土木学会論文集B1(水工学), Vol. 71, No. 2, 43-62, 2015.

非平衡粗面抵抗則を用いた一般底面流速解析法の導出と局所三次元流れへの適用

内田 龍彦[1]・福岡 捷二[2]

[1]正会員　中央大学研究開発機構准教授（〒112-8551 東京都文京区春日1-13-27）
E-mail: utida@tamacc.chuo-u.ac.jp

[2]フェロー　中央大学研究開発機構教授（同上）
E-mail: sfuku@tamacc.chuo-u.ac.jp

異なる時空間スケールの現象が相互作用する洪水流を解析するため，著者らは河床近傍の極薄い層(抵抗則領域)より上の流れ(主計算領域)について，平面二次元解析法の枠組みで流速と圧力の鉛直分布を計算できる一般底面流速解析法(BVC法)を開発してきた．本研究では，構造物周辺の三次元流れや河床近傍流速を解析するため，抵抗則領域を渦層と粗度層に分け，運動方程式と連続式に基づく非平衡粗面抵抗則を導出し，抵抗則領域の非平衡性と主計算領域との流れの交換を考慮したBVC-DWL法を開発した．次に，BVC-DWL法がどのような流れ場で重要となるかやその適用範囲を粗度スケールと浅水パラメータを用い，運動方程式から明らかにするとともに，構造物周辺の局所流や底面近傍流速に対してBVC-DWL法を適用し，有効性を示した．

Key Words : *bottom velocity computation (BVC) method, dynamic rough wall law (DWL), vortex layer, roughness layer, multi-scale roughness field, 3D flow structure, gravel-bed river*

1. 序論

構造物周りの三次元流れに伴う河床近傍の流速分布は局所洗掘を引き起こし，堰・床止工，橋脚，堤防などの河川構造物の主要な被災原因となる．特に構造物前面の水衝部では，横断方向の渦の伸張と下降流によって局所洗掘が生じ，多くの研究がなされてきた [1)-4)]．しかし，河川の洪水は局所的な現象だけでなく，砂州形状とその挙動，複雑な河道法線形，流量ハイドログラフ等，時空間的に大きなスケールの現象の影響を受ける [5)]．例えば，長田ら [6)]は，水衝部に護岸工を設置すると，抵抗の小さい護岸際に流れが集中する結果，護岸沿いに河床が洗掘され，洗掘域が下流方向に延びることを示した．この結果，護岸下流部にあらたな洗掘個所ができること，下流砂州を浸食し，流路の曲率が大きくなり，河岸もしくは堤防近傍の洗掘力が大きくなる等の問題点を明らかにした．このように，局所洗掘対策は単に局所的かつ一面的な対策では不十分であり，河道全体の流れと河床変動特性を踏まえて総合的に行う必要がある [7)]．近年，非静水圧三次元流解析法によって水衝部の複雑な流れと局所洗掘現象の解析が行われるようになり [8)-10)]，複雑な形状の河川構造物周りの局所流や局所洗掘の解明に有用な手法となりつつある [11)]．しかし，現在のところ，非静水圧三次元流解析法は計算コストが大きいために，主として水理実験室における小スケール現象の解析に限定されており，河川洪水流やそれによる河床変動等の大スケール現象の解析への適用は困難である．このため，異なる時空間スケールの現象が相互に作用する洪水時の多重スケール構造を総合的に考慮でき，河川における実現象を合理的に説明できる解析手法が求められている [12)]．

このような目的のためには，大きなスケールの流れの解析に適用できる二次元解析法の枠組みの中で，流れの三次元性が考慮できる準三次元解析法 [13)-19)]が有効な手段であり，特に流れの三次元性の影響が現れやすい河床変動解析に多く用いられてきた [4),7)]．従来の準三次元解析法の多くは，静水圧分布を仮定した流れの運動方程式を用いて，重み付き残差法等によって流速鉛直分布に関する方程式を定式化している [13)-17)]．これに対し，著者らは水深スケールの渦の三次元挙動を解析するために，渦度方程式を用いた準三次元解析法である，浅水流の仮定を用いた底面流速解析法(simplified Bottom Velocity Computation method with shallow water assumption: SBVC法)を開発した [18)]．しかし，静水圧分布などの浅水流の仮定は局所スケールでは成立せず，構造物近傍などの三次元的な流れ

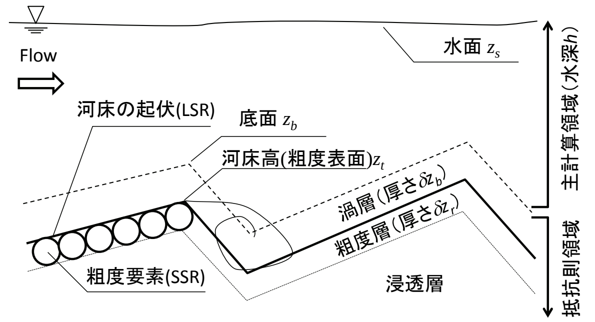


図-1 粗度の多重スケール性を考慮した計算領域の鉛直分割

を計算するには十分でない[19]．近年，著者らは河川構造物周辺の局所スケールの流れを解析するために，浅水流の仮定を用いずに鉛直流速分布と圧力の非静水圧分布を解析できる一般底面流速解析法(general Bottom Velocity Computation method: BVC法)[19]を開発した．BVC法は，橋脚周辺の馬蹄形渦を伴う三次元流れ[19]，構造物を越流する急変流と下流に発生する跳水[20]，種々の小規模河床波の形成[21]，複断面蛇行流れの河床変動[22]等，従来の水深積分モデルでは困難であった実験水路での三次元構造とそれによる河床変動機構の解析を可能にしてきた．また，本解析法は，大規模洪水による河口砂州のフラッシュ現象[23]，大きな流量を有する支川が本川に直角合流する区間の三次元流れと河床変動[24]，大規模な流量分派を伴う本川区間の流れ，河床波・河床変動[25]などの現地洪水に対して，有効な解析法であることが示されてきた．しかしなお，橋脚前面の河床の極近傍の流速分布[19]，礫床河川の水衝部の二次流強度[26,27]，合流部の複雑な流れ場における構造物近傍の洗掘[24]など局所流の再現性に問題が残されている．この問題の解決のキーは底面境界条件の与え方にあると考えている[28,29]．BVC法では，底面近傍に薄い渦層を仮定し，渦層上面を底面 z_b としてそれより上の流れ場(**図-1** の主計算領域)が解かれることになる．従来の BVC 法による主計算領域の底面では，底面 z_b を通過するフラックスをゼロとし，底面 z_b より下の渦層では平衡状態の流れが仮定されていた(本論文では，このような平衡状態の粗面抵抗則(EWL)を用いた従来の BVC 法を BVC-EWL 法と呼ぶ)．しかし，構造物近傍の局所流においては，底面流速の場所的変化が渦層や粗度層内の流れの非平衡性を生じさせる．また，**図-1** の主計算領域が凹凸を持つような場合は底面近傍の流れが乱されることになるため，BVC-EWL 法では局所流場の底面近傍の流れを適切に評価できないと考えられる．

本論文は，大きなスケールの流れの解析が可能な平面二次元解析法の枠組みの中で，局所三次元流場を解析するために，非平衡粗面抵抗則(Dynamic rough Wall Law: DWL)を導出し，これを用いた BVC-DWL 法を開発し，検討するものである．本論文では従来の二次元解析法や三次元解析法の必要性を認めたうえで，両者では解析することが困難な水理現象に対して，本解析法の必要性を検討することを重要な目的のひとつとしている．このため，浅水パラメータと粗度スケールを用いて BVC-DWL 法を構成する運動方程式の各項のオーダーを比較し，どのような流れで，流速鉛直分布，圧力の非静水圧成分及び抵抗則領域における流れの非平衡性の影響が重要となるのかについて考察し，種々の解析法の適用範囲を検討する．そして，BVC-DWL 法を緩やかな加速，減速のある弱い非平衡流れに対する解析手法の適用性について検討した上で，構造物周辺の強い非平衡流れにおける局所三次元流や底面近傍流速に対して適用し，BVC-DWL 法の妥当性と有効性を検証する．

2. BVC-DWL法の枠組みとその特徴

(1) 粗度の多重スケール性と既往の粗度評価法

非平衡粗面抵抗則を用いた BVC-DWL 法の検討に先立ち，従来の粗度評価法と課題についてレビューする．

河川における河床抵抗には，砂，礫，石，巨石などの河床材料由来の粗度や砂漣，砂堆，砂州などの河床形状由来の粗度等，様々なスケールの粗度が関係する．このような粗度の多重スケール性[30]を考慮に入れ，粗度スケールに応じた適切な河床抵抗評価法を適用した解析を行う必要がある．平面二次元解析法では，底面せん断応力として取り扱うことが困難な水深に対して比較的大きい粗度については，抵抗項を基礎方程式に付加することで評価されてきた[4]．即ち，河床の凹凸の抵抗は評価できないため，種々の大きさの粗度要素は種々の評価方法で表された抵抗項の足しあわせで近似的に評価している．しかし，平面二次元解析法では流れの鉛直構造が評価できないために，抵抗評価や河床変動計算のための掃流力の算定精度は十分でない場合が多い．

三次元流解析法においても，粗面の取り扱いは数値流体解析のアキレス健[31]と呼ばれるほどの弱点となっており，以下に示すように様々な評価方法が検討されている．最も直接的な方法は，詳細な境界形状を与え，十分細かい計算格子を用いて，流れの基礎方程式を介して厳密に評価することであるが，実用的な方法と言えず，実際，河川におけるすべての形状を考慮し，解析を行うことは，河床形状の計測と数値解析の両面から不可能である．

このため，粗度の多重スケール性を考慮し，**図-1** に示すように，大きな粗度(Large scale roughness: LSR)と小さな粗度(Small scale roughness: SSR)を分離することが考えられている．**図-1** に示すように，河床材料スケールを SSR と見なし，その凹凸を考慮せずに粗度表面に接する滑らかな面を河床面と定義し，その結果現れる河床波等による河床高の大きいスケールの凹凸は LSR とする．LSR

はSSRより大きなスケールの河床の凹凸であり，巨石などの大きな河床材料や河床波などを含み，河床形状として評価される． SSRとLSRの分離スケールとしては様々考えられるが，少なくとも水深に対して無視できない大きさの粗度は，底面せん断応力として取り扱えないため，LSRとして扱う必要がある．本研究ではSSRとLSRの分離スケールは水深より少し小さい程度のスケールの河床の凹凸と考える．

三次元数値解析法では，小さな粗度(SSR)は表面抵抗として粗面抵抗則でモデル化されてきた[32)-34)]．即ち，粗度の大きさと流速評価点の高さ(通常は最下層メッシュの高さの半分である)等を用いて底面近傍の流速(底面流速)と摩擦速度の比を表し，その上の主計算領域を計算するための底面境界条件を与える．一般にはこの薄い渦層において対数分布則が仮定され，相当粗度k_sを用いて底面流速と底面せん断応力の関係が記述される[32)-34)]．三次元数値解析法における最下層メッシュの流速評価点より下の層は平衡状態の粗面抵抗則を適用するため，平衡状態の粗面抵抗則を用いたBVC-EWL法における渦層厚さに対応する．しかし，河床近傍の渦層内の流れは，LSRの存在によって乱されるため，等流状態を仮定した対数分布則に基づく抵抗則は適用できない．この流れの非平衡性は渦層を通過するフラックスを生じさせ，粗度層にも影響する．このため，乱れの非平衡性を考慮した壁法則[34),35)]では十分でなく，礫群を多孔質モデルで表す方法[36)]，透過性として表し抗力係数を用いて評価する方法[37)]など，礫群を不透過の河床として取り扱う従来の壁法則と異なる方法も検討されてきた．この方向の粗面の評価方法には，Nikora et al.[38),39)]による気象分野の樹木評価などに用いられていたダブルアベレージングを導入した解析法がある．しかし，この方法も，基礎方程式の平均化に伴う種々の未知係数を決定する必要があることと，従来の抵抗則との関連が明確でない等の課題を有している．また，これらの解析に用いられている三次元解析法は計算負荷が大きいため，洪水流解析への適用が困難である． 先に述べたように，LSRとして評価する必要のある粗度は，最も小さいもので水深より少し小さい程度であると考えると，その影響を評価するためには，水深方向に多数の計算グリッドを必要とする三次元解析法よりも，水深積分モデルに基づいて流速鉛直分布を計算する準三次元解析法がこの目的に対して適切と考えられる．

(2) BVC-DWL法の枠組みと考え方

本研究では，**図-1**に示すように流れの領域を主計算領域，抵抗則領域，浸透層に分けて考え，それぞれの領域に対して解析法を検討する．同様の領域区分はNikora et al.[39)]によっても提案されているが，彼らの領域区分は流れの特徴を説明するために用いられており，各領域の適切な計算方法を検討するものとはなっていない[38)]．本研究では，主計算領域の流れについて水深スケールの三次元渦運動を浅水流の仮定を用いずに解析できるBVC法[19)]を適用する．従来の粗面壁法則を用いる場合，抵抗則領域では平衡状態が想定されるが，本研究では非平衡粗面抵抗則を導入して流れの非平衡性を考慮する．抵抗則領域の流れの解析では，粗度表面より下では粗度の流体力が作用するようになるため，粗度表面より上の渦層と表面より下の粗度層を分離する必要があり，後述するように粗度層の流れの運動方程式には粗度に作用する流体力を考慮している．非平衡粗面抵抗則では渦層，粗度層の運動方程式と連続式を解くことにより，抵抗則領域の流れの非平衡性と領域間の流れの交換を考慮する．なお，本研究では浸透層については考慮しない．このような壁面近傍の流れの性質に合わせて解析を変える方法は，壁面近傍で乱れの代表スケールが急変する乱流特性を効率的に捉えるために開発されたDESと呼ばれるLES/RANSのハイブリッド解析法に見られる[40)]．本研究で用いる非平衡粗面抵抗則と類似の方法には，外層のLESモデルに接続させるための壁面近傍で乱流境界層方程式を用いたRANSモデルがある[41)]．ただし，これらの解析は滑面境界を対象に展開されている．粗面では明確な境界高さが与えられないため，後述するように河床高さを定義する必要がある点や粗度層以下を取り扱う点が滑面の場合と大きく異なり，ここに本解析法の特徴がある．

(3) BVC-DWL法の特徴と各種解析法の比較

BVC-DWL法では，主計算領域は抵抗則領域の流れの非平衡性を考慮した非静水圧準三次元解析法であるBVC法により解かれる．浅水流の仮定をした底面流速解析法(SBVC法)と従来の二次元，準三次元解析法の比較，検討については著者らの既往文献[18)]に述べている．解析法の詳細は**第3章**に述べるが，ここでは一般底面流速解析法(BVC法)の特徴と考え方を説明する．BVC法の特徴のひとつは，水表面流速と底面流速の差をストークスの定理によって，式(1)のように水深積分渦度と鉛直方向流速の場所的変化で表す点である．

$$\delta u_i = u_{si} - u_{bi} = \varepsilon_{ij3}\Omega_j h + \left(\frac{\partial Wh}{\partial x_i} - w_s \frac{\partial z_s}{\partial x_i} + w_b \frac{\partial z_b}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

