

ADVを用いた底面境界層における流動観測

FLOW FIELD MEASUREMENTS IN THE BENTHIC BOUNDARY LAYER USING ACOUSTIC DOPPLER VELOCIMETER

井上徹教¹・中村由行²・左山幹雄³
Tetsunori INOUE, Yoshiyuki NAKAMURA and Mikio SAYAMA

¹正会員 工博 港湾空港技術研究所 海洋・水工部 (〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1)

²正会員 工博 港湾空港技術研究所 (同上)

³正会員 理博 産業技術総合研究所 環境管理技術研究部門 (〒305-8569 茨城県つくば市小野川16-3)

Field measurement of turbulent flow structure in the benthic boundary layer was conducted using a system for precise measurement of vertical flow profiles immediately above the sediment-water interface developed by Inoue et al. (2008). As results of the measurement, detailed vertical profiles of three-component velocities in the range of 0.1 to 20 cm above the sediment surface, which were considered to be quite important for understanding turbulent field in the benthic boundary layer, were obtained. Data analysis showed that shear velocity could be estimated even under non-steady condition using modified "Inertial Dissipation Method" introduced by Huntley (1988), but critical Reynolds number should be smaller value (i.e. about 80) than generally recommended values (e.g. 3000). From measurement results, it was suggested that turbulent dissipation rate could be calculated by the power-law scaling of the energy spectrum under $\kappa u_* z / \nu > 80$ conditions.

Key Words : vertical flow profile, benthic boundary layer, shear velocity, dissipation rate, acoustic Doppler velocimeter, Hiroshima Bay

1. はじめに

水・堆積物界面近傍における堆積物粒子や溶存物質の輸送は堆積物直上の水理学的条件に大きく影響を受けるため^{1),2),3)}, 底面境界層における詳細な流動構造を把握することは非常に重要である⁴⁾. これまでの現場観測においては電磁流速計が用いられることが多く, 流動場の鉛直構造を観測するためには複数台の器材を数十cm間隔で配置し, 諸量の鉛直分布を把握する手法が主流であった⁵⁾. しかし電磁流速計を用いる場合にはセンサー部の大きさによる空間分解能の制約があり, 器材の配置間隔も含めて底面境界層における観測に十分な精度を持っているとは言い難かった. これに対して近年ではAcoustic Doppler Current Profiler (ADCP)を用いる観測が主流になってきており, Broad-Band ADCPまたはhigh-resolution ADCPを用いることにより, より詳細な観測が行われている⁶⁾. この場合には時間分解能は十分であるといえるが, 空間分解能 (3-5 cm) についてはやや粗い観測となっている. さらに詳細な観測例としては, Doron et al. (2001)⁷⁾による現場型のPIVシステムを用いた観測例や,

Trowbridge and Agrawal (1995)⁸⁾によるLDVを用いた観測例が挙げられる. しかし, これらの観測手法では観測の可否に対する水中濁度の影響が大きく, 多様な観測条件に対して安定した結果を得ることが難しい. さらにPIVの場合は, ステレオフォトグラフィシステムを用いなければ, 2方向の流速成分しか観測することができない.

一方, acoustic Doppler velocimeter (ADV)もその簡便な操作性と観測精度から頻繁に用いられるようになってきている^{9),10)}. しかしADVを用いた観測のほとんどは器材を固定した使用によるものであり, 流動場の鉛直分布を計測した例は少ない¹¹⁾. これに対し, Inoue et al. (2008)¹²⁾は水底面に固定した架台に電動シリンダーを設置し, そのシリンダー部にADVを取り付けることで測定部を鉛直方向に移動させることができる観測系を開発している. 本稿ではInoue et al. (2008)¹²⁾による観測系を用いた観測結果より, 底面境界層内の乱流諸量の計算を行ったので報告する.

