

管内振動乱流に関する実験

東京工業大学工学部 正会員 日野幹雄

東京工業大学大学院 学生員○高須修二

1. まえがき

定常流乱流に関する研究は、Laufer による乱流構造についての詳細な実験を始めとして多くのものがあり、また層流から乱流への遷移問題に対しても Skramstad-Schubauer による Tollmien-Schlichting 波の検討、また Emmons 等による乱流斑点の存在の発見など、十分とは言えないまでもかなりの研究が行なわれている。一方、波による海底の流体運動やU字管内の流体振動にみられる周期変動流すなわち振動流の乱れの性質に関する研究はサージタンクにおける振動の減衰、浅海波の減衰、波による底質の浮遊など、工学上の重要な問題と密接に関連しているにもかかわらずあまり行なわれていない。振動流境界層内の流速分布や拡散係数の評価についてはU字管振動を用いた Jonsson の粗面における実験、振動板を用いた Kalkanis の実験、堀川・渡辺による波動境界層に対する研究、さらに理論的に梶浦、野田の研究があるが、乱れの性質に関して直接的な考察を加えているものは、日野・大西の研究にみられるにすぎない。

振動流の流体力学的特性は定常流のそれとは大きく異っているものと考えられているが、本研究ではピストンによる円管内振動流を用いてその流体力学的特性を明らかにしようとするものである。研究はレイノルズ数が十分大きい流れに対して熱線風速計を用いて流速変動を測定し乱れの時間的変化を考察し、興味ある結果を得た。

2. 円管内振動流の層流解

円管内振動流の層流問題に対する解は純解析的に求める事が出来る。

すなわち、図1の様に座標系を採り、流れが θ 、 r 方向に速度成分を持たず、 z 方向に一樣であるとする基礎方程式は式(1)となる。

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

但し、 V_z は z 方向の流速成分、 p は圧力

$$\text{今、圧力勾配が周期的に変化するものとして} \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = K e^{i\omega t}$$

とすると、方程式(1)の解は境界条件

$$\left. \frac{\partial V_z}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad V_z(R) = 0 \quad (R \text{ は管の半径})$$

$$\text{を考慮して、} V_z = -\frac{iK}{\omega} \left(1 - \frac{Z_0(\lambda r_*)}{Z_0(\lambda)} \right) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。但し、 $r_* = r/R$ 、 λ (無次元振動数) $= \sqrt{\omega / \nu} R$,

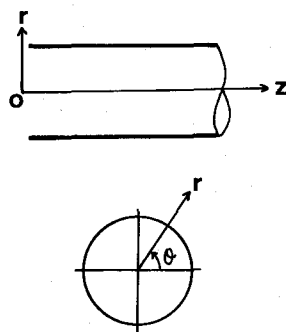


図1 座標系

Z_0 はケルビン関数で第1種零次のベッセル関数 J_0 を用いて、 $Z_0(x) = J_0(\sqrt{-i}x)$ と表わす事が出来る。 λ は流れを支配する重要なパラメータであり、 λ が変化すると流速分布の型も変化する。 λ の変化による流速の絶対値及び位相の変化を図5に実線で示してある。

断面平均時間最大速度 $\bar{U}$ は式(2)を積分する事により

$$\bar{U} = \left| - \frac{iK}{\omega} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{-i}\lambda} \frac{Z_1(\lambda)}{Z_0(\lambda)} \right) \right|$$

となる。

3. 実験方法

(a) 実験装置

実験装置は風洞、ピストン、動力（モータ）の三部分で構成されており、 $Re = 100 \sim 4000$ 程度を変化させる事が出来る。風洞部は内径30mm、肉厚2mm、全長4mの透明アクリル管で、その中央部に測定用の $\phi = 6\text{mm}$ の穴が開いている。図2に示す様に風洞の一端はピストン部となめらかに連結されており、他端はベルマウスを通して外気と接している。ピストン部はピストンの径が30mm、78mmの二種が用意されており、後者は風洞となめらかに結ばれる様に漸変断面部分を持っている。また、ピストンの振巾は片振巾15cmまで任意に変化させる事が出来る。動力は25c/secの回転数を持つサーボモータを使用しており、ギヤ比を変える事により周期を3秒または6秒にする事が出来る。実験に用いた Reynolds 数は表1の通りである。

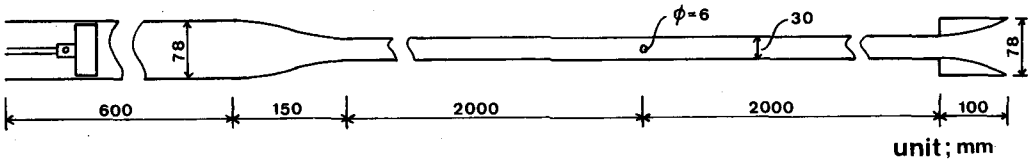


図2 実験装置概略図

周期		6 秒		3 秒
ピストン径		30 mm	78 mm	78 mm
片振巾	5 cm	105	710	1420
	10 cm	210	1420	2840
	15 cm	315	2130	4260