ここに，i,j =1,2(x_1=x，x_2=y，z：鉛直方向)，δu_i：水面と底面のx_i方向流速の差，u_{si}：水面のx_i方向流速，u_{bi}：底面のx_i方向流速，ε_{ijk}：Levi-Civita記号，Ω_i：水深平均渦度，h：水深，W：水深平均鉛直方向流速，w_s，w_b：水面，底面の鉛直方向流速，z_s：水面高，z_b：水面高である．

式(1)の右辺第一項に関してBVC法では，水平二方向の水深積分渦度方程式を水平方向の運動方程式と連立して解くことによって，水深スケールの渦の三次元挙動が

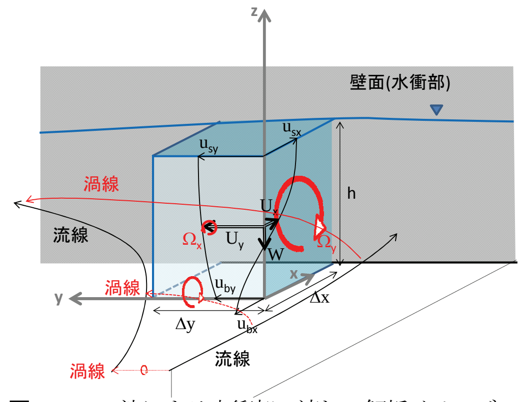


図-2 BVC法による水衝部の流れの解析イメージ

解析される．式(1)の右辺第二項に関しては，浅水流の仮定を用いずに鉛直方向流速の場所的変化を連続式を用いて解き，これを用いることによって圧力の非静水圧成分を解析することを可能としている．**図-2** に BVC 法による構造物周辺の流れの解析イメージを示す．構造物前面の渦の伸長と回転による馬蹄形渦を伴う三次元流速場は，BVC 法では水深スケールの渦運動成分が水深積分渦度方程式を中心とした基礎方程式で直接解析される．水深スケールよりも小さな渦運動は渦度方程式等の分散項で評価されて，さらに小さいものは乱流運動として評価されている．即ち，BVC 法は開水路流における底面せん断力によって生じる水平方向渦度が水平方向流れによって変形し生じることが支配的な三次元流れが計算の主対象であり，水深に比べてかなり小さいスケールの三次元渦運動を扱う必要がある場合は，三次元解析法を用いる必要がある．

BVC法と他の解析法と比較する前に，**表-1**にBVC法の枠組みの各種解析法の対象領域，未知量及び基礎方程式系をまとめて示す．非平衡粗面抵抗則を用いたBVC法(BVC-DWL)の方程式は，**図-1**に示す主計算領域と抵抗則領域のものに分けられる．抵抗則領域は，渦層と粗度層から構成され，それぞれの層において積分された連続式と運動方程式が解かれる．従来のBVC法では，抵抗則領域の方程式は解かずに，平衡状態の粗面抵抗則(EWL)が用いられていた[19]．即ち，底面を通過する流れ$w_{\sigma b}$を無視し，底面流速u_{bi}を用いて底面せん断応力τ_{bi} (底面における運動量交換)と渦度の生産項$P_{\omega i}$ (底面における渦度交換)を評価する．本論文では従来の平衡状態の粗面抵抗則を用いたBVC法をBVC-EWL法と呼ぶ．さらに，浅水流の仮定を用いた底面流速解析法(SBVC法)では，**図-1**の主計算領域において鉛直方向流速Wと圧力の非静水圧成分dpを解かずにW=dp=0とし，水面と底面の流速差を式(1)を簡略化したδu_i=$\varepsilon_{ij3}\Omega_j h$から求め，平衡状態の粗面抵抗則(EWL)から底面境界条件を与える[18]．2D解析法は，主計算領域における流速と圧力の鉛直分布，及び抵抗則領域における流れの非平衡性を考慮しない解析法であり，

表-1 BVC法の枠組みから見た各種解析法の未知量と方程式

<table>
<tr><th colspan="5">対象領域と解析法</th><th>未知量</th><th>支配方程式</th><th>式番号</th></tr>
<tr><td rowspan="12">BVC-DWL法</td><td rowspan="8">BVC-EWL法</td><td rowspan="8">主計算領域(BVC法)</td><td rowspan="6">SBVC法</td><td rowspan="3">2D解析法</td><td>h</td><td>DI連続式</td><td>(2)</td></tr>
<tr><td>U_i</td><td>DI水平方向運動方程式</td><td>(3)</td></tr>
<tr><td>k</td><td>DI乱れエネルギー方程式</td><td>(4)</td></tr>
<tr><td rowspan="3"></td><td>u_{bi}</td><td>DI水平方向渦度の定義式</td><td>(1)</td></tr>
<tr><td>Ω_i</td><td>DI水平方向渦度方程式</td><td>(7)</td></tr>
<tr><td>u_{si}</td><td>水面の水平方向運動方程式</td><td>(8)</td></tr>
<tr><td colspan="2" rowspan="2"></td><td>W</td><td>二重水深積分連続式
(η重み水深積分の連続式)</td><td>(9)</td></tr>
<tr><td>dp_b</td><td>DI鉛直方向運動方程式</td><td>(10)</td></tr>
<tr><td rowspan="4"></td><td rowspan="4">抵抗則領域(DWL法)</td><td colspan="2" rowspan="2">渦層</td><td>$w_{\sigma b}$</td><td>渦層積分連続式</td><td>(20)</td></tr>
<tr><td>u_{vi}</td><td>渦層積分
水平方向運動方程式</td><td>(21)</td></tr>
<tr><td colspan="2" rowspan="2">粗度層</td><td>$w_{\sigma t}$</td><td>粗度層積分連続式</td><td>(20)</td></tr>
<tr><td>u_{ri}</td><td>粗度層積分
水平方向運動方程式</td><td>(22)</td></tr>
</table>

DI：水深積分，SBVC：浅水流の仮定を用いた簡易底面流速解析法，BVC：一般底面流速解析法，DWL：非平衡粗面抵抗則

表-2 各種解析法の方程式の数

	水平方向運動方程式	鉛直方向運動方程式	連続式
2D解析法	2	0	1
SBVC法	6	0	1
BVC-EWL法	6	1	2
BVC-DWL法	8	1	4
3D解析法※	$2m$	m–1	m

※3D解析法では鉛直方向には m 個の計算格子数とし，スタッガード格子系で水面の鉛直方向流速は運動学的境界条件より与えられるとしている．

これらに関する方程式を解かずに，流速分布(水平方向渦度)，圧力分布，粗面抵抗則において平衡状態が仮定されたものである．

表-2にBVC法の枠組みの各種解析法と2D，3D解析法の運動方程式と連続式の数を示す．乱れに関する方程式の数は乱流モデルに依存するため，ここでは考慮していない．方程式の数は，2D解析法の計算格子一個当たりの数を基準としている．運動方程式の数はそれぞれの方向の流速鉛直分布の自由度，連続式の数は圧力鉛直分布の自由度を表す．BVC法系の解析手法において，渦度方程式は厳密には鉛直方向運動方程式も含まれるが，水平方向流速の鉛直分布を決めることから，ここでは水平方向運動方程式の一種として数えている．連続式は2D解析法では重力波の伝達が考慮できる時間刻みを用いて陽的に解かれる．3D解析法では，離散化手法にもよるが，連続式の一つは水面を決めるために用いられ，残りは圧力を計算するポアソン方程式の鉛直方向のメッシュ数を表し，鉛直方向運動方程式の数と等しい．SBVC法は鉛直方向運動方程式は含まれず，流速鉛直分布を決めるた

めに水平方向運動方程式と従来の静水圧準三次元解析法において2次モードまで考慮に入れた場合と同様の計算量となる[18]．BVC-EWL法の連続式の一つは水面を決めるものであり，もう一つは鉛直方向流速を解くものである．後者は二次元のポアソン型の方程式を解く必要がある[19]．BVC-DWL法では渦層，粗度層の連続式と運動方程式が解かれるが，層内の圧力分布を解かず鉛直方向の運動方程式は追加されていない．**表-2**から，2D解析法からBVC-DWL法まで計算量が徐々に増加していくが，鉛直方向にm個の計算格子を持つ3D解析法とBVC-DWL法の計算量にはかなりの開きがあることが分かる．後述するように，BVC法では三次元のRANS方程式を水深積分モデルで解くために，主計算領域において，水平方向流速を水面と底面流速を含めた鉛直方向流速分布式 (三次多項式)で仮定し，RANS方程式から基礎方程式を導いている．また，DWLの基礎方程式は，抵抗則領域の流れの非平衡性をできる限り簡易に解くための方程式が導出されている．このため，RANS方程式を直接数値的に解く場合に比べて，基礎方程式の種類が増え，各式には水深積分に伴ういくつかの項などが含まれる．しかし，**表-2**に示したように，BVC-DWL法で数値的に解く方程式の数は，RANS方程式を直接数値的に解く3D解析法に比べてかなり少なく，2D解析法や従来の静水圧準三次元解析法と比べてあまり計算負荷は大きくなっていない．このため，BVC-DWL法は水深スケールに比べてそれほど小さくない三次元流れの計算に有効と考えられる．また，流れの三次元性が小さくなるにつれ，BVC-DWL法は，BVC-EWL法，SBVC法，2D解析法の解に帰着するため，種々の流れ場でどのような項を評価することが重要であるかなどを検討できる利点がある．本論文では，**第3章**で具体的な解析法を示し，**第4章**で流れや粗度スケールに対してどの解析法が有効かについて議論する．また，**第5章**では種々の流れにおいて，各解析法を適用し，その妥当性を検討する．

3. BVC-DWL法の基礎方程式と解析方法

(1) 一般底面流速解析法(BVC 法)

図-1 の主計算領域を計算するために，渦層，粗度層の流れの非平衡性と領域間の流れの交換を考慮に入れたBVC 法を検討する．BVC 法は(主計算領域の)水深積分モデルであるが，二次元解析法とは異なり，運動方程式には流速鉛直分布や圧力の非静水圧成分項が含まれている．また，連続式(2)，運動方程式(3)では，渦層以下の非平衡流れによる底面(渦層上面)のフラックスが考慮されている．

$$\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial U_j h}{\partial x_j}-w_{\sigma b}=0 \tag{2}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_i h}{\partial t}+\frac{\partial U_i U_j h}{\partial x_j}-w_{\sigma b}u_{bi}=-gh\frac{\partial z_s}{\partial x_i}\\ -\frac{\partial h\overline{dp}}{\rho\partial x_i}-\frac{dp_b}{\rho}\frac{\partial z_b}{\partial x_i}-\frac{\tau_{bi}}{\rho}+\frac{\partial h(\tau_{ij}-\rho\overline{u_i'u_j'})}{\rho\partial x_j}\end{aligned} \tag{3}$$

ここに，U_i：水深平均流速，h：水深，$w_{\sigma b}$：底面の渦層と垂直な流速，u_{bi}：底面流速，z_s：水面高，z_b：底面高，dp：圧力の非静水圧成分($dp=p-\rho g(z_s-z)$，p：レイノルズ応力の等方成分と圧力の和)，dp_b，$\overline{dp}$：底面，水深平均の圧力偏差，τ_{bi}：底面せん断応力，τ_{ij}：レイノルズ応力の非等方成分，$\rho\overline{u_i'u_j'}$：流速鉛直分布による運動量交換，$u_i'=u_i-U_i$，である．本論文では上付きのバーは水深平均値，下付の s，b でそれぞれ水面と底面の値を表す．レイノルズ応力の非等方成分τ_{ij}は渦動粘性係数 ν_tを用いて$\tau_{ij}=2\rho\nu_t S_{ij}$ (S_{ij}：水深平均流速の歪速度)と表し，渦動粘性係数 ν_tは流速鉛直分布を考慮した一方程式モデルで計算する[18),42)]．

$$\frac{\partial k}{\partial t}+U_j\frac{\partial k}{\partial x_j}=\frac{1}{h}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\nu h}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+P_k-\varepsilon \tag{4}$$

$$\frac{P_k}{\nu_t}=2\left(S_{ij}{}^2+\overline{s'_{ij}{}^2}\right)+\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial z}\right)^2} \tag{5}$$

ここに，$\nu_t=C_\mu k^2/\varepsilon$, $\varepsilon=C_\varepsilon k^{3/2}/\Delta$, $C_\mu=0.09$, $C_\varepsilon h/\Delta=1.7$ ($C_\varepsilon=0.17$, $h/\Delta=0.1$)[42]，S_{ij}, s'_{ij}：U_i, u_i'の歪速度である．

式(2),(3)を解析するためには，流速と圧力の鉛直分布，及び底面境界条件として渦層との質量，運動量，渦度交換を評価する必要がある．後者については(2)(3)節で説明する．前者の流速分布については三次関数式(6)を仮定する．

$$u'_i=\Delta u_i\left(12\eta^3-12\eta^2+1\right)+\delta u_i\left(-4\eta^3+3\eta^2\right) \tag{6}$$

ここに，$\eta=(z_s-z)/h$，$\Delta u_i=u_{si}-U_i$，$\delta u_i=u_{si}-u_{bi}$である．圧力については，非静水圧成分を線形分布 $dp=\eta dp_b$で仮定する．流速と圧力の鉛直分布を求めるために，BVC 法では以下の方程式系：底面流速方程式(水深積分された渦度の定義式)(1)，渦度方程式(7)，水表面の運動方程式(8)，二重水深積分(η重み積分)した連続式(9)，及び水深積分した鉛直方向運動方程式(10) (簡略化と計算の安定性のため，非定常項と水平せん断応力項が省略されている)が解かれる．

$$\frac{\partial\Omega_i h}{\partial t}=R_{\sigma i}+P_{\omega i}+\frac{\partial hD_{\omega ij}}{\partial x_j}+w_{\sigma b}\omega_{bi} \tag{7}$$

$$\frac{\partial u_{si}}{\partial t}+u_{sj}\frac{\partial u_{si}}{\partial x_j}=-g^*\frac{\partial z_s}{\partial x_i}+P_{si} \tag{8}$$

$$Wh = h\left(\frac{\partial z_m}{\partial t} + U_i\frac{\partial z_m}{\partial x_i}\right) - \frac{\partial h^2\overline{\eta u'_i}}{\partial x_i} + hw_{\sigma b} \quad (9)$$

$$\frac{dp_b}{\rho} = \frac{\partial hWU_j}{\partial x_j} - w_{\sigma b}w_b + \tau_{bj}\frac{\partial z_b}{\partial x_j} \quad (10)$$

ここに, Ω_i：水深平均渦度, W：水深平均鉛直方向流速, $R_{\sigma i} = u_{si}\omega_{s\sigma} - u_{bi}\omega_{b\sigma}$, $\omega_{s\sigma}$, $\omega_{b\sigma}$：u_{si}, u_{bi}の回転, $P_{\omega i}$：渦度生産項(**付録1**及び次節参照), $D_{\omega ij}$：移流, 回転, 乱流拡散による渦度フラックス, g^*：水面の鉛直方向圧力勾配, P_{si}：水表面流速生産項(水面のごく薄い層の下面に作用するせん断応力), $P_{si}=(2\nu_t/h^2)(12(u_{sei}-u_{si})-\delta u_i)$, $u_{sei}=U_i+\delta u_i/3$, $z_m=(z_s+z_b)/2$ である．水平方向の渦度フラックス$D_{\omega ij}$は以下のように表される．

$$D_{\omega ij} = -U_j\Omega_i + U_i\Omega_j - \overline{\omega'_j u'_i} + \overline{\omega'_i u'_j} + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega}\frac{\partial \Omega_i}{\partial x_j} \quad (11)$$

ここに, ω'_j：渦度の水深平均値からのずれ, $\omega'_i=\omega_i-\Omega_i$, σ_ω=1 である．渦度の鉛直分布に鉛直方向流速の影響を取り入れると空間微分項を含む複雑な形となるため, 渦度と流速鉛直分布の相関項の計算は, 渦度鉛直分布を流速鉛直分布の微分値と相似であると簡略化し, 式(12)で表す.

$$\overline{\omega'_i u'_j} = \Omega_i\left(\Delta u_j - 0.5\delta u_j\right) \quad (12)$$

ただし, $i \neq j$ である．なお, これまでの研究では式(12)において, $\Omega_i = -\varepsilon_{ij3}\delta u_j$としてきた[19]が, この方法では, Wの空間変化が大きいとき, 渦度の分散項が小さく計算される問題があった.

