

リッジ形状底面及び自由表面を有するチャネル乱流の DNS

DNS of Turbulent Flow in an Open Channel with a Longitudinally Ridged Bottom Wall

○ 村松 史顕, 東京理科大学 理工学研究科, 〒 278-8510 千葉県野田市山崎 2641 , Email: a7596163@rs.noda.sut.ac.jp

河村 洋, 東京理科大学 理工学部, 〒 278-8510 千葉県野田市山崎 2641 , Email: kawa@rs.noda.sut.ac.jp

Fumiaki MURAMATSU, Dept. of Mech., Science Univ. of Tokyo, Noda-shi, Chiba 278-8510, JAPAN

Hiroshi KAWAMURA, Dept. of Mech., Science Univ. of Tokyo, Noda-shi, Chiba 278-8510, JAPAN

Turbulent flows over complex geometries are often encountered in environmental and engineering problems. For example, sediment is often concentrated to form longitudinal ridges called "sand ribbons" over the bed in a river. We carried out a DNS of turbulent flow similar to the actual river. We consider an open channel, that is, the ridge is attached only to the bottom surface and top is a free surface. The pitch of the ridge is equal to the channel width h . Various turbulence statistics such as mean velocity distributions of streamwise, vertical and spanwise directions, Reynolds shear stress and root-mean-square velocity fluctuations are obtained. A low speed streak over the ridge is captured by the conditional sampling and its structure is discussed.

1. 緒言

我々の周りにある自然界や工業機器周辺の流れの多くは乱流状態にある。また、それらは複雑な境界形状を持つことが多い。従って、このような流れ場を解析することは工学的、環境的問題に対して重要であると考えられる。例えば、河川における良く知られた乱流現象として、開水路流の大規模な縦渦とボイルの存在がある。これは河川を流れ方向に垂直な断面で見ると、径が水深スケールの互いに逆向きに回転する縦渦が形成される現象である。これによって、川床に砂などの沈殿物が流れと平行に縦筋状に集積される。このような川床形状を *sand ribbons* と呼んでいる。

そこで、Nezu と Nakagawa⁽¹⁾ (以降、NN とする) はこのような縦渦の解析を行うため、河床形状と流れの水力学的平衡状態を想定し、*sand ribbons* を模擬した縦筋状のリッジ要素を取り付け実験を行った。しかし、この縦渦の流速は主流方向速度の数%と非常に小さいため、水を用いての測定は困難であった。そこで NN はいくつかの予備的な実験より「自由表面は 2 次流れを起こす直接の原因ではない」と仮定し、リッジ要素を上下壁面に取り付けたエアダクトと、熱線流速計を用いて実験を行った。なお、NN は互いに逆向きに回転する縦渦を「Cellular Secondary Currents」と称している。河村と巢守⁽²⁾⁽³⁾ (以降、KS とする) は NN と同様のリッジ要素を上下壁面に取り付け、壁面間乱流の DNS を行い流れの解析を行った。

そこで本研究では、より河川に近い流れを模擬するためにリッジ要素を下壁面にのみ取り付け、上壁面を自由表面として DNS を行った。このときの各種乱流統計量、レイノルズ方程式、乱流エネルギー輸送方程式の収支を求め、さらに、強い上昇流が生じたときの条件付アンサンブル平均を行い、このときの乱流構造を調べた。

2. 計算手法

2.1 支配方程式

本計算対象は複雑な境界条件を持つため、境界適合座標法を用いて計算を行った。一般曲線座標系における支配方程式は直交速度成分 u_i ($u = u_1, v = u_2, w = u_3$)、反変速度成分 U^k を用いて以下のようになる。

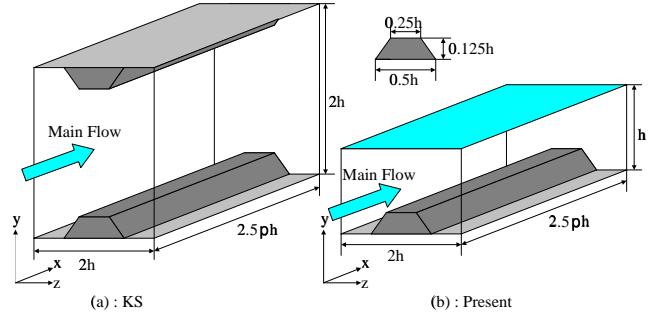


Figure 1 : Computational domain

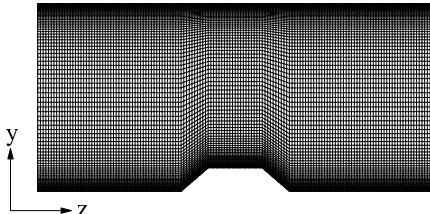


Figure 2 : Computational mesh

- 連続の式

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} (J U^k) = 0 \quad (1)$$

- Navier-Stokes 方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{J} \left(J U^k \frac{\partial u_i}{\partial \xi^k} \right) &= - \frac{\partial \xi^k}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi^k} \\ + \frac{1}{Re_\tau} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left(J G^{km} \frac{\partial u_i}{\partial \xi^m} \right) + \delta_{i1} \frac{\Delta P}{L_x} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 J はヤコビアン、 G^{km} は格子歪み率、 p は平均圧力勾配 $\Delta P/L_x$ からの変動、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 x_i, ξ^k はそれぞれ直交座標、一般曲線座標を表す ($i, k, m = 1 \sim 3$)。式 (1)、(2) は対象としている流れ場での壁面摩擦速度 u_τ とチャネル深さ h で無次元化した。