2. 観測及び解析

(1) 観測手法

観測にはNortec社製のADV-Fieldを用いた。今回用いたADV-Fieldは10 MHzの音波でのドップラー効果により3次元の流速場を25 Hzのサンプリング周波数で観測することが可能である。測定箇所はプローブ中心部から10 cmの位置にあり、そのサンプリングボリュームは0.03 cm³である。また、底面からの反射波を検知することにより、底面と測定箇所との距離を0.1 mmの精度で検出することが可能である。ADV-Field本体とは別にコンパスと傾斜センサーがあり、これらを後述の架台に固定しそれぞれの測定値を得ることで、ADV-Fieldの出力値を東西・南北・上下の3方向の流速成分に変換できる。

本観測においては、図-1に示すような現場底面設置型の昇降装置にADV-Field本体及びコンパス、傾斜センサーを設置した。昇降装置はステンレスフレームで作られた120 cm四方、高さが85 cmの架台部分と電動シリンダーより成る。電動シリンダーは60 mのケーブルを介して船上のコントロール部と接続しており、鉛直方向に1 mmの移動精度で任意に上下移動させることができ、ADV-Field本体はこのシリンダー部分に固定される。このような有線のコントロールシステムを採用することにより、設置した器材上に観測船が停泊する必要が生じる。しかしその反面、ADV-Fieldの底面と測定箇所との距離を検出する機能と電動シリンダーのコントロール機能を併用することにより、リアルタイムで観測結果をモニターしながら底面上0.1-27 cmの範囲で観測位置を変更することが可能である。

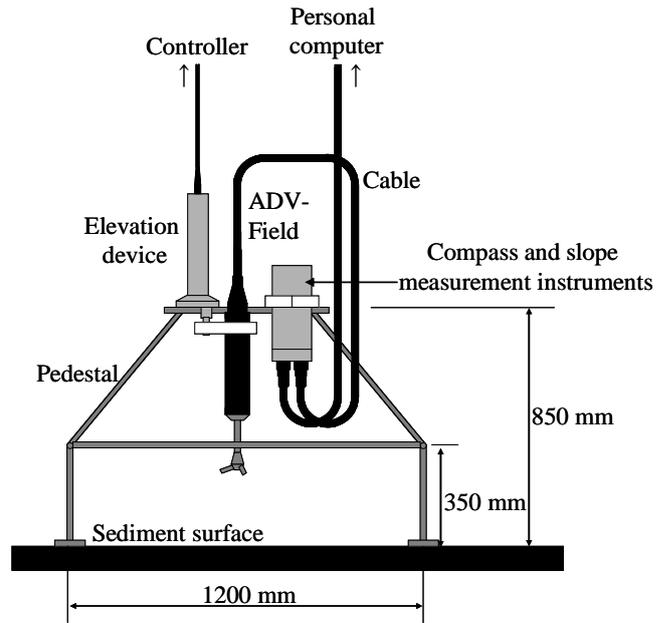


図-1 観測装置概略図

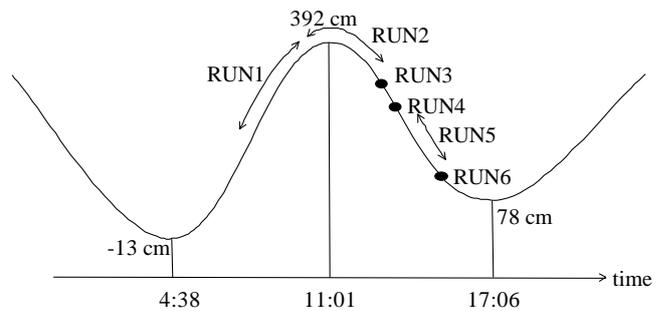


図-2 観測期間中の潮位変動と観測の時間帯

(2) 観測内容

観測は広島湾奥部の大田川河口沖、北緯34° 20′、東経132° 25′の水深約18 mの位置で行った。装置の架台部分は錘と杭により底面に固定し、ダイバーの目視により架台の動揺はなかったことを確認した。堆積物の性状はシルト質でダイバーの目視によると表面は平坦であった。観測は大潮時に行い、観測日当日の満潮時、干潮時の潮位差は約3.5 mであった。

