

Characteristics of Pressure Loss and Heat Transfer on Pulsating Pipe Flow

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/46577

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



博 士 論 文

管内脈動流における 圧力損失と熱伝達特性に関する研究

金沢大学大学院自然科学研究科
システム創成科学専攻

学 籍 番 号 1323122004

氏 名 崎道 哲

主任指導教員名 西島 義明

提 出 年 月 2016年8月

目次

1 章 序論	1
1.1 本研究の背景	2
1.2 脈動流の従来研究と本研究の目的	11
1.3 本論文の構成	15
2 章 円管内定常流における圧力損失および熱伝達率の測定	17
2.1 諸言	18
2.2 実験装置	19
2.2.1 全体構成	19
2.2.2 計測器の検定	25
2.3 定常流における管内熱伝達率および圧力損失測定	33
2.3.1 実験方法	33
2.3.2 熱伝達率および圧力損失測定法	33
2.3.3 流れの状態観察	35
2.4 実験結果	39
2.4.1 熱伝達率	39
2.4.2 圧力損失	41
2.4.3 流れの状態観察	42
2.5 結論	44
3 章 円管内脈動流における熱伝達率および圧力損失への影響	45
3.1 諸言	46
3.2 実験装置および実験方法	46
3.3 実験結果	49
3.3.1 ヌセルト数比と圧損比	49
3.3.2 脈動流における熱伝達率と圧力損失	49
3.3.3 脈動流における流れの状態把握	54
3.3.3.1 可視化方法	54

3.3.3.2	可視化結果	54
3.4	結果の考察	59
3.5	結論	62
4章	矩形流路における定常流の熱伝達率および圧力損失	63
4.1	諸言	64
4.2	実験装置	64
4.2.1	矩形管流路	65
4.2.2	熱伝達率測定部	66
4.3	定常流での熱伝達率および圧力損失	75
4.3.1	実験方法および実験条件	75
4.3.2	実験結果および考察	75
4.4	結論	80
5章	矩形流路における脈動流の熱伝達率	81
5.1	諸言	82
5.2	数値計算	83
5.2.1	基礎方程式	83
5.2.2	脈動流における流速分布	85
5.2.3	脈動条件の影響	94
5.3	矩形流路における熱伝達率測定	97
5.3.1	実験方法および実験条件	97
5.3.2	実験結果	98
5.3.3	結果の考察	102
5.3.4	熱伝達率予測式の導出	102
5.4	結論	108
6章	結論	109
	参考文献	112
	謝辞	119

記号

- A : 振幅比 (-)
- C : 比熱 (J/kgK)
- C_f : 摩擦係数 (-)
- C_f^+ : 圧損比 (-)
- d : 管内径 (m)
- De : 水力直径 (m)
- $\left(-\frac{dp}{dx}\right)$: 圧力勾配 (N/m³)
- $\left(-\frac{dp}{dx}\right)_{ave}$: 一周期平均圧力勾配 (N/m³)
- $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$: 無次元圧力勾配 (-)
- $\left(\frac{du}{dy}\right)_w$: 壁面近傍の速度勾配 (1/s)
- E_p : ポンプ印加電圧 (V)
- f : 脈動周波数 (Hz)
- G : 流量 (L/min)
- h : 熱伝達率 (W/m²K)
- H : 形状係数 (-)
- k : 熱伝導率 (W/mK)
- L : 代表長さ (m)
- l : 圧力テストセクション長さ (m)
- l_h : 熱伝達率テストセクション長さ (m)
- $LNDT$: 対数平均温度差 (K)
- Nu : ヌセルト数 (-)
- Nu^+ : ヌセルト数比 (-)
- Nu_{lami} : 層流時のヌセルト数 (-)
- Nu_{urb} : 乱流時のヌセルト数 (-)
- Pr : プラントル数 (-)

ΔP : 差圧 (Pa)
 Q : 伝熱量 (W)
 r : 管半径 (m)
 Re : レイノルズ数 (-)
 Re_m : 平均レイノルズ数 (-)
 Re_{max} : 最大レイノルズ数 (-)
 Re_{min} : 最小レイノルズ数 (-)
 R_{total} : 二重管式熱交換器の全熱抵抗 (K/W)
 R_c : 二重管式熱交換器の管内流熱伝達部の熱抵抗 (K/W)
 R_h : 二重管式熱交換器の管外流熱伝達部の熱抵抗 (K/W)
 R_{sus} : 二重管式熱交換器の管熱伝導部熱抵抗 (K/W)
 S_c : 二重管式熱交換器の管内流伝熱面積 (m²)
 t : 時間 (s)
 T : 脈動周期 (s)
 T_{acc} : 加速期間 (s)
 T_{dec} : 減速期間 (s)
 T_{c1} : 入口流体温度 (°C)
 T_{c2} : 出口流体温度 (°C)
 T_{h1} : 伝熱面上流端温度 (°C)
 T_{h2} : 入口流体温度 (°C)
 t_l : 境界層剥離時間 (s)
 t^+ : 無次元時間 (-)
 u : 流速 (m/s)
 u_b : バルク平均流速 (m/s)
 U_{max} : 最大流速 (m/s)
 u^+ : 無次元流速 (-)
 x : 流れ方向距離 (m)
 X : 流れ方向
 X_d : 速度助走区間 (m)

- y : 壁面からの距離 (m)
 y^+ : 壁面からの無次元距離 (-)
 Y : 壁面垂直方向
 δ_1 : 排除厚さ (m)
 δ_1^+ : 無次元排除厚さ (-)
 δ_2 : 運動量厚さ (m)
 δ_2^+ : 無次元運動量厚さ (-)
 ε : 散逸率 (m^2/s^3)
 η : Kolmogorov scale (m)
 ν : 動粘性係数 (m^2/s)
 θ : 二重管式熱交換器の流体温度 ($^{\circ}\text{C}$)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 τ_w : 壁面せん断応力 (Pa)
 τ_w^+ : 無次元壁面せん断応力 (-)

添字

- ave : 一周期平均
max : 最大
min : 最小
puls : 脈動流
steady : 定常流

1 章

序論

1.1 本研究の背景

近年、地球温暖化により世界的な種々の環境変動が引き起こされており、温暖化対策のため二酸化炭素 (CO₂) 排出量の削減が求められている。日本でも、CO₂ 排出量を 2020 年までに 2005 年度比 3.8% 低減を目標として様々な取組みがなされている。図 1.1 には、2013 年度の日本における CO₂ 排出量の部門別内訳⁽¹⁾を示す。この中で、商用車、乗用車などの自動車全般である車両を含む運輸部門は全排出量の 17% を占めている。全体の CO₂ 排出量削減に向けては車両からの CO₂ 排出量削減は必須である。車両では、燃料を消費した量に比例して CO₂ 排出量が増加する。これらの背景から、車両の燃料消費率(燃費) 低減が求められている。

車両の燃費低減に向けて、エンジンの効率向上や空力の改善など様々な取組みがなされている。近年最も有力な燃費低減技術として、エンジンに加えて電気モータをパワートレインとして併用するハイブリッド自動車 (Hybrid Vehicle : HV) がある。HV は市場に登場以来、燃費の低い環境対応車両として広く受け入れられている⁽²⁾。HV の多くは、エンジンコンパートメント内に電気モータおよび電気モータ駆動のためのインバータがエンジン本体と別に追加配置される。一方で、エンジンコンパートメントのスペースは限られており、各コンポーネントの小型化が求められている。

図 1.2 に、インバータのパワー密度の変化を示す。インバータのパワー密度は、小型化要求のため年々増加していることが分かる。特に、HV 用インバータは搭載スペースに限りがあるため非常に高いパワー密度が必要となっている。図 1.3 に、HV 用インバータの一例を示す。インバータは、複数のパワー半導体を用いて直流を交流に変換し、モータへ供給している。パワー半導体は、直流を交流に変換する際の損失により発熱する。大きさはわずか数ミリから十数ミリ四方にもかかわらず、インバータに用いられるパワー半導体の発熱は 1 つあたり 100W を超える。そのため、パワー半導体を内蔵したパワー半導体モジュールを如何に冷却するかが重要である。

図 1.4 に車両用熱交換器の伝熱面熱流束ならびに熱交換器に必要な熱伝達率を示す。従来から用いられている代表的な熱交換器であるエンジンラジエータでは、熱流束は 0.1MW/m² 未満と低い。小型化の要求により熱流束は増加傾向であるが、将来的にも 0.1MW/m² 程度と見積もられている。これは、熱伝達率が低い空気との熱交換を行うために、放熱面積を非常に大きくしているためである。その結果、エンジンラジエータ内

部を流れる冷却水部分に要求される熱伝達率は $1000\sim 2000\text{W/m}^2\text{K}$ 程度である。これは、後に詳細を示すフィンによる伝熱面積の拡大等により容易に達成できるレベルである。一方、パワー半導体モジュールを冷却するための HV 用インバータ冷却器の伝熱面熱流束は 0.1MW/m^2 を大幅に超える非常に高い値となっている。また、HV 用インバータに用いられるパワー半導体そのものや、冷却器への小型化要求に伴い、熱流束は増加する傾向となっている⁽⁴⁾。2012 年には 0.3MW/m^2 を超える熱流束となっており、2025 年には、 1MW/m^2 に到達することが予想される。また、パワー半導体として用いられる Si-IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor) の耐熱はおよそ 150°C であり、パワー半導体から最終的な放熱先である空気 (30°C) までの温度差を考慮すると伝熱面と冷却水との温度差は約 $35\sim 40^\circ\text{C}$ で除熱する必要がある。したがって、2025 年には $30000\text{W/m}^2\text{K}$ もの熱伝達率が必要になると予想される。HV 用インバータ冷却器には、従来のエンジンラジエータなどと比べ、大幅な熱伝達率の増加が求められている。

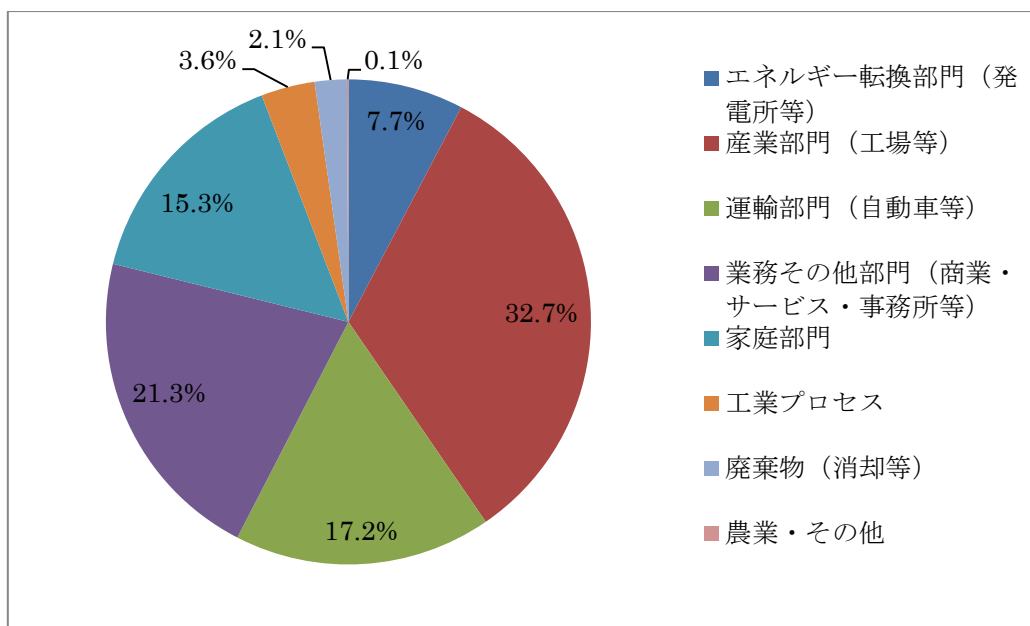


Fig.1.1 CO₂ emissions sector in Japan (2013FY)

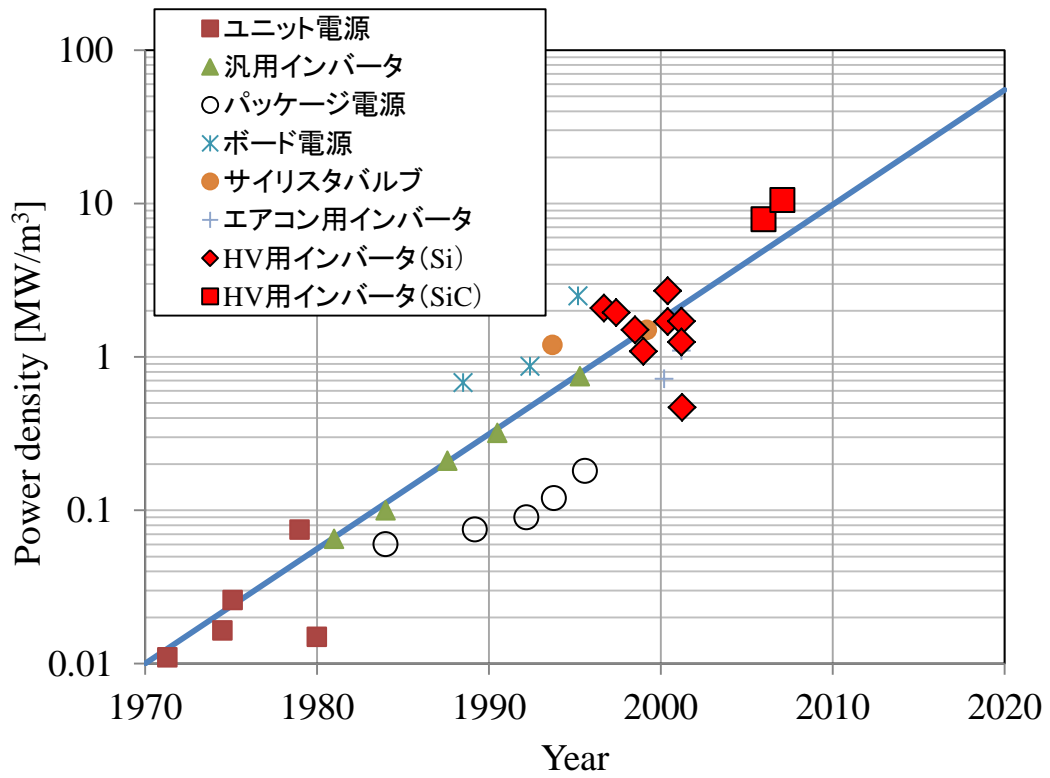


Fig. 1.2 Power density of Invertor

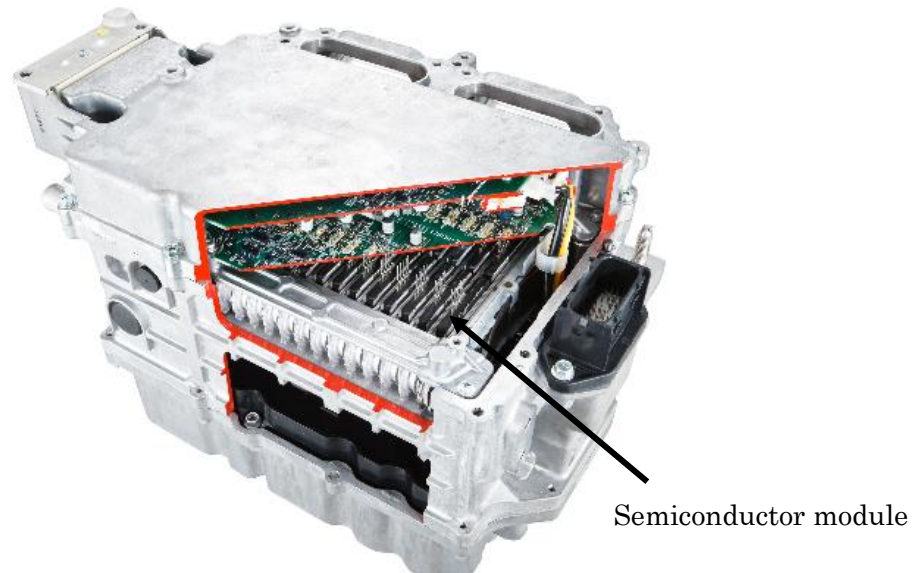


Fig. 1.3 HV Power Control Unit Invertor ⁽³⁾

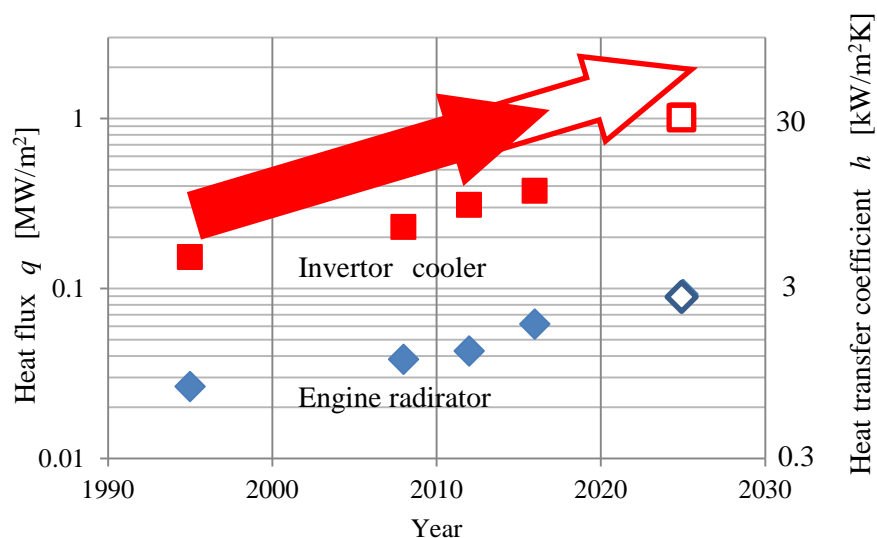


Fig.1.4 Heat flux and heat transfer coefficient of heat exchangers for vehicle

Table. 1.1 Techniques of heat transfer enhancement

分類	手段
実効伝熱面積拡大	a)フィン (コルゲートフィン等)
温度境界層厚み低減	b)フィン (ウェーブ, ルーバー等)
	c)衝突流, デンプル
	d)脈動流

熱伝達率の増加に向けては、従来から様々な手段が研究されている。表 1.1 に、主な対流熱伝達率の増加手段の一覧を示す。この中で、特に HV 用インバータ冷却器に適用されてきた実効伝熱面積拡大および温度境界層厚み低減の各手段の詳細を以下に示す。

a)フィンによる実効伝熱面積拡大

従来から最も多く取り組まれてきた技術である。熱交換器の流路内部にフィンを設置することにより、元の伝熱面積の数倍から十数倍もの伝熱面積を作り出すことができる。流路はフィンを増やすほど微細化するため、一般にフィンを設けることにより流路内の流れは層流となる。層流では、乱流時と比べ熱伝達率は低くなる。しかし、層流化による熱伝達率の低下以上に伝熱面積を拡大することで、フィンを用いない伝熱面積拡大前と比べ大幅な伝熱量増加が得られる。従って、フィンを設けることで見かけ上の熱伝達率が増加する。従来から、フィンピッチを低減することで面積拡大を図ったマイクロチ

チャンネルについての検討が数多くなされている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。マイクロチャンネルは直線状のフィンで流路を数 μm から数百 μm に微細化し、伝熱面積を拡大した熱交換器である。今日では、マイクロチャンネルは圧損の増加に対する熱伝達率の増加が最も大きい技術として知られている⁽⁷⁾。しかし、実際の車両の使用環境ではフィンピッチを低減するほど流路は狭くなり、異物による目詰まりの可能性が増加する。目詰まりが生じたフィンには流体が流れなくなるため熱交換できなくなる。その結果、伝熱面積の拡大効果が失われ伝熱性能は低下する。長期にわたる熱交換器の信頼性確保のため、フィンピッチは異物による目詰まりのない流路幅の確保が必要である。目詰まりのない最小流路幅は経験的に定められるもので、現状約 1mm 以上の流路幅の確保が必要である。そのため、フィンピッチ低減による伝熱性能増加には限界がある。

b)フィンによる温度境界層厚み低減

フィンによる伝熱面積拡大は、上述したように信頼性確保のための流路幅確保が必要なことから限界がある。さらなる熱伝達率増加のため、フィン形状を工夫することでフィン上の温度境界層を薄くし、熱伝達率を増加させることができる。ルーバーフィン、オフセットフィン、ピンフィン、ウェーブフィンなどが該当し、現在多くの車両用熱交換器に用いられている。

図 1.5 に、ストレートフィンとルーバーフィンの温度境界層およびヌセルト数 Nu の概念図を示す。なお、 Nu は式 (1.1) で定義される。

$$Nu=h \cdot L/k \quad (1.1)$$

ここで、 $h(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$ は熱伝達率、 $L(\text{m})$ は代表長さ、 $k(\text{W}/\text{mK})$ は流体の熱伝導率である。ストレートフィンでは、フィン入口では流体温度は一様であり温度境界層は非常に薄い。温度境界層が薄いと、フィン近傍の流体とフィンとの温度差が大きいため Nu は大きい。フィン入口から下流に行くに従いフィン近傍の流体が温められる。その結果、温度境界層が発達し温度境界層は厚くなる。温度境界層が厚くなるに従い、壁面と流体との温度差が小さくなるため、 Nu が低下する。一方、ルーバーフィンでは、フィンの流れ方向の途中に設けられた切れ込み（ルーバー）によりフィン近傍の流体が流路中央の流体と入れ替わる。このため、温度境界層の発達にはルーバー上流端で遮られ、ルーバー上で再び温度境界層が薄い状態から発達を始める。このように、温度境界層が常に薄い状態を

作り出すことで、熱伝達率の増加を図ることができる。ルーバーフィン（折れ込み）を入れる形状のため、フィンの肉厚を厚くすることが製造上困難である。一方で、フィンが薄いほどフィン効率が低下する。ここで、フィン効率とは、伝熱部と接続されたフィン底部からフィン先端までの温度均一性を示す指標である。フィン底部からフィン先端まで同じ温度の場合、フィン効率は最大の1となる。フィンが厚く、フィン高さが低いほど、また、フィンの熱伝導率が高いほどフィン先端まで熱伝導により熱が輸送される。その結果、フィンの温度は均一に近づき、フィン効率は高くなる。また、フィン表面から流体が熱を奪う性能が低い場合、すなわち熱伝達率が低い場合もフィンの温度は均一に近づくためフィン効率は高くなる。フィン効率が低い場合、フィンによる伝熱面積拡大の効果は小さくなってしまふ。このフィン効率の観点から、フィンが薄いルーバーフィンは、一般的に熱伝達率の小さい気体との熱交換器に用いられる。

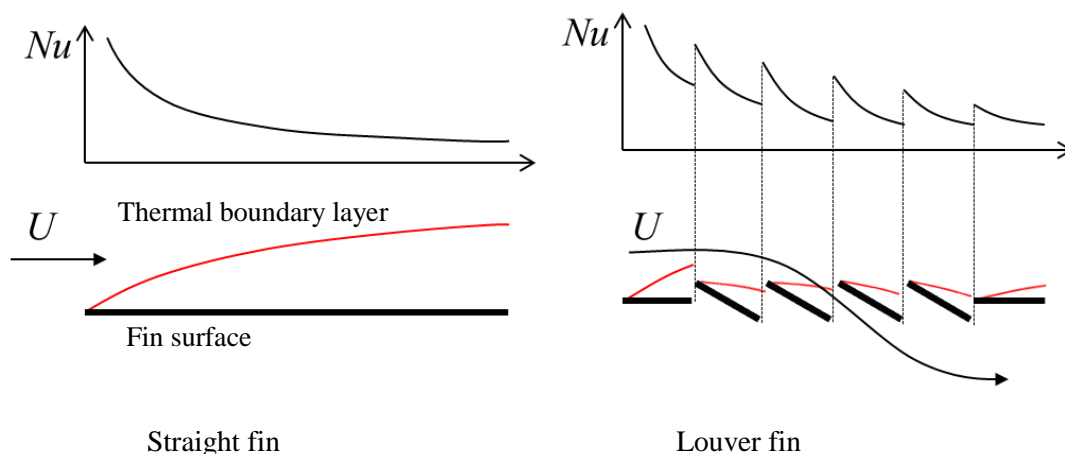


Fig. 1.5 Boundary layer and Nu

図 1.6 にピンフィンおよびウェーブフィンの形状を示す。ピンフィンやウェーブフィンを用いた場合、流れはフィンにより曲げられる。流体が流れ方向を曲げられる際、流体はフィン壁面に対し近づく流速成分を持つ。そのため、フィンから加熱されていない流路中央の流体がフィン近傍へ供給される。その結果、温度境界層は薄くなり、熱伝達率を増加させることができる。ピンフィンやウェーブフィンも、隣のフィンとの間隔、すなわちフィンピッチを低減することで単位長さあたりの流れを曲げる回数が増える。すなわち熱伝達率を増加させることができる。しかしながら、前述したとおり信頼性確保の観点から流路幅確保が必要であるため、フィンピッチ低減には限界がある。

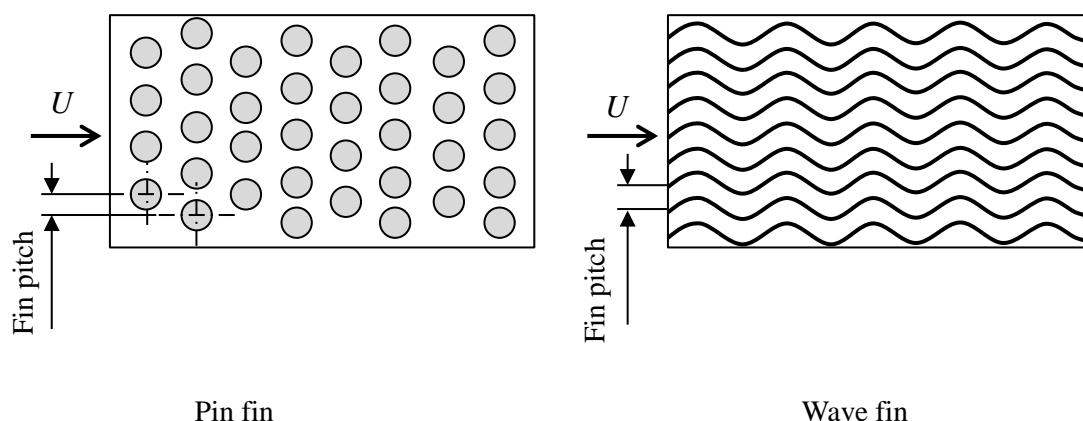


Fig. 1.6 Fin type

c)衝突噴流，ディンプルによる温度境界層厚み低減

図 1.7 は，衝突噴流における流れの状態を示す．高温壁に衝突する流れにより，衝突部中心では前述したピンフィンやウェーブフィン同様に温度境界層を薄くすることができる．温度境界層が薄くなった結果，噴流が衝突部中心では高い熱伝達率を得ることができる．一方，衝突部中心から離れるに従い熱伝達率は低下し，熱伝達率に大きな分布ができる⁽⁸⁾課題がある．伝熱面を均一な熱伝達率で冷却するために，複数の噴流を用いた衝突噴流群についても研究されている⁽⁹⁾．しかし，噴流を伝熱面に対し垂直方向から衝突させる流路構造が必要となることや，噴流群を実現するために熱交換器の流路構造が複雑化，大型化する．

図 1.8 にディンプル伝熱面の形状例を示す．a は平面図，b は二点鎖線での断面図である．ディンプルの形状は凹型が一般的であるが，伝熱フィンなどに押し出し成型等で敷設する場合は，一方の表面には凹型のディンプルが，もう一方の表面には凸型のディンプルが形成される．共に伝熱を促進する効果が期待できる．

凹型において，流れはディンプル前縁にて壁面から剥離し，渦を生成すると共にディンプル下流で流れの再付着により温度境界層の破壊と温度境界層の厚み低減効果が得られる．その結果，熱伝達率を増加させることができる．また，凸型でも頂点から剥離した流れが渦を生成すると共に，下流での再付着により温度境界層破壊と温度境界層の厚み低減効果が得られる．ディンプルは壁面近傍の流れに大きく影響し，流路中央部への影響は小さい．その結果，圧力損失を大きく増加させることなく熱伝達率を増加させることができる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾．前述したように，フィンや流路へのディンプル敷設は，薄板状の

フィンや冷却器流路に押し出し成型等により容易に作る事が可能である。近年では、各種フィンとディンプルを組合わせた熱交換器も開発されているが、劇的に熱伝達率を増加させるには至っていない。

以上に述べた各種の熱伝達率増加手段のうち、現在 HV 用インバータ冷却には主にフィンによる伝熱面積拡大とディンプル等による温度境界層の厚み低減が主に取り組みられている。なお、流れは全て時間的に変化のない定常流における熱伝達率について検討されている。冷媒をインバータ冷却に用いられる液体と想定した場合の熱伝達率は、最高でも $20000\text{W/m}^2\text{K}$ 程度であり、更なる熱伝達率増加が必要である。

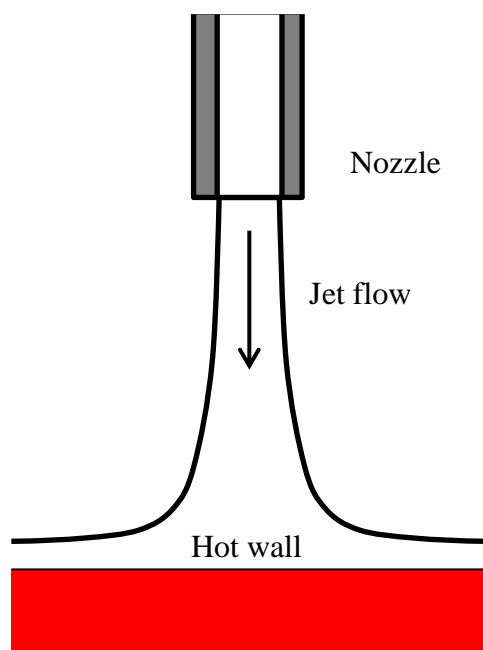


Fig. 1.7 Jet flow

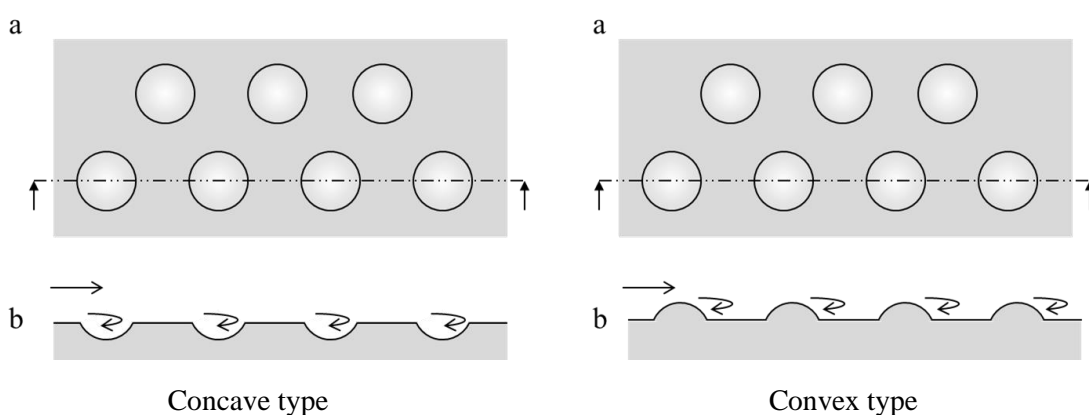


Fig. 1.8 Dimple

d)脈動流による温度境界層厚み低減

流体の駆動方法を、定常流ではなく脈動流とすることにより熱伝達率を増加させるものである。本論文では、脈動流を以下の流れと定義する。

- ・バルク流速が、時間とともに増加と低下を周期的に繰り返す。
- ・一周期の時間平均では一方向へ流れ、一定の正の流速を持つ。

図 1.9 は脈動流と定常流の概念図である。なお、バルク流速 $u_b(\text{m/s})$ は流路断面において空間平均した流速である。脈動流に対し、定常流はバルク流速が時間変化しない流れである。

脈動流を用いることで、熱伝達率が定常流に対して増加することが従来から報告されている^{(12) - (18)}。また、伝熱面の形状によっては、定常流に対して最大 350% の熱伝達率増加が報告されている⁽¹⁹⁾。脈動流を HV 用インバータ冷却器に適用することで、熱交換器の熱伝達率を増加させることができる。さらに、従来定常流により検討されてきた各種フィンや冷却器表面形状との組合せにより、熱伝達率 $30000\text{W/m}^2\text{K}$ を満たす可能性を有していると考えられる。中でも、現在のフィンや冷却器に追加敷設できるルーバーやディンプルとの組合せによる性能向上が期待される。

従来、HV 用インバータ冷却器では、冷却水の駆動方法には定常流が用いられてきた。駆動が簡便であることや、定常流における熱伝達率や圧力損失に関しての理論や実験式が豊富に存在しており、それに基づいて各種熱交換器およびシステムが設計されてきたためである。近年では、流体駆動用ポンプの電動化が進み、駆動自体は容易に制御できるようになっている。脈動流制御も流体駆動用ポンプの回転数制御により可能となった。一方で、脈動流による熱伝達率への影響については、これまでに限定的な条件下における熱伝達率への影響について基礎的評価が報告されているだけである。さらに、脈動流による圧力損失への影響についても熱伝達率とは別に評価、報告されている。従って、熱交換器への脈動流の適用に向けては圧力損失への影響についても明らかにする必要があり、脈動流における熱伝達率および圧力損失への影響を明らかにすることが重要である。

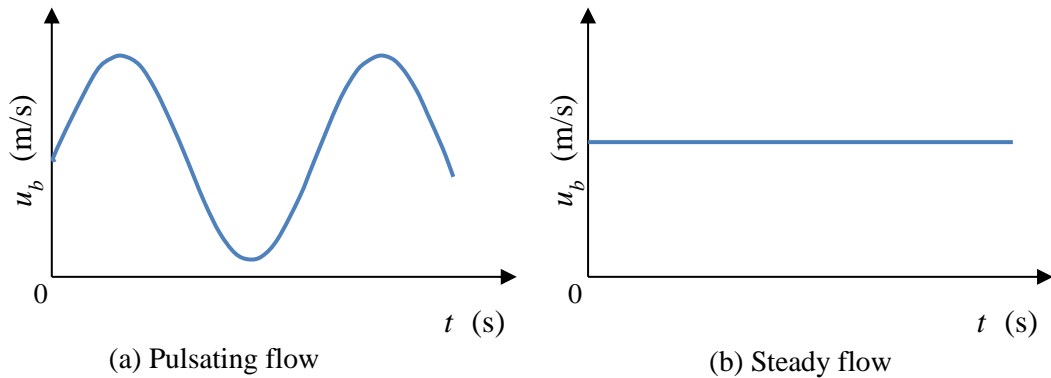


図 1.9 Pulsating flow and steady flow

1.2 脈動流の従来研究と本研究の目的

脈動流における熱伝達率は、脈動平均レイノルズ数 Re_m および振幅比 A 、周期 T (s) を指標として整理が試みられている。ここで、 Re_m は時間変化するレイノルズ数 Re の脈動一周平均であり、式 (1.2) にて定義される。また、レイノルズ数 Re は式 (1.3) にて定義される。なお、定常流においては流速に時間変化がないため、 $Re_m=Re$ となる。また、振幅比 A は式(1.4)にて定義される。

$$Re_m = \frac{\int Re dt}{T} \quad (1.2)$$

$$Re = \frac{u_b \times L}{\nu} \quad (1.3)$$

$$A = (Re_{\max} - Re_{\min}) / Re_m \quad (1.4)$$

ここで、 u_b (m/s)はバルク流速、 L (m) は代表長さ、 ν (m^2/s) は流体の動粘性係数である。添え字 \max は脈動流における最大値、 \min は最小値である。

Re_m が 3000 以上、すなわち定常流においては発達した乱流となる条件での脈動流の熱伝達率について、脈動の条件により熱伝達率の増加や低下に関して報告されている。石野ら⁽²⁰⁾は、 $Re_m=8000$ における円管内空気脈動流の熱伝達率を実験により明らかにしている。脈動流の振幅比 $A=1$ から 2 における熱伝達率が定常流での熱伝達率を下回ることを報告している。一方で、振幅比 A が 2.5 以上では振幅の増加とともに熱伝達率も増加し、振幅比 $A=4$ においては定常流に対し熱伝達率がおよそ 1.5 倍に増加する事を報告している。また、Barker ら⁽²¹⁾は、 $Re_m=8000$ から $Re_m=30000$ 、振幅比 $A=0.5$ から $A=2$ まで増加させた際の管内空気脈動流での熱伝達率の測定を実施している。振幅比 A が大

