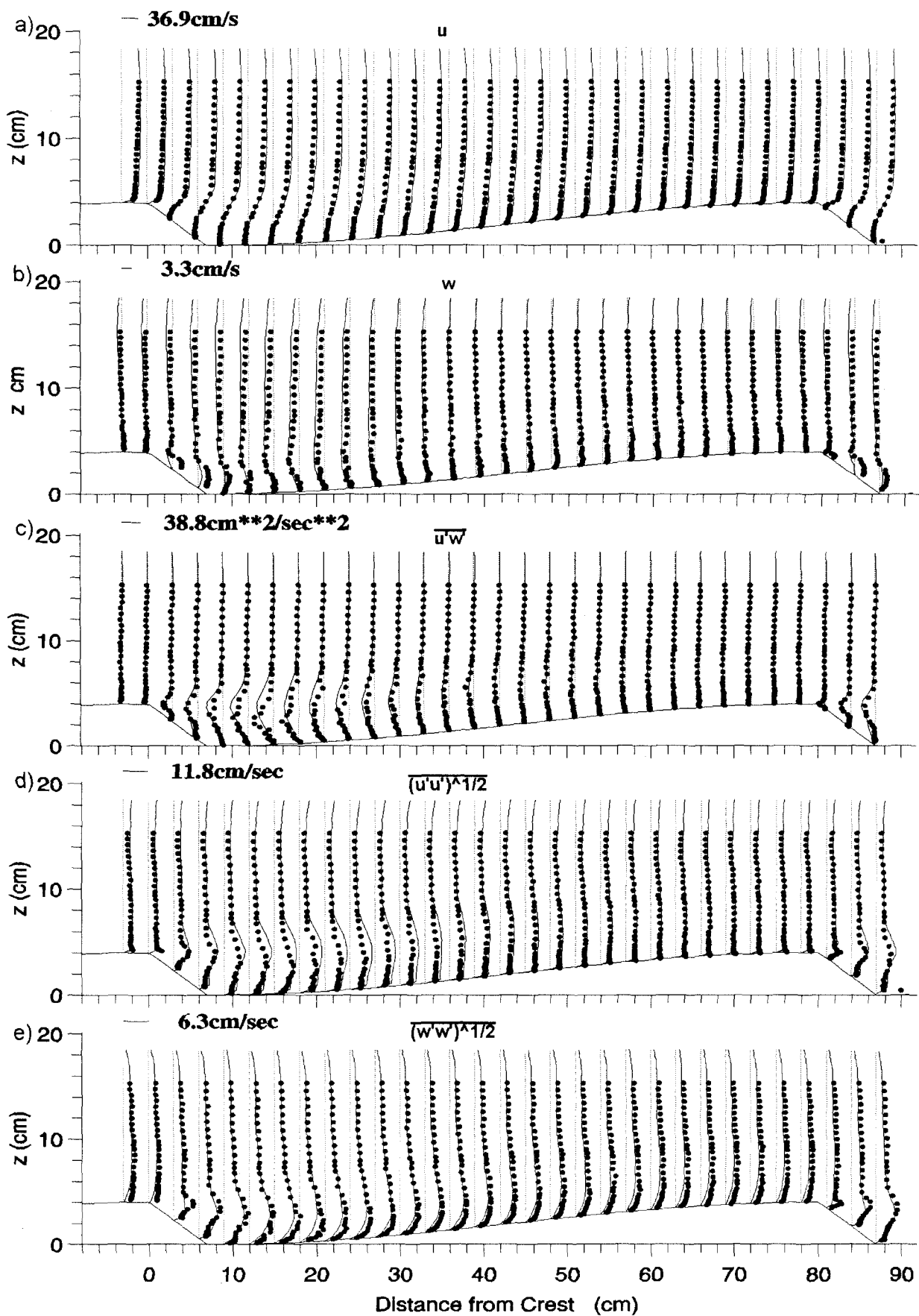


図-1 計算結果と実験結果の比較, 上から (a)  $\bar{u}$ , (b)  $\bar{w}$ , (c)  $\overline{u'w'}$ , (d)  $(\overline{u'w'})^{1/2}$ , (e)  $(\overline{w'w'})^{1/2}$

