

周期的非定常性を伴う自然対流および強制対流系  
における熱流動場に関する研究

村田 裕幸

## 目 次

第1章 序論	1
参考文献	4
第2章 角柱周りの非定常強制対流の数値予測に関する基礎的検討	7
2.1 緒言	7
2.2 数値解析の手法および条件	8
2.3 解析結果と考察	12
2.3.1 周期境界条件を適用した数値解析結果の妥当性について	13
2.3.2 変動速度の平均運動エネルギーによる「一意性」の判別について	17
2.3.3 流れ場の幾何形状と一意性との関連性	25
2.4 結言	28
記号	29
参考文献	31
第3章 角柱周りの非定常流に関する実験的研究	33
3.1 緒言	33
3.2 実験装置と実験方法	33
3.3 実験結果と考察	36
3.4 解析結果との比較	45
3.5 結言	51
記号	52
参考文献	53
第4章 船用炉の自然対流流れ場に及ぼす横揺れの影響に関する実験的研究	55
4.1 緒言	55
4.2 実験装置と実験条件	55
4.3 予備実験の結果と考察	62
4.4 実験結果と考察	65
4.5 一次元モデルによる検討	75
4.6 結言	78
記号	79
参考文献	81

第5章 船用炉心部の自然対流熱伝達に及ぼす横揺れの影響に関する実験的研究	83
5.1 緒言	83
5.2 実験装置と実験方法	85
5.3 実験結果と考察	92
5.4 結言	101
記号	101
参考文献	103
第6章 固気混相強制対流に及ぼす横揺れの影響に関する実験的研究	105
6.1 緒言	105
6.2 実験装置と実験方法	105
6.3 実験結果と考察	109
6.3.1 予備実験の結果	109
6.3.2 正立時の固気混相流挙動	110
6.3.3 横揺れ時の固気混相流挙動	116
6.4 結言	120
記号	122
参考文献	123
第7章 固気混相強制対流熱伝達に及ぼす横揺れの影響に関する実験的研究	125
7.1 緒言	125
7.2 実験装置と実験方法	125
7.3 実験結果と考察	130
7.3.1 正立時のライザー一部壁面熱伝達	130
7.3.2 横揺れ時のライザー一部壁面熱伝達	134
7.3.3 定傾斜時のライザー一部壁面熱伝達	137
7.4 結言	139
記号	140
参考文献	141
第8章 結論	143
謝辞	147

## 第1章 序論

船用のエネルギー機器においては、船体運動に起因して非定常性を持った流れ場における伝熱現象の検討が必要となる場合がしばしば生ずる<sup>1)~8)</sup>。例えば、自然循環ボイラーの場合、船体が上下動揺を受けるとその加速度変動によりボイラーの循環流量が周期的に変動する<sup>2)</sup>。また、次世代型船用炉では、ポンプ等の能動的な機器を使用せずに原子炉事故を収束させる、いわゆる受動安全性の概念<sup>9)</sup>を取り入れた設計を行うが、事故時に炉心から発生する崩壊熱を自然循環によって外部に放出させる際、横揺れ運動の影響を受けると冷却水流量が脈動的に変動する<sup>6)</sup>ことが知られている。さらに、現在開発中の循環流動層を利用した船用排熱回収システム<sup>10)</sup>ではディーゼルエンジン排気ガスからの排気脱硫と排熱回収を同時に行うが、船体運動により循環流動層ライザー部の固気混相流が周期的に変動し、その排熱回収性能・脱硫性能が大幅に低下する可能性が指摘されている。したがって、このような非定常性を持った対流現象を検討することは船用エネルギー機器の安全性評価にとって重要な課題である。

本論文は、このような背景から行ってきた「非定常性を持った対流現象」をキーワードとする一連の研究の成果を取りまとめたものである。すなわち

- (1) 強制対流系における基本的な流動場の数値解析法に関する検討
- (2) 自然対流系における複雑な熱流動場の実験的な解明
- (3) 固気混相の強制対流系における複雑な熱流動場の実験的な解明

の三つを柱とし、(1)に関して第2章と第3章、(2)に関して第4章と第5章、(3)に関して第6章と第7章を構成する。以下に、これら三つの柱に対してそれらの研究の背景と概要を述べる。

- (1) 強制対流系における基本的な流動場の数値解析法に関する検討

計算機の飛躍的な発達に伴い、流れの数値解析法が普及してきた。数値解析は計算手法・境界条件の与え方が適切であれば物理的に妥当な計算結果が得られ、流れ場の流速、流路寸法、形状等を変えた場合に対しても簡単に対応できる。また、現在の実験手法では計測困難な流れ場の情報も、計算結果を可視化することにより表示することができる。このため、(特に速度の境界条件を明確に与えられる強制対流に対しては)数値解析的手法は今後ますます発展するものと考えられ、将来的には信頼できる数値解析が、時間的にも経済的にも負担の重い実験に取って代わられることが期待される。しかしながら、計算負荷の観点から大規模な実機体系に対する数値解析は現在でも困難であり、実際に計算されているのは比較的単純な流れ場に限られるのが現状である。

そこで、本研究では、比較的簡単な強制対流場のうち、実用上の見地から有意義と考え

られる流れ方向に周期性を持つ流れ場を取り上げ、数値解析を実施する。ボイラーチューブが規則的に配置されたように流れ方向に周期性を持つ場合、流れ場の幾何学的最小周期単位を計算領域としてその前後で流れ場の周期性を仮定する<sup>11)</sup>のが実用上簡便である。特に、本研究が対象とする非定常性を持った流れ場中に物体が挿入された場合、後流の影響により計算領域の入口・出口で速度の境界条件を明示的に与えることは困難であり、流れ場の周期性を仮定した境界条件の適用は有効である。しかし、このような方法で得られた解の妥当性について検討した例は見当たらず、必ずしも明らかにされていないのが現状である。そこで、本研究では周期境界条件を強制対流場について適用する場合の課題について検討する。

そこで第2章では、流れ方向に規則性を持つ非定常流れの（最も基礎的な）例として、平行平板間に挿入された角柱列周りの流れを取り上げ、流れ場の空間的周期性を考慮した数値解析の妥当性について検討する。さらに第3章では、前章で対象とした系について実施した可視化実験の結果について述べる。この実験では、実験結果との比較により数値解析結果の妥当性について検討すると共に、断面平均流速を時間的に変動させて脈動流とした場合の挙動について議論する。

## （2）自然対流系における複雑な熱流動場の実験的な解明

強制対流に比べると自然対流は船体運動に起因する加速度変動の影響を受けやすく、流れは容易に非定常性を持つようになるため、船舶海洋分野においては、非定常性を持つ自然対流伝熱現象の検討が必要となる場合がしばしば生ずる。自然対流では流れが温度差に基づく密度差によって駆動されるため、強制対流に比べると速度場の境界条件を明示的に与えることが困難で、数値計算における境界条件の与え方には注意を要する。また、自然対流では傾斜によっても流れの不均在が生じ、機器の機能に影響を及ぼすこと<sup>12)–14)</sup>が知られている。船用炉の場合、事故時には能動的機器による冷却（強制対流）が期待できない可能性が高いため、自然対流による機器冷却は事故時における健全性維持のための最後の手段と位置付けられており、自然対流に及ぼす外力の影響は船用炉の安全性にとって重要な課題である。

将来的には、実機のような複雑な形状を有する場合の脈動を伴う自然対流現象を数値解析により解明することが望ましい。しかし、上記のような船体運動に起因する非定常流れを伴う自然対流現象に対しては、先に述べたように信頼性の点（境界条件、特に速度場の与え方が困難）からも計算負荷の点からも克服すべき点が多く、現状では実験的手法に頼らざるを得ない。船用炉に関しても、既存の原子炉熱水力学解析コードを機能拡張して船体運動を受ける場合に適用する試み<sup>15)–17)</sup>もなされているが、原子炉熱水力学解析コードでは流れ場を一次元的に取り扱う（Volume Junction 法）ため、二次流れが発生するような場合に対する解析結果の妥当性については検討が必要である<sup>18)</sup>。このため、本研究では、船体運動に起因する脈動的な非定常性を伴った実機における自然対流現象について実験的に検討する。

そこで第4章では、脈動的な非定常性を持つ対流現象の実例として横揺れ運動を受ける

船用炉の自然循環炉心冷却を取り上げ、実機規模の模擬実験結果に及ぼす横揺れの影響について検討する。さらに第5章では、第4章と同一の体系において、炉心部燃料集合体の平均熱伝達率に注目し、横揺れ運動に起因する炉心内部の非定常流れが熱伝達に及ぼす影響を議論する。

### (3) 固気混相の強制対流系における複雑な熱流動場の実験的な解明

循環流動層のような固気混相の熱流動場は上述の単相流に比べると遥かに複雑な流れ場であるが、主に化学工学分野においてガス流中の粒子挙動、現象の支配パラメータ、気泡の挙動に関する研究が行われ、蓄積された実験データに基づいて提案された種々のモデルにより、実機スケールでの性能予測ができるまでになっている。しかし、循環流動層は大型の陸上プラントとして発達してきたため、固気混相流挙動に及ぼす横揺れ等の船体運動の影響について検討した例は見あたらず、僅かに気泡流動層に関して定傾斜・横揺れの影響を検討した実験例<sup>19)-23)</sup>があるのみである。

現在、このような固気混層流を数値解析的手法により解明しようとする試みがなされている。このうち、離散要素法 (Discrete Element Method) は各粒子の粒子間接触力や流体抗力を計算し、各々の粒子の運動方程式から粒子の運動を解析する方法であり、流動層内の粒子に作用する力 (相互作用力、重力など) を考慮しやすいという特徴があるが、粒子数の増加に伴って計算負荷が飛躍的に増大するため、実機のような複雑・大規模な体系に対する適用は非常に困難である。一方、粒子群全体を連続体で模擬し、空気相との二相流として取り扱う Euler-Granular モデル等の二流体モデルに基づく数値解析手法<sup>24)</sup>では、複雑・大規模な体系に対する解析結果が実用的な計算時間で得られるものの、粒子相の挙動を厳密に物理モデル化することが困難であるため、数値解析結果の妥当性の検証には実験結果との比較が不可欠である。以上のように固気混層流の数値シミュレーションにもなお種々の制約があり、実プラントの挙動を予測することは困難であるのが現状である。本研究では、循環流動層の固気混相流挙動に及ぼす横揺れ運動の影響について実機スケールの実験装置を用いて実験的に検討する。

そこで第6章では、周期的非定常性を持つ固気混相對流現象の実例として、横揺れ運動を受ける循環流動層ライザー部における熱流動を取り上げ、その流動挙動に及ぼす横揺れの影響について検討する。さらに第7章では、第6章と同一の体系において、ライザー部側面の平均熱伝達率に注目し、横揺れ運動に起因するライザー部の固気混相非定常流れが熱伝達に及ぼす影響を議論する。

以上のような三つの柱に関する第2章から第7章のあと、最後に第8章で全体を総括する。

## 参考文献

- 1) 加藤洋治, “タンカー荷油の放熱に及ぼす動揺の影響”, 日造論, **129**, (1969), pp.421-430.
- 2) 手島登, 山口勝治, “上下動揺時の二相流動特性の測定—上下動揺実験装置による実験結果—”, 船研報告, **15-5**, (1978), pp.349-381.
- 3) 赤木新介, 内田完司, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達”, 第 21 回伝熱シンポ, 京都, (1984-5), pp.604-606.
- 4) 赤木新介, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達(続報)”, 第 22 回伝熱シンポ, 東京, (1985-5), pp.446-448.
- 5) Doerffer, S. and Mikielewicz, J., “The influence of oscillations on natural convection in ship tanks”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **7-1**, (1986), pp.49-60.
- 6) Murata, H., Iyori, I. and Kobayashi, M., “Natural circulation characteristics of a marine reactor in rolling motion”, *Nucl. Eng. Design*, **118**, (1990), pp.141-154.
- 7) Ishida, T., Kusunoki, T., Murata, H., Yokomura, T., Kobayashi, M. and Nariai, H., “Thermal-hydraulic behavior of a marine reactor during oscillations”, *Nucl. Eng. Design*, **120**, (1990), pp.213-225.
- 8) Murata, H., Sawada, K. and Kobayashi, M., “Experimental investigation of natural convection in a core of a marine reactor in rolling motion”, *J. Nucl. Sci. Tech.*, **37-6**, (2000), pp.509-517.
- 9) 安藤良夫, “原子力船むつ—「むつ」の技術と歴史—”, ERC 出版, (1996), p.194.
- 10) 安達雅樹, 平岡克英, 村田裕幸, 稲坂富士夫, 春海一佳, 高木正英, 岡秀行, “船用ディーゼル機関排熱を利用した動力回収システムの概念設計”, 日マリ学誌, **43-5**, (2008), pp.130-135.
- 11) Patankar, S. V., Liu, C. H. and Sparrow, E. M., “Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area”, *Tans. ASME, J. Heat Transf.*, **99**, (1977), pp.180-186.
- 12) Iyori, I., Aya, I., Murata, H., Kobayashi, M. and Nariai, H., “Basic flow rate characteristics of natural circulation of marine reactors at inclined attitude”, *Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations*, Tokyo, (1986), Vol.1, pp.124-131.
- 13) Iyori, I., Aya, I., Murata, H., Kobayashi, M. and Nariai, H., “Natural circulation of integrated-type marine reactor at inclined attitude”, *Nucl. Eng. Design*, **99**, (1987), pp.423-430.
- 14) Jae-Hak Kim, Tae-Wan Kim, Sang-Min Lee and Goon-Cherl Park, “Study on the natural circulation of the integral type reactor for vertical and inclined conditions”, *Nucl. Eng. Design*, **207**, (2001), pp.21-31.
- 15) Ishida, T. and Tomiai, I., “Development of analysis code for thermal hydro-dynamics of marine reactor under multi-dimensional ship motions, RETRAN-02/GRAV; Improvement of RETRAN-02 and experimental analysis”, JAERI-M 91-226, (1992).
- 16) Ishida, T., Kusunoki, T., Ochiai, M., Yao T. and Inoue, K., “Effects by sea wave on thermal hydraulics of marine reactor system”, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32-8**, (1995), pp.740-751.

- 17) Ishida, T. and Yoritsune, T., “Effects of ship motions on natural circulation of deep sea research reactor DRX”, *Nucl. Eng. Design*, **215**, (2002), pp.51-67.
- 18) 村田裕幸, 石田紀久, “船用炉の横揺れ時自然循環特性”, 第 26 回伝熱シンポ, 仙台, (1989-5), pp.749-751.
- 19) 中西雄, 中井誠一, 門田強, 古川哲郎, 井上司朗, 脇山良規, 山田昭, “流動床ボイラをめぐりてー船用・油だきに関する基礎実験ー”, *舶機誌*, **14-9**, (1979), pp.808-819.
- 20) 西泰英, “傾いた流動層の圧力損失および最小流動化速度”, *化学工学論文集*, **9-4**, (1983), pp.462-464.
- 21) 浜平澄雄, 宮地征男, 湯谷正司, 橋本好博, “船用としての流動層燃焼特性に関する実験”, *舶機誌*, **18-11**, (1983), pp.856-866.
- 22) 浪江貞弘, 長内敏雄, 山之内博, 横村武宣, “船用流動層燃焼ボイラの研究”, *船研報告*, **21-6**, (1984), pp.303-320.
- 23) 浪江貞弘, 長内敏雄, 山之内博, 横村武宣, “船用流動層燃焼技術に関する研究”, *舶機誌*, **19-12**, (1984), pp.943-950.
- 24) 岡秀行, 村田裕幸, 春海一佳, 桑山智一, 坪井一正, 安達雅樹, 稲坂富士夫, 平岡克英, “動揺影響を受ける循環流動層の数値流体解析”, *日マリ学誌*, **44-3**, (2009), pp.399-404.





## 第2章 角柱周りの非定常強制対流の数値予測に関する基礎的研究

### 2.1 緒言

乱流のように三次元的な不規則性が顕著ではないが、非定常性を持つ二次元流れにおける熱伝達は、定常流下の熱伝達より良好なことから、実際上の重要性が少なくない。しかしながら、実験的な検討が容易でないため、流れの非定常化に伴う伝熱促進の機構については未だ明らかになってはいない。

鈴木ら<sup>1)-4)</sup>は、単一角柱を挿入して不安定化させた平行平板間の流れに関して数値解析と可視化実験を実施して、角柱の下流域でカルマン渦が互いに交差運動をすること、この運動に関して壁面上に壁渦が生じ、その領域で熱伝達が促進されることを報告している。しかし、実用上の見地からは、たとえば複数の物体を流れ方向に周期性を持って配置する場合などの、より実機に近い系を取り上げることが有意義である。流れ方向に周期性を持つ流れは、若干の研究例<sup>5)-7)</sup>を除けば、ほとんど研究されていない。

本章では、非定常性を伴う強制対流の例として平行平板間流路に複数個の角柱を流れ方向に等間隔で挿入した流れ場を取り上げ、計算領域の入り口・出口に周期境界条件を適用して、その流動挙動を数値解析する。流れ方向に幾何学的な周期性を持つ流れを解析する場合、流れ場の幾何学的最小周期単位（以後、単位領域と呼ぶ）を計算領域としてその前後で流れ場の周期性を仮定する<sup>7)</sup>のが実用上簡便である。しかしながら、このような方法で得られた解の妥当性について検討した例は見当たらない。一般に、計算結果は境界条件に支配されるため、流れ方向に周期境界条件を適用すると、そのことが計算結果を拘束することになる。この拘束度は計算領域を拡大するにつれて次第に低下する。そこで本章では、角柱寸法、流路レイノルズ数、角柱の配列ピッチを変化させた系に対して、単位領域を複数個連結して計算領域を変化させた計算を実施し、その影響を検討することとし、計算領域を単位領域として周期境界条件を適用した数値解析手法の妥当性について検討結果を報告する。また、本手法で得られた解析結果が物理的に妥当と判断される流れ場の判定条件についての検討結果

も報告する．なお，流れが三次元化する場合や乱流化する場合の検討は重要であるが，本章の目的を上述の計算領域寸法の影響の検討に絞ることとし，ひとまず層流二次元の場合に限って検討を行うことにする．

## 2. 2 数値解析の手法及び条件

本報の計算対象は，角柱が平行平板間の中心面上に等間隔で挿入された非定常であるが層流の二次元非圧縮流れ（図 2-1 参照）であり，流れ場は十分発達しており，主流方向に周期性を持つとする．角柱の閉そく比  $d/H$  は 0.1, 0.3, 0.5 の 3 種類，配列ピッチ  $L/H$  は 2.0, 3.0, 4.0 の 3 種類に変更した．なお，計算は便宜上，流体を室温の空気（20℃）と見なして有次元変量に対して行ったが，得られた結果は無次元化して提示する．後に見るように，結果的に水力直径基準の流路レイノルズ数が 670 から 1600 までの場合について着目したことになる．

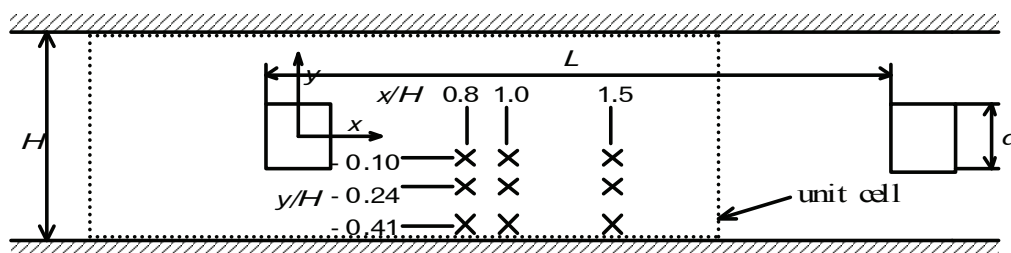


図 2-1 計算対象の流れ場と「単位領域」

本報では，次の時間依存項を含む二次元非定常流れに対する連続の式，運動方程式を差分化して数値解析を行った．

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad \dots\dots\dots (2-1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad \dots\dots\dots (2-2)$$

また，主流方向の圧力勾配は計算条件として設定する圧力勾配パラメータ  $\beta$  と各瞬間，各位置で計算される  $f(x, y, t)$  を用いて次式で表すことにする．

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \beta + f(x, y, t) \quad \dots\dots\dots (2-3)$$

差分化にあたっては拡散項には中心差分を，対流項には QUICK<sup>8), 9)</sup>を適用し，圧力場を SIMPLER スキーム<sup>10)</sup>により解いた．また，時間に関しては陰的差分を用い，時間ステップ幅は最小格子間隔基準のクーラン数が 1 より十分小さくなるよう，全てのケースで  $10^{-3}$  s とした．本報では，鈴木らの計算例<sup>1)</sup>を参考に格子系を定めたが， $d/H=0.3$  で  $L/H=2.0, 3.0, 4.0$  の各場合における単位領域 1 区間当たりの格子点数は各々  $52 \times 56, 65 \times 56, 77 \times 56$  であり， $d/H=0.1$  で  $L/H=2.0, 3.0$  の各場合では  $48 \times 56, 61 \times 56$ ， $d/H=0.5$  で  $L/H=4.0$  の場合では  $81 \times 56$  であった．なお，流路レイノルズ数が 1000 のときの角柱表面及び壁面近傍の最小格子間隔レイノルズ数（代表速度は  $U_m$ ）は 6.0 である<sup>1)</sup>．

数値解析はいずれの場合にも，圧力勾配パラメータが十分小さい（ $d/H=0.3, 0.5$  のときには  $\beta=0.02$  [Pa/m]， $d/H=0.1$  のときには  $\beta=0.01$  [Pa/m]）定常解を初期値とし，圧力勾配パラメータを次第に増大させて計算を進行させ，所定の値（表 2-1 参照）に達した後は圧力勾配パラメータを一定に保ち，さらに十分長い時間計算を進行させた後で揚力，抗力等を計算した．具体的には，格子点  $(i, j)$  の圧力  $p(i, j)$  を

$$p(i, j) = -\beta \cdot x(i) + p_1(i, j) \quad \dots\dots\dots (2-4)$$

と表して  $\beta$  を先の方法で設定し， $p_1(i, j)$  を未知数として扱って計算を行った．なお，格子点のアドレス  $(i, j)$  は  $x$  方向に  $i$  番目， $y$  方向に  $j$  番目の格子点であることを示す．

速度の境界条件には上下壁面及び角柱表面で滑りなしの条件を用いた．また，入り口・出口での境界条件としては流れ場が  $x$  方向に周期性を持つと仮定した．すなわち，流れ方向  $2 < i \leq (NI-2)$  の計算領域内側で速度と圧力の各変量  $\phi$  に関して，各タイムステップごとに次の関係に従って左辺の値を右辺の値で置き換えた．

$$\begin{aligned} \phi(1, j) &= \phi(NI-3, j) \\ \phi(2, j) &= \phi(NI-2, j) \quad (2 \leq j \leq NJ-1) \quad \dots\dots\dots (2-5) \\ \phi(NI-1, j) &= \phi(3, j) \\ \phi(NI, j) &= \phi(4, j) \end{aligned}$$

なお，差分方程式を解くための行列式の解法には式(2-5)を考慮して MSI<sup>11)</sup>を一部修正したものを使用した．なお，収束の判定基準（相対誤差）は各ケースとも  $5 \times 10^{-6}$  × 「計算領域中に含まれる単位領域の数」とした．

表 2-1 流れ場の条件と計算結果 (その 1)

Case	$L/H$	$d/H$	$n$	$\beta$	Re	$Re_d$	St	$C_D$	$C_{L,amp}$	$\Delta\phi$	Uniqueness
2H1	2.0	0.3	1	0.24	989	148	0.264	4.27	5.96	—	×
2H2	"	"	2	"	1070	160	0.362	4.23	4.05	0.498	×
2H3	"	"	3	"	1067	160	0.335	4.23	5.34	0.332	×
2H4	"	"	4	"	1064	160	0.321	4.22	6.14	0.251	×
2H5	"	"	5	"	1056	158	0.310	4.22	6.66	0.200	×
2H6	"	"	6	"	1067	160	0.335	4.23	5.34	0.332	×
2H7	"	"	7	"	1069	160	0.351	4.23	4.54	0.427	×
2H8	"	"	8	"	1064	160	0.321	4.22	6.14	0.250	×
2H9	"	"	9	"	1067	160	0.335	4.23	5.34	0.332	×
2H10	"	"	10	"	1068	160	0.346	4.23	4.77	0.396	×
2M1	2.0	0.3	1	0.16	796	119	0.275	4.52	5.84	—	×
2M2	"	"	2	"	789	118	0.275	4.51	6.39	1.002	×
2M3	"	"	3	"	848	127	0.343	4.49	5.20	0.333	×
2M4	"	"	4	"	845	127	0.330	4.49	6.06	0.249	×
2M5	"	"	5	"	839	126	0.321	4.49	6.60	0.200	×
2M6	"	"	6	"	822	123	0.309	4.50	6.41	0.166	×
2M7	"	"	7	"	814	122	0.301	4.39	6.18	0.140	×
2M8	"	"	8	"	845	127	0.330	4.49	6.06	0.249	×
2M9	"	"	9	"	834	125	0.320	4.49	5.94	0.217	×
2ML1	2.0	0.3	1	0.14	739	111	0.286	4.81	6.30	—	×
2ML2	"	"	2	"	738	111	0.287	4.79	6.49	1.000	×
2ML3	"	"	3	"	736	110	0.285	4.79	6.46	0.998	×
2ML4	"	"	4	"	738	111	0.287	4.80	6.68	0.999	×
2ML5	"	"	5	"	767	115	0.323	4.78	6.03	0.195	×
2ML6	"	"	6	"	735	110	0.285	4.82	6.59	0.999	×
2ML7	"	"	7	"	761	114	0.314	4.79	6.43	0.137	×
2L1	2.0	0.3	1	0.12	681	102	0.294	4.86	6.40	—	○
2L2	"	"	2	"	681	102	0.294	4.86	6.40	1.000	○
2L3	"	"	3	"	681	102	0.293	4.86	6.49	0.999	○
2L4	"	"	4	"	681	102	0.292	4.86	6.54	1.000	○
2L5	"	"	5	"	680	102	0.291	4.87	6.53	1.000	○
2L6	"	"	6	"	681	102	0.293	4.85	6.50	0.993	○
3H1	3.0	0.3	1	0.17	1042	156	0.281	4.55	5.88	—	×
3H2	"	"	2	"	1029	154	0.283	4.55	6.22	0.995	×
3H3	"	"	3	"	1068	160	0.327	4.55	4.78	0.288	×
3H4	"	"	4	"	1061	159	0.318	4.55	5.37	0.226	×
3H5	"	"	5	"	1053	158	0.309	4.56	5.46	0.176	×
3MH1	3.0	0.3	1	0.145	949	142	0.289	4.71	6.14	—	×
3MH2	"	"	2	"	947	142	0.291	4.72	6.14	0.997	×
3MH3	"	"	3	"	947	142	0.290	4.74	6.05	0.992	×
3MH4	"	"	4	"	974	146	0.328	4.71	5.41	0.242	×
3MH5	"	"	5	"	948	142	0.291	4.73	6.04	1.001	×

表 2-1 流れ場の条件と計算結果 (その 2)

Case	$L/H$	$d/H$	$n$	$\beta$	Re	$Re_d$	St	$C_D$	$C_{L,amp}$	$A\phi$	Uniqueness
3M1	3.0	0.3	1	0.12	853	128	0.294	4.74	5.88	—	○
3M2	"	"	2	"	860	129	0.296	4.72	5.67	0.997	○
3M3	"	"	3	"	856	128	0.295	4.73	5.70	1.002	○
3M4	"	"	4	"	856	128	0.294	4.73	5.85	0.994	○
3M5	"	"	5	"	855	128	0.295	4.72	5.80	0.998	○
3L1	3.0	0.3	1	0.075	669	100	0.304	4.58	5.06	—	○
3L2	"	"	2	"	669	100	0.304	4.59	5.06	1.000	○
3L3	"	"	3	"	669	100	0.304	4.59	5.06	1.000	○
3L4	"	"	4	"	669	100	0.304	4.59	5.06	1.000	○
4HH1	4.0	0.3	1	0.26	1459	219	0.291	4.82	6.26	—	×
4HH2	"	"	2	"	1477	222	0.288	4.85	5.92	0.961	×
4HH3	"	"	3	"	1479	222	0.293	4.83	6.20	0.987	×
4HH4	"	"	4	"	1480	222	0.277	4.84	5.56	0.879	×
4HMH1	4.0	0.3	1	0.23	1381	207	0.295	4.84	6.23	—	×
4HMH2	"	"	2	"	1386	208	0.290	4.83	5.89	0.975	×
4HMH3	"	"	3	"	1384	208	0.292	4.83	6.10	0.977	×
4HMH4	"	"	4	"	1376	206	0.269	4.85	6.23	0.751	×
4HM1	4.0	0.3	1	0.20	1285	193	0.295	4.76	6.06	—	○
4HM2	"	"	2	"	1289	193	0.293	4.76	6.02	0.981	○
4HM3	"	"	3	"	1294	194	0.293	4.77	5.75	0.977	○
4HM4	"	"	4	"	1294	194	0.295	4.76	5.91	0.996	○
4HML1	4.0	0.3	1	0.17	1183	177	0.299	4.75	6.22	—	○
4HML2	"	"	2	"	1180	177	0.295	4.77	5.86	0.993	○
4HML3	"	"	3	"	1183	177	0.296	4.77	5.79	0.992	○
4HML4	"	"	4	"	1187	178	0.295	4.77	5.63	0.981	○
4H1	4.0	0.3	1	0.13	1030	154	0.300	4.69	5.61	—	○
4H2	"	"	2	"	1028	154	0.301	4.71	5.80	0.995	○
4H3	"	"	3	"	1029	154	0.300	4.71	5.65	0.997	○
4H4	"	"	4	"	1032	155	0.300	4.70	5.51	0.998	○
2HH1i	2.0	0.1	1	0.13	1598	80	0.160	2.52	1.88	—	○
2HH2i	"	"	2	"	1614	81	0.158	2.52	1.80	0.963	○
2HH3i	"	"	3	"	1616	81	0.159	2.51	1.79	1.028	○
2HH4i	"	"	4	"	1614	81	0.158	2.52	1.81	0.966	○
2HH5i	"	"	5	"	1615	81	0.159	2.51	1.80	0.982	○
2H1i	2.0	0.1	1	0.065	1024	51	0.162	2.78	1.65	—	○
2H2i	"	"	2	"	1037	52	0.162	2.76	1.58	0.963	○
2H3i	"	"	3	"	1037	52	0.161	2.76	1.53	0.910	○
2H4i	"	"	4	"	1035	52	0.159	2.78	1.52	0.876	○
2H5i	"	"	5	"	1038	52	0.161	2.76	1.54	0.933	○

表 2-1 流れ場の条件と計算結果（その 3）

Case	$L/H$	$d/H$	$n$	$\beta$	Re	$Re_d$	St	$C_D$	$C_{L,amp}$	$\Delta\phi$	Uniqueness
3H1i	3.0	0.1	1	0.05	1078	54	0.178	2.65	0.98	—	○
3H2i	"	"	2	"	1045	52	0.166	2.74	0.99	0.507	○
3H3i	"	"	3	"	1053	53	0.169	2.72	0.99	0.618	○
3H4i	"	"	4	"	1058	53	0.169	2.72	0.97	0.552	○
3H5i	"	"	5	"	1049	52	0.168	2.72	0.99	0.584	○
4H1j	4.0	0.5	1	0.32	1039	260	0.257	7.51	3.42	—	×
4H2j	"	"	2	"	1042	260	0.267	7.54	3.46	0.984	×
4H3j	"	"	3	"	1030	257	0.290	7.52	3.03	1.073	×
4H4j	"	"	4	"	1045	261	0.297	7.55	3.20	1.105	×
4M1j	4.0	0.5	1	0.24	871	218	0.521	7.82	3.70	—	×
4M2j	"	"	2	"	876	219	0.517	7.82	3.52	1.001	×
4M3j	"	"	3	"	878	220	0.431	7.80	2.56	0.629	×
4M4j	"	"	4	"	884	221	0.427	7.79	2.44	0.741	×
4L1j	4.0	0.5	1	0.16	694	173	0.520	8.15	1.96	—	○
4L2j	"	"	2	"	690	173	0.522	8.14	1.89	1.001	○
4L3j	"	"	3	"	690	173	0.520	8.15	1.79	1.000	○
4L4j	"	"	4	"	690	173	0.522	8.14	1.89	1.000	○

### 2. 3 解析結果と考察

表 2-1 に本報で数値解析を実施した各ケースの計算条件及び計算結果の一部を示す．ここで，ケース名称中の最初の数字は  $L/H$  の値を，次の文字 H, M, L はレイノルズ数の高低を，それに続く数字は計算領域中に含まれる単位領域の数を意味し，レイノルズ数については， $Re=1000$  程度の場合に記号 H， $Re$  が 800 台の場合に M，その中間に MH， $Re$  が 600 台の場合に記号 L をあてる．また，名称の最後に文字 i が付加されたケースは角柱の閉そく比  $d/H=0.1$  の場合を，文字 j が付加されたケースは  $d/H=0.5$  の場合を意味し，それ以外は  $d/H=0.3$  の場合を意味する．

なお，表中の抗力係数は無次元時間  $tU_0/d$  で 70 から 480（カルマン渦放出周期の 20 倍から 78 倍に相当）にわたる時間平均値であり，揚力係数の振幅は揚力係数のピーク値の算術平均値である．また，渦放出ストローハル数 St 及び流れ変動の角柱間の位相差  $\Delta\phi$  は，各々のケースの各角柱に作用する揚力係数について自己相関及び相互相関係数

$$R_{ii}(\tau) = \overline{C_{L,i}(t)C_{L,i}(t+\tau)} / \overline{C_{L,i}^2} \quad \dots\dots\dots (2-6)$$

$$R_{i(i+1)}(\tau) = \overline{C_{L,i}(t)C_{L,i+1}(t+\tau)} / \sqrt{\overline{C_{L,i}^2} \cdot \overline{C_{L,i+1}^2}} \quad \dots\dots\dots (2-7)$$

を求め、各々の第一ピーク位置  $\overline{\tau_1}$ 、 $\overline{\tau_2}$  から

$$St \equiv d / \overline{\tau_1} U_0 \quad \dots\dots\dots (2-8)$$

$$\Delta\varphi \equiv \overline{\tau_2} / \overline{\tau_1} \quad \dots\dots\dots (2-9)$$

として求めた値である。

### 2. 3. 1 周期境界条件を適用した数値解析結果の妥当性について

本研究では、まず単位領域を計算領域とする予備解析を  $d/H=0.3$ ,  $Re=1000$  の場合 (ケース 2H1, 3H1, 4H1) について実施した。図 2-2 にケース 4H1, 2H1 における揚力係数, 抗力係数, 断面内平均速度の時間変動を示す。

ケース 4H1 の場合, 断面内平均速度は時間的にほぼ一定で, 揚力係数もほぼ正弦波状に変動しており, 角柱からの渦放出がほぼ規則的に行われることがわかる。ケース 4H1 の計算結果を, 計算領域を拡大したケース 4H2, 4H3, 4H4 の結果と比較する (表 2-1 参照) と, 揚力振幅で最大 3 パーセント程度の違いはあるものの, ストローハル数, 抗力係数に関してはほとんど差がなく, 計算領域を拡大しても計算結果に変化がないことがわかる。このことより,  $d/H=0.3$ ,  $L/H=4.0$ ,  $Re=1000$  の場合には, 流れ方向境界で空間的周期境界条件を用いて計算領域を単位領域として小さく保つ取り扱いが妥当であると結論づけられる。

一方, ケース 2H1 の場合, 計算領域を拡大したケース 2H2~2H10 の結果と比較すると, ストローハル数, 揚力振幅に顕著な差があり, 計算領域の大きさによって計算結果が変化することがわかる。ケース 3H1 も同様の結果となった。このことから, 計算領域を単位領域とし, 周期境界条件を用いて計算領域を小さく保つ取り扱いが必ずしも全ての流れに対して適切ではないことが結論される。

周期境界条件を適用した各ケース 2H1, 3H1, 4H1 では, 角柱の配列ピッチが短くなるにつれて流れが次第に不安定になる傾向を示し, ケース 2H1 の場合には断面内平均速度が時間的に大きく変動し, 揚力係数も時間の経過とともに不規則に変動する流れとなった。もちろん, この結果は圧力勾配パラメータが一定値に達して十分時



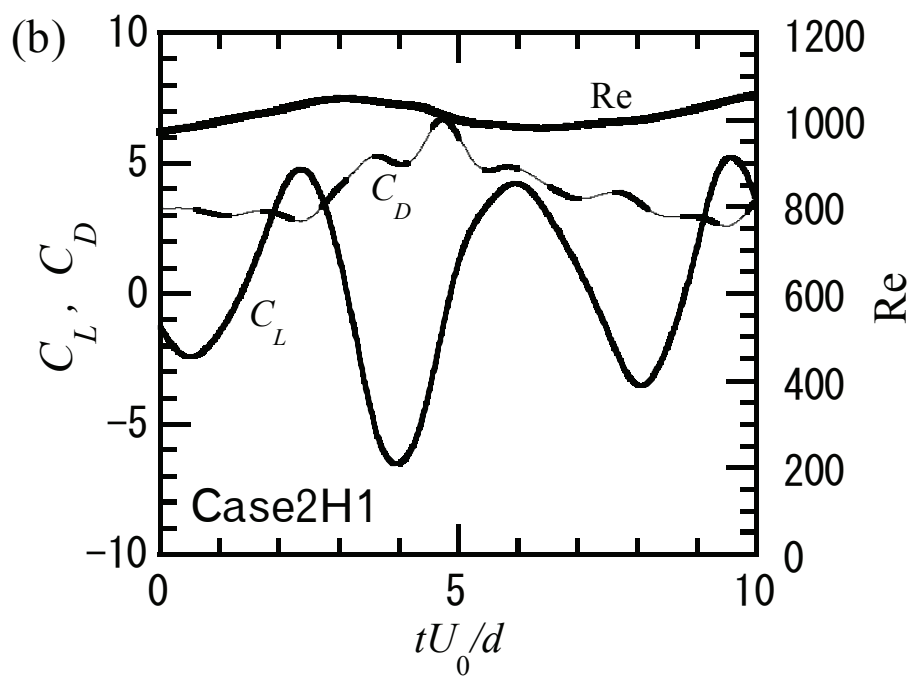
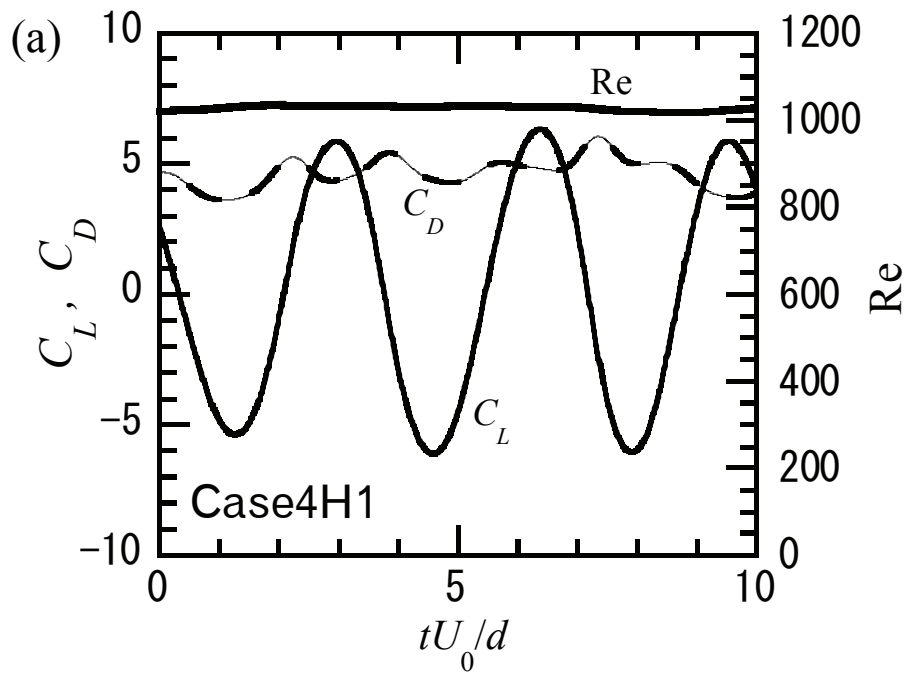


図 2-2 揚力係数，抗力係数の時間変動

(a)ケース 4H1, (b)ケース 2H1

間が経過した後の結果であり、流れが過渡的性質を有するためではない。かかる変動は、T Reidler<sup>7)</sup>らが指摘したように、採用した周期境界条件によって各角柱から全く同一の渦が同時に放出されるとする非現実的拘束条件によって強調されたものと考えられる。

図 2-3 にケース 2H3 における揚力係数、断面内平均速度の時間変動を示す。揚力係数に付された番号は、計算領域上流側から数えた角柱の番号を示す。ケース 2H3 では断面内平均速度は時間的にほぼ一定で、各角柱の揚力係数は正弦波状に周期変動しており、計算領域を拡大することにより計算された流れが安定化することがわかる。また、各角柱の揚力係数はケース 2H1 のように同一位相ではなく、隣り合う角柱周りの流れは一定の位相差をもって変動している。ケース 2H2, 2H4~2H10 でも同様の挙動を示す。

図 2-4 にケース 2H1~2H10 の揚力振幅、抗力係数、ストローハル数及び角柱間の位相差 $\Delta\phi$ を計算領域中に含まれる単位領域の数  $n$  で整理した結果を示す。角柱間の位相差は計算領域の大きさによって相違しており、計算領域の拡大により収束する傾向は認められない。しかし、揚力振幅、ストローハル数は角柱間の位相差に対応して変化しており、ケース 2H3, 2H6, 2H9 のように位相差が同一のケースでは揚力振幅、ストローハル数の値は同一である。一方、抗力係数は計算領域の大きさによらずほぼ一定値を示し、角柱間の位相差に影響されないことがわかる。

ケース 2H1~2H10 のように計算領域の大きさによって角柱間の位相差が影響を受ける場合、計算結果も変化するため、解は一意には定まらない。一方、ケース 4H1~4H4 のように角柱間の位相差が計算領域の大きさによって変化しない場合には、計算結果は変化せず一意に定まる。

本章では、計算領域の大きさにより角柱間の位相差が変化して解が一意に定まらない場合を「計算結果は変動する」、逆に計算領域の大きさによらず角柱間の位相差がほぼ一定となる場合を「計算結果は一意に定まる」と判別することにする（ただし、 $d/H=0.1, L/H=3.0, Re=1050$  の場合については後述する）。なお、角柱間の位相差が角柱ごとに少しずつ異なるケースもある。この場合、計算領域の拡大に伴う位相差の変化が角柱ごとのデータの散らばりの範囲内に収まるものについては計算結果は一意に定まると判定した。計算結果の一意性の判別結果を表 2-1 最右欄に示す。

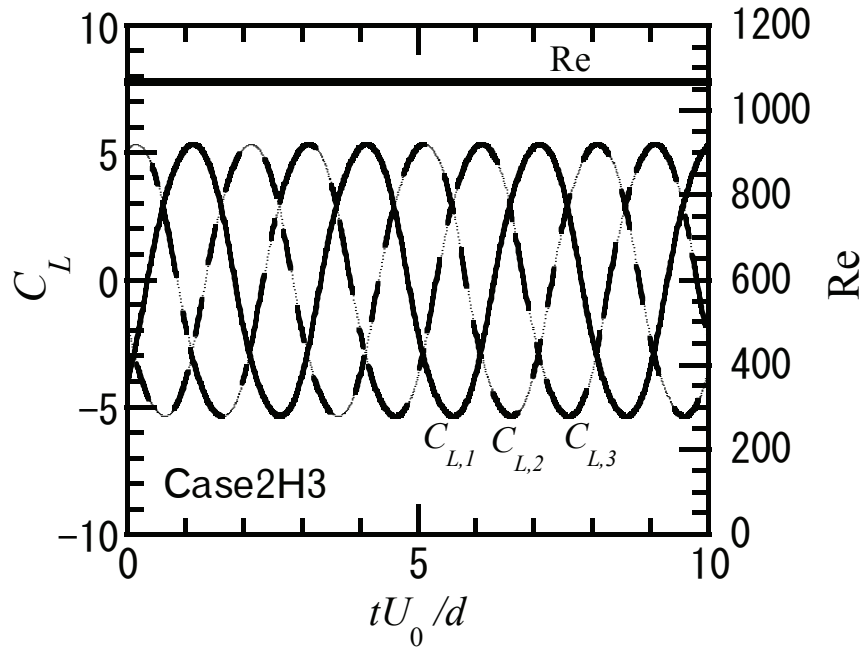


図 2-3 揚力係数の時間変動 (ケース 2H3)

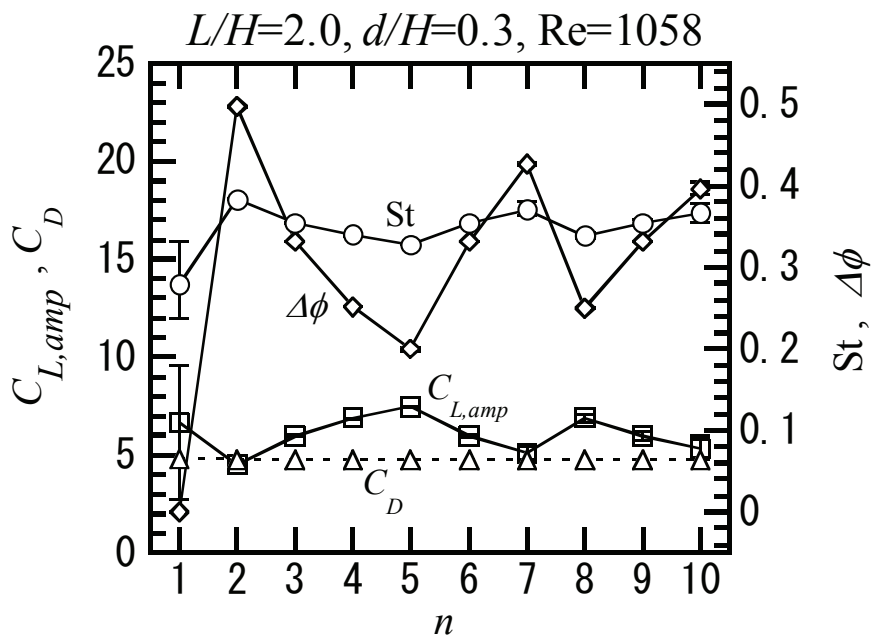


図 2-4 計算領域の大きさによる流れの特性量の変動

表 2-1 より、計算結果が一意に定まるレイノルズ数の領域は角柱の配列ピッチ、閉そく比によって変化している。例えば  $d/H=0.3$  の場合、 $L/H=2.0$  では  $Re \leq 681$ 、 $L/H=3.0$  では  $Re \leq 860$ 、 $L/H=4.0$  では  $Re \leq 1294$  の範囲に限られており、レイノルズ数がこれらの値より大きくなると計算結果は変動する。計算結果が一意に定まる場合には、計算領域を拡大して周期境界条件の拘束度を下げても計算結果は変動しないので、周期境界条件は計算結果に影響を及ぼさず、得られた計算結果は物理的に妥当と判断される。よって、計算領域を単位領域とし、周期境界条件を採用する解析手法により得られる計算結果は、限られた流動条件でのみ妥当であると結論づけられる。