測定位置は底面直上0.5 cmから20 cmの範囲とした。測定は底面付近から順に測定位置を上昇させていくことで計10から15点の測定点より1つの鉛直プロファイルを得た。底面直上0.5 cmから1 cmの範囲においては鉛直方向に0.1 cmの間隔で、1 cmから3 cmの範囲においては鉛直方向に0.5 cmから1 cmの間隔で、3 cmから20 cmの範囲においては鉛直方向に2 cmから5 cmの間隔で測定を行った。平均流速の鉛直分布を求める目的での測定では1点につき約1分間、また乱流成分の計測を目的とした測定では約5分間の測定時間を設定したため、1つの鉛直プロファイルの測定にはそれぞれ約20分または約90分の時間を要した。観測期間中、計6回の鉛直プロファイル (RUN1からRUN6) の測定を行った。観測期間中の潮位変動の様子とそれぞれのRUNの時刻を図-2に示す。

測定は流速の3次元成分について25 Hzのサンプリング周波数で行った。Garcia et al. (2005)¹³⁾では、望ましい測定条件として次式で定義される無次元量 F が20以上であることを推奨している。

$$F = \frac{f_R l_0}{U} \quad (1)$$

$$l_0 = \frac{1}{k_0} = \frac{\bar{U}}{2\pi f_0} \quad (2)$$

ここで、 f_R は設定したサンプリング周波数 (本稿においては25 Hz)、 l_0 はエネルギー保有領域の長さスケール、 U は水平方向の主流方向流速 (移流速度)、 \bar{U} は時間平均、 k_0 と f_0 はそれぞれスペクトルが最大となる波数と周波数である。本稿における観測では、全ての条件において $F > 40$ であった。

(3) データ解析

得られた測定結果から、以下の手順により底面境界層内の諸量について計算を行った。

水平方向の平均流速の鉛直分布から対数則分布を適用可能であるデータを抽出し、それらから得られた回帰式の傾きと切片を次式¹⁴⁾と比較することにより摩擦速度および粗度高さを計算した。

$$\log z = \frac{\kappa}{2.3u_*} \bar{U} + \log z_0 \quad (3)$$

ここで、 z は上向きを正とした水・堆積物界面からの距離、 κ はカルマン定数(=0.4, Coleman 1981¹⁵⁾)、 u_* は摩擦速度、 z_0 は粗度高さを表す。本稿での観測においては粘性底層は界面から1 cm以内に位置すると考えられたので、摩擦速度については界面から1 cm以上離れた箇所でも分子粘性を無視し乱流成分から次式による計算も行った。

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho} = -\overline{U'w'} \quad (4)$$

ここで、 τ はせん断応力、 ρ は海水の密度、 w は鉛直方向流速、 $'$ は変動成分を表す。各測定結果からレイノルズ応力を計算したところ、ばらつきはあるものの底面上1-3 cm付近で極大値が確認できたため、本稿ではこの範囲のデータから計算される値の平均値を摩擦速度として採用した。

また、散逸率 ϵ は水平方向の主流方向流速のスペクトルを元に、式(5)を用いて計算を行った⁶⁾。

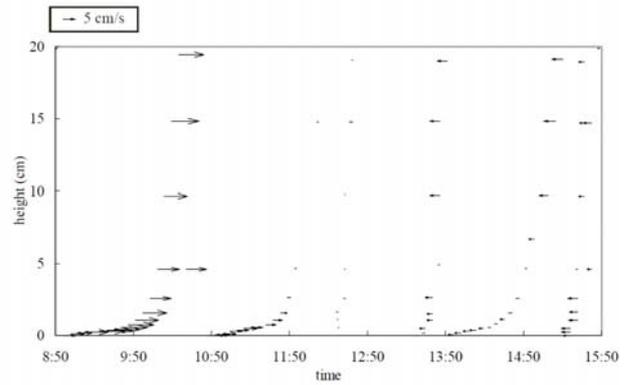
$$E(f) = \frac{A}{(2\pi)^{2/3}} \bar{U}^{2/3} \epsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (5)$$

ここで、 $E(f)$ は U のスペクトル、 A は数値定数(= 0.60¹⁶⁾)、 f は周波数である。本稿では、スペクトルの高周波数領域(11.5-12.5 Hz)での平坦なエネルギーレベルがドップラーノイズに由来するものと判断し、これを差し引くことでドップラーノイズの除去を行った¹³⁾。