Table 1: Computational condition

Grid		Staggered Grid	
Coupling Algorithm		Fractional Step Method	
Time Advancement	Viscous Terms (G^{22})	Crank-Nicolson Method	
	Others	Adams-Bashforth Method	
Discretization Scheme		2nd-order Central Scheme	
Poisson equation		SOR method(vectralized)	
Boundary Condition		Periodic (x, z direction)	
		Non-slip (bottom wall)	
		Free-slip (upper wall)	
Time Step		$\Delta t = 0.0008\delta/u_{\tau_p}$	

Table 2: Conditions of NN's experiment, KS's DNS and present DNS

	Re_τ	L_z	L_y	r_1	r_2	r_3	Flow Field
Experiment(NN, 1984)	582	$2h$	$2h$	$0.25h$	$0.5h$	$0.125h$	air duct
DNS(KS, 2000)	144	$2h$	$2h$	$0.26h$	$0.52h$	$0.125h$	ridged close channel
Present DNS	146	$2h$	h	$0.25h$	$0.5h$	$0.125h$	ridged open channel

2.2 計算条件

Table 1 に計算条件を示す。Fig. 1(a) は KS の計算対象(b) は本計算対象、Fig. 2 は本計算対象における y-z 平面の計算格子をそれぞれ示す。本計算領域は NN の実験や KS の DNS の下半分の領域を模擬している。計算領域は、流れ方向(x)、壁垂直方向(y)、スパン方向(z)にそれぞれ $2.5\pi h \times h \times 2h$ で、格子数は $192 \times 96 \times 144$ である。境界条件は主流方向及び、スパン方向に周期境界条件を、下壁面に non-slip 条件、上壁面に free-slip 条件をそれぞれ課した。流れは平均圧力勾配一定で駆動されている。壁面摩擦速度 u_{τ_p} 、チャネル半幅 δ 、動粘度 ν で定義されるレイノルズ数 Re_τ は 144 である。NN の行った実験、KS の行った DNS 及び本計算の条件の比較を Table 2 に示す。

計算手法は、一般曲線座標系における支配方程式を直交座標系へ写像し、差分法による DNS を用いて行った。空間的離散化については、対流項には一般曲座標系に座標変換されたコンシスティント・スキームを用い、それ以外の項には 2 次精度中心差分を用いた。計算アルゴリズムは fractional step 法に従い、時間進行には粘性項の G^{22} を含む項に Crank-Nicolson 法を、それ以外の粘性項及び対流項に Adams-Bashforth 法を用いた。

3. 結果及び考察

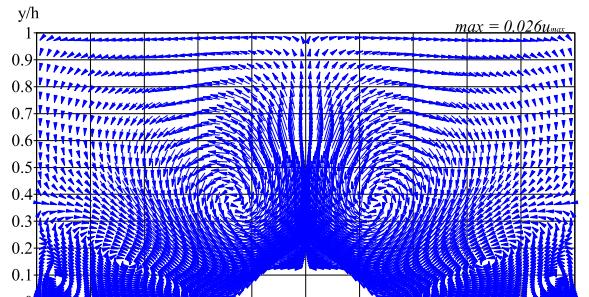
各種乱流統計量は時間及び流れ方向の時空間平均によって求め、 $\langle \rangle$ で表す。また、リッジ壁面上の代表的な 4 つの位置の名称を次のように呼ぶこととする。

1. リッジ中央 (ridge center, $z/h = 0$),
2. リッジコーナー (ridge corner, $z/h = 0.125$),
3. リッジ麓 (ridge foot, $z/h = 0.25$),
4. 谷間中央 (trough center, $z/h = 1.0$)

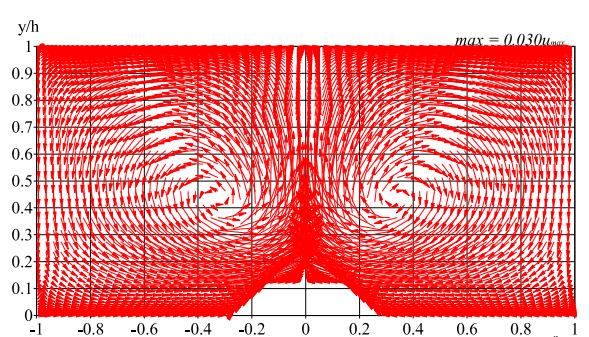
3.1 平均速度分布

Fig. 3 に y-z 平面における平均速度ベクトルを示す。(a) に KS による DNS の結果を b) に本計算結果をそれぞれ示す。壁面上方に Cellular Secondary Currents と呼ばれる左右対称な一対の渦が存在し、リッジ上方では上昇

流が、谷間上方では下降流がそれぞれ発生している。この結果は NN の実験や KS の DNS 結果と一致する。最も大きな相異点としては KS の結果では下降流はリッジの麓に流れ、それによって壁面近傍に小さな渦が存在した。しかしながら本計算結果では、下降流は真っ直ぐに流れ、一つの大きな渦を形成した。



