

高解像度ドップラー流速分布計による感潮河川 における乱流境界層の観測

HIGH RESOLUTION MEASUREMENTS OF TURBULENT BOUNDARY-LAYER IN TIDAL RIVER

川西 澄¹・鳥居 義仁²
Kiyosi KAWANISI, Yoshihito TORII

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)

A pulse-to-pulse coherent acoustic Doppler profiler (HR-NDP) operating at 1.5 MHz has been used to measure accurate vertical profiles of turbulence parameters, such as Reynolds stresses and eddy viscosity, and to test the parameterization of dissipation rate and stability function S_m in the model of Mellor and Yamada (M-Y). The HR-NDP and STD were deployed during the summer of 2001 for 18 hours in a tidal river. Reliable data with the HR-NDP were corrected with 3 s intervals at the cell-size 3 cm in the range 10–160 cm above the bottom. Density profiles with the STD were taken nominally every 10 min. In the near-bottom layer, the production rate deduced from the HR-NDP correlates with the M-Y closure-based dissipation rate, but the empirical constant B_1 is larger than that conventionally used in the model. The stability function S_m deduced from the HR-NDP does not agree with S_m of M-Y model.

Key Words: pulse-to-pulse coherent sonar, mixing coefficients, turbulence, stratification, tidal river

1. はじめに

一般に感潮域では流動, 水質とも鉛直方向に大きく変化しており, 感潮域における種々の問題を解決するために必要とされる3次元数値モデルは, 流動・水質の鉛直構造を正確に再現できなければならない。乱流の鉛直輸送が鉛直構造を支配している重要な要素であることから, 用いられる数値モデルは鉛直乱流輸送項を正確に評価できる必要がある。現在まで現地における信頼できる乱流量の測定例は少なく, 特に非定常性の強い感潮域の測定データは非常に不足しており, 限られた乱流量が得られているに過ぎない。乱流モデルの適用性やモデル定数を決定するためには平均, 乱流量の分布と空間勾配を測定する必要があるが, 非定常な感潮域でそのような測定を実施することはこれまでほとんど不可能であった。

近年になってシアープローブによる乱れエネルギーの散逸率分布の測定が可能になり, 實際上重要な鉛直渦動粘性係数の鉛直分布が評価されるようになった¹⁾。しかし, 時々刻々と流れ場や密度場が変化し, 連続測定が必要とされる感潮域の場合には, シAAPローブを繰り返し落下, 浮上させなければならず,

多大な労力が必要となる。最近, 従来の超音波ドップラー流速分布計とは方式の異なる pulse-to-pulse coherent ドップラー法を使用した高解像度ドップラー流速分布計 (HR-NDP) が開発された²⁾。これは乱流流速分布計とも呼べるもので, 高精度な流速が高い時空間分解能で得られる。

本研究は, 1.5 MHz の HR-NDP を使って感潮河川における乱流境界層を 3 cm の鉛直方向分解能で 3 秒間隔で連続測定し, Reynolds セン断応力, 鉛直渦動粘性係数などの乱流量を求め, スケールの大きな乱流場の代表的な乱流モデルである Mellor-Yamada モデル³⁾ の適用性について検討したものである。

2. 方法

(1) 観測地点と測定方法

広島市西部に位置する太田川放水路の河口から約 2.5 km 上流の水路中央部において, 流速と水質の鉛直分布の連続測定を行った。観測期間は 2001 年 7 月 17 日 14:30~7 月 18 日 9:20 である。観測地点の川幅は約 300 m, 平均水深は約 3 m である。観測地点と観