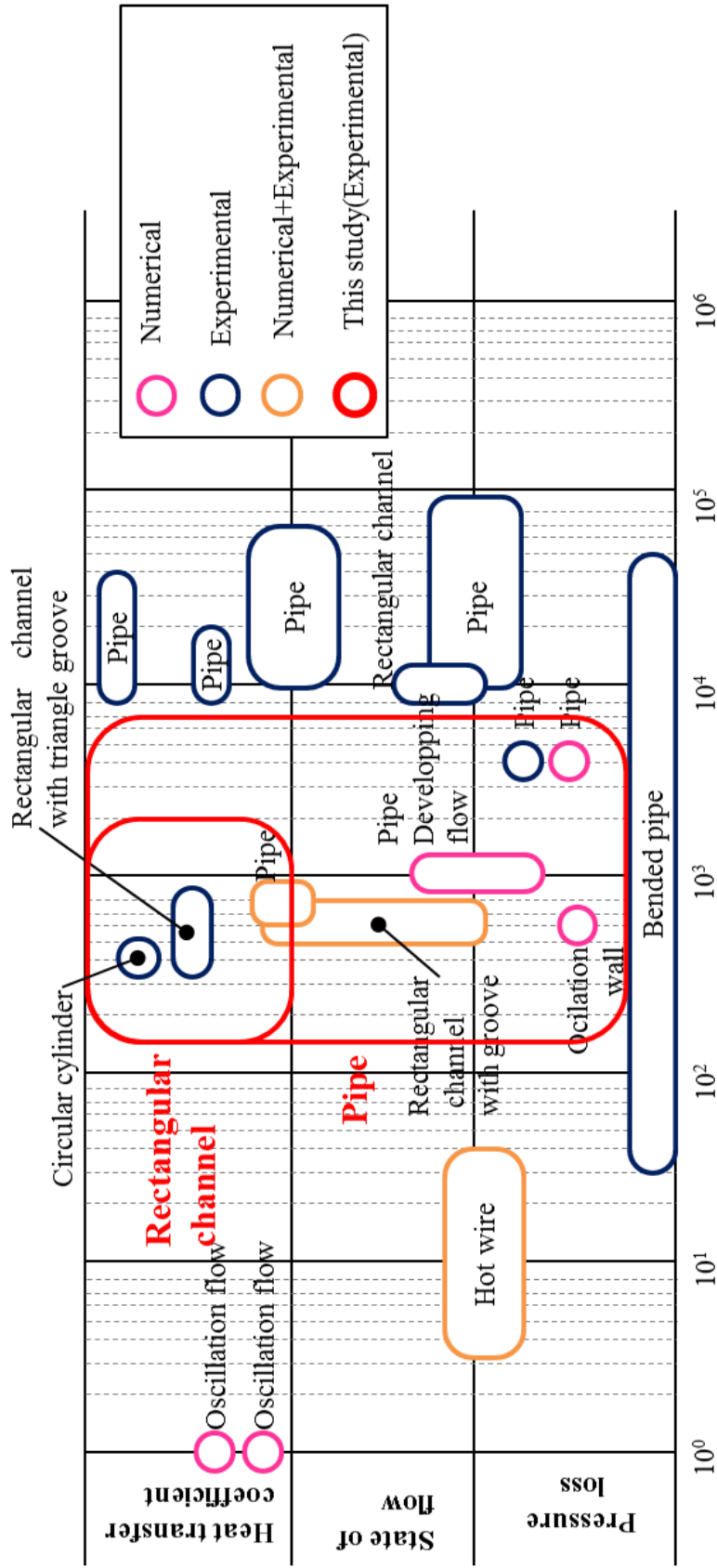
きくなると乱れが層流化し、伝熱面の平均熱流束が定常流に対しわずかに低下することを報告している。また、Wang ら⁽²²⁾は、 $Re_m = 25000$ における脈動流での管内熱伝達率を2次元の数値解析より求め、石野らの結果と同様に振幅の増加が熱伝達率の増加に大きく寄与することを報告している。これらの研究においては、熱伝達率が増加する条件および低下する条件があるものの、熱伝達率の増加条件と低下条件の違いについては明確にされていない。また、熱交換器への適用時には重要な性能指標となる圧力損失への影響については十分に検討されていないのが現状である。

脈動流による圧力損失への影響については、条件により乱れが抑制され圧力損失が低減する報告がなされている。井口ら⁽²³⁾⁽²⁴⁾は円管内空気脈動流の乱れ構造について実験調査を行っている。脈動流において乱れが層流化する再層流化が加速時の圧力勾配を用いて整理できることを報告している。さらに、長方形断面流路においても再層流化が加速時の圧力勾配を用いて整理できることを確認している。また、Iwamoto ら⁽²⁵⁾や相馬ら⁽²⁶⁾は、直接数値計算および実験にて Re_m が約 3000 の脈動流における摩擦抵抗の調査を行い、加速時の再層流化による平均摩擦抵抗の低減や、摩擦抵抗低減に最適な脈動周期の存在を報告している。同時に、条件によっては摩擦抵抗が定常流より増加すること報告した例⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾もある。一方で、角田ら⁽²⁹⁾は、脈動流における曲り管内の圧力損失について、 $Re_m = 20$ から $Re_m = 50000$ の範囲で調査を行っている。振幅比 A に相当する流量比が動力損失に与える影響を調査し、流量比が動力損失に大きく影響すること、一般に定常流より動力損失が大きくなることを報告している。また、くぼみ付流路内における脈動流の圧力損失について、国次ら⁽³⁰⁾は周波数増加とともに圧力損失が増加することを報告している。以上に示した通り、脈動流はその条件により圧力損失の低減と増加の相反する結果が報告されている。また、これらの研究では、圧力損失と熱伝達率との相似性を示唆するものもあるが、実際に検証・報告された例はまれである。

$Re_m = 3000$ 以下の脈動流、すなわち定常流において遷移領域から層流となる条件での脈動流についての熱伝達率への影響についても多数の報告がされている。望月らは数値解析により、円管内の自然対流を考慮した層流脈動流の熱伝達率を求めている⁽³¹⁾⁽³²⁾。その結果、定常流に対し脈動流では自然対流による二次流れ構造が変化することにより熱伝達率が低下することを報告している。一方で、松尾ら⁽³³⁾や齋藤ら⁽³⁴⁾は $Re_m = 920$ および $Re_m = 3000$ における矩形管内脈動流の熱伝達率と流動状態について、実験及び可視

化により明らかにしている。伝熱面の局所熱伝達率は定常流に対して $Re_m=920$ において最大 1.4 倍、 $Re_m=3000$ において最大 2.5 倍増加することを報告している。同時に、流速の低下する減速期間において流れに乱れが生じていることを可視化により確認している。また、Jin ら⁽¹⁹⁾は三角溝付き流路において、 $Re_m = 270$ で定常流に対して熱伝達率が最大 350%増加したことを報告している。最適な脈動周期が存在しており、 Re_m の増加に伴い、最適な脈動周期が短くなることを明らかにしている。これらの報告において、脈動流により熱伝達率の増加を実験にて確認している。脈動流では乱れを含む流れへと遷移することが報告されており、遷移を考慮しない数値計算では実際の熱伝達率とは異なる結果となっている。さらに、実験による各種の評価においても、脈動流の圧力損失への影響については不明である。

以上の先行研究にて明らかにされた領域を図 1.10 に示す。脈動流における Re_m が熱伝達率へ与える影響は、様々な Re_m 条件で複数の報告があるものの、詳細な条件が異なっているために Re_m の影響を明らかにするには至っていない。まず基本的な特性として脈動流における Re_m が圧力損失および熱伝達率へ与える影響について明らかにする必要がある。本研究では、まず円管を用いて定常流において層流域から乱流域にわたる $Re_m=500$ から $Re_m=7000$ における脈動流の圧力損失および熱伝達率への影響について解析を行う。なお、車両用熱交換器内部における Re は、熱交換器によって大きく異なる。HV 用インバータ冷却器では Re はおよそ 200 から 2000 と層流域であるのに対し、エンジンラジエータでは Re は約 7000 から 10000 と乱流域である。本解析により、層流域から乱流域において、脈動流が圧力損失と熱伝達率に与える基本特性を明らかにする。さらに、熱伝達率増加のニーズがある HV 用インバータ冷却器で用いられる $Re_m=2000$ 以下の領域について、脈動流が熱伝達率へ与える影響について詳細な調査を実施する。HV 用インバータ冷却器などの熱交換器では、流路断面形状は矩形流路がほとんどである。そのため、矩形流路における脈動流が熱伝達率に与える影響についても解析を行う。また、熱交換器への脈動流適用に向けては、脈動流における熱伝達率の予測が必要となる。脈動流を熱交換器に通水した結果、得られる熱伝達率が予測できれば熱交換器の設計が可能となる。しかし、従来の研究においては脈動流における熱伝達率の予測を試みた例はほとんどなく、特定の条件下における熱伝達率の測定や予測を示すにとどまっている。脈動流の熱交換器への適用に向け、熱伝達率の予測式を創出することは非常に重要な意義がある。



Average Reynolds number Re_m

Fig. 1.10 Previous studies

1.3 本論文の構成

本論文では、脈動流を用いた HV 用インバータ冷却器の熱伝達率増加に向けて、脈動流における熱伝達特性を明らかにするため、以下を実験により明らかにする。

- ①脈動流の平均レイノルズ数 Re_m が圧力損失および熱伝達率に与える影響
- ②脈動時の流れの状態把握と圧力損失、熱伝達率との関係
- ③HV 用インバータ冷却器で用いられる矩形流路かつ低レイノルズ数における脈動流の熱伝達率への影響

最後に、得られた結果から脈動流の熱伝達特性についての予測式を導出する。

第 1 章では、車両用熱交換器、特に HV 用インバータ冷却技術の特徴と、熱伝達率増加に向けた従来の取り組みについて述べる。また、脈動流を用いた熱交換器の熱伝達率増加に向けて、従来の研究を述べると共に本研究の目的と概要について述べる。

第 2 章では、①および②に向けて脈動流の熱伝達率および圧力損失を測定するための実験装置の詳細構成と測定精度について述べる。測定は円管内流を対象とした。熱伝達率測定には二重管式熱交換器を用いた。圧力損失の評価のため、円管流路出入口圧力の測定を行った。さらに、円管流路の一部を可視化し、流れの状態観察を行った。測定に先立ち、各計測器の検定を実施し計測精度を確かめた。最後に、定常流における熱伝達率および圧力損失の測定を行い、精度を明らかにした。また、可視化により得られた画像を PIV (Particle Imaging Velocimetry) 処理することにより流速ベクトルを算出した。これにより流れの乱れの有無が観察できることを確認した。

第 3 章では、円管内脈動流の脈動平均レイノルズ数 Re_m および振幅比 A が熱伝達率と圧力損失に与える影響を解析した。定常流において層流である $Re_m=500$ から、定常流において乱流となる $Re_m=7000$ の範囲について測定を行った。また、 $A=0.5$ から $A=1.5$ の範囲にて測定を行った。脈動流はポンプへの印加電圧を変化させることにより発生させた。ポンプ印加電圧パターンは、電圧増加期間、最大電圧維持期間、電圧低下期間、最小電圧期間からなる台形波とした。これにより、円管内脈動流の Re_m および A が熱伝達率および圧力損失へ与える影響について明らかにした。また、熱伝達率と圧力損失への影響の相似性について考察した。同時に、可視化により熱伝達率増加効果が得られる条件において、流れの状態変化を明らかにした。速度が低下を開始する時間から次周期の加速までの減速期間において、境界層剥離を生じた後に流れに乱れが発生する事を明らかにした。最後に、熱伝達率を増加させることのできる脈動流の条件を示した。

第 4 章では、③の矩形流路における脈動流の熱伝達特性の明確化にむけて、 $Re_m=2000$

以下の矩形流路中の脈動流の熱伝達率および圧力損失を測定するための実験装置について述べる。矩形流路の一面を長さ 100mm のヒータブロックで構成し、ヒータブロック温度を測定することにより熱伝達率を測定した。ヒータブロックを含む 810mm の区間の上流端と下流端に圧力計を設置し、流路中の圧力損失を測定した。定常流における熱伝達率および圧力損失の測定を行い、矩形流路における定常流の熱伝達率を明らかにした。最後に、本実験装置の熱的境界条件である矩形流路の一面から等熱流束加熱される温度境界層の助走区間の熱伝達率について、実験結果をもとに予測式を導出した。

第 5 章では、 $Re_m=200$ から $Re_m=2000$ までの脈動流について速度境界層への影響について数値計算により解析を行い、境界層剥離の生じる脈動条件について明らかにした。高振幅比、高周波数の脈動流により境界層剥離が生じることを示した。さらに、4 章において構築した矩形流路における熱伝達率評価装置を用いて、数値計算で明らかになった境界層剥離の生じる脈動条件にて熱伝達率が増加することを実験により検証した。また、数値解析により予想された境界層剥離の生じる期間において、乱れにより熱伝達率が増加することを考慮した実験式を導出した。本実験式は、観測可能な物理量に基づき脈動流の熱伝達率を予測するものである。本実験式により、矩形流路を有する熱交換器において、脈動流の熱伝達特性を予測することができる。

最後に第 6 章で本論文の結論を示す。

2 章

円管内定常流における 熱伝達率および圧力損失の測定

2.1 諸言

脈動流による車両用熱交換器の高性能化に向けては、熱伝達率の増加効果が得られる条件を明らかにする必要がある。従来の研究では、第1章に示すようにいくつかの平均レイノルズ数 Re_m における脈動流の熱伝達率への影響が調査されている⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。しかし、系統だてて Re_m を変化させた場合の熱伝達率に与える影響については検討が不十分である。特に、車両用熱交換器を想定した Re_m の条件においてその影響を明らかにする必要がある。現在定常流で用いられている車両用熱交換器流路内部のレイノルズ数 Re は多様である。十数 L/min の冷却水が流れるインバータ冷却システムのインバータ冷却器やラジエータでは、流路の多並列化による流速低下とインナフィンによる水力直径の低下により Re は数百から千数百程度である。一方、エンジン冷却システムのラジエータでは、数十 kW の熱を輸送する必要があるため冷却水は数十から百数十 L/min と流量が多い。そのため、多並列な流路をもつエンジンラジエータ内部でも流速は高く、 Re は千から数千である。従って、車両用熱交換器の使用範囲における脈動流の熱伝達率への影響を明確にするためには、 Re が数百の層流域から数千の乱流域の広範囲において、脈動流が熱伝達率へ与える影響について明らかにする必要がある。

従来の研究の多くは、脈動流が熱伝達率や圧力損失に与える影響についてそれぞれ個別に詳細な解析がされている。このため、実際の車両用熱交換器への適用に向けては同時に議論されるべき二つの特性の関係については不明である。脈動流における圧力損失と熱伝達率の関係を明らかにするには、脈動流を通水した流路の熱伝達率と圧力損失を同時に計測する必要がある。

以上より、脈動流における熱伝達率の影響を明らかにするに当たり、以下が可能な実験装置の構築が必要である。

- ・ 車両用熱交換器流路内部に相当する $Re_m = 500$ から $Re_m = 7000$ の範囲における管内熱伝達率および管内圧力損失の測定
- ・ 管内熱伝達率および管内圧力損失の同時測定
- ・ 可視化による流れの状態観察

本章では、構築した実験装置についてその全体構成と詳細について述べる。実験装置の各測定機器の精度を検定したうえで、定常流にて実測した熱伝達率および圧力損失の測定精度について検証を行った。

2.2 実験装置

2.2.1 全体構成

実験装置の外観を図 2.2.1 に、概略図を図 2.2.2 に示す。また、表 2.2.1 に本実験に用いた機器の一覧を示す。なお、表 2.2.1 の機器の番号は、図 2.2.2 の図に示された各機器の番号に対応する。装置はポンプ並びにポンプ制御部、流量測定部、圧力損失計測区間（圧力テストセクション）、熱伝達率計測区間（熱伝達テストセクション）、可視化部および温調部で構成されている。圧力テストセクション、熱伝達テストセクション、可視化部から構成されるテストセクションは、全て内径 9mm、肉厚 1.5mm、長さ 2000mm の直円管を使用した。また、テストセクション以外の接続配管は計測機器を除きすべて内径 9mm の配管およびホースにて構成され、開放部のない閉回路としている。なお、流体には水を用いた。

ポンプは印加電圧に応じて回転数を可変にできる DC モータ駆動のギアポンプを使用した。幅広い流量範囲に対応するため、ギアポンプ 4 台を並列に接続し、条件に応じて駆動するポンプ数を変更できる構成とした。ポンプ制御部は DC 電源とファンクションジェネレータからなる。DC 電源からポンプへ供給する電圧波形を、ファンクションジェネレータを用いて制御することで定常流や任意の脈動流を作成できる。

ポンプ吐出後の乱れの影響を考慮し、ポンプ吐出口から 300mm の位置にコリオリ式流量計を設置した。本実験装置の定常流において、 $Re=500$ から $Re=7000$ の範囲に相当する流量は 0.18 L/min から 2.64L/min である。一方、脈動流において $Re_m=500$ から $Re_m=7000$ の条件では、最大レイノルズ数 Re_{max} はさらに大きく、最小レイノルズ数 Re_{min} はさらに小さくなる。今回、 Re_{min} は $Re_m=500$ の 1/4 に相当する $Re=125$ 、 Re_{max} は $Re_m=7000$ の 4 倍に相当する $Re=28000$ （流量 0.04~10.52L/min）まで計測可能となるようにした。定格流量が 20L/min の流量計(FD-SS20A, Keyence Co.)および定格流量 2L/min の流量計(FD-SS2A, Keyence Co.)の 2 つの流量計を直列に接続した。圧力損失の測定のため、圧力テストセクション入口および出口に圧力計(FP101-N31-D20A*B, YOKOGAWA)を設置した。なお、脈動時には正圧と負圧が生じるため、-10kPaG から+10kPaG レンジの連成圧力計を用いている。

圧力テストセクションの上流端から 1000mm の位置に長さ 100mm の可視化用アクリル管を用い、アクリル管より上流部の 1000mm および下流部の 900mm は SUS 管を用いた。可視化部の上流端から 1100mm の位置から長さ 500mm の対向流式の二重管式熱交換器を設置した。二重管式熱交換器の構造を図 2.2.3 に、諸元を表 2.2.2 に示す。内径

9mm の SUS 管（内管）の外側に、内径 14mm の直円管（外管）を配置した。恒温水槽から一定流量の高温水（入口水温 $\theta_{hi}=60^{\circ}\text{C}$ ）を外管内に通水し、内管内に低温水（入口水温 $\theta_{ci}=15^{\circ}\text{C}$ ）を通水することで熱交換させている。

図 2.2.2 の可視化部には、内径 9mm のアクリル管を用いた。アクリル管の内部流れを撮影するため、高速度カメラ(FASTCAM APX RS, FOTORON)を設置した。乱れのない層流状態においては、流体は管軸に平行な方向の速度のみを持つ。一方、乱れのある流れや完全に乱れの発達した乱流においては、管軸に平行な方向の速度に加え、管軸に垂直な方向の速度が加わる。本実験装置においては、管軸に垂直な方向の速度を観察することで流れの乱れの有無を可視化により明らかにすることを目的とした。カメラと対向してメタルハライドランプ(LS-M210, 住田光学ガラス)を設置し、透過光にて撮影を行った。可視化トレーサにはポリスチレン粒子 (SGP-150C, 綜研科学製)を使用した。粒子の比重は 1.05 である。粒子が流路上部へ浮き上がることを避けるため、使用流体の水より比重がやや大きい値の粒子を用いた。また、平均粒径は $55\mu\text{m}$ である。

温調部は、恒温水槽内に交流式熱交換器を浸漬した構成とした。また、各計測器の出力信号をデータロガーを用いて記録した。

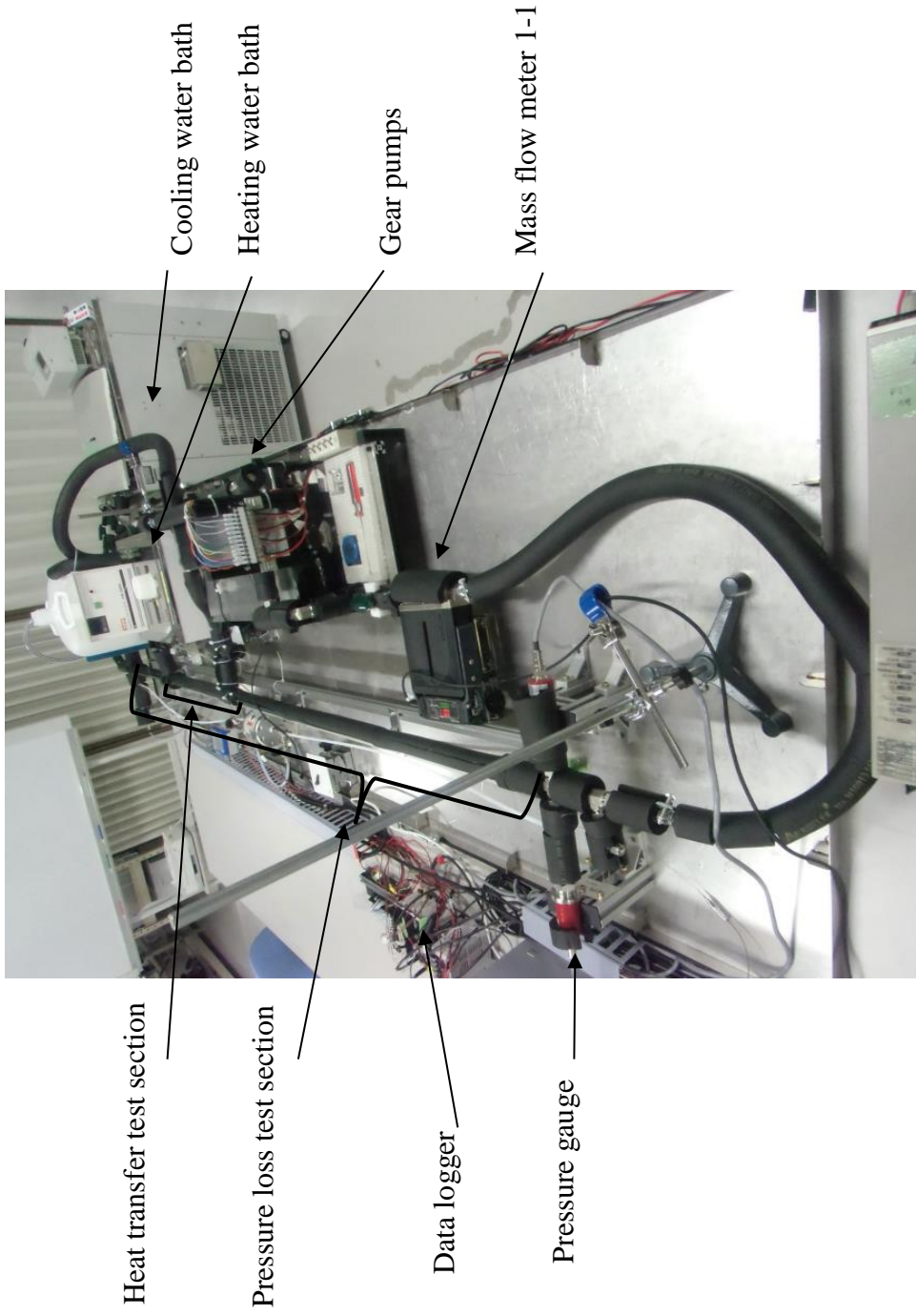


Fig. 2.2.1 Appearance of experimental set up (without visualized section & mass flow meter 1-2)

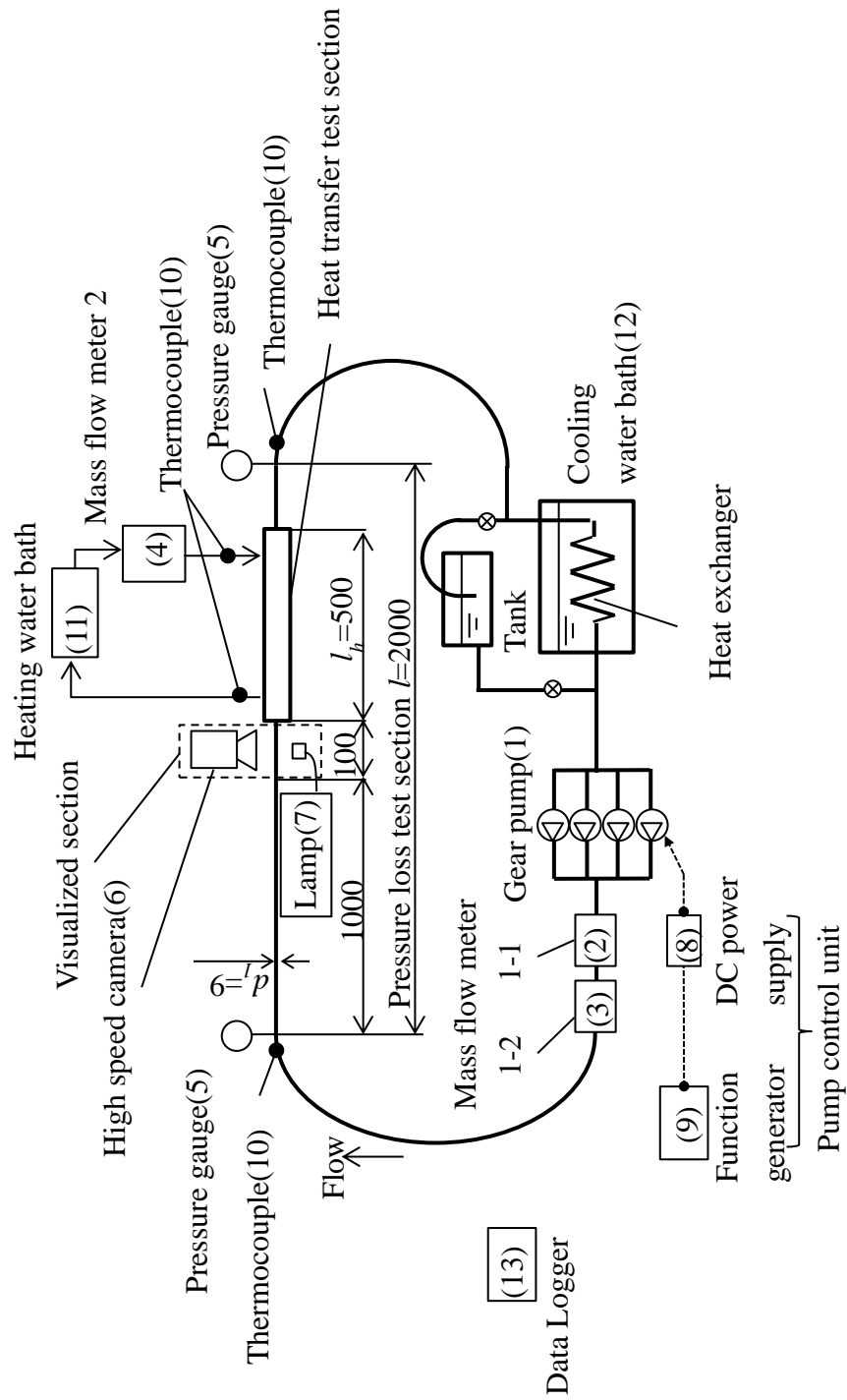


Fig.2.2.2 Skeletal layout of experimental set up

Table. 2.2.1 Experimental equipments

	Equipments	Manufacturer	Model	Remarks
(1)	Gear pump	ASSIST	PE1212N	
(2)	Mass flow meter 1-1	Keyence Co.	FD-SS20A	Low temperature circuit (large range)
(3)	Mass flow meter 1-2	Keyence Co.	FD-SS2A	Low temperature circuit (small range)
(4)	Mass flow meter 2	Keyence Co.	FD-SS2A	High temperature circuit
(5)	Pressure gauge	YOKOGAWA Co.	FP101-N31-D20A *B	
(6)	High speed camera	Photron	FASTCAM APX RS	Lens:AI AF Micro- Nikkor 60mm f/2.8D(Nikon)
(7)	Metal halide lamp	SUMITA Optical Glass, Inc.	LS-M210	
(8)	DC power supply	KIKUSUI ELECTRONICS CORP.	PAK35-20A	
(9)	Function generator	NF Corporation	WF1973	
(10)	Thermocouple	Okazaki Manufacturing Company		T-type, $\phi 0.5$ mm of sheath diameter
(11)	Heating water bath	Julabo Japan Co., Ltd	SC5000a	
(12)	Cooling water bath	EYELA	NCB-3300	
(13)	Data Logger	Keyence Co.	NR-500	HV-04, HA-08, TH-08 module

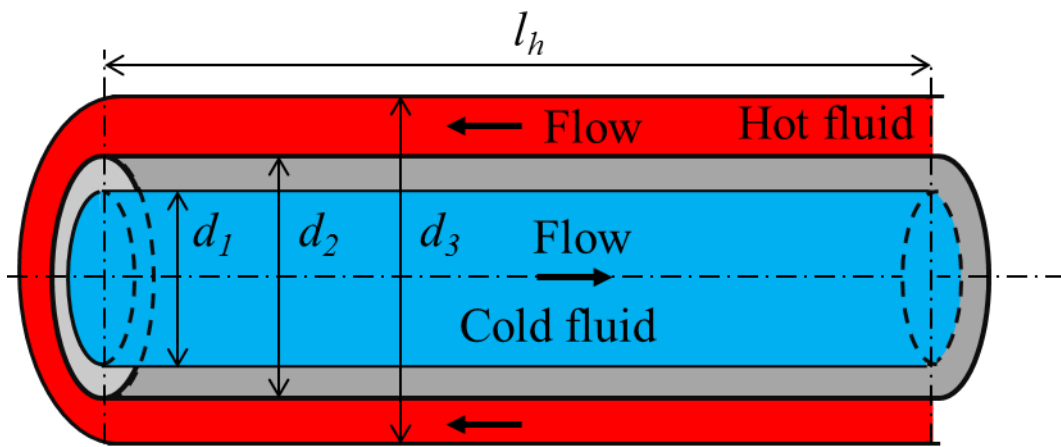


Fig.2.2.3 Double tube heat exchanger

Table 2.2.2 Double tube heat exchanger

Heat transfer length	l_h	mm	500
Inner tube(SUS303)			
Inner diameter	d_1	mm	9
Outer diameter	d_2	mm	12
Thermal conductivity	k_{sus}	W/mK	16.6
Outer tube			
Inner diameter	d_3	mm	14

2.2.2 計測器の検定

第1章にて、脈動流における熱伝達率および圧力損失が大きく変化することが過去に報告されていることを述べた。熱伝達率や圧力損失の変化は、流れにおける乱れの状態が定常流と大きく異なることが原因であると考えられる。例えば、管内定常流において、流れが層流もしくは乱流となる遷移領域である $Re=2500$ における圧力損失を考える。 $Re=2500$ における管摩擦係数は、層流で 0.025 、乱流で 0.044 とおよそ 200% の増加となる。熱伝達率についても、 $Re=2500$ において層流を維持した場合、等熱流束加熱条件下の発達した層流では $Nu=4.36$ となる。一方、同じ $Re=2500$ において発達した乱流となった場合は、式 (2.1) に示す Gnielinski の実験式⁽⁴²⁾ を用いると $Nu=21$ となり、熱伝達率はおよそ 500% の増加となる。乱れの有無が圧力損失および熱伝達率に大きく影響する。本研究では、脈動流が熱伝達率および圧力損失に与える影響について実験的に明らかにする。実験における熱伝達率および圧力損失の計測精度は、乱流と層流における熱伝達率と圧力損失が数百%の違いを有することを考慮し、一桁小さい $\pm 10\%$ 以下を必要精度とする。 $\pm 10\%$ の測定精度を確保することで、上述した流れの乱れの有無による熱伝達率および圧力損失への影響を十分議論できる。

本節では、実験における測定値の精度を明確にするため各計測器について実施した検定結果について述べる。なお、() で示す番号は、図 2.2.2 および表 2.2.1 に示す機器番号に対応する。

$$Nu = \frac{(C_f/8)(Re-1000)Pr}{1+12.7(C_f/8)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)} \quad (2.1)$$
$$C_f = (0.79 \log_{10} Re - 1.64)^{-2}$$

(2) 流量計 1-1 (FD-SS20A, Keyence Co.)

定格 $20L/min$ (最大計測レンジ $40L/min$) のコリオリ式流量計で、ポンプ出口に設置されている。本流量計は、脈動時に生じる最小 $0.04L/min$ から最大 $10.52L/min$ の流量範囲のうち $2L/min$ 以上の流量測定に用いる。測定値はバルク流速 u_b およびレイノルズ数 Re の算出に用いる。

カタログ精度は定格流量 $20L/min$ の $\pm 4.0\%$ 、 63% 応答速度は $50ms$ である。検定の手順を以下に示す。

- ①ポンプから定常流を通水する
- ②流量計にて 30 秒間の計測値を記録すると共に、流量計出口側にて吐出された水を

容器にて収集する

③30秒間で容器に収集した水の重量を測定する

④水の重量と水の収集時間（30秒）、水の密度から実流量を算出する

⑤流量計の30秒間の流量計測値の平均に対し、④にて算出した実流量を比較する

以上の検定を、0.5、2.0、5、10L/minの流量について、各3回ずつ実施した。なお、流量は狙い値である。

検定結果を図2.2.4に示す。横軸に吐出された水の重量から算出した水の実流量を、縦軸に実流量に対する流量計の流量計測値の比を示す。流量計の計測値は3回の計測の平均値をプロットで、ばらつきをエラーバーにて示す。低流量では測定値のばらつきが大きくなる傾向であった。今回検定を行った流量範囲において、測定精度は $\pm 2\%$ 以下であった。従って、目標精度 $\pm 10\%$ 以下を確保できており、2L/min以上の流量測定を行うに当たり本流量計は十分な精度を確保できている。

(3) 流量計 1-2(FD-SS2A, Keyence Co.)

定格2L/min（最大計測レンジ4L/min）のコリオリ式流量計である。流量計1-1の下流に設置されている。本流量計は脈動時に生じる最小0.04L/minから最大10.52L/minの流量範囲のうち、2L/min未満の流量測定に用いる。測定値はバルク流速 u_b およびレイノルズ数 Re の算出に用いる。カタログ精度は定格流量2L/minの $\pm 4.0\%$ 、63%応答速度は50msである。流量0.04、0.2、0.5、2、3.5L/minにて、流量計1-1と同様の検定を実施した。

検定結果を図2.2.5に示す。横軸に吐出された水の重量から算出した水の実流量を、縦軸に実流量に対する流量計の流量計測値の比を示す。吐出流量計測した流量範囲全域にわたり、計測精度は $\pm 2\%$ 以下であった。目標精度である $\pm 10\%$ 以下の精度であり、0.04L/min以上の流量の測定において本流量計は Re を算出するうえで十分な精度を確保できている。なお、本論文においては、2L/min未満の流量においては流量計1-2の測定結果を、2L/min以上の流量については流量計1-1の測定値を用いている。

(4) 流量計 2(FD-SS2A, Keyence Co.)

図2.2.3において、二重管式熱交換器の外管に通水する高温水の流量を計測する流量計である。本流量計の測定値は、後述する伝熱量および管外熱抵抗の算出に用いる。定格およびカタログ精度は定格流量にて $\pm 4.0\%$ 、63%応答速度は50msである。流量0.04、

0.2, 0.5, 2, 3.5L/minにて 流量計 1-1 と同様の検定を実施した。

検定結果を図 2.2.6 に示す。横軸および縦軸は前述した流量計 1-1 と同様である。流量計の計測精度は $\pm 2\%$ 以下であり、目標精度である $\pm 10\%$ 以下であった。熱伝達率算出のための伝熱量測定に十分な精度を確保できている。

(5) 圧力計(FP101-N31-D20A*B, YOKOGAWA Co.)

