

博士学位論文

曲がり管内脈動乱流の流動構造が壁面
対流熱伝達に及ぼす影響

(Effect of Flow Structure of Pulsating Turbulent Flow in a
Curved Duct on Convective Heat Transfer at the Wall)

2024年3月

先進理工系科学研究科 機械工学プログラム

加藤 由幹

概要

本研究では、自動車用エンジン排気管を応用先に、管の曲がりや流動脈動を有する管内流れの熱伝達/流動構造を調査した。特に、「二重曲がり管内定常流の熱流動特性における曲がりの影響」、「直管内流れの熱流動特性における脈動の影響」、「二重曲がり管内の熱流動特性における脈動と曲がりの影響」について議論を行った。実験では、主に熱電対による管路垂直断面温度分布計測とサーモグラフィによる壁温計測、Particle image velocimetry (PIV) による流れ場計測を実施した。また、Conjugate Heat Transfer (CHT) シミュレーションを用いて伝熱特性を評価し、流動構造と結びつけることで伝熱メカニズムを解明した。作動流体は高温 (398 K) の空気であり、Reynolds 数は約 60000、脈動周波数は 15 Hz-90 Hz (St 数換算で 0.012-0.072) の条件で実験を実施した。

「二重曲がり管内定常流の熱流動特性における曲がりの影響」については、直管と二重曲がり管のそれぞれで、定常流れにおける管全体の空間平均ヌセルト数を実験的に求めることで評価した。その結果、他の先行研究と同様に直管と比較して曲がり管のヌセルト数が大きくなっており、曲がりによる伝熱促進が生じることが確認できた。CHT により伝熱促進が生じる位置を調査した結果、主に第一曲がりで見ることが分かった。原因としては、曲がりにより生じる Dean 渦等により、曲がり外側で渦拡散が促進され、乱流熱流束が増加するからであった。これに加えて、曲がり外側は内側よりも伝熱面積が大きくなったことも相まって、放熱量が大きくなり伝熱促進が生じていた。

「直管内流れの熱流動特性における脈動の影響」については、直管内に脈動流れを生成した実験を行い、ヌセルト数を計算することで評価した。その結果、脈動周波数が 25-35 Hz (St 数: 0.02-0.028) においてヌセルト数がピークを持ち、伝熱促進が生じることが分かった。メカニズムを調べるために壁面近傍の速度変動を計測した結果、15 Hz では速度が小さくなった際に乱れが極端に小さくなる再層流化とみられる現象が観測された。25-35 Hz でもこの現象は観測されたが、脈動が速いため高速時の大きな乱れが残留しており、15 Hz と比べて乱れが大きい時間が長かった。この高速時の大きな乱れの残留により、25-35 Hz では乱流混合が促進され伝熱促進が生じたと考えられる。なお、60 Hz 以上の脈動周波数では速度振幅が小さいため、高速時にさほど乱れが大きくなり、かつ再層流化の影響を受けなかったとみられる。また、時定数を考慮した 2 線式熱電対による非定常温度計測を実施した結果、減速時に壁温と流体温度の差が大きくなっていた。これと減速時の乱れの増加が相まって、25-35 Hz において伝熱促進が生じたと考えられる。

「二重曲がり管内の熱流動特性における脈動と曲がりの影響」については、二重曲がり管において脈動流れを生成し、ヌセルト数を実験的に求めることで評価した。その結果、曲がりによる伝熱促進はどの周波数でも生じていた。しかし、25-30 Hz (St 数: 0.02-0.024) では定常曲がり流れに比べてヌセルト数が 2 割強減少しており、直管内脈動流とは対照的に脈動による伝熱の抑制が確認された。この原因は、脈動による伝熱促進が生じやすい減速時において曲がりによる伝熱促進の源である Dean 渦 (二次流れ) の強度が減少するためであった。よって、曲がりによる伝熱促進と脈動による伝熱促進は単純に足して考えることはできず、両者が加わることで逆に伝熱が抑制される場合があることが分かった。

目次

第1章 序論	4
1.1 自動車用エンジンにおける排気流れ	4
1.2 直管および曲がり管内定常流・脈動流の流動特性に関する研究	7
1.2.1 直管内定常流の流動特性	7
1.2.2 曲がり管内定常流の流動特性	14
1.2.3 直管内脈動流の流動特性	22
1.2.4 曲がり管内脈動流の流動特性	24
1.3 直管および曲がり管内定常流・脈動流の伝熱特性に関する研究	28
1.3.1 直管内定常流の伝熱特性	28
1.3.2 曲がり管内定常流の伝熱特性	29
1.3.3 直管内脈動流の伝熱特性	32
1.3.4 曲がり管内脈動流の伝熱特性	37
1.4 研究の目的	40
1.5 論文の構成	42
第2章 二重曲がり管内定常流の熱流動特性	43
2.1 実験方法	44
2.1.1 試験装置	44
2.1.2 データ処理	46
2.1.3 PIVによる非定常流れ場の計測方法	49
2.2 数値計算手法	51
2.3 結果と考察	54
2.3.1 主流断面内の温度分布と軸方向温度分布	54
2.3.2 ヌセルト数と熱流束の評価	56
2.3.3 CHT Simulationの検証	57
2.3.4 CHT Simulationによる伝熱特性と流動構造の評価	62
2.4 第2章のまとめ	68
第3章 直管内脈動流の熱流動特性	69
3.1 実験方法	70

3.1.1	実験装置と試験条件.....	70
3.1.2	データ処理.....	73
3.1.3	計測手法.....	75
3.1.4	TR-PIVによる速度場の計測.....	76
3.1.5	管内流動における特徴周波数の計算.....	79
3.2	結果と考察.....	83
3.2.1	主流断面内の温度分布と軸方向温度分布.....	83
3.2.2	Nu数による伝熱特性の評価.....	84
3.2.3	壁面付近の温度と速度の変動.....	85
3.2.4	脈動流構造と壁面熱伝達の相関.....	87
3.3	3章のまとめ.....	93
第4章	二重曲がり管内脈動流の熱流動特性.....	94
4.1	実験方法.....	95
4.1.1	試験装置.....	95
4.1.2	データ処理.....	96
4.1.3	試験条件.....	97
4.2	数値計算手法.....	99
4.2.1	計算モデル.....	99
4.2.2	固有直交分解 (POD) を用いた流れ場の解析.....	102
4.2.3	動的モード分解 (DMD) を用いた流れ場の解析.....	104
4.3	結果と考察.....	108
4.3.1	主流断面内の温度分布と軸方向温度分布の周波数特性.....	108
4.3.2	Nu数の周波数特性評価.....	110
4.3.3	CHT Simulationによる軸方向温度分布の評価と検証.....	111
4.3.4	CHT Simulationによる流動構造の評価.....	113
4.4	第4章のまとめ.....	122
第5章	結論.....	123
	謝辞.....	128
	参考文献.....	129

第1章 序論

本論は、曲がり管内の高周波脈動流における熱流動特性を報告するものである。このような管内流れは機械工学だけでなく、化学工学、生体医工学、生物学などの幅広いにおいて重要な現象であるため、基礎研究については盛んに実施されている。本研究は応用先として自動車用エンジンの排気流れを想定しているが、本研究で得られた基礎的な知見は他の分野にも応用できると考えられる。

第1章では、はじめに自動車用エンジンの排気流れに関する応用研究について述べる。次に、関連する管内流れについての基礎研究を紹介し、不足している知見について言及する。最後に、研究の目的と論文の構成を示す。

1.1 自動車用エンジンにおける排気流れ

自動車用エンジンは、筒内の燃焼によるエネルギーを回転力に変換するのが主たる動作となる。エンジン筒内の熱流動現象を把握し燃焼効率を上げることが出来れば、エンジンの出力を大幅に向上させることが出来る。そのため、エンジン筒内の乱流現象の解明に関する研究は、国内外の企業や大学において、盛んに実施されてきた[1,2,3,4,5]。

一方、近年ではエンジン出力の性能以外に、環境性能についても強く求められるようになってきている。地球温暖化をはじめとする環境問題に対する関心が、世界中で高まっているためである。World Resources Instituteの推計によると、2016年の世界の温室効果ガス(GHG)総排出量は、二酸化炭素排出量(CO₂e)で49.4 Gtであった[6]。エネルギー利用種別の炭素排出量では、1/4程度が運輸による排出である[7]。このような統計結果から、自動車用エンジンにおいても、全世界でより厳しい排出基準が実施され始めている。図1.1-1は、米国で実施されているガス排出規制の概要を示している[8]。非メタン有機ガス(NMOG) + 窒素酸化物(NO_x)とCO₂の同時排出目標が示してあり、2017年から2025年まで段階的に規制が実施される予定である。2025年には、非メタン有機ガス(NMOG) + 窒素酸化物(NO_x)で70%、CO₂で38%の削減を達成する必要がある。この二つの内、CO₂の削減については内燃機関をモーターやハイブリット機関に置き換えるか、燃料や燃焼技術を改良するしかない。しかし、窒素酸化物(NO_x)等の有害物質の削減については、後処理により実現することが出来る。そのため、後処理技術の改良についての研究が盛んに実施されている。

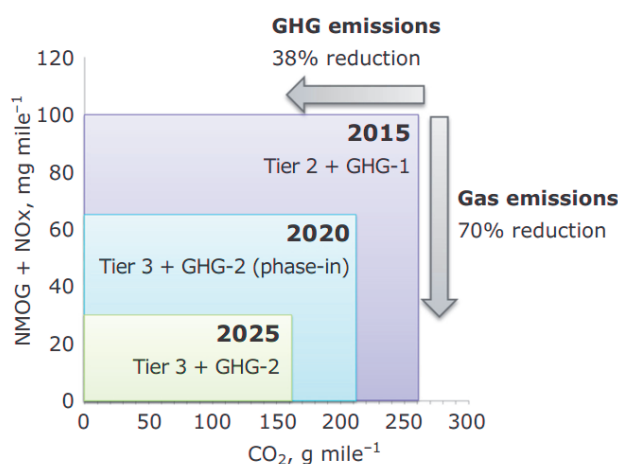


図 1.1-1 米国における排ガス規制

図 1.1-2 に 4 気筒ガソリンエンジンの排気系の概要を示す。各気筒から排出されるガスは 1 つの管に集約され、三元触媒に入る。ここでは排気ガスに含まれる有害物質である一酸化炭素 (CO) や窒素酸化物 (NO_x)、炭化水素 (HC) などの有害な物質を、化学反応により二酸化炭素 (CO₂) や水 (H₂O)、窒素 (N)、酸素 (O) などに変換することが出来る。この触媒での化学反応は排気の熱エネルギーにより活性化するため、排気熱を出来るだけ高くする必要がある。Host らは数値計算を用いて実機エンジン排気管内の熱流動特性を解析している[9]。図 1.1-3(a), (b) は冷間始動時と運転中の排気流量、冷間始動の 20s が終わった後の表面温度をそれぞれ示している。冷間始動後 20 s 経っても表面温度は 100-200°C しかなく、1000°C 弱ある排気ガスに対して低い値になっている。原因は配管等の固体パーツの熱容量が大きいことであるが、これにより始動直後には熱損失が大きくなり触媒反応が活性化されにくくなることが示唆されている。また、Jeong らは図 1.1-4 に示す通り、触媒反応と流れを同時に数値計算し評価する研究を実施した[10]。その結果、図 1.1-4 (c) に示す通り脈動が触媒化学反応の効率に大きな影響を及ぼすことを明らかにしている。

このように、触媒の反応を活性化させるには排気管における熱損失を減らして排気熱を高く保つ必要があるが、図 1.1-2 に示す通り排気管は曲がりやを有しており、更に高速で脈度するためその伝熱特性を予測するのは非常に難しい。実機形状を数値計算により評価した研究はあるが、曲がりや脈動の影響を分離出来ていないため、他のエンジンへの応用が難しい。よって、脈動と曲がりやを有する管内流れにおける流動と伝熱の基礎的な特性を明らかにする必要がある。

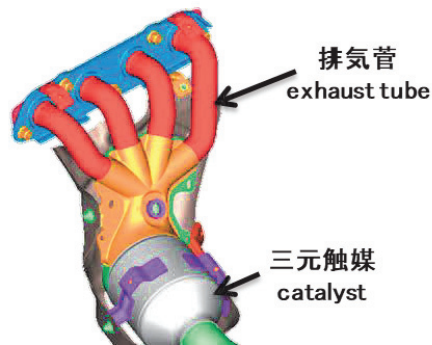


図 1.1-2 4気筒ガソリンエンジンの排気系

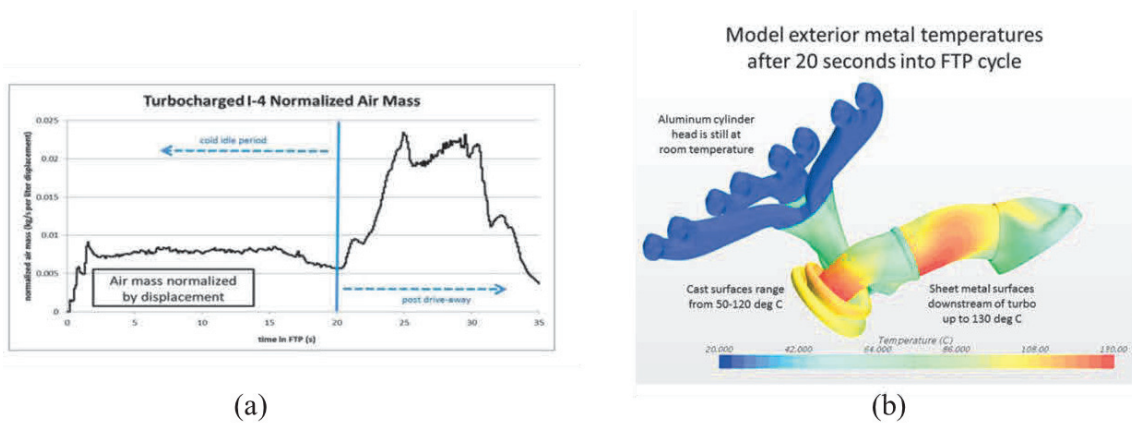


図 1.1-3 Host らによる数値計算 (a) 冷間始動時と運転中の排気流量 (b) 冷間始動から 20 s 後の表面温度

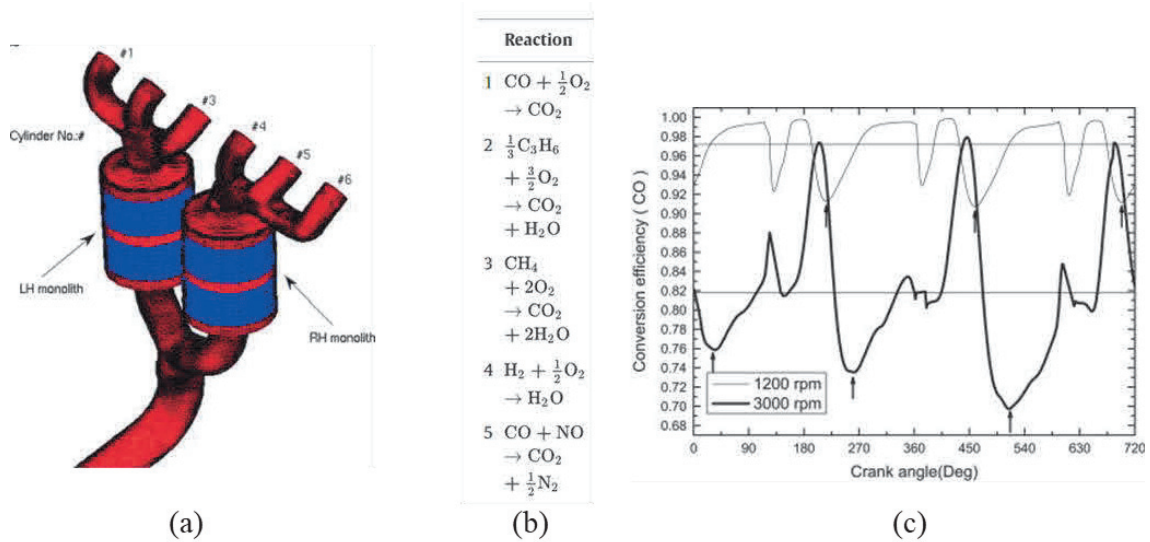


図 1.1-4 Joeng らによる数値計算 (a) 計算メッシュ (b) モデル化した化学反応 (c) 一酸化炭素反応効率の時間変動

1.2 直管および曲がり管内定常流・脈動流の流動特性に関する研究

本研究では、直管および曲がり管内定常流や脈動流の伝熱特性と流動特性を取り扱う。そのため、まずはこれらの流動特性についての先行研究を紹介し、主要な知見を解説する。以降では、直管内定常流、定常曲がり流れ、直管内脈動流、脈動曲がり流れの順に流動特性の解説を実施する。

1.2.1 直管内定常流の流動特性

直管内における定常流れは、古くから研究がなされている。最初期の研究として、レイノルズが実施した流動形態に関する研究がある。レイノルズは、下式で示すレイノルズ数と呼ばれる無次元数を用いて管内流れの流動形態を分類した。

$$Re_m = UD/\nu, \quad (1-1)$$

ここで、 U は代表流速、 D は代表長さ、 ν は動粘性係数であり、慣性力と粘性力の比を表している。なお、管内流の場合は、 U は断面平均流速の時間平均値、 D は管の直径で定義するのが一般的である。レイノルズは、このレイノルズ数が約2000を下回る状態では乱流状態（図1.2-1 (b)）を維持できず、層流（図1.2-1 (a)）と呼ばれる整った流れになることを発見した[11]。この分類のうち、層流状態の定常流れについては、解析解があるため評価が容易である。しかし、乱流状態になると解析的には解くことは難しい（解けるか否かも不明）ため、その特性についての理論や実験、数値計算などが数多く実施されている（文献[12]に纏められている）。

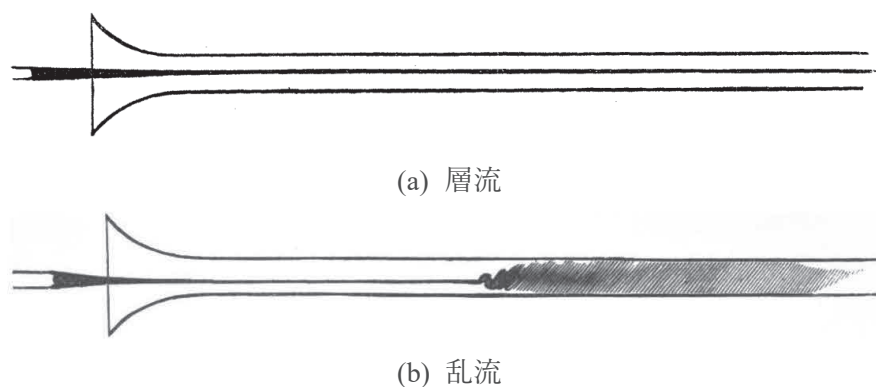


図 1.2-1 Reynolds による色素を用いた管内流動形態の可視化実験

ここでは、管内乱流に対する研究のうち、本研究で特に関連のある流速分布の理論と乱れの特性、バースティングについて紹介する。

管内の流速分布について、層流状態においては解析的に解くことができ、放物型の分布を取ることが分かっている。乱流状態では、壁面から離れた位置において、下式で示す対数分布におおよそ従うことが示されている。

$$u^+ = 5.75 \log_{10} y^+ + 5.5 \tag{1-2}$$

ここで、 $u^+ (= u/U_\tau)$ は無次元速度、 $y^+ (= U_\tau y/\nu)$ は壁からの無次元距離、 u は壁面方向流速成分の時間平均値、 y は壁面からの距離、 ν は動粘度である。 $U_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho})$ は摩擦速度で、壁面摩擦： τ_w と密度： ρ を用いて表される。上式は対数分布則と呼ばれ、この分布に従う領域を乱流域という。なお、壁面に近い領域では層流則と呼ばれる分布を取り、無次元速度と無次元距離が等しくなる。この領域を粘性底層という。図 1.2-2 (a)にそれぞれの領域における速度分布の概略図を示す。また、図 1.2-2 (b)には対数分布則と実験式の比較結果を示す。おおよそ、 y^+ が 5 以下で層流則に、30-100 以上では対数則に従っていることが分かる。この中間の y^+ が 5-70 の領域はバッファー層とよばれ、乱れエネルギーの生産が最も活発な場所である。乱流の理解にはこの領域における組織構造が非常に重要となる。

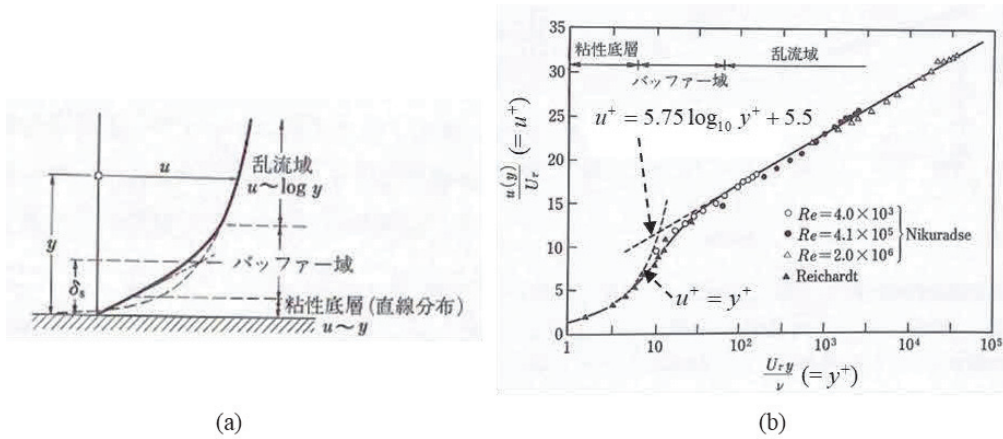


図 1.2-2 管内乱流における (a)領域の名称, (b)流速分布. [13]

管内の乱流構造の詳細な実測は、Laufer によってはじめて実施された。Laufer は熱線流速計による計測により、図 1.2-3 に示す通り乱れの root mean square (r.m.s)と摩擦速度 U_τ の分布を求めた[14]。ここで、 u, v, w はそれぞれ、流れ、半径、円周方向の流速を表しており、 u', v', w' は乱流成分である。図に示す通り、 $u'^2 > w'^2 > v'^2$ となっている。こ

これは流体塊の運動が、半径方向には壁により縛られているが、円周方向には縛りが弱く、流れの方向には自由であるためである。壁面上では乱れはないが、これよりわずかに離れた粘性底層のすぐ外側のバッファ層で乱れの強さは最大になる。このような乱れの生成がどのように生じているのかについては、組織構造の解明とともに明らかになってきている。乱流境界層では、図 1.2-4 に示すような流動構造が観測されている [15]。バッファ層の外側には、図に示すようなホースシュー渦やヘアピン渦等といったループ型の渦構造が存在する。そして壁面側には、粘性底層内から発生するストリークが存在する。この低速ストリークからは、図に示す通り流体が乱流境界層上部の高速流に放出 (Ejection) される。乱流境界層の上部から表面に非常に近い領域への高速流体の侵入 (Sweep) もあり、バーストが生じる。このサイクルは準周期的に発生し、一般にバースト・スイープ・サイクル、またはバースティングと呼ばれている。上述したとおり、Lauferらにより、壁面乱流において乱流変動が最も激しいのは粘性底層のすぐ外側であることは示されていたが、この小スケールのバースティングこそレイノルズ応力の発生や乱流活動を維持する源であった。このバースティングはバッファ層で起こる ν/U_τ オーダーの非常に小さいスケールの乱流運動であり、高さも境界層厚さの 1/10 程度しかないが、境界層での乱流混合において支配的となる現象である。このバースティングの周波数については、境界層厚さによる整理など様々な研究があったが、現在では壁面摩擦速度の U_τ と動粘性係数 ν を用いた内層スケールで整理されるという見方が強い。すなわち、バースティング周期を T_B としたとき、 $T_B U_\tau^2/\nu$ が一定になるという考えである。計測位置によって多少変化するようだが、実測値としては図 1.2-5 [16] と図 1.2-6 [17] に示す通り、 $T_B U_\tau^2/\nu = 100 - 250$ 程度になるとみられる。

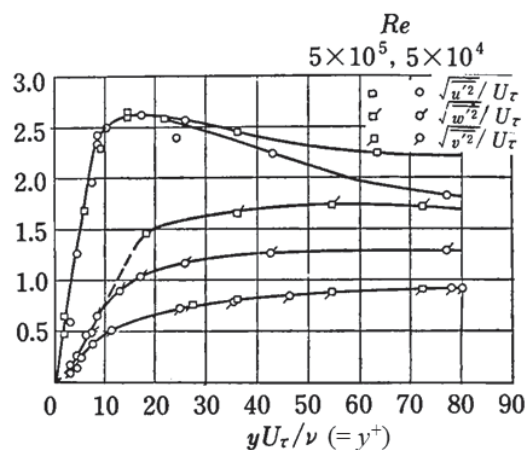


図 1.2-3 管内乱流の乱れの分布

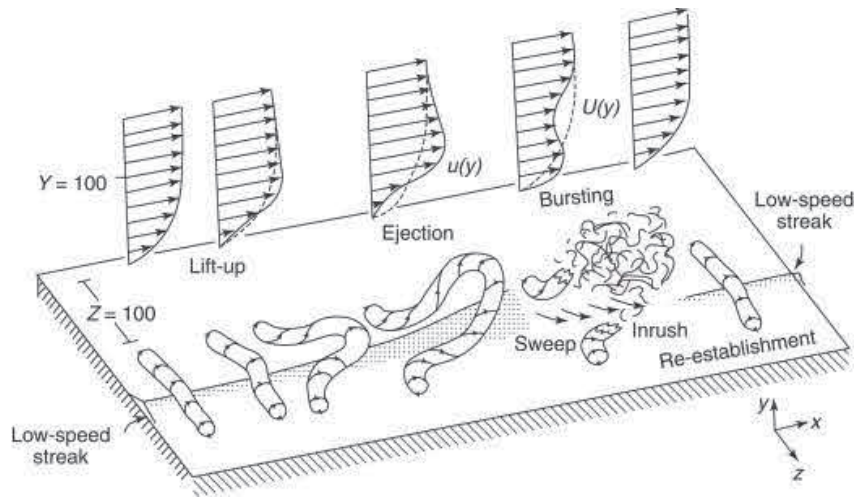


図 1.2-4 Allen による壁面乱流外層の三次元構造の概念図

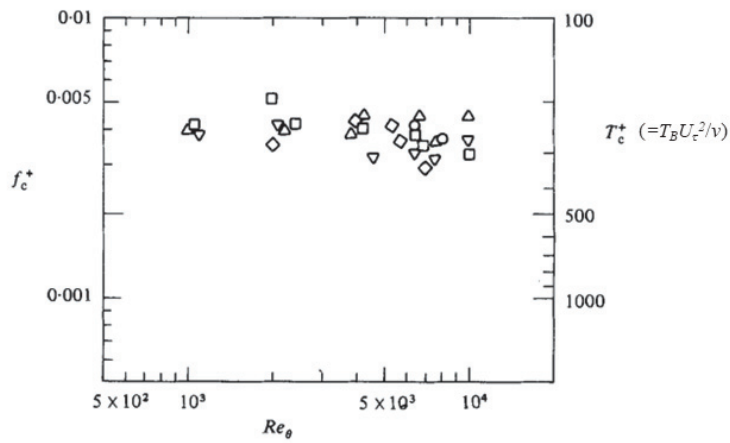


図 1.2-5 Blackwelder らによる Re 数と無次元バースト周期の計測結果

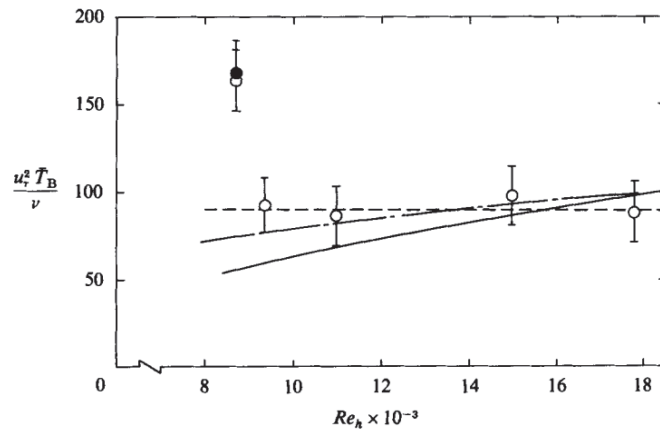


図 1.2-6 Luchik らによる Re 数と無次元バースト周期の計測結果

管内乱流を含む一般の流れ場においては、大小さまざまなスケールの渦が存在している。平均流れのエネルギーは流れの場（境界）と同程度のスケールの大きな渦（波数 k_0 ）によって乱れのエネルギーになる。この大スケールの渦により持ち込まれた乱れのエネルギー（ $= \varepsilon$: 単位質量辺りのエネルギー消散率）は、ナビエ Stokes 方程式の慣性項の作用により、順次スケールの小さい乱れ成分へと輸送される。この大きな渦から小さな渦への乱れのエネルギーが輸送される構造は、エネルギーカスケードと呼ばれる。このような乱流渦が持つエネルギーと乱流渦の波数（乱流渦の直径の逆数）の間には、図 1.2-7 に示す関係がある[13]。なお、慣性項による各波数間のエネルギーのやり取りは、隣り合う波数の近傍では大きいですが、離れた波数間の相互作用は非常に小さく無視できることが知られている。よって、レイノルズ数が十分大きくなり慣性項の支配的な領域が広まると、大きい波数領域 ($k \gg k_0$) の構造は、乱れのエネルギーがどのような場（境界）により発生したかには関係しない。このような波数領域では、圧力項の作用により、乱れのエネルギー分布は等方性を持つ。つまり、乱れのエネルギーが搬入される大きな渦の領域は非等方性であっても、それより十分小さな渦領域では乱れは当方性を持つ。これが、コロモゴロフにより展開された局所等方性の理論[18]である。この理論はレイノルズ数の大きい現実の乱流場一般（壁乱流、後流、噴流、混合層など）に成立する。この局所等方性の領域における運動は、統計的には ε と ν により決定されると言えるため、これらより下式の通り長さや速度の基本量を作ることが出来る。

$$\eta = (1/k_k) = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}, \quad V_k = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad (1-3)$$

このうち、長さ η をコロモゴロフの最小渦径という。局所等方性の領域では、次元的な考察からエネルギースペクトルは下記により表すことが出来る。

$$E(k, t) = V_k \eta E_e(\eta k) \quad (1-4)$$

ここで、 E_e は無次元の普遍関数である。コロモゴロフ波数 k_k とエネルギー保有領域の波数 k_0 の比は $k_k/k_0 = \text{Re}^{3/4}$ であるため、レイノルズ数が極めて大きいとエネルギー保有領域の波数 k_0 と慣性項支配領域の波数 k 、粘性項支配領域の波数 k_k が十分に離れて、 $k_k \ll k \ll k_0$ の関係を持つ。よって、慣性項の支配的な領域では、粘性の作用は無関係になる。このような中間領域を慣性小領域と呼ぶ。上式において、右辺の形が粘性の作用 (ν) を含まないためには、 $E_e = (\eta k)^{-5/3}$ となる。よって、慣性小領域での乱れのエネルギースペクトルは、下記コロモゴロフの -5/3 乗則に従う。

$$E(k,t) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (1-5)$$

ここで、 C は普遍定数であり、0.5を取ることが知られている。このエネルギースペクトルについては、図 1.2-8 に示す通り Chapman[19]が実験的検証結果をまとめている。図に示す通り、散逸領域や慣性小領域ではどの実験値も同じ分布に従っており、特に慣性小領域のスペクトルはコロモゴロフの $-5/3$ 乗則に従っていることが分かる。なお、上述の通りエネルギー保有領域では境界の影響を受けるため、流れ場の形態ごとに異なるスペクトルを取っていることが分かる。

さて、このような乱れのエネルギーについて、近年では計算機の性能が向上したため数値計算による評価が可能となっている。今日では、大別すると下記の様な計算手法がある。

- ・ RANS (: Reynolds Averaged Navier-Stokes)

