

脈動流中に挿入された角柱列周りの流れ

村田裕幸*、澤田健一*、小林道幸*

Flow Characteristics of Pulsating Flow Obstructed
by an Array of Square Rods

by

Hiroyuki MURATA, Ken-ichi SAWADA and Michiyuki KOBAYASHI

Abstract

A series of flow visualization experiments of pulsating flow obstructed by an array of square rods was carried out to investigate its flow characteristics. In the experiments, the Reynolds number, pulsating period, amplitude and pitch of rod arrangement were varied at several values. In order to investigate the flow qualitatively, PTV (Particle Tracking Velocimetry) was applied. When the pulsation is absent and the pitch: L/d ranges from 6.67 to 13.3, it is observed that Karman vortices shed regularly from each rod, and the Strouhal number is about 0.3. When the pulsating period is relatively long compared with the shedding period and its amplitude is large, flow acceleration stabilizes the flow. On the other hand, the flow deceleration destabilizes the flow and Karman vortices break down. When the pulsating period is shorter than shedding period and its amplitude is large, the flow pulsation controls the generation and breakdown of the Karman vortices.

In order to examine the validity of the numerical simulation code, the experimental results were compared with the calculated results. As for the Strouhal number in the steady flow, the calculated results agree well with the experimental results within measured errors except for the case: $L/d=6.67$ and $Re=1,000$, whose results depend on the range of the calculation domain, and is still being studied. When the pressure gradient parameter in the numerical simulation code is changed with time, obtained results becomes a pulsating flow. Time variations of pressure difference and flow rate show similarity between the experimental results and calculated results.

* 原子力技術部

原稿受付 平成11年4月22日

審査済 平成11年11月10日

目 次

1. 緒言
2. 実験装置
3. 実験方法
4. 実験結果と考察
5. 解析結果との比較
6. まとめ

参考文献

記 号

d	: 正方角柱の一辺の長さ (=1.5 [cm])
G	: 電磁流量計の時定数設定回路により生ずる減衰率
H	: 測定部の高さ (=5 [cm])
L	: 正方角柱の配置間隔
NI	: 数値解析における主流方向の格子点数
NJ	: 数値解析における垂直方向の格子点数
p	: 圧力 [Pa]
p_1	: 擬似圧力 (式 (8) 参照)
Q_1	: 定常流量 [m ³ /h]
Q_2	: 脈動流量 [m ³ /h]
Re	: 流路レイノルズ数 ($\equiv 2H \cdot U/\nu$)
St	: ストローハル数 ($\equiv d/\tau_0 \bar{U}$)
St^*	: 脈動ストローハル数 ($\equiv d/\tau \bar{U}$)
t	: 時間 [sec]
t_c	: 電磁流量計の時定数設定回路の時間定数 (= 0.35 [sec])
U	: 断面平均流速 [m/sec]
\bar{U}	: 断面平均流速の時間平均値 [m/sec]
u	: 主流方向の流速 [m/sec]
\vec{u}	: 速度ベクトル
W	: 測定部の流路幅 (=40 [cm])
x	: 主流方向距離
y	: 垂直方向距離
$-\Delta p/\Delta x$: 測定部における圧力勾配の測定値 [Pa/m]
$\Delta P_c/L_c$: 圧力勾配パラメータ (式 (7) 参照) [Pa/m]
Δx	: 脈動流発生装置のピストン変位 [m]
ϕ	: 脈動流の位相角 [deg.]
ϕ_D	: 電磁流量計の時定数設定回路により生じる位相遅れ [rad]
ν	: 動粘性係数 [m ² /sec]
τ	: 脈動周期 [sec]
τ_D	: 電磁流量計の時定数 (=1.1 [sec])
τ_0	: 角柱からのカルマン渦放出周期 [sec]
ω	: 脈動の角速度 (=2 π / τ) [rad/sec]

1. 緒 言

船用炉が事故時に自然循環により炉心冷却を行う場合、横揺れ等の船体運動を受けると一次冷却水流れは脈

動流となって時間的に変動する¹⁾ことが知られている。受動安全性の概念を取り入れた次世代型船用炉²⁾では、事故時の炉心冷却を静的機器と炉内冷却水の自然循環だけで行うことが要求されるため、船用炉の熱水力特性に及ぼす脈動流の影響を明らかにすることは次世代型船用炉の安全性評価にとって重要である。

本研究の目的は、次世代型船用炉の蒸気発生器のような複雑流路における熱水力特性に及ぼす脈動流の影響を明らかにすることである。著者らはその例として角柱列を流れ方向に周期的に挿入したチャンネル流を取り上げ、数値解析^{3)~6)}を実施してきた。今回、同一体系の実験装置を製作して流れの可視化実験を実施したので、その結果を報告するとともに、これまで実施してきた数値解析結果との比較を行い、その妥当性についても検討する。

なお、本報では先行して実施してきた数値解析との比較を行う関係上、角柱列を挿入した脈動流について報告するが、実用上重要である円柱列を挿入した脈動流に関しても可視化実験を実施しており、その結果については別の機会に報告することとしたい。円柱列を挿入した体系の数値解析に関しては、本報の手法に複合格子系を適用することにより実行可能である。また、後で述べるように角柱の閉そく比は流れの挙動を支配する重要なパラメータであるが、閉そく比の影響に関しては、閉そく比を本報の値 (=0.3) から変更した数値計算をこれまでに実施しており、同様の実験を今後実施する予定である。

2. 実験装置

図1に本実験のために製作した脈動流実験装置の概略を示す。本装置は、可変ピストン方式^{7)~9)}の脈動流発生装置を整流部上流端に接続した回流水槽である。脈動流発生装置は、①整流部上流端に接続されたシリンダー、②シリンダー内部にはめ込まれたピストン、③スコッチ・ヨーク機構及び④駆動モーターから構成され、駆動モーターの回転がスコッチ・ヨーク機構によりピストンの往復運動に変換される構造となっている。実験装置本体には貯水タンクから一定流量: Q_1 が流入するが、脈動流発生装置からの流入流量はシリンダー容積の変化に応じて増減する。その結果、測定部の流量: Q は次式に示すような脈動流となる。

$$Q = Q_1 + Q_2 \sin \omega t \quad (1)$$

脈動振幅: Q_2 及び脈動周期: $\tau = 2\pi/\omega$ はピストンのストローク及び駆動モーターの回転数を変化させることによって、 $\tau = 2.5 \sim 15$ [sec]、 $Q_2 = 0 \sim 1.5$ [m³/h] の範囲で任意に設定することができる。

整流部に流入した流れはいったん減速され、内部の多孔板及び整流用金網によって流れの不均一や乱れを減衰させた後、絞り管 (絞り比: 15) を通って測定部に入る。測定部の概略を図2に示す。測定部はスパン方向の