(a) : KS



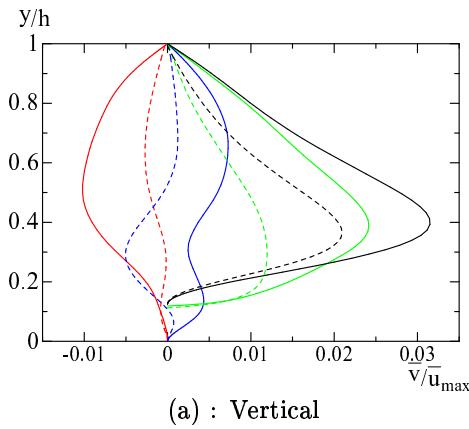
(b) : Present

Figure 3 : Mean secondary velocity vectors

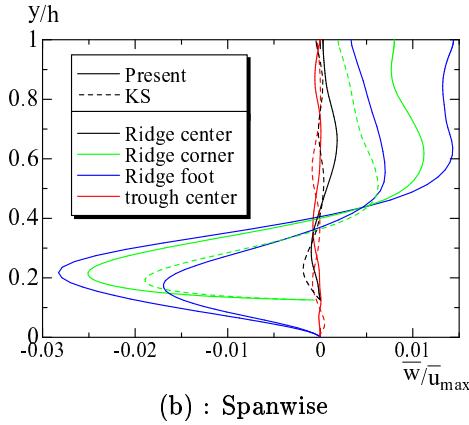
KS の計算結果は、2 次流れによって一度形成された

sand ribbons が破壊されることを示している。一方、本計算結果はせん断力によって崩される *sand ribbons* に 2 次流れが砂礫を供給していると言える。このことより本計算結果の方が実際の河川に近い流れを模擬していると考えられる。

Fig. 4 に代表的な 4 点における壁垂直方向とスパン方向の平均速度分布を示す。すべての点で本計算結果の方が KS の結果よりも大きな値となった。特に自由表面 (KS では対称面) 近傍でのスパン方向成分の違いが顕著に見られる。これは、強い上昇流が生じたとき、KS の計算条件では上昇流は対称面を突き抜けてしまうのに対し、本計算条件では、強い上昇流成分は自由表面近傍で強いスパン方向速度成分になるためと考えられる。これにより、本計算結果では KS の結果と比べ、全体的に強い 2 次流れが生じた。この強い 2 次流れによって、本計算における谷間上方の下降流は下壁面まで真っ直ぐに流れ、1 つの大きな渦を形成した。一方、KS の結果では、2 次流れが相対的に弱いため、下降流は下壁面に到達できずにリッジの麓に向かって流れ、これにより、リッジ麓から谷間中央へ向かう流れが生じたと考えられる。



(a) : Vertical



(b) : Spanwise

Figure 4 : Mean velocity profiles

Fig. 5 に y - z 平面における主流方向の平均速度分布を等高線で示す。リッジ形状壁面により速度分布は曲げられ、壁面から離れるに従ってその影響は少なくなっている。また、リッジ上方では 2 次流れによる上昇流によって低速流体が持ち上げられ谷間上方では下降流によって高速流体が下壁面に押し付けられている。これらの結果は NN の実験とほぼ一致している。

Fig. 6 に自由表面での主流方向の平均速度分布を示す。2 次流れによる上昇流によって壁面近傍の低速流体が吹

き上げられ、リッジ上方で流速は遅くなっている。このため、リッジ中央上方での主流方向速度は最大平均速度より約 4.9% 減少した。KS の結果と比較すると、本計算結果の方がリッジ上方で流速が遅くなっている。これは本計算結果の方が強い上昇流が発生することにより、低速流体がより上方に持ち上げられるためと考えられる。なお、主流方向平均速度の最大値は谷間中央上方に存在している。

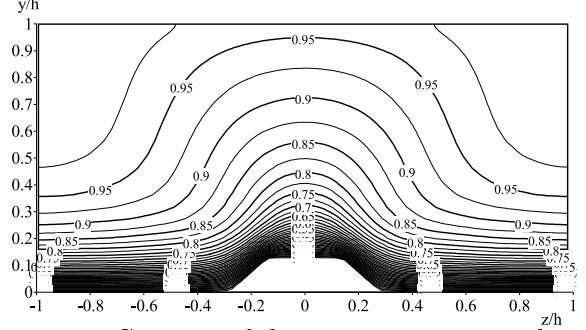


Figure 5 : Contours of the mean streamwise velocity

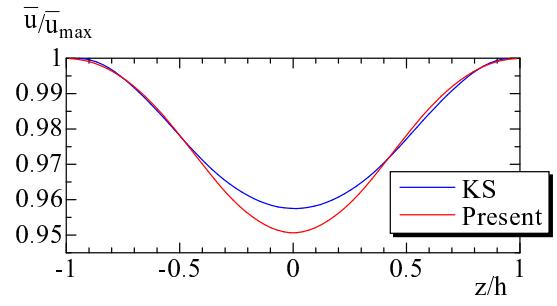


Figure 6 : The mean streamwise velocity on free-surface

3.2 壁面摩擦速度

Fig. 7 にリッジ壁面に沿う壁面摩擦速度の分布を示す。速度分布の傾向は KS の DNS 結果と一致している。しかし、壁面摩擦速度は KS の結果よりもリッジ側面では大きく、リッジ中央では小さくなっている。これは KS の結果よりも 2 次流れが強く、主流方向速度が側面では強く押さえつけられ、リッジ中央ではより上方に持ち上げられるためと考えられる。リッジ麓でも KS の結果より小さくなっている。これはリッジ麓に向かう流れが無くなり、より主流方向速度にさらされにくくなつたためと考えられる。KS の結果にみられた $z/h = 0.7$ の辺りでの減少は、壁面近傍に小さな渦が存在しないため見受けられなかった。