定格圧力-10kPaG から+10kPaG の連成圧力計で、圧力テストセクションの上流端および下流端に設置されている。上流端の圧力計 P_1 と下流端の圧力計 P_2 の測定値は、圧力損失の算出に用いる。カタログ精度は定格圧力にて $\pm 0.5\%$ である。また、63%応答速度は 3ms である。検定装置を図 2.2.7 に、検定の手順を以下に示す。

① 圧力計に透明ホースを接続し、ホースに室温の水を満たす

② 鉛直に配置したスケールに沿ってホースを配置し、ホース内の液面が規定の高さとなるようホースを調節する

③ 水柱の高さと室温における水の密度から、実圧力を算出する

④ 圧力計の測定圧力と、③にて算出した実圧力を比較する

水柱の高さは、5, 10, 50, 100, 200, 500, 1000mm に変化させ、各水柱高さについて 3 回検定を実施し、測定の実績とばらつきを調査した。

P_1 の検定結果を図 2.2.8 に示す。横軸に水柱高さから算出した実圧力を、縦軸に実圧力に対する測定圧力の比を示す。100Pa 以上においては $\pm 10\%$ 以下の精度が確保できている。

一方、圧力 50Pa では約 20%測定結果にばらつきがあった。圧力テストセクション ($d_1=9\text{mm}$, $l=2000\text{mm}$)における $Re=500$ での圧力損失は、水温 15°C (288K) において約 60Pa である。従って、 $Re=500$ 付近の低レイノルズ数条件での圧力測定値の精度向上が必要である。本実験では、複数の測定結果を平均化することにより測定の確度を改善して精度向上を試みた。図 2.2.9 は水柱高さ 5mm において、複数回の測定を行った際の測定平均値および測定値のばらつきを求めたものである。測定回数 2 回の測定結果の平均値を 30 点算出した際のばらつき、測定回数 5 回の測定結果の平均値を 12 点算出した際のばらつき、測定回数 10 回の測定結果の平均値を 6 点算出した際のばらつき、連続 20 回の測定結果の平均値を 3 点算出した際のばらつきを求めた。平均測定回数が増加するにつれ、ばらつきは小さく計測の確度が改善し、測定精度が向上した。10 回以上の測定結果の平均値を用いることで、圧力 50Pa 以下 ($Re=500$ の圧損以下) において精

度は±7%以下であり，±10%以下の精度が確保できている．なお， P_2 についても検定を実施した結果， P_1 同様の結果であった．圧力損失の測定結果を考察するために十分な計測精度が確保できている．

(10) 熱電対(T34-T-0.5-2000EXS, Okazaki Manufacturing Company)

本実験においては，すべて同一型式の T 型シース熱電対を用いている．熱電対の測定結果は，二重管式熱交換器の熱交換量算出および管内流と管外流との温度差の算出に用いる．目標精度は±0.5K 以下である．実験に用いたものと同じ型式の熱電対 5 本について，沸騰水 (100°C (373K)) および氷水 (0°C (273K)) による温度検定を実施した．計測は各温度で 3 回ずつ実施した．3 回の検定の平均値およびばらつきを図 2.2.10 に示す．計測ばらつきは±0.2K 以下であった．管内流と管外流の入口温度および管外流量は，本熱電対の計測精度を考慮し決定した．具体的には，管外流量を 0.9L/min とすることで，熱交換量の算出精度に影響する管外流出入口水温差を 5K 以上確保した．同様に，管外流入口水温を 60°C，管内流入口水温を 15°C とし，管内流と管外流の温度差を 20K 以上確保した．これにより熱伝達率の測定において十分な計測精度が確保できることを実験にて確認した．熱伝達率の測定精度の詳細については，2.4 節にて述べる．

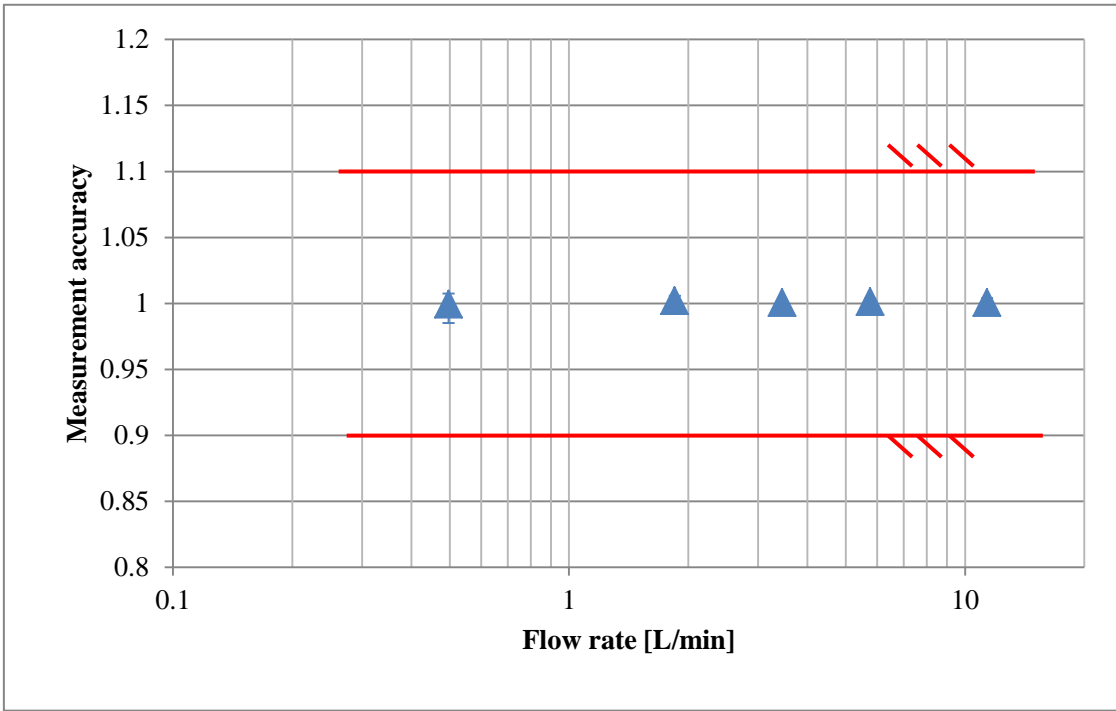


Fig. 2.2.4 Accuracy of flow meter 1-1

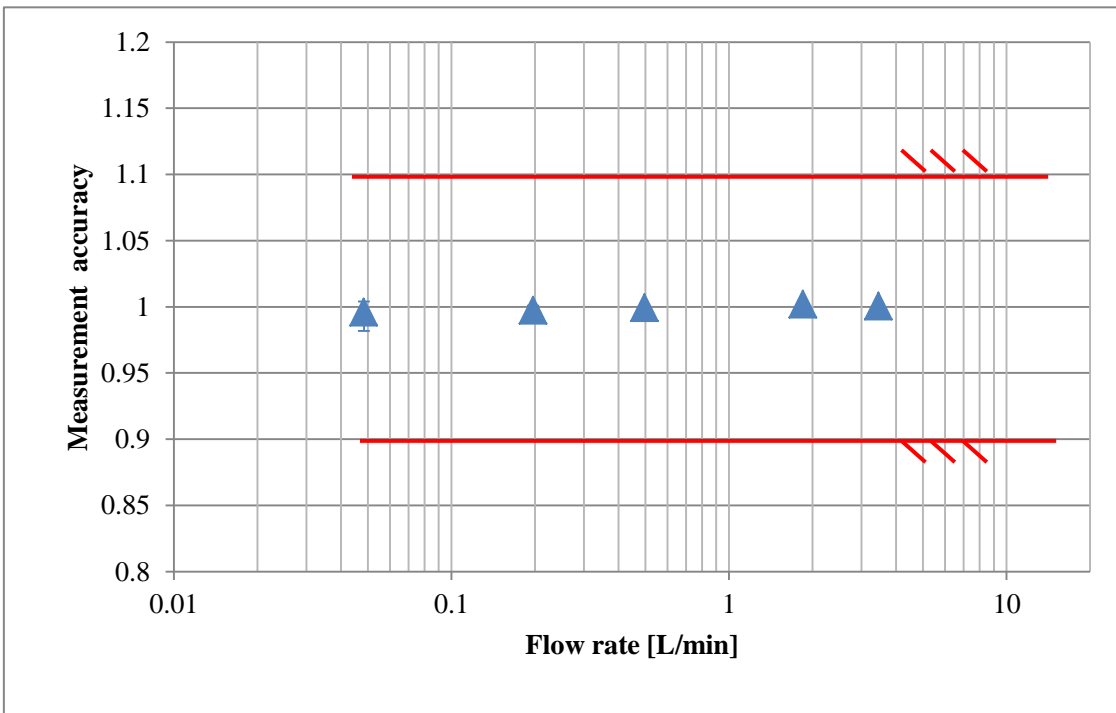


Fig. 2.2.5 Accuracy of flow meter 1-2

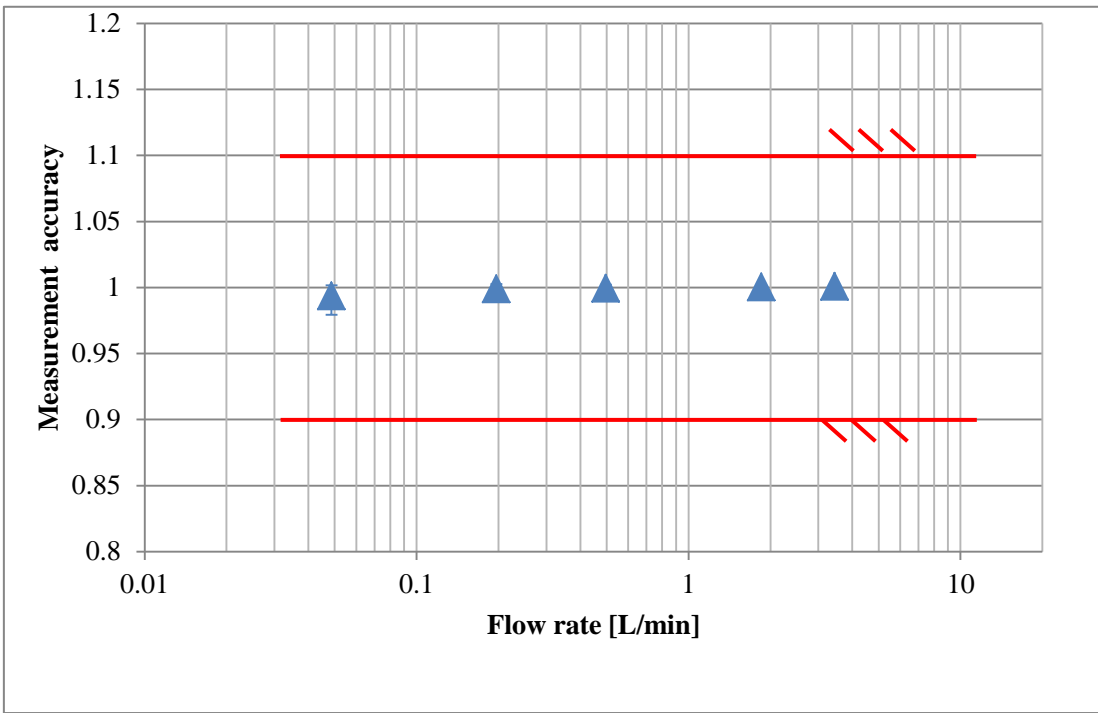


Fig. 2.2.6 Accuracy of mass flow meter 2

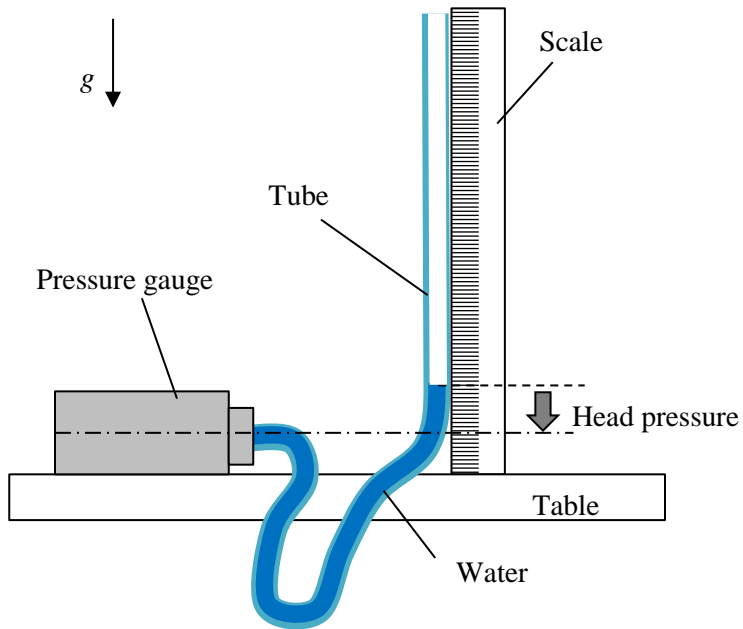


Fig. 2.2.7 Accuracy measurement set up of pressure gauge

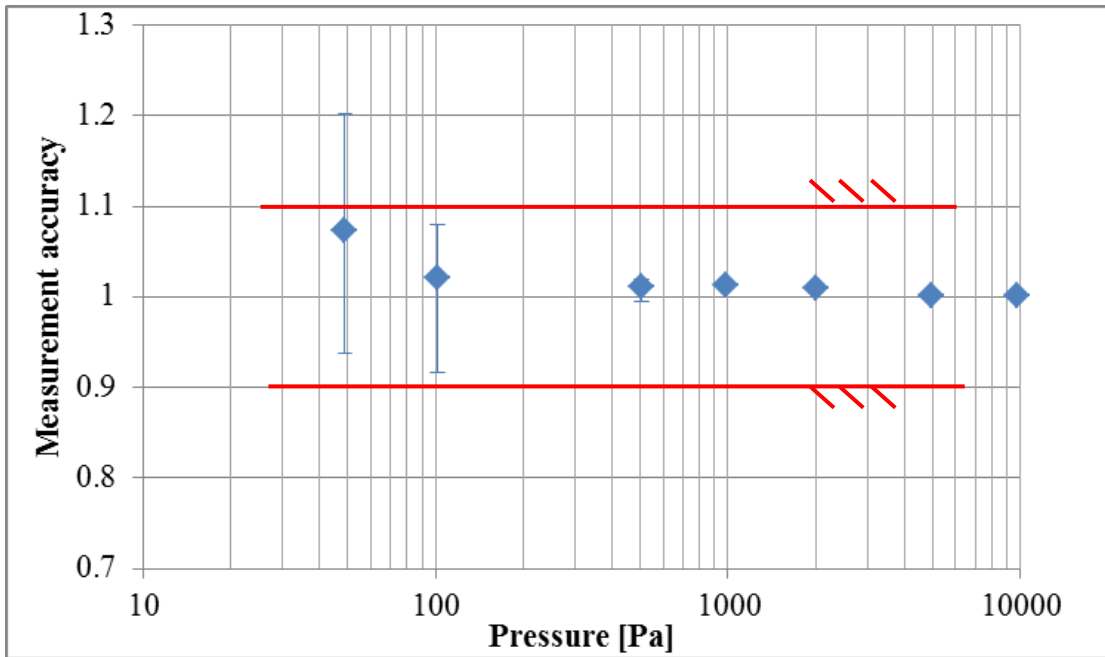


Fig. 2.2.8 Accuracy of pressure gauge (P₁)

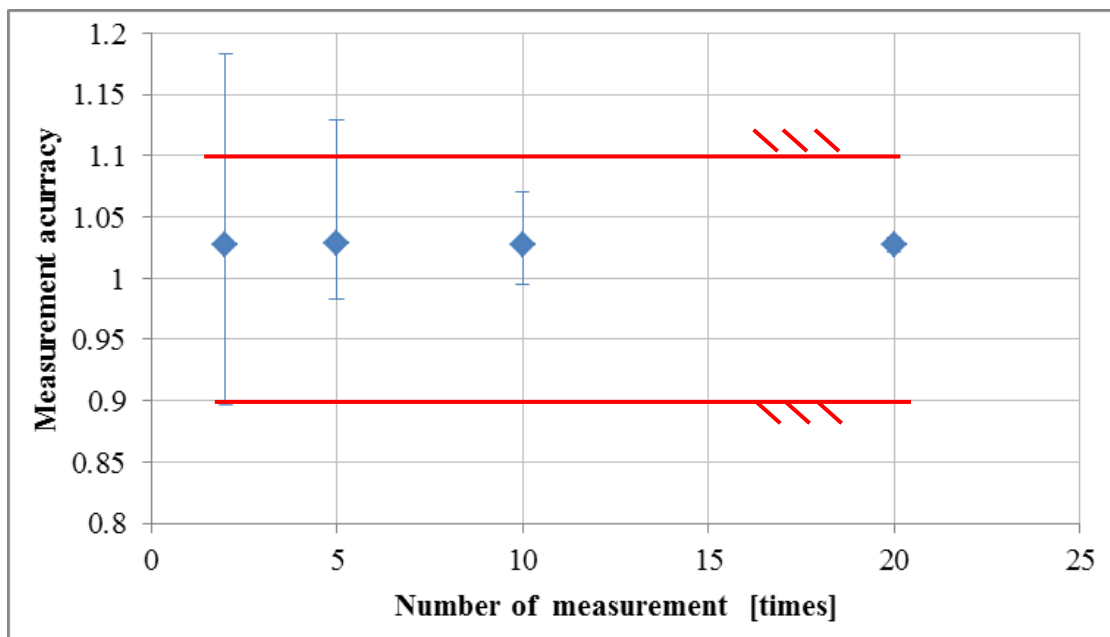


Fig. 2.2.9 Accuracy against measurement numbers (P₁)

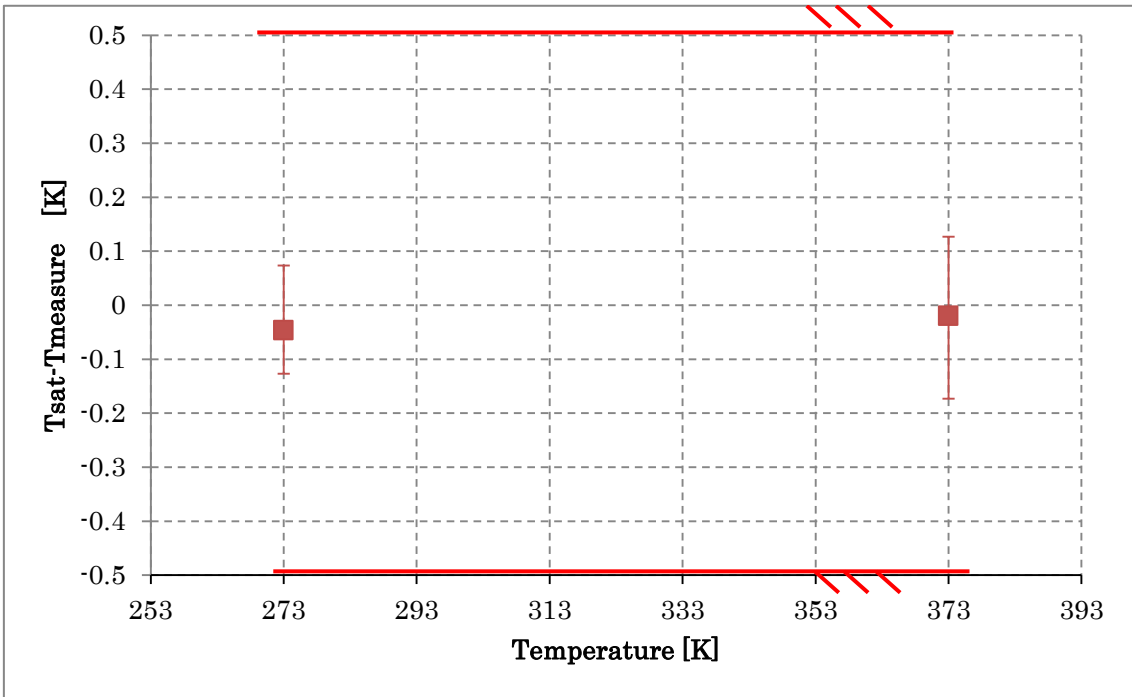


Fig. 2.2.10 Accuracy of Thermocouple

2.3 定常流における管内熱伝達率および圧力損失測定

2.3.1 実験方法

DC 電源からポンプへ一定電圧を供給することにより、定常流をテストセクションに通水する。ポンプ供給電圧は、式 (1.2) により u_b を内管の内径 d_i を用いて算出し、所定の Re となる管内流量 $G_c(\text{L/min})$ を通水するよう調節した。表 2.3.1 に実験条件を示す。なお、流体物性は管内流の入口温度 $\theta_{c1}=15$ ($^{\circ}\text{C}$) の値を用いた。測定は 30 秒間のデータの平均値を測定値とした。熱伝達率は、熱伝達テストセクションを構成する対向流式の二重管式熱交換器の管外に通水する管外流の入口水温 $\theta_{h1}=60$ ($^{\circ}\text{C}$)、管外流量 $G_h=0.9$ (L/min) の水を通水し、管内を流れる流体と熱交換をさせて測定した。

2.3.2 熱伝達率および圧力損失測定法

熱交換量 $Q(\text{W})$ は、管外流の出入口温度差と流量から式(2.2)にて算出した。ここで、 $\theta_{h1}(\text{^{\circ}C})$: 管外流入口水温, $\theta_{h2}(\text{^{\circ}C})$: 管外流出口水温, $\rho_h(\text{kg/m}^3)$: 管外流密度, $C_h(\text{J/kgK})$: 管外流体の比熱である。なお、流体物性値については、 θ_{h1} および θ_{h2} から算出した平均温度の値を用いた。

管外流と管内流の出入口温度から二流体間の対数平均温度差 $LNDT$ を式(2.3)にて算出した。ここで、 $\theta_{c1}(\text{^{\circ}C})$: 管内流入口水温, $\theta_{c2}(\text{^{\circ}C})$: 管内流出口水温である。 Q (W) および $LNDT$ から二流体間の全熱抵抗 R_{total} を式(2.4)にて算出した。

$$Q = G_h \times \rho_h \times C_h \times (\theta_{h2} - \theta_{h1}) \quad (2.2)$$

$$LNDT = \{(\theta_{h2} - \theta_{c1}) - (\theta_{h1} - \theta_{c2})\} / \ln \{(\theta_{h2} - \theta_{c1}) / (\theta_{h1} - \theta_{c2})\} \quad (2.3)$$

$$R_{total} = LNDT / Q \quad (2.4)$$

二重管式熱交換器における二流体間の全熱抵抗 R_{total} は、管外流熱伝達部の熱抵抗 R_h 、管熱伝導部熱抵抗 R_{sus} 、管内流熱伝達部の熱抵抗 R_c を用いて式(2.5)であらわされる。よって、 R_{sus} および R_h を求めることで R_c を算出することができる。 R_{sus} は、表 2.2.2 に示す内管の形状および熱伝導率から円管熱抵抗の式(2.6)を用いて算出した。ここで、 k_{sus} は SUS 管の熱伝導率である。その結果、 $R_{sus}=0.0049$ (K/W) であった。また、 R_h と G_h の関係を明らかにするため、 $G_c=1.9$ (L/min) 一定とし、 $G_h=0.6$ から $G_h=1.7$ (L/min) まで変化させた際の二流体間の熱抵抗変化を事前に測定し、Wilson plot 法⁽⁴³⁾にて G_h と R_h の関係を求めた。

測定結果を図 2.3.1 に示す。 R_h は G_h の-0.8 乗に比例している。すなわち、管外流の熱伝達率は G_h の 0.8 乗に比例した。これは、Dalle Donne ら⁽⁴⁴⁾の示した発達環状流路内乱

流の熱伝達率と同様である。実験結果から、二重管式熱交換器の管外流量 G_h と管外熱抵抗 R_h の実験式(2.7)を得た。以上により求めた R_h , R_{sus} を用いて式(2.5)により R_c を求めた。なお、管内熱伝達率 h_c (W/m²K)および管内ヌセルト数 Nu_c は式(2.8), (2.9)にて算出した。ここで、 S_c (m²)は管内流の伝熱面積、 k_f (W/mK)は管内の流体熱伝導率であり、 θ_{c1} および θ_{c2} から求めた流体の平均温度を用いて算出した。

$$R_{total} = R_h + R_{sus} + R_c \quad (2.5)$$

$$R_{sus} = \frac{1}{2\pi k} \ln\left(\frac{d_1}{d_2}\right) \quad (2.6)$$

$$R_h = 0.0208G_h^{-0.8} \quad (2.7)$$

$$h_c = \frac{1}{R_c \cdot S_c} \quad (2.8)$$

$$Nu_c = \frac{h_c \cdot d_1}{k_f} \quad (2.9)$$

圧力損失は式(2.10)で表される摩擦係数 C_f にて評価した。ここで、 τ_w は壁面摩擦応力であり、式(2.11)で表される。実験においては、圧力テストセクションの上流端および下流端に設置した圧力計により計測した圧力勾配 $-\frac{dp}{dx}$ から、摩擦係数 C_f を求めた。なお、 $-\frac{dp}{dx}$ は式(2.12)により算出した。ここで、 P_1 はテストセクションの上流端圧力、 P_2 はテストセクション下流端の圧力、 l は上流端から下流端までの圧力テストセクション長さである。

$$C_f = \frac{\tau_w}{\rho_c \cdot u_c^2} \quad (2.10)$$

$$\tau_w = -\frac{dp}{dx} \cdot \frac{d_1}{4} \quad (2.11)$$

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{P_2 - P_1}{l} \quad (2.12)$$

Table 2.3.1 Experimental condition

Reynolds Number	Re	500, 750, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 4000, 6000, 8000, 10000
-----------------	----	--

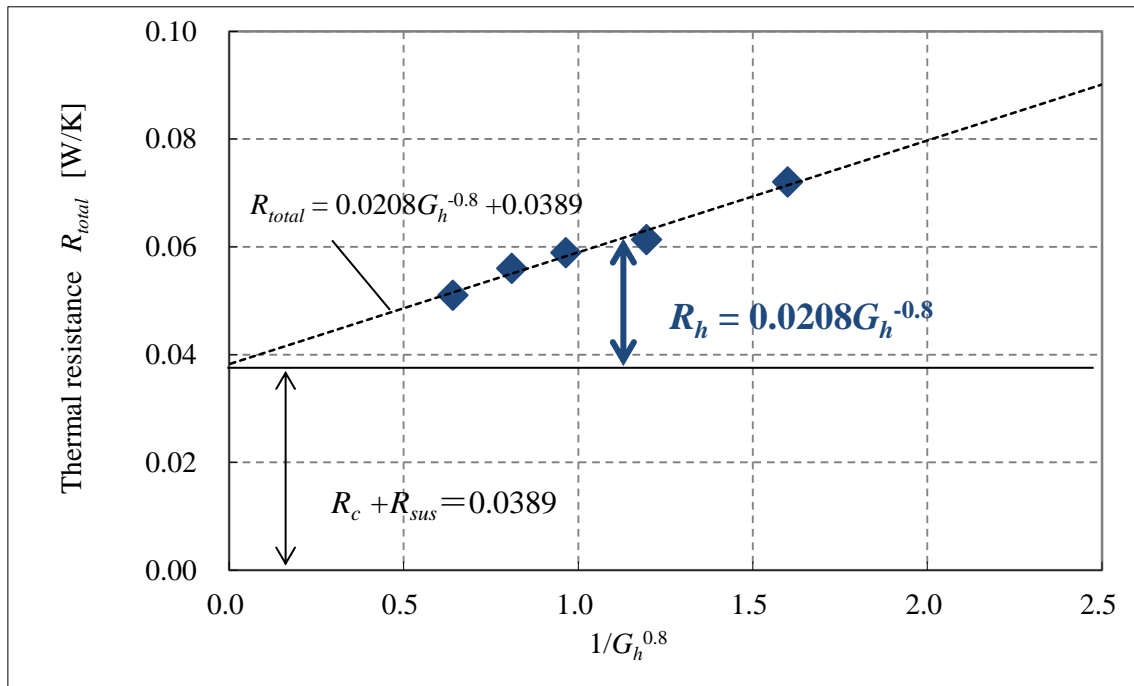


Fig. 2.3.1 Relation between outer tube thermal resistance and outer tube flow rate

2.3.3 流れの状態観察

脈動流における流れの状態を観察するため、高速度カメラでの撮影を行った。撮影した画像をPIV(Particle Image Velocimetry)処理することにより、流れの流速ベクトルを得る。算出した流速ベクトルが管軸に垂直な速度成分を持つ場合、乱れを伴った流れである。今回使用した可視化部は円管であり、空気、アクリル、水の屈折率の異なる物質を円管の外周に応じた角度で光が通過する。物質界面での屈折により可視化した像にゆがみが生じるため、計算により像のゆがみを補正した。図 2.3.3.1 に今回の実験における光の経路の計算結果を示す。縦軸に垂直方向距離 Y を、横軸に水平方向距離 X を示す。空気（屈折率 1）、アクリル管（同 1.49）、水（同 1.333）の各界面において、屈折が生じる。なお相対屈折率は、水からアクリルが 1.12、アクリルから空気が 0.89 である。図 2.3.2 より、本可視化装置では流路壁面（ $Y=4.5\text{mm}$ ）付近は屈折により撮影画像に歪みが生じるが、流路中心から壁面まで可視化にて観察できることが分かる。実像寸法に対する虚像、すなわち可視化により観察される像の寸法の計算結果および実像に対する虚像の拡大率の計算値を図 2.3.3.2 に示す。左図から、実像に対し虚像は拡大されることが分かる。また、右図より、半径方向の詳細な拡大率では管路中央部では像が拡大さ

れる一方、壁面近傍は実像とほぼ等倍であることが分かる。算出した流路高さ方向の拡大率を用いて、PIVソフト上の補正機能により画像のゆがみ補正を行った。今回、PIVには市販ソフトウェア（Flow-PIV, Library Co.）を用いた。時系列画像から相互相関係数法を用いて流速ベクトルの算出を行った。

流れの持つ運動エネルギーは、スケールの大きい渦に注入され、エネルギーカスケードによりスケールの大きい渦からスケールの小さい渦へ分割される。最終的には流体の粘性により散逸して熱エネルギーに変化する。流体粘性により散逸する渦の大きさに関して、流れに存在できる最小渦スケールである Kolmogorov scale η (m)は、式(2.13)にて求められる。ここで、 ε (m^2/s^3)は式(2.14)に示される散逸率である。 r (m)は管半径である。図 2.3.3.3 に本実験装置におけるレイノルズ数 Re と最小渦スケール η を示す。 $Re=7000$ において、最小渦スケールは約 $18\mu\text{m}$ である。本実験装置における可視化範囲は高さ 20mm 、幅 40mm で、撮影解像度は $1024\times 512\text{pixel}$ である。 1pixel は約 $40\mu\text{m}$ に相当する。PIV による検査領域は $15\times 15\text{pixel}$ とした。これは、実スケールにおいて $600\times 600\mu\text{m}$ に相当する。今回、PIV においてサブピクセル精度にて流速ベクトルを算出しており、 $60\mu\text{m}$ 以上の渦を計測可能である。 $60\mu\text{m}$ 以下の微小な渦は結果に反映されない。しかし、熱伝達率に大きく影響する渦スケールは、エネルギーカスケードによる分散前のスケールの大きな渦である。今回、可視化条件における $60\mu\text{m}$ 以上の渦を PIV にてとらえ、管軸に平行な方向の速度成分しか持たない層流の状態と、渦により管軸と垂直な方向の速度成分を持つ乱れが生じた状態を判別する。

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{0.25} \quad (2.13)$$

$$\varepsilon = \frac{u^3}{r} \quad (2.14)$$

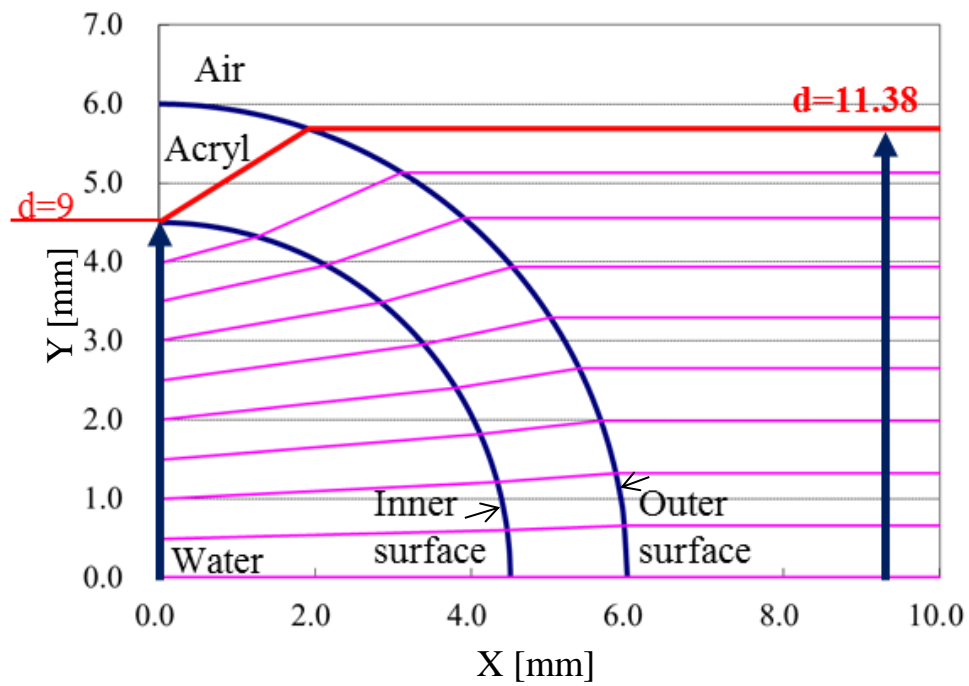


Fig. 2.3.3.1 Reflection of visualized section

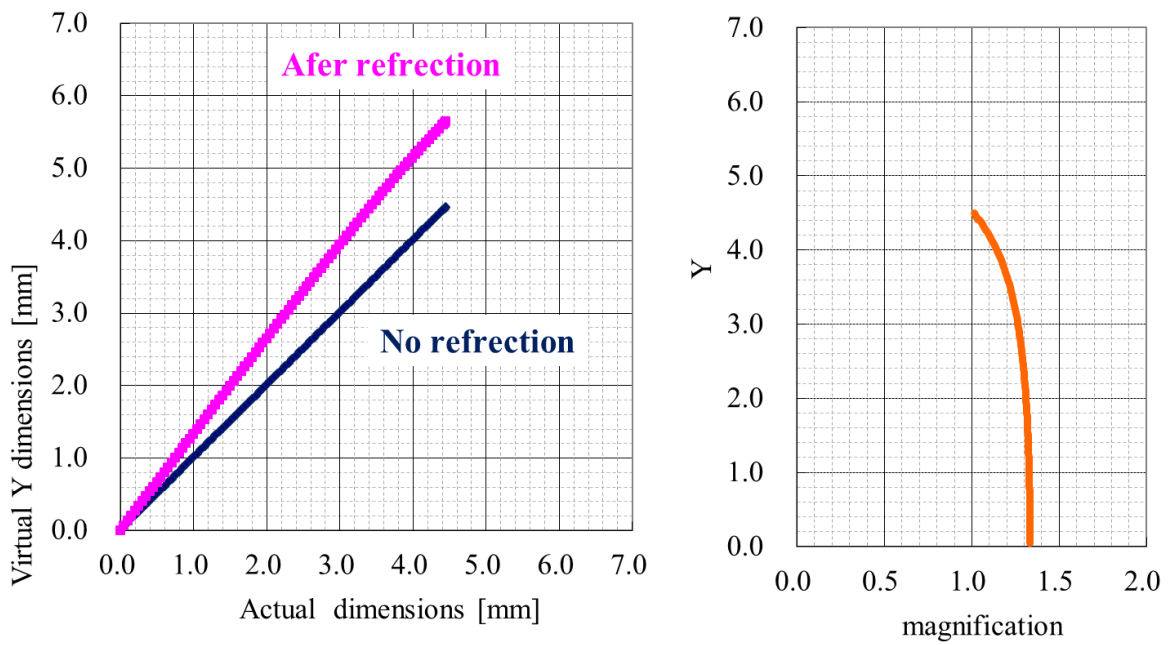


Fig. 2.3.3.2 Image distortion in visualized section

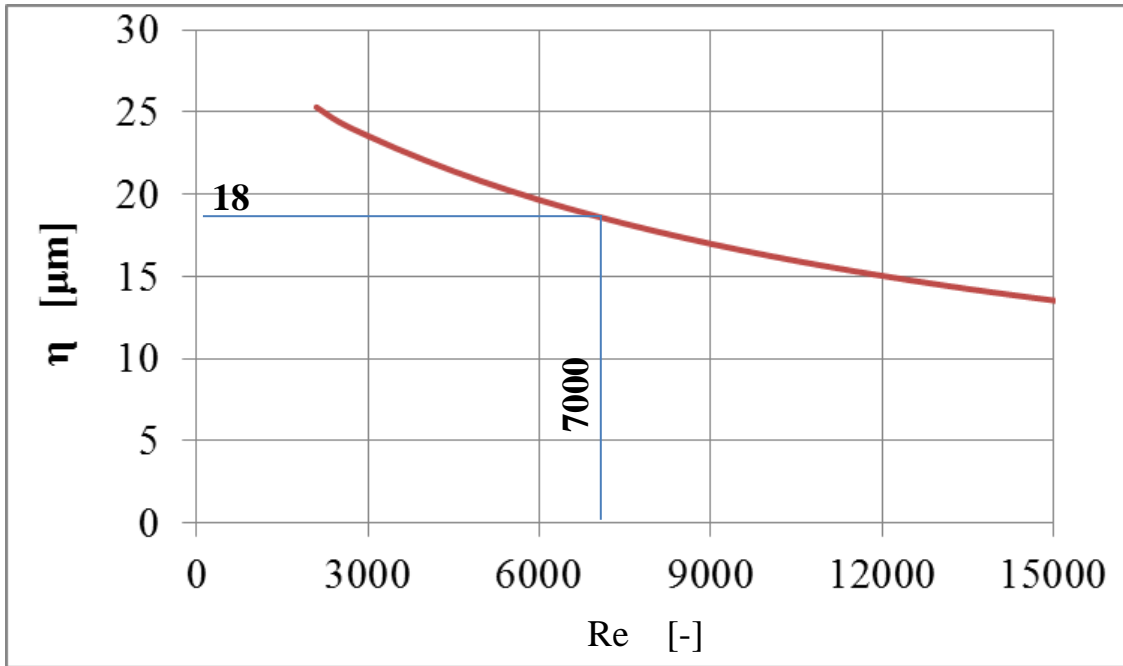


Fig. 2.3.3.3 Relation of Re versus Kolmogorov scale η

2.4 実験結果

2.4.1 熱伝達率

図 2.4.1 に定常流における熱伝達率の測定値と計算値を示す。実線は式 (2.1) に示す Gnielinski の実験式を用いて求めた円管内乱流の管内熱伝達率計算値である。また、破線は式(2.15)により算出した円管内層流の温度助走区間における区間平均ヌセルト数 Nu の計算値である。ここで、 $Nu(x)$ は局所ヌセルト数で、式(2.16)、(2.17)により求められる。なお、 Pr は流体のプラントル数である。

$$Nu = \int_0^{x^+} Nu(x) dx^+ / x^+ \quad (2.15)$$

$$Nu(x) = 5.364 \left\{ 1 + \left(220x^+ / \pi \right)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0 \quad (2.16)$$

$$x^+ = (x/d) / (Re \cdot Pr) \quad (2.17)$$

実験値とともに、エラーバーで定常流における Nu の誤差範囲を示す。測定誤差の主要因は、伝熱量 Q の算出に用いられる高温流量 G_h と高温側出入口水温の測定誤差である。測定を行った $G_h=0.9$ (L/min) において、 G_h の測定誤差は 2.2 節の図 2.2.6 から 1% 以下であることが分かる。また、本実験条件において出入口の水温差は 10K 以上を確保しており、熱電対の最大誤差 0.4K の影響は 4% 以下である。従って、伝熱量 Q の測定誤差は 5% 以下となり、十分な測定精度を有している。

