

一方向流を伴う振動流中の渦動粘性係数

田 中 仁*・チャン・シュー・チェン**・首藤伸夫***

1. はじめに

定常壁面乱流に関する研究は従来より数多く行なわれ、その構造が次第に明らかにされつつある。特に近年においては、変動発生機構、すなわち乱れの素過程に関する研究が盛んに行なわれている¹⁾。

一方、海浜における波動、管内流のサージングなどとして観察される振動乱流境界層も、工学的に非常に重要な問題である。乱流遷移²⁾、抵抗則³⁾、乱流構造⁴⁾等に関し、多くの興味ある結果が得られている。

定常成分を伴った振動流、例えば沿岸流と入射波の共存する碎波帯内の流れ、あるいは、河川流と外洋からの波浪が存在する河口部の流れについては、その重要さにもかかわらず、研究例すら稀であった。

そこで著者らは、定常流と振動流の相互干渉をもっとも簡単な形で取り込んだ渦粘性モデルを用いて、流速分布、せん断力分布、摩擦係数等を導いた^{5),6)}。このうち、摩擦係数については発電所港湾における港内堆砂の予測モデルに応用されている⁷⁾。

先述の振動乱流境界層に関する実験によれば、(a) 一周期内に層流・乱流が繰り返される、(b) 渦動粘性係数が時間的に変動する、等の現象が認められており、これらは著者らのモデルでは説明できない現象である。数多くの乱流の数値解析手法が提案されている今日においては、より高度の完結方法、例えば多方程式モデルを用いることにより、先の現象の再現が可能であろう。しかし、工学上の応用を考えるならば、あまりに複雑な解法は望ましいものとは言えない。現段階においては著者らのモデルの限界を明確にし、さらに、モデルをより現実的なものに改良していくことが課題であると考えられる。

以上より本研究では、特に先の (b) の現象、すなわち、渦動粘性係数の時間的な変化を調べた。また、(a) の再層流化現象についても、Kline et al.⁸⁾ の圧力勾配パラメーターによる説明を試みた。

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概要図を 図-1 に示す。装置は前報 (以下では文献 6) を前報と呼ぶ。) で用いたものと同様に 10 cm×15 cm の矩形管路であり、作業流体は空気である。管路長は前報で用いたものの2倍の 12 m とした。管路の一端はベルマウスを通じて大気中に開放されている。もう一方の端部にピストンとサクションを取り付け、これらにより管路内に一方向流と正弦振動流とを発生させた。

流速測定には定温型熱線流速計 (日本科学工業製) を用いた。また流速測定位置をはさんで 50 cm の地点における圧力差を差圧計によって測定した。

サンプリング波数は I 型センサー使用時には 50 波、X 型センサーの時には 150 波とした。サンプリング周波数は前回と同様に 100 Hz である。

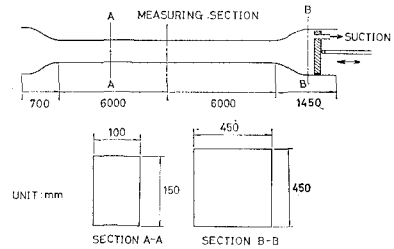


図-1 実験装置

3. 実験結果と考察

実験は全部で5ケース行なわれたが、本論文では紙面の都合上、Run 1, 4 および 5 についてのみ記すこととする。各ケースの実験条件を表-1 に示した。各パラメータの意味するところは前報と同様である。

Run 1 は定常成分に対し非定常成分が卓越するケー

表-1 実験条件

Run No.	T (s)	$\bar{u}_c/\bar{U}_w$	z_h/a_m	$\bar{U}_w a_m/\nu$
1	3.95	0.39	0.031	6.89×10^5
4	3.95	0.00	0.032	5.97×10^5
5	4.46	1.75	0.112	4.49×10^5

* 学生会員 工修 東北大学大学院工学研究科

** 学生会員 東北大学工学部
(現 シンガポール Publics Works Department)

*** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

スである。Run 4 は振動流のみのケースであり、これは Run 1 の振動流成分のみの場合に対応している。Run 1 とは逆に一方向流成分が支配的なケースとして Run 5 の実験が行われた。

(1) 流速波形と平均流速分布

Run 4, 1 および 5 における流速計の出力波形をそれぞれ 図-2, 3 および 4 に示した。図中、位相 $t/T=0$ は 図-1 のピストンがその全移動区間の中央点を左から右に横切る時刻をさしている。ここで T は周期である。

いずれのケースにおいても逆圧力勾配位相で激しい乱れが発生している。Run 4 は純粋な振動流であるため半周期ごとに同じ現象が繰り返される。したがって、それぞれのピークの減速期に高周波乱れが見られる。この乱れに起因する運動量輸送により、壁面近傍で増速し逆に管路中央で減速して、典型的な対数則型の流速分布を生じている。 図-2 は日野ら⁴⁾によって得られた結果と非常によく類似している。

一方、Run 1 は一方向流を伴うために $0 < t < T/2$ と $T/2 < t < T$ で同じ現象とはならず、大きいピークで発生する乱れに比べ小さいピークでのそれは微弱なものであ

る。ただし、逆圧力勾配時に乱れが発生するという事実は 図-2 の結果と一致している。

図-4 に示された Run 5 は逆流 ($u < 0$) が生じない様に実験条件を設定したため、乱れの発生の様子が一見、 図-2, 3 と異なる様に見えるが、減速期における高周波乱れの発生という点においては 図-2, 3 に示したものと同一現象である。

図-2, 3, 4 に示された減速期における乱れの発生は定常流でのバースト現象と同一のものと考えられる。この点については図中に記された鎖線とともに (3) で触れることとする。

Run 1, 5 における平均流速分布の経時変化を 図-5, 6 に示す。Run 1 については図を描くにあたり、流速値が本来マイナスであるべき位相を適宜判断して負側に折り返している。

図-5, 6 および前報の結果より、平均流速分布については著者のモデルによりほぼ妥当な予測値が得られると結論できよう。

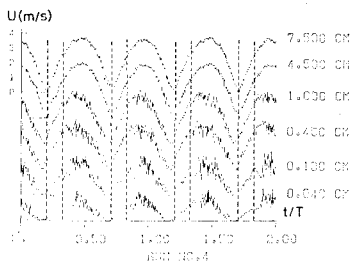


図-2 流速計出力波形 (Run 4)

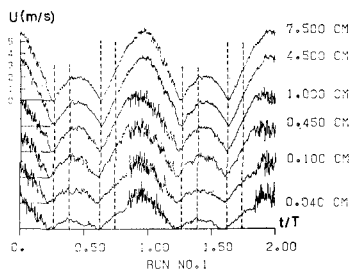


図-3 流速計出力波形 (Run 1)

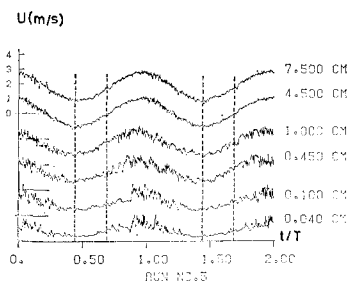


図-4 流速計出力波形 (Run 5)

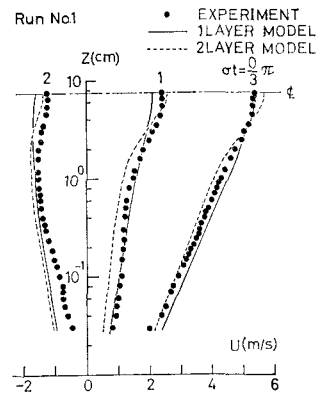


図-5 平均流速分布 (Run 1)

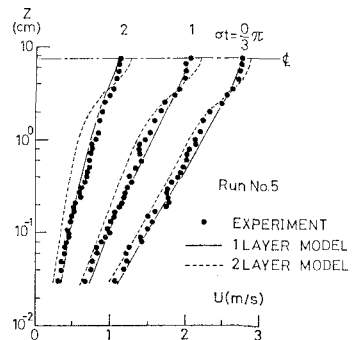


図-6 平均流速分布 (Run 5)

(2) 剪断力

Run 1 について種々の計算法で求めた剪断力と著者のモデルによる予測値との比較を 図-7 に示す。

剪断力の算定には前報と同様な方法を用いた。すなわち、(a) X型プローブにより $-\overline{u'v'}$ を直接的に測定す

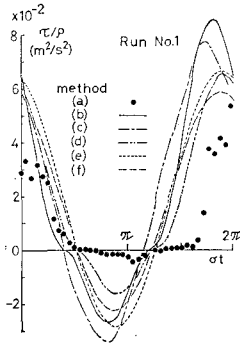


図-7 剪断力 (Run 1)

る方法, (b) 壁面近傍の速度分布に対数則をあてはめる方法, および (c) 境界層方程式の数値積分, すなわち,

$$\frac{\tau}{\rho} = \int_z^{z_h} \left(-\frac{\partial u}{\partial t} \right) dz + \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) (z_h - z) \dots (1)$$

により算定する方法の3つを採用する。式(1)で, τ : 剪断力, ρ : 密度, z_h : 平行壁間距離の半分, z : 壁面からの距離, p : 圧力である。 u には図-5に示した平均流速を, p には差圧計による測定値を用いた。今回は上記の3方法に加え, (d) Ludwig・Tillmannの式⁹⁾を用いた算定も試みた。すなわち,

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \frac{c_f}{2} u_\infty^2 \dots (2)$$

ここに

$$c_f = 0.246 \times 10^{-0.679 H_{12} \cdot Re_2^{-0.268}} \dots (3)$$

ここで, τ : 壁面剪断力, u_∞ : 境界層外縁流速, H_{12} : shape factor ($=\delta_1/\delta_2$), δ_1 : 排徐厚, δ_2 : 運動量厚, $Re_2 = u_\infty \delta_2 / \nu$ である。式(2), (3)は平板境界層でよく用いられる式であり, 今回はこれを非定常運動に拡張して用いた。すなわち, 壁間距離の半分の境界層厚と考え, 管路中央の流速値を u_∞ とし, c_f および τ_0 が時々刻々変化するものと仮定した。以上の(a)から(d)による算定値と, (e)一層モデル⁹⁾による理論値, (f)二層モデル⁹⁾による理論値とを比較した。図-7に示したデータのうち, 対数則によるもの, およびLudwig・Tillmannの式によるものは壁面での剪断力である。他については $z=0.5\text{ cm}$ の値を示した。

図-7において剪断力の時間変化は種々の方法でお互いに似通ったものになったが, その値についてはかなり異なる。

方法(b), (c)により得られた値は近いものとなった。この点は前報で得られたものと同様な結果である。前回の実験ではデータ処理の都合上, 波数を多くとることができず, 方法(a)で求めた値がかなりばらついていたが, 今回はその点が改善されている。ただし, X型センサーにより測定されたレイノルズ応力は他の方法によるものに比べ幾分小さめである点, および低流速時と逆流

時に有意なレイノルズ応力の発生が見られない点で前報と同様な結果となった。

各方法で得られた剪断力の最大値を表-2にまとめた。壁面での値と $z=0.5\text{ cm}$ での値を別々に記した。位相差に関する検討も極めて重要であるが, ここでは底質移動と密接な関係を持つ壁面摩擦力の最大値についてのみ考えることとした。

方法(c)による値に対する他の値の比をカッコ内に示している。表-2に示した数値より, 理論値の誤差はほぼ20%程度であると結論できよう。

表-2 剪断力 τ/ρ の最大値の比較

(単位: m^2/s^2)

計算法	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
$z=0.5\text{ cm}$	0.055 (0.72)	—	0.077 (1.0)	—	0.068 (0.89)	0.060 (0.78)
壁面	—	0.085 (1.06)	0.080 (1.0)	0.065 (0.81)	0.071 (0.89)	0.064 (0.80)

(3) 渦動粘性係数

Run 1で得られた渦動粘性係数 K_z の鉛直分布を図-8に示した。本ケースにおいては逆流の生じる位相が存在し, 速度勾配がゼロ近くになる位相では K_z が発散したり負になったりすることがあった。図-8にはこれらのデータをプロットしていない。図中には著者らの一層モデル⁹⁾, および二層モデル⁹⁾による理論値をそれぞれ実線, および鎖線で示した。

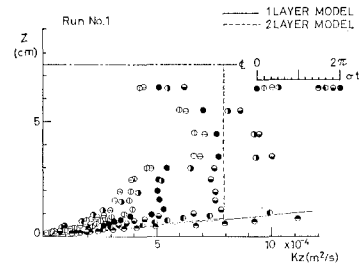


図-8 渦動粘性係数 (Run 1)

過去の研究例と同様に渦動粘性係数が時間的に変動しているものの, 壁面近くで直線的に増加した後, $z=1\text{ cm}$ 付近より上方では増加の割合が鈍っており, 全体的な分布型は二層モデルに近いものといえる。値については理論値に比べ実験値の方が小さめであった。本ケースについて, ある高さでの K_z の経時変化の調和分解を試みたが, 前述の様に K_z が発散する位相が存在するため, 有意な成分を抽出することはできなかった。

Run 5の渦動粘性係数の分布を図-9に示す。全体的な分布型はやはり二層モデルに近い様である。このときの K_z の時間的な変化を調べたのが図-10である。前述のRun 1と異なり逆流位相が存在しないため, K_z が発散したり負になることがない。壁面近くではほぼ一定

値をとり時間的変化は小さい。壁から離れたところでは時間的変化を示すものの、定常成分に対する変動振幅の比は小さい様である。この点を確認するために、図-10の値を調和分解した。結果を図-11に示す。図中、 K_s は定常成分、 K_w は第1モードの振幅、 θ は位相のずれである。図より K_w の値は非常に小さく、したがって本ケースの様に定常流成分の卓越する場合には渦動粘性係数が時間的に不変であると考えても良い。

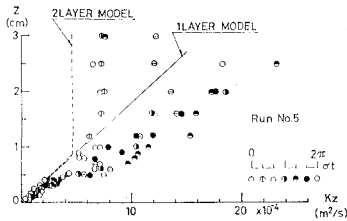


図-9 渦動粘性係数 (Run 5)

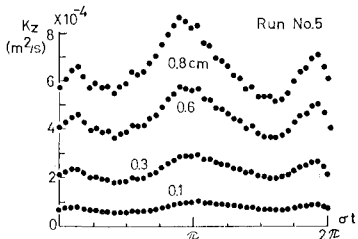


図-10 渦動粘性係数の経時変化 (Run 5)

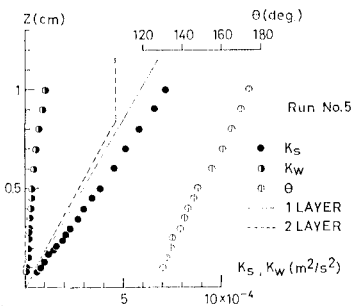


図-11 渦動粘性係数の調和分解 (Run 5)

(4) 乱れ強度

Run 1 の流れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の等強度線を図-12に示す。 $\sigma t = \pi$ 付近で $\sqrt{u'^2} = 25$ cm/s 程度の強度を持つ乱れが、図-3 の小さい方のピークでの乱れに対応している。一方、図-3 の $t/T = 0.85$ 近くで発生する高周波乱れに対応するコンターラインは密に詰っており、短時間のうちにかなり強い乱れが発生していることがわかる。この様に大きいピークでの乱れと小さいピークでのそれとは発生の様子が幾分異なる。

一方、Run 5 について同様な表示を行ったのが図-13である。本ケースにおける乱れの発生の様子は図-12の $\sigma t = \pi$ 付近の乱れに類似している。

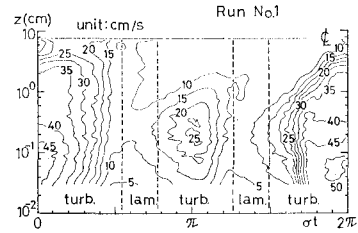


図-12 乱れ強度分布 (Run 1)

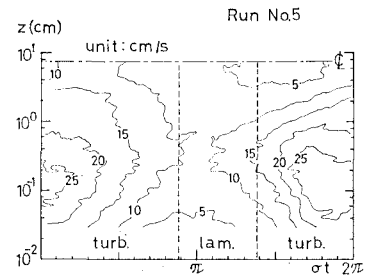


図-13 乱れ強度分布 (Run 5)

Kline et al.⁸⁾ によるバーストに関する研究によれば、単位スパンにおける低速渦破断の発生周波数 F は次式で与えられる。

$$F^+ = 10.8 \times 10^6 (K - 3.7 \times 10^{-6})^2 \quad (4)$$

ここで $F^+ = F \nu^2 / u_\tau^3$, ν : 動粘性係数, u_τ : 摩擦速度であり、 K は次式で表わされる圧力勾配パラメーターである。

$$K = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{\nu}{u_\tau^3} \quad (5)$$

彼らによれば、バーストの発生限界における圧力勾配パラメーター K_{cr} は、

$$K_{cr} = 3.7 \times 10^{-6} \quad (6)$$

であり、 $K < K_{cr}$ の時バーストが発生し、 $K > K_{cr}$ においてはバーストの発生が押えられる。

以下では式(5)の K 値を一方向流を伴う振動流場には拡張することを試みる。すなわち、圧力勾配として差圧計による実測値を用い、外縁流速としては断面中央における平均流速の経時変化を代入する。

上記の様に求めた値の位相変化をプロットしたのが図-14 (Run 1), および図-15 (Run 5) である。Run 1 では $0 < \sigma t < 0.54\pi$, $0.78\pi < \sigma t < 1.26\pi$, $1.49\pi < \sigma t < 2\pi$ においてバーストの発生する可能性があり、他の位相では再層流化が起こるものと予想される。 $K = K_{cr}$ となる位相を図-12中に鎖線で示し、さらに、 $K > K_{cr}$ および $K < K_{cr}$ となる位相にそれぞれ“lam.”および“turb.”と記した。図中の鎖線によって乱れ強度の大きい位相と小さい位相とが比較的明瞭に分割されていることがわかる。

一方、定常流成分が卓越する Run 5 における K 値

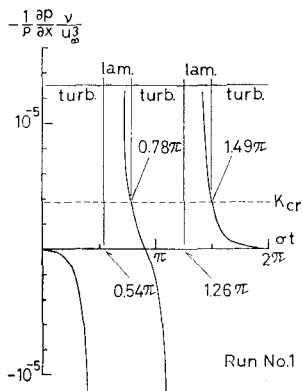


図-14 圧力勾配パラメーターの経時変化 (Run 1)

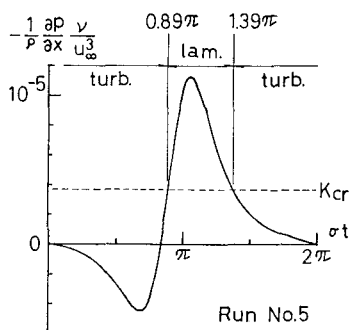


図-15 圧力勾配パラメーターの経時変化 (Run 5)

の変化の様子を 図-15 に示した。本ケースについて 図-12 と同様な位相分割を施したのが 図-13 の鎖線であり、 $0.89\pi < \sigma t < 1.39\pi$ で比較的、乱れ強度が弱くなることが認められる。

図-2, 3, 4 の流速波形に描かれた鎖線は 図-12, 13 に引いた鎖線と同じく K 値が限界値となる位相を示している。確かに乱れの強い位相、弱い位相が鎖線により区切られている。

以上より次の結論が得られる。

もし、一方向流を伴う振動流において流れの条件が与えられたならば、圧力勾配の値は容易に求まる。また、図-5, 6 に示した様に平均流速については著者らの理論によりほぼ満足のいく予測値を得ることができる。したがって、そのときの K 値の変化を式 (5) より算定することができ、これにより乱れの発生位相の予測が可能となった。

渦粘性モデルは運動方程式レベルで閉じるというその簡便さ故に、逆に乱れに関する情報を得ることができなかったが、上記の様に著者らのモデルと式 (5) の K 値を併用すれば、乱れの発生位相を予測することができる。移動床における浮遊砂の拡散は乱れ強度と密接な関係を持っており、上述の結論をこれらの問題に適用する

ことも可能であろう。

4. 結 論

本研究では、風洞装置を用いて、一方向流を伴う振動流について実験的な検討を行なった。主要な結論を以下に記す。

- (1) 実測された平均流速は、著者らがすでに提案した渦粘性モデルによる理論値とよく一致する。
- (2) 剪断力については、理論値の精度は十分とは言えないが、誤差のオーダーは 20% 程度であった。
- (3) 振動流成分が卓越するケースで得られた渦動粘性係数は、流れが逆流する前後で発散してしまった。それ以外の位相ではほぼ二層モデルに近い分布型を有している。逆に定常成分が支配的な場合には、渦動粘性係数を時間的に変化しないものと仮定してもよい。
- (4) 著者らのモデルと Kline et al. の圧力勾配パラメーターとを組み合わせることにより、乱れの発生する位相を予測することができる。

謝 辞

本研究を行うにあたり、東北大学工学部土木工学科、山路弘人技官には多大な助力を得た。また、本研究の一部は文部省科学研究費（代表者：東京工業大学日野幹雄教授）により行なわれた。ここに記して深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 例えば、小橋安次郎：乱流剪断流の構造，流体力学の進歩乱流（谷 一郎編），丸善，pp. 85~128, 1980.
- 2) Hino, M., M. Sawamoto and S. Takasu: Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow, J.F.M., Vol. 75, pp. 193~207, 1976.
- 3) Jonsson, I. G.: Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. on Coastal Engng., pp. 127~148, 1968.
- 4) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原 輝彦：交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構，東京工業大学土木工学科研究報告，No. 27, 12月, 1980.
- 5) Tanaka, H. and N. Shuto: Friction coefficient for a wave-current coexisting system, Coastal Engng. in Japan, Vol. 24, pp. 105~128, 1981.
- 6) 田中 仁・首藤伸夫：一方向流を伴う振動流に関する実験，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 259~263, 1982.
- 7) 丸山康樹・鹿島遼一・成廣明雄・近藤浩石：発電所港湾における港内堆砂量の予測モデル，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 294~298, 1982.
- 8) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler: The structure of turbulent boundary layers, J.F.M., Vol. 30, pp. 741~773, 1967.
- 9) Ludwig, H. and W. Tillmann: Untersuchen über die Wandschubspannung in turbulenten Reibungsschichten, Ing.-Arch., 17, pp. 288~299, 1949.