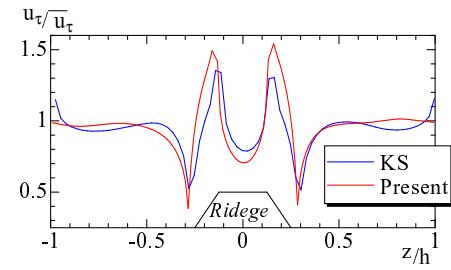


Figure 7 : Spanwise variation of local friction velocity

3.3 乱流強度

Fig. 8 に y - z 平面における各方向速度の変動強度 $(a) u'_{rms}$ 、 $(b) v'_{rms}$ 、 $(c) w'_{rms}$ の分布を示す。平行平板間乱流と同様に v'_{rms} 、 w'_{rms} と比べ u'_{rms} の方が大きな値となつた。 u'_{rms} は壁面近傍でピーク値を取り、その最大値はリッジコーナー上方に、最小値はリッジの麓上方にそれぞれ存在している。一方 v'_{rms} 、 w'_{rms} のピーク値は壁面からやや離れた位置に存在している。各方向成分とも谷間上方に比べ、リッジ上方で大きな値となつた。リッジ上方では 2 次流れによって低速流体が吹き上げられ高速流体が低速流体に衝突し流れが乱される。一方、谷間上方では高速流体の吹き下ろしによって乱れが生じる。しかし、下降流は上昇流に比べ弱いので谷間上方での高速流体による乱れはリッジ上方での低速流体の吹き上げによる乱れより小さいと考えられる。このため、リッジ上方の方が大きな値になつたと考えられる。

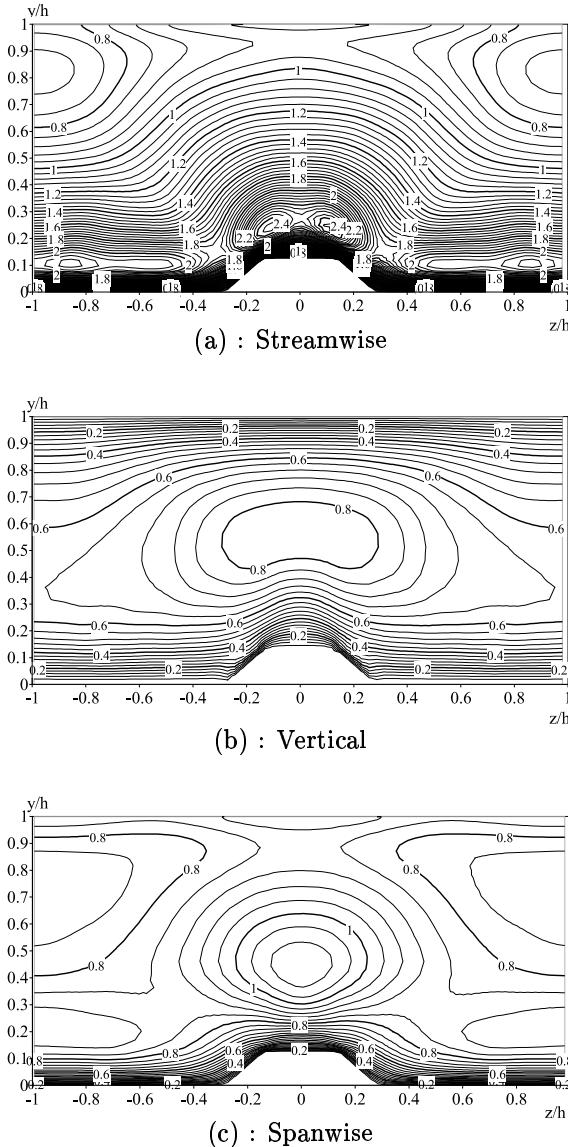


Figure 8 : Root-mean-square velocity fluctuations

3.4 渦度

Fig. 9 に主流方向の平均渦度を示す。(a) は本計算結果、(b) は KS による DNS 結果である。壁面近傍に現れる単純せん断力によって生じる渦度の分布は表示していない。リッジ上方に分布する渦度の分布は Fig. 3 に見られる 2 次流れによるものである。渦度は渦の中心で最大値を示した。KS の結果と比較すると、渦度の最大値はやや上方に移動した。全体的に渦度の値は大きくなり、広い範囲に分布している。また、壁面近傍での渦度は分布していない。これらは前述したように、本計算では、2 次流れが 1 つの大きい渦を形成しているためである。