$Re=500$ から $Re=2000$ の層流域において、実験値は層流熱伝達率の計算値によく一致している。また、 $Re=3000$ 以上においては、Gnielinski の実験式⁽⁴²⁾を用いた乱流熱伝達率の計算値とよく一致している。 $Re=2000$ から $Re=3000$ にかけて、熱伝達率は層流熱伝達率の計算値から乱流の熱伝達率計算値に向かって増加している。乱流への遷移が生じたと考えられる。

測定を行った Re 範囲において、測定した熱伝達率は計算値とよく一致した。また、図示していないが、熱伝達率測定値は別途実施した 3 回の測定において 10% 以内のばらつき内にて再現した。本実験装置における熱伝達率の測定精度および再現性が確保されていることが確認できた。

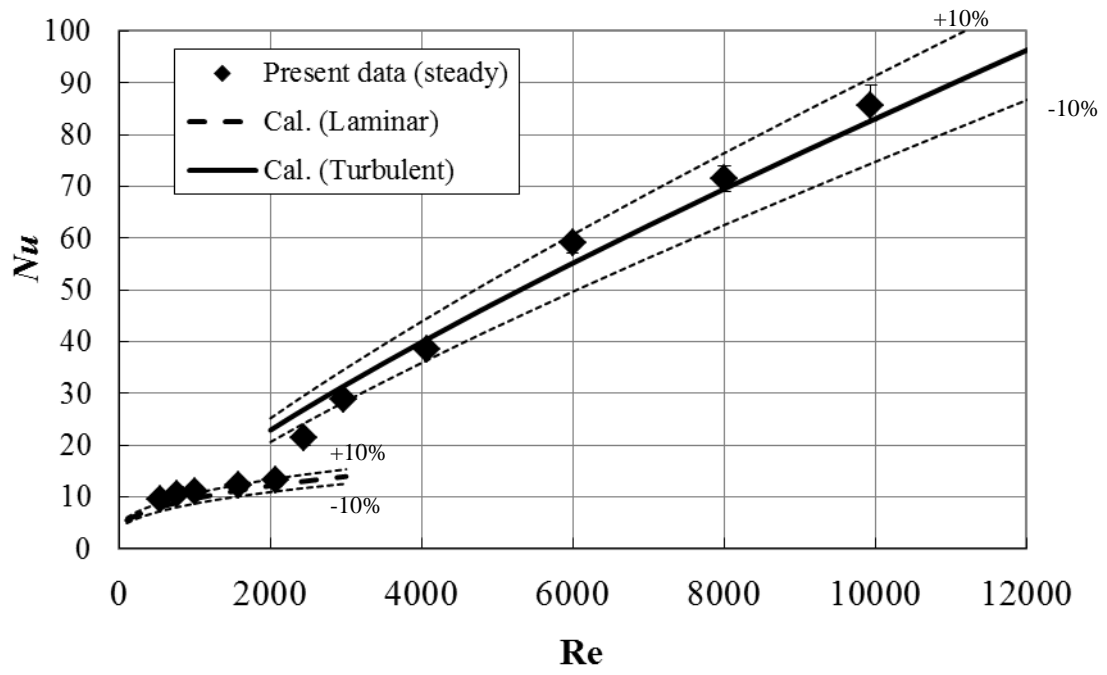


Fig. 2.4.1 Nusselt number on steady flow

2.4.2 圧力損失

図 2.4.2 に定常流における圧力損失測定結果を示す。実線および破線は、管摩擦係数として Blasius の式および Hagen-Poiseuille 式を用いた場合の本実験装置条件での計算値である。実験値とともに、エラーバーで圧力損失と Re の誤差範囲を示す。 $Re=2000$ 以下の層流域において、実験値は Hagen-Poiseuille 式を用いた層流の計算値とよく一致した。また、 $Re=3000$ 以上の領域において、実験値は Blasius の式を用いた乱流の計算値とよく一致した。 $Re=2000$ から $Re=3000$ にかけて、摩擦係数の実測値は層流計算値から乱流計算値へ向かって増加している。 $Re=2000$ から $Re=3000$ において層流から乱流への遷移が生じたことが推定される。

測定した $Re=500$ から $Re=7000$ の範囲において、圧力損失の測定値は計算値とよく一致した。また、圧力損失測定値は、別途実施した 3 回の測定において 5% 以内のばらつき内にて再現した。本実験装置における圧力損失の測定精度および再現性が確保されていることが確認できた。

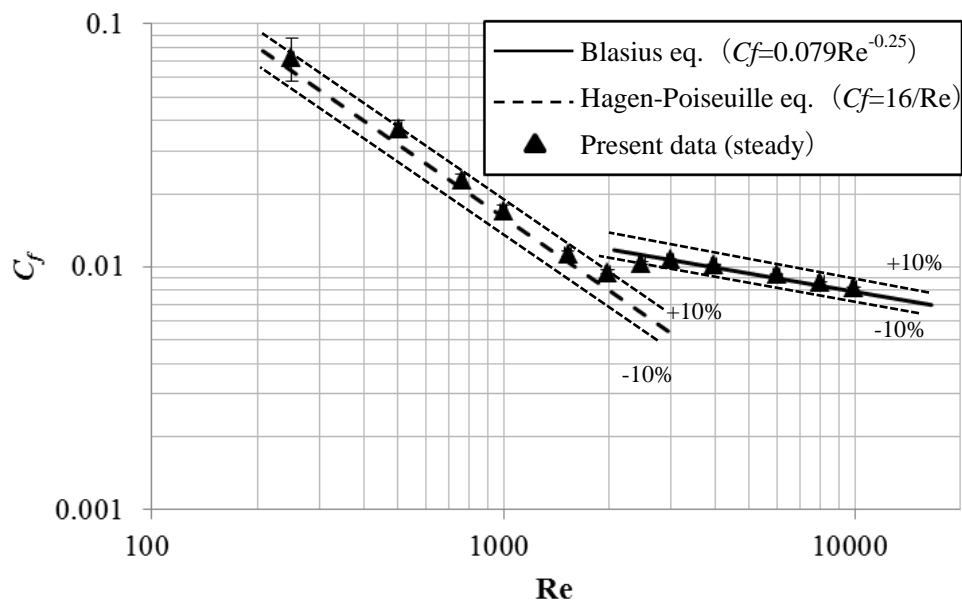


Fig. 2.4.2 Friction factor on steady flow

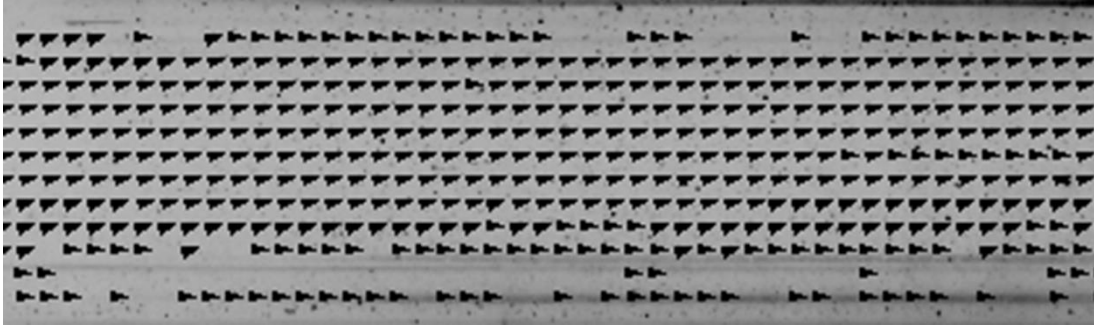
2.4.3 流れの状態観察

2.2 節で説明した実験装置にて、流れの可視化を行った。図 2.2.2 の高速度カメラ (FASTCAM APX RS, Fotron) を用い、2.2.1 節に示す手順に従って画像撮影と PIV 処理を行った。

図 2.4.3 にレイノルズ数 $Re=1500$ において撮影した画像の PIV 結果を、図 2.4.4 に $Re=7000$ 時の撮影画像の PIV 結果を示す。撮影は共に 3000fps にて実施し、10 フレーム分 3.33ms における平均流速ベクトルを PIV にて算出した。図 2.4.3 において、算出した速度ベクトルは流路全域にわたって管壁に平行であることが分かる。乱れない層流の状態であると考えられる。一方で、図 2.4.4 においては、速度ベクトルは管壁に対し垂直な方向の成分を持つことが確認できる。特に顕著な速度ベクトルを図 2.4.4 の拡大図中に赤丸で示す。流れは乱れを伴った乱流であると考えられる。

以上のことから、PIV により算出した速度ベクトルが管壁に対し垂直成分を持つことにより、流れの乱れを観察できることが確認できた。

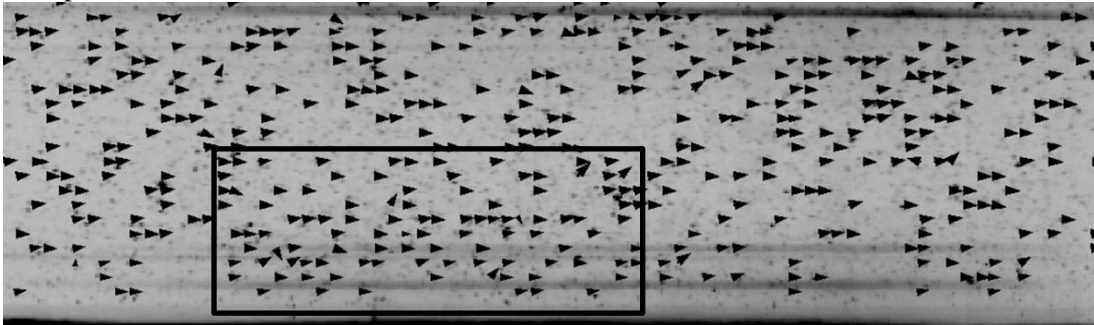
Pipe wall



Pipe wall

Fig. 2.4.3 Velocity vector of steady flow in $Re=1500$

Pipe wall



Pipe wall

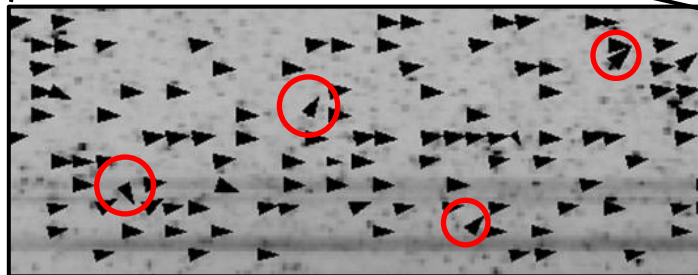


Fig. 2.4.4 Velocity vector of steady flow in $Re=7000$

2.5 結論

管内脈動流の熱伝達率および圧力損失への影響評価に向け、円管内定常流の熱伝達率および圧力損失を同時計測可能な実験装置を構築した。また、各計測機器の精度を検証するとともに、定常流において熱伝達率および圧力損失の測定誤差について検証した。さらに、乱れの有無を把握するために可視化観察を実施した。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 定常流における管内熱伝達率および圧力損失についてレイノルズ数 $Re=500$ から $Re=7000$ の範囲にて再現よく測定できる。
- (2) 流れの乱れの有無を、可視化により得られた画像を PIV 処理することにより判断できる。

3 章

円管内脈動流における 熱伝達率および圧力損失への影響

3.1 諸言

第2章において、管内熱伝達率および圧力損失の同時測定可能な実験装置を構築した。本章では、構築した実験装置を用いて、円管内脈動流における脈動平均レイノルズ数 Re_m および振幅比 A ($= (Re_{max} - Re_{min}) / Re_m$) が熱伝達率と圧力損失に与える影響について実験的に明らかにする。熱伝達率と圧力損失を同時計測することで、脈動流が熱伝達率と圧力損失に与える影響を考察する。さらに、可視化により流れの状態を明らかにすることで、熱伝達率や圧力損失が増減する脈動条件を明らかにする。

第1章で示した通り、車両用冷却システムの各種熱交換器流路内部では、レイノルズ数は層流域で用いられるものから乱流域で用いられるものまで多岐にわたる。よって本章では、脈動流の平均レイノルズ数が層流域から乱流域までの $Re_m=500$ から $Re_m=7000$ の脈動流について評価を行う。

3.2 実験装置および実験方法

実験には第2章、図2.2.1に示した装置を使用した。ポンプへの印加電圧 E_p をDC電源とファンクションジェネレータを用いて変更することで、脈動流を作成した。脈動流は、 $A=0.5$ から $A=1.5$ まで0.25刻みにて設定した。

ポンプ印加電圧 E_p の波形を図3.2.1に示す。 E_p が最小電圧から増加に転じる点を周期開始時刻 t_0 とした。図中 a の期間（電圧増加時間）にて最小電圧から最大電圧へ増加し、時刻 t_1 にて最大電圧に達する。b の期間（最大電圧維持時間）では最大電圧を維持する。時刻 t_2 からは c の期間（電圧低下時間）にて電圧を最大電圧から最小電圧まで低下させる。その後時刻 t_3 にて最小電圧に到達し、以降一周期 $T(s)$ まで最小電圧を維持する。1周期終了後、再び同じ波形が繰り返される。本実験においては、脈動周波数 $f=0.55\text{Hz}$ （脈動周期 $T=1.82\text{s}$ ）で固定とした。これは、相馬ら⁽²⁶⁾の研究において提案されている圧力損失低減のための最適無次元周期について本実験装置の諸元から有次元化した周期である。電圧増加時間 a、最大電圧維持時間 b、電圧低下時間 c は等しく、それぞれ1周期の15%である。ポンプ印加電圧 E_p の最大印加電圧および最小印加電圧を変更することにより最大レイノルズ数 Re_{max} と最小レイノルズ数 Re_{min} を設定し、平均レイノルズ数 Re_m およびレイノルズ数振幅 Re_{pp} を変更した。実施した実験条件を表3.2.1に示す。

定常流と異なり、脈動流では管摩擦係数 C_f は非定常に変化する。1周期の平均管摩擦係数 $C_{f\text{ puls}}$ にて定常流との比較を実施した。 $C_{f\text{ puls}}$ は式(3.1)にて求めた。

$$C_{f\text{ puls}} = \int C_f dt / T \quad (3.1)$$

ここで、 C_f は瞬間管摩擦係数である。添え字 **puls** は脈動流での値であることを示す。圧力計から算出する瞬間圧力勾配 $-dp/dx$ を用いて式(2.10), (2.11)により C_f を求めた。測定は 30 秒間実施し、脈動周期 $T=1.82$ (s) に対し脈動 16 周期分のデータを取得する。周期ごとの脈動波形のばらつきの影響を考慮し、16 周期を平均化した波形データに整理した後、圧力損失を求めた。なお、測定周期 30 秒間 16 周期分と 60 秒間 32 周期分のデータを用いた場合における $C_{f\text{ puls}}$ の差は最大で 0.04% であった。目標測定精度 $\pm 10\%$ に対しばらつきは十分小さく、30 秒間の計測にて十分な測定精度が得られていると判断した。

熱伝達率は、第 2 章の図 2.2.3 に示す対向流式の二重管式熱交換器の管外に高温水を、管内に低温の脈動流を通水し熱交換をさせて測定した。

熱交換量 Q (W) は、管外流の出入口温度差と流量から式 (2.2) にて算出する。管外流と管内流の出入口温度から二流体間の対数平均温度差 $LNDT$ (K) を式 (2.3) にて算出し、 Q および $LNDT$ から二流体間の全熱抵抗 R_{total} (K/W) を式 (2.4) にて算出した。最後に、脈動流の熱抵抗である管内流熱伝達部の熱抵抗 R_c (K/W) を式 (2.5) で求め、式 (2.8)、式 (2.9) より脈動流のヌセルト数 Nu_{puls} を算出した。なお、 $C_{f\text{ puls}}$ の算出と同様に、 Nu_{puls} の算出においても 16 周期分のデータを平均化した波形データに整理した後に算出している。本整理方法により、周期ごとの波形のばらつきの影響は無視できることを確認している。

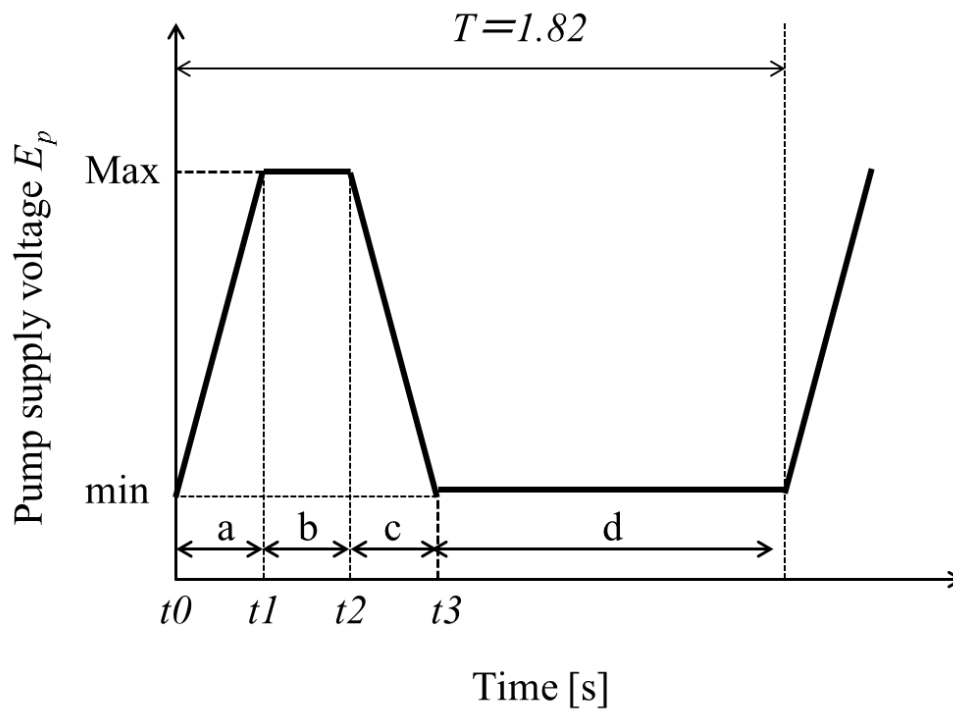


Fig. 3.2.1 Pulsating pattern

Table 3.2.1 Experimental condition

Average Reynolds Number [-]	Re_m	500, 750, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000, 2250, 2500, 2750, 3000, 3500, 4000, 4500, 5000, 6000, 7000
Amplitude ratio [-]	A	0.50, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50
Frequency [Hz]	f	0.55

3.3 実験結果

3.3.1 ヌセルト数比と圧損比

第2章にて測定した定常流の熱伝達率に対し、脈動流における熱伝達率への影響を式(3.2)に示すヌセルト数比 Nu^+ を用いて評価する。また、脈動流の圧力損失への影響を式(3.3)に示す圧損比 C_f^+ を用いて評価を行った。なお、第3章で測定した定常流におけるヌセルト数 Nu : 式(2.9) および摩擦係数 C_f : 式(2.10) に添え字 *steady* を記し脈動流での測定値(添え字 *puls*) と区別する。

$$Nu^+ = Nu_{\text{puls}} / Nu_{\text{steady}} \quad (3.2)$$

$$C_f^+ = C_{f\text{puls}} / C_{f\text{steady}} \quad (3.3)$$

3.3.2 脈動流における熱伝達率と圧力損失

図3.3.1に、振幅比 $A=0.5, 1.0, 1.5$ における平均レイノルズ数 Re_m とヌセルト数比 Nu^+ の関係を示す。

振幅比 $A=0.5$ において、 $Re_m=2000$ 以下の領域では、 Nu^+ は1を上回っている。 $Re_m=2000$ を超えると、 Nu^+ は急激に低下し1を下回った。 $Re_m=2500$ 以上では、 Re_m の増加に伴い Nu^+ は緩やかな増加傾向を示す。 $Re_m=4000$ 以上では、 Nu^+ はほぼ1となった。

振幅比 $A=1.0$ において、 Re_m に対する定性的な傾向は $A=0.5$ の場合と同様であった。 $Re_m=2000$ 以下では Nu^+ は1を上回っており、 $Re_m=2000$ を超えると Nu^+ は急激に低下し1を下回った。 $Re_m=2500$ まで Nu^+ は低下を続け、 $Re_m=3000$ 以上では Re_m の増加に伴い Nu^+ は増加に転じた。 $Re_m=6000$ 以上では、 Nu^+ はほぼ1となった。

$A=1.5$ において、 $Re_m=2000$ 以下では Nu^+ は1を上回っており、 $Re_m=2000$ を超えると Nu^+ は急激に低下し1を下回った。 $Re_m=4000$ まで Nu^+ は低下を続け、 $Re_m=4000$ 以上では Re_m の増加に伴い Nu^+ は増加に転じた。 $Re_m=7000$ まで増加させても、 Nu^+ は1を下回る結果であった。

測定した範囲において、 A によらず、 $Re_m=2000$ 以下では Nu^+ は1以上であった。また、 $Re_m=2000$ を超えると Nu^+ は急激に低下し、 $Re_m=2500$ では A によらず1を下回る。 A が大きいほど Nu^+ は低下する傾向であった。

図3.3.2に、振幅比 $A=0.5, 1.0, 1.5$ における平均レイノルズ数 Re_m と圧損比 C_f^+ の関係を示す。 Re_m と A が C_f^+ に与える影響は、 Re_m と A が Nu^+ に与える影響と定性的に同じであった。 $Re_m=2000$ 以下では A によらず C_f^+ は1を上回る。 $Re_m=2000$ を超えると C_f^+ は急激に低下し、 $Re_m=2500$ においては、 A によらず1を下回った。 $Re_m=2500$ 以上に

おいては、 A の増加とともに C_f^+ の低下傾向は大きくなった。ただし、 $Re_m=2500$ 以上では、 C_f^+ は緩やかな増加に転じた。

図 3.3.3 に、 Re_m と A が Nu^+ へ与える影響を示す。図 3.3.3 は $A=0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5$ の各振幅比にて測定した Re_m が Nu^+ へ与える影響について、各実験点間を補完して得られたコンター図である。 Re_m が 2000 より小さい層流域では、振幅比によらず Nu^+ は 1 を超えており、熱伝達率が増加している。 Re_m が 2000 を超えると Nu^+ は振幅比によらず 1 以下へ急激に低下した。 A が大きいほど Nu^+ が低下している。 Re_m が増加すると Nu^+ は増加し、 $A=1.5$ を除いて再び 1 を上回った。

図 3.3.4 に Re_m と A が C_f^+ に与える影響を示す。図 3.3.4 は $A=0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5$ の各振幅比にて測定した Re_m が C_f^+ へ与える影響について、各実験点間を補完して得られたコンター図である。図 3.3.3 と同様、 Re_m が 2000 より小さい層流域では振幅比によらず C_f^+ は 1 を超えている。 $Re_m=2000$ を超えると、 A によらず C_f^+ は急激に低下した。 $Re_m=2500$ においては、 A によらず C_f^+ は 1 を下回った。 $A=1.0$ が C_f^+ の低下が最も大きく、 $Re_m=2500$ において 0.68 であった。 Re_m がさらに増加すると C_f^+ は増加していき、1 を上回る。 A が小さいほど小さい Re_m で C_f^+ が 1 を上回った。

図 3.3.3 および図 3.3.4 を比較すると、脈動流の Re_m および A が Nu^+ および C_f^+ へ与える影響は、定性的に相似である。一方で、 Nu^+ への影響は C_f^+ への影響に比べて全測定領域において低くなる傾向であった。

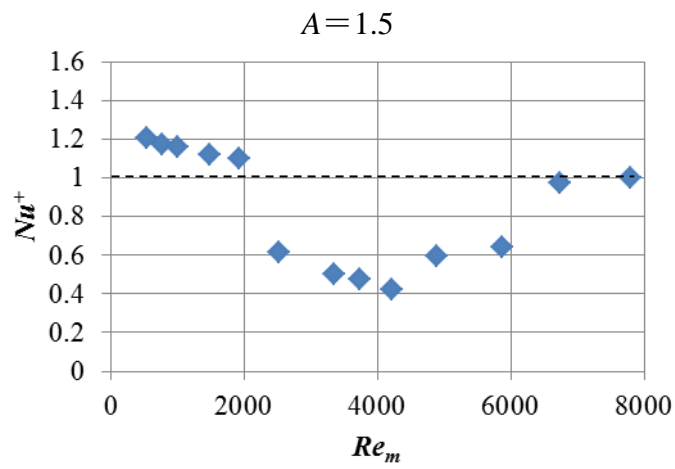
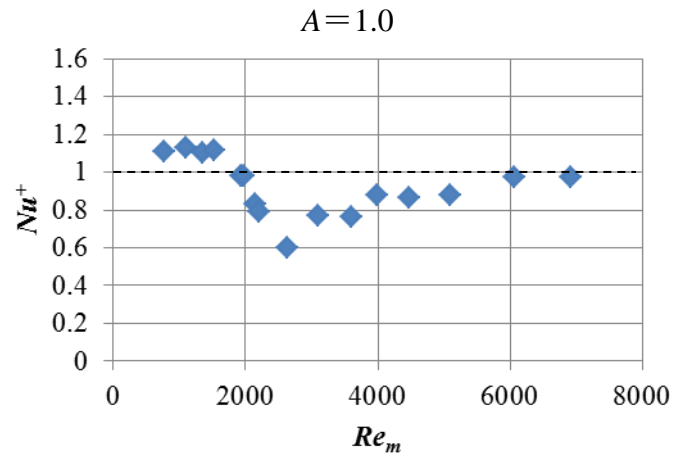
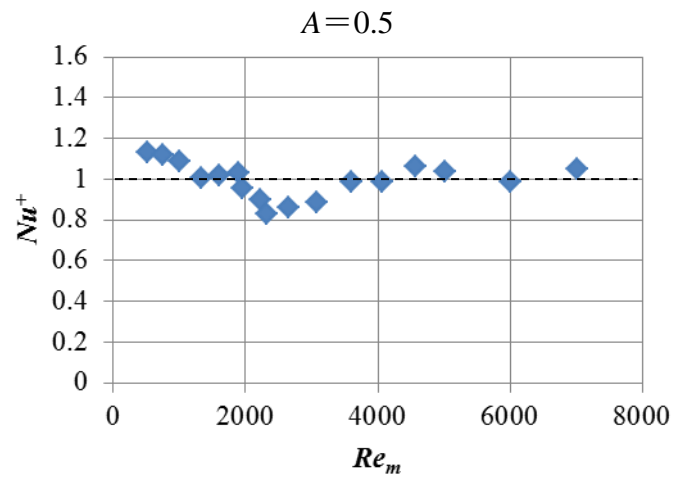


Fig. 3.3.1 Nu^+ on pulsating flow

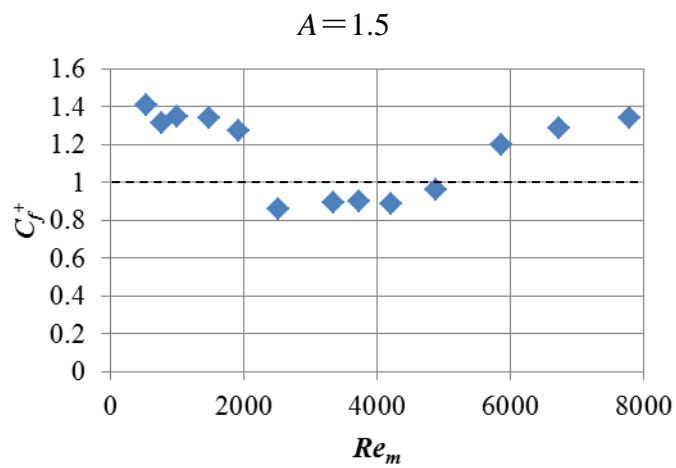
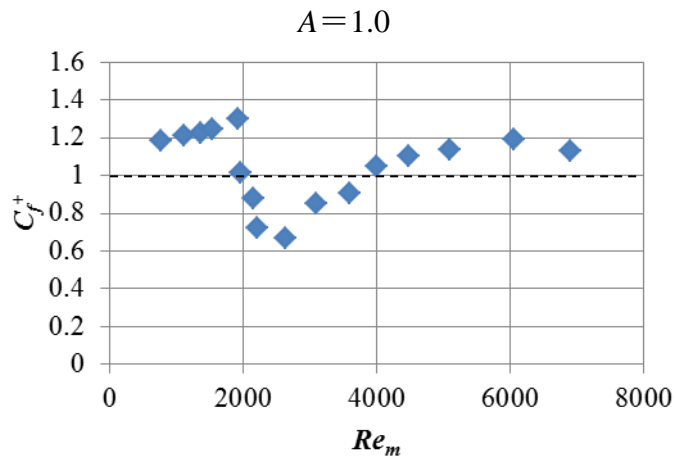
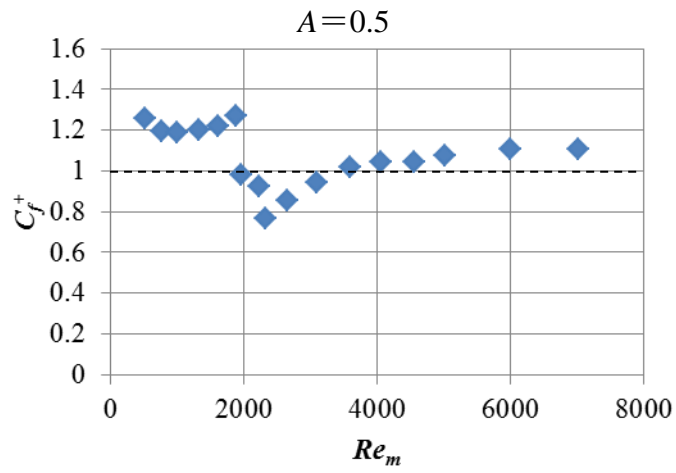


Fig. 3.3.2 C_f^+ on pulsating flow

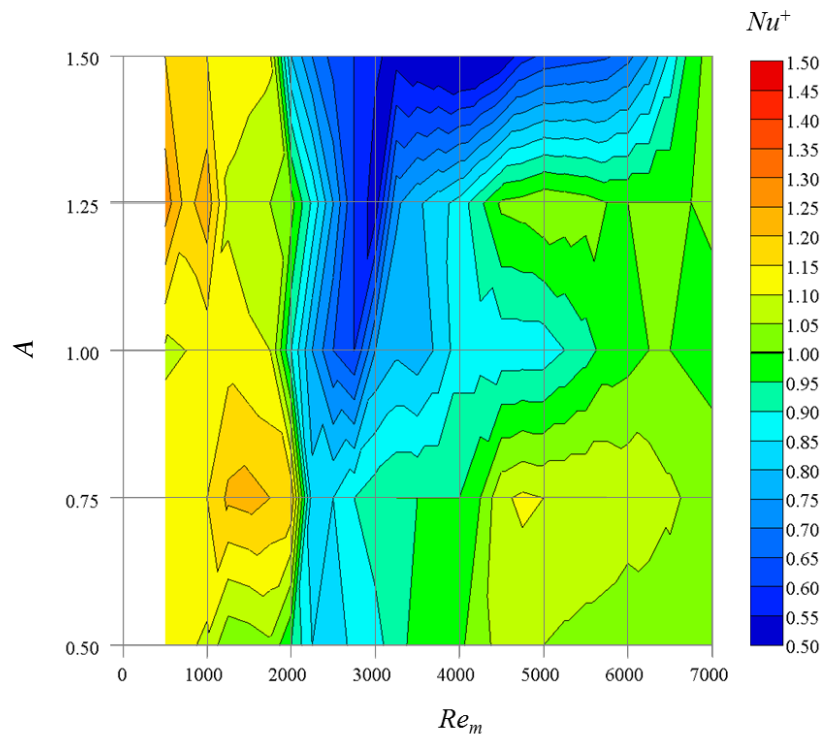


Fig. 3.3.3 Nu^+ on pulsating flow

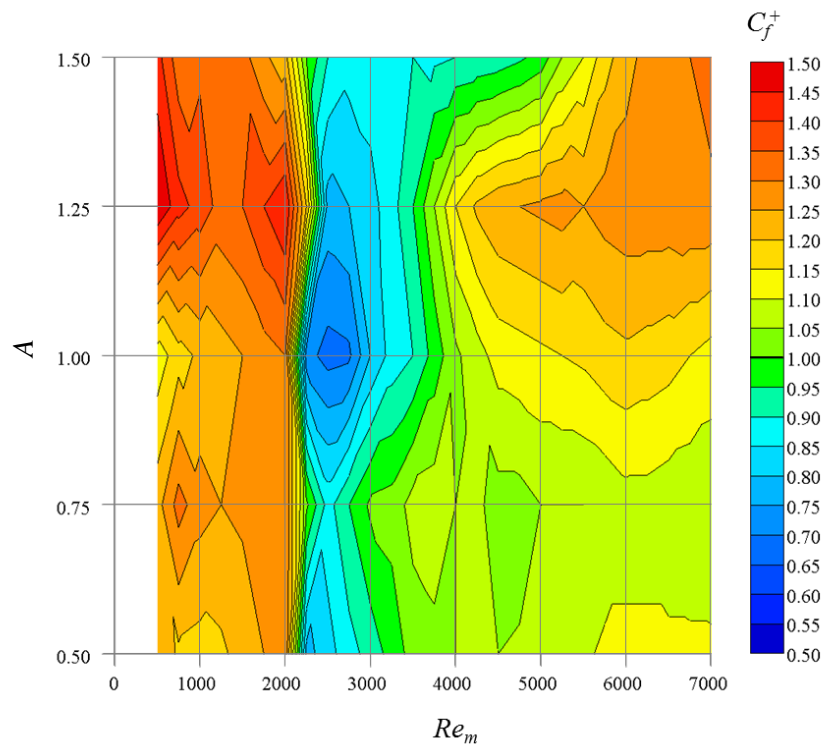


Fig. 3.3.4 C_f^+ on pulsating flow

3.3.3 脈動流における流れの状態把握

3.3.3.1 可視化方法

脈動流における流れを高速度カメラで撮影する。撮影した画像を PIV 処理することにより脈動流の各時刻における流速ベクトルを得て、流れの状態を解析する。撮影は脈動一周期にわたり、3000fps にて実施した。可視化範囲は高さ 20mm，幅 40mm で，解像度は 1024×512pixel にて撮影を行った。

3.3.3.2 可視化結果

以下に示す 3 つの条件での流れの可視化を行った結果を図 3.3.5，図 3.3.6，図 3.3.7 に示す。

- ・平均レイノルズ数 $Re_m=1500$ ，振幅比 1.5 : $Nu^+ > 1$ ， $C_f^+ > 1$ となる条件
- ・平均レイノルズ数 $Re_m=3500$ ，振幅比 1.5 : $Nu^+ < 1$ ， $C_f^+ < 1$ となる条件
- ・平均レイノルズ数 $Re_m=7000$ ，振幅比 1.5 : $Nu^+ < 1$ ， $C_f^+ > 1$ となる条件

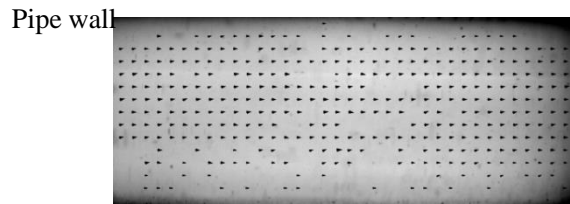
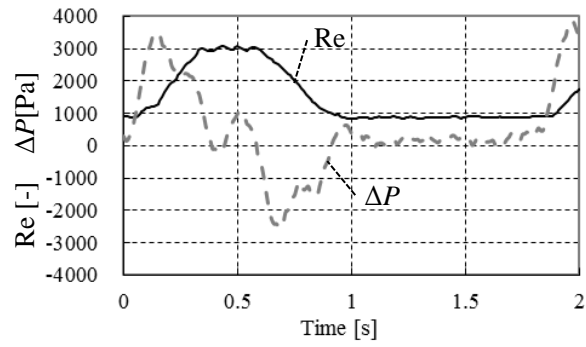
可視化画像を PIV 処理し得られた脈動流れの流速ベクトルの時間変化，脈動一周期の差圧 ΔP (Pa)，レイノルズ数 Re の時間変化を併せて示す。なお， ΔP が増加を始める時間を加速開始とし， $t=0$ (s) とした。

図 3.3.5 は $Re_m=1500$ での脈動波形と可視化結果である。図 3.3.5 の上図は時間経過に対する Re を実線で， ΔP を破線で示す。なお， Re は図 2.2.1 に示す流量計での測定結果から， ΔP は圧力テストセクション両端の圧力測定値から算出している。加速開始 $t=0$ (s) (図 3.3.5(a)) および最大レイノルズ数 Re_{max} となる $t=0.5$ (s) (図 3.3.5(b)) では，速度ベクトルは管軸に平行な方向の成分のみであった。乱れの無い層流の状態と考えられる。逆圧力勾配が加わっている $t=0.7$ (s) では壁面近傍で逆流を示す成分が現れている (図 3.3.5(c)黒枠)。その後 $t=1.0$ (s) において，壁面近傍から離脱するように管軸に垂直方向の成分が生じ，乱れる様子が見られた (図 3.3.5(d))。図には示していないが， $t=1.0$ (s) 以降の画像において，乱れが流れに沿って下流へと伝播する様子が観察された。その後，次周期の加速開始前には速度ベクトルは管軸に平行な方向のみとなった。なお，本条件において $Nu^+=1.15$ と $C_f^+=1.30$ は共に 1 を上回った。

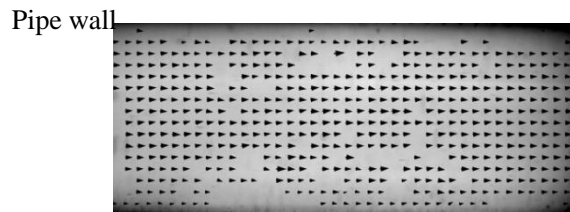
図 3.3.6 は $Re_m=3500$ での脈動波形と可視化結果である。加速開始 $t=0$ (s) (図 3.3.6(a)) において流速ベクトルはわずかに管軸に垂直方向のベクトル成分がみられるが，ほぼ一様に管軸に平行な方向に沿っている。加速し，最大レイノルズ数 $Re_{max}=7000$ となった $t=0.5$ (s) において流速ベクトルは一様に管軸に平行な方向に沿った状態となった (図

3.3.6(b)). 図には示していないが, $t=0.6$ (s) 付近から流れは管軸に垂直方向の速度成分が無い状態を維持したまま減速を開始し, 最小レイノルズ数 $Re_{min}=1900$ に到達した直後の $t=1.0$ (s) において壁面近傍は逆流成分が生じた (図 3.3.6(c)). 逆流を生じた直後の $t=1.2$ (s) にて流れは流路全域にわたって激しく乱れた (図 3.3.6(d)). 図には示していないが, 流れが乱れた直後に壁面近傍の逆流は解消した. $t=1.2$ (s) 以降は時間の経過とともに乱れは減衰していき, 次の周期の加速開始直前では管軸に平行な方向の速度成分のみとなった. 本条件では, $Nu^+=0.45$ と $C_f^+=0.82$ は共に 1 を下回っている.