ナビエストークス方程式をレイノルズ平均し、時間平均項と乱流項に分けて解く方法。定常計算を前提とした手法であり、図 1.2-9 に示す通りスペクトルの全領域が各種モデルにより反映される。モデルには、渦粘性モデル（等方乱流モデル）や、レイノルズ応力方程式モデル（RSM: Reynolds Stress Model）がある。

- ・ LES (: Large Eddy Simulation)

メッシュサイズより大きな渦は直接解き、小さい渦についてはモデル化して解く方法。図 1.2-9 に示す通り、慣性小領域よりも大きな波数領域の等方性乱流のみをモデル化する。流れ場の境界に依存した流動構造を計算できるメリットがあるが、RANS よりも細かいメッシュと非定常計算が必須となり、計算コストが高くなる。

- ・ DES (: Detached Eddy Simulation)

細かいメッシュサイズが必要となる壁近傍を渦粘性モデルによりモデル化し、壁遠方では LES による計算を実施する方法。いわゆる RANS と LES をハイブリットした手法であり、計算コストは小さくすることができる。しかし、本質的に壁近傍における非定常挙動は再現できないというデメリットがある。

- ・ DNS (: Direct Numerical Simulation)

全てのサイズの渦を直接解く方法であり、図 1.2-9 に示す通りスペクトルの全領域を直接計算する。メッシュサイズをコロモゴロフスケール以下に取る必要があるため、空間刻みと時間刻みを非常に細かくする必要があり、LES よりも更に計算コストが高くなる。

本論文では、2章の定常流れにおいては RANS、4章の非定常流れにおいては LES を用いて数値計算を実施した。

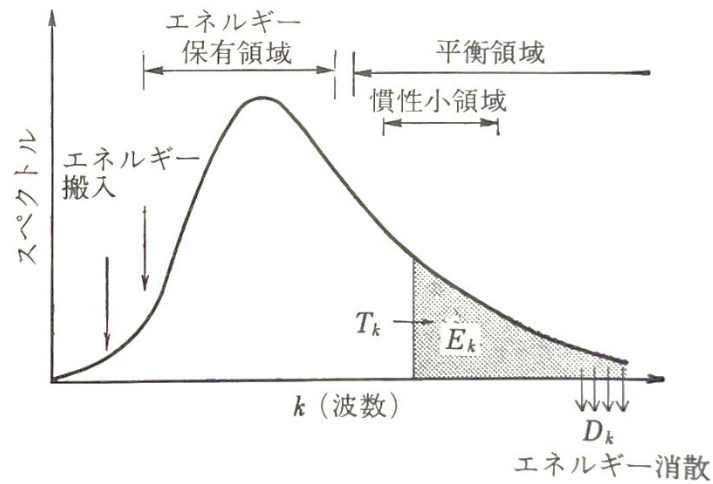


図 1.2-7 乱れエネルギーの波数領域における搬入・輸送・消散

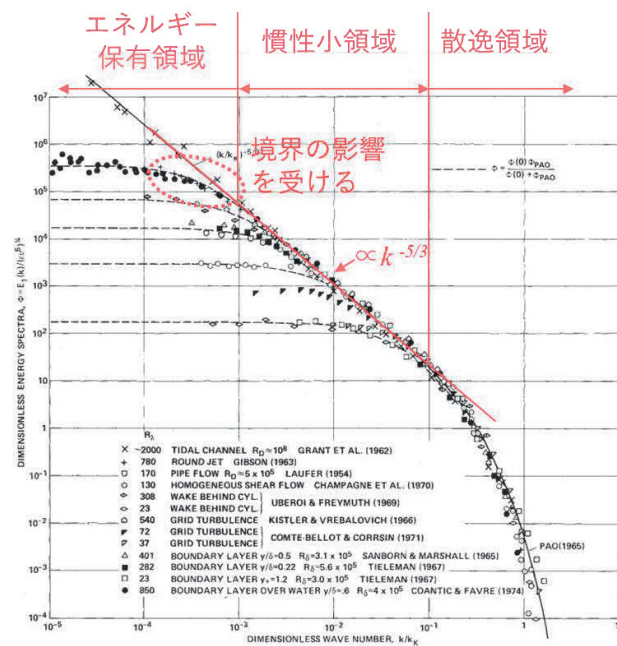


図 1.2-8 Chapman による様々な境界・レイノルズ数の乱流に対する規格化エネルギースペクトル, 実験結果とコロモゴロフの-5/3 乗則の比較

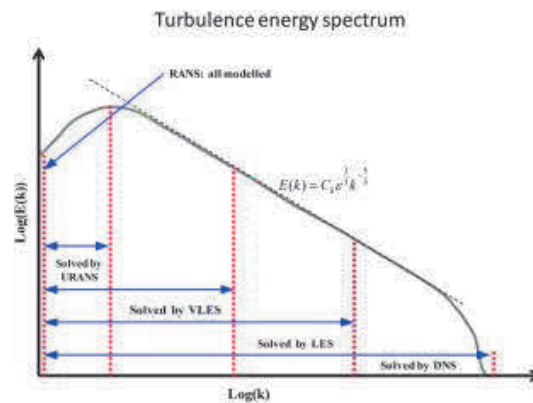


図 1.2-9 計算手法と乱流のエネルギースペクトル[20,21]

1.2.2 曲がり管内定常流の流動特性

a. 層流域における曲がり管内定常流の流動特性

管内流れにおいては曲がりにより流体に力が加わるので、流れが大きく変わる。まず流体に遠心力が加わるため、これとバランスする形で曲がり外側に高圧部が、曲がり内側に低圧部が出現する。この圧力勾配と遠心力は理想的には釣り合うが、実際には壁面近傍は粘性力により流速が小さくなるため、遠心力も小さくなり圧力勾配がこれを上回る。この圧力勾配が駆動力となり、面内方向に二次流れが形成される。この二次流れについて、Dean らは理論解析を実施し、図 1.2-10 に示すような特徴的な渦の出現が示された[22,23]。図中で円の左側が曲がり内側で、右側が曲がり外側である。管路の中心では外側に、上下の壁面に近づくと内側に流れているのが分かる。この二次流れは Dean 渦と呼ばれ、Eustice による曲がり管内流れの実験でも確認された[24,25]。Dean らの研究を拡張して、MaConalogue ら[26]は下記 Dean 数と呼ばれる以下のパラメータを導入し、解析を実施した。

$$De = Re_m \sqrt{D/2R_c} \quad (1-5)$$

ここで、 R_c は曲がりの曲率半径である。この Dean 数は遠心力と粘性力の比を表すパラメータである。MaConalogue らは $96 < De < 600$ の条件で解析を実施し、Dean 渦の出現に加えて、主流速度が曲がり外側で大きくなる特徴を示した。

実験的な研究としては、Bovendeerd ら[27]は Dean 数が 286 の条件で Laser Doppler Velocimetry (LDV)による計測を行った。理論解析とは異なり、曲がり上流と下流に直管部があるが、管直径の数十倍の長さを取ることで影響を小さくしてある。図 1.2-11 に曲がり入口 ($z=0$) と曲がりの途中 ($z=1.0$) における断面内の速度分布を示す。曲がり入口では y 方向速度はほぼ一様であり、 x 方向速度を見ると曲がりの外側から内側へ向いて流れてい

る。よって、二次流れはまだ発生していないと言える。曲がり途中では、 x 方向速度を見ると断面の中心付近で曲がり外側，上壁面付近では曲がり内側へ流れていることが分かる。 y 方向速度を見ると曲がり外側で上方向，曲がり内側では下方向へ流れていることが分かる。これは，図 1.2-10 の Dean らの理論解析と一致しており，予測された二次流れが発生していることが分かる。曲がり入口では圧力勾配により曲がり内側へ流れていたが，曲がりにより外側の流体ほど強い遠心力がはたらくことで，二次流れが発生したとみられる。

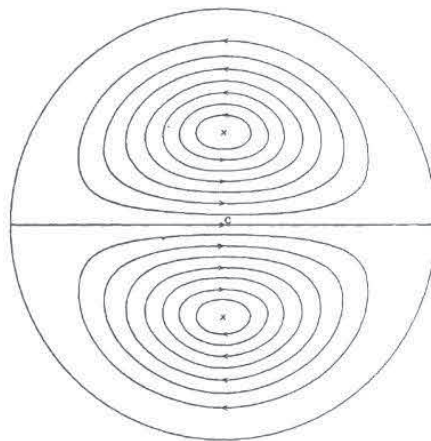


図 1.2-10 Dean による曲がり管内流れの断面における流線図。右が曲がり外側

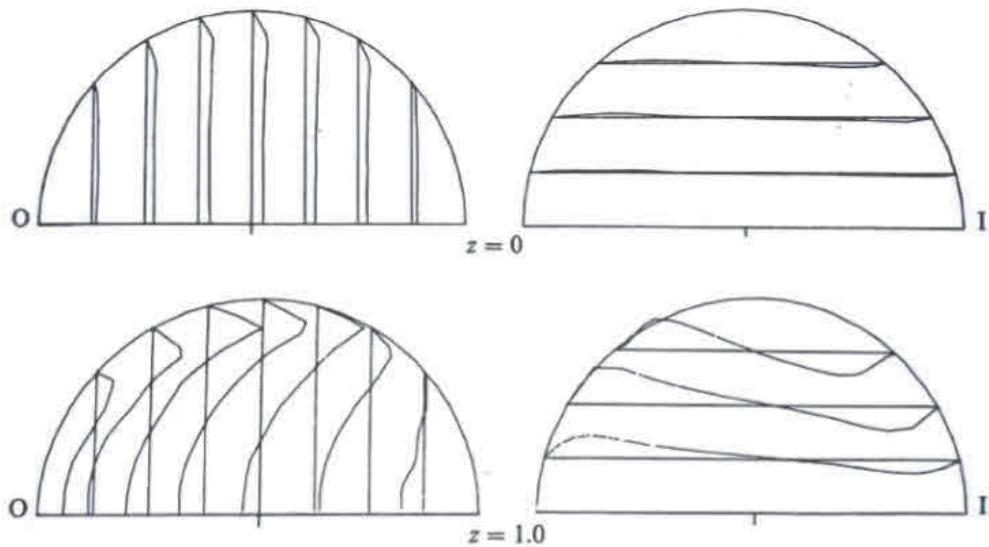


図 1.2-11 Bovendeerd らによる LDV を用いた計測結果。 x 方向速度分布（左）と y 方向速度分布の計測結果。上が曲がり入口 ($z=0$)，下が曲がり途中 ($z=1.0$)。左が曲がり外側で右が曲がり内側。

b. 乱流域における曲がり管内定常流の流動特性

直管内の流れにおいては、前述した通り Re_m が約 2000 を超えると乱流になる。しかし、曲がり管内流れにおいては、直管よりも安定的であることが知られており、Taylor の実験 [28] では Re_m が 5830 を超えたときに乱れが確認されている。この乱流域における曲がり管内定常流の流動特性に関する研究も盛んに実施されているが、二次流れや主流速度分布に関しては層流域とあまり変わらない。Sudo ら [29] は円管の曲がり流れにおける熱線流速計による計測を実施した。 Re_m は 60000 であり乱流の条件で試験しており、図 1.2-12 (a) に示す通り管直径の 100 倍の助走距離を設けることで、発達した乱流を対象としている。計測メッシュは図 1.2-12 (b) に示す通りで、細かい計測点間隔を取っている。図 1.2-13 (a) に軸方向静圧分布を示す。遠心力に対応する形で、曲がり外側において圧力増加、曲がり内側では圧力の現象が見られる。図 1.2-13 (b) には曲がり途中における主流速度の等高線と断面速度ベクトルを示す。速度ベクトルの向きから、層流と同様に Dean 渦が確認できる。図 1.2-12 の圧力勾配が駆動力となり、二次流れが発生したとみられる。また、図 1.2-14 に示す主流方向速度は、曲がり内側の方が大きくなっていることが分かる。これも、図 1.2-12 に示す圧力勾配によるものである。

また、Sudo らは矩形配管においても計測を実施している [30]。矩形配管では直管において、乱れの非等方性に由来するレイノルズ応力不釣り合いにより誘起される第 2 種二次流れが生じることが知られている [31]。図 1.2-15 に矩形管内流れ ($Re_m = 4410$) における数値計算結果における断面内速度ベクトルと主流方向速度の等高線を示す。四方の隅にそれぞれ 2 つの渦が表れていることが分かる。また、これにより主流速度分布が矩形ではなく歪んでいる。しかし、このような第 2 種の二次流れは非常に微弱であることが分かっており、Dean 渦などの第 1 種二次流れは主流に対して数十%程度の強度を有するが、第 2 種二次流れは 2-3%程度である [32]。よって、矩形形状の影響はあまりないはずである。さて、図 1.2-16 より実際に Sudo らによる矩形管における曲がり流れの計測結果を見ると、曲がり途中で Dean 渦が発生している。また、主流方向速度は内側に寄っており、図 1.2-14 の結果と大差ない。また、主流速度分布の変化を図 1.2-17 に示すが、こちらも円形断面の図 1.2-14 の場合とあまり差はない。また、その他数値計算 [33,34] による研究も実施されているが、二次流れの形成や主流速度の偏りについては円形断面とあまり変わらないようである。

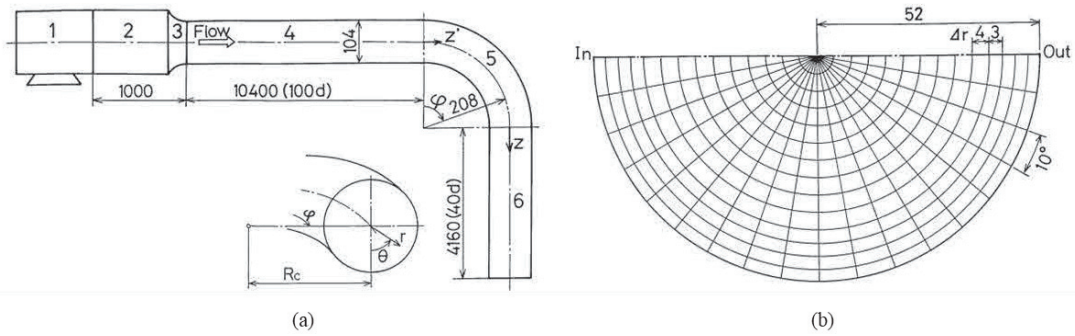


図 1.2-12 Sudo らによる熱線流速計を用いた実験. (a) 実験装置概略, (b) 計測メッシュ

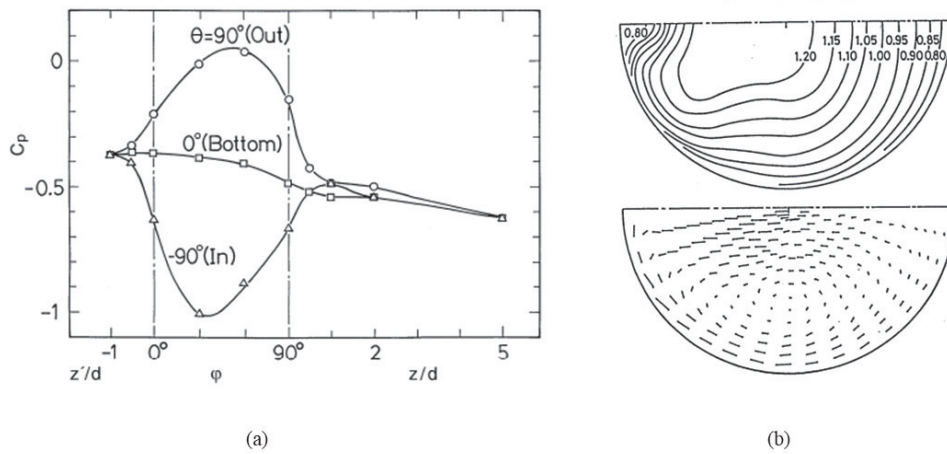


図 1.2-13 Sudo らによる曲がり管内流れ場の計測結果 ($Re_m = 60000$). (a) 軸方向静圧分布, (b) 曲がり途中 ($\varphi = 60^\circ$) における主流速度の等高線と断面速度ベクトル

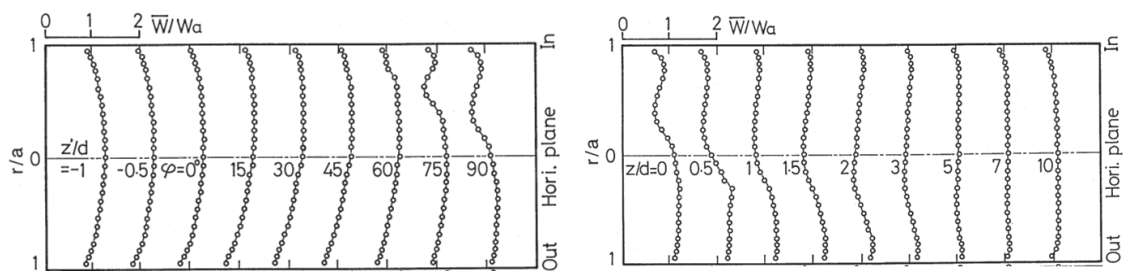


図 1.2-14 Sudo らによる主流方向速度分布の計測結果

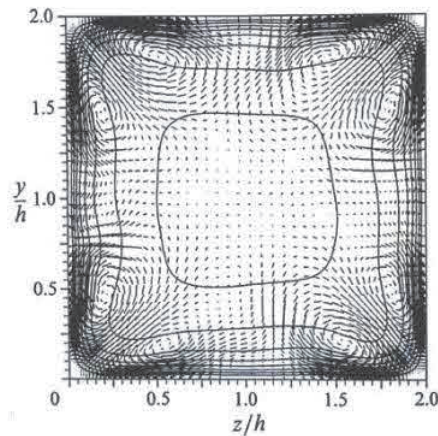


図 1.2-15 Gavrilakis らによる数値計算結果. 矩形管内における第2種二次流れ（ベクトル）と主流速度分布（等高線）

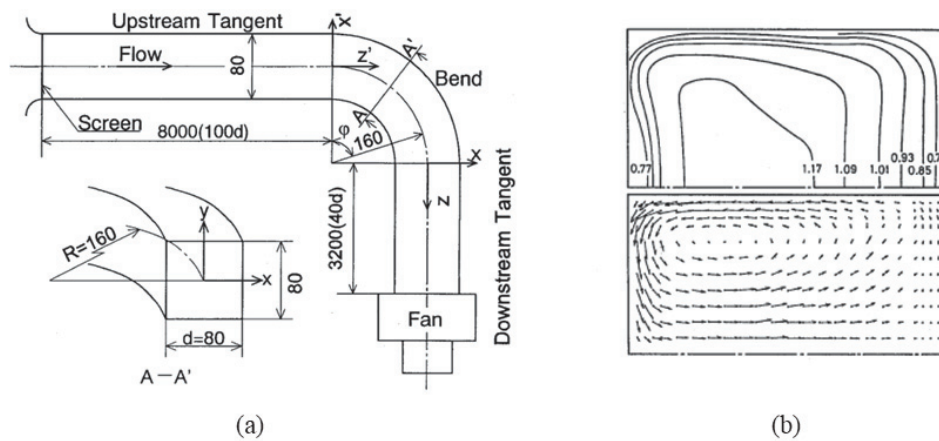


図 1.2-16 Sudo らによる矩形管内の曲がり流れにおける計測試験 ($Re_m = 60000$). (a) 実験装置, (b) 曲がり途中 ($\phi = 60^\circ$) における主流速度の等高線と断面速度ベクトル

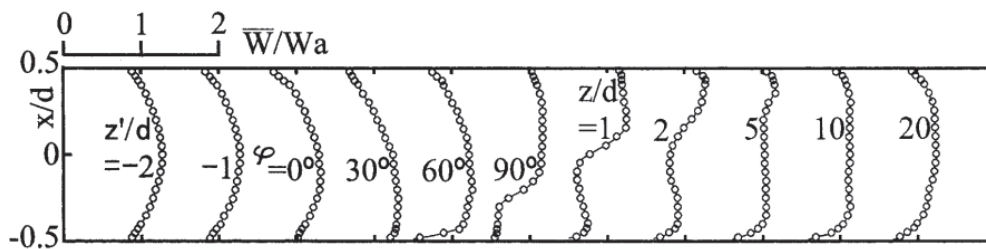


図 1.2-17 Sudo らによる矩形管内の曲がり流れにおける速度分布の計測結果 ($Re_m = 60000$)

乱流域の曲がり流れについては、前述したように平均的な特性としては層流と大差ない。

しかし、圧力損失などの特性は層流の場合とは異なる[35]。また、乱流域の曲がり流れの大きな特徴として、Swirl-Switching (SS) と呼ばれる非定常運動が生じることが挙げられる。SS は二次流れを構成する大きな渦の振動現象の事である。この現象を初めて報告したのは Tunstall & Harvey[36]であり、図 1.2-18 に示すような L 字型の曲がり管内乱流を可視化し、回転方向の異なるスワール流れを観測した。また、このスワールの回転方向が周期的に切り替わることを示唆した。この切り替わりの原因としては、曲がり後の剥離に起因するものであると結論付けている。しかし、この現象は乱流場における大スケールの非定常現象であるため、定量的な評価には多点の非定常データを同時に計測する必要があり、当時の技術では難しかった。近年では、PIV や数値計算技術の発展により、現象の理解が進んでいる。Brücker[37]は 90°曲がり管における $Re_m = 2000, 5000$ の流れ場を PIV により計測した。図 1.2-19 (a) に曲がり下流における面内速度ベクトルの計測結果と、渦度のコンターを示す。図中の赤い線は二次流れの対称面を示しており、上下は別の時刻のデータであるが、対称面が異なる角度を有しており、Tunstall & Harvey らが示したようなスイッチング現象が観測されている。図 1.2-19 (b) には速度変動のパワースペクトルを示す。なお、横軸はストローハル数 ($St = fD/U$) で無次元化されている。ピークの位置を見ると、 $St = 0.03, 0.12$ にあり、これらの周波数でスイッチングが生じていた。数値シミュレーションを用いた研究としては、Rutten ら[38,39]は $Re_m = 5000 - 27000$ で曲がり管内流れの Large Eddy Simulation (LES) を行い、Dean 渦の振動現象を再現した。この際、彼らは管路に働く力のスペクトルから、低周波 ($St = 0.005 - 0.01$) と高周波 ($St = 0.2 - 0.3$) の二種類のピークがあり、低周波側の変動が SS に関係していることを示した。その他にも SS に関する研究は PIV[40,41,42,43] や数値計算[44,45,46] を用いて盛んに研究されており、Hufnagel ら[47]によりまとめられている。図 1.2-20 に Hufnagel らがまとめた SS の周波数と Re_m 、曲率の関係を示す。 Re_m や曲率によって SS の発生周波数 (St 数) が変化しているが、計測技術の発達した 1990 年代以降の結果では低周波側が 0.01-0.04、高周波側が 0.09-0.33 にあることが多いようである。

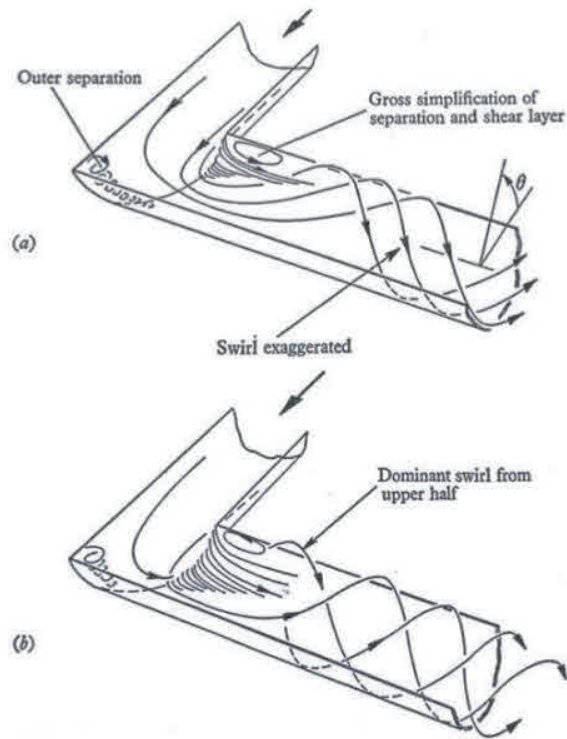


図 1.2-18 Tunstall & Harvey による流れのパターン. a と b はそれぞれ回転方向が異なり、SS が観測されている。

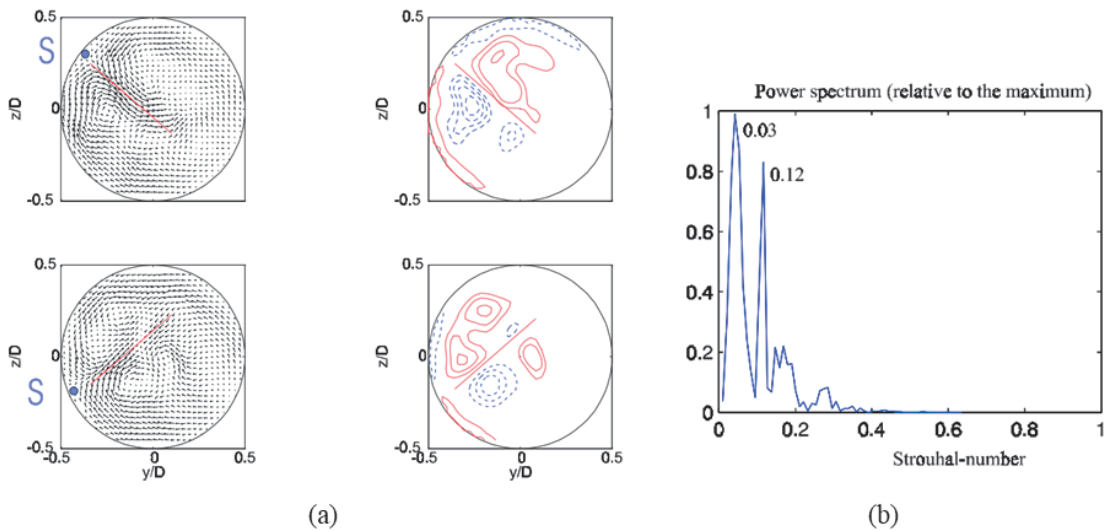


図 1.2-19 Brücker による PIV による SS の可視化結果, (a) 面内速度ベクトルと渦度のコンター, (b) 速度のパワースペクトル

Reference	δ	Re	St
Tunstall & Harvey (1968)	1	50 000 – 230 000	$2 \times 10^{-4} - 4.5 \times 10^{-3}$
Brücker (1998)	0.5	5 000	0.03, 0.12
Rütten <i>et al.</i> (2001, 2005)	0.167, 0.5	27 000	5.5×10^{-3}
Sakakibara <i>et al.</i> (2010)	0.75	120 000	0.02 – 0.07
Hellström <i>et al.</i> (2013)	0.5	25 000	0.16, 0.33
Kalpakli Vester & Örlü (2013)	0.31	34 000	0.04
Kalpakli Vester <i>et al.</i> (2015)	0.39	24 000	0.04
Carlsson <i>et al.</i> (2015)	0.32, 0.5, 0.7, 1	34 000	0.003 – 0.01, 0.13, 0.5 – 0.6
Noorani & Schlatter (2016)	0.1, 0.3	11 700	0.01, 0.087

図 1.2-20 過去の研究における曲率: $\delta(=D/2R_c)$, Re_m , St の関係

c. 他の曲がり形状や複数曲がりの影響

他の曲がり形状に関しては，U字型や非平面型[48,49,50,51]，S字型[52,53]に配置された背中合わせの屈曲部における流れのダイナミクスが研究されている．例えば，Mazhar[54]とNg[55]は，PIVと熱線流速計による計測を実施し，曲げ角などの影響を評価している．本研究の曲がり形状に近い研究としては，Hanら[56]が実施した研究がある．図1.2-21にHanらが実施した数値計算結果における，各方向に曲げられた二重曲がり管の渦構造の可視化結果を示す．曲げの方向や間隔によって二次流れの形や位置が異なっていることが分かる．また，この際にHanらは数値計算手法として ω -RSM (Reynolds stress model)を用いている．図1.2-22に示す通り，曲がり後の速度分布において，壁関数を用いたRNG k - ϵ モデル[57]よりも ω -RSMの方が実験結果やLESの計算結果[58]に近い分布が得られていることが分かる．これは，曲がりによる剥離などにより速度分布の形が複雑に変化するため，壁関数では表現できないことに起因すると考えられる．

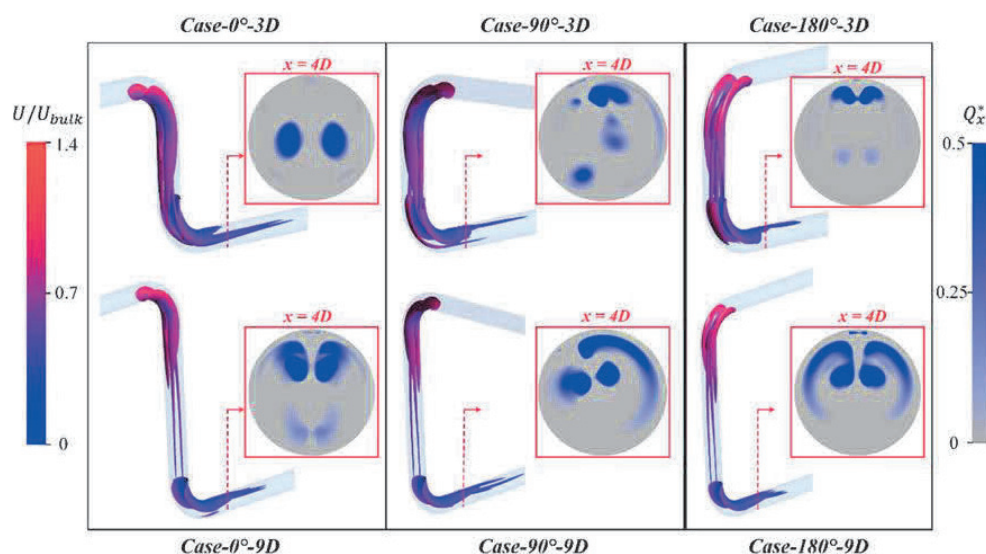


図 1.2-21 Hanらによる数値計算結果．二重曲がり管における渦構造の可視化

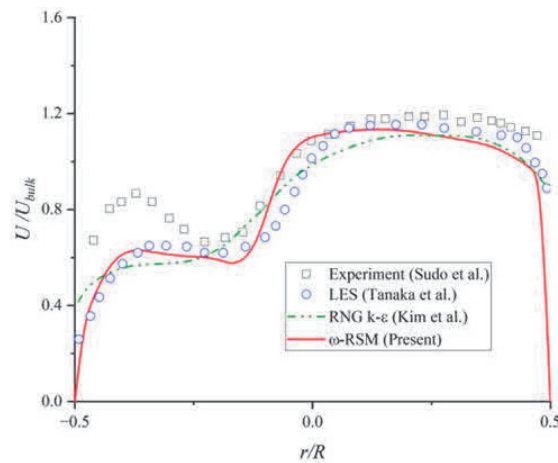


図 1.2-22 Han らによる乱流モデルの比較. 曲がり出口における軸方向流速分布 ($Re_m = 60000$)

1.2.3 直管内脈動流の流動特性

a. 層流域における直管内脈動流の流動特性

脈動流とは、圧力勾配や主流速度が周期的に変動する流れのうち、時間平均流速を持つものを指す。時間平均流速を持たない場合は振動流と呼ばれる。脈動流についての研究は古くは Wormersley らの研究[59]が有名である。Wormesley らは振動がある場合の流れについて理論解析を実施し、解析解を導いた。論文中では下記の Wormersley 数と呼ばれる無次元パラメータにより、振動の影響を評価した。

$$Wo = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{2\pi f_p}{\nu}}. \quad (1-6)$$

ここで、 f_p は振動周波数である。前述したレイノルズ数は定常流体に対する慣性力と粘性力の比であるが、 Wo は振動流体に対する慣性力と粘性力の比を表している。図 1.2-23 は中西による 2 次元層流場における脈動流の理論解における、半周期分の速度分布を示している[60]。低い Wo では、速度分布は放物状になっている。これは定常流と同様に、振動流体の粘性力が支配的になったためである。高い Wo では、速度分布は平たくなっている。これは、壁面の極近傍を除いて、振動流体の粘性力よりも慣性力が卓越したためである。また、高い Wo では、主流速度のピークが管中心ではなく壁面近傍に現れるという特長がある。これは、発見者の名にちなんで Richardson の円環効果と呼ばれている。

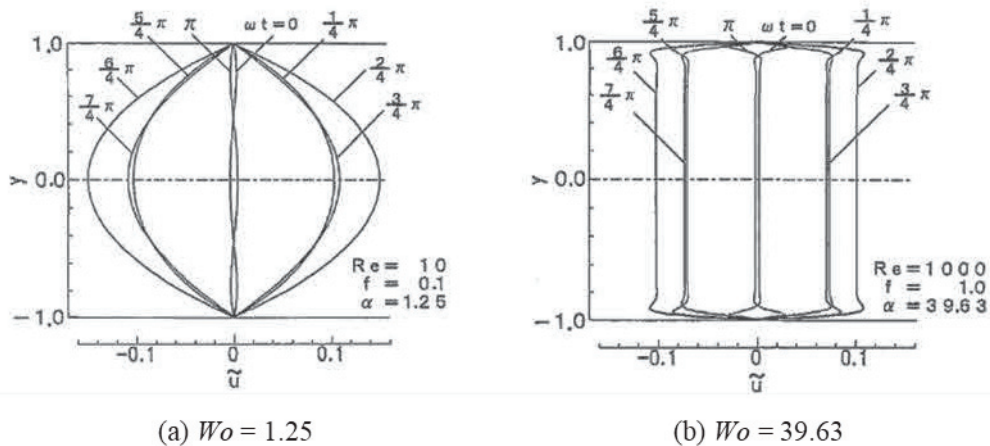


図 1.2-23 中西らによる脈動層流場の解析結果. 主流速度分布

b. 乱流域における直管内脈動流の流動特性

乱流域における脈動流の流動特性に関する研究においては、解析的な取扱いが難しいため、熱線流速計による計測的な評価が主となっている。まず特徴的な現象として、脈動振幅が大きい場合に流速の下限付近で流速が著しく小さくなることで、乱れが減衰し層流状態に近くなる現象（再層流化）がある。これは様々な研究者により観測[61,62,63,64]されているが、近江らにより発生条件が整理された[65]。近江らの熱線流速計による管中心流速の計測結果を図 1.2-24 に示す。脈動流の研究では、脈動の強さを表すパラメータとして、 Wo や Re_m のほかに、下式で示す脈動レイノルズ数が使用された。

$$Re_p = U_p D / \nu, \quad (1-7)$$

ここで、 U_p は主流速度の脈動振幅値である。図 1.2-24 を見ると、流速が大きいときには乱れが大きい、流速が小さいときは乱れがなくなっていることが分かる。これが再層流化現象である。この現象により、一時的に乱れがなくなるため、管摩擦係数などに大きな影響を与えることが示されている[66,67,68]。興味深い研究としては、Ramaprian[69]らは脈動周波数がバースト周期に近い場合、レイノルズ応力が凍結され一定値を取るという結果を得ている。

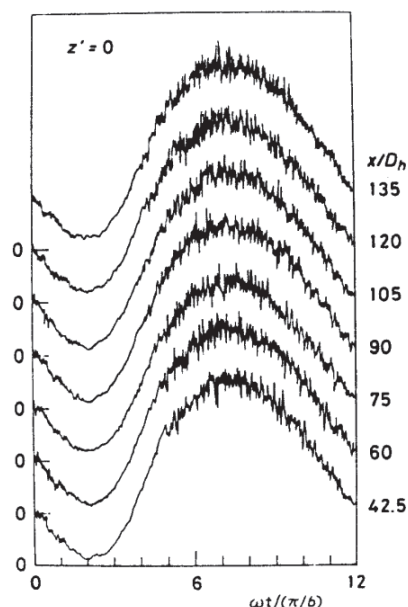
(a) 速度波形 ($y/a=0, z/b=0$)

図 1.2-24 近江らによる熱線流速計を用いた計測結果. 脈動流における管中心の速度変動 ($Wo = 9.31, Re_m = 25800, Re_p = 21300$)

1.2.4 曲がり管内脈動流の流動特性

a. 層流域における曲がり管内脈動流の流動特性

曲がり管内の振動流れにおける二次流れの理論解析を初めて実施したのは, Lyne[70]による研究である. Lyne は圧力勾配が正弦的に振動する理想的な振動流れにおける解析を実施した. 図 1.2-25 に Lyne が導いた二次流れのイラストを示す. 断面内には合計 4 つの二次渦が存在し, 外側にある渦が Dean 渦である. 中央にある渦のペアは Dean 渦とは逆回転であり, Lyne 渦と呼ばれる. この振動流における Lyne 渦の発生は, Zalosh & Nelson[71]なども解析的に示している. また, Sudo ら[72]は曲がり管内の振動層流場 ($De = 40-500, Wo = 5.5-28$) における実験と数値解析を実施し, 図 1.2-26 に示すような様々な形の Lyne 渦を確認している.