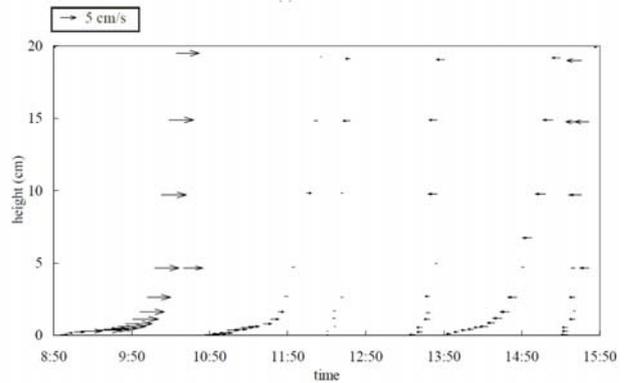
3. 結果

(1) 観測結果

図-3に水平方向の平均流速の観測結果を示す。図中、矢印の始点が観測時刻と観測位置を示し、右向きが正、左向きが負の値を示す。観測初期(上げ潮時)には比較的強い北東向きの流れ(7-12 cm s⁻¹)が観測され、観測後期(下げ潮時)には比較的弱い南西向きの流れ(1-5 cm s⁻¹)が観測された。これは1) 広島湾の湾口は観測地点から南西方向に位置しており、基本的な潮流の流向は上げ潮時には北東方向、下げ潮時には南西方向であること、2) 観測期間中は北東よりの風が定常的に吹いており、表層の南西向きの流れを補償する形で底層では北東向きの流れが誘起されていること、によるものと考えられる。



(a) 北向き流速



(b) 東向き流速

図-3 観測された水平方向流速の分布

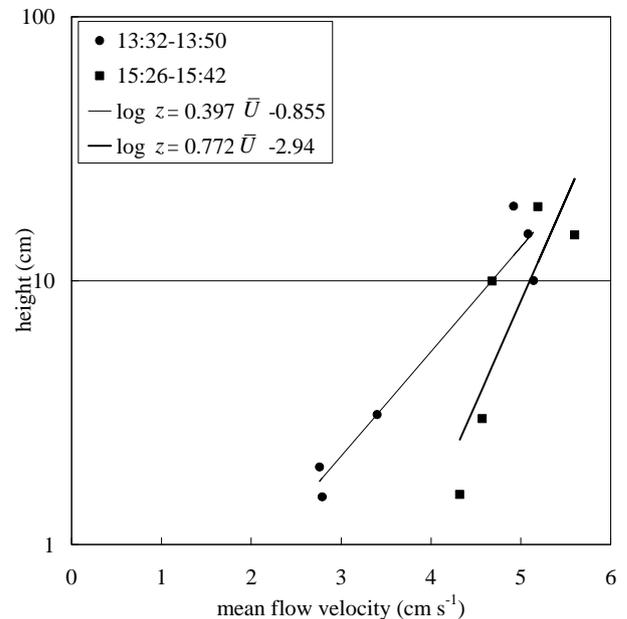


図-4 水平方向平均流速の鉛直分布の例

(2) 摩擦速度と粗度高さの推算

本観測手法では前述のようにプローブを上下移動させることにより観測位置(底面からの高さ)を変更する方式をとっているため、潮汐の非定常性によりいくつかの観測結果では対数則を仮定して摩擦速度を計算するに足

る流速分布を得ることができなかった．ここでは1点につき約1分間の計測を行ったデータから，対数則が適用可能と考えられた水平方向平均流速の鉛直分布の一例を図-4に示す．図中ではばらつきが見られるが，これは測定時間よりも大きな時間スケールの変動を取り除くことができなかったためであると考えられる．図中には回帰直線も記載しており，これらの係数から式 (3)を用いて摩擦速度を計算したところ， 0.56 cm s^{-1} （上げ潮時）， 0.11 cm s^{-1} （満潮時）， 0.22 cm s^{-1} （下げ潮時）のような変動がみられた．

一方，底面上1-3 cmでの測定結果より式 (4)を用いた摩擦速度の推算結果からは， 0.83 cm s^{-1} （上げ潮時）， 0.28 cm s^{-1} （満潮時）， 0.33 cm s^{-1} （下げ潮時）との結果が得られ，相対的な変動は同様の傾向での推移を示したものの，式 (4)により推算された摩擦速度は，式 (3)により推算された値に比べて大きな値であった．