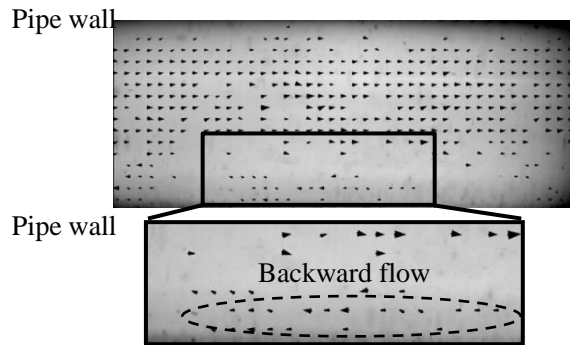
図 3.3.7 に示す $Re_m=7000$ の条件にておいては, 流れは終始管軸に垂直方向の速度ベクトルが存在した状態であった. なお, 本条件において, $Nu^+=1.02$ はわずかに 1 を上回り, $C_f^+=1.34$ は 1 を大きく上回った.



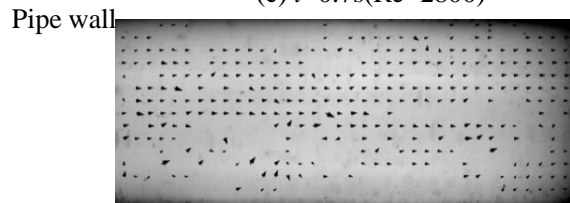
(a) $t=0s(Re=900)$



(b) $t=0.5s(Re=3000)$

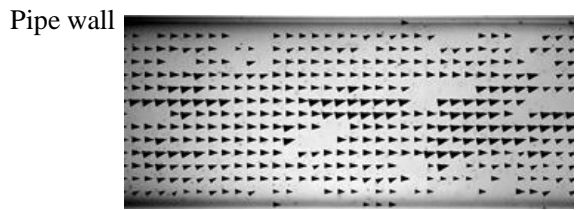
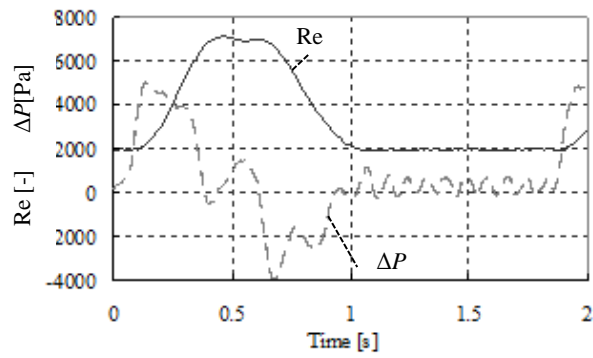


(c) $t=0.7s(Re=2800)$

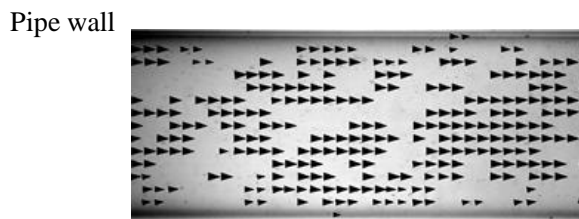


(d) $t=1.0s(Re=1000)$

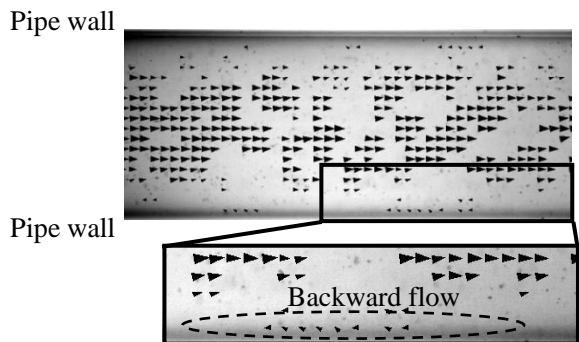
Fig. 3.3.5 Velocity vector field at $Re_m=1500$



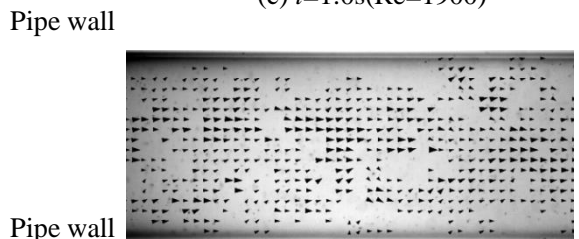
(a) $t=0s(Re=1900)$



(b) $t=0.5s(Re=7000)$

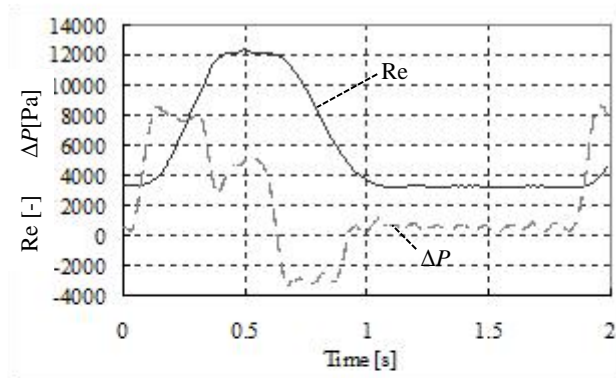


(c) $t=1.0s(Re=1900)$



(d) $t=1.2s(Re=1900)$

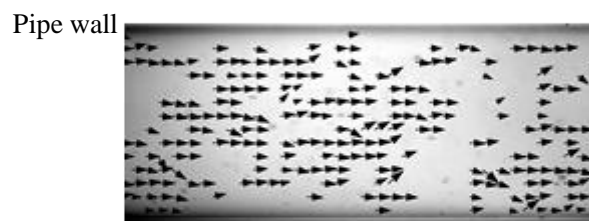
Fig. 3.3.6 Velocity vector field at $Re_m=3500$



(a) $t=0s(Re=3500)$



(b) $t=0.5s(Re=12000)$



(c) $t=1.0s(Re=3800)$



(d) $t=1.5s(Re=3500)$

Fig. 3.3.7 Velocity vector field at $Re_m=7000$

3.4 結果の考察

図 3.3.3 より、平均レイノルズ数 $Re_m=2000$ 以下の脈動流において、熱伝達率並びに圧力損失の増加が確認された。図 3.3.5(d)で明らかになったように、平均レイノルズ数 $Re_m=1500$ 、振幅比 $A=1.5$ の脈動流において、減速時には乱れが生じている。定常流においてレイノルズ数 $Re=1500$ では層流で、乱れが無いと温度境界層が厚く発達する。その結果、熱伝達率は低くなる。一方、図 3.3.5(d)で確認されたように、脈動流では乱れが生じることにより、壁面近傍の温度境界層が薄くなり伝熱が促進されたと考えられる。その結果、ヌセルト数比 Nu^+ は 1 を上回ったと考えられる。同時に、乱れにより圧力損失が増加し圧損比 C_f^+ も 1 を上回ったと考えられる。 $Re_m=2000$ 以下の脈動流において、 A によらず Nu^+ および C_f^+ は 1 以上となった。 $Re_m=2000$ 以下の脈動流においては、図 3.3.5 にて確認されたものと同様に減速時の流れの乱れが生じていると考えられる。

脈動流の減速時において、逆圧力勾配が加わった直後に生じた壁面近傍での逆流（図 3.3.5(b)黒枠）は、定常層流流れに逆圧力勾配が加わった際に生じる境界層剥離と同様の現象と考えられる。境界層剥離は、流れが壁面に沿って流ることができず離脱する現象である。従って、管軸に垂直方向の流速を持つことが容易となり、乱れを生じやすい状態となっていると考えられる。また、主流に対して壁面近傍の流体が逆流することにより、せん断力方向が流路中央の主流と反対方向となり乱れを生じやすい状態であると推定できる。さらに、減速場においては一般に乱れの促進作用があることが知られている。その結果、流れに乱れが生じたと考えられる。

振幅比 A が大きいほど、 Nu^+ および C_f^+ も大きくなる傾向であった。 A が大きいほど、減速後に生じる流れの乱れが大きくなっていると考えられる。 A が大きいほど最大レイノルズ数 Re_{max} が大きく、最小レイノルズ数 Re_{min} が小さくなる。今回の評価において、電圧低下時間は一定である。したがって、 A が大きいほど減速時の逆圧力勾配が大きくなる。その結果、壁面近傍の逆流が強くなり、主流との速度差が大きくなることで大きな乱れが生じたと考えられる。

以上より、 $Re_m=2000$ 以下の脈動流においては、減速後に流れの乱れが生じることにより熱伝達率と圧力損失が増加したと考えられる。

$Re_m=2500$ から $Re_m=3500$ 付近の脈動流において、 Nu^+ および C_f^+ が 1 以下となった。図 3.3.6 より、加速開始時の流れの状態は乱れが少ない層流に近い状態と考えられる。わずかに残った乱れも、加速による層流化作用により最大レイノルズ数 Re_{max} 到達時には消失していると考えられる。なお、本条件は、相馬ら⁽²⁶⁾の示した乱流の再層流化傾

向を示す加速時の無次元圧力勾配 $\Delta p_{acc}^+ > 0.018$ の条件を満たしている。なお、 Δp_{acc}^+ は式(3.4)で与えられる。

$$\Delta p_{acc}^+ = \Delta p_{acc} \frac{v}{\rho u_\tau^3} \quad (3.4)$$

ここで、 Δp_{acc} :加速時の圧力勾配 (N/m³), v :流体の動粘度 (m²/s), ρ :流体の密度 (kg/m³), u_τ :摩擦速度 (m/s) である。再層流化傾向を示す加速が行われた後の Re_{max} において、層流を維持していると考えられる。 Nu^+ および C_f^+ が1以下の条件では、 Re_{max} は3000を超えている。定常流では、 $Re=3000$ 以上では一般に乱れが発達した乱流となり、温度境界層が薄くなる。そのため熱伝達率は層流と比べ非常に大きくなる。しかし、本条件の脈動流では Re_{max} 時も層流を維持することで、 Nu^+ が大きく低下したと考えられる。同時に、乱れの無い層流で通水できることにより C_f^+ も大きく低下している。また、可視化において減速時には壁面近傍に逆流が確認された。これは、図 3.3.5(c)と同様に、境界層剥離が生じたと考えられる。境界層剥離は管軸に垂直方向の運動量輸送がない状態で見られる現象である。このことから、加速後の Re_{max} 時の流れが層流を維持していたことが推定できる。また、境界層剥離は、流体が壁面に沿って流ることができなくなり壁面から離脱する現象である。すなわち、管軸に垂直な流速が生じやすい状態となっている。さらに、壁面近傍の逆流と流路中央の主流との速度差によって、流体中に大きなせん断力が生じていると考えられる。このため、減速後に流路全体にわたる大きな乱れが生じている。減速後の最小レイノルズ数 Re_{min} は 1900 と低いため、熱伝達率増加や圧力損失増加の絶対値は小さいと考えられる。その結果、一周期における平均ヌセルト数 Nu_{puls} および平均摩擦損失 C_{fpuls} が定常流より低減したと考えられる。

また、 Nu^+ および C_f^+ の値と Nu^+ および C_f^+ が1を下回る Re_m の範囲は A により違いが見られた。 A が小さいほど Nu^+ および C_f^+ の低下の中は小さい傾向であった。また、 Nu^+ および C_f^+ が1を下回る Re_m の範囲も狭い。その原因として、最小レイノルズ数 Re_{min} に着目する。 Re_{min} は A が小さいほど大きくなる。例えば、 $Re_m=3500$ において、 $A=1.5$ では $Re_{min}=1900$ である一方、 $A=0.5$ では $Re_{min}=3000$ である。 $Re_{min}=1900$ の場合、減速後に生じた乱れは、次周期の加速までに減衰していくと考えられる。しかし、 $Re_{min}=3000$ では乱れは減衰しにくいいため、次周期の加速時にも流れは乱れが残った状態と考えられる。乱れが多く残存した状態では、再層流化を示す加速を行っても完全に層流化はできないことが推定される。そのため、加速後の Re_{max} 時の流れが層流を維持できず乱れが生じ、 Nu^+ および C_f^+ が増加したと考えられる。

図 3.3.7 は、 $Re_m=7000$, $A=1.5$ で $Re_{min}=3500$ の条件における流れの可視化結果である。脈動一周期にわたり終始乱れた状態が確認できる。本条件においても、加速時の無次元圧力勾配 $\Delta p_{acc}^+ > 0.018$ を満たしており、層流化の傾向を示す加速条件となっている。しかし、本条件は減速後も最小レイノルズ数 $Re_{min}=3500$ と定常流においても乱流の条件である。したがって乱れは減衰しない。大きな乱れを伴ったまま再び次周期の加速へと進む。結果、層流化を示す加速を行っても乱れを層流化できなかったと考えられる。 $t=0.5s$ における最大レイノルズ数 $Re_{max}=12000$ において流れは完全に乱流になっていると考えられる。流れは一周期で常に乱れており、脈動流による流れの状態への影響は確認できない。

図 3.3.3 で示された脈動流の Nu^+ への影響は、図 3.3.4 で示された C_f^+ への影響に対して全領域で低くなる傾向であった。図 2.2.2 に示す実験装置において、熱伝達率測定は 2000mm の直円管の上流端から 1100mm 下流に設置した熱伝達率テストセクション ($l_h=500mm$) にて行った。一方、圧力損失測定は、熱伝達率テストセクションを含む $l=2000mm$ の直円管の上流端と下流端に設置した圧力計により測定を行っている。ここで、下流部で測定を行った熱伝達率の測定値が、全域で測定した圧力損失より低下する傾向を示している。これは、脈動流において下流部が上流部に対して乱れが少なくなっている可能性を示唆している。今回の評価において、流れ方向の位置に対する熱伝達率および圧力損失の影響については未検討であり、今後の課題である。

3.5 結論

平均レイノルズ数 $Re_m=500$ から $Re_m=7000$ の領域について、振幅比 $A=0.5$ から $A=1.5$ 、周期 $T=1.82s$ の脈動流の熱伝達率と圧力損失への影響を実験にて解析した。また、流れの状態を可視化により調査した。その結果、以下の結論を得た。

(1) $Re_m=2000$ 以下の脈動流において、熱伝達率および圧力損失が定常流に対し増加する。本条件では減速後に境界層剥離が生じた後、流れに乱れが生じた。流れの乱れにより熱伝達率と圧力損失が増加する。

(2) $Re_m=2500$ 以上の脈動流において、最小レイノルズ数 $Re_{min}=2000$ 以下の条件では、熱伝達率および圧力損失が低下する。本条件では加速前の乱れが少なく、加速後の最大レイノルズ数時においても層流が維持される。

(3) Re_m および A の熱伝達率と圧力損失への影響は相似であった。一方、 $2000mm$ の直円管下流部で測定した脈動流の熱伝達率は、 $2000mm$ の直円管全長にて測定した脈動流の圧力損失より低い傾向であった。上流部と下流部で脈動流の乱れの状態が異なる可能性がある。

4 章

矩形流路における 定常流の熱伝達率および圧力損失

4.1 諸言

第3章において、円管内脈動流が熱伝達率および圧力損失に与える影響を示した。また、脈動流の減速期間における境界層剥離と流れの乱れが可視化にて明らかになった。境界層剥離により乱流化した可能性があることを論じた。一方、HV用インバータ冷却器のような矩形管内かつレイノルズ数の低い領域について、脈動流が熱伝達率や圧力損失に与える影響は十分には明らかにされていない。

本章では、 $Re=200$ から $Re=2000$ までの低レイノルズ数領域において、矩形流路における脈動流の熱伝達率および圧力損失への影響解析に向けて構築した実験装置について述べる。さらに、定常流において測定した圧力損失および熱伝達率について、過去に提案された理論式および実験式を用いた試算値との比較を行う。

層流における管内流れの圧力損失については、過去様々な理論式や実験式が提案されている。矩形管における圧力損失は、4.2節にて述べる水力直径 De を用いることで円管と同様に Fanning の式を用いて整理できる。本章では、実験にて測定した圧力損失について、Fanning の式から算出した試算値と比較し、測定値の確からしさを明らかにする。

円管内流の熱伝達率については、伝熱面の熱的境界条件や温度境界層の状態に応じて多くの研究がなされ、さまざまな式が提案されている^{(44)~(56)}。一方で、圧力損失と異なり、熱伝達率は管の断面形状により影響が大きく異なる。矩形管内熱伝達率についても、従来から様々な研究がなされている^{(57)~(60)}。本章では、HV用インバータ冷却器を模擬して構築した実験装置にて温度境界層が未発達の間における熱伝達率を測定する。温度助走区間における矩形管内熱伝達率についての研究は少なく、十分に検討されていない。

今回、実験にて測定した熱伝達率と過去に提案された式を用いた試算値と比較し、違いについて考察を行う。さらに、本実験装置の熱的境界条件および温度境界層の状態における熱伝達率の実験式の導出を行う。

4.2 実験装置

実験装置の概要を図4.2.1に示す。第2章、図2.2.2の装置からの変更は以下の3点である。

- ・ 矩形管流路：テストセクションを円管から複数の矩形流路部からなる矩形管に変更。
- ・ 熱伝達率測定部：二重管式熱交換からヒータブロックによる加熱および測定に変更。
- ・ ギアポンプおよびポンプ制御部：ギアポンプ 4 台並列接続から，ギアポンプ 2 台を並列接続に変更．そのうち一台は逆転可能とすることでテストセクションへの流量を低減可能な構成に変更．

以上のうち，矩形管流路および熱伝達率測定部について，詳細を述べる．

4.2.1 矩形管流路

図 4.2.1.1 に，試作した矩形流路部と，圧力測定ポート付のユニオンブロックを示す．矩形流路部の詳細寸法を図 4.2.1.2 に，圧力測定ポート付のユニオンブロックの詳細寸法を図 4.2.1.3 に示す．矩形流路部は幅 $W=10$ (mm)，高さ $H=5$ (mm)，長さ $D=250$ (mm) のポリカーボネート製である．ユニオンブロックにも矩形流路部同様幅 $W=10$ (mm)，高さ $H=5$ (mm) の矩形流路が設けられている．矩形流路部の矩形流路とユニオンブロックの矩形流路との接続部は，乱れを生じさせないように境界層厚さを配慮して段差が 0.2mm 以下となる寸法公差にて設計製作を行った．矩形流路部はコの字型の部材 Part1 と蓋部 Part2 の 2 つの部材を接着して作製した．また，ユニオンブロックと矩形流路部の接続部は O リングにてシールする構成とし，アルミステータにより固定および位置決めを行った．矩形管流路は矩形流路部をユニオンブロックにて 7 個接続して構成した．なお，最下流に熱伝達率測定部が接続されている．低レイノルズ数では差圧が小さくなるため，圧力計は高精度微小圧力センサ (PX409-10WCG, オメガ社) を用いた．圧力計は定格 -2500Pa から $+2500\text{Pa}$ ，計測精度は定格圧力の $\pm 0.08\%$ である．本圧力計による計測誤差は最大 $\pm 2.0\text{Pa}$ となる．本実験では矩形流路 3 つ分の距離 ($3 \times D=810\text{mm}$) に設置した圧力センサにて測定を行った． $Re=200$ における定常流の理論圧力損失は 24Pa である．従って，計測誤差は目標測定精度の $\pm 10\%$ に対し下回っており，十分な計測精度を有している．

本実験は全て $Re < 2000$ の層流域にて行った．管内層流における速度の助走距離 X_d は式(4.1)で示される．内径 d には式(4.2)で示す水力直径 De を用いた．矩形流路部の水力直径は $De=6.67(\text{mm})$ であり，助走距離が最長となる $Re=2000$ において $X_d=867.1(\text{mm})$ である．今回，矩形流路の上流端から $1080(\text{mm})$ の位置から差圧を測定しており，助走距

離が確保されていることから速度分布は完全に発達した流れとなっている。

$$\frac{X_d}{d} = 0.065 \times \text{Re} \quad (4.1)$$

$$De = \frac{4 \times \text{断面積}}{\text{濡れ縁長さ}} = \frac{4 \times H \times W}{2 \times (H + W)} \quad (4.2)$$

4.2.2 熱伝達率測定部

図 4.2.2.1 に熱伝達率測定部を示す。矩形流路部の中央部に、カートリッジヒータによる加熱および熱電対による温度計測が可能なヒータブロックを配置した構成である。ヒータブロックの詳細寸法を図 4.2.2.2 に、概要を図 4.2.2.3 に示す。伝熱部は長さ $L_h=100\text{mm}$ 、幅 $W=10\text{mm}$ である。また、加熱はヒータブロック上部に挿入したカートリッジヒータにより行う。伝熱面とカートリッジヒータは約 20mm の距離を有している。カートリッジヒータの発した熱は、ヒータブロックを熱伝導で拡散しながら伝熱面に向かって伝わる。その結果、伝熱面において熱流束が一定となる等熱流束条件となることを事前の解析にて確認している。ヒータブロックには、カートリッジヒータから伝熱面へと向かう伝熱方向に 3 点、伝熱面に接触する流体が流れる方向に 5 点、計 15 点の熱電対用温度測定孔を設けた。全ての熱電対用測定孔は、ヒータブロックの幅 10mm の中央の温度が測定できるよう 5mm の穴深さとしている。伝熱方向に 3mm 間隔、最大間隔 6mm で設けた温度測定点により、式(4.3)に示すフーリエの法則から熱流束 $q(\text{W}/\text{m}^2)$ を算出する。ここで、 ΔT (K) は伝熱方向に設置した熱電対温度差、 ΔL (m) は伝熱方向に設置した熱電対間の距離である。なお、本実験では ΔL は熱電対の最大設置間隔であり、 $\Delta L=6$ (mm) である。さらに、算出した q と、温度測定点から伝熱面までの距離を用いて、伝熱面の温度を外挿により求めることができる構成とした。また、流れ方向に 17.5mm 間隔で設けた 5 点の温度測定点により、流れ方向の伝熱面温度分布および伝熱面上流端温度 T_{h1} および下流端温度 T_{h2} を外挿により求めることができる構成とした。入口水温 T_{c1} と出口水温 T_{c2} および前記にて求めた T_{h1} と T_{h2} から、対数平均温度差 $LNDT$ を式 (4.4) にて算出した。 q および $LNDT$ より、式 (4.5) にて熱伝達率を求め、式 (2.9) を用いて Nu を算出した。

$$q = k \frac{\Delta T}{\Delta L} \quad (4.3)$$

$$LNDT = \frac{\{(T_{h2} - T_{c1}) - (T_{h1} - T_{c2})\}}{\ln\{(T_{h2} - T_{c1}) / (T_{h1} - T_{c2})\}} \quad (4.4)$$

$$h = q / LNDT \quad (4.5)$$

実験中はヒータブロックを断熱材で覆い、外部への放熱を防止した。なお、 q の測定における主要な誤差要因は ΔT の測定である。熱電対は第 2 章 2.2.2 節(10)と同型式のものを使用しており、計測誤差は $\pm 0.2\text{K}$ である。 q の計測誤差が 10%以下となるようカートリッジヒータの発熱量を増加させることで ΔT を増加させた。また、 ΔT が大きくなるよう、ヒータブロックには金属の中でも熱伝導率の低い SUS303 (熱伝導率 $k=16.4\text{W/mK}$) を用いた。

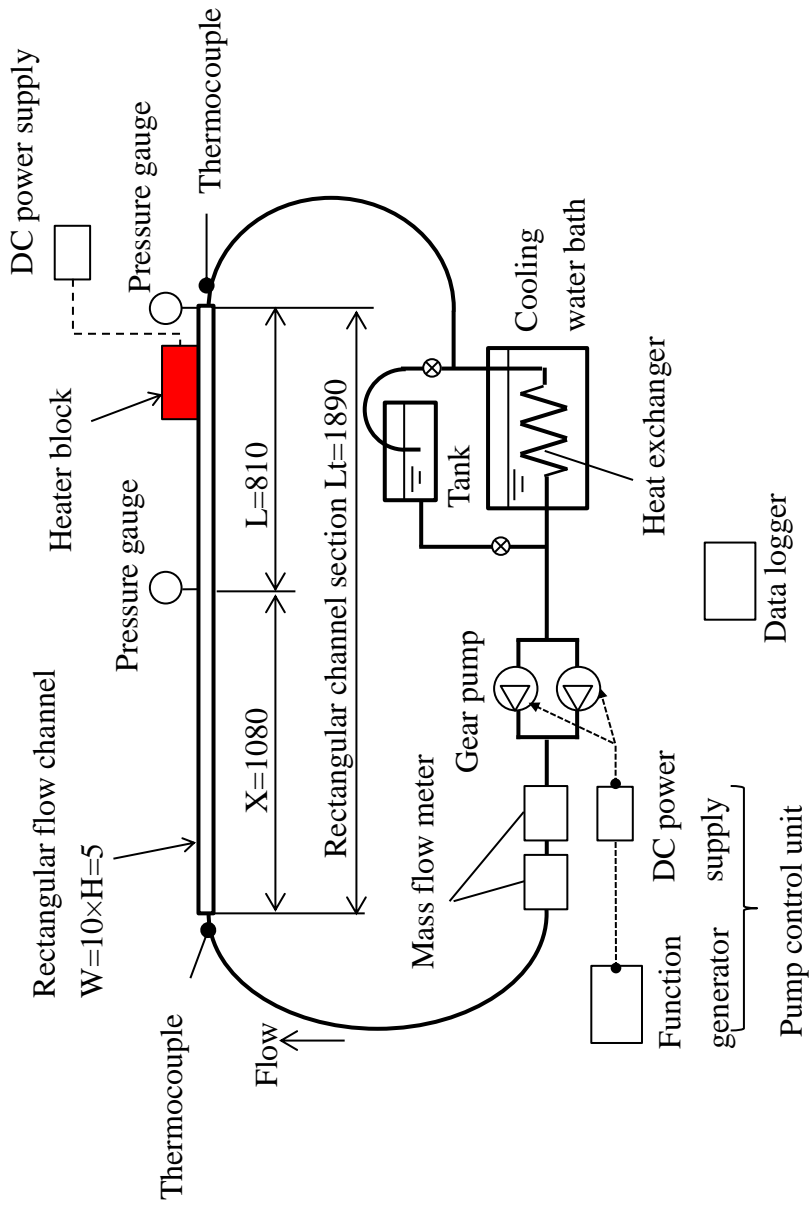


Fig. 4.2.1 Experimental setup

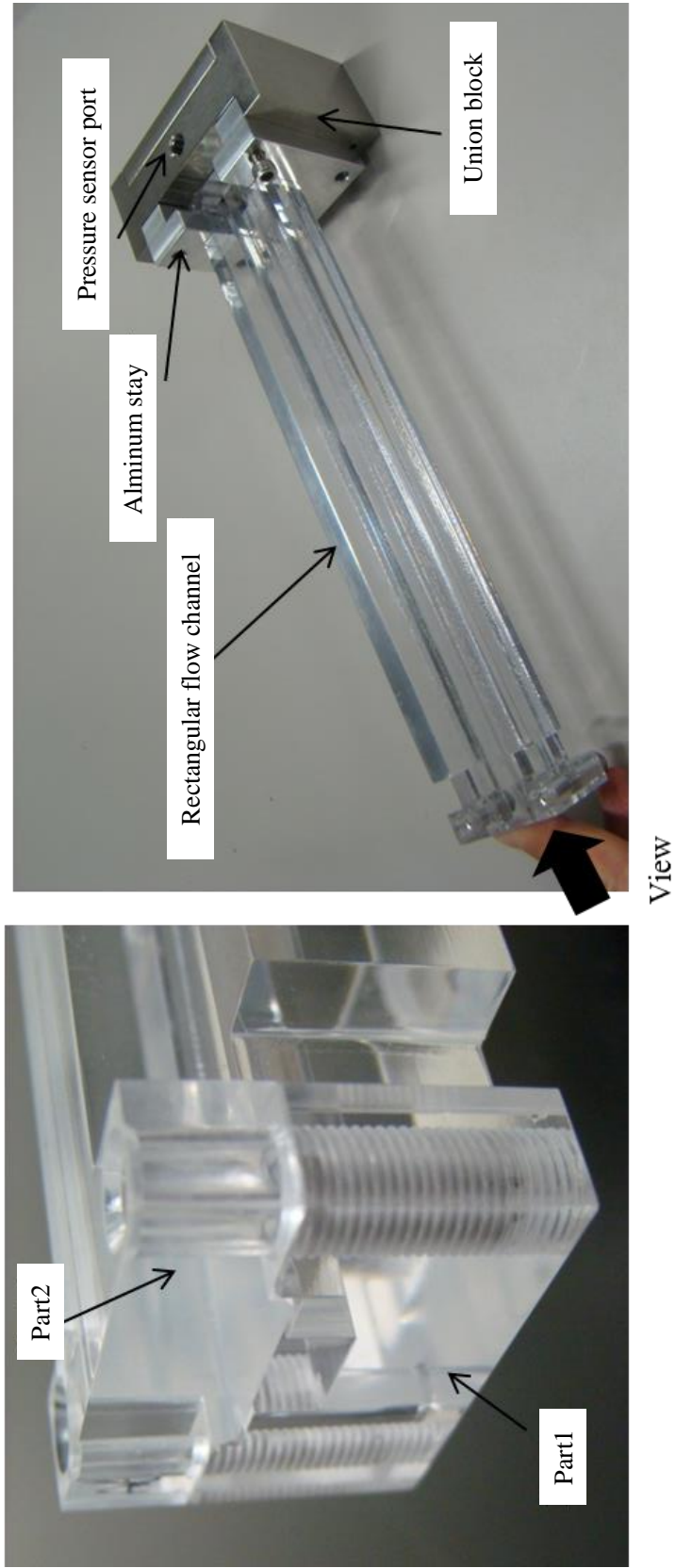
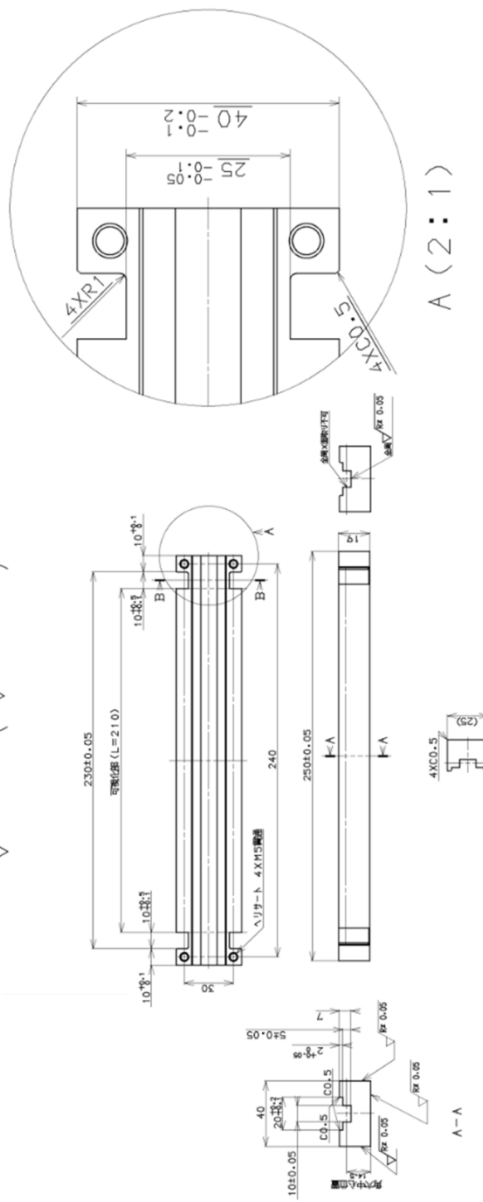


Fig. 4.2.1.1 Rectangular channel

Channel part 1(PC)

$\sqrt{Rz12.5}$ ($\sqrt{Rz 0.05}$)



Channel Part 2(PC)

$\sqrt{Rz12.5}$ ($\sqrt{Rz0.05}$)

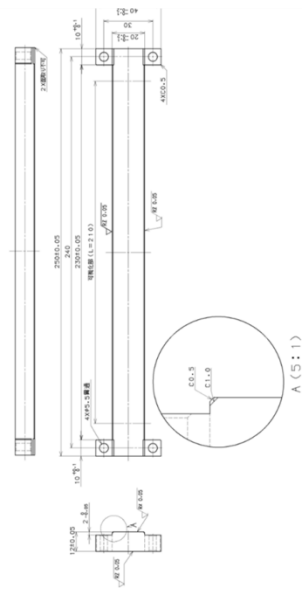


Fig. 4.2.1.2 Rectangular channel parts

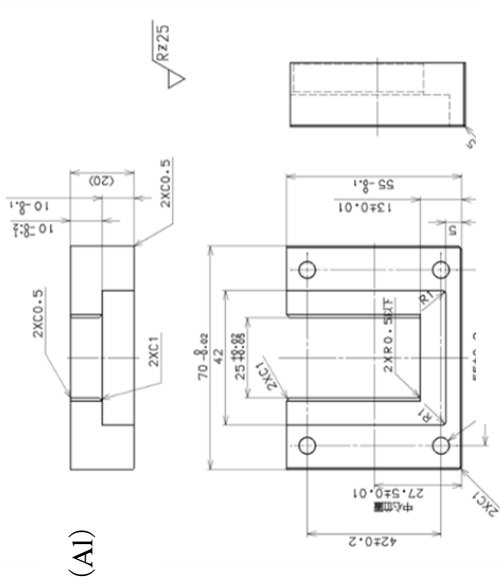
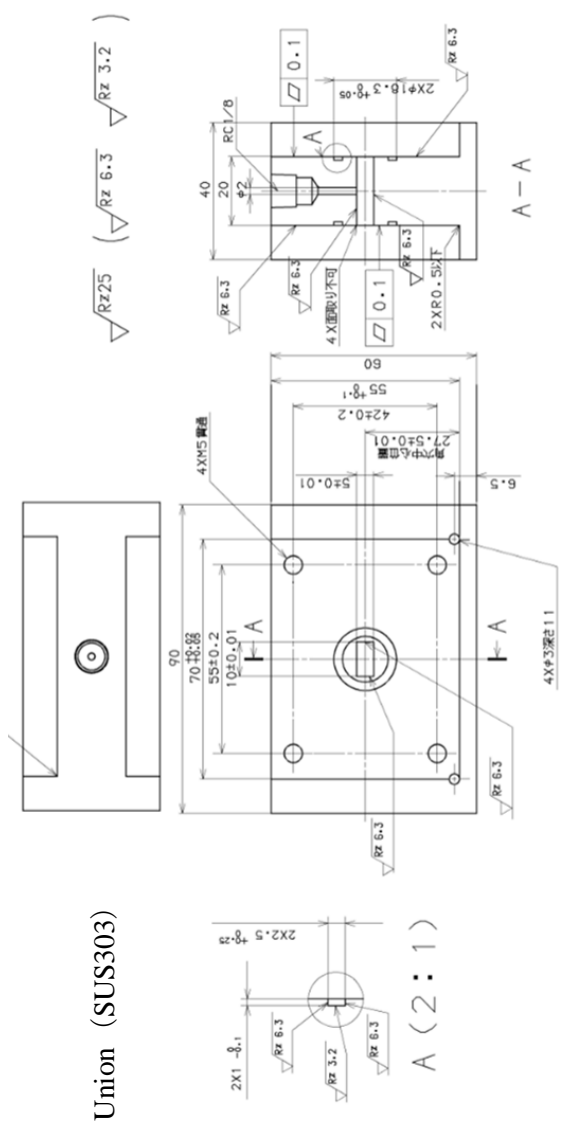