Zalosh らによれば, この Lyne 渦が発生する原因は, 主流速度のピークが壁面側にシフトする Richardson の円環効果によるものである. Dean 渦は主流速度分布の形成と粘性の効果により, 圧力勾配と遠心力のアンバランスが生じ, これが駆動力となり生じていた. 振動流の元では円環効果により遠心力が支配的な流速の大きい領域が円環上に分布し, アンバランスが 2 方向で生じる. これにより, Lyne 渦が生じるのである. なお, Lyne 渦は振動流れだけでなく, 脈動流においても生成されることが分かっている[73]. 多田ら[74,75]は, 曲がり管内脈動流の数値解析を実施している. 図 1.2-27 に二次流れの流れ関数について, 平均速度に対する脈動振幅の比 (β) をパラメータとして評価した結果を示している. 脈

動振幅が平均速度に対して大きいときに、明瞭な Lyne 渦が表れていることが分かる。図 1.2-28 は多田が整理した Lyne 渦の出現条件を示したグラフである。高い Wo でかつ脈動振幅が平均速度に対して大きいときに発生し易いことがわかる。この結果は、円環効果により速度ピークが管中心からずれて生じるという、Lyne 渦の生成メカニズムと一致する結果である。なお、矩形管においても Lyne 渦に着目した研究が実施されており、Sumida, Sudo によって円形断面と同様に高 Wo 数条件 ($\alpha > 12$) において Lyne 渦の発生が確認されている。これら脈動/振動層流場における二次流れの研究について、近年では血管内流れなどに関連して医工学への応用[76,77,78,79,80,81]が進んでいる。

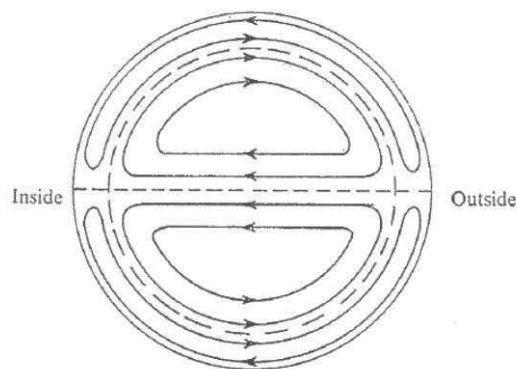


図 1.2-25 Lyne が解析により導いた Lyne 渦のイラスト

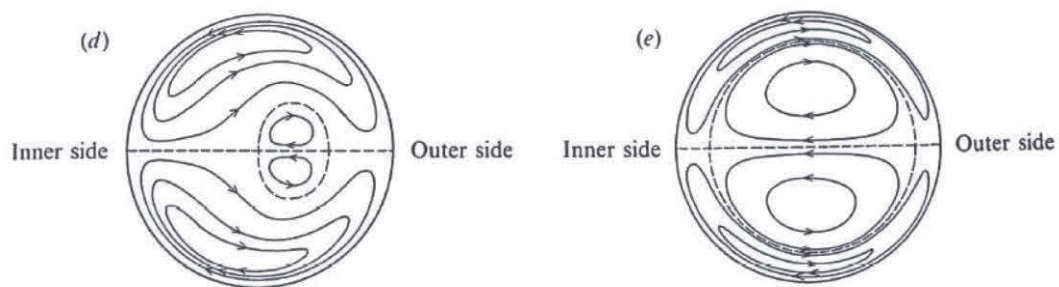


図 1.2-26 Sudo らによる曲がり管内振動層流場における二次流れの分類 左 deformed Lyne circulation, 右 Lyne circulation

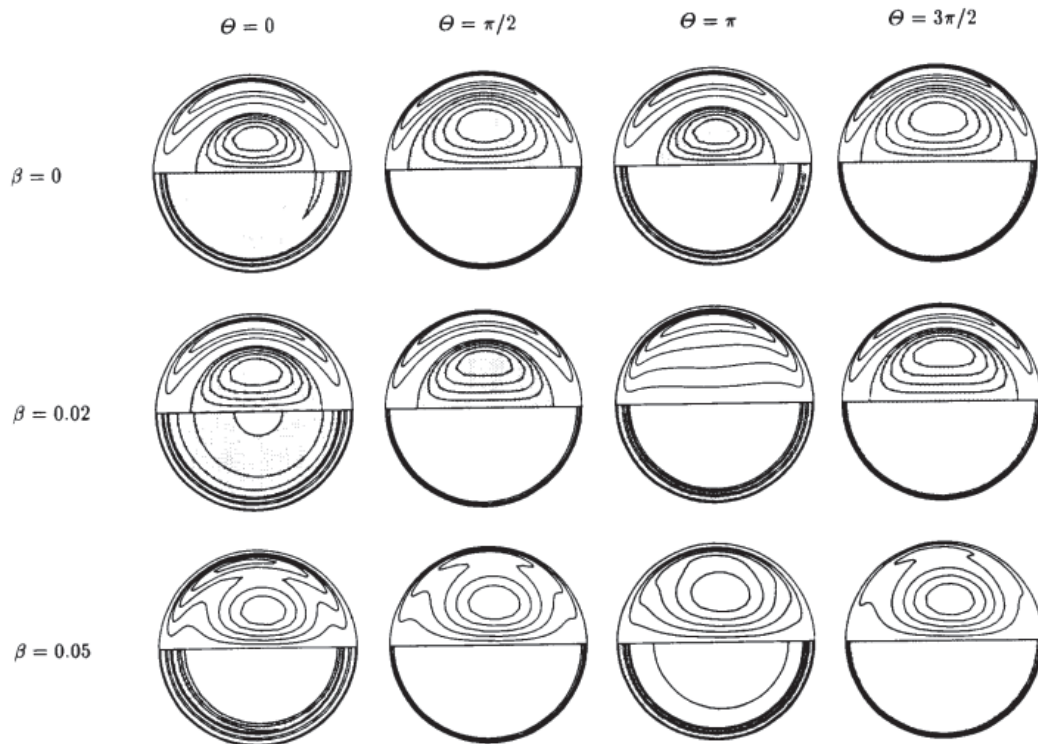


図 1.2-27 多田らによる数値解析結果. 二次流れの流れ関数と軸方向速度 ($De = 176$, $Wo = 34$)

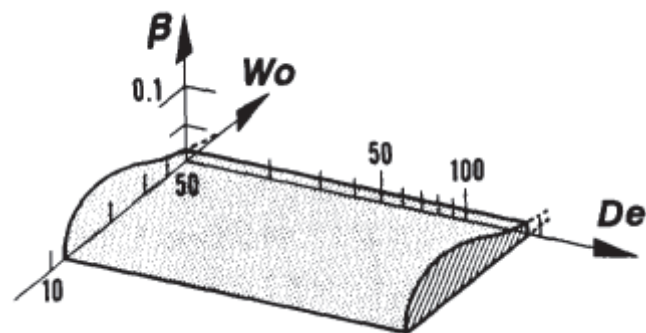


図 1.2-28 多田らが示した Lyne 渦の出現条件

b. 乱流域における曲がり管内脈動流の流動特性

上述したように、生体医工学分野における血管内流動の重要性から、曲がり管内脈動流に関する研究は層流場を対象としたものが多い。しかし、乱流域における曲がり脈動流を対象とした研究もわずかに存在する。Kalpakli ら[82,83,84]は 90° 曲がり管における脈動流をステレオ PIV や熱線流速計を用いて計測した。その結果、減速期に Dean 渦が現れることを明らかにしている。また、本研究で検討した二重曲がり管と密接に関連する S 字管の例で

は、Oki ら[85,86,87]がステレオ PIV を実施して流れ特性を評価し、図 1.2-29 に示すように第 1 および第 2 の曲がり部でそれぞれ Dean 渦および Lyne 渦が形成されることを示した ($Re_m = 37800$, $Wo = 59.1$)。なお、この Lyne 渦は定常流と脈動流れの両方で観測されている。定常流で発生した原因としては、円環効果によるものではなく、第一曲がりによる偏流の履歴により、第二曲がり入口で速度ピークが中心からずれたためであると説明されている。これと同様の S 字管における定常流での Lyne 型渦は、Ng[55]らや Mazhar[54]らによっても確認されている。

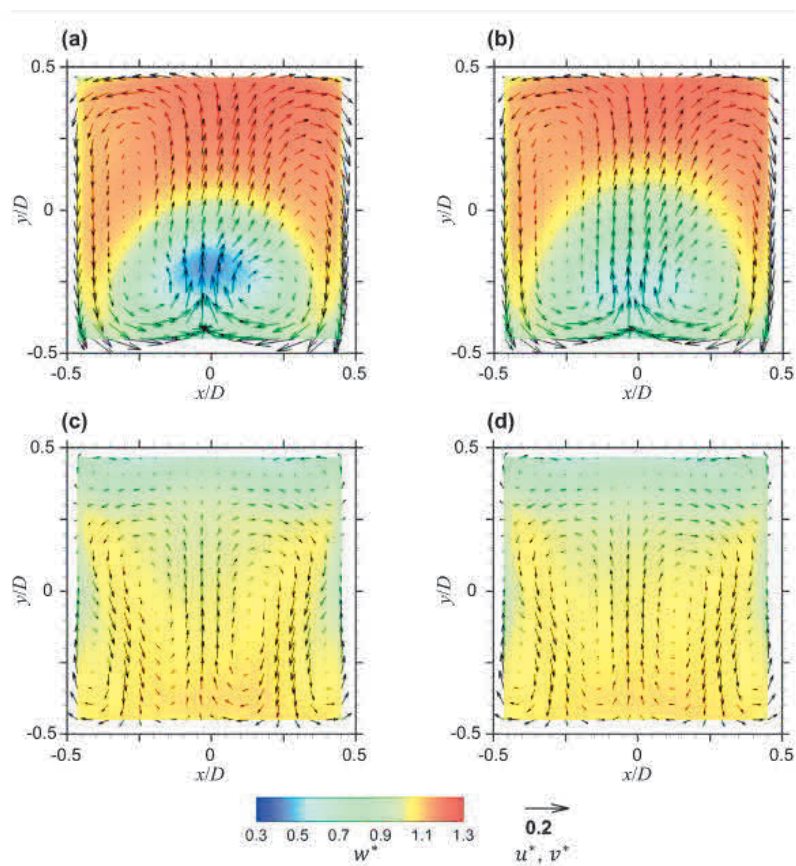


図 1.2-29 大木によるステレオ PIV を用いた断面平均速度場の計測結果, (a) 定常流の第一曲がり出口 (b) 脈動流の第一曲がり出口 (c) 定常流の第二曲がり出口 (d) 脈動流の第二曲がり出口

1.3 直管および曲がり管内定常流・脈動流の伝熱特性に関する研究

1.3.1 直管内定常流の伝熱特性

直管内定常流の伝熱特性については、伝熱機械やエンジン機関等の幅広い工学的応用先があるため、古くから盛んに研究されてきた。本研究に関連の深い、滑らかな管内の発達した定常流れの乱流熱伝達については、Dittus & Boelter [88]の研究が先駆けとなっている。彼らは幅広い範囲の Re_m と Nu の実験結果から、両者の関係を表す相関式を以下の形で示した。

$$Nu = 0.023 Re_m^{0.8} Pr^{0.3} \quad (0.6 \leq Pr \leq 160, 10^4 \leq Re_m) \quad (1-8)$$

ここで、 $Pr (= \mu C_p / k)$ はプラントル数と呼ばれる無次元数で、熱エネルギー拡散の度合いと運動エネルギー拡散の度合いの比から定義され、粘度、比熱、熱伝導率を用いて表される。 $Nu (= hD/k)$ はヌセルト数と呼ばれる無次元数で、対流する流体の熱伝導と熱伝達の比から定義され、熱伝達率、代表長さ、熱伝導率を用いて表される。この式はヌセルト数がプラントル数とレイノルズ数の増加に従って増加することを示している。レイノルズ数が増えると乱れが大きくなるので運動エネルギー拡散が増加することを考えると、直観的な理解と一致する式であると言える。しかし、この式はシンプルで使いやすい反面、誤差が大きくなりやすい傾向がある。そこで、Gnielinski [89,90] はより精度の高い以下の式を提案している。

$$Nu = \frac{(f/8)(Re-1000)Pr}{1.07 + 12.7\sqrt{f/8}(Pr^{2/3}-1)} \quad \text{for } 10^4 < Re < 5 \times 10^6 \quad (1-9)$$

$$Nu = \frac{(f/8)Re Pr}{1.07 + 12.7\sqrt{f/8}(Pr^{2/3}-1)} \quad \text{for } Re < 10^4 \quad (1-10)$$

ここで f は摩擦係数であり、Filonenko [91] により下記式が提案されている。

$$f = (1.8 \log_{10} Re - 1.5)^{-2} \quad (1-11)$$

また、Taler ら [92] により、下記の様な式も提案されている。

$$Nu = 0.02155 Re_m^{0.8018} Pr^{0.7095} \quad (0.1 \leq Pr \leq 1, 3 \cdot 10^3 \leq Re_m \leq 10^6) \quad (1-12)$$

図 1.3-1 に各相関式と実験結果[93,94,95,96]の比較を示す。大域的に見ると似た傾向だが、定量的に最も実験と一致しているのは Gnielinski の式であるため、本研究のリファレンスとしてはこの式を用いた。

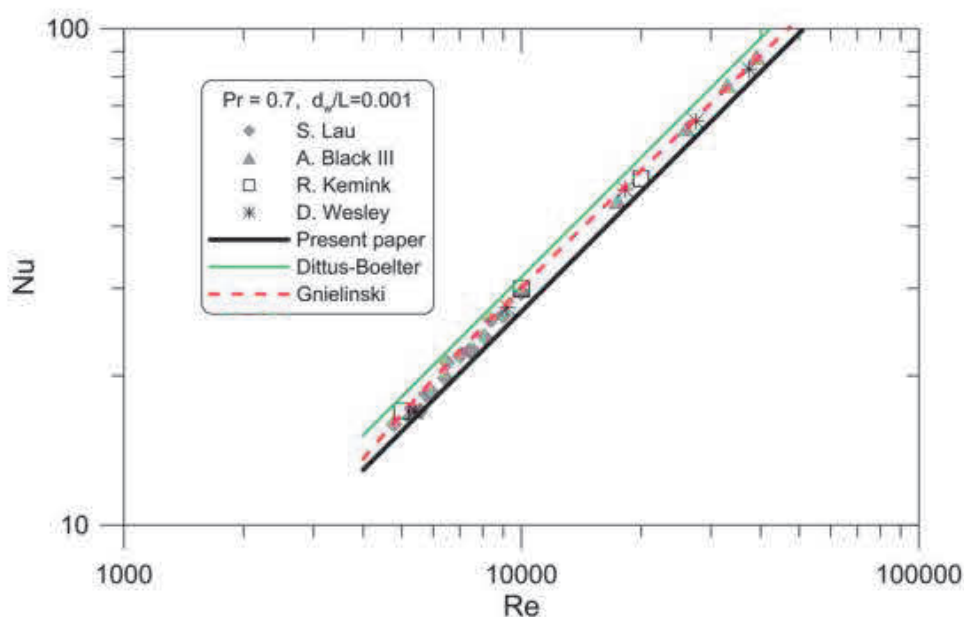


図 1.3-1 Taler らによる各実験相関式の比較結果。Present paper は Taler らが提案した実験相関式 (式 1-12)

1.3.2 曲がり管内定常流の伝熱特性

曲がり管における伝熱特性について、形状が単純な単一曲がり管における伝熱特性の研究については、いくつかの研究がなされている。Wavell[97]らは、曲がりの外側において熱伝達率が大きくなり、この傾向は曲率が大きいと顕著になることを示した。また、曲率を含む熱伝達率の予測式を提案している。Sparrow[98]らは円形断面の曲げ角が異なる管 (30°, 60°, 90°) について、乱流領域における局所的な物質輸送/熱伝達の実験的に求め、内側よりも外側の方が物質輸送/熱伝達は促進されるが、レイノルズ数が増加するにつれてその偏差は減少することを示している。また、Guo ら[99]は 90°曲がり管内の高速気流 ($Re_m = 60000$) において、断面温度分布の計測を実施しており、図 1.3-2 に示す通り、曲がりにより流体の高温コアが外側に偏ることを実験的に明らかにしている。また、RNG $k-\epsilon$ モデルを用いた CHT 解析も実施しており、図 1.3-2 に示す通り断面温度分布の偏りを定性

的に再現することが出来ている。しかし、図 1.3-3 (a)に示すように粗い計算メッシュを設定したため、壁面近傍の速度分布は壁関数により与えられている。これにより、図 1.3-3 (b)に示す通り、速度分布を定量的には再現出来ていない。よって、図 1.3-4 に示すように、軸方向の温度分布が実験とは少し異なっており、定量的な伝熱の分析は難しい。しかし、定性的な傾向分析は出来るものとして、評価を行っている。図 1.3-4 に示す通り、曲がり部で温度が急落しており、伝熱促進が生じていることが分かる。この原因については、図 1.3-2 に示す通り各内壁面における熱流束分布の評価を実施しており、曲がり内側よりも外側/上側の熱流束が大きくなっていることが分かる。この外側の熱流束増大が、曲がりによる伝熱促進を与えたと示唆している。曲がり外側で伝熱促進が生じたメカニズムとしては、第一曲がり部の外側に遠心力による高温コアが出現することで、壁温に対して壁近傍の流体温度が大きくなり、熱伝達が促進されたためであることを示唆している。しかし、前述した通り、この研究で用いた RNG $k-\epsilon$ モデルでは速度分布や軸方向温度勾配の定量的な再現が出来なかったため、伝熱メカニズムを解明するところまでは到達していない。

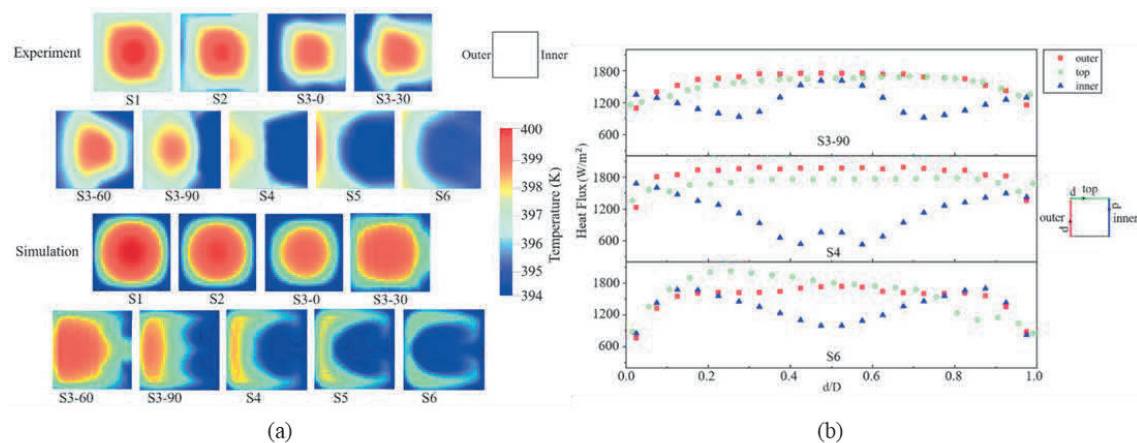


図 1.3-2 Guo らによる 90°曲がり管における熱伝達特性評価結果 (a) 断面温度分布の計測結果と数値計算結果 (b)数値計算結果における各面の熱流束分布

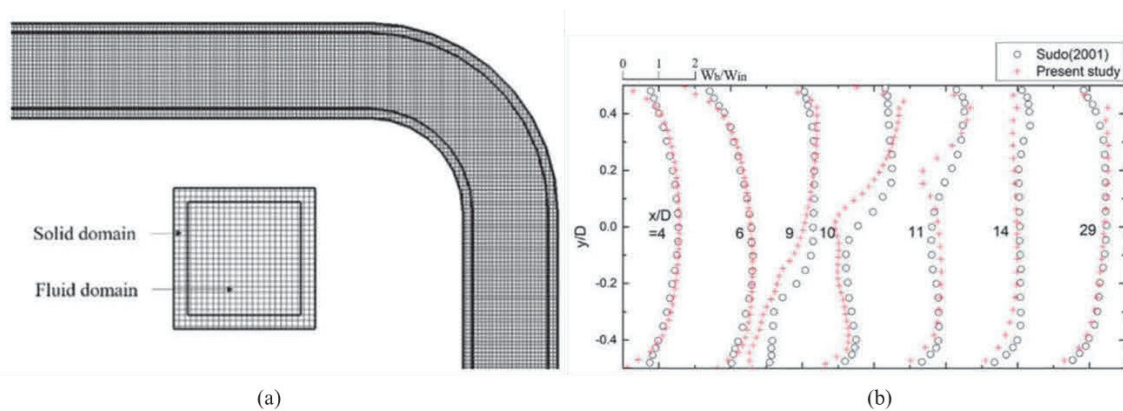


図 1.3-3 Guo らによる CHT を用いた数値計算の概要 (a) メッシュ (b) 速度分布の検証結果

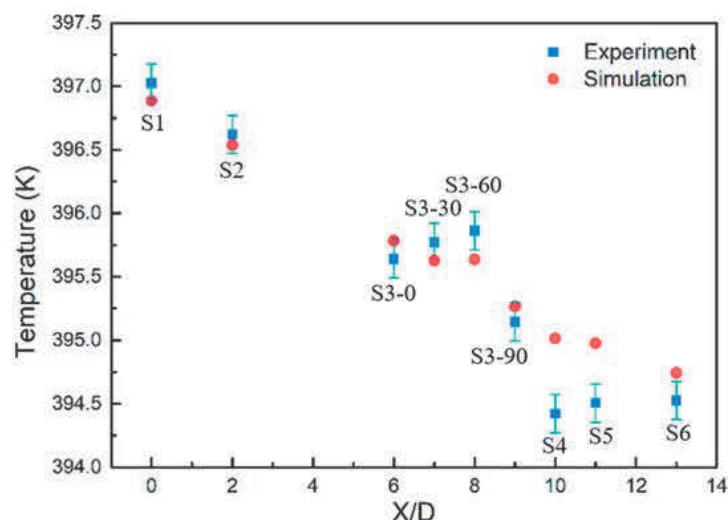


図 1.3-4 Guo らによる実験結果と CHT 計算結果における断面平均温度

その他の曲がり形状についての研究は、主にコイル型や U 字管などについて実施されている。コイル型については、理論的研究[100]や実験的評価[101,102,103]、数値計算[104]などが盛んに実施されており、文献[105]にまとめられている。伝熱メカニズムに踏み込んだ研究としては、Liberto[106]らの LES による数値計算を用いた研究がある。彼らは $Re_m = 12630 \sim 17350$ で異なる曲率（管半径と曲がり半径の比、 $\delta = 0, 0.1, 0.3$ ）のヘリカルコイルの熱伝達特性を評価した。その結果を図 1.3-5 に示すとおり、コイル型の管においても曲がりの外側で熱伝達率が大きくなることを示した。また、曲率に比例して全体の熱伝達率が上昇することも示した。このメカニズムとしては、曲率が大きいと高速かつ低温（壁から流体の熱伝達の場合）の流体がより外側へ押しやられることであると説明されている。また、U 字管についても実験的評価[107,108]や数値計算[109,110,111,112]が盛んに実施されている。こちらの管においても曲がりの外側で熱伝達率が大きくなることが確認されている。ヘリカルコイルや U 字管の数値計算においては、上述したように LES モデルが用いられる場合が多いが、RANS を用いた研究もある。Di Piazza と Ciofalo [113]は、DNS と ω -RSM, k - ω SST, k - ϵ （壁関数を使用）の計算結果を比較した（ $Re_m = 14000$ - 80000 , $Pr = 0.7$ - 5.6 and $\delta = 0.003$ - 0.3 ）。図 1.3-6 に方位角に対する無次元壁面せん断応力の分布における計算手法の比較結果を示す。DNS を正解データとすると、 ω -RSM と k - ω SST は比較的良く分布を再現出来ていると言える。一方、壁関数を使用する k - ϵ モデルではかなり分布が異なることが分かる。右図の局所 Nu 数についても同様の傾向が見られており、 ω -RSM と k - ω SST は比較的良く分布を再現出来ている。彼らは、 ω -RSM もしくは k - ω SST を用いれば、圧力損失や熱伝達等の特性をよく再現できると結論付けている。

尚、本研究に近い形状である S 字の二重曲がり管における研究もあるが、物質輸送を評価した研究[114,115]が多く、伝熱特性に関する研究が不足している。

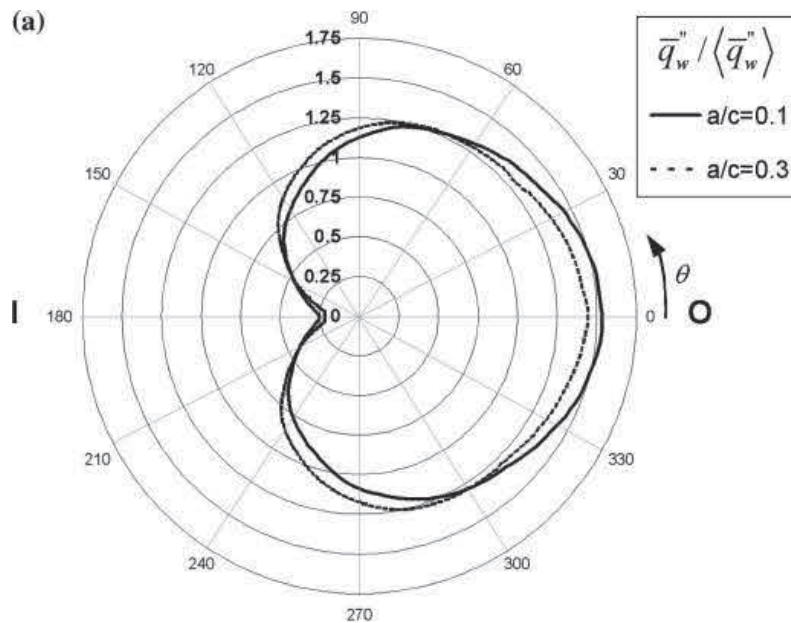


図 1.3-5 Liberto らによるヘリカルコイルの数値計算における，局所壁面熱流束の評価
 ($Re_m = 15385, 12630, \delta = 0.1, 0.3$)

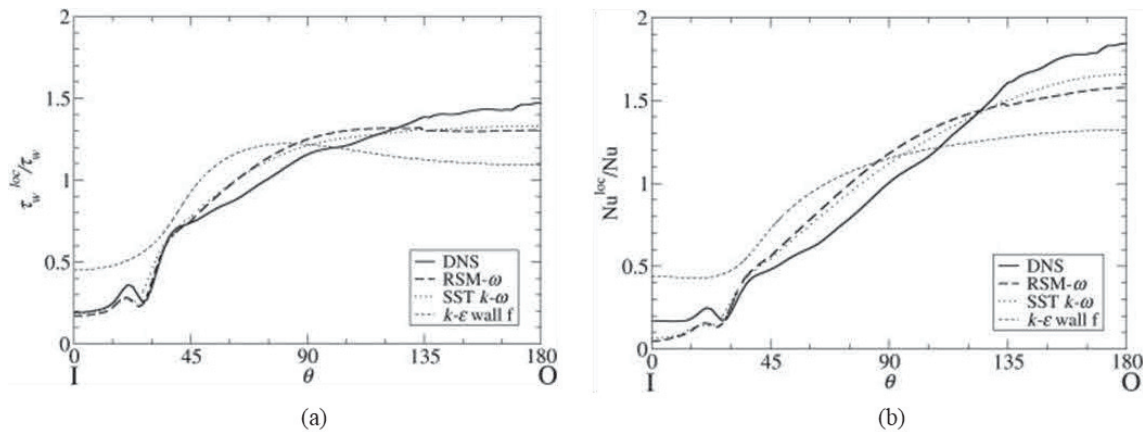


図 1.3-6 Liberto らによるヘリカルコイルの数値計算における，計算手法の比較 (a) 方位角
 に対する無次元壁面せん断応力の分布 (b) 方位角に対する無次元局所 Nu 数の分布 ($Re_m =$
 $14000, \delta = 0.3$)