(2) 平衡粗面抵抗則を用いた場合の底面境界条件

次節に示す非平衡粗面抵抗則の検討に先立ち, 平衡粗面抵抗則を用いた場合の底面境界条件について述べる．ここでは, 渦層との質量交換を無視($w_{\sigma b}$=0)し, 渦層内で平衡状態を仮定し, 乱流運動による運動量と渦度の交換量を評価する.

渦層内で対数分布則を仮定すると, 底面流速 u_bと摩擦速度の関係は以下の関係にある.

$$\frac{u_b}{u_*} = c_b = \frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{z_b}{k_s}\right) + Ar \quad (13)$$

ここに, $\rho u_*^2 = \tau_b$, $\tau_b^2 = \tau_{bi}\tau_{bi}$, $z_b = \delta z_b + \delta z_0$, δz_b：渦層の厚さ, δz_0：対数分布則の原点位置 z_0と粗度表面高さ z_tのずれ, κ=0.41, Ar=8.5 である.

BVC 法の渦層厚さδz_bは以下のように定義される．BVC 法では, 等流状態の流速鉛直分布は以下の二次曲線で表されるとしている[18),43)].

$$u' = \frac{\delta u}{3}\left(1-3\eta^2\right), \quad \delta u = \frac{3u_*}{\kappa} \quad (14)$$

ここに, $u_i' u_i' = u'^2$, $\delta u_i\delta u_i = \delta u^2$, $\eta=(z_s-z)/h$ である．式(14)において底面流速は壁面上の slip velocity と呼ばれる[43)]．本研究では, 等流状態で対数分布則が成立するとして, 底面流速の位置(渦層厚さ)を以下のように定義する．対数分布則において, 水面z_sと底面z_bの流速差δuは,

$$\delta u = \frac{u_*}{\kappa}\ln\left(\frac{z_s}{z_b}\right) \quad (15)$$

で表される．式(14)と式(15)において, $\delta u/u_*$が等しいとすると, 渦層の厚さδz_bは,

$$\varepsilon_b = \frac{\delta z_b}{h} = \frac{1}{e^3-1} \quad (16)$$

となる．ここに, e：自然対数の底である．なお, 式(16)では対数分布則の原点位置のずれδz_0を無視している．本研究では, 渦層厚さを式(16)で定義しているため, 厳密に言うと, $\delta z_0/h$ が大きい場合, 式(14)の右の式のδu と u_*の関係, 即ち等流の流速分布の係数は 3 より小さくなる． ただし, 本解析法においては式(14)を直接用いるわけではないため, ここではこれ以上言及しない.

渦度方程式(7)における生産項 $P_{\omega i}$は渦度方程式の底面の境界条件であり, 乱流運動と剥離による底面からの渦度の供給を表す[18)]．前者について渦層内で対数分布則を仮定することにより, 生産項$P_{\omega i}$は式(17)で表される．式(17)の導出については**付録1**を参照いただきたい.

$$P_{\omega i} = C_{p\omega}\nu_{tb}(\omega_{bei} - \omega_{bi})/h + P_{s\omega i} \quad (17)$$

ここに, $C_{p\omega}=\kappa/\alpha$, $\alpha=\kappa/6$, ν_{tb}：底面の渦動粘性係数の水深平均換算値(平衡状態で, 任意の底面の渦動粘性係数$(\nu_t)_b$となるような水深平均の渦動粘性係数), ω_{bei}：平衡状態における底面渦度, ω_{bi}：底面渦度, $P_{s\omega i}$：剥離による底面からの供給渦度である．平衡状態における底面渦度ω_{bei}は, 式(14), 式(15)から,

$$\omega_{bej} = \frac{2\varepsilon_{ij3}u_{bi}/c_b}{\kappa h}\ln\left(\frac{z_s}{z_b}\right) \quad (18)$$

と与えられる．一方, 底面渦度ω_{bi}は, 底面における式(5)の鉛直方向微分値を用いて, $\omega_{bj}=\varepsilon_{ij3}(6\delta u_i - 12\Delta u_i)$で与える．剥離による底面からの供給渦度 $P_{s\omega i}$は, 既往の研究[18)]と同様に式(19)で与える.

$$P_{s\omega x}\Delta x = \begin{cases} \left|u_{by}/2\right|\cdot(-u_{by}) & (-\delta(\tan\phi_y) > \tan\phi_c) \\ 0 & (-\delta(\tan\phi_y) < \tan\phi_c) \end{cases}$$
$$P_{s\omega y}\Delta y = \begin{cases} \left|u_{bx}/2\right|\cdot(+u_{bx}) & (-\delta(\tan\phi_x) > \tan\phi_c) \\ 0 & (-\delta(\tan\phi_x) < \tan\phi_c) \end{cases} \quad (19)$$

ここに, $\Delta x, \Delta y$：x,y 方向計算格子間隔, $\delta(\tan\phi_x)$, $\delta(\tan\phi_y)$：x,y 方向河床勾配の計算格子辺りの x,y 方向変化量, $\tan\phi_c$：剥離限界角度(1/5)であり, 剥離による供給渦度は

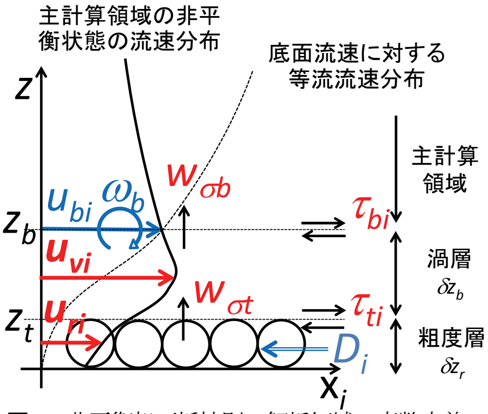


図-3　非平衡粗面抵抗則の解析領域の変数定義

河床勾配が負の場所のみに与える．

(3) 非平衡粗面抵抗則と境界条件

前節で述べたように，平衡状態の粗面抵抗則では，**図-1** に示す底面定義位置 z_b を横切るフラックスをゼロとし，それより下の層(渦層，粗度層)において，底面流速に対する平衡状態の流速分布を仮定することにより，連続式，運動方程式及び渦度方程式の底面での境界条件が与えられている．しかし，河床高の変化や，礫，巨石などの大きな粗度及び構造物の存在により，底面近傍の流れ場は乱される．例えば，**図-3** では底面近傍で流れが大きく加速するような流れ場の流速分布(実線)の模式図である．このような底面付近が大きく加速する流れであっても，平衡状態の粗面抵抗則で想定する底面より下の流速分布は，底面流速に対する平衡状態の流速分布が仮定され(破線)，底面近傍で非平衡性の強い流れの渦層と粗度層の流速分布(実線)と異なる．そこで，本研究では，渦層と粗度層では非平衡流れとして，連続式(20)と運動方程式(21)，(22)を解く．

$$w_{\sigma b} = w_{\sigma t} - \frac{\partial \delta z_b u_{vi}}{\partial x_i}, \quad w_{\sigma t} = -\frac{\partial \lambda \delta z_r u_{ri}}{\partial x_i} \tag{20}$$

$$\frac{\partial u_{vi}}{\partial t} + u_{vk}\frac{\partial u_{vi}}{\partial x_k} = -\frac{\partial (dp_b + \rho g z_s)}{\rho \partial x_i} + \frac{\tau_{bi}}{\rho \delta z_b} - \frac{\tau_{ti}}{\rho \delta z_b} \tag{21}$$

$$\frac{\partial u_{ri}}{\partial t} + u_{rk}\frac{\partial u_{ri}}{\partial x_k} = -\frac{\partial (dp_b + \rho g z_s)}{\rho \partial x_i} + \frac{\tau_{ti}}{\rho \delta z_r} - \frac{D_i}{\rho \delta z_r} \tag{22}$$

ここに，k =1,2,3(x_3=z_σ, z_σ：渦層，粗度層に垂直な方向)，$w_{\sigma b}$：底面の渦層と垂直な流速，$w_{\sigma t}$：粗度層上面に垂直な流速，δz_b：渦層の厚さ，δz_r：粗度層の厚さ，λ：粗度層の空隙率，u_{vi}，u_{ri}：渦層，粗度層における層平均 x_i 方向流速，τ_{ti}：粗度層上面に作用するせん断応力，D_i：せん断応力に換算された粗度層内の粒子に作用する流体力である．

本解析法では前述したように，**図-1** の主計算領域において水深スケールに近い比較的大きな三次元流れを解くために，非静水圧の準三次元解析法である一般 BVC 法が採用されている．このため，本研究で対象とする流れのスケールに対して，主計算領域の抵抗則領域である渦層と粗度層は十分薄いと仮定し，運動方程式式(21)，(22)では，乱流境界層方程式 [41]と同様に，圧力の鉛直分布と水平応力項が省略されている．即ち，圧力の非静水圧成分は渦層，粗度層で一定であり，静水圧三次元流れの解析と同様に，鉛直方向流速の運動方程式を解かず，連続式(20)から鉛直方向流速を計算する．

式(21), (22)に含まれるせん断応力や流体力は，平衡状態において従来の抵抗則を満たすように導かれる．即ち，平衡状態を仮定し，渦層との流れの交換(式(20))と式(21), (22)の移流項と非静水圧成分の項を無視するときは，従来の抵抗則に帰着するように式形を決定する．

底面，粗度表面に作用するせん断応力は渦動粘性係数を用いて表す．

$$\frac{\tau_{bi}}{\rho} = \left(\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial z}\right)_b = \nu_{tb} \cdot A_b \frac{(u_{bi} - u_{vi})}{h} \tag{23}$$

$$\frac{\tau_{ti}}{\rho} = \left(\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial z}\right)_t = \nu_{tt} \cdot A_t \frac{(u_{vi} - u_{ri})}{h} \tag{24}$$

ここに，ν_{tt}：粗度上面の渦動粘性係数の水深平均換算値である．A_b，A_t は平衡状態において，τ_b=$\tau_t h/(h+\delta z_b)$=ρu_*^2，ν_{tb}=ν_{tt}=$\alpha u_* h$ となるように，

$$A_b = \frac{1}{\alpha(c_b - c_v)}, \quad A_t = \frac{1}{\alpha(c_v - c_r)}\frac{h+\delta z_b}{h} \tag{25}$$

と表す．ここに，c_b=u_{be}/u_*，c_v=u_{ve}/u_*，c_r=u_{re}/u_* (u_{be}，u_{ve}，u_{re}：平衡状態における u_*に対する u_b，u_v，u_r)である．c_b は対数分布則を用いて，式(13)で与えられる．c_v も同様に，

$$c_v = \frac{1}{\kappa}\ln\left(\frac{\delta z_b/2 + \delta z_0}{k_s}\right) + Ar \tag{26}$$

と表す．c_rは，式(22)の抗力項を用いて，

$$c_r^{\,2} = \frac{\rho u_r^{\,2}}{D}\left(\frac{h+\delta z_r+\delta z_b}{h}\right) \tag{27}$$

と定義できる．ただし，D^2=$D_i D_i$ である．抗力項は，粗度粒子に作用する流体力を抗力係数 C_D を用い，粗度要素が球体で整列に配置されているとし，

$$D_i = \frac{\pi C_D}{8}\rho u_r u_{ri} \tag{28}$$

と表現する．

以上のように，渦層流速は式(26)に示すように，等流状態において対数分布則に帰着させることが可能であるが，流体力項を含む粗度層流速を表すためには新たな流速分布則が必要である．即ち，粗度層の流速を解くためには，従来の粗面抵抗則に用いていた相当粗度 k_s と原点位置δz_0に加えて，抗力係数 C_D と粗度層厚さδz_rが必要である．本研究では，試験的に C_D=0.4，δz_r =k_s を用いてい

る．著者らの調べではこれらの値の変化が渦層より上の流れの解析に与える影響は小さいようであるが，これらの値は検証されておらず，底面せん断応力に対する粗度層以下の流速分布の妥当性には課題を残す．また，**図-1**に示したように，本研究ではSSRを河床材料スケールの粗度と見なし，式(28)は一様粒径を想定した簡易な抵抗評価法となっている．しかし，前述の定義のように，SSRは，流れの方程式により直接評価できない小さな粗度すべてであり，実際には異なるスケールをもつ種々の抵抗要素で構成される．特に，砂漣などの小さなスケールの河床波が存在する場合では，SSRは**図-1**に示すような透過性の抵抗要素ではなく，複雑形状をもつ不透過の河床形状[39]によって決定付けられると考えられる．本研究では，SSRが透過性の抵抗要素で近似できる河床を対象としており，SSRに不透過の河床形状を含める場合についてはさらなる検討が必要である．

渦層，粗度層が十分薄い場合，乱れエネルギーの生産に関係するひずみ速度は水平方向流速の鉛直方向勾配項が支配的と考えられる．そこで，底面と粗度上面の渦動粘性係数は，水平方向流速の鉛直勾配と乱れスケールで表されるとして，それぞれ底面-渦層，渦層-粗度層の間の流速差と水深の積で式(29), (30)のように表す.

$$v_{tb}=\alpha_b\delta u_b h,\quad \delta u_b{}^2=(u_{bi}-u_{vi})(u_{bi}-u_{vi}) \tag{29}$$

$$v_{tt}=\alpha_t\delta u_t h,\quad \delta u_t{}^2=(u_{vi}-u_{ri})(u_{vi}-u_{ri}) \tag{30}$$

等流状態において，v_{tb}=v_{tt}=$\alpha u_* h$ となるとすると，α_b =$\alpha/(c_b-c_v)$， $\alpha_t=\alpha/(c_v-c_r)$が得られる．ここで，底面，粗度層の渦動粘性係数 v_{tb}，v_{tt} はそれぞれ，底面渦度，粗度層流速から，以下のようにも定義できる．

$$v_{tb}=\frac{\alpha\kappa\omega_b h^2}{2\ln(z_s/z_b)},\quad v_{tt}=\alpha(u_r/c_r)h \tag{31}$$

本研究では，それぞれ大きい方の値を用いて，底面と粗度層表面の渦動粘性係数を計算することにした.

