

脈動流が船用炉の熱水力特性に及ぼす影響の研究

村田 裕幸*、澤田 健一*、小林 道幸*

Study on Effects of Pulsating Flow upon Thermal-Hydraulic Characteristics of a Marine Reactor

by

Hiroyuki MURATA, Ken-ichi SAWADA and Michiyuki KOBAYASHI

Abstract

In order to investigate effects of the pulsating flow on thermal-hydraulic behaviors in passive safety marine reactors, the following studies were conducted: (1) a series of flow visualization experiments of pulsating flow obstructed by an array of square or circular cylinders; (2) numerical simulations of pulsating flow obstructed by an array of square cylinders; (3) arrangement of natural convection heat transfer data in the core of a model marine reactor during rolling motion.

In the flow visualization experiments, PTV (Particle Tracking Velocimetry) was applied to investigate the flow qualitatively. In the steady flow obstructed by an array of square rods, Karman vortices shed regularly from each rod, when the pitch ranges from 6.67 to 13.3. Similar behavior was observed in the steady flow obstructed by an array of circular cylinders, when $3.33 \leq L/d_c \leq 13.0$. When the pulsating amplitude is small ($Q_2/Q_1 \approx 0.15$), any noticeable differences between the pulsating flow obstructed with an array of square/circular cylinders and the steady flow were not observed. When the pulsation amplitude is relatively large ($Q_2/Q_1 \geq 0.43$) and pulsation period is long compared with the shedding period ($St^* \approx 0.08$), flow acceleration stabilizes wakes behind the cylinder and the flow deceleration destabilizes it. When the pulsating period becomes shorter with the same pulsation amplitude, the flow pulsation controls the generation and breakdown of the Karman vortices.

A numerical simulation code was developed by applying the periodic boundary condition along the streamwise direction, and calculated results were compared with the experimental results.

*原子力技術部

原稿受付 平成12年9月22日

審査済 平成13年4月2日

Calculated results showed a little dependency on the range of the calculation domain when $Re=1000$ and $L/d=6.67, 10.0$. In spite of that, the agreement between the calculated results and the experimental results was satisfactory and the simulation code was demonstrated to be valid for computing the pulsating flow.

Heat transfer coefficients in the core during the rolling motion were obtained from the natural circulation tests data with a simulated marine reactor mounted on a rolling bed. Heat transfer with an upright attitude is well correlated with the Rayleigh number. Heat transfer in the core is not affected by the inclination angle within the range of the present experiment ($\therefore |\alpha| \leq 22.5 \text{ deg.}$). Heat transfer in the core is enhanced by the rolling motion and is classified into three regimes: namely (1) $0.05 < Ri_R \leq 0.3$ where heat transfer is dominated by the inertial force due to the rolling motion; (2) $0.3 < Ri_R \leq 2$ where heat transfer is affected by the combined effect of inertial force and natural convection; and (3) $Ri_R > 2$ where heat transfer is affected only by natural convection.

目 次

記号表	2
1. はじめに	3
2. 脈動流の可視化実験	3
2. 1. 実験装置及び実験方法	3
2. 2. 実験結果と考察	6
2. 2. 1. 角柱列を挿入した脈動流の場合	6
2. 2. 2. 円柱列を挿入した脈動流の場合	9
2. 3. 2章のまとめ	12
3. 脈動流の数値解析	12
3. 1. 解析手法	12
3. 2. 解析結果と考察	13
3. 3. 3章のまとめ	16
4. 横揺れを伴う船用炉炉心部の熱伝達特性	17
4. 1. 実験装置及び実験手法	17
4. 2. 実験結果と考察	17
4. 3. 4章のまとめ	20
5. あとがき	20
参考文献	20

記号表

C_D : 角柱に作用する抗力係数
 C_L : 角柱に作用する揚力係数
 d : 正方角柱の一辺の長さ ($=1.5[\text{cm}]$)
 d_c : 円柱の外径 ($=1.54[\text{cm}]$)
 d_h : 炉心部流路の等価水力直径 ($=1.403[\text{cm}]$)
 G : 電磁流量計の時定数設定回路による減衰率

Gr^* : 修正グラスホフ数 ($\equiv d_h^4 g \beta q / \lambda \nu^2$)

H : 可視化実験装置の測定部の高さ ($=5[\text{cm}]$)

h_m : 炉心部の平均熱伝達率

($\equiv q / (T_{w1} - T_b) [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$)

L : 正方角柱 (または円柱) の配置間隔 $[\text{cm}]$

N : 計算領域中に含まれる単位周期領域の数

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

Nu_{CMB} : 複合対流のヌセルト数 (式(13)参照)

Nu_{FL} : 強制対流のヌセルト数 (式(13)参照)

Nu_{fr} : 角柱前面の局所ヌセルト数

Nu_m : 炉心部平均ヌセルト数 ($\equiv h_m d_h / \lambda$)

Nu_{rear} : 角柱背面の局所ヌセルト数

p : 圧力 $[\text{Pa}]$

P/d_c : 炉心部管群の配列ピッチ

Pr : プラントル数 ($=\nu / \kappa$)

p_1 : 擬似圧力 (式(8)参照)

Q : 測定部流量 $[\text{m}^3/\text{h}]$

Q_1 : 定常流量 $[\text{m}^3/\text{h}]$

Q_2 : 脈動振幅 $[\text{m}^3/\text{h}]$

q : 炉心部ヒーター表面の熱流束 $[\text{W}/\text{m}^2]$

R : 横揺れの中心軸と炉心中央部との距離

($=1.815[\text{m}]$)

Ra : レイリー数 ($=Gr^*/Pr$)

Re : 流路レイノルズ数 ($\equiv 2HU/\nu$)

$\overline{Re}$: 流路レイノルズ数の時間平均値 ($\equiv 2H\overline{U}/\nu$)

Re_d : 角柱寸法を代表長さとするレイノルズ数

Re_h : 水力直径基準のレイノルズ数 (式(14)参照)

$$(\equiv u_{CORE} d_h / \nu)$$

Re_R : 動揺のレイノルズ数 ($\equiv 4Rd_h \Theta / \tau \nu$)

Ri_R : 動揺のリチャードソン数 ($\equiv Gr^* / Re_h^2$)

St : ストローハル数 ($\equiv d / \tau_0 \bar{U}$)

St_m : ストローハル数の時間平均値

St^* : 脈動ストローハル数 ($\equiv d / \tau \bar{U}$)

t : 時間[sec]

T_b : 炉心部における一次冷却水のバルク温度[K]

t_c : 電磁流量計の時定数設定回路の時間定数
($\equiv 0.35$ [sec])

T_{w1} : 炉心部中央部におけるヒーター表面温度[K]

U : 測定部の断面平均流速[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

u_{CORE} : 炉心部における軸方向の一次水流速[m/sec]

v : 垂直方向の流速[m/sec]

W : 可視化実験装置の測定部の流路幅 ($\equiv 40$ [cm])

x : 主流方向距離[m]

y : 垂直方向距離[m]

α : 傾斜角[deg.]

$-\Delta p / \Delta x$: 測定部の圧力勾配の測定値[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]

$\Delta \phi$: 隣り合う角柱のカルマン渦放出の位相差[rad]

Θ : 横揺れ振幅[rad]

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る位相遅れ
[rad]

κ : 温度伝導率[m²/sec]

λ : 熱伝導率[W/mK]

ν : 動粘性係数[m²/sec]

τ : 脈動周期[sec]

τ_D : 電磁流量計の時定数 ($\equiv 1.1$ [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 ($\equiv 2\pi / \tau$) [rad/sec]

1. はじめに

船用炉が一次冷却水の自然循環により炉心冷却を行う場合 (非常崩壊熱除去モード)、横揺れ等の船体運動を受けると一次冷却水流れが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一次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。

「脈動流が船用炉の熱水力特性に及ぼす影響の研究」は、次世代型船用炉の蒸気発生器あるいは炉心部のような複雑流路における脈動流の熱水力挙動を明らかにすることを目的として、平成7年度より5年間実施された。本報ではこの研究で得られた、角及び円柱列を挿入した脈動流の可視化実験結果、角柱列を挿入した脈動流の数値解析結果、及び船用炉の横揺れ時自然循環における炉心部熱伝達特性について報告する。

2. 脈動流の可視化実験

2. 1. 実験装置及び実験方法

図2-1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^{3)~5)}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、 $Q_2 = 0 \sim 1.5 [\text{m}^3/\text{h}]$ ， $\tau = 2.5 \sim 15 [\text{sec}]$ の範囲で任意に設定することが出来る。

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）を通して測定部に入る。測定部の概略を図2-2に示す。測定部はスパン方向の2次元性が確保されるよう断面寸法を高さ: $H=5 [\text{cm}]$ ，幅: $W=40 [\text{cm}]$ とし、流れが発達するのに十分な長さ（ $=4 [\text{m}]$ ）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、アクリル製の正方角柱（ $d=15 [\text{mm}]$ ）または円柱（ $d_o=15.4 [\text{mm}]$ ）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 （ $=5, 10, 15, 20 [\text{cm}]$ ）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（円柱）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^{6)~16)}を調査して流体力学的な検討を行い、その値を決定した。

本実験では懸濁法¹⁷⁾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）をごく微量混入して懸濁させ、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等を求めた。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 $10^{-3} [\text{cm}/\text{sec}]$ のオーダーであり、流れ場の流速（ $\sim 1 [\text{cm}/\text{sec}]$ ）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、測定はいずれの場合でも測定部入口から2.2~2.85[m]下流で行った。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。

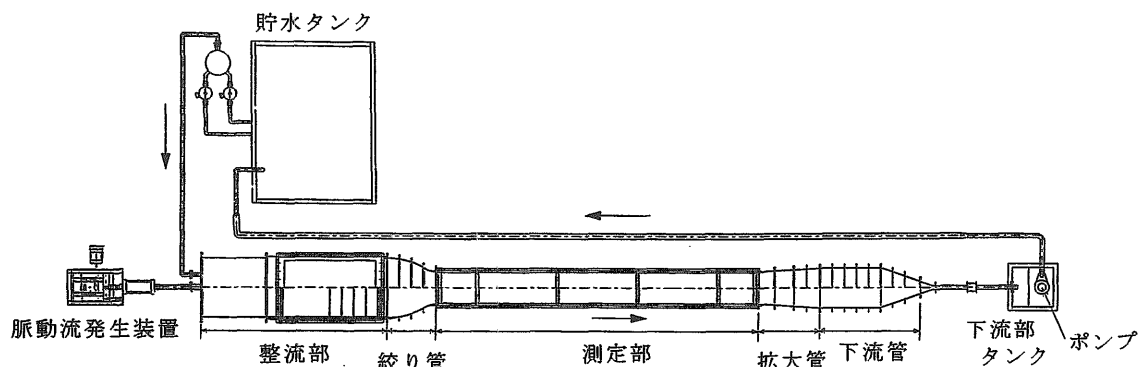


図2-1 脈動流実験装置の概略

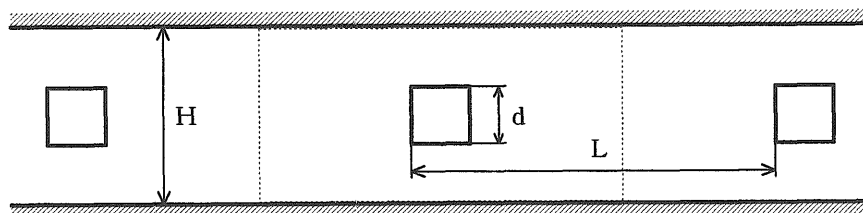


図2-2 測定部の概略

表 2 - 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	1000, 2000
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
角柱のピッチ: L/d	3.33, 6.67, 10.0, 13.3
円柱のピッチ: L/d_c	3.25, 6.49, 13.0