1.3.3 直管内脈動流の伝熱特性

直管内脈動流における伝熱特性の研究は，1960年代よりパルス燃焼器を応用先として研究が行われてきた。Hanby[116]は，パルス燃焼器を用いて，脈動流の速度振幅と熱伝達率の関係を評価した。その結果， $Re_p / Re_m > 1$ のとき，熱伝達率は速度振幅に比例して増加することがわかった。図 1.3-7 に実験結果と準定常理論から得られた理論値を示しているが，実験は理論と定量的に一致している($B \approx Re_p / Re_m$)。ただしこの結果は，平均レイノルズ数 $6000 \leq Re_m \leq 16000$ ，脈動周波数 $f_p = 100$ Hz という，周波数とレイノルズ数の限られた範

圃で行われた実験から得られたものである。Dec and Keller [117]も、パルス燃焼器を用いて様々な周波数 ($3100 \leq Re_m \leq 4750$, $54 \text{ Hz} \leq f_p \leq 101 \text{ Hz}$) に対する脈動流の熱伝達率を評価した。彼らは、 $Re_p / Re_m > 1$ のときに熱伝達率が増加する傾向が準定常理論と一致することを明らかにした。しかし、準定常理論は脈動周波数の影響を考慮していないため、実験結果と一致しない場合があることが示した。これに対し、石野ら[118]はピストン・クランク機構を用いて脈動流 ($8000 \leq Re_m \leq 12800$, $5 \text{ Hz} \leq f_p \leq 20 \text{ Hz}$) を発生させ、熱線流速計により流動特性と熱伝達特性を評価した。その結果を図 1.3-8 に示す、図 1.3-8 (a) より、大振幅で流速が小さくなると、乱れがなくなるいわゆる再層流化現象が生じていることが分かる。また、図 1.3-8 (b) より熱伝達率は $Re_p / Re_m > 3$ の条件下で速度振幅の増加とともに増加し、準定常理論と定性的によく一致した(図中では Re_p が Re_b で定義されている)。これは、準定常理論が逆流による流速の絶対値の平均値の増加を表現できるためである。しかし、一方で、 Re_p / Re_m が小さいと準定常状態の理論値から大きく乖離していた。これは、逆流の影響が支配的でなくなるためであると考えられる。石野らの実験で確認された再層流化などの非線形による影響は準定常理論では予測できないため、小振幅では使用できないとみられる。そのため、準定常理論はパルス燃焼器などの振幅が大きい機器には使用できるが、エンジン吸排気流れや伝熱機器などの振幅が小さい機器には使用できない。

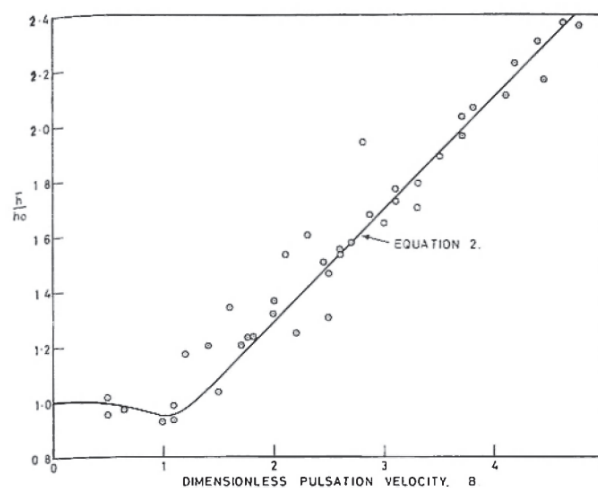


Fig. 7 Experimental and predicted values of heat transfer coefficient improvement ratio

図 1.3-7 Hanby による実験と理論値における速度振幅と熱伝達率の関係

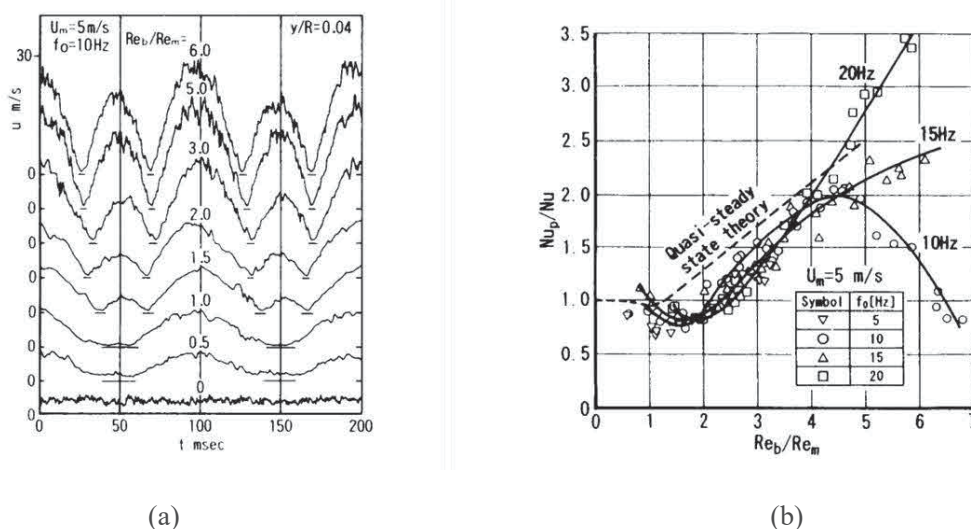


図 1.3-8 石野らによる実験. 大振幅の脈動流れにおける (a) 速度波形, (b) 脈動振幅とヌセルト数の関係

さて、小振幅の場合は準定常理論が使用できないので、 Re_p / Re_m が比較的小さい場合の伝熱・流れ場に関する知見を蓄積するためには、実験や数値計算による評価が必須となる。まず、数値計算による研究として、Guo と Sung [119] は、層流脈動流を計算し、脈動による伝熱促進は常に流速振幅が平均流速よりも大きい場合に生じることを示した。Wang と Zhang [120] は、乱流脈動流 ($8000 \leq Re_m \leq 80000$, $10 \leq Wo \leq 60$) の数値シミュレーションを行った。その結果、熱伝達の促進は主にウオマスリ数と流速振幅に影響され、流速振幅が特定の値を超えると強く促進されることが示された。小さな速度振幅 ($Re_p / Re_m \leq 3$) の条件下における実験的な研究もいくつか実施されている。Zohir ら [121] は、2つの対向ピストンによって発生する脈動乱流 ($1366 \leq Re_m \leq 12000$, $1 \text{ Hz} \leq f_p \leq 10 \text{ Hz}$) の研究において、熱伝達率が脈動周波数、速度振幅、およびレイノルズ数に強く影響されることを発見した。Elshafei ら [122] は、配管出口を開閉して脈動流 ($10000 \leq Re_m \leq 40000$, $6.6 \text{ Hz} \leq f_p \leq 68 \text{ Hz}$) を発生させた。彼らは、熱伝達、レイノルズ数、脈動周波数の関係性を評価した。その結果、ヌセルト数には周波数特性があり、バースト周波数付近で増加する傾向があることがわかった。また、実験と同じ条件で CFD シミュレーションを行い、k- ϵ モデルが伝熱特性を再現できることを示している [123]。Habib ら [124] は、バルブの開閉によって脈動流 ($8462 \leq Re_m \leq 48540$, $1 \text{ Hz} \leq f_p \leq 29.5 \text{ Hz}$) を発生させ、伝熱特性を実験的に評価した。図 1.3-10 に脈動周波数と定常流に対する相対 Nu 数の関係を示す。Re 数によって多少傾向は異なるが、ヌセルト数のピークは 10-20 Hz に存在しており、これは既存研究から推定されるバースティング周波数の範囲とオーバーラップしている。よって、バースティング周波数との共鳴により、伝熱促進が生じたと評価している。また、彼らのグループは脈動乱流中の熱伝達に関する他の研究も行っており、層流下での熱伝達 [125] と配管入口での熱伝達 [126, 127] を

評価している。その他にも、伝熱デバイスを応用対象とした研究が数多く行われている [128,129]。近年、自動車エンジンの排気管に関する研究も少数ながら行われている。Simonetti ら [130] は、単気筒エンジンのバルブ開閉により脈動流 ($10000 \leq Re_m \leq 50000$, $10\text{Hz} \leq f_p \leq 95\text{Hz}$) を発生させ、伝熱特性を実験的に評価した。図 1.3-10 に脈動周波数と定常流に対する相対ヌセルト数の関係を示す。20, 50, 80 Hz 付近で相対ヌセルト数が増加しているのが分かる。この原因として、彼らは配管の気柱共鳴の周波数がこの近傍にあり、速度振幅が増加することで脈動による伝熱促進が生じて、ヌセルト数が大きくなったと評価している。Sorin ら [131] も、バルブの開閉によって脈動流 ($17000 \leq Re_m \leq 30000$, $5\text{Hz} \leq f_p \leq 25\text{Hz}$) を発生させ、伝熱特性を実験的に評価した。図 1.3-11 に脈動周波数と相対ヌセルト数の関係を示す。相対ヌセルト数は周波数特性を持ち、13 Hz 近傍でピークを有することが分かる。この際、実験系における配管の固有振動数が 13.4 Hz であったため、彼らは配管構造と脈動の共振が生じることで、伝熱の促進が生じたと結論付けている。

以上の先行研究で用いられた実験条件を表 1-1 に示す。パルス燃焼器を対象とした Re_p / Re_m が大きい研究については盛んに実施されており、熱伝達率の予測理論も完備されている。一方、 Re_p / Re_m が小さい研究は熱伝達率の予測が難しいため実験的な研究がいくつかなされている。しかし、自動車排気管を想定した研究は不足しており、 Re_m が 50,000 を超えるような条件ではほぼない。

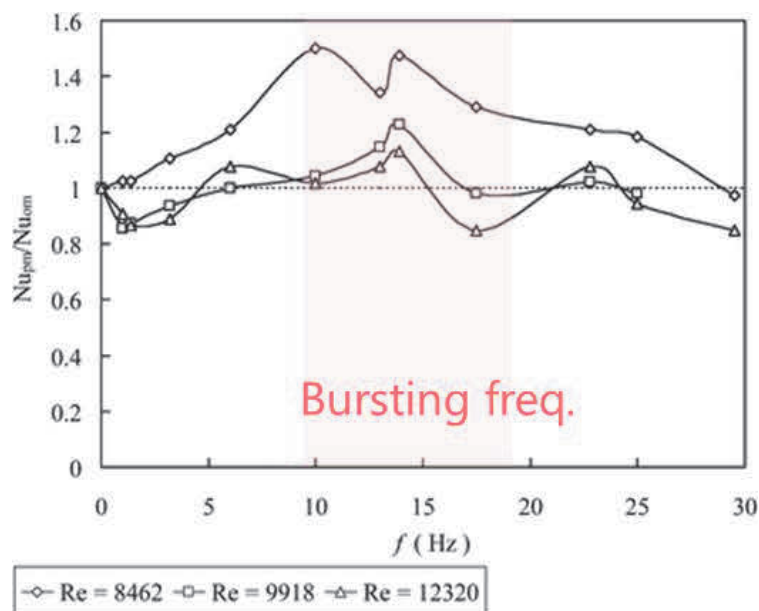


図 1.3-9 Habib らによる実験。直管内脈動流におけるヌセルト数の周波数特性

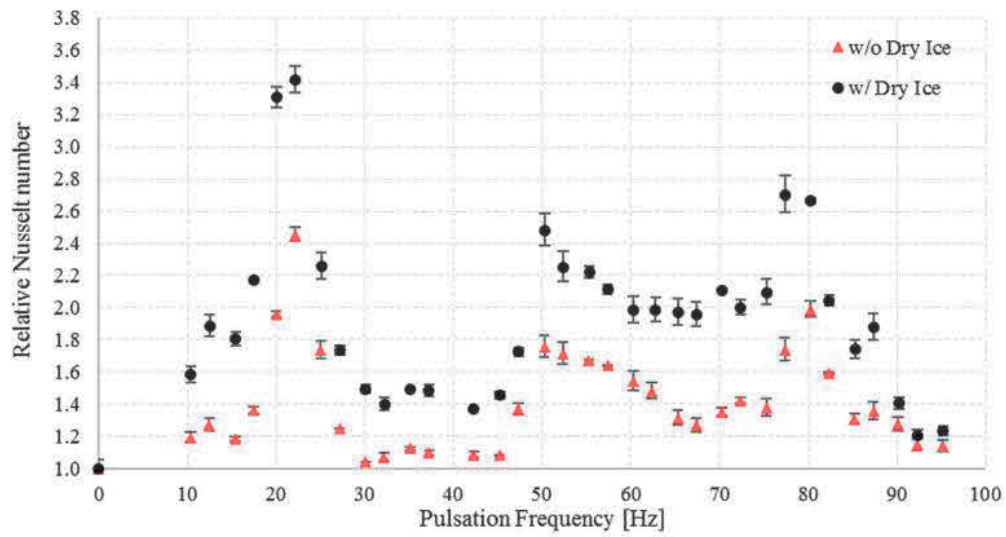


Fig. 8. Relative time-averaged Nusselt number, $L = 5.91$ m.

図 1.3-10 Simonetti らによる実験. 直管内脈動流におけるヌセルト数の周波数特性.

※w/ Dry Ice は試験セクション下流をドライアイスで冷やした条件. 大きな逆流による試験セクション外の下流部からの空気流入による影響を評価するために実施されたが, 本論とはあまり関係ないので説明は割愛する.

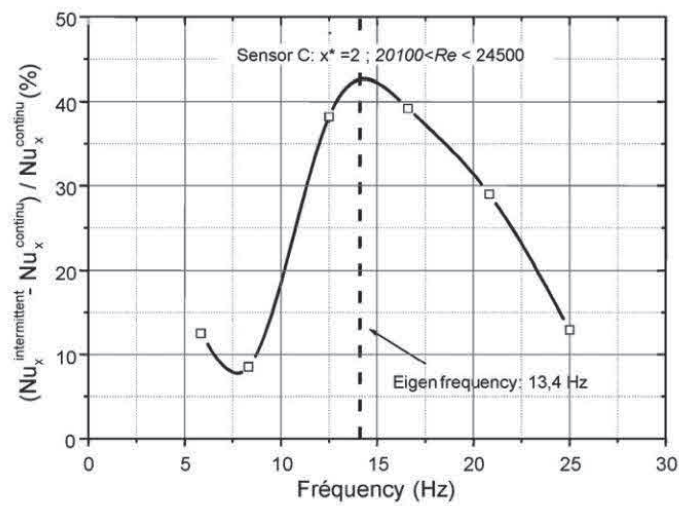


図 1.3-11 Sorin らによる実験. 片持ちで固定された直管内の脈動流におけるヌセルト数の周波数特性

表 1-1 脈動流の伝熱特性についての先行研究の条件表

応用先	時間平均 Re 数: Re_m	脈動周波数 or Wo 数	脈動振幅	概要
パルス燃焼器	$3100 \leq Re_m \leq 16000$	$5 \text{ Hz} \leq f_p \leq 101 \text{ Hz}$	$0 \leq Re_p / Re_m \leq 10$	ヌセルト数は振幅が大きくなるにつれて増加し、大きな振幅に対しては準定常理論によって予測することができる。
伝熱機器等	$1366 \leq Re_m \leq 48540$	$1 \text{ Hz} \leq f_p \leq 68 \text{ Hz}$	$0 \leq Re_p / Re_m \leq 3$ (roughly)	熱伝達の促進または抑制は、脈動によって引き起こされる流れの状態によって、小さな振幅で起こる可能性がある。脈動周波数がバースト周波数と一致する場合、熱伝達が促進される可能性が高い。
エンジン 排気管	$10000 \leq Re_m \leq 50000$ $17000 \leq Re_m \leq 30000$	$10 \text{ Hz} \leq f_p \leq 95 \text{ Hz}$ $5 \text{ Hz} \leq f_p \leq 25 \text{ Hz}$	$0 \leq Re_p / Re_m \leq 9$ -	熱伝達の促進は、気柱共鳴と配管構造共鳴の周波数で起こる。

1.3.4 曲がり管内脈動流の伝熱特性

曲がり管内脈動流の伝熱特性を対象とした研究として、Zhai らが行ったパルス燃焼器を応用先とした研究がある。彼らはヘルムホルツ型のパルス燃焼器を用いて、曲がり角がヌセルト数に及ぼす影響を実験的に調べた[132]。図 1.4-1 に彼らを実験的に求めた、各曲げ角において直管のヌセルト数と曲がり管のヌセルト数の相関をとったものを示す。いずれの曲げ角においても、曲がり角があることでヌセルト数が増大し、伝熱促進が生じることが明らかとなった。また、この相関式と直管脈動流の熱伝達率予測で使用された準定常理論を組み合わせることで、曲がり角を有する脈動流においても熱伝達率が予測できるとした。また、彼らは v_2-f モデルを用いた非定常 RANS による数値計算で、パルス燃焼器の管内伝熱特性を予測できるとしている[133]。しかし、これらの研究はパルス燃焼器で脈動振幅が極端に大きい条件において、逆流による実質流速の増加伝熱促進の主要因となる場合に適用できるものであるため、本研究で対象とするような脈動レイノルズ数が小さく時間平均レイノルズ数が大きい流動条件に適用するのは難しい。

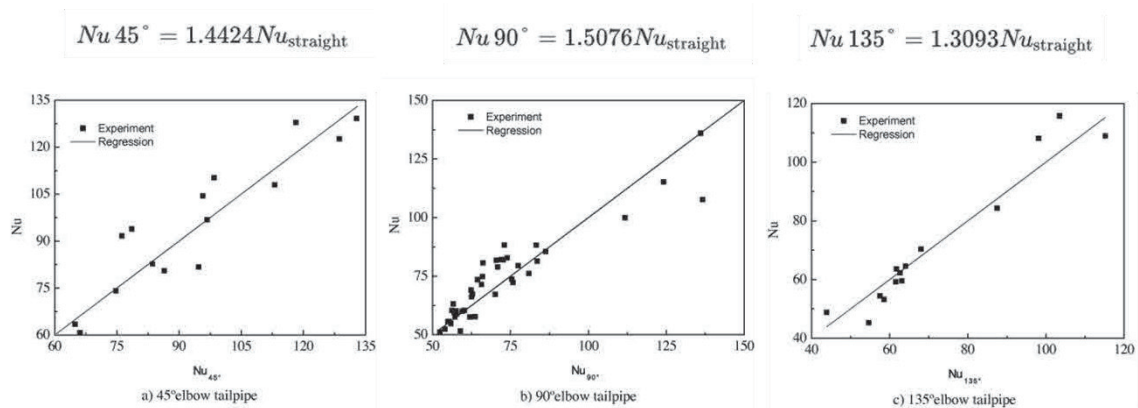


図 1.4-1 Zhai らによる実験. パルス燃焼器における曲管のヌセルト数と直管のヌセルト数の関係. a)-c)はそれぞれ, 45°, 90°, 135°の曲がり角における結果.

Guo ら[134]は, 配管内に回転円盤を設置して脈動流 ($Re_m = 60000, f_p = 30 \text{ Hz}$) を発生させ, 曲管と直管の両方で断面温度分布の計測を実施した. 図 1.4-2 に Guo らが評価した断面平均温度の軸方向分布を示す. 脈動の有無にかかわらず, 曲がり部で放熱が促進されていることが分かる. また曲がり後流では, 脈動流よりも定常流の放熱量の方が大きい. この原因について, Guo らは Detached Eddy Simulation (DES) を用いた数値計算を用いた評価を実施している. 図 1.4-3 に計算結果における, 曲管内の中心軸に沿った水平断面の瞬時流速ベクトルと温度コンターを示す. 図 1.4-3 (a), (b)が定常流, その他が脈動流の結果である. 脈動流の減速段階における結果である図(c), (d)に着目すると, 定常流よりも大きなはく離が生じている. はく離領域では空気温度が低く, 壁面温度と周囲温度の温度差が小さくなる. そのため, この領域では熱流束が減少したとみられる. 減速時のはく離が大きいため, 曲がり部下流の熱伝達が抑制されたと考えられる. しかし, この評価は 1 つの周波数でのみ行われている. また, DES により定性的な挙動は評価できたが, 速度分布や軸方向温度分布等が実験値と乖離していたため定量的な評価は出来ていない.

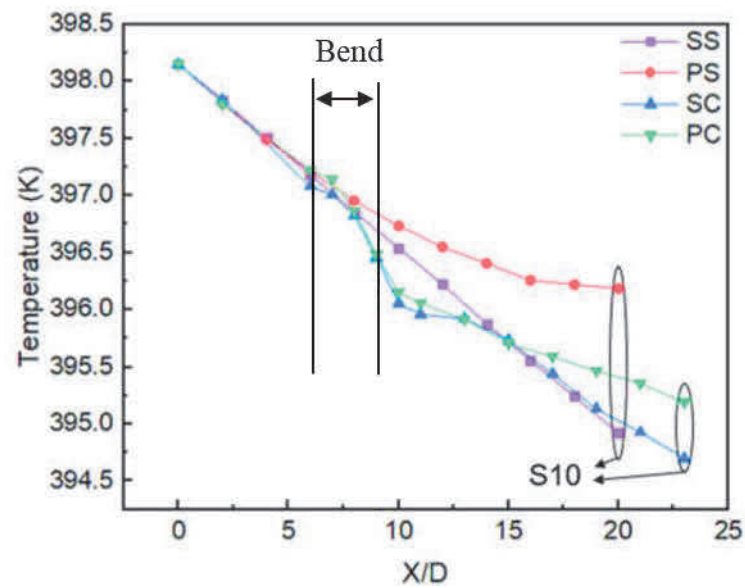


図 1.4-2 Guo らによる実験. 各条件における軸方向断面平均温度分布, SS(Steady flow - Straight pipe), PS(Pulsating flow - Straight pipe), SC(Steady flow - Curved pipe), PC(Pulsating flow - Curved pipe), 脈動周波数は 25 Hz

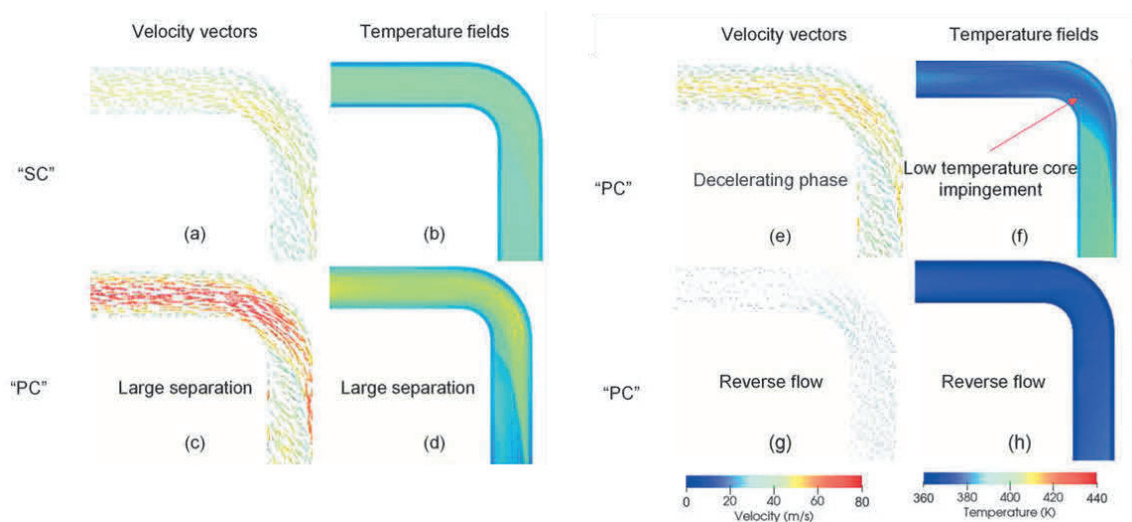


図 1.4-3 Guo らが実施したシミュレーション. 曲管中心軸に沿った水平断面の瞬間速度ベクトルと温度場, (a)&(b): 定常流, (c)&(d): 脈動流の減速期, (e)&(f): 脈動流の最小流速, (g)&(h): 脈動流の逆流時

1.4 研究の目的

曲がりや脈動を有する管内流れの伝熱特性に関する研究は、その応用範囲の広さから国内外で幅広く研究がなされている。しかし、自動車排気流れを対象とした研究は、実機を用いた応用的な研究が多く、単純な形状や条件で実施される基礎研究が不足している。具体的には、下記の流動条件における知見が不足している。

- ・ 曲がり管内定常流

乱流域における S 字型二重曲がり管内流れの熱流動特性

- ・ 直管内脈動流

脈動振幅比が中程度 ($0.2 < Re_p / Re_m < 1$) かつ、実機相当の脈動周波数 ($10 < f_p < 100$ Hz) で高いレイノルズ数 ($Re_m \approx 60000$) を有する管内流れの熱流動特性

- ・ 曲がり管内脈動流

S 字型に曲げられた二重曲がり管における、脈動振幅比が中程度 ($0.2 < Re_p / Re_m < 1$) かつ実機相当の脈動周波数 ($10 < f_p < 100$ Hz) で高いレイノルズ数 ($Re_m \approx 60000$) を有する脈動流れの熱流動特性

本研究では上記条件における伝熱特性に関する基礎研究を実施することで、自動車用排気管の熱設計に有効な知見を提供する。形状としては、直管と S 字型に曲げられた二重曲がり管を用いて、高温空気 (398 K) を作動流体として実験を行う。また、レイノルズ数は約 60000 の乱流条件で、脈動周波数は 0-90 Hz に設定した。

本研究の目的を下記に示す。

- ・ S 字型二重曲がり管において、伝熱特性に対する曲がりの影響を実験的に評価する。また、二次流れなどの曲がりによる流動構造の変化と伝熱特性を比較することで、熱伝達メカニズムを明らかにする。
- ・ エンジン排気流れの条件における直管内脈動流において、伝熱特性に対する脈動の影響を実験的に評価する。また、脈動による非定常な流動構造の変化や乱れの変化と伝熱特性を紐づけることで、非定常な熱伝達メカニズムを解明する。
- ・ S 字型二重曲がり管内脈動流において、伝熱特性に対する脈動周波数の影響を実験的に評価する。また、二次流れ等の曲がりによる流動構造の変化と脈動による流動構造・乱れの変化を合わせて評価し、伝熱特性と結びつけることで、その熱伝達メカニズムを明らかにする。

本研究は応用先として自動車用エンジンの排気流れを想定しているが、ここで得られた基礎的な知見は他の分野にも応用できると考えられる。本論では、基本的には実験による

評価を主とする。しかし、曲がりによる二次流れや複雑な流動構造がどのように伝熱特性に影響を与えるかについては、実験のみでは解明が難しい。よって、CHT シミュレーションにより管内部の流れ場と管壁内部の固体熱伝導を同時に計算することで、現象解明を目指すものとする。

1.5 論文の構成

本論は全5章から成る。第1章では、上述した通りエンジン排気流れに関する応用研究や、曲がりや脈動を有する管内流れにおける流動特性や伝熱特性に関する先行研究を紹介した。更に、本研究の目的と意義を述べている。

第2章では、2重曲がり管内定常流れにおける管内温度分布の計測結果や、壁温計測結果、PIVによる速度場の計測結果、CHTシミュレーションによる伝熱特性の解析結果を紹介する。

第3章では、直管内脈動流における、管内温度分布の計測結果や、2線式熱電対による温度変動の計測結果、壁温計測結果、PIVによる速度変動の計測結果を紹介する。

第4章では、2重曲がり管内脈動流れにおける管内温度分布の計測結果や、PIVによる速度場の計測結果、CHTシミュレーションによる伝熱特性の解析結果を紹介する。

第5章では、本研究で獲得できた知見に基づく、包括的な結論を述べる。また、エンジン排気流れの設計を実施する際に、本研究で得られた知見や数値計算技術を応用する方法を提案する。

尚、図や表の番号などは2章であれば図2-XXのように、章ごとに区切ってナンバリングしてある。また、可読性を高くするためデータ処理方法や変数は章ごとに定義してある。そのため、異なる章で同じ数式が出てくる場合がある。

第2章 二重曲がり管内定常流の熱流動特性

この章では、二重曲がり管内定常流における熱流動特性について調査した結果を報告する。

1章で述べたように、曲がり配管の伝熱特性については様々な研究がなされているが、面内温度分布を測定して伝熱特性を実験的に評価した研究は殆どない。また、シングルベンドやU字型ベンドを持つ配管、コイル型配管の伝熱特性は、熱交換器などの用途で盛んに研究されているが、自動車用排気管でよく見られるS字型二重曲がり管における乱流の伝熱特性に関する研究はほぼない。S字型二重曲がり管は第1ベンドと第2ベンドの向きが逆であるため、曲がり伝熱に及ぼす影響はU字管やコイル型とは異なるはずである。そこで、本章での目的を以下のように設定した：

- 先行研究が不足している二重曲がり管内高速乱流の伝熱特性に及ぼす曲げの影響を実験的に明らかにする。
- 数値シミュレーションにより曲がり部の伝熱メカニズムを解明する。

これらの目的を達成するためのアプローチとして、面内温度分布の測定による伝熱特性の実験的評価を行った。また、熱伝達メカニズムを解明するために Time-Resolved Particle Image Velocimetry(TR-PIV)による流れ場の測定と CHT シミュレーションを実施した。

本論の残りの部分は以下のように構成されている。

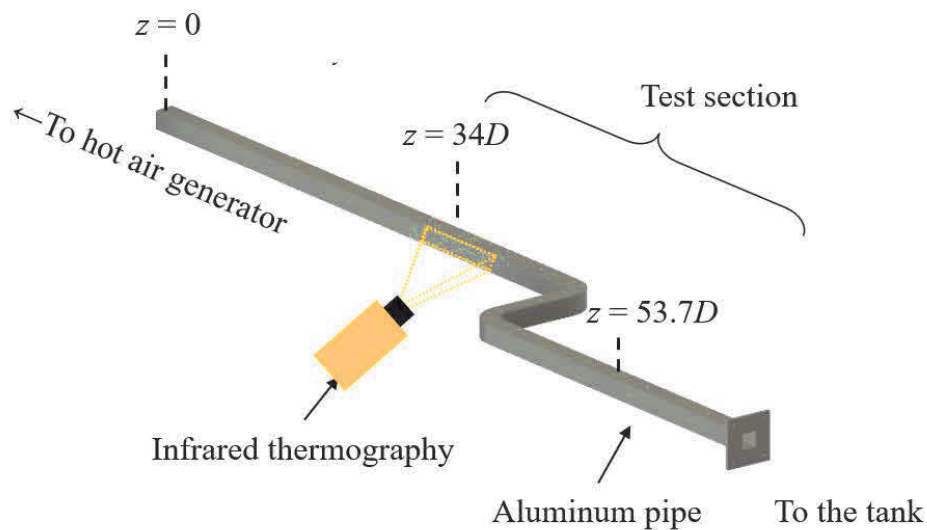
セクション1では、実験セットアップとデータ処理方法、セクション2では数値計算方法について述べる。セクション3では、温度分布とヌセルト数の実験評価結果を示す。また、CHTシミュレーションによる流動構造と伝熱メカニズムの評価についても述べる。セクション4では、本章で得られた知見をまとめる。