また本観測位置においては，底質はシルト質で目視においても大きな起伏や底生生物の巣穴等も確認できなかった．式 (3)による推算結果からも，粗度高さは 0.00001 cm から 0.0639 cm の範囲で変動していることが示されたため，粗さのレイノルズ数から判断しても本観測は水理学的に滑面での観測結果であったといえる．

(3) 乱流エネルギー k と散逸率 ε の推算

上げ潮時におけるパワースペクトルの計算結果の一例を図-5に示す．図中かなりの範囲においてKolmogoroffの $-5/3$ 乗則に従うpower-law scalingが確認される．乱流エネルギー k 及び観測結果から計算されたパワースペクトルと式 (5)から計算された散逸率 ε の鉛直分布の一例を図-6に示す．これを見ると，両者の分布は極めて類似しており，これらが密接な関係にあることがよくわかる．また両者とも，流速勾配が最も急になる底面直上7 mmから12 mm付近において極大値をとっており，この付近で最も乱れの生成と散逸が活発である様子が見られる．

4. 考察

(1) 摩擦速度

Howarth and Souza (2005)¹⁷⁾によると，ADCPによる観測結果を元に対数則から求めた摩擦速度は，レイノルズ応力から計算された値よりも大きいとされている．これはADCPによる推算はより大きな空間スケールが対象となるためと考えられる．しかし，本観測結果からは逆に対数則から求めた値はレイノルズ応力から計算された値よりも小さいという結果となった．これは本稿における観測が，底面近傍20 cm以内という極めて小さな空間スケールを対象としているためであると考えられる．

またGrant et al. (1984)¹⁴⁾によると，対数則を用いて摩擦速度を推算できるのは，回帰直線の相関係数 (R^2) が

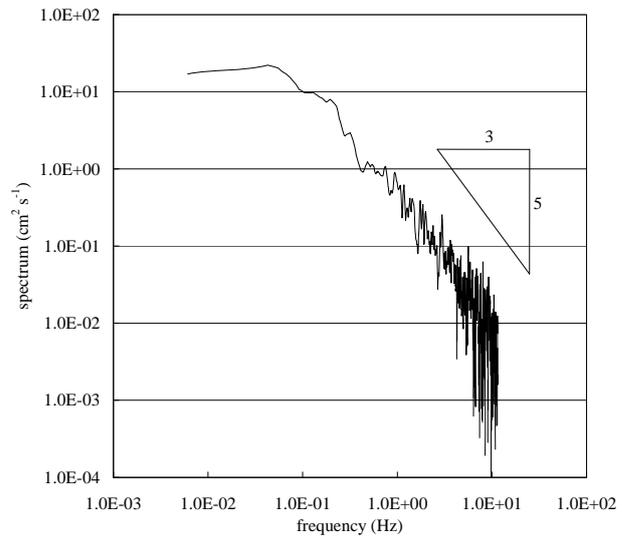


図-5 上げ潮時におけるスペクトルの例

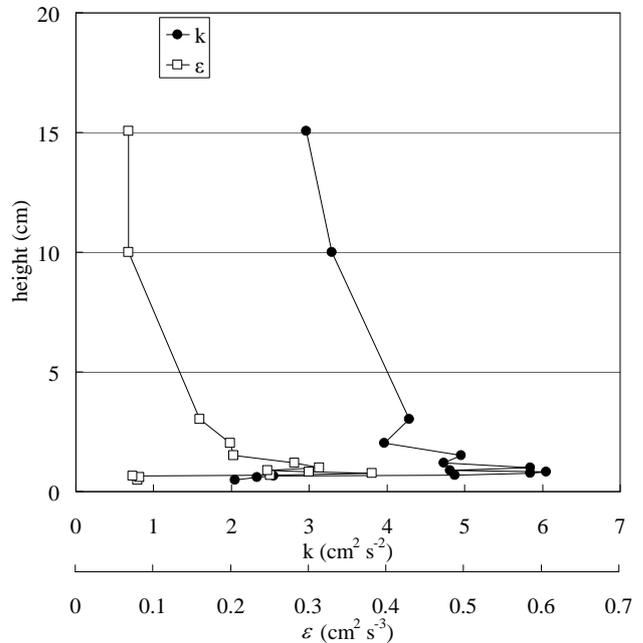


図-6 乱流エネルギーと散逸率の鉛直分布の例

0.993 以上の時とされている．従って，流れの非定常性等により対数則を用いた摩擦速度の推算が困難である場合には，式 (4)により摩擦速度を推算することが一般的である．しかし，上述のようにそれらの推算結果は必ずしも一致するものではない．一方，摩擦速度を間接的に推定する手法として，局所平衡を仮定した，次式により表現されるInertial Dissipation Methodも提案されている¹⁸⁾．