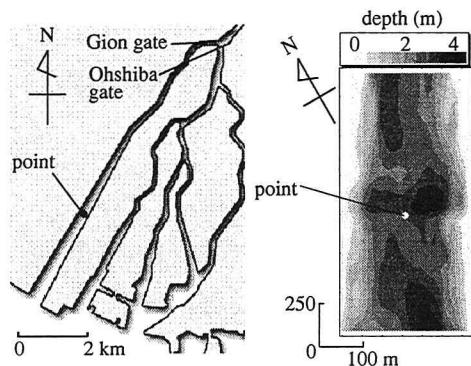


図-1 観測地点と水深分布

測地点付近の水深分布 (T.P. を基準) を図-1 に示す。平均河床勾配は $1/2000$ で、観測地点では左岸側がやや深くなっている。河床材料は $D_{50} = 306 \mu\text{m}$ の砂質土である。水中カメラによる観察によれば、測点付近の河床は平坦で、目立った河床波は見られなかった。放水路は河口から約 9km 上流の祇園水門で市内派川と分岐しており、感潮域であるため、放水路に流入している正確な淡水量は不明である。なお、観測期間中の祇園水門の開度は 10cm であった。

流速 3 成分の測定には Nortek 社製の高解像度ドップラー流速分布計 HR-NDP (周波数 1.5MHz 、ビーム傾斜角 25°) を使用した。HR-NDP は pulse-to-pulse coherent ドップラー法⁴⁾ を使用しており、複数の超音波パルスを短い時間間隔で発射し、後方散乱パルス間の位相差から流速を求める。2 パルスの場合は、次式の関係から超音波ビームに沿った流速 V が得られる。

$$V = \frac{\phi c}{4\pi f \Delta t}; \quad \phi \in [-\pi, \pi] \quad (1)$$

ここで、 ϕ は受信パルス間の位相差、 c は音速、 f は超音波周波数、 Δt はパルスの時間間隔である。HR-NDP は従来の incoherent 方式 ADCP に比較してドップラーノイズの影響を受けず高精度、高解像度の流速測定が可能である⁵⁾。ただし、位相差が識別できる範囲になければならないことから、測定可能な最大 profiling range R_{max} と最大流速 V_{max} は 2 パルスの HR-NDP の場合、次式を満足する必要がある。

$$V_{max} = \frac{c^2}{8fR_{max}} \quad (2)$$

HR-NDP では V_{max} を大きくするために 2 組のパルスペアが用いられており、 $R_{max} = 2\text{m}$ に対して $V_{max} = 40\text{cm/s}$ となっている。

河床から 1.7m の高さに HR-NDP センサーヘッドを下向きにして設置し、トランスデューサーの下 10cm から 3cm 間隔で河床上 10cm までの流速分布を 3 秒間隔で連続測定した。潮汐に伴う水深変化はセンサーヘッドに内蔵されている圧力変換器によって測定し、流速とともに記録した。

密度の鉛直分布は、アレック電子製の TPM クロロテックを 10 分間隔で上下させて測定した。TPM クロロテックのサンプリング間隔は 1 秒、移動速度は約 3cm/s である。密度と同時に濁度、クロロフィル蛍光光度も測定されているが、これらについては本論文ではふれないこととする。

上記の観測に加えて、HR-NDP の信頼性を検証するため、 2001 年 10 月 1 日～ 2 日にかけて河床から 18cm の高さに超音波ドップラー流速計 ADV (サンプリング間隔は 1 秒) を設置し、HR-NDP との同時測定を行った。

(2) 乱流輸送特性量の評価

流速の水平方向成分を u, v 、鉛直方向成分を w とすると、乱れエネルギーの生成率 P は、Reynolds せん断応力と平均速度勾配が測定できれば、次式で計算できる。