Fig. 4.2.1.3 Union Block

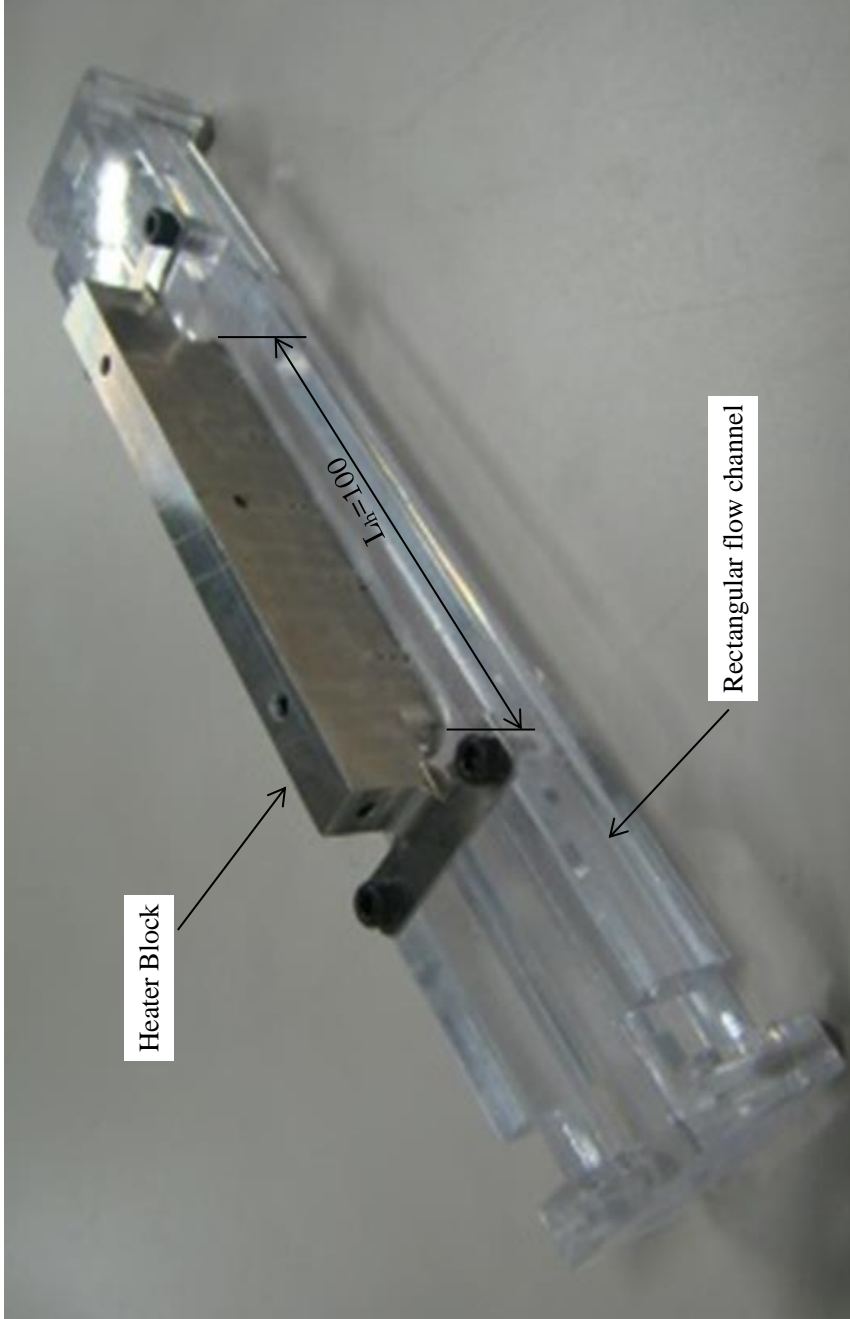


Fig. 4.2.2.1 Heater Block with Rectangular channel

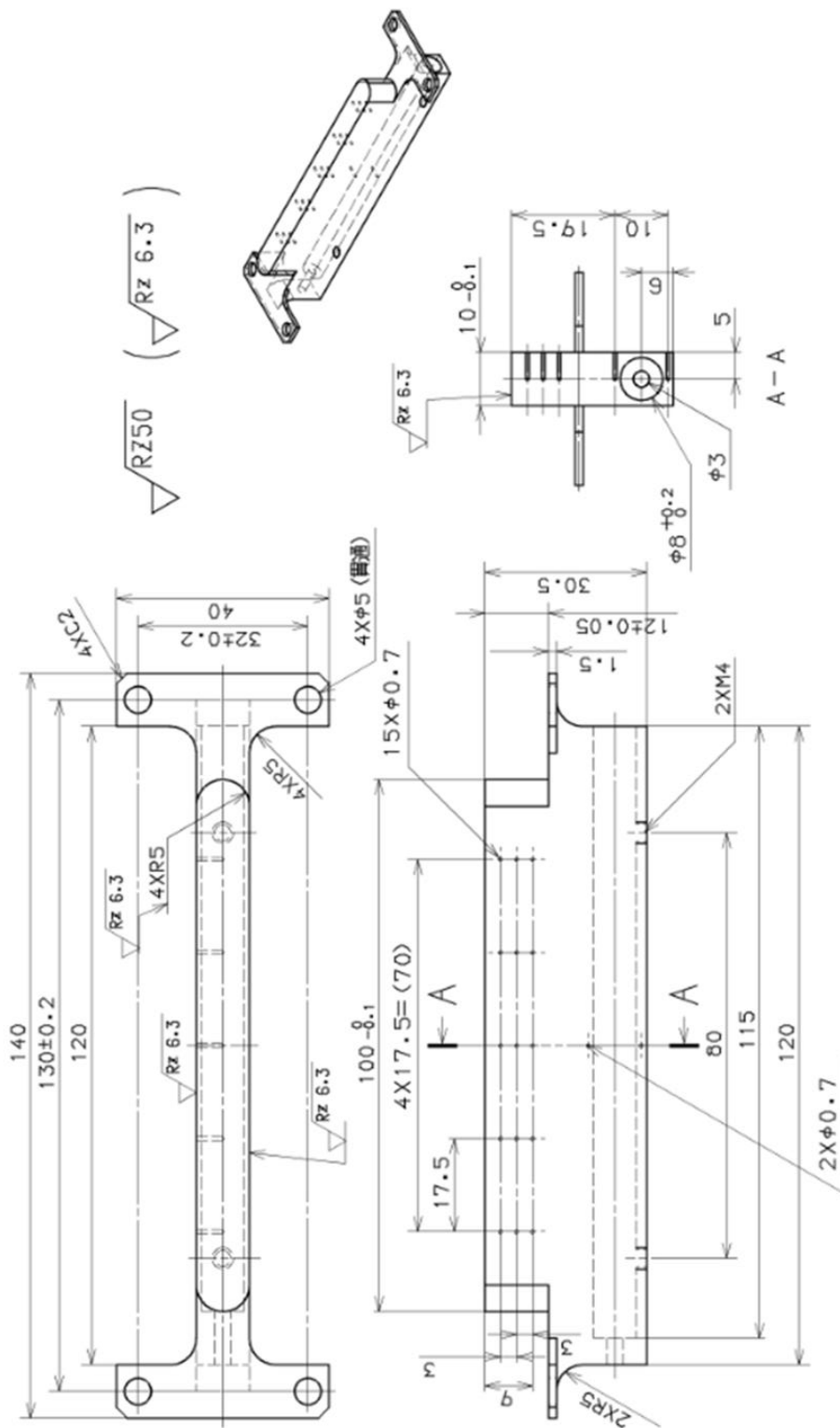


Fig. 4.2.2.2 Heater Block

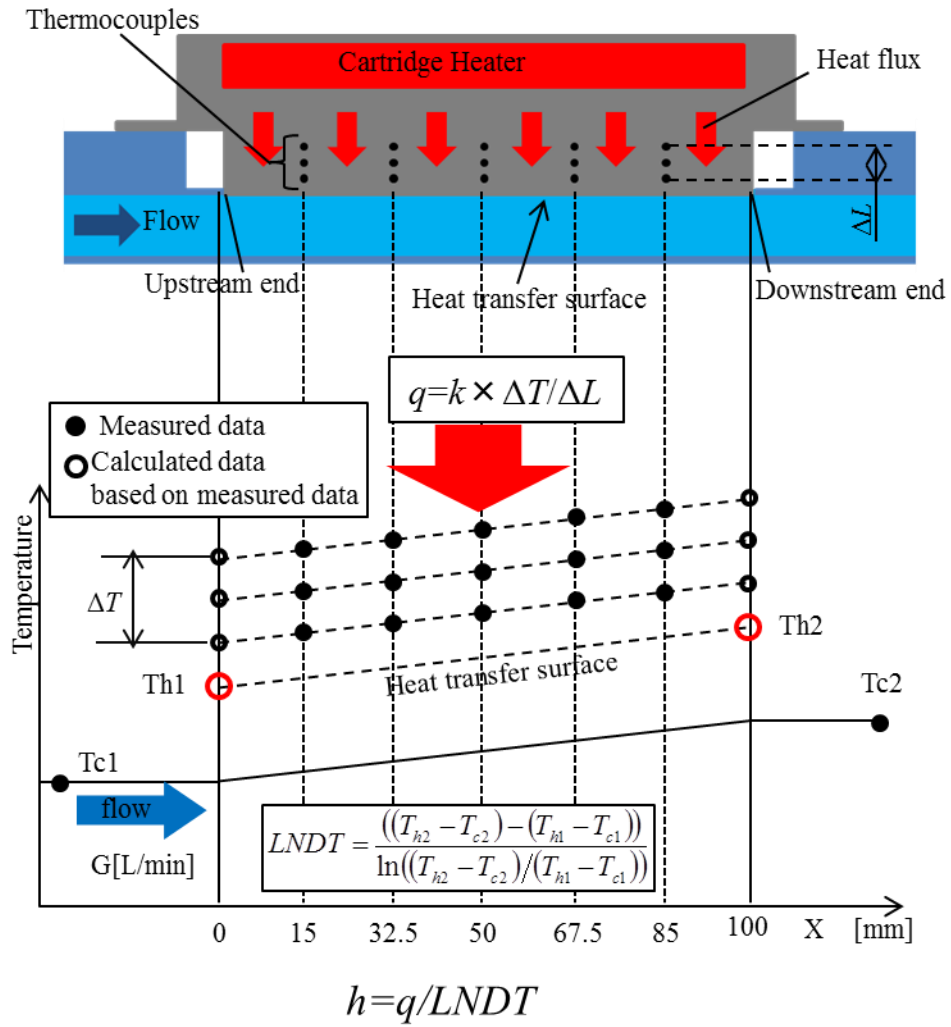


Fig 4.2.2.3 Heater block structure

4.3 定常流での熱伝達率および圧力損失

4.3.1 実験方法および実験条件

4.2 節にて示した実験装置の計測精度確認のため、定常流にて熱伝達率および圧力損失を測定した。実験は表 4.3.1 に示した $Re=200$ から $Re=2000$ の定常流条件にて実施した。入口水温 $T_{c1}=25^{\circ}\text{C}$ 一定とし、所定の Re 条件となるようギアポンプを一定電圧で駆動した。カートリッジヒータを発熱させ、ヒータブロックを加熱する。ヒータブロックに設けた各温度測定点の測定値が定常となった後、ヒータブロックの各部温度、入口水温 T_{c1} 、出口水温 T_{c2} を測定し熱伝達率を求めた。測定した熱伝達率から式(2.8)を用いてヌセルト数 Nu を算出した。また、測定したテストセクションの差圧から管摩擦係数 C_f を式(2.9), (2.10)を用いて算出した。

Table 4.3.1 Experimental condition

Reynolds Number	200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000
-----------------	---

4.3.2 実験結果および考察

図 4.3.2.1 に Nu の算出結果を示す。なお、矩形管における代表長さは、式(4.2)に示す水力直径 De を用いている。

本実験装置においては、矩形管の一面からの等熱流束加熱条件である。また、温度境界層が未発達の間における平均熱伝達率を測定している。一面等熱流束加熱矩形管の温度助走区間における平均ヌセルト数 Nu は理論式および実験式が過去に示されていない。そのため、式(2.16)で示す全周等熱流束加熱円管での温度助走区間における局所ヌセルト数 Nu_x を用いて算出した Nu (Laminar circular channel) を図中に破線で示す。また、実験結果から導出した一面等熱流束加熱矩形管の温度助走区間における Nu の実験式 (4.6) を図中実線で示す。

矩形管における Nu の測定値は Re の増加と共に増加した。全周等熱流束加熱円管の温度助走区間における Nu の計算値と同様の傾向であった。これは、 Re の増加と共に温度境界層の薄い助走区間が増加するためである。一方、円管の Nu の計算値に対して全てのレイノルズ数条件で実験結果の Nu が高い結果であった。今回測定した矩形管の伝熱部

では、矩形流路の一面のみ加熱している。それに対して、円管では全周から加熱される。それぞれの温度境界層の発達の概略図を図 4.3.2.2 に示す。上図が矩形管、下図が円管である。一面のみ加熱される矩形管では、温度境界層は伝熱面から反対側の流路壁まで発達を続ける。一方で、全周から加熱される円管では、全周から流路中央に向かって温度境界層が成長する。温度境界層が流路中心に到達すると完全に発達した温度分布となる。従って、一面のみ加熱した矩形管では、円管に対して温度境界層の薄い助走区間が増加する。よって、矩形管は円管より高い Nu を示したと考えられる。式 (4.6) は実験結果を式 (2.16) と同様の形にて整理したものである。ここで、 $x^+ = \infty$ 、すなわち温度分布が発達した場合は、式 (2.16) の右辺かっこ内は 1 となる。従って、式(2.16)の $Nu(x^+)$ は等熱流束条件における発達した円管内のヌセルト数である $Nu=4.64$ と等しくなる。また、 x^+ の係数は、温度境界層の発達速度を示すものである⁽⁵⁶⁾。以上より、本実験における条件に基づき、式 (2.16)を式 (4.6) に変形した。

矩形管における管断面の縦横比が 0.5 の矩形管において、一面等熱流束加熱条件における発達流れにおいては $Nu=3.54$ である⁽⁶¹⁾。従って、式 (4.6) においても、 $x^+ = \infty$ で $Nu=3.54$ となるよう右辺第 1 項の係数を定めた。また、 x^+ の係数は、式 (4.6) の導出に当たり、実験結果に対して最小二乗法により最も誤差が小さくなる係数を求めた。全周から発達する円管に対し、4 面中 1 面からのみ発達する矩形管では、 x^+ の係数は 220 から 61 へとおおよそ 1/4 の値にて実験値とよく一致した。測定した $Re=200$ から $Re=2000$ の範囲において、実験値に対して式 (4.6) により求めた試算値は±10%以下で一致しており、矩形管における一面等熱流束加熱条件での熱伝達率を精度よく求めることができる。

$$Nu = \int_0^{x^+} Nu(x) dx^+ / x^+ \quad (2.15)$$

$$\text{Circular: } Nu(x) = 5.641 \left\{ 1 + \left(220x^+ / \pi \right)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0 \quad (2.16)$$

$$x^+ = (x/d) / (Re \cdot Pr) \quad (2.17)$$

$$\text{Rectangular: } Nu(x) = 4.54 \left\{ 1 + \left(61x^+ / \pi \right)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0 \quad (4.6)$$

なお、本実験装置における定常流における Nu 測定値は、複数回の実験においても再現することを確認している。従って、本実験装置は矩形流路における熱伝達率を再現良く測定できる装置であることが確認できた。

図 4.3.2.3 に圧力損失の測定結果を示す。破線は Hagen-Poiseuille 式を用いた場合の本実験装置での摩擦係数 C_f の計算値である。 $Re=500$ 以下の領域で、測定値は試算値より高い傾向を示したが、測定値が計算値とよく一致する結果が得られた。低い Re では差圧が小さく、圧力計の計測誤差 ($\pm 2Pa$) の影響により計算値より高い結果になったと考えられる。測定した $Re=200$ から $Re=2000$ までの間で、圧力損失の測定誤差は目標精度の $\pm 10\%$ 以下であり、十分な精度が確保できている。

以上より、本実験装置にて矩形流路内の熱伝達率および圧力損失が測定できることを確認できた。

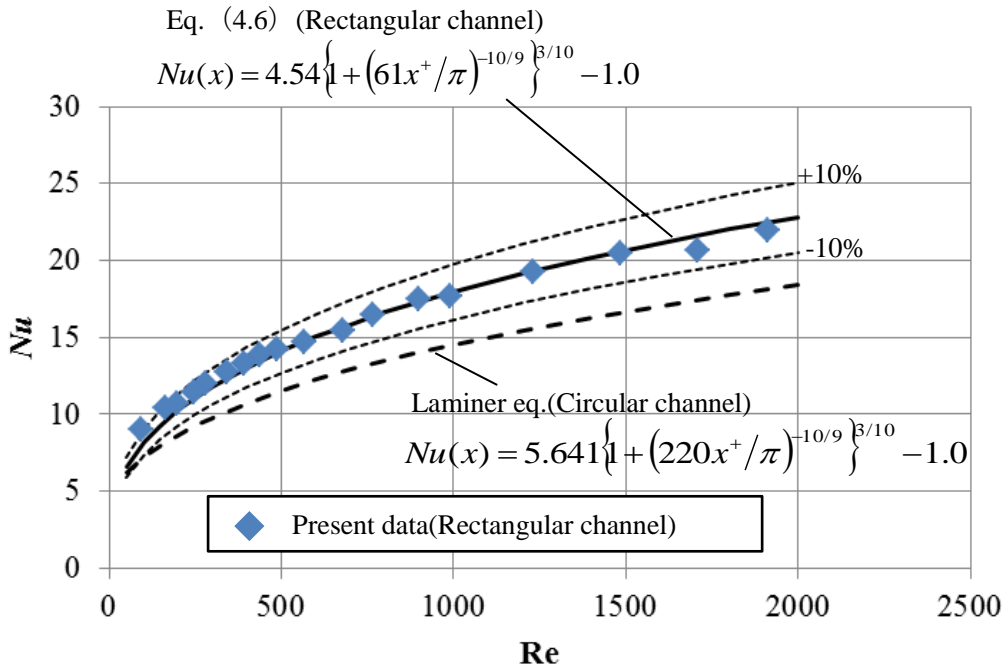


Fig 4.3.2.1 Nu on steady flow in rectangular channel

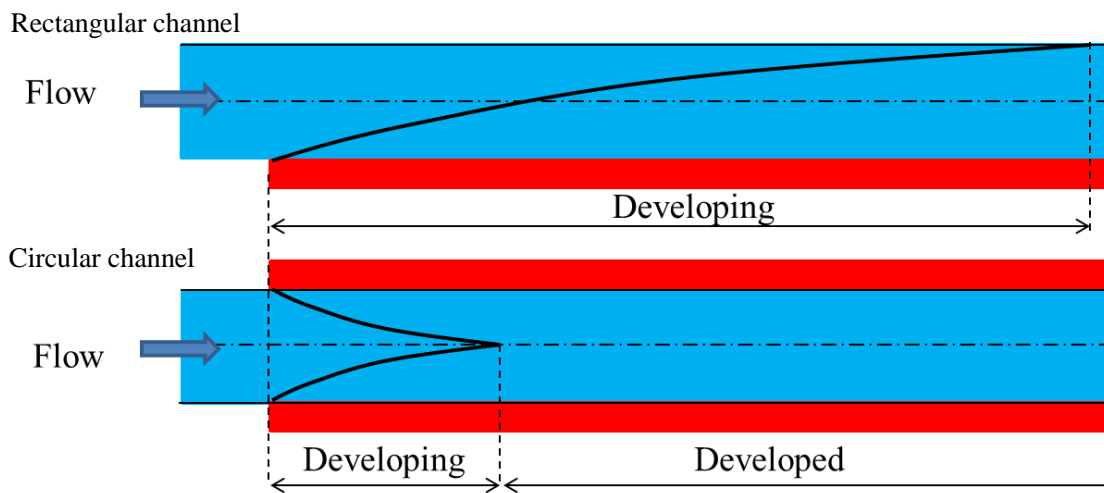


Fig 4.3.2.2 Developing distance of thermal layer

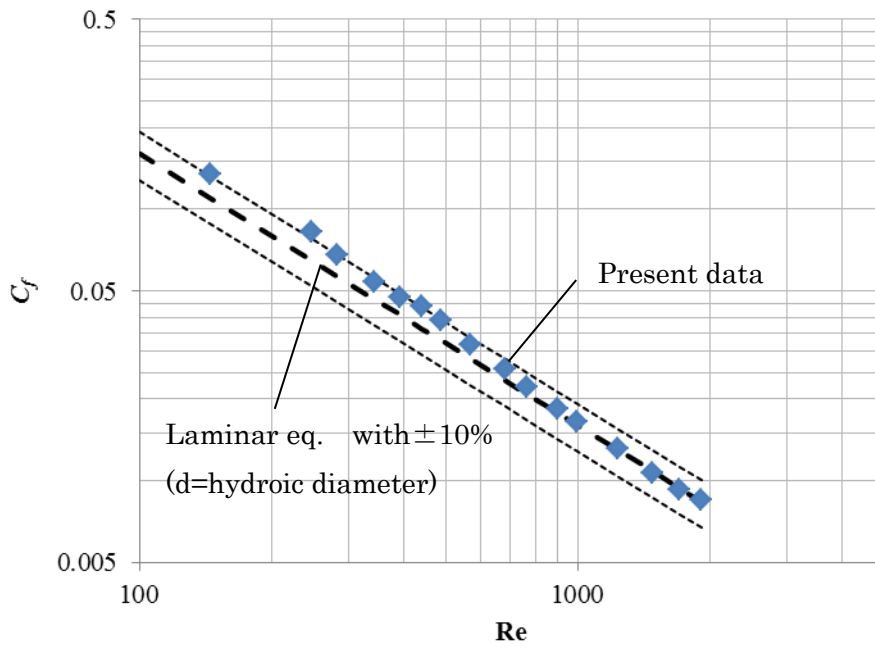


Fig 4.3.2.3 C_f on steady flow in rectangular channel

4.4 結論

Re=2000 以下の矩形管における脈動流の熱伝達率および圧力損失の影響評価に向け、矩形管内定常流の熱伝達率および圧力損失を計測可能な実験装置を構築した。定常流における熱伝達率および圧力損失を測定し、以下の結論を得た。

- (1) Re=200 から Re=2000 の定常流において、圧力損失測定値は理論値とよく一致し、精度よく測定できることを確認した。
- (2) Re=200 から Re=2000 の定常流において、熱伝達率の測定値は再現良く測定できることを確認した。また、温度助走区間における等熱流束加熱円管の実験式に基づき、本実験装置における条件である一面等熱流束加熱矩形管の温助走区間における熱伝達率の実験式を導出した。

矩形流路，一面等熱流束加熱における助走区間の局所熱伝達率 ($200 \leq \text{Re} \leq 2000$)

$$Nu(x) = 4.54 \left\{ 1 + \left(61x^+ / \pi \right)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0$$

5 章

矩形流路における脈動流の熱伝達率

5.1 諸言

第 3 章, 3.3.3 節の脈動流における流れの状態把握にて, 脈動流の減速期間における壁面近傍の逆流, すなわち境界層剥離が確認された. 境界層剥離は, 流体が壁面に沿って流ることができずに壁面から離脱する現象である. 従って, 管軸に平行な方向と異なる流速が生じていることになる. 減速期間に生じる境界層剥離により流れに乱れが生じ, 熱伝達率が増加していると考えられる. 齋藤ら⁽³⁴⁾は $Re_m=920$ および $Re_m=3000$ における矩形管内脈動流の熱伝達率と流動状態について, 実験及び可視化により明らかにしている. 伝熱面の局所熱伝達率は $Re_m=920$ において定常流に対して最大 1.4 倍に増加, $Re_m=3000$ においては定常流に対して最大 2.5 倍に増加することを報告している. また, 脈動流の周波数が熱伝達率へ影響を与えていることを示唆している. ただし, 流動状態の観察においては壁面近傍での逆流を認めたものの, 逆流についての十分な考察は行われていない. 脈動流による HV 用インバータ冷却器の熱伝達率増加にむけては, 矩形管内の低レイノルズ数流れにおいて, 乱れが生じる脈動流の条件を明らかにする必要がある. さらに, HV 用インバータ冷却器への脈動流の適用には, 性能設計を可能とする必要がある. 従って, 脈動流が熱伝達率へ与える影響の予測式を導出する必要がある.

前述の目的を達成するため, 本章では, まず矩形管内の低レイノルズ数における脈動流により境界層剥離が生じる条件を数値計算により明らかにする. また, 脈動中において境界層剥離に影響する要因解析を行う. 次に, 数値計算により明らかになった境界層剥離を生じる脈動条件において, 熱伝達率への影響を検証する. さらに, 数値計算により求めた境界層剥離を生じる条件と, 実験により求めた熱伝達率への影響から, 脈動流における熱伝達特性の予測式の導出を行う.

数値計算において, 矩形管を想定した二次元平行平板間流れについて境界層に与える影響について解析する. 簡便のため乱流への遷移現象は考慮せず, 脈動流中の流体挙動の分析を行う. 特に, 脈動流の減速期間に生じる境界層剥離は, 熱伝達率を増加させる乱れの発生に大きく影響すると考えられる. ここで, 境界層剥離は, 飛行機の翼やデフューサなど壁面形状が変化する流れにおいて式 (5.1) に示す形状係数 H にて予測できることが経験的に知られている⁽⁶²⁾⁽⁶³⁾. 層流においては $H>3.5$ 付近, 乱流においては $H>2.7$ 付近にて境界層剥離を生じることが予測されている. ここで, δ_1 は式 (5.2) で示

す排除厚さである。また、 δ_2 は式 (5.3) で示す運動量厚さである。

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (5.1)$$

$$\delta_1 = \frac{\int_{y=0}^R (U_{\max} - u(y)) dy}{U_{\max}} \quad (5.2)$$

$$\delta_2 = \frac{\int_{y=0}^R \{u(y) \times (U_{\max} - u(y))\} dy}{U_{\max}^2} \quad (5.3)$$

$u(\text{m/s})$ は速度、 $U_{\max}(\text{m/s})$ は最大流速、 $y(\text{m})$ は壁面からの距離、 $R(\text{m})$ は流路中央から壁面までの距離である。数値計算により脈動流における境界層剥離が生じる条件を明らかにするとともに、形状係数 H との関係についても考察する。また、境界層剥離により生じた乱れにより熱伝達率が増加すると考えられるため、一周期において境界層剥離が生じる時間割合は熱伝達率に大きく影響すると考えられる。ここで、脈動流一周期において境界層が剥離する時間を境界層剥離時間 t_l と定義する。数値計算により脈動条件と境界層剥離時間 t_l との関係について明らかにする。

さらに、4章で構築した熱伝達率および圧力損失を評価可能な矩形流路を有する実験装置を用いて、脈動流により熱伝達率が増加する条件を検証する。数値計算により明らかにした境界層剥離が生じる条件において、脈動流の熱伝達率を測定する。数値計算により明らかにした境界層剥離時間と熱伝達率増加の影響を解析し、熱伝達率への影響を示す実験式を導出する。

5.2 数値計算

5.2.1 基礎方程式

図 5.2.1 に二次元平行平板流れの概略図を示す。二次元平行平板間流れにおいて、流体の流れは式 (5.4) に示す連続の式と、式 (5.5) に示す Navier-Stokes 方程式の 2 つに支配される。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)\end{aligned}\tag{5.5}$$

ここで、 X は流れ主流方向、 Y は壁面垂直方向である。 x は X 方向位置、 y は壁面を原点とする Y 方向位置である。 u は X 方向速度、 v は Y 方向の速度である。 ν は流体の動粘性係数である。 非圧縮流体において、 $v=0$ すなわち Y 方向速度がない完全層流において、 式(5.5)は以下のように変形できる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)\tag{5.6}$$

式 (5.6) における圧力勾配 $-\frac{\partial p}{\partial x}$ を時間変化させることにより脈動流の速度分布を求め

る。 平均圧力勾配と圧力勾配振幅を調整することにより、 表 5.2.1 に示す平均レイノルズ数 Re_m および振幅比 A の脈動流条件での流速分布を求めた。 なお、 流速の初期条件は平均圧力勾配における平行平板間の完全発達層流の流速分布を用いた。 圧力勾配波形は、 流れを加速する正の圧力勾配が一周期の 50%、 流れを減速する負の圧力勾配が 50% となるようにした。 計算は 30 周期分行った。 一周期の平均レイノルズ数 Re_m および最大レイノルズ数 Re_{max} 、 最小レイノルズ数 Re_{min} に関して、 29 周期目の値に対する 30 周期目の値の変化はすべての条件で 1% 以下であった。 従って、 脈動流一周期にわたる流速が同じ変化を繰り返す安定した脈動流となっている。 算出した 30 周期目の流速分布から、 排除厚さ δ_1 および運動量厚さ δ_2 の二つの境界層厚さの変化を求めると共に、 形状係数の変化を求めた。 また、 算出した流速分布から壁面せん断応力 τ_w を式(5.7)にて求めた。 ここで、 $\left(\frac{du}{dy} \right)_w$ は壁面近傍における速度勾配である。 壁面近傍での逆流、 すなわち境界層剥離が生じると $\tau_w < 0$ となる。 $\tau_w < 0$ となる脈動条件すなわち境界層剥離の生じる条件について 5.2.2 項にて明らかにする。 さらに、 一周期において境界層剥離が生じる時間と脈動条件との関係についても明らかにする。

$$\tau_w = \rho \nu \left(\frac{du}{dy} \right)_w\tag{5.7}$$

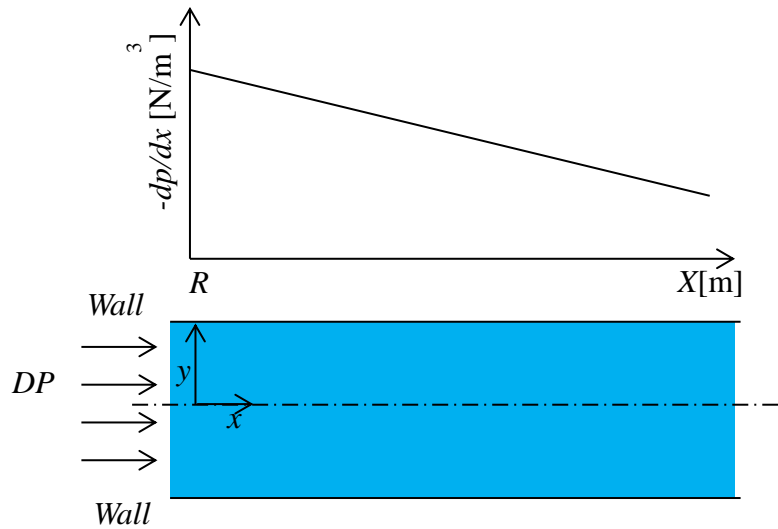


Fig.5.2.1 Schematic of channel flow

Table 5.2.1 Calculation conditions

Average Reynolds Number [-]	Re_m	250, 500, 750, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000
Amplitude ratio [-]	A	0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5
Frequency [Hz]	f	0.25, 0.5, 1.0, 2.0
Initial Reynolds Number [-]	Re_0	$=Re_m$

5.2.2 脈動流における流速分布

圧力勾配が矩形変化した場合の平均レイノルズ数 $Re_m=1000$ ，振幅比 $A=1.5$ ，周波数 $f=1\text{Hz}$ における脈動流のレイノルズ数 Re 変化を図 5.2.2.1 に示す． a は 30 周期での Re 変化を， b は 30 周期目の Re 変化を示す．横軸は式 (5.8) で示す無次元時間 t^+ である．ここで， t (s) は時刻， T (s) は周期である．また，圧力勾配は一周期の平均圧力勾配

$\left(-\frac{dp}{dx}\right)_{ave}$ (N/m^3) で無次元化した無次元圧力勾配 $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ にて示す．定義を式 (5.9)

に示す．

$$t^+ = t/T = t \times f \quad (5.8)$$

$$\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+ = \left(-\frac{dp}{dx}\right) / \left(-\frac{dp}{dx}\right)_{ave} \quad (5.9)$$

図 5.2.2.1 より, $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が正の値, すなわち加速期間において, Re は増加する. 一方, $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が負の値となる減速期間においては, Re は低下することがわかる. また, レイノルズ数 Re は増減を繰り返しながら周期を経るに従い徐々に低下し, $t^+=10$ 以降では最大値と最小値がほぼ一定の値となる増減を繰り返した. 今回計算の初期条件として, $Re=1000$ の発達した層流の速度分布を用いている. $Re=1000$ の状態から強い正の圧力勾配が加わるため, 一時的に Re が大きく増加する. 減速期間では, 負の圧力勾配が加わり Re は低下する. 次周期の開始時には, 初期条件である $Re=1000$ より小さい Re の状態で正の圧力勾配が加わる. その結果 2 周期目の最大 Re は 1 周期目と比べ小さくなり, 最大 Re の低下に伴い減速後の最小 Re も 1 周期目より小さくなる. その後, 正の圧力勾配と負の圧力勾配を繰り返し加わることで, 平均 Re は徐々に低下しながら増加と減少を繰り返す. 10 周期目以降では最大値と最小値はほぼ一定の値となる増減を繰り返す脈動流となる. 本節では, 流速分布が発達して安定した 30 周期目について整理した結果を示す. なお, 以後の表記において, $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が正の値となり Re が増加する期間を加速期間 T_{acc} とし, $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が負の値に移行するのに伴い Re が低下する期間を減速期間 T_{dec} と定義し記載する.