本実験では、複雑流路における脈動流の流動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／円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 2 - 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による計測値であり、 t_c は時定数設定回路により定まる定数（＝サンプリング周期、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。0.35 秒）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ストローハル: $St^* \equiv d/\tau \bar{U}$ で表すと、 $0.045 \leq St^* \leq 0.58$ となる。

図 2 - 3 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

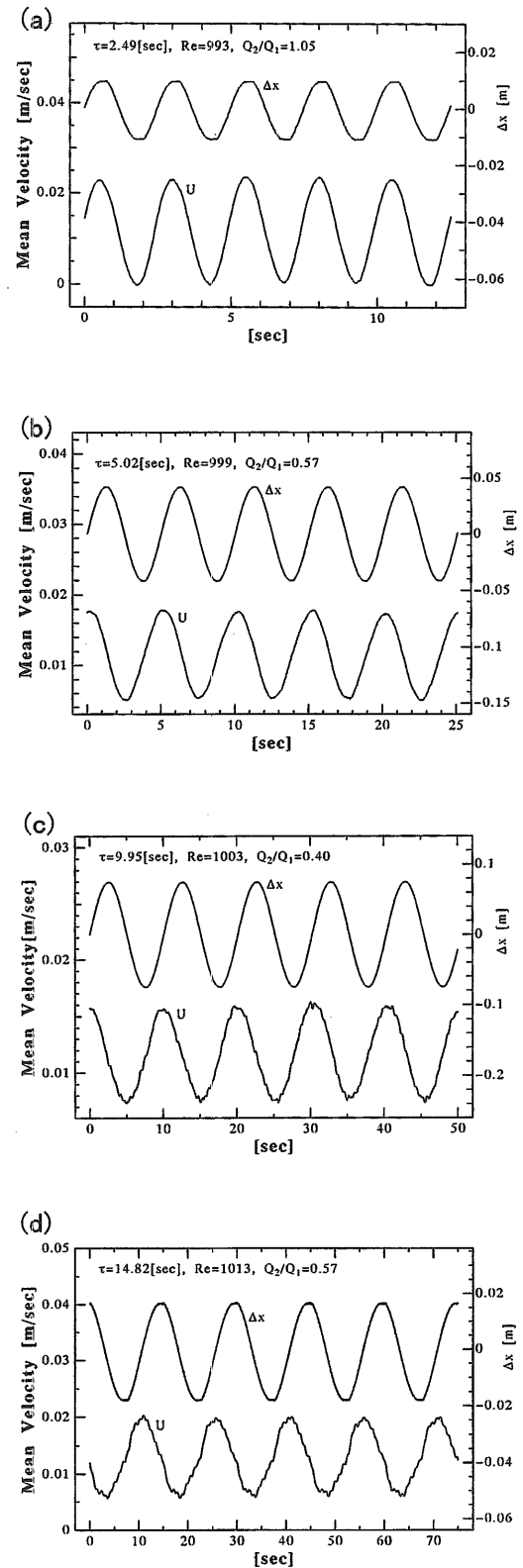


図 2 - 3 脈動流波形とピストン変位の関係

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、 $\tau=2.49$, $5.02[\text{sec}]$ の場合には脈動流量がほぼ正弦波状に変動していることが分かる。しかし、 $\tau=9.95[\text{sec}]$ 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なくなる。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 $\tau=14.82[\text{sec}]$ 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、 $\tau=2.49[\text{sec}]$ の場合に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。

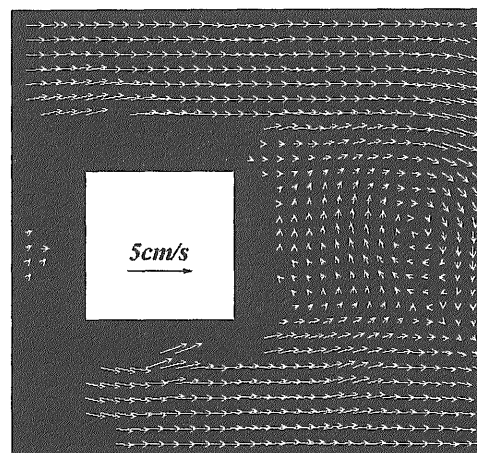
以上の点から、本実験装置における脈動流の発生は一種の水撃現象¹⁸⁾と考えられる。すなわち、本実験のように速度が急変して系内圧力が大きく変化する場合には、流路壁面（本装置の大部分はアクリル製）の弾性変形、及び水の密度変化は無視できなくなる。本装置では、脈動流発生装置のピストン変位に伴って発生する圧力波が系内を伝播し、測定部出口端で生じる反射波とが干渉して一種の定在波のような状態になっていると考えられる。ただ、図に示すように脈動波形のピーク値の変動は僅かである。

2. 2. 実験結果と考察

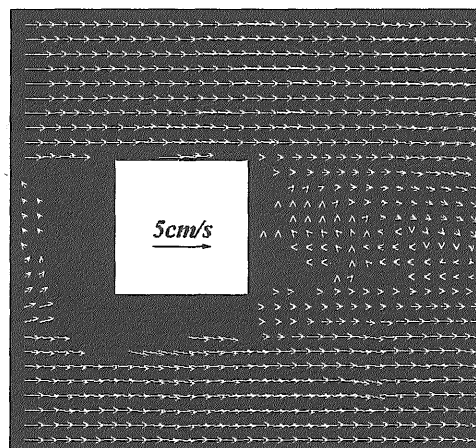
本研究では角柱または円柱を周期的に配置した脈動流について可視化実験を行ったが、角柱列を挿入した場合^{19)~21)}と円柱列を挿入した場合とでは流れ場の特徴が若干異なること、円柱列を挿入した場合については、より詳細な流れ場の検討（後述）を行っていることから、各々の実験結果について報告することにする。

2. 2. 1. 角柱列を挿入した脈動流の場合

脈動流の検討に先立って脈動のない定常流の観察を行った結果、角柱列が周期的に挿入された定常流



(a) $L/d=6.67$



(b) $L/d=3.33$

図2-4 定常流のベクトル線図

($\therefore Re=1,000$) では、 $L/d=6.67, 10.0, 13.3$ の場合には各々の角柱から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明らかとなった。図2-4(a)に $L/d=6.67$, $Re=1000$ の場合の実験結果をベクトル線図として示す。この図は $1/15[\text{sec}]$ 間隔の連続した6時刻の可視化画像からベクトル線図を求め、メッシュ補間して表示したものである。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、角柱間距離が最も短い $L/d=3.33$ 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は発生せず非常に不規則で（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）、 $L/d=6.67\sim13.3$ 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2-4(b)から、 $L/d=3.33$ の場合には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2-5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、ビデオに収録した可視化画像からカルマン渦の放出間隔： τ_0 をストップウォッチで計測して求めた。図より、 $Re=1,000$ の場合、 $6.67 \leq L/d \leq 13.3$ のストローハル数は $0.31\sim0.33$ 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。しかし、本実験と同一レイノルズ数のチャンネル流に、同一閉そく比 ($\therefore d/H=0.3$) 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、ストローハル数は角柱の閉そく比によって変化することが分かる。これは、角柱周りの主流方向速度分布がチャンネル壁面による影響を受け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塞比の影響は無視できないとのことである。

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、各々の角柱で生ず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よく観察すると、注目したナイロン粒子群が相互の位置関係を変えることなく（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。

西村ら²⁸⁾ 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 ($d/H=0.1$, $Re=1,000$, $0.1 \leq Q_2/Q_1 \leq 0.75$) の数値解析を行い、脈動振幅がかなり大きい場合、角柱からの渦放出様式は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 $0.6\sim6$ 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、本稿では、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、P T V画像の収録は、全て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収録を開始しているため、P T V画像は脈動に対する位相に関して各ケースで同一の位相ではない。このため、流量変動の位相： ϕ を加速側を $0\sim180^\circ$ 、減速側を $180\sim360^\circ$ 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。

