

# ピストン駆動式振動流装置における高精度 出力流速波形制御法の開発

灘岡和夫<sup>1</sup>・八木 宏<sup>2</sup>・二瓶泰雄<sup>3</sup>・野本康介<sup>4</sup>・小山裕文<sup>5</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)

<sup>2</sup>正会員 博士(工) 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

<sup>3</sup>正会員 修士(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

<sup>4</sup>正会員 修士(工) 前田建設工業(株)

<sup>5</sup>正会員 工修(株)テトラ

漂砂や振動乱流などを対象にした実験でよく用いられるピストン駆動式の閉鎖型振動流装置に関して、任意流速波形を得るための高精度制御法を開発した。本装置では、ピストン盤と振動流管路内壁の間の摩擦によって振動が不可避的に生じるのを防ぐために、その間に意図的に隙間を設けている。この隙間からの流体の抜けにより、流速波形がピストン入力波形と異なることから、入力波形を補正することで任意の流速波形を制御することを試みた。ここでは、非定常ベルヌーイの定理と連続式に基づいて、所定の出力流速波形に対する補正入力波形を求めるための定式化を行っている。この式による解析解と数値解は、対称波や非対称波に関する実測結果と良好に一致したことから、本手法の有効性が検証されている。

**Key Words:** oscillatory flow, arbitrary profile, input signal control, closed conduit tank

## 1. はじめに

海岸での漂砂や潮汐、燃料機関など自然界や人工管路系でよく見られる振動流場は、これまで数多くの実験的研究が行われているが、それらの多くは、対称波形を対象にしている(例えば、Hinoら<sup>1)</sup>、林ら<sup>2)</sup>)。それに対して、実際の振動流場は、沿岸域の波動境界層での流速波形のように、何らかの非対称性を有しており、最近、非対称波形を対象にした研究がいくつか行われてきている。

灘岡ら<sup>3), 4)</sup>は、空気流や水流を対象にした非対称波の振動流実験を行い、対称振動乱流とは大きく異なる乱流特性を見出している。また、Black<sup>5)</sup>は、非対称振動流下での平坦床上における漂砂現象に関して詳細に測定した結果、砂濃度変動に関して特徴的な位相特性を有していることを明らかにしている。このように、非対称振動流場の物理的構造は対称振動流場と大きく異なることから、今後、非対称波形を対象にした振動乱流実験を行う必要性がますます高くなるものと考えられる。その場合、このような非対称波形を含めた振動流の流速波形を任意に、しかも精度よく制御することが極めて重要となる。

そこで本研究では、振動流装置として用いられることの多いピストン駆動式の閉鎖型振動流装置において、パソコンから入力するピストンの位置波形を補正することにより、観測部での流速波形を制御す

る手法を開発することを試みた。また、LDV(レーザードップラー流速計)を用いて観測部中央の主流速を計測し、本手法の妥当性・有効性に関して検討を行った。

## 2. 本実験装置の概要と経緯

### (1)本振動流装置の概要

本装置は周長約20mのピストン駆動式による閉鎖型任意波形振動流装置((株)テトラ製)であり、図-1にその概略形状を示す。ピストン部は内径70cm;長さ120cmの円管であり、その中に最大±50cmのストロークが可能なピストン盤が管路内壁と平均1mmの隙間を持って設置されている。長さ5mの直線状の観測部は、25×30cmの矩形断面で、上部と側面部に透明窓を有する形になっている。観測部中央で行った主流速測定には、LDV(TSI社製)を用いた。

本装置は、パソコンからピストン位置の波形信号を入力することにより、油圧サーボシステムを介してピストン盤を前後に駆動させて振動流を発生させるものである。この装置では、基本周期1-10秒、観測部での最大流速約250cm/sの範囲で任意波形を出力可能であるので、幅広い振動流実験を行うことができる。

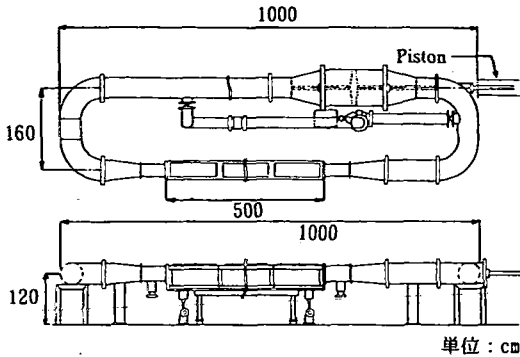


図-1 実験装置の概要

## (2)入力波形制御による高精度出力流速波形制御法開発に至る経緯

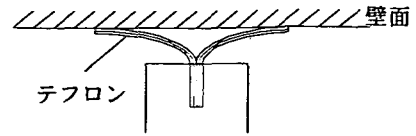
本装置の導入当初は、ピストン盤の周りから流体の抜けを防ぐために、図-2 (1)のような形でテフロン樹脂の膜状パッキン(0.5mm厚)を二枚重ねにして装着した。このような状態で空気流の実験を行ったところ、入力波形とほぼ一致する出力流速波形が得られたが、水流の場合には、図-3に示すような、数Hz程度の変動成分を含んだ流速波形が生じた。このようなことから、高精度の振動乱流や漂砂実験を実施するには、より精度の高い出力流速波形を得るための新たな制御法の開発が必要とされた。

上述した出力流速波形上の高周波数変動を引き起こす原因を探るために、以下に示すさまざまな項目を検討した。

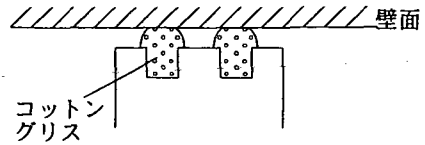
- ①コンピューターからの入力波形信号の平滑性
- ②ピストン盤の移動制御に関する応答特性
- ③振動流管路全体の振動
- ④管路曲がり部による断面内の二次流の発生
- ⑤気泡の混入
- ⑥ピストン盤周りのパッキン

その結果、⑥の水止め用として装着されたピストン盤周りのパッキンが上記の高周波数変動の主因であることが判明した。というのは、このパッキンを取り外した際に、流速波形はピストン盤周りの隙間の存在のため入力波形から変形したものの、流速波形中の高周波数変動成分が取り除かれたからである。そこで、パッキンの素材を変えて、テフロン樹脂より剛性の高いコットングリス(図-2 (2))をピストン盤のパッキンとして用いることを試してみた。しかしながら、このコットングリスは、管路内壁との強い摩擦を起こすために、管路全体の振動を増加させるばかりでなく、制御用モーターへ大きな負荷を与えるので、出力波形上の高周波数変動はさらに大きくなることがわかった。

以上のことから、ピストン盤周りに水止め用パッキンを装着すれば、盤と管路内壁の隙間からの流体



(1) テフロン樹脂膜方式



(2) コットングリス方式

図-2 ピストン盤周りの水止め用パッキン

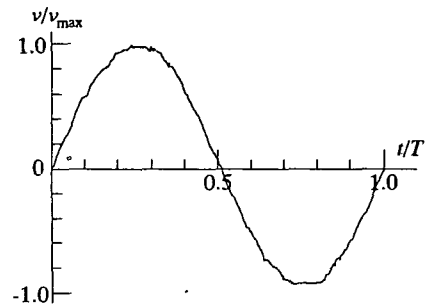


図-3 入力波形制御をしない場合の流速波形の典型例  
(周期 $T=5$ s, 最大流速 $v_{max}=120$ cm/s)

の抜けは抑えられ、流速波形が入力波形から大きくズレてしまうことはないものの、壁面摩擦によって出力流速波形に数Hz程度の変動成分が不可避免的に生じてしまうことが明らかになった。したがって本研究では、出力流速波形の変動成分を取り除くために水止め用のパッキンを装着せず、その代わりに、隙間からの流体の抜けを理論的に予測して、入力波形を予め変形させることで出力流速を所定の任意波形に制御するという手法を開発した。

なお、このような方法では、可能な最大出力流速がピストン盤周りで流体の抜けによって低減してしまうので、この低減をできる限り抑えるために、隙間幅はなるべく小さくすることが望ましい。隙間幅を決定するにあたっては、①ピストン盤の機械加工精度、②装置組立時におけるピストン盤の位置合わせに要する技術的精度、の二点を考慮する必要がある。①に関しては、隙間幅を最小0.5mmまで小さくすることが可能であるが、それに対して、②では人的作業を要するので①ほどの精度を得ることができなかった。そこで本装置では、様々な試行の結果、隙間幅を1mmに決定した。

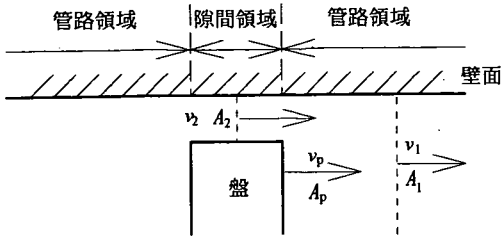


図-4 本解析で用いる各記号の定義

### 3. ピストン部での抜けを考慮した閉管路振動流の定式化と解法

#### (1) 非定常ベルヌーイの定理を用いた定式化

ここで、閉管路内の振動流場に対する基礎方程式を導出する。まず、ピストン盤周りに隙間が存在するために、そこから流体の抜けが生じていることを考慮して、閉管路内の振動流場をピストン盤の前面から後面までの管長にわたる領域（管路領域）とピストン盤周りの隙間を流れる領域（隙間領域）、の二つに分離する。各領域での流速 $v$ と断面積 $A$ の定義は図-4に示す通りであり、添字1, 2,  $p$ はそれぞれ管路領域、隙間領域、ピストン盤上での値とする。

本解析における基礎式は、管路全体の連続式と、断面平均された非定常ベルヌーイの定理で構成され、それらを連立して解く。具体的な式系は、以下のようにならされる。

$$A_p v_p + A_2 v_2 = A_1 v_1 \quad (1)$$

$$\frac{\beta}{g} \frac{1}{A(s)} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{\alpha}{2g} \left( \frac{Q}{A(s)} \right)^2 + \frac{p}{\rho g} \right) + \frac{dh_i}{ds} = 0 \quad (2)$$

ここで、 $p$ : 圧力（静水圧分を差し引いたもの）、 $g$ : 重力加速度、 $s$ : 流軸方向、 $A(s)$ : 管路断面積、 $Q$ : 流量、 $\alpha$ : エネルギー補正係数(=1.1)、 $\beta$ : 運動量補正係数(=1.0)、 $h_i$ : エネルギー損失水頭である。式(2)を管路領域に適用するために、ピストン盤の前面から後面まで流軸方向に管長 $L$ にわたって式(2)を積分した結果、以下の式が導出される。

$$\frac{-\Delta p_1}{\rho g} = m_1 \frac{\beta}{g} A_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} + h_{i1} \quad (3)$$

ここで $\Delta p_1$ はピストン盤前後の圧力差、 $h_{i1}$ は管路領域でのエネルギー損失水頭であり、また、 $m_1$ は以下のように定義される。

$$m_1 = \int_0^L \frac{ds}{A(s)} \quad (4)$$

表-1 本実験装置の管路領域での各損失係数

損失名	損失係数
摩擦係数	18.4
漸拡損失	2.5
曲がり損失	8.5
合計	29.4

なお、本実験装置では $m_1=1.95[1/cm]$ となる。

一方、隙間領域に関しても、管路領域と同様に、式(2)を用いれば以下のように記述できる。

$$\frac{-\Delta p_2}{\rho g} = m_2 \frac{\beta}{g} A_2 \frac{\partial (-v_2)}{\partial t} + h_{i2} \quad (5)$$

ここで $m_2$ は、式(4)に関して積分範囲を隙間領域に設定したものであり、本実験装置では0.05[1/cm]である。また、 $h_{i2}$ は隙間領域での損失水頭である。

式(3)と(5)から圧力項を消去し、 $2g$ を両辺に乗ずると以下のような式が得られる。

$$2m_1 \beta A_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} + K_1 |v_1| v_1 = 2m_2 \beta A_2 \frac{\partial (-v_2)}{\partial t} + K_2 |v_2| (-v_2) \quad (6)$$

ここで、各領域でのエネルギー損失水頭項に関しては、通常用いられているように、各領域での速度の自乗に比例する形で表している。そこでの比例係数 $K_1$ 、 $K_2$ は、管路、隙間領域において生じる種々の損失の和で表される。管路領域においては、表-1に示すように、摩擦損失や漸拡損失、曲がり損失を考慮して $K_1=29.4$ と設定している。一方、隙間領域においては、ピストン盤が壁面に対して相対運動をすることやピストン盤端部形状が実際には直線的でないこともあって、損失係数の評価は簡単ではない。そこでここでは、実測流速波形の再現性に基づいて、経験的に $K_2=0.60$ と設定した。なお、今後、これらの損失係数の決定法に関して詳細な検討を行う必要がある。

式(1)および(6)により $v_2$ を消去し整理すると、最終的には、以下のような $v_2$ と $v_1$ の関係式が得られる。

$$C_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} - C_2 \frac{\partial v_p}{\partial t} + K_1 |v_1| v_1 + K_2 \left| \frac{A_1 v_1 - A_p v_p}{A_2} \right| \frac{A_1 v_1 - A_p v_p}{A_2} = 0 \quad (7)$$

$$C_1 = 2(m_1 + m_2) \beta A_1 \quad (8)$$

$$C_2 = 2m_2 \beta A_p \quad (9)$$

なお、本実験装置では $C_1=1.54 \times 10^4 [cm]$ 、 $C_2=3.83 \times 10^2 [cm]$ である。

## (2) 解法

### a) 解析解

まず、式(7)の解の基本的な特性を把握するために、解析解を得ることを試みる。式(7)は絶対値を含んだ非線形方程式であり、厳密な解析解を求めることは困難である。したがって、ここでは、式(7)を線形化した以下の式を用いた。

$$C_1 \frac{\partial \hat{v}_1}{\partial t} - C_2 \frac{\partial v_p}{\partial t} + K_1 \hat{v}_1 v_1 + K_2 \hat{v}_2 \frac{A_1 v_1 - A_p v_p}{A_2} = 0 \quad (10)$$

ここで $\hat{v}_1$ 、 $\hat{v}_2$ は $v_1$ 、 $v_2$ の最大値であり、 $\hat{v}_1$ に関しては $v_p$ の最大値 $v_{pmax}$ を近似的に与えることにする。また $\hat{v}_2$ に関してもその値を合理的な形で与える必要があるが、いまのところその評価法が存在しないので、ここでは便宜的に実測値を参考に与えている。

入力波形（ピストン盤の移動速度波形）を周波数 $\omega$ を有するsin波形とした場合には、出力流速 $v_{1a}$ は、以下のように与えられる。

$$v_{1a} = B \sin(\omega t + \theta) \quad (11)$$

$$B = \frac{\sqrt{\left(K_2 \hat{v}_2 \frac{A_p}{A_2}\right)^2 + (C_2 \omega)^2}}{\sqrt{\left(K_1 \hat{v}_1 + K_2 \hat{v}_2 \frac{A_1}{A_2}\right)^2 + (C_1 \omega)^2}} v_{pmax} \quad (12)$$

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\left(K_1 \hat{v}_1 + K_2 \hat{v}_2 \frac{A_1}{A_2}\right) C_2 \omega - K_2 \hat{v}_2 \frac{A_p}{A_2} C_1 \omega}{C_1 C_2 \omega^2 + \left(K_1 \hat{v}_1 + K_2 \hat{v}_2 \frac{A_1}{A_2}\right) K_2 \hat{v}_2 \frac{A_p}{A_2}} \quad (13)$$

### b) 数値解

後述する高精度流速波形制御のためには、式(7)を近似せず、直接解を求めることが必要になる。そこでここでは、式(7)に関してRunge-Kutta法を用いて時間積分することにより、その数値解を求めることを試みた。その際に、適当な初期値から2周期程度計算すればほぼ安定した周期解を得ることが確認されている。

## 4. 計算結果

まず、周期5秒で流速振幅60cm/sのsin波を入力波とした場合における水路の観測部での流速波形に関して解析解と数値解を実際の測定結果と比較したものを図-5に示す。これを見ると、実測結果は、ピストン盤周りからの流体の抜けが存在するために、流速振幅が入力波形より小さくなり、かつ、位相遅れが生じているが、解析解はこのような基本的な特性を表現している。また、数値解に関しては、出力流速波形の最大流速付近での扁平な形状まで含めて、厳密に実測結果を再現している。次に、様々な条件

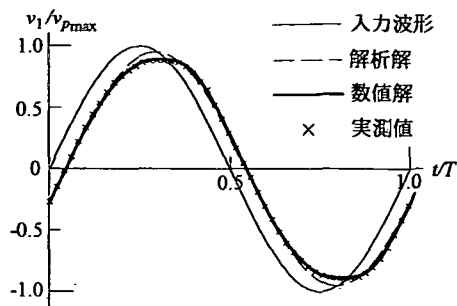


図-5 入力波形をsin波とした場合  
( $v_{pmax}=60\text{cm/s}$ ,  $T=5\text{s}$ )

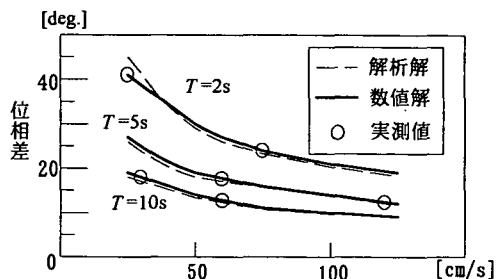


図-6 入力波形と出力波形の位相差

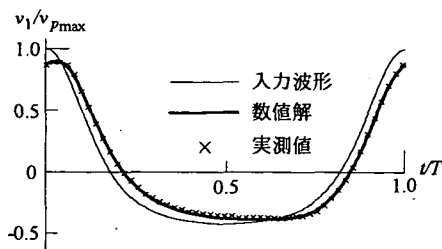


図-7 入力波形を非対称とした場合  
(非対称性パラメータ<sup>3)</sup>=0.7,  $v_{pmax}=170\text{cm/s}$ ,  $T=5\text{s}$ )

下における入力波形と出力波形の位相差に関して、実測結果と解析・数値解の比較を行ったものを図-6に示す。これを見ると、数値解は、位相差に及ぼす周期や流速振幅の影響をほぼ完全に再現しており、解析解でも再現性はかなり良好であることが分かる。

また、岩垣ら<sup>6)</sup>が提案するハイパボリック近似を用いて設定したクノイド波に対応する非対称波を入力波形とした場合に関して、実測結果と数値解の比較を行ったものを図-7に示す。これを見ると明らかのように、入力波形を非対称波形にした場合でも、数値解は実測結果を高精度に再現していることが分かる。

次に、任意の出力流速波形を実現するために、予

め与えられた所定の出力流速波形をターゲット波形として、それを得るための入力波形を逆算し、それを補正入力波形としてピストンを駆動することを試みた。ターゲット出力流速波形を対称波、非対称波に設定した場合の結果を図-8に示す。これらを見ると、実測値はターゲット波形とほとんど一致していることが分かる。また、ここでは紙面の都合上示さないが、その他の流速振幅、周期の条件下においても同様に良好な結果が得られている。

以上のことから、入力波形制御に基づく本手法により、対称波・非対称波を含めた任意のターゲット流速波形を高精度に実現し得ることが示された。

## 5. おわりに

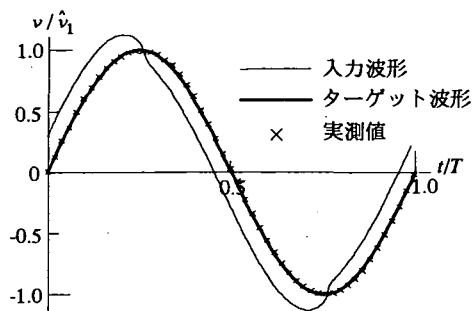
閉鎖型任意波形振動流装置を用いて、ピストン盤の周りに隙間がある場合の任意の出力流速波形制御法の開発を行うことを試みた。要約すると、

(1)閉管路振動流場に対して、管路全体での連続式と断面平均された非定常ベルヌーイの定理を用いて、入力波形と出力流速波形の関係式を定式化した。

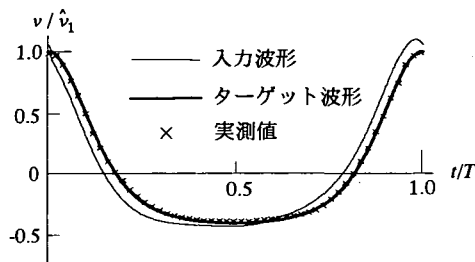
(2)それらに関して解析・数値解を求め、様々な流速振幅、周期の対称波と非対称波を対象にして実測結果との比較を行った。その結果、解析解では、入力波形に対する流速振幅の減少や位相遅れという実測結果で見られる基本的特性を再現し、さらに数値解では、より厳密に実測値と一致した結果が得られた。そこで、この数値解法に基づいて、任意のターゲット出力流速波形を実現し得る高精度制御法を開発し、その有効性が確認された。

## 参考文献

- 1)Hino, M., M. Kashiwayanagi, A. Nakayama and T. Hara: Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.131, pp.363-400, 1983.
- 2)林 泰造, 大橋正和, 武安真児: 往復流乱流境界層における大規模渦構造について, 第26回水理講演会論文集,



(a) sin波 (図-5と同条件)



(b) 非対称波 (図-7と同条件)

図-8 本手法によるターゲット流速波形の再現性

pp.483-488, 1982.

- 3) 灘岡和夫, 八木 宏, 二瓶泰雄, 野本康介: 非対称振動流の乱流構造特性について, 第41回海岸工学論文集, pp.141-145, 1994.
- 4) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 八木 宏, 野本康介: 非対称振動流の乱流構造特性 —特にレイノルズ数依存性について—, 第43回海岸工学論文集, pp.441-445, 1996.
- 5) Black, K.: Suspended sediment load during an asymmetric wave cycle over a plane bed, *Coastal Eng.*, Vol.23, pp.95-114, 1994.
- 6) 岩垣雄一, 塩田啓介: ハイパボリック波の表現式の再検討, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.31-35, 1979. (1996.7.3 受付)

## DEVELOPMENT OF A PISTON-TYPE CLOSED CONDUIT TO GENERATE OSCILLATORY FLOW WITH ARBITRARY PROFILE

Kazuo NADAOKA, Hiroshi YAGI, Yasuo NIHEI, Kosuke NOMOTO  
and Hirofumi KOYAMA

A new system to generate arbitrary-profile oscillatory flow has been developed with a piston-type closed conduit. To remove vibration due to inevitable friction between the piston and tank wall, the present system allows a small gap to exist between them. To theoretically predict the deformation of the output velocity profile due to the gap, unsteady Bernoulli's and continuity equations were used for the formulation. The analytical and numerical solutions of the formulated equations show good agreements with the experimental data. With this prediction method, an output velocity profile with arbitrary profile as a target signal was confirmed to be generated with high accuracy.