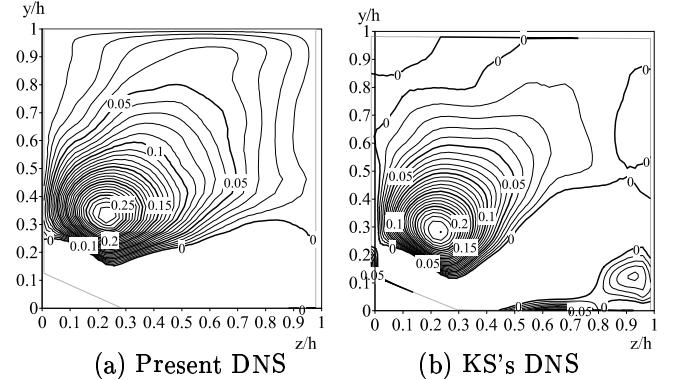


Figure 9 : Mean streamwise vorticity

3.5 主流方向の運動方程式バランス

Fig. 10 にレイノルズせん断応力 $(a) -\langle u'v' \rangle$ 、 $(b) -\langle u'w' \rangle$ の分布を y - z 平面で示した。リッジ上方で $-\langle u'w' \rangle$ の分布は非常に密になっており、スパン方向の勾配が大きくなっていることがわかる。その最大値はリッジコーナー上方に存在し、 $-\langle u'v' \rangle$ の最大値よりも約 60% 大きい。