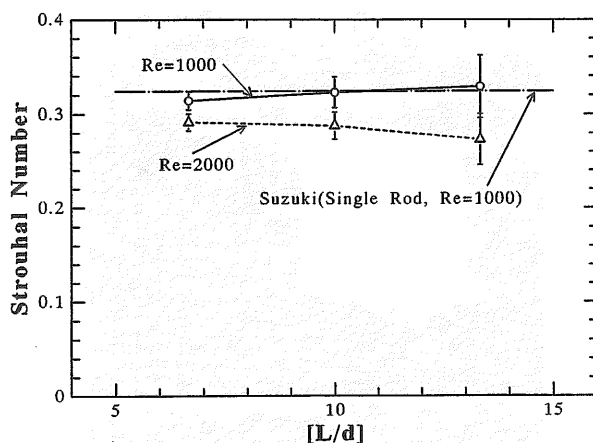
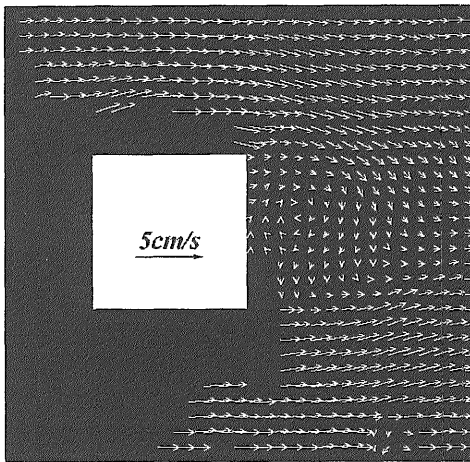
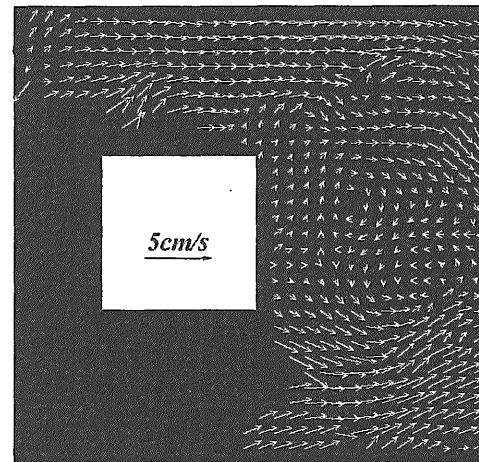
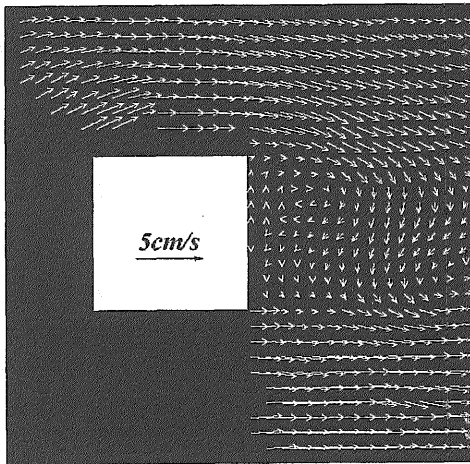
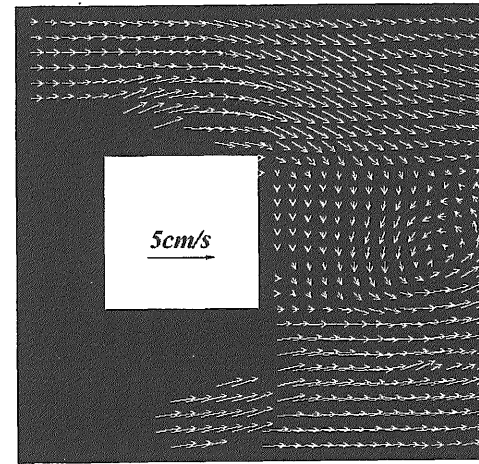
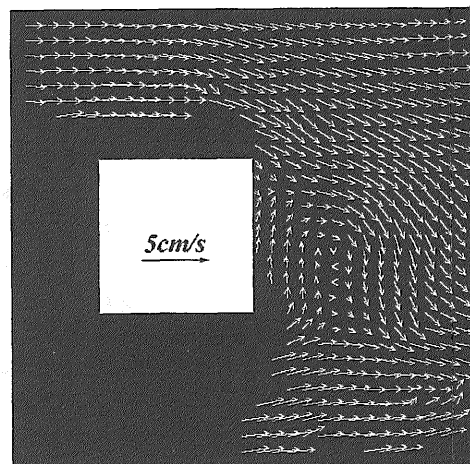
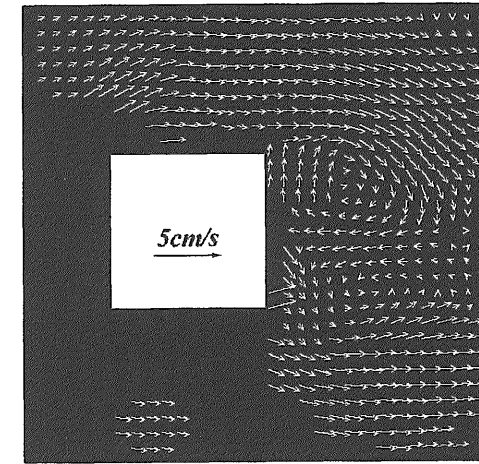


図2-5 定常流のストローハル数と角柱の配列ピッチの関係

(a) 加速位相 ($\phi = 85^\circ \sim 95^\circ$)(b) 減速位相 ($\phi = 265^\circ \sim 275^\circ$)図 2-6 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.088$, $Q_2/Q_1=0.88$ の場合)(a) 加速位相 ($\phi = 85^\circ \sim 95^\circ$)(b) 減速位相 ($\phi = 265^\circ \sim 275^\circ$)図 2-7 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.086$, $Q_2/Q_1=0.14$ の場合)(a) 加速位相 ($\phi = 15^\circ \sim 60^\circ$)(b) 減速位相 ($\phi = 195^\circ \sim 240^\circ$)図 2-8 脈動流のベクトル線図 ($St^*=0.528$, $Q_2/Q_1=0.91$ の場合)

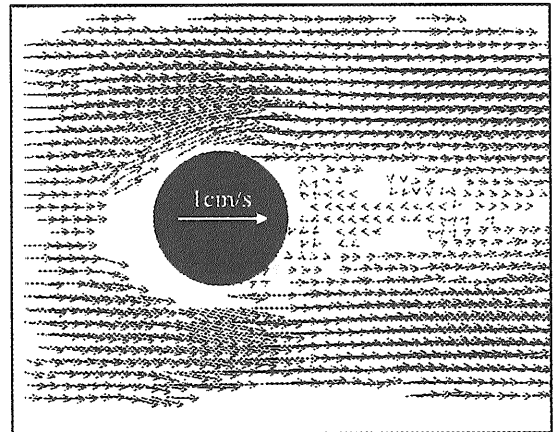
脈動周期が長い場合、脈動流の加速・減速位相の持続時間がカルマン渦放出周期に比較して長いため、流れは西村らの場合に比較的近い。図2-6に脈動振幅が大きい、 $L/d=6.67, Re=1,012, Q_2/Q_1=0.88, St^*=0.088$ の場合のベクトル線図を示す。この場合、西村らが指摘したような脈動流の効果が顕著であり、脈動流の加速時 ($\phi=85^\circ \sim 95^\circ$) には角柱後流が安定化してカルマン渦が放出され、減速時 ($\phi=265^\circ \sim 275^\circ$) には角柱後流が不安定化する結果、カルマン渦が上流方向に逆流し、相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2-7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。

一方、脈動周期が短い場合には、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ま減速位相に入ってしまう、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してしまった。この結果、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2-8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 ($\phi=15^\circ \sim 60^\circ$) 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 ($\phi=195^\circ \sim 240^\circ$) 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。

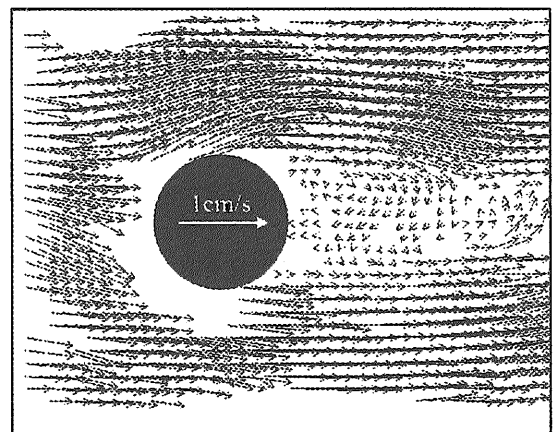
2. 2. 2. 円柱列を挿入した脈動流の場合

次に、円柱列を挿入した脈動流の実験結果^{29)~32)}について報告する。当初、本研究用に導入したPTV装置は、一度に6時刻分の可視化画像しか収録できなかったため、脈動流の画像解析を行うには十分ではなかった。そこで、長時間に亘る画像収録が出来るよう画像メモリを増強した後、円柱列を挿入した流れに対して長時間の連続画像解析を行い、流れ場の詳細な検討を行った。

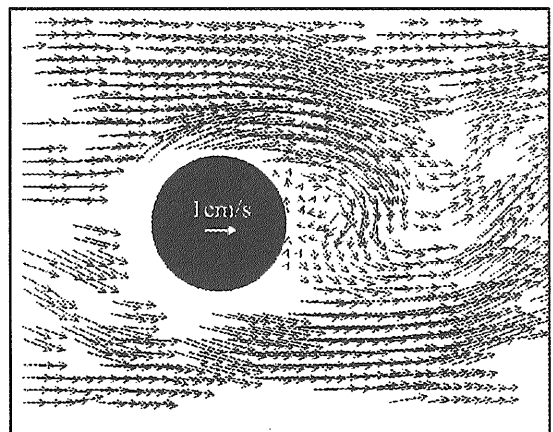
図2-9に $L/d_c=6.5, Re=344, 422, 1039$ の定常流における速度ベクトルを示す。速度ベクトルは、 $1/30[\text{sec}]$ 間隔の連続した6時刻の可視化画像から求めている。各々の図中の黒いマルは、流れに挿入された円柱を示している。Re=344 のとき、円柱背



(a) $Re=344$



(b) $Re=422$



(c) $Re=1,039$

図2-9 円柱を挿入した定常流の速度ベクトル

後に定常的な双子渦が形成され、カルマン渦は放出されない。しかし、 $Re=422$ になると、時計方向回転のカルマン渦が円柱上部から放出されているのが分かる。これより、カルマン渦の放出が始まる臨界レイノルズ数は344と422の間にあることが分かる。レイノルズ数がそれ以上増加すると、図2-9(c)に示すようにカルマン渦はより明瞭になる。 $Re=1,000$ の円柱列を挿入した定常流の場合には、円柱の配列ピッチの実験範囲： $3.25 \leq L/d_c \leq 13.0$ の全てで定常的なカルマン渦の放出が観察された。

図2-10に、 $L/d_c=6.5$ におけるストローハル数とレイノルズ数の関係を示す。図中の黒丸は閉そく比： $d_c/H=0.08$ の単一円柱を挿入したチャンネル流に関する横井らの実験結果³³⁾を示す。図より、本実験結果は彼らの結果とは顕著な違いがあることが分かる。本実験結果では、レイノルズ数の増加につれて臨界レイノルズ数近傍でストローハル数が一旦増加した後、 $Re_d > 76$ ではレイノルズ数の増加につれてストローハル数が減少する傾向を示す。一方、横井らの実験結果では、ストローハル数がレイノルズ数の増加に伴って単調に増加しており、これは一様流中に挿入された円柱後流の挙動と一致している。よって、本実験結果と横井らの実験結果との差は円柱の閉そく比の違いによるものと考えられる。なお、本研究が対象とする NSR-7 の蒸気発生器では伝熱管の外径が20mm、(主流に直交する)半径方向管ピッチが24.9mm、軸(主流)方向ピッチが24.2mmとなっている。実際の蒸気発生器では主流に直交する方向にも複数の伝熱管が配置される体系であり、(主流方向に円柱が一行、周期的に配置されている)本研究の体系とは異なっているため、閉そく比による直接比較は出来ないが、主流に直交する方向(＝半

径方向)の伝熱管間隔が非常に狭いため、実機の流れは隣接する伝熱管壁面からの影響を大きく受けるものと考えられ、流路壁面の影響が無視できる横井らの結果よりも、本実験の流れ場の方が実機の流れに近いものと予想される。