なお、 $d/H=0.1$ 、 $L/H=3.0$ 、 $Re=1050$  の場合、 $n \geq 2$  で角柱間の位相差が変化せず、揚力振幅が全てのケースでほぼ同一であるため計算結果は一意に定まると判定したが、他の計算結果が一意に定まるケースと異なり、 $n \geq 2$  での角柱間の位相差は 1.0 ではない。このため、 $n \geq 2$  でのストローハル数の値が  $n=1$  のときの値よりも若干小さくなっている。これより、計算結果が一意に定まると判定される場合でも、計算領域を単位領域とした数値解析は計算領域を拡大した数値解析と必ずしも一致するとは限らないことがわかる。

### 2. 3. 2 変動速度の平均運動エネルギーによる「一意性」の判別について

計算結果が物理的に妥当である、すなわち解が一意に定まる流れ場の判定条件を議論するに先立って、まず、計算結果の一意性の有無と流れ場の特性量との関係について検討することにし、例として  $d/H=0.3$ 、 $L/H=3.0$  の場合の 4 ケースに注目する。このうち、ケース 3M1, 3L1 が計算結果が一意に定まる場合であり、ケース 3H1, 3MH1 が計算領域の大きさにより計算結果が変動する場合である。

図 2-1 に示す 9 カ所において各瞬間の  $x$  方向変動速度成分  $\tilde{u}$  からパワースペクトルを求めた。このうち、 $x/H=1.0$ 、 $y/H=-0.24$  における結果を図 2-5 に示す。なお、図示したパワースペクトルは変動速度の rms 値  $u'$  で規格化されている。

これらの中で最もレイノルズ数が低いケース 3L1 の場合、揚力係数は正弦波状に周期変動しており、断面内平均速度も時間的にほぼ一定である。このときのパワースペクトルは、基本周波数数式 ( $fd/U_0 \approx 0.3$ ) およびその倍調周波数に相当する周波数で、比較的狭い周波数帯域内に集中するピーク状のスペクトルを示しており、流路内に生じる流れが周期性の極めて高い非定常流であることを裏付けている。

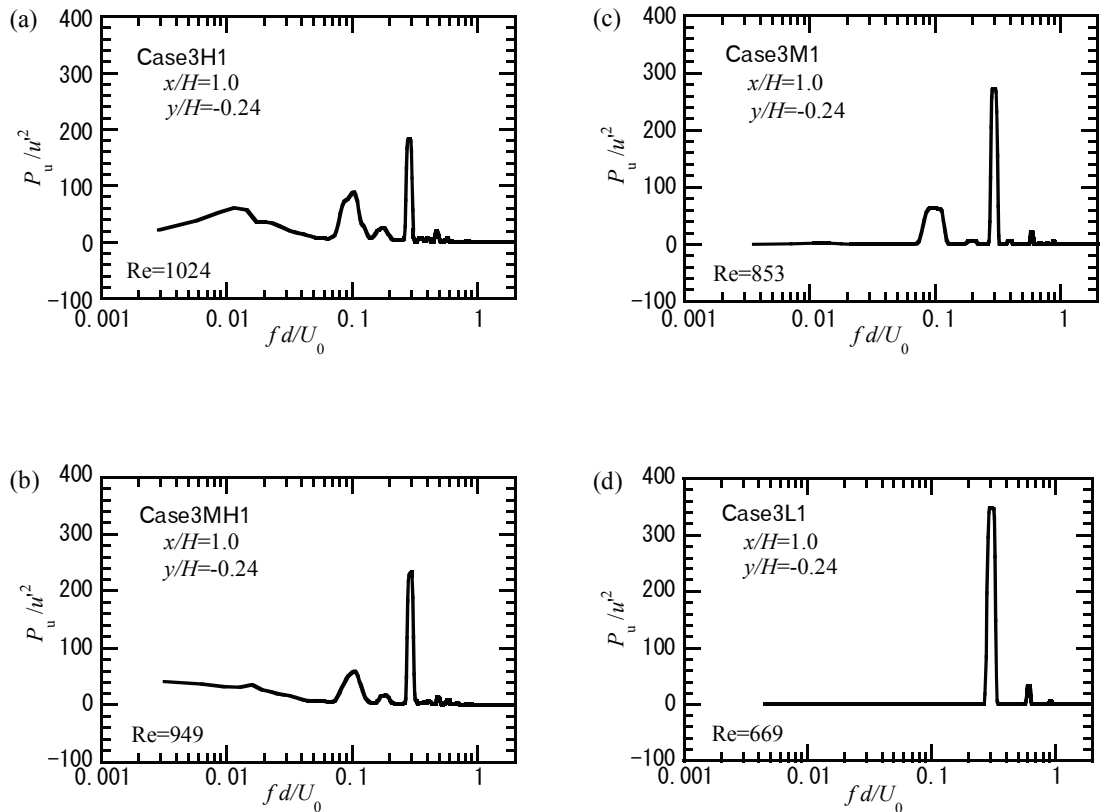


図 2-5 主流方向変動速度のパワースペクトル

またケース 3M1 では、基本周波数およびその倍調周波数でパワースペクトルがピークを示すほか、 $fd/U_0 \approx 0.1$  を中心とする周波数帯域およびその倍調周波数帯でもピークを示している。これは、ケース 3M1 の揚力係数の振幅が時間的に変動する調和振動的な挙動を示すことと対応している。

一方、計算結果が一意に定まらないケース 3MH1 の場合、そのパワースペクトルは基本周波数およびその倍調周波数あるいは特定の周波数 ( $fd/U_0 \approx 0.1, 0.19$ ) でピークを示す点はケース 3M1 と同様であるものの、 $fd/U_0 \leq 0.1$  の低周波数領域において連続スペクトルとなる点で、ケース 3M1 とは異なる。同様に、ケース 3H1 のパワースペクトルも低周波領域で連続スペクトルとなっている。以上の点については、他の観測点におけるパワースペクトルも同様の挙動を示した。このように、レイノルズ数が増大し計算結果が一意性を失う場合には、計算結果において低周波の変動速度成分が増大し、連続スペクトルとなっていることがわかる。

計算結果が一意に定まるケース 3L1 と一意に定まらないケース 3H1 との違いを等渦度線図について検討する．図 2-6, 図 2-7 は各々のケースで，連続する 3 周期間の計算結果の中から角柱の揚力係数が極小となる時刻の結果を取り上げて，その瞬間の等渦度線図を示したものであり，陰影部は渦度が正の部分を表す．また，図中の×印は図 2-5 のパワースペクトルを求めた観測点位置 ( $x/H=1.0, y/H=-0.24$ ) を示す．なお，各々の等渦度線図に付された時刻は各ケースの最初の等渦度線図を基準としており，揚力係数の平均変動周期  $T$  は先に述べたように，その自己相関係数の第一

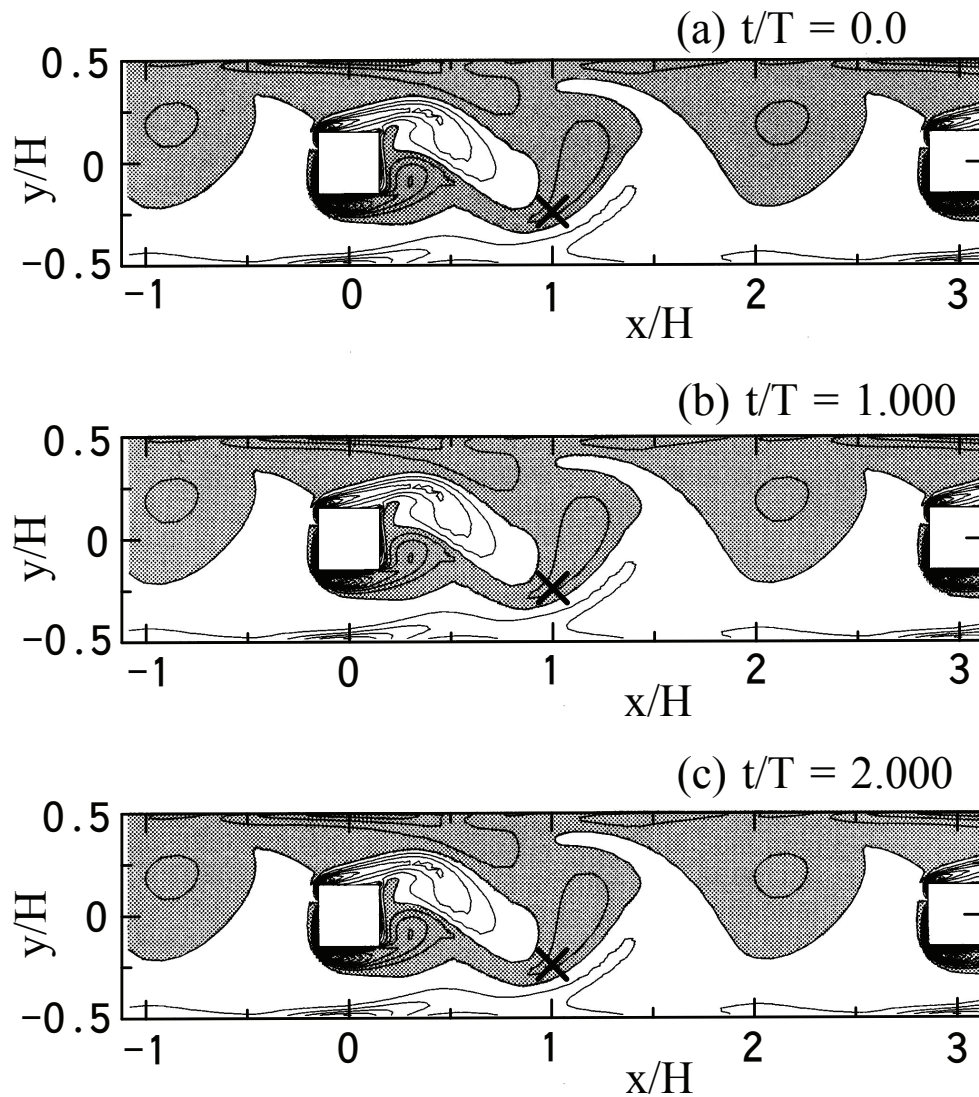


図 2-6 ケース 3L1 の等渦度線図

ピーク位置として定義されている. 図 2-6 に示すケース 3L1 の等渦度線図は全て一致しており, それらの時間間隔も同一である. これは, ケース 3L1 では流れ場全体が極めて高い周期性を持って時間変動していることを示唆しており, その結果, 観測された  $x$  方向変動速度のパワースペクトルが基本周波数およびその倍調周波数でピーク状のスペクトル (図 2-5 参照) になるものと結論づけられる. これに対してケース 3H1 では, カルマン渦放出周期は一定ではなく, 流れ場も渦放出の度に変動することが図 2-7 から分かる. このため, ケース 3H1 の  $x$  方向速度にはカルマン渦放出

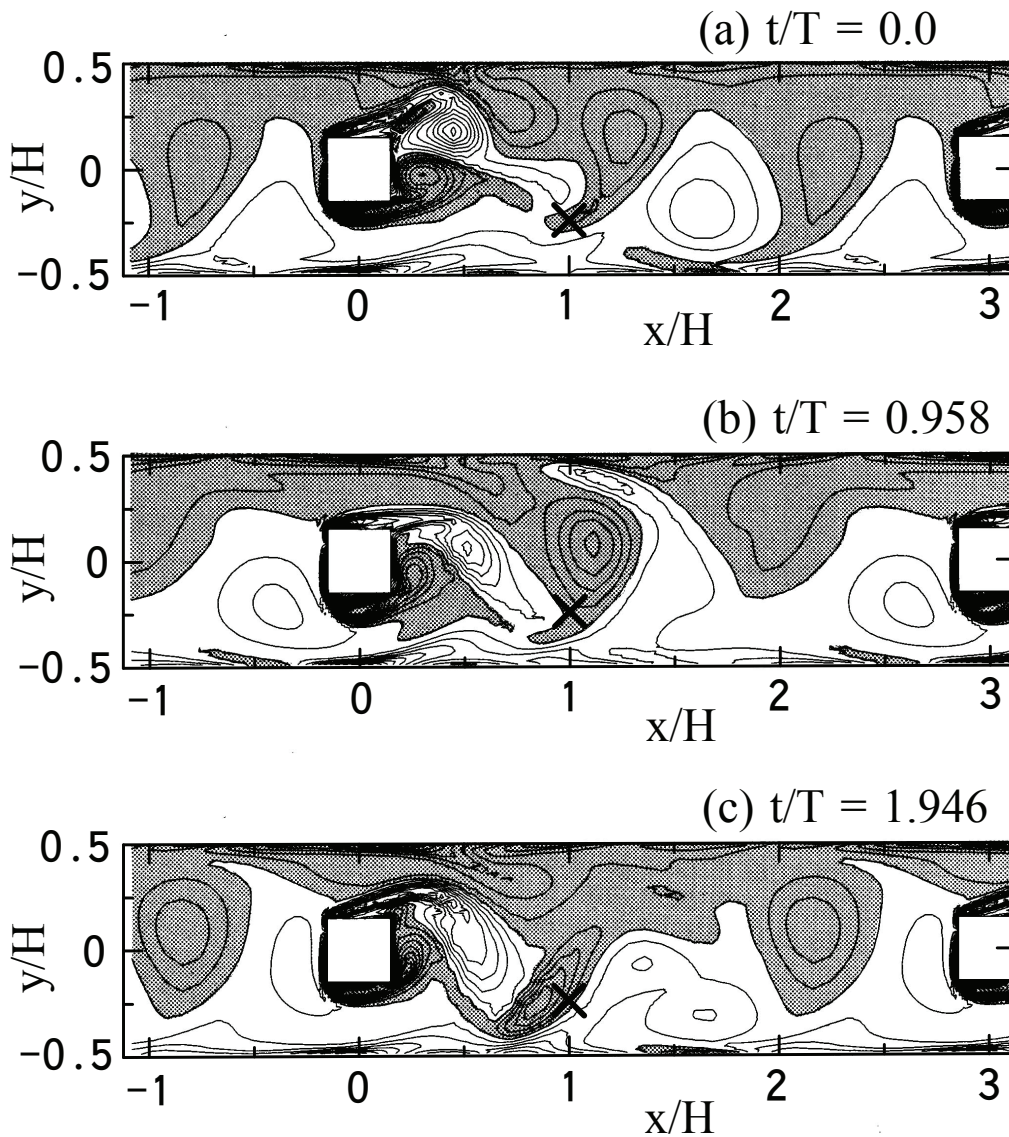


図 2-7 ケース 3H1 の等渦度線図

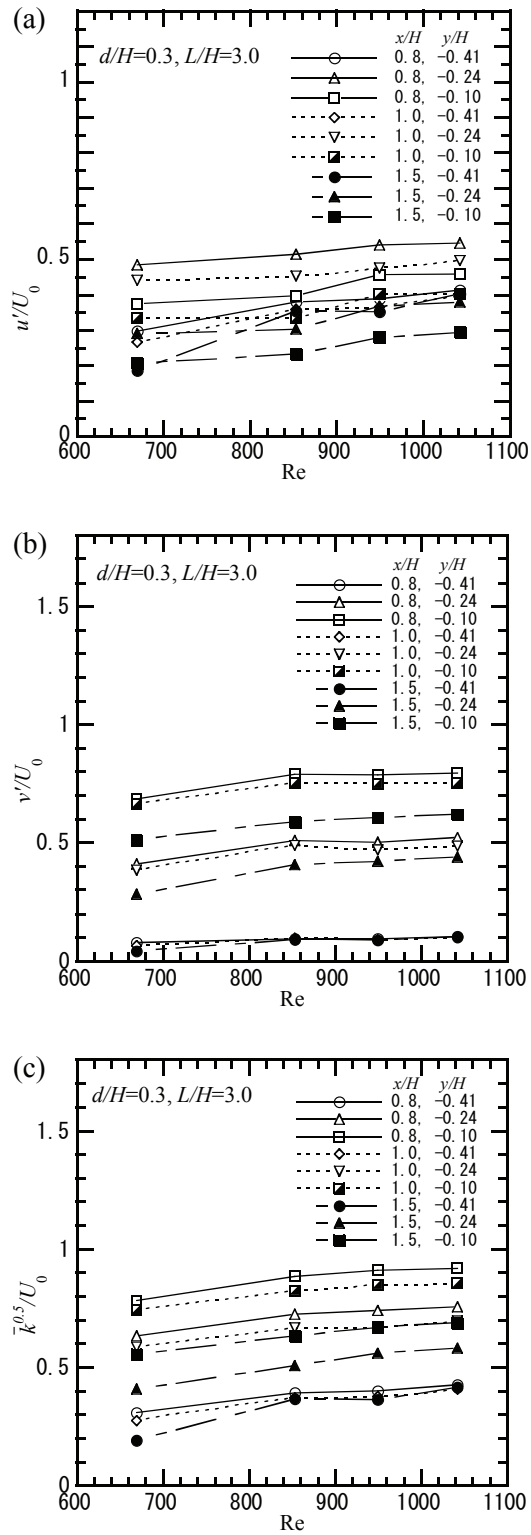


図 2-8 変動速度強度の変化

(a)主流方向成分, (b)垂直方向成分, (c)運動エネルギー



に伴う基本周波数成分の他に、低周波の不規則変動成分が含まれることになる。これは図 2-5 に示すパワースペクトルが低周波数領域で連続スペクトルになることと対応する。

次に、図 2-1 に示す 9 ヶ所における変動速度の  $x$  方向成分,  $y$  方向成分の rms 値  $u' = \sqrt{\tilde{u}^2}$ ,  $v' = \sqrt{\tilde{v}^2}$ , 及び次式で計算される変動速度の運動エネルギー

$$k(i, j, t) \equiv \frac{1}{2} \{ \tilde{u}(i, j, t)^2 + \tilde{v}(i, j, t)^2 \} \quad \dots\dots\dots (2-10)$$

$$\tilde{u}(i, j, t) \equiv u(i, j, t) - \bar{U}(i, j) \quad \dots\dots\dots (2-11)$$

$$\tilde{v}(i, j, t) \equiv v(i, j, t) - \bar{V}(i, j) \quad \dots\dots\dots (2-12)$$

の時間平均値の平方根  $\sqrt{k}$  のレイノルズ数に対する変化を図 2-8 に示す。全体的な傾向として、 $u'$ ,  $v'$ , 運動エネルギー—いずれの特性量も、レイノルズ数の増加に伴って次第に増大する傾向を示す。ただし、レイノルズ数に対する変化は個々の測定点によって差がある。また、 $u'$ ,  $v'$ , 運動エネルギーの値そのものも測定点の位置によって違いがあり、特に  $y$  方向位置の違いによってその差が顕著に現れる。

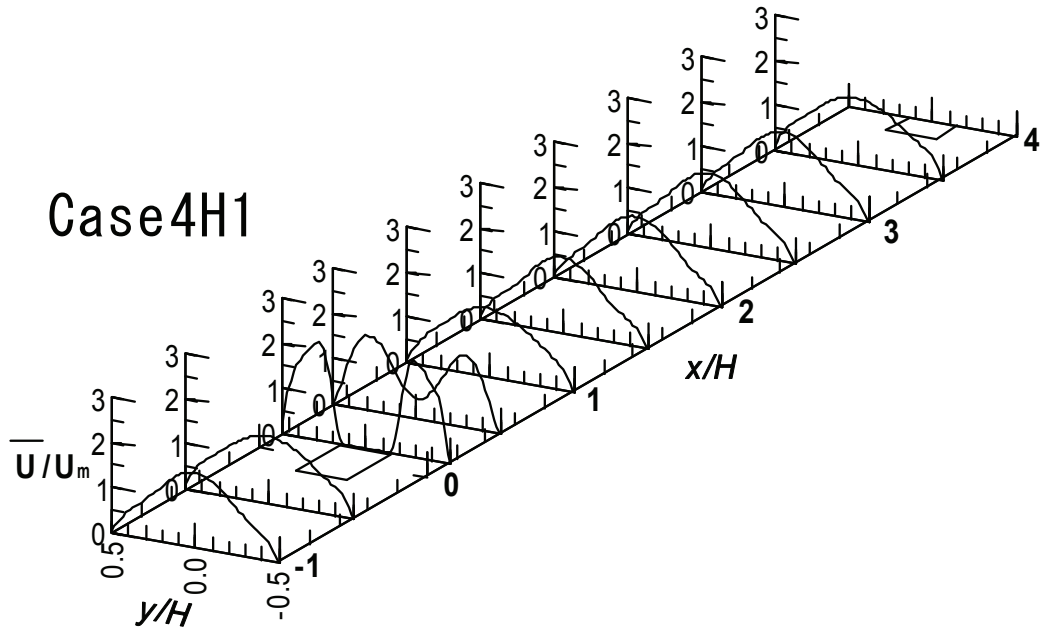


図 2-9 主流方向平均速度分布の変化

ケース 4H1 の場合を例として、変動速度特性量の空間分布に着目して流れ場の統計的性質について検討する。ケース 4H1 は計算結果が一意に定まる場合である。

図 2-9 に流れ方向平均流速分布の  $x$  方向変化様式を示す。角柱背面直後の  $x/H=0.156$  における平均速度分布では角柱の後流が存在し、後流内の速度欠損分だけ流体は流路の側方へ排除され、その領域の最大速度は断面内平均速度  $U_m$  の 2 倍以上に達している。  $x/H=0.5$  の位置の速度分布は後流型分布を保つものの、  $x/H=1.0$  の分布は中央位置で最大値を持つ形状に変化しており、  $0.156 \leq x/H \leq 1.0$  の区間での速度欠損の回復はかなり急速である。一方、  $x/H=3.0$  での速度分布は  $x/H=1.5$  におけるそれとほぼ同じであり、この区間では速度分布の回復はほとんど行われなことがわかる。

図 2-10、図 2-11 にケース 4H1 における  $u'$ 、 $v'$  の流れ方向への変化様式を示す。 $u'$  の分布について見ると、角柱下流の各断面において、流路中心面両側の角柱後流せん断層に対応する位置にそれぞれ一つずつのピークを持つ。また、ピーク値は  $x/H=0.156$  から  $x/H=0.5$  の間で増大し、  $x/H=0.5$  でのピーク値は断面内平均速度の 60% 強に達している。その後  $u'$  のピーク値は  $x/H=2.0$  の  $0.35 U_m$  まで急速に減少した後は、  $x/H=3.5$  まで断面内平均速度の 30% 強の値を維持している。

一方、 $v'$  は角柱背面直後の  $x/H=0.156$  を除けば、角柱下流のいずれの断面においても、中心面上に単一のピークを有する分布形状を示しており、 $u'$  の分布とは異なっている。 $v'$  のピーク値は  $x/H=0.5$  の位置で  $0.95 U_m$  に増大した後、下流に向かって減少するが、  $x/H=3.0$  においても断面内平均速度の 50% と角柱の下流全般でかなり高いレベルを維持している。

図 2-9、図 2-10、図 2-11 に示すケース 4H1 の流れ場を、十分発達した平行平板間流れに同一閉そく比の単一角柱を挿入した鈴木らの流れ<sup>2)</sup>と比較する。鈴木らの流れでは、  $x/H=-1.0$  の位置における平均流速分布は放物線分布とほぼ等しく、角柱上流での変動速度成分も殆ど検出できない。これに対しケース 4H1 では、  $x/H=-1.0$  での平均速度は中央で最大値を持つが放物線分布ではなく、変動速度成分も  $u'$  が断面内平均速度の 30% 強、  $v'$  が約 50% とかなり高い値を示す。また、角柱下流においても、単一角柱を挿入した流れでは、  $u'$ 、 $v'$  いずれも  $x/H=1.0$  で断面内平均速度の約 50% 強の最大値を示した後は、下流に向かって急速に減少するのに対し、本研究のケース 4H1 では変動速度強さの減衰は緩やかで、下流部全般にわたりかなり高い変動強度を維持している。ケース 4H1 では、変動速度強さが流れ場全体にわたって高い値

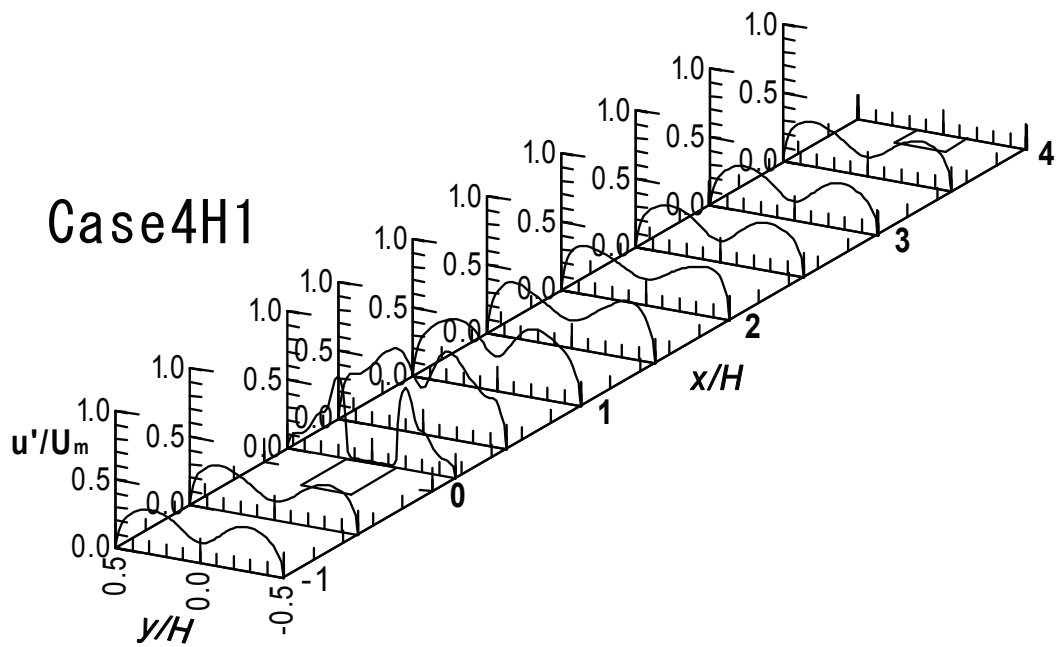


図 2-10 主流方向変動速度分布の変化

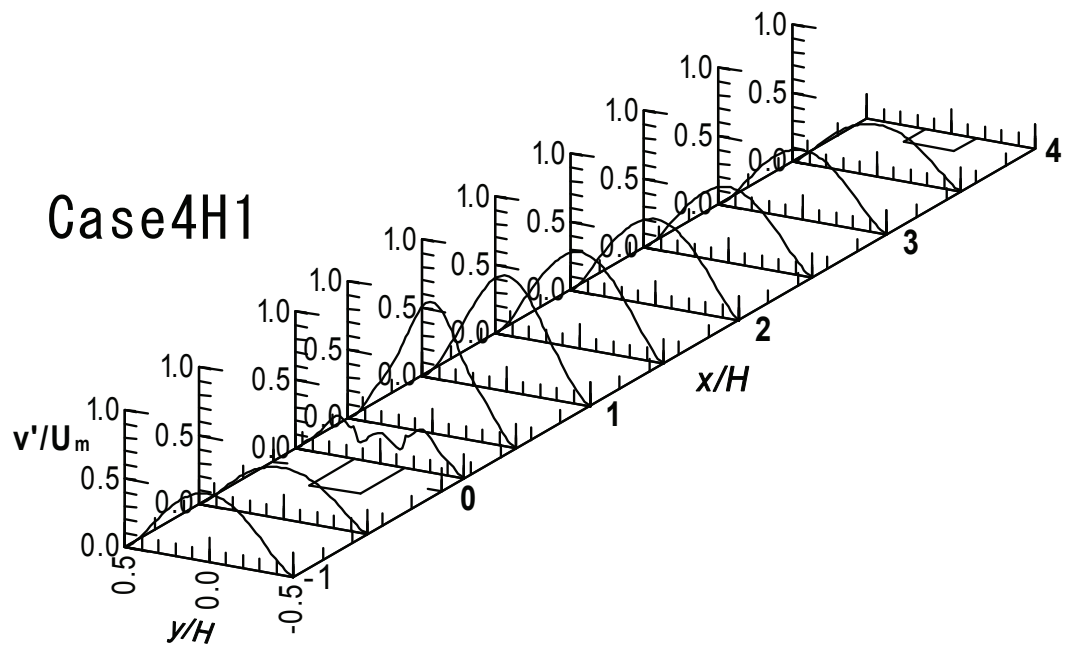


図 2-11 垂直方向変動速度分布の変化

を保ち、その分布形状の流れ方向の変化が比較的少ない点で、単一角柱を挿入した流れ場とは異なっており、 $St, C_D$ などの値が両者の間で類似している事実<sup>12)</sup>とは大きな違いがある。

これまでの議論から、レイノルズ数が増加するにつれ、流れ場の変動強さは次第に増大することが明らかとなった。また、それに伴って、一意に定まっていた計算結果も計算領域寸法の影響を受けて変化するようになる。このことから、流れ場の変動強さがある臨界値を越えると、計算結果が計算領域寸法の大小によって相違し始めることにつながるものと推察される。

### 2. 3. 3 流れ場の幾何形状と一意性との関連性

ここで、流れ場の変動強さを表す指標として、変動速度の運動エネルギー $k(i, j, t)$ の次式に示す計算領域全体にわたる平均値 $K(t)$ に注目する。

$$K(t) \equiv \sum_{i,j} k(i, j, t) \Delta x_i \Delta y_j / \sum_{i,j} \Delta x_i \Delta y_j \quad \dots\dots\dots (2-13)$$

図 2-10, 図 2-11 に示すように、本研究の流れでは変動強さの空間不均一が小さいため、変動速度の運動エネルギーの空間平均値は流れ場全体の変動強さを代表する指標といえる。以下では、流れ場の変動速度強さの指標として変動速度運動エネルギーの空間平均値 $K(t)$ の時間平均値 $\bar{K}$ を用いて計算結果が一意性を持つ条件の整理を試みる。

先に示す通り、計算結果が一意性を持つ条件はレイノルズ数だけでなく、角柱の配列ピッチ、閉そく比にも依存する。この事実を勘案して、計算結果の一意性に影響を及ぼす三因子の効果を、レイノルズ数、平均流の時間スケール $L/U_m$ 、変動速度運動エネルギーの時間平均値及び角柱寸法から定まる時間スケール $d/\sqrt{\bar{K}}$ 、閉そく比 $d/H$ などによって整理することにする。図 2-12 にその結果を示す。ここで、縦軸は閉そく比、配列ピッチを考慮した平均流と変動速度の時間スケールの比 $\frac{L}{U_m} \cdot \frac{\sqrt{\bar{K}}}{d} \cdot \left(\frac{d}{H} \cdot \frac{H}{L}\right)^2 = \sqrt{\bar{K}} d / U_m L$ である。図中の曲線は計算結果が一意に定まる場合と変動する場合との境界線であり、白抜きシンボルは計算結果が一意性を示さないケースを示している。

今後、類似の体系について周期境界条件を用いた数値解析を行う場合には、計算

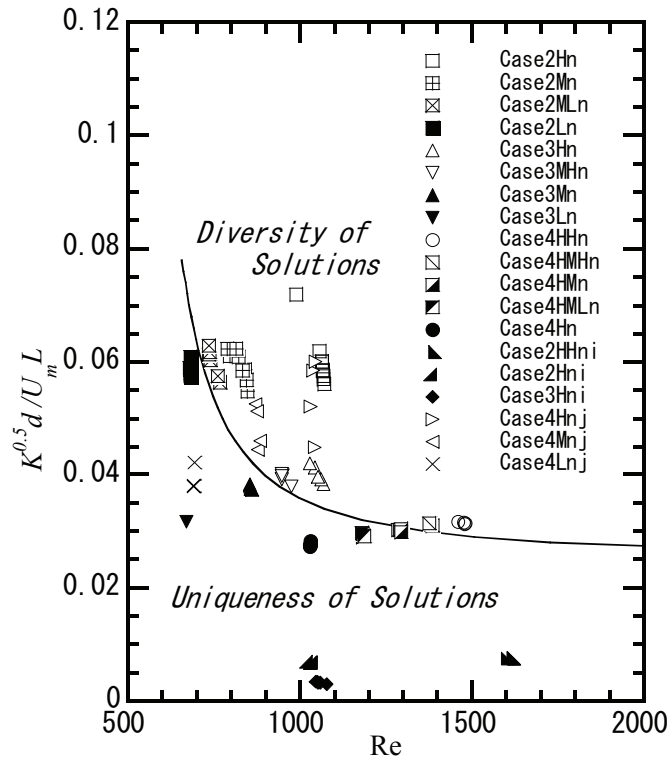


図 2-12 計算結果の一意性判別マップ

領域を単位領域とした数値解析を試行して平均流と変動速度の時間スケールの比

$\sqrt{K}d/U_m L$ を求めれば、図 2-12 により計算結果に対する一意性の有無が判別できる。

しかし、流れ場の幾何形状等によって定まる指標により計算結果の一意性が判定できれば、試行的な数値解析を行う必要がないので実用上さらに有意義である。図 2-12 に示すように、流れ場の幾何形状が同一の場合、平均流と変動速度の時間スケールの比がレイノルズ数に対して依存性を示すケースがあるものの、その変化は顕著ではないので、計算結果の一意性が幾何形状により整理できる可能性が示唆される。

ここで、平均流と変動速度の時間スケールの比

$$\sqrt{K}d/U_m L = \frac{\text{Re}_K}{\text{Re}} \cdot \frac{2H}{L} \dots\dots\dots (2-14)$$

に現れる変動速度のレイノルズ数  $\text{Re}_K$  と流路レイノルズ数との関係に注目する。ここで  $\text{Re}_K = \sqrt{K}d/\nu$  である。図 2-13 に示す通り、角柱の配列ピッチによらず両者の

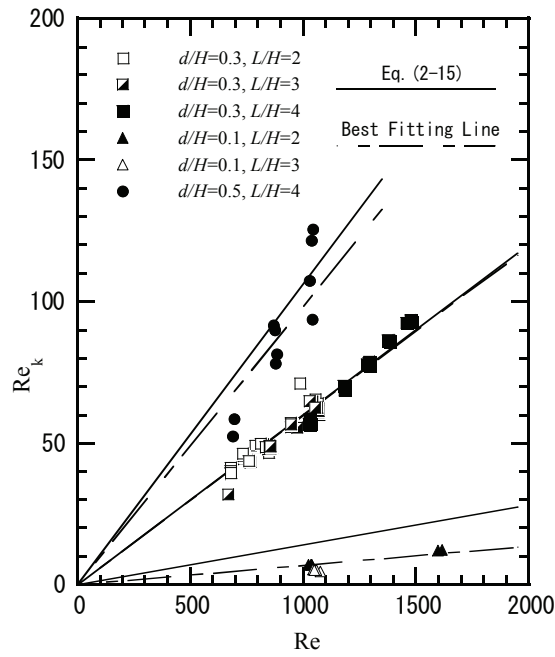


図 2-13 流路レイノルズ数と変動速度レイノルズ数との関係

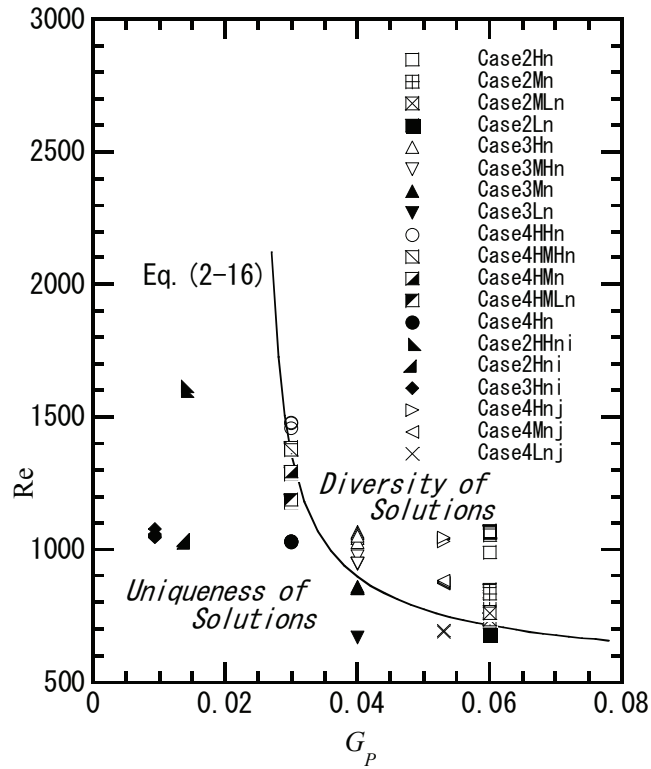


図 2-14 幾何形状パラメータによる一意性判別マップ

間には正比例の関係が成り立ち、その勾配は閉そく比のみに依存する。図中の一点鎖線は各々の閉そく比に対する勾配の最適値である。これらの勾配の最適値を閉そく比により整理すると、次のような整理式

$$\frac{Re_K}{Re} = 0.23 \frac{d}{H} - 0.009 \quad \dots\dots\dots (2-15)$$

が得られる。図中の実線は各々の閉そく比に対して上式から求めた勾配を示す。本整理式は閉そく比が 0.1 の場合には計算結果との一致はあまり良くないものの、他の閉そく比に対しては良好な一致を示しており、式(2-14), (2-15)より、平均流と変動速度の時間スケールの比は幾何形状パラメータにより整理できることがわかる。

計算結果の一意性判別を幾何形状パラメータにより再整理した結果を図 2-14 に示す。図中の境界線は図 2-12 に示す境界線を式(2-14), (2-15)により変換したものであり、次式のように記述される。

$$Re = \frac{24}{(G_p - 0.025)^{0.68}} + 480 \quad \dots\dots\dots (2-16)$$

$$[G_p \equiv (0.23 \frac{d}{H} - 0.009) \frac{2H}{L}]$$

式(2-16)を用いれば、試行的数値解析を行わなくても、正方角柱を平行平板間の中心面上に等間隔で挿入した流れ系において、計算結果が一意に定まるレイノルズ数の上限値を予測することが出来る。ただし、その適用範囲は本計算条件の範囲内 ( $0.1 \leq d/H \leq 0.5, 2 \leq L/H \leq 4, Re \leq 1600$ ) に限られる。

## 2. 4 結 言

本章では、平行平板間に角柱列を挿入した系の非定常流れに注目し、流れ方向に空間的周期境界条件を適用した二次元非定常数値解析を行った。具体的には、種々の流動条件に対して計算領域の大きさを変化させた数値解析を実施し、「計算領域を単位領域とし、流れ方向に空間的周期条件を用いて計算領域を小さく保つ手法」の妥当性について検討した。その結果、流動条件が同一でも計算領域の大きさによって計算結果が変動するところがあることを見出すとともに、計算領域の大きさによる計算結果の変動が角柱間の位相差と関連づけられることを指摘し、角柱間の位相差を指標として、計算領域の大きさによらず計算結果が「一意に定まる」場合と、

計算領域の大きさによって計算結果が「変動する」場合とに判別した。これより、計算領域を単位領域として周期境界条件を適用する数値解析手法が、限られた流動条件でのみ物理的に妥当と判定できると結論づけた。さらに、計算領域に単位領域をあてて計算を行っても、計算結果が物理的に妥当とされる場合の流動特性を吟味するとともに、計算領域寸法を変えても同一の解が得られる解の一意性の判定条件について検討を行った。まず計算結果の一意性と流れ場の特性量との関連について検討し、解が一意性を失う場合、計算結果には低周波の不規則変動速度成分が顕著に現れることを見出した。また、角柱列を挿入した本研究の流れ場が、単一角柱を挿入した流れ場とは異なり、変動速度強さの空間不均一が小さいことを指摘した。さらに、変動速度の運動エネルギーの空間平均値を指標として計算結果の一意性の整理を行い、閉そく比、配列ピッチを考慮した平均流と変動速度の時間スケールの比  $\sqrt{K} d/U_m L$  及び流路レイノルズ数によって計算結果の一意性が判別できることを明らかにした。また、この時間スケールの比が、流れ場の幾何形状から定まるパラメータと関連づけられることを見出し、計算結果の一意性判別をこの幾何形状のパラメータと流路レイノルズ数とにより再整理することにより、着目した流れ系に対して試行的数値解析を行うことなく計算結果の一意性存在条件を予測できることを示した。

## 記号

$C_D$  : 角柱に作用する抗力係数

$C_L$  : 角柱に作用する揚力係数

$d$  : 角柱寸法 [m]

$f$  : 周波数 [1/s]

$H$  : 流路高さ (=0.05 m)

$i$  : 計算格子の  $x$  方向の格子点番号

$j$  : 計算格子の  $y$  方向の格子点番号

$k$  : 変動速度の運動エネルギー [m/s]<sup>2</sup>



- $K$  : 変動速度運動エネルギーの計算領域全体の平均値  $[\text{m/s}]^2$   
 $L$  : 角柱の流れ方向の配列ピッチ  $[\text{m}]$   
 $n$  : 計算領域中に含まれる単位領域の数  
 $NI$  :  $x$  方向の格子点総数  
 $NJ$  :  $y$  方向の格子点総数  
 $p$  : 圧力  $[\text{Pa}]$   
 $p_1$  : 式(2-4)で定義される擬似圧力  $[\text{Pa}]$   
 $P_u$  :  $x$  方向変動速度のパワースペクトル  
 $R_{ii}(\tau)$  : 揚力係数の自己相関係数  
 $R_{i(i+1)}(\tau)$  : 揚力係数の相互相関係数  
 $Re$  : 流路レイノルズ数  $= U_m 2H / \nu$   
 $Re_d$  : 角柱レイノルズ数  $= U_m d / \nu$   
 $Re_K$  : 変動速度のレイノルズ数  $= \sqrt{K} d / \nu$   
 $St$  : ストローハル数  $= d / \tau_1 U_0$   
 $t$  : 時間  $[\text{s}]$   
 $T$  : 揚力係数の平均変動周期  $[\text{s}]$   
 $u$  :  $x$  方向速度  $[\text{m/s}]$   
 $u'$  :  $x$  方向変動速度の rms 値  $[\text{m/s}]$   
 $\vec{u}$  : 速度ベクトル  
 $\tilde{u}$  :  $x$  方向変動速度成分  $[\text{m/s}]$   
 $U_m$  : 各ケースの流路断面内平均速度の時間平均値  $[\text{m/s}]$   
 $U_0$  : 幾何形状, 圧力勾配が等しいケース全ての  $U_m$  の算術平均値  $[\text{m/s}]$   
 $\bar{U}$  :  $x$  方向の時間平均速度  $[\text{m/s}]$   
 $v$  :  $y$  方向速度  $[\text{m/s}]$   
 $v'$  :  $y$  方向変動速度の rms 値  $[\text{m/s}]$   
 $\tilde{v}$  :  $y$  方向変動速度成分  $[\text{m/s}]$   
 $\bar{V}$  :  $y$  方向の時間平均速度  $[\text{m/s}]$   
 $x$  : 流れ方向座標  $[\text{m}]$   
 $y$  : 流れに垂直方向座標  $[\text{m}]$   
 $\beta$  : 圧力勾配パラメータ  $[\text{Pa/m}]$

$\Delta x_i$  : スカラーセルの  $x$  方向寸法 [m]

$\Delta y_j$  : スカラーセルの  $y$  方向寸法 [m]

$\Delta\phi$  : 隣り合う角柱間の位相差

$\nu$  : 動粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\rho$  : 密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]

$\tau$  : 時間遅れ [s]

$\overline{\tau_1}$  : 自己相関係数の第一ピーク位置 [s]

$\overline{\tau_2}$  : 相互相関係数の第一ピーク位置 [s]

$\phi$  : 数値解析の変量 (速度, 圧力)

添字

*amp* : 揚力係数の振幅

*i* : 計算領域上流側から数えた角柱の番号

#### 参考文献

- 1) 鈴木洋, 井上義章, 西原敦夫, 鈴木健二郎, “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.
- 2) 鈴木洋, 井上義章, 鈴木健二郎, “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 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.
- 3) 鈴木洋, 鈴木健二郎, 井上義章, 萩原良道, “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 3 報, 熱伝達特性と伝熱機構)”, 機論, **57-536 B**.(1991), pp.1403-1409.
- 4) Suzuki, H., Inoue, Y., Nishimura, T., Fukutani, K. and Suzuki, K., “Unsteady Flow in a Channel Obstructed by a Square Rod (Crisscross Motion of Vortex)”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **14-1**, (1993), pp.2-9.
- 5) 滝下俊行, 鈴木洋, 鈴木健二郎, M. S. Bergin, “複数個の角柱を挿入した平行平板間流路の流動および熱伝達特性”, 第 28 回伝熱シンポ, 福岡, (1991-5), pp.370-372.

- 6) Suzuki, K., Xi, G. N., Inaoka, K. and Hagiwara, Y., “Mechanism of heat transfer enhancement due to self-sustained oscillation for an in-line fin array”, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **38**-Suppl.1, (1994), pp.83-96.
- 7) Treidler, B., Humphrey, J.A.C. and Suzuki, K., “A Numerical Investigation of Flow past Ribs in a Channel”, 第 28 回伝熱シンポ, 福岡, (1991-5), pp.364-366.
- 8) Leonard, B. P., “A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **19**, (1979), pp.59-98.
- 9) Hayase, T., Humphrey, J.A.C. and Greif, R., “A Consistency Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures”, *J. Comp. Phys.*, **98**, (1992), pp.108-118.
- 10) Patankar, S. V., “*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*”, Hemisphere, Washington D. C., (1980).
- 11) Schneider, G. E., and Zedan, M., “A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems”, *Num. Heat Transf.*, **4**, (1981), pp.1-19.
- 12) 村田裕幸, 澤田健一, 鈴木健二郎, “角柱列を挿入した平行平板間流れの数値解析における周期境界条件の適用妥当性”, *機論*, **69**-678 B. (2003), pp.393-400.