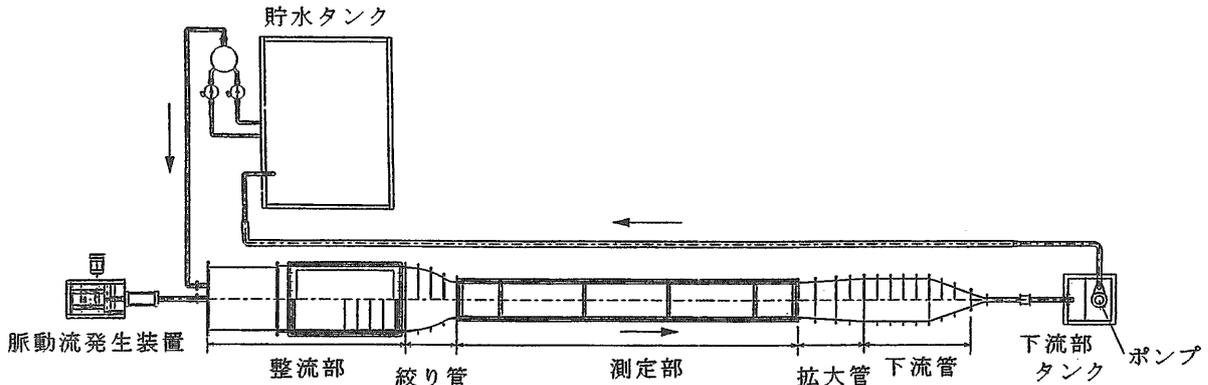


図1 実験装置の概略

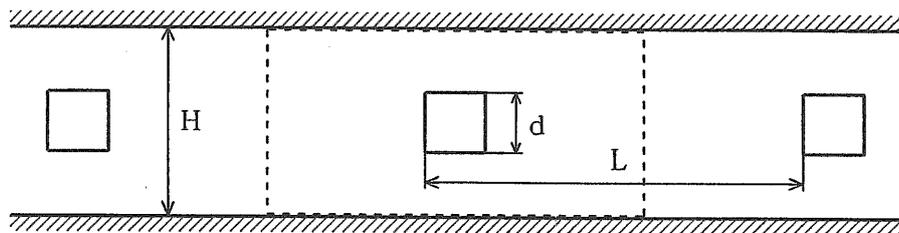


図2 測定部の概略

二次元性が確保されるよう断面寸法を高さ: $H=5$ [cm]、幅: $W=40$ [cm]とし、流れが発達するのに十分な長さ ($=4$ [m]) をとっている。なお、測定部は可視化実験のため、両側壁及び上壁が透明壁となっており、測定部全体が暗幕で覆われている。測定部には、アクリル製の正方形角柱 ($d=1.5$ [cm]) が流路高さの中心面上に流れに直行して配置されている。角柱は、4種類の配列ピッチ: L/d で測定部全体にわたって配置されるが、いずれの配列ピッチでも最上流の角柱位置は測定部入口から 5 [cm] 下流に位置する。測定部を出た水は、拡大管、下流管を通して下流部タンクへ入り、そこからポンプで貯水タンクに戻る。なお、絞り管・拡大管の形状、多孔板・整流用金網の寸法・配置等に関しては、各種文献^{10)~20)}を調査して流体力学的な検討を行い、その値を決定した。

3. 実験方法

本実験では懸濁法²¹⁾によって流れを可視化した。具体的には、実験装置の循環水に界面活性剤を添加したナイロン12粒子 (商品名: オルガソール、粒径: 30 ミクロン、比重: 1.02) をごく微量懸濁させ、測定部の上壁からストロボ・スリット光を照射して流れ場の観察を行った。さらに、可視化した流れ場を定量的に把握するため、CCDカメラで撮影した可視化画像を3時刻パターン・マッチング法を用いたPTV (Particle Tracking Velocimetry) によってベクトル線図を求めた。なお、PTVの画像は各々のケースについて、ピストンが上死点及び下死点に達した瞬間から $1/15$ 秒間隔で6時刻取

録した。ナイロン粒子は十分小さく、流れの追従性に問題はない (静止した水中におけるナイロン粒子の沈降速度の実測値は 10^{-3} [cm/sec] のオーダーであり、流れ場の流速 (~ 1 [cm/sec]) に比べて無視できるほど小さい)。なお、流れが十分発達した状態で流れ場を観察するため、いずれのピッチでも測定部入口から $2.2\sim 2.85$ [m] 下流で測定を行った。また、測定部における流量・温度は、入口・出口配管中に設置した電磁流量計及び白金線温度計により測定した。さらに、測定部における圧力勾配を測定するため測定部底面の数カ所に静圧孔を設け、歪みゲージ式差圧計により差圧測定を行った。

本実験では、複雑流路における脈動流の水力特性を明らかにするため、①流路レイノルズ数、②脈動振幅、③脈動周期、④角柱の配列ピッチを数段階に変化させて測定を行った。実験条件を表1に示す。但し、脈動振幅に関しては、電磁流量計の時定数設定回路に対する補正を測定後に行った関係上、実際の脈動振幅は脈動周期が短い場合ほど公称値 (表1中の設定値) よりも大きくなっている。すなわち、本実験に用いた電磁流量計の時定数設定回路では時定数: τ_D を設定 (本実験では設定範囲の最小値である 1.1 秒) することにより、入出力波形相互には次式のような振幅の減衰・位相遅れが生じる。

$$G = \frac{1}{\sqrt{\tau_D^2 \omega^2 + 1}} \quad (2)$$

$$\phi_D = -t_C \omega - \tan^{-1} \tau_D \omega \quad (3)$$

上式は電磁流量計メーカーが計測した実測値であり、 t_C は時定数設定回路により定まる定数 (= サンプル周

表1 脈動流可視化実験の実験条件

	実験条件
流路レイノルズ数: Re	1,000, 2,000
脈動振幅: Q_2/Q_1	0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.75
脈動周期: τ [sec]	2.5, 5, 7.5, 10, 15
配列ピッチ: L/d	3.33, 6.67, 10.0, 13.3

期、1次2次間のデータ転送等の要因で生じる計測値を出力するまでの遅れ)である。本実験では上式を用いて電磁流量計出力における振幅の減衰・位相遅れを補正した。なお、脈動周期は著者らが以前行った船用炉の横揺れ自然循環実験¹⁾における動揺周期とほぼ同じとした。自然循環に及ぼす動揺効果に対する検討から、前記実験は実船における動揺状態とほぼ一致していることが分かっている。また、本実験の脈動周期の範囲は脈動流の無次元数である脈動ストローハル数: St^* で表すと、 $0.045 \leq St^* \leq 0.58$ となる。

4. 実験結果と考察

脈動流の検討に先立って、まず定常流中の流れ場の観察を行った。その結果、角柱列が周期的に挿入された二次元チャンネルでは、 $L/d=6.67, 10.0, 13.3$ の場合には、各々の角柱からはカルマン渦がほぼ一定の周期で角柱の上下から交互に放出されることが分かった。これは、著者らが本実験と同一の体系について行った、二次元非定常の数値解析結果^{3)~6)}と一致している。図3(a)に $L/d=6.67, Re=1,000$ の場合のベクトル線図を示す。この図は連続した6時刻の可視化画像から求めたベクトル線図をメッシュ補間して表示している。図は、角柱(図中、白ヌキの正方形で示す)上面から剥離した時計回りの渦が発達し下流に流れ去った後に、角柱下側から角柱の背面に回り込む反時計回りの渦が次第に発達する様子を示している。一方、角柱間距離が短い $L/d=3.33$ の場合には、下流の角柱によって流れが阻止されるため、角柱背後に回り込んだ流れの一部が下流の角柱前面によって上流方向に逆流する結果、角柱背後に弱い循環領域を形成する。主流から角柱背後に回り込む流れは定常的に発生する訳ではなく非常に不規則で(主流の大半は角柱背後に回り込むことなく下流に流れ去る)、 $L/d=6.67 \sim 13.3$ の場合のようなカルマン渦が周期的に放出される流れとは明らかに性格を異にしている。図3(b)ら、角柱後流域に流れが認められるものの、流速が非常に小さい様子が分かる。

図4に定常流におけるストローハル数: $d/\tau_0 \bar{U}$ と配列ピッチとの関係を示す。但し、代表速度: \bar{U} は断面平均流速の時間平均値である。ストローハル数は収録した可視化画像からカルマン渦の放出周期: τ_0 をストップウォッチで計測して求めた値である。図より、 $Re=$