2.1 実験方法

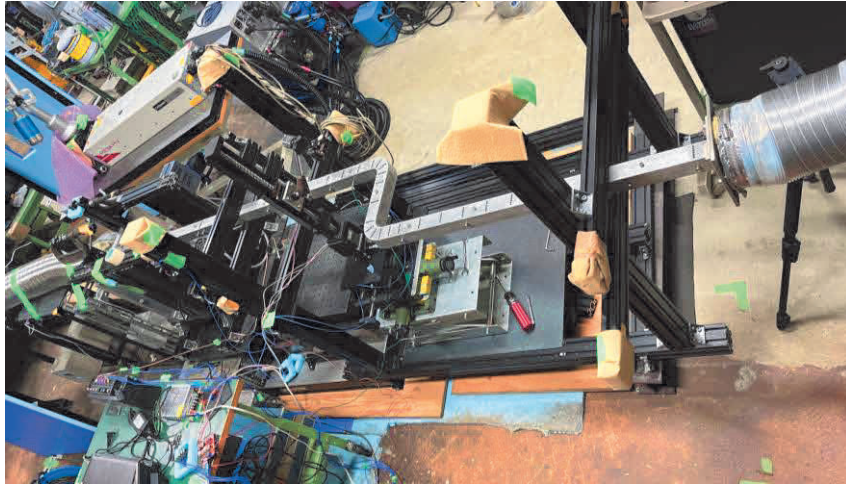
実験は、広島大学東地区エネルギーセンター内の実験設備にて実施されたものである。以降では実験装置や計測装置、そのデータ処理の手法について述べる。

2.1.1 試験装置

図 2-1 に、 90° 二重曲がり管内の乱流が伝熱特性に及ぼす影響を調べるために設計された実験装置を示す。作動流体である空気は、熱風発生装置 (HAP3100; Hakko, Tokyo, Japan) により加熱され、試験セクションを通して出口にあるタンクに排出される。外壁温度は赤外線サーモグラフィ (890, Testo K.K., Kanagawa, Japan) により測定した。図 2-2 には各配管における温度計測位置の概要を示す。図に示す通り、温度と流速の測定断面を $z = 34D$ より先の位置に設定することで、完全に発達した流れの熱伝達特性を調べた。また、二重曲がり管では流れ方向に温度分布が変化することが予想されるため、直管よりも多くの測定断面を設定した。座標系は図の通りで、 x , y , z はそれぞれ断面の水平方向、垂直方向、流れ方向を示す。配管はアルミニウム製で、熱伝導率 λ_{al} は 236 W/m K であった。

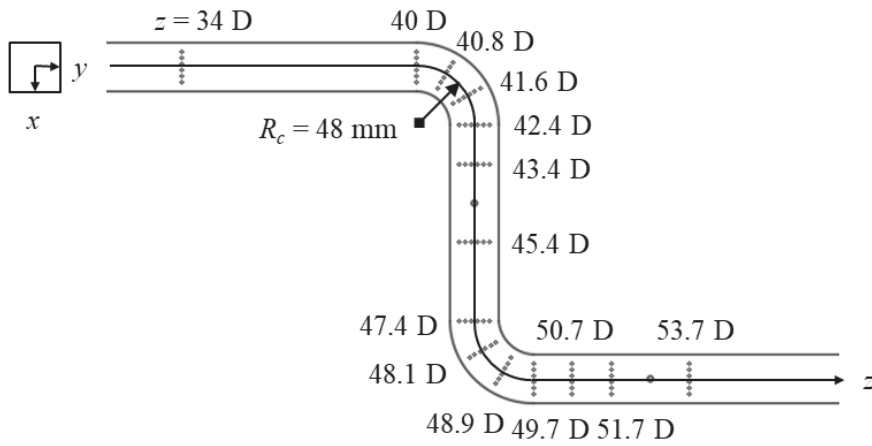


(a) 概略図

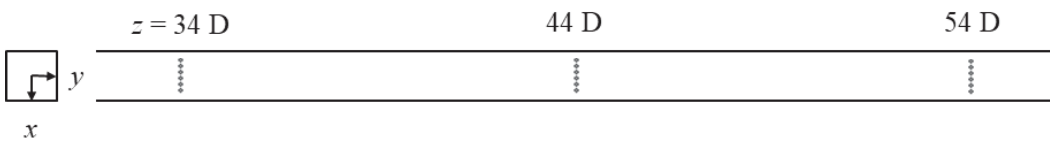


(b)写真

図 2-1. 実験装置概略



(a) Double 90° - Bend Pipe



(b) Straight Pipe

図 2-2. 流体温度の計測位置. (a)二重曲がり管, (b)直管

各セクションの時間平均温度は、図 2-3 に示すように、K 型熱電対 (T34; 岡崎製作所, 神戸, 日本) を配管上壁の穴から挿入して測定した。図に示すように、流体温度は 1 セクションあたり 36 点で測定した。周囲流体温度は $T_a = 298 \text{ K}$ とし、内部流体の流動条件は、

検査領域入口 ($z = 34 D$) における配管中心部の流速が 47 m/s (断面平均流速は 40 m/s), 流体温度が約 399 K, 圧力が 118 kPa となるように設定した. 表 2-1 に今回の実験条件における物性値を示す. これらの値から内部の流れの状態を表すプラントル数, レイノルズ数, ディーン数の 3 つの無次元数を計算したところ, プラントル数は 0.72, レイノルズ数は乱流の条件である 60000, ディーン数は 38000 となった (曲率半径 R_c は図 2-2 参照). これらの条件は, 実際のエンジン排気の流れに対応している. 流体温度 $T_{i,z}$ の測定不確かさは, 定常流の時間変化測定 of 標準偏差とし, $\pm 0.28 \text{ K}$ とした. 壁面温度 $T_{w_o,z}$ の測定不確かさは, 測定器の仕様値とし, $\pm 2 \text{ K}$ とした.

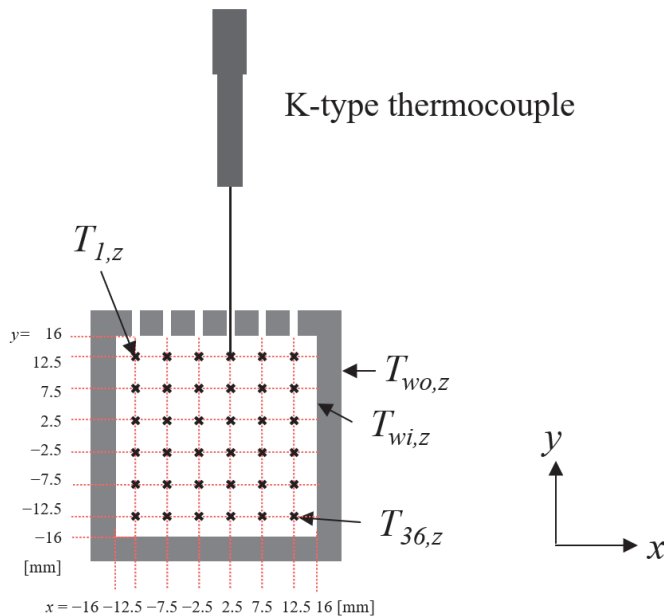


図 2-3. 断面内の温度計測位置

表 2-1. $z = 34 D$ ($T_{fb,z} = 399 \text{ K}$) における内部流体の物性値

粘度: μ [$\mu\text{Pa s}$]	密度: ρ [kg/m^3]	空気の熱伝導率: λ_f [W/m K]	等圧比熱: C_p [kJ/kg K]
23	1.03	0.033	1.01

2.1.2 データ処理

図 2-4 は, 配管内の熱伝達の概略図である. 配管内の高温空気から配管壁を通して周囲流体への熱が伝わるが, これは配管内の強制対流熱伝達, 配管壁の熱伝導, 配管外の自然対流熱伝達からなる. アルミ配管内の熱伝達の時間スケールは, 流体の状態変化や対流熱伝達の時間スケールよりも非常に長いため, 配管外壁の温度変動はほとんどなかった. し

たがって、周囲流体では安定した自然対流熱伝達が起きていると考えられる。図 2-5 は、直管 ($z=34D$) における外部温度測定結果である。外部熱伝達率 h_o は、図 2-5 の外壁の最近傍の温度勾配から、左、右、上、下の壁について計算した。その結果、 $h_o = 14.8$ (左)、 15.2 (右)、 6.8 (上)、 11.4 (下) であった。外部温度の軸方向特性は、曲がり部近傍のごく小さな領域を除いてほとんど変化しなかったため、数値シミュレーションにおいては外部熱伝達率が軸方向に一定であると仮定して、上記の値により計算を設定した。

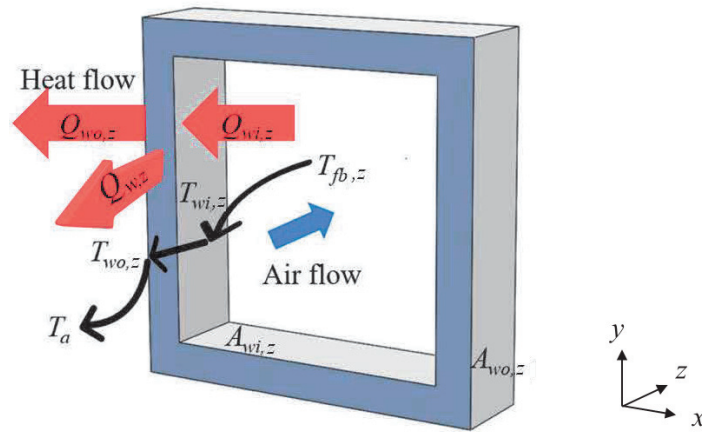


図 2-4. 熱伝達のモデル図

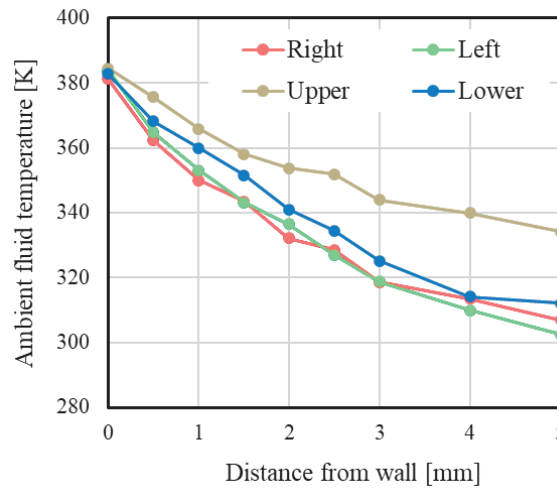


図 2-5. 直管部 ($z=34D$) における周囲流体の温度計測結果

配管内部の流体からアルミニウム内壁への局所的な放熱は、内部流体の熱量の変化から次のように計算される。

$$Q_{wi,z} = \dot{m} C_p (T_{fb,z-\Delta z} - T_{fb,z+\Delta z}) = \rho A_{cr} \overline{w_{ce}} C_p (T_{fb,z-\Delta z} - T_{fb,z+\Delta z}). \quad (2-1)$$

ここで、 m は質量流量、 A_{cr} は流路の断面積である。 $T_{fb,z}$ は断面平均流体温度であり、下記の通り 36 点の計測値におけるアンサンブル平均をとることによって得られる：

$$T_{fb,z} = \sum_{i=1}^{36} T_{i,z} / 36 \quad (2-2)$$

この測定では、1 秒間の平均値から時間平均温度を計算した。式 (2-1) を用いて計算された放熱量から、局所熱流束は次のように計算される。

$$q_{wi,z} = \frac{Q_{wi,z}}{A_{wi,z}} = \frac{Q_{wi,z}}{4D(2\Delta z)} \quad (2-3)$$

ここで、 $A_{wi,z}$ は内壁の伝熱面積である。この局所熱流束を用いて、局所ヌセルト数は次のように計算される。

$$Nu_{wi,z} = \frac{q_{wi,z}}{(T_{fb,z} - T_{wi,z})} \frac{D}{\lambda_f} \quad (2-4)$$

ここで、 $T_{wi,z}$ はアルミニウム内壁温度である。本研究では、アルミニウムの熱伝導率が非常に高く、かつ配管が薄かったため、内壁温度と外壁温度の差は 0.1 K 未満であった。したがって、 $T_{wi,z} \approx T_{wo,z}$ として、赤外線サーモグラフィによる外壁温度の測定結果から内壁温度を決定した。外壁温度は曲げ部の内側と外側で異なっていたため、以下の式のとおり内・外壁の平均温度を代表温度とした。

$$T_{wi,z} \approx T_{wo,z} = \frac{T_{wo,z}|_{x=-D_o} + T_{wo,z}|_{x=D_o}}{2} \quad (2-5)$$

以上が実験で採用した評価方法である。なお、式(2-2)は断面平均温度であるので、流速分布や密度分布が一様でない場合の流体の熱量を厳密には表現できない。そこで、CHT シミュレーションでは、質量流量加重平均温度を評価に採用した：

$$T_{mfa,z} = \int \rho_z w_z T_{f,z} dS / \int \rho_z w_z dS \quad (2-6)$$

ここで、 S は流路の断面積である。軸方向流速 w_z 、内部流体密度 ρ_z 、内部流体温度 $T_{f,z}$ は、 x と y の関数である。放熱量と局所熱流束は、流量加重平均をとることにより、次のよ

うに正確に見積もることができる。

$$Q_{mfa_wi,z} = C_p \left(\int \rho w T_{f,z-z} dS - \int \rho w T_{f,z+\Delta z} dS \right), \quad (2-7)$$

$$q_{mfa_wi,z} = Q_{mfa_wi,z} / A_{wi,z}. \quad (2-8)$$

また、配管内部を軸方向に移動する熱量と熱流束は、フーリエの法則から次のように求められた。

$$q_{w,z} = -\lambda_{al} (T_{w,z-\Delta z} + T_{w,z+\Delta z}) / \Delta z, \quad (2-9)$$

$$Q_{w,z} = q_{w,z} A_w = q_{w,z} (D_o^2 - D^2), \quad (2-10)$$

ここで、 λ_s はアルミニウムの熱伝導率、 $T_{w,z}$ はアルミニウム壁の断面平均温度、 A_w はアルミニウムの断面積である。

2.1.3 PIV による非定常流れ場の計測方法

図 2-6 は、 $x-z$ 平面上の流れ場を可視化するために PIV 測定で使用した光学系を示している。 $x-y$ 座標の原点は配管の中心である。 図 2-6 の右側は、 $x-z$ 平面上の流れ場の測定例を示している。 PIV に使用する可視化流路は耐熱性に限界があるため、実験では検査エリア入口の温度を 353K に下げ、レイノルズ数を 60000 に設定して流速を調整した。 流体への追従性を確保するため、トレーサー粒子として粒径の小さいオイルミスト（平均粒径 2-3 μm ）を用いた。 Nd:YAG レーザー（Continuum, Mesa PIV）を光源として使用し、粒子画像を 10000 fps で取得した。 これらの粒子画像から粒子画像ペアを作成した。 よって、得られる流速は 5000 Hz の時間分解能を有する。 流速の x 成分と z 成分は、直接相互相関によって計算された。 PIV の条件を表 2-2 に示す。 検査ウィンドウは 27 ピクセル×27 ピクセル（70% オーバーラップ）とした。 サブピクセル処理はガウス分布を用いて行った。 相関窓が 1 画素ずれた場合の流速は $v = r_{PIV} / \Delta t = 10 \text{ m/s}$ であるため、流速測定の不確かさは $\pm 5 \text{ m/s}$ である。

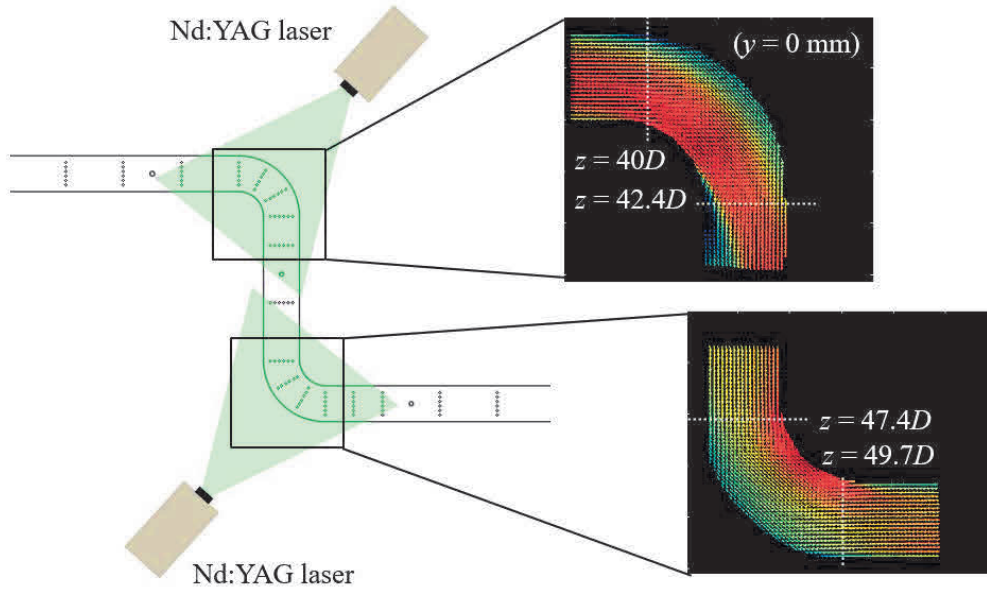


図 2-6. PIV の実験装置概略

表 2. PIV の条件

撮影速度： f_s [fps]	解像度： r_{PIV} [mm/pixel]	レーザーパルスの間隔： Δt [μ s]	Gridサイズ [pixel]	相関窓サイズ [pixel]
10,000	0.1	10	8	27×27

PIV では、下記のレイノルズ分解を用いて乱流統計量を評価した：

$$w(x, z, t) = \bar{w}(x, z) + w'(x, z, t), \quad (2-11)$$

ここで、 $\bar{w}(x, z)$ は時間平均項であり $w'(x, z, t)$ は乱流項である。時間平均項は、0.5 秒間のアンサンブル平均をとることで求めた。乱流項を用いると、乱流運動エネルギーは以下のように計算できる。

$$k_{PIV} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{w'^2} \right), \quad (2-12)$$

2.2 数値計算手法

本研究では、内部流体から配管を通じて外部へ熱が逃げるため、内部流体における熱伝達と固体（配管内部）における熱伝導を両方解く必要がある。そこで、CHT シミュレーションを用いて流体と固体の方程式をカップリングし、計算を実施した。流体領域では、圧縮性流体の質量、運動量、エネルギー保存則を RANS 方程式の形で解いた。気体の状態変化は、理想気体の状態方程式によって反映された。圧力と速度の連立方程式を解くために SIMPLE 法を使用し、流体と固体のエネルギー連立方程式を解くために CHT 計算を実施した。計算ソフトウェアには、ANSYS Fluent (2019 R2) を使用した。計算領域は図 2-7 (a) に示すように、入口 ($z=0$) から第 2 ベンド後方の $z=55 D$ までの領域をカバーしている。固体のメッシュの解像度は 1mm で、図 2-7 (b) に示すとおりである。流体側のメッシュは壁面付近でより細くなるように設定されており、壁面最近傍の解像度は 0.06 mm、成長率は 1.3 であり、ベースメッシュサイズは 1mm である。メッシュの要素数は 9,818,841 で、Tetra, Hex, Wedge で構成されている。固体部分（アルミ配管）の要素数は 1,013,760、流体部分の要素数は 8,805,081 である。なお、歪度が 0.98 を超える要素はなかったため、メッシュ品質に問題はないと考えられる。メッシュとモデルを評価するために、ベンド前の直管部 ($z=38 D$) における y^+ と u^+ を計算した。 y^+ と u^+ は、それぞれ壁からの無次元距離と無次元速度である。図 2-8 に検証結果を示す。境界層と対数領域において、今回の計算結果と理論値がほぼ一致していることがわかる。境界層近傍の速度分布を計算するために、一般的にメッシュの第 1 層厚を $y^+ \approx 1$ と余裕を持って設定する人が多い。しかし、図 2-8 に示すように、 $k-\omega$ SST モデルを用いた今回のシミュレーションでは、 $y^+ \approx 4$ であっても、直管部の境界層近傍の速度分布を適切にシミュレートすることができた。また、後述するメッシュの感度解析で示すように、 $y^+ \approx 1$ の場合でも、二重曲がり管の熱流動特性は変化しなかった。そのため、計算コストと後処理コストを削減するために、メッシュの第一層の厚さを $y=0.06$ mm ($y^+ \approx 4$) とした。空間方向の離散化は表 2-3 に示すように設定した。内部流体の境界条件は、測定値に基づいて入口の平均流速を 40 m/s、温度を 402 K の固定値とした。出口条件は圧力固定とし、実験値に基づいて 110kPa を設定した。壁面においては、速度は滑り止め条件、温度は固体領域の計算と連成させた。固体領域の計算では、内壁温度は前述のように流体側と連成させ、外壁には熱伝達係数と周囲流体温度 ($T_o = 298$ K) を設定した。外壁の熱伝達係数は、上下左右とも図 2-5 で示した $h_o = 14.8$ (左), 15.2 (右), 6.8 (上), 11.4 (下) W/(m² K) で設定した。

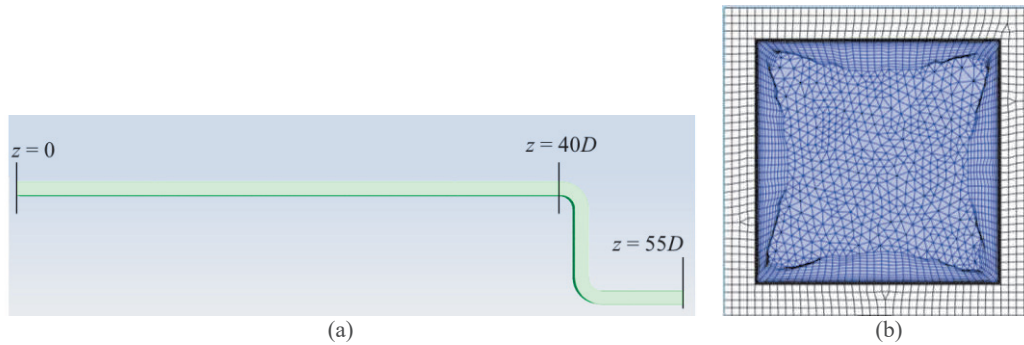


図 2-7. CHT シミュレーションの概要：(a)計算領域，(b)計算メッシュ

表 2-3. 対流項における空間方向の離散化（拡散項は全て 2 次中心差分）.

密度	運動量	乱流運動エネルギー: k	特徴周波数: ω	エネルギー	
離散化	2次風上	2次風上	1次風上	1次風上	2次風上

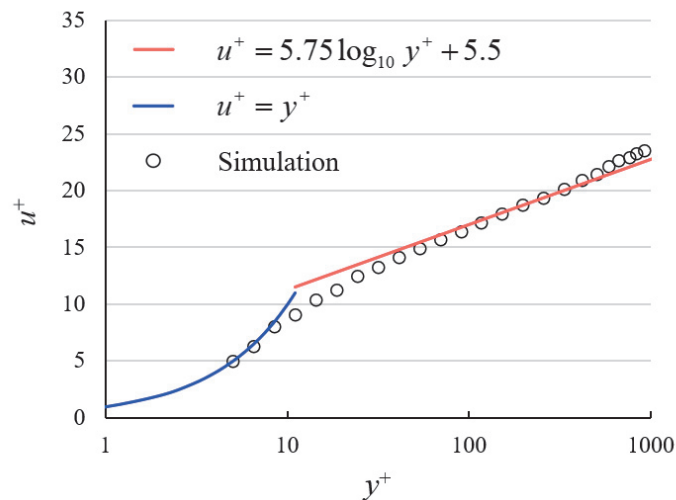


図 2-8. CHT シミュレーションにおける直管部 ($z = 38 D$) での速度分布

このシミュレーションでは、乱流モデルとして $k-\omega$ SST モデル [135] を用いた。曲がりを含む流れについての先行研究では、壁関数を用いずに直接解を求める ω -RSM [106]、 $k-\omega$ SST [106] モデルを用いたシミュレーション結果が、実測結果とよく一致していた。我々は、これらのモデルの中で計算コストが最も低い $k-\omega$ SST モデルを選択した。 $k-\omega$ SST モデルは、境界層内部の計算に剥離の予測に優れる $k-\omega$ モデルを用いるため、曲がり流れのような剥離を伴う流れの計算に適していると考えられる。しかし、 $k-\omega$ SST モデルは等方乱流モデルであるため、本研究のように 2 つの曲がり部を持つ複雑な流れ場を表現する能力があるか、検証する必要がある。そこで、次節では、PIV による流れ場の実測結果と、先行研究における流れ場および温度分布の実測結果およびシミュレーション結果とを比較する

ことで、詳細な検証を行った。 k - ω SST モデルでは、レイノルズ応力は次式で表される。

$$-\overline{u_i' u_j'} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \overline{u_k' u_k'} \delta_{ij}. \quad (2-13)$$

上式はアインシュタインの縮約表記で書かれており、 μ_t は渦粘性係数である。乱流の場合、この渦粘性係数は粘性係数よりもはるかに大きいため、乱れの評価において非常に重要となる。エネルギー方程式における乱流熱流束は次式で表される。

$$-\overline{u_i' T'} = \frac{\mu_t}{Pr_t \rho} \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \right), \quad (2-14)$$

ここで、 Pr_t は乱流プラントル数で、本研究では 0.85 とした。境界層内部の渦粘性係数は次式で定義される。

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \nu_t = Ck / \omega, \quad (2-15)$$

ここで、 ν_t は渦拡散係数、 k は乱流運動エネルギー、 ω ($=\varepsilon/k$, ε : エネルギー散逸率) は特性周波数である。これらの変数はそれぞれ、渦拡散の強さ、乱流運動の強さ、乱流寿命の逆数を表現している。

2.3 結果と考察

2.3.1 主流断面内の温度分布と軸方向温度分布

図2-9は、熱電対を用いて測定した断面温度分布を示している。図2-9(a)の直管における結果を見ると、高温コアが管の中心に位置しており、下流に行くに従って平均値が減少していることがわかる。図2-9(b)の二重曲がり管における計測結果を見ると、第一曲がり入口 ($z = 40D$) では中心にある高温コアが、第一曲がり出口 ($z = 42.4D$) では曲がり外側 ($-x$ 側) にシフトしていることが分かる。この高温コアのシフトは、Guo らの単一ベンド配管[99]で示唆されたように、遠心力によってベンド外側の流体が圧縮加熱されるためであると考えられる。第二曲がり前後の分布 ($z = 47.4D - 53.7D$) を見ると、 $-x$ 側に偏っていた高温コアが徐々に $+x$ 側にシフトしている。このシフトは、第一曲がりと同様に遠心力による圧縮加熱によるものと考えられる。しかし、温度勾配は第一曲がりほど大きくない。これは、第二曲がり入口 ($z = 47.4D$) の温度分布が示すように、第一曲がりの圧縮加熱により高温部が $-x$ 側に偏った影響が残っているためである。従って、反対方向に曲がる二重曲がり管では、第一曲がりの履歴の影響により第二曲がり前後の温度分布は単一曲がりの場合と同じにはならない。この結果は、第一曲がりと第二曲がり間の距離にも影響されると想定されるが、少なくとも $5D$ 程度の長さでは第一曲がりの履歴の影響が残るようである。したがって、2つ以上のベンドを持つ配管の温度分布による熱伝達を評価する場合、単一ベンド配管の結果から推定することは困難であり、実際の形状に基づいた実験や数値シミュレーションが必要となると言える。

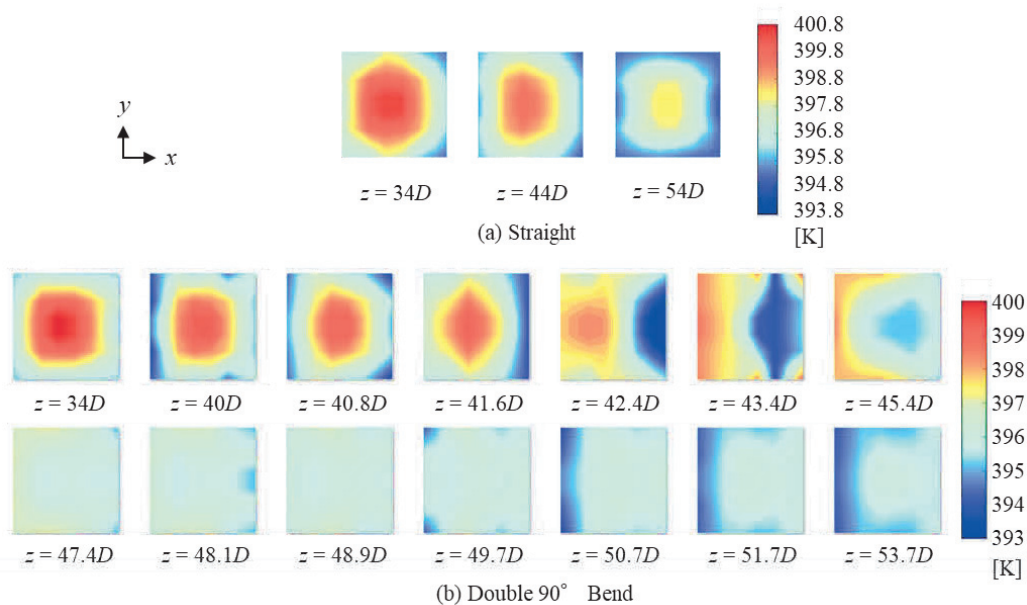


図 2-9. 流路垂直方向断面の温度分布.