## 第3章 角柱列周りの非定常流に関する実験的研究

### 3.1 緒言

脈動流は多くの工学的応用機器で重要である。例えば、船用炉が船舶事故による電源喪失により一次冷却水ポンプが停止した場合、原子炉から発生する崩壊熱は一次冷却水の自然循環により除去しなければならない。系内の不均一な流体温度分布に起因する自然循環駆動力は非常に小さいので、船用炉が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ること<sup>1)</sup>が知られている。それ故、脈動流の熱流動挙動に及ぼす影響を明らかにすることは船用炉の安全性評価の観点から重要である。

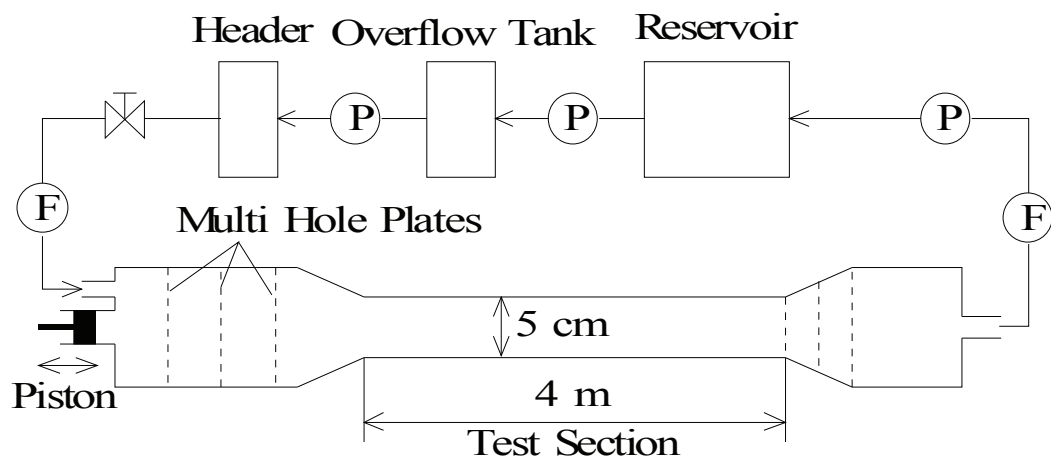
本章では、実際の体系における脈動流の特性を明らかにするため、その一つの例として角柱列を流れ方向に周期的に挿入したチャンネル流に注目し、可視化実験を実施して脈動流の特徴について検討する。また、前章では同体系の二次元数値解析を実施して周期境界条件の適用妥当性について検討したが、本章では同コードを利用して脈動流の数値解析を試み、その妥当性について数値解析結果と実験結果との比較から検討する。

### 3.2 実験装置と実験方法

図 3-1 に実験装置の概略を示す。本装置は、可変ピストン方式の脈動流発生装置を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周期的に変動する。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。

$$Q=Q_1+Q_2 \sin\omega t \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

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



P: Pump

F: Electromagnetic Flowmeter

図 3-1 実験装置の概略

回転数を変化させることによって、 $\tau = 2.5 \sim 15 \text{ s}$ 、 $Q_2 = 0 \sim 1.5 [\text{m}^3/\text{h}]$ 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）を通過して測定部に入る。測定部は流れが発達するのに十分な長さ（= 4 m）をとっており、両側壁及び上壁が透明壁となっている。また、測定部全体は暗幕で覆われている。測定部及び貯水タンクから供給される流量は、入り口・出口配管中に設置した電磁流量計により測定した。また、流体温度は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。測定部を出た水は、拡大管、下流管を通過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。脈動振幅の測定に関しては、測定後に電磁流量計の時定数設定回路に対する補正を行った。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： $\tau_D$ を設定（本実験では設定範囲の最小値である 1.1 s）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。

$$G = \frac{1}{\sqrt{\tau_D^2 \omega^2 + 1}} \quad \dots\dots\dots (3-2)$$

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

上式は電磁流量計メーカーによる実測値であり， $t_C$  は時定数設定回路により定まる定数（= 0.35 s）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．

本実験では，界面活性剤を添加したごく微量のナイロン 12 粒子（商品名：オルガソール，粒径：30 ミクロン，比重：1.02）を実験装置の循環水に懸濁させ，流れを可視化した．ナイロン粒子は十分小さく，静止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/s] のオーダーで，流れ場の流速（ $\sim 1$  [cm/s]）に比べて無視できるほど小さく，流れの追従性に問題はない．なお，流れが十分発達した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約 2.5 m 下流で測定を行った．流れ場の観察は測定部の上壁からストロボ・スリット光を照射して行った．映像は CCD カメラで撮影し，デジタル画像に変換した．流れの特徴を定量的に検討するため，PTV（Particle Tracking Velocimetry）を適用し，3 時刻の連続したデジタル画像から 1 組の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 s 間隔で 6 時刻収録したが，後になってピストン変位と測定部流量との位相差は脈動周期により変化することが判明したため，全実験を通して画像は脈動に関して同じ位相で記録されてはいない．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，流路レイノルズ数を 1000 とし，①脈動振幅，②脈動周期，③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 3-1 に示す．

表 3-1 脈動流可視化実験の実験条件

	実 験 条 件
脈動振幅： $Q_2/Q_1$	0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.75
脈動周期： $\tau$ [s]	2.5, 5, 7.5, 10, 15
角柱のピッチ： $L/H$	1.0, 2.0, 3.0, 4.0

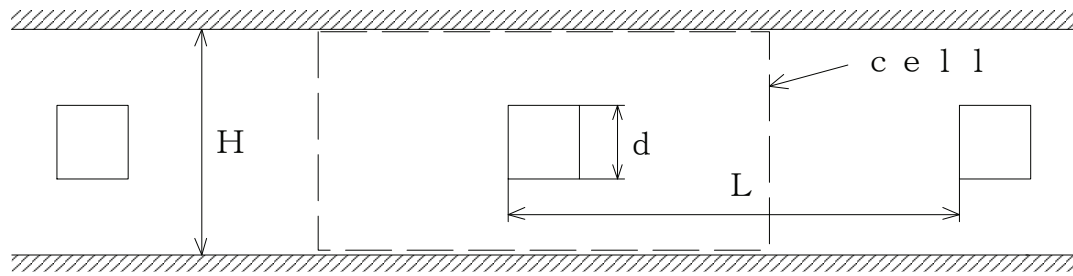
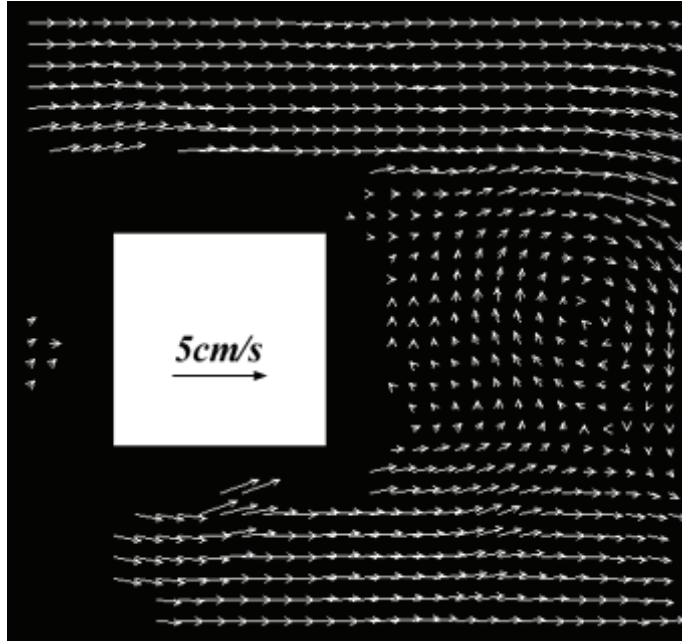


図 3-2 対象となる流れ場と幾何学的パラメータ

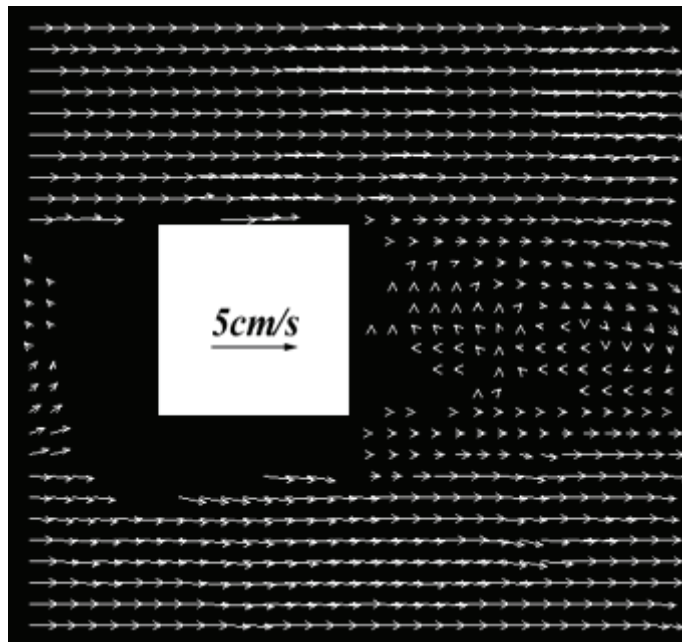
図 3-2 は本研究で検討される流れ場と関連する幾何学的パラメータを示す。図中、点線で囲まれた部分は、流れの単位周期領域（以後、“セル”と呼ぶ）である。測定部の流路高さ  $H$  は 5 cm であり、測定部の幅  $W$  はスパン方向の 2 次元性が確保されるよう 40 cm としている。測定部には、アクリル製の正方形角柱 ( $d=15\text{mm}$ ) が流路高さの中心面上に流れに直行して周期的に配置されている。角柱は 4 種類の配列ピッチ  $L/H$  で測定部全体にわたって配置されるが、いずれの配列ピッチでも最上流の角柱位置は測定部入口から 5 cm 下流に位置する。流路高さの 2 倍を代表長さ、断面平均流速を代表速度とする流路レイノルズ数は 1000 に設定されている。また、本実験の脈動周期の範囲は脈動ストローハル数:  $St^* \equiv d/\tau\bar{U}$  で表すと、 $0.045 \leq St^* \leq 0.58$  となる。

### 3. 3 実験結果と考察

まず、最初に定常流について検討する。角柱列が周期的に挿入された二次元チャンネルにおける定常流では、ピッチ  $L/H = 2.0, 3.0, 4.0$  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。図 3-3(a)に  $L/H = 2.0, Re = 1000$  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連続した 4 時刻の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  $L/H = 1.0$  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



(a)  $L/H = 2.0$



(b)  $L/H = 1.0$

図 3-3 定常流の速度ベクトル



結果、角柱背後に弱い循環領域が形成される（図 3-3(b)参照）。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）、 $L/H = 2.0 \sim 4.0$  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 3-3(b)から、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 3-4 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。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間隔  $\tau_0$  をストップウォッチで計測して求めた。なお、カルマン渦は周期的に放出されるものの、その放出周期は各渦放出ごとに若干変動している。このため、約 2 分間の可視化画像から求めた渦放出間隔の平均値をシンボルで示し、そのばらつきをバーで示す。図には、流路中に挿入された同一寸法の単一角柱に関する鈴木らの実験結果<sup>2)</sup>も示す。図より、 $Re=1000$  の場合、本実験のストローハル数は  $0.31 \sim 0.33$  の範囲に収まっており、鈴木らの結果 ( $=0.324$ ) とほぼ一致していることが分かる。本実験結果は一様流中に挿入された角柱のストローハル数<sup>3)</sup> ( $=0.12$ ) と比較するとかなり大きい。チャンネル流中に挿入された単一角柱周りの流れ

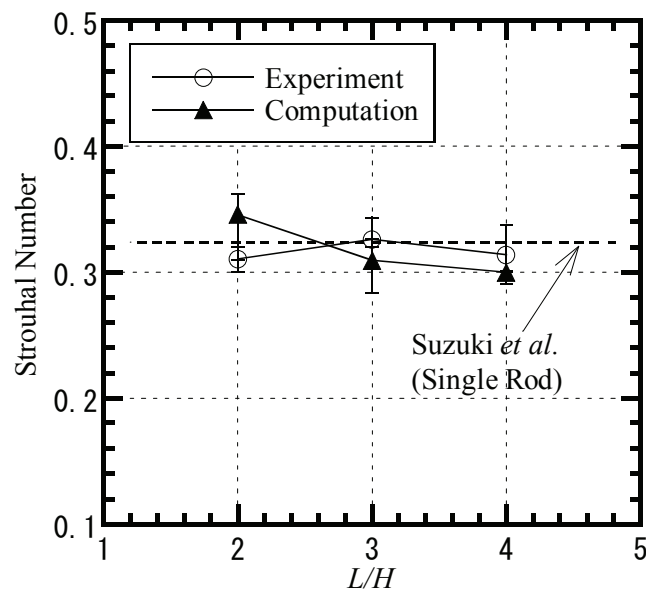


図 3-4 定常流におけるストローハル数

に注目した，鈴木らや Davis ら<sup>4)</sup>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 ( $=d/H$ ) に大きく依存する．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塞比の影響は無視できない．本研究と同一閉そく比 ( $=0.3$ ) 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<sup>5)-7)</sup>は，角柱から放出されたカルマン渦の挙動が一様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，鈴木らや Davis らの結果と良く一致していることから，本実験結果は妥当であると判断される．

次に脈動流の流動特性を検討する． $L/H=2.0$ ,  $Re=1000$ ,  $\tau=5$  s 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 3-5 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全て同一であることが分かる．

西村ら<sup>8)</sup>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 ( $d/H=0.1$ ,  $Re=1,000$ ,  $Q_2/Q_1=0.1 \sim 0.75$ ,  $0.0055 < St^* < 0.044$ ) 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．

本実験の脈動周期は，西村らの脈動周期と比べると短い．本実験から，脈動周期がカルマン渦放出周期と同程度の場合，流れは非常に複雑になり，フローパターンは脈動周期ごとに変化することが分かった．流動特性を詳細に検討するためには，連続するデジタル画像を長時間記録し，それを統計的に処理する必要がある．しかしながら，デジタル画像の連続記録時間が非常に短い時間 ( $\sim 1/3$  s) に制限されている我々の PTV システムでは，実行不可能である．

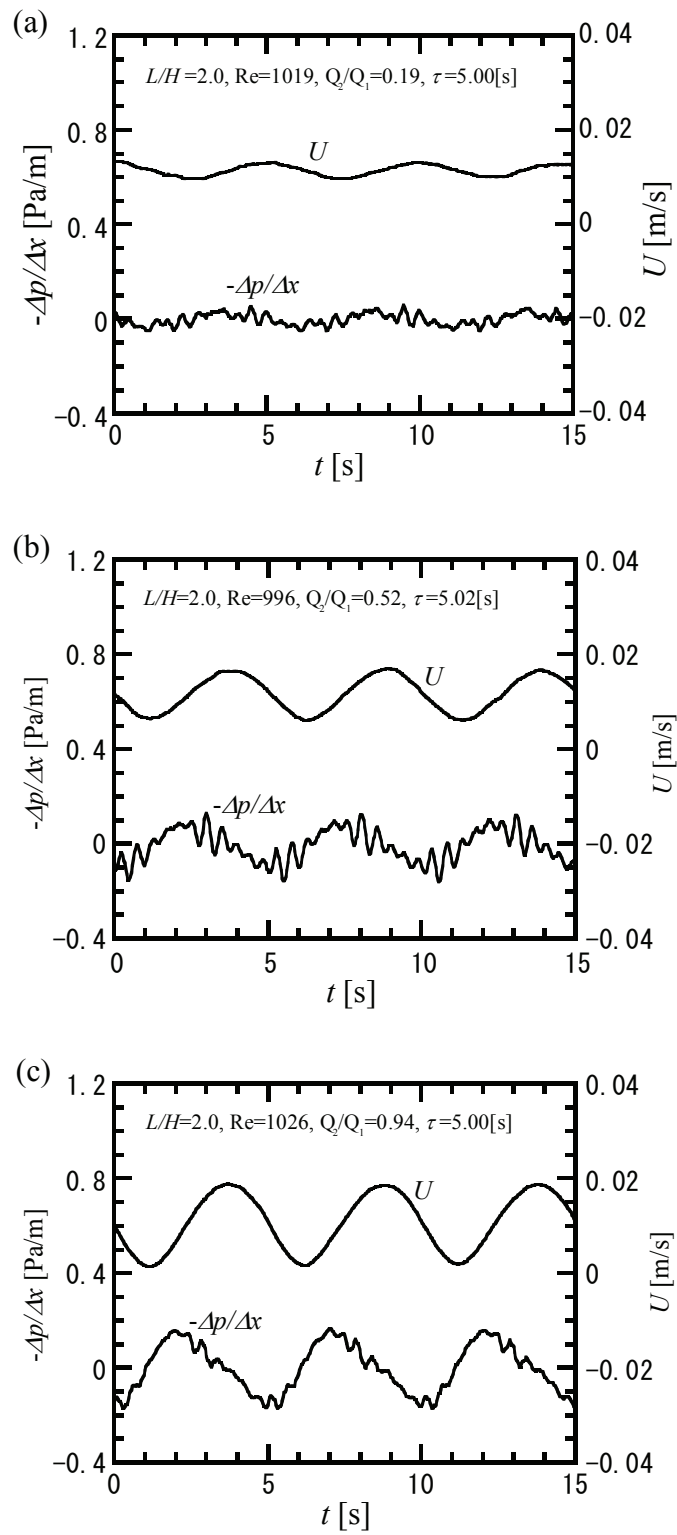
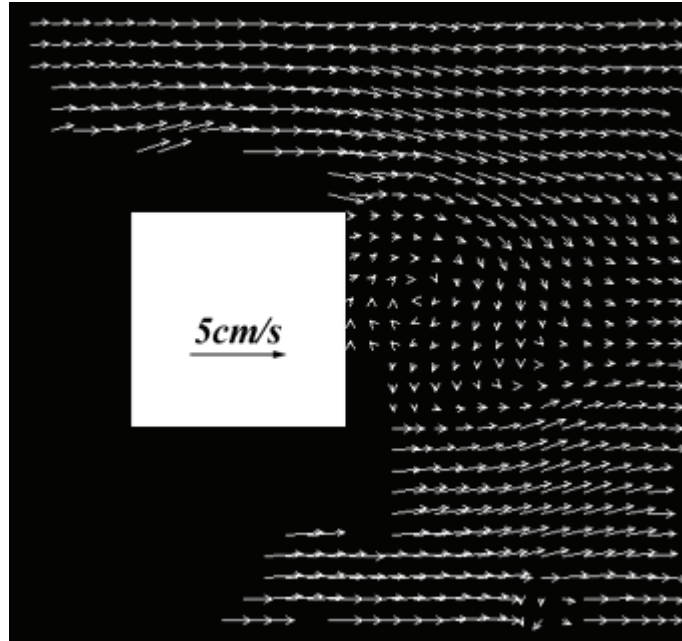
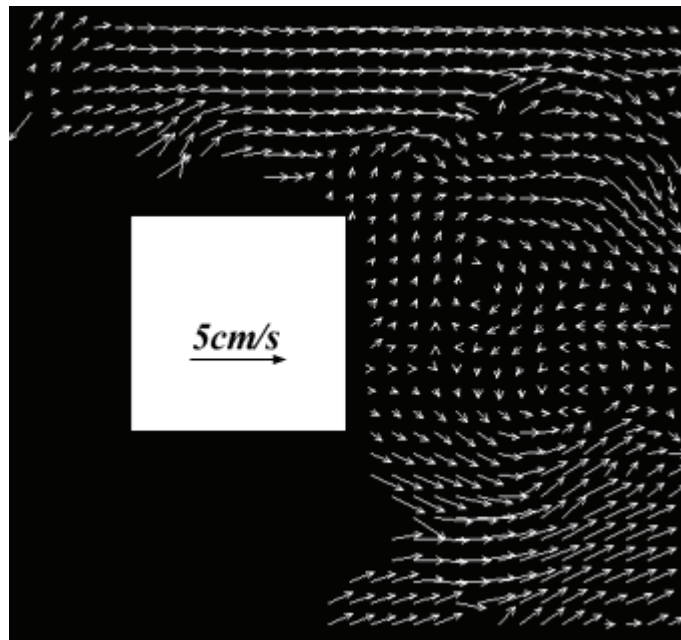


図 3-5 測定部の圧力勾配と脈動流量の関係  
 (a)  $Q_2/Q_1 = 0.19$ , (b)  $Q_2/Q_1 = 0.52$ , (c)  $Q_2/Q_1 = 0.94$



(a) 加速時 ( $85^\circ \leq \phi \leq 95^\circ$ )



(b) 減速時 ( $265^\circ \leq \phi \leq 275^\circ$ )

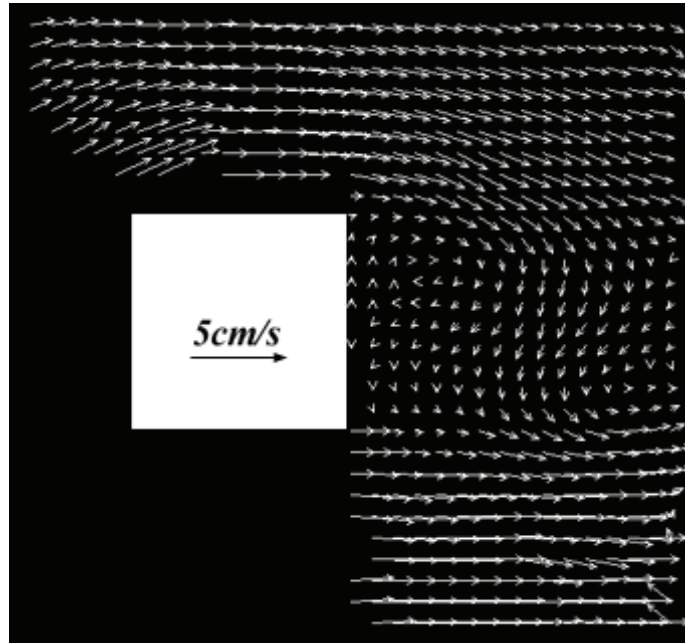
図 3-6 脈動流の速度ベクトル ( $L/H=2.0$ ,  $Re=1012$ ,  $Q_2/Q_1=0.88$ ,  $St^*=0.088$ )

そこで、本稿では2つの特徴的なケース、すなわち、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： $\phi$ 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。

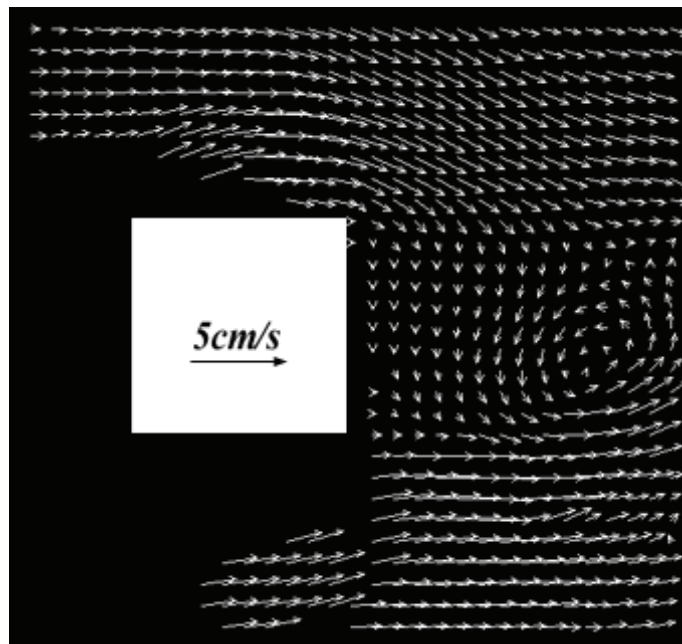
図 3-6(a), (b)に脈動周期が渦放出周期に比べて相対的に長く、脈動振幅が大きい場合( $L/H=2.0$ ,  $Re=1012$ ,  $Q_2/Q_1=0.88$ ,  $St^*=0.088$ ) のベクトル線図を示す。この場合、脈動流の加速・減速位相の持続時間がカルマン渦放出周期に比較して長いため、西村らの流れに比較的近い。この場合、西村らが指摘したように脈動流の効果が顕著であり、脈動流の加速時( $\phi=85\sim 95^\circ$ )には角柱後流が安定化してカルマン渦が周期的に放出され(図 3-6 (a))、減速時( $\phi=265\sim 275^\circ$ )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( $Re=1011$ ,  $Q_2/Q_1=0.14$ ,  $St^*=0.086$ )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 3-7(a), (b)に示すが、脈動の位相が $180^\circ$  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。

脈動周期が定常流のカルマン渦放出周期よりも短い場合 ( $St^*> 0.32$ )、相対的に短い加速位相ではカルマン渦列が十分形成されず、そのまま減速位相に移ってしまい、流れの不安定化作用によってカルマン渦は崩壊してしまう。このため、カルマン渦列の不十分な形成・崩壊が脈動周期と同一の周期で繰り返される流れとなる。図 3-8(a), (b)に脈動周期がかなり短く、脈動振幅が相対的に大きい( $L/H=2.0$ ,  $Re=1012$ ,  $Q_2/Q_1=0.91$ ,  $St^*=0.528$ ) 場合のベクトル線図を示す。図より、加速位相 ( $\phi=15\sim 60^\circ$ ) で角柱背面下部に時計方向回転の渦が形成され(図 3-8 (a)参照)、減速位相 ( $\phi=195\sim 240^\circ$ ) 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 ( $L/H=2.0$ ,

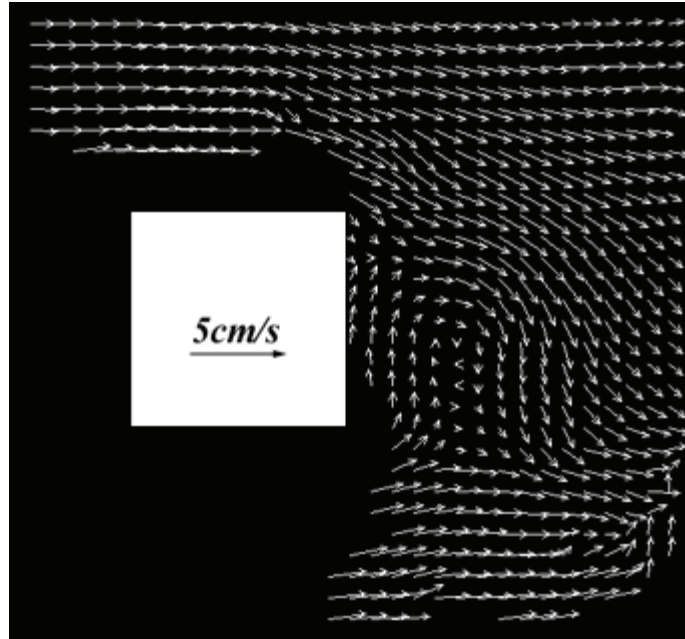


(a) 加速時 ( $85^\circ \leq \phi \leq 95^\circ$ )



(b) 減速時 ( $265^\circ \leq \phi \leq 275^\circ$ )

図 3-7 脈動流の速度ベクトル ( $L/H=2.0$ ,  $Re=1011$ ,  $Q_2/Q_1=0.14$ ,  $St^*=0.086$ )



(a) 加速時 ( $15^\circ \leq \phi \leq 60^\circ$ )



(b) 減速時 ( $195^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$ )

図 3-8 脈動流の速度ベクトル ( $L/H=2.0$ ,  $Re=1012$ ,  $Q_2/Q_1=0.91$ ,  $St^*=0.528$ )

Re=1010,  $Q_2/Q_1=0.43$ ,  $St^*=0.528$ ) にもこの図とほぼ同様の流れとなった。

### 3.4 解析結果との比較

$L/H=2.0, 3.0, 4.0$  の場合の場合について、二次元の数値解析を実施し、実験結果との比較によりその妥当性が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、両者を無次元化して比較する。

本数値解析は二次元非圧縮の連続の式、Navier-Stokes 方程式をコントロール・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<sup>9)</sup>によって解いた。対流項の離散化には QUICK<sup>10)</sup>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 1 以下となるよう、 $10^{-3}$  s とした。 $L/H=2.0, 3.0, 4.0$  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  $6.0 \times 10^{-4}$  m である。

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad \dots\dots\dots (3-4)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{u} \quad \dots\dots\dots (3-5)$$

なお、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、 $\Delta P_C$  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

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \Delta P_C / L_C + f(x, y) \quad \dots\dots\dots (3-6)$$

と表すことにする。式(3-6)を離散化すると、次式が得られる。

$$p(i, j) = -\Delta P_C / L_C \cdot x(i) + p_1(i, j) \quad \dots\dots\dots (3-7)$$

本数値解析では、 $\Delta P_C / L_C$  を既知、 $p_1(i, j)$  を未知数として取り扱うこととする。

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、流れは充分発達したものと仮定し、入口・出口での境界条件として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。



$$u(1, j)=u(NI-3, j), \quad u(2, j)=u(NI-2, j) \\ (2 \leq j \leq NJ-1) \cdots \cdots \cdots (3-8)$$

$$u(NI-1, j)=u(3, j), \quad u(NI, j)=u(4, j)$$

圧力に関しては、式(3-7)中の  $p_1(i, j)$  に対して式(3-8)の周期性が成り立つとした。また、差分方程式を解くための行列式の解法には式(8)を考慮して MSI<sup>11)</sup>を一部修正したものを使用した。

単位周期領域（図 3-2 の破線で囲まれた領域。以後、区間と呼ぶ）の計算格子の例として、図 3-9 に  $L/H=2.0$  のときの計算格子を示す。1 区間に  $52 \times 56$  の格子点が非一様に配置されている。主流方向に周期境界条件を適用するため、上述の格子点の上流端、下流端にそれぞれ  $2 \times 56$  の計算格子が付加されている。つまり、計算領域を 1 区間とする場合、合計  $56 \times 56$  の計算格子が計算領域に配置される。計算領域を最小の 1 区間と数値解析では、適用した周期境界条件により全ての角柱から同時に渦放出されることになる<sup>12)</sup>。しかし、現実には隣り合う角柱からの渦放出はある位相遅れを持って起こりうる。周期境界条件のも

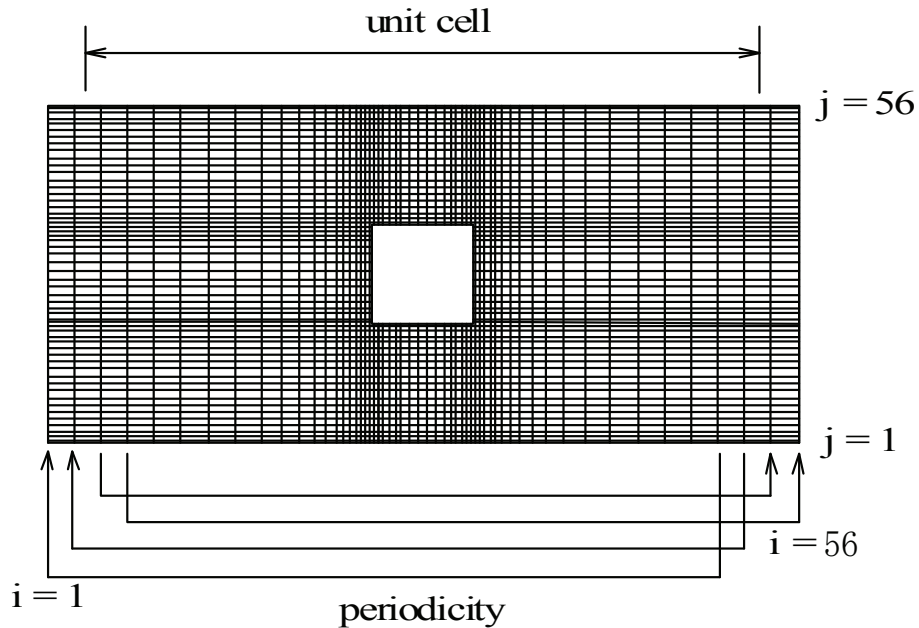


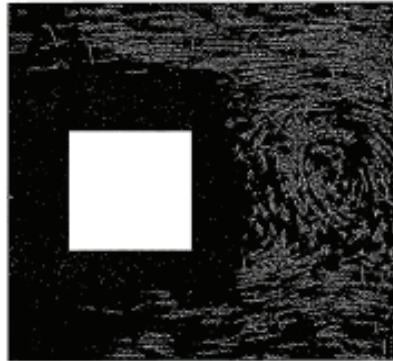
図 3-9 単位周期領域の計算格子 ( $L/H=2.0$ )

たらず好ましくない効果を回避するため、本計算では区間を複数個連結させたものを計算領域とし、その前後に式(3-8)に示す周期境界条件を適用して計算を実施している。このとき、各角柱からの渦放出は隣り合う角柱とは同一位相となる必要はない。計算は各ピッチについて、計算領域の大きさを種々変えて実施した。

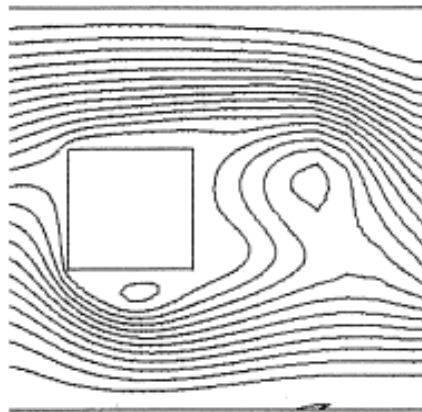
$L/H=4.0$  の場合、計算領域を最小（1 区間）とする計算結果は、計算領域を拡大した場合の計算結果と同じであることが分かった。一方、 $L/H=2.0, 3.0$  の場合、解析結果は計算領域の大きさによって変動する。しかしながら、 $L/H=3.0$  の場合、計算領域の大きさに対する依存性は  $L/H=2.0$  の場合ほどは顕著ではない。

規定された流量条件の計算結果を得るため、数値解析は得られた流量をモニターしながら圧力勾配パラメータを調整した。具体的には、各々の場合について、 $\Delta P_C / L_C = 2.0 \times 10^{-2} [\text{Pa/m}]$  ( $\text{Re}=200 \sim 300$ ) の定常解を初期値として非定常解析を行い、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 ( $L/H=2.0$  の場合には  $\Delta P_C / L_C = 2.4 \times 10^{-1} [\text{Pa/m}]$ ,  $L/H=3.0$  では  $\Delta P_C / L_C = 1.7 \times 10^{-1} [\text{Pa/m}]$ ,  $L/H=4.0$  では  $\Delta P_C / L_C = 1.3 \times 10^{-1} [\text{Pa/m}]$ ) 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。また、式(3-7)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。なお、式(3-7)中の  $p_1(i, j)$  は式(3-8)の周期境界条件を満足するよう、自動的に計算される。後で見るように、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、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。前節で  $L/H=2.0, 3.0, 4.0$  の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ることを述べたが、図 3-10 に  $L/H=2.0, \text{Re}=1000$  のときの実験結果と計算結果との比較を示す。可視化実験結果はメッシュ補完された図 3-3(a)の元となった連続する 4 時刻のベクトル線図を重ねて表示しており、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。これらの図はかなり良く一致しており、数値計算が実際の流れ場をかなり良く予測できることを示している。時計方向回転の渦の中心位置は両者で若



**(a) Experimental Result (Velocity Vectors)**



**(b) Computed Result (Stream Lines)**

図 3-10 実験結果と計算結果の比較（定常流， $L/H=2.0$ ， $Re=1000$ ）

干ずれているが、これは①両者の位相が正確に一致していないこと、② $L/H=2.0$ の場合、数値解析結果が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。

$Re=1000$  の定常流におけるストローハル数の計算結果を図 3-4 に示す。前章で述べたように、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場合がある。 $Re=1000$  の場合、 $L/H=4.0$  では解析結果は計算領域の大きさによって変動しないのに対し、 $L/H=3.0, 2.0$  では計算領域の大きさによって変動する。このため、図の解析結果は各々のピッチに対して、これまで実施した数値

解析のうち計算領域が最も大きいケース ( $L/H=2.0$  では 10 区間,  $L/H=3.0$  では 5 区間,  $L/H=4.0$  では 4 区間) の結果をシンボルで示し, 計算領域の大きさによる解析結果の変動をバーで表す. 図より,  $L/H=4.0$  では解析結果は実験結果の変動の範囲内に収まることが分かる. また,  $L/H=3.0, 2.0$  の場合でも, 解析結果は  $L/H=4.0$  の場合ほど実験結果との一致は良くないものの, 実験結果と計算結果とはほぼ一致していると言える.

以上のことから, 本数値解析コードは  $Re=1000, L/H=2.0\sim 4.0$  の範囲の定常流に対して, 実験結果とかなりよく一致し, 流れ場をほぼ模擬出来ることが分かる. なお, 可視化実験において,  $L/H=1.0$  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.  $L/H=1.0$  の場合には, 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.

脈動流を模擬するため,  $L/H=2.0$ , 3 区間の数値解析において式(3-7)中の圧力勾配パラメータ  $\Delta P_C/L_C$  を

$$\Delta P_C/L_C = 2.4 \times 10^{-1} + 6.0 \times 10^{-1} \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (3-9)$$

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 3-11(a)に示す (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  $St^* = 0.159$ ,  $Q_2/Q_1 = 0.28$ ). 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, 圧力勾配は無次元化した上で計算領域中の 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. 各区間における圧力勾配は, 脈動周期ごとにその波形が変動するものの, 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 3-11(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.

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よく一致することが明らかとなった. しかし,  $L/H=2.0, 3.0$  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恐れがあり, 実験結果との定量的

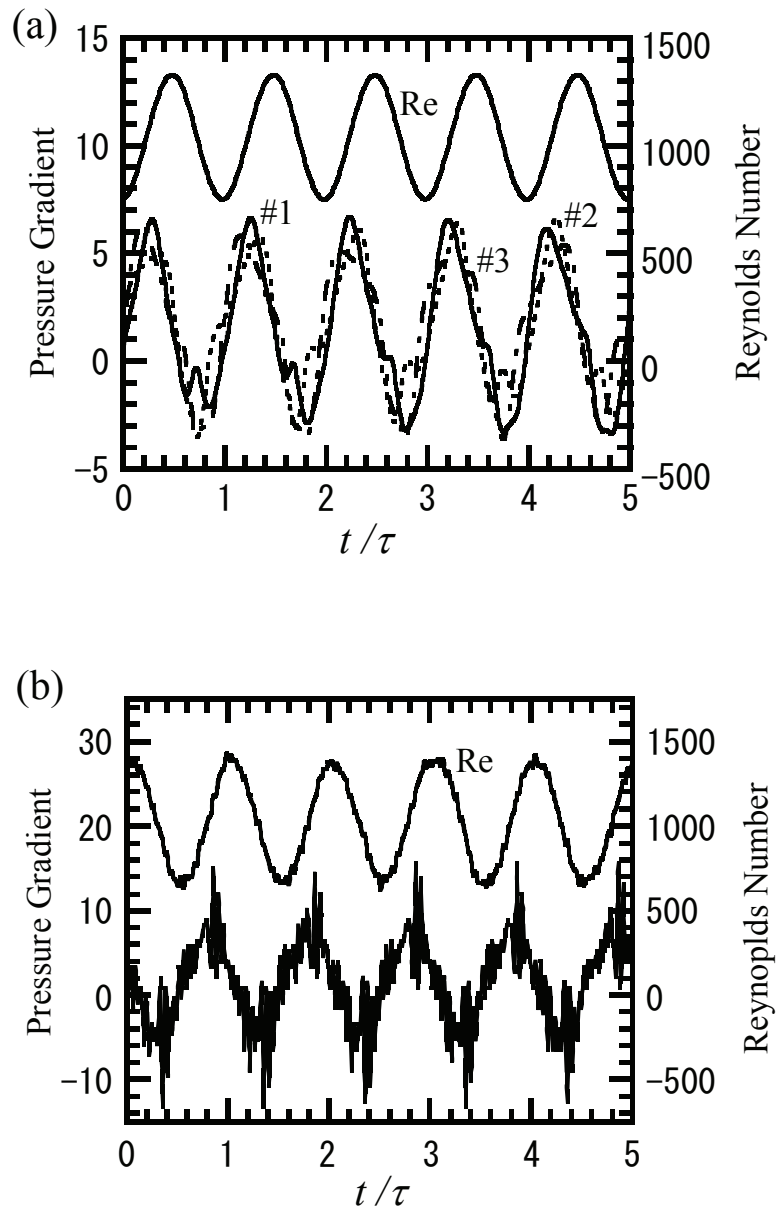


図 3-11 断面平均流速と圧力勾配の時間変化  
(a) 計算結果, (b) 実験結果

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， $L/H=4.0$  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．

### 3. 5 結 言

角柱が周期的に挿入された脈動流の流動特性を明らかにするため、一連の可視化実験を行った。また、同一体系に対して二次元の数値解析を実施し、その妥当性を実験結果との比較により検証した。その結果、次のような点が明らかとなった。

1. 閉そく比が比較的大きい本実験条件の定常流 ( $d/H=0.3$ ,  $Re=1000$ ) の場合、 $L/H=2.0\sim 4.0$  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。一方、 $L/H=1.0$  の場合には、主流の大部分は角柱の背面に回り込むことなく下流に流れていくため、角柱背面に低速の循環領域が形成される。
2.  $L/H=2.0\sim 4.0$  で脈動周期が比較的長い ( $St^*=0.088$ ) 場合、脈動振幅が大きい ( $Q_2/Q_1=0.88$ ) と、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。
3. 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。
4. 同一体系の  $L/H=2.0\sim 4.0$  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、ストローハル数は実験結果とかなり良く一致しており、解析結果がほぼ妥当なものであることが示された。
5. 本数値解析において圧力勾配パラメータ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。

本章では、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。一方、脈動流を模擬出来ることが示された二次元数値解析コードについ

ても、前章で述べた計算結果の一意性を念頭に置いて、脈動流の数値解析を行う必要がある。

## 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
- $H$  : 測定部の流路高さ (= 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(3-8)参照)
- $Q_1$  : 定常流量 [ $\text{m}^3/\text{h}$ ]
- $Q_2$  : 脈動流量 [ $\text{m}^3/\text{h}$ ]
- $Re$  : 流路レイノルズ数 ( $\equiv 2HU/\nu$ )
- $St$  : 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 [s]
- $t_c$  : 電磁流量計の時定数設定回路の時間定数 (= 0.35 s)
- $U$  : 断面平均流速 [m/s]
- $\bar{U}$  : 断面平均流速の時間平均値 [m/s]
- $u$  : 主流方向の流速 [m/s]
- $\vec{u}$  : 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(3-7)参照) [Pa/m]

$\Delta x$  : 脈動流発生装置のピストン変位 [m]

$\phi$  : 脈動流の位相角 [deg.]

$\phi_D$  : 電磁流量計の時定数設定回路により生じる位相遅れ [rad]

$\nu$  : 動粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\tau$  : 脈動周期 [s]

$\tau_D$  : 電磁流量計の時定数 (=1.1 s)

$\tau_0$  : 角柱からのカルマン渦放出周期 [s]

$\omega$  : 脈動の角速度 ( $=2\pi/\tau$ ) [rad/s]

#### 参考文献

- 1) Murata, H., Iyori, I. and Kobayashi, M., “Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion”, *Nucl. Eng. and Design*, **118**, (1990), pp.141-154.
- 2) Suzuki, H., Inoue, Y., Nishimura, T., Fukutani K. and Suzuki, K., “Unsteady Flow in a Channel Obstructed by a Square Rod (Crisscross Motion of Vortex)”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **14-1**, (1993), pp.2-9.
- 3) 例えば, 日本機械学会, 「機械工学便覧」, 日本機械学会,(1987), A3 編, p.128.
- 4) Davis, R. W., Moore E. F. and Purtell, L. P., “A Numerical-Experimental Study of Confined Flow around Rectangular Cylinders”, *Phys. Fluid*, **27-1**, (1992), pp.46-59.
- 5) 鈴木洋, 井上義章, 西原淳夫, 鈴木健二郎, “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.
- 6) 鈴木洋, 井上義章, 鈴木健二郎, “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 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.
- 7) 鈴木洋, 鈴木健二郎, 井上義章, 萩原良道, “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 3 報, 熱伝達特性と伝熱機構)”, 機論, **57-536 B**. (1991), pp.1403-1409.



- 8) 西村俊彦, 石井淳治, 鈴木健二郎, “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 回伝熱シンポ, 札幌, (1994-5), pp.496-498.
- 9) Patankar, S. V., “*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*”, Hemisphere, Washington D. C., (1980).
- 10) Hayase, T., Humphrey, J.A.C. and Greif, R., “A Consistency Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures”, *J. Comp. Phys.*, 98, (1992), pp.108-118.
- 11) Schneider, G. E. and Zedan, M., “A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems”, *Num. Heat Transf.*, 4, (1981), pp.1-19.
- 12) Treidler, B., Humphrey, J.A.C. and Suzuki, K., “A Numerical Investigation of Flow past Ribs in a Channel”, 第 28 回伝熱シンポ, 福岡, (1991-5), pp.364-366.