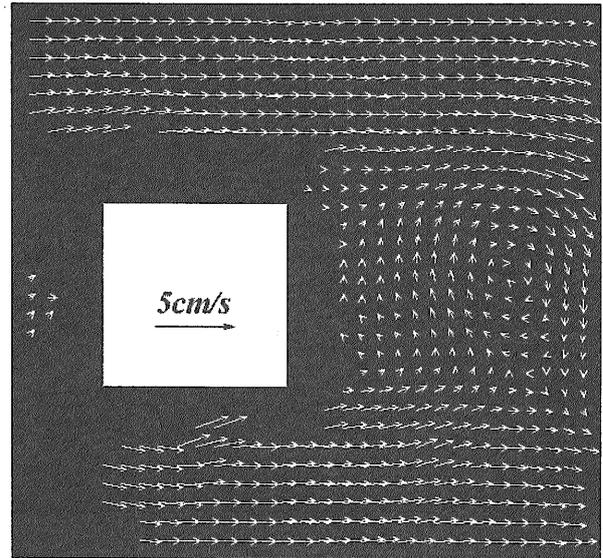
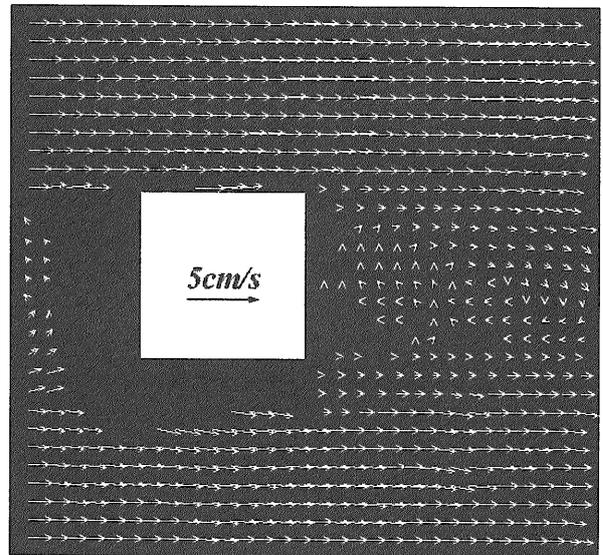
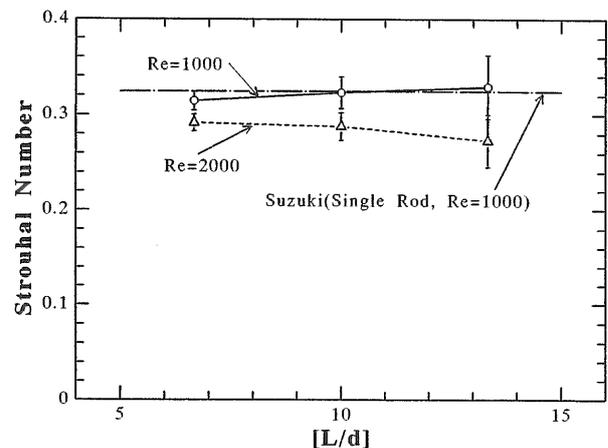
図3(a) 定常流のベクトル線図 ($L/d=6.67$)図3(b) 定常流のベクトル線図 ($L/d=3.33$)

図4 角柱の配列ピッチによるストローハル数の変化

1,000の場合、 $L/d=6.67\sim 13.3$ のストローハル数は0.31~0.33となっていることが分かる。本実験結果は一樣流中に挿入された角柱のストローハル数²²⁾ ($=0.12$)と比較するとかなり大きい値である。しかし、本研究と同一レイノルズ数のチャンネル流に、同一閉そく比 ($=0.3$)の単一角柱を挿入した体系に対して数値解析、可視化実験を実施した鈴木ら^{23)~26)}は、ストローハル数が約0.32となること、角柱から放出されたカルマン渦の挙動が一樣流中に挿入された角柱後流の場合とは異なることを報告している。本実験で得られたストローハル数が、彼らの結果とほぼ同じ値を示していることから、本実験結果は妥当であると考えられる。なお、チャンネル流中に挿入された単一角柱周りの流れに注目した、鈴木らや Davis ら²⁷⁾の研究結果によれば、そのストローハル数は角柱の閉そく比 ($=d/H$)によって変化することが分かる。これは、チャンネル壁面によって角柱周りの主流方向速度分布が変化することによるものと考えられる。鈴木らによれば、閉そく比が0.05以上の場合には、角柱周りの流れに及ぼす閉そく比の影響は無視できない。

また、各々のピッチにおける $Re=2,000$ の場合のストローハル数はデータの分散 ($L/d=6.67$ で $\pm 3\%$ 、 $L/d=10.0$ で $\pm 5\%$ 、 $L/d=13.3$ で $\pm 10\%$ 程度)を考慮しても $Re=1,000$ の場合の値よりも小さく、レイノルズ数の増大に伴ってストローハル数が減少していることが分かる。本研究のような角柱列が挿入された系では、各々の角柱で生じる角柱後流が十分減衰しないまま下流の角柱に達するため、上流側角柱の後流により誘起される角柱前面での速度変動がカルマン渦の放出に影響を及ぼす。収録した可視化画像から、 $Re=2,000$ の場合には角柱後流における速度変動が $Re=1,000$ のときに比べて増大している様子が観察され、この速度変動の増大がストローハル数に影響を及ぼしたと考えられる。但し、角柱と壁面の間の流れを良く観察すると、注目したナイロン粒子群が相互の位置関係を変えずに（回転運動等もなく）滑らかに上流から下流へと流れていくことが分かることから、 $Re=2,000$ の場合でも流れは層流域に留まっていると考えられる。

次に、脈動流の流動特性を検討する。まず、図5に脈動流発生装置により発生させた脈動流 (=測定部の断面平均流速: U) とピストン変位: Δx の時間変化を示す。ピストン変位は中性点をゼロとして、測定部に押し込む方向を正に、測定部から引き込む方向を負にとっている。図より、 $\tau=2.49, 5.02$ [sec] の場合には脈動流量はほぼ正弦波状に変動していることが分かる。しかし、 $\tau=9.95$ [sec] の場合には、ピストンの変位波形がほぼ正弦波状であるのに対し、脈動波形には高調波成分が含まれていることが分かる。脈動流発生装置では、脈動周期が長くなってピストンの移動速度が低下すると、機械的な原因によってピストンの移動は次第に滑らかではな

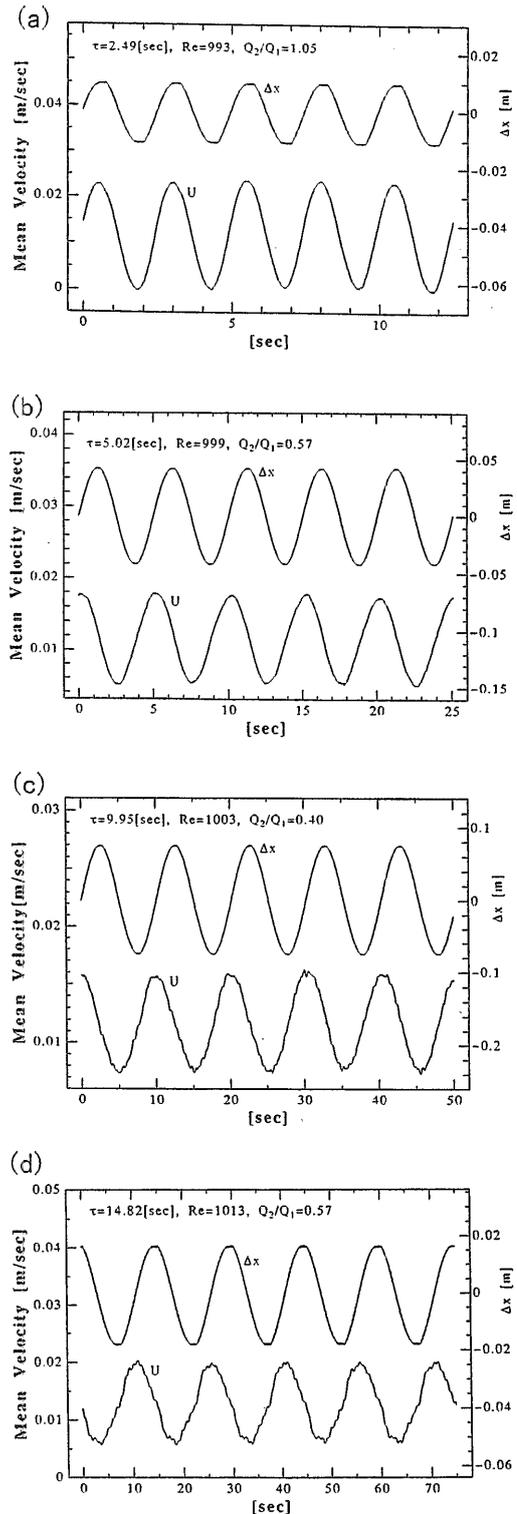


図5 ピストン変位と脈動流量の時間変化

くなる。可変ピストン方式ではピストン変位の時間微分が流量変動となるため、ピストン移動が滑らかでなくなると、その微分信号である流量波形には高調波成分が含まれるようになるものと考えられる。こうした傾向は $\tau=14.82$ [sec] のときに一層顕著となる。