図 2-10 (a)は、断面温度分布を積分して得られた平均流体温度 $T_{fb,z}$ について、直管と二重曲がり管で比較したものである。実験装置の都合上、検査領域入口の平均流体温度は直管で 398.0 K、二重曲がり管で 398.8 K となった。そのため、入口温度との差 ($T_{fb,34D} - T_{fb,z}$) を計算して比較した。直管の場合、温度勾配は軸方向には変化しない。これに対して二重曲がり管の場合、温度勾配は曲がりによって変化し、特に第一曲がり部では流体温度が急激に低下する。内部流体から管壁への放熱が大きいとみなせるため、第一曲がり部で熱伝達が促進されていると言える。直管部であれば式(2-1)によりどの程度の放熱が生じたかを概算出来るが、曲がり部は速度分布が偏っているため定量評価は難しい。よって、後述の数値計算により評価を行う。この温度勾配は第一曲がり部を境に緩やかになり、第二曲がり部では第一曲がり部で観察されたような急激な温度低下は見られない。

図 2-10 (b)は、サーモグラフィによる管外壁温度の測定結果である。直管の場合、壁面温度勾配は軸方向にほぼ一定であり、流体温度と同様に直線的に低下していることがわかる。これは、直管では軸方向に流れ構造がほとんど変化しないため、流体から管壁への放熱量が変化せず、流体温度と壁面温度の差が維持されるためである。図 2-10 (b) を見ると、二重曲がり管では、壁面温度勾配は直線的ではなく、第二曲がり部入口までは温度が上昇しその後以降は下降している。この二重曲がり管の管壁内部の壁面温度分布が伝熱特性に及ぼす影響を、図 2-4 に示す伝熱モデルにより説明する。まず、 $z = 34D$ での外壁温度と周囲流体温度との差は 88.4 K と大きい。したがって、図 2-10 (b) に示すように、壁温が最大 3.8 K 変化しても、周囲流体に逃げる熱量はほとんど変化しない。したがって、図 2-4 の $Q_{wo,z}$ はほぼ一定である。しかし、 $z = 34D$ では内部流体温度と外壁温度の差は 11.7 K と小さく、内部流体から管内壁へ逃げる熱量: $Q_{wi,z}$ は壁面温度の変化の影響を受ける。また、式 (2-9) と (2-10) より $Q_{wz,z}$ が管壁内部の軸方向温度分布の影響を受けることは明らかである。しかし、曲がり部を有する複雑流動場において、局所的な固体内の熱伝導 ($Q_{wz,z}$) と流体から固体への熱移動 ($Q_{wi,z}$) を実験的に評価するのは非常に難しい。そこで、局所的な熱移動は CHT シミュレーションで評価することとした。

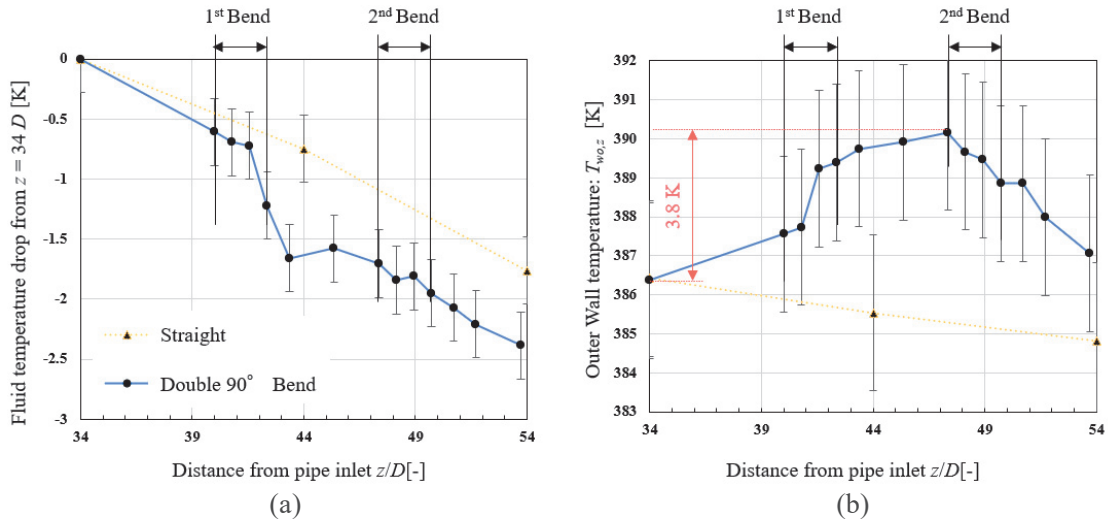


図 2-10. 軸方向温度分布：(a) $z = 34D$ との流体温度差, (b) 外壁温度

2.3.2 ヌセルト数と熱流束の評価

図 2-11 (a) は検査領域全体 ($z - \Delta z = 34D$, $z + \Delta z = 54D$) における内部流体から配管内壁への熱移動量を式(2-1)-(2-3)を用いて計算した結果を示している。上述したように、曲がりによる不均一な流速分布の影響は補正できないが、乱れにより検査領域の入口($z = 34D$)と出口($z = 54D$)では流速分布がほぼ平坦になるため、その影響は無視できると仮定できる。図より、二重曲がり管の放熱量は直管の約 1.4 倍であり、曲がりによって放熱が促進されていることがわかる。なお、検査領域入口($z = 34D$)を 1 秒間に通過する流体のエネルギー量は 6100 W であるので、曲がり間の場合はこの検査領域で 2%程度の熱が流出していると言える。なお、実機では配管内の流体温度が 1200 K 以上と高いため、より多くの熱量が流出するとみられる。図 2-11 (b)は同様に計算したヌセルト数である。検証のため、直管のヌセルト数を下記 Gnilinski の式で与えられるヌセルト数 Nu_G と比較する：

$$Nu_G = \frac{(f/8)(Re-1000)Pr}{1.07+12.7\sqrt{f/8}(Pr^{2/3}-1)} \quad \text{for } 10^4 < Re < 5 \times 10^6, \quad (2-16)$$

$$f = (1.8 \log_{10} Re - 1.5)^{-2}. \quad (2-17)$$

Gnilinski の式によれば $Nu_G = 110$ であり、これは実験により得られたヌセルト数 84 に近い値である。図 2-11 (b)は二重曲がり管のヌセルト数が直管の約 2 倍であることを示しており、曲げによって熱伝達が著しく促進されていることを示している。二重曲がり管の放熱量は直管の 1.4 倍であるため、二重曲がりの効果は放熱量よりもヌセルト数に強く表れている。この結果は、配管周囲環境への放熱が一定の為、図 2-10 (b)に示すように二重曲がり管の壁温が直管よりも高くなることで、壁面と流体の温度差が二重曲がり管の方が小さい

ことに起因すると考えられる。つまり、曲がりがあると直管よりも少ない温度差で多くの放熱が生じるという事であり、流動構造の変化による伝熱促進効果が非常に大きいと推定される。しかし、熱伝達は流れ場と相関があるため、二重曲がりによる熱伝達向上のメカニズムは温度測定からだけでは明らかにできない。また、前述のように壁面内の熱移動も評価する必要があるため、実験による評価は困難である。そこで、CHT シミュレーションを行い、伝熱特性と流れ場と温度場の相関を評価した。

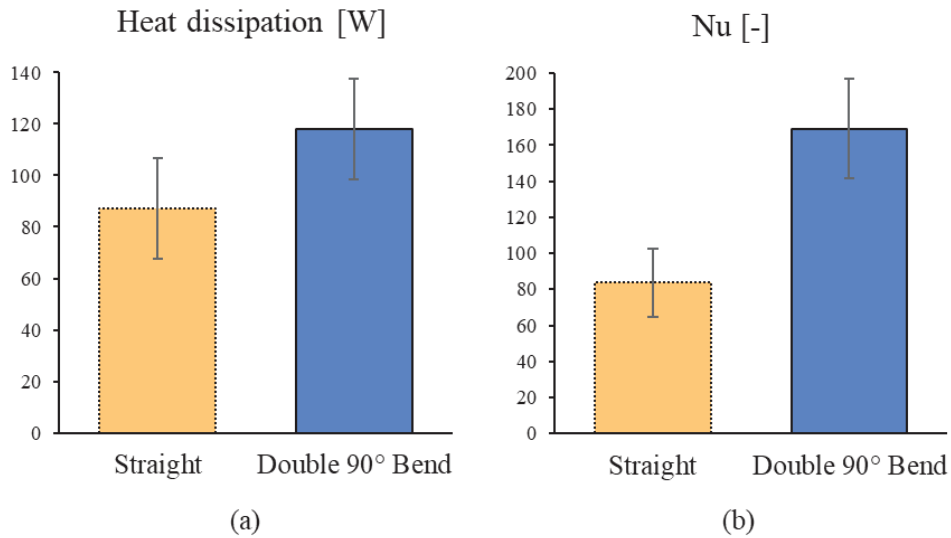


図 2-11. 検査領域全体における内部流体から配管内壁に対する
(a) 放熱量, (b) ヌセルト数.

2.3.3 CHT Simulation の検証

まず、配管内の流動構造を再現出来ているかを検証するため、流速分布が実測値と一致するかを評価した。図 2-12 に先行研究との比較結果を示す。Guo らによるシミュレーションは、本研究と同じ曲率の単一曲がり配管に対して同じ流動条件 ($Re_m = 40,000$, $De = 38,000$) で実施された。Sudo らによる実験[30]は、曲率の異なる単一曲がり配管に対して、わずかに異なる流動条件 ($Re_m = 40,000$, $De = 20,000$) の下で実施された実験結果であるが、類似の形状と流動条件の下で熱線流速計を用いて測定された貴重なデータである。須藤らの計測値を正解データとして3つの分布を比較すると、Guo らが用いた計算モデル (RNG $k-\epsilon$) に比べて我々が採用した計算モデル ($k-\omega$ SST) の方が曲がり前後の速度分布をよく再現出来ていることがわかる。これは、 $k-\omega$ SST モデルは壁面近傍で剥離予測に強い $k-\omega$ モデルを使用しているため $z = 40 D - 42.4 D$ の曲がり部で生じている剥離を精度よく予測できたことと、壁面近傍のメッシュを細かく切って速度分布を直接計算したため適切な分布を予測できたことによると考えられる。Guo らの計算では壁関数で速度分布を内挿したため、直管部

の分布とは大きく異なる曲がり前後の速度分布を再現できなかったとみられる。

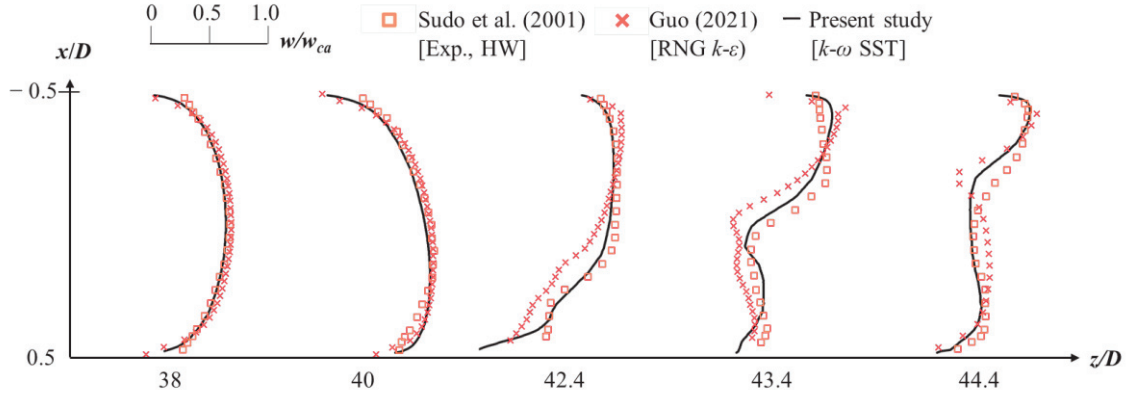


図 2-12. 過去の研究[30, 99]と本研究の軸方向速度分布の比較. 各データは曲がり入口を $z/D = 40$ として位置合わせを実施している.

次に、二重曲がり管内の流速分布を、本研究で実施した PIV 測定の結果を用いて検証した。図 2-13 は、第一曲がり入口と出口 ($z = 40 D, 42.4 D$)、および第二曲がり入口と出口 ($z = 47.4 D, 49.7 D$) における流速分布の比較結果である。ここで、エラーバーは PIV 測定の不確かさを示し、流速分布は断面平均流速 w_{ca} で正規化されている。シミュレーションは、第一曲がり入口で流速が高く、出口で流速が低いという流れを再現している。また、第二曲がり入口内側での流速の増加と曲がり出口での分布の平坦化が再現されている。わずかな不一致もみられるが、これは PIV 計測の不確かさと計算モデルに起因しているとみられる。

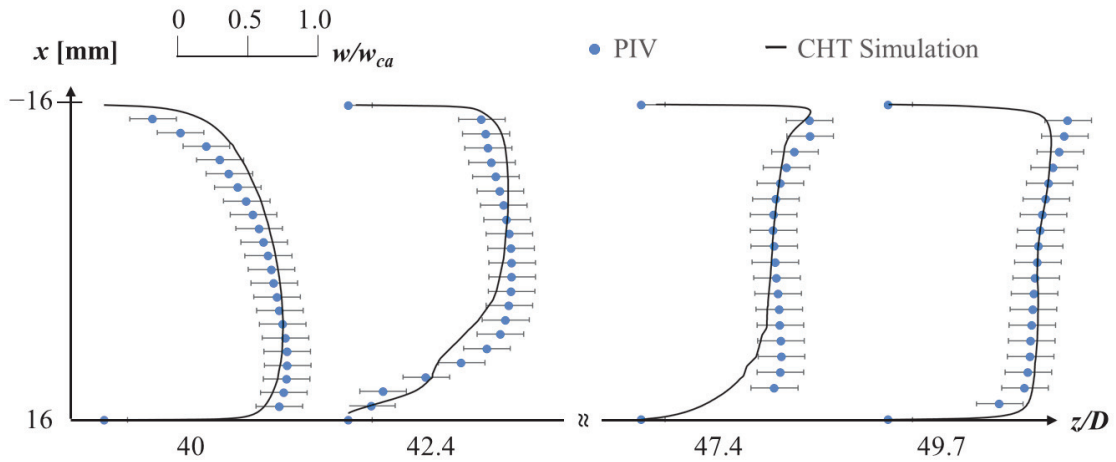


図 2-13. PIV と CHT シミュレーションの軸方向速度分布の比較.

図 2-14 (a) は、曲がり部の流れ場の検証のために、平均流速のベクトルを示したものである。シミュレーションにおける全体的な流れ方向は PIV とよく一致している。また、第一曲がりと第二曲がりの内側におけるの流速上昇と、外側での流速の低下もよく再現できている。このように、数値計算では、流れ場の方向と流速の大きさがほぼ再現されていると考えられる。次に、乱流運動エネルギーを計算し、図 2-14 (b) に示すように比較した。全体的に、シミュレーションの乱流運動エネルギーは PIV の値よりもわずかに高いが、これはシミュレーションでは三次元の乱流運動エネルギーであるのに対し、実験では式(2-12)で与えられる二次元乱流運動エネルギー k_{PIV} を計算したためである。図より、第一曲がり外側 (①) と第一曲がり出口後流 (②) での乱流運動エネルギーの増加がよく再現されていることがわかる。しかし、第一曲がり出口内側における乱流運動エネルギーの増加 (③) は、数値計算では再現されなかった。TR-PIV の結果からこの部分の挙動を評価したところ、非定常な速度変動が生じていた。このような非定常挙動は、今回の定常 RANS による数値計算では再現できなかったとみられる。第二曲がりに着目すると、曲がり外側の乱流運動エネルギーの増加 (④) が再現されている。このように、バンド内側の非定常変動 (③) を除けば、シミュレーションの乱流運動エネルギーは実験値と一致することが確認された。

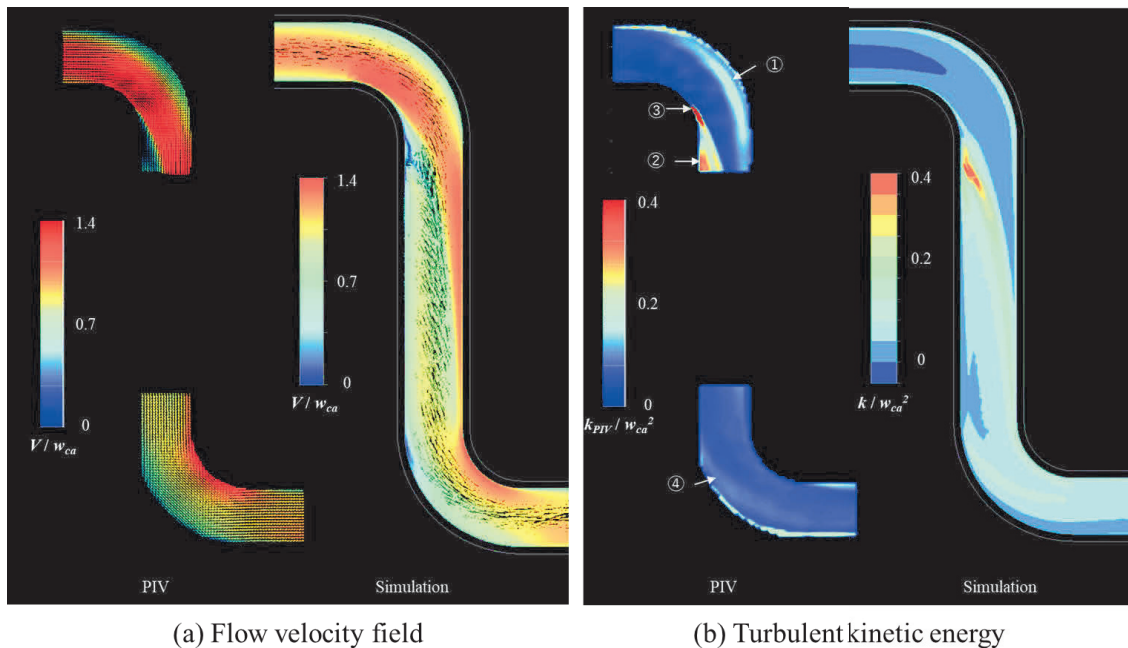


図 2-14. PIV と CHT シミュレーションの比較.

図 2-15 は、実験値と同様に $36 = 6 \times 6$ のデータポイントから描画した断面温度分布のプロットである。図 2-9 (b)の実験データと比較すると、第一曲がりと第二曲がり出口 ($z = 43.4D, 53.7D$) で高温コアが曲がり外側に寄っていること、第一曲がり出口領域では高温

部が上下に分かれていることなど、実験値とほぼ一致していることがわかる。

図 2-16 (a)は、式 (2-2) による流体平均温度について、実験値とシミュレーションを比較した結果を示している。シミュレーションによって第一曲がりでの急激な温度低下など、軸方向温度分布の特徴が再現できている。また、シミュレーション結果が実験結果のエラーバーの範囲内に収まっていることから、流体温度を定量的に再現されていると考えられる。図 2-16 (b)は、壁温の結果を比較したものである。シミュレーションでは、壁面温度は断面平均値で定義した。第一曲がり壁温が急激に上昇する傾向と、第二曲がり壁温が低下する傾向が、定性的によく再現されている。また、壁温の計算結果は実験誤差の範囲内に収まっており、壁面温度が定量的に再現できることを示している。粗いメッシュと $k-\epsilon$ モデルを用いた先行研究[99]では、図 2-16 (a)に示す軸方向温度分布を定量的に再現することはできていない。本研究では、適切なモデルを選択と、壁面近傍メッシュサイズを制御することで、曲がりを有する複雑な伝熱現象を定量的に再現することができた。このように、CHT シミュレーションを検証した結果、このモデルで局所的な伝熱特性と配管の曲がりによる放熱促進のメカニズムを評価することができると考えられる。

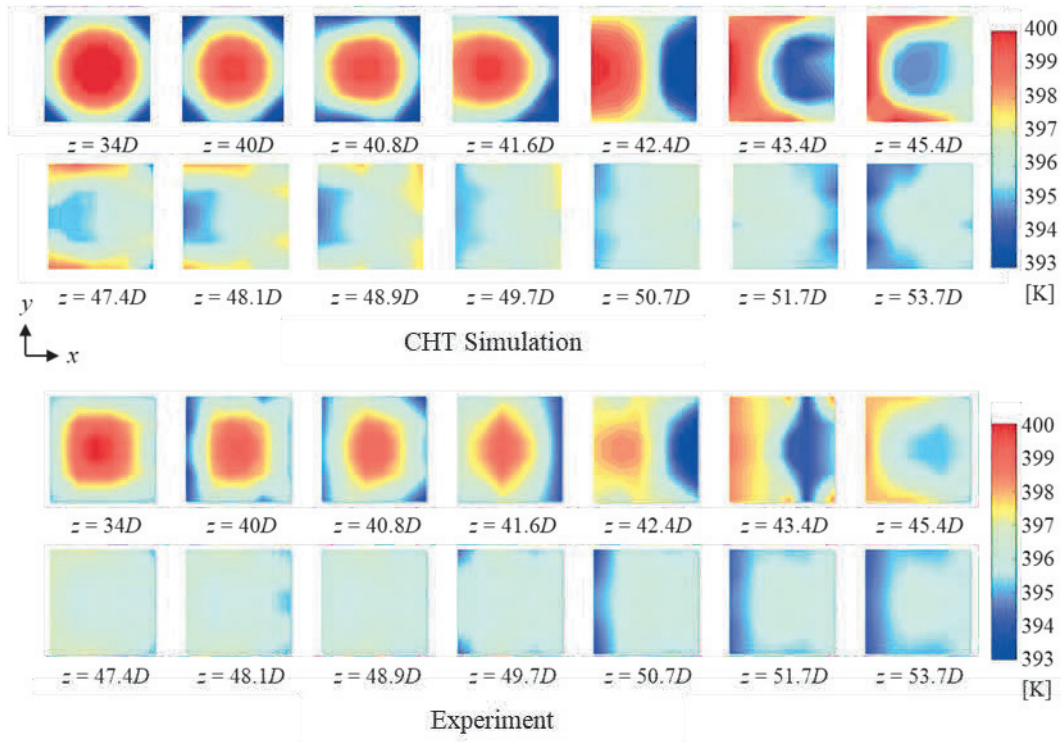


図 2-15. CHT シミュレーションと実験における二重曲がり管垂直方向断面の温度分布。

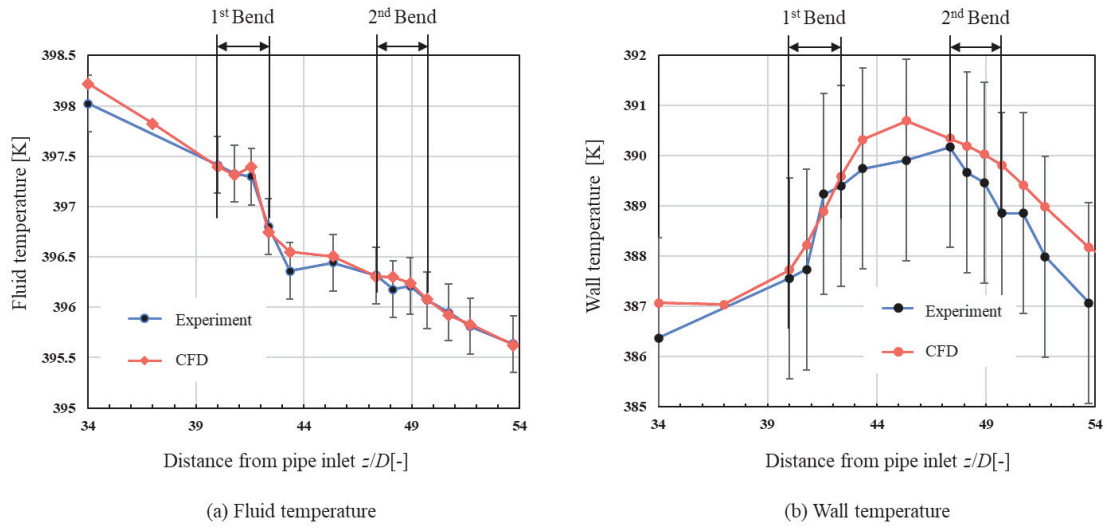


図 2-16. 実験結果と CHT シミュレーションの比較.

表 2-4 に示す条件でメッシュ-グリッド独立性の検討を行った. このシミュレーションではレイヤーマッシュを使用したため, パラメータはベースメッシュのサイズに加えて, 第 1 層のレイヤーマッシュ厚さがある. 各条件でのシミュレーション結果を図 2-17 に示す. まず, ケース A, B, D を比較すると, ケース A とケース D では軸方向温度に若干の差があるが, ケース A とケース B ではほとんど差がないことから, ベースメッシュサイズは 1mm で収束したとして, これを採用した. 次に, メッシュの 1 層目の厚さを変えたケース A とケース C の結果を比較すると, ほとんど差がないことがわかる. また, 図 2-8 に示すように, ケース A のシミュレーションでは, 対数領域と境界層の速度分布を再現できている. よって, 第 1 層の厚さは 0.06mm で収束したと判断し, ケース A を本研究のメッシュとして設定した.

表 2-4.メッシュグリッド独立性研究におけるメッシュグリッドの設定.

	ケースA	ケースB	ケースC	ケースD
ベースメッシュサイズ [mm]	1	0.75	1	2.5
メッシュの1層目の厚さ [mm]	0.06	0.06	0.02	0.06

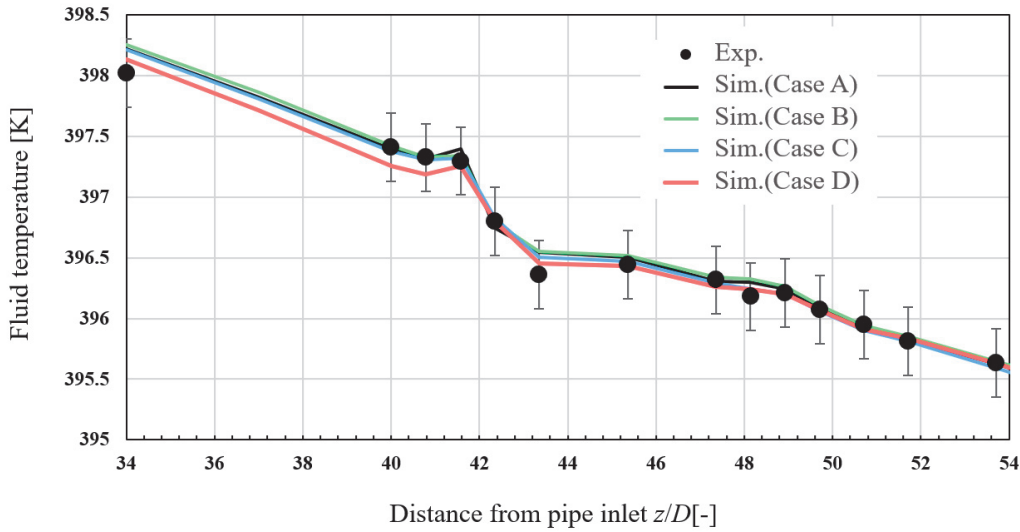


図 2-17. 軸方向温度分布を用いたメッシュグリッド独立性検討結果.

2.3.4 CHT Simulation による伝熱特性と流動構造の評価

シミュレーションでは、局所的な流速、温度、密度を全て分析できるため、流体温度を求める 36 点の算術平均の代わりに、式 (2-6) で表される流量加重平均温度を求めた。図 2-18 (a) に流量加重平均温度の軸方向分布を示す。算術平均温度は流量加重平均温度とは対照的に、第一曲がり出口 ($z = 42.4 D$) の温度を過小評価していることがわかる。これは、第一曲がり出口の外側では軸方向流速と流体温度の両方が高いため、アンサンブル平均では外側の流体のエネルギーを過小評価することに起因する。したがって、流体の熱量を正しく評価するためには、式(2-7)および式(2-8)を用いて、流量加重平均温度の勾配を計算する必要がある。式 (2-8) を用いて計算した熱流束 $q_{mfa_wo,z}$ を図 2-18 (b) に示す。全体的な特徴として、第一曲がりでは放熱が促進されるが、第二曲がりでは放熱が促進されていない。図には、外壁から周囲流体への放熱における熱流束 $q_{wo,z}$ と配管内部の軸方向熱流束 $q_{wi,z}$ も並べて示している。前述したように、壁温の軸方向温度差は 4K 以下と周囲温度との差に比べて小さいため、周囲流体への放熱 $q_{wo,z}$ はほぼ一定である。したがって、図 2-18 (b) の $q_{wi,z}$ 、 $q_{wo,z}$ に示すように、第一曲がりにおける放熱促進により内部流体から配管に伝達された熱の多くが、配管壁内部を通過して軸方向に移動したと予想される。式(2-4)によって計算された局所ヌセルト数の軸方向分布を図 2-19 に示す。熱流束と同様に、局所ヌセルト数も第一曲がりの中間から出口にかけて増加し、伝熱促進が起きていることがわかる。第二曲がり途中からは、局所ヌセルト数は大幅に減少し、伝熱促進がほぼ生じないことを示している。図 2-19 は、同じ流動条件下で単一曲がり配管の伝熱特性を評価した Guo ら[99]の実験結果も並べて示している。Guo らの実験においても、局所的なヌセルト数が第一曲がり中央で増加しており、本研究のシミュレーションと一致している。ピークの位置や分布に若干の

違いがあるが、これは Guo らの評価が実験評価であり、外壁からの伝熱量 ($h_o = 14 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, フランジ管であるため本研究よりすこし大きい) をもとに外部への放熱量を設定し、管内の軸方向熱流束 $q_{w,z}$ を無視しているためと考えられる。

エネルギーの流れをより詳細に調べるため、配管内外の壁面熱流束と配管壁内部の温度分布を評価した。結果を図 2-20 に示す。ここで、ベクトルの長さは各方向の平均壁面熱流束の大きさを示している。内壁と外壁の表面積は D_o/D (1.25) 倍異なるため、内壁の熱流束の標準長は外壁の熱流束の 1.25 倍で表示している。これにより、伝熱量を直感的に理解することができる。図には、直管部 ($z=37D$)、第一曲がり中間部 ($z=41.6D$)、第二曲がり中間部 ($z=48.9D$)、第二曲がり後方の直管部 ($z=53.7D$) での値が示されている。曲がり前の直管部 ($z=37D$) の結果を見ると、配管外の壁面熱流束は上部で小さく、配管内の壁面熱流束は上下左右で同程度である。これは、図 2-5 に示すように、浮力によって配管の外側で自然対流熱伝達が起こることで上側の流れが遅くなり、周囲熱伝達率 h_o が低下するためである。一方、配管の内側は速い流れによる強制対流熱伝達が生じる。直管部では流れの偏りがほとんどないため、熱伝達係数は上下左右で同じになると推定される。この配管内外の熱流束のずれにより、配管壁面内部の温度分布は図 2-20 のとおりになり、熱は配管上部の高温部から配管下部の低音部へ移動する。次に、第一曲がり ($z=41.6D$) の結果から、曲がりの外側で内壁熱流束が大きいことがわかる。これは、曲がりによって流れが偏向したためである。この曲がり外側での熱流束の増加により、図 2-18 (b) に示すように熱流束 $q_{w,z}$ が増加する。内壁が受け取る総熱量は、外壁が周囲流体へ放出する総熱量よりも大きい。この差分は図 2-18 (b) に示す配管壁内部の熱流束 $q_{w,z}$ のとおり、軸方向に移動したようである。配管壁内部の温度分布は、曲がり外側での壁面熱流束が大きくなった影響により、上部の高温領域がわずかに曲がり外側に偏っている。なお、Liberto ら[106]によるコイル配管の数値シミュレーションにおいても、本研究と同様に曲がり外側での伝熱促進が確認されている。第二曲がり中央 ($z=48.9D$) と第二曲がり後流 ($z=53.7D$) では、第一曲がり中央で観察されたような内壁熱流束の大きな偏りは見られない。しかし、第二曲がり後流では、内壁熱流束がベンド外側でわずかに大きくなり、配管壁内部の高温部もわずかに外側に偏っている。これは、第二曲がりでの偏向した流れの影響によるものとみられる。

以上のように、局所的な熱伝達特性と軸方向エネルギーの流れが明らかになった。しかし、第一曲がり外側で放熱が促進される原因は未解明である。また、第二曲がりでの放熱が促進されない理由もわからない。そこで、内部流体の温度勾配や流動構造を評価することにより、配管の曲がりによる伝熱促進メカニズムを解明した。

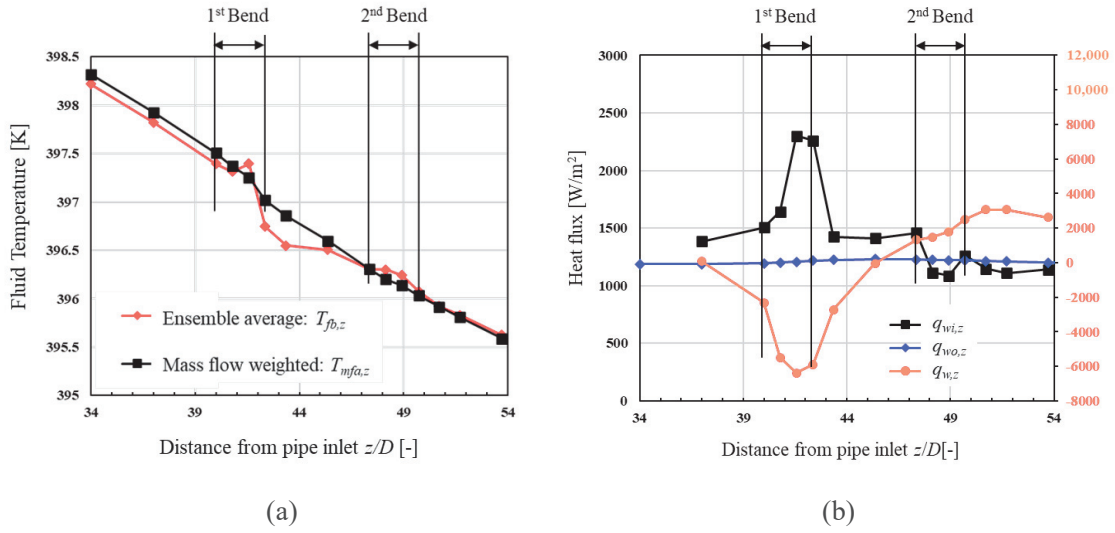


図 2-18. 軸方向特性 CHT シミュレーションにおける熱伝達：
(a)流体温度，(b)局所熱流束。

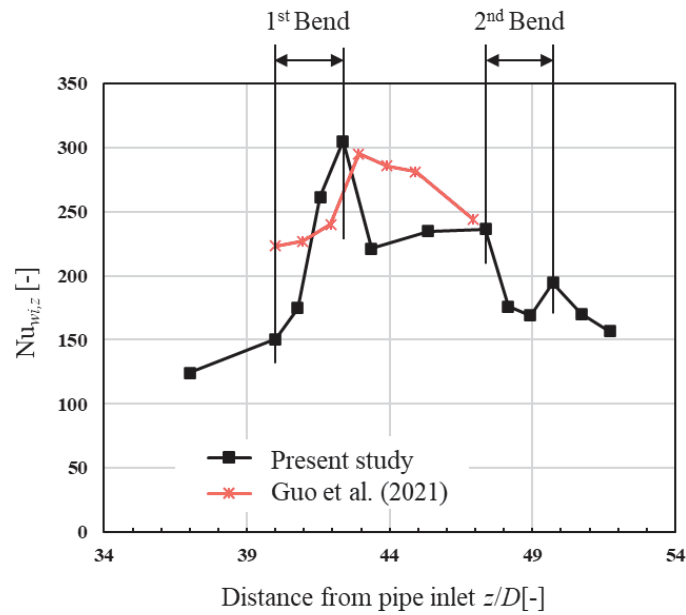


図 2-19. 局所ヌセルト数の軸方向分布と既存研究[99]との比較

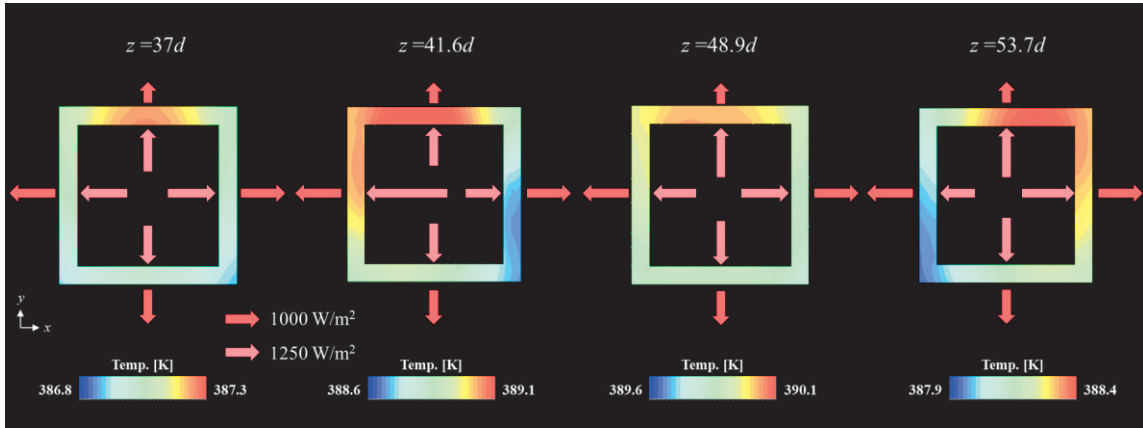


図 2-20. 配管内外の壁面熱流束と配管壁内部の温度分布.