図 5.2.2.2 に, 脈動流の一周期にわたる流速分布の変化を示す. ここで, 図 5.2.2.2.a は加速期間 T_{acc} における流速分布の変化を, 図 5.2.2.2. b は減速期間 T_{dec} における流速分布の変化を示す. 横軸の y^+ は流路半幅 R で無次元化した流路中央からの距離であり, $y^+=1$ が壁面, $y^+=0$ が流路中央である. 縦軸は一周期の平均流速 u_{ave} により無次元化した無次元流速 u^+ であり, 式 (5.10) にて算出した. また, $t^+=0$ は加速圧力勾配が加わる時刻であり, 次周期開始となる $t^+=1.0$ までの各時刻について示した. 参考のため点線にて層流の理論速度分布を示している.

$$u^+ = u/u_{ave} \quad (5.10)$$

$t^+=0$ において, $y^+=0$ から $y^+=0.7$ の領域では u^+ は正の値である. 一方, 前周期の減速の影響のため, 壁面近傍となる $y^+=0.7$ から $y^+=1$ の領域では u^+ が負となっている. すな

わち、流体は主流に対し逆流しており境界層剥離が生じている。加速圧力勾配が加わると u^+ は全ての y^+ で増加し、 $t^+=0.1$ において u^+ は全領域で正となった。加速圧力勾配が加わる $t^+=0.5$ までは、 t^+ の増加に伴い流速は全ての y^+ で増加し続ける。 $t^+=0.5$ 以降は負の圧力勾配が加わる減速期間となる。減速期間では、 u^+ は流路全体で低下している。 $t^+=0.8$ 以降では、壁面近傍で u^+ が負となる領域が生じる。減速期間において境界層剥離が生じていることが分かる。次周期の加速開始時刻である $t^+=1.0$ で u^+ が負となる領域は最大となった。

脈動流中の流速分布は時間変化と空間変化を伴う。混同をさけるため、以降の記載においては時間変化、もしくは空間変化であることを明記し考察する。 $y^+=0$ 付近の流路中央付近では、図中点線で示した層流理論空間速度分布に対して、脈動周期の加速と減速に応じて u^+ が増加および低下する時間変化をした。 u^+ は常に正の値である。一方で、 $y^+=1$ 付近の領域壁面近傍では空間流速分布が複雑に変化した。図 5.2.2.2.a に示した加速期間において、加速期間後半となる $t^+=0.3$ から $t^+=0.5$ では図中点線で示した発達層流時の空間速度分布と比べ壁面近傍に大きな空間速度勾配を持つ。図 5.2.2.2.b に示した減速期間において、壁面近傍の空間流速勾配は徐々に小さくなる。減速期間後期の $t^+=0.8$ 以降では、壁面近傍の u^+ は負であるが、流路中央では正となる空間流速分布となる。脈動流では、流体に加わる空間圧力勾配 $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が時間変化する。圧力は y^+ に関わらず一様に加わるため、圧力による加速と減速の力は y^+ に関わらず一定である。一方で、壁面近傍では粘性が強く影響し、壁面上である $y^+=1$ では流速が時刻によらず常に 0 となる。そのため、 y^+ が 1 に近づくほど空間速度勾配が大きくなる。このように、脈動流では、壁面近傍の粘性の影響に加えて流路全体に一様に加わる圧力が時間的に変動することが原因で空間流速分布が複雑に時間変化する。

図 5.2.2.3 に、無次元壁面せん断応力 τ_w^+ の時間変化を、空間圧力勾配 $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ の時間変化と共に示す。なお、 τ_w^+ は一周期の平均流速 u_{ave} を用いて無次元化した壁面せん断応力である。式 (5.11) に定義を示す。

$$\tau_w^+ = \tau_w / \rho u_{ave}^2 \quad (5.11)$$

Re が増加する加速期間 T_{acc} において、 τ_w^+ は増加する。 T_{acc} においては、壁面近傍の空

間速度勾配が大きくなるためである。Re が低下する減速期間 T_{dec} においては τ_w^+ は低下し続ける。 $t^+=0.8$ 直前において、 τ_w^+ は正から負へと変わる。これは、図 5.2.2.2 にて壁面近傍で流速 u^+ が負となる境界層剥離が生じた時刻に対応する。すなわち、 $\tau_w^+ < 0$ においては境界層剥離および壁面近傍での逆流が生じる。

図 5.2.2.4 に、無次元排除厚さ δ_1^+ および無次元運動量厚さ δ_2^+ の時間変化を示す。 δ_1^+ および δ_2^+ は、流路半幅 R により δ_1 、 δ_2 をそれぞれ無次元化したものである。定義式を式 (5.12)、 (5.13) に示す。

$$\delta_1^+ = \delta_1 / R \quad (5.12)$$

$$\delta_2^+ = \delta_2 / R \quad (5.13)$$

加速期間 T_{acc} において、 δ_1^+ は減少する。 T_{acc} では、流速は y^+ によらず同じ正の圧力を受けて増加する。その結果、もともと流速の小さい壁面近傍の流速増加の影響が、流路中央速度の増加の影響よりも大きくなるためである。減速期間 T_{dec} においては、逆に δ_1^+ は増加する。壁面近傍における流速の低下は負の圧力と粘性の影響により大きくなる一方で、流路中央速度は粘性の影響が小さく流速の低下が緩やかになるためである。

δ_2^+ は加速期間の初期には増加し、その後緩やかに減少する。加速開始時刻においては、壁面近傍の運動量は小さい。正の圧力が加わることにより壁面近傍の運動量が増加し δ_2^+ が一時的に増加する。その後、粘性の影響により壁面近傍の運動量は主流へと移動していくため、 δ_2^+ は徐々に減少する。減速開始時においては、主流の流速低下に対して壁面近傍における流速の低下の影響が大きいため、 δ_2^+ はわずかに増加傾向を示す。壁面近傍の流速の絶対値が低下する減速期間の後半では、壁面近傍の運動量そのものが小さくなる。その結果、再び δ_2^+ は減少する。

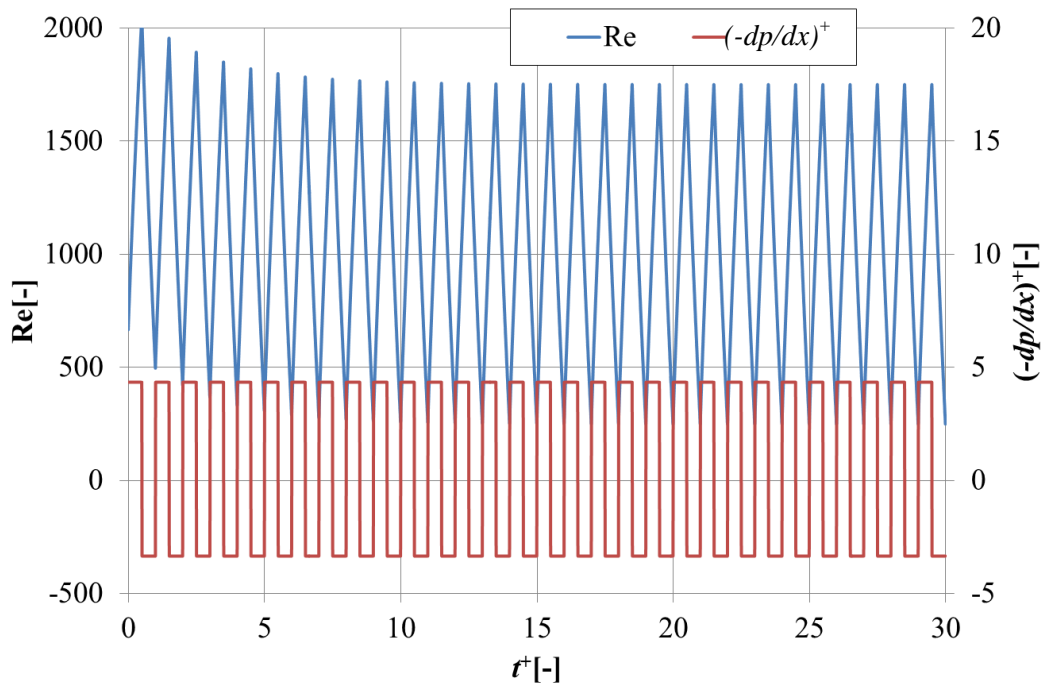
図 5.2.2.5 に、形状係数 H の時間変化を無次元壁面せん断応力 τ_w^+ の時間変化と共に示す。 H は加速期間の初期で急激に減少した。 δ_1^+ が加速期間 T_{acc} において減少すると共に、 δ_2^+ は T_{acc} の初期において増加するためである。 T_{acc} 後期では、 δ_2^+ が δ_1^+ 同様に減少傾向を示すため H はほぼ一定となった。減速期間 T_{dec} において、 H は増加傾向を示した。特に、 T_{dec} 後期に H は増大した。これは、 T_{dec} において δ_1^+ は増加を続ける一方、 δ_2^+ は T_{dec} 初期はほぼ一定だが、 T_{dec} 後半にかけて減少するためである。ここで、境界層剥離が生じる τ_w^+ が負となる無次元時刻 $t^+=0.78$ において、 H の値はおよそ 3.7 であった。これは、壁

面形状変化における層流での境界層剥離が生じる条件として知られる $H > 3.5$ とほぼ一致する。よって、本数値計算により境界層剥離が生じる条件を算出できている。

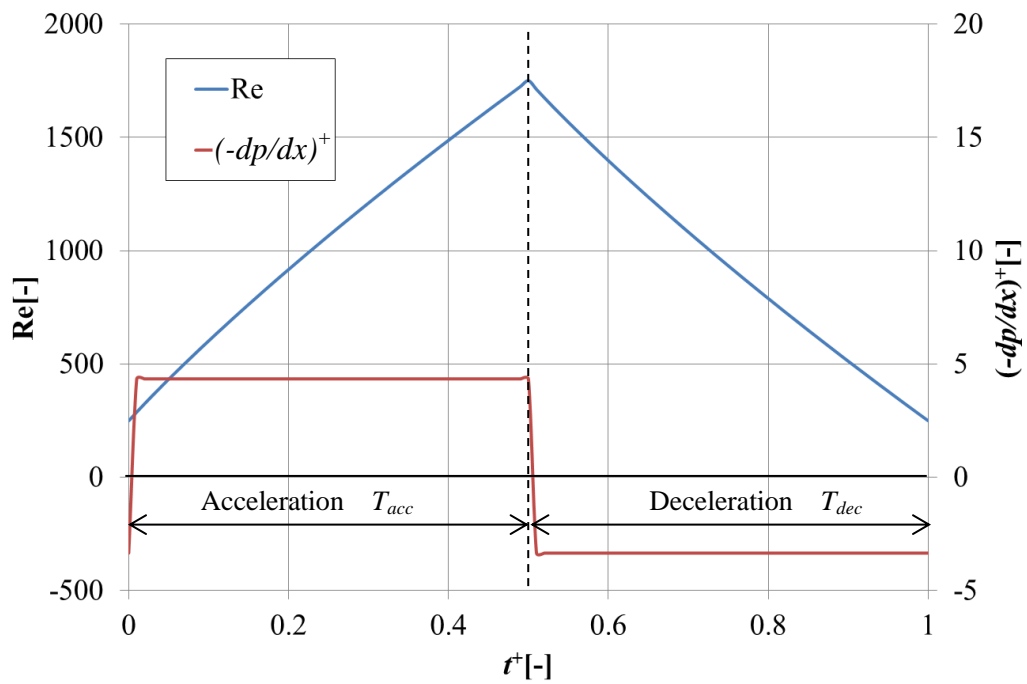
図 5.2.2.5 中に示した t_l^+ は、無次元境界層剥離時間であり、式 (5.14) にて定義する。

$$t_l^+ = t_l / T_{dec} \quad (5.14)$$

ここで、境界層剥離時間 t_l は、境界層剥離が生じた時刻から、空間圧力勾配 $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が負から正へと変わるまでの時刻である。なお、数値解析では t_l は境界層剥離が生じた時刻から周期の終了時刻までとなる。脈動流の減速期間において、境界層剥離により管壁から離脱する流速が生じ、乱れが生じることにより熱伝達率が増加すると考えられる。また、負の圧力勾配が加わる期間においては乱れが促進されることが知られている^{(64)~(66)}。従って、境界層剥離により生じた乱れは t_l^+ の期間維持されると考えられる。よって、 t_l^+ が増加するほど乱れを生じる時間が長くなり、熱伝達率が増加すると考えられる。 t_l^+ の有無により境界層剥離の有無の判別と、 t_l^+ の大きさにより熱伝達率への影響を推定することができる。

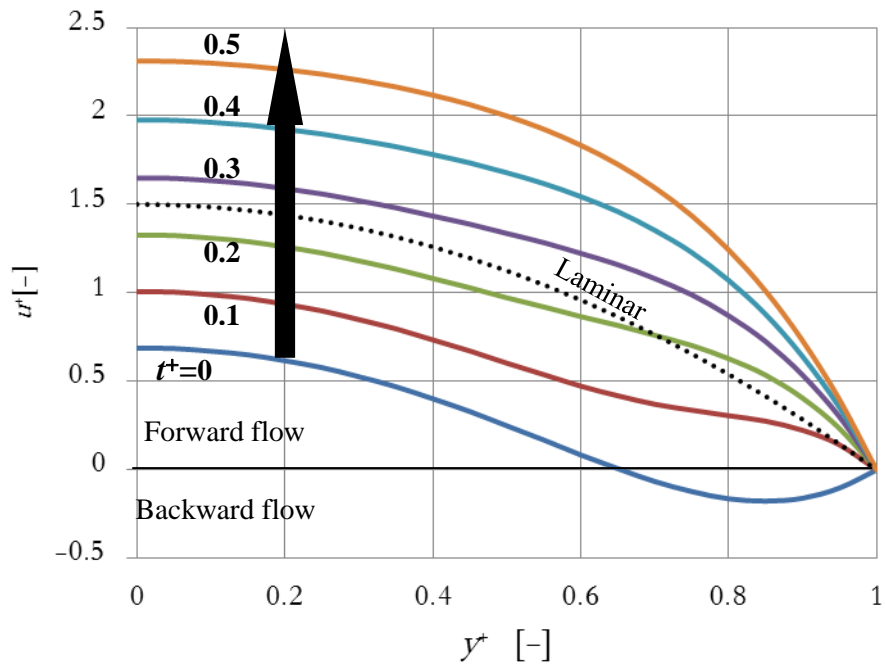


a. $t^+=0$ to 30

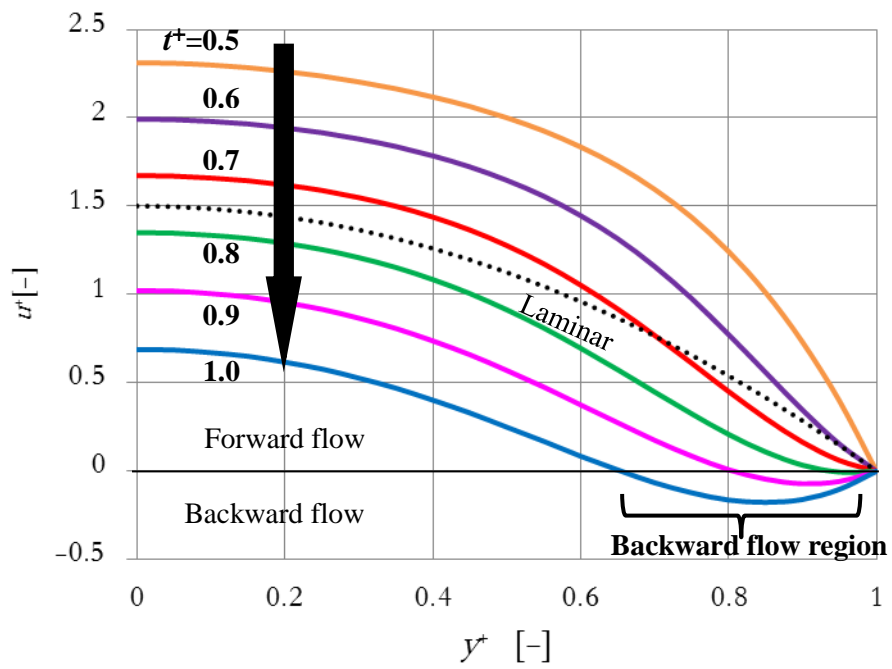


b. Pulsating curve at 30th

Fig.5.2.2.1 Calculation result of Reynolds number



a. T_{acc}



b. T_{dec}

Fig.5.2.2.2 Velocity distribution

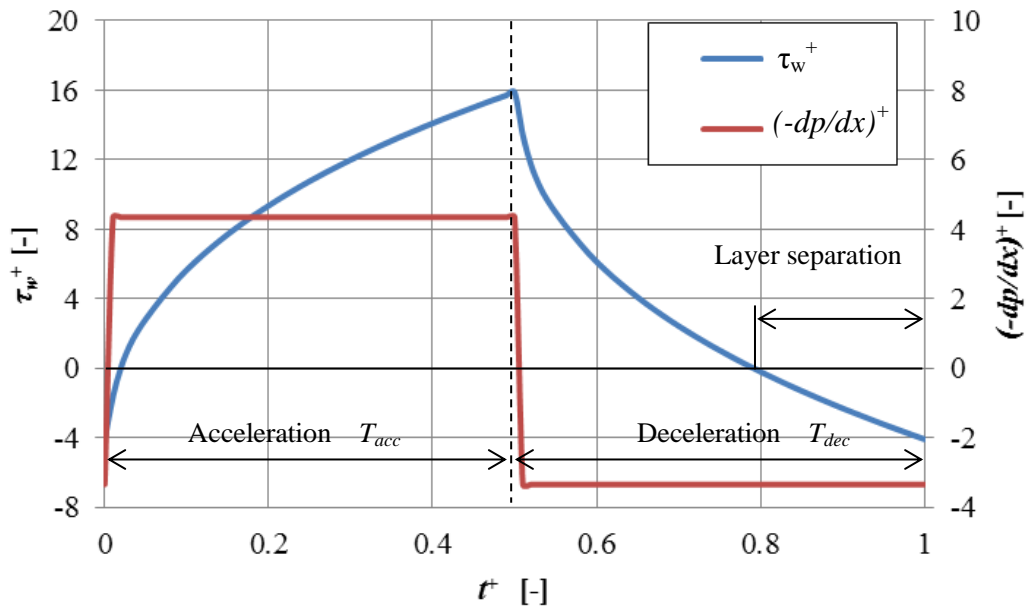


Fig.5.2.2.3 Calculation result of τ_w^+

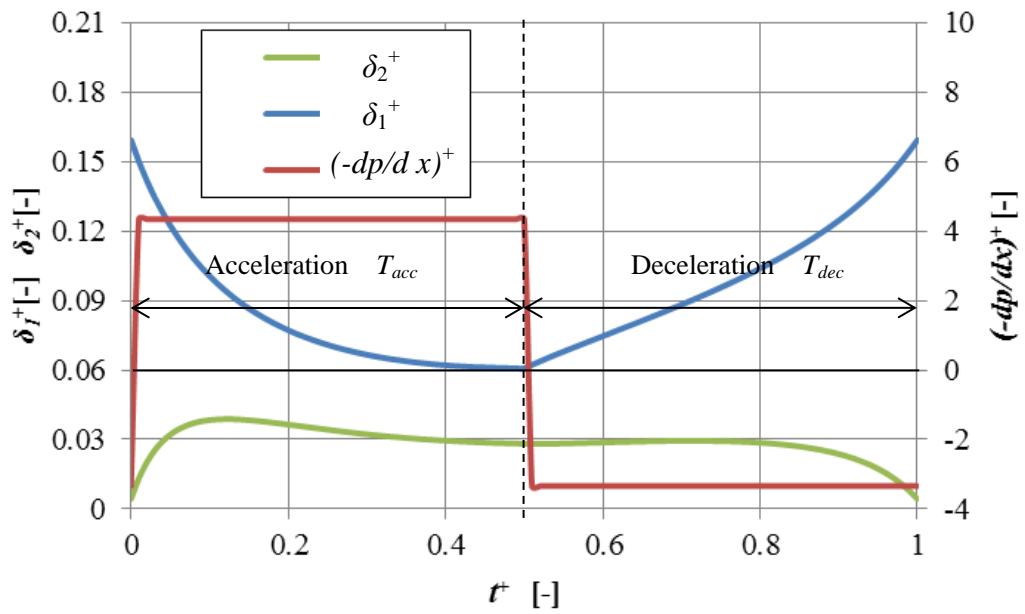


Fig.5.2.2.4 Calculation result of δ_1^+ , δ_2^+

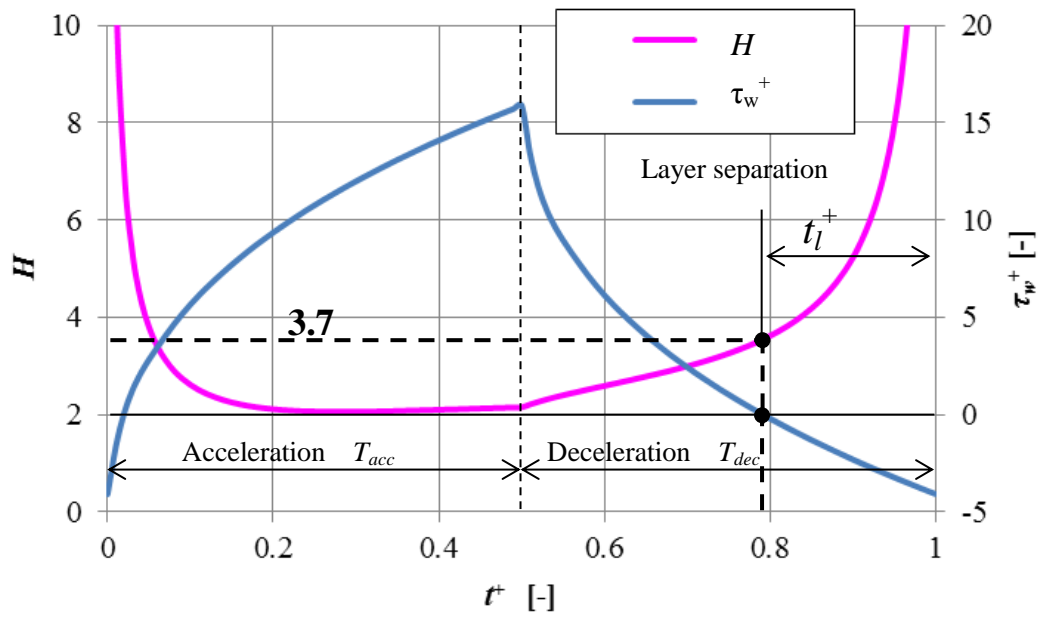


Fig.5.2.2.5 Calculation result of H

5.2.3 脈動条件の影響

表 5.2.1 に示した脈動条件にて、数値計算により平均レイノルズ数 Re_m 、振幅比 A 、周波数 f (Hz)が無次元境界層剥離時間 t_l^+ に与える影響を求めた。図 5.2.3.1.a, 図 5.2.3.1.b, 図 5.2.3.1.c に、 $A=0.5$, $A=1.0$, $A=1.5$ における Re_m に対する t_l^+ を示す。図 5.2.3.1.a に示した $A=0.5$ の脈動条件において、 Re_m , f によらず $t_l^+=0$ である。図 5.2.3.1.b に示した $A=1.0$ の条件において、 t_l^+ は $f=1$ (Hz)および $f=2$ (Hz)にて 0 以上となり、境界層剥離が生じた。また、 f の増加とともに t_l^+ も増加した。一方で、 t_l^+ は Re_m によらず一定であった。図 5.2.3.1.c に示す $A=1.5$ においても、 f の増加とともに t_l^+ は増加する一方で、 t_l^+ は Re_m によらず一定であった。図には示していないが、同一振幅比、同一周波数においては空間流速分布は Re_m が変わっても図 5.2.2.2 と同じであった。従って境界層近傍の流体運動も相似となる。このため、 Re_m は t_l^+ に影響しない。 t_l^+ には振幅比 A および周波数 f が影響することが分かる。

図 5.2.3.2 に、振幅比 A および周波数 f に対する t_l^+ を示す。 $A=0.5$ および $f=0.25$ (Hz) においては $t_l^+=0$ すなわち境界層剥離が生じない。 A および f が増加するにつれて、 t_l^+ が増加する傾向を示した。 A が増加することは、流速を大きく増加、低下させる必要があることを意味する。流速を大きく変化させるために、加速期間 T_{acc} には大きい正の圧力を、減速期間 T_{dec} には大きい負の圧力を加える必要がある。 T_{dec} において、大きい負の圧力が加わることにより、 t_l^+ が増加する。また、 f が増加することは、速度を短時間で増加、低下させる必要があることを意味する。流速を短時間で変化させるために、 T_{acc} では大きい正の圧力を、 T_{dec} では大きい負の圧力を加える必要がある。 T_{dec} において大きい負の圧力が加わることになり、 t_l^+ が増加する。以上に述べたとおり、 A および f の増加は T_{dec} において加わる負の空間圧力勾配 $\left(-\frac{dp}{dx}\right)^+$ が増加する。その結果、 t_l^+ が増加する。

図 5.2.3.2 により、境界層剥離時間 $t_l^+>0$ となる脈動条件、すなわち熱伝達率が増加する脈動条件が数値計算により明らかになった。さらに、脈動条件と境界層剥離時間の関係を明らかにした。5.3 節より、境界層剥離の生じる脈動条件にて実験で熱伝達率への影響を検証する。

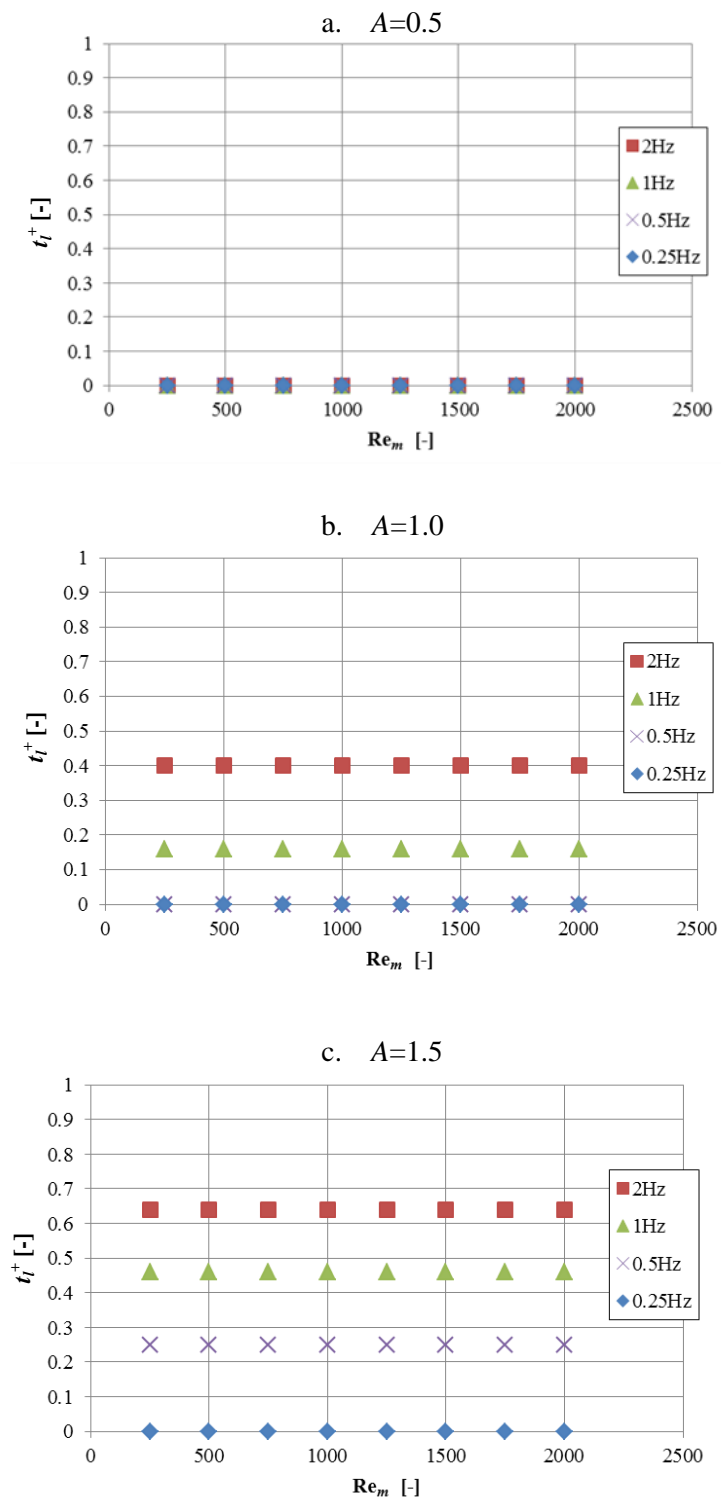


Fig. 5.2.3.1 Effect on t_l^+

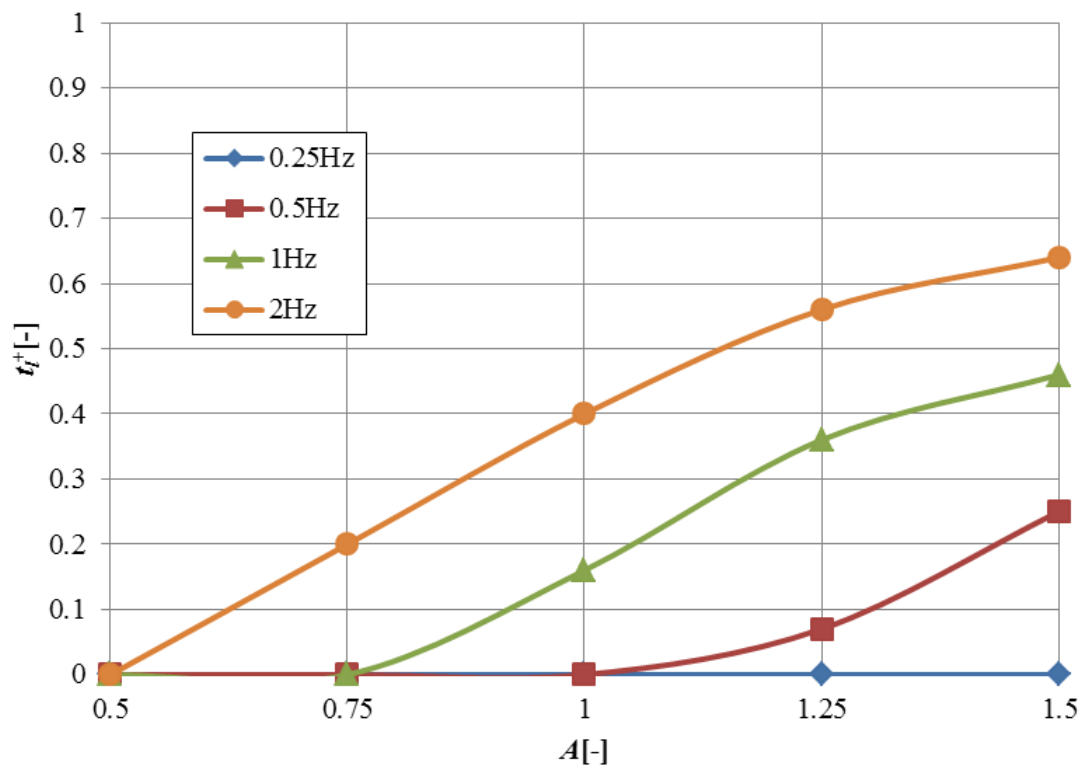


Fig. 5.2.3.2 Effect on t_l^+

5.3 矩形流路における熱伝達率測定

本節では、熱交換器の内部流路に用いられる矩形流路形状を模擬した流路における脈動流の熱伝達率への影響を実験にて明らかにする。第4章、図4.2.1にて示した実験装置にて、脈動流の熱伝達率の測定を行う。5.2節の数値計算にて、振幅比 $A=1.5$ においては、周波数 $f > 0.5(\text{Hz})$ にて境界層剥離が生じる事を明らかにした。実験において、境界層剥離が生じる脈動条件である振幅比 $A=1.5$ 、周波数 $f=0.55\text{Hz}$ における熱伝達率を測定する。なお、実験において、圧力勾配は実験装置全体の圧損や流体の質量、ポンプ能力等の様々な要因に依存し変化する。従って実験では数値計算と異なり圧力勾配の制御が困難であるため、平均レイノルズ数 Re_m と振幅比 A 、周波数 f を固定条件とし圧力勾配波形は成り行きとした。圧力勾配波形は異なるが、数値計算結果は実験結果における脈動流中の流れの状態を推定する上で非常に有用である。数値計算結果を踏まえ実験結果を考察することで、脈動流で生じる現象について明らかにする。また、数値計算により明らかにした境界層剥離時間 t_l^+ を考慮し、脈動流における熱伝達特性を明らかにし、脈動流の熱伝達率を示す実験式を導出する。

5.3.1 実験方法および実験条件

実験は第4章、4.3.1節の手順と同様に、発熱させたヒータブロックと水との温度差を測定することにより熱伝達率を測定した。並列に接続した2台のギアポンプにより脈動流を作成して行った。ファンクションジェネレータを用いて任意の電圧波形をDC電源からギアポンプに供給して脈動流を作成した。ギアポンプに供給する電圧波形は第3章3.2.1節の図3.2.1に示したものと同様の台形波とした。電圧増加時間 a 、最大電圧維持時間 b 、電圧低下時間 c は等しく、それぞれ一周期の15%である。振幅比 $A=1.5$ 、周波数 $f=0.55(\text{Hz})$ で一定とした。これは、5.2節の数値計算結果において脈動流により境界層剥離が生じる条件である。平均レイノルズ数 Re_m を変化させて熱伝達率の測定を実施した。実験条件を表5.3.1に示す。

Table 5.3.1 Experimental condition

Average Reynolds Number [-]	Re_m	150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1250, 1500, 1750, 2000
Amplitude ratio [-]	A	1.50
Frequency [Hz]	f	0.55

5.3.2 実験結果

実験にて作成した平均レイノルズ数 $Re_m=500$, $Re_m=1000$, $Re_m=1500$ におけるレイノルズ数 Re と差圧 ΔP の時間変化を図 5.3.2.1 に示す。なお、 Re は図 4.2.1 に示す流量計での測定結果から、 ΔP は熱伝達率測定部を含む $L=810(\text{mm})$ の区間の両端に設置した圧力計の測定結果から算出している。図示されていないが、ギアポンプへの供給電圧が増加を開始した時刻を周期開始時刻 $t=0(\text{s})$ とした。

$Re_m=500$ において、 Re は周期開始直後に最小 Re から最大 Re まで増加し、最大 Re を維持した後再び最小 Re まで低下した。最小 Re 到達後は次周期の開始まで Re を維持した。 ΔP は、周期開始直後に増大した。 Re が最大 Re に到達する前に ΔP は正の圧力ピークを示した。 Re が最大 Re に到達直後に ΔP は大きく低下傾向を示し、再び増加した。 Re が低下を始める $t=0.6(\text{s})$ 付近において ΔP は急激に低下し負の値となった。 Re が最小 Re に到達する $t=0.9(\text{s})$ 付近まで負圧を維持した。 $t=1.0\text{s}$ 以降は ΔP は増減を繰り返した後、正圧にて次周期の加速開始まで一定となった。

$Re_m=1000$, $Re_m=1500$ においても、脈動流における Re と ΔP の時間変化は同様の形であった。一方で、 Re および ΔP の変動幅の絶対値は大きくなった。なお、 ΔP が正負をまたぐ変化をする前後に変動が見られるが、これは測定装置に含まれる樹脂配管部等の弾性体により生じたハンチングである。

作成した脈動流について、 ΔP の正負および測定装置の特性による ΔP のハンチングを考慮し、加速期間 T_{acc} 、減速期間 T_{dec} および定常期間 T_{st} を次の通り定義する。

- ・加速期間 T_{acc} : $t=0$ (s) から、差圧 ΔP が負となる t_1 までの期間。 ΔP が正のため流体は加速する。乱れのない層流と考えられる。

- ・減速期間 T_{dec} : 加速期間終了となる t_1 から, ΔP が完全に正の圧力を回復する t_2 までの期間. ΔP が負のため, 流体は減速する. 境界層剥離により乱れが生じると考えられる.
- ・定常期間 T_{st} : 減速期間終了となる t_2 から, 次周期の加速までの期間. ΔP , Re ともほぼ一定値であり, 流体は加速も減速もしない定常流となる. 乱れのない層流と考えられる.

また, T_{acc} と T_{dec} を併せた期間を加減速期間 T_{puls} とする.

測定した脈動流のヌセルト数 Nu_{puls} を図 5.3.2.2 に示す. 図中青色は, 第 4 章にて測定した定常流におけるヌセルト数 Nu_{steady} である. Nu_{puls} は Nu_{steady} と同様に Re_m の増加と共に増加した. 一方で, Nu_{steady} に対しては, Re_m が小さい領域においては Nu_{puls} は Nu_{steady} とほぼ同じ値であり, Nu_{puls} の顕著な増加は見られなかった. Re_m が増加するにつれて, Nu_{puls} は Nu_{steady} に対して増加した.