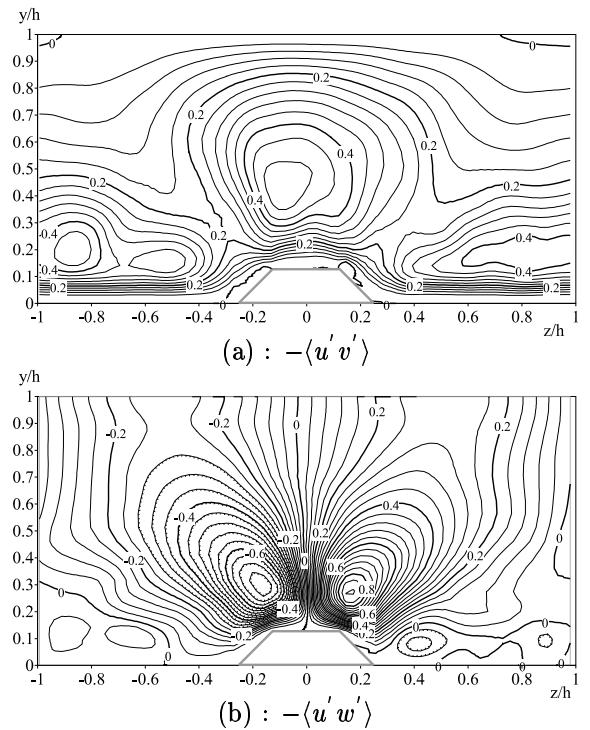


Figure 10 : Reynolds shear stress contours

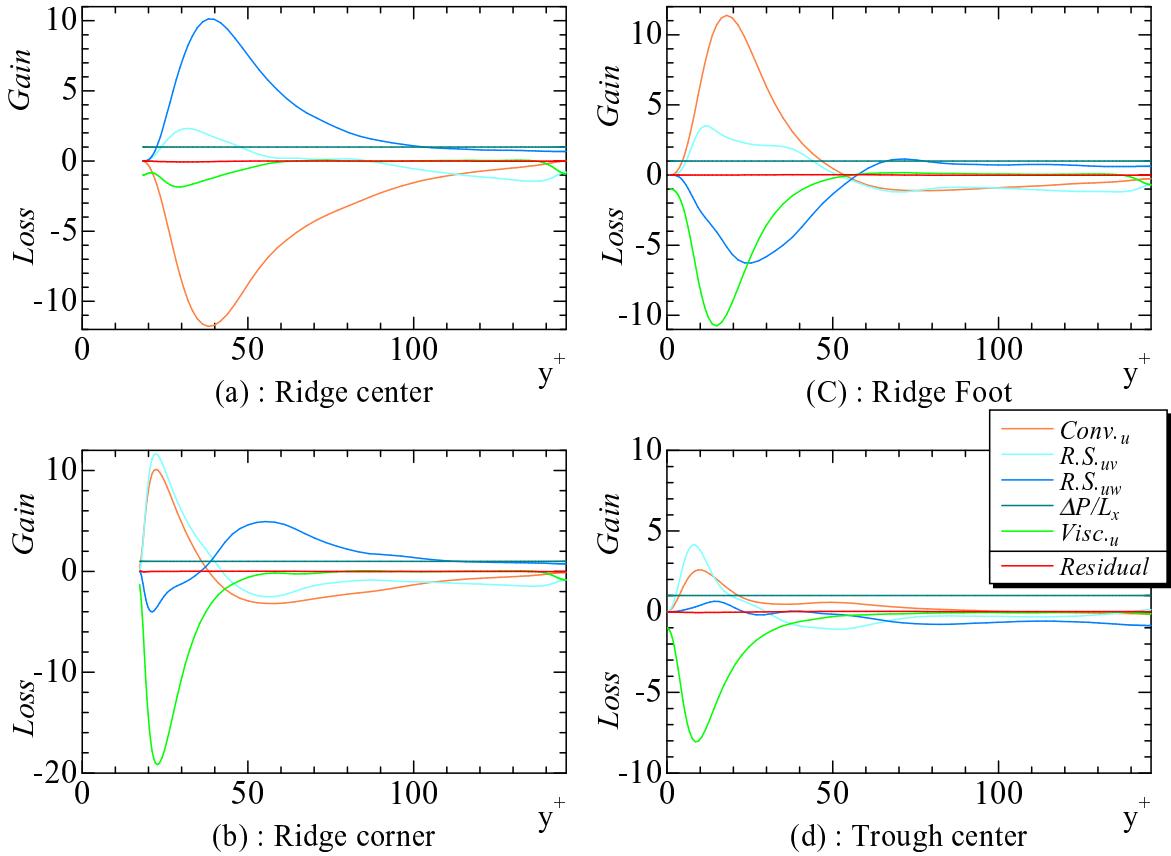


Figure 11 : Budget of mean streamwise momentum

十分発達した状態の流れ場では、主流方向の運動方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} = Conv.u + R.S.uv + R.S.uw + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta P}{L_x} + Visc.u \quad (3)$$

$$Conv.u = - \left(\langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \langle w \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \right)$$

$$R.S.uv = - \frac{\partial}{\partial y} \langle u' v' \rangle$$

$$R.S.uw = - \frac{\partial}{\partial z} \langle u' w' \rangle$$

$$Visc.u = \nu \left(\frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial z^2} \right)$$

式(3)は u_τ, h によって無次元化され、直交座標系に写像して計算されている。流れが定常状態に達すると、 $\partial/\partial t = 0$ となり式(3)の右辺の各項の総和はゼロとなる。

Fig. 11 に各項の分布を代表的な 4 つの場所で示した。全ての場所に置いて残差は消え、最大でも 1.0% 以内に収まっている。このことから流れ場は十分発達していることがわかる。平行平板間乱流と比べて異なるのは $Conv.u$ と $R.S.uw$ の項が顕著に現れることである。リッジ上方では $R.S.uv$ ではなく $R.S.uw$ が主に流れを加速させ、 $Conv.u$ が流れを減速させてバランスを保っている。一方リッジ麓ではその逆に $Conv.u$ が流れを加速させ、 $R.S.uw$ が減速させていている。全体的に壁面近傍では $R.S.uv$ が加速側に

働き、 $Visc.u$ が減速側に働いている。これは平行平板間乱流と同じ傾向にある。

3.6 乱流エネルギーの収支

一般曲線座標系における乱流エネルギー ($k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle$) の輸送方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = C_k + P_k + T_k + \Pi_k + D_k - \varepsilon_k \quad (4)$$

$$C_k = - \frac{1}{J} \left(J \langle U^k \rangle \frac{\partial k}{\partial \xi^k} \right)$$

$$P_k = - \frac{1}{J} \left(J \langle U'^k u'_i \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial \xi^k} \right)$$

$$T_k = - \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left(\frac{1}{2} J \langle U'^k u'^2_i \rangle \right)$$

$$\Pi_k = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \xi^k}{\partial x_i} \langle u'_i \frac{\partial p'}{\partial \xi^k} \rangle$$

$$D_k = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^k} \left(\nu J G^{km} \frac{\partial k}{\partial \xi^m} \right)$$

$$\varepsilon_k = \frac{1}{J} \nu J G^{km} \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial \xi^k} \frac{\partial u'_i}{\partial \xi^m} \right\rangle$$

Fig. 12 に u_τ^4 / ν で無次元化された乱流エネルギーの収支を代表的な 4 つの場所で示した。主に生成項と散逸がバランスを維持しているのは平行平板間乱流と変わりはない