$$\hat{u}_* = (\kappa z \varepsilon)^{1/3} \quad (6)$$

ここで， \hat{u}_* はInertial Dissipation Methodにより計算される摩擦速度の値¹⁹⁾である．しかし，壁面付近ではエネルギー生成と粘性散逸のスケールを十分に区別できないため本手法は破綻するとされており²⁰⁾，本観測結果から式

(6)を用いて計算された値も式 (3)および(4)から計算された値と整合するものではなかった。これに対し、Huntley (1988)²¹⁾は波・流れ共存場や慣性領域が存在しない場合でも適用可能な修正されたInertial Dissipation Methodを提案している。

$$u_* = \left(\frac{\hat{u}_*^3 Re_c \nu}{\kappa z} \right)^{1/4} \quad (7)$$

ここで、 Re_c は限界レイノルズ数である。限界レイノルズ数を3000²¹⁾として式 (7)を用いて摩擦速度を計算した場合、 1.24 cm s^{-1} (上げ潮時)、 0.59 cm s^{-1} (満潮時)、 0.81 cm s^{-1} (下げ潮時)となり、前述において計算された値よりも著しく大きな値を示した。一方、限界レイノルズ数を80と仮定して式 (7)を用いて摩擦速度を計算した場合、 0.50 cm s^{-1} (上げ潮時)、 0.23 cm s^{-1} (満潮時)、 0.33 cm s^{-1} (下げ潮時)となった。これらの値は、式 (4) (レイノルズ応力) から得られた値と比較して、式 (3) (対数則) から求めた値に近く、修正されたInertial Dissipation Methodの有用性を示す結果であったといえる。限界レイノルズ数については、次節において再度述べる。

これら上記の手法による摩擦速度の推定に対しては、底面直上15 cm以内での詳細な観測データが必要であるとされている²²⁾。しかし、既存の海底境界層における流動観測においては、このような底面境界近傍における詳細な観測はなされていないことが多く、本手法の優位性が認められる。しかしながら、波・流れ共存場ではそれらの非線形相互作用による摩擦応力の変化が見られるため²³⁾、その推算については注意が必要である²⁴⁾。

(2) 乱流エネルギー k と散逸率 ε の推算

図-5においては、かなりの範囲においてKolmogoroffの-5/3乗則に従うpower-law scalingが確認される。しかしながら本観測においては、すべての観測においてGross et al. (1994)²⁴⁾で定義されるレイノルズ数 $\kappa u_* z / \nu$ は500以下と小さな値であった。また、Gross and Nowell (1985)²⁰⁾によるとスペクトルひずみ速度 $s(f)$ および平均ひずみ速度 S は次式により表されるが、式 (5)の定式化およびスペクトルからの散逸率 ε の推定は、スペクトルひずみ速度と平均ひずみ速度との比が $s(f)/S > 1$ の場合に限られるとされている。

$$s(f) = \frac{\{f^3 E(f)\}^{1/2}}{2\pi} \quad (8)$$

$$S = \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \quad (9)$$

本観測においては、すべての観測において $s(f)/S < 0.4$ であった。そのため前述の散逸率推算には疑義が残る。そこで次式によっても散逸率 ε の推算を行った。