渦度の生産項と底面の平衡状態の渦度については以下のように与える．式(17)の渦度の生産項の第一項は，**付録1**に示すように，渦層において平衡状態を仮定して導かれている．このため，厳密には式(17)の式形の非平衡状態への妥当性は不明である．しかし，ここでは簡単のため，平衡状態の底面渦度を渦層内の渦度とすることで，非平衡状態に適用することにする．渦層内の渦度を底面流速と渦層流速で表現すると，平衡渦度は式(32)で表される.

$$\omega_{bej}=2\varepsilon_{ij3}A_\omega\frac{u_{bi}-u_{vi}}{h} \tag{32}$$

ここで，A_ω は平衡状態において式(32)が式(18)に帰着するように，式(33)で与える.

$$A_\omega=\frac{1}{\kappa(c_b-c_r)}\ln\left(\frac{z_s}{z_b}\right) \tag{33}$$

(4) 数値解析法

本解析法では，**表-1**に示す方程式系を時間前進法(一次精度の前進差分)で数値積分し，新しい計算ステップの各変数の値を計算する．全ての方程式は未知量に関する時間微分項を含むか，未知量以外が右辺にまとめられており，現時間ステップの値を用いて新しい計算ステップの値が計算できる．ただし，計算を安定的に解くために，連続式に関わる式(2),(9)は，以下に示すようにフラックスを新しい時間ステップで記述し，それぞれ水深勾配，鉛直方向流速勾配に新しい時間ステップの値を用いた式(3),(1)と連立して解いている． 即ち，式(34)を解いて水深 h，鉛直方向流速 W の時間変化量を求める．式(34)の導出については文献[19]を参照されたい.

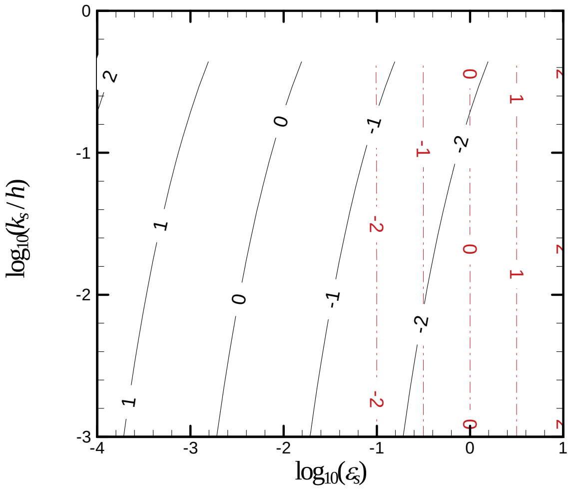
$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left((C\Delta t)^2\frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right)+\phi^P-\phi=0 \tag{34}$$

水深計算の場合は，$\phi=h^{n+1}-h^n$，$\phi^P=h^P-h^n$，$C^2=gh$ であり，h^P は式(3)の圧力の静水圧成分の項を h^n で評価して計算された流速を用いて，式(2)より計算される予測水深である．なお，$(\cdot)^n$，$(\cdot)^{n+1}$ はそれぞれ n, n+1 ステップの値を示す．鉛直方向流速計算の場合は，$\phi=Wh^{n+1}-Wh^n$，$\phi^P=Wh^P-Wh^n$，$C^2=k_1(h/\Delta t)^2$ である(k_1=1/20)．Wh^P は$(Wh)^n$ を用いて評価した底面流速(1)を用いて式(9)より計算される予測鉛直流速の水深積分値である.

運動方程式系の空間微分項の離散化手法を以下に示す．流れの三次元運動は主として，水深平均流速場の加速，減速によって水平方向の渦度が伸縮・回転し，生じると考えられる．このため，本解析法では水平方向運動方程式(3)の移流項を精度よく解くことが重要であることから，高精度の保存型解析法であるCIP-CSL法[44]を用いる．式(4),(7),(8)の移流項の解析には数値振動を防ぐために一次精度の風上差分を用いる．底面圧力を計算する鉛直方向運動方程式(10)の移流項とその他の項については二次精度の中央差分で離散化する．ただし，渦度方程式の回転項については，横断方向流速などによって本来生じない渦の回転による二次流が発生しないような適切な離散化を行う．詳細は，**付録2**を参照されたい.

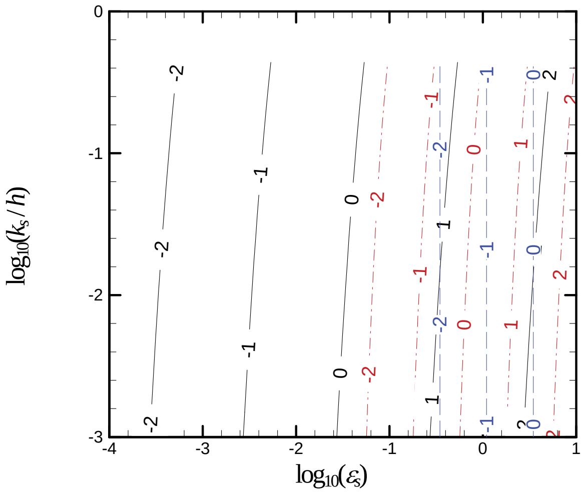
4. BVC-DWL法の適用範囲の考察

非平衡粗面抵抗則の妥当性の検証に先立ち，対象とする現象の流れのスケールや粗度スケールに対して，渦層及び粗度層の流速の決定要因と解析手法を検討する．こ



——— ：移流項F_cに対する重力項・底面せん断応力項F_0のの大きさ
－・－ ：移流項F_cに対する非静水圧項F_{dp}の大きさ

図-4 流れのスケールと水深平均運動方程式の支配要因



——— ：平衡状態の流速鉛直分布の項δu_eに対する渦度の移流・回転項$F_{\omega\varepsilon}$の大きさ(渦度の非平衡性の影響)
－・－ ：平衡状態の流速鉛直分布の項δu_eに対する鉛直方向流速の場所的変化項F_Wの大きさ(鉛直方向流速の影響)
－ －：平衡状態の流速鉛直分布の項δu_eに対する移流による底面との渦度輸送項$F_{\omega b}$の大きさ

図-5 流れのスケールと流速鉛直分布の支配要因

こでは，流れのスケールを表す無次元量として，浅水パラメータε_s=h_0/L_0 (h_0：代表水深，L_0：対象とする流れ場の水平スケール)，粗度スケールを表す無次元量として，相対粗度k_s/h_0を用いる．浅水パラメータε_sは水面を有する流体運動を特徴づけ，波の分類や解析法[2)]，乱流運動の二次元性の指標[45)]としても用いられる．内田・福岡[19)]は，水深平均流速や底面流速の方程式の各項の大きさを浅水パラメータε_sを用いて表し，多重スケールの流れ場に対して，対象とする流れのスケールに応じた解析法を示した．

各種基礎方程式を無次元化するための代表スケールとして，水平方向流速U_0，鉛直方向流速W_0=$U_0\varepsilon_s$，水平スケールL_0，鉛直スケール(水深)h_0を用いる．これらを用いると，水深平均運動方程式(3)の物理量は以下のように表現することができる．

$$
\begin{aligned}
&U_i=(U_i)^* U_0,\quad h=(h)^* h_0,\quad x_i=(x_i)^* L_0 \\
&\tau_{0i}/\rho=(\tau_{0i})^* U_0{}^2 \varepsilon_*{}^2,\quad dp=(dp)^* U_0{}^2 \varepsilon_s{}^2 \\
&\nu_t S_{ij}=(\nu_t S_{ij})^* \varepsilon_0{}^{1.2} U_0{}^2 \varepsilon_* \varepsilon_s \\
&\overline{u_i' u_j'}=(\overline{u_i' u_j'})^* \varepsilon_0{}^{-0.5} \varepsilon_*{}^2 U_0{}^2 \\
&w_{\sigma b}=(w_{\sigma b})^* U_0 \varepsilon_s\left(\varepsilon_b \varepsilon_v+\varepsilon_0{}^{0.4} \varepsilon_k \varepsilon_r\right) \\
&u_{si}=(u_{si})^* U_0(1+\varepsilon_*/\varepsilon_0{}^{0.4}) \\
&u_{bi}=(u_{bi})^* U_0(1-\varepsilon_*/\varepsilon_0{}^{0.7})
\end{aligned}
\tag{35}
$$

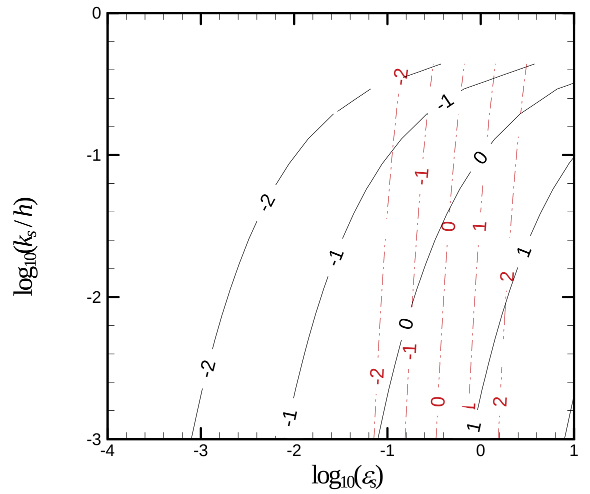
ここに，ε_*=u_{*0}/U_0 (u_{*0}：底面摩擦速度)，ε_b=$\delta z_b/h$，ε_k=k_s/h，ε_v=U_{v0}/U_0=$\varepsilon_* c_v$，ε_r=U_{r0}/U_0=$\varepsilon_* c_r$であり，上付きの，*は無次元変数を表している．また，本章では各項のオーダーを見やすくするために，本解析法に含まれる係数，定数については，ε_0=0.1としてε_0の累乗でまとめて表示している．水平応力τ_{ij}等を表現するために，レイノルズ応力はゼロ方程式モデル，流速鉛直分布については対数分布則や等流状態の二次曲線を用いて表現している．

浅水パラメータε_s=h_0/L_0と相対粗度k_s/hが水深平均流速と流速鉛直分布に与える影響を考察する．式(35)を式(3)に代入し，移流項を基準とし，非定常項，各項の符号，成分を無視して整理すると，式(36)が得られる．

$$
\begin{aligned}
&F_c+\frac{F_h}{Fr^2}+\frac{\varepsilon_*{}^2}{\varepsilon_s}F_0 \\
&+\left(\varepsilon_s{}^2+Fr^2\frac{\varepsilon_*{}^2}{\varepsilon_s}\right)F_{dp}+\left(\varepsilon_0{}^{1.2}\varepsilon_*\varepsilon_s+\frac{\varepsilon_*{}^2}{\varepsilon_0{}^{0.5}}\right)F_t \\
&+\left(\varepsilon_b\varepsilon_v+\lambda\varepsilon_k\varepsilon_r\right)\left(1-\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_0{}^{0.7}}\right)F_{ub}=0
\end{aligned}
\tag{36}
$$

ここに，F_c：移流項，F_h：静水圧分布項，F_0：重力項と底面せん断応力項，F_{dp}：非静水圧分布項，F_t：流速鉛直分布とレイノルズ応力による水平応力項，F_{ub}：移流による底面との運動量交換項である．**図-4**に流れのスケールが変化した場合の式(36)における重力項と非静水圧分布項の移流項に対する大きさを示す．ここでは，どの程度のスケールの現象において，各項が重要か，そうでないかを検討するため，各項の大きさが2オーダー違うと小さい方は無視できると考え，移流項に対する各項の大きさの対数の-2 ～ +2の範囲の等高線を示している．対象とするスケールが大きい(ε_sが小さい)ほど，また相対粗度k_s/hが大きいほど，水深平均流速場は重力項と底面せん断応力項によって決定付けられ，流れの非平衡性は無視できることが分かる．また，流れのスケールが水深のスケールに近づいてくると(0.1<ε_s)，もはや静水圧分布を仮定することができず，圧力の非静水圧成分を考慮する必要があることが分かる．

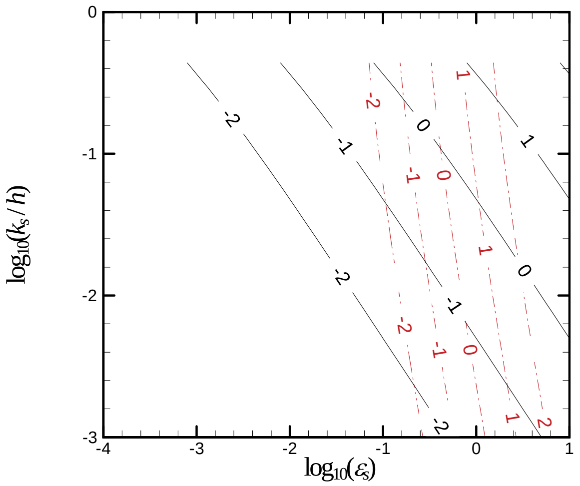
次に，式(35)を用い，式(1)を無次元化すると，式(37)



——— ：重力項・底面せん断応力項F_{vg}に対する移流項F_{vc}の大きさ

-·-·-· ：重力項・底面せん断応力項F_{vg}に対する非静水圧項F_{vdp}の大きさ

図-6 流れのスケールと渦層の流れの支配要因



——— ：重力項・底面せん断応力項F_{rg}に対する移流項F_{rc}の大きさ

-·-·-· ：重力項・底面せん断応力項F_{rg}に対する非静水圧項F_{rdp}の大きさ

図-7 流れのスケールと粗度層の流れの支配要因

が得られる．

$$(\delta u_i)^* = \varepsilon_{ij3}(\Omega_j h)^* + \frac{\varepsilon_s^{\ 2}}{\varepsilon_*\varepsilon_0^{\ 0.9}}\left(\frac{\partial Wh}{\partial x_j}\right)^* \tag{37}$$

一方，式(7)の渦度方程式を無次元化して求めた水深積分渦度を式(37)に代入すると，水面と底面の流速差δu_iに関する各項のオーダーは式(38)で表される．

$$(\delta u)^* = (\delta u_e)^* + \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_*\varepsilon_0^{\ 0.1}}\right)\left(1+\frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_0^{\ 0.9}}\right)F_{\omega c} + \varepsilon_0\varepsilon_s^{\ 2}F_{\omega t} + \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0^{\ 0.4}}{\varepsilon_*}(\varepsilon_b\varepsilon_v + \lambda\varepsilon_k\varepsilon_r)F_{\omega b} + \frac{\varepsilon_s^{\ 2}}{\varepsilon_*\varepsilon_0^{\ 0.9}}F_W \tag{38}$$

ここに，δu_e：平衡状態の流速鉛直分布(水深平均流速から決まる流速鉛直分布)，$F_{\omega c}$：分散項を含めた移流項と回転項，$F_{\omega t}$：乱流拡散項，$F_{\omega b}$：移流による底面との渦度交換項，F_W：鉛直方向流速の空間分布項である．**図-5**は，**図-4**と同様の方法で，流速鉛直分布に与える各項(F_{ω}，F_W，$F_{\omega b}$)の影響の大きさを示したものである．$F_{\omega c}$は，底面せん断応力によって生じる横断方向の渦度を水平方向の流速変化によって回転させる項や鉛直方向の渦度の回転項の大きさを示している．この項が大きくなるほど等流の流速分布からのずれが大きく，流速鉛直分布の非平衡性が大きくなる．相対粗度k_s/hが大きくなるほど流速鉛直分布はやや変形しにくくなる傾向があるが，むしろ流速鉛直分布の非平衡性は，対象とする流れのスケールの水深に対する比ε_sに支配されていることが分かる．なお，底面における移流による渦度交換項$F_{\omega b}$は水平方向の渦度輸送項$F_{\omega c}$よりも1オーダー程度小さい．これは，本解析では鉛直流速分布と壁法則について平衡状態を仮定して代表スケールを定めたためであり，非平衡性の強い局所流においてはその影響は大きくなると考えられる．