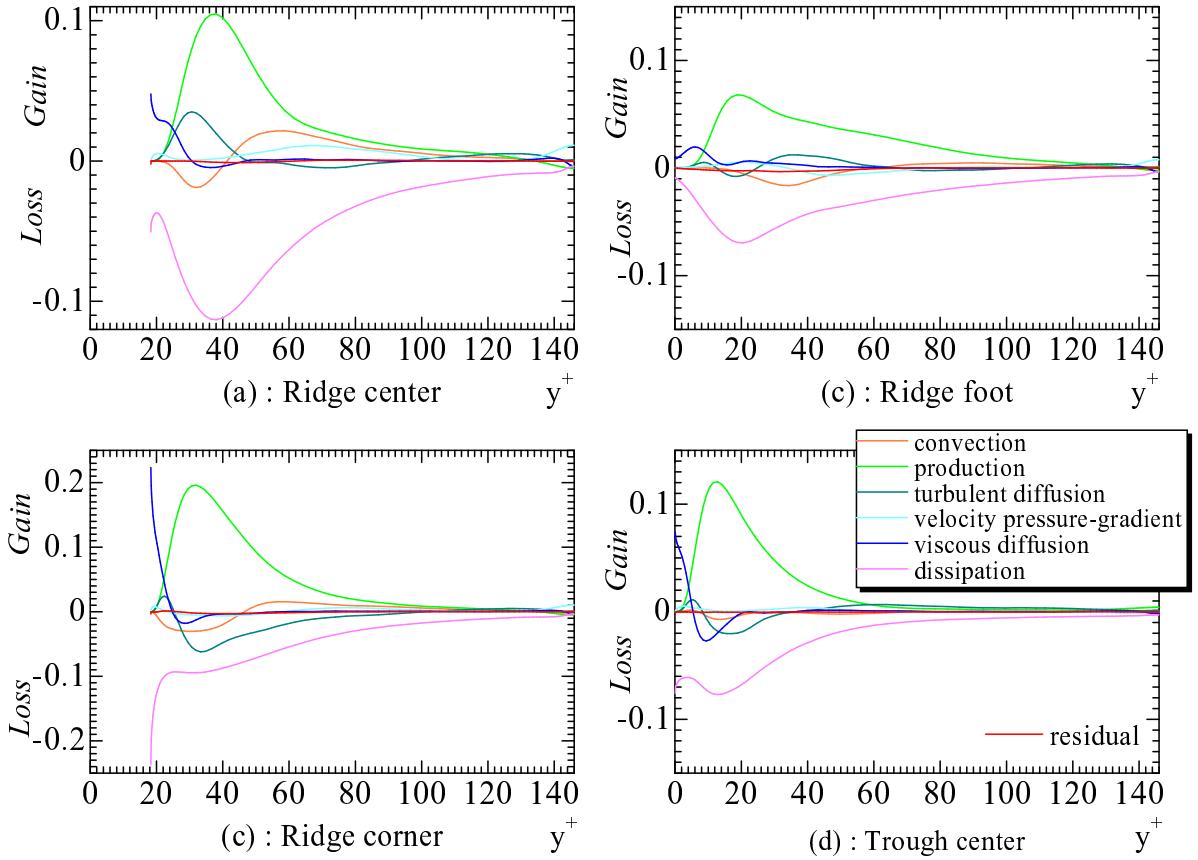


Figure 11 : Budget of the turbulent kinetic energy

い。生成項のピーク値は乱れが強いリッジコーナー上方で高くなり、乱れが弱い谷間上方で低くなる。これらは乱流強度の分布図 (Fig. 8) からも確認できる。

3.7 ストリーク構造

Fig. 13 に瞬時の低速及び高速ストリークを示す。可視化領域は全領域とし、粘性長さで $1178(x) \times 150(y) \times 300(z)$ である。平行平板間乱流と同様にストリーク構造は壁面近傍に存在する。ストリーク構造は谷間に比べリッジ上方に頻繁に見られた。リッジ上方では低速領域は壁面から持ち上げられ、時おり自由表面近傍まで達するものも確認された (Fig. 14)。これは壁面近傍に存在する低速流体が 2 次流れによる上昇流によって持ち上げられるためと考えられる。

3.8 低速上昇流の抽出

条件付きアンサンブル平均を行い、強い上昇流が生じたときの乱流構造を調べた。リッジ中央上方で壁面と自由表面の中間点をサンプリング点とし、平均流速よりも強い上昇流が生じたときにデータの蓄積を行った。

Fig. 15 に結果を示す。サンプリング点付近のリッジ上方に低速領域が存在し、その両側のリッジ側面にはほぼ左右対称に高速流体が存在している。この一組のストリーク構造は主流方向に約 $300\nu/u_\tau$ 、スパン方向に約 $120\nu/u_{\tau_p}$ の領域に収まっている。また、ストリーク構造はこの一組以外はほぼ消滅している。このことから強い上昇流が発生するときの構造はこの領域に限られると言える。

Fig. 16 に低速領域だけを拡大して示した。低速領域は粘性長さで約 300 ほどである。低速領域は最初壁面と

ほぼ平行に発達していく、サンプリング点付近で急激に上方に向かっている。なお、サンプリング点を十字で示した。

Fig. 17 にこのときの 2 次流れの様子をサンプリング点を含む $y-z$ 平面で示した。平均速度分布同様 1 対の渦が存在するが、その中心は平均速度分布 (Fig. 3(b)) と比べやや上方に移動した。リッジ上方には強い上昇流が集中して存在している。このため、狭い領域で低速流体が急激に、しかもほぼ垂直に自由表面近傍まで達すると考えられる。

Fig. 18 に $y-z$ 平面内における低高速領域を示す。各 $y-z$ 平面は、Fig. 17 のスリットが入っている位置に相当する。また、見やすくするために主流方向を 15 倍した。低速流体と両脇の高速流体が徐々に発達している。サンプリング点付近で低速流体は両側の高速流体に押し出されるように自由表面近傍にまで達している。

4. まとめ

リッジ形状底面及び自由表面を有するチャネル乱流の DNS を行い、以下の結論を得た。

1. 上壁面を自由表面にした結果、強い 2 次流れが生じた。これにより 2 次流れは一つの大きな渦を形成し、KS の結果に見られた壁面近傍の小さな渦は消滅した。
2. 強い上昇流によって壁面近傍の低速流体は持ち上げられ、自由表面近傍にまで達することもある。
3. 条件付きアンサンブル平均を行い、強い上昇流が発生したときの乱流構造を調べた。このとき、リッジ