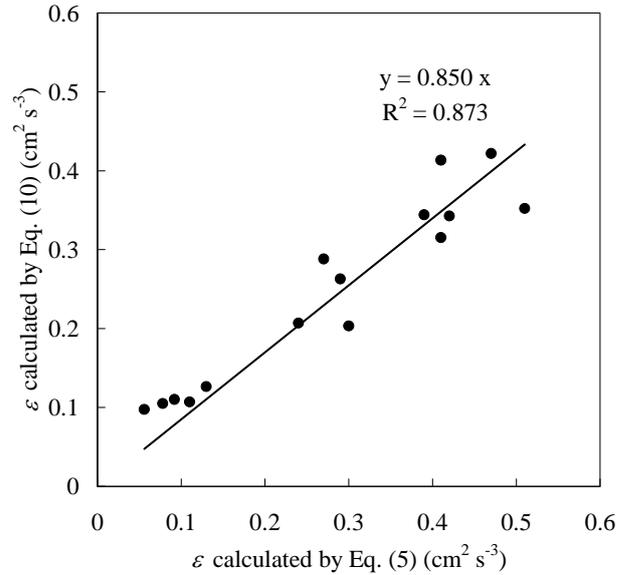


図-7 式 (5)および(10)から求められた散逸率 ε の比較

$$\varepsilon = \frac{V^3}{l_0} \quad (10)$$

ここで、 V は水平方向乱流速度成分の平均二乗根である。

式 (5)および(10)から求められた散逸率 ε の比較を図-7に示す。式 (10)による推算値は式 (5)によるものよりも約15%程度小さな値となっており、推定手法の違いによる差異が現れている。しかしその相関はかなり高く ($R^2=0.873$)、式 (5)による推定の可能性が示唆される。

本観測中においては、レイノルズ数は常に500以下と小さいものであったにもかかわらず、図-5に見られるようなKolmogoroffの-5/3乗則に従うpower-law scalingはレイノルズ数が凡そ80以上の場合に常に確認されていた。既存の報告^{21),24)}では、スペクトルからの散逸率の計算については高レイノルズ数 (3000以上) で乱流が十分発達していることが求められているが、この結果は一般には発達した乱流とは判断されないより小さなレイノルズ数 ($80 < Re < 500$) の条件下においても、スペクトルから散逸率を測定できる可能性を示唆するものである。前節における式 (7)からの摩擦速度推算においても、一般的に考えられている限界レイノルズ数は本稿において考察対象としたような底面近傍20 cm以内の範囲においては大きいと考えられ、80程度とすることの妥当性が示唆された。

5. おわりに

本稿ではInoue et al. (2008)¹²⁾により開発された底面近傍における流動観測装置を用いた観測結果より、底面境界層内の乱流諸量の計算を行った。

その結果、本手法では底面境界層での観測において非

常に重要であるとされる，底面直上15 cm以内での詳細な観測データを取得することができた。これらは，既存の海底境界層における流動観測手法においては得ることが困難であったデータである。また，それらの結果を元に，対数則を用いた摩擦速度の推算を行った。乱流相関による摩擦速度の推算値と比較した結果，それらは対数則を用いて推算した値よりも大きな値をとることが示された。さらに，Huntley (1988)²¹⁾により修正されたInertial Dissipation Methodにおいても摩擦速度の推定が可能であることが示されたが，対数則による推算結果との比較においては，限界レイノルズ数を80程度にすればほぼ同様な値が得られた。

本観測におけるレイノルズ数は500以下と小さく，ひずみ速度の条件等の一般的な知見からはスペクトルからの散逸率推算は困難である条件下であった。しかし本観測結果からは， $\kappa u_* / \nu > 80$ の条件であればスペクトルからの散逸率推算の可能性が示唆された。以上の結果から，本稿において考察対象としたような底面近傍20 cm以内の範囲においては，限界レイノルズ数は80程度とすることの妥当性が示唆された。