$$P = - \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \quad (3)$$

一方、鉛直渦動粘性係数 A_v を用いると生成率は

$$P = A_v S^2 \quad (4)$$

のように表される。ここで、 S は平均速度勾配

$$S = \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

である。したがって、實際上重要な鉛直渦動粘性係数 A_v や混合距離 l_m はそれぞれ (6) 式と (7) 式で求められる。

$$A_v = \frac{P}{S^2} \quad (6)$$

$$l_m = \left(\frac{P}{S^3} \right)^{1/2} \quad (7)$$

Mellor and Yamada のクロージャーモデル (M-Y モデル)³⁾ では、鉛直渦動粘性係数は

$$A_v = S_m l q \quad (8)$$

で表される。ここで、 l は乱れの長さスケール、 q は乱れ強度で

$$q = \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)^{1/2} \quad (9)$$

である。安定化関数 S_m は経験的なモデル定数 (A_1, B_1, C_1, A_2, B_2) と Richardson 数に相当する G_h を使って

$$\begin{aligned} S_m \{ 1 - 3A_2(6A_1 + B_2)G_h \} (1 - 9A_1A_2G_h) = \\ A_1 [1 - 3C_1 - 6A_1/B_1 - 3A_2 \\ \{ (B_2 - 3A_2)(1 - 6A_1/B_1) \\ - 3C_1(B_2 + 6A_1) \} G_h] \end{aligned} \quad (10)$$

のように表される⁶⁾。ここで、 G_h は N^2 を浮力振

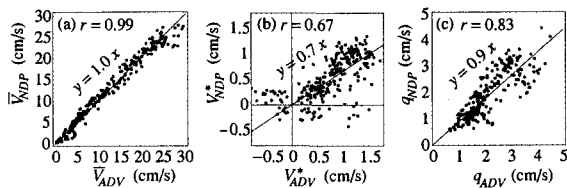


図-2 ADV と HR-NDP の測定値の比較

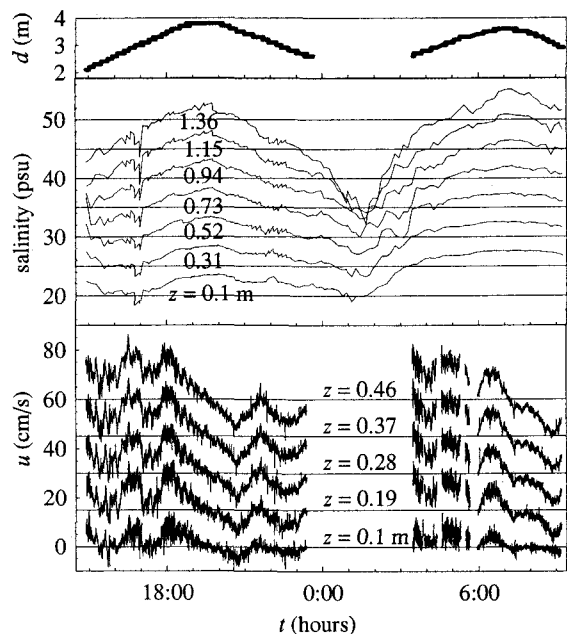


図-3 水深、塩分と流速の経時変化

動数とすると

$$G_h = -\frac{l^2}{q^2} N^2 \equiv \frac{l^2}{q^2} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (11)$$

である。モデル定数は Mellor and Yamada³⁾ によって

$$(A_1, B_1, C_1, A_2, B_2) = (0.92, 16.6, 0.08, 0.74, 10.1) \quad (12)$$

の値が得られている。

3. 結果および考察

(1) 平均、乱流量の深さ－時間分布

図-2 に ADV と HR-NDP によって測定された平均流速 $\bar{V} = (u^2 + v^2)^{1/2}$ 、摩擦速度 $V^* = (-V'w')^{1/2}$ 、乱れ強度 q の比較を示す（横軸が ADV、縦軸が HR-NDP による測定値）。図-2(a) の平均流速については両者の対応は良好である。図-2(b) に示す摩擦速度はバラツキが大きく、相関が低い。この原因の 1 つとして、ADV に傾斜センサーが取り付けられていなかったため、傾斜補正が出来なかったことが考えられる（ $\bar{V}_{ADV} = 30 \text{ cm/s}$ で $\bar{w}_{ADV} \approx -2 \text{ cm/s}$ が観測されている）。一方、図-2(c) の HR-NDP による乱れ強度は、ADV による値よりやや小さい傾向があるが大きな差はない。