## 第4章 船用炉の自然対流流れ場に及ぼす横揺れの影響 に関する実験的研究

### 4.1 緒言

自然循環による炉心冷却は原子炉事故が起きた場合に一次冷却系を冷却し、減圧させるのに有効な手段である。しかし、船用炉の場合には、一次冷却水流量は横揺れ・上下動等の船体運動の影響を受ける可能性がある。また、循環流量が強制循環により確保される通常運転時よりも、自然循環により循環流量を維持しなければならない事故時の方が、船体運動の及ぼす影響は顕著であると考えられる。このため、船体運動が自然循環炉心冷却に及ぼす影響を明らかにすることは船用炉の安全性にとって重要である。

船用炉の横揺れ時自然循環においては、系内の不均一な温度分布に起因する自然循環駆動力に加えて、横揺れ運動の加速度変動による見かけの力（以後、横揺れ運動の慣性力と呼ぶ）が一次冷却水に作用する。横揺れ運動の慣性力は横揺れ運動の中心軸からの距離、方向により変化するため、現象の全体像は複雑であり、内部構造が複雑な一体型船用炉の場合には特にそうである。このため、実験に依存することなく信頼できそうな流動様式を求めることは極めて困難である。簡単な系における自然対流に及ぼす横揺れ運動の影響に注目した研究<sup>1)-4)</sup>は幾つかあるものの、本課題に関するこれまでの研究は見当たらない。

横揺れ運動が船用炉の自然循環に及ぼす影響を明らかにするため、動揺台に搭載された模擬船用炉を用いた一連の单相自然循環実験を実施した。本章では、横揺れ運動する一体型船用炉の自然循環特性について報告し、横揺れ運動の及ぼす影響について明らかにする。また、炉心流量に及ぼす横揺れの影響を予測する簡単な一次元解析モデルを提案し、本実験結果との比較によってその妥当性を検証する。

### 4.2 実験装置と実験条件

図4-1に本実験に用いた実験装置の概略を示す。本装置は炉心部、蒸気発生

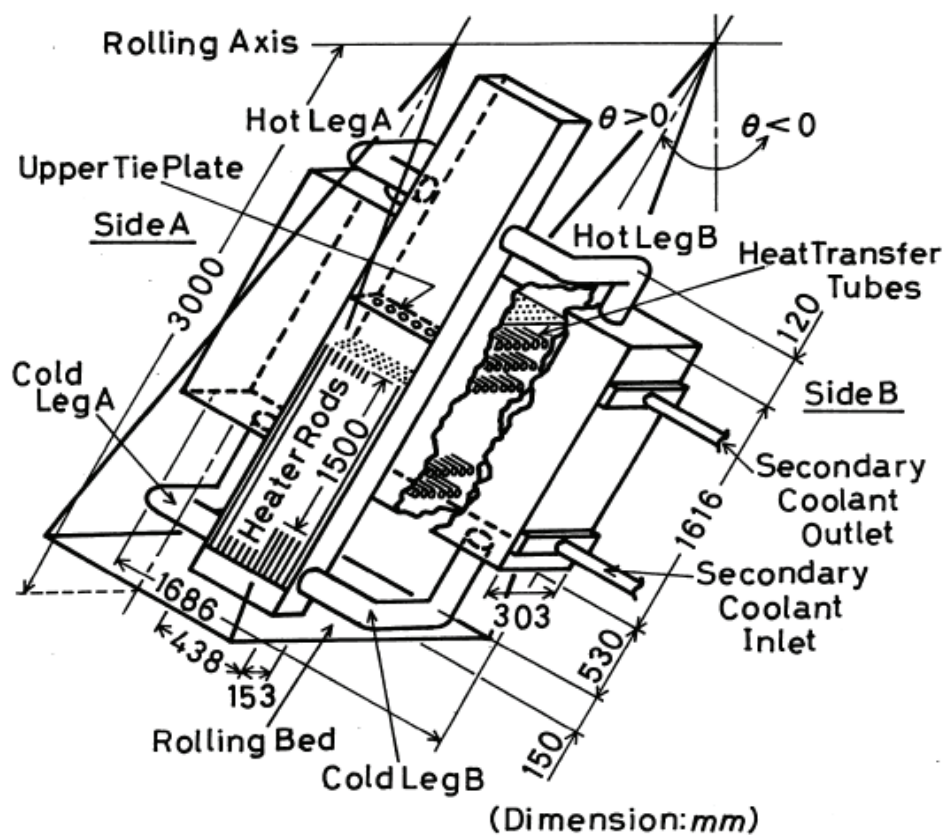


図 4-1 実験装置の概略

器を模擬した熱交換器（以後，SG と略記する），及び両者を接続するホット・レグ，コールド・レグ配管から構成される．本実験装置は日本造船研究協会で概念設計された一体型船用炉 NSR-7<sup>5)</sup>を高さ方向はほぼ実寸大で，各部の断面積は一次冷却水流速が実機条件とほぼ等しくなるよう，実機と実験装置との熱出力の比に合わせて縮小したものである．また，系内流路の全圧力損失は NSR-7 を参考にして決定した．実験装置は大気圧で運転するよう設計されている．また，実験装置はステンレス製でグラスファイバー製の断熱材で覆われている．本実験では，横揺れ角は鉛直軸から時計方向の角度を正の横揺れ角，反時計方向を負の横揺れ角と呼ぶことにする．また，図 4-1 のように炉心部から SG 部を見るような位置で左側を実験装置の A 側，右側を B 側と呼んで区別する．

図 4-2(a)に模擬炉心部の詳細を示す．炉心部の断面積は 360 mm×75 mm であり，一次冷却水の流動様式が実際の状態とほぼ等しくなるよう，流路の横幅を

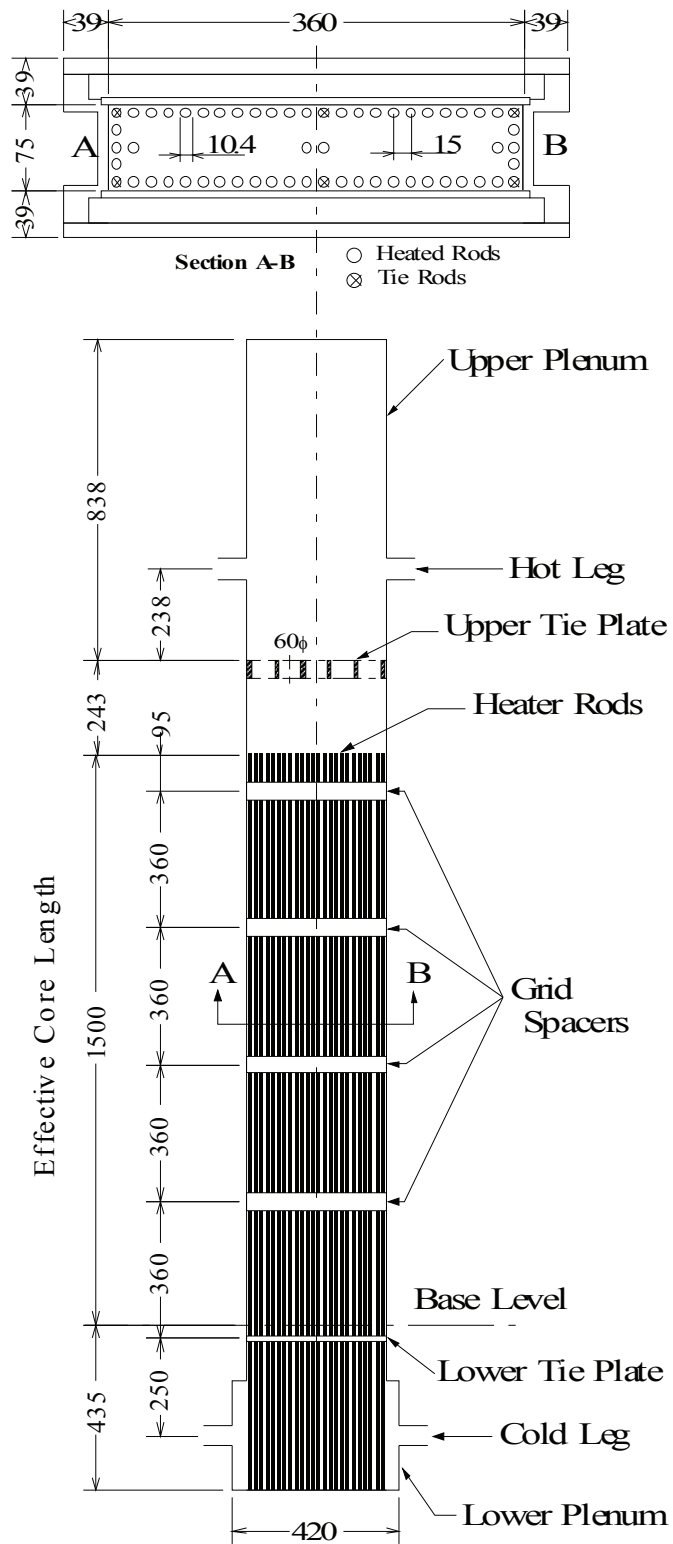


図 4-2 (a) 炉心部の詳細

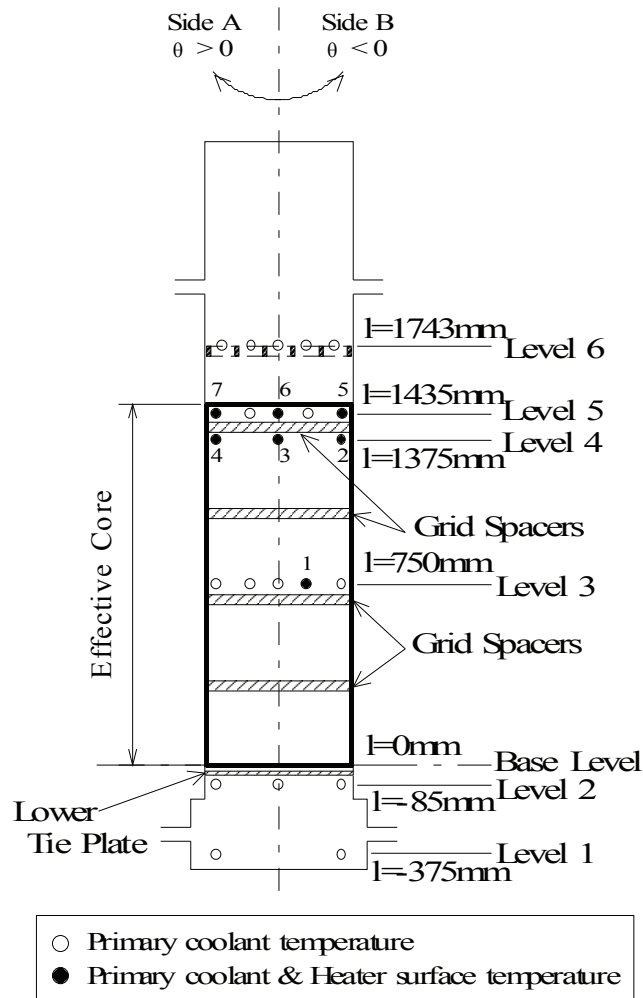


図 4-2 (b) 炉心部の温度測定点位置

奥行きに比べてかなり大きく取っている。模擬炉心部は直径 10.4 mm、有効発熱長さ 1500 mm のシース・ヒーター114 本で構成されており、発熱しない同一寸法のタイ・ロッド 6 本を加えてピッチ 15 mm、24×5 の碁盤目配列を形成している。シース・ヒーター相互の間隔は、軸方向に 360 mm 間隔で 4 段設けられたグリッド・スペーサで維持される。なお、流体の攪拌を促進させるため、下部タイプレートには直径 11.2 mm の穴が 120 個、シース・ヒーター及びタイ・ロッドと同心の位置に穿たれており、さらにこれらの穴とは千鳥配列となる位置に径 6.9 mm の穴が 92 個設けられている。

炉心部の一次冷却水温度は図 4-2(b)に示す位置に設置されたシース熱電対に

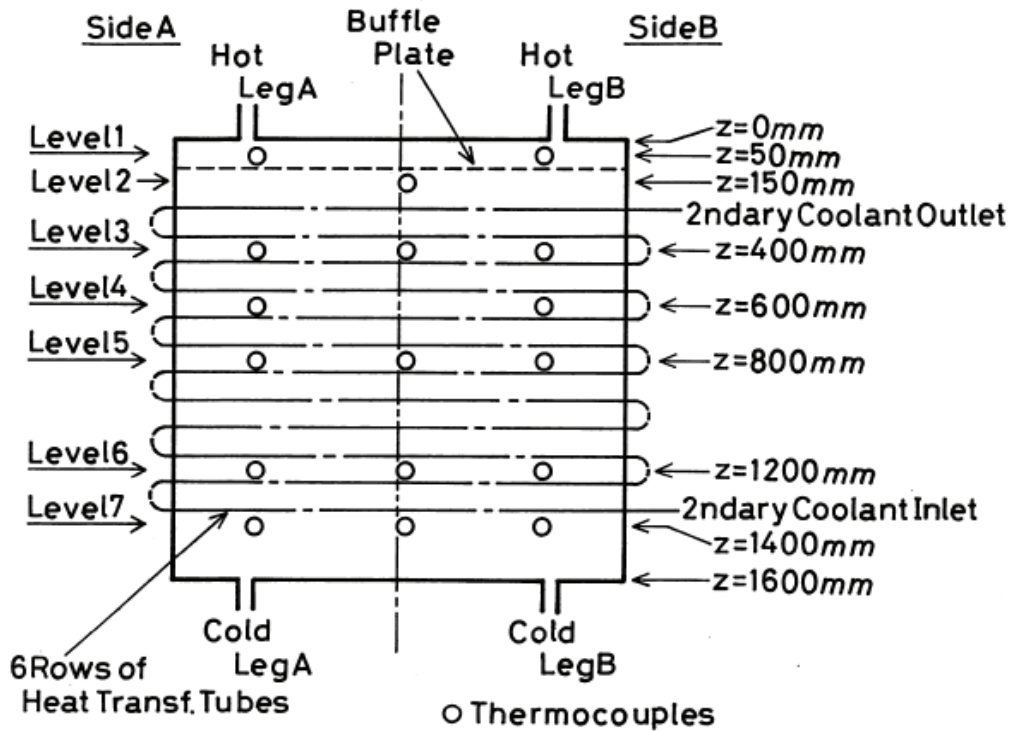


図 4-3 SG 部の一次冷却水温度測定点

より計測された。中空のマル印は一次冷却水温度を計測した位置を，黒マル印はヒーター表面温度と一次冷却水温度を計測した位置を示す。炉心発熱部の 4 つのハッチング部分はグリッド・スペーサーを示す。熱電対の計測誤差は最大±0.6 K と見積もられる。図中のレベル 1～6 はそれぞれ下部プレナム，下部タイプレート，炉心発熱部中央，第 4 番目のグリッド・スペーサ上流，同下流，上部タイプレートを示す。

図 4-3 に SG 部の一次冷却水温度測定位置を示す。SG 部は幅 1686 mm，高さ 1616 mm，奥行き 303 mm のシェル・アンド・チューブ型の熱交換器であり，内部には外径 34 mm の伝熱管が 6 列，ピッチ 100 mm で 12 段入っている。また，上部チャンバーには一次冷却水の分散を促進する分散板が設置されている。図中， $z$  は SG 上端から下向きに測った距離を示す。熱電対は全て外径 1 mm の T 型シース熱電対で，SG 部の A 側，中央，B 側に設置されている。レベル 1, 2 は SG 上部チャンバー，レベル 3～6 は伝熱管のある部分，レベル 7 は SG 下部チャン

バーに対応する。

ホット・レグ, コールド・レグ配管はそれぞれ装置の左右に1本ずつ設けられ, 全て内径 54.9 mm である。一次冷却水流量はホット・レグ, コールド・レグ各々の A 側, B 側に設置された計 4 台の電磁流量計により計測され, その測定精度はメーカーの仕様書で最大誤差は±3%と保証されている。実験装置を搭載した動揺台は, 電気モーターによって駆動される可変偏心クランク方式の動揺装置であり, 横揺れ振幅, 横揺れ周期が可変である。動揺台盤面は下部プレナム底面と一致しており, 動揺中心軸から動揺台盤面までの距離は 3000 mm である。

横揺れ運動を受ける自然循環における一次冷却水には, ①横揺れ運動の加速度変動によって生じる横揺れ運動の慣性力と, ②一次冷却水の不均一な温度分布によって生じる自然循環力の 2 つが作用する<sup>1), 2)</sup>。この 2 つのうち, 横揺れ運動の慣性力はその大きさも方向も横揺れ角により変化する。一方, 自然循環の駆動力は傾斜角によって変化する<sup>6), 7)</sup>。このため, 横揺れ角が時間的に変化する横揺れ自然循環においては, その実験データを単に処理するだけでは, これら 2 つの力がどのように系全体の熱水力挙動に寄与するのか判断するのは困難である。これら 2 つの因子の影響を個別に評価するため, 横揺れ自然循環実験に先立って 2 種類の予備実験を実施した。

#### (1) 定傾斜自然循環予備実験

傾斜角:  $\alpha = 0, \pm 15, \pm 22.5 \text{ deg}$

ケース A:  $Q_{\text{SCR}} = 40 \text{ kW}, V_{\text{SEC}} = 2[\text{m}^3/\text{h}]$ ;

ケース B:  $Q_{\text{SCR}} = 60 \text{ kW}, V_{\text{SEC}} = 3[\text{m}^3/\text{h}]$ ;

ケース C:  $Q_{\text{SCR}} = 80 \text{ kW}, V_{\text{SEC}} = 4[\text{m}^3/\text{h}]$ .

これらの予備実験では自然循環駆動力のみが一次冷却水に作用する。

#### (2) 非加熱横揺れ予備実験

横揺れ周期:  $\tau = 5, 7.5, 10, 15, 20 \text{ s}$ ;

横揺れ振幅:  $\theta = 7.5, 15, 22.5 \text{ deg}$ ;

加熱条件:  $Q_{\text{SCR}} = 0 \text{ kW}, V_{\text{SEC}} = 0[\text{m}^3/\text{h}]$ .

これらの予備実験では, 横揺れ運動の慣性力のみが一次冷却水に作用する。

上記 2 種類の予備実験の後, 横揺れ周期, 横揺れ振幅, 炉心ヒーター出力を変化させた横揺れ自然循環実験を実施した。

(3) 横揺れ自然循環実験

横揺れ周期:  $\tau = 5, 7.5, 10, 15, 20$  s

ケース 1:  $\Theta = 22.5$  deg,  $Q_{SCR} = 40$  kW,  $V_{SEC} = 2$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 2:  $\Theta = 22.5$  deg,  $Q_{SCR} = 60$  kW,  $V_{SEC} = 3$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 3:  $\Theta = 22.5$  deg,  $Q_{SCR} = 80$  kW,  $V_{SEC} = 4$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 4:  $\Theta = 15$  deg,  $Q_{SCR} = 40$  kW,  $V_{SEC} = 2$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 5:  $\Theta = 15$  deg,  $Q_{SCR} = 60$  kW,  $V_{SEC} = 3$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 6:  $\Theta = 15$  deg,  $Q_{SCR} = 80$  kW,  $V_{SEC} = 4$  [m<sup>3</sup>/h];

ケース 7:  $\Theta = 7.5$  deg,  $Q_{SCR} = 60$  kW,  $V_{SEC} = 3$  [m<sup>3</sup>/h].

動揺台の横揺れ角の波形はほぼ正弦波状であるので、次式で近似される。

$$\theta(t) = \Theta \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (4-1)$$

このとき、横揺れ運動による加速度は次式となる。

$$a_r = -r\dot{\theta}^2 = -r\omega^2\Theta^2(1 - \sin^2 \omega t) \quad \dots \dots \dots (4-2)$$

$$a_\theta = r\ddot{\theta} = -r\omega^2\Theta \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (4-3)$$

ここで  $r$  は動揺の中心軸からの距離を示す。実験装置内部の一次冷却水に作用

表 4-1 本実験と NSR-7 の主要目の比較

	本実験	NSR-7
圧力	$9.8 \times 10^{-2}$ [MPa]	13.9 [MPa]
$R$ [m]	3.0	4.5
$R_{CORE}$ [m]	1.815	2.2
$d_h$ [m]	$1.71 \times 10^{-2}$	$1.61 \times 10^{-2}$
$P/d$	1.44	1.32
$q$ [W/m <sup>2</sup> ]	$7.16 \times 10^3 \leq q \leq 1.43 \times 10^4$	$8.38 \times 10^3$
$\Theta$ [deg]	7.5, 15, 22.5	7.5, 15, 22.5
$\tau$ [s]	$5 \leq \tau \leq 20$	35 (船体の固有振動数)
Re	$3.63 \times 10^5 \leq Re \leq 4.40 \times 10^6$	$2.05 \times 10^6 \leq Re \leq 6.14 \times 10^6$
Ra	$4.93 \times 10^3 \leq Ra \leq 8.92 \times 10^3$	$4.72 \times 10^4$
$Re_{CORE}$	$1.97 \times 10^3 \leq Re_{CORE} \leq 2.40 \times 10^4$	$3.83 \times 10^3 \leq Re_{CORE} \leq 1.15 \times 10^4$



する横揺れ運動の加速度は、何れの成分も動揺の中心軸からの距離に比例する。また、加速度の接線方向成分は横揺れ振幅に比例するのに対し、半径方向成分は横揺れ振幅の 2 乗に比例する。接線方向成分は横揺れ周期と同一周期で周期変化するのに対し、半径方向成分は横揺れ周期の 2 分の 1 の周期で変動する。本実験の横揺れ振幅は 1 よりもかなり小さい ( $\Theta \leq \pi/8$ ) ので、これら 2 成分の比

$$|a_r|/|a_\theta| = \Theta \quad \dots\dots\dots (4-4)$$

は 1 よりも小さい。それ故、系の何れの位置においても加速度の接線方向成分は半径方向成分よりも大きく、系の熱水力挙動に支配的な影響を及ぼすものと考えられる。

横揺れ運動が自然循環に及ぼす影響を定量的に評価するため、動揺のレイノルズ数<sup>2), 3)</sup>を導入する。横揺れのレイノルズ数は横揺れ運動の慣性力と流体の粘性力の比を表し、次式で定義される。

$$Re = u_\theta R/\nu \quad \dots\dots\dots (4-5)$$

ここで、 $u_\theta$  は横揺れ運動の代表速度を表し、次式で表される。

$$u_\theta = 4R\Theta/\tau \quad \dots\dots\dots (4-6)$$

代表長さ  $R$  は動揺の中心軸と下部プレナム底部の距離を示す。

表 4-1 は本実験と NSR-7 との主要目の比較を示す。

#### 4. 3 予備実験の結果と考察

定傾斜自然循環予備実験における流動様式を模式的に図 4-4 に示す。実験装置を傾斜させると、我々がこれまで実施した定傾斜自然循環実験<sup>6), 7)</sup>と同様、左右の熱水力対称性が崩れてしまう。傾斜角が正の場合、ホット・レグ A の一次冷却水流量はホット・レグ B の流量よりも大きく、コールド・レグ A の一次冷却水流量はコールド・レグ B の流量よりも小さい。これは、SG 部においてホット・レグ A から流入した一次冷却水がコールド・レグ B に流出する斜めの流れが生ずるためである。傾斜角が負になると、系全体の状況は逆転する。測定誤差を考慮すると、本実験範囲では炉心流量はほぼ一定と判定される。

非加熱横揺れ予備実験 ( $\Theta = 22.5 \text{deg}$ ) における各レグの一次冷却水流量の時間変化の一例を図 4-5 に示す。この図は 19 周期に亘って同一位相のデータを平均して得たものである。電磁流量計の測定誤差を図中のバーで示す。何れの横揺

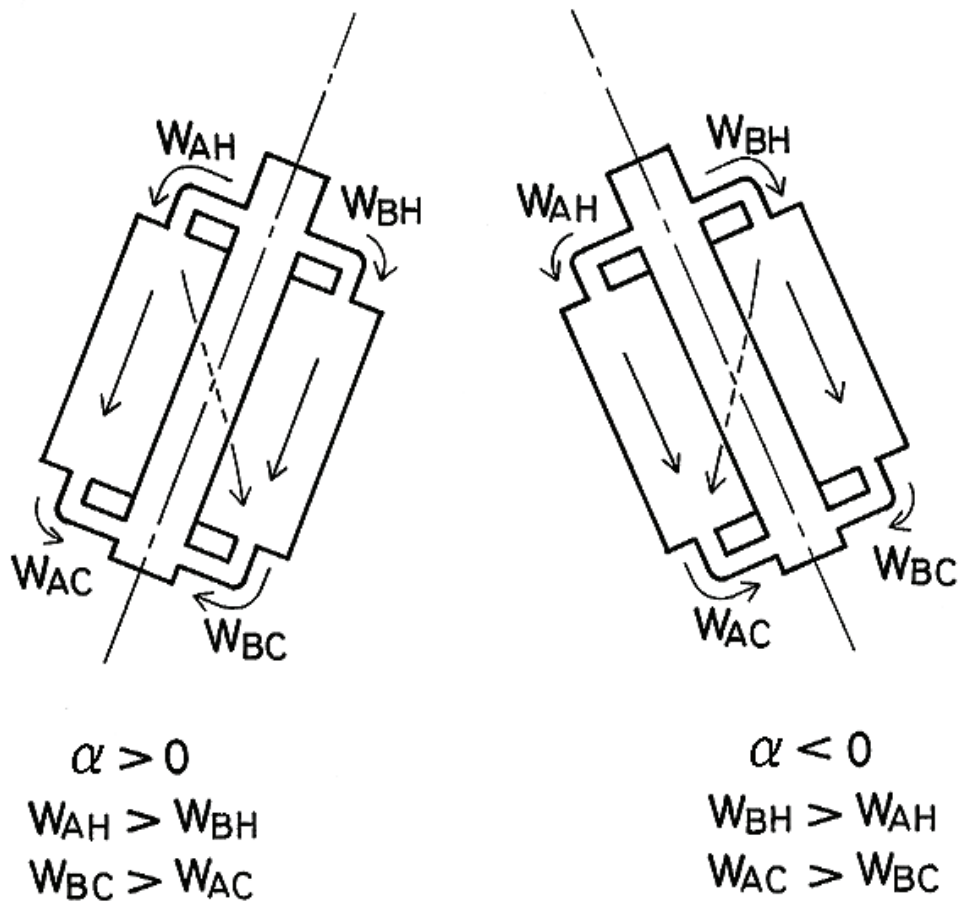


図 4-4 定傾斜自然循環予備実験の流動様式

れ周期においても、各レグの流量は横揺れ角とともに変動する。これら流量変動の振幅は測定誤差よりも大きい。横揺れ振幅を変えずに横揺れ周期を短くすると、流量変動の振幅が大きくなり、各部流量の横揺れ信号に対する位相遅れが大きくなる事が分かる。この傾向は他の横揺れ振幅( $\theta=15\text{deg}$ ,  $7.5\text{deg}$ )においても認められる。しかし、横揺れ振幅が小さくなると、各部の流量変動の振幅は減少する。また、次式で定義される炉心流量

$$W_{\text{CORE}} = \{(W_{AH} + W_{BH}) + (W_{AC} + W_{BC})\} / 2 \quad \dots\dots\dots (4-7)$$

は測定誤差を考慮するとほぼゼロと考えられる。それ故、非加熱横揺れ予備実験においては、炉心流量は本質的に横揺れ運動により引き起こされないと結論できる。

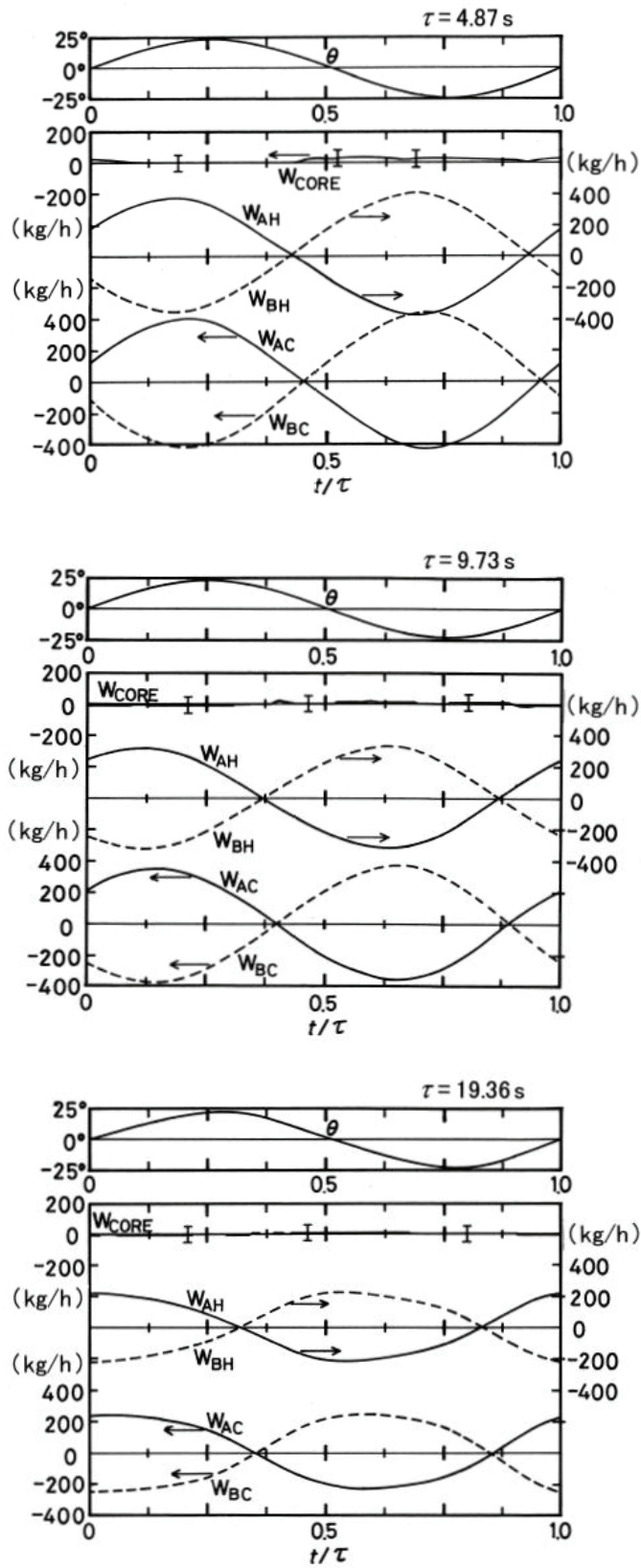


図 4-5 非加熱横揺れ予備実験における流量変動

#### 4. 4 実験結果と考察

次に横揺れ自然循環実験について検討する．実験装置が正立状態の時，各レグの流量は定常値を保っている．しかしながら，実験装置が横揺れ運動を開始すると，各レグの流量は変動し始める．図 4-6 は横揺れ開始時の各部流量の過渡変化を示す( $\tau=9.73$  s)．横軸は横揺れ周期で規格化した時間を示す．実験装置が正立状態のとき，各レグの流量はほぼ等しい．実験装置が横揺れ運動を開始するとホット・レグ A の流量は減少し始め，ついには負になる．また，コールド・レグの流量も顕著に減少する．一方，ホット・レグ B の流量は増加し始める．横揺れ運動が  $t/\tau = 1.2$  で安定するとき，各レグの流量は変動し始め，次第に増加する． $t/\tau = 4$  以降，各部流量は安定して変動するようになり，炉心流量も安定する．このような挙動は横揺れ周期，炉心ヒーター出力に関わらず観察された．

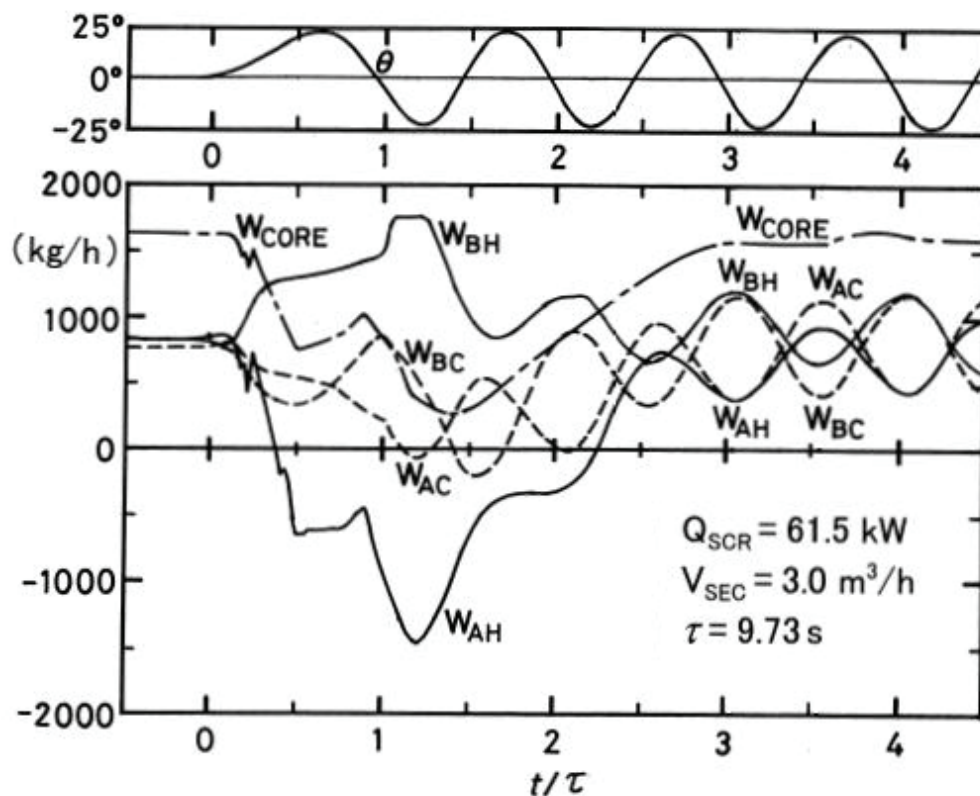


図 4-6 横揺れ開始時の各部流量過渡変化

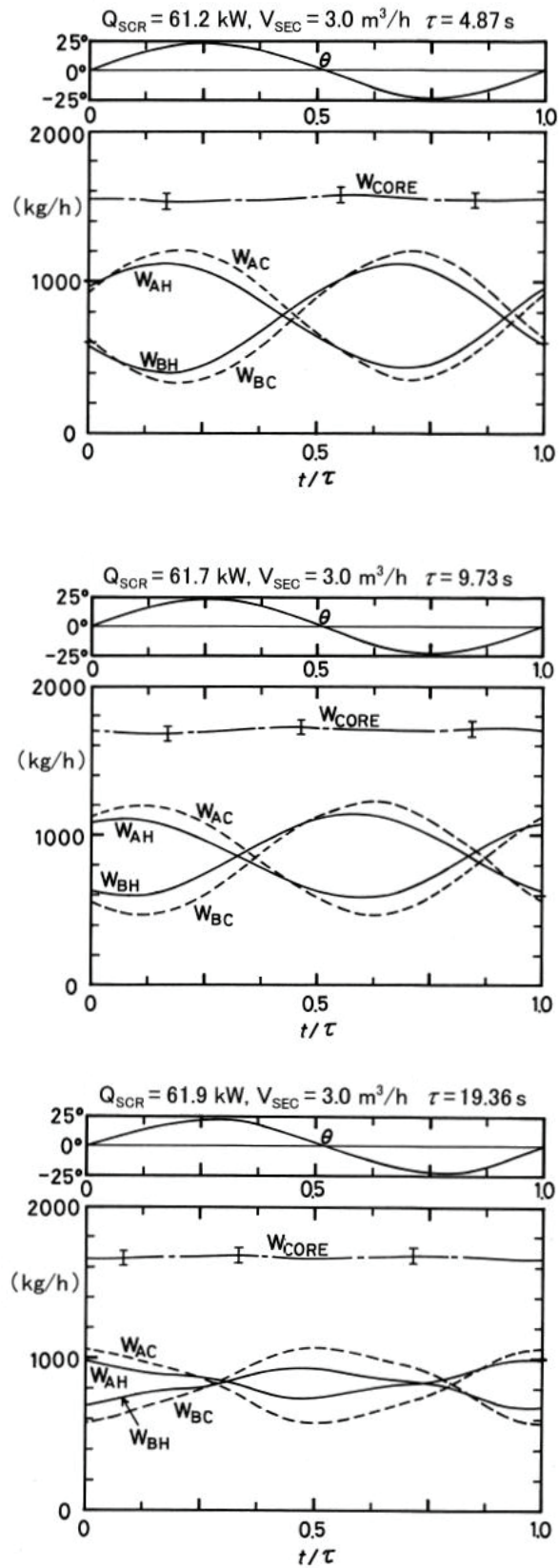


図 4-7 横揺れ自然循環実験における流量変動

系内各部の一次冷却水温度は横揺れ開始後 2~3 時間で安定する. このときのケース 2 における各部流量を図 4-7 に示す. この図は同一位相のデータを平均して得たものである. 何れの横揺れ周期でも, 各レグの流量は横揺れ角とともに変動している. 測定誤差を考慮すると, 炉心流量は横揺れ角によらず一定と判断される.

各部の流量変動を横揺れ角の関数として評価するため, 以下のように定義される伝達関数  $G(s)$  を導入する.

$$G(s) = L[e_0(t)] / L[\theta(t)] \quad \dots\dots\dots (4-8)$$

ここで  $L$  はラプラス変換子を,  $e_0(t)$  は各レグの電磁流量計の信号を示しており, 伝達関数はデジタル・スペクトラム・アナライザによって求めた. ケース 2 の各伝達関数を図 4-8 にボード線図の形で示す. 横軸は横揺れ角の角速度を示す. ホット・レグ流量 ( $V_{AH}, V_{BH}$ ) の伝達関数は実線で, コールド・レグ流量 ( $V_{AC},$

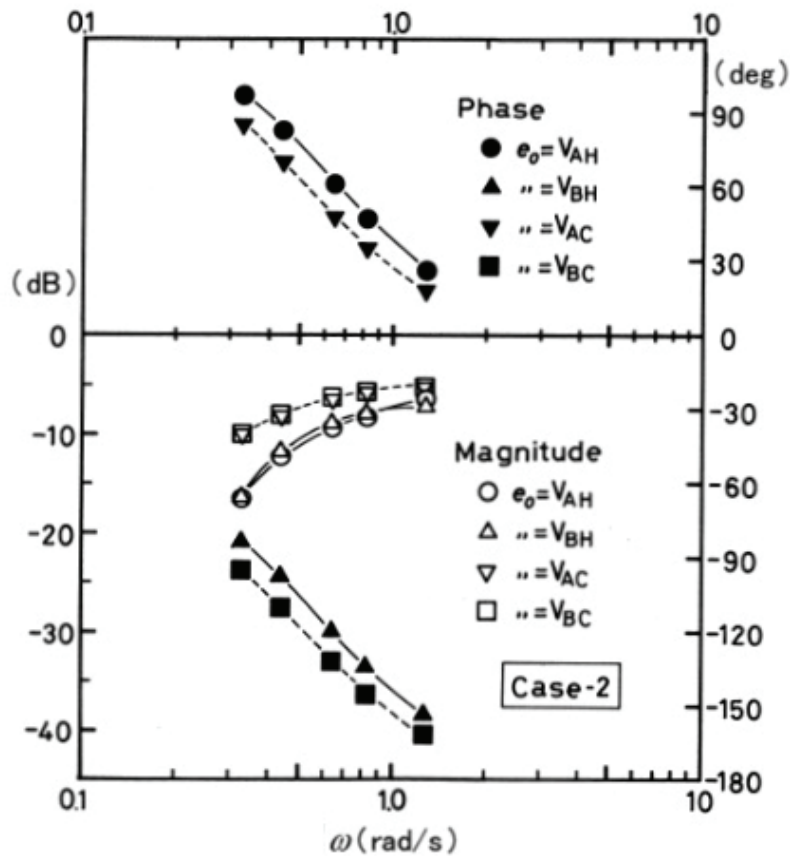


図 4-8 各部流量変動の伝達関数

$V_{BC}$ ) の伝達関数を破線で示す．コールド・レグ流量の伝達関数の利得は常にホット・レグ流量の伝達関数の利得よりも大きい．横揺れ運動の角速度が増大するに伴って，全ての伝達関数の利得は増加し，位相遅れは減少する．これらの特徴は非加熱横揺れ予備実験における特徴と類似している．もし，自然循環駆動力が各部流量変動の主因であるならば，各部の流量は横揺れ角に対応して変動するかもしれないが，その流量変動は横揺れ周期により変化しない筈である．しかしながら，図 4-8 に示すように，各部の流量変動は横揺れ周期により変化する．さらに，横揺れ運動開始時における各レグ流量の過渡変化は，定傾斜自然循環予備実験から予測される変化とは全く異なる（図 4-4 参照）．以上の検討から，本実験における各レグの流量変動は本質的に横揺れ運動の慣性力により生ずると結論される．

各部の流量変動は部分的には自然循環駆動力に影響される．図 4-9(a), (b) に伝達関数がケース 1~3 で如何に異なるかを示す．例として，ホット・レグ A とコールド・レグ A について比較する．図 4-9(a) では，炉心ヒーター出力が増大するにつれ，伝達関数の利得が減少する．これは，ホット・レグにおける流量変動が自然循環駆動力の増大に伴って減衰することを意味する．この傾向は角速度の減少に伴って顕著になる．何故なら，自然循環駆動力の効果が横揺れ運動の慣性力に対して相対的により優勢になるためである．図 4-9(b) においても，これら 3 ケースの違いは非常に小さくなるものの，角速度が小さい場合には同様の傾向が認められる．ホット・レグとコールド・レグにおけるこのような違いは，コールド・レグにおける横揺れ運動の慣性力の方がホット・レグに比べて 3.6 倍も大きいことに起因する．

実験装置は断熱材で覆われているので，炉心部における一次冷却水の流動挙動は観測できない．しかしながら，その流動挙動の概略は一次冷却水温度から推定できる．図 4-10 にケース 2 における一次冷却水温度の周期的変動を横揺れ角と対応させて示す．この図は同一位相のデータを平均して求めたものである．レベル 1 に関しては A 側，B 側で明瞭な違いは見当たらず，これらの温度はほぼ一定値のままである．しかし，レベル 3 における温度は横揺れ角により変動し，A 側の温度は B 側の温度とは位相が  $180^\circ$  ずれている．横揺れ角が正の時，A 側の測定温度は増加し，B 側の測定温度は減少する．また，横揺れ角が負の

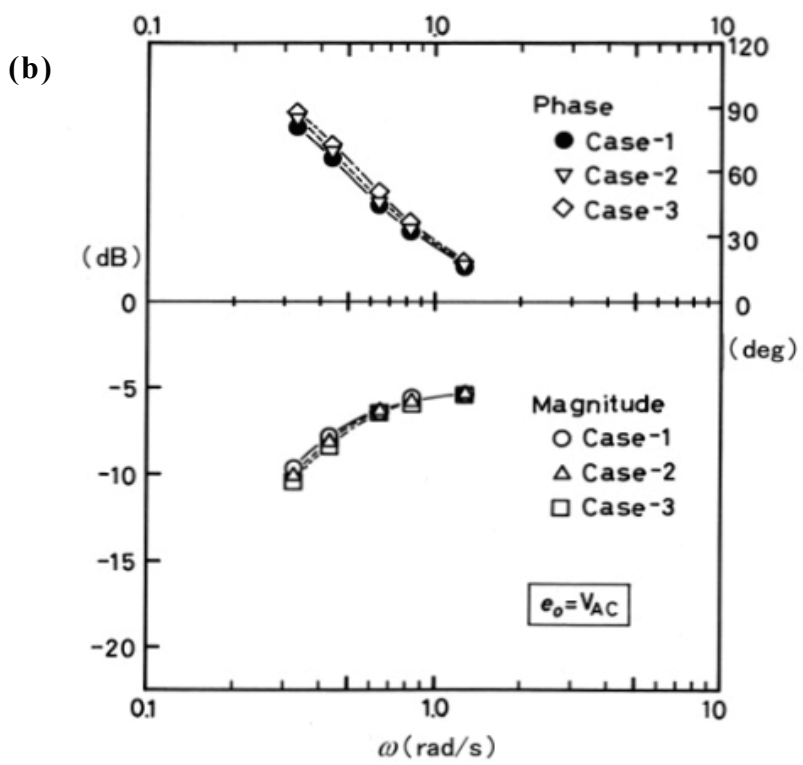
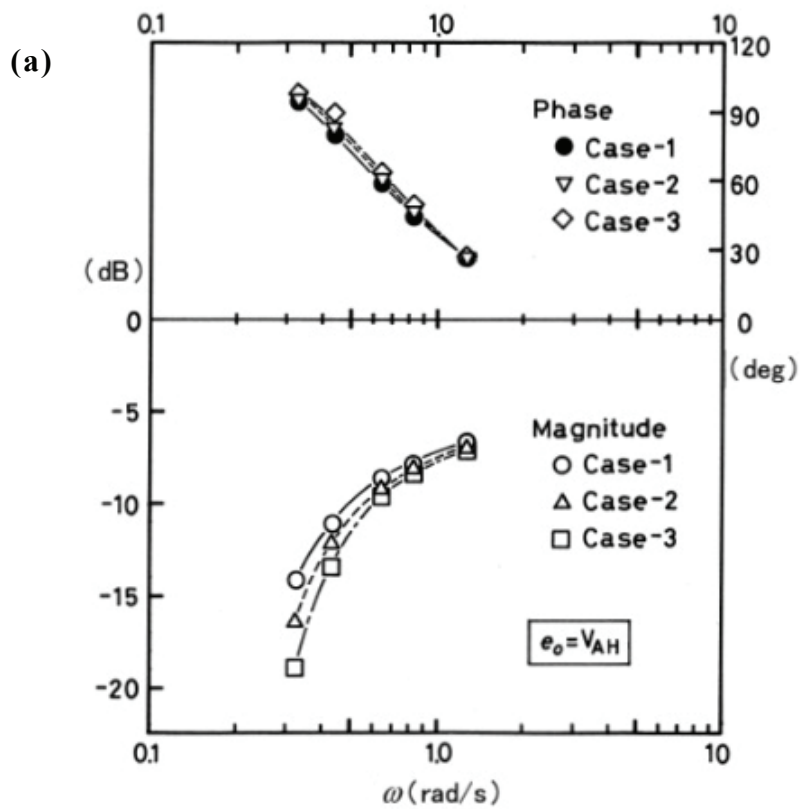


図 4-9 各部流量変動の伝達関数の変化



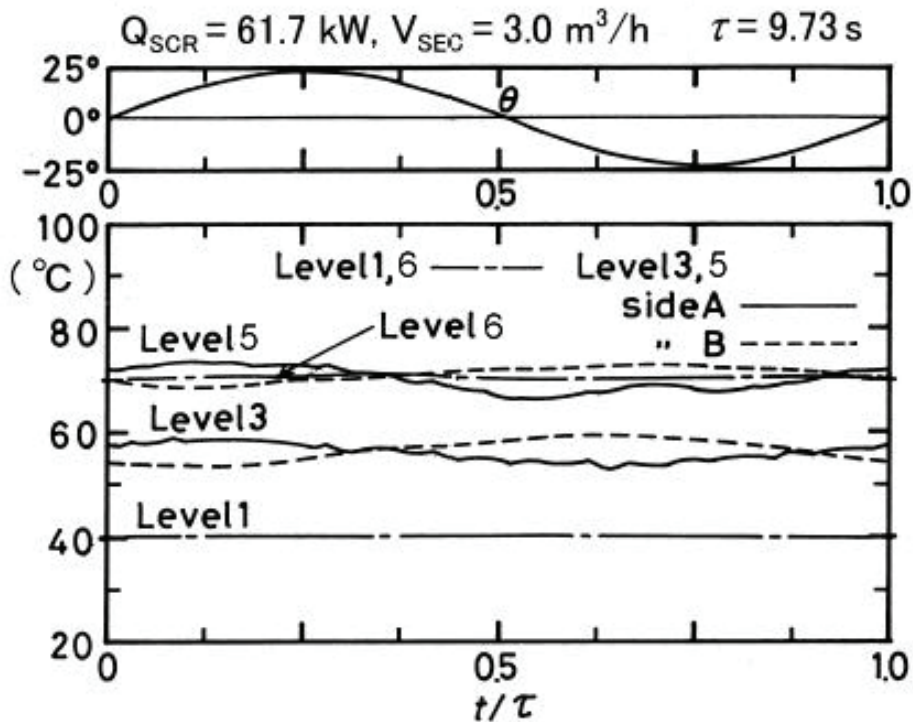


図 4-10 炉心部一次冷却水温度の周期的変動

時、傾向は逆転する。横揺れ周期が短くなるにつれて温度変動の振幅は増大する。同様の挙動はレベル 5 でも観察された。レベル 6 では、A 側と B 側の温度差は再び無視できるほど小さくなる。

このような挙動は炉心発熱部における同一温度平面が横揺れ角に対応してその傾きを変化させることを示唆する（図 4-11 参照）。炉心部が正立状態の時、一次冷却水は実験装置の中心軸に沿って流れるため、同一温度平面は水平になる。ヒーター棒の表面熱流束は一樣であるので、中心軸に沿った一次冷却水温度は以下の式で記述される。

$$T(l) = (T_{\text{up}} - T_{\text{lp}})l / L_{\text{CORE}} + T_{\text{lp}} \quad \dots \dots \dots (4-9)$$

それ故、そうした温度勾配により中心軸に沿った密度勾配が生ずる。横揺れ角が正の時、等温度平面は横揺れ角に対応してその傾きを変える。等温度平面の傾きの変化は部分的には等温度平面（等密度平面）を水平に保とうとする重力の影響によるものである。一方、横揺れ角が負になったとき、状況は逆転する。結果として、炉心発熱部の A 側、B 側何れにおいても、一次冷却水温度は横揺

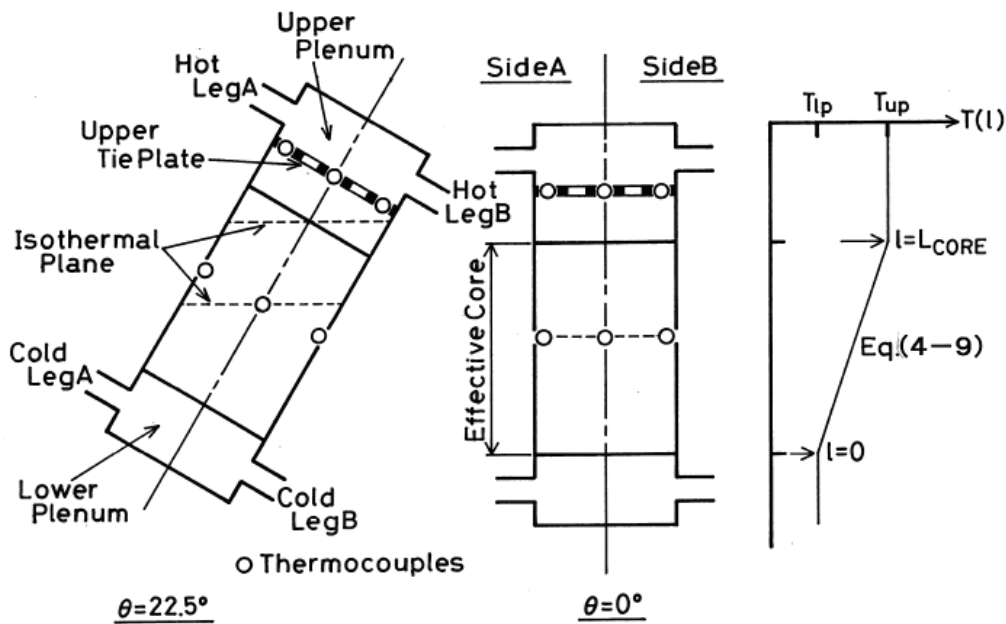


図 4-11 炉心部における一次冷却水の温度勾配

れ角に対応して周期的に変動する．もし等温度平面の傾きの変化が密度勾配による重力だけによって起こるとすれば，予測される温度変動は実験結果よりも40%も小さくなる．それ故，温度変動は横揺れ運動の慣性力によって促進されるものと考えられる．横揺れ運動の慣性力による寄与は，横揺れ周期が短くなる，或いは横揺れ振幅が増大するに伴って温度変動の振幅が増大する傾向によっても示される．横揺れ運動の慣性力は炉心部において横揺れ運動と同じ周期でヒーター棒を垂直に横切る交番流を引き起こすと考えられる(式(4-3)参照)．