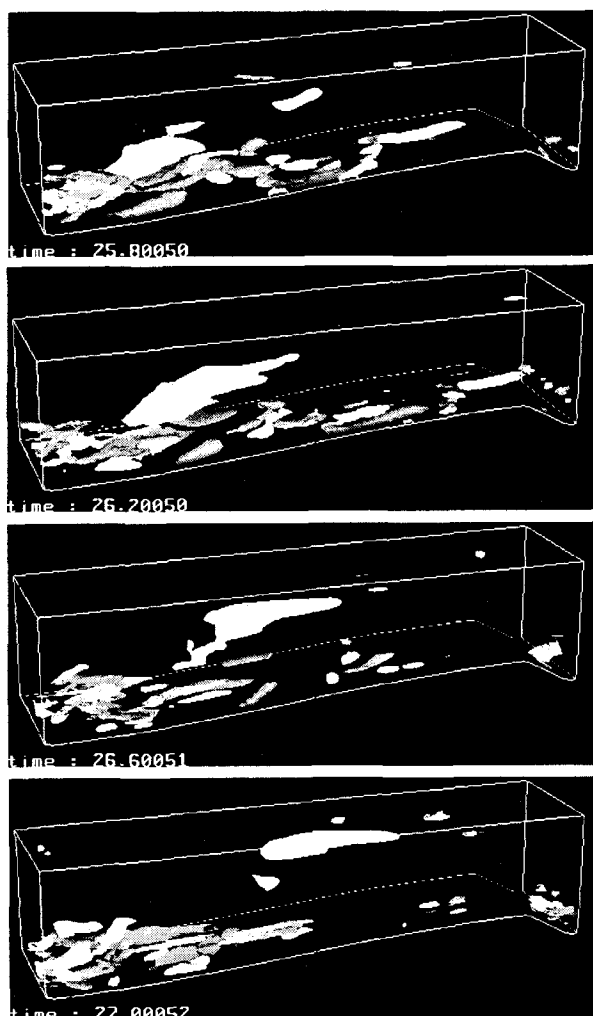


図-2 流下方向軸の渦度  $\partial w/\partial y - \partial v/\partial z$  の等値面，白は+8(/s)，灰色は-8(/s)

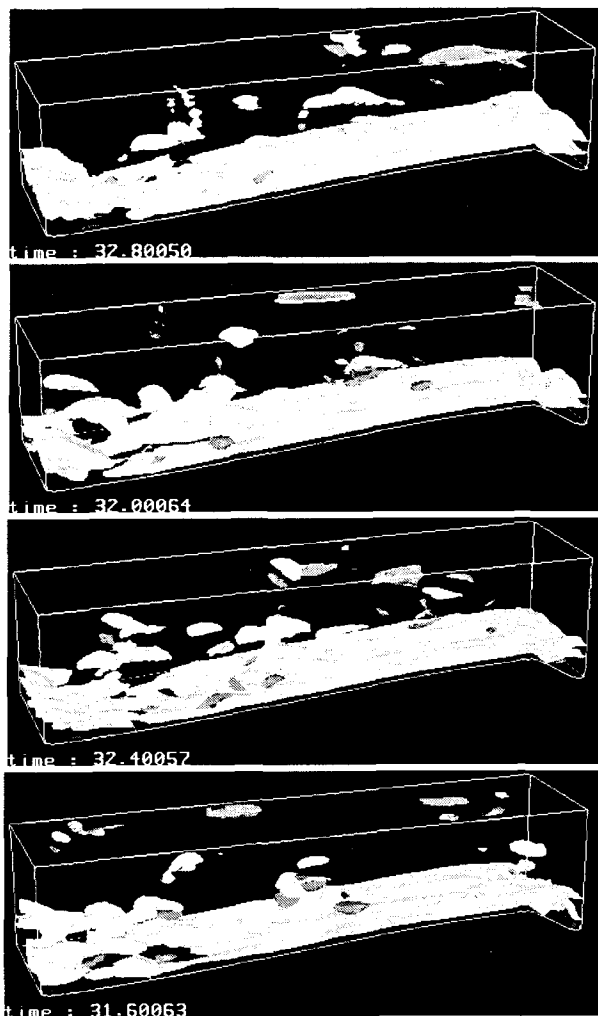


図-3 横断方向軸の渦度  $\partial u/\partial z - \partial w/\partial x$  の等値面，白は+10(/s)，灰色は-10(/s)

中の  $i+1$  は  $i-1$  に，また  $\Delta x$  は  $-\Delta x$  に置きかえられる必要がある。同様に， $v \geq 0$  の場合は， $j+1$  および  $\Delta y$  はそれぞれ  $j-1$  および  $-\Delta y$  に，また  $w_2/h \geq 0$  の場合には  $k+1$  および  $\Delta \zeta$  は  $k-1$  および  $-\Delta \zeta$  に置きかえる必要がある。

Non-Advection Phase においては  $f^*$  は連続式と運動方程式を連立して圧力に関するポワソン方程式とし，これを SOR 法で計算して流速および圧力を同時に求める。拡散項はすべて中央差分で計算する。計算格子はスタカード格子が用いられ，流速の計算点は計算格子点の間に，圧力の計算点は計算格子点に囲まれたセルの中心に配置される。計算手順としては，まず式 (12) で  $f^*$  を計算し，次に式 (16) ～ (37) を用いて  $f^{n+1}$  が計算される。この 2 段階の計算は個々の計算時間刻み  $\Delta t$  毎に行われる。

## 4. 計算結果

計算は開水路に連続的に配置された 2 次元河床波上の流れに関する水理実験と同じ条件で行われた。実験は波長 80cm，幅 40cm(水路幅全体)，波高 4cm(最深部からクレストまでの鉛直距離)の河床波を流下方向に 6 波長分配置して行われた。

河床波の形状は Nelson ら<sup>12)</sup>の実験と同じものであり，再深部から半波長のサインカーブでクレストに至りその後角度 30 度の直線斜面で最深部に下るという形状である。底面粗度として直径 0.7mm の均一粒径砂が貼り付けられた。平均水深 17cm，水深平均流速は 31cm/s の条件で定常流量を通水し，2 次元のレーザー流速計で流下方向および鉛直方向の流速を河床波 1 波長分について測定した。なお実験方法や計測方法の詳細は Schmeckle ら<sup>12)</sup>に詳しく述べられている。計算は計算時間など

の制約から実験水路半分の幅 (20cm) で河床波 1 波長分について行われ、計算格子は  $\Delta x=2\text{mm}$ ,  $\Delta y=2\text{mm}$ ,  $\Delta \zeta=0.02$  として総格子数  $400 \times 100 \times 50=2,000,000$  で行われた。計算の時間刻み  $\Delta t$  は 0.001 秒とした。計算は開始後 10 秒以内で定常状態に達したため、10 秒～50 秒の計算結果の時系列を用いて平均量や統計量を算出した。なお前述のとおり計算における河床の流速の境界条件はノンスリップとして行われている。図-1 に計算結果 (実線) と実験結果 (黒丸) のそれぞれ水路中央部の値の比較を示す。時間平均流速はほぼ完全に再現されているのがわかる。剥離域におけるレイノルズ応力  $\overline{u'w'}$  もその特性は良く表現されているが境界層の形状には若干のずれが見られる。この傾向は流速の乱れの平均 2 乗成分にも同様に見られる。計算結果に基づく流れ全体の渦構造の特徴を図-2 および図-3 に示す。図-2 は流下方向軸の渦度  $\partial w/\partial y - \partial v/\partial z$  の等値面を、図-3 は横断方向軸の渦度  $\partial u/\partial z - \partial w/\partial x$  を同じ時刻で 0.4 秒刻みで表示したものである。河床波のクレスト背後の剥離により境界層は直ぐに 3 次元になっている。交互に反対向きの何対かの流下方向に軸を持つ渦構造が出現し、剥離域に沿うような形で最大で水面から半分程度までの範囲で見られる。再付着点付近からは流下方向および横断方向軸の渦が水面に向かってボイリングのように発生しているが、再付着点以降は上向きに発生する渦は抑制されている。とくに横断方向軸の渦度は再付着点下流では抑制されているようである。これは、再付着点付近まではクレストからの剥離渦が支配的な 2 次元構造が卓越するが、再付着点に達した以降は 3 次元性が卓越するためと考えられる。また、河床波の形状により次のクレストに向かって加速域に入るため、河床付近の乱れがかなり抑制されているようであり、この点は単純な段落ち流れ<sup>9)</sup>と大きく異なる点である。