乱流熱流束の x 方向分布は、直管部 ($z = 37 D$)、第一曲がり途中 ($z = 41.6 D$)、第二曲がり途中 ($z = 48.9 D$)、第二曲がり後流 ($z = 53.7 D$) で評価した。図 2-21 (a) に結果を示す。乱流熱流束の分布は直管部では左右対称であるが、第一曲がり途中では曲がり内側 ($+x$ 側) よりも外側 ($-x$ 側) の方が高くなっている。この乱流熱流束のピーク値は、直管部の乱流熱流束の約 1.5 倍であった。このように曲がり外側で乱流熱流束が高くなったことに加えて、曲がり外側の配管表面積が内側のそれよりも大きいことが相まって、図 2-18 (b) に示すように第一曲がりでの熱流束 $q_{wi,z}$ が高くなった。第二曲がり途中 ($z = 48.9 D$) の結果を見ると、曲がり内側 ($-x$ 側) の乱流熱流束は直管部のそれよりも大きい。しかし、曲がり外側の乱流熱流束は直管部と同じである。したがって、伝熱面積を考慮すると、図 2-18 (b) に示すように放熱量は大きく変化せず、平均熱流束 $q_{wi,z}$ は増加しなかった。第二曲がり後流の乱流熱流束は、第一曲がり前の直管部の乱流熱流束よりも低い。これは屈曲によって偏向した流れの影響が残ったことためだと考えられる。さて、式 (2-14) によると、乱流熱流束の大きさは温度勾配と渦拡散率の大きさによって決まる。そこで、図 2-21 (b) に示すように温度勾配を評価した。第一曲がり外側の壁面近傍の温度勾配は、直管部の温度勾配ほど大きくない。次に、渦拡散係数を図 2-21 (c) に示すように評価した。渦拡散係数は第一曲がり外側 ($z = 41.6 D$) の壁面近傍で大きくなっている。このことから、曲がりによって発生した偏流によって外側の渦拡散が促進され、乱流熱流束が増加したと結論づけられる。曲率の大きなコイル状配管の場合、Liberto [106] は、高速かつ低温 (壁-流体間の熱伝達の場合) の流体が外側に押し出されることで、熱伝達が促進されるメカニズムであると示唆している。彼らの曲がり配管では、流動条件が今回の結果と異なっていることに加えて、曲率も小さい影響もあり、伝熱メカニズムが異なっているようである。図より、第二曲がりでは外側の渦拡散率はそれほど大きくないので、これにより乱流熱流束が小さくなったと考えられる。以上より、第一曲がり外側における渦拡散の増加が放熱を促進する事が分かった。これを更に分解して、式(2-15)の k と ω の関係を調べた。その結果、曲がり外側では特性周波数 ω が小さくなっており、それにより外側渦拡散率が増加していたこと

がわかった。

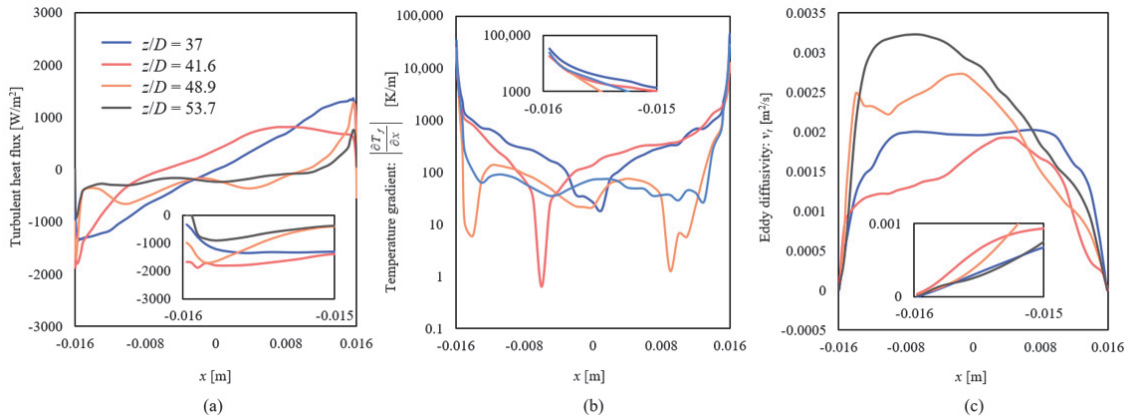


図 2-21. CHT シミュレーションにおける $y=0$ での内部流体の x 方向分布の評価：
(a) 乱流熱流束, (b) 温度勾配, (c) 渦拡散率。

最後に、図 2-22 に示すような流路断面内流線のプロットから、軸方向に沿った流れの構造の変化を評価した。第一曲がりより上流では流線は軸方向に沿っているが、第一曲がり途中からは流路断面方向に複雑な動きをしている。図 2-22 の右側の x - y 平面上の流線を見ると、第一曲がり途中で二次流れ（Dean 渦）が形成され、第二曲がり途中では二対の渦（Lyne 渦）が形成されているのが分かる。これらの二次流れの発生は、大木ら[87]によるステレオ PIV 測定の結果と一致している。Lyne 渦の発生原因は、大木ら[87]が示したように、第一曲がりによる第二曲がり入口の不均一な速度分布にあると考えられる。図 2-21 (c) の結果と併せて評価すると、Dean 渦が発生する第一曲がり途中($z = 41.6 D$)で曲がり外側の渦拡散率が増加し、Lyne 渦が発生する第二曲がり途中($z = 41.6 D$)で曲がり内側の渦拡散率が增大していることを示している。管中央部の流れの向きは Dean 渦では曲がり外側、Lyne 渦は曲がり内側を向いているので、この流れにより第一曲がりでは曲がり外側、第二曲がりでは曲がり内側において流体から壁面への熱移動が促進されたと示唆される。詳細な流動構造と併せて考察するため、一般に大きな渦は小さな渦よりも乱流寿命が長いという事実に基づいて、熱伝達メカニズムを推定することとした。まず、遠心力によって大きな Dean 渦が形成され、これが長い寿命（小さな特性周波数： ω ）を持つ乱れを発生させる。これにより、図 21 (a), (c) に示すように渦拡散係数と乱流熱流束の増加を引き起こし、熱伝達が促進されたと示唆される。第二曲がり外側では、スケールの小さな Lyne 渦の発生により乱流の寿命が短くなり、熱拡散が小さくなった可能性がある。第二曲がり内側では、図 2-21 (a), (b) に示すように大きな Dean 渦により内側に向かう流れが存在するため渦拡散率と乱流熱流束は大きいですが、伝熱面積が小さいため、放熱はあまり増加しなかったとみられる。

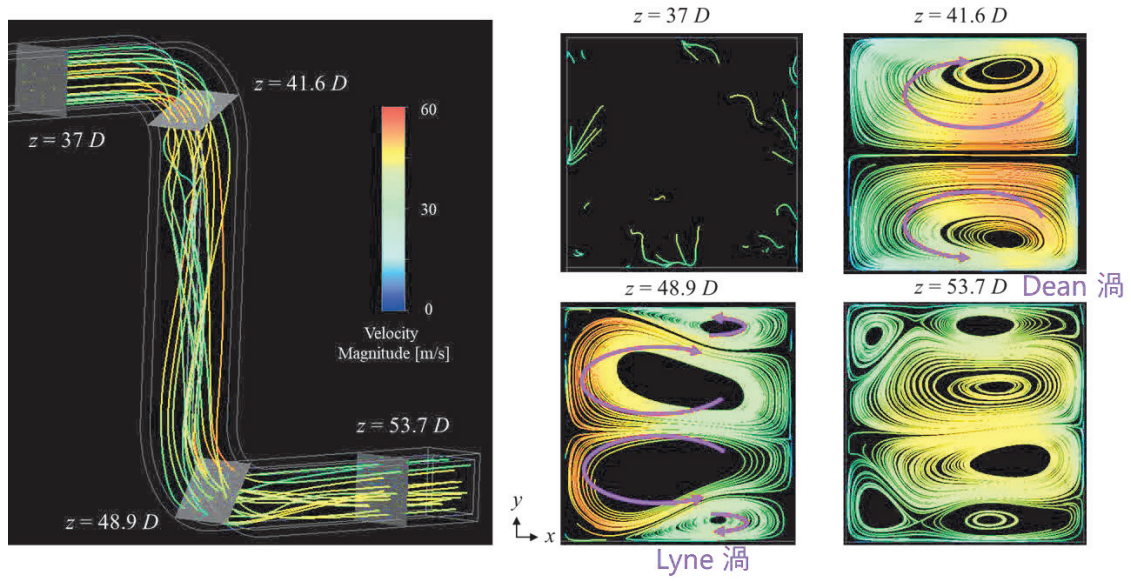


図 2-22. CHT シミュレーションにおける軸方向および面内流線の可視化.

2.4 第2章のまとめ

本研究では、自動車エンジンの配管に一般的に使用されている二重曲がり管について、実機と同等の条件（レイノルズ数 60000）で実験を行い、伝熱特性を調べた。熱電対による断面温度の測定と赤外線サーモグラフィによる壁面温度の測定により、放熱量とヌセルト数を評価した。局所的な熱伝達特性、および流れ構造と熱伝達の相関は、断面温度プロファイル測定と流れ場 PIV によって検証された CHT シミュレーションで評価した。本研究の結論は以下の通りである。

- ・ 内部流体の断面温度分布を測定したところ、直管では上流から下流まで高温コアが常に中心にあるのに対し、二重曲がり管では、第一曲がりと第二曲がりの両方で高温コアが外側にシフトしていることがわかった。このシフトは、遠心力による流体の圧縮効果によるものであった。
- ・ 内部流体から管壁への熱伝達特性を評価した結果、二重曲がり管は直管に比べて放熱量が 1.4 倍、ヌセルト数で 2 倍の値を取り、二重曲がりによる顕著な伝熱促進が明らかになった。
- ・ CHT シミュレーションを用いて伝熱特性を評価した結果、第一曲がりでは管壁への放熱が促進されるが、第二曲がりでは促進されないことがわかった。第一曲がりでは管壁に伝わった大量の熱は、熱伝導によって管内を流れて上流と下流に伝達されていた。この第一曲がりでの熱伝達が促進される傾向は、Guo や Liberto らによる先行研究と一致している。
- ・ 第一曲がりでの放熱が促進された原因は、偏流による曲がり外側での渦拡散の促進と乱流熱流束の増加にあった。外側渦拡散の促進は、第一曲がりでは発生した Dean 渦によって拡散が促進されたことと、曲がり外側に向かう流れが生じたことに起因する。
- ・ 第二曲がりでの放熱が促進されなかった原因は、曲がり外側での渦拡散の促進と乱流熱流束増加が無かったためである。これは、Dean 渦よりも小さい Lyne 渦が第二曲がり外側に形成されて乱流の寿命が短くなったことと、大きな Dean 渦の流れの向きが外から内側へ向かってしまったためであると考えられる。

この研究により、これまでデータが不足していた異なる方向の二重曲がりを持つ管内流れの伝熱特性が得られた。構築した CHT シミュレーションモデルは、自動車エンジンの多重屈曲配管の伝熱特性評価の指針となる。また、断面温度分布や流れ場の PIV の結果は、様々なシミュレーション手法の検証に利用されることが期待される。

第3章 直管内脈動流の熱流動特性

管内脈動流の熱流動特性については、1章で示した通り古くから研究がされている。文献調査による主要な知見をまとめると、以下の通りである。

- ・ 脈動振幅が大きい場合、ヌセルト数は脈動振幅に比例して大きくなり、準定常理論で予測が出来る。
- ・ 脈動振幅が小さい場合、再層流化等の非線形現象により伝熱促進/抑制が生じ、ヌセルト数の予測が難しくなる（準定常理論とは一致しない）。
- ・ 気柱共鳴周波数や配管の固有振動数、バースティング周波数などと一致すると、伝熱促進が生じる。
- ・ 応用先に伝熱機器やパルス燃焼器を想定した研究が多いため、 Re_m が50000以下の実験が殆どであり、エンジン排気流れの条件下である高いレイノルズ数の実験が不足している。
- ・ 脈動乱流の空間構造と時間変化を、熱伝達のメカニズムに関連づけた実験的研究はほとんどない。

そこで、本章における目的を以下の通り設定した。

- ・ 実験的評価の足りていないエンジン排気流れの条件（ $Re_m = 60000, 0.2 < Re_p / Re_m < 1, 10 < f_p < 100$ Hz）で、伝熱特性に及ぼす脈動周波数の影響を実験的に調べる
- ・ 流れ構造の変動と温度変化を実験的に求め、伝熱メカニズムを明らかにする

これを達成するために、配管内の脈動流を再現する実験装置を設計した。配管断面の流体温度分布の測定には熱電対を用い、外壁温度の測定には赤外線サーモグラフィを用いた。配管内の流速と温度の時間変化は、それぞれTR-PIVと2線式熱電対を用いて測定し、断面の時間平均流速、乱れの履歴効果、1脈動内の流れの温度変化を評価した。この測定によって得られたヌセルト数を用いて、熱伝達の周波数特性を評価した。

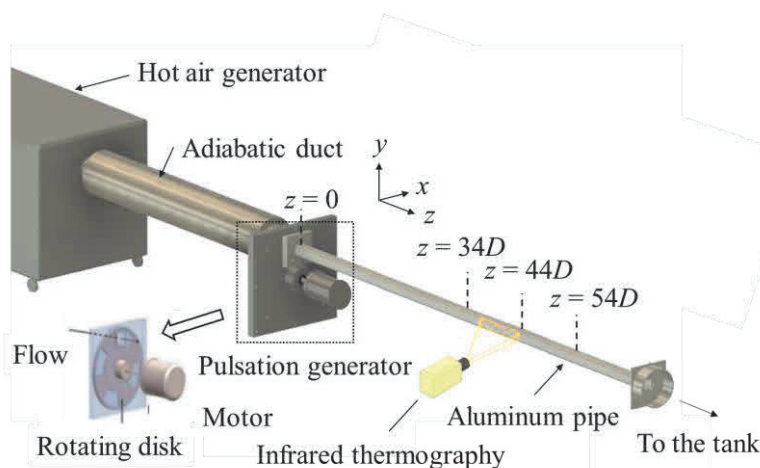
3.1 実験方法

実験は、広島大学東地区エネルギーセンター内の実験設備にて実施されたものである。以降に実験装置や計測装置、そのデータ処理の手法について述べる。

3.1.1 実験装置と試験条件

図 3-1 に直管内の脈動流が熱伝達特性に及ぼす影響を調べるために設計された実験装置を示す。作動流体である空気は、熱風発生装置（HAP3100；白光電気，東京，日本）を用いて加熱し、試験部を通して出口にあるタンクに排出される。流路の開閉は、穴の開いた円盤を回転させることで行った。脈動周波数は円盤の回転速度をモーターで制御することで変化させた。長方形の試験配管はアルミニウム製で、長さは 2.0m である。内径および外径はそれぞれ $D=32$ および $D_o=40$ mm である。温度と流速の測定断面は、十分に発達した流れの熱流動特性を調べるために脈動発生装置から $z=34D$ 、 $44D$ 、 $54D$ の地点に設定した。

各断面の時間平均温度は、図 3-2(a)に示すように、K 型熱電対（T34；岡崎，神戸，日本）を配管上壁の穴から挿入して測定した。図 3-2(b)に示すように、1 区間あたり 36 点の流路温度を測定した。図 3-2 (c) に示すように、局所的な温度変動を測定するために、 $13\ \mu\text{m}$ の熱電対と $25\ \mu\text{m}$ の熱電対からなるボルト型熱電対（T32；Anbe, Japan）を用いた計測を実施した。図 3-1 に示すように、外壁温度は赤外線サーモグラフィ（890, Testo K.K., 日本）を用いて計測した。 $z/D=34$ における断面平均温度は、すべての条件で 398K となるよう設定した。



(a) 概略図



(b) 写真

図 3-1. 実験装置

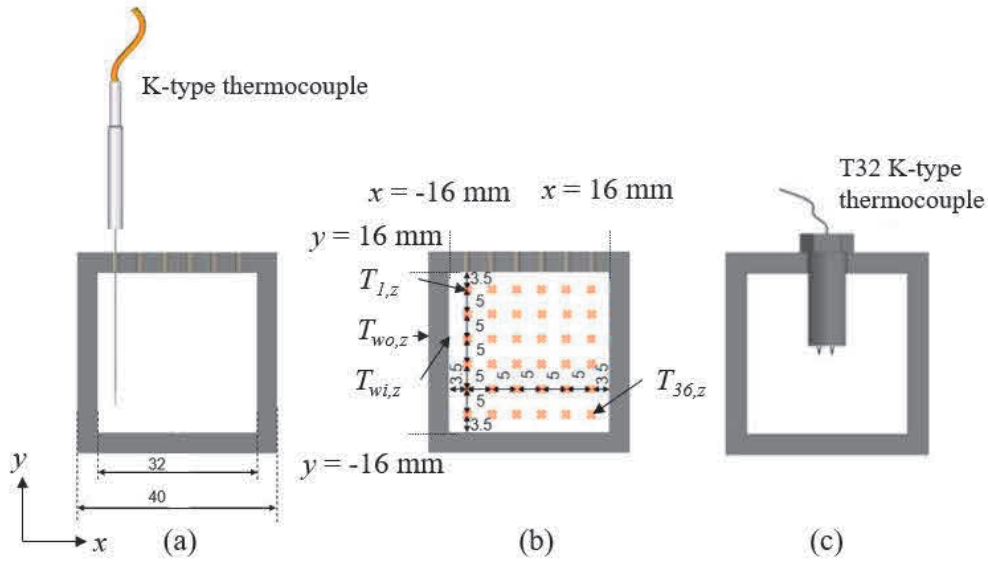


図 3-2. 計測方法. (a) K 型熱電対の挿入方法, (b) 時間平均温度の測定, (c) ボルト型 (T32) 熱電対の挿入方法.

表 3-2 に本研究における流動条件を示す. 実験は, 実際の自動車エンジンを模擬するために, 様々な周波数で行われた. 脈動流のレイノルズ数として, Re_p と Re_m の 2 つを, それぞれ時間平均速度と振幅に基づく無次元パラメータとして定義した.

$$Re_m = \bar{w}_c D / \nu, \tag{3-1}$$

$$Re_p = w_{c,p} D / \nu, \tag{3-2}$$

ここで, ν は空気の動粘性率である, \bar{w}_c は時間平均した断面平均軸流速度, $w_{c,p}$ は軸流速度の振幅である. $z = 34D$ から $54D$ までの $w_{c,p}$ の空間平均値を Re_p の定義に用いた. 流速振幅は, PIV によって測定された最小値と最大値の差として, 以下の式を用いて求めた:

$$w_{c,p} = \frac{1}{2} (w_{c,\max} - w_{c,\min}). \tag{3-3}$$

図 3-3 は, $z/D = 34$ における 2 サイクルの流速波形である. 横軸はサイクル数, 縦軸は流速を表す. 流速はどの条件でも脈動周波数で振動していることが明らかであり, 15Hz と 25Hz でのみわずかに負の流速値を持つ逆流が現れている. 図 3-4 は, 測定位置 $34D$, $44D$, $54D$ における流速振幅と, その空間平均を示している. 速度振幅は測定位置によって異なるが, 15Hz を除いて周波数が高くなるにつれて減少している. これは, 流量一定の条件下で流路を閉鎖することにより脈動が発生するため, 1 回の開閉で流出する流量が周波数に比例して減少するためである. なお, 加速度振幅で考えると, $w_{c,p}$ の $2\pi f$ 倍になるので, 60 や 90 Hz でも大きな値であり, 低周波数と同程度のパワーを有していると言える. 自動車用排気管を考えたときに, この

ケースは平均流速が同じで脈動周波数と脈動振幅が違う条件なので、同じ総排気量で気筒数が異なる場合であり、この伝熱特性を把握することは実設計上重要である。また、周波数特性として大きなピークはないことから、気柱共鳴の影響は軽微であると考えられる。本研究では、内径の半分 $D/2$ を特性長さとして、次式によりウオマズリ数を定義した：

$$Wo = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{2\pi f_p}{v}} \quad (3-4)$$

その他の実験条件である周囲温度、入口温度、配管と空気の熱伝導率を表 3-3 に示す。また、各測定の不確かさを表 3-4 に示す。これらは、定常流における時間変化する測定結果の標準偏差として定義された。

表 3-2. 流動条件.

Re_m [-]	f_p [Hz]	Re_p [-]	Re_p / Re_m [-]	Wo [-]
	0	-		-
60000	15	54000	0.91	33
	25	67000	1.11	42
	30	67000	1.11	46
	35	64000	1.07	49
	60	49000	0.82	65
	90	25000	0.41	80

表 3-3. 実験条件.

周囲温度： T_{amb} [K]	空気の熱伝導率： λ_f [W/m K]	アルミニウムの熱伝導率： λ_s [W/m K]
298	0.033	236

表 3-4. 測定の不確かさ.

z での流体温度： $T_{i,z}$ [K]	z での外壁温度： $T_{wo,z}$ [K]	z における配管の断面平均温度： $T_{fb,z}$ [K]
0.28	0.06	0.28

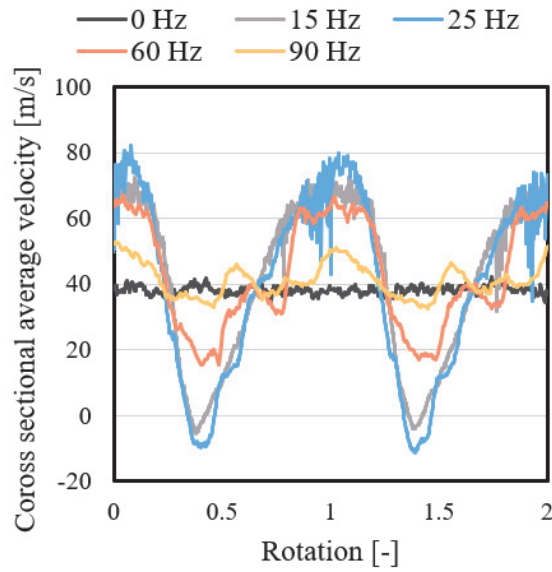


図 3-3. 断面平均速度 ($z/D = 34$)

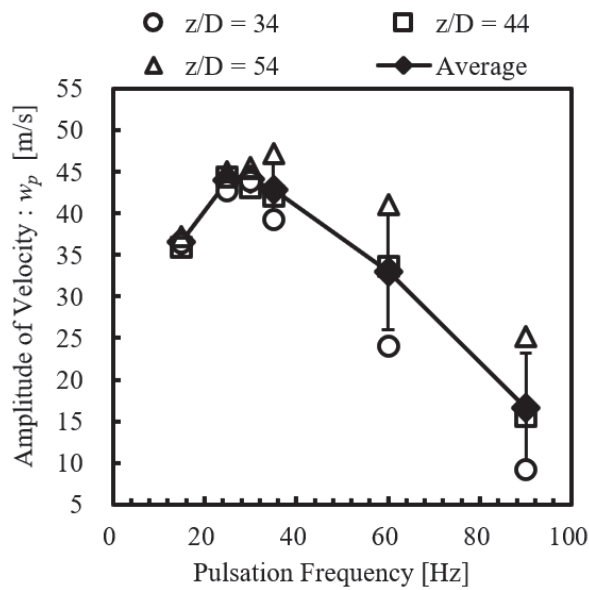


図 3-4. 速度振幅の脈動周波数特性

3.1.2 データ処理

配管内の熱伝達プロセスの概略図を図 3-5 に示す。配管内の高温空気から配管壁を介した周囲流体への熱伝達は、配管内の強制対流熱伝達、配管壁内部の熱伝導、配管外の自然対流熱伝達からなる。配管壁の放射率をサーモグラフィで測定した結果、0.05 程度と非常に小さいことがわかった。この放射率から計算した放熱量は自然対流熱伝達による放熱量

の数十分の位置であったので、輻射の影響は無視できると仮定した。また、高応答サーモグラフィ(Photron, X6901sc_SLS)で測定したところ、外壁温度の時間変動は 0.1 K 未満であった。これは、配管材料であるアルミニウムの熱容量が、空気の熱容量に比べて大きいことに起因している。したがって、壁面温度の変動の影響も無視できると仮定した。したがって、外部への熱流束 $q_{wo,z}$ は以下のように計算された：

$$q_{wo,z} = h_o (T_{wo,z} - T_{amb}), \quad (5)$$

ここで、 T_{amb} は周囲温度、 $T_{wo,z}$ は配管の外壁温度である。なお、この章で使用する温度はすべて、10 サイクルの時間平均値である。図 3-6 に外部温度測定結果を示す。左、右、上、下壁の外部熱伝達係数 h_o を壁面最近傍の温度勾配から計算した結果、14.8 (左)、15.2 (右)、6.8 (上)、11.4 (下) であった。したがって、これらの平均値である $h_o = 12.0$ を外部熱伝達率として使用した。 $h_{i,z}$ は配管内壁の局所熱伝達率であり、次式で計算できる：

$$h_{i,z} = \frac{q_{wi,z}}{(T_{fb,z} - T_{wi,z})} = \frac{q_{wo,z} \alpha}{(T_{fb,z} - T_{wi,z})}. \quad (3-6)$$

ここで、 α は外壁と内壁の断面積比であり、矩形配管のため $\alpha = D_o/D$ となる。また、 $T_{fb,z}$ は z における内部流体の空間平均温度であり、 $T_{fb,z} = \sum_{i=1}^{36} T_{i,z} / 36$ で定義できる。 $T_{wi,z}$ は配管の外壁温度であり、直接計測するのは難しい。しかし、熱伝導方程式より試算した結果、アルミニウムの熱伝導率が高いため、外壁温度： $T_{wo,z}$ と内壁温度： $T_{wi,z}$ の差は 0.1 K 未満であった。そのため、下記の仮定を行った。

$$T_{wi,z} \approx T_{wo,z}, \quad (3-7)$$

式 (3-6) を用いると、局所ヌセルト数は次のように定義できる：

$$Nu_{i,z} = h_{i,z} \frac{D}{\lambda_f}, \quad (3-8)$$

ここで、 λ_f は配管内の流体の熱伝導率である。脈動流の熱伝達特性は、配管内の局所ヌセルト数： $Nu_{i,z}$ を計算することで評価した。

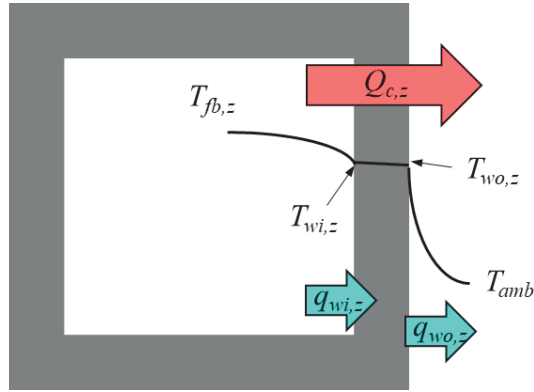


図 3-5. 試験配管における熱伝達の模式図

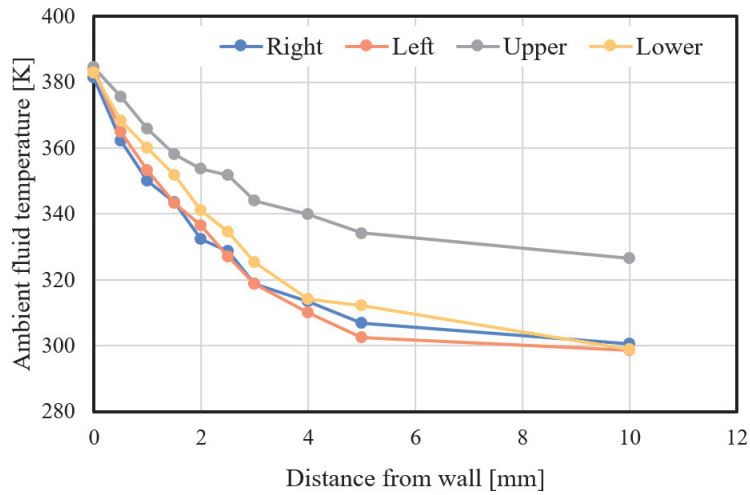


図 3-6. $z = 44 D$ における管外温度の測定結果.

3.1.3 計測手法

温度センサーの動的応答が不十分であるため、脈動流中の流体温度は測定が最も困難で複雑な流量パラメータの一つである (Olczyk, [136]). Tagawa ら[137]は、動的校正を行わずに熱電対の時定数を推定する信頼性の高い方法を開発した。この方法は、脈動流における実際の温度変動を予測するために、2つの熱電対の一次遅れ系に基づいた計算を実施するものである。下記に二対の熱電対の応答を一次遅れ系で表現した式を示す。

$$T_{g1} = T_1 + \tau_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} \tag{3-9}$$

$$T_{g2} = T_2 + \tau_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \quad (3-10)$$

ここで、 T_g 、 T 、 τ はそれぞれ実際の流体温度、測定温度、時定数である。添え字1と2は、それぞれ直径13 μm と25 μm の熱電対を示す。時定数は、下記相関係数 R が最大になるときの値を採用する。

$$R = \frac{\overline{T_{g1}T_{g2}}}{\sqrt{T_{g1}^2} \sqrt{T_{g2}^2}} \quad (3-11)$$

得られた時定数 τ_1 と τ_2 を用いて式(3-9)と(3-10)を時間積分することで、最終的な流体温度 T_{g1} と T_{g2} を求めることができる。この研究では、13 μm と25 μm の熱電対の時定数 τ_1 と τ_2 はそれぞれ9.6 msと22.4 msであった。計算方法の詳細は参考文献(Tagawa et al., [137])を参照されたい。なお、この方法では時定数が一定のため高周波でのゲインが極端に大きくなり、ノイズの影響が大きくなる。そこで、脈動周波数の6倍のローパスフィルタ($f_p = 6f_p$)を適用して評価した。図3-7は、 $f_p = 30$ Hzにおける温度測定結果である。熱電対の応答時間遅れが補償され、補償後の振幅が大きくなっていることが観察できる。 T_{g1} と T_{g2} の波形はほぼ同じであったため、本研究では T_{g2} を用いて評価を行った。

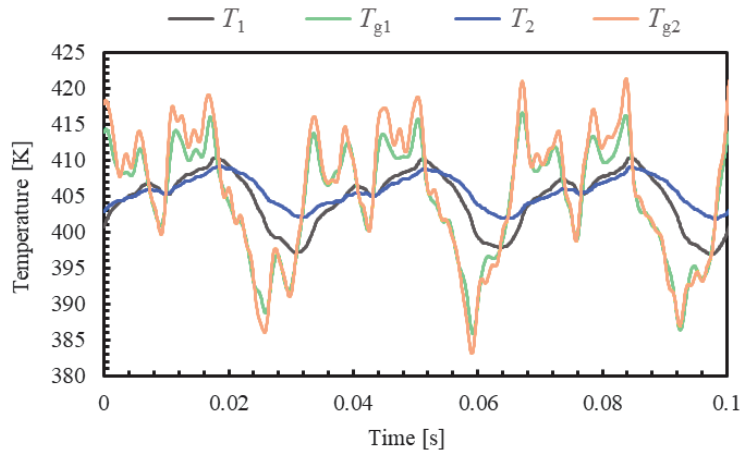


図3-7. 脈動流における配管中心温度の測定結果 ($f_p = 30\text{Hz}$).