今後は本観測手法によるデータを蓄積し，堆積物の巻上げや水・堆積物界面における物質循環等の解明に資する知見を収集する予定である。

参考文献

- 1) Kawanisi, K. and Yokosi, S.: Measurements of turbulence and suspended sediment in tidal river, *J. Hydraul. Eng.*, Vol.119, pp.704-724, 1993.
- 2) Cheng R.T., Gartner J.W. and Smith R.E.: Bottom boundary layer in South San Francisco Bay, *J. Coast. Res.*, Vol.25, pp.49-62, 1997.
- 3) Inoue, T., Nakamura, Y. and Adachi, Y.: Non-steady variations of SOD and phosphate release rate due to changes in the quality of the overlying water, *Wat. Sci. Tech.*, Vol.42, pp.265-272, 2000.
- 4) Smith I.R.: *Turbulence in Lakes and Rivers*, Freshwater Biological Association Scientific Publication, 1975.
- 5) Le Couturier M.N., Grochowski N.T., Heathershaw A., Oikonomou E. and Collins M.B.: Turbulent and macro-turbulent structures developed in the benthic boundary layer downstream of topographic features, *Estuar., Coast. Shelf Sci.*, Vol.50, pp.817-833, 2000.
- 6) Kawanisi K.: Structure of turbulent flow in a shallow tidal estuary, *J. Hydraul. Eng.*, Vol.140, pp.360-370, 2004.
- 7) Doron, P., Bertuccioli, L., Katz, J. and Osborn, T.R.: Turbulence characteristics and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from PIV data, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.31, pp.2108-2134, 2001.
- 8) Trowbridge, J.H. and Agrawal, Y.C.: Glimpses of a wave boundary layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.100, pp.20729-20743, 1995.
- 9) Trowbridge J. and Elgar S.: Turbulence measurements in the surf zone, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.31, pp.2403-2417, 2001.
- 10) Elgar S., Raubenheimer B. and Guza R.T.: Quality control of acoustic Doppler velocimeter data in the surfzone, *Meas. Sci. Technol.*, Vol.16, pp.1889-1893, 2005.
- 11) Nikora V., Green M.O., Thrush S.F., Hume T.M. and Goring D.: Structure of the internal boundary layer over a patch of pinnid bivalves (*Atrina zelandica*) in an estuary, *J. Mar. Res.*, Vol.60, pp.121-150, 2002.
- 12) Inoue T., Nakamura Y. and Sayama M.: A new method for measuring flow structure in the benthic boundary layer using an acoustic Doppler velocimeter, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, Vol.25, pp.822-830, 2008.
- 13) Garcia, C.M., Cantero, M.I., Nino, Y. and Garcia, M.H.: Turbulence measurements with acoustic Doppler velocimeters, *J. Hydraul. Eng.*, Vol.131, pp.1062-1073, 2005.
- 14) Grant W.D., Williams A.J. and Glenn S.M.: Bottom stress estimates and their prediction on the northern California continental shelf during CODE-1: The importance of wave-current interaction, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.14, pp.506-527, 1984.
- 15) Coleman, N.L.: Velocity profiles with suspended sediment, *J. Hydraul. Res.*, Vol.19, pp.211-229, 1981.
- 16) Yeung, P.K. and Zhou, Y.: On the universality of the Kolmogorov constant in numerical simulations of turbulence, Langley Research Center, Hampton, Virginia, 1997. .
- 17) Howarth, M.J. and Souza, A.J.: Reynolds stress observations in continental shelf seas, *Deep Sea Res.*, Vol.52, pp.1075-1086, 2005.
- 18) Green, M.O.: Spectral estimates of bed shear stress at subcritical Reynolds numbers in a tidal boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.22, pp.903-917, 1992.
- 19) Lumley, J.L. and Terray, E.A.: Kinematics of turbulence convected by a random wave field, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.13, pp.2000-2007, 1983.
- 20) Gross, T.F. and Nowell, A.R.M.: Spectral scaling in a tidal boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.15, pp.496-508, 1985.
- 21) Huntley, D.A.: A modified inertial dissipation method for estimating seabed stresses at low Reynolds numbers, with application to wave/current boundary layer measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.18, pp.339-346, 1988.
- 22) Gross, T.F., Isley, A.E. and Sherwood, C.R.: Estimation of stress and bed roughness during storms on the Northern California Shelf, *Cont. Shelf Res.*, Vol.12, pp.389-413, 1992.
- 23) Grant, W.D. and Madsen, O.S.: The continental-shelf bottom boundary layer, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol.18, pp.265-305, 1986.
- 24) Gross, T.F., Williams, A.J. and Terray, E.A.: Bottom boundary layer spectral dissipation estimates in the presence of wave motions, *Cont. Shelf Res.*, Vol.14, pp.1239-1256, 1994.

(2008. 9. 30受付)