表1 実験 Reynolds 数

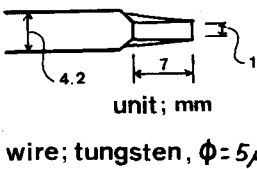


図3 プローブ

(b) 測定方法

流速の測定には定温度方式の熱線風速計を使用した。Wire-Probeは図3に示す市販の規格品を用いており、その抵抗値は約45Ωである。overheatingは15として使用している。流速分布の測定は風洞のほぼ中央部で行なったが、入口からの距離Lの管径Dに対する比L/Dはほぼ70であり入口効果の影響は受けていないとみる事が出来る。測定点は管の水平な直径方向に15点選んだ。

風速計からの出力はリニヤライザーを通して電磁オシログラフで記録しているが低流速部まで含めて測定しているため完全には直線化する事は出来ないため整理の段階で較正曲線を用いて較正した。較正曲線はプローブを円運動させ、その接線速度を基準流速として出力との関係を求めている。熱線風速計の出力は気温の影響を強く受け、特に低流速部においてはかなりの誤差を生じる。図4aは4度の温度変化のあるデータを用いた較正曲線であるが、零流速の出力

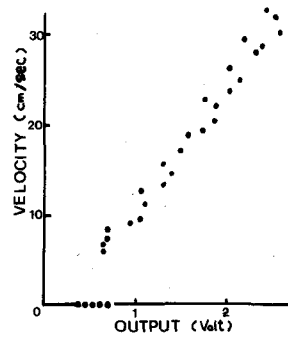


図4a 較正曲線

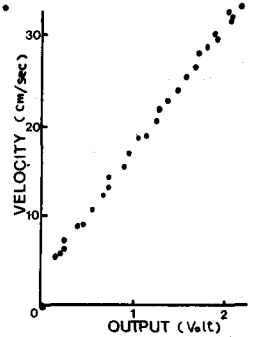


図4b 較正曲線

の変化よりかなりのばらつきがある事がわかる。これに対して各出力と同じ気温における零流速の出力との差を用いて基準流速との関係をplotしたものが図4bに示してある。この様に温度変化による誤差の大きい低流速部分でも上記の様にして得られた較正曲線を用いれば、多少の温度変化に対しては十分に較正出来るものと考えられる。較正曲線は実験前と実験後に求めたがこの間曲線は安定している。