3.1.4 TR-PIVによる速度場の計測

図3-8に x - z 平面上の流れ場を可視化するためのTR-PIV用の光学系を示す。 x - y 座標の原点は配管の中心とした。図3-8右下には、 $-16\text{ mm} < x < 16\text{ mm}$ 、 $y = 0\text{ mm}$ 、 $44D - 16\text{ mm} < z < 44D + 16\text{ mm}$ における x - z 平面上の流れ場の計測例を示している。流体追跡性を確保するため、トレーサー粒子として、粒径の小さいオイルミスト(平均粒径: 2-3 μm)を用いた。光源にはNd:YAGレーザー(Continuum社製, Mesa PIV)を使用し、粒子画像を10000

fps で取得した。PIV は、表 3-2 と同じ流動条件下で、これらの粒子画像からペアを作成して実施した。したがって、流速の時間間隔は 5000Hz である。流速の x 成分と z 成分は、直接相互相関法を用いて計算した。PIV 条件を表 3-5 に示す。検査ウィンドウは 27 ピクセル \times 27 ピクセル (70%オーバーラップ) である。なお、壁面近傍の流れ場を評価するために、拡大画像に基づく PIV (Zoom-PIV) も実施している。条件を表 3-6 に示す。使い分けとして、断面平均流速は通常の PIV で評価し、壁面近傍の乱流統計量は Zoom-PIV で評価している。

断面平均速度は、 $M = 32$ 点として、以下の式で計算した：

$$w_c(z, t) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M w(x_i, z, t) \quad (3-12)$$

乱流統計量は Reynolds 分解を利用して評価した。まず、Reynolds and Hussain[138]が提案したように、乱流脈動流の場合、流れ特性は次式のように 3つの項に分解できる。

$$w(x, z, t) = \bar{w}(x, z) + \hat{w}(x, z, t) + w'(x, z, t) \quad (3-13)$$

ここで $\bar{w}(x, z)$ は時間平均項 $\hat{w}(x, z, t)$ は振動項、そして $w'(x, z, t)$ は乱流項である。時間平均項は、10 サイクルのアンサンブル平均をとることによって得られた。振動項は、位相平均を用いて計算することができる： $\langle \rangle$ 。

$$w(x, z, t) = \langle w(x, z, t) \rangle - \bar{w}(x, z) \quad (3-14)$$

位相平均は、同じ位相のデータを 10 周期分、10 回分のアンサンブル平均をとることで算出した。位相平均により乱流の揺らぎを除去し、全瞬時プロファイルから脈動成分のみを抽出することができる。式(3-13)と式(3-14)を用いて揺らぎ成分 $u'(x, z, t)$ と $w'(x, z, t)$ をそれぞれ計算した。乱れの強さを評価するために、式(3-15)を用いて二乗平均平方根(RMS)を計算した。

$$w'_{rms}(x, z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w'(x, z, t_i)^2} \quad (3-15)$$

ここで、 N は 10 サイクルのデータ点数であり、 $10 \times f_s / 2 \times f_p$ で表される。各脈動位相における w' の大きさを評価するために、以下の式を用いて瞬時実効値を算出した：

$$w'_{rms,p}(x,z,t) = \frac{1}{10} \sqrt{\langle w'(x,z,t)^2 \rangle} \quad (3-16)$$

さて、乱流項のRMS値について他の研究と比較する際には、摩擦速度を用いた正規化が必須となる。そこで、以下の式を用いて摩擦速度を計算した。

$$w^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = \sqrt{\nu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x}} \quad (3-17)$$

ここで、壁面法線方向の速度勾配は、定常流のZoom-PIV結果における壁面近傍の3点に2次関数をフィッティングすることで求めた。その結果、定常流の条件で摩擦速度 $w^* = 2.12$ が得られた。この値 w^* を検証するために、乱流に対する実験相関式である式(3-18)と式(3-19)をそれぞれ用いて摩擦係数と壁面せん断応力を推定した。

$$f = (1.8 \log_{10} Re - 1.5)^{-2} \quad (3-18)$$

$$\tau_w = \frac{1}{8} f \rho \bar{w}_c^2 \quad (3-19)$$

式(3-17)から式(3-19)によって得られた摩擦速度は2.03であり、本研究の2.12と約4.4%の差で一致していた。したがって、PIVによる時間平均速度分布計測の妥当性が確認された。

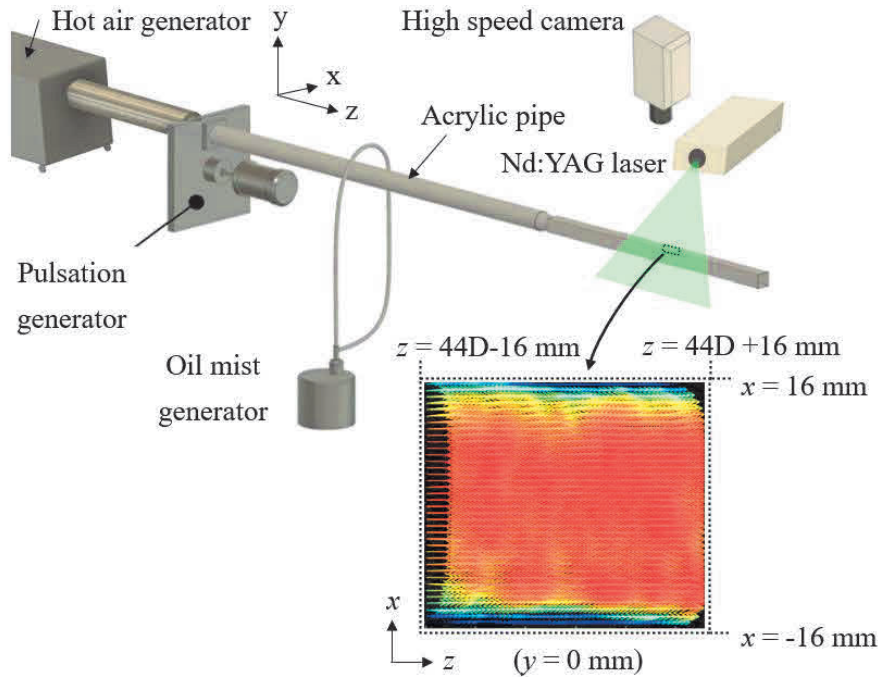


図 3-8. TR-PIV による可視化計測の概要

表 3-5. TR-PIV の撮影/処理条件

フレーム速度 : f_s [fps]	解像度 [mm/pixel]	レーザーパルス間の時間間隔 [μs]	グリッドサイズ [ピクセル]	相関窓サイズ [pixel]
10000	0.034	10	8	27×27

表 3-6. Zoom PIV の撮影/処理条件.

フレーム速度 : f_s [fps]	解像度 [mm/pixel]	レーザーパルス間の時間間隔 [μs]	グリッドサイズ [ピクセル]	インテルローガウィンドウサイズ [pixel]
20000	0.0117	10	6	23×23

3.1.5 管内流動における特徴周波数の計算

先行研究において、脈動による熱伝達促進が生じやすい特徴周波数として、気柱共鳴の周波数、乱流境界層におけるバースティングの周波数が挙げられるため、これの試算を実施した。配管の固有振動との共振もあるが、我々が設計した装置は Sorin らの様な片持ち梁ではなく、図 3-1 (b) に示すように流路途中の数点で上下から挟む形でしっかりと固定したものである。よって、管内流動に影響するほどの大きな振動は発生しなかったため、これについては無視した。

まず、気柱共鳴の周波数について、流路出口は開となる条件である。しかし、流路入口は脈動発生装置により流路が開閉されるため、開の瞬間と閉の瞬間が混在する。よって、

開-閉の共鳴周波数と開-開の共鳴周波数を計算した。真の共鳴周波数はこの間にあるはずである。表 3-7 に、入口温度 (398 K) における音速 ($c = 400 \text{ m/s}$) と配管長 ($L = 2.0 \text{ m}$) を用いて計算した気柱共鳴の周波数を示す。図 3-4 より、50 – 100 Hz で大きなピークは見られないため、今回の様な入口が開閉する条件では共鳴の影響は強く出なかったようである。

次に、バースティングの周波数については、摩擦速度に前述の $w^* = 2.12$ を用いて計算を行った。表 3-7 に結果を示す。今回の脈動周波数の 10 倍以上でオーダーが異なる周波数のため、バースティングとの共振は生じないと考えられる。

表 3-7. 特徴周波数の試算

名称	計算式	周波数 [Hz]
開-閉の気柱共鳴 (1次)	$f_r = c/4L$	$f_r = 50$
開-開の気柱共鳴 (1次)	$f_r = c/2L$	$f_r = 100$
バースティング	$w^{*2}/(v f_B) = 100 - 250$	$f_B = 740 - 1848$

さて、管内流れの特徴波長 (周波数) として、上記の境界層内部におけるバースティングのほかに、管径による制約がある。1 章で述べたように、乱流における乱れのスペクトルは境界の影響を受けるため、この特徴周波数は非常に重要となる。本実験装置における乱れのスペクトルを評価するため、熱線流速計 (0251R-T5, Kanomax, Andover, NJ, USA) による管中心部における軸方向流速: w_{ce} の計測を実施した。まず、1 章で示したコロモゴロフスケール: η は、下記で表すことができる。

$$\eta = (1/k_k) = (v^3 / \varepsilon)^{1/4} \tag{3-20}$$

動粘度 ν は既知なので、エネルギー散逸率の ε を計算すればよい。この散逸率の計算には三次元の速度勾配情報が必要となるが、局所等方性の仮定を置くことで下記のように軸方向の変動速度の空間微分から近似できる。

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial w_{ce}'}{\partial z}\right)^2} \tag{3-21}$$

ここで、主流方向の変動速度: w_{ce}' は下記で記述できる。

$$w_{ce}' = w_{ce} - \overline{w_{ce}} \tag{3-22}$$

さて、式 (3-21) の計算には空間微分値が必要となるが、Taylor の凍結仮説を用いることで、下記の通り時間微分値を用いて近似することが出来る。

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\frac{1}{w_{ce}} \frac{\partial}{\partial t} \quad (3-23)$$

上式と式 (3-21) より、エネルギー散逸率を下記の通り定義できる。

$$\varepsilon = 15\nu \frac{1}{w_{ce}^2} \overline{\left(\frac{\partial w_{ce}'}{\partial t}\right)^2} \quad (3-24)$$

熱線流速計を用いれば、時間分解能を高めることが出来るので、上式によりエネルギー散逸率を求めることが出来る。今回は、 $z = 34D$ における管中心の流速を、100 kHz の計測周波数で1秒間計測した。入口圧力は115 kPa、入口温度は398 K、管中心における入口流速 $\overline{w_{ce}} = 47$ m/s で設定した。よって、 Re_m は約60000の条件となる。この計測値から、エネルギー散逸率は $\varepsilon = 267$ m²/s³、コロモゴロフスケールは $\eta = 80$ μm と見積もることができた。参考として、変動速度 w_{ce}' のパワースペクトル密度のグラフを図3.9に示す。波数 k はテイラーの凍結仮説を用いて、下式により示している。

$$k = \frac{2\pi f}{w_{ce}} \quad (3-25)$$

また、グラフの上横軸は下記の式で定義されるストローハル数を示している。

$$St = \frac{fD}{w_{ce}} \quad (3-26)$$

D は管の直径である。図3.9には、1章で示したコロモゴロフの-5/3乗則を並べてプロットしている。図より、本実験においてコロモゴロフの-5/3乗則に一致する慣性小領域の存在が確認できる。また、慣性小領域の左側では境界の影響によるエネルギー保有領域が確認できる。また、 k/k_k が0.16以上の領域ではエネルギーが急低下しており、粘性の効果が支配的である散逸領域の存在が確認できる。グラフには、各領域を区切る波数情報を青の点線で示している。この波数の情報を波長(λ)と St 数(= $D/\lambda/2\pi$)に換算して領域範囲と紐づけ

ると、以下の通りになる。

- ・ エネルギー保有領域 ($2.0 \text{ mm} < \lambda, St < 2.5$)
- ・ 慣性小領域 ($2.0 \text{ mm} < \lambda < 0.5 \text{ mm}, 10.2 < St < 2.5$)
- ・ 散逸領域 ($\lambda < 0.5 \text{ mm}, 10.2 < St$)

よって、本実験装置の管内流れにおいては、境界（管壁，スケールは $D = 32 \text{ mm}$ ）の影響により発生した大きな渦により乱れのエネルギーが生成され，それが慣性項により小さな渦へと伝播していき，波長 2 mm 以下の領域では普遍的な乱流法則に従って，慣性小領域から散逸領域へと移り消散してゆくと考えられる．よって，この境界のスケール（ストローハル数）と脈動周波数の関係は非常に重要となるため，本研究では周波数特性を評価する際にストローハル数の値も併記して議論を進めていく．

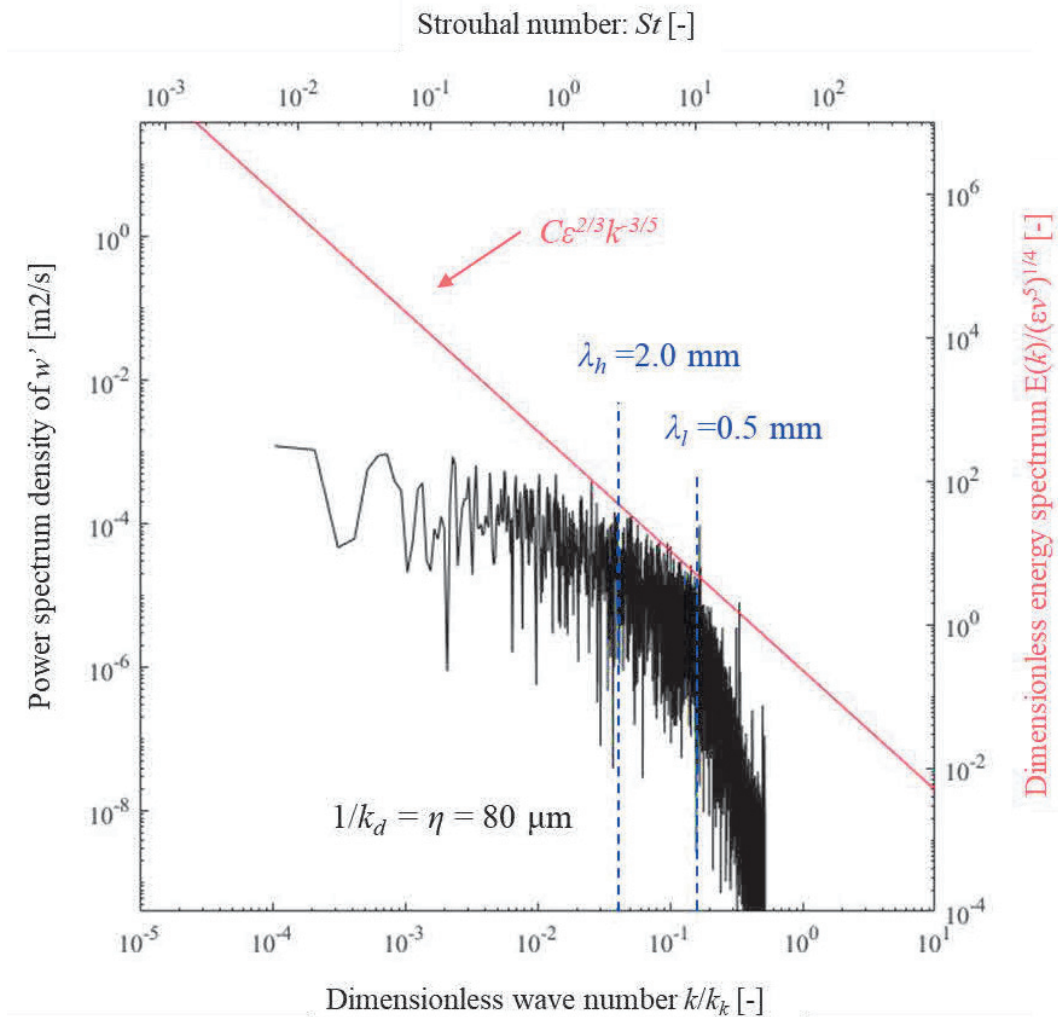


図 3-9. 速度データのパワースペクトル密度. グラフ下横軸はコロモゴロフスケールで正規化した波数，上横軸はストローハル数を示す. FFT の窓関数：ハニング，窓長：0.1 s，平均化：10 回

3.2 結果と考察

3.2.1 主流断面内の温度分布と軸方向温度分布

熱伝達の非対称性は、図 3-2 (b) に示す計測点で x - y 断面の温度分布を測定し、その 1.0 秒間の時間平均値を評価した。外壁温度はサーモグラフィの測定結果に基づいている。実験温度のカラーコンターは、MATLAB (MathWorks, Inc.) を用いて描画している。定常流の時間平均温度分布を図 3-10 (a) に示す。図 3-10 (a) に示すように、3 断面とも温度分布の偏りはほとんどなく、中心に高温部があり、下流に向かって平均温度が低下している。図 3-10 (b) に $f_p = 30$ Hz の脈動流における 10 サイクルの時間平均温度分布を示す。図 3-10 (a) の定常流と同様に上下左右の対称性が保たれていることがわかる。これらの結果は、浮力から生じる可能性のある上下方向の偏りや、脈動発生装置から生じる可能性のある入口速度分布の偏りが無視できることを示している。浮力と慣性力の比を表す無次元量であるリチャードソン数は、以下の式を用いて内部流体温度と壁面温度の差として計算される：

$$Ri = \frac{g\beta_{i,z}(T_{fb,z} - T_{iw,z})h_{i,z}}{\bar{w}^2}, \quad (3-27)$$

ここで、 $\beta_{i,z}$ は、配管内の内部流体である空気の熱膨張係数である。リチャードソン数は、脈動周波数や測定場所によって多少異なるが、最大で約 0.01 であった。これは強制対流が支配的であると考えするのに十分な小ささである。したがって、リチャードソン数による評価から行っても、本実験条件では慣性力が支配的であり、浮力の影響は無視できると言える。

また、外壁温度の偏りも前述した通り (図 3-6) ほぼないので、熱伝達の影響は代表温度 $T_{fb,z}$ と左右の外壁温度の平均値で定義する壁面代表温度: $T_{wi,z}$ によって評価することができる。

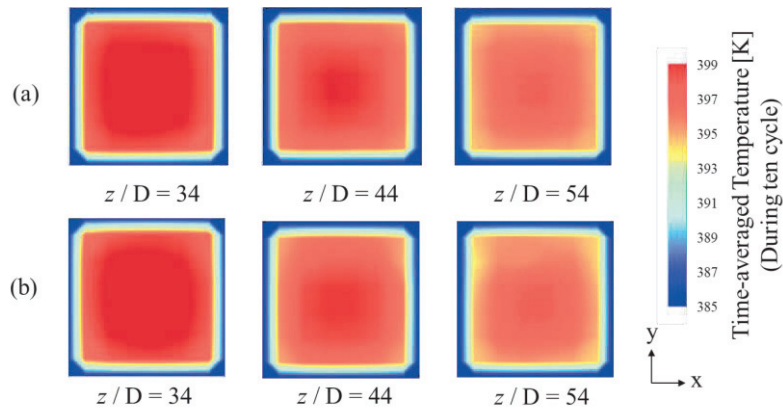


図 3-10. 管内温度分布. (a)定常流, (b)脈動流 ($f_p = 30$ Hz)

3.2.2 Nu数による伝熱特性の評価

脈動流では流れ場の非定常変動と同期して熱伝達が生じるため、熱伝達率やヌセルト数の予測が非常に困難である。本節では、過渡的な流れにおけるヌセルト数を予測できる数少ない理論である準定常理論について述べる。この理論では、脈動流れが準定常状態であり、流れが1サイクルのどの時点でも瞬間的に定常であるかのように振る舞うことを仮定している。よって、瞬時流速の絶対値を代入しそれを1サイクルで積分することによって、準定常の仮定を熱伝達相関に直接適用している。この方法は、Martinelliら[139]によって最初に導入され、その後、他の研究者たちによって使用されている(Hanby, Ishinoら等)。本論文では、定常状態の熱伝達率の予測式として、式(3-28)および式(3-29)のGnielinskiの式を採用した。

$$Nu_G = \frac{(f/8)(Re-1000)Pr}{1.07+12.7\sqrt{f/8}(Pr^{2/3}-1)} \quad \text{for } 10^4 < Re < 5 \times 10^6 \quad (3-28)$$

$$Nu_G = \frac{(f/8)RePr}{1.07+12.7\sqrt{f/8}(Pr^{2/3}-1)} \quad \text{for } Re < 10^4 \quad (3-29)$$

このGnielinskiの式を準定常状態の仮定のもと積分すると、ヌセルト数について以下の式が得られる：

$$Nu = \int_0^1 Nu_G(Re) d\tau \quad (3-30)$$

ここでレイノルズ数は以下の式で表される：

$$Re = Re_m \left(1 + Re_p / Re_m \cos 2\pi\tau \right) \quad (3-31)$$

ここで、 Pr 、 Re_m 、 Re_p はそれぞれ表3-2に示したプラントル数、平均流および脈動レイノルズ数であり、 τ は1周期で正規化した時間である。すべての脈動条件において、実験の各脈動周波数で速度のパワースペクトルが最大になることを確認できている。そこで、乱流変動が正弦波であると仮定して式(3-30)と式(3-31)の計算を行った。

図3-11は、式(3-8)を用いて計算されたヌセルト数と脈動周波数の関係について、各測定位置 $z = 34D$ 、 $44D$ 、 $54D$ とそれぞれの空間平均値を並べてプロットしている。準定常理論

式(3-30)の予測値も図3-11に描かれている。0 Hzにおける定常流の実験結果は、式(3-28)で定義された理論値とほぼ一致している。したがって、配管内には一般的な乱流が形成されていると考えられる。ヌセルト数は測定位置によって若干異なるが、これは脈動振幅の違いや温度測定誤差によるものと考えられる。定常条件とは対照的に、脈動条件下での実験結果は理論値とは異なっている。この結果は、脈動振幅が小さい場合には準定常理論ではヌセルト数をうまく評価できないという石野らの先行研究と一致する。さらに、周波数応答の評価から、ヌセルト数は約25-35Hz (St数換算で0.02-0.028)でピークを持つことがわかった。すなわち、特定の脈動周波数でのみ伝熱促進が生じていると言える。

25-35Hzで熱伝達が促進される原因を特定するためには、非定常流れ場と温度変動を評価する必要がある。そこで、2熱電対プローブを用いて壁面近傍の温度変動を測定した。また、壁面近傍の速度変動をZoom-PIVの結果を統計処理して評価した。

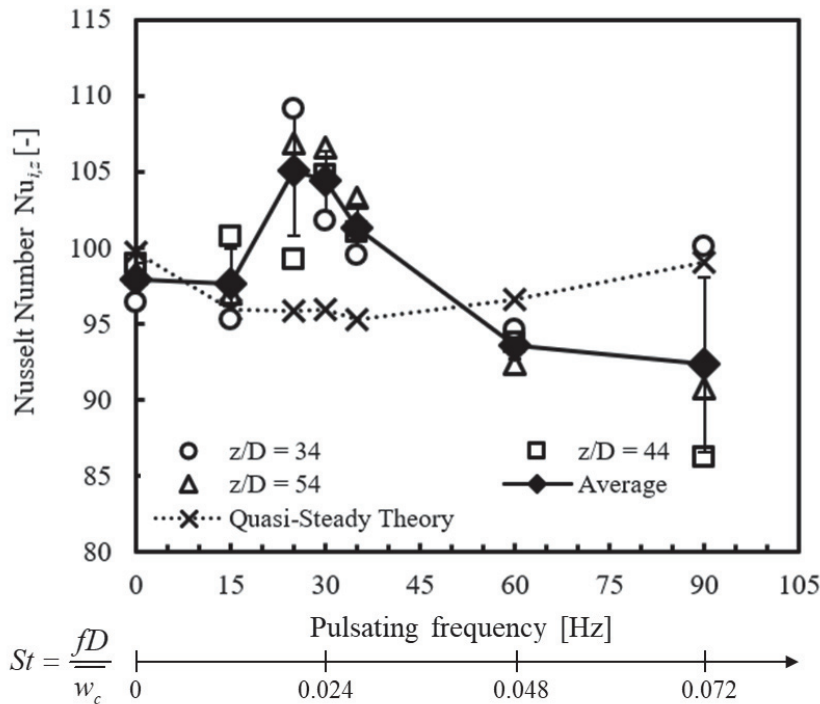


図3-11. 脈動周波数とヌセルト数の関係

3.2.3 壁面付近の温度と速度の変動

非定常熱流動特性を評価するために、壁面近傍の温度変動と速度変動を評価した。図3-12にPIVで測定した壁面から1mmの位置における軸方向流速波形を示す。15Hzと25Hzの結果を見ると、流速変動は流速が大きいときに大きくなり、流速が小さいとき小さくなる。これは、速度が大きくなるにつれて、粘性力よりも慣性力が支配的になるためと推測される。同程度の速度において加速時と減速時の速度変動を比較すると、減速

時の方が速度変動が大きかった。これは、流速が小さいときに再層流化が起こるためと考えられる。再層流化が生じると、流れが層流状態から乱流状態に遷移するまでに時間遅れがあるため、加速時に乱流強度が減少する。このような流体加速による乱流遷移の遅れは、黒川・高木[140]や井口[141]らによって実験的に確認されている。一方、減速時には乱流から層流になるまでの時間遅れがあり、高速流の乱れの履歴があるため乱れが大きい。この結果、減速時の乱流変動は加速時よりも大きくなる。周波数応答を評価すると、25Hzでは15Hzよりも短い時間で減速時に高い乱流が残留するため、流速が最小になる直前の小さな速度変動が残っている。90Hzの結果も、流速が大きくなると速度変動が大きくなることを示している。しかし、脈動振幅が小さいため、再層流化は確認できなかった。

また、図 3-12 に式 (3-10) を用いて補正した後の温度変動の測定結果を示す。まず、15Hz と 25Hz においては、速度が低いと温度が上昇することがわかる。これは、速度が低下すると運動エネルギーが圧力と温度に変換されるためと考えられる。この関係から、平均速度が低いタイミングで流体温度が高くなった。壁面温度は 383 K でほぼ一定であったため、流体温度が高いほど壁面温度と流体温度の差が大きくなり、熱伝達が大きくなる。しかし、加速時には、整流効果により乱流の強度が小さくなるため、攪拌効果は小さく熱伝達は大きくなる。一方、減速時には乱れの履歴があるため、流速が小さくても乱れは大きい。壁との温度差が大きい小流速時に乱れが大きくなるため、熱伝達も大きくなる。乱れの履歴は脈動が速い図 3-12 (b) $f_p = 25$ Hz において顕著であり、脈動の遅い 15 Hz では乱れの履歴が消えやすい。よって、減速時の乱れの履歴が残りやすいことで、図 3-11 に示すとおり 25 Hz で伝熱促進が生じると考えられる。なお、90Hz では温度変動は大きかったが、乱流の強度は小さかったため熱伝達の増加は特に大きくなかった。脈動周波数が高いほど温度変動が大きいのは、圧力変化が速く、断熱変化に近づくためと考えられる。

以上より、図 3-11 に示したヌセルト数の周波数特性は、減速時の乱流と温度変化に起因する可能性が高い。この相関関係を実証するために、次節で統計処理を行った。

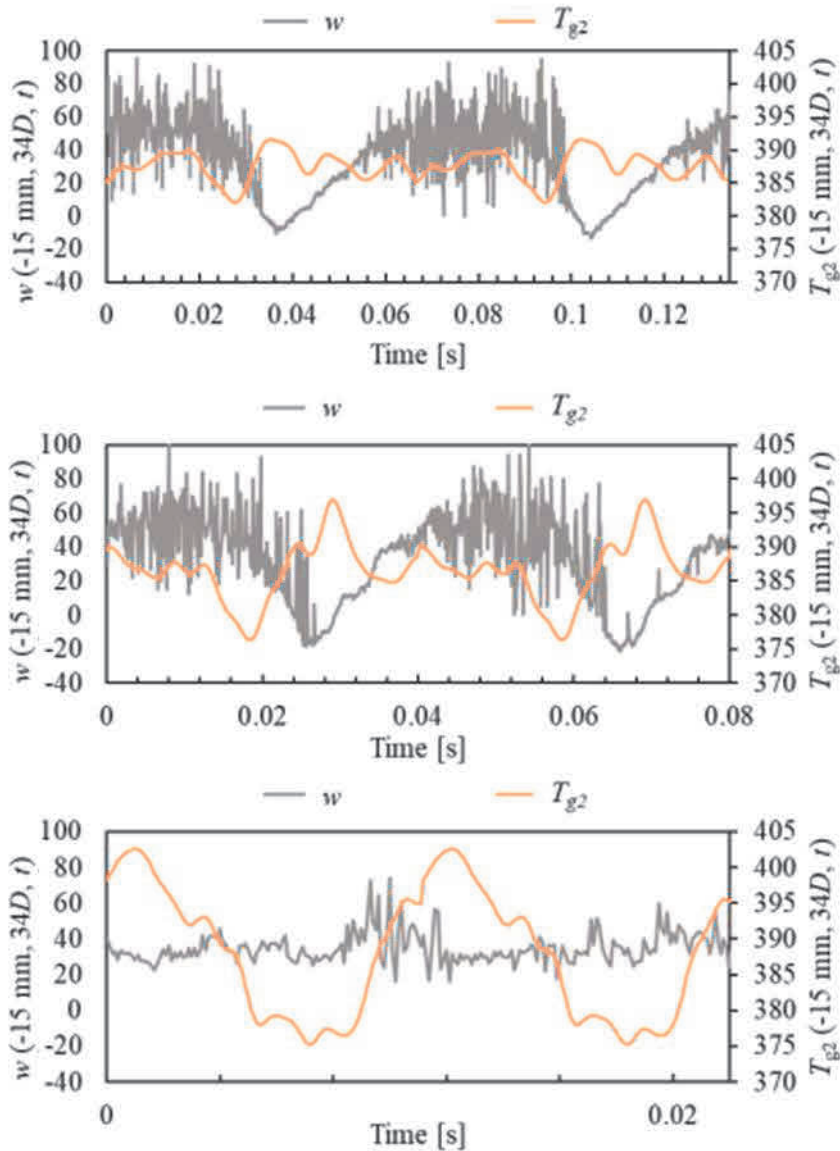


図 3-12. 壁面付近の速度と温度の時系列波形. (a) $f_p = 15$ Hz (b) $f_p = 25$ Hz (c) $f_p = 90$ Hz

3.2.4 脈動流構造と壁面熱伝達の相関

壁面近傍の脈動流の流動構造を調べるため、Zoom-PIVを用いて速度場を測定した。図 3-13 は、時間平均した z 方向の流速成分を示しており、配管中心付近の流速 ($w(-0.6D/2, 34D)$) で規格化している。横軸は、配管の長さで正規化した x 座標を表し、左端が壁面の位置である。図 3-13 を見ると、流速分布は互いに類似しており、どの周波数においても壁面付近で急激に変化していることