

太田川放水路における潮汐流と底面剪断応力 の変動特性

VARIABILITY OF TIDAL CURRENT AND BOTTOM SHEAR-STRESS IN THE OHTA FLOOD-WAY

川西 澄¹・中村 智史²・西牧 均³
Kiyosi KAWANISI, Satoshi NAKAMURA and Hitoshi NISHIMAKI

¹正会員 工博 広島大学大学院助教授 工学研究科社会環境システム (〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

²学生員 広島大学大学院 工学研究科社会環境システム (〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

³正会員 国土交通省中国地方整備局 太田川河川事務所所長 (〒730-0013 広島市中区八丁堀 3-30)

Long-duration observations of tidal current and stratification have been conducted in the Ohta flood-way. The data demonstrate a semi-diurnal stratification cycle driven by tidal straining of freshwater-induced horizontal density gradient, i.e., the stratification during the ebb is stronger than that during the flood. As a result, the data of current profilers show that the velocity distribution during the ebb deviates from logarithmic law. The nonlinearity of tidal wave and tidal straining mainly bring about the asymmetry of tidal current and bottom shear-stress. At 2.8 km upstream from the mouth, the maximum bottom shear-stress during the flood is twice as large as that during the ebb. A numerical model incorporating a level 2.5 turbulence closure scheme reproduces the main features of the observations and is used to investigate the behaviour of the current and bottom shear-stress.

Key Words: density stratification, tidal current, bottom shear-stress, shallow estuary

1. はじめに

河口域における残差流の主成分として、水平密度勾配を駆動力とする重力循環流が挙げられることが多い。しかしながら、水深の浅い河口域では潮汐波の非線形変形と tidal straining による密度成層強度の大きな変動が、流速や底面剪断応力の非対称性をもたらし、残差流や堆積物の輸送に大きな影響を与える可能性がある。

Tidal straining とは Simpson ら¹⁾ によって示されたエスチャリーにおける密度成層の変動を引き起こす物理機構で、これによれば、成層強度は密度の水平勾配と潮汐流速の鉛直シアが原因で周期的に変化する。Tidal straining によって、密度成層強度は短時間に大きく変動し、これに起因して流速分布は潮汐位相によって大きく異なることになる。密度成層の強弱は物理量や物質の鉛直輸送に大きく影響するとともに、水平方向の物質輸送量を変化させる。

従来の研究は、潮汐による水深の変化が無視できるような、水深が数 10 m の沿岸域を対象としており、河川感潮域のように平均水深が浅く、平均水深に対

する水深変化が無視できないような水域における流動や底面剪断応力の変動特性は必ずしも明らかではない。

本研究では、平均水深と潮差が同程度である太田川放水路における流速分布の長期観測と数値実験から、河川感潮域の潮汐流と底面剪断応力の変動特性を把握することを目的とする。

2. 方法

(1) 観測地点と測定方法の概要

2003 年の冬季に一ヶ月程度の期間、広島市西部に位置する太田川放水路の河口から約 1.2 km と 2.8 km 上流の地点 (以下では、それぞれ Sta.B, Sta.A と呼ぶ) で、ADCP を用いて流速分布の連続観測を行った。観測地点を図-1 に示す。太田川放水路は河口から約 9 km 上流で市内派川と分派しており、放水路上流端には祇園水門、市内派川側には大芝水門がある。平常時、祇園水門の開度は 0.1 m、大芝水門は全開になっているため、放水路に流入する河川流量は太田川流量の 1 割程度である。

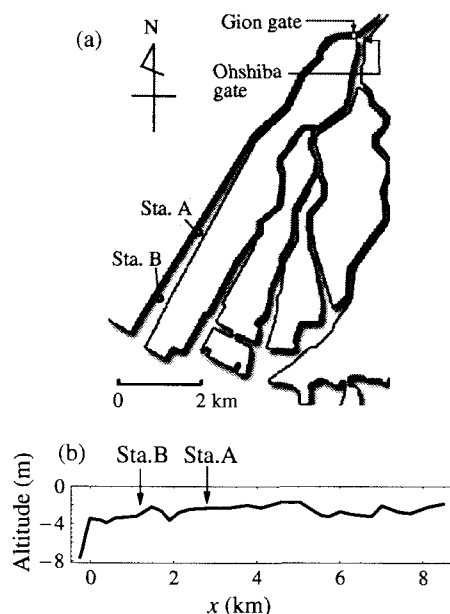


図-1 観測地点

観測時は渇水期であったため、放水路への河川流入流量は少なく、観測期間内では $3 \sim 7 \text{ m}^3/\text{s}$ であった。河床の縦断地形は図-1(b)に示すようであり、河口部から広島湾に向かっては急激に深くなっているが、放水路内の河床勾配は非常に緩やかである。

Sta.Aの観測期間は2003年12月1日～25日、Sta.Bの観測期間は2003年12月8日～2004年1月14日である。Sta.Aでは水道管橋に係留したNortek社製NDP(1.5MHz、測定層厚0.25m、平均時間5分、測定時間間隔25分)により深さ0.75m以深の流速分布を測定した。また、河床上0.4mの位置に多項目水質計(アレック電子社製TPMクロロテック)を設置するとともに、水温塩分計(アレック電子社製COMPACT-CT)をNDPのブイに取り付け(測定深さ0.1m)、表底層の密度を連続測定した。それぞれのサンプリング間隔は10分と2分である。

Sta.BではNortek社製AWAC(1.0MHz、測定層厚0.30m、平均時間10分、測定時間間隔10分)を河床上に上向きに設置して流速分布を測定した。最下層の測定層の高さは河床から0.7mである。

(2) 数値実験の概要

数値モデルとしてエスチャリーでの使用実績の豊富なPOM²⁾を使用して数値実験を行った。水平格子間隔は70mとし、鉛直方向は σ 座標を用いて20層に分割した。時間ステップは外部モード0.2秒、内部モード60秒とした。境界条件として、河口沖の開境界(河口部の2.4km沖)では、河口部右岸にある草津潮位観測所で測定された潮位変動を与え、塩分と水温はそれぞれ32.5psuと22°Cの一定値とした。上流端の祇園水門では5種類の一定流量を与え、表-1に示すように、流量の大きさに応じて、塩分を5から15psuまで変化させた。

表-1 祇園水門での境界条件

Q_G (m^3/s)	Salinity (psu)	Temperature ($^{\circ}\text{C}$)
0	32.5	22
1	15.0	15
5	10.0	15
20	5.0	15
40	5.0	15

POMは鉛直方向の渦動粘性係数 K_M と拡散係数 K_H の計算にMellor and Yamada³⁾のレベル2.5乱流モデル(以下M-Yモデルと呼ぶ)を使っており、 K_M と K_H はそれぞれ以下のように与えられる。

$$K_M = qlS_M, \quad K_H = qlS_H \quad (2a, 2b)$$

ここで、 q は乱れの強さ、 l は乱れの長さスケール、 S_M , S_H は安定化関数でリチャードソン数(ただし、符号は逆)

$$G_H = \frac{l^2}{q^2} \left(\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (2)$$

の関数である。著者の知る限り、密度成層強度が激しく変動する水域に対する現在の数値モデルの再現性は不十分である。M-Yモデルも例外ではないが、エスチャリーでの使用実績は多く、少なくとも定性的には実際の密度場と流れ場を再現できることが報告されている⁴⁾。ただし、M-Yモデルには実験室で得られた多くのパラメーター定数が使われており、密度成層が強いエスチャリーではそれらの値がそのまま使えない可能性がある。本研究では、過去の放水路における測定結果⁵⁾から S_M の上限値を0.35とするとともに、 K_M の下限値を $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。過去の研究ではM-Yモデルで求まる鉛直混合係数の下限値として $1.0 \sim 5.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ の値が用いられている^{6),7)}。また、観測値⁸⁾と比較した結果、塩分の混合が強すぎたので、 S_H はM-Yモデルの1/10とした。

3. 潮汐流と密度成層の時間変動

(1) 潮汐流の変動特性

Sta.AとBで観測された水深と水深平均流速の経時変化を図-2に示す。ただし、主流方向流速は上流方向を正としている。太実線は水位変動の日平均振幅 η_a と平均流速変動の日平均振幅 U_a を示したものである。水位変動と平均流速変動の間には約90度の位相差があり、一般的な河川潮汐と同様に放水路内の潮汐は定在波の性格を持っている⁹⁾。

密度と平均水深 $\bar{h}$ が一定の条件で、非粘性流体の鉛直2次元運動を境界条件

$$\eta_0(t) = a \cos \sigma t \quad \text{for } x = 0 \quad (3)$$

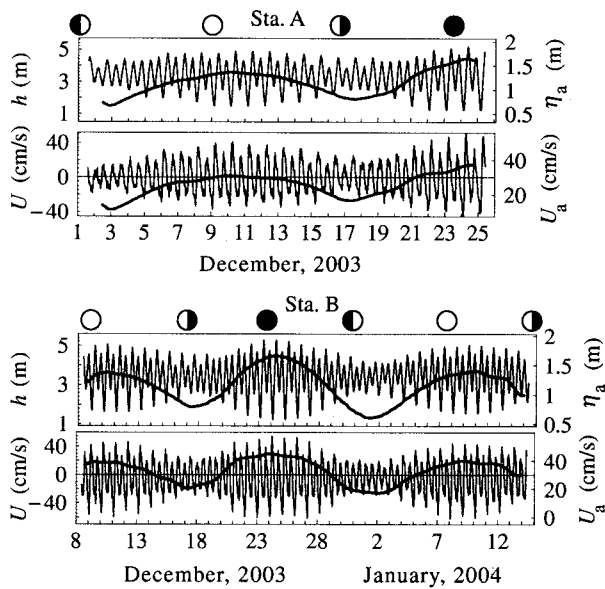


図-2 水深と水深平均流速の経時変化

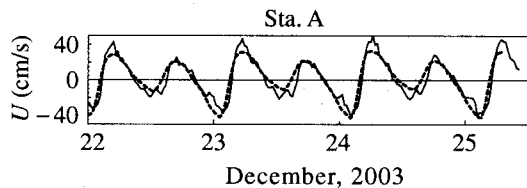


図-3 水深平均流速の変動波形

$$U = 0 \quad \text{for} \quad x = l \quad (4)$$

の下で、線形化した運動方程式から求めると

$$\begin{aligned} U(x, t) &= \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{\sin k(x-l)}{\cos kl} a \sin \sigma t \\ &= \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{\sin k(x-l)}{\cos kl} \eta_0 \left(t + \frac{T}{4} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

が得られる。ここで、 a は河口での水位変動振幅、 T は水位変動の周期、 σ は水位変動の角周波数、 $\bar{h}$ は平均水深、そして $k \left(= \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{T\sqrt{gh}} = \frac{\sigma}{\sqrt{gh}} \right)$ は波長 L の入射波の波数である。

河口に近い Sta. B における水深平均流速の振幅は、Sta. A での流速振幅の約 1.3 倍の大きさを示しているが、これは (5) 式から予測される値 (平均水深 3 m、放水路長 9 km から 1.25) とほぼ一致している。

放水路内の平均水深は約 3 m と浅く、平均水深と潮差が同程度であるため、潮汐波の非線形性が強いと考えられる。図-2 の平均流速変動をみると、流速の非対称性 (下げ潮の最大流速より上げ潮の最大流速の方が強い) は Sta. B より Sta. A の方が顕著になっていることが分かるが、これは、非線形性に基づく流速波形の非対称性が上流に向かって増大するためである。

図-3 の実線は、Sta. A における大潮期の水深平均流速の変動波形を示したものである。平均流速の変

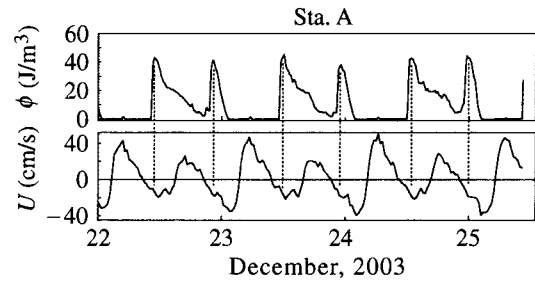


図-4 成層強度と水深平均流速の経時変化

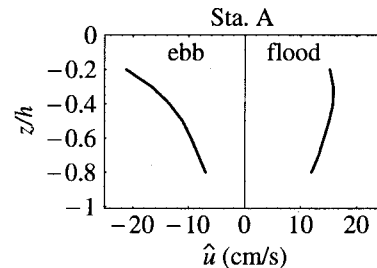


図-5 位相平均流速の鉛直分布

動波形は正弦曲線から大きく歪み、最大流速の発生は干潮側に寄っている。図-3 中の破線は $\bar{h}U(t)/h(t)$ と水深平均流速の実測値との間に 1 次式を当てはめて最小 2 乗法により推定した水深平均流速の変動を表している。変動波形の歪み方は、実線の実測値の歪み方と良く一致していることから、変動波形の歪みの主要原因が、潮汐にともなう大きな河積の変化であることが分かる。

(2) 密度成層変動と流速分布特性

密度成層の強さを表す指標として、Simpson and Hunter¹⁰⁾ は水柱のポテンシャルエネルギーに着目し、成層状態にある水柱を一様な状態にするのに要する単位体積あたりのエネルギー

$$\phi = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 (\hat{\rho} - \rho) g z dz \quad (6)$$

を考えた。ここで h は水深、 ρ は密度、 $\hat{\rho}$ は水深平均密度、 z は水面を 0 とした鉛直座標である。密度の鉛直分布が直線分布であれば

$$\phi = \frac{1}{12} g h \Delta \rho \quad (7)$$

となる。ここで、 $\Delta \rho$ は底表層間の密度差 $\rho_b - \rho_s$ である。

太田川放水路では平常時、tidal straining によって周期的に密度成層強度が大きく変動している¹¹⁾。図-4 は (7) 式から評価した大潮期の ϕ の時間変動を、平均流速とともに示したものである。 ϕ は下げ潮初期にピークを示し、低低潮から高高潮にかけてはほぼ 0 となっている。このように、潮汐位相によって密度成層強度が大きく異なるため、図-5 に示すように、下げ潮と上げ潮期における流速の鉛直分布は大きく異

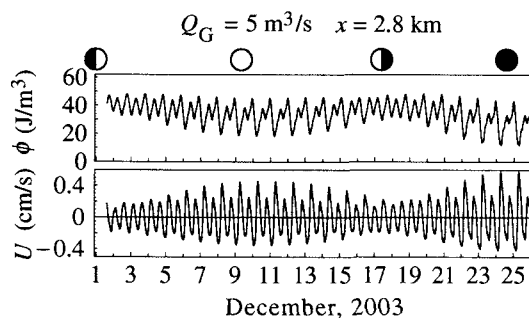


図-6 成層強度の経時変化（計算結果）

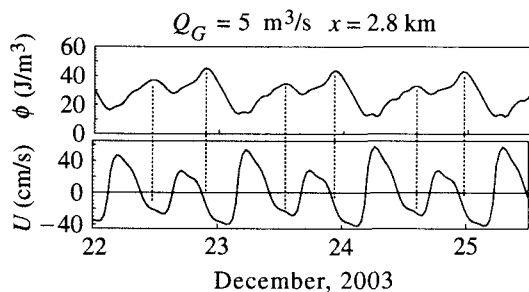


図-7 成層強度と水深平均流速の経時変化（計算結果）

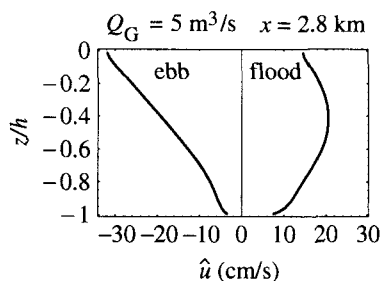


図-8 位相平均流速の鉛直分布（計算結果）

なっている。すなわち、下げ潮期は密度成層が強い
ため、流速分布は対数分布とはならず、中層以下で
は“対数+直線”則に従っている⁵⁾。一方、上げ潮期
の中層以下の位相平均流速分布はほぼ対数分布で表
せる⁵⁾。

下げ潮期の底層流速は上げ潮期に比べてかなり小
さく、水深平均流速よりさらに底層流速変動の非対
称性が大きい。これは、前述した潮汐波の非線形性
に加えて、tidal straining によって密度成層強度が大
きく変化するためである。

これらに加えて、流速の非対称性を生み出す原因
として、重力循環流の効果も考えられるが、重力循
環流速 U_{gc} は次式のように水深の3乗に比例するの
で、水深の小さな放水路では大きな流速にはならな
いと考えられる。

$$U_{gc} \approx g \frac{\bar{\rho}_x}{\bar{\rho}} \frac{\bar{h}^3}{\bar{K}_M} \quad (8)$$

ここで、 $\bar{\rho}_x$ は平均的な主流方向の密度勾配である。

数値計算結果から(6)式を使って求めた ϕ の経時
変化を図-6に示す。ただし、祇園水門からの流入量

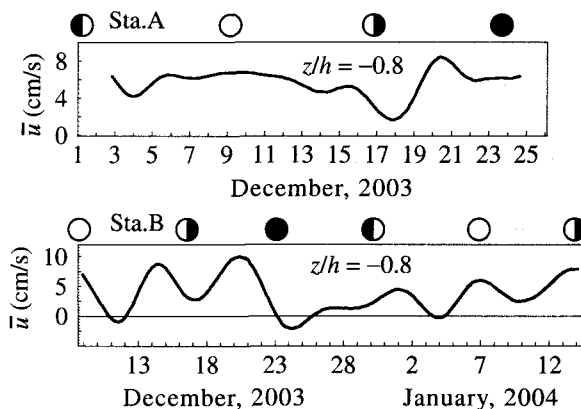


図-9 底層における残差流速の経時変化

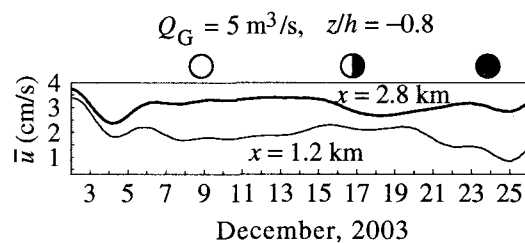


図-10 底層における残差流速の経時変化（計算結果）

は $5 \text{ m}^3/\text{s}$ 、河口から 2.8 km 上流 (Sta. A) におけ
るものである。成層強度は潮汐に対応して変動すると
ともに、大潮小潮に応じて変化し、小潮期に成層は
強くなっている。後述するように、ある程度水深の大
きなエスチャリーでは重力循環流によって、小潮期よ
り数日遅れて成層強度が最大になることが報告され
ているが^{4),12)}、水深が浅い太田川放水路の場合、ほ
とんど遅れはなく、成層強度は小潮期に最大となる
ことが分かる。

図-7は図-4と同じ期間の ϕ の変化を示したもの
であるが、観測結果と同様、 ϕ のピークは下げ潮の
初期に現れている。ただし、 ϕ の最低値は 10 J/m^3
程度であり、低低潮から高高潮にかけても密度成層
はなくなっていない。下げ潮、上げ潮期の位相平均
流速分布は図-8の様になり、図-5に示した観測結果
と類似した分布傾向を示している。

(3) 残差流の変動特性

重力循環流は(8)式から分かるように、平均鉛直渦
動粘性係数 $\bar{K}_M$ が小さいほど強くなるため、潮流混
合が弱くなる小潮期に発達する。その結果、過去の
研究では底層塩分や密度成層強度が小潮期より数日
遅れて最大になることが示されている^{4),12)}。しかし
ながら、浅いエスチャリーでは、残差流の発生原因と
して、重力循環流よりも潮汐波の非線形変形や tidal
straining による流速の非対称性の方が重要となる可
能性が強い。

両観測地点での底層 $z/h = -0.8$ における残差流
の経時変化を図-9に示す。図-9には、小潮期に対応
して上流に向かう残差流が強くなる傾向は認められ
ない。

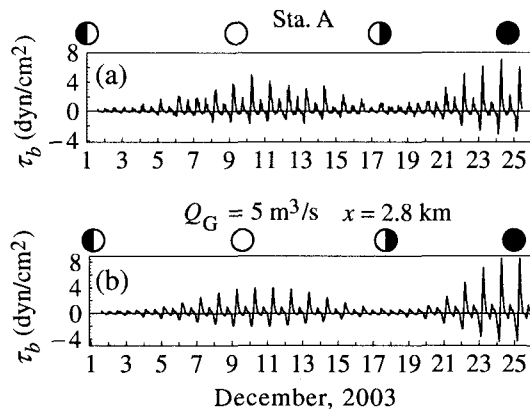


図-11 底面剪断応力の経時変化；
(a) 観測値，(b) 計算値

残差流の数値計算結果を示した図-10をみると、河口部から上流方向への距離 x が 2.8 km の地点では観測結果と同様、大潮期に上流方向への残差流が強くなっている。一方、 $x = 1.2$ km の地点では潮汐波の非線形変形が少ないために、最後の大潮よりも潮差が小さい前半の大潮期には、 $x = 2.8$ km の地点とは逆の傾向がみられる。

4. 底面剪断応力の変動特性

Sta.Aにおける底面剪断応力の経時変化を図-11に示す。ただし、図-11(a)の観測結果は、流速分布計の特性から河床付近の流速値が得られていないので、以下のように、流速分布を仮定して求めたものである。“対数+直線”則 (log-linear law)

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z - z_0}{L} \right) \quad (9)$$

を仮定すると、水深平均流速は

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \ln \frac{h}{z_0} - 1 + \frac{\beta}{L} \left(\frac{h}{2} - z_0 \right) \right\} \quad (10)$$

となり、底面摩擦速度は

$$u_* = \frac{\kappa U}{\ln \frac{h}{z_0} - 1 + \frac{\beta}{L} \left(\frac{h}{2} - z_0 \right)} \quad (11)$$

から評価できる。ここで、 κ はカルマン定数で 0.41、 z_0 は粗度長さで 4 mm、 L と β はモーニン・オブコフ長さと係数で、tidal straining による成層強度の変動を考慮して、下げ潮期は $\beta/L = 2$ 、上げ潮期は $\beta/L = 0$ とした。