上部プレナム，下部プレナムにおける一次冷却水温度は変動しない．なぜなら，本実験の横揺れ振幅範囲では等温度平面はこれら温度測定点に達しないからである．炉心発熱部中心軸に沿った一次冷却水温度は変動せず，式(4-9)により表される．このことは図 4-11 から理解される．すなわち，等温度平面は炉心発熱部中心軸を中心としてその傾斜角を変化させている．

同様の挙動は SG 部の一次冷却水温度についても認められる．ケース 2 の SG 部における一次冷却水温度の周期的変動を横揺れ角と対応させて図 4-12 に示す( $\tau = 9.73 \text{ s}$ )．レベル 7 の温度については A 側, B 側で何らの違いもないので，

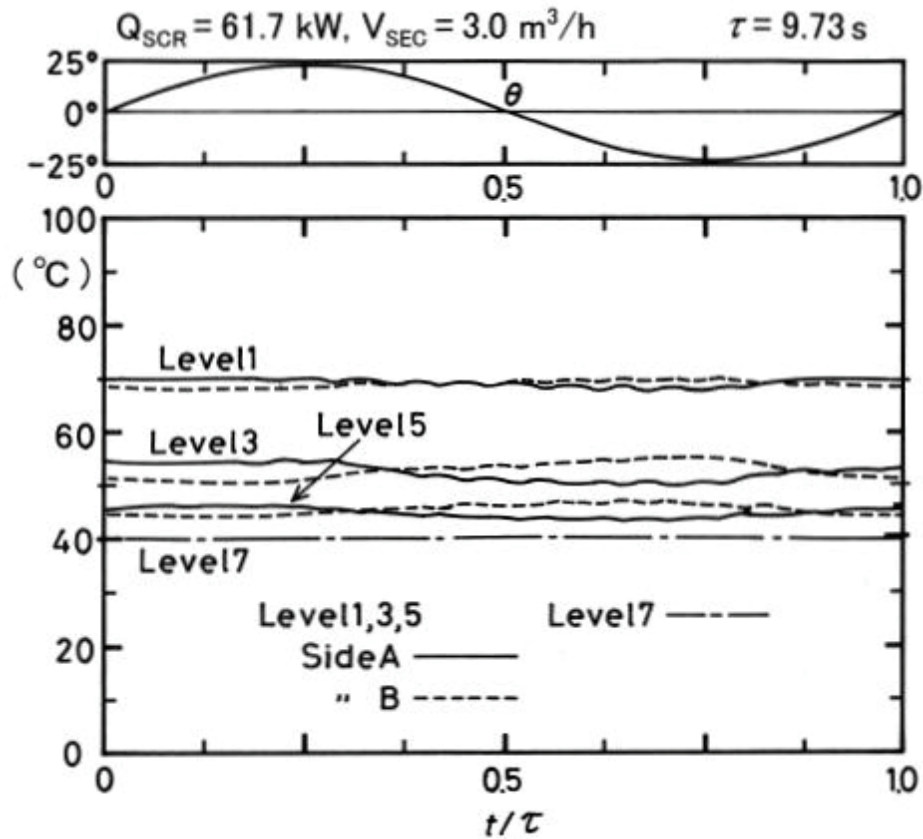


図 4-12 SG 部一次冷却水温度の周期的変動

そこでの温度は一樣と考えられる．横揺れ角が正のとき，（レベル 7 を除いて）A 側の温度が増大し，B 側の温度が減少する．横揺れ角が負になると，状態は逆転する．SG 部中央では，一次冷却水温度は横揺れ角に対して殆ど変動せず，同一レベルにおける A 側，B 側の変動する温度の平均値を示す．図 4-13 はケース 2 における各レベル中央部温度の 19 周期分の時間平均値を示す．図の横軸は SG 部上端から下向きに測った距離を表す（図 4-3 参照）．一次冷却水温度は  $T_{up}$ ,  $T_{ip}$  で規格化されている．横揺れ周期が短くなるにつれて，レベル 1, 2（そこには伝熱管が存在しないにも拘わらず）における温度低下が増大する．横揺れ周期が 9.73 s よりも短くなると，そこでの規格化された温度は 1.0 以下になる．これらの結果から，炉心部と同様，SG 部においても重力と横揺れの慣性力が一

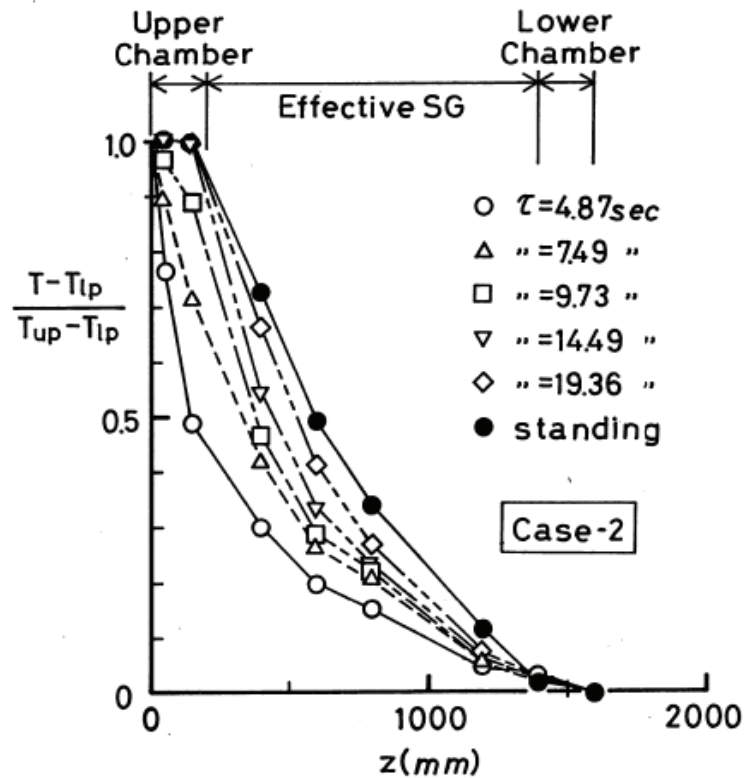


図 4-13 SG 部における一次冷却水温度分布

次冷却水に影響を及ぼすことが分かる。

炉心流量は時間的に変動しないが、炉心流量の値は横揺れ周期によって変化する。図 4-14 に炉心流量の横揺れ周期に対する変化を全てのケースについて示す。各々の炉心流量は各炉心ヒーター出力における正立時の炉心流量  $W_0$  によって正規化されている。炉心ヒーター出力が同一の場合、正規化された炉心流量はピークを持ち、その変化の大きさは測定誤差に比べて大きい。自然循環（すなわち炉心ヒーター出力）の影響が小さくなるにつれて、正規化された炉心流量の動揺のレイノルズ数に対する変化はより顕著になる。炉心流量の整理式は次式で表される。

$$\frac{W_{\text{CORE}}}{W_0} = \frac{\text{Re}}{\text{Ra}^{1.88}} \left( \frac{1}{1.3} - \frac{\text{Re}}{5.06 \times 10^6} \right) + 1 \quad \dots \dots \dots (4-10)$$

ここで、Ra はレイリー数であり、次のように定義される。

$$\text{Ra} = g\beta(d_h/2)^4(T_{\text{up}} - T_{\text{lp}}) / \kappa\nu L_{\text{CORE}} \quad \dots \dots \dots (4-11)$$

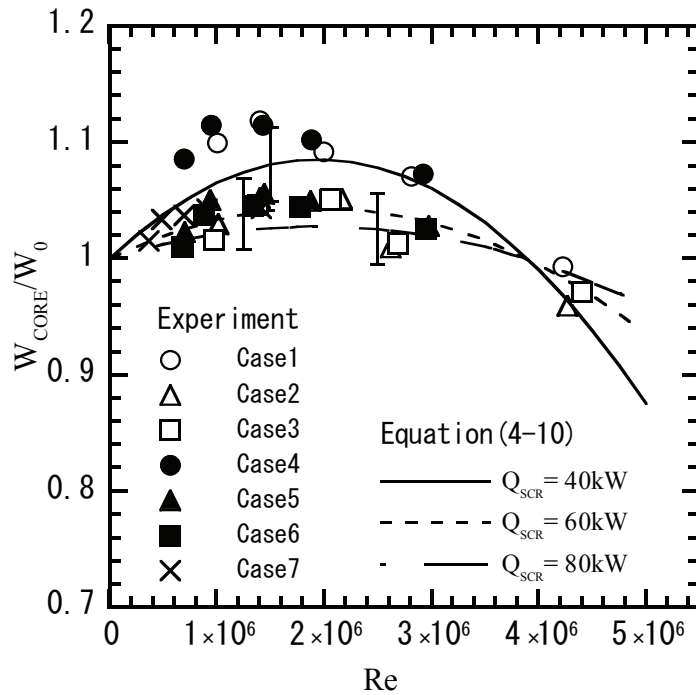


図 4-14 炉心流量の横揺れ周期に対する変化

式(4-10)は本実験のあらゆる横揺れ振幅，炉心ヒーター出力に対して実験結果とよく一致していることが分かる。

非加熱横揺れ予備実験では，何れのケースにおいても炉心流量はほぼゼロであった．それ故，横揺れ周期に伴う炉心流量の変化は横揺れ運動の慣性力によって直接生じるのではなく，自然循環駆動力，及びループの圧力損失の変化によって間接的に生じるものと考えられる．自然循環の駆動力は次式で定義され，

$$\Delta P = \int \gamma(h) dh \quad \dots \dots \dots (4-12)$$

それを一巡のループについて数値積分することによって求めた．各部の比重量を評価するには，装置各部の中心軸における一次冷却水温度を用いた．それは中心軸での温度が横揺れ角によって変化せず，各レベルにおける A 側，B 側の一次冷却水温度の平均値を示しているためである．各炉心ヒーター出力に対する自然循環駆動力は次式のようになった．

$$Q_{SCR}=40kW \text{ のとき} : \Delta P = 1.41 \times 10^{-5} Re + 41.8$$

$$Q_{SCR}=60\text{kW} \text{ のとき} : \Delta P = 1.53 \times 10^{-5} \text{Re} + 56.8 \quad \dots\dots (4-13)$$

$$Q_{SCR}=80\text{kW} \text{ のとき} : \Delta P = 1.68 \times 10^{-5} \text{Re} + 74.3$$

自然循環駆動力は横揺れ振幅によらず、動揺のレイノルズ数に比例して増大することが分かる。

一方、ループ一巡の圧力損失は動揺のレイノルズ数とともに増大すると考えられる。何故なら、炉心部、SG 部における交番流は横揺れ周期が短くなるにつれてより頻繁に変動するからである。図 4-14 に示された炉心流量の変化の傾向は以下のように説明される。

動揺のレイノルズ数が小さいとき、動揺のレイノルズ数の増大に伴う自然循環の駆動力の増加が圧力損失の増加を上回るため、正規化された炉心流量は 1 よりも大きくなる。動揺のレイノルズ数がさらに増大すると、圧力損失の増大が次第に自然循環の駆動力の増加を上回るようになるため、正規化された炉心流量は徐々に減少する。自然循環の駆動力が作用しない場合、炉心流量はほぼゼロであり、横揺れの慣性力による系内の交番流も系全体の密度分布が一様であるため、非常に小さくなる。それ故、系内の交番流はループ一巡の圧力損失の増大に結びつかない。結果的に非加熱横揺れ予備実験では横揺れ周期に伴う炉心流量の変化は起こらない。上述の議論の妥当性は次の節で検証する。

#### 4. 5 一次元モデルによる検討

以上の実験結果から次の点が明らかになった。

- (1) 炉心流量は横揺れ角に無関係で、時間的に変動しない。
- (2) 横揺れ角に対応して変動する各レグ流量や炉心部、SG 部における一次冷却水温度は、A 側、B 側で位相が 180° ずれているものの、変動の振幅・中央値は A 側、B 側でほぼ等しい。

そこで、これらの点を考慮に入れた一次元・定常の解析モデルによって、炉心流量の横揺れ周期による変化を予測することにする。

実験装置が正立状態の時、A 側、B 側の流量は対称であり、一巡するループについて以下の関係が成り立つ（図 4-15 参照）。

$$\Delta P = \zeta_{\text{CORE}} \gamma_{\text{CORE}} u_{\text{CORE}}^2 / 2g + \zeta_{\text{hot}} \gamma_{\text{hot}} u_{\text{hot}}^2 / 2g + \zeta_{\text{SG}} \gamma_{\text{SG}} u_{\text{SG}}^2 / 2g + \zeta_{\text{cold}} \gamma_{\text{cold}} u_{\text{cold}}^2 / 2g \quad \dots\dots (4-14)$$

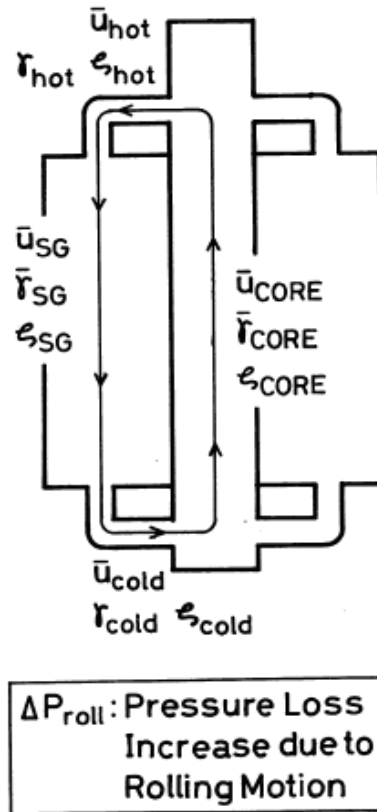


図 4-15 一次元解析モデル概念図

ここで、左辺の  $\Delta P$  は式(4-12)で定義される自然循環の駆動力であり、右辺の各項は各々、炉心部、ホット・レグ、SG 部、コールド・レグにおける圧力損失である。各部の圧力損失係数は公開文献により計算され、以下のような結果が得られた。

$$\zeta_{CORE}=29.85, \quad \zeta_{hot}=3.80, \quad \zeta_{SG}=436.5, \quad \zeta_{cold}=5.70 \quad \cdots \cdots (4-15)$$

式(4-13), (4-14), (4-15)から正立状態における解析をケース A, B, C に対して行った。計算された炉心流量はケース B, C については測定誤差の範囲で実験結果と一致していたが、ケース A については、計算結果と実験結果との一致は他のケースに比べると良くなかった。この不一致は圧力損失係数の誤差に起因すると考えられる。

次に実験装置が横揺れしている、すなわち横揺れにより A 側、B 側の交番流が生ずる場合を考える。Zukauskas<sup>8)</sup>によれば、流れに直交する円管によって生

ずる圧力損失は次式のように記述される。

$$\Delta P_{loss} = 0.332k_1k_2\gamma u_0^2/2g \quad \dots\dots\dots (4-16)$$

ここで、 $k_1, k_2$  は円管の配置に関する定数であり、 $u_0$  は直円管に直交する流速である。流動様式の類似性から、ここでは炉心部における交番流が炉心部の圧力損失の増加 $\Delta P_{roll}$ を生ずるものとし、以下の式で表されると仮定する。

$$\Delta P_{roll} = \zeta_{lat}\gamma_{CORE}u_{lat}^2/2g \quad \dots\dots\dots (4-17)$$

ここで、 $u_{lat}$  はヒーター棒に垂直な流速を、 $\zeta_{lat}$  は圧力損失係数を表す。 $u_{lat}$  は横揺れ運動により生ずると考えられるので、動揺のレイノルズ数の代表速度  $u_\theta$  と密接に関係しており、炉心部における圧力損失の増加は式(4-5)を用いて以下のように記述される。

$$\Delta P_{roll} = \zeta'_{lat}\gamma_{CORE}u_\theta^2/2g = (\zeta'_{lat}\gamma_{CORE}v^2/2gR^2)Re^2 = cRe^2 \quad \dots (4-18)$$

ここで第一近似として、式(4-18)中の  $c$  を定数と仮定する。SG 部における交番流も炉心部と同様のメカニズムにより引き起こされると考えられるので、横揺れ運動による SG 部における圧力損失の増加も式(4-18)と同じ式によって表記されるはずである。

横揺れ運動による圧力損失の増加を考慮すると、以下の式を得られる。

$$\begin{aligned} \Delta P = & \zeta_{CORE}\gamma_{CORE}u_{CORE}^2/2g + \zeta_{hot}\gamma_{hot}u_{hot}^2/2g + \zeta_{SG}\gamma_{SG}u_{SG}^2/2g + \zeta_{cold}\gamma_{cold}u_{cold}^2/2g \\ & + c'Re^2 \quad \dots\dots\dots (4-19) \end{aligned}$$

ここで、上式の右辺最後の項は横揺れ運動による系全体の圧力損失の増加を表す。この項の主要な寄与は、炉心部、SG 部における圧力損失の増加である。しかし、この項には系の他の部分、たとえばホット・レグ、コールド・レグにおいて横揺れ運動により生じた圧力損失の増加も含まれている。式中の比例定数  $c'$  を求めるため、ケース 2 の  $\tau=7.49$  s の実験結果を式(4-19)に代入し、 $c'=4.14 \times 10^{-12}$  Pa を得た。炉心ヒーター出力による一次冷却水温度の違いは系内の一次冷却水密度に僅かな影響しか及ぼさないので、横揺れ運動による圧力損失の増加はこれらの違いに殆ど影響されない。それ故、本解析モデルの比例定数  $c'$  は炉心ヒーター出力によらず一定とする。本解析モデルでは、横揺れ運動による圧力損失の増加は動揺のレイノルズ数の 2 乗に比例するのに対し、自然循環の駆動力は動揺のレイノルズ数に比例する（式(4-13)参照）。このため、横揺れ周期が短くなるにつれて、横揺れによる圧力損失の増加は次第に自然循環駆動力



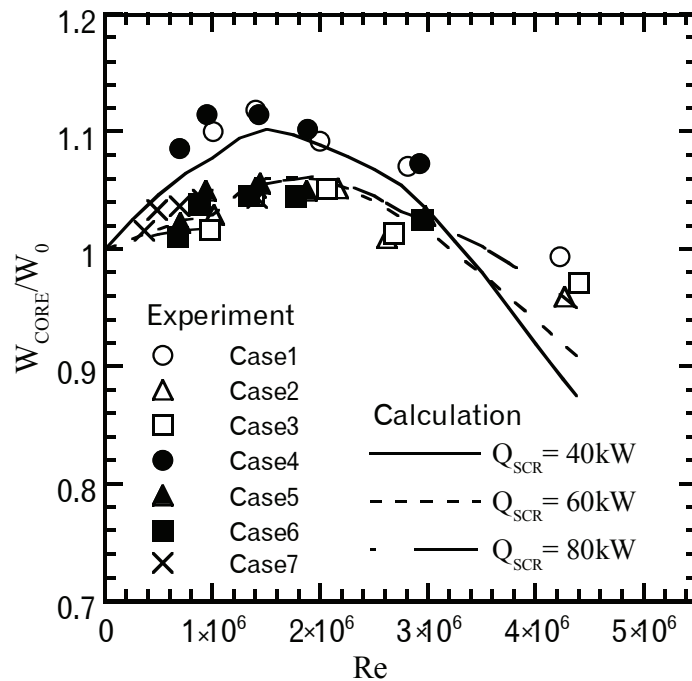


図 4-16 解析結果と実験結果の比較

の増加を上回るようになる。また、動揺のレイノルズ数により、横揺れ振幅の効果も解析モデルに取り入れられている。

図 4-16 に本モデルの計算結果と実験結果との比較を示す。計算結果は各炉心ヒーター出力に対する正立状態の計算結果により規格化されている。その減少は  $Re \geq 2.8 \times 10^6$  で実験結果よりも大きくなるものの、計算結果は各々の炉心ヒーター出力に対してピークを持つ。さらに、実験結果も同じであるが、レイリー数が小さいほど、動揺のレイノルズ数に対する変化はより顕著になっている。以上の結果から、さらなる改良が必要であるものの、提案された一次元解析モデルは炉心ヒーター出力、横揺れ振幅によらず、横揺れ周期に対する炉心流量の変化を予測できることが明らかとなった。

#### 4. 6 結 言

動揺台に搭載した模擬船用炉を用いた一連の自然循環実験を実施し、横揺れ状態における自然循環特性を種々の炉心ヒーター出力、横揺れ周期、振幅に対

して検討した。その結果、以下の結論を得た。

1. 横揺れ状態における船用炉の自然循環においては、ホット・レグ、コールド・レグにおける一次冷却水循環流量は横揺れ角に対応して周期的に変動するのに対し、炉心流量は時間的に変動しない。
2. ホット・レグ、コールド・レグの流量変動は主として横揺れ運動の慣性力によって引き起こされる。横揺れ周期が短くなるにつれて各レグにおける流量変動の振幅は増大し、横揺れ角と流量信号との位相差は拡大する。
3. 自然循環駆動力が大きくなるにつれ、各レグの流量変動の振幅は減衰する。この減衰はホット・レグの方がコールド・レグよりも顕著であり、横揺れの角速度が小さい方が顕著である。
4. 炉心部における一次冷却水流動様式は横揺れ角度とともに変動する。この変化は横揺れ運動の慣性力と炉心発熱部の密度勾配に作用する重力により引き起こされる。
5. 横揺れ周期が短くなるにつれて、炉心流量は一旦増大した後、減少する。この変化は炉心ヒーター出力の増大、或いは横揺れ振幅の減少に伴ってより目立たなくなる。また、この変化は動揺のレイノルズ数とレイリー数によって整理できる。
6. 自然循環駆動力と横揺れ運動による圧力損失の増加を横揺れのレイノルズ数の関数として表す簡単な一次元解析モデルを提案した。さらなる改良が必要であるものの、このモデルの計算結果は2つの点、即ち動揺のレイノルズ数とレイリー数に関して実験結果と一致した。

## 記号

$a$  : 加速度 [ $\text{m/s}^2$ ]

$d_h$  : 炉心発熱部の等価水力直径 [ $\text{m}$ ]

$e_0$  : 電磁流量計の出力信号

$g$  : 重力加速度 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$G(s)$  : 伝達関数

$h$  : 高さ [ $\text{m}$ ] (式(4-12)参照)

$k_1, k_2$  : 円管の配列に関する係数(式(4-16)参照)  
 $l$  : 炉心発熱部下端から上向きに測った距離 [m]  
 $L_{CORE}$  : 炉心発熱部長さ (= 1.5 m)  
 $P/d$  : ヒーターのピッチと管径との比  
 $q$  : 炉心ヒーター棒の表面熱流束 [ $w/m^2$ ]  
 $Q_{SCR}$  : 炉心ヒーター出力 [kW]  
 $r$  : 横揺れの中心軸からの半径方向距離 [m]  
 $R$  : 横揺れの中心軸から下部プレナム底部までの距離 [m]  
 $Ra$  : 系全体のレイリー数 ( $= g\beta (d_h/2)^4 (T_{up}-T_{lp}) / \kappa\nu L_{CORE}$ )  
 $R_{CORE}$  : 横揺れの中心軸と炉心発熱部中心との距離 [m]  
 $Re$  : 系全体に対する動揺のレイノルズ数 ( $= 4R^2 \Theta / \tau\nu$ )  
 $Re_{CORE}$  : 炉心部に対する動揺のレイノルズ数 ( $= 4R_{CORE} d_h \Theta / \tau\nu$ )  
 $t$  : 時間 [s]  
 $T$  : 一次冷却水温度 [K]  
 $u$  : 速度 [m/s]  
 $u_0$  : 円管に直交する流体速度 [m/s] (式(4-16)参照)  
 $V$  : 体積流量 [ $m^3/h$ ]  
 $W$  : 質量流量 [kg/h]  
 $W_0$  : 正立時の炉心流量 [kg/h]  
 $z$  : SG部上端から下向きに測った距離 [m]  
 $\alpha$  : 傾斜角 [deg]  
 $\beta$  : 体膨張係数 [1/K]  
 $\gamma$  : 比重量 [ $kg/m^3$ ]  
 $\Delta P$  : ループ一巡の自然循環駆動力(式(4-12)参照) [Pa]  
 $\Delta P_{loss}$  : 流れに直交した円管群により生ずる圧力損失 [Pa] (式(4-16)参照)  
 $\Delta P_{roll}$  : 横揺れ運動による炉心部の圧力損失の増加 [Pa]  
 $\zeta$  : 圧力損失係数  
 $\theta$  : 横揺れ角 [deg または rad]  
 $\Theta$  : 横揺れ振幅 [deg または rad]  
 $\kappa$  : 温度伝導率 [ $m^2/s$ ]

$\nu$ : 動粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\tau$ : 横揺れ周期 [s]

$\omega$ : 横揺れ運動の角速度 [rad/s]

添字

AC: コールド・レグ A

AH: ホット・レグ A

BC: コールド・レグ B

BH: ホット・レグ B

cold: コールド・レグ

CORE: 炉心部

hot: ホット・レグ

lat: ヒーター棒に垂直な方向

lp: 下部プレナム

r: 半径方向

SEC: 2次冷却系

SG: 蒸気発生器

up: 上部プレナム

$\theta$ : 接線方向の

#### 参考文献

- 1) 赤木新介, 内田完司, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達”, 第 21 回伝熱シンポ, 京都, (1984-5), pp.604-606.
- 2) 赤木新介, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達(続報)”, 第 22 回伝熱シンポ, 東京, (1985-5), pp.446-448.
- 3) 加藤洋治, “タンカー荷油の放熱に関する動揺の影響”, 日造論, **126**, (1969), pp.421-430.
- 4) Doerffer, S. and Mikielewicz, J., “The influence of oscillation on natural convection in ship tanks”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 7-1, (1989), pp.49-60.
- 5) 入江正彦, “一体型船用炉の概念設計”, 舶機誌, 7-12, (1972), pp.877-882.

- 6) Iyori, I., Aya, I., Murata, H., Kobayashi, M. and Nariai, H., “Basic flow rate characteristics of natural circulation of marine reactors at inclined attitude”, *Proc. 2nd Int. Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations*, Tokyo, (1986), Vol.1, pp.124-131.
- 7) Iyori, I., Aya, I., Murata, H., Kobayashi, M. and Nariai, H., “Natural circulation of integrated-type marine reactor at inclined attitude”, *Nucl. Eng. Design*, **99**, (1987), pp.423-430.
- 8) Zukauskas, A., “*Advances in Heat Transfer*”, Academic Press, (1972), p.9.

## 第5章 船用炉炉心部の自然対流熱伝達に及ぼす横揺れの影響 に関する実験的研究

### 5.1 緒言

垂直の管群体系における水の強制対流，共存対流，自然対流は多くの工学的応用機器にとって特に重要である．例えば，船舶事故による電源喪失によって船用炉（図 5-1）の一次冷却水ポンプが停止した場合，炉心部から発生する崩壊熱は一次冷却水の自然対流により取り除かれなければならない．このような状況において、自然対流による除熱は原子炉一次冷却系を冷却し，減圧するのに有効である．特に受動安全性の概念を取り入れた船用炉では事故時の安全対策に自然対流，共存対流を大いに利用している<sup>1), 2)</sup>．前章において船用炉の横揺れ時自然循環特性について明らかにしたが，船用炉の事故時の安全性評価のためには，炉心部における伝熱特性についても明らかにする必要がある，鉛直管群における自然対流，及び共存対流に対する信頼性の高い熱伝達相関式を開発することは重要である．管群における熱伝達に関しては多くの研究がなされてきたが，水の層流の強制対流，自然対流，共存対流については実験データ及び熱伝達相関式は殆ど報告されておらず，僅かにレイノルズ数 6000 未満の等温壁，または一様加熱壁に関して二，三のデータがあるのみである<sup>3)-6)</sup>．

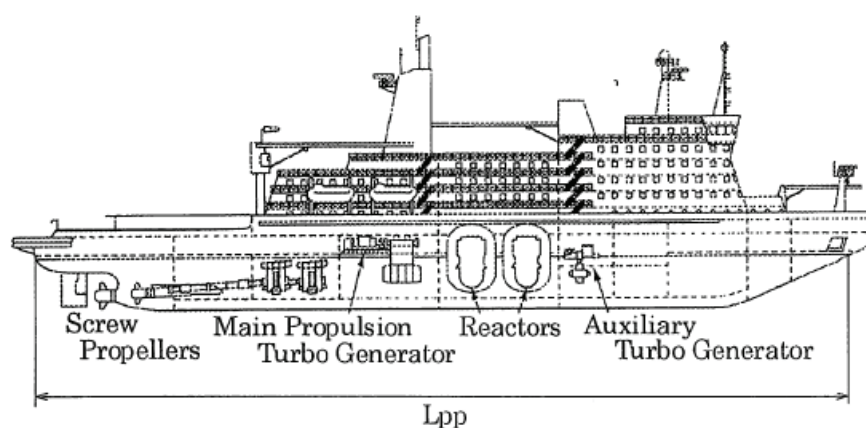


図 5-1 原子力砕氷船の概念図<sup>1)</sup>

El-Genk ら<sup>3)</sup>は一様加熱され、矩形断面のシュラウドに覆われた基盤目配列の9本の円管群 ( $P/d: 1.25, 1.38, 1.5$ ) における水の強制対流、自然対流、自然対流が重畳した共存対流に関する広範な実験を実施した。彼らの実験装置では、円筒形の格納容器がシュラウドに覆われた試験部全体を収容し、格納容器と試験部とは循環ポンプを備えた外部循環ループで繋がれている。自然循環実験では外部循環ループは切り離され、格納容器とシュラウドに覆われた試験部とが循環流路を形成する。一方、強制対流及び共存対流実験では、冷却水は試験部を通して外部循環ループへ循環する。彼らはレイノルズ数とリチャードソン数により得られた熱伝達データを分類した。

Keyhani ら<sup>4)</sup>は原子炉から出る使用済み燃料集合体の貯蔵及び廃棄に関連して、円筒形密閉容器に収納された2種類の鉛直管群における自然対流熱伝達を広範囲のレイリー数にわたって計測した。2種類の燃料集合体のうちの一方は  $P/d=3.08$ ,  $L/d=138$ ,  $L/D=10.62$  の  $3 \times 3$  の管群であり、もう一方は  $P/d=2.25$ ,  $L/d=92.42$ ,  $L/D=5.79$  の  $5 \times 5$  の管群である。各々の管の単位長さあたりの発熱量は一様であり、円筒形密閉容器の表面温度は一定に保たれている。彼らは、各々の管群の全体のヌセルト数、及び各円管に対するヌセルト数をレイリー数の関数として求め、管群全体のヌセルト数の相関をレイリー数と幾何形状パラメーターとによって記述した。

船用炉の自然循環炉心冷却の場合、船体運動の加速度変動による見かけの力（以後、船体運動の慣性力と呼ぶ）が一次冷却水に加わるため、自然対流は船体運動により影響を受ける。横揺れの慣性力は横揺れの中心軸からの距離に比例して変化し、全体としての現象は非常に複雑になるため、動揺台に搭載された模擬船用炉を用いて一連の単相自然循環実験を実施し、前章において横揺れ時の自然循環特性を明らかにした。本章では、横揺れ時の炉心部熱伝達について検討する。なお、横揺れ運動する単純な系における自然対流に関する従来の研究<sup>7)-10)</sup>と比較すると、本研究の実験装置は以下の点で炉心部における実機の流動様式をより忠実に模擬している。(1)本実験装置は上部/下部タイ・プレートやスペーサなどの炉心内部構造物を備えている。(2)炉心集合体はより多くのヒーター棒で構成される。

## 5. 2 実験装置と実験方法

実験装置の概略を図 5-2 に示す。実験装置は模擬炉心，模擬 SG (熱交換器)，及び接続配管 (ホット・レグ，コールド・レグ) から構成されている。実験装置の形状・構成は，日本造船研究協会で概念設計がなされた NSR-7<sup>11)</sup> (図 5-3 及び表 5-1) を参考にして決定された。実験装置は高さ方向の寸法に重点が置かれ，高さ方向の寸法は NSR-7 とほぼ等しく，各断面の流路面積は実験装置と NSR-7 との熱出力の比に比例して縮小されている。循環経路一巡の全圧力損失は NSR-7 を参考にして決定された。実験装置はステンレス製でガラスファイバー製断熱材で覆われており，大気圧で運転される。

図 5-4 は模擬炉心部の詳細を示している。炉心部の断面は幅 360 mm，奥行き 75 mm である。一次冷却水の流動様式が実際の状況と類似するように，炉心部の幅は奥行きよりも遙かに大きくなっている。模擬炉心部は外径 10.4 mm，有効

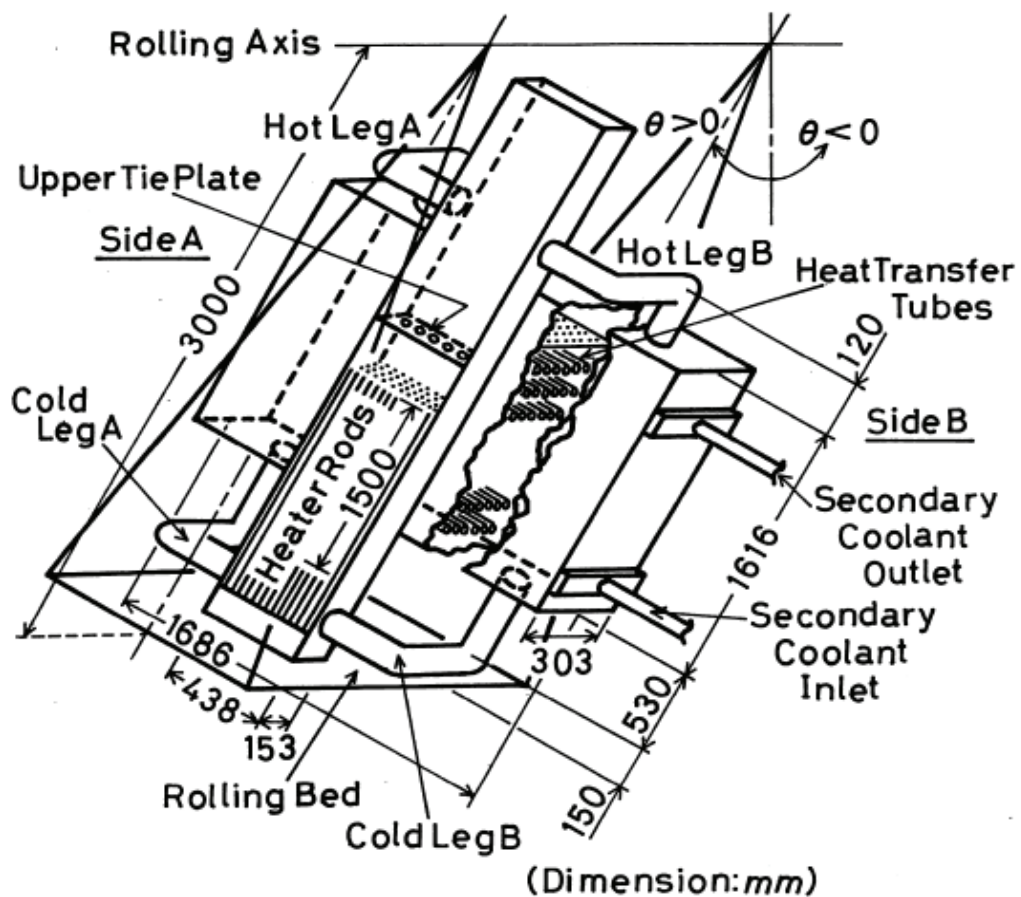


図 5-2 実験装置の概略



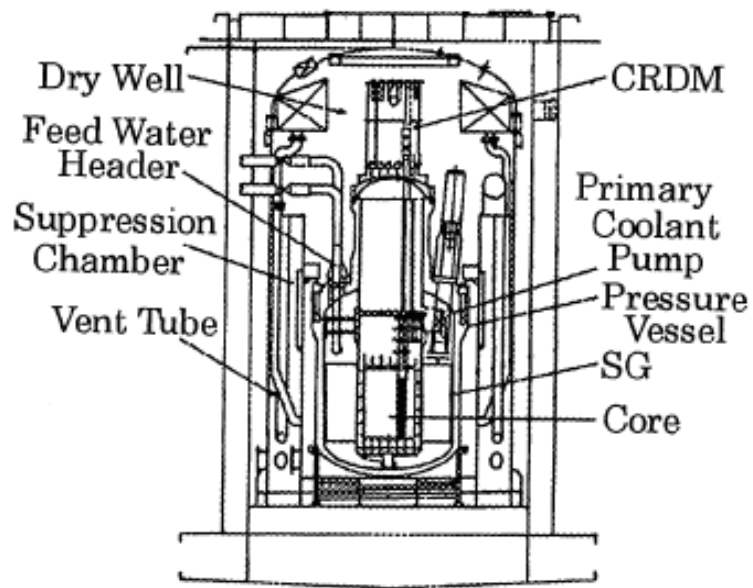


図 5-3 NSR-7 炉の概念図

表 5-1 NSR-7 炉の主要目

炉出力（熱出力）	300 MW
炉型	一体型加圧水炉
加圧方式	自己加圧（ヘリウムガス）
格納容器方式	圧力抑制型
1 次系	
作動圧力	13.4 MPa
炉心入口／出口温度	575 / 591 K
冷却材流量	3600 [kg/s]
蒸気発生器	
型式	貫流型ヘリカルコイル方式
蒸気圧力	4.9 MPa
蒸気温度	571 K
蒸気流量	164 [kg/s]

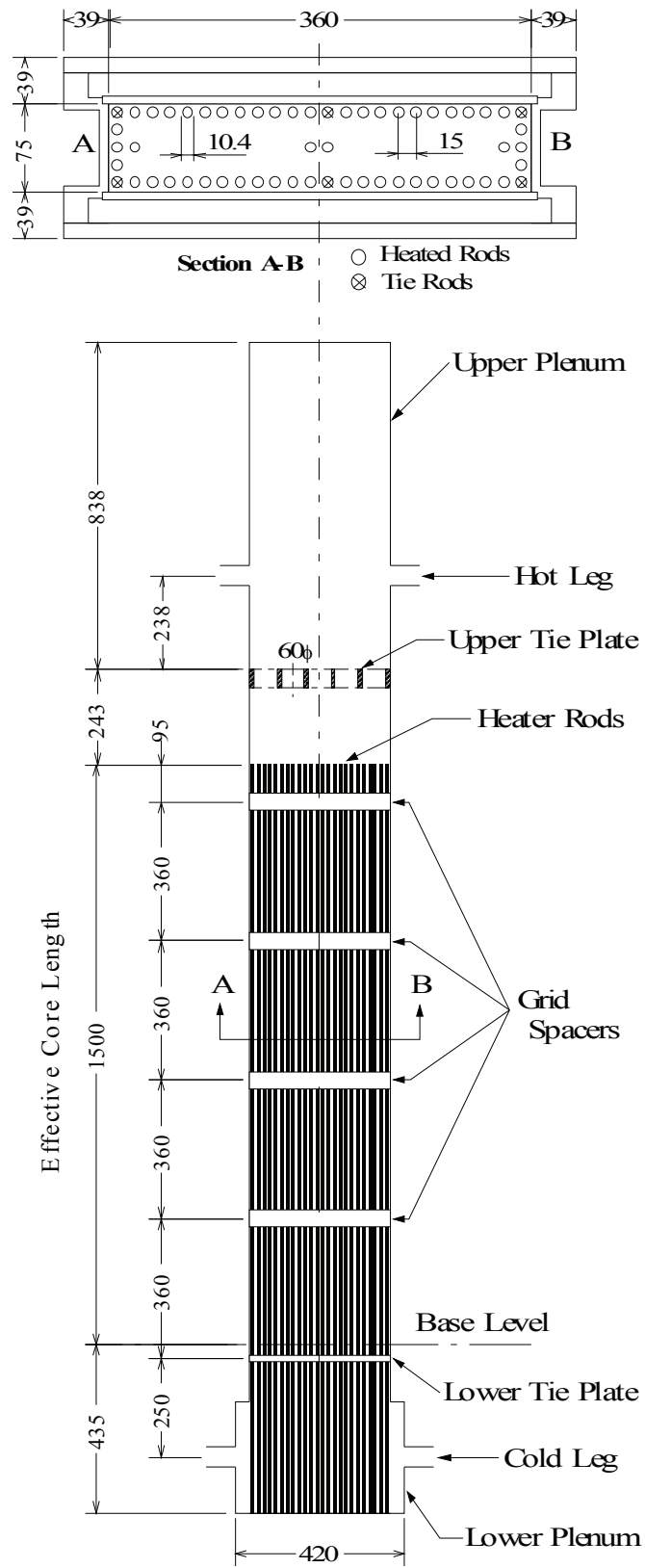


図 5-4 炉心部の詳細

発熱長 1500 mm のシース・ヒーター114 本から構成されている。シース・ヒーター及び 6 本の同一寸法の（非発熱の）タイ・ロッドはピッチ 15 mm, 24(幅)×5(奥行き)の碁盤目配列で配置されている。シース・ヒーターの間隔は 4 カ所のグリッド・スペーサで維持される。流体の攪拌は下部タイ・プレートにより促進される。下部タイ・プレートには、シース・ヒーター及びタイ・ロッドと同心の位置に外径 11.2 mm の穴 120 個が穿たれており、これらの穴とは千鳥配置となる位置に外径 6.9 mm の穴 92 個が開けられている。

模擬 SG 部はシェル・アンド・チューブ型の熱交換器であり、外径 34 mm の伝熱管が 6 列、二次冷却水入口からピッチ 100 mm で 12 段設置されている。ホット・レグ、コールド・レグ配管の内径は 54.9 mm であり、一次冷却水流量はホット・レグ、コールド・レグの A 側, B 側各々に設置されている計 4 台の電磁流量計で計測される。その精度はメーカーの仕様で保証されており、最大誤差は±3% である。この測定誤差により熱電対出力に±0.5 K の誤差が生じる。実験装置は動揺台に搭載され、動揺台盤面は下部プレナム底部と一致する。

本実験では、横揺れ角は垂線から反時計方向に計測した。図 5-2 に示すように、A 側, B 側はそれぞれ実験装置の左側, 右側を指している。

図 5-5 に炉心部における温度測定点を示す。一次冷却水温度は外径 1 mm の T 型シース熱電対で計測した。ヒーター棒表面温度は外径 1 mm の K 型シース熱電対（これらはヒーター棒表面に機械加工された溝部に埋め込まれ、表面が滑らかになるよう銀ロウ溶接されている）で計測した。T 型熱電対の最大計測誤差は±0.8%, K 型熱電対の最大計測誤差は±1.2%と見積もられる。レベル 1~6 はそれぞれ、下部プレナム, 下部タイ・プレート, 炉心発熱部中央, 4 番目のグリッド・スペーサの上流, 同下流, 上部タイ・プレートの鉛直方向位置に対応する。レベル 2~6 では、熱電対は一次冷却水の流動様式を推定するため、各レベルの A 側, B 側, 及び中央部に設置されている。

計測された変量（温度, 流量, 電気出力, 横揺れ角, 炉心部の等価水力直径  $d_h$ ）の相対的な誤差により、ヌセルト数  $Nu$  には±10%, レイノルズ数  $Re$  には±5%, プラントル数  $Pr$  には±1.5%, レイリー数  $Ra$  には±11%, リチャードソン数  $Ri$  には±10.5%,  $Re_R$  には±5%,  $Ri_R$  には±11%の誤差が生じる。ヌセルト数に生じる誤差の主要因は温度と電気出力であり、レイリー数の誤差では温

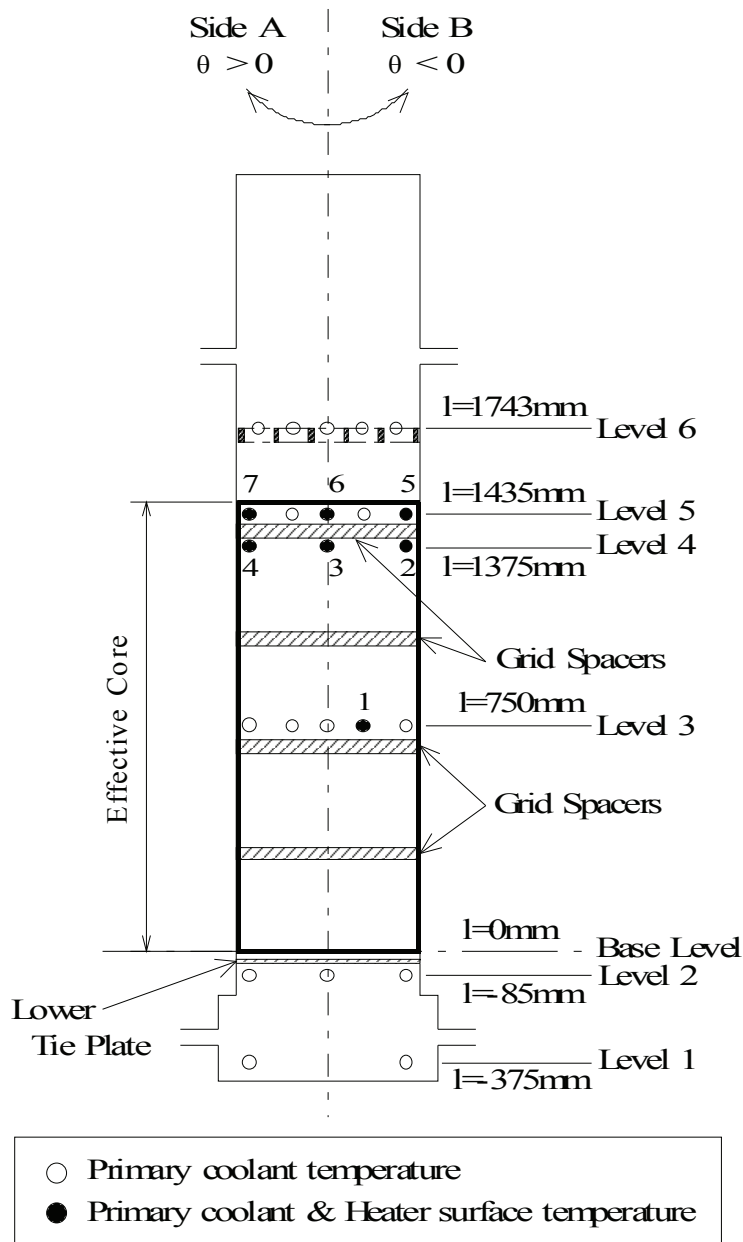


図 5-5 炉心部温度測定点

度と等価水力直径，リチャードソン数の誤差については質量流量， $Re_R$  及び  $Ri_R$  の誤差に関しては横揺れ角である。

炉心部熱伝達に及ぼす船体運動の影響を検討するため，2種類の自然循環実験を実施した．一つは定傾斜自然循環実験であり，この実験は横揺れ運動による慣性力を除外して傾斜角が熱伝達に及ぼす影響を明らかにするために実施し

た．もう一つは横揺れ自然循環実験であり，この実験は横揺れ周期，横揺れ振幅，炉心発熱量を幾つか変えて実施した．実験条件を表 5-2 に示す．これらの実験では，一次冷却水温度を同一レベルに維持するため，二次冷却水流量は炉心発熱量に比例させて変化させた．結果として，上部/下部プレナムにおける一次冷却水温度はこれらの実験でほぼ同じとなっている．実験パラメータを設定した後，実験装置各部の温度を監視した．これらの温度の時間変化が無視できるほど小さくなったとき，系全体の熱水力挙動は安定したと判断して，測定を行った．