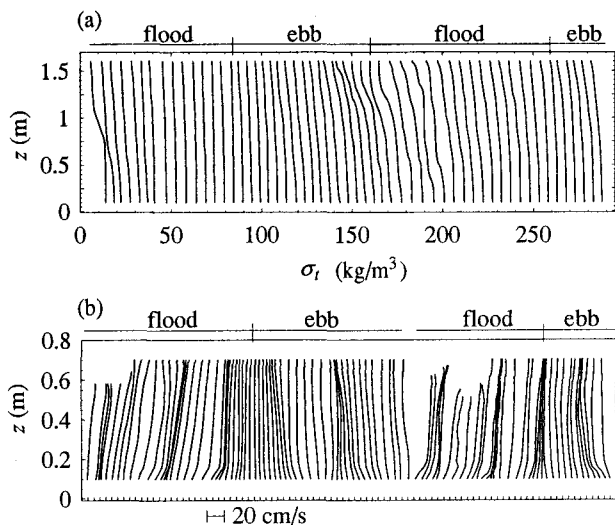


図-4 密度と平均流速の鉛直分布の経時変化

HR-NDP によって測定された水深と河床からの高さ $z = 0.1 \sim 0.46 \text{ m}$ における主流方向流速、TPM クロロテックによる $z = 0.1 \sim 1.36 \text{ m}$ における塩分の経時変化を図-3 に示す。ただし、観測期間の後半の水深と流速データには、電源トラブルによるいくつかの欠測期間がある。塩分と流速経時変化に描かれている水平線はそれぞれ 20 psu と 0 cm/s を示している。観測時は中潮で 2 m 余りの潮差がある。上層ほど塩分の時間変化が大きく、 $z = 0.1 \text{ m}$ における $20 \sim 28 \text{ psu}$ に対し、 $z = 1.36 \text{ m}$ では $3 \sim 25 \text{ psu}$ の塩分変化がみられる。平均流速の経時変化は水深変化に比べてかなり不規則で、上げ潮や下げ潮期の中でも流向の逆転がみられる。最大流速は測定水深の範囲では上げ潮期の前半で発生している。

カットオフ周期約 30 分の離散 Wavelets フィルターを用いて平均成分と乱れ成分を分離した。図-4 に密度 (σ_t) と主流方向平均流速の鉛直分布の経時変化を示す。図-4(a) の密度分布は 20 分間隔の鉛直分布を 5 kg/m^3 ずつ右にシフトして示したもので、図-4(b) は 10 分間隔の平均流速分布を 5 cm/s ずつ右にシフトしてあり、横軸の目盛りは各流速分布の 0 cm/s の位置に対応している。図-4(a) に示す密度の鉛直分布をみると密度が急変するところがかなり河床に近いところにも存在しており、一部の時間では強い密度成層の影響が水深全体に及んでいると考えられる。

流速の大きな上げ潮期には、河床から離れた測定層では流速が測定レンジをオーバーしたため正常に流速が測定できなかった。このため、 $z = 0.1 \sim 0.7 \text{ m}$ における流速データのみ解析対象としたが、上げ潮期の一部期間ではさらに $z \approx 0.6 \text{ m}$ の測定層まで異常値が含まれていた。図-4(b) において一部 $z = 0.7 \text{ m}$ まで流速分布を示していないのはこのためである。往復流であることに加え、密度成層の効果を反映して、大部分の時間で流速分布は対数則から外

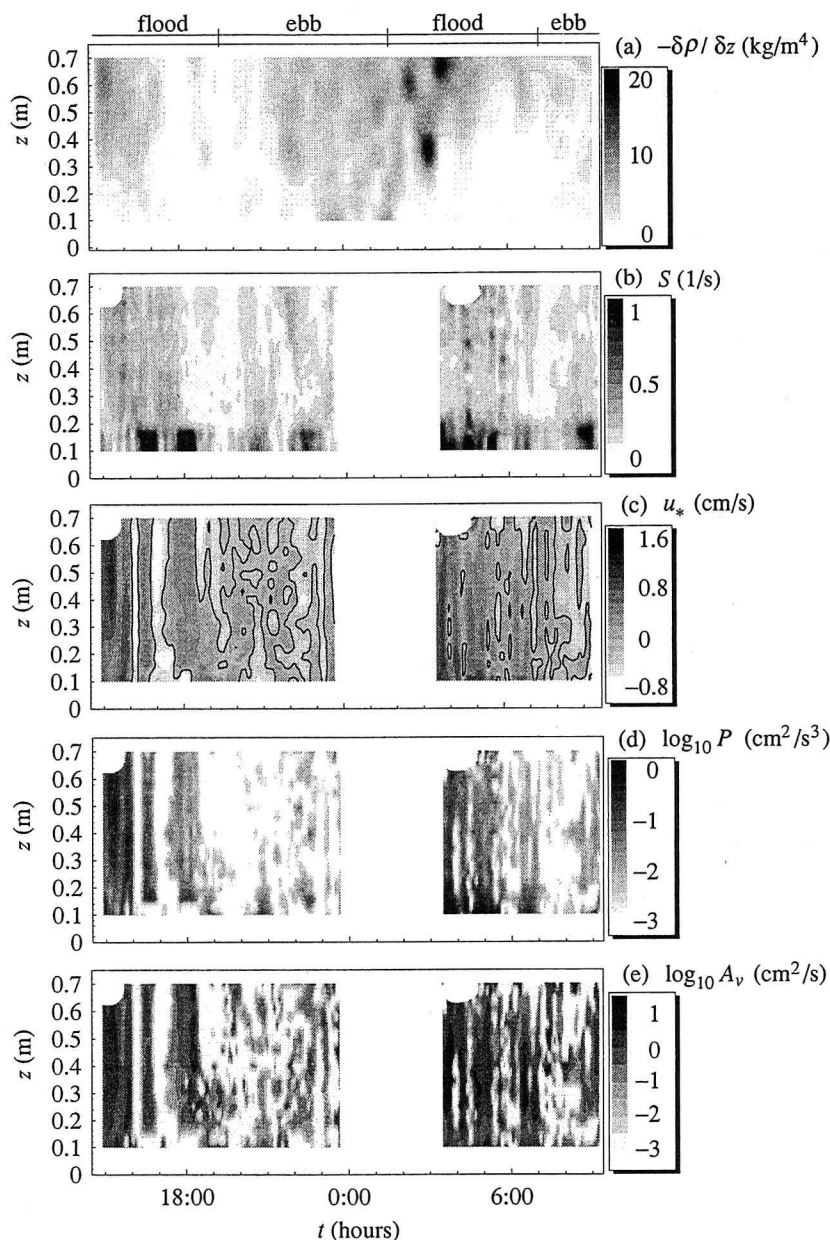


図-5 観測値の深さ一時間分布：(a) 密度の鉛直勾配，(b) 平均速度勾配，(c) 摩擦速度，(d) 乱れエネルギーの生成率，(e) 鉛直渦動粘性係数

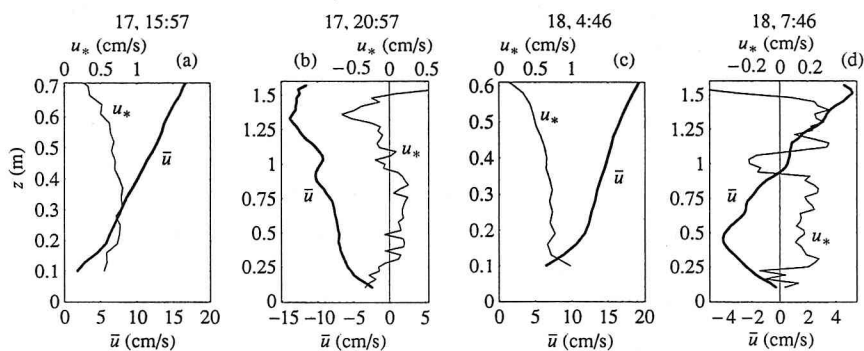


図-6 平均流速と摩擦速度の鉛直分布

れている。流速分布には直線的な領域が多いが、流速が大きい時間では $z = 0.2\text{ m}$ 未満の河床近傍で大きな速度勾配がみられる。

図-5 に密度と平均流速の鉛直勾配 (a),(b) および乱流量 (c)–(e) の時空間分布を示す。ただし、図-4(b) の流速分布で述べたように、上げ潮期の一部では $z \gtrsim$

0.6 m の領域における流速関連の値は信頼できないので、この部分は白で示してある。図-5(a) は密度の鉛直勾配が満潮付近より干潮付近で大きいことを示している。また、図-4 にみられる密度の鉛直方向の急変に対応して、時々密度勾配の大きな領域が現れている。図-5(b) の平均速度勾配をみると、 $z = 0.2$ m 未満の河床付近で大きな速度勾配がみられる。

図-5(c) に渦相関法により求めた摩擦速度 u_* の時空間分布を示す。なお、 $u_* = 0$ cm/s のコンターを実線で示してある。平均流速がかなり不規則に変化していることに対応して、主流方向の摩擦速度の符号は潮汐周期より短い周期で変化している。摩擦速度は上げ潮初期に最大になり、下げ潮期には小さく、上げ潮期の半分程度の値しか示していない。また、いくつかの時間では河床からの高さによって摩擦速度の符号が異なっている。詳しく鉛直分布をみるために、主流方向の平均流速と摩擦速度の鉛直分布の測定例を図-6 に示す。ただし、正常に流速が測定されている高さまでの鉛直分布が示してある。図-6(a),(c) に示すように、流速が大きな時間では、高さによって摩擦速度 u_* の符号が変わることはなく、その符号は平均流速勾配 $\partial \bar{u} / \partial z$ の符号と一致している。一方、流速が小さく密度成層が強い下げ潮時(図-6(b))、高さによっては u_* の符号が $\partial \bar{u} / \partial z$ の符号と反対になっている。結果として、負の乱れエネルギー生成率や鉛直渦粘性係数が得られることになる。Komori ら⁷⁾ は局所勾配 Richardson 数が 0.3 ~ 1 より大きくなると、Reynolds 応力および乱流熱流束が負になることを示している。図-6(d) に示す流向が反転する時にも、 u_* と $\partial \bar{u} / \partial z$ の符号が一致していない所があり、勾配拡散の仮定が破綻しているように見える。

図-5(d) は (3) 式から求めた乱れエネルギー生成率 P の時空間分布である。ただし、一部で得られた負の生成率は、図-5(d) では白で示してある $P \leq 10^{-3}$ cm²/s³ に含めてある。時間によっては河床付近より上層部の方が乱れエネルギー生成率が大きくなっており、一様定常流の壁面乱流境界層とは大きく異なっている。図-5(d) の結果は、流速があまり大きくない時間では流体内部のシアによる乱れエネルギーの生成が無視できないことを示している。

図-5(e) に示されている鉛直渦動粘性係数 A_v は、乱れエネルギー生成率 P と平均速度勾配から (6) 式を使って求めたものである。ただし、 P と同様、負の A_v は $A_v \leq 10^{-3}$ と同じく白で示してある。他の乱流量と同様に A_v は上げ潮期に最大値を示している。渦動粘性係数 A_v は鉛直方向には河床から $z = 0.3 \sim 0.5$ m の高さまで増加する傾向を示し、最大値は約 15 cm²/s であった。

(2) Mellor-Yamada のモデル定数と安定化関数

高さ $z = 0.13$ m と 0.49 m における局所勾配 Richardson 数 $Ri = N^2/S^2$ の経時変化を図-7 に示

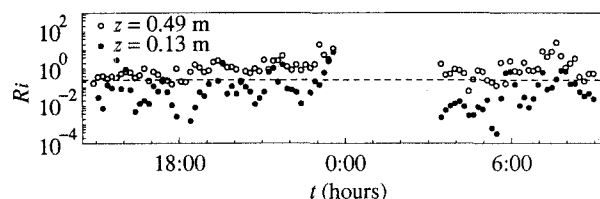


図-7 Richardson 数の経時変化

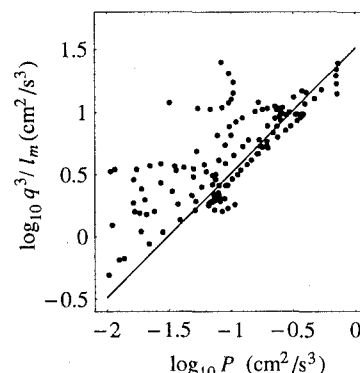


図-8 河床付近における生成率 P と q^3/l_m の関係

す。図中の破線は成層流における擾乱の安定限界である $Ri = 1/4$ を表している。高さ $z = 0.49$ m での Ri は、大部分の時間で 1/4 より大きく、密度成層の安定度が非常に強いことがわかる。さらに、黒丸で示されている河床付近 $z = 0.13$ m の Richardson 数も $z = 0.49$ m と同程度の大きさになる時間があり、密度成層の影響は河床付近でも無視できない。

M-Y モデル³⁾ によると、乱れエネルギー散逸率 ε は

$$\varepsilon = \frac{q^3}{B_1 l} \quad (13)$$

のように表される。河床近傍では P と ε がほぼ釣り合っていると考え、さらに乱れの長さスケール l を (7) 式で求められる混合距離 l_m に等しいとみなすと、

$$\frac{q^3}{l_m} = B_1 P \quad (14)$$

の関係が得られる。高さ $z = 0.13$ m において、密度成層の影響が比較的小さい ($l \leq 0.53q/N$ の関係がある⁶⁾) $l_m \geq 1$ cm のデータを選んで P と q^3/l_m の関係を両対数プロットしたものが図-8 である。図中の直線は最小 2 乗直線 $q^3/l_m \propto P$ を示す (最小 2 乗直線がデータの中心をはずれて見えるのは、両対数表示しているためである)。両者の間には比例関係が認められ、Mellor and Yamada³⁾ による散逸のモデル化は適当だと思われる。ただし、最小 2 乗法で求めた比例定数 B_1 は 32.6 となり、Mellor and Yamada³⁾ が示している 16.6 より大きい。Lu ら⁸⁾ はブロードバンド ADCP とシアプローブを用いた感潮水路の測定から、底面付近で 26.3、密度成層の影響が大きい中層で 46.6 の値を得ており、密度成層が B_1 を増加させることを示している。

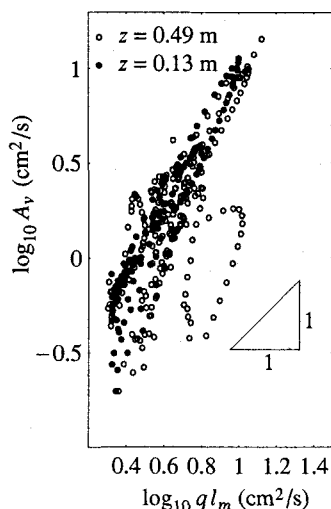


図-9 $q l_m$ と A_v の関係

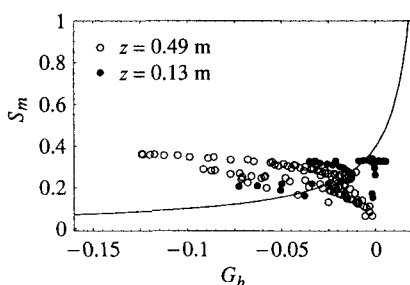


図-10 安定化関数 S_m

図-9に $z = 0.13, 0.49$ m における $q l_m$ と A_v の関係を示す。 $q l_m$ とともに A_v は増加するが、両対数表示の傾きは1より大きく、両者は線形関係にはない。M-Yモデル³⁾でも(8)式で表されるように安定化関数 S_m が掛かっているため、 A_v は $q l$ の線形関数となるわけではない。