図2-11に、 $L/d_c=6.5$ 、 $\overline{Re}=1000$ のときのストローハル数の時間平均値： St_m と脈動周期との関係を示す。横軸は脈動ストローハル数： St^* である。また、図中の破線は定常流におけるストローハル数を示している。なお、脈動流におけるストローハル数は、円柱後流部における y 方向局所速度： v (後述)の符号変化により決定した。図より、脈動振幅： $Q_2/Q_1=0.19$ の場合には、ストローハル数は脈動の影響を受けず、定常流の場合とほぼ同一であることが分かる。可視化実験における目視観察でも、この場合にはほぼ周期的にカルマン渦が円柱から放出されるのが確認された。一方、 $Q_2/Q_1=0.59$ の場合には、脈動周期が最も長い $St^*=0.081$ のときには定常流とほぼ同一であるが、 $St^* \geq 0.119$ ではストローハル数が顕著に減少しており、脈動流のカルマン渦放出に及ぼす影響が大きいことが分かる。

脈動が及ぼす効果を検討するため、 $L/d_c=6.5$ 、 $\overline{Re}=1000$ 、 $Q_2/Q_1=0.59$ のときの、円柱後流部における y 方向局所速度： v (測定部中心軸上、円柱より $2.35d_c$ 下流で計測)と断面平均流速の時間変化を図2-12に示す。脈動周期が定常流におけるカルマン渦放出周期($St=0.318$)に比べて長い($St^*=0.08$)とき、 y 方向局所速度の振幅及び変動周波数は時間と共に変動する。断面平均流速が増加する加速時には y 方向局所速度の振幅が小さくなり、減速

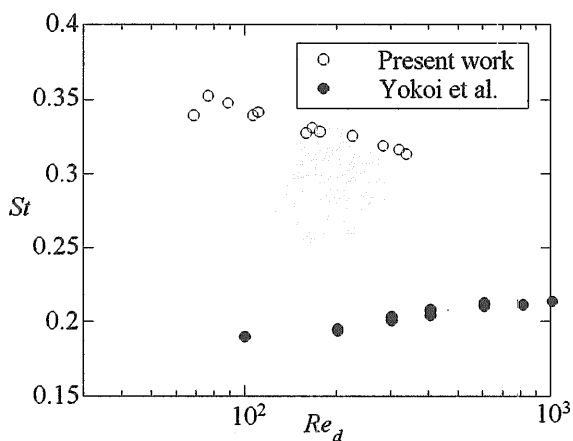


図2-10 円柱を挿入した定常流のストローハル数とレイノルズ数の関係

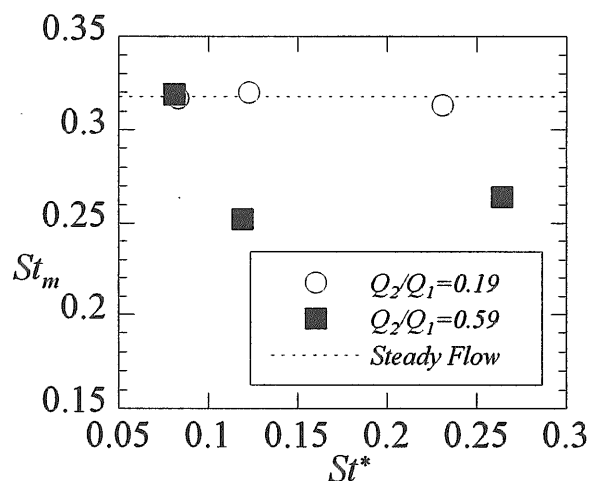
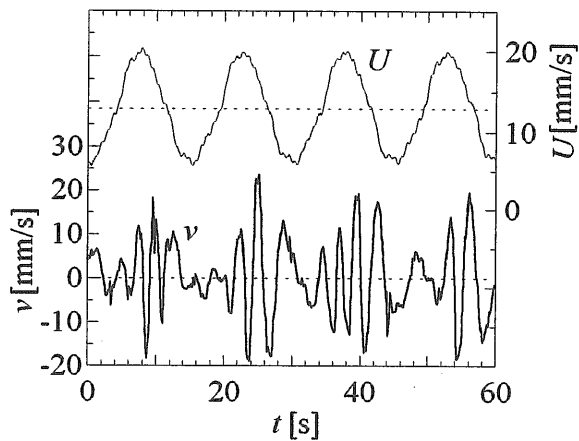
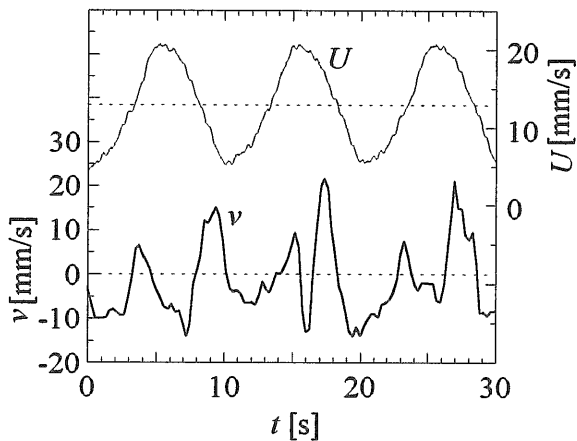
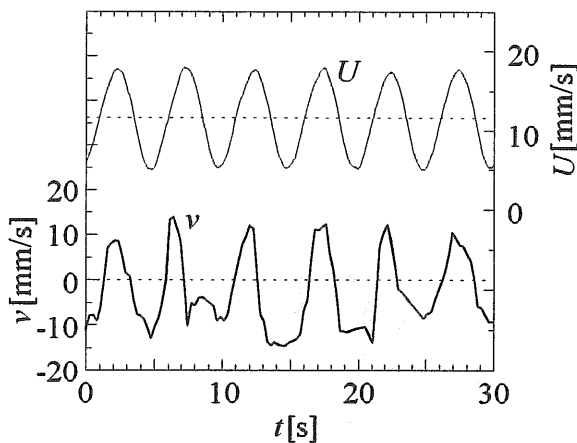


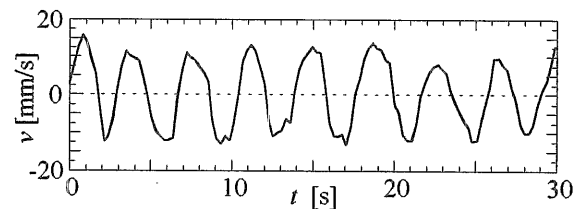
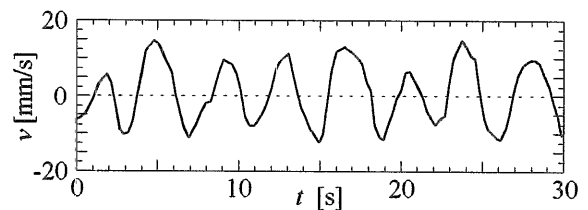
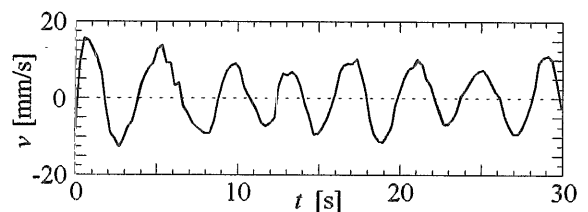
図2-11 円柱を挿入した脈動流のストローハル数と脈動周期の関係

(a) $St^*=0.08$ (b) $St^*=0.12$ (c) $St^*=0.25$ 図 2-12 流量変動と円柱後流の局所速度との関係 ($\therefore Q_2/Q_1=0.59$)

時には y 方向速度の振幅が大きくなる。これより、加速時には流れが安定化し、減速時には不安定化するものと考えられる。また、可視化実験における目視観察から、加速時には円柱後流域が小さくなり、減速時には大きくなる様子が観察された。また、 y 方向局所速度の変動周波数、すなわち渦放出周波数、は断面平均流速の増加と共に増大することが分かる。

$St^*=0.12$ のとき、カルマン渦は一回の脈動変動につき丁度 2 回放出されていることが分かる。 y 方向局所速度の振幅は $St^*=0.08$ のときと同様、加速時には振幅が小さくなり、減速時には振幅が増大する。脈動周期が定常流におけるカルマン渦放出周期とほぼ同程度である $St^*=0.25$ のとき、カルマン渦放出周波数は脈動周波数と一致する。しかし、 y 方向局所速度の変動波形は脈動波形のような正弦波ではなく、断面平均流速が大きいときに鋭いピークを持つ。この特徴は他の 2 ケースでも同様である。

一方、ストローハル数の時間平均値が脈動周期に

(a) $St^*=0.08$ (b) $St^*=0.12$ (c) $St^*=0.25$ 図 2-13 円柱後流の局所速度の時間変動 ($\therefore Q_2/Q_1=0.19$)

よって殆ど変化しない、 $L/d_c=6.5$, $\overline{Re}=1000$, $Q_2/Q_1=0.19$ のときの円柱後流部における y 方向局所速度: v の時間変化を図 2-13 に示す。この図より、速度変動波形が脈動周期によって殆ど変化しないことが分かる。よって、 $Q_2/Q_1=0.19$ の場合には、円柱後流は脈動流の影響を殆ど受けないことが明らかとなった。

2. 3. 2章のまとめ

角柱/円柱を挿入した脈動流に対する可視化実験を行った結果、以下のことが明らかとなった。

①閉そく比が比較的大きい本研究の条件において、角柱列を挿入した定常流の場合、 $6.67 \leq L/d \leq 13.3$ では各々の角柱から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 となる。しかし、 $L/d=3.33$ 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。一方、円柱列を挿入した定常流の場合には、本実験の全ての範囲: $3.25 \leq L/d_c \leq 13.0$ で定常的なカルマン渦の放出が観察され、ストローハル数は約 0.32 であった。

②脈動振幅が小さい ($Q_2/Q_1 \approx 0.15$) 場合、角柱列を挿入した流れでも、円柱列を挿入した流れでも定常流との顕著な違いはなく、円柱列を挿入した脈動流ではストローハル数についても差がないことが分かった。

③脈動振幅が大きい ($Q_2/Q_1 \geq 0.43$) 場合、脈動周期が比較的に長い ($St^* \approx 0.08$) と、(角柱・円柱何れを挿入した流れでも) 加速時には後流部が安定化し、減速時には不安定化する。しかし、脈動周期が短くなるにつれて、円柱列を挿入した流れではストローハル数が顕著に低下し、さらに脈動周期が短く ($St^* \geq 0.528$) になると、角柱・円柱何れを挿入した流れでも脈動流の加速・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。

3. 脈動流の数値解析^{34)~39)}

本研究では、脈動流の熱水力挙動を予測するため、角柱列を挿入した体系に対して数値解析コードを構築した。本章では、本数値解析コードの特徴を把握した上で、数値解析結果と可視化実験結果との比較により、数値解析コードの妥当性を検証することにする。なお、本数値解析では対象流体を室温の空気

としたので、実験結果と数値解析結果を無次元化した上で両者を比較することにする。

3. 1. 解析手法

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⁴⁰⁾ によって解いた。

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

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

対流項の離散化には早瀬の QUICK⁴¹⁾ を、粘性項の離散化には中心差分を用いた。また、時間に関しては陰的差分を用い、時間ステップ幅を最小格子間隔基準のクーラン数が十分な余裕を持って 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 (図 3-1 参照)。

$$\begin{aligned} u(1,j) &= u(NI-3,j), & u(2,j) &= u(NI-2,j) \\ &(\because 2 \leq j \leq NJ-1) & (6) \\ u(NI-1,j) &= u(3,j), & u(NI,j) &= u(4,j) \end{aligned}$$

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

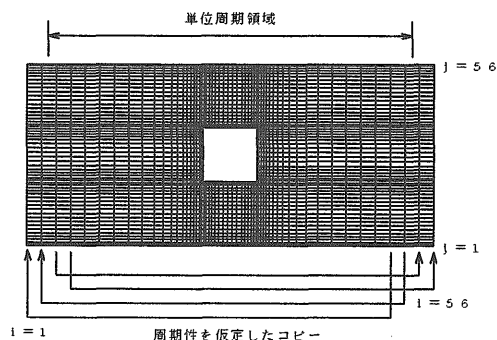


図 3-1 周期境界条件

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。

$$P(i, j) = \Delta P_C / L_C \cdot x(i) + p_i(i, j) \quad (8)$$

ここで $\Delta P_C / L_C$ を既知、 $p_i(i, j)$ を未知数として扱うこととし、境界条件として $p_i(i, j)$ に対して式(6)の周期性が成り立つとした。本数値解析で計算領域を単位周期領域(図2-2の破線で囲まれた領域。以後、区間と呼ぶ)とした場合、全ての角柱周りの流れは同一・同位相であるとの非現実的な条件を課することになるため、場合によっては解析結果が不安定となる(例えば、 $Re=1000$ で $L/d=6.67, 10.0$ のとき)ことが予備解析から明らかになった。このため、本数値解析では計算領域の大きさをパラメータとして取り扱うこととし、単位周期領域を複数個連結させたものを計算領域(図3-2参照)として、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 52×56 、 65×56 、 77×56 であり、角柱表面及び壁面近傍の最小格子間隔は $6.0 \times 10^{-4} [m]$ である。

数値解析は各々の場合について、 $\Delta P_C / L_C = 2.0 \times 10^{-2} [Pa/m]$ ($\because Re \cong 200 \sim 300$) 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1000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 $=1.7$

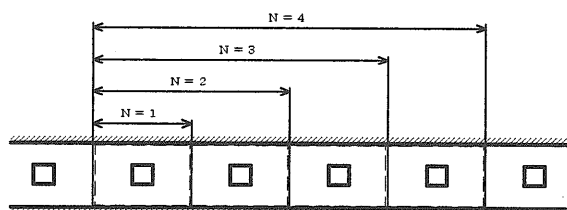


図3-2 数値解析における計算領域の拡大

$\times 10^{-1} [Pa/m]$, $L/d=13.3$ では $1.3 \times 10^{-1} [Pa/m]$)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行った。

3. 2. 解析結果と考察

まず、定常流の数値解析結果について検討を行う。図3-3に $L/d=6.67$, $Re=1000$, 計算領域が3区間の場合(以後、ケース2H3と呼ぶ)の角柱に作用する抗力、揚力の時間変化を示す。横軸は無次元の時間である。図より、角柱に作用する揚力はゼロを中心値として一定周期で正弦波状に時間変動していることが分かる。また、抗力は揚力変動の1/2の周期で変動していることが分かる。揚力、抗力のこのような挙動は、解析結果においても実験結果と同様、各角柱からカルマン渦が一定周期で放出されていることを示しており、これは流線、或いは等渦度線図(図省略)の時間変化からも確認された。他のケースでも各角柱からカルマン渦が周期的に放出されることが確認されたが、先に述べたように、計算領域を単位周期領域としたケース2H1, 3H1ではその挙動は不安定だった。

表3-1に本研究で行った、定常流に関する全ての数値計算結果を示す。表から分かるように、① $Re=1,000$ の場合、 $L/d=6.67, 10.0$ では計算領域の大きさによって揚力振幅 C_L やストローハル数等の解析結果が変動するが、 $L/d=13.3$ では計算領域の大きさによって殆ど変動しない。② $Re=667$ の場合

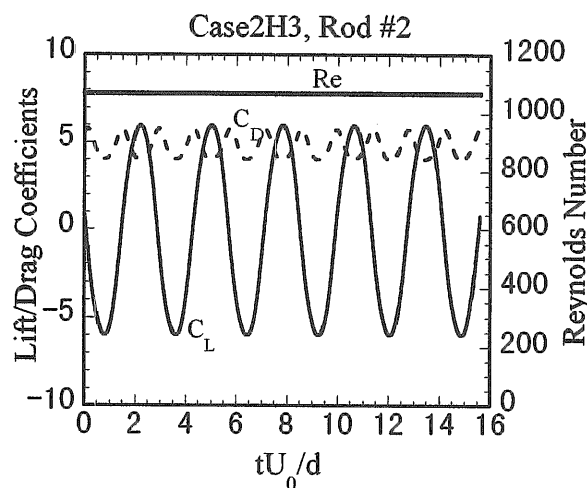


図3-3 解析結果における揚力、抗力の時間変化

には、 $L/d=6.67, 10.0$ でも解析結果は計算領域の大きさによって殆ど変動しないことが分かる。

図 3-4 に解析結果と実験結果の流れ場を比較して示す。可視化実験結果は図 2-4 (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、両者で流れ場がよく一致していることが分かる。なお、渦中心位置が若干ずれているが、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 3-5 参照）。先に述べたように、本数値解析では $L/d=6.67, 10.0$ のとき計算領域の大きさによって解析結果が若干変動するが、図では計算領域を最も大きく取った場合の

解析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。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。

以上のことから、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よい一致を示し、流れ場を精度よく模擬出来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。 $L/d=3.33$ の場合の数値解析に関しては、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。

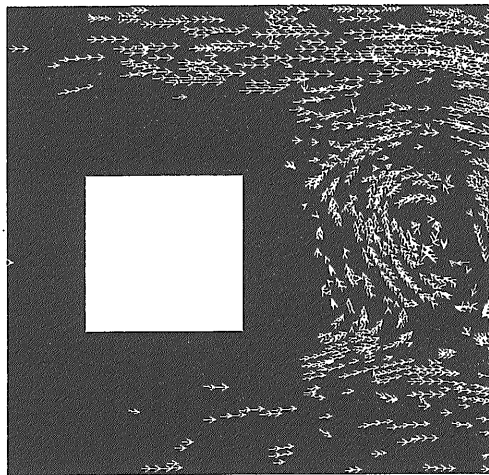
表 3-1 定常流の数値解析結果

ケース	L/d	N	$\Delta Pc/Lc$	Re	Re_d	St	C_D	$ C_L $	$\Delta \phi / 2\pi$
2 H 1	2.0	1	0.24 [Pa/m]	989	148.4	0.2795	4.786	6.673	—
2 H 2	"	2	"	1,070	160.5	0.3831	4.740	4.530	0.4980
2 H 3	"	3	"	1,067	160.1	0.3548	4.732	5.977	0.3321
2 H 4	"	4	"	1,064	159.5	0.3398	4.728	6.874	0.2509
2 H 5	"	5	"	1,056	158.4	0.3282	4.726	7.454	0.2003
2 H 6	"	6	"	1,067	160.1	0.3548	4.732	5.977	0.3321
2 H 7	"	7	"	1,069	160.3	0.3716	4.736	5.088	0.4268
2 H 8	"	8	"	1,064	159.5	0.3392	4.727	6.874	0.2504
2 H 9	"	9	"	1,067	160.1	0.3548	4.732	5.977	0.3321
2 H 10	"	10	"	1,068	160.2	0.3662	4.735	5.344	0.3960
3 H 1	3.0	1	0.17 [Pa/m]	1,042	156.3	0.2953	5.019	6.490	—
3 H 2	"	2	"	1,029	154.3	0.2971	5.025	6.867	0.9955
3 H 3	"	3	"	1,068	160.2	0.3435	5.018	5.276	0.2876
3 H 4	"	4	"	1,061	159.1	0.3342	5.024	5.932	0.2264
3 H 5	"	5	"	1,053	157.9	0.3246	5.036	6.025	0.1759
4 H 1	4.0	1	0.13 [Pa/m]	1,030	154.4	0.3092	4.978	5.947	—
4 H 2	"	2	"	1,028	154.2	0.3097	4.993	6.149	0.9953
4 H 3	"	3	"	1,029	154.4	0.3089	4.996	5.993	0.9974
2 L 2	2.0	2	0.12 [Pa/m]	681	102.1	0.2999	5.071	6.675	1.0000
2 L 3	"	3	"	681	102.1	0.2988	5.064	6.766	0.9993
2 L 4	"	4	"	681	102.1	0.2977	5.066	6.821	1.0000
2 L 5	"	5	"	680	102.0	0.2969	5.077	6.664	0.9996
2 L 6	"	6	"	681	102.1	0.2990	5.060	6.775	0.9929
3 L 2	3.0	2	0.075 [Pa/m]	669	100.3	0.3047	4.617	5.100	1.0000
3 L 3	"	3	"	669	100.3	0.3047	4.617	5.100	1.0000
3 L 4	"	4	"	669	100.3	0.3047	4.617	5.100	1.0000

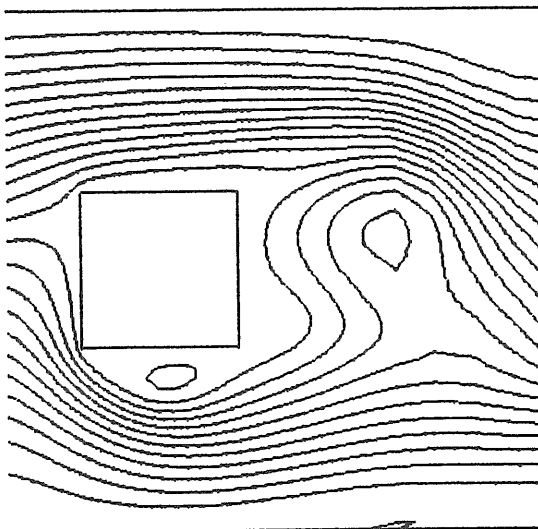
次に、 $L/d=6.67$ ，3区間の数値解析において圧力勾配パラメータ： $\Delta P_c/L_c$ を

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

と正弦波状に時間変化させ、十分時間が経過したときの断面平均流速及び圧力勾配の時間変化を図3-6(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両端間の値を示す。図より、圧力勾配パラメータ：



実験結果 (ベクトル線図)



解析結果 (流線図)

図3-4 解析結果と実験結果の比較
($Re=1000$ ， $L/d=6.67$ の定常流)

$\Delta P_c/L_c$ 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。

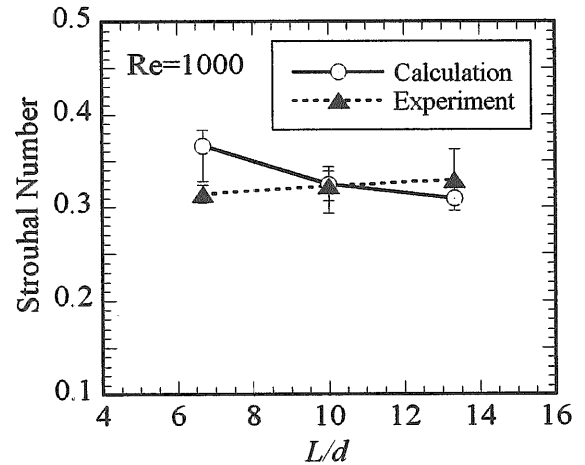


図3-5 定常流におけるストローハル数の比較

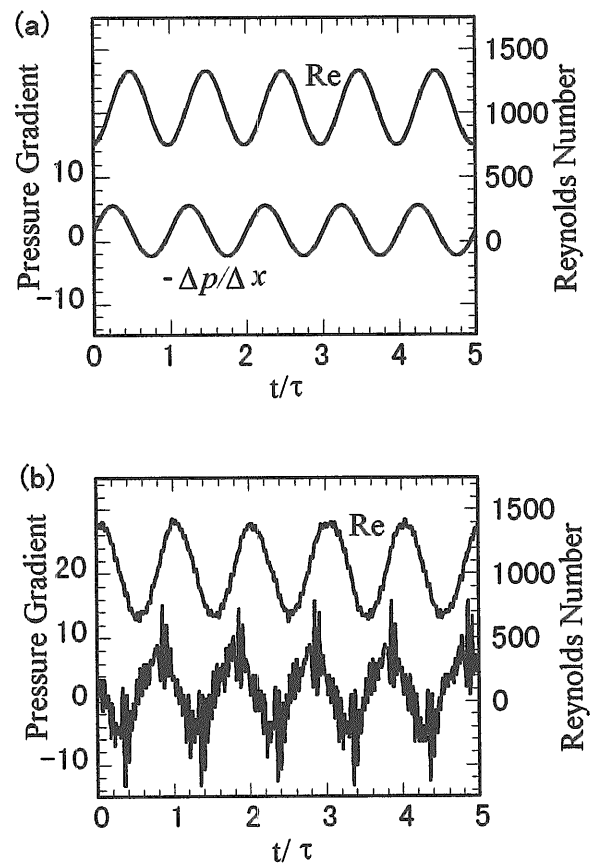


図3-6 脈動流量と圧力勾配の関係
(a)解析結果、(b)実験結果

このとき、時間平均流路レイノルズ数: $2H \cdot \bar{U}/\nu = 1039$ 、脈動ストローハル数: $St^* = 0.159$ 、 $Q_2/Q_1 = 0.28$ であった。各区分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 ($2H \cdot \bar{U}/\nu = 1027$ 、 $St^* = 0.142$ 、 $Q_2/Q_1 = 0.41$)

の実験結果を図3-6(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。

$L/d = 13.3$ 、3区分の数値解析における各角柱に作用する揚力係数を図3-7に示す。脈動のない定常流の場合と異なり、各角柱の揚力係数の振幅は各周期毎に変動するものの、一定周期で増減を繰り返しており、脈動流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。この結果は、可視化実験結果と一致する。これらの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よく一致することが明らかとなった。

同じ場合の角柱表面での熱伝達特性の時間変化を、定常流の場合に比較して図3-8に示す。流れに置かれた角柱表面の熱伝達は、流れに直面する前面部分の熱伝達率 ($=Nu_{fr}$) が最も高く、後流が形成される背面部 ($=Nu_{rear}$) で最も低くなる。脈動流中に置かれた角柱の平均熱伝達率は、流量変動と同一周期で変動していることが分かる。一方、定常流中におかれた角柱の平均熱伝達率は、顕著な周期変動を示していない。なお、両者の時間平均値はほぼ同一であり、本条件の脈動流の場合、熱伝達率は脈動により殆ど影響されないことが分かる。

3. 3. 3章のまとめ

角柱列を挿入した体系に対して、周期境界条件を適用した数値解析コードを構築して数値解析を実施した結果、以下のことが明らかとなった。

①本数値解析コードでは計算領域を単位周期領域とする場合、非現実的な拘束条件を与えることになり解析結果が不安定になる場合（ケース2H1、ケース3H1）がある。 $Re = 1,000$ の場合、 $L/d = 6.67$ 、 10.0 では解析結果は計算領域の大きさによって変動するが、 $L/d = 13.3$ では計算領域の大きさで影響を受けない。また、 $Re = 667$ 、 $L/d = 6.67$ 、 10.0 の場合には、解析結果は計算領域の大きさによって変動しない。

②定常流の解析結果は、各角柱からカルマン渦が周期的に放出される流れとなり、実験結果と定性的に一致する。また、ストローハル数の値も実験結果と良く一致しており、解析結果が定常流に対して妥

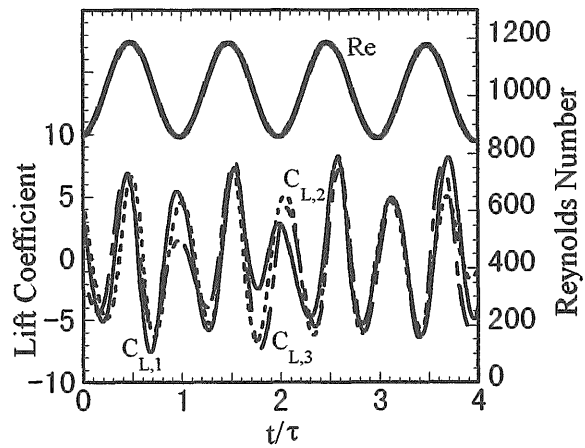
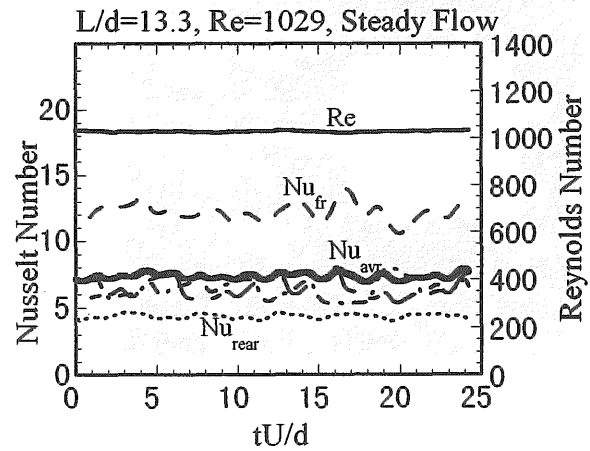
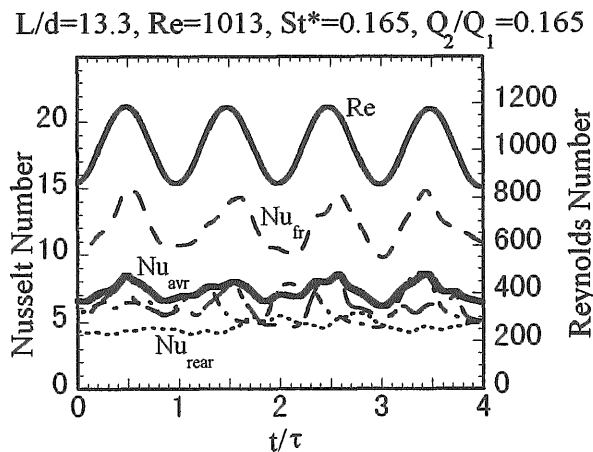


図3-7 脈動流における揚力係数の時間変動



(a)定常流の解析結果



(b)脈動流の解析結果

図3-8 角柱表面熱伝達率の時間変動

当なものであることが示された。

③ 本数値解析コードの圧力勾配パラメータ: $\Delta P_c / L_c$ を正弦波状に時間的变化させると、流れは脈動流となる。また、流量変動と圧力勾配の挙動は実験結果とほぼ一致しており、本数値解析結果が脈動流に対しても妥当であることが明らかとなった。

4. 横揺れを伴う船用炉炉心部の熱伝達特性

船用炉の横揺れ時自然循環実験のデータを整理して、横揺れ時の炉心部熱伝達率を求めた^{42)~45)}。垂直な管群の自然対流熱伝達に関しては、幾つか報告^{46)~49)}があるが、動揺状態における管群の自然対流熱伝達について研究した例は見当たらない。

4. 1. 実験装置及び実験方法

図4-1に船用炉の横揺れ時自然循環実験に用いた実験装置の概略を示す。実験装置は一体型船用炉: NSR-7⁵⁰⁾を高さ方向に実寸で、断面方向にはヒーター出力に比例して縮小して模擬した装置であり、動揺台に搭載されている。

図4-2に炉心部の温度測定点の概略を示す。横揺れによる炉心内部の一次冷却水流れが実炉と類似となるよう、炉心部の断面は360mm(幅)×75mm(奥行)となっており、有効発熱長: 1500mm、直径10.4mmの電気ヒーターが114本(6本の同一寸法のタイロッドと共に)、15mmのピッチで24(幅)×5(奥行)の基盤目に組まれている。一次冷却水温度は外径1

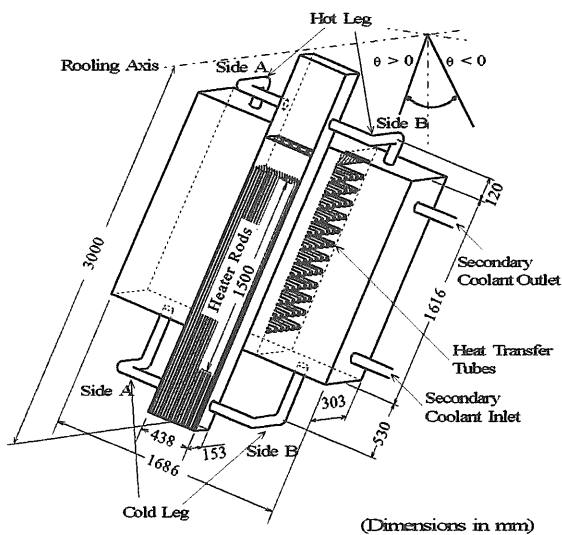


図4-1 横揺れ自然循環実験装置の概略

mmのT型シース熱電対で計測され、ヒーター表面温度は同一外径のK型シース熱電対で計測された。なお、K型シース熱電対はヒーター表面上の突起物とならないよう、ヒーター表面に溝を切った上でロウ付けされている。各々の測定誤差は、T型熱電対で±0.8%、K型熱電対で±1.2%と見積もられる。図中のレベル1~6は各々、下部プレナム、下部タイプレート、炉心発熱部中央、第4スパーサの上流部、同下流部、上部タイプレートに対応している。レベル2~6では、一次冷却水の流れパターンを把握するため、各レベルのA側、B側及び中央に熱電対を配置している。

4. 2. 実験結果と考察

図4-3に正立時及び定傾斜時の炉心部平均熱伝達率を示す。横軸はレイリー数である。図中の破線及び一点鎖線は、3×3の基盤目配列の管群体系において自然対流熱伝達率を求めたE1-Genkらの実験結果⁴⁶⁾であり、

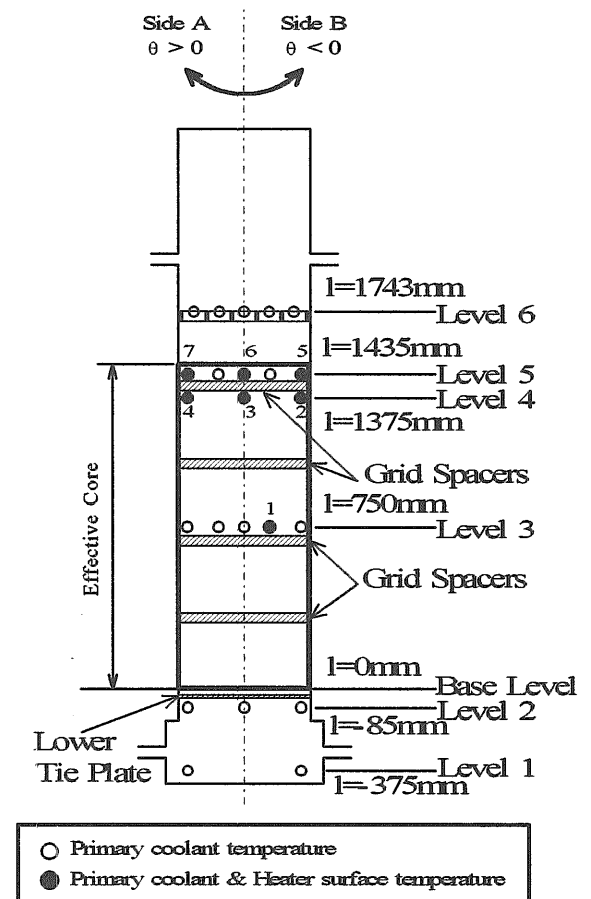


図4-2 炉心部の温度測定点

$$Nu_m = 0.178Ra^{0.27} \quad : P/d_c = 1.5 \quad (10)$$

$$Nu_m = 0.057Ra^{0.35} \quad : P/d_c = 1.25, 1.38 \quad (11)$$

と示される ($\therefore P/d_c$ は管群の配列ピッチ)。本実験結果はデータのばらつきが少なく、正立時の実験データの最適相関式

$$Nu_m = 0.517Ra^{0.207} \quad : P/d_c = 1.44 \quad (12)$$

は実験結果を良く整理できている。式(10)も本実験結果と比較的良く一致していると言えるが、炉心部平均熱伝達率を過大評価する傾向を示しており、レイリー数の増大につれて本実験結果との差が次第に増大し、ついには測定誤差範囲を越えてしまう。また、図から明らかなように、本実験の範囲では定傾斜時の炉心部平均熱伝達率は正立時の値と殆ど変わらないことが分かる。

なお、本実験装置のように流路全体が長いループを形成する場合には、炉心部に流入する流れを局部的に強制循環流とし、炉心部の流れを複合対流として取り扱うこと^{5,1)}も検討する必要がある。El-Genkらは先述の体系に対して強制循環流を付加した複合対流実験を実施し、管群部の複合対流熱伝達相関式を求めている。彼らによれば、複合対流熱伝達率は、

$$Nu_{CMB} = (Nu_m^4 + Nu_{FL}^4)^{0.25} \quad (13)$$

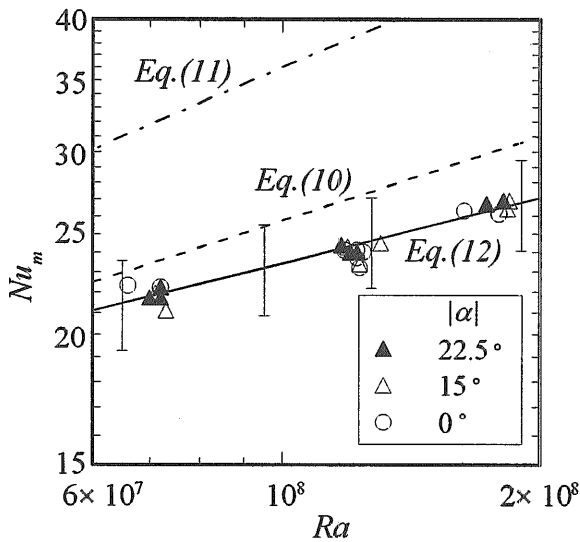


図4-3 正立時炉心部平均熱伝達率

と表される。なお、式(13)の右辺第1項は(本実験結果の場合)式(10)を表し、右辺第2項は次式となる。

$$Nu_{FL} = A \cdot Re_h^B Pr^{0.33} \quad (14)$$

$$\text{但し、} \quad A = 2.97 - 1.76(P/d_c) \quad (15)$$

$$B = 0.56(P/d_c) - 0.30 \quad (16)$$

図4-4に、本実験結果とEl-Genkらの複合対流熱伝達相関式との比較を示す。図中のバーは測定誤差($\pm 10\%$)を示す。本実験結果は彼らの複合対流相関式から得た推定値によって正規化されている。横軸はリチャードソン数である。図中の破線は、本実験結果が彼らの複合対流相関式と一致している状態を示している。本実験結果は破線よりも8~17%低めの値を示しており、両者の一致は図4-3に示す自然対流熱伝達相関式よりも悪い。これより、本実験結果は(複合対流相関式よりも)自然対流相関式と良く一致することが分かる。

図4-5に横揺れ時の炉心部平均熱伝達率を示す。横軸は動揺のリチャードソン数 Ri_R であり、その値は動揺周期が短くなるにつれて減少する。縦軸は、横揺れ時の平均熱伝達率を正立時の平均熱伝達率で正規化した値である。図より、 $Ri_R \leq 2$ では動揺のリチャードソン数の減少に伴って炉心部平均熱伝達率が単調に増加していることが分かる。よって、横揺れ運動の慣性効果が増加するにつれて炉心部の熱伝達は促進されることが分かる。この伝熱促進は横

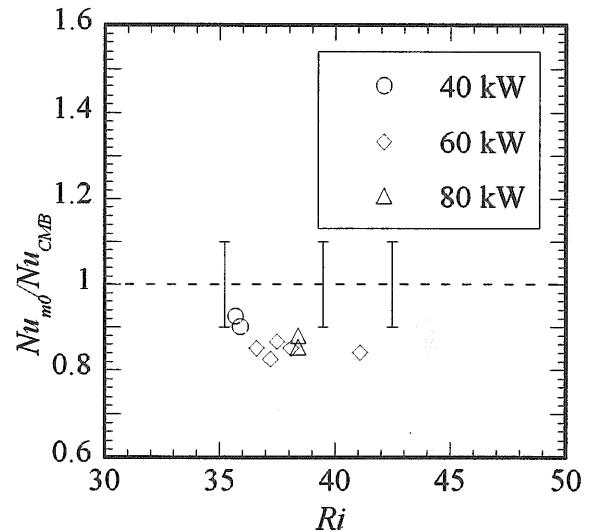


図4-4 複合対流熱伝達整理式との比較

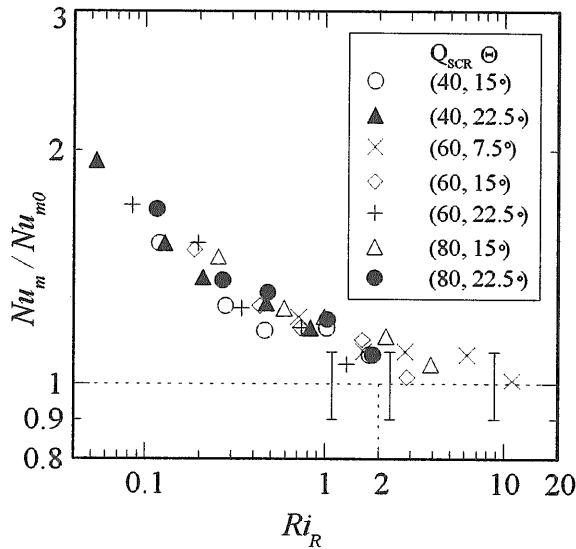


図4-5 横揺れ時の炉心部平均熱伝達率

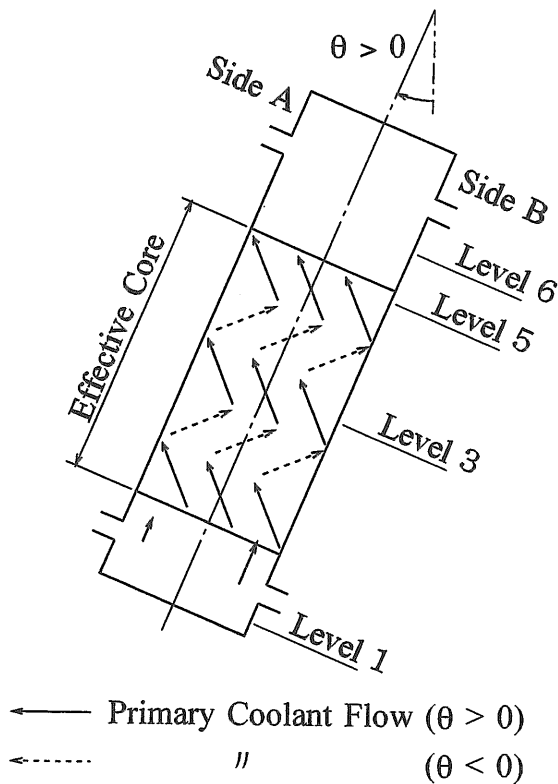


図4-6 横揺れ時の炉心部内部流れ (模式図)

揺れ運動により誘起される炉心部の内部流れ¹⁾ (図4-6参照)により起こるものと考えられる。一方、 $Ri_R > 2$ では炉心部平均熱伝達率は動揺のリチャードソン数によって殆ど変化せず、正立時の値とほぼ同じであることが分かる。

$Ri_R \leq 2$ の領域における横揺れの効果を詳細に検討するため、図4-5の結果を次元解析により整理したのが図4-7である。実験結果は $0.05 < Ri_R \leq 0.3$ の範囲ではほぼ一定値であり、動揺のリチャードソン数によって変化しない。よって、この範囲では炉心部平均熱伝達率は動揺のレイノルズ数： Re_R のみによって整理され、横揺れの慣性力が炉心部熱伝達に支配的な役割を果たすことが分かる。この結果、横揺れ時の炉心部熱伝達は次の3つの領域に分類される。(1)熱伝達が横揺れの慣性力によって支配される領域A ($0.05 < Ri_R \leq 0.3$)、(2)熱伝達が横揺れの慣性力と自然対流との複合効果に影響される領域B ($0.3 < Ri_R \leq 2$)、(3)熱伝達が自然対流に支配される領域C ($Ri_R > 2$)。これらの熱伝達相関式は以下の通りである。

$$0.05 < Ri_R \leq 0.3 :$$

$$Nu_m = 0.203 Re_R^{0.5} Pr^{0.33} \quad (17)$$

$$0.3 < Ri_R \leq 2 :$$

$$Nu_m = 0.246 Ri_R^{0.16} Re_R^{0.5} Pr^{0.33} \quad (18)$$

$$Ri_R > 2 :$$

$$Nu_m = 0.517 Ra^{0.207} \quad (12)$$

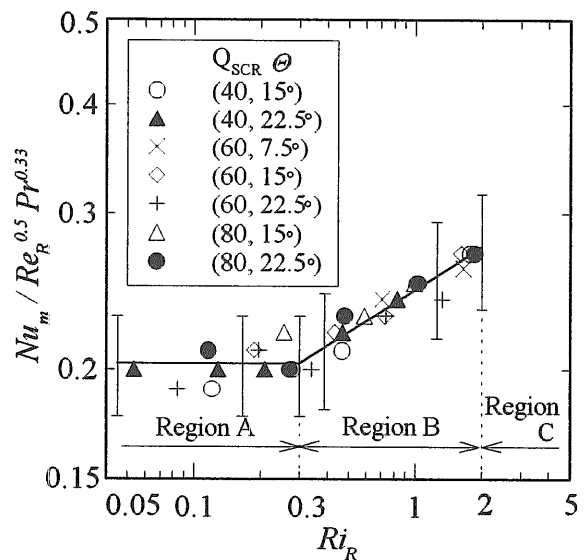


図4-7 横揺れ時の炉心部平均熱伝達率の3様式

4. 3. 4 章のまとめ

船用炉の横揺れ時自然循環実験データを整理して、炉心部熱伝達率を求めた結果、以下のことが明らかとなった。

①船用炉の正立時自然循環における炉心部熱伝達率はレイリー数によって整理される。また、本実験範囲 ($|\alpha| \leq 22.5[\text{deg}]$) では、炉心部熱伝達率は傾斜の影響を受けなかった。

②横揺れ自然循環時の炉心熱伝達率は横揺れ運動によって促進され、動揺のリチャードソン数により、1)熱伝達が横揺れの慣性力によって支配される $0.05 < Ri_R \leq 0.3$ の領域、2)熱伝達が横揺れの慣性力と自然対流との複合効果に影響される $0.3 < Ri_R \leq 2$ の領域、3)熱伝達が自然対流に支配される $Ri_R > 2$ の領域に分類される。

5. あとがき

本研究は、平成7年度から5年間実施された原子力試験研究「船用炉の船体運動条件下における熱水力特性及び安全性評価に関する研究」の中項目として実施されたものである。上記研究課題では、船体運動条件下における原子力船の運転特性、安全性についての総合的解析・評価方法の開発・整備を目的として、これまで当部が蓄積してきた一体型船用炉の熱水力特性に関する知見（貫流型蒸気発生器の不安定流動特性、一次水自然循環特性に及ぼす船体傾斜及び横揺れの影響、圧力抑制型格納容器圧力・温度応答に関する実験データ等）をベースにして「総合的情報データベース」を構築した。なお、上記目的達成のためには、上記「データベース」と日本原子力研究所所有の「原子力船エンジニアリング・シミュレーション・システム」との結合を前提としている。本研究は、脈動流が船用炉の熱水力特性に及ぼす影響・効果を上記データベースに追加するため実施されたものであり、本研究で得られた知見の一部については既に上記「データベース」に組み込まれている。得られた知見は、今後も順次、追加してゆく予定である。

参考文献

- (1) H. Murata et al., "Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion", *Nucl. Eng. 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) 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」, 機論, 51-464 B, (1985), pp.1139-1146
- (4) 角田勝ほか1名, 「く形断面曲り管内の脈動流」, 機論, 53-486 B, (1987), pp.341-348
- (5) 中村稔ほか5名, 「管内脈動流の流動及び伝熱特性」, 機講論, No.922 -1(1992-9), pp.163-165
- (6) 谷一郎ほか2名, 「流体力学実験法」, 岩波書店, (1977)
- (7) T. Morel, "Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions", *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 97(1975), pp.225-233
- (8) T. Morel, "Design of Two-Dimensional Wind Tunnel Contractions", *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 99(1977), pp.371-378
- (9) 伊藤英覚ほか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」, 東北大高速力学研報告, 44-395, (1980), pp.93-151
- (10) 小林陵二, 「風洞用収縮ノズルの設計について」, 東北大高速力学研報告, 46-400, (1981), pp.17-21
- (11) J. H. Downie et al., "On the Design of Three-Dimensional Wind Tunnel Contractions", *Aeronautical Journal*, Aug/Sep 1984, pp.287-295
- (12) 種子田定俊ほか1名, 「風洞測定部に発生する渦」, 九大応用力学研所報, 36(1972), pp.39-48
- (13) 種子田定俊ほか1名, 「風洞収縮部の壁面圧力分布」, 九大学応用力研所報, 45(1976), pp.531-534
- (14) S. J. Kline et al., "Wide-Angle Diffusers of High Performance and Diffuser Flow Mechanisms", *J. Aeronautical Sciences*, 24(June, 1957), pp.469-470
- (15) G. B. Schubauer et al., "Effect of Screens in Wide-Angle Diffusers", *NACA Report* No.949, (1947)
- (16) 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
- (17) 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
- (18) 妹尾泰利, 「内部流れ学と流体機械」, 養賢堂, (1973), p.99
- (19) 村田裕幸ほか2名, 「角柱列を挿入した脈動流のP T Vによる可視化」, 可視化情報シンポ, (1999-7), pp.401-404
- (20) 村田裕幸ほか2名, 「角柱列を挿入した脈動流

- の可視化実験」, 第 71 回船研講演会, (1998-6), pp.69-74
- (21) 村田裕幸ほか 2 名, 「脈動流が船用炉の熱水力特性に及ぼす影響の研究」, 第 74 回船研講演会, (2000-6), pp.355-360
- (22) 日本機械学会, 「機械工学便覧」, 日本機械学会, (1987), A 3 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)」, 機論, 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)」, 機論, 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)」, 機論, 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 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) 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
- (29) K. Sawada et al., "Flow Characteristics of Oscillating Flow in a Channel obstructed by an Array of Circular Cylinders", *ASME Int. Mech. Eng. Conf. & Expo.*, (2000-11)
- (30) 澤田健一ほか 2 名, 「チャンネル流路内円柱列を過ぎる脈動流の可視化実験」, 日本原子力学会年会, (1999-3), H31
- (31) 澤田健一ほか 2 名, 「円柱列を過ぎる脈動流に関する基礎的研究」, 日本原子力学会年会, (2000-3), E21
- (32) 澤田健一ほか 2 名, 「円柱列を挿入したチャンネル流路内脈動流の可視化実験」, 第 73 回船研講演会, (1999-6), pp.293-296
- (33) 横井嘉文ほか 3 名, 「矩形流路内におかれた円柱からの渦放出」, 日本機械学会流体工学部門講演論文集, (1995-8), pp.95-96
- (34) H. Murata et al., "A Numerical Investigation of Flow in a Channel obstructed by an Array of Square Rods", *Proc. of 3rd KSME-JSME Therm. Eng. Conf.*, (1996-10), I-31
- (35) H. Murata et al., "Flow Characteristics of Pulsating Flow obstructed by an Array of Square Rods", *ASME Int. Mech. Eng. Conf. & Expo.*, (2000-11)
- (36) 村田裕幸ほか 2 名, 「脈動流中に挿入された角柱列周りの流れ」, 船研報告, 36-6(2000-3), pp.247-258
- (37) 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 回船研講演会, (1994-6), pp.53-58
- (38) 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 回船研講演会, (1995-6), pp.119-122
- (39) 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 回船研講演会, (1997-6), pp.13-18
- (40) S. V. Patankar, "*Numerical Heat Transfer & Fluid Flow*", McGraw-Hill, (1980), p.131
- (41) T. Hayase et al., "A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures", *J. Comp. Phys*, 98(1992), pp.108-118
- (42) H. Murata et al., "Experimental Investigation of Natural Convection in a Core of a Marine Reactor in Rolling Motion", *J. Nucl. Sci. Technol.*, 37-6 (2000-6), pp.509-517
- (43) H. Murata et al., "Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion and Heat Transfer in the Core", *Nucl. Eng. Design*, (to appear)
- (44) H. Murata et al., "Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion and Heat Transfer in the Core", *Proc. Eurotherm Seminar No63*, (1999-9), pp.341-350
- (45) 澤田健一ほか 2 名, 「一体型船用炉の横揺れ自然循環における炉心部熱伝達特性」, 船研報告, 36-2 (2000-1), pp.47-56
- (46) M. S. El-Genk et al., "Experimental Studies of Forced, Combined and Natural Convection of Water in Vertical Nine-Rod Bundles with a Square Lattice", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36 (1993), pp.2359-2374
- (47) M. Keyhani et al., "Experimental Investigation of Free Convection in a Vertical Rod Bundle - A General Correlation for Nusselt Numbers", *J. Heat Transfer*, 107(1985), pp.611-623
- (48) S. Kim and M. S. El-Genk, "Heat Transfer Experiments for Low Flow of Water in Rod Bundles", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 32(19

- 89), pp.1321-1336
- (49) M. S. El-Genk *et al.*, "Forced and Combined Convection of Water in a Vertical Seven-Rod Bundle with $P/D=1.38$ ", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 33(1990), pp. 1289-1297
- (50) 入江正彦, 「一体型船用炉の概念設計」 船用機関誌, 7-12 (1972), pp.877-882
- (51) 藤井哲, 「伝熱工学の進展 3」, 養賢堂 (1974), p.8