図-11(b)の計算結果は、底面付近の流速に対数分布を仮定し、最も河床に近い流速から

$$u_* = \frac{\kappa u(z)}{\ln \left(\frac{z}{z_0} \right)} \quad (12)$$

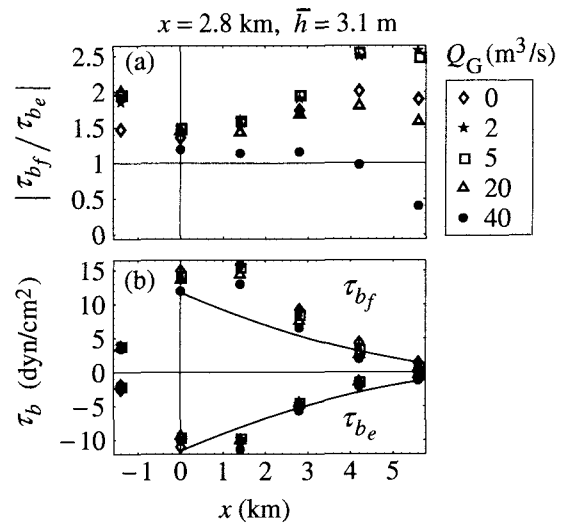


図-12 (a) 底面剪断応力比の縦断分布と
流入河川流量によるその変化
(b) 最大底面剪断応力の縦断分布と
流入河川流量によるその変化

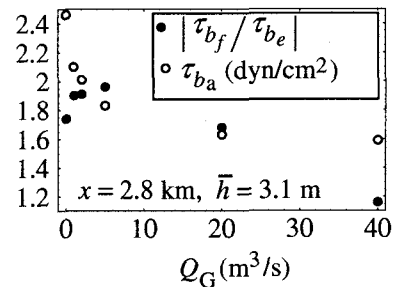


図-13 流入河川流量による底面剪断応力比と
底面剪断応力の平均振幅の変化

を使って求めた。

剪断応力の非対称性は大きく、観測期間中の上げ潮期と下げ潮期の最大剪断応力の比は観測結果と計算結果でほぼ等しく、約 1.9 である。ここには示さないが、下流側の Sta.B における応力比は約 1.5 である。

図-12 は上げ潮期と下げ潮期における最大剪断応力の比と最大剪断応力の縦断方向変化を示したものである（上げ潮期における最大剪断応力を τ_{bf} 、下げ潮期における最大剪断応力を τ_{be} と記す）。剪断応力の比は、祇園水門で計算条件として与えた最も大きい河川流入流量 $Q_G = 40 \text{ m}^3/\text{s}$ の場合を除いて、河口部で最小となっている。河口部の沖側で応力の非対称性が強くなるのは、重力循環流と tidal straining による密度成層変動の影響が大きいためで、上流に向かって非対称性が強くなるのは、潮汐波の非線形変形が原因であると考えられる。

放水路への流入河川流量 Q_G が増加するに従い、放水路内の剪断応力の非対称性は減少していくが、その傾向は上流ほど顕著である。河口部の沖側では tidal straining により、河川水の流入があった方が非対称性は強く、計算に用いた Q_G の範囲では流量変化の影響はほとんど無い。

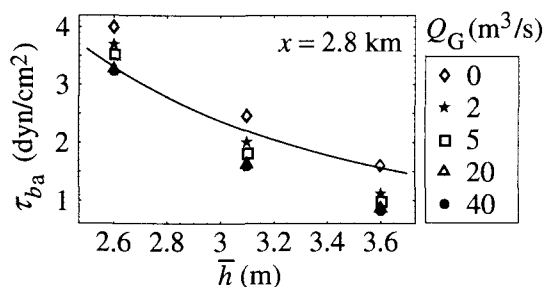


図-14 平均水深と底面剪断応力の平均振幅との関係

図-12(b) に示した最大剪断応力の分布を見ると、河川流量増加による応力非対称性の減少は主に、上げ潮期の剪断応力の減少によることが分かる。なお、図-12(b) に示されている実線は、(5) 式と $\beta/L = 0$ とおいた (11) 式から得られる底面摩擦速度の振幅

$$u_{*a} = \frac{\kappa a \sqrt{\frac{g}{h}} \sin k(x-l)}{\left(\ln \frac{h}{z_0} - 1\right) \cos kl} \quad (13)$$

から求めた底面剪断応力の分布を示したものであるが、河口付近を除けば数値計算結果と同様の傾向を示している。

底面剪断応力に対する河川流量の影響を図-13 に示す。○で示した剪断応力の振幅は、河川流量の増加とともに減少しているが、tidal straining が剪断応力の非対称性を生み出す要因の一つであるので、河川流入が少ない範囲では、河川流量の増加とともに、●で示した最大最小応力比は大きくなっている。すなわち、 $Q_G = 5 \text{ m}^3/\text{s}$ の時、応力比はピークを示している。