非平衡粗面抵抗則を構成する渦層，粗度層の運動方程式(21)，(22)について，式(35)を用いて無次元化し整理すると，それぞれ式(39)，式(40)が得られる．

$$\left(\frac{\varepsilon_b\varepsilon_s\varepsilon_v^{\ 2}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)F_{vc} = F_{vg} - \frac{1}{Fr^2}\left(\frac{\varepsilon_b\varepsilon\varepsilon_v^{\ 2}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)^2 F_{vh} - \left(\frac{\varepsilon_b\varepsilon_s^{\ 3}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)F_{vdp} \tag{39}$$

$$\left(\frac{\varepsilon_k\varepsilon_s\varepsilon_r^{\ 2}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)F_{rc} = F_{rg} - \frac{1}{Fr^2}\left(\frac{\varepsilon_k\varepsilon_s\varepsilon_r^{\ 2}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)^2 F_{rh} - \left(\frac{\varepsilon_k\varepsilon_s^{\ 3}}{\varepsilon_*^{\ 2}}\right)F_{rdp} \tag{40}$$

ここに，F_{vc}，F_{vg}，F_{vh}，F_{vdp}とF_{rc}，F_{rg}，F_{rh}，F_{rdp}はそれぞれ，渦層，粗度層の運動方程式における移流項，重力項・せん断応力項(流体力項)，圧力の静水圧成分の項及び圧力の非静水圧成分の項である．

図-6, 7は，**図-4, 5**と同様の方法で，渦層，粗度層の運動方程式において重力項・せん断応力項(流体力項)に対する移流項F_{vc}，F_{rc}とと非静水圧分布項F_{vdp}，F_{rdp}の大きさを示している．従来の平衡粗面抵抗則では，これらの項が無視され，重力項とせん断応力項が釣り合うとされている．このため，**図-6, 7**でこれらの項が小さくない範囲では，従来の平衡粗面抵抗則は適用できないことを示す．**図-6**より，渦層内の運動方程式の移流項は，相対粗度k_s/hの影響を強く受け，流れと粗度のスケールが小さいほど大きくなることが分かる．**図-6**から相対粗度k_s/h<10^3のような小さな粗度の領域では，ε_s>10^{-3}で移流項が無視できなくなる．このスケールは**図-5**と比較しても小さくないスケールであり，本解析法では底面粗度が小さく，流れの三次元性が重要となる箇所においては渦層の非平衡性が無視できないことを示している．具体の例としては，水深が大きく粗度が小さい局所流現象，砂河床における構造物周りの洗掘が相当し，このような場合は渦層の非平衡性を考慮することが重要となる．0.1<ε_s

表-3 Song & Graf [46]の粗面の加速，減速流の実験条件

実験	S(%)	Q(ℓ/s)	D(cm)
AS93-Q100	-0.93	100	19.0
DS90-Q70	0.90	70	18.0
AS00-Q145	0	145	20.0
DS25-Q90	0.25	90	20.0

となると，非静水圧項が無視できなくなる．渦層の厚さδz_bを薄くするほど渦層内の非平衡性は小さくなるため，局所洗掘現象を三次元解析する場合，粗度が小さいほど最下層メッシュを小さく(薄く)する必要がある．本解析法では，式(16)に示したように渦層の厚さδz_bと水深hの比が固定されているが，式(20),(21)を導入することにより，実質的に渦層の厚さを薄くすると同時に，渦層下面(粗度表面)を通過するフラックスや非平衡せん断応力を考慮することにより，底面近傍の流れの解像度を向上させている．図-7から，粗度層内では，渦層内の場合と異なり，相対粗度k_s/hが大きいほど移流項の影響が大きくなる．相対粗度k_s/h>0.1のように大きな粗度の領域では，ε_s>10^{-2}で移流項が無視できなくなる．この範囲は，図-5で示した流速鉛直分布の影響が無視できなくなる範囲と大きく違わない．従来の粗面抵抗則は少なくとも粗度表面より上の領域でしか適用できなかった．しかし，礫床河川において流れの三次元性が重要となるような解析においては，粗度層内の非平衡性を考慮する必要がある．粗度がそれほど大きくなくても，0.1<ε_sとなると粗度層内の非静水圧項が無視できなくなる．

以上のように，本章では水深に対する流れの代表スケールを用いて，流れの三次元性の考慮や非平衡粗面抵抗則を導入することが必要な範囲について考察した．ただし，流速の鉛直分布や渦層，粗度層において，平衡状態を仮定した場合の代表スケールから各種非平衡性を検討したものであり，各非平衡現象の相互作用を考慮していない．このため，実際には図-4～7で示した範囲よりも広い範囲で流れの三次元性や非平衡粗面抵抗則が重要となると考えられる．図-6, 7から，粗度が小さい場合は渦層，粗度が大きい場合は粗度層の流れの非平衡性はそれぞれ大きくなることから，局所流場の底面近傍流速や河床に作用するせん断応力を評価する場合には非平衡粗面抵抗則を導入する必要がある．

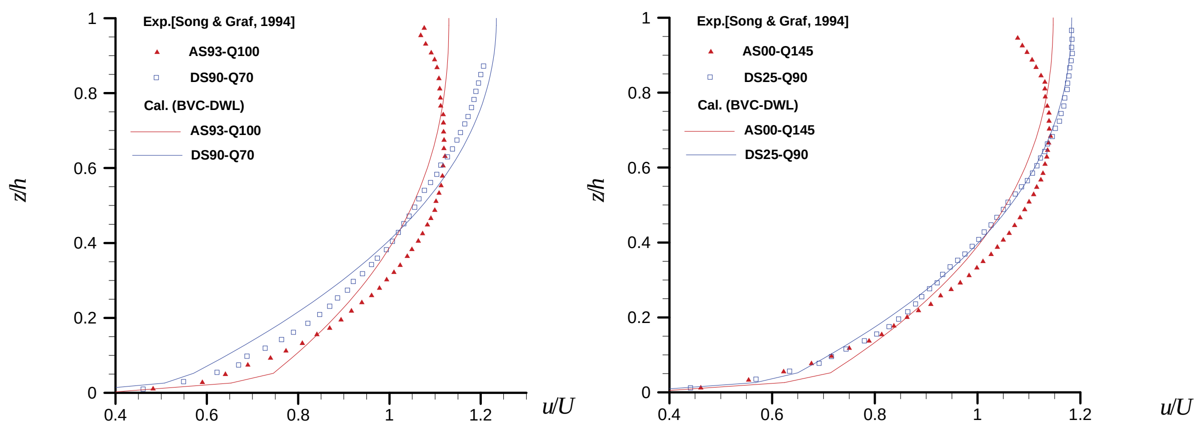
5. BVC-DWL法の適用

(1) 緩やかな加速・減速流れの解析

構造物近傍の局所流速への適用に先立ち，緩やかな加速，減速流における本解析法の流速鉛直分布の再現性について検討する．加速，減速する開水路流れの研究については，実験的，理論的立場の研究[46),47)]の他，水深積分モデルにおける流速鉛直分布の数値解析法の構築を目的とした研究[48)]がある．本研究では，粗面の斜面上において加速・減速流の流速鉛直分布が計測されたSong & Grafの実験[46)]に本解析法を適用し，検討する．実験[46)]では，長さ16.8m，幅0.6m，高さ0.8mの可変勾配水路が用いられ，河床勾配S，流量Q，水深Dを変化させた，種々の加速，減速流場において超音波ドップラー流速計(ADVP)を用いた計測がなされている．ここでは，論文[46)]から流速鉛直分布を読み取ることができた表-3の実験条件を対象としている．AS93-Q100，DS90-Q70は実験条件の中で最も加速・減速が大きい比較条件であり，AS00-Q145，DS25-Q90は水深が等しい加速，減速流の比較条件である．解析は実験水路と同じ条件で行い，実験と同様に上流から14.1mの断面の流速鉛直分布を種々の解析法を用いて計算する．相当粗度 k_sと原点位置δz_0は，解析手法の妥当性の検証のために等流状態の流速分布から定めた値を用いることが望ましい[28)]が，等流状態の実験データは示されていないため，ここでは簡単に d_{50} (1.23 mm)をそのまま相当粗度 k_sとして与え，原点位置δz_0は 0.3k_sとする．

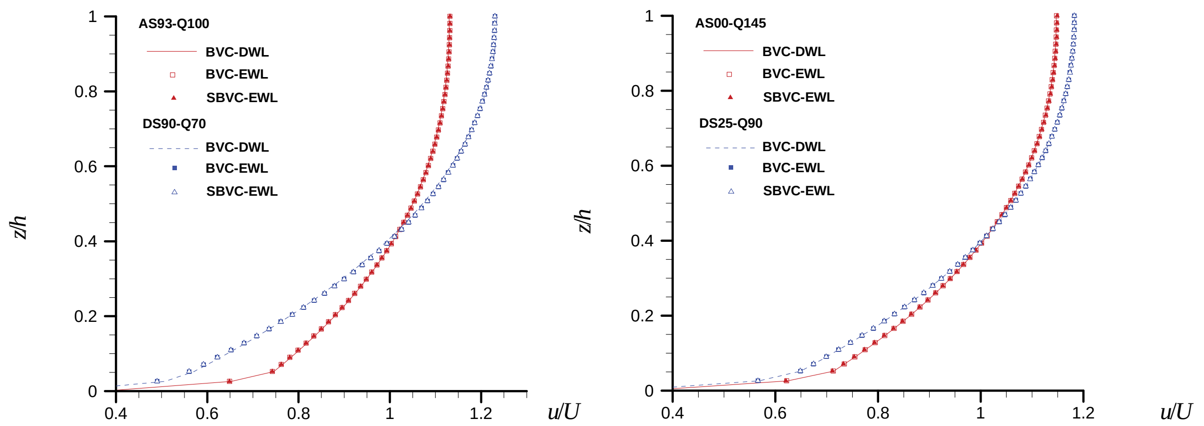
図-8は，Song & Grafの実験結果[46)]とBVC-DWL法による計算結果の流速鉛直分布の比較である．一般に，減速流れでは大きな流速勾配が水面付近まで及び，全体的に痩せた流速分布になるのに対して，加速流れでは，底面近傍以外は一様な太い流速分布となり，水面近傍では逆勾配となる場合もある[46),47)]．減速流れについて，本解析結果は実験結果をよく再現していると言える．DS90-Q70とDS25-Q90の再現性の差異は用いた粗度係数値の影響が大きいようである．一方，加速流においては，太い流速分布が解析されているが，減速流に比べて分布形の再現性はよくない．音田ら[48)]も同一の条件を水深積分モデルで解析し，減速流は精度よく再現できるが，加速流の再現性には課題があることを報告している．本解析法の課題は以下のように考えられる．加速流では，強い流速勾配が底面付近に閉じ込められるため，渦度が鉛直方向に急変するが，本解析法では渦度分布は滑らかな二次曲線で表される．この結果，解析結果では主計算領域では流速分布が滑らかとなり，渦層と主計算領域の間で流速勾配が急変している．図-9は，図-8と同様の条件において，BVC-EWL，SBVC-EWLの解析を行い，BVC-DWL法の計算結果と比較したものである． いずれの条件においても，渦層を含めて三つの解析結果の違いはほとんどないことが分かる．

以上より，本解析法は加速流れにおいて鉛直方向の渦度分布，特に底面近傍の渦度の評価方法などに課題を残すが，減速流の痩せた流速分布を再現できることを示した．また，緩やかな加速，減速流れにおいては浅水流の仮定と渦層以下の流れの非平衡性の影響は解析には表れ



(a) 実験条件の中で加速，減速が最も大きい流れ　　(b) 水深が同じ条件の加速・減速の流れ

図-8　緩やかな加速・減速流れにおける実験結果とBVC-DWLによる解析結果の比較



(a) 実験条件の中で加速，減速が最も大きい流れ　　(b) 水深が同じ条件の加速・減速の流れ

図-9　緩やかな加速・減速流れにおける各種解析法の解析結果の比較

ず，無視できることが分かった．

(2) 橋脚周り三次元流れの解析

橋脚前面などの局所三次元流れの解析では浅水流の仮定が適用できず，SBVC法の適用に問題があることが明らかとなっており，浅水流の仮定を用いないBVC法が必要である[19]．**第4章**では，小さな粗度の場合，河床近傍の渦層において非平衡性が大きくなることを指摘した．ここでは，BVC-DWL法を用いた局所流の必要性と妥当性を検証する．

解析対象は，Roulund *et al.*[9]の粗面固定床実験(**表-4**)である．詳細は文献[9]を参照されたい．計算格子は，橋脚周辺において $D/40$ で分割し，橋脚から離れるにしたがって，徐々に大きくしている．上流端境界条件に流量，下流端境界条件に水深を与える．底面の相当粗度は彼らが実験により求めた k_s=10mm (δz_0=0)を用いる．この実験に対して，著者らは平衡粗面抵抗則を用いてBVC法とSBVS法を比較し，SBVC法では鉛直方向流速の影響が考慮できないために，馬蹄形渦による橋脚前面の逆流の大きさを過大評価する問題とBVC法の有効性を示した[19]．しかし，BVC法においても橋脚極近傍の底面付近の下降流が評価できず，逆流域を厚く計算することと，背後の剥離渦の構造が再現できないことが課題として示されている[5,19]．

図-10は，橋脚中心縦断面における流速分布の実験値と，平衡，非平衡粗面抵抗則を用いたBVC法による解析結果(BVC-EWL法，BVC-DWL法)の比較である．橋脚前面では，いずれの解析結果も実験結果に比べて水面流速が低下し，直上流の流速分布が実験結果よりも変形している．本解析法では，構造物極近傍において水面流速の運動方程式の精度に課題があると考えられる．この結果，構造物極近傍の底面流速の逆流が実験結果に比べて大きく計算されるが，いずれの解析結果も馬蹄形渦の特徴を説明できている．一方，橋脚背後の剥離領域内については，実験結果では底面で逆流が発達している．解析結果を見ると，BVC-EWL法では発生していない底面近傍の逆流がBVC-DWL法では見られるものの，全体的には両者の特徴に差は無く，実験結果とは逆に水面付近で逆流域が発達している．このため，背後の剥離領域の渦構造の流れの解析精度を改善するには，底面境界条件ではなく主計算領域の解析精度に課題があると考えられる．具体の課題と解決策については明らかでないが，本解析

表-4　Roulund *et al.*[9]の粗面固定床実験条件

橋脚直径 D (m)	0.536
平均水深 h_0 (m)	0.54
平均流速 U_0 (m/s)	0.326
水路幅 B (m)	4.0
フルード数Fr	0.14
相当粗度 k_s (mm)	10.0

条件においては Roulund et al.[9]の三次元乱流モデルでは再現されていたために，三次元モデルから本解析法を導出する際の簡略化過程に問題があると考えられる．特に，構造物背面の剥離領域の複雑な三次元流れにおいては渦度方程式の分散項や乱流拡散項の評価が重要と考えられる．本解析法では，分散項については式(12)のように鉛直方向流速の効果を簡略化し，乱流拡散項については式(11)のように渦動粘性係数の鉛直分布を考慮していない．この点については今後の課題である．