上方には低速流体が存在し、その両側にはほぼ左右対称に高速流体が存在する。この一組の構造は主流方向に約 $300\nu/u_\tau$ 、スパン方向に約 $120\nu/u_\tau$ の領域に収まっており、またこの一組の構造以外はほぼ消滅した。

5. 謝辞

本研究は、直接数値シミュレーションを行うにあたり、日本原子力研究所計算科学技術推進センターの SX-4 及び、東京理科大学計算科学フロンティア研究センターの vpp5000 を使用した。記して謝意を表す。

参考文献

1. Nezu, I. and Nakagawa, H., "Cellular secondary currents in straight conduit," J. Hydraulic Eng., ASCE, Vol.110, No.2(1984), pp. 173-193.
2. Kawamura, H. and Sumori, T., "DNS of turbulent flow in a channel with longitudinally ridged walls," ERCOFTAC SERIES, Direct and Large-Eddy Simulation III, Vol.7,(1999), pp. 405-416.
3. 巢守, 河村, "河床のリッジ形状を模擬した壁面間乱流の DNS," 第 15 回生研 NST シンポジウム講演論文集, (2000), pp. 48-55.

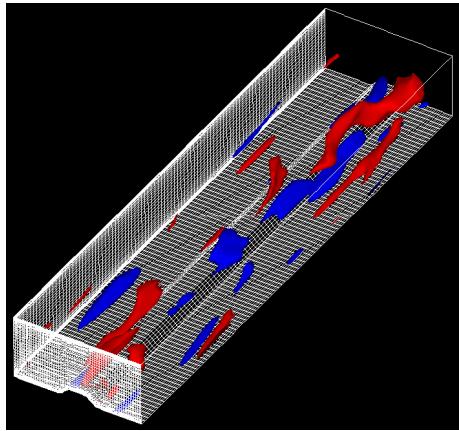


Figure 13 : High and low speed regions
(Blue: $u'^+ > 3.0$, Red: $u'^+ < -3.0$)

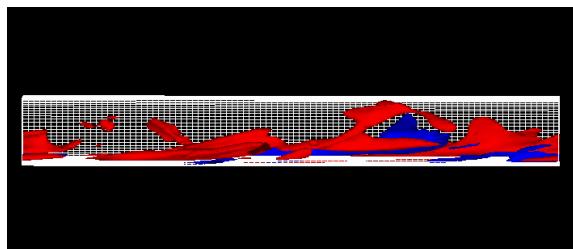


Figure 14 : High and low speed regions
(Blue: $u'^+ > 3.0$, Red: $u'^+ < -3.0$)

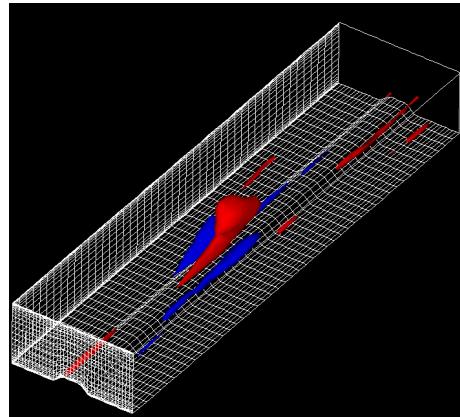


Figure 15 : Conditionally sampled
high and low speed regions
(Blue: $u'^+ > 0.3$, Red: $u'^+ < -0.3$)

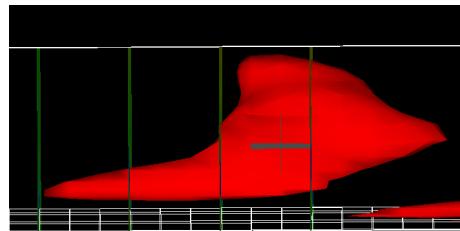


Figure 16 : Sideview of low speed region

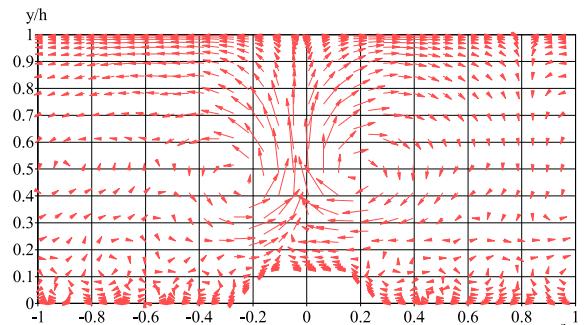


Figure 17 : Conditionally sampled
Secondary velocity vectors

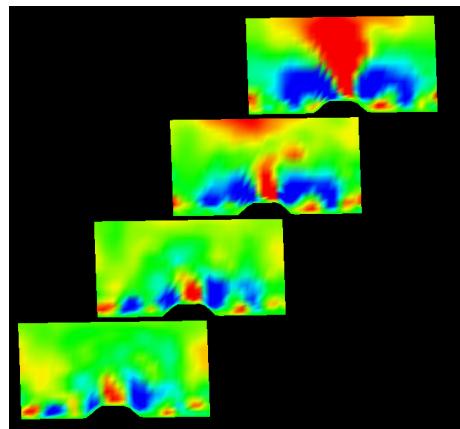


Figure 18 : Successive sections of
conditionally sampled
high and low speed contours