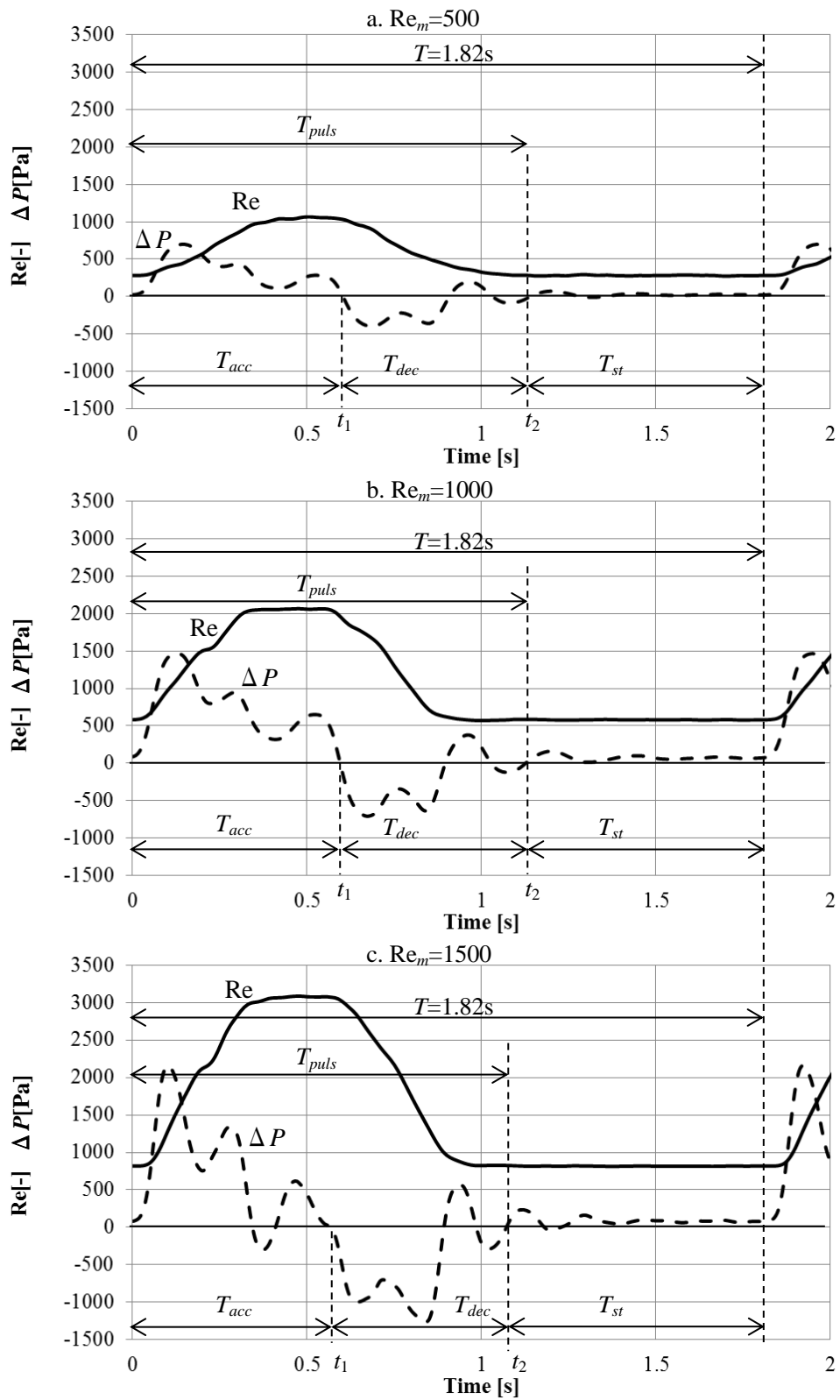


Fig.5.3.2.1 Pulsating curve

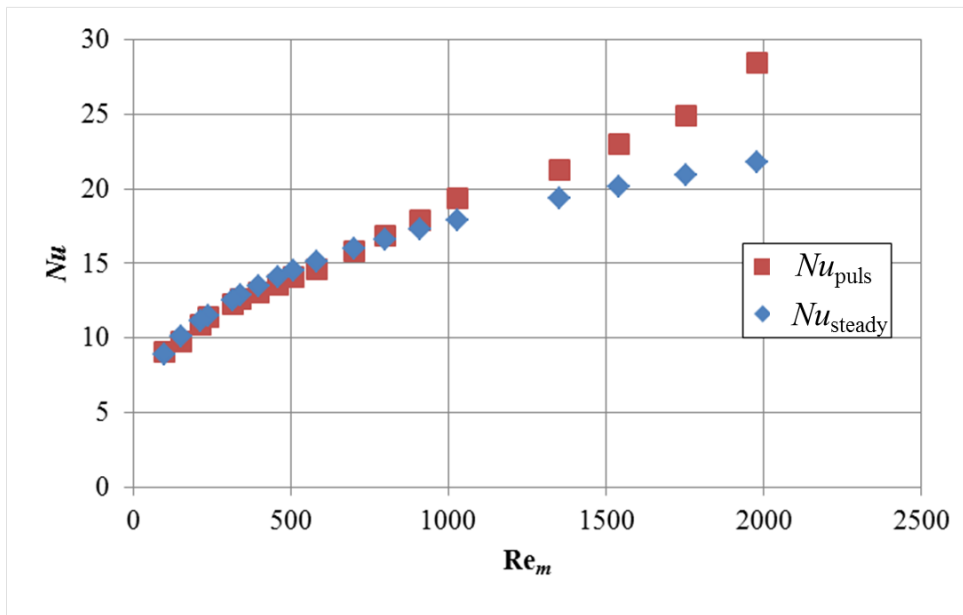


Fig.5.3.2.2 Nu on pulsating flow

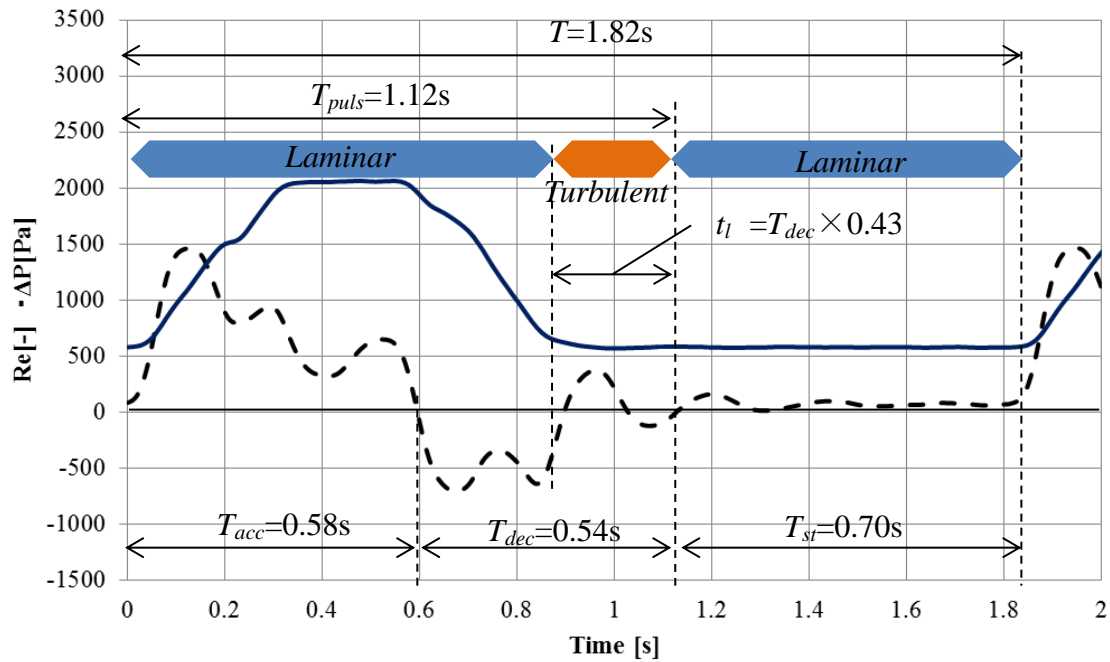


Fig.5.3.3.3 Pulsating curve

5.3.3 結果の考察

実験により得られた脈動波形について、図 5.3.2.1.b に示した $Re_m=1000$ における波形を拡大した図 5.3.3.3 にて詳細を考察する。5.3.2 節において、差圧 ΔP の時間変化を基準に加速期間 T_{acc} 、減速期間 T_{dec} および定常期間 T_{st} を定義した。また、加減速期間 $T_{puls}=T_{acc}+T_{dec}$ とした。作成した脈動波形は $T_{acc}\doteq T_{dec}$ であった。また、ポンプ印加電圧の脈動周期 $T=1.82$ (s) に対し、流体が加減速している期間である T_{puls} は 1.12(s) であった。従って、実験にて作成した脈動流は加減速周期 $T_{puls}=1.12$ (s) (周波数 $f=0.9$ (Hz)) の脈動流と、定常期間 $T_{st}=0.70$ (s) の定常流を繰り返す流れと考えることができる。 $f=0.9$ (Hz)、振幅比 $A=1.5$ の脈動流を含む本実験条件は、5.2 節の数値計算にて境界層剥離が生じる条件である。従って、実験において減速期間に境界層剥離が生じていると推定できる。

図 5.3.2.2 に示した熱伝達率測定結果において、 Re_m が高い領域では脈動流のヌセルト数 Nu_{puls} は定常流におけるヌセルト数 Nu_{steady} を上回っている。境界層剥離により乱れが生じ、熱伝達率が増加したと考えられる。数値計算により明らかになった境界層剥離を生じる脈動条件において、実験で熱伝達率の増加を検証できた。一方、 Re_m の小さい領域においては、 Nu_{puls} は Nu_{steady} とほぼ同等であり顕著な増加は見られない。 Re_m の低下に伴い粘性の影響が強くなり、乱れは散逸しやすくなる。境界層剥離により乱れが生じて、低い Re_m では乱れが散逸し、熱伝達率増加の影響が小さくなると考えられる。加えて、本実験条件では乱れの無い層流と考えられる定常期間 T_{st} が存在する。従って脈動一周期において乱れによる熱伝達率増加の影響がより小さくなると考えられる。定常期間の少ない脈動流を実現することにより、脈動流によるさらなる熱伝達率増加効果を得られると考えられる。

5.3.4 熱伝達率予測式の導出

数値計算および実験結果から、脈動流では以下のメカニズムで熱伝達率が増加する。

1. 加速期間 T_{acc} においては、流れは乱れを含まず熱伝達率は定常層流相当となる。
2. 減速期間 T_{dec} において、逆圧力勾配により壁面近傍に境界層剥離が生じる。
3. 境界層剥離により乱れが生じる。
4. 乱れにより温度境界層が薄くなり、熱伝達率が増加する。

5. 乱れが粘性により散逸，もしくは正の圧力が加わることにより減衰し層流となる．本メカニズムに基づき，熱伝達率予測式を検討する．

図 5.3.3.1 に示した脈動一周期の波形において，各期間の流れの状態は以下と考えられる．

T_{acc} ：層流

T_{dec} ：層流⇒境界層剥離後乱れ発生

T_{st} ：層流

ここで，境界層剥離を生じた後の流れが乱れた期間が熱伝達率の増加に大きく影響すると予想される．一方で，熱交換器への設計に向けた予測式としては，圧力や流量等のセンサで計測可能な可観測量による整理が実用上有用となる．流れが乱れた期間の特定には乱れの開始時刻と終了時刻の特定が必要となるが，実現は非常に困難である．そのため，本研究では，流れに乱れが存在する期間に相当する可観測量として，5.2 節で示した境界層剥離時間 t_l を用いての整理を試みる．

境界層剥離が生じる時間 t_l について，図 5.2.3.2 の無次元境界層剥離時間 t_l^+ の数値計算結果から算出する．実験における加減速期間 T_{puls} において， $T_{puls}=1.12(\text{s})$ ($f=0.9(\text{Hz})$)，振幅比 $A=1.5$ の脈動流に相当する．数値計算にて算出した $f=0.9(\text{Hz})$ ， $A=1.5$ における無次元境界層剥離時間は $t_l^+=0.43$ である．すなわち，減速期間 T_{dec} のうち後半の 43% が境界層剥離により乱れが生じる． t_l の期間は流れは乱れており，熱伝達率が増加する．図 5.3.3.3 に，脈動流の各期間における流れの状態の推定結果を併せて示す．周期開始から境界層剥離が生じる減速期間の途中までは層流支配となる．境界層剥離期間は流れに乱れが生じ，乱流支配となる．圧力が正となる定常期間では，乱れはなくなり層流支配となる．以上より脈動流における熱伝達率 Nu_{puls} は式 (5.15) により求めることができる．

$$Nu_{puls} = \frac{(T_{puls} - t_l)Nu_{lami} + t_l Nu_{turb} + T_{st} Nu_{lami}}{T} \quad (5.15)$$

ここで， Nu_{lami} は層流における熱伝達率， Nu_{turb} は乱流における熱伝達率である．

表 5.3.3.1 に，定常層流および定常乱流における Nu の代表的な理論式および過去の実験式を示す． Nu_{lami} は矩形管における層流助走区間のヌセルト数に相当する．第 4 章に

て述べたとおり，矩形管における助走区間のヌセルト数については，過去の研究例はない．ここでは， Nu_{lami} として第4章にて提案した式(4.6)を適用した．なお， Nu_{lami} の算出に用いる Re には，式(5.15)中に示された $(T_{puls} - t_l)$ ， T_{st} の各区間における平均レイノルズ数を用いた．

$$Nu = \int_0^{x^+} Nu(x) dx^+ / x^+ \quad (2.15)$$

$$x^+ = (x/d) / (Re \cdot Pr) \quad (2.17)$$

$$Nu(x) = 4.54 \left\{ 1 + (61x^+ / \pi)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0 \quad (\text{rectangular channel}) \quad (4.6)$$

一方， Nu_{turb} は，矩形管における乱流助走区間のヌセルト数に相当する．表5.3.3.1に，過去に示された層流および乱流のヌセルト数の理論式および実験式を示す．このうち，乱流ヌセルト数を示す式は，発達した領域におけるヌセルト数である．これらの乱流ヌセルト数を用いて，乱流における助走区間の熱伝達率は発達乱流のヌセルト数を Nu_∞ として式(5.16)で求められる⁽⁶⁷⁾．乱流においては，運動量輸送が大きく助走区間が短い．また，助走区間が短いため，層流時と比べ円管と矩形管などの管断面形状による温度境界層の発達に極端な違いはないと考えられる．ここでは， Nu_{turb} として式(5.17)に示すDittus-Boelterの式⁽⁴²⁾を用いて整理した．なお， Re は t_l の期間におけるレイノルズ数を平均した値を用いた．

$$Nu_{turb}(x) = Nu_\infty \left\{ 1 + (x/d)^{2/3} \right\} \quad (5.16)$$

$$Nu_\infty = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (5.17)$$

$$Nu_{turb} = \int_0^x Nu_{turb}(x) dx / x \quad (5.18)$$

図5.3.4.1に，実験結果から算出した Nu_{puls} と式(5.15)で求めた計算値を示す．計算値は実線で示し，計算値 $\pm 8\%$ の範囲を破線で示す．式(5.15)により，実測した $Re_m = 200$ から $Re_m = 2000$ の範囲において，実験結果と良く一致した．脈動流の熱伝達率は，減速期間における境界層剥離時間 t_l を用いて式(5.15)により整理することができる．従って，本予測式は脈動流を適用する熱交換器の設計に用いることができるものである．

なお， $Re_m = 2000$ において，予測式に対して増加方向にかい離が大きい傾向であった．

$Re_m=2000$ の脈動流では、最大レイノルズ数 Re_{max} は遷移領域をまたぎ、定常流において乱流となる $Re=3000$ を超える領域まで増加する。 Re_{max} が乱流域に到達したことに伴い乱れが生じた可能性がある。 $Re_m=2000$ 以上の領域について、脈動流の熱伝達率への影響については更なる解析が必要である。

Table 5.3.3.1 Equations of Nu in pipe flow

Flow condition	Channel shape	Boundary ※	Equation	type	Note
Laminar	Pipe	TH	$Nu = 4.36$	Theoretical	
Laminar	Pipe	H	$Nu = 3.66$	Theoretical	
Laminar	Pipe	TH	$Nu(x) = 5.364 \left\{ 1 + (220x^+/\pi)^{-10/9} \right\}^{3/10} - 1.0$ $x^+ = (x/d)/(\text{Re Pr})$ Developing flow	Experimental	Eq. (2.16)
Laminar	Pipe	T	$Nu(x) = 5.357 \left\{ 1 + (338x^+/\pi)^{-8/9} \right\}^{3/8} - 1.7$ Developing flow	Experimental	
Turbulent	Pipe	-	$Nu = \frac{(f/2)\text{Re Pr}}{1.07 + 12.7(f/2)(\text{Pr}^{2/3} - 1)}$ $f = 0.079/\text{Re}^{0.25}$ $(10^4 < \text{Re} < 10^6, 0.5 < \text{Pr} < 2000)$	Experimental	
Turbulent	Pipe	-	$Nu = \frac{(f/8)(\text{Re} - 1000)\text{Pr}}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(\text{Pr}^{2/3} - 1)}$ $(3000 < \text{Re} < 10^6, 0.5 < \text{Pr} < 2000)$	Experimental	Eq. (2.1)
Turbulent	Pipe	-	$Nu = 0.023\text{Re}^{0.8}\text{Pr}^{0.4}$ $(10^4 < \text{Re} < 10^5, 1 < \text{Pr} < 10)$, 主流温度物性	Experimental	Eq. (5.17)
Turbulent	Pipe	-	$Nu = 0.023\text{Re}^{0.8}\text{Pr}^{1/3}$ $(10^4 < \text{Re} < 10^5, 1 < \text{Pr} < 10)$, 膜温度物性	Experimental	
Turbulent	Pipe	-	$Nu = 5.0 + 0.015\text{Re}^a\text{Pr}^b$ $a = 0.88 - 0.24/(4 + \text{Pr}_w)$ $b = 1/3 + 0.5\exp(-0.6\text{Pr}_w)$	Experimental	

※TH : Heat flux=Const. , T : Wall temp. =Const.

出典 : 日本機械学会, 伝熱工学資料 第5版,

ACADEMIC PRESS, Advances in HEAT TRANSFER, Laminar Flow Forced Convection in Duct

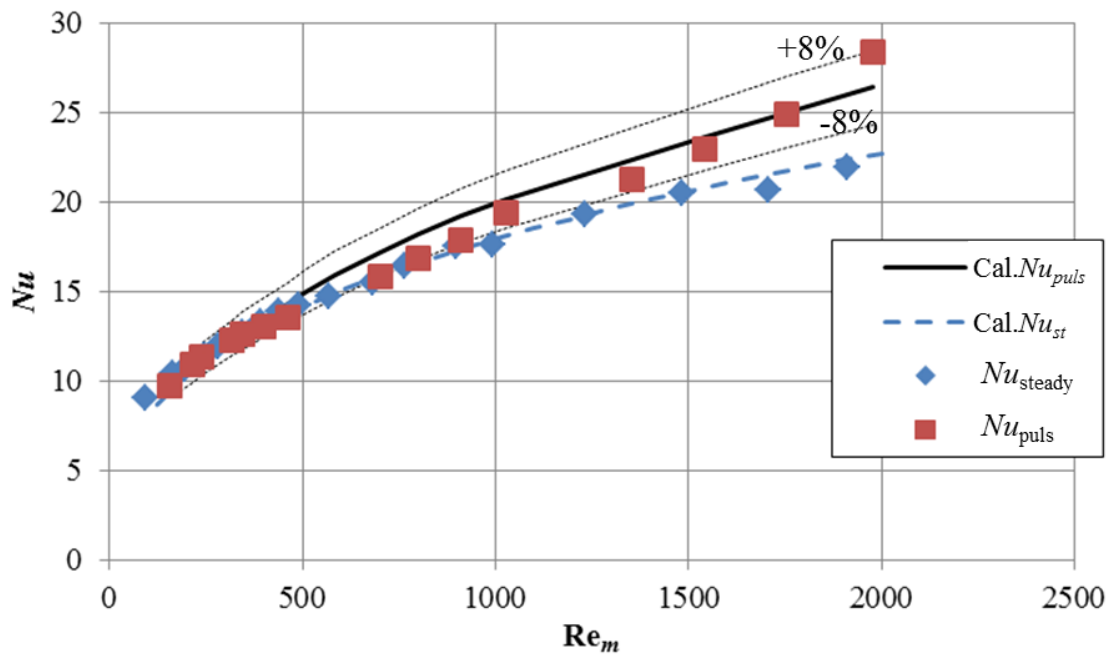


Fig.5.3.4.1 Experimental result with calculation result

5.4 結論

HV 用インバータ冷却器の熱伝達率増加にむけて、平行平板間における脈動流れの数値計算により、乱れの無い状態において脈動流が境界層に与える影響を明らかにした。また、矩形管流路を用いて脈動流における熱伝達率への影響を実測し、以下の結論を得た。

(1) 数値計算により、境界層剥離の生じる脈動条件を明らかにした。境界層剥離は、高振幅比、高周波数の脈動流において、減速期間 T_{dec} に生じる。また、 Re_m は境界層剥離に影響しない。無次元境界層剥離期間 t_l^+ は減速期間 T_{dec} における負の圧力が大きいほど増加する。従って、強い減速を有する脈動流ほど境界層剥離が生じる。

(2) 数値計算により境界層剥離が生じた条件において熱伝達率への影響を実験にて検証した。境界層剥離により乱れが生じ熱伝達率が増加している。一方、 Re_m の小さい領域では、熱伝達率の顕著な増加は見られない。 Re_m の低下により生じた乱れが散逸し、熱伝達率増加効果が小さいと考えられる。

(3) 脈動流の熱伝達率への影響予測式として、境界層剥離時間 t_l を用いた整理法を提案した。乱れが生じる境界層剥離時間 t_l において乱流熱伝達率を導入することにより、 $200 < Re_m < 2000$ の範囲において $\pm 8\%$ 以内で実験値を再現した。提案した予測式は、脈動流を適用する熱交換器の設計に用いることができる。

6 章

結論

本論文では、脈動流を用いた HV 用インバータ冷却器の熱伝達率増加に向けて、脈動流による圧力損失と熱伝達率への影響を実験にて解析した。

第 1 章は序論であり、研究の背景を述べると共に過去の研究を俯瞰した上で本研究の目的を述べた。

第 2 章では、車両用熱交換器で用いられる $Re=500$ から $Re=7000$ における脈動流の圧力損失と熱伝達率を測定すると共に、流れの状態を観察するための実験装置について述べた。

第 3 章では、平均レイノルズ数 $Re_m=500$ から $Re_m=7000$ の領域について、脈動流の熱伝達率と圧力損失への影響を実験にて解析した。また、流れの状態を可視化により調査した。 $Re_m=2000$ 以下の脈動流において、熱伝達率および圧力損失が定常流に対し増加することを明らかにした。また、可視化により、 $Re_m=2000$ 以下の脈動流では減速期間に境界層剥離が生じた後、流れに乱れが生じることを明らかにした。 $Re_m=2500$ 以上の脈動流においては、最小レイノルズ数 $Re_{min}=2000$ 以下の脈動流において、熱伝達率および圧力損失が低下することを明らかにした。さらに、乱れの少ない状態から加速することで、加速後の最大レイノルズ数 Re_{max} 時においても層流が維持されることが分かった。同時に、脈動流における熱伝達率と圧力損失への影響は相似であることを明らかにした。

第 4 章では、HV 用インバータ冷却器で用いられる $Re_m=2000$ 以下の矩形管における脈動流の熱伝達率および圧力損失の影響を計測可能な実験装置を構築した。また、温度助走区間における等熱流束加熱円管の実験式に基づき、本実験装置における条件である一面等熱流束加熱矩形管の温度助走区間における定常層流の熱伝達率実験式を導出した。

第 5 章では、矩形管内の低レイノルズ数における脈動流により境界層剥離が生じる条件を数値計算により明らかにした。高周波数、高振幅比な脈動流により、減速時に大きな負の圧力が加わり、境界層剥離が生じることを明らかにした。また、数値計算により明らかになった境界層剥離を生じる脈動条件において、実験にて熱伝達率の増加を実証し、境界層剥離により乱れが生じ、熱伝達率が増加していることが分かった。さらに、脈動流の熱伝達率への影響予測式として、境界層剥離時間 t_l を用いた整理法を提案した。乱れが生じる境界層剥離時間 t_l において乱流熱伝達率を導入することにより、

200<Re_m<2000 の範囲において±8%以内で実験値との一致を確認した.

本研究により明らかになった脈動流の熱伝達率および圧力損失への影響は、HV 用インバータ冷却器への脈動流の適用による熱伝達率増加に向けた重要な知見である. さらに、脈動流による熱伝達率増加効果は、HV 用インバータ冷却器に限らず様々な熱交換器の熱伝達率増加手段として展開可能であり、脈動流の圧力損失と熱伝達の基本特性を明らかにした意義は大きいといえる. 今後は、更なる熱伝達率増加を目指し、熱交換器に用いられるさまざまなフィンや伝熱面形状と脈動流を組合せることによる効果についての研究が望まれる.

参考文献

- (1) 日本国温室効果ガスインベントリ報告書 2015年4月, 国立環境研究所
- (2) John German, Hybrid Vehicles:Technology development and cost deduction, ICCT Technical breif No.1, 2015
- (3) 瀬高庸介, 石山洋, 他, ハイブリッド車用パワーコントロールユニットの開発, デンソーテクニカルレビュー, Vol. 14, pp. 47-52, 2009
- (4) International Technology Roadmap fo Semiconductors 2013 Edition,
- (5) B. S. Gawali, V. B. Swami, et al., Theoretical and Experimental Investigation of Heat Transfer Characteristics through a Rectangular Microchannel Heat Sink, International Journal of Innovative Research in Science, Engineering and Technology, Vol. 3, Issu 8, pp. 15631-15640, 2015
- (6) Weilin Qu, Issam Mudawar, Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 45, pp. 2549-2565, 2002
- (7) Denpong Soodphakdee, Masud Behnia, et al., A Comparison of Fin Geometries for Heatsinks in Laminar Forced Convection: Part II –Optimization of Staggered Plate Fin Heatsink, Int. J. Microcircuits and Electronic Packaging, Vol. 24, pp. 77-83, 2001
- (8) 熊田雅弥, 馬淵幾夫, 他, 衝突噴流による熱伝達に関する研究 (第1報, 二次元空気噴流に直角におかれた平板上の流れおよび物質伝達), 機論, Vol. 35, No. 273, pp. 1053-1061, 1969
- (9) 親川兼勇, 花城可清, 他, 衝突噴流群の流動・熱伝達特性, 機論, Vol. 70, No. 695, pp. 140-146, 2004
- (10) C. Bi, G.H. Tang, Heat transfer enhancement in mini-channel heat sinks with dimples and cylindrical grooves, Applied Thermal Engineering, Vol. 55, pp. 121-132, 2013
- (11) Juin Chen, Hans Muller Steinhagen, et al., Heat transfer enhancement in dimpled tubes, Applied Thermal Engineering, Vol. 21. pp. 535-547, 2001
- (12) 中野厚史, 遠山浩伸, 他, 円管内振動流における乱流遷移の前兆, 機論 (B編), Vol. 57, No. 542, pp. 3395-3401, 1991

- (13) 小澤守, 坂口忠司, 他, 液体振動による熱伝達の促進, 機論 (B 編), Vol. 56, No. 530, pp. 228-235, 1990
- (14) 一色誠太, 小幡輝夫, 他, 円管内乱流伝熱に対する脈動の影響に関する実験的研究, 機論 (B 編), Vol. 59, No. 563, pp. 145-151, 1993
- (15) 稲葉武彦, 久保忠延, 脈動流による熱輸送の促進, 機論 (B 編), Vol. 59, No. 563, pp. 165-170, 1993
- (16) 高橋一郎, 細管内脈動流による熱輸送特性, 機論 (B 編), Vol. 61, No. 581, pp. 275-282, 1995
- (17) 菊池義弘, 鈴木洋, 他, 脈動流に直交しておかれた加熱円柱周りの熱伝達に及ぼす脈動ストローハル数の影響, 機論 (B 編), Vol. 65, No. 633, pp. 202-207, 1999
- (18) Siddhanath V. Nishandar, R. H. Yadav, Experimental investigation of heat transfer characteristics of pulsating turbulent flow in a pipe, Int. J. Engineering and Technology, Vol. 02, 04, pp. 487-492, 2015
- (19) D. X. Jin, Y. P. Lee, et al., Effect of the pulsating flow agitation on the heat transfer in a triangular grooved channel, Int. J. Heat and Mass transfer, Vol. 50, pp. 3062-3071, 2007
- (20) 石野洋二郎, 鈴木学, 他, 管内脈動流の流動および伝熱特性 (内部流の伝熱に及ぼす脈動流の効果), 機論(B編), Vol. 62, No. 597, pp. 1928-1936, 1996
- (21) Adam R. Barker/John E. Ffowcs Williams, Transient measurements of the heat transfer coefficient in unsteady, turbulent pipe flow, Int. J. Heat and Mass transfer, Vol. 43, pp. 3197-3207, 2000
- (22) Xuefeng Wang, Nengli Zhang, Numerical analysis of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe, Int. J. Heat and Mass transfer, Vol. 48, pp. 3957-3970, 2005
- (23) 井口学, 近江宗一, 他, 円管内脈動流れの乱れに関する実験的研究, 機論 (B編) Vol. 51, No. 464, pp. 1139-1146, 1985
- (24) 井口学, 近江宗一, 他, 長方形管内乱流脈動流れの再層流化, 機論 (B編) Vol. 51, No. 464, pp. 1384-1392, 1985
- (25) Iwamoto K., Morino Y., et al., Direct Numerical Simulation for Drag Reduction by pulsating Turbulent Pipe Flow, Proceedings of 2nd Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow, Vol. 1, pp. 182-185, 2009

- (26) 相馬顕子, 岩本薫, 他, 円管内脈動乱流の摩擦抵抗低減効果に与える圧力勾配波形の実験的解析, 機論 (B 編), Vol. 78, No.787, pp. 521-530, 2012
- (27) 中村雅英, 有働嘉郎, 振動壁を有する二次元チャンネル内脈動流の圧力損失, 機論 (B 編), Vol. 62, No.595, pp. 940-945, 1996
- (28) 禰津家久, 鬼塚幸樹, 他, 逆圧力勾配が開水路流の乱流構造に及ぼす影響, 水工学論文集, Vol. 44, pp. 497-502, 2000
- (29) 角田勝, 須藤浩三, 他, 曲り管内脈動流に関する研究, 機論 (B 編), Vol. 50, No. 452, pp. 935-942, 1984
- (30) 国次 公司, 西村 龍夫, 脈動流におけるくぼみ付き流路内の流体混合と圧力損失, 機論 (B 編), Vol. 65, No. 640, pp. 3912-3917, 1999
- (31) 望月貞成, 八田桂三, 脈動流の熱伝達, 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol. 6, No. 4, pp. 928-940, 1970
- (32) 望月貞成, 八田桂三, 水平管内脈動流の熱伝達 (第 1 報), 機論 (第 2 部), Vol. 39, No. 318, pp. 682-693, 1973
- (33) 松尾斉, 齋藤弘順, 矩形管内脈動流の熱・物質輸送特性 第 2 報 振幅が管内に設置された平板面の熱伝達に及ぼす影響, Thermal Science & Engineering, Vol. 19, No. 1, pp. 25-35, 2011
- (34) 齋藤 弘順, 内田 浩二, 矩形管内脈動流の熱・物質輸送特性 第 1 報 脈動周波数が管内に設置された平板面の熱伝達に及ぼす影響, Thermal Science & Engineering, Vol. 15, No. 4, pp. 211-221, 2007
- (35) A. E. Zohir, Heat Transfer Characteristics in a Heat Exchanger for Turbulent Pulsating Water Flow with Different Amplitudes, J. American Science, Vol. 8(2), pp. 241-250, 2012
- (36) A. E. Zohir, The Influence of Pulsation on Heat Transfer in a Heat Exchanger for Parallel and Counter Water Flows, New York Science J. , Vol. 4(6), pp. 61-71, 2011
- (37) 稲葉武彦, 森田剛志, 他, 管壁の熱伝導を考慮した円管内脈動流による軸方向熱伝達, 機論 (B 編), Vol. 68, No. 676, pp. 3439-3444, 2002
- (38) 菊池義弘, 大野良貴, 他, 脈動流中の円柱周りの強制・自然複合体流熱伝達, 機論 (B 編), Vol. 61, No. 585, pp. 1790-1795, 1995

- (39) 小保方富夫, 岡島厚, 他, 熱線の動特性に関する数値実験 (脈動流における円柱まわりの流れと熱伝達), 機論 (第2部), Vol. 43, No. 367, pp. 1103-1114, 1977
- (40) 武藤高義, 中根勝己, 円管内非定常流に関する研究 (脈動流の速度分布について), 機論 (B編), Vol. 46, No. 404, pp. 610-618, 1980
- (41) Jie-Cheng Yu, Zhi-Xin Li, et al., An analytical study of pulsating laminar heat convection in a circular tube with constant heat flux, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.47, pp. 5297-5301, 2004
- (42) 日本機械学会, 伝熱工学資改訂第5版, p45, 2009
- (43) Wilson, E.E., A Basis for Rational Design of Heat Transfer Apparatus, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, vol.37, pp. 47-82. 1915
- (44) M. Dalle Donne, E. Meerwald, Heat transfer and friction coefficients for turbulent flow of air in smooth annuli at high temperatures, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 787-809, 1973
- (45) J. Madejski, Temperature distribution in channel flow with friction. *Int. J. Heat Mass transfer*, Vol.6 , pp. 49-51, 1963
- (46) W. C. Reynolds, Heat transfer to fully developed laminar flow in a circular tube with arbitrary circumferential heat flux, *J. Heat transfer*, Vol. 82, pp. 108-112, 1960
- (47) S. Hasegawa, Y. Fujita, Nusselt numbers for fully developed flow in a tube with exponentially varying heat flux, *Mem. Fac. , Kyushu Univ.* Vol.27 , No. 1, pp. 77-80, 1967
- (48) W. M. Kays, "Convective Heat and Mass Transfer.", MacGraw-Hill, New York, 1966
- (49) M. L. Michelsen, J. Villadsen, the Graetz problem with axial heat conduction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 1391-1402, 1974
- (50) L. Graetz, *Über die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten (On the thermal conductivity of liquids)*. Part 1. *Ann. Phys. Chem.*, Vol. 18, pp. 79-94, 1883
- (51) T. B. Drew, Mathematical attacks on forced convection problems: A review. *Trans. Am. Inst. Chem. Eng. ,* Vol. 26, pp. 26-80, 1931
- (52) A. P. Colburn, A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 7, pp. 1359-1384, 1964

- (53) J. Newman, The Graetz problem. In “ The Fundamental Principles of Current Distribution and Mass Transport in Electrochemical Cells” (A. J. Bard, ed.), Vol. 6, pp. 187-352, 1973
- (54) S. W. Churchill, H. Ozoe, Correlations for lamnar forced convection in flow over an isothermal flat plate and in developing and fully developed flow in an isothermal tube, J. Heat Transfer, Vol. 95, pp. 416-419, 1973
- (55) K. Kuga, Laminar and turbulent heat transfer of liwuid metal in a circular tube with non-isothermal surface, Procc. Semi-Int. Symp. Heat transfer, Japan Soc.Mech. Eng. , Vol. 2, pp. 155-159, 1968
- (56) S. W. Churchill, H. Ozoe, Correlations for lamnar forced convection with uniform heating in flow over a plate and in developing and fully developed flow in a tube, J. Heat Transfer, Vol. 95, pp.78-84, 1973
- (57) S. M. Marco, L. s. Han, A note on limiting laminar Nusselt number in ducts with constant temperature gradient by analogy to thin- plate theory, Trans. ASME, Vol. 77, pp. 625-630, 1955
- (58) S. H. Clark, W. M. Kays, Laminar-flow forced convection in rectangular tubes, Trans. ASME Vol.75, pp. 859-866, 1953
- (59) R. M. Curr, D. Sharma, et al., Numerical predictions of some three-dimensional boundary layers in ducts, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. Vol. 1, pp. 143-158, 1972
- (60) S. R. Motgomery, P. Wibulswas, Laminar flow heat-transfer in ducts of rectangular cross-section. Proc. Int. Heat transfer Conf., 3rd AIChE, New York, Vol.1 pp. 104-112, 1966
- (61) R. K. Sha, A. L. London, Advances in Heat Transfer (Supplement 1) Laminar Flow Forced convection in Ducts, Academic Press. , 1978
- (62) Schofield, W. H., Two-dimensional Separating Turbulent Boundarylayers, AIAA J., Vol. 24, No. 10, pp. 1611-1620, 1986
- (63) Sandborn V. A., Kline S. J., Flow models in boundary-layer stall inception, J. Basic Eng., Vol. 83, pp. 317-327, 1961
- (64) 孟岩, 村山, 他, 3次元組織的乱流構造の瞬間像を推定する試み, 水工学論文集,

- Vol. 35, pp. 513-518, 1991
- (65) 孟岩, 日野, スペクトル特性による振動乱流中の3次元組織的乱流構造の発生・発達・減衰過程に関する研究, 水工学論文集, Vol. 35, pp. 519-524, 1991
- (66) Hino M., Fukunishi Y., Experimental study of a three-dimensional large-scale structure in a reciprocating oscillatory flow, Fluid Dynamics Research, Vol. 6, pp. 261-275, 1991
- (67) Gnielinski V., Int. J. Chem. Eng, Vol.16, No. 2, pp. 359, 1976
- (68) 河村孝雄, 檜和田宗彦, 他, 三次元突起による平板乱流熱伝達の促進, 機論 (B編), Vol. 50, No. 454, pp. 1566-1574, 1984
- (69) 河村洋, 岩本薫, 壁乱流の大規模数値シミュレーション, ながれ, Vol. 29, pp. 79-84, 2010
- (70) 馬淵幾夫, 山田和信, 他, 三次元かく乱による管内対流熱伝達増進に関する研究, 機論 (B編), Vol. 53, No. 487, pp. 1009-1015, 1987
- (71) 菱田誠, 突起付き伝熱面の局所熱伝達率, 機論 (B編), Vol. 56, No. 524, pp. 221-226, 1990
- (72) Bergles, Handbook of Heat Transfer, 1973
- (73) Hiroyuki Abe, Hiroshi Kawamura, et al., Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to $Re_\tau = 1020$ with $Pr = 0.025$ and 0.71 , Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 404-409, 2004
- (74) Hiroshi Kawamura, Kouichi Ohsaka, et al., DNS of turbulent heat transfer in channel flow with low to medium-high Prandtl number fluid, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 19, pp. 482-491, 1998
- (75) A. E. Bergles, R. R. Simonds, Combined forced and free convection for laminar flow in horizontal tubes with uniform heat flux, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 14, pp. 1989-2000, 1971
- (76) A. E. Bergles, R. L. Bunn, et al., Extended performance evaluation criteria for enhanced heat transfer surface, Letters in Heat and Mass transfer, Vol. 1, pp. 113-120, 1974
- (77) 村田章, 望月貞成, 傾斜リブ付き正方形断面直管における層流および乱流熱伝達の比較, 機論 (B編), Vol. 66, No. 645, pp. 142-149, 2000
- (78) 森康夫, 土方邦夫, 他, 流路壁の滑らかな突起列による伝熱促進の基礎的研究,

機論 (B 編), Vol. 51, No.461, pp. 160-168, 昭 60

- (79) 柳岡英樹, 稲村隆夫, 他, 層流境界層中の突起物まわりに生成されるヘアピン渦の挙動と熱伝達に関する数値解析, 機論 (B 編), Vol. 73, No. 725, pp. 268-275, 2007
- (80) Yamada, H. et al. , Vortex Structure Behind a Square Plate Protuberance Standing on a Flat Ground Wall, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 59, No.559, pp. 677-683, 1993

謝辞

本研究は、金沢大学と株式会社デンソーとの協力で平成24年4月に創設された連携講座内において進めたものです。連携講座の運営に関しては、金沢大学 山崎光悦学長、金沢大学大学院 自然科学研究科 榎本啓士准教授、株式会社デンソー技術企画部 松岡久永担当次長にご尽力いただきました。本連携講座は金沢大学大学院 自然科学研究科 システム創成科学専攻内におかれた先進自動車工学講座であり、株式会社デンソー内に客員教員を擁するものです。

本論文の作成にあたり、構成の御指導、御査読と御助言を賜りました金沢大学大学院 自然科学研究科 榎本啓士准教授、多田幸生教授、寺岡喜和准教授、株式会社デンソー 研究開発2部 西島義明室長（自然科学研究科 客員教授）、株式会社デンソーパワートレシス開発部 松井良彦担当係長（同 客員准教授）に心から感謝申し上げます。中でも、西島義明室長には本研究の遂行、論文執筆、業務遂行にわたり終始絶大なるご尽力を賜りました。厚く御礼申し上げます。また、榎本啓士准教授には、本論文をまとめるに当たり幾度となく貴重な御教示、御助言を賜りました。心より感謝申し上げます。

本研究の遂行及び論文執筆の機会を与えて頂いた株式会社デンソー 研究開発2部 田中政一部長に感謝いたします。また、株式会社デンソー 研究開発2部 熱エネルギー開発室 奈良健一室長、小原公和課長には本研究の遂行に当たり終始御助言をいただいたうえ、業務と学業の調整にも腐心いただきました。深く感謝いたします。

東京農工大学 岩本薫准教授には、本研究の共同研究者として終始多大な御助言と御教示を賜りました。心より感謝申し上げます。

共に本研究に取り組み、日々熱心で惜しめない協力をいただいた株式会社デンソー 研究開発2部の後藤洋亮氏、川口尚吾氏、著者に日々助言いただいた杉浦崇之担当係長に心より謝意を表します。また、実験を行うに当たっては、株式会社デンソー 技術開発センター 特殊加工室の皆様にご協力いただきました。深く感謝申し上げます。中でも、野村天氏、中野正隆氏、蛸谷悟司氏には、実験装置の作成から実験評価にわたって尽力いただきました。厚く御礼申し上げます。

最後に、本課程入学後から叱咤激励いただくと共に、著者の家庭を支えていただきました両親ならびに義両親に深く感謝いたします。そして、3年半の長い研究期間にわたり、著者を精神的に支え、励ましてくれた妻の慶子に心から感謝いたします。