図-11 は，橋脚前面の河床付近の流れについて実験値と BVC-EWL 法，BVC-DWL 法による計算値を比較したものである．実験は，橋脚前面の河床極近傍において下降流が発生し，逆流域が薄く広がっている．いずれの解析結果も，水面流速の低下の影響によって構造物極近傍の下降流と底面付近の逆流がやや大きく計算されている．平衡粗面抵抗則を用いた BVC-EWL 法では，底面 z_bにおける鉛直方向フラックスを無視するため逆流域が厚くなり，渦層内で河床表面(z=z_t)に近づくほど逆流流速が大きくなる実験結果の特徴が説明できていない．BVC-DWL 法では，逆流域上流部(x/D=−1 付近)で実験結果にはない渦層流速と粗度層流速が流下方向に再加速している領域がある．この理由のひとつには，渦層内の複雑な流れを一層の乱流境界層モデルでは十分に表現できていないことが考えられる．しかし，BVC-DWL 法は，BVC-EWL 法では考慮できない底面の下降流と渦層以下の流速分布の変形を考慮でき，逆流方向の運動量が河床表面付近まで輸送される渦層内の複雑な流速分布の特徴を説明できている．

図-12 に，BVC-EWL 法，BVC-DWL 法による橋脚前面の底面流速分布の比較と，BVC-DWL 法による粗度層の流速分布を示す．ここでは参考のため，SBVC-EWL 法による底面流速分布も示している．また，平衡粗面抵抗則を用いた SBVC-EWL 法，BVC-EWL 法では粗度層流速分布のパターンは，底面流速の場合と同じであるため，本論文では EWL 法を用いた解析による粗度層流速は示していない．SBVC-EWL 法による底面流速は鉛直方向流速が考慮されていないため，渦度が集中し伸長する橋脚頂部で逆流が大きくなり，放射状の底面流速場が計算される[19]．鉛直方向流速が底面流速に与える影響を評価できる一般底面流速解析法では橋脚前面の底面流速分布の解析結果はかなりの程度改善される[19]．一般底面流速

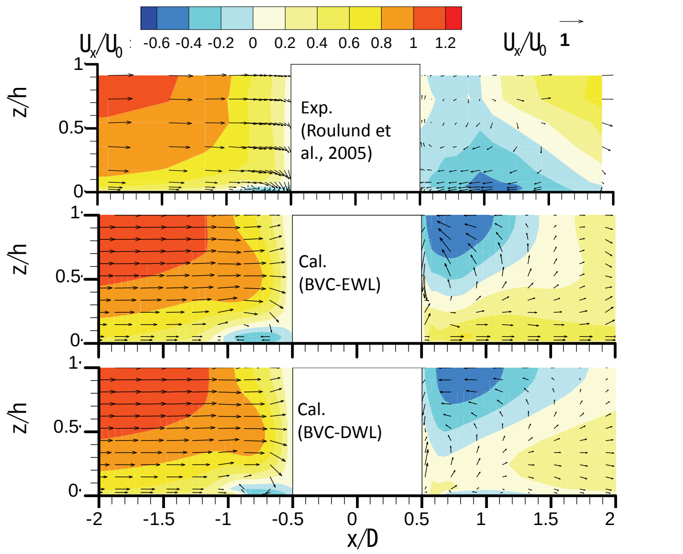


図-10　橋脚中心鉛直断面における流れの比較

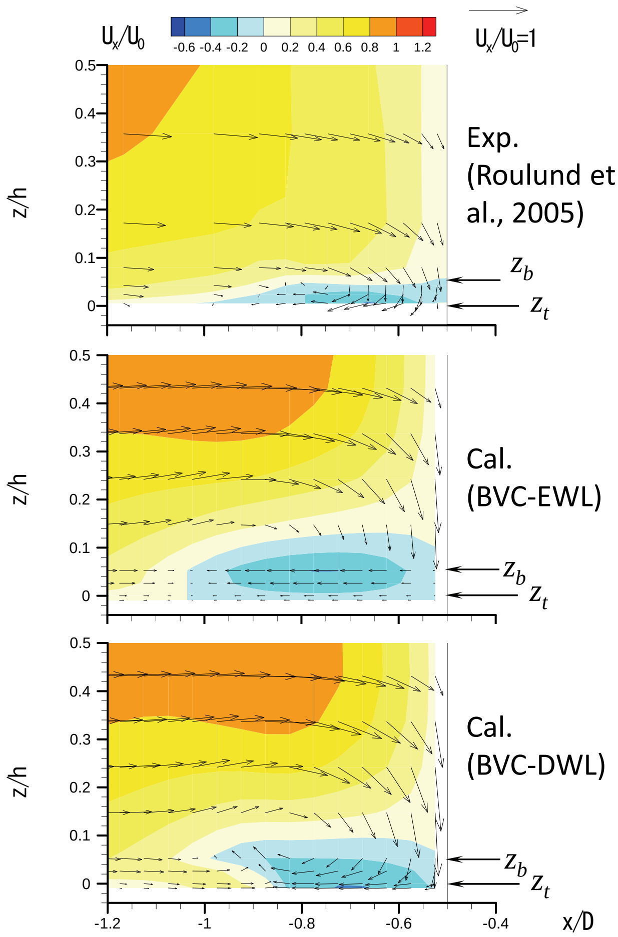


図-11　橋脚前面の河床付近の流れの比較

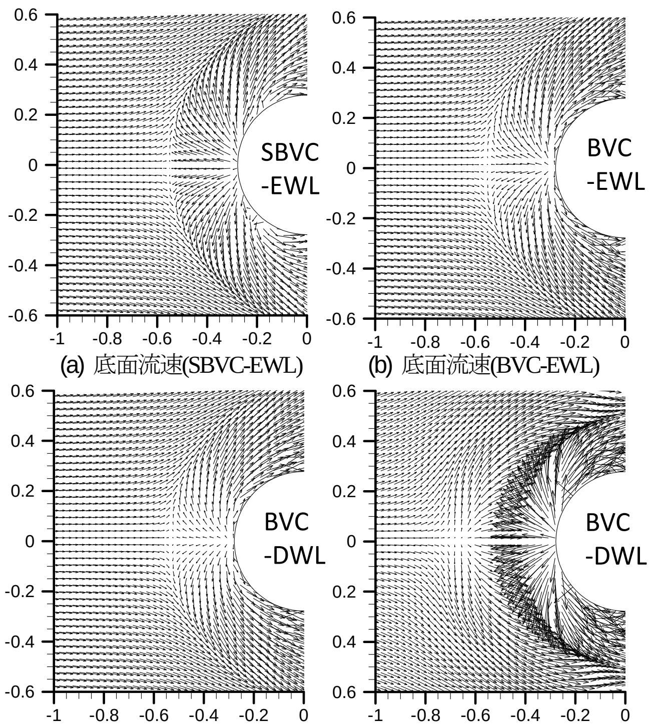
解析法による BVC-EWL 法と BVC-DWL 法の底面流速を比較すると，BVC-EWL 法の方が BVC-DWL 法に比べてやや逆流が大きく計算されているが，全体的な底面流速分布の傾向には大きな差はない．しかし，BVC-DWL 法の粗度層流速を見ると，流れのパターンは底面流速の場合と大きく異なり，底面流速と比較して逆流域と流速の場所的変化がかなり大きくなり，洗掘力が増加している．

以上より，構造物前面の水衝部では下降流によって河床極近傍の流れの非平衡性が大きくなり，底面流速と粗度層流速は大きく異なる．このため，河床の掃流力を評価するためには，非平衡粗面抵抗則が重要である．

(3) 礫床河川における水衝部の三次元流れの解析－強い非平衡性のある三次元流れ－

礫床河川では，コンクリート護岸は河岸を直接防護する一方で，最大洗掘深の増大や下流部に新たな水衝部を形成する等の問題が指摘され[6]，常願寺川では巨石付き盛土砂州による河岸防護工法が検討されている[49]．このような水衝部対策を適切に行うためには，礫床河川の水衝部の局所流場を再現出来る解析法が必要となる．しかし，現地スケールの詳細な流速分布は計測することが困難であり，護岸近傍の激しい局所流場の流速計測データはほとんどない．近年，輿石ら[26),50)]は解析法の検証データの取得と堤防際水衝部の三次元流れ構造の実態把握のために，ADCPの個別のビームを用いた構造物周辺の局所三次元流速分布の計測法を開発し，2011年常願寺川現地実験において詳細な三次元流速データを計測した．計測結果とBVC法による解析結果との比較では，礫床河川の水衝部の二次流強度が実測値の半分以下で計算されるなど，局所流解析におけるBVC法の再現性に問題があることが明らかとなった[26),27)]．**第4章**で示したように，河床の粗度が大きい場合，局所流において粗度層内の非平衡性が無視できなくなる．常願寺川現地実験では，河床表層は大きな混合粒径河床材料によって構成され，複断面蛇行流路の水衝部では，底面近傍で複雑な流れとなり，平衡粗面抵抗則が適用できないと考えられる．ここでは，常願寺川現地実験にBVC-DWL法を適用し，礫床河川の水衝部の三次元流れへの適用性を検証する．

常願寺川現地実験と流速計測方法の概略を示す．実験水路は流路全長170m，堤間幅20m，縦断勾配1/200の中に幅4.0m，深さ0.7mの低水路を有する複断面蛇行水路である．コンクリート製の垂直壁の護岸を上流，下流の水衝部に設け，流量6.9m^3/s(本解析による推定値)の条件で，上流の水衝部(**図-13**，断面a-g)で局所三次元流の計測が行われた．**図-13**に示すように水衝部の直下では巨石付盛土砂州が設置され，洗掘・侵食が進行しないようになっている．実験の詳細は文献を参照にされたい[51)]．流速計測は，**図-13**に示す流速計測範囲において，縦断方向に可動式のレールを設置し，RD Instruments社製Workhorse ADCP Rio Grandeを固定した土台をレールに設置し，それを左岸から右岸方向に牽引しながら断面の三次元流速場を計測した[26),50)]．この流速計測では，ADCPのビームの広がりによる局所流速計測の精度低下を防ぐために，4方向のビームの流速データを個別に取得し，計測後にこれらを重ね合わせて三次元流速を求めている．この方法



(a) 底面流速(SBVC-EWL)　(b) 底面流速(BVC-EWL)

(c) 底面流速(BVC-DWL)　(d) 粗度層流速(BVC-DWL)

→：u_{bx}/u_{b0}＝2 ((a)-(c)のベクトル)，→：u_{rx}/u_{r0}＝2 ((d)のベクトル)
u_{b0}：接近流速の底面流速，u_{r0}：接近流速の粗度層流速
横軸，縦軸の単位:(m)

図-12 橋脚前面の底面・粗度層流速分布の解析結果の比較

は，水衝部の流れを精度よく計測出来，水深が深くなるほど，従来の4本のビームを平均する計測法と比較して流速計測の精度が向上する[50)]．断面c,eにおいては水面付近の計測不能領域を補間するため，電磁流速計を用いて水面から0.15m付近の計測を行った．**図-13**の底面流速はADCPにより計測された水深の70%の深さの流速，水面流速は電磁流速計により計測された流速である．ADCPによる局所流計測に関する詳細は文献[26),50)]を参照にされたい．

解析の境界条件は，上下流に観測水位を与え，底面粗度は河床表層に存在する礫径の範囲内で，実測の水位縦断分布や流量，流速分布を説明するようにk_s =0.10mを用いた．巨石設置個所はk_s = 0.4mを与えた．対数分布則の原点位置は，δz_0=0.3k_sとした．解析地形は縦断幅0.5m，横断幅0.25mのデカルト座標メッシュに5.0m毎のTS測量結果とADCP河床形状測定結果を用いて作成した[26)]．本研究では，平衡粗面抵抗則を用いた底面流速解析法(BVC-EWL)による同一条件の解析を行い，非平衡粗面抵抗則を用いた解析(BVC-DWL)と比較し，非平衡粗面抵抗則をBVC法に導入することの有効性を検討する．

図-14にBVC-DWL法による水面流速と底面流速分布を示す．**図-13**の実測結果と同様に，水面近傍の流速は外岸方向に向かうが，底面流速は曲りによる二次流と巨石による水撥ねにより内岸方向に向かっている流れ場が説

明できている．図-15はBVC-EWL法とBVC-DWL法による底面流速と粗度層流速の分布である．底面流速分布を比較すると，図中の○で示す流線の曲りと巨石の影響が強い範囲において，底面付近で内岸側に向かう流れはBVC-DWL法の方がBVC-EWL法の結果より顕著に表れている．しかし，その他の場所では大きな差は無く，全体的な底面流速の流れの特徴は同様である．一方，粗度層内流速を見るとBVC-DWL法の方が明らかに二次流の影響を受けた内岸方向への流れが大きく，BVC-EWL法の計算結果と大きく異なる．図-11, 12で示したように構造物近傍で下降流が発達する流れでは，粗度表面まで流速分布が変形する．さらに，河床粗度が大きい礫床河川の場合では粗度層にも運動量が輸送され，図-15のBVC-DWL法のように底面流速と粗度層流速の差が大きくなり，3章で示したように礫床河川の局所流では粗度層内の流れの非平衡性が強く，無視できないことを示している．ただし，局所流場における粗度層流速の解析結果の妥当性についてはさらに検証する必要がある．

図-16, 17に各計測断面における実験値とBVC-EWL法, BVC-DWL法による計算結果の比較を示す．計算結果は河床面を粗度層の上面z_tとし，粗度層上面z_tから水面z_sまでの流速を渦層を含めて示している．また，底面の位置z_bは下から三番目のベクトルの位置である．実測結果を見ると，水衝部に接近する断面a, bでは低水路右岸側の底付近に右回りの弱い二次流が形成されている．護岸水衝部となる断面c～eでは断面全体に右回りの大きな二次流が発達している．特に巨石付き盛土砂州直上流面の断面eでは，水撥ねにより底面付近に強い左岸方向への流れが生じている．その下流の断面f, gでは，主流は巨石付き盛土砂州際に寄り，底面近傍では強い左岸方向流速を持つことによって，図-13に示した巨石群前面の局所洗掘が形成される．BVC-EWL法の解析結果を見ると，護岸水衝部の断面全体の二次流と巨石付き盛土砂州前面の水撥ねによる流速分布の特徴を説明している．しかし，接近流速の底面付近の二次流が計算できていないことや(断面a, bの底面付近), 水衝部の二次流強度(断面c～e)や水撥ねによる左岸方向への底面流速の大きさ(断面f, g)は実測結果と比べると小さく，主流速分布の外岸への集中も十分でない(断面c～g)ことなどの違いがある．BVC-DWL法では，BVC-EWL法と同様に接近流速分布(断面a, b)を再現できていない．また，水衝部上流の護岸壁近傍(b, cの護岸前面)の流れが実験と異なる．計算結果では，この領域は主流速が小さく，反時計回りの非定常の二次流が発生したことから，複雑な乱流場が形成されており，このような領域では橋脚背後の剥離域と同様に，本解析法では十分でないと考えられる．しかし，全体的に見て二次流強度及び二次流による主流速分布の外岸方向への移動については，BVC-DWL法はBVC-EWL法と比較して

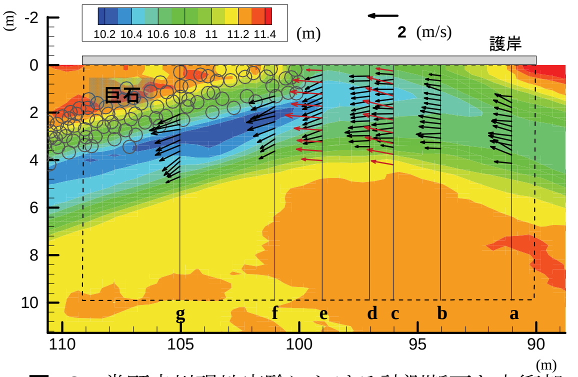


図-13　常願寺川現地実験における計測断面と水衝部の水表面(赤)・底面(黒)流速の実測結果[26]