最後に、平均水深が底面剪断応力に及ぼす影響を調べるため、Sta.A の平均水深 3.1 m を中心に 0.5 m 増減させた結果を示したのが、図-14 である。(13) 式から予想されるように、底面剪断応力の振幅は平均水深とともに減少し、平均水深が 3.1 m から 3.6 m へ 0.5 m 増加すると、振幅は半分近くに減少している。図中の実線は (13) 式から求めた底面剪断応力の振幅を示しているが、平均水深の変化にともなう数値計算結果の変化は、実線の線形解よりも大きい。また、図-13 にも示したように、河川流量の増加とともに剪断応力は減少するが、その減少割合は平均水深が深い方がやや大きい。

5. おわりに

平均水深が小さく、潮汐による水深変化が無視できない河川感潮域における潮汐流と底面剪断応力の変動特性を把握するため、太田川放水路の2地点（河口から 1.2 km と 2.8 km 上流）で流速分布の長期観測

を実施するとともに、M-Y モデルを用いた数値実験を行った。

上げ潮期の水深平均流速の最大値は下げ潮期のものより大きく、この傾向は上流側の観測地点の方が強い。また、変動波形は河積が大きく変化するため正弦曲線から歪み、水深平均流速のピークは干潮側に寄っている。

Tidal straining によって密度成層強度は周期的に大きく変化する。このため、下げ潮と上げ潮の流速分布は大きく異なる。その結果、底層流速と底面剪断応力の時間変動の非対称性は、水深平均流速より強くなる。特に、底面剪断応力の非対称性は大きく、河口から 2.8 km 上流の地点において、上げ潮時の最大剪断応力と下げ潮時の最大剪断応力の比は最大約 2 倍である。

放水路への河川流入量が $5 \text{ m}^3/\text{s}$ 以下では、tidal straining のために河川流入量の増加とともに底面剪断応力の非対称性は強くなる。

参考文献

- 1) Simpson, J. H., Brown, J., Matthews, J. and Allen, G.: Tidal straining, density currents, and stirring in the control of estuarine stratification, *Estuaries*, Vol. 13(2), pp. 125-132, 1990.
- 2) Blumberg, A. F. and Mellor, G. L.: A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, in: N. S. Heaps, ed, *Three Dimensional Coastal Ocean Models*, American Geophysical Union, Washington, D. C., pp. 1-16, 1987.
- 3) Mellor, G. L. and Yamada, T.: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 20(4), pp. 851-875, 1982.
- 4) Nunes Vaz, R. A. and Simpson, J. H.: Turbulence closure modeling of estuarine stratification, *J. Geophys. Res.*, Vol. 99(C8), pp. 16143-16160, 1994.
- 5) Kawanisi, K.: Structure of turbulent flow in a shallow tidal estuary, *J. Hydraul. Engrg., ASCE*, Vol. 131(4), pp. 360-370, 2004.
- 6) Mellor, G. L. and Durbin, P. A.: The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 5, pp. 718-728, 1975.
- 7) Chen, D., Horrigan, S. G. and Wang, D. P.: The late summer vertical nutrient mixing on Long Island Sound, *J. Mar. Res.*, Vol. 46, pp. 753-770, 1988.
- 8) 川西 澄・本宮和照・西牧 均: 河川感潮域における懸濁粒子の航走観測, 水工学論文集, 第 47 巻, pp. 967-972, 2003.
- 9) 宇野木早苗: 感潮域の水面変動, in: 西条八束・奥田節夫, ed, 河川感潮域, 名古屋大学出版会 pp. 11-45, 1996.
- 10) Simpson, J. H. and Hunter, J. R.: Fronts in the Irish Sea, *Nature*, Vol. 250, pp. 404-406, 1974.
- 11) 川西 澄・筒井孝典: 浅水感潮域における密度成層の変動特性, 水工学論文集, 第 48 巻, pp. 781-786, 2004.
- 12) Sharples, J. and Simpson, J. H.: Semi-diurnal and longer period stability cycles in the Liverpool Bay region of freshwater influence, *Contin. Shelf Res.*, Vol. 15(2/3), pp. 74-82, 1995.

(2004. 9. 30 受付)