表 5-2 自然循環実験の実験条件

(1)定傾斜自然循環実験	
傾斜角	$\alpha = 0, \pm 15, \pm 22.5^\circ$
加熱条件	$Q_{SCR} = 40\text{kW}, V_{SEC} = 2\text{m}^3/\text{h}$
	$Q_{SCR} = 60\text{kW}, V_{SEC} = 3\text{m}^3/\text{h}$
	$Q_{SCR} = 80\text{kW}, V_{SEC} = 4\text{m}^3/\text{h}$
(2)横揺れ自然循環実験	
横揺れ周期	$\tau = 5, 7.5, 10, 15, 20 \text{ s}$
横揺れ振幅	$\theta = 7.5, 15, 22.5^\circ$
加熱条件	$Q_{SCR} = 40\text{kW}, V_{SEC} = 2\text{m}^3/\text{h}$
	$Q_{SCR} = 60\text{kW}, V_{SEC} = 3\text{m}^3/\text{h}$
	$Q_{SCR} = 80\text{kW}, V_{SEC} = 4\text{m}^3/\text{h}$

動揺台の機構的な限界と動揺台に搭載された実験装置の慣性により，横揺れ角の信号は正弦波とは僅かに異なっている．横揺れ周期が長くなるにつれ，正弦波からのずれはより顕著になる．しかしながら，横揺れ角の信号は次式で近似することができる．

$$\theta(t) = \Theta \sin \omega t \quad \dots \dots \dots (5-1)$$

このとき，横揺れ運動による加速度は次のように表される．

$$a_r = -r\dot{\theta}^2 = -r\omega^2 \Theta^2 (1 - \sin^2 \omega t) \quad \dots \dots \dots (5-2)$$

$$a_{\theta} = r\ddot{\theta} = -r\omega^2 \Theta \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (5-3)$$

ここで  $r$  は横揺れ運動の中心軸からの距離を示す。実験装置内部の一次冷却水は横揺れ運動の中心軸からの距離に比例して増大する加速度を受ける。接線方向の加速度は横揺れ振幅に比例するのに対し、半径方向加速度は横揺れ振幅の2乗に比例して増大する。本実験範囲では横揺れ振幅は1よりも小さい ( $\Theta \leq \pi/8$ ) ので、これら2つの成分の比

$$|a_r|/|a_{\theta}| = \Theta \quad \dots\dots\dots (5-4)$$

は1よりも小さい。それ故、実験装置のどの位置においても接線方向加速度は半径方向加速度よりも大きい。

自然循環に及ぼす横揺れ運動の影響を定量的に評価するため、動揺のレイノルズ数<sup>7)-10)</sup>を導入する。動揺のレイノルズ数は横揺れ運動の慣性力と流体の粘性力との比を表し、次式で定義される。

$$Re_R = u_{\theta} d_h / \nu \quad \dots\dots\dots (5-5)$$

ここで、 $u_{\theta}$  は横揺れ運動の代表速度であり、次式で表される。

$$u_{\theta} = 4R\Theta / \tau \quad \dots\dots\dots (5-6)$$

ここで、 $R$  は横揺れ運動の中心軸と炉心発熱部中央との距離を表し、 $u_{\theta}$  は炉心発熱部中央における接線方向の代表速度を示す。

実機における横揺れ条件を見積もり、実験条件と比較するのは有意義である。表5-3はNSR-7炉を搭載する予定のコンテナ船<sup>12)</sup>の主要寸法を纏めたものである。この船は計画段階で実際に建造されていないので、船体運動に関する詳細なデータは入手できない。しかし、横揺れ振幅が小さい場合には、横揺れの固有周期は以下の式で近似できる<sup>13)</sup>。

表 5-3 原子力コンテナ船の主要寸法<sup>12)</sup>

垂線間距離 ( $L_{pp}$ )	268.0 m
船幅 ( $b$ )	32.2 m
深さ	19.5 m
満載喫水	9.1 m
満載排水量	42,000 ton

$$\tau = 2.01k_{xx}/\sqrt{GM} \quad \dots\dots\dots (5-7)$$

ここで、 $k_{xx}$ は重心を通る縦軸回りの見かけの環動半径、 $GM$ は船体中心線面上における重心からのメタセンタ高さである。これら2つのパラメータについては、満載時の平均的なコンテナ船に関して次のような関係式が得られている<sup>14)</sup>。

$$GM/b = -2.5 \times 10^{-4} L_{pp} + 0.0821 \quad \dots\dots\dots (5-8)$$

$$k_{xx}/b = 0.38 \quad \dots\dots\dots (5-9)$$

ここで、 $b$ は船幅を、 $L_{pp}$ は垂線間長さ(図5-1参照)を示す。式(5-7)、(5-8)、(5-9)から、コンテナ船の横揺れ固有周期は約35sと計算される。実験装置では代表長さ $R$ は1.815mであるが、計画されたコンテナ船の代表長さは約2.2mと見積もられる<sup>12)</sup>。実験装置炉心発熱部の等価水力直径は $1.83 \times 10^{-2}$ mであり、計画船のそれはほぼ $1.7 \times 10^{-2}$ mと見積もられる<sup>11)</sup>。

これらのデータから、各々に関する動揺のレイノルズ数は以下のような値となる。

$$\text{本実験: } 2.0 \times 10^3 \leq \text{Re}_R \leq 2.4 \times 10^4 \quad \dots\dots\dots (5-10)$$

$$\text{計画船: } 4.4 \times 10^3 \leq \text{Re}_R \leq 1.3 \times 10^4 \quad \dots\dots\dots (5-11)$$

本実験の横揺れ条件は実際の条件をカバーしていることが分かる。

### 5.3 実験結果と考察

まず最初に正立状態の自然循環熱伝達について検討する。以下の研究者たち<sup>3)-6)</sup>が一次冷却水の混合平均温度と炉心発熱部中央におけるヒーター表面温度により定義される平均ヌセルト数について論じている。El-Genkら<sup>3)</sup>は本実験とほぼ同じ密閉ループの実験装置を用いて自然対流実験を実施して炉心部熱伝達の実験相関式を求めている。しかしながら、密閉ループの自然対流実験では炉心流量は自然循環駆動力(これはループに沿った不均一な流体温度分布から生ずる)とループの圧力損失とのバランスにより決まる。それ故、炉心流量は個々の実験装置に依存し、本実験における流動条件は必ずしも彼らの自然対流実験と同じではない。さらに、炉心流量は系全体の自然循環により発生したものであるが、炉心部における熱伝達に局所的に注目するならば、炉心流量は既知の量として取り扱われるべきである。結果的に、炉心部の熱伝達は共存対流として取り扱われる場合がある<sup>15)</sup>。El-Genkらはまた、共存対流実験を実施し

ているので、ループの流動特性の違いは彼らの共存対流の実験結果を考慮することにより克服できる。熱伝達がどのようにループの特性に依存しているかを検討し、本実験結果と彼らの結果とを比較することにより支配的なパラメータを見いだすことは有益である。

El-Genk らはレイノルズ数とリチャードソン数により、彼らのデータを強制対流、自然対流、共存対流に分類している（図 5-6）。彼らによれば、乱流の強制対流データは $(Re/Re_T) > 1$ となる図 5-6 の上半分に位置し、層流の強制対流データは $(Re/Re_T) < 1$ かつ $Ri < 2$ となる図 5-6 の左側の下部分に位置する。ここで、 $Re_T$  は層流の強制対流から乱流領域への遷移におけるレイノルズ数を示し、以下のように表される<sup>3)</sup>。

$$Re_T = 1.33 \times 10^4 [(P/d) - 1] \dots\dots\dots (5-12)$$

また、彼らは  $Ri > 2$  の領域は自然対流と共存対流のデータで占められると報告している。図 5-6 に示されるように、本実験データは  $Ri > 2$  の領域に存在する。流動様式は図そのものからでは判断できないので、本実験結果がどのように分類できるか検討するためには、彼らの自然対流、共存対流相関式それぞれと比較されなければならない。

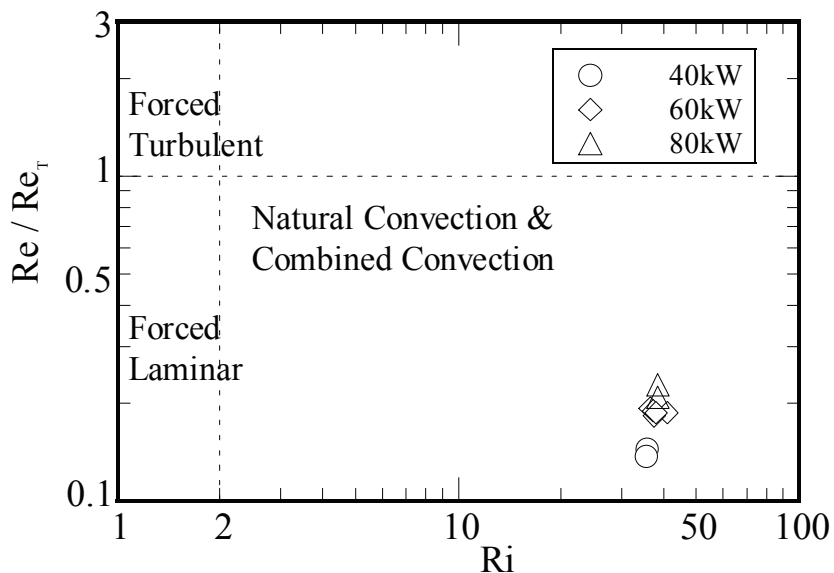


図 5-6 強制対流、自然対流、共存対流のマップ



図 5-7 は本実験結果と El-Genk らの自然対流相関式との比較を示す。図中のバーは±10%の測定誤差を示す。彼らの相関式は次のように記述される。

$$P/d=1.5 \text{ のとき, } Nu_{m0} = 0.178Ra^{0.27} \dots\dots\dots (5-13)$$

$$P/d=1.25, 1.38 \text{ のとき, } Nu_{m0} = 0.057Ra^{0.35} \dots\dots\dots (5-14)$$

式(5-13)は図中の破線で、式(5-14)は一点鎖線で示す。本実験結果の最適近似式は図中の実線で示され、以下のように記述される。

$$P/d=1.44 \text{ のとき, } Nu_{m0} = 0.517Ra^{0.207} \dots\dots\dots (5-15)$$

本実験結果は殆どばらつきがない。ヌセルト数における測定誤差を考慮すると、式(5-13)は本実験結果とかなりよく一致している。しかし、式(5-13)はヌセルト数を過大評価する傾向がある。式(5-13)と式(5-15)の差はレイリー数の増大に伴って増加し、ついには 10%の測定誤差範囲を超えてしまう。

次に本実験結果が El-Genk らの共存対流の相関式と一致するかを検討する。彼らの共存対流相関式は、層流の強制対流のヌセルト数に自然対流に関するヌセルト数を付加したものであり、次のように表される<sup>3)</sup>。

$$Nu_{CMB} = (Nu_{m0}^4 + Nu_{FL}^4)^{0.25} \dots\dots\dots (5-16)$$

式(5-16)の右辺第 1 項は自然対流における平均ヌセルト数(式(5-13))を示し、右辺第 2 項は以下のように記述される層流の強制対流におけるヌセルト数<sup>3)</sup>を示す。

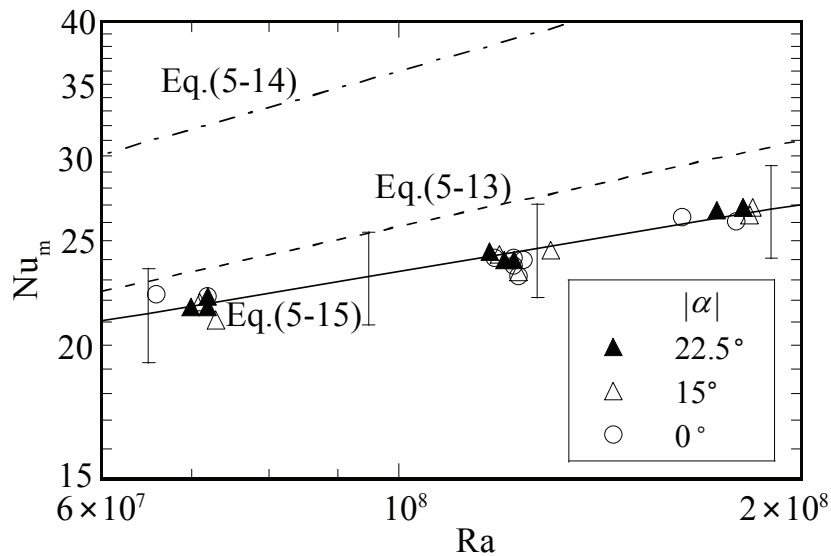


図 5-7 正立・定傾斜状態の熱伝達相関式

$$\text{Nu}_{\text{FL}} = A \cdot \text{Re}^B \text{Pr}^{0.33} \quad \dots\dots\dots (5-17)$$

ここで

$$A = 2.97 - 1.76(P/d) \quad \dots\dots\dots (5-18)$$

$$B = 0.56(P/d) - 0.30 \quad \dots\dots\dots (5-19)$$

図 5-8 は本実験結果と El-Genk らの共存対流相関式との比較を示す。図中のバーは±10%の測定誤差を示す。本実験結果は共存対流相関式により与えられる推定値により規格化され、リチャードソン数に対して示される。破線は本実験結果が彼らの共存対流相関式とぴったりと一致する状況を示している。本実験結果は彼らの相関式よりも 8~17%程度小さく、両者の一致は自然対流相関式の場合に比べると良くない。これらの比較から、本実験結果は彼らの共存対流相関式よりもむしろ、自然対流相関式(式(5-15))とよく一致していると結論される。

実験装置が傾斜している場合、浮力は中心軸に対して横方向の成分を持つようになり、二次流れが発生する。図 5-9 は我々が以前、本実験装置の模擬炉心を用いて実施した定傾斜自然循環実験<sup>16)</sup>において観測した流動様式を模式的に示したものである。なお、その実験では一次冷却水流れが観察できるよう、

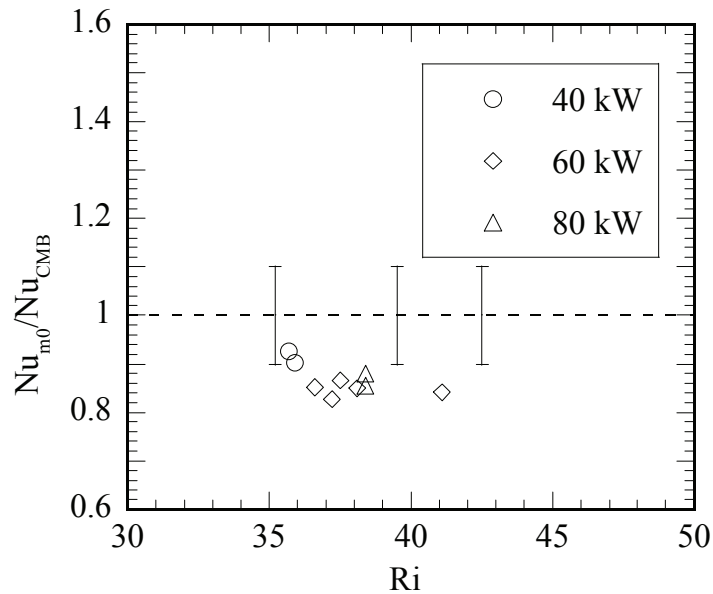


図 5-8 実験結果と共存対流相関式との比較

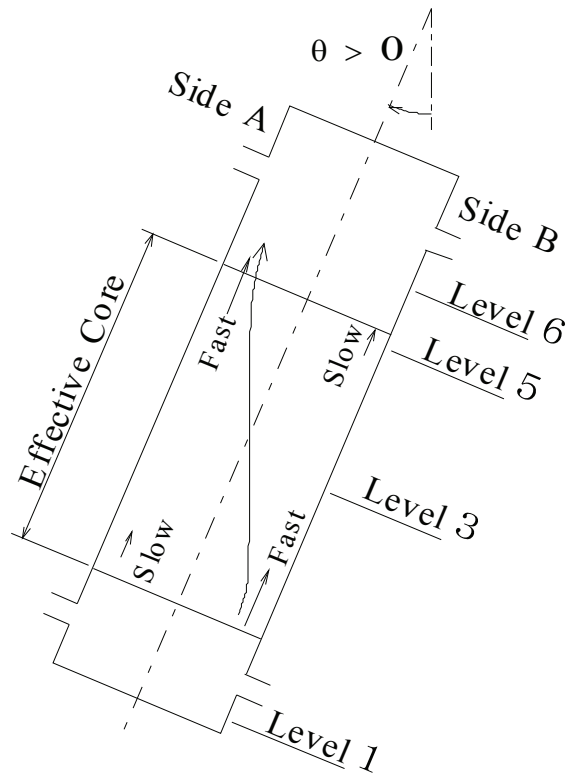


図 5-9 定傾斜状態の炉心部で観察された流動様式

模擬炉心部の前面,背面は全面がパイレックス・ガラスの透明壁となっていた。浮力により,一次冷却水はヒーター棒を斜めに横切って流れ,炉心発熱部出口では A 側, B 側で僅かに流量不均一が起こっている。ここでは示さないが,本実験のレベル 3, 5, 6 における一次冷却水の横方向温度分布は,我々が以前行った自然循環実験の結果と同じ傾向を示す。すなわち,図 5-9 について言うと,測定点が B 側から A 側に向かうにつれて同一レベルにおける一次冷却水温度は上昇する。それ故,本実験における流動様式もまた,図 5-9 に示すようなものと考えられる。この流動様式は炉心部の熱伝達に変化を起こす可能性がある。

定傾斜状態におけるヌセルト数を図 5-7 に示す。正立状態のヌセルト数と定傾斜状態におけるヌセルト数の間には何ら明瞭な違いは認められない。それ故,本実験範囲では,傾斜角が流動様式に顕著な違いを引き起こすほど十分大きくなかったため,炉心部熱伝達は傾斜角により殆ど影響を受けないと言える。

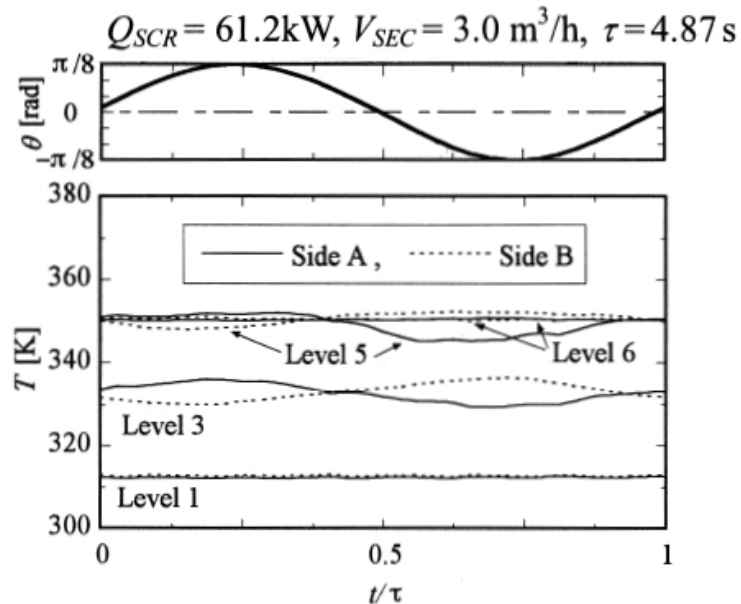


図 5-10 横揺れ時の一次冷却水温度の周期変動

実験装置が横揺れ運動するとき、横揺れ運動による加速度が一次冷却水に作用する。図 5-10 は一次冷却水温度の周期的変化を横揺れ角と比較して示す。本結果は同一位相のデータを平均して求めたものである。レベル 1 の一次冷却水温度は一定値のままであるが、レベル 3 では一次冷却水温度は横揺れ角とともに変動し、A 側の温度は B 側の温度とは位相が  $180^\circ$  ずれている。同様の挙動はレベル 5 でも認められる。レベル 6 では、上部タイ・プレートで一次冷却水が攪拌されるので、A 側と B 側との間の温度差はそれ程顕著ではなくなる。

これらの結果から、炉心部における一次冷却水は図 5-11 に模式的に示したように流れるものと考えられる。炉心部が横揺れする間、炉心部の一次冷却水には反作用として横揺れ運動の慣性力の接線方向成分を受ける（横揺れ角が正の時、一次冷却水は A 側に逸れる）。それ故、下部プレナムにおける流入量は A 側で抑制され、B 側で促進される。その結果、下部プレナムから流入する低温の一次冷却水の流量は B 側で大きくなる。一方、ヒーター部を横切って流れた高温の一次冷却水の流量は B 側よりも A 側で大きくなる。その結果、A 側の一次冷却水温度は B 側に比べて高くなる。横揺れ角が負になると状況は逆転する。

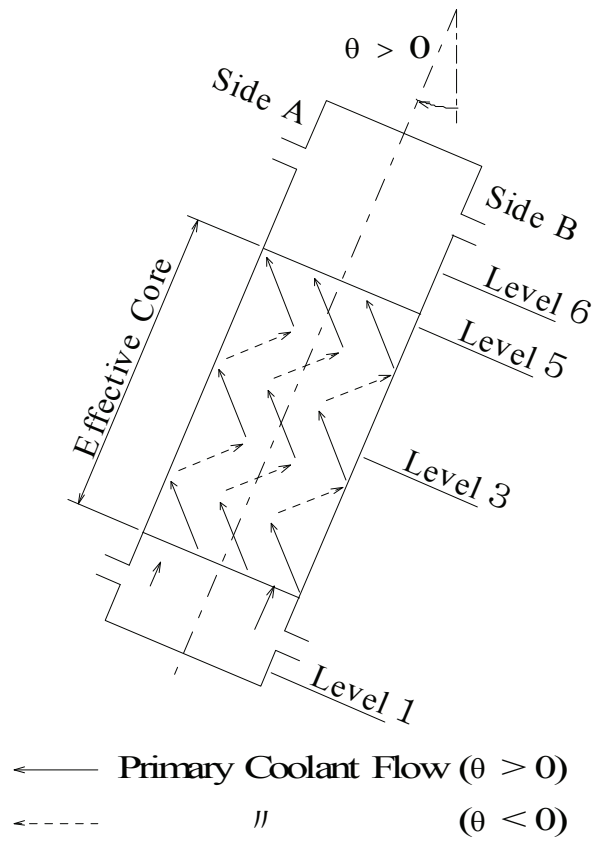


図 5-11 横揺れ時の炉心部流動様式

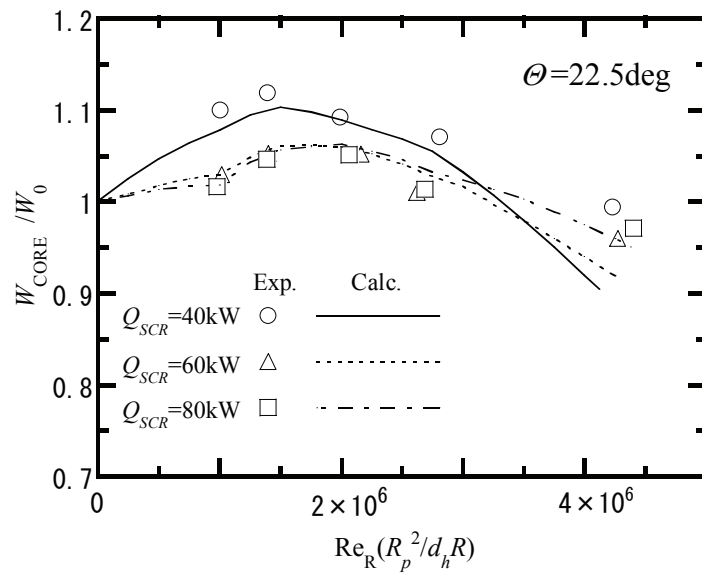


図 5-12 炉心流量の実験結果と解析結果の比較

上述した流動様式は観察されたものではないが、以下の結果により導かれる。(1)横揺れ振幅が同じ場合、温度変動の振幅は横揺れ周期が短くなるにつれて大きくなる。(2)炉心部が正立状態のとき、炉心発熱部に沿った温度勾配は直線的で、密度勾配を形成する。もし、温度変動が等密度平面を水平に維持しようとする重力のみによって引き起こされると仮定すると、温度変動の振幅は実験結果よりも40%も小さくなると見積もられる。(3)一次元解析モデル(これは自然循環駆動力とループ一巡の圧力損失とのバランスを組み込み、この流動様式により生ずる圧力損失の変化を考慮している)は動揺のレイノルズ数による炉心流量の変化を精度良く予測できる(図5-12)。

図5-13は横揺れ運動による平均ヌセルト数の変化を示している。図中のバーは±10%の測定誤差を示している。ヌセルト数は正立時の値により規格化されている。 $Ri_R$ は動揺のリチャードソン数を表しており、次式で記述される。

$$Ri_R = Gr^* / Re_R^2 \quad \dots\dots\dots (5-20)$$

El-Genk らが行ったのと同じ方法<sup>3)</sup>でデータを整理すると、 $Ri_R \leq 2$ では平均ヌセルト数は動揺のリチャードソン数の減少に伴って単調に増加することが分かる。それ故、横揺れ運動の慣性力の効果が増大するにつれて炉心部の熱伝達は促進される。この伝熱促進は横揺れ運動による炉心部内部の流れにより引き起こされたものと考えられる。一方、 $Ri_R > 2$ では動揺のリチャードソン数が増加して

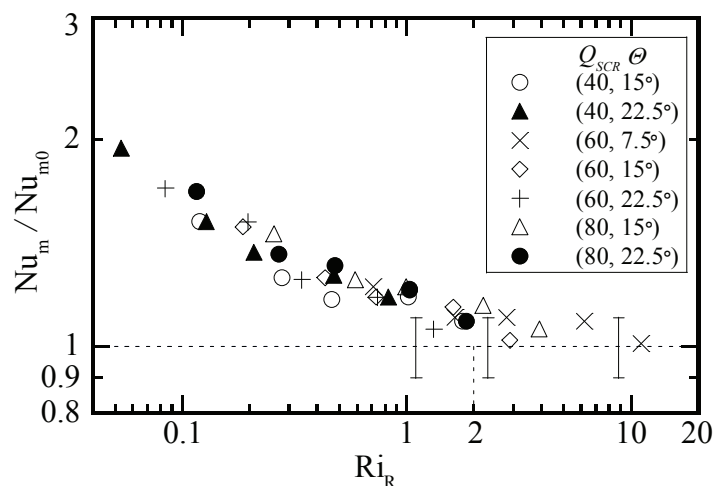


図 5-13 横揺れ時熱伝達相関式

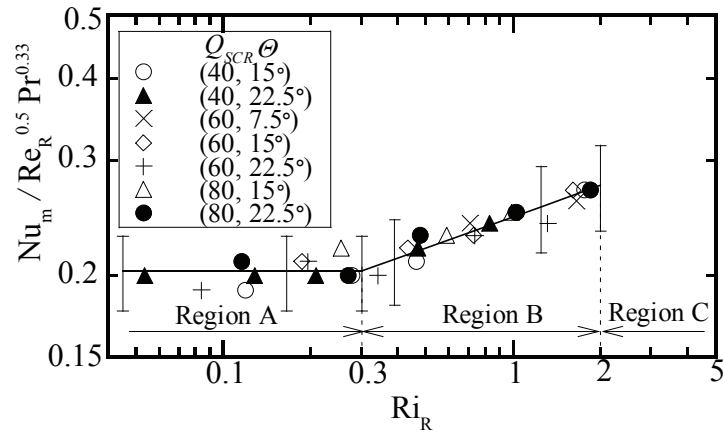


図 5-14 横揺れ時熱伝達領域マップ

も平均ヌセルト数は明瞭な変化も示さず，一点 ( $Q_{SCR}=80 \text{ kW}$ ,  $\theta=15 \text{ deg}$  のときの  $Ri_R=2.19$ ,  $Nu_m/Nu_{mo}=1.15$ ) を除いて正立時の結果との差は 10% 未満に収まっている。

$Ri_R \leq 2$  における熱伝達に及ぼす横揺れ効果の影響を詳細に検討するため，図 5-13 のデータは次元解析により得られた垂直平板に沿った共存対流の相関式<sup>17)</sup>に関して再整理される。

$$Nu = \sqrt{Re} \cdot f(Ri, Pr) \quad \dots \dots \dots (5-21)$$

その結果を図 5-14 に示す。図中のバーは測定誤差を示し，領域 A では  $\pm 13\%$ ，領域 B では  $\pm 15\%$  である。  $0.05 < Ri_R \leq 0.3$  の範囲では，実験結果は動揺のリチャードソン数の変化に対して殆ど反応しない。それ故，平均ヌセルト数は動揺のレイノルズ数だけで記述され，横揺れ運動の慣性力が炉心部の熱伝達率に支配的な役割を果たすことが分かる。結果として，横揺れ時の熱伝達は以下の 3 つの領域に分類される。すなわち，(a) 熱伝達が横揺れ運動の慣性力により支配される領域 A ( $0.05 < Ri_R \leq 0.3$ ) ; (b) 熱伝達が横揺れ運動の慣性力と自然対流の複合効果により影響される領域 B ( $0.3 < Ri_R \leq 2$ ) ; (c) 自然対流熱伝達が支配的な領域 C ( $Ri_R > 2$ )。各々の相関式は次のように整理される。

$$0.05 < Ri_R \leq 0.3 : Nu_m = 0.203 Re_R^{0.5} Pr^{0.33} \quad \dots \dots \dots (5-22)$$

$$0.3 < Ri_R \leq 2 : Nu_m = 0.246 Ri_R^{0.16} Re_R^{0.5} Pr^{0.33} \quad \dots \dots \dots (5-23)$$

$$Ri_R > 2 : Nu_m = 0.517 Ra^{0.207} \quad \dots \dots \dots (5-15)$$

#### 5. 4 結 言

動揺台に搭載された模擬船用炉を用いた一連の自然循環実験を実施し、炉心部の熱伝達を検討した。本実験から、以下の結論が得られた。

1. 正立時の熱伝達率はレイリー数により良く整理され、本実験結果は **El-Genk** の自然対流相関式 ( $P/d=1.5$ ) よりも僅かに低い。
2. 本実験範囲 ( $|\alpha| \leq 22.5 \text{ deg.}$ ) では炉心部の熱伝達は傾斜による影響を受けない。何故なら、傾斜角が炉心部における一次冷却水の流動様式に顕著な変化を引き起こすほど大きくなかったためである。
3. 炉心部の熱伝達は横揺れにより促進され、その促進は横揺れ運動による炉心内部の流れにより引き起こされたものと考えられる。炉心部の熱伝達率は動揺のリチャードソン数により整理され、3つの領域に分類される。すなわち、(1) 横揺れ運動の慣性力が支配的な  $0.05 < Ri_R \leq 0.3$  ; (2) 熱伝達が横揺れの慣性力と自然対流の複合効果に影響される  $0.3 < Ri_R \leq 2$  ; (3) 熱伝達が自然対流のみに影響される  $Ri_R > 2$  の3つである。

#### 記 号

$a$  : 加速度 [m/s<sup>2</sup>]

$b$  : 船幅 [m]

$d$  : ヒーター棒の直径 [m]

$d_h$  : 炉心発熱部の等価水力直径 [m]

$D$  : 外部円筒の直径 [m]

$g$  : 重力加速度 [m<sup>2</sup>/s]

$GM$  : メタセンタ高さ [m]

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

$h_m$  : 平均熱伝達率 [W/(m<sup>2</sup>K)], ( $= q / (T_{w1} - T_b)$ )

$k_{xx}$  : 縦軸回りの見かけの環動半径 [m]

$L$  : ヒーター棒の長さ [m]

$L_{pp}$  : 垂線間距離 [m]

$Nu$  : ヌセルト数



$Nu_m$  : 平均ヌセルト数 ( $= h_m d_h / \lambda$ )  
 $Nu_{m0}$  : 正立時の平均ヌセルト数  
 $P$  : ピッチ [m]  
 $Pr$  : プラントル数 ( $= \nu / \kappa$ )  
 $q$  : ヒーター棒の熱流束 [ $W/m^2$ ]  
 $Q_{SCR}$  : 炉心ヒーター出力 [kW]  
 $r$  : 横揺れ運動の中心軸からの半径方向距離 [m]  
 $R$  : 横揺れ運動の中心軸から炉心発熱部中央までの距離 [m]  
 $Ra$  : レイリー数 ( $= Gr^* Pr$ )  
 $Re$  : 等価水力直径を代表長さとするレイノルズ数 ( $= u_{CORE} d_h / \nu$ )  
 $Re_R$  : 炉心部における動揺のレイノルズ数 ( $= 4Rd_h \Theta / \tau \nu$ )  
 $Re_T$  : 層流から乱流への遷移レイノルズ数  
 $Ri$  : リチャードソン数 ( $= Gr^* / Re^2$ )  
 $Ri_R$  : 動揺のリチャードソン数 ( $= Gr^* / Re_R^2$ )  
 $R_p$  : 横揺れの中心軸から下部プレナム底部までの距離 [m]  
 $t$  : 時間 [s]  
 $T$  : 温度 [K]  
 $u_{CORE}$  : 炉心部における一次冷却水速度 [m/s]  
 $u_\theta$  : 代表速度 [m/s]  
 $V_{SEC}$  : 二次冷却水の体積流量 [ $m^3/h$ ]  
 $W_{CORE}$  : 横揺れ時の炉心質量流量 [kg/h]  
 $W_0$  : 正立時の炉心質量流量 [kg/h]  
 $\alpha$  : 傾斜角 [deg または rad]  
 $\beta$  : 体膨張率 [1/K]  
 $\theta$  : 横揺れ角 [deg または rad]  
 $\Theta$  : 横揺れ振幅 [deg または rad]  
 $\kappa$  : 温度伝導率 [ $m^2/s$ ]  
 $\lambda$  : 熱伝導率 [W/(mK)]  
 $\nu$  : 動粘性係数 [ $m^2/s$ ]  
 $\tau$  : 横揺れ周期 [s]

$\omega$  : 横揺れ運動の角速度 [rad/s]

添字

b : 混合平均

CMB : 共存対流

FL : 層流の強制対流

$r$  : 半径方向

w1 : 炉心発熱部中央のヒーター表面温度

$\theta$  : 接線方向

#### 参考文献

- 1) “原子力船開発の歴史”, 日本原子力研究所, (1995), p.214.
- 2) “原子力船研究開発の現状”, 日本原子力研究所, (1995), p.51
- 3) El-Genk, M. S., Su, B. and Guo, Z., “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.
- 4) Keyhani, M., Kulacki, F. A. and Christensen, R. N., “Experimental investigation of free convection in a vertical rod bundle - A general correlation for nusselt numbers”, *J. Heat Transfer*, Trans. ASME, **107**, (1985), pp.611-623.
- 5) Kim, S. and El-Genk, M. S., “Heat transfer experiments for low flow of water in rod bundles”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**, (1989), pp.1321-1336.
- 6) El-Genk, M. S., Bedrose, S. D. and Rao, D. V., “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.
- 7) 赤木新介, 内田完司, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達”, 第21回伝熱シンポジウム, 京都, (1984-5), pp.604-606.
- 8) 赤木新介, 岡本昌也, “動揺を伴うタンク内の流動と熱伝達(続報)”, 第22回伝熱シンポジウム, 東京, (1985-5), pp.446-448.
- 9) 加藤洋治, “タンカー荷油の放熱に関する動揺の影響”, 日造論, **126**, (1969), pp.421-430.

- 10) Doerffer, S. and Mikielewicz, J., “The influence of oscillation on natural convection in ship tanks”, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **7-1**, (1989), pp.49-60.
- 11) 入江正彦, “一体型船用炉の概念設計”, 船機誌, **7-12**, (1972), pp.877-882.
- 12) 井上啓次郎, “開発記録 原子力船「むつ」”, 東洋社, (1986), p.287.
- 13) 関西造船協会編, “造船設計便覧, 第4版”, 海文堂, (1983), p.414.
- 14) 井上義之, 奥住恵子, 板津さち子, 林哲也, 日笠則明, “各種貨物船の線型要素と波浪中動揺性能”, 関西造船協会誌, **208**, (1988), pp.11-25.
- 15) 藤井哲, “伝熱工学の進展, 3”, 養賢堂, (1974), p.8.
- 16) Iyori, I., Aya, I., Murata H. and Kobayashi M., “Natural circulation of integrated-type marine reactor at inclined attitude”, *Nucl. Eng. Design*, **99**, (1987), pp.423-430.
- 17) 甲籐好郎, “伝熱概論”, 養賢堂, (1964), p.53.

## 第 6 章 固気混相強制対流に及ぼす横揺れの影響に関する実験的研究

### 6. 1 緒 言

筆者らは、循環流動層の持つ高い反応効率と熱伝達率に着目し、4 サイクルディーゼル機関を搭載した内航船を対象に、循環流動層を利用して結露硫酸の原因である SOx を排気から除去すると共に回収熱量の増大を図る、小型・高性能な排熱回収システム<sup>1), 2)</sup>の開発を目標として研究を実施している。

船舶に搭載されるため、上記排熱回収システムは横揺れ・定傾斜等の船体運動の影響を受けるものと予想される。流動層の挙動に及ぼす船体運動の影響については、気泡流動層に関してこれまで幾つかの研究<sup>3)-5)</sup>が実施されており、定傾斜、及び横揺れが及ぼす影響について報告されている。しかしながら、循環流動層に関しては、船体運動が及ぼす影響について研究した例は見当たらず、その影響を明らかにすることが望まれる。本章では、周期的非定常性を持つ固気混相對流現象の例として横揺れ運動を受ける循環流動層に注目し、その挙動に及ぼす横揺れ運動の影響を明らかにするため、循環流動層を動揺台に搭載して実施した模擬実験の結果のうち、循環流動層の流動特性について報告する。

### 6. 2 実験装置と実験方法

本実験には図 6-1 に示す循環流動層コールドモデルを用いた。送風機からライザー底部に供給された空気は分散板を通してライザー部（断面寸法：288mm × 288mm、高さ：2408mm）に流入し、装置内部を循環する粒子（循環粒子）を巻き上げてライザー部を上昇する。ライザー部を出た固気混相流はサイクロンで固気分離され、循環粒子はダウンカマー部を流下して J バルブと呼ばれるニューマチック・バルブに堆積し、ライザー底部から流入する空気がダウンカマー方向に流れ込むのを阻止すると共に、J バルブをオーバーフローした粒子は再びライザー下部に戻って装置内部を循環する。なお、J バルブに堆積した循環粒子の流動化を促進するため、コンプレッサーから少量の圧縮空気を J バルブ底部に導入する。一方、サイクロンを出た空気はバグフィルターを経て外部に

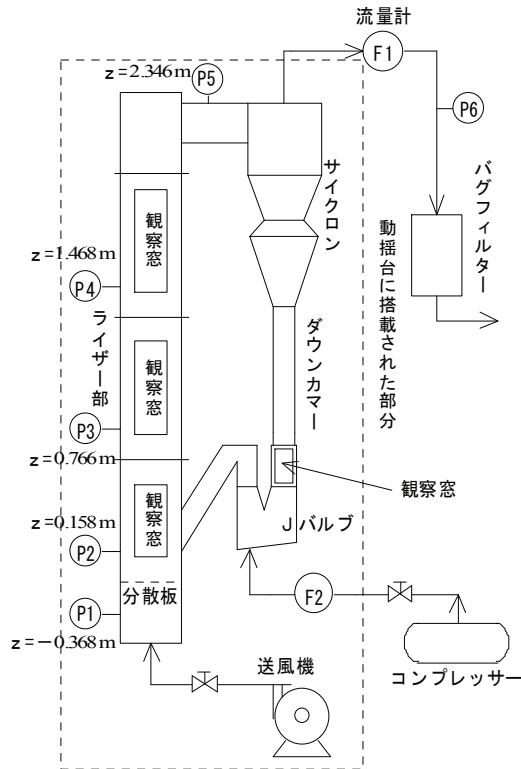


図 6-1 循環流動層コールドモデル

放出される．実験装置には図 6-1 に示すように圧力計 (P1～P6)，オリフィス流量計 (F1, F2) が設置されている．また，ライザー部側面には内部の流動挙動が観察できるように，観察窓が設置されている．さらに，ダウンカマに接続する J バルブ上部管にも観察窓が設置されており，J バルブ上部管に堆積した循環粒子が下方に流下する様子が観察できる．実験には，循環粒子として 2 種類の粒径  $d_p$  (0.3～0.5 mm, 0.18～0.35 mm) の石灰石粒子を使用し，何れの場合も充填量は 40 kg とした．

実験中，系内の循環粒子量はほぼ一定に保たれているので，定常状態における循環流動層の任意流路断面での循環粒子流量は等しく，次の連続の式が成り立つ．

$$G_S \cdot A = \rho_{bulk} \cdot A_J \cdot \bar{u}_{bulk} \quad \dots \dots \dots (6-1)$$

ここで， $G_S$  [kg/m<sup>2</sup>s] はライザー部における循環粒子の断面平均質量速度 (粒子循環量)， $A$  はライザー部断面積， $\rho_{bulk}$  は循環粒子のかさ密度， $A_J$  は J バルブ上

部管断面積， $\bar{u}_{bulk}$  は J バルブ上部管に堆積した循環粒子の平均流下速度である． J バルブ上部管に堆積した循環粒子の流下速度は比較的遅く，（殆ど白色である）循環粒子の中には少数の黒い粒子が含まれているため，ある特定の粒子に着目することが可能であり，その粒子が観察窓上の特定区間を通過する時間をストップウォッチで計測することにより，その粒子の流下速度を決定できる．本実験では，J バルブ上部管における循環粒子の流下速度は断面で一様と仮定し，上述の方法で計測した粒子の流下速度の平均値と別途計測した循環粒子のかさ密度から，式(6-1)により粒子循環量  $G_S$  を決定した．本手法は循環流動層の  $G_S$  の計測法として一般に採用されている手法であるが，実際には J バルブ上部管に堆積した循環粒子の流下速度は断面分布を持ち，時間的にも変動するため，本実験で求めた粒子循環量は若干の誤差を含むと考えられる．

本研究の排熱回収システムは内航船の機関室に搭載されるため，機器寸法を機関室の許容範囲内に納める必要がある．このため，本実験装置ではライザー底部を含めたライザー部全体の高さは 3 m 以内に抑えられている．一方，ライザー部断面寸法は，本実験結果がそのまま実機に適用できるように，壁面効果が無視できる最小の流路幅（ $\sim 0.3$  m）となっている．このため，ライザー部高さ・流路幅の寸法比が 10 以上である通常の循環流動層に比べると，寸法比が 8.36 の本実験装置はライザー高さが相対的に低い循環流動層と言える．

横揺れ運動を与えるため，実験装置は動揺台<sup>6)</sup>に搭載された（図 6-2）．動揺台は可変偏心クランク方式で，ほぼ正確な正弦波状の横揺れ運動が模擬できる．なお，横揺れ運動の中心軸は実験装置の中心線上，分散板から 2400 mm 上方にある．本実験では，図 6-1 に示す実験装置に対して本紙面と垂直方向に，①横揺れ振幅  $\Theta = 16, 10, 5^\circ$ ，周期  $\tau = 5, 6, 10, 15$  s の横揺れ運動，②傾斜角  $\alpha = 5, 15^\circ$  の定傾斜を与え，循環流動層の挙動に及ぼす影響を検討した．

横揺れ条件，及び実験装置の搭載方法は，本動揺台により横揺れ運動の影響を評価した類似研究<sup>6), 7)</sup>を参考に決定したが，一般に横揺れ角  $\theta$  が

$$\theta = \Theta \cdot \sin(2\pi/\tau)t \quad \dots\dots\dots (6-2)$$

と表されるとき，横揺れ運動により系内各部に作用する加速度の半径方向，接線方向成分は次式のようになり，その大きさ，作用方向は横揺れ運動の中心軸からの距離  $r$ ，相対位置により変化する．

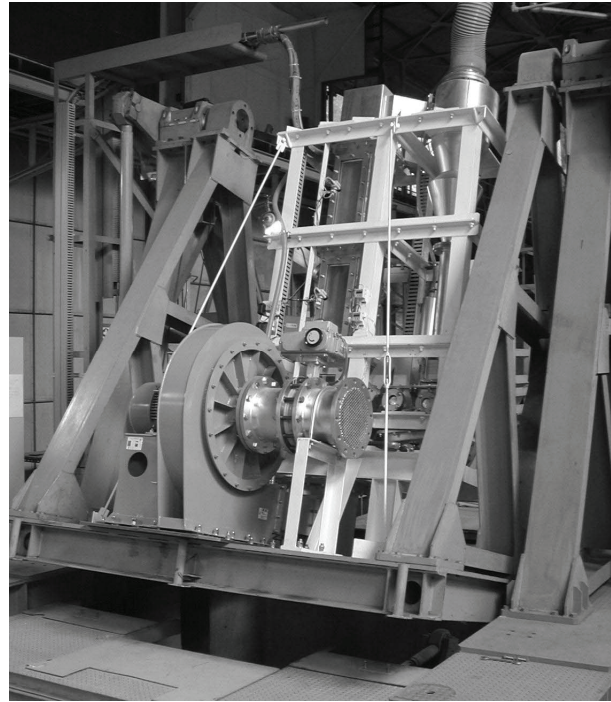


図 6-2 動揺台上の実験装置

$$a_r = -r(2\pi/\tau)^2 \Theta^2 \cdot [1 - \sin^2(2\pi/\tau)t] \quad \dots\dots\dots (6-3)$$

$$a_\theta = -r(2\pi/\tau)^2 \Theta \cdot \sin(2\pi/\tau)t \quad \dots\dots\dots (6-4)$$

なお、 $|a_r|/|a_\theta| = \Theta$  であるので、本実験のように横揺れ振幅がそれ程大きくない ( $\Theta \approx \pi/6 \text{ rad}$ ) 場合、接線方向の加速度成分が支配的であることが分かる。

実験は送風機流量，J バルブへの圧縮空気供給量を設定し，正立静止状態で系が定常状態になっていることを確認した上で各種状態量を計測し，その後実験装置を横揺れ，あるいは傾斜させて系が定常状態に達した後に再びデータ収録した。また，120 s 間計測したデータの時間平均値を実験値とした。なお，粒子循環量は正立静止状態のみで計測し，横揺れ・定傾斜した状態では計測していない。これは，J バルブ自身が気泡流動層であるため，J バルブ底部に供給する圧縮空気量を一定値に保持していても横揺れ，定傾斜状態では J バルブ内部の循環粒子が動揺したり，空気の吹き抜けが起こって正確な循環粒子の降下速度が計測できないためである。