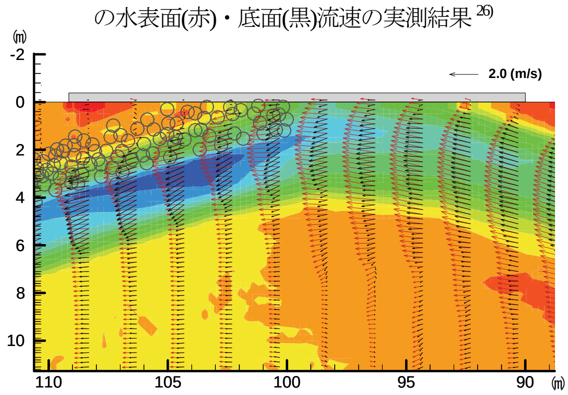
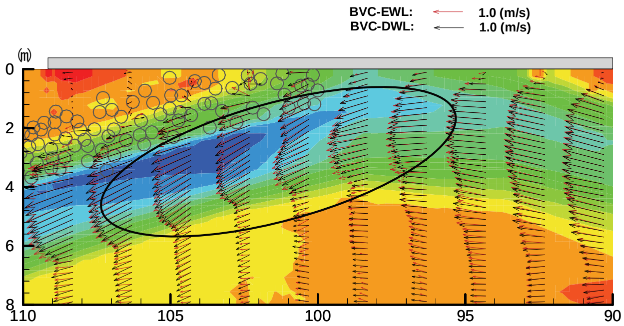


図-14　BVC-DWLによる水表面(赤)・底面(黒)流速の解析結果


(a)　底面流速($z=z_b$)

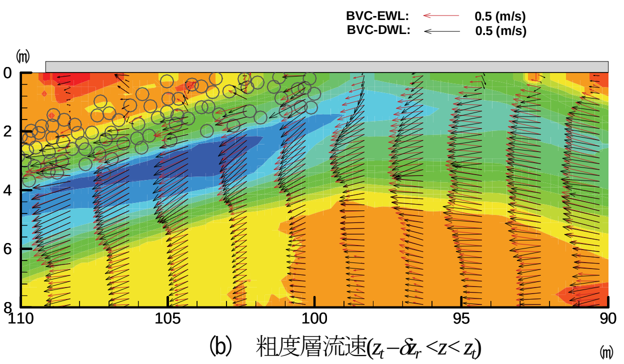

(b)　粗度層流速($z_t-\delta z_r<z<z_t$)

図-15　平衡粗面抵抗則と非平衡粗面抵抗則を用いた場合の水衝部の底面流速と渦層流速の解析結果の比較

改善されている．特に巨石付き盛土砂州の影響を強く受けている断面e～fにおいて，断面eでは低水路中央付近の二次流セル中央の下降流と実測結果と同程度の底面流速が再現され，断面f, gでは，巨石群前面では底面近傍に速い主流速と左岸方向への強い底面近傍流速が説明されているなど，局所流場の解析精度が改善されている．

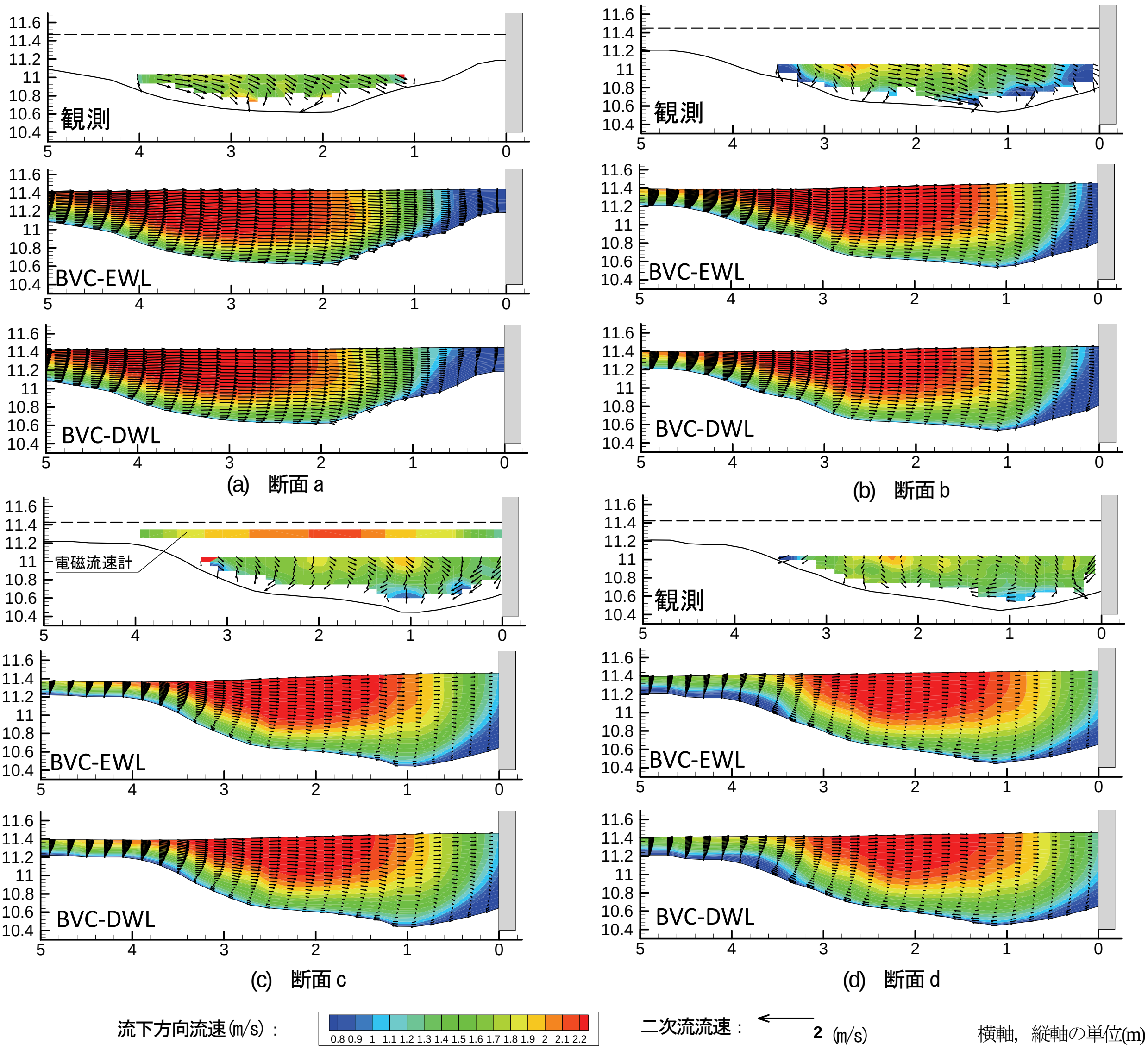


図-16　水衝部の流れの三次元構造の計測結果と解析結果(BVC-EWL，BVC-DWL)の比較(断面 a-d)

これは**図-15**に示したように，水衝部や巨石による水撥ねが生じる箇所では渦層と粗度層内の流れの非平衡性が強く，平衡粗面抵抗則では十分に評価することができないためである．既往研究[26]の段階では，本実験に対する局所流の不一致は，接近流速(断面a，b)の再現精度の問題が主原因と考えられていたが，以上のように粗面近傍の非平衡流れを力学機構を運動方程式と連続式に基づいて考慮することで，礫床河川の局所流の解析精度が改善されることが明らかとなった．

6.　結論

本研究では，河床近傍の流れの非平衡性を考慮した一般底面流速解析法(BVC-DWL法)を開発し，構成する方程式の各項のオーダー比較や種々の流れへの適用を通して，本解析法の有効性と妥当性を示すとともに，構成する方程式がどのような流れ場で，どのような水理量の解析で重要となるのかについて検討した．以下に本研究で得られた主要な結論を示す．

1) 粗度の多重スケール性を考慮するために，流れの解析領域を，(大きな粗度の影響を解析する)主計算領域，河床表面の薄い渦層，粗度表面の抵抗を支配する粗度層及びその下の浸透層に分けた．本解析法は，主計算領域の流れを解く一般底面流速解析法(BVC法)と，渦層，粗度層の流れを解く非平衡粗面抵抗則(DWL)の解析法から構成されている．渦層，粗度層の運動方程式は平衡状態において，従来の粗面抵抗則に帰着するように導出した． ただし，粗度層流速の大きさや粗度層厚さについては検証できておらず，浸透層の解析法と合わせて今後の課題である．
2) 渦層，粗度層の流れの非平衡性は，相対粗度k_s/hが小さくなるほど渦層で強く，粗度層で弱くなる．相対粗度k_s/hが小さい条件($k_s/h<10^{-3}$)では，$\varepsilon_s>10^{-3}$から渦層の非

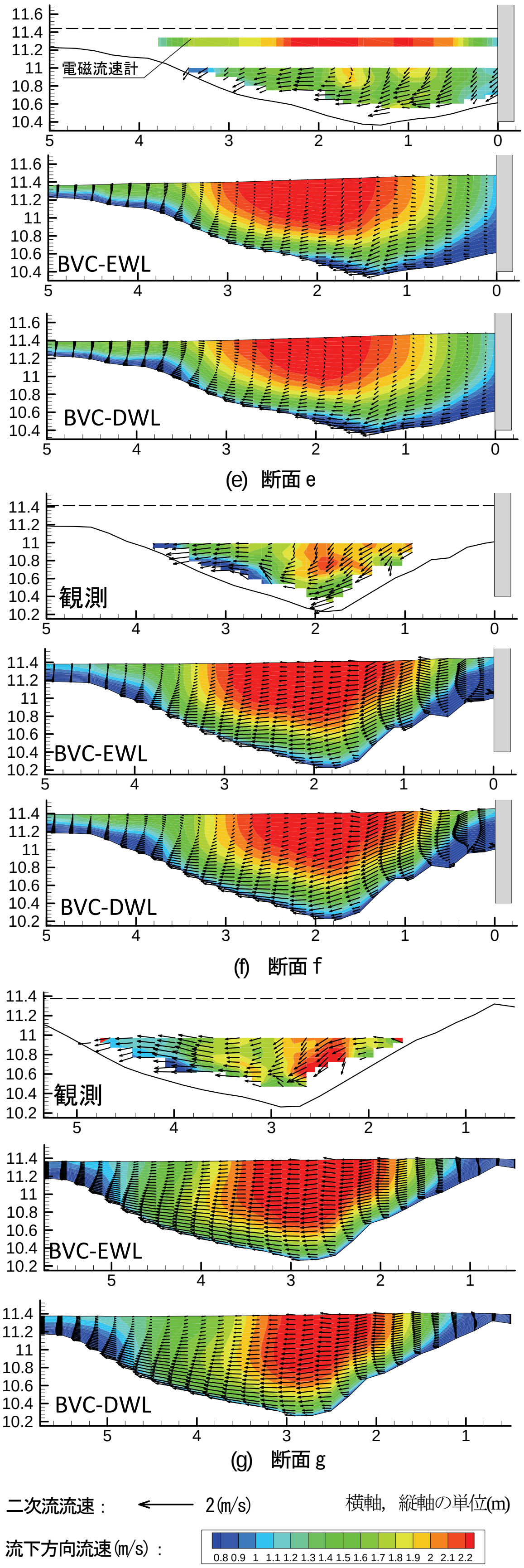


図-17 水衝部の流れの三次元構造の計測結果と解析結果(BVC-EWL，BVC-DWL)の比較(断面 e-g)

平衡性が無視できなくなる．このため，砂河床の局所洗掘解析においては渦層の非平衡性を考慮した解析法が必要である．一方，粗度層内の非平衡性は，相対粗度k_s/hが大きい条件(k_s/h>0.1)では，ε_s>10^{2}から無視できなくなるため，礫床河川の局所流解析においては渦層の非平衡性に加えて粗度層の非平衡性も考慮する必要がある．

3) 本解析法は，開水路粗面上の加速する流れについて，底面近傍の大きな流速分布領域などを再現するのに課題を残すが，減速する流れについては実験の流速分布をよく再現できることを示した．また，緩やかな加速，減速流などの非平衡性の弱い流れにおいては，浅水流の仮定と渦層以下の流れの非平衡性の影響は解析に現れないことが確認された．

4) 橋脚周りの局所流解析において，平衡粗面抵抗則を用いた一般底面流速解析法(BVC-EWL法)は，橋脚前面の馬蹄形渦による逆流域を厚く計算し，河床に近づくほど逆流の強さが強くなる底面近傍の流れを計算できない．非平衡粗面抵抗則を用いたBVC-DWL法では，薄く発達する逆流域と河床近傍の強い非平衡流れの実験の特徴を再現できる．橋脚前面の粗度層内の流速分布は主計算領域の底面流速分布と大きく異なることから，橋脚周りの局所洗掘解析における河床砂に作用する流体力の評価には非平衡粗面抵抗則が必要である．

5) 現地礫床河川の水衝部の局所流解析では，BVC-EWL法で課題であった弱い二次流，主流速分布の小さい変形は，BVC-DWL法を導入することによって改善された．さらに，BVC-DWL法による粗度層内の流速分布の解析結果がBVC-EWL法に比べて大きく異なり，礫床河川の局所流では河床近傍の非平衡性が大きいことを示し，礫床河川における局所流や河床流速の解析には三次元的な流速場の評価と同様に非平衡粗面抵抗則の導入が必要であることを示した．

謝辞：本研究の一部は，科学研究費補助金基盤研究(C)（課題番号：26420505，代表：内田龍彦）の助成を受けた．ここに記して謝意を表する．

付録1 渦度の生産項の導出

渦度方程式(7)の生産項を壁法則を用いて導出する．x_i方向運動方程式の乱流によるせん断力項をブシネスク近似を用いて以下のように表わす．

$$T_i = \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{ \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \tag{A1}$$

ここに，本研究では乱れの等方成分による応力は圧力として取り扱い，せん断応力としては非等方成分のみ取り扱う．以下，説明を簡単にするために，y方向渦度

について考える．せん断力項の回転をとった渦度方程式の乱流拡散項を式(A2)で表す．

$$T_{\omega y} = \frac{\partial T_x}{\partial z} - \frac{\partial T_z}{\partial x} = \frac{\partial F_{\omega xy}}{\partial x} + \frac{\partial F_{\omega yy}}{\partial y} + \frac{\partial F_{\omega zy}}{\partial z} \tag{A2}$$

水平拡散項$F_{\omega xy}$，$F_{\omega yy}$については，渦動粘性係数の水平分布は小さいとして，

$$F_{\omega xy} = \frac{\partial}{\partial z}\left(2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} + \nu_t \frac{\partial w}{\partial x}\right) \approx \frac{\nu_t}{\sigma_\omega}\frac{\partial \omega_y}{\partial x} \tag{A3}$$

$$\begin{aligned} F_{\omega yy} &= \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial y} + \nu_t \frac{\partial \upsilon}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_t \frac{\partial w}{\partial y} + \nu_t \frac{\partial \upsilon}{\partial z}\right) \\ &\approx \frac{\nu_t}{\sigma_\omega}\frac{\partial \omega_y}{\partial y} \end{aligned} \tag{A4}$$