4. 測定結果

図5に $T = 3$ 秒, 6 秒の場合の流速の最大値と位相の変化を示してある。実線は2節で求めた断面

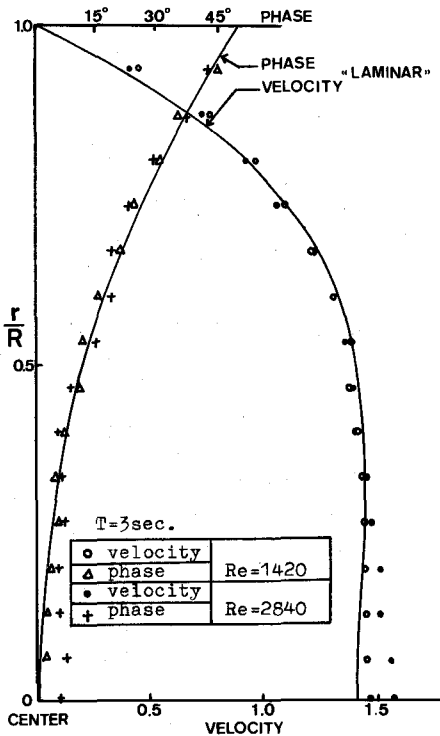


図5a 流速の絶対値と位相

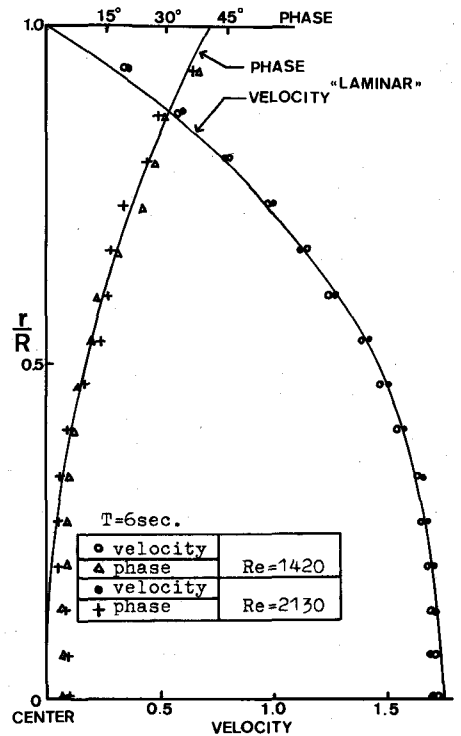
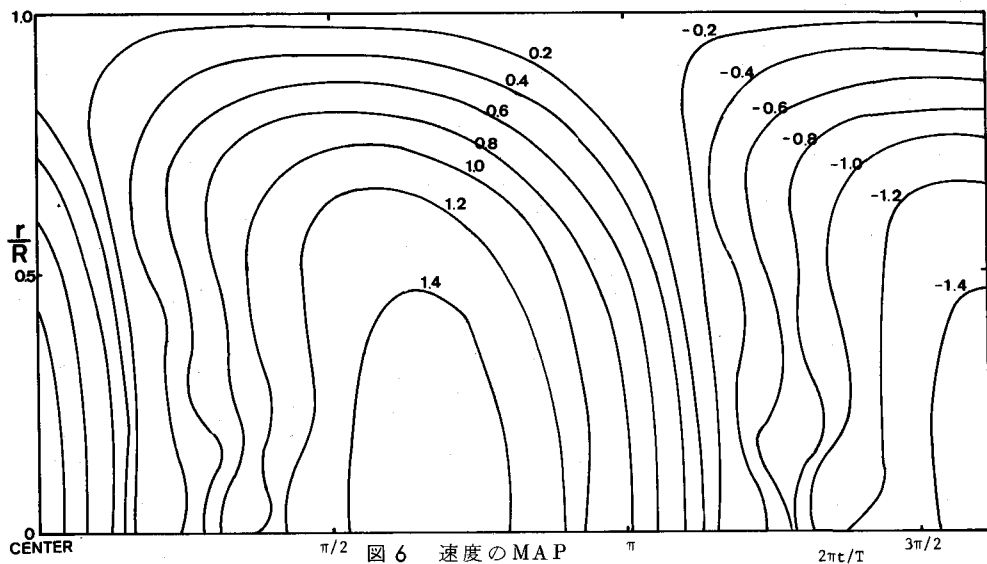


図5b 流速の絶対値と位相



平均時間最大流速で無次元化した層流解である。一方、実験値の方もピストンの最大速度から計算される断面平均速度で無次元化してある。Reynolds数が大きい時、両者を比較すると実験から求めた流速の最大値は管の中心付近で層流解の流速の絶対値とずれており、また位相は中心付近で管径方向に一樣となっている。これらの事から流れの中でかなりの混合、すなわち乱流混合が行われている事がわかる。実験は $T = 6$ 秒について $Re = 105, 210, 315, 710, 1420, 2130$ の 6 ケース、 $T = 3$ 秒について $Re = 1420, 2840$ の 2 ケースの計 8 ケースについて行った。低 Reynolds 数では流速が小さい為、測定値にばらつきがみられるが傾向は層流解とよく一致している。

図 6 には時間 - r 平面上に $T = 3$ 秒、 $Re = 2840$ のケースの流速の map を描いてある。これを層流解と比較すると次の事がわかる。すなわち、主流エネルギーが減少している領域では実験結果は層流解と良く一致しているが、主流エネルギーが増加し始めると実験値は層流解とまったく異っており相当の乱れが存在することがわかる。また、管径方向に注目すると壁面近くでは実験値は常に層流解と一致している事もわかる。

5. 考 察

振動流による境界層は定常流のそれとは異なり振動運動により発達が制約される。それ故、振動流の Reynolds 数は普通基準長さとして境界層厚のパラメータである $\delta = \sqrt{\nu T / \pi}$ を用いて、 $Re_\delta = \bar{U} \delta / \nu$ (但し、 $\bar{U}$ は境界層外の時間最大速度、 ν は動粘性係数) で定義される。波動境界層の限界 Reynolds 数は Collins の実験によれば 180 である。

境界層厚さは層流・乱流それぞれの場合について

$$\delta_L \neq 6 \delta, \quad \delta_T \approx 10 \sim 100 \delta$$

である。周期 3 秒の空気振動流の場合、境界層厚さは層流、乱流の場合についてそれぞれ

$$\delta_L = 2.3 \text{ cm}, \quad \delta_T \approx 3.8 \sim 38 \text{ cm}$$

となり、本研究で用いた風洞の径 3 cm に対して十分発達していると考えられるので、この場合、

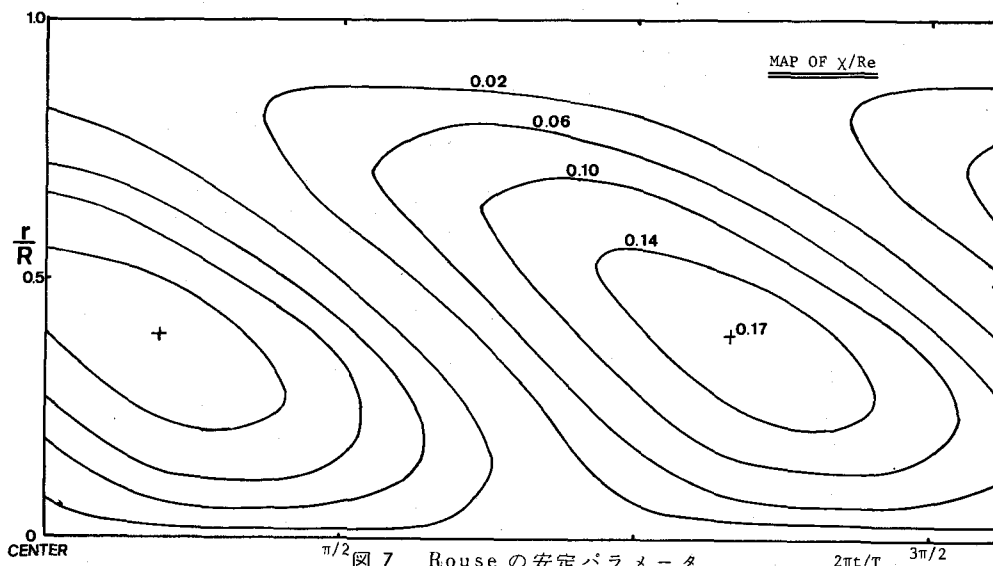


図7 Rouse の安定パラメータ

Reynolds 数は基準長さに管径 D を用いて定義するのが適当である。この時、 $2\delta < D$ であるから、Collins の限界値に対応して $Re = 1300$ が得られる。実験では $Re = 1420$ で初めて乱れの存在が確認されている。但しこの時、基準速さには断面平均時間最大速度を用いている。

風洞は十分に長いので、測定点附近では管軸方向には速度変動はほぼ一定であり、乱れの分布は一様であると考えられる。一方、実験結果から明らかな様に乱れは増減を繰り返しており、これらの事から、流れの場は全体にわたって時間的に渦が現われたり、消えたりしている事になる。すなわち、時間的に流れの場は層流-乱流の変化を繰り返しており、定常流における遷移問題と比較して非常に興味深いものがある。

図6にみられる様に主流のエネルギー増加域で乱れが発達し、減少域では消滅する事から次の様な主流-乱れ間のエネルギーの移動が行われていると考えられる。すなわち、主流のエネルギーの増加分の一部は乱れエネルギーに変化する。また主流のエネルギーが減少すると乱れはすぐに消滅する事から乱れエネルギーのすべてが熱エネルギーに変化するのではなく、一部は流速エネルギーに移行するものと解釈される。この点は reverse transition あるいは relaminarization という現象とも関連している。

Rouse は壁面の影響を受ける流れの局所的な不安定性は壁面よりの距離 y 、その点での速度勾配 $\partial u / \partial y$ 、及び流体の特性である動粘性係数 ν に依存しているとして、次元解析の結果次の安定パラメータ X を提案している。すなわち $X = y^2 (\partial u / \partial y) / \nu$

Rouse の安定パラメータ X の限界値は境界層の Blasius 流れに対して約 500、Hagen-Poiseuille 流れに対して約 600 である。図7には2節の円管内層流振動流における Rouse の安定パラメータの分布を示してある。

参考文献

- 1) Kajiura, K.: A Model of the Bottom Boundary Layer in Water Waves, Bull.

- 2) 野田：波動による乱流境界層の発達，第16回 海岸工学講演会講演集
- 3) 堀川・渡辺：表面波による振動流境界層に関する実験的研究，第15回 海岸工学講演会講演集
- 4) 日野・大西：浅水表面波の粗底上の乱流構造，第18回 海岸工学講演会論文集
- 5) Jonsson, I.G.: Measurement in the turbulent wave boundary layer, IAHR, Congress London
- 6) Collins, J. I. : Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves, J. of Geophysical Research, Vol. 68, No. 21.
- 7) Kalkanis, G : Turbulent Flow Near an Oscillating Wall, B. E. B. Tech. Memo. No97
- 8) Hinze, J.O. : Turbulence , McGraw-Hill
- 9) Schlichting, H : Boundary - Layer Theory, McGraw - Hill
- 10) Rouse, H : Elementary Mechanics of Fluids, John Wiley & Sons