ピストン変位と流量変動の位相は脈動周期によって若干変化しており、 $\tau=2.49$ [sec] の場合は他の場合に比べて流量変動の位相が遅れていることが分かる。出口側配管に設置した電磁流量計の出力から、測定部の脈動流は脈動流発生装置の停止後直ちに定常流となるのではなく、振幅が次第に減衰しながら定常流に推移することが明らかとなった。また、実験装置内部に滞留する空気が装置全体に占める割合はごく僅かであり、脈動流の発生時にこれらの気泡が膨張・収縮する様子は観察されないことから、系内の残存気泡の体積変化だけでは、ピストンと脈動流量の位相ズレは理解できない。

以上の点から、本実験装置における脈動流の発生は一種の水撃現象²⁸⁾と考えられる。すなわち、本実験のように速度が急変して系内圧力が大きく変化する場合には、流路壁面（本装置の大部分はアクリル製）の弾性変形、及び水の密度変化は無視できなくなる。本装置では、脈動流発生装置のピストン変位に伴って発生する圧力波が系内を伝播し、測定部出口端で生じる反射波とが干渉して一種の定在波のような状態になっていると考えられる。ただ、図に示すように脈動波形のピーク値の変動は僅かである。

次に、 $L/d=6.67$ 、 $Re=1,000$ 、 $\tau=5$ [sec] の場合の脈動流における圧力勾配と断面平均流速の時間変化を示す（図6参照）。但し、圧力勾配は流れが十分発達した測定部中央の長さ1.2 [m] の区間における測定値である。高調波成分が含まれているものの、圧力勾配はいずれの場合も断面平均流速と同一周期で周期的に変動していることが分かる。圧力勾配の振幅は脈動振幅の増大に伴って増大するが、各々の流速波形との位相差はすべて同一であることが分かる。

西村ら²⁹⁾は、脈動周期がカルマン渦放出周期よりも1桁大きい、比較的周期の長い脈動流中に置かれた単一角柱 ($d/H=0.1$ 、 $Re=1,000$ 、 $Q_2/Q_1=0.1\sim 0.75$) の数値解析を行い、角柱からの渦放出様式は脈動振幅がかなり大きい場合、脈動接近流のレイノルズ数変化に対して準静的に変化せず、流れの加速、減速は角柱近傍の流れの安定化、不安定化に影響すること、脈動流の加速時には角柱背後の流れの y 方向動揺が小さくなって角柱後流を安定化させ、逆に減速時には y 方向動揺が大きくなって角柱後流を不安定化させることを報告している。

本実験の場合、脈動周期はカルマン渦放出周期の0.6～6倍程度と、西村らの場合と比較すると脈動周期が相対的に短くなっている。そこで、本報では、脈動周期がカルマン渦放出周期に比較してかなり長い場合と、カルマン渦放出周期に比べて短い場合とに注目し、脈動流の及ぼす効果を検討することにする。なお、先に述べたように各ケース同一位相で画像収録している訳ではないので、流量変動の位相： ϕ を加速側を $0\sim 180^\circ$ 、減速側を $180\sim 360^\circ$ と表すことにして、画像収録した時刻の位相を表示することにする。