## 5. おわりに

2 次元河床上の 3 次元流れに対して Navier-Stokes の式を CIP 法で直接的に計算することを試みた。この結果、実験結果と比較して平均流速および乱流特性をある程度の精度で再現可能であることが示された。これは、(1)CIP 法が数値粘性がほとんど無い高精度の計算法であること、(2) 河床波上の組織的乱流は大局的には河床波の形状により発生する剥離渦により特徴付けられていること、(3) 計算格子間隔がこの乱流特性を表現可能な程度密であったこと、などの理由によるものと考えられる。計算結果をもとに 3 次元的な渦構造を可視化した結果、河床形状は 2 次元であっても流れは強い 3 次元

性を示し、特に再付着点から発生するボイリングは複雑な 3 次元構造を有することが示された。これは今後の流砂のモデリングにおいて十分に考慮すべき点である。

## 謝辞

本研究は北海道河川防災研究センターの補助を受けて行われた。関係各位に謝辞を表する。

## 参考文献

- 1) C.C. Inglis: The behaviour and control of rivers and canals, Research Publication No. 13 Central Water Power, Irrigation and Navigation Research Station, Poona, India, Part II, 1949.
- 2) A.J. Raudkivi: Study of ripple formation, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, 89, 1963.
- 3) P.B. Williams and P.H. Kemp: Initiation of ripples on flat sediment beds, Journal of the Hydraulics Division Proceedings of the American Society of Civil Engineers, 97, 505-522, 1971.
- 4) J.M. Nelson, R.L. Shreve, S.R. McLean, and T.G. Drake: Role of near-bed turbulence structure in bedload transport and bedform mechanics, Water Resources Research, 31, 2071-2086, 1995.
- 5) A. Gyr and A. Schmid: Turbulent flows over smooth erodible sand beds in flumes, Journal of Hydraulic Research, 35, 525-544, 1997.
- 6) S.R. McLean, J.M. Nelson, and S.R. Wolfe: Turbulence structure over two-dimensional bedforms, Journal of Geophysical Research, 12, 729-747, 1994.
- 7) M.W. Schmeeckle: A dynamic boundary condition for bedload sediment transport in non-uniform, hydraulically rough turbulent boundary layers, 水工学論文集第 42 巻, 653-658, 1999.
- 8) M.W. Schmeeckle, J.M. Nelson, and J. Pitlick: Direct numerical simulation of bedload sediment transport: In H. Murakami and J.E. Luco, 12th ASCE Engineering Mechanics Conference Proceedings, American Society of Civil Engineers, 1998.
- 9) A. Silveira Neto, D. Grand, O. Metais, and M. Lesieur: A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step, Journal of Fluid Mechanics, 256, 1-25, 1993.
- 10) T. Yabe, T. Ishikawa, Y. Kadota, and F. Ikeda: A multidimensional cubic-interpolated pseudoparticle (CIP) method without time splitting technique for hyperbolic equations, Journal of the Physical Society of Japan, 59, 2301-2304, 1990.
- 11) T. Yabe and E. Takei, A new higher-order Godunov method for general hyperbolic equations, Journal of the Physical Society of Japan, 57, 2598-2601, 1988.
- 12) M.W. Schmeeckle, Y. Shimizu, K. Hoshi, H. Baba and S. Ikezaki: Turbulent structures and suspended sediment over two-dimensional dunes, Proceedings of IAHR Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Genova, Italy, September 6th-10th, 261-270, 1999.

(1999.9.30受付)