### 6.3 実験結果と考察

#### 6.3.1 予備実験の結果

循環流動層における主要な圧力損失は分散板とサイクロンによるものである。これらの圧力損失を評価するため、ライザー部を空気単相流の状態にした上で、空塔速度（ライザー部の断面平均空気流速） $U_g$ を変化させ、分散板、サイクロン各々の圧力損失を計測した。このとき、送風機から供給された空気が直接ダウンカマー方向に流れないように、Jバルブ及びダウンカマー下部には石灰石粒子が充填されている。図6-3にその結果を示す。本実験装置では分散板、サイクロンの圧力損失は何れの空塔速度においてもほぼ等しく、空塔速度の増加に伴って急激に増大することが分かる。なお、図中の点線は分散板の圧力損失の近似式であり、次式で表される。

$$\Delta p = 18.8 \times U_g^{1.80} \quad \dots\dots\dots (6-5)$$

但し、 $\Delta p$ の単位は[mmAq]、 $U_g$ の単位は[m/s]とする。

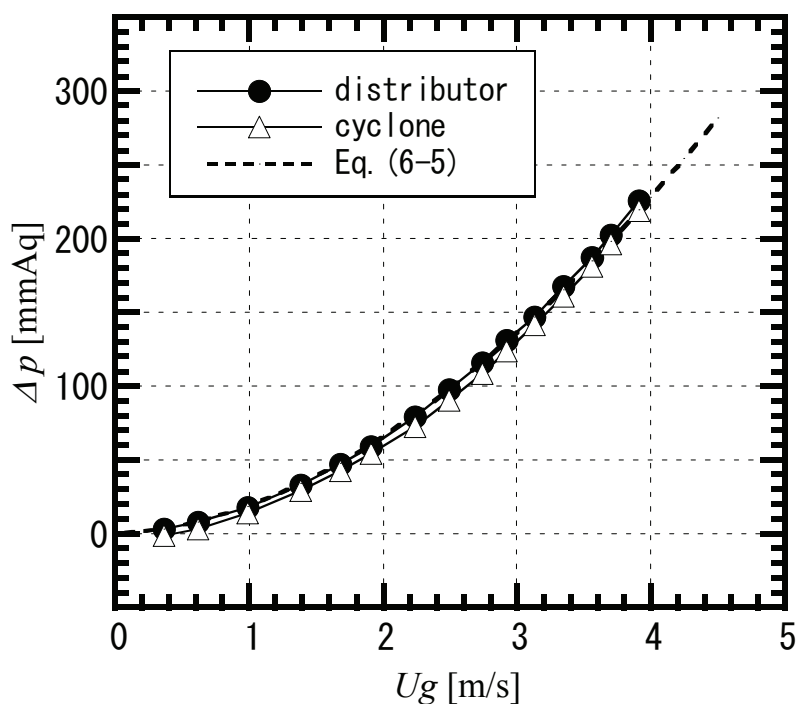


図 6-3 分散板とサイクロンの圧力損失



### 6. 3. 2 正立時の固気混相流挙動

正立状態のライザー一部における鉛直方向の平均圧力勾配を図 6-4 に示す（但し、 $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$  のとき）。ここで、 $z$  は分散板から鉛直方向上向きに測った距離を表し、圧力勾配は各圧力測定点の中間位置で定義する。なお、P1～P2 間の差圧には分散板による圧力損失が含まれるため、分散板による圧力損失を式(6-5)により評価して補正している。

ライザー部の鉛直方向の圧力勾配は、一般に次式で表される<sup>8)</sup>。

$$-\frac{dp}{dz} = (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon)g + G_S \frac{dv}{dz} \quad \dots\dots\dots (6-6)$$

上式中の  $\rho_p, \rho_g$  は各々循環粒子、空気の密度を、 $\varepsilon$  はボイド率、 $v$  は粒子速度を表し、右辺第 1 項は重力の項、右辺第 2 項は循環粒子の加速に関する項である。本実験では粒子循環量  $G_S$  が小さいため、右辺第 2 項は無視できる。また、粒子密度 ( $\rho_p = 2500 [\text{kg}/\text{m}^3]$ ) は空気の密度に比べて遙かに大きいため、式(6-6)は

$$-(dp/dz) = \rho_p (1 - \varepsilon)g = \rho_p \varepsilon_p g \quad \dots\dots\dots (6-7)$$

と近似され、ライザー部の圧力勾配はボイド率  $\varepsilon$  あるいは粒子ホールドアップ

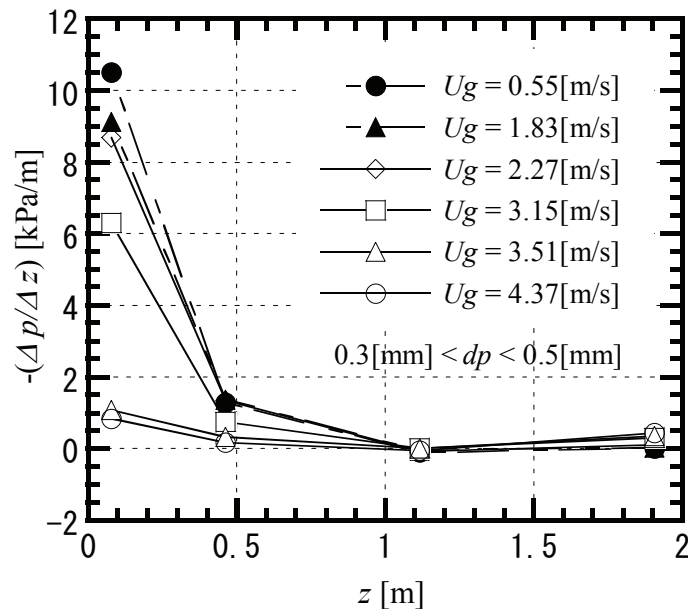


図 6-4 ライザー部の鉛直方向圧力勾配（正立時）

(容積分率)  $\varepsilon_p$  の関数となる．一般に，ライザー部の流動様式はライザー下部における平均圧力勾配から判定される<sup>9)</sup>が，先に述べたように本実験装置はライザー一部高さがやや低く，圧力計の設置点数も少ないため，ライザー下部での平均圧力勾配を精度良く評価することが出来ず，この方法は適用できない．そこで，本章ではライザー一部固気混相流の主要な支配因子である以下の2つの無次元数

$$\text{Re}_p \equiv \rho_g U_g d_p / \mu \quad \dots\dots\dots (6-8)$$

$$\text{Ar} \equiv \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2} \quad \dots\dots\dots (6-9)$$

(但し， $\mu$  は空気の粘性係数)によって流動様式を判別する方法<sup>10)</sup>を採用した．

本実験において，空塔速度： $U_g \leq 1.83$ [m/s]では吹き上げられた粒子はライザー一部上端まで到達せずに落下するため粒子循環は起こらず，系は気泡流動層となる(図 6-5 (a))．このとき，ライザー上部には粒子は殆ど存在しないため，圧力勾配は分散板付近のライザー下部から上に向かうに連れて急速に減少し， $z \geq 1.12$ m でほぼゼロとなっている．

$U_g > 1.83$ [m/s]では粒子循環が起こり，系は循環流動層となるが，ライザー一部の流動様式は空塔速度により変化する． $1.83$ [m/s]  $< U_g < 3.51$ [m/s]の範囲(乱流流動状態，図 6-5 (b))では，ライザー下部は気泡流動層と同様，粒子ホールドアップが 0.26~0.37 と比較的高い状態となっているが，粒子循環が起こってラ

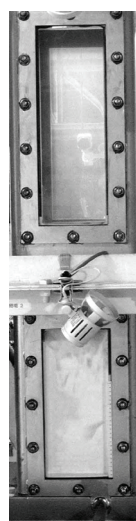


図 6-5 (a) 気泡流動状態



図 6-5 (b) 乱流流動状態



図 6-5 (c) 高速流動状態

ライザー上部にも粒子が存在するため、 $z=1.91\text{m}$ における圧力勾配は気泡流動層での値よりも僅かに増大している ( $\varepsilon_p$ : 0.005~0.01)。一方、空塔速度がさらに増加して  $U_g \geq 3.51[\text{m/s}]$  となると、ライザー下部の圧力勾配は減少し (粒子ホールドアップも 0.04 まで減少)、ライザー部全体が希薄な固気混相流れ (高速流動状態、図 6-5 (c)) となる。

空塔速度に伴う循環流動層の全圧力損失  $\Delta P$  の変化を図 6-6 に示す。全圧力損失は分散板とサイクロンの圧力損失、及びライザー部における圧力勾配の積分値の和である。本排熱回収システムはエンジン背圧により循環流動層を駆動するシステムであるため、循環流動層の全圧力損失が極端に大きいとエンジンに過大な負担をかけることになり、本システムが成立しなくなるおそれがある。このため、循環流動層の全圧力損失は許容値 (想定される実機条件で 600 mmAq) 以下に収める必要がある。

何れの粒径でも、全圧力損失は空塔速度に対して類似した傾向を示している。空塔速度の増大に伴って分散板とサイクロンの圧力損失が次第にその大半を占める (図 6-3 参照) ようになるが、ライザー部流動様式が乱流流動状態から高

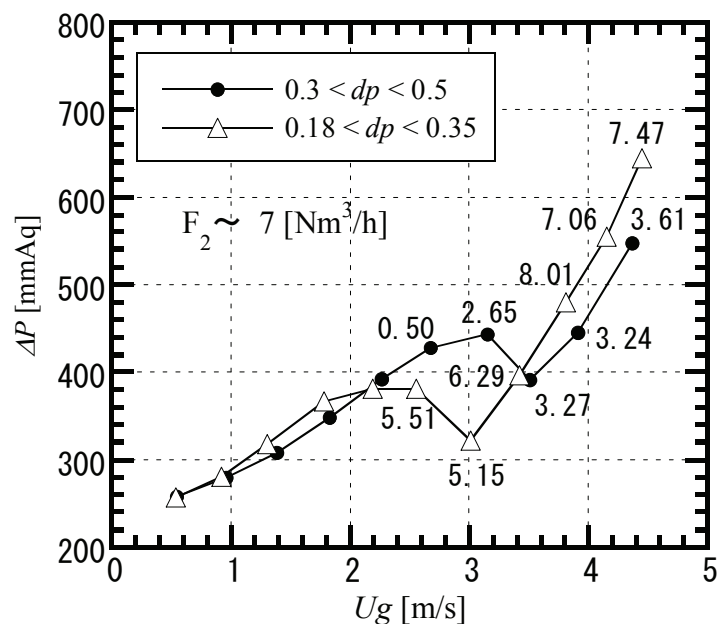


図 6-6 循環流動層の全圧力損失（正立時）

速流動状態へ遷移することに伴うライザー下部での圧力勾配の減少（図 6-4 参照）により， $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$  の場合には  $U_g = 3.51 \text{ [m/s]}$  で， $0.18 \text{ mm} < d_p < 0.35 \text{ mm}$  の場合には  $U_g = 3.01 \text{ [m/s]}$  で全圧力損失が顕著に減少する。

図 6-6 より，粒径が小さい粒子の方が高速流動状態に遷移する空塔速度は小さいことが分かる。これは，単一粒子が静止流体中を重力沈降する際，その沈降速度が最終的に到達する一定値である終末速度  $u_t$  が，次式に示される<sup>11)</sup>ように，

$$u_t = d_p \left[ \frac{4g^2(\rho_p - \rho_g)^2}{225\rho_g\mu} \right]^{1/3} \dots\dots\dots (6-10)$$

$$(1.04 \times 10^2 < Ar < 8.78 \times 10^4)$$

粒径が小さいほど低くなるためである。すなわち，ライザー部では粒子は流体に対して相対的にスリップしながら上昇しているが，流体速度  $u$  と粒子速度  $v$  との差（スリップ速度）は終末速度よりは大きくなり，流体速度が終末速度を上回ると粒子速度は正となって粒子は上昇する。式(6-10)に示す通り，粒径が小さい粒子ほど終末速度が小さくなる（本実験条件では  $d_p = 0.18 \text{ mm}$  で  $u_t =$

1.42[m/s],  $d_p=0.35\text{mm}$  で  $u_t=2.75\text{[m/s]}$ ,  $d_p=0.5\text{mm}$  で  $u_t=3.93\text{[m/s]}$ ) ため, 流動挙動の遷移もより低い空塔速度で起こる.

図中の各シンボルに付記された数字は, 各ケースの粒子循環量である. 本比較では, コンプレッサーから J バルブ底部に供給される圧縮空気量をほぼ一定 ( $\sim 7\text{[Nm}^3\text{/h]}$ ) に保ったまま空塔速度を変化させている. 若干のばらつきはあるものの, 粒子循環量は空塔速度の増大に伴って次第に増加していることが分かる. これは, 本実験のように粒子ホールドアップが小さく粒子相互の干渉が無視できる場合には, 粒子循環量が

$$Gs = \rho_p v \varepsilon_p = \rho_p (u - u_t) \varepsilon_p$$

$$= \rho_p \left[ \frac{U_g}{1 - \varepsilon_p} - u_t \right] \varepsilon_p \approx \rho_p (U_g - u_t) \varepsilon_p \quad \dots \dots \dots (6-11)$$

となり, 粒径が同一の場合には空塔速度の増大につれて粒子循環量が増加することによる. また, 粒径が小さい粒子の方が終末速度は小さくなるため, 上式から空塔速度が同じ場合には粒径が小さい方が粒子循環量は大きくなるという結論が得られるが, これは本実験結果と一致している.

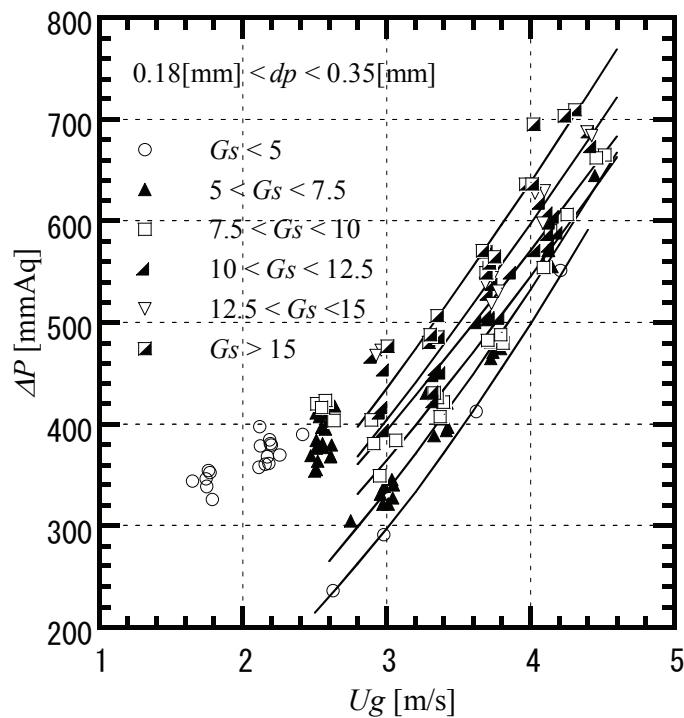


図 6-7 粒子循環量が全圧力損失に及ぼす影響

ライザー部の流動挙動は粒子循環量によっても影響されるが、Jバルブを採用した本実験装置では構造上、粒子循環量を直接制御することは出来ず、粒子循環量は空塔速度とJバルブ底部に供給される圧縮空気量により決定される。Jバルブ底部に供給される圧縮空気量と空塔速度を種々変化させ、得られた全圧力損失を粒子循環量により整理した結果を図6-7に示す（但し、 $0.18\text{ mm} < d_p < 0.35\text{ mm}$ ）。図中の曲線は、高速流動状態における各粒子循環量範囲の全圧力損失の整理式である。図より、高速流動状態の同一空塔速度における全圧力損失は粒子循環量の増加につれて増大することが分かる。これは、粒子循環量の増加につれてライザー部の粒子ホールドアップが増大する（式(6-11)参照）ためであり、これはほぼ同一の空塔速度における鉛直方向平均圧力勾配が粒子循環量の増加に伴って増大している（図6-8参照）ことから確認できる。また、乱流流動状態から高速流動状態に変化する空塔速度は、粒子循環量が増大するにつれて次第に増大することが分かる。

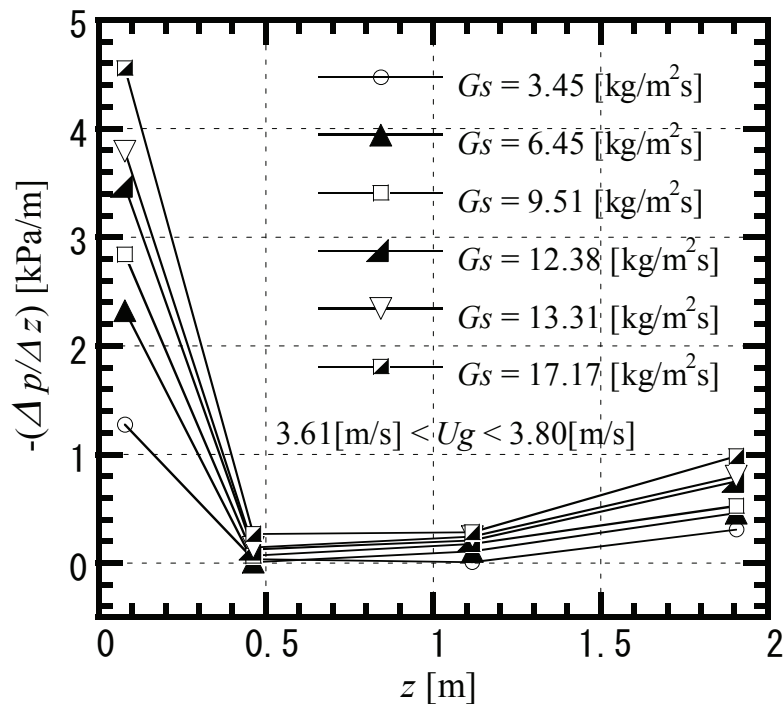


図 6-8 粒子循環量が圧力勾配に及ぼす影響

### 6. 3. 3 横揺れ時の固気混相流挙動

断面平均で見ると、乱流流動状態、あるいは高速流動状態におけるライザー一部の粒子質量速度は上昇流となっている。しかし、ライザー壁面近傍では流体速度が遅いため、局所的には壁面近傍の粒子は流下している<sup>12)</sup>(粒子下降流)。横揺れ運動を与えるとライザー部側面近傍の粒子下降流は周期的に変動し、側面がライザー部上側となるときには粒子は側面に接触することなく上昇し、ライザー部下側となるときには粒子は側面に沿って大量に流下する(図 6-9 参照)。側面に沿って流下した粒子はライザー下部の分散板上に落下するが、落下した粒子は横揺れ運動を受けるため、粒子の上昇は正立時ほど容易ではなく、ライザー下部に滞留する粒子量は正立時に比較すると増加する。その結果、正立時には高速流動状態となる  $U_g \sim 3.8[\text{m/s}]$  (但し、 $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$ ) においても、横揺れ時にはライザー下部の粒子ホールドアップが高くなることが図 6-10 の鉛直方向の平均圧力勾配から分かる。同様に、定傾斜時においても、下側のライザー部側面に沿った粒子流下量が増大してライザー下部に滞留するため、 $U_g \sim 3.7[\text{m/s}]$  で粒子ホールドアップが増大することが分かる。但し、横揺れ、定傾斜何れの場合においても、系全体としての粒子循環は維持されている。



図 6-9 ライザー部下側の粒子下降流 (横揺れ時)

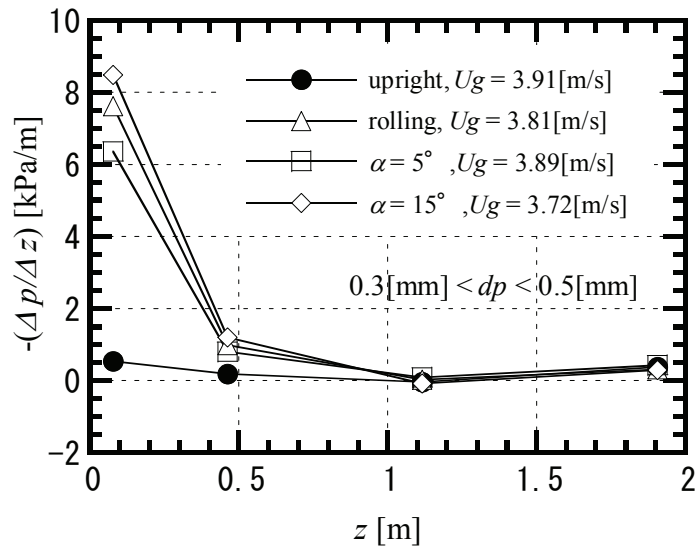


図 6-10 横揺れ・定傾斜が圧力勾配に及ぼす影響

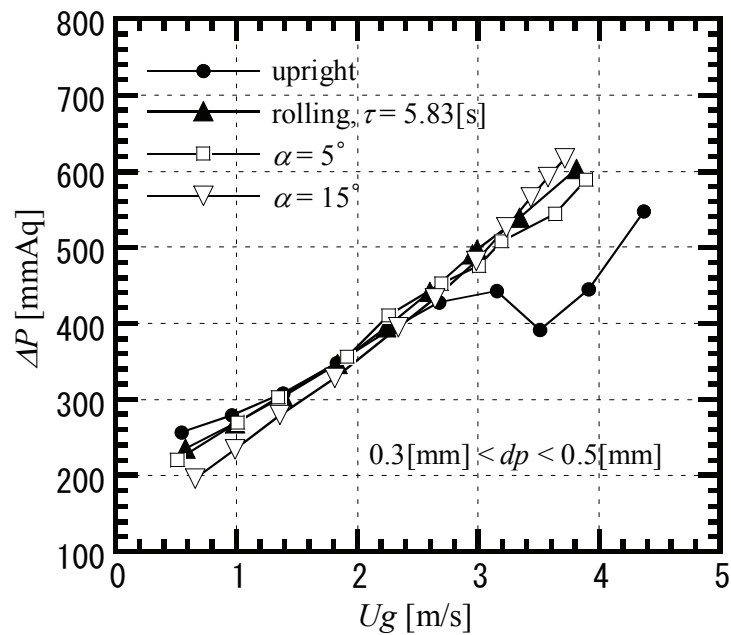


図 6-11 横揺れ・定傾斜が全圧力損失に及ぼす影響

図 6-11 に粒径が  $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$  の場合の横揺れ時，定傾斜時の全圧力損失を示す．本比較では，J バルブ底部に供給される圧縮空気量は各ケースでほぼ同一である．横揺れ時にはライザー下部の粒子ホールドアップが増大する



ため、循環流動層全体の圧力損失は  $U_g > 2.6[\text{m/s}]$  で正立時に比べて顕著に増加している。同様に、定傾斜状態でも循環流動層全体の圧力損失は増大することが分かる。また、傾斜の影響は傾斜角が  $5^\circ$  の場合でも顕著である。

一方、空塔速度が低い気泡流動状態 ( $U_g \leq 1.83[\text{m/s}]$ ) では、横揺れ時、及び定傾斜時の全圧力損失は正立状態に比べて小さくなっており、特に定傾斜時の方が全圧力損失の減少は顕著である。これは、傾斜によりライザー下部の粒子層高さが不均一となり、粒子層高さが薄い箇所から空気の吹き抜け<sup>3)</sup>が起こるためと考えられる。

図 6-12 に粒径が  $0.18 \text{ mm} < d_p < 0.35 \text{ mm}$  の場合の横揺れ時の全圧力損失に及ぼす横揺れ周期の影響を示す。図 6-11 と同様、Jバルブ底部に供給される圧縮空気量は各ケースでほぼ同一である。 $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$  の場合と同じく、横揺れ時の全圧力損失は空塔速度が低い  $U_g < 1 [\text{m/s}]$  では正立時の値よりも小さく、空塔速度が増加して  $U_g \geq 2.2[\text{m/s}]$  となると正立時の全圧力損失よりも大きくなる。若干のばらつきはあるものの、何れの横揺れ周期も全圧力損失はほぼ等しく、本実験範囲では横揺れ時の全圧力損失に及ぼす横揺れ周期の影響は認められない。なお、 $0.18 \text{ mm} < d_p < 0.35 \text{ mm}$  の場合、空塔速度がさらに増加すると

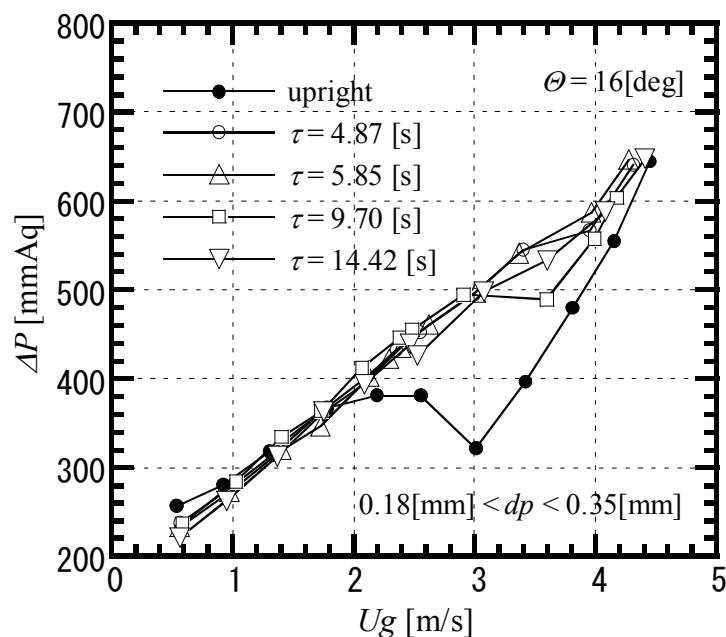


図 6-12 横揺れ周期が全圧力損失に及ぼす影響

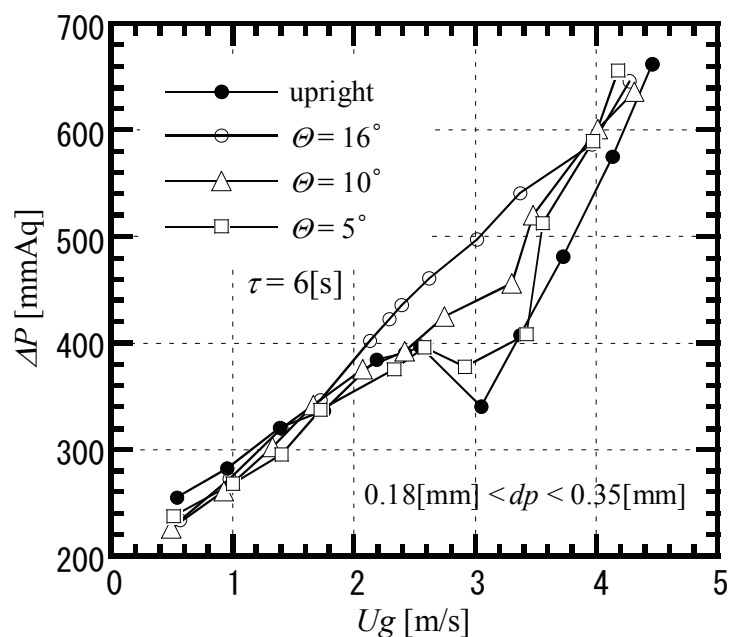


図 6-13 横揺れ振幅が全圧力損失に及ぼす影響

横揺れ時の全圧力損失は正立時の値に漸近してゆき、 $U_g \geq 4.0$  [m/s] では正立時の全圧力損失とほぼ等しくなる。

図 6-13 に横揺れ時の全圧力損失に及ぼす横揺れ振幅の影響を示す。何れの場合も横揺れ周期は 6 s である。図より、横揺れ振幅が大きいほど横揺れ時の全圧力損失が大きくなることが分かる。系が横揺れ運動すると、系には横揺れ運動に起因する加速度が作用する。このとき、系の傾きも時間的に変化するため、重力加速度の作用方向も変動する。横揺れ運動に起因する加速度変動が横揺れ振幅、横揺れ周期の関数である<sup>7)</sup>のに対し、重力加速度の作用方向の変動は横揺れ振幅のみに依存する。横揺れ時の全圧力損失が横揺れ振幅に依存し、横揺れ周期には依存しないことから、系内の固気混相流に支配的な影響を及ぼすのは重力加速度の作用方向の変化であると結論される。

図 6-12 中の各ケースについて、空塔速度が最も大きいときの鉛直方向平均圧力勾配を図 6-14 に示す。図 6-10 と比較すると、横揺れ時のライザー下部の平均圧力勾配は横揺れ周期によらず大幅に減少している。これは、空塔速度が十分大きいと、横揺れ時にライザー下部に流下した粒子が容易に上昇するため、

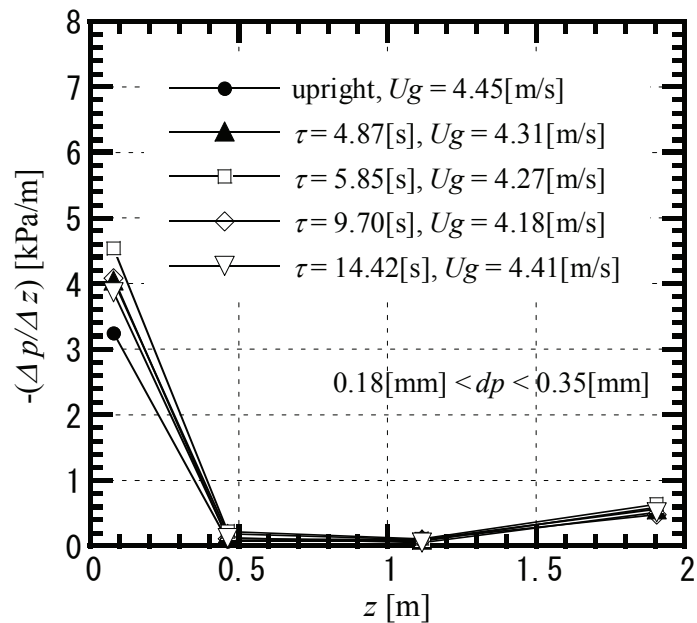


図 6-14 空塔速度が大きい場合の鉛直方向圧力勾配

ライザー下部の滞留粒子量が減少することによって考えられる。一方、正立時のライザー下部の平均圧力勾配は、図 6-10 と比較すると大幅に増大している。これは、空塔速度が増大すると粒子循環量が増加するため、粒子下降流も増加してライザー下部の粒子ホールドアップが増大するためと考えられる。この結果、横揺れ時の平均圧力勾配は正立時とほぼ等しくなり、横揺れ時の全圧力損失は正立時の値と殆ど差がなくなることが分かる。

本実験装置は  $U_g \leq 4.0$  [m/s] が性能限界であるため、空塔速度が十分大きいときに横揺れの影響が小さくなるという傾向は図 6-11 では明瞭には認められなかったが、粒径が  $0.3 \text{ mm} < d_p < 0.5 \text{ mm}$  の場合でも、空塔速度をさらに増加させれば、同様の傾向を示すものと推察される。

#### 6. 4 結 言

本章では、周期的非定常性を持つ固気混相対流現象の例として横揺れ運動・定傾斜を受ける循環流動層に注目し、循環流動層の固気混相挙動に及ぼす横揺れ運動、定傾斜の影響を実験的に評価するため、循環流動層を動揺台に搭載し、

循環粒子の粒径，空塔速度，粒子循環量，横揺れ周期，傾斜角をパラメータとする循環流動層横揺れ・定傾斜試験を行い，以下のことを明らかにした．

1. 正立状態のライザー一部における固気混相流れの流動様式は空塔速度に依存し，空塔速度の増加に伴って，気泡流動層→乱流流動状態→高速流動状態へと変化することを確認した．なお，遷移する空塔速度は粒径が小さいほど小さくなる．
2. ライザー一部の流動挙動は粒子循環量によっても影響を受け，高速流動状態の同一空塔速度における全圧力損失は粒子循環量が多いほど大きくなることを確認した．これは，粒子循環量が大きいほど，ライザー部の粒子ホールドアップが大きいことによる．
3. 循環流動層に横揺れ運動を与えると，ライザー部壁面に沿った粒子下降流が周期的に変動し，粒子の流下量が大幅に増加してライザー下部に滞留するため，正立時に比べて全圧力損失が顕著に増加する．同様に，定傾斜状態においても下側壁面に沿った粒子流下量が増大し，ライザー下部に滞留する粒子により圧力損失が大幅に増大する．
4. 横揺れ振幅：一定で横揺れ周期を変化させても，全圧力損失に及ぼす影響は殆ど認められない．一方，横揺れ周期：一定で横揺れ振幅を変化させると，横揺れ振幅が大きいほど全圧力損失が増大する．これより，系の固気混相流に対して支配的な影響を及ぼすのは重力加速度の作用方向の変化であると結論される．
5. 空塔速度が増大するにつれて横揺れ運動が循環流動層に及ぼす影響は次第に減少し，空塔速度が十分大きくなる ( $U_g > 4.0[\text{m/s}]$ ) と横揺れ時の全圧力損失は正立状態の値とほぼ等しくなる．

最後に，本排熱回収システムの実機条件における全圧力損失について付言する．本実験は常温で実施されたため，循環流動層の全圧力損失は，場合によっては許容値である  $600 \text{ mmAq}$  を上回っている．しかし，想定される実機条件（分散板入口の排気温度:  $350^\circ\text{C}$ ，サイクロン入口の排気温度:  $250^\circ\text{C}$ ）では常温に比べると排気の密度が大幅に減少するため，本排熱回収システムの正立静止時の全圧力損失は  $0.18 \text{ mm} < d_p < 0.35 \text{ mm}$ ， $U_g = 4.45[\text{m/s}]$  のとき（図 6-12 参照）で  $400$

mmAq 程度と見積もられ、十分余裕を持って許容値に収まることが分かる。

横揺れ・定傾斜は循環流動層のライザー部壁面の粒子下降流に影響を及ぼし、全圧力損失を増加させる効果を持つものの、その増加量は正立時の全圧力損失に比較すると小さく、何れの場合でも系全体の粒子循環は維持されている。また、空塔速度の増大に伴って、船体運動の及ぼす影響は相対的に低減する。これより、横揺れ・定傾斜が及ぼす影響は本排熱回収システムの成立性を脅かすほど深刻なものではなく、横揺れ・定傾斜時においても本排熱回収システムは十分適用可能であると判断される。

今後、循環流動層の挙動に及ぼす船体運動の影響を広範囲に精度良く評価できるよう、更なるデータの蓄積が必要と考える。

#### 記号

$a_r$  : 半径方向加速度 [m/s<sup>2</sup>]

$a_\theta$  : 接線方向加速度 [m/s<sup>2</sup>]

$A$  : ライザー部断面積 (= 0.288×0.288) [m<sup>2</sup>]

$A_J$  : Jバルブ上部管断面積 (= 0.12×0.12) [m<sup>2</sup>]

$Ar$  : アルキメデス数 (式(6-9))

$d_p$  : 粒径 [mm]

$g$  : 重力の加速度 [m/s<sup>2</sup>]

$G_S$  : 粒子循環量 [kg/(m<sup>2</sup>s)]

$p$  : 圧力 [Pa]

$r$  : 横揺れ運動の中心軸からの距離 [m]

$Re_p$  : 粒子レイノルズ数 (式(6-8))

$t$  : 時間 [s]

$u$  : 流体速度 [m/s]

$u_t$  : 終末速度 [m/s]

$\bar{u}_{bulk}$  : Jバルブ上部管における循環粒子の平均流下速度 [m/s]

$U_g$  : 空塔速度 [m/s]

$v$  : 粒子速度 [m/s]

$z$  : 分散板から上向きに測った距離 [m]  
 $\alpha$  : 傾斜角 [deg]  
 $\Delta p$  : 圧力損失 [Pa] または [mmAq]  
 $\Delta P$  : 循環流動層の全圧力損失 [mmAq]  
 $\Delta z$  : 圧力孔間の距離 [m]  
 $\varepsilon$  : ボイド率 [-]  
 $\varepsilon_p$  : 粒子ホールドアップ (=1-  $\varepsilon$ ) [-]  
 $\theta$  : 横揺れ角 [deg]  
 $\Theta$  : 横揺れ振幅 [deg]  
 $\mu$  : 空気の粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]  
 $\rho_{bulk}$  : 循環粒子のかさ密度 (=1490[ $\text{kg}/\text{m}^3$ ])  
 $\rho_g$  : 空気の密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]  
 $\rho_p$  : 粒子密度 (=2500[ $\text{kg}/\text{m}^3$ ])  
 $\tau$  : 横揺れ周期 [s]

#### 参考文献

- 1) 村田裕幸, 安達雅樹, 高木正英, 稲坂富士夫, 平岡克英, 永井建夫, 春海一佳, “排熱回収装置用脱硫剤の検討”, 日マリ学講, 76 回論集, (2007-5), pp.65-66.
- 2) 安達雅樹, 平岡克英, 村田裕幸, 稲坂富士夫, 春海一佳, 高木正英, 岡秀行, “船用ディーゼル機関排熱を利用した動力回収システムの概念設計”, 日マリ学誌, **43-5**, (2008), pp.130-135.
- 3) 中西雄, 中井誠一, 門田強, 古川哲郎, 井上司朗, 脇山良規, 山田昭, “流動床ボイラを目差して—船用・油だきに関する基礎実験—”, 舶機誌, **14-9**, (1979), pp.808-819.
- 4) 浜平澄雄, 宮地征男, 湯谷正司, 橋本好博, “船用としての流動層燃焼特性に関する実験的研究”, 舶機誌, **18-11**, (1983), pp.856-866.
- 5) 波江貞弘, 長内敏雄, 山之内博, 横村武宣, “船用流動層燃焼技術に関する研究”, 舶機誌, **19-12**, (1984), pp.943-950.
- 6) Murata, H., Iyori, I. and Kobayashi, M., “Natural Circulation Characteristics of a Marine

- Reactor in Rolling Motion”, *Nucl. Eng. Design*, 118, (1990), pp.141-154.
- 7) Murata, H., Sawada, K. and Kobayashi, M., “Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion and Heat Transfer in the Core”, *Nucl. Eng. Design*, 215, (2002), pp.69-85.
  - 8) 堀尾正靱, 森滋勝, 流動層ハンドブック, 培風館, (1999), p.98.
  - 9) 武内洋, “循環流動層の基礎と熱交換器への応用”, 北工試報告, 50, (1990), pp.99-114.
  - 10) Grace, J. R., Avidan, A. A. and Knowlton, T. M., *Circulating Fluidized Beds*, Chapman & Hall, (1997), p.33.
  - 11) 鞭巖, 森滋勝, 堀尾正靱, 流動層の反応工学, 培風館, (1984), p.17.
  - 12) 8) の文献, p.101.

## 第7章 固気混相強制対流熱伝達に及ぼす横揺れの影響 に関する実験的研究

### 7.1 緒言

筆者らは、循環流動層の持つ高い反応効率と熱伝達率に着目し、4サイクルディーゼル機関を搭載した内航船を対象に、循環流動層を利用して排気脱硫を行うと共に回収熱量の増大を図る、小型・高性能な船用排熱回収システム<sup>1), 2)</sup>の開発を目的として研究を実施している。船舶に搭載されるため、排熱回収システムは横揺れ・定傾斜等の船体運動の影響を受けると考えられる。

前章では、循環流動層における固気混相流れに及ぼす船体運動の影響を明らかにするため、循環流動層を動揺台に搭載した模擬実験の結果から、①横揺れ運動によりライザー部壁面の粒子下降流が周期的に変動し、壁面を流下してライザー下部に滞留する粒子量が大幅に増加するため、全圧力損失は正立時に比べて顕著に増大すること、②同様に、定傾斜状態においてもライザー下部に滞留する粒子量の増加により全圧力損失は増大すること、③横揺れ時における循環流動層の全圧力損失は横揺れ周期には影響されないが、横揺れ振幅の増大により増加すること<sup>3), 4)</sup>を明らかにした。

本章では、循環流動層ライザー部の固気混相熱伝達に及ぼす横揺れ運動、及び定傾斜の影響を明らかにするために実施した伝熱実験の結果について報告する。

### 7.2 実験装置と実験方法

本実験では、前章で用いた循環流動層コールドモデルのライザー部を改造して使用した(図7-1参照)。前章ではライザー部側面の6箇所(3箇所×2面)に透明アクリル製の観察窓が設置されていたが、本実験では片側の側面3箇所を観察窓と同一寸法のベークライト製発熱板(寸法: 240mm×440mm 及び 240mm×540mm)と交換した。図中の各発熱板に付された数値は、各発熱板中央と分散板との鉛直方向距離を示す。



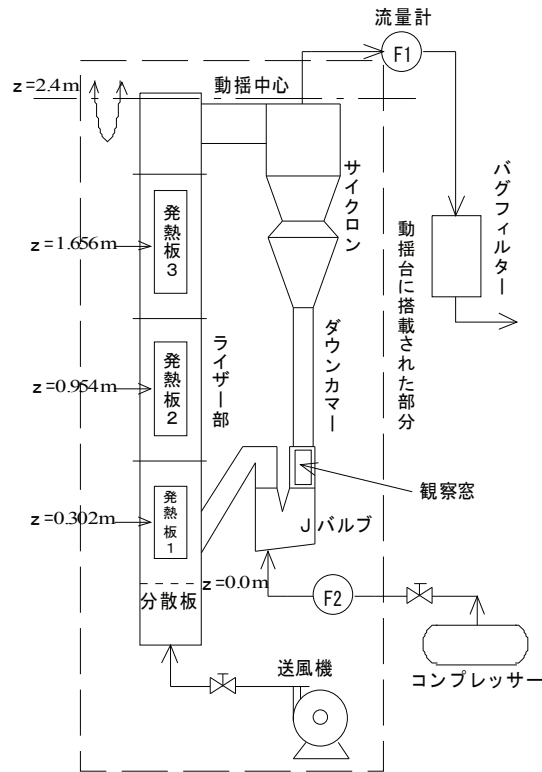


図 7-1 循環流動層実験装置

送風機から供給された空気は分散板を通過し、装置内部に装填された循環粒子を巻き上げてライザー部（断面寸法: 288mm×288mm, 高さ: 2408mm）を上昇する。ライザー部を出た固気混相流はサイクロンで固気分離され、循環粒子はダウンカマ部を流下して J バルブに堆積した後、J バルブをオーバーフローして再びライザー下部に戻って装置内部を循環する。なお、J バルブに堆積した循環粒子の流動化を促進するため、コンプレッサーから少量の圧縮空気を J バルブ底部に導入する。一方、サイクロンを出た空気はバグフィルターを経て外部に放出される。本実験で使用した循環粒子は粒径  $d_p$ : 0.18~0.35mm の石灰石粒子（充填量: 40 kg）であり、静止時の粒子層高は分散板から 175 mm となる。

実験装置には圧力計，オリフィス流量計（F1, F2）のほか，各部に温度計が設置されている。また，粒子循環量（ライザー部における循環粒子の断面平均質量速度） $G_s$ [kg/(m<sup>2</sup>s)]は前章と同様，正立静止状態のときに計測し，Jバルブ上部管に設置された観察窓から堆積した循環粒子の流下速度をストップウォッチで計測することにより求めた。なお，本実験では J バルブ底部に導入する圧縮

空気量を全てのケースでほぼ同一としたが、粒子循環量は空塔速度の増大に伴って次第に増大する<sup>3)</sup>ため、2.3~14.3 [kg/(m<sup>2</sup>s)]の範囲で変化している。

横揺れ運動を与えるため、実験装置は動揺台<sup>5)</sup>に搭載された。動揺中心は実験装置の中心線上、分散板から2400 mm上方に位置している。本実験では、図7-1に示す実験装置に対して本紙面と垂直方向に、①横揺れ振幅 $\theta = 15^\circ$ 、周期 $\tau = 6$  sの横揺れ運動、②傾斜角 $\alpha = 5, 10, 15^\circ$ の定傾斜（発熱板は側面下側）を与え、循環流動層ライザー部の熱伝達に及ぼす影響を検討した。

図7-2に本実験で使用したベークライト製発熱板の概略を示す。発熱板の内側壁面には厚さ：0.1mmのステンレス板が貼付されており、外径：1mmのT型シース熱電対がステンレス板の裏側に3箇所、発熱板外側表面に1箇所設置されている。ステンレス板は直流電圧により直接通電加熱され、計測した端子間電圧、電流から発熱量 $Q$ を算出する。

発熱板1のステンレス板表面温度は測定点により最大10 K程度の温度差が認められる。後に見るように、この温度差はステンレス板に接触する粒子の接触頻度が測定点により異なるため、局所熱伝達率が異なることに起因する。本章では、先ずステンレス板の発熱状態について検討した後、ヒーターの熱伝達率について評価する。このとき、発熱板に貼付されたステンレス板の比抵抗は次式で表される。

$$\rho(T) = \rho(T_0) \cdot [1 + a(T - T_0)] \quad \dots\dots\dots (7-1)$$

ここで、 $a$ は比抵抗の温度係数、 $T_0$ は基準温度である。300~400 Kの範囲では、式(7-1)中の温度係数は $a = 1.27 \times 10^{-3}$  [1/K]と見積もられる<sup>6)</sup>ので、10 K程度の温度差による比抵抗の差は僅かであり、ステンレス板の抵抗値は一樣と見なすことが出来、ステンレス板は場所に依らず一樣に発熱する。また、内部に温度差がある場合、熱伝導によりステンレス板内部を熱移動するが、縦・横寸法に比べて板厚が非常に薄いため、10 K程度の温度差による熱移動量はライザー内壁で粒子に伝えられる熱量に比べると無視できるほど小さい。さらに、ステンレス板で発生する熱量のうち、ベークライト板を経て系外に流出する熱量（全発熱量の5%程度）を場所に依らず一樣とすると、ライザー内壁面で固気混相流と接触するステンレス板表面の熱流束 $q$ は、その位置に依らず一定となる。このとき、ステンレス板の各表面温度測定点における局所熱伝達率を

$$h_{wj} = q / (T_{wj} - T_f) \quad (\text{但し, } j=1,2,3) \quad \dots \quad (7-2)$$

$$q = (Q - Q_{loss}) / S \quad \dots \quad (7-3)$$

とする。ここで、 $T_{wj}$ はステンレス板裏側の各熱電対計測値であり、固気混相流温度  $T_f$ は分散板から 766mm 上方に設置した白金測温抵抗体 ( $\phi 15\text{mm}$ , 挿入長さ: 170mm) の計測値を示す。また、 $S$ はステンレス板の伝熱面積を、 $Q_{loss}$ はステンレス板の発熱量のうち実験装置外部へ流出する熱損失を表し、次式

$$Q_{loss} \equiv -\lambda \frac{T_{out} - T_{w2}}{l} \cdot S \quad \dots \quad (7-4)$$

で与えた。ここで、 $\lambda$ はベークライトの熱伝導率、 $T_{out}$ は発熱板外側表面温度、 $l$ はベークライト製発熱板厚さ (=25mm) を示す。また、局所熱伝達率を各々の伝熱面積で加重平均して各発熱板の平均熱伝達率を次式で求めた。

$$\bar{h} \equiv \sum h_{wj} \times S_j / S \quad \dots \quad (7-5)$$

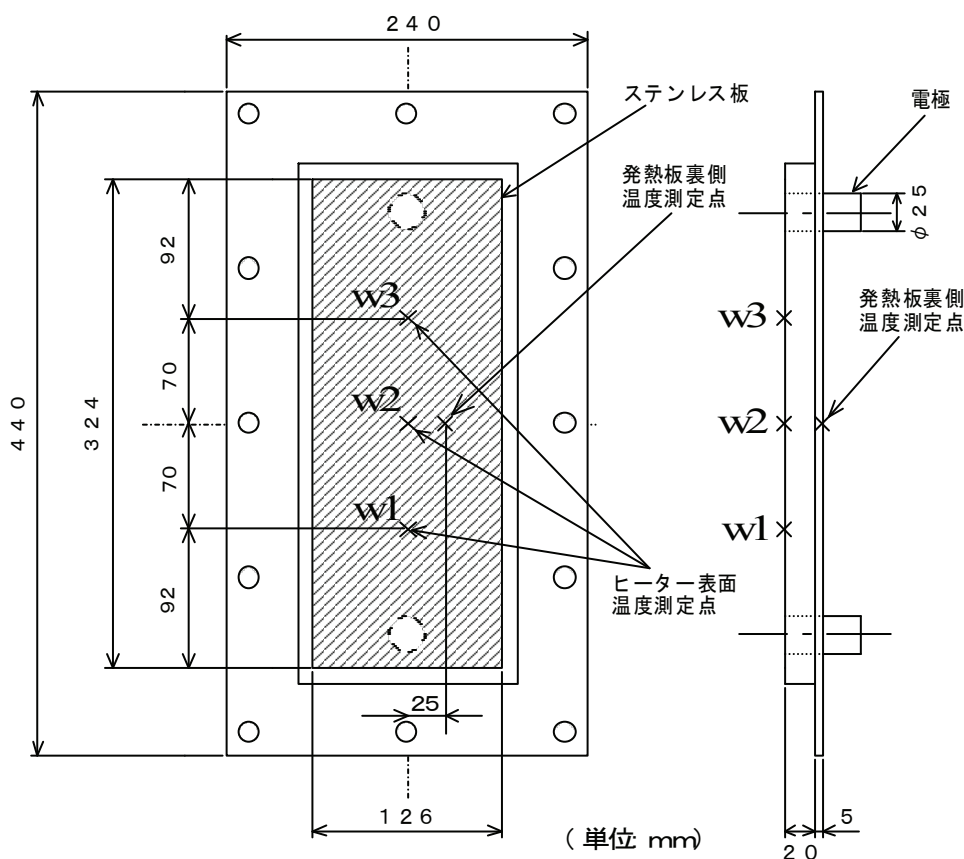


図 7-2 ライザー側面発熱板 1

図 7-3 に動揺中心の軸方向から見たライザー側面発熱板，測温抵抗体，圧力測定孔の位置関係を示す．測温抵抗体，圧力測定孔は各々ライザー中心線から 100 mm オフセットして設置されている．また，本実験ではライザー側面発熱板がライザー部の下側に位置するように定傾斜させるため，粒子下降流は発熱板に沿って流下する<sup>3), 4)</sup>ことになり，正立状態と比べると発熱板と循環粒子との接触は増大する．なお，発熱板に正対するライザー側面はアクリル製観察窓のままとなっているので，ライザー内部の固気混相流を目視観察することが可能である．また，傾斜角を図 7-3 とは逆方向にすることで，発熱板と粒子との接触状況を目視観察することが出来る．

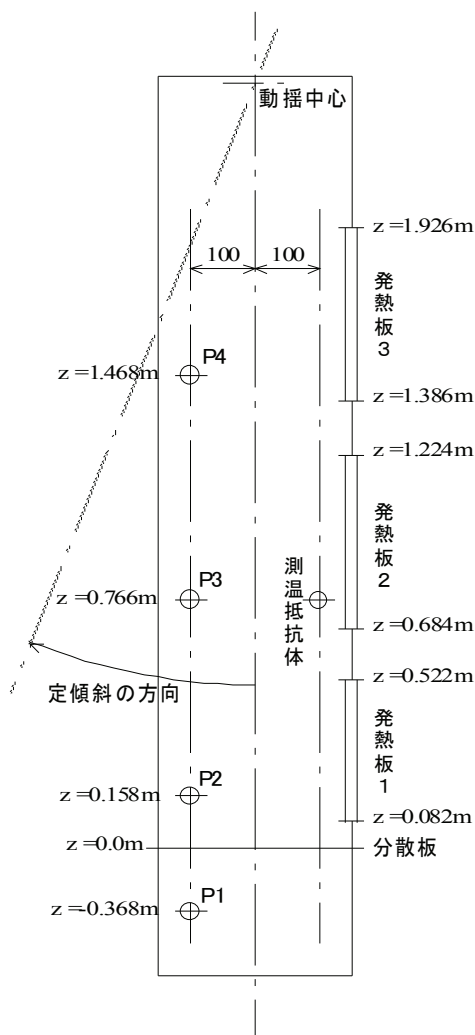


図 7-3 ライザー部発熱板，圧力測定孔の位置関係

実験は送風機流量、ヒーター出力、及び船体運動条件（正立静止状態、横揺れ、定傾斜）を設定した後、系内各部の温度をモニターし、各部温度が一定値に収束して系が定常状態になっていることを確認した上でデータ収録した。本実験装置では、条件設定後、系が定常状態に達するのに約2時間30分を要した。なお、測定値は120s間計測したデータの時間平均値とした。

### 7.3 実験結果と考察

#### 7.3.1 正立時のライザー一部壁面熱伝達

図7-4に正立時のライザー側面発熱板の熱伝達率を示す。横軸は空塔速度（ライザー部の断面平均空気流速） $U_g$ である。発熱板1については式(7-5)で求めた平均熱伝達率をシンボルで示し、局所熱伝達率の最大値・最小値を示すためバーを付記する。また、局所熱伝達率の分散が小さい発熱板2,3については、平均熱伝達率のみをシンボルで示す。なお、次式

$$Nu = 0.022 Re^{0.8} Pr^{0.5} \dots\dots\dots (7-6)$$

で示される、流れが発達した空気単相流のときの管内壁面乱流熱伝達率<sup>7)</sup>を併せて示す（本実験におけるRe数は $2.20 \times 10^4 \leq Re \leq 6.57 \times 10^4$ ）。

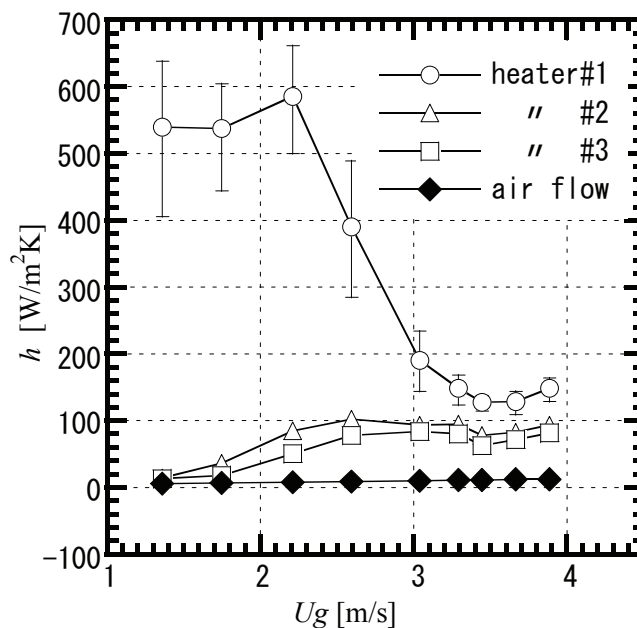


図 7-4 ライザー一部側面の熱伝達率（正立時）

ライザー下部に設置された発熱板 1 の平均熱伝達率は、 $U_g \leq 2.21$ [m/s]ではライザー中央部，上部に設置された発熱板 2,3 に比べると遥かに大きいですが， $U_g > 2.21$ [m/s]で急激に減少している．また，局所熱伝達率は  $U_g < 3.04$ [m/s]ではかなり大きな分散を示していることが分かる．一方，発熱板 2,3 の熱伝達率は， $U_g = 1.36$ [m/s]では空気単相流における値とほぼ等しいが，空塔速度の増加につれて次第に増大し， $U_g > 2.21$ [m/s]では空気単相流の熱伝達率に比べると数倍程度大きくなっている．

空塔速度が低いと循環粒子はライザー一部上端まで到達せずにライザー下部に留まっている（気泡流動状態）が，空塔速度の増大に伴って循環粒子は次第に高く吹き上げられるようになり， $U_g > 1.36$ [m/s]では系は循環流動層となって，ライザー下部に流入する循環粒子はライザー部を上昇してサイクロンへと流出する．このとき，ライザー部の粒子質量速度は断面平均で見ると上昇流となっているが，ライザー壁面近傍では気相速度が遅いため，局所的に見ると壁面近傍の循環粒子は壁面に沿って流下している（粒子下降流．図 7-5 参照）．目視観



図 7-5 ライザー一部壁面近傍の粒子下降流

察により、粒子下降流はライザー中央部、上部の発熱板に接触しながら流下することが確認されている。空塔速度の増加に伴って発熱板 2, 3 の熱伝達率が增大するのは、気泡流動状態では循環粒子がライザー中央部、上部に到達せず、流れはほぼ空気単相流となっているのに対し、空塔速度が増大して系が循環流動層となると、空気に比べて遙かに熱容量が大きい循環粒子が粒子下降流として発熱板に接触しながら流下するため熱伝達が促進されること、粒子下降流が空塔速度の増大と共に増加して粒子の壁面接触が活発になることによると結論される。

一方、ライザー下部の熱伝達率はライザー中央部、上部と同様、伝熱面へ粒子接触により大きく影響されるものと考えられるが、ライザー下部発熱板に接触する粒子は主に分散板上に滞留する粒子であることが目視観察から確認されている。粒子ホールドアップ（容積分率） $\varepsilon_p$  は伝熱面への粒子接触の頻度に深く関連すると考えられるが、ライザー下部の粒子ホールドアップは空塔速度が増大するとライザー部の流動様式の変化により変化する<sup>3)</sup>。一般に循環流動層ライザー部の鉛直方向圧力勾配は

$$-(dp/dz) = \rho_p(1-\varepsilon)g = \rho_p\varepsilon_p g \quad \dots\dots\dots (7-7)$$

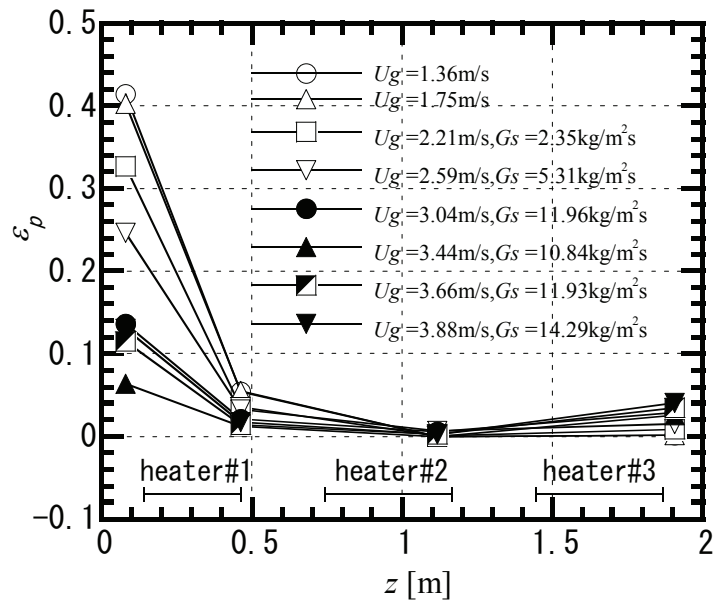


図 7-6 ライザー部粒子ホールドアップ（正立時）

と近似され、ライザー部の圧力勾配はボイド率 $\varepsilon$ あるいは粒子ホールドアップと関連づけられる<sup>8)</sup>。図 7-6 にライザー部圧力勾配から求めた粒子ホールドアップの鉛直方向分布を示す。図中の $z$ は分散板から鉛直方向上向きに測った距離を表し、発熱板 1~3 の存在する範囲を併せて示す。ライザー下部の粒子ホールドアップは $U_g < 3.04[\text{m/s}]$  (乱流流動状態) では高いが、 $U_g \geq 3.04[\text{m/s}]$  (高速流動状態) では顕著に減少する。また、 $U_g < 3.04[\text{m/s}]$ では発熱板 1 が存在する鉛直方向範囲で粒子ホールドアップの $z$ 方向の勾配が大きく、発熱板 1 の上下端で粒子ホールドアップの差が顕著であることが分かる。

発熱板 1~3 が存在する鉛直方向範囲の平均粒子ホールドアップを図 7-6 から算出し、平均熱伝達率と比較した結果を図 7-7 に示す。図より、発熱板 1 の平均熱伝達率は粒子ホールドアップにより整理でき、既存の知見の通り、粒子ホールドアップが増加するとライザー部の壁面熱伝達率も増大する<sup>9)</sup>傾向を示すことが分かる。すなわち、循環粒子の伝熱面への接触頻度が固気混相熱伝達を支配することが分かる。これより、発熱板 1 の平均熱伝達率が $U_g \leq 2.21[\text{m/s}]$ でライザー中央部、上部に比べて遙かに大きいのは (図 7-6 に示すように) 粒子ホールドアップが大きく、粒子の伝熱面への接触頻度が高いためであり、発熱

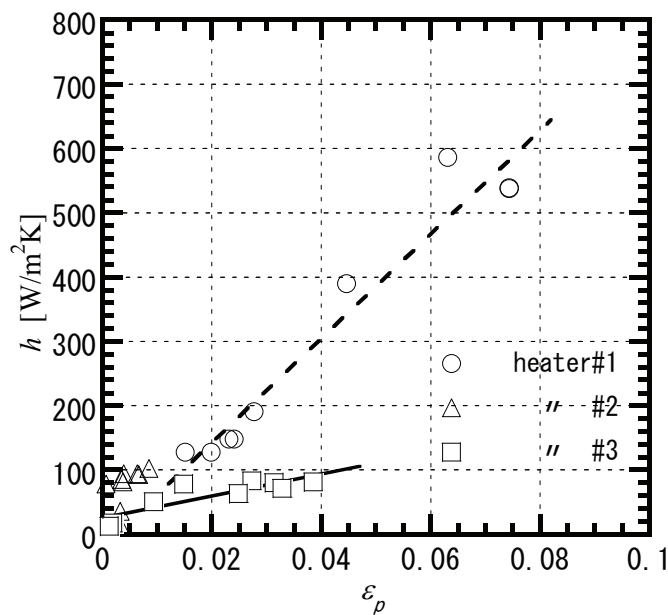


図 7-7 粒子ホールドアップと熱伝達率の関係



板 1 の熱伝達率が  $U_g > 2.21$  [m/s] で急減するのは、ライザー下部における粒子ホールドアップが減少して発熱板に接触する粒子の接触頻度が減少するためと結論づけられる。

なお、粒子ホールドアップが高く粒子の接触頻度が高い領域は、粒子ホールドアップが低く粒子の接触頻度が低い領域に比べると局所熱伝達率が遙かに高くなるため、発熱板 1 においては粒子ホールドアップの  $z$  方向勾配が大きい  $U_g < 3.04$  [m/s] では局所熱伝達率のばらつきは大きい、 $U_g \geq 3.04$  [m/s] では粒子ホールドアップの  $z$  方向勾配が急減するため、局所熱伝達率のばらつきも次第に小さくなる。一方、発熱板 2, 3 が設置されたライザー中央部、上部では、ライザー壁面に沿って流下する粒子下降流の発熱板への接触による伝熱促進が支配的であり、粒子下降流は各発熱板で一様であるため、局所熱伝達率のばらつきは殆ど認められない。

また、発熱板 3 の熱伝達率も粒子ホールドアップの増加に伴って増大している。ライザー上部の伝熱促進に寄与する粒子下降流は壁面近傍の局所な現象であり、ライザー部の断面平均値である粒子ホールドアップと直接関連づけられる訳ではないが、発熱板 3 の平均熱伝達率と粒子ホールドアップとは相関を持つことが分かる。

### 7. 3. 2 横揺れ時のライザー部壁面熱伝達

横揺れ時のライザー部における粒子ホールドアップ分布を図 7-8 に示す。横揺れ運動を与えると粒子下降流は周期的に変動し、着目する側面がライザー部上側となるときには循環粒子は側面に接触することなく上昇し、ライザー部下側となるときには側面に沿って大量に流下する<sup>3)</sup>。側面に沿って流下した循環粒子はライザー底部の分散板上に落下するが、横揺れ運動を受けるため落下した循環粒子の上昇は正立時ほど容易ではなく、ライザー下部に滞留する粒子量は正立時に比べて増加する。その結果、正立時では高速流動状態となる空塔速度においても、横揺れ時にはライザー下部の粒子ホールドアップは 0.26 と比較的大きな値を維持している。

横揺れ状態における各部熱伝達率を図 7-9 に示す。発熱板 1 の平均熱伝達率は  $U_g > 2.21$  [m/s] で正立時の値よりも大きくなる。これは上に述べたように、ラ

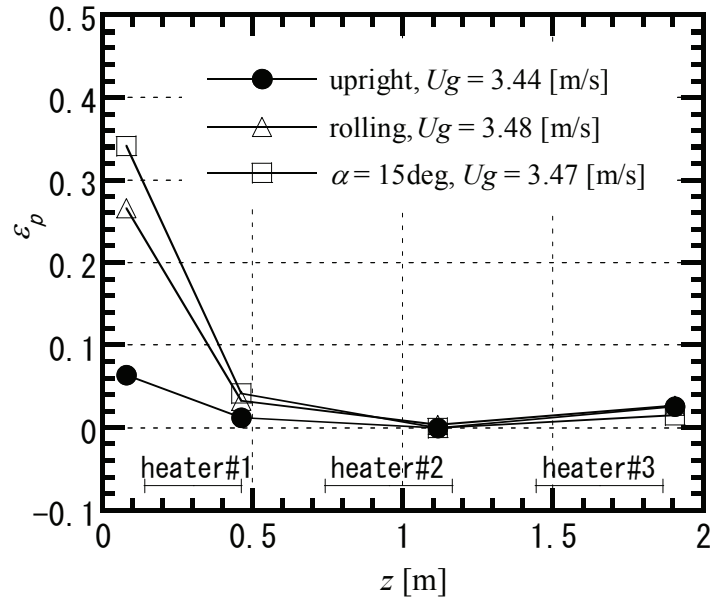


図 7-8 ライザー部粒子ホールドアップ (横揺れ時)

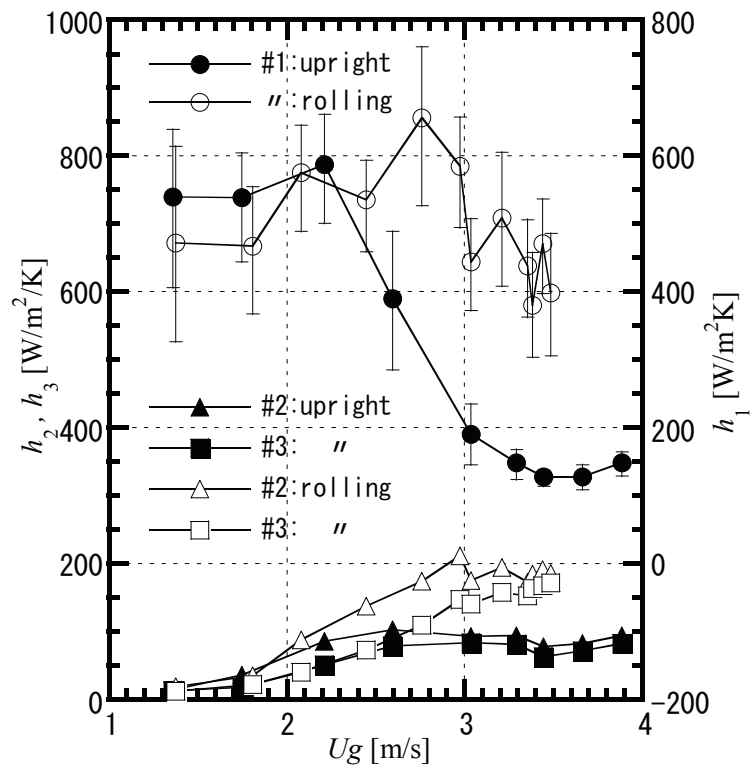


図 7-9 ライザー部側面の熱伝達率 (横揺れ時)

レーザー下部の粒子ホールドアップが正立状態に比べて顕著に大きいことによる。また、正立状態のときとは異なり、局所熱伝達率のばらつきは  $U_g \geq 3.04$  [m/s] でも大きいままである。これは、横揺れ運動によってレーザー下部に滞留する粒子量が増大する結果、粒子ホールドアップがレーザー下部において  $z$  方向に大きな勾配を維持することに起因する。一方、横揺れ時の発熱板 2, 3 の熱伝達率は、空塔速度が増大すると正立時の値よりも大きくなっている。これは、横揺れ運動によりレーザー側面の粒子下降流による粒子流下量が大幅に増加することに加え、循環粒子の壁面への接触が促進されるためと考えられる。図 7-10 に示すように、レーザー側面が垂直の場合には粒子下降流が壁面に向かう力は作用しないが、側面が傾斜している場合には重力により粒子下降流が壁面に向かう力が作用する。このため、レーザー側面が傾斜している場合、循環粒子と壁面との接触の度合いは増大する。

横揺れ時の各部熱伝達率を粒子ホールドアップで整理し、正立時の熱伝達率と比較した結果を図 7-11 に示す。発熱板 1 の熱伝達率は正立時の熱伝達率整理

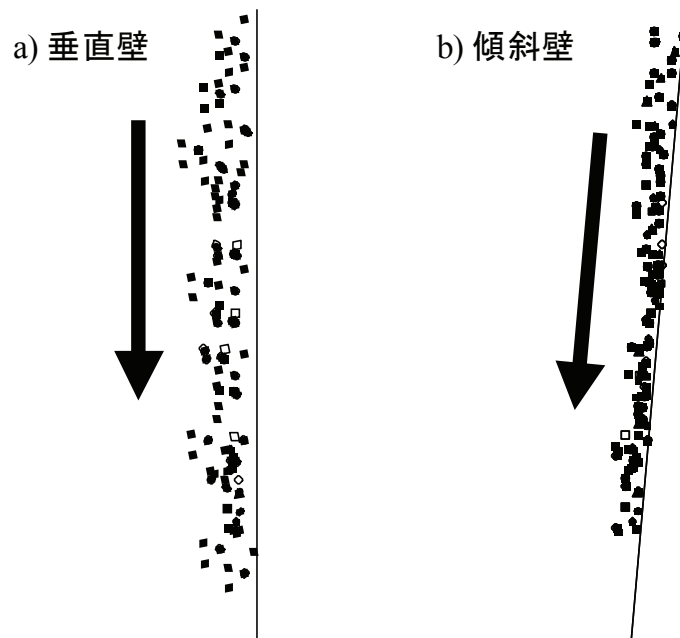


図 7-10 粒子のレーザー壁面への付着（模式図）

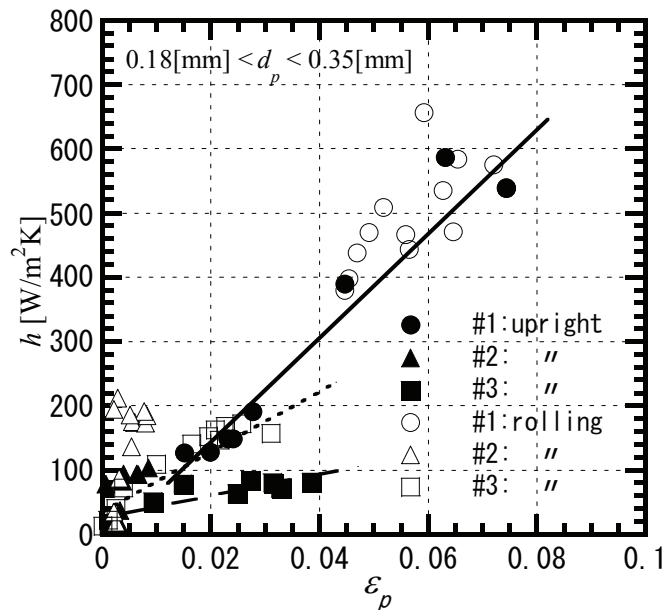


図 7-11 粒子ホールドアップと熱伝達率（横揺れ時）

式（図中の実線）と良く一致しており，横揺れ運動によるライザー下部の粒子ホールドアップの増加が熱伝達率の増大に結びついていることが分かる．一方，横揺れ時の発熱板 3 の熱伝達率の整理式（図中の破線）は，正立時の整理式に比べると粒子ホールドアップに対する勾配が大きくなっており，横揺れ運動によって粒子下降流が周期的に変動し，循環粒子の伝熱面への接触が促進される結果，熱伝達率が増大することを示している．発熱板 2 の熱伝達率についても，（粒子ホールドアップは両者でほぼ同じものの）熱伝達率は横揺れ時の方が正立時よりも大きく，横揺れ運動による循環粒子の壁面付着の促進が熱伝達率の向上に寄与していることが分かる．

### 7. 3. 3 定傾斜時のライザー部壁面熱伝達

定傾斜状態における各部熱伝達率を図 7-12 に示す．定傾斜時の平均熱伝達率は何れの発熱板においても正立時と比べて顕著に増大している．これは，傾斜によって粒子下降流が全て発熱板が設置されたライザー部下側壁面を流下する結果，正立時に比べて発熱板上を流下する粒子流下量が増大すること，傾斜による重力の作用により粒子下降流中の粒子と発熱板との接触が促進されること

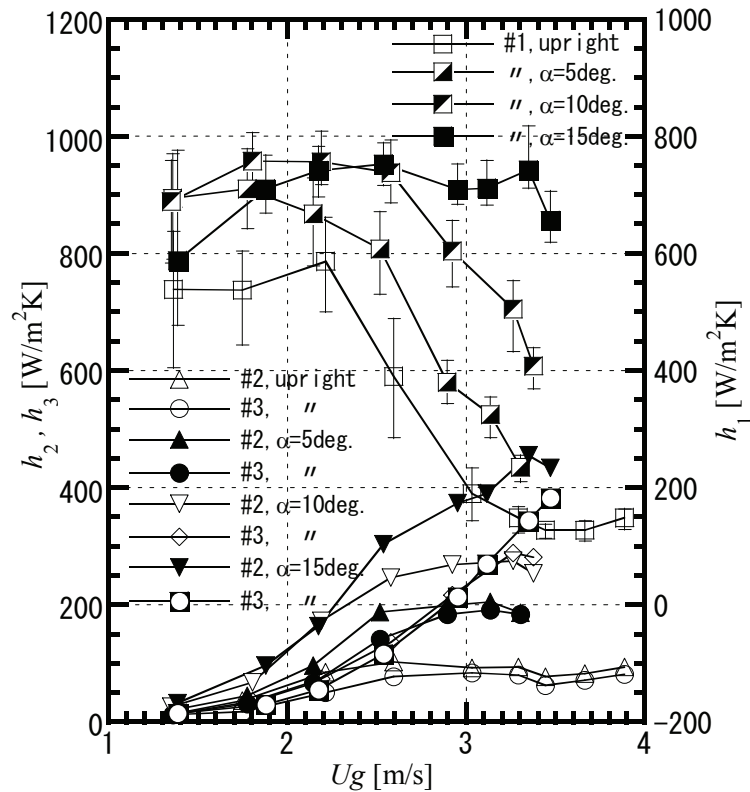


図 7-12 ライザー部側面の熱伝達率（定傾斜時）

による。傾斜の影響は傾斜角が最も小さい $\alpha = 5^\circ$ の場合でも顕著である。また、各発熱板の平均熱伝達率は $\alpha = 15^\circ$ 、 $U_g \leq 1.85[\text{m/s}]$ における発熱板 1 を除いて傾斜角の増加に伴って増大していることが分かる。

なお、 $U_g \leq 1.85[\text{m/s}]$ では $\alpha = 15^\circ$ の発熱板 1 の平均熱伝達率の方が、傾斜角が小さい $\alpha = 5^\circ$ 、 $10^\circ$ に比べて小さくなっている。これは、空塔速度が小さいと、傾斜によってライザー下部側面に粒子の流動が抑制される領域が局所的に形成される<sup>10)</sup>ため、その領域では熱伝達率が低下することに起因すると考えられる。実際、 $\alpha = -5^\circ$ 、 $-10^\circ$ としてライザー下部の亚克力製観察窓内側の粒子挙動を目視観察すると、 $U_g \sim 1.4[\text{m/s}]$ では $\alpha = 15^\circ$ の方がライザー側面の粒子挙動が抑制されることを確認した。これより、 $U_g \leq 1.85[\text{m/s}]$ では傾斜角の増大に伴う粒子流動の抑制により局所熱伝達率が低下する領域が拡大する結果、平均熱伝達率が低下するものと結論づけられる。

#### 7. 4 結 言

循環流動層ライザー部の固気混相熱伝達に及ぼす横揺れ運動，定傾斜の影響を検討するため，循環流動層を動揺台に搭載し，空塔速度，傾斜角をパラメータとする伝熱実験を行い，以下のことを明らかにした．

1. 正立状態におけるライザー壁面熱伝達率は，ライザー中央部，上部では粒子下降流による循環粒子の壁面への接触により熱伝達が促進されるのに対し，ライザー下部ではライザー下部に滞留する粒子の壁面への接触による伝熱促進が支配的である．
2. このため，空塔速度が増加すると，ライザー中央部，上部では粒子下降流が活発化して熱伝達率が次第に増大するのに対し，ライザー下部では流動様式の変化によってライザー下部の粒子ホールドアップが減少するため，熱伝達率は急激に減少する．
3. 循環流動層に横揺れ運動を与えると，ライザー一部側面に沿った粒子下降流が周期的に変動して循環粒子の壁面への接触が促進されるため，ライザー中央部，上部における熱伝達率は増大する．一方，ライザー下部では横揺れによりライザー底部に滞留する循環粒子量が増加して粒子ホールドアップが増大するため，熱伝達率は正立時に比べて顕著に増加する．
4. 定傾斜状態におけるライザー下側壁面の熱伝達率は，傾斜により粒子流下量が増大すると共に，壁面への粒子接触が促進されるため，熱伝達率は傾斜により顕著に増大する．また，傾斜角の増大に伴って熱伝達率は増大する．なお，空等速度が低い場合，傾斜によってライザー下部の一部で粒子流動が抑制されるため，熱伝達率が低下する領域が現れる．

本実験により，循環流動層ライザー部の熱伝達率に及ぼす船体運動の影響について定量的に評価することが出来た．しかし，横揺れによる伝熱促進がいかなるメカニズムに基づくのか，については十分明らかになったとは言い難く，今後，ライザー部におけるボイド率分布・粒子速度分布・気相速度分布等，ライザー部の固気混相流の詳細について明らかにする必要がある．

## 記号

- $a$  : ステンレスの比抵抗の温度係数 [1/K]
- $d_p$  : 粒径 [mm]
- $g$  : 重力の加速度 [ $\text{m/s}^2$ ]
- $G_S$  : 粒子循環量 [ $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ]
- $h$  : ステンレス板表面の局所熱伝達率 [ $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ ]
- $\bar{h}$  : ステンレス板表面の平均熱伝達率 [ $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ ]
- $l$  : 発熱板厚さ (= 0.025 m)
- Nu : ヌセルト数 (式(7-6))
- $p$  : 圧力 [Pa]
- Pr : プラントル数
- $q$  : ステンレス板表面の熱流束 [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]
- $Q$  : ステンレス板の発熱量 [W]
- $Q_{loss}$  : ステンレス板から外部へ流出する熱量 [W]
- Re : レイノルズ数
- $S$  : ステンレス板の伝熱面積 (=  $0.126 \times 0.324$ , 又は  $0.126 \times 0.426$  [ $\text{m}^2$ ])
- $S_1, S_2, S_3$  : 局所熱伝達率に対応する伝熱面積 [ $\text{m}^2$ ]
- $T$  : 温度 [K]
- $U_g$  : 空塔速度 [m/s]
- $z$  : 分散板から上向きに測った距離 [m]
- $\alpha$  : 傾斜角 [deg.]
- $\varepsilon$  : ボイド率 [-]
- $\varepsilon_p$  : 粒子ホールドアップ (=  $1 - \varepsilon$ ) [-]
- $\Theta$  : 横揺れ振幅 [deg]
- $\lambda$  : ベークライトの熱伝導率 [ $\text{W}/(\text{mK})$ ]
- $\rho$  : ステンレスの比抵抗 [ $\Omega \cdot \text{m}$ ]
- $\rho_p$  : 粒子密度 (=  $2500$  [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ])
- $\tau$  : 横揺れ周期 [s]
- 添字
- $f$  : 固気混相流

out : 発熱板外側表面

w1, w2, w3 : ステンレス板表面の測定点 1, 2, 3

0 : 基準値

1 : 発熱板 1

2 : 発熱板 2

3 : 発熱板 3

#### 参考文献

- 1) 安達雅樹, 平岡克英, 村田裕幸, 稲坂富士夫, 春海一佳, 高木正英, 岡秀行, “船用ディーゼル機関排熱を利用した動力回収システムの概念設計”, 日マリ学誌, **43-5**, (2008), pp.130-135.
- 2) 安達雅樹, 平岡克英, 春海一佳, 村田裕幸, 稲坂富士夫, 高木正英, 岡秀行, “船用ディーゼル機関排熱を利用した動力回収システムの概念設計(第2報)”, 日マリ学講, 第78回講演論文集, (2008-9), pp.13-14.
- 3) 村田裕幸, 安達雅樹, 高木正英, 稲坂富士夫, 岡秀行, 平岡克英, 春海一佳, “循環流動層の固気混相流れに及ぼす横揺れ運動の影響”, 日マリ学誌, **44-1**, (2009), pp.119-126.
- 4) 村田裕幸, 安達雅樹, 高木正英, 稲坂富士夫, 岡秀行, 平岡克英, 春海一佳, “循環流動層の固気混相流れに及ぼす横揺れ運動の影響”, 第14回流動化・粒子プロセスシンポジウム, (2008-12), pp.25-28.
- 5) Murata, H., Iyori, I. and Kobayashi, M., “Natural Circulation Characteristics of a Marine Reactor in Rolling Motion”, *Nucl. Eng. Design*, **118**, (1990), pp.141-154.
- 6) 日本機械学会, 伝熱工学資料(第4版), 丸善, (1986), p.318.
- 7) 6) の文献, p.56.
- 8) Grace, J. R., Avidan, A. A. and Knowlton, T. M., *Circulating Fluidized Beds*, Blackie Academic & Professional, (1997), p.314.
- 9) 堀尾正靱, 森滋勝, 流動層ハンドブック, 培風館, (1999), p.106.
- 10) 波江貞弘, 長内敏雄, 山之内博, 横村武宣, “船用流動層燃焼技術に関する研究”, 船機誌, **19-12**, (1984), pp.943-950.





## 第8章 結論

本論文では、まず非定常流れの基礎的な系である、流れ方向に規則性を持つ平行平板間に挿入された角柱列周りの流れについて数值的、実験的に検討した。次に、脈動的な非定常性を持つ対流現象の実例として横揺れ運動を受ける船用炉の自然循環に注目し、実機規模の模擬装置を用いて実施した実験における一次冷却水の流動特性及び炉心部燃料集合体の熱伝達に及ぼす横揺れの影響について検討した。また、周期的非定常性を持つ固気混相對流現象の実例として、横揺れ運動を受ける循環流動層における熱流動を取り上げ、その流動挙動及びライザー部熱伝達に及ぼす横揺れの影響について議論した。本論文中の第1章と本章を除く各章で述べた内容をまとめると次のようになる。

第2章では、平行平板間に角柱列を挿入した系の非定常流れに注目し、種々の流動条件に対して流れ方向に空間的周期境界条件を適用して計算領域の大きさを変化させた二次元非定常数値解析を実施し、「計算領域を単位領域とし、流れ方向に空間的周期条件を用いて計算領域を小さく保つ手法」の妥当性について検討した結果、流動条件が同一でも計算領域の大きさによって計算結果が変動する場合があることを見出すとともに、計算領域の大きさによる計算結果の変動がカルマン渦放出に関する角柱間の位相差と関連づけられることを指摘し、角柱間の位相差を指標として、計算領域の大きさによらず計算結果が「一意に定まる」場合と、計算領域の大きさによって計算結果が「変動する」場合とに判別した。これより、計算領域を単位領域として周期境界条件を適用する数値解析手法が、限られた流動条件でのみ物理的に妥当と判定できると結論づけた。さらに、単位領域を計算領域として計算を行っても、計算結果が物理的に妥当とされる場合の流動特性を吟味するとともに、計算領域寸法を変えても同一の解が得られる解の一意性の判定条件について検討を行った。まず計算結果の一意性と流れ場の特性量との関連について検討し、解が一意性を失う場合、計算結果には低周波の不規則変動速度成分が顕著に現れることを見出した。また、角柱列を挿入した本研究の流れ場が、単一角柱を挿入した流れ場とは異なり、変動速度強さの空間不均一が小さいことを指摘した。さらに、変動速度の運動エネルギーの空間平均値を指標として計算結果の一意性の整理を行い、閉そく比、配列ピッチを考慮した平均流と変動速度の時間スケールの比、及び流路レイノルズ数によって計算結果の一意性が判別できることを明らかにした。また、この時間スケールの比が、流れ場の幾何形状から定まるパラメータと関連づけられることを見出し、計算結果の一意性判別をこの幾何形状のパラメータと流路レイノルズ数とにより再整理することにより、着目した流れ系に対して試行的数値解析を行うことなく計算結果の一意性存在条件を予測できることを示した。

第3章では、第2章と同一の体系において、流量変動の及ぼす影響を実験的に明らかにするため、PTV法による可視化実験を実施してその流動特性について検討した。また、第2章で検討した二次元数値解析コードを利用して脈動流の数値解析を試み、実験結果との

比較によりその妥当性について検証した。その結果、①閉そく比が比較的大きい本実験条件の定常流 ( $d/H=0.3$ ,  $Re=1000$ ) の場合,  $L/H=2.0\sim 4.0$  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 であるが,  $L/H=1.0$  の場合には, 主流の大部分は角柱の背面に回り込むことなく下流に流れていくため, 角柱背面に低速の循環領域が形成されること, ② $L/H=2.0\sim 4.0$  で脈動周期が比較的長い ( $St^* = 0.088$ ) 場合, 脈動振幅が大きい ( $Q_2/Q_1 = 0.88$ ) と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が, 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こと, ③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こと, ④同一体系の  $L/H=2.0\sim 4.0$  の定常流について行った数値解析結果のストローハル数は実験結果とかなり良く一致しており, 解析結果はほぼ妥当であること, ⑤数値解析において圧力勾配パラメータを正弦波状に時間的变化させると流れは脈動流となり, 数値解析結果の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こと, が明らかとなった。

第 4 章では, 横揺れ運動する一体型船用炉の自然循環に及ぼす横揺れ運動の影響を明らかにするため, 動揺台に搭載した模擬船用炉を用いて炉心ヒーター出力, 横揺れ周期, 横揺れ振幅をパラメータとする横揺れ自然循環を実施した。横揺れ自然循環において系に作用する横揺れ運動の慣性力, 定傾斜の及ぼす影響を個別に評価するため, 非加熱横揺れ実験, 定傾斜自然循環実験を実施した。また, 横揺れ運動が炉心流量に及ぼす影響を予測する簡単な次元解析モデルを提案し, 本実験結果との比較によってその妥当性を議論した。その結果, ①横揺れ状態における船用炉の自然循環においては, ホット・レグ, コールド・レグにおける一次冷却水循環流量は横揺れ角に対応して周期的に変動するのに対し, 炉心流量は時間的に変動しないこと, ②ホット・レグ, コールド・レグの流量変動は主として横揺れ運動の慣性力によって引き起こされ, 横揺れ周期が短くなるにつれて各レグにおける流量変動の振幅は増大し, 横揺れ角と流量信号との位相差は拡大すること, ③自然循環駆動力が大きくなるにつれ, 各レグの流量変動の振幅は減衰するが, この減衰はホット・レグの方がコールド・レグよりも顕著であり, 横揺れの角速度が小さい方が顕著であること, ④横揺れ周期が短くなるにつれて, 炉心流量は一旦増大した後, 減少するが, この変化は炉心ヒーター出力の増大, あるいは横揺れ振幅の減少に伴って顕著でなくなること, ⑤炉心流量の横揺れ周期による変化は動揺のレイノルズ数とレイリー数によって整理できること, を明らかにした。さらに, ⑥自然循環駆動力と横揺れ運動による圧力損失の増加を横揺れのレイノルズ数の関数として表す簡単な次元解析モデルを提案し, このモデルの計算結果が動揺のレイノルズ数とレイリー数に関して実験結果と一致することを示した。

第 5 章では, 第 4 章で対象とした系の炉心部熱伝達について検討した。船用炉の自然循環における炉心部熱伝達に注目すると, 炉心流量を既知として取り扱うことになるため, 炉心部熱伝達を共存対流として整理する可能性がある。そこで, 正立状態における熱伝達について, 本実験とほぼ同じ密閉ループの実験装置を用いて自然対流, 共存対流実験を実

施して炉心部熱伝達の実験相関式を求めている El-Genk らの実験結果との比較により本実験の支配的なパラメータを見いだした。さらに、横揺れ運動が炉心部熱伝達に及ぼす影響について検討するため、横揺れの無次元数である動揺のリチャードソン数によって実験結果を整理した。本実験から、①正立時の炉心部熱伝達率はレイリー数により良く整理され、本実験結果は El-Genk の自然対流相関式( $P/d=1.5$ )よりも僅かに低いこと、②本実験範囲では傾斜角が炉心部における一次冷却水の流動様式に顕著な変化を引き起こすほど大きくなかったため、炉心部の熱伝達は傾斜による影響を受けないこと、③炉心部の熱伝達は横揺れにより促進され、その促進は横揺れ運動による炉心内部の流れにより引き起こされたものと結論されること、④炉心部の熱伝達率は動揺のリチャードソン数により整理され、(1)横揺れ運動の慣性力が支配的な  $0.05 < Ri_R \leq 0.3$  ; (2) 熱伝達が横揺れの慣性力と自然対流の複合効果に影響される  $0.3 < Ri_R \leq 2$  ; (3) 熱伝達が自然対流のみに影響される  $Ri_R > 2$  の3つの領域に分類されること、を明らかにした。

第6章では、循環流動層の流動挙動に及ぼす横揺れ運動の影響を明らかにするため、循環流動層を動揺台に搭載して実験を実施した。横揺れ運動する循環流動層の固気混相流の場合、船体運動の加速度変動による見かけの力に加えて重力の作用方向が変動するため、循環粒子の粒径、空塔速度、粒子循環量、横揺れ周期、傾斜角をパラメータとする循環流動層横揺れ・定傾斜試験を実施し、循環流動層の固気混相挙動に及ぼす各々の力の影響を検討した。まず、正立状態における本実験装置の流動挙動について検討し、ライザー部における固気混相流れの流動様式が空塔速度の増加に伴って、気泡流動層→乱流流動状態→高速流動状態へと変化すること、高速流動状態における全圧力損失は粒子循環量が多いほど大きくなること、を明らかにして本実験装置の性能が妥当であることを確認した。その上で、①循環流動層に横揺れ運動を与えると、ライザー一部壁面に沿った粒子下降流が周期的に変動し、粒子の流下量が大幅に増加してライザー下部に滞留するため、正立時に比べて全圧力損失が顕著に増加すること、②同様に、定傾斜状態においても下側壁面に沿った粒子流下量が増大し、ライザー下部に滞留する粒子により圧力損失が大幅に増大すること、③横揺れ振幅：一定で横揺れ周期を変化させても、全圧力損失に及ぼす影響は殆ど認められないのに対し、横揺れ周期：一定として横揺れ振幅を変化させると、横揺れ振幅が大きいほど全圧力損失が増大することから、系の固気混相流に対して支配的な影響を及ぼすのは重力加速度の作用方向の変化であると結論されること、④空塔速度が増大するにつれて横揺れ運動が循環流動層に及ぼす影響は次第に減少し、空塔速度が十分大きい場合には横揺れ時の全圧力損失は正立状態の値とほぼ等しくなること、を明らかにした。

第7章では、6章で対象とした系のライザー部における固気混相熱伝達に及ぼす横揺れ運動、定傾斜の影響を明らかにするため、空塔速度をパラメータとする横揺れ伝熱実験、及び空塔速度、傾斜角をパラメータとする定傾斜伝熱実験を実施した。まず、正立状態において固気混相熱伝達を単相気相熱伝達と比較することにより固気混相熱伝達の支配因子を検討し、さらに横揺れ状態におけるライザー部熱伝達と流動様式との関連について議論した。その結果、①正立状態におけるライザー壁面熱伝達率は、ライザー中央部、上部で

は粒子下降流による循環粒子の壁面への接触により熱伝達が促進されるのに対し、ライザー下部ではライザー下部に滞留する粒子の壁面への接触による伝熱促進が支配的であること、②このため、空塔速度が増加すると、ライザー中央部、上部では粒子下降流が活発化して熱伝達率が次第に増大するのに対し、ライザー下部では流動様式の変化によってライザー下部の粒子ホールドアップが減少するため、熱伝達率は急激に減少すること、③循環流動層に横揺れ運動を与えると、ライザー側面に沿った粒子下降流が周期的に変動して循環粒子の壁面への接触が促進されるため、ライザー中央部、上部における熱伝達率は増大すること、④一方、ライザー下部では横揺れによりライザー底部に滞留する循環粒子量が増加して粒子ホールドアップが増大するため、熱伝達率は正立時に比べて顕著に増加すること、⑤定傾斜状態におけるライザー下側壁面の熱伝達率は、傾斜により粒子流下量が増大すると共に、壁面への粒子接触が促進されるため、熱伝達率は傾斜により顕著に増大し、その増大は傾斜角の増加に伴って促進されること、⑥なお、空等速度が低い場合、傾斜によってライザー下部の一部で粒子流動が抑制されるため、熱伝達率が低下する領域が現れること、を明らかにした。

なお、第3章では、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、それ以外の場合では流れの様相が複雑となるため、脈動流の特徴をさらに検討するには、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、二次元数値解析コードについても、第2章で述べた計算結果の一意性を念頭に置いて、脈動流の数値解析についてはその適用範囲を慎重に制限することが必要である。

一方、第6章では、循環流動層の固気混相流に及ぼす横揺れ運動の影響について、圧力損失等のマクロな指標に関しては明らかになったが、具体的にどのようなメカニズムに基づいて影響を及ぼすのかという点については検討が不十分である。今後、ライザー断面におけるボイド率分布、粒子速度分布等のミクロな量をリアルタイムで計測できる固気混相流可視化計測手法を適用して、さらに詳細な計測を行うことが望まれる。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、終始懇切なご指導と長期間にわたる暖かい励ましを賜りました京都大学大学院工学研究科教授・吉田英生先生に深甚なる感謝の意を捧げます。また、同研究科中部主敬教授、岩井裕准教授、北條正樹教授、西脇眞二教授には、本論文の作成に際し、適切なご教示を頂きました。ここに厚くお礼申し上げます。本研究は、京都大学名誉教授・故鈴木健二郎先生のご指導に端を発しており、生前、ともすれば易きに流れようとする著者に暖かいご鞭撻を賜った先生に対し、ここに深く感謝するとともにご冥福をお祈りいたします。

本論文は著者が旧運輸省船舶技術研究所、及び独立行政法人海上技術安全研究所において原子力試験研究、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）受託研究の一環として実施した研究をまとめたものである。これらの研究はもとより一人の力でなし得るものではなく、多くの方々のご指導・ご協力を仰いでいる。旧運輸省船舶技術研究所原子力技術部の伊従功部長、山越寿夫部長、及び小林道幸装備研究室長（いずれも当時）には常に暖かい激励と適切なご指導をいただいた。ここに衷心より感謝の意を表します。また、独立行政法人海上技術安全研究所動力システム系の春海一佳機関・伝熱研究グループ長には、研究を遂行する上で適切なアドバイス、暖かいご配慮をいただいた。ここに心からの感謝の意を表します。さらに、元エネルギー・環境評価部門の平岡克英上席研究員（当時）、海洋リスク評価系の岡秀行主任研究員には有益なご指摘・ご議論をいただきました。ここに厚くお礼申し上げます。このほか、実験を遂行するにあたり多大なご協力をいただいた海洋リスク評価系の澤田健一主任研究員を始め、当所の同僚の皆様のご助力に深く謝意いたします。

最後に、著者の今日あるを支えてくれた両親と、私生活を支え常に元気を与えてくれた妻・千鶴子に深く感謝の念を捧げます。

2010年1月22日