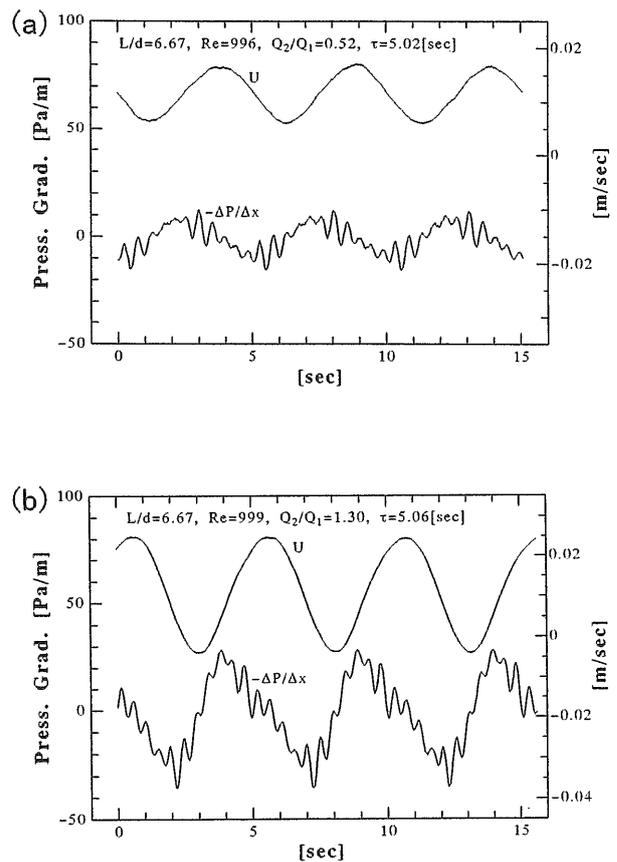


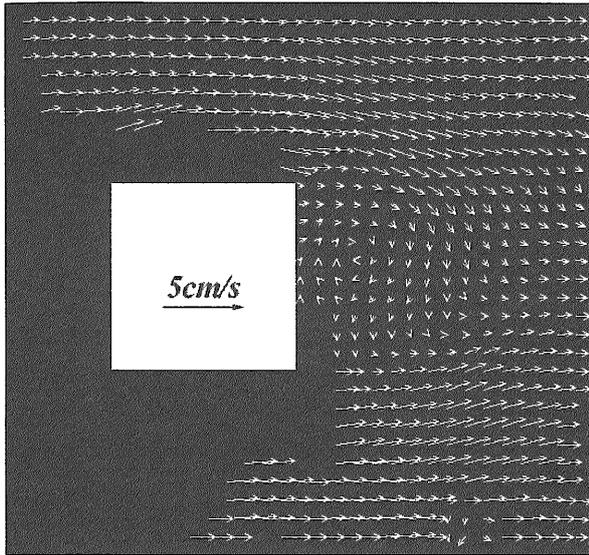
図6 測定部の圧力勾配と脈動流量の関係

(1) 脈動周期が長い場合

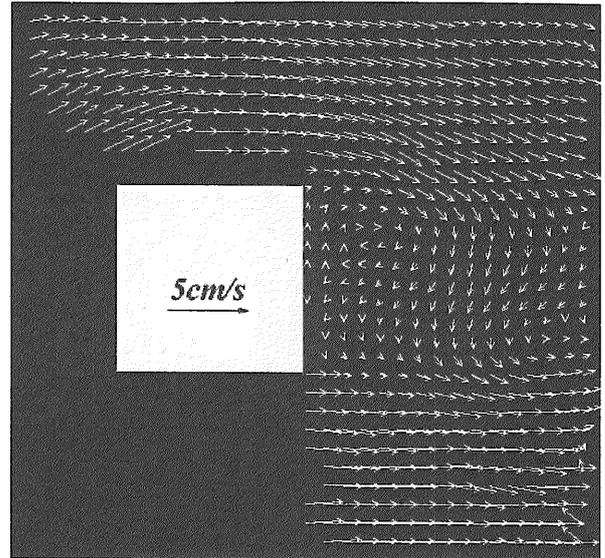
この場合、脈動流の加速・減速位相の持続時間がカルマン渦放出周期に比較して長い場合、西村らの流れに比較的近い。図7に脈動振幅が大きい、 $L/d=6.67$ 、 $Re=1,012$ 、 $Q_2/Q_1=0.88$ 、 $St^*=d/\tau U=0.088$ の場合のベクトル線図を示す。この場合、西村らが指摘したような脈動流の効果が顕著であり、脈動流の加速時 ($\phi=85^\circ\sim 95^\circ$) には角柱後流が安定化してカルマン渦が放出され、減速時 ($\phi=265^\circ\sim 275^\circ$) には角柱後流が不安定化する結果、カルマン渦が上流方向に逆流し、相互の位置関係が崩れて双子渦のようになり、最後には渦が殆ど消失する様子が観察された。一方、脈動振幅の小さい場合 ($\therefore Re=1,011$ 、 $Q_2/Q_1=0.14$ 、 $St^*=0.086$) には脈動流の加速・減速による効果は顕著ではなく、減速位相において僅かに y 方向の動揺が大きくなったのみで、流れは定常流と殆ど差はなかった。このときのベクトル線図を図8に示すが、脈動の位相が 180° 違っているにもかかわらず、両者に明瞭な差が見いだせないことが分かる。

(2) 脈動周期が短い場合

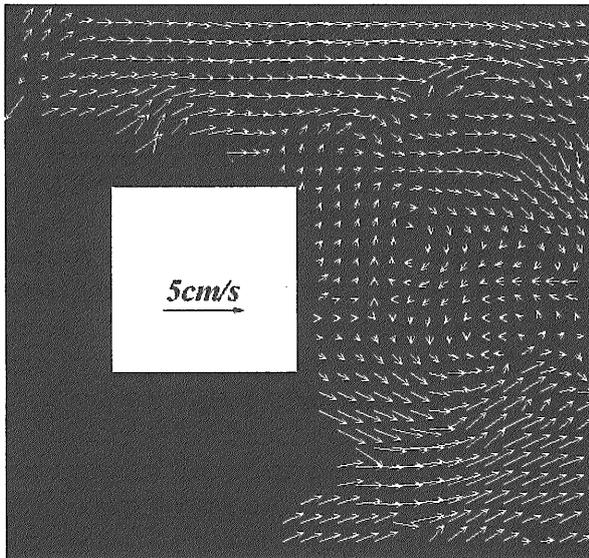
この場合には、カルマン渦放出周期よりも短い脈動流の速度変動が角柱後流に作用するため、脈動振幅が大きい場合、加速位相でカルマン渦列が十分形成されないま



(a) 加速位相 ($\phi=85^\circ\sim95^\circ$)

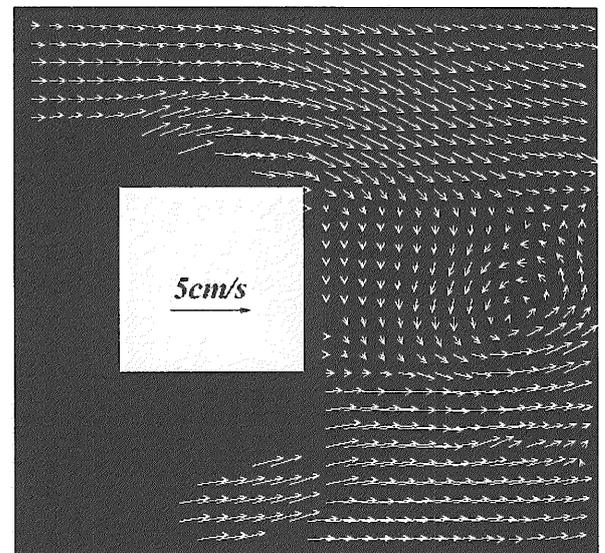


(a) 加速位相 ($\phi=85^\circ\sim95^\circ$)



(b) 減速位相 ($\phi=265^\circ\sim275^\circ$)

図7 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.088$, $Q_2/Q_1=0.88$ の場合)



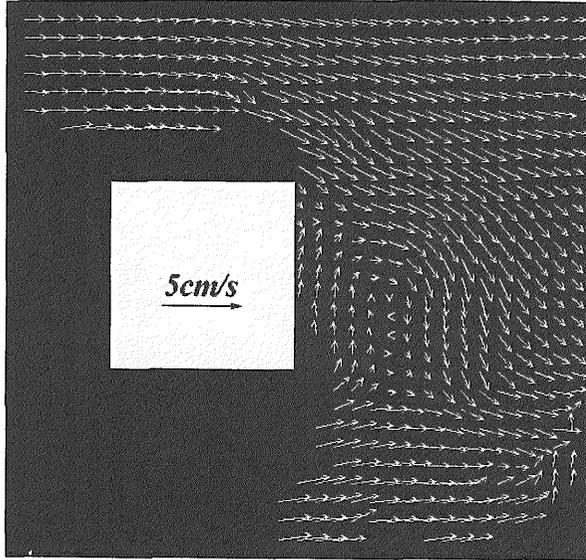
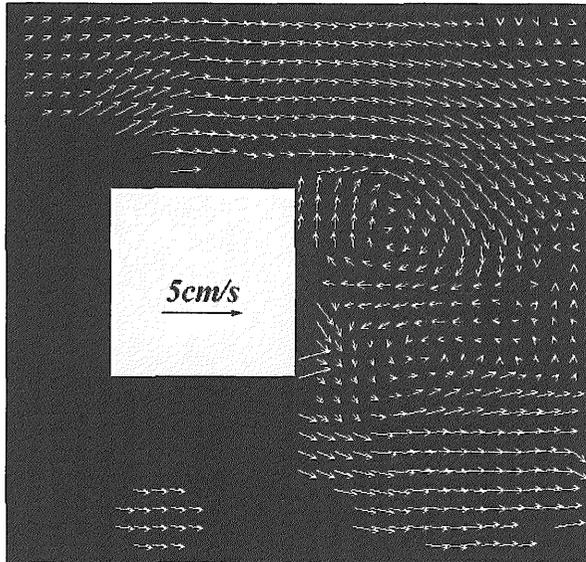
(b) 減速位相 ($\phi=265^\circ\sim275^\circ$)

図8 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.086$, $Q_2/Q_1=0.14$ の場合)

ま減速位相に入り、加速時にいったん形成された流れ場が減速時の流れの不安定化作用によって崩壊することになった。このため、カルマン渦の形成・崩壊が脈動周期と同一の周期で繰り返される流れとなった。図9に $L/d=6.67$ 、 $Re=1,012$ 、 $Q_2/Q_1=0.91$ 、 $St^*=0.528$ の場合のベクトル線図を示す。図より、加速位相 ($\phi=15^\circ\sim60^\circ$) で角柱背面下部に時計方向回転の渦が形成され、減速位相 ($\phi=195^\circ\sim240^\circ$) で渦が不安定化して双子渦のようになっているのが分かる。本実験で脈動振幅が最も小さい場合 ($L/d=6.67$ 、 $Re=1,010$ 、 $Q_2/Q_1=0.43$ 、 $St^*=0.528$) にもこの図とほぼ同様の流れとなった。

5. 解析結果との比較

著者らはこれまで本可視化実験と同一体系の定常流に対して二次元の数値解析^{3)~6)}を行ってきた。しかしながら、本数値解析は類似の流れに対して行われた研究結果^{23)~26)}と同様の結果が得られるものの、本体系に対して適用した周期境界条件の問題も含めて、その妥当性は検証されないままであった。そこで、本実験結果とこれまで得られた数値解析結果とを比較することによって、本数値解析の妥当性を検証することにする。但し、本数値解析における対象流体は室温の空気であるので、実験結果と数値解析結果との比較においては、両者を無次元

(a) 加速位相 ($\phi=15^\circ\sim60^\circ$)(b) 減速位相 ($\phi=195^\circ\sim240^\circ$)図9 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.528$, $Q_2/Q_1=0.91$ の場合)