高さ $z = 0.13, 0.49$ m における S_m を $A_v/(q l_m)$ として求めた結果を図-10に示す。M-Y乱流モデルの(10)式から求めた結果⁶⁾は実線で示してある。M-Yモデルの S_m とは異なり、観測結果には(11)式の G_h とともに S_m が増加する傾向はみられず、むしろ減少傾向が認められる。今後さらに検討を要するが、M-Yモデルの S_m は成層が強い場合、鉛直渦動粘性係数をかなり過小評価する可能性がある。Martin⁹⁾はM-Yモデルを用いた海洋混合層のシミュレーションを行い、M-Yモデルが実際より混合層厚さを過小評価することを示している。

4. おわりに

非定常性の強い河川感潮部において、空間分解能3cmで流速分布を連続測定した。得られた流速データから、従来の測定方法では困難であった乱流特性

量を評価し、代表的な乱流モデルである Mellor and Yamada³⁾のモデル定数、安定化関数について検討した。本研究で得られた主な結果は以下の通りである。

- 1) 河床付近の乱れエネルギー生成率の測定値は、M-Yモデルの散逸率に比例している。M-Yモデル定数 B_1 の値として32.6が得られ、これは従来使われている16.6より大きい。
- 2) 評価された安定化関数 S_m は、Richardson数の一種である $-G_h$ が大きい時、M-Yモデルの S_m より大きく、中立状態では逆にM-Yモデルの S_m より小さい。
- 3) 時間によっては河床付近以外でも比較的大きな乱れエネルギー生成率を示す。また、Richardson数が大きい時、生成率が負になる場合がある。
- 4) 往復流であることに加え、密度成層の影響により、平均流速の鉛直分布は対数分布に従わないことが多い。

謝辞: 太田川放水路の河床形状および河床材料に関しては、国土交通省中国地方整備局太田川工事事務所の資料を参考にした。ここに謹んで謝意を表します。

参考文献

- 1) 橋本英資・高杉由夫: 浮上式MSPによる内湾の鉛直混合強度の測定, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 966-970, 1998.
- 2) Lohrmann, A., Hackett, B. and Roed, L. P.: High resolution measurements of turbulence, velocity and stress using a pulse-to pulse coherent sonar, J. Atmos. Oceanic Technol., Vol. 7, pp. 19-37, 1990.
- 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) Lhermitte, R. and Serafin, R.: Pulse-to-pulse coherent Doppler sonar signal processing techniques, J. Atmos. Oceanic Technol., Vol. 1(4), pp. 293-308, 1984.
- 5) Zedel, L., Hay, A. E., Cabrera, R. and Lohrmann, A.: Performance of a single-beam pulse-to-pulse coherent Doppler profiler, IEEE J. Oceanic Eng., Vol. 21(3), pp. 290-297, 1996.
- 6) Galperin, B., Kantha, L. H., Hassid, S. and Rosati, A.: A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows, J. Atmos. Sci., Vol. 45(1), pp. 55-62, 1988.
- 7) Komori, S., et al.: Turbulence structure in stably stratified open-channel flow, J. Fluid Mech., Vol. 130, pp. 13-26, 1983.
- 8) Lu, Y., Lueck, G. and Huang, D.: Turbulence characteristics in a tidal channel, J. Phys. Oceanogr., Vol. 30, pp. 855-867, 2000.
- 9) Martin, P. J.: Simulation of the mixed layer at OWS November and Papa with several models, J. Geophys. Res., Vol. 90(C1), pp. 903-916, 1985.

(2001. 10. 1受付)