と簡略化する．これらは渦度の水平乱流拡散項として評価される．一方，$F_{\omega zy}$については，

$$F_{\omega zy} = \nu_t \frac{\partial \omega_y}{\partial z} + \frac{\partial \nu_t}{\partial z}\frac{\tau_{xz}}{\nu_t} - \frac{\partial \nu_t}{\partial x}\frac{\tau_{zz}}{\nu_t} \tag{A5}$$

である．

式(A2)の第三項を水深積分すると渦度の生産項が得られる．水面を介した渦度フラックスはゼロであり，河床近傍では式(A5)の第三項は他の項に比べて小さく無視できると考えると，渦度の生産項は，

$$P_{\omega y} = \int_{z_b}^{z_s}\left(\frac{\partial F_{\omega zy}}{\partial z}\right)dz = (\nu_t)_b\left(\frac{\partial \omega_y}{\partial z}\right)_b + \left(\frac{\partial \nu_t}{\partial z}\right)_b\left(\frac{\tau_{xz}}{\nu_t}\right)_b \tag{A6}$$

と表すことができる．ここで，渦層内において平衡状態を仮定し，対数分布則が成立するとすると，

$$\left(\frac{\tau_{xz}}{\nu_t}\right)_b = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_b = \omega_{yb}, \quad (\nu_t)_b = (\kappa u_* z)_b \tag{A7}$$

であるため，式(A6)は以下のように変形できる．

$$P_{\omega y} = -(\nu_t)_b\left(\frac{\partial \omega_y}{\partial z}\right)_b - \frac{(\nu_t)_b}{z_b}\omega_{yb} \tag{A8}$$

底面近傍の渦度の鉛直微分は対数分布則を用いて，

$$\left(\frac{\partial \omega_y}{\partial z}\right)_b = -\left(\frac{u_*}{\kappa z^2}\right)_b \tag{A9}$$

と表せる．また，摩擦速度に対応する底面近傍の渦度を平衡状態の渦度として定義すると，平衡渦度は，

$$(\omega_{ye})_b = \left(\frac{u_*}{\kappa z}\right)_b \tag{A10}$$

と表せる．なお，式(18)は等流の流速分布を式(14)としているために式(A10)と異なる式形となっている．式(A8)～(A10)より，

$$P_{\omega y} = (\nu_t)_b \frac{\omega_{ybe} - \omega_{yb}}{z_b} \tag{A11}$$

が得られる．ここで，底面近傍の渦粘性係数$(\nu_t)_b$となる等流状態の水深平均渦粘性係数ν_{tb}を定義すれば，

$$(\nu_t)_b = \kappa u_* z_b = \frac{\kappa}{\alpha h}\alpha u_* h z_b = C_{p\omega}\frac{z_b}{h}\nu_{tb} \tag{A12}$$

となり，式(17)の第一項の乱流拡散による渦度の生産項が得られる．

$$P_{\omega y} = C_{p\omega}\nu_{tb}\frac{\omega_{ybe} - \omega_{yb}}{h} \tag{A13}$$

付録2　渦度方程式の回転項の離散化法

渦度方程式(7)の回転項の適切な離散化方法を検討するため，離散化式が数学的に満たさなければならない式を導出する．まず，横断方向(*y*方向)に粗度や河床高が変化するが，縦断方向(*x*方向)には変化しない流れ場を考える．また，*y*方向流速，*x*方向渦度はゼロとすると，*x*方向渦度方程式は式(A14)で表される．

$$\frac{\partial \Omega_x h}{\partial t} - P_{\omega x} = R_{\sigma x} + \frac{\partial h\overline{\omega_y u_x}}{\partial y} \tag{A14}$$

ここで，鉛直回転項は，

$$R_{\sigma x} = u_{sx}\omega_{s\sigma} - u_{bx}\omega_{b\sigma} = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(u_{sx}{}^2 - u_{bx}{}^2\right) \tag{A15}$$

と表される．一方，鉛直方向流速がない状態においては，式(A14)の水平拡散項は，

$$\frac{\partial h\overline{\omega_y u_x}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(h\overline{\frac{\partial u_x}{\partial z}u_x}\right) = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial y}\left(u_{sx}{}^2 - u_{bx}{}^2\right) \tag{A16}$$

となる．以上より，式(7)では横断方向流速勾配のみからは縦渦は発生しない(本解析法では直線流路における第二種二次流が計算できないことを示している)．このことは数値解析により渦度方程式を解く際には，数値的に鉛直回転項と水平回転項が一致する離散化方法が必要となる．即ち，渦度方程式を離散化した式が式(A15), (A16)の変形を満たすようにしなければならない． 具体的には，以下の三つの条件を満たすように離散化した．

- 式(A16)の最後の式変形を満たすため，渦度の鉛直回転項の水表面流速と河床面流速は回転項の離散化点の平均値にする必要がある．
- 式(A16)を満たすため，渦度の空間補間には水深積分された渦度(流速の次元)を用いる必要がある．
- 式(A15)と式(A16)を一致させるため，鉛直方向渦度は水平回転項の離散化点と同じ点で評価する必要がある．

参考文献

1) Hoffmans, G. J. C. M. and Verheij, H. J.: *Scour Manual*, A. A. Balkema, Rotterdam, 1997.
2) 水理公式集[平成 11 年度版]，土木学会，丸善，1999.
3) Melville, B. W. and Coleman, S. E.: *Bridge Scour*, Water Resources Publications, LLC, Colorado, USA, 2000.
4) 福岡捷二：洪水の水理と河道の設計法，森北出版，2005.
5) Fukuoka, S. and Uchida, T.: Toward integrated multi-scale simulations of flow and sediment transport in rivers, *Journal of JSCE, Ser.B1 (Hydraulic Engineering)*, Vol. 69, No. 4, pp. II_1-II_10, 2013.
6) 長田健吾，安部友則，福岡捷二：急流河川における護岸際の水みちの固定化と深掘れの発達，河川技術論文集，第 13 巻，pp.321-326，2007.
7) 福岡捷二，土屋 進，安部友則，西村達也：河床変動対策工の設計法に関する研究―信濃川小千谷・越路地区における現地対策工の設計法とその効果検証―，土木学会論文集，No.698/II-58，pp.21-32，2002.
8) 長田信寿，細田 尚，中藤達昭，村本嘉雄：円柱周りの流れと局所洗掘現象の 3 次元数値解析，水工学論文集，第 45 巻，pp.427-432，2001.
9) Roulund, A., Sumer, B. M., Fredsøe, J. and Michelsen, J.: Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 534, pp. 351-401, 2005.
10) Khosronejad, A., Kang, S. and Sotiropoulos, F.: Experimental and computational investigation of local scour around bridge piers, *Advances in Water Resources*, Vol. 37, pp. 73-85, 2012.
11) Khosronejad, A., Hill, C., Kang, S. and Sotiropoulos, F.: Computational and experimental investigation of scour past laboratory models of stream restoration rock structures, *Advances in Water Resources*, Vol. 54, pp. 191–207, 2013.
12) 福岡捷二：実務面からみた洪水流・河床変動解析法の最前線と今後の調査研究の方向性，河川技術論文集，第 20 巻，pp.253-258，2014.
13) 富所五郎，荒木正夫，吉田宏司：開水路流れの三次元数値解析法，第 29 回水理講演会論文集，pp.727-732，1985.
14) 石川忠晴，鈴木研司，田中昌宏：開水路流の準三次元法に関する基礎的研究，土木学会論文集，No.375/II-6，pp.181-189，1986.
15) 福岡捷二，渡辺明英，西村達也：水制工の配置法の研究，土木学会論文集，No.443/II-18，pp.27-36，1992.
16) Jin, Y.-C. and Steffler, P. M.: Predicting flow in curved open channels by depth-averaged method, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 119, No. 1, pp. 109-124, 1993.
17) Yeh, K.-C. and Kennedy, J. F.: Moment model of nonuniform channel-bend flow. I: fixed beds, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 119, No. 7, pp. 776-795, 1993.
18) 内田龍彦，福岡捷二：底面流速解法による連続する水没水制群を有する流れと河床変動の解析，土木学会論文集 B1，Vol. 67, No. 1，pp. 16-29，2011.
19) 内田龍彦，福岡捷二：浅水流の仮定を用いない水深積分モデルによる底面流速の解析法，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.68，No.4，pp.I_1225-I_1230，2012.
20) 内田龍彦，福岡捷二：構造物を越流する流れの解析法の開発，河川技術論文集，第 18 巻，pp.351-356，2012.
21) 内田龍彦，福岡捷二：浅水流の仮定を用いない水深積分モデルによる種々な小規模河床形態の統一的解析法の構築，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.69，No.4，pp.I_1135-I_1140，2013.
22) Uchida, T. and Fukuoka, S.: Numerical calculation for bed variation in compound-meandering channel using depth integrated model without assumption of shallow water flow, *Advances in Water Resources*, Vol. 72, pp. 45-56, 2014.
23) 立山政樹，内田龍彦，福岡捷二，田部成幸:大規模洪水時の河口砂州と周辺河床の変動解析－平成 23 年阿賀野川洪水を対象としてー，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.69，No.4，pp.I_1009-I_1014，2013.
24) 田端幸輔，福岡捷二，内藤和久：大きな流量を有する支川が直角合流する河道区間の三次元流れと河床変動の解析，河川技術論文集，第 19 巻，pp.189-194，2013.
25) 岡田裕之介，大吉雄人，福岡捷二：斐伊川放水路への洪水分派に伴う分派点付近の本川河床変動に関する研究，河川技術論文集，第 20 巻，pp.247-252，2014.
26) 輿石 大，内田龍彦，福岡捷二：護岸水衝部における三次元流れと河床形状の観測法と解析法の開発，土木学会論文集 B1(水工学)，Vol.69，No.4，pp.I_1171-I_1176，2013.
27) 輿石 大，平塚真理子，内田龍彦，福岡捷二：護岸水衝部における三次元流れの解析法の改良と課題，河川技術論文集，第 19 巻，pp.99-104，2013.
28) Uchida, T., Papanicolaou, A. N., Tsakiris, A. G. and Fukuoka, S.: A numerical calculation method for flow in the presence of isolated boulders atop a rough bed by using an enhanced depth integrated model with a non-equilibrium resistance law, *River Flow 2014, International Conference on Fluvial Hydraulics*, Lausanne, Switzerland, 2014.
29) 内田龍彦，福岡捷二，Athanasios N. Papanicolaou：河川の局所流解析における非平衡粗面抵抗則の導出とその必要性・適用性，河川技術論文集，第 20 巻，pp.217-222，2014.
30) Clifford, N. J., Robert, A. and Richards, K. S.: Estimation of flow resistance in gravel-bedded rivers: A physical explanation of the multiplier of roughness length, *Earth Surface Processes and Landforms*, Vol. 17, No. 2, pp. 111-126, 1992.
31) Patel, V. C.: Perspective: Flow at high Reynolds number and over rough surface-Achilles heel of CFD, *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 120, No. 3, pp. 434-444, 1998.
32) Rodi, W., Constantinescu, G. and Stoesser, T.: *Large-Eddy Simulation in Hydraulics*, Taylor & Francis Group, London, UK, 2013.
33) Wu, W.: *Computational River Dynamics*, Taylor & Francis Group, London, UK, 2008.
34) Nicholas, A. P.: Computational fluid dynamics modelling of boundary roughness in gravel-bed rivers: an investigation of the effects of random variability in bed elevation, *Earth Surface Processes and Landforms*, Vol. 26, No. 4, pp. 345-362, 2001.
35) Launder, B. E. and Spalding, D. B.: The numerical compu-

tation of turbulent flow, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, No. 2, pp. 269-289, 1973.

36) Olsen, N. R. B. and Stokseth, S.: Three-dimensional numerical modelling of water flow in a river with large bed roughness, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 33, No. 4, pp. 571-581, 1995.

37) Carney, S. K., Bledsoe, B. P. and Gessler D.: Representing the bed roughness of coarse-grained streams in computational fluid dynamics, *Earth Surface Processes and Landforms*, Vol. 31, No. 6, pp. 736-749, 2006.

38) Nikora, V., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D. and Walters, R.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: theoretical background, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 133, No. 8, pp. 873-883, 2007.

39) Nikora, V., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D. and Koll, K.: Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: applications, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 133, No. 8, pp. 884-895, 2007.

40) Fröhlich, J. and von Terzi, D.: Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows, *Progress in Aerospace Science*, Vol. 44, pp. 349-377, 2008.

41) Wang, M. and Moin, P.: Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows, *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 7, pp. 2043-2051, 2002.

42) 灘岡和夫，八木宏：浅い水域の乱流場に関する数値解析モデルの開発と沿岸流場への適用，土木学会論文集，No.473/II-24，pp.25-34，1993.

43) Engelund, F.: Flow and bed topography in channel bends, *Journal of Hydraulics Division, Proc. of ASCE*, Vol. 100, HY11, pp. 1631-1648, 1974.

44) Nakamura, T., Tanaka, R., Yabe, T. and Takizawa, K.: Exactly conservative semi-Lagrangian scheme for multi-dimensional hyperbolic equations with directional splitting technique, *Journal of Computational Physics*, Vol. 174, pp. 171-207, 2001.

45) Jirka, G. H. and Uijttewaal, W. S. J.: Shallow flows: a definition, *Shallow Flows*–Jirka & Uijttewaal (eds), Taylor & Francis Group, London, pp. 3-11, 2004.

46) Song, T. and Graf, W. H.: Non-uniform open-channel flow over a rough bed, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol. 12, No. 1, pp. 1-25, 1994.

47) 禰津家久，門田章宏，戸田孝史，中川博次：加速流および減速流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.

48) 音田慎一郎，細田尚，木村一郎：加速・減速流の流速分布に関する簡易モデルとその水深積分モデルへの適用について，水工学論文集，第 47 巻，pp.511-516，2003.

49) 藤本昌利，大熊義史，畠中泰彦，福岡捷二：急流河川における高水敷上の自然段差を利用した堤防浸食対策工法の検討，河川技術論文集，第 16 巻，pp.413-418，2010.

50) 輿石 大，内田龍彦，長谷川賢市，内藤ゆう子，福岡捷二：ADCP を用いた局所流計測法の開発と堤防際の水衝部流れへの適用，河川技術論文集，第 18 巻，pp.239-244，2012.

51) 小池田真介，石井 陽，岩井 久，石川俊之，福岡捷二：水衝部対策を施工した砂州による自然性の高い河岸防護工の創出，河川技術論文集，第 18 巻，pp.233-238，2012.

(2014. 10. 29 受付)

A NEW CALCULATION METHOD FOR LOCAL THREE DIMENSIONAL FLOWS BY USING THE NON-HYDROSTATIC DEPTH INTEGRATED MODEL (BVC METHOD) WITH DYNAMIC WALL-LAW FOR ROUGH BED

Tatsuhiko UCHIDA and Shoji FUKUOKA

The general Bottom Velocity Computation method (BVC method) has been proposed to calculate vertical velocity and pressure distributions within the frame work of two-dimensional computation method to evaluate multi-scale phenomena of flood flows. This paper derived the dynamic rough wall law (DWL) composed of continuity and momentum equations for vortex and roughness layers and developed BVC-DWL method to take into account non-equilibrium fluid motions and flow exchanges near the bed in the BVC method. The applicability of the BVC-DWL method was discussed for flows with relative roughness scales and shallowness parameters based on the momentum equations for DWL. The adequacy of the BVC-DWL method was indicated through the applications to three dimensional flows around structures in the laboratory and field experiments.