化して比較する。

本数値解析は二次元非圧縮の Navier-Stokes 方程式及びエネルギー式をコントロール・ボリューム法によって離散化し、未知の速度・圧力場を SIMPLER スキーム³⁰⁾によって解いた。

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \bar{u} \quad (5)$$

対流項の離散化には早瀬の QUICK³¹⁾ を、粘性項の離散化には中心差分を用いた。また、時間に関しては陰の差分を用い、時間ステップ幅を最小格子間隔基準のクラン数が1以下となるよう、 10^{-3} [sec] とした。

上下壁面及び角柱表面での境界条件は滑りなしの条件を適用した。また、入口・出口での境界条件は主流方向の周期性を仮定した(周期境界条件)。すなわち、計算領域のうち $2 < i \leq (NI-2)$ の範囲を一つの単位領域とし、その外側では(例えば $u(i, j)$ に関しては)次の関係が成り立つとした。

$$\left. \begin{aligned} u(1, j) &= u(NI-3, j), & u(2, j) &= u(NI-2, j) \\ u(NI-1, j) &= u(3, j), & u(NI, j) &= u(4, j) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$(\because 2 \leq j \leq NJ-1)$$

速度に対する式(6)の条件だけでは断面の流量は不定となる。そこで、Navier-Stokes 方程式における主流方向の圧力勾配を圧力勾配パラメータ: $\Delta P_c/L_c$ (但し、 ΔP_c は計算領域両端の対応する2点間の圧力差、 L_c は計算領域の主流方向長さ)を用いて

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \Delta P_c/L_c + f(x, y) \quad (7)$$

と表すことにする。式(7)を離散化すると、次式が得られる。

$$p(i, j) = -\Delta P_c/L_c \cdot x(i) + p_1(i, j) \quad (8)$$

ここで $\Delta P_c/L_c$ を既知、 $p_1(i, j)$ を未知数として扱うこととし、境界条件として $p_1(i, j)$ に対して式(6)の周期性が成り立つとした。本数値解析では、図10に示すように単位周期領域(図2の破線で囲まれた領域。以後、区間と呼ぶ)を複数個連結させたものを計算領域とし、その前後に式(6)に示す周期境界条件を適用している。 $L/d=6.67, 10.0, 13.3$ の1区間当たりの格子点の数は各々 $52 \times 56, 65 \times 56, 77 \times 56$ であり、角柱表面及び壁面近傍の最小格子間隔は 6.0×10^{-4} [m] である。既に報告している^{3)~6)}ように、 $Re=1,000$ で $L/d=6.67, 10.0$ の場合、得られる解析結果は計算領域の大きさによって変動する。

数値解析は各々の場合について、 $\Delta P_c/L_c=2.0 \times 10^{-2}$ [Pa/m] ($\because Re \approx 200 \sim 300$)の定常解を初期値として非定常解析を行った。計算は圧力勾配パラメータを次第に増加させて、流路レイノルズ数が1,000になる所定の値($L/d=6.67$ の場合には $\Delta P_c/L_c=2.4 \times 10^{-1}$ [Pa/m]、 $L/d=10.0$ では $\Delta P_c/L_c=1.7 \times 10^{-1}$ [Pa/m]、 $L/d=13.3$ では 1.3×10^{-1} [Pa/m])に達した後は圧力勾配パラメータを一定に保ち、流れが安定するまで十分長い時間計算を進行させた後、揚力・抗力等を計算した。また、式(8)中の圧力勾配パラメータ: $\Delta P_c/L_c$ を正弦波状に時間変動させることにより脈動流の計算を試みた。本可視化実験においても測定部の圧力勾配は流量変動と同一周期で時間的に増減しており(図6参照)、本数値解析において圧力勾配パラメータを正弦波状に変化させて脈動流を模擬することは妥当と考えられる。

まず、定常流の場合に関して、可視化実験と数値解析結果との比較を行う。前章で定常流の可視化実験においては各々の角柱からカルマン渦が周期的に放出され、数値解析結果と定性的に一致することを述べたが、図11に

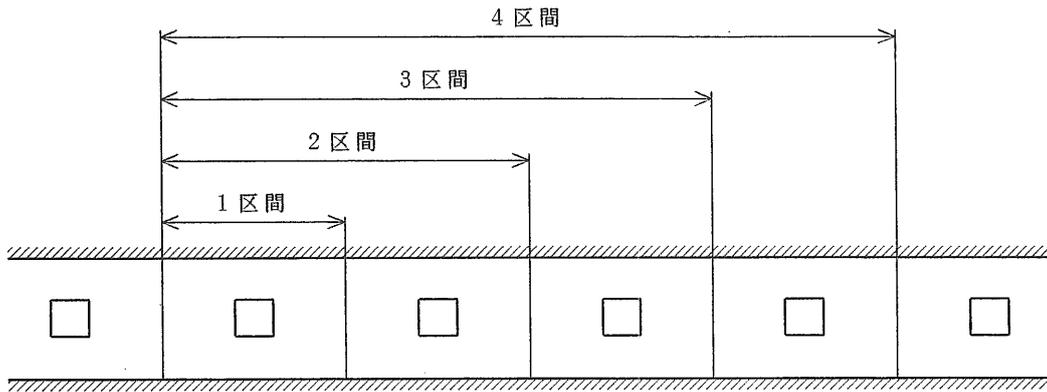
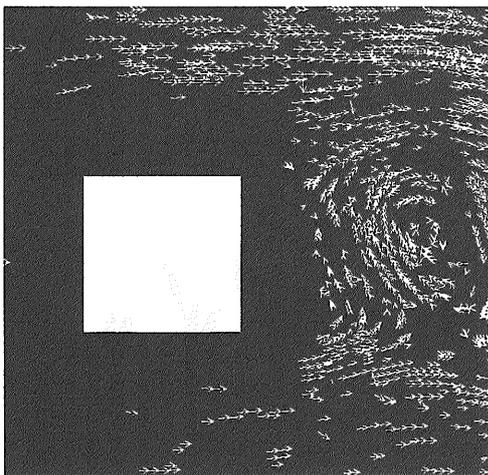
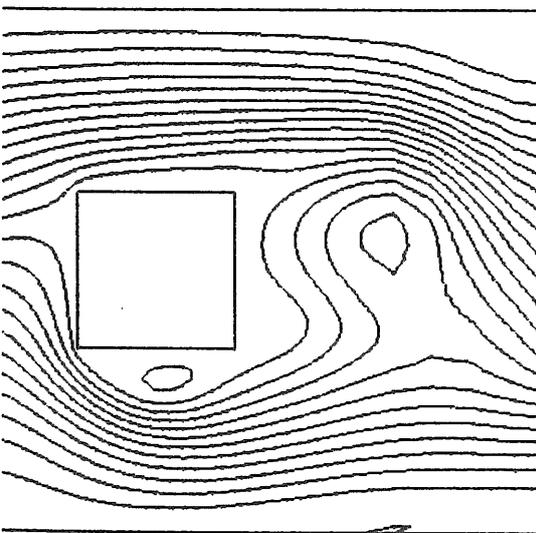


図10 数値解析における計算領域の拡大



実験結果 (ベクトル線図)



解析結果 (流線図)

図11 解析結果と実験結果の流れ場の比較
($Re=1,000$, $L/d=6.67$ の定常流)

$L/d=6.67$, $Re=1,000$ の場合の両者の流れ場を比較して示す。可視化実験結果はメッシュ補完された図3(a)

の元となったベクトル線図であり、数値解析結果(但し、計算領域は3区間)は実験結果とほぼ同位相の流線図である。この図より、流れ場も両者で良く一致していることが分かる。なお、渦中心位置が両者で若干ずれているが、これは①両者の位相が完全には一致していないことによること、② $L/d=6.67$ の場合、数値解析結果は計算領域の大きさによって変動することによることが原因と考えられる。

次に、 $Re=1,000$ の定常流におけるストローハル数に関して両者の比較を行う(図12参照)。すでに報告しているように、本数値解析では計算領域の大きさによって解析結果が変動することがあるが、図中の解析結果は、これまで実施した数値解析のうち計算領域を最も大きく取った場合の結果をシンボルで示し、計算領域の違いによる解析結果の変動を誤差棒で表している。なお、これまで実施した数値解析の結果から、 $L/d=10.0$ 、 13.3 の場合には計算領域をさらに拡大しても解析結果は変動しないことが分かっている。この図から、 $L/d=10.0$ 、 13.3 では解析結果は実験結果と良く一致していることが分かる。また、 $L/d=6.67$ の場合も、解析結果と実験結果との差は両者における誤差を考慮すると僅かである。 $L/d=6.67$ の場合に関しては、今後さらに計算領域を拡大した数値解析を実施し、検討を行う予定である。

以上のことから、現在開発中の二次元非定常数値解析コードは $L/d=6.67\sim 13.3$ の範囲の定常流に関して、定性的にも定量的にも実験結果と良い一致を示し、流れ場を精度良く模擬できることが明らかとなった。なお、可視化実験において、 $L/d=3.33$ の流れ場は角柱からカルマン渦が周期的に放出されず、他のケースとは定性的に異なることが明らかとなったが、数値解析結果でも不安定で変動の激しい流れとなった。 $L/d=3.33$ の場合に関しては、周期境界条件適用の妥当性を含めてさらに検討を行うことが必要である。

次に、 $L/d=6.67$ 、3区間の数値解析において圧力勾配パラメータ $\Delta P_c/L_c$ を

$$\Delta P_c/L_c = 2.4 \times 10^{-1} + 6.0 \times 10^{-1} \sin \omega t \quad (9)$$

と正弦波状に時間変化させ、十分に時間が経過したとき

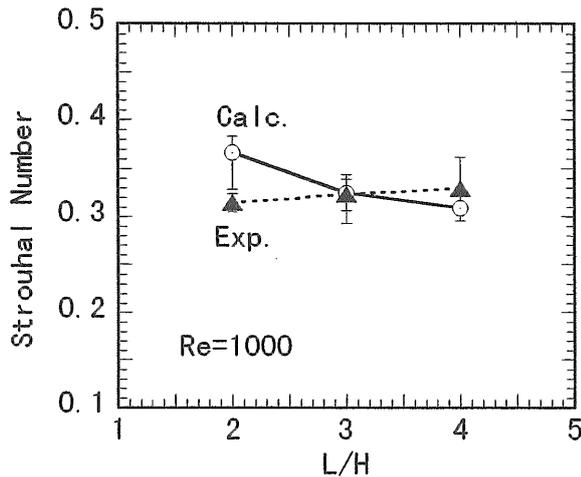


図12 解析結果と実験結果のストローハル数の比較 (定常流)

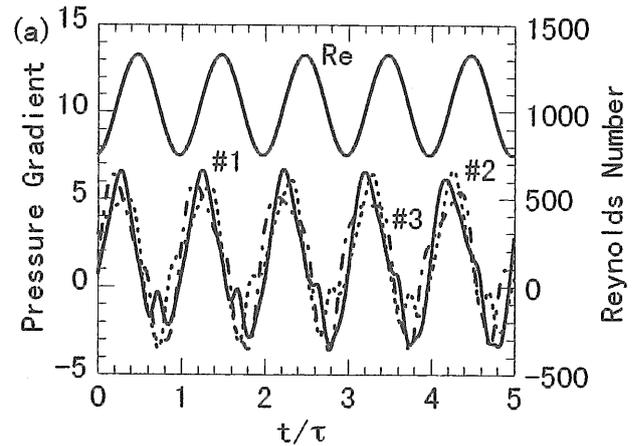
の断面平均流速及び圧力勾配の時間変化を図13 (a) に示す。断面平均流速は無次元化して流路レイノルズ数として表示し、圧力勾配は計算領域中の3つの単位周期領域 (区間) 各々における値を #1~#3 の番号を付けて示す。図より、圧力勾配パラメータ:PXGRAD を正弦波状に変化させると、断面平均流速が周期的に増減し、脈動流となることが分かる。このとき、時間平均流路レイノルズ数: $2H \cdot \bar{U} / \nu = 1,039$ 、脈動ストローハル数: $St^* = 0.159$ 、 $Q_2/Q_1 = 0.28$ であった。各区間における圧力勾配は、その波形が脈動周期ごとに変動するものの、ほぼ同一位相で脈動周期と同一周期で変動していることが分かる。これとほぼ同条件の脈動流 ($2H \cdot \bar{U} / \nu = 1,027$ 、 $St^* = 0.142$ 、 $Q_2/Q_1 = 0.41$) の実験結果を図13 (b) に示す。圧力勾配の振幅は実験結果の方がやや大きい (これは実験結果の脈動振幅が大きいためである) もの、流速波形と圧力勾配波形の位相関係は両者でほぼ一致している。

図13 (a) と同一時刻において各角柱に作用する揚力係数を図14 に示す。各角柱の揚力係数は脈動によって調和振動的な振幅変動を示すものの、定常流の場合と同様、一定周期で増減を繰り返しており、数値解析においても各角柱からカルマン渦が放出されていることを示している。

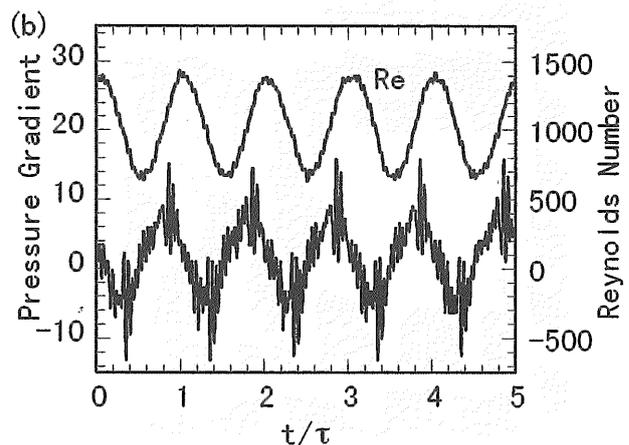
今回行った数値解析結果と実験結果との比較により、数値解析は実験結果と良く一致することが明らかとなった。しかし、 $L/d = 6.67$ の場合には、計算領域の大きさによって解析結果が若干変動するおそれがあり、実験結果との定量的な比較を行うには注意が必要である。今後は、解析結果が計算領域の大きさによって変動しない、 $L/d = 13.3$ の場合の脈動流について数値解析を行い、この点について明らかにする予定である。

6. まとめ

角柱が周期的に挿入された脈動流の流動特性を明らか



(a) 解析結果



(b) 実験結果

図13 圧力勾配と脈動流量の比較

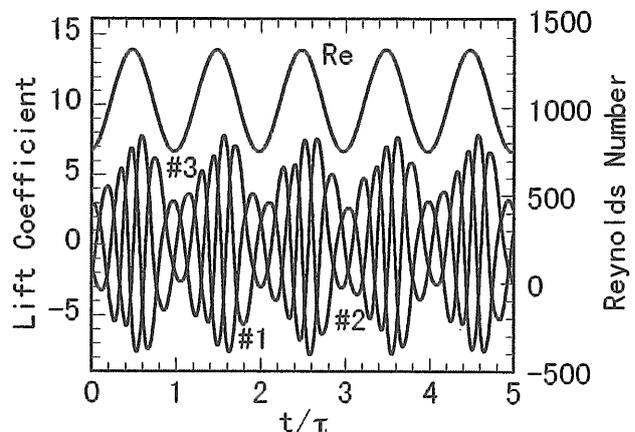


図14 数値解析における脈動流の揚力係数

にするため、脈動流実験装置を製作して可視化実験を行った。その結果、次のような点が明らかとなった。

- ① 可変ピストン方式による脈動流発生装置は所定の脈動流をほぼ正確に発生させることができる。ただ、脈動周期が10秒以上になると、脈動波形に高調

波成分が含まれるようになる。これは、脈動周期が長くなりピストンの移動速度が低下すると、ピストン変位機構の機械的なガタ等によりピストン移動の滑らかさが次第に失われてしまうためである。

- ② 閉そく比が比較的大きい、本研究の条件において、脈動がない定常流の場合、 $L/d=6.67\sim 13.3$ では各々の角柱からはカルマン渦がほぼ一定周期で放出され、そのストローハル数は約0.3である。また、流路レイノルズ数を1,000から2,000へと増大させることにより、ストローハル数は減少する。一方、 $L/d=3.33$ の場合には、カルマン渦が周期的に放出されない、不規則な流れとなる。
- ③ $L/d=6.67\sim 13.3$ で脈動周期が比較的長い ($St^* \equiv d/\bar{U}\tau=0.088$) 場合、脈動振幅が大きい ($Q_2/Q_1=0.88$) と、西村らが指摘したように加速時には角柱後流が安定化し、減速時には不安定化する。しかし、脈動振幅が小さいとき ($Q_2/Q_1=0.14$) には、定常流との顕著な差は見いだせない。
- ④ 脈動周期がカルマン渦発生周期よりも短く ($St^*=0.528$) になると、脈動振幅： $Q_2/Q_1 \geq 0.43$ では、脈動流の加速・減速によってカルマン渦が形成・崩壊する脈動流支配の流れとなる。
- ⑤ 同一体系の定常流について行った数値解析結果を実験結果と比較したところ、解析結果が未だ確定していない $L/d=6.67$ 、 $Re=1,000$ の場合を除いて、ストローハル数は実験結果と良く一致しており、解析結果がほぼ妥当なものであることが示された。
- ⑥ 本数値解析において圧力勾配パラメータ： $\Delta P_c/L_c$ を正弦波状に時間的変化させると、流れは脈動流となる。また、数値解析結果の圧力勾配波形に高調波成分が含まれない点を除けば、流量変動と圧力勾配の挙動は実験結果とほぼ一致している。

本報では、流量変動が流れ場の流動特性に及ぼす影響について、脈動周期がかなり長い場合と短い場合とに注目して検討を行ったが、それ以外の場合、流れの様相はさらに複雑となる。また、カルマン渦発生周期と脈動周期とは一致していないので、流れ場の様相は脈動流の位相が同一であっても周期ごとに変化する。このため、脈動流の特徴をさらに詳細に検討するには、画像データを長時間にわたって収録し、統計的に解析する必要がある。今後の検討課題としたい。また、今回の実験で流れ場の観察を行った領域は角柱周りの部分に限られたが、今後は撮影する領域を拡張して脈動流の各位相における角柱上流側の速度分布の計測も行う予定である。一方、脈動流を模擬できることが示された二次元数値解析コードについても、さらに脈動流の数値解析を進め、より詳細な検討を行う予定である。

参考文献

- 1) H. Murata et al., "Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion", Nuclear Engineering and Design, 118 (1990), pp. 141-154
- 2) 日本原子力研究所, 「原子力船研究開発の現状 (1995)」, p. 51
- 3) 村田裕幸ほか1名, 「角柱列を挿入した平行平板間流れの数値解析」, 第63回船舶技術研究所研究発表会講演集, (1994-6), pp. 53-58
- 4) 村田裕幸ほか2名, 「角柱列を挿入した平行平板間流れの数値解析 (第2報)」, 第65回船舶技術研究所研究発表会講演集, (1995-6), pp. 119-122
- 5) H. Murata et al., "A Numerical Investigation of Flow in a Channel obstructed by an Array of Square Rods", Proc. of 3rd KSME-JSME Thermal Engineering Conference, (1996-10), I-31
- 6) 村田裕幸ほか2名, 「角柱列を挿入した平行平板間流れの熱水力特性」, 第69回船舶技術研究所研究発表会講演集, (1997-6), pp. 13-18
- 7) 井口学ほか2名, 「円管内脈動流れの乱れに関する実験的研究」, 日本機械学会論文集, 51-464 B, (1985), pp. 1139-1146
- 8) 角田勝ほか1名, 「く形断面曲り管内の脈動流」, 日本機械学会論文集, 53-486 B, (1987), pp. 341-348
- 9) 中村稔ほか5名, 「管内脈動流の流動及び伝熱特性」, 日本機械学会講演論文集, No. 922-1 (1992-9), pp. 163-165
- 10) 谷一郎ほか2名, 「流体力学実験法」, 岩波書店, (1977)
- 11) T. Morel, "Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions", Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, 97 (1975), pp. 225-233
- 12) T. Morel, "Design of Two-Dimensional Wind Tunnel Contractions", Trans. ASME, J. of Fluids Engineering, 99 (1977), pp. 371-378
- 13) 伊藤英寛ほか13名, 「東北大学高速力学研究所附属気流計測研究施設乱流熱伝達風洞設備および風洞性能について」, 東北大学高速力学研究所報告, 44-395, (1980), pp. 93-151
- 14) 小林陵二, 「風洞用収縮ノズルの設計について」, 東北大学高速力学研究所報告, 46-400, (1981), pp. 17-21
- 15) J. H. Downie et al., "On the Design of Three-Dimensional Wind Tunnel Contractions", Aeronautical Journal, Aug/Sep 1984, pp. 287-295
- 16) 種子田定俊ほか1名, 「風洞測定部に発生する渦」, 九州大学応用力学研究所所報, 36 (1972), pp. 39-48
- 17) 種子田定俊ほか1名, 「風洞収縮部の壁面圧力分布」, 九州大学応用力学研究所所報, 45 (1976),

- pp. 531-534
- 18) S. J. Kline et al., "Wide-Angle Diffusers of High Performance and Diffuser Flow Mechanisms", *J. Aeronautical Sciences*, 24 (June, 1957), pp. 469-470
 - 19) G. B. Schubauer et al., "Effect of Screens in Wide-Angle Diffusers", NACA Report No. 949, (1947)
 - 20) 日本機械学会, 「管路・ダクトの流体抵抗」, 日本機械学会, (1979), pp. 109-114
 - 21) 流れの可視化学会, 「流れの可視化ハンドブック」, 朝倉書店, (1986), p. 184
 - 22) 日本機械学会, 「機械工学便覧」, 日本機械学会, (1987), A3 編, p. 128
 - 23) 鈴木洋ほか 3 名, 「角柱の挿入により非定常化した平行平板間流れと熱伝達 (第 1 報: 数値解析結果の検討およびカルマン渦列の可視化実験)」, 日本機械学会論文集, 57-536 B, (1991), pp. 1390-1395
 - 24) 鈴木洋ほか 2 名, 「同 (第 2 報: 流れの統計的性質と時間変化特性)」, 日本機械学会論文集, 57-536 B, (1991), pp. 1396-1402
 - 25) 鈴木洋ほか 3 名, 「同 (第 3 報: 熱伝達特性と伝熱機構)」, 日本機械学会論文集, 57-536 B, (1991), pp. 1403-1409
 - 26) H. Suzuki et al., "Unsteady Flow in a Channel Obstructed by a Square Rod (Crisscross Motion of Vortex)", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 14, No. 1, (1993), pp. 2-9
 - 27) R. W. Davis et al., "A Numerical-Experimental Study of Confined Flow around Rectangular Cylinders", *Phys. Fluid*, Vol. 27, No. 1, (1992), pp. 46-59
 - 28) 妹尾泰利, 「内部流れ学と流体機械」, 養賢堂, (1973), p. 99
 - 29) 西村俊彦ほか 2 名, 「脈動流中の角柱周りの流動及び伝熱特性に関する数値解析」, 第31回日本伝熱シンポジウム, (1994-5), pp. 496-498
 - 30) S. V. Patankar, "Numerical Heat Transfer & Fluid Flow", McGraw-Hill, (1980), p. 131
 - 31) T. Hayase et al., "A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures", *J. of Computational Physics*, 98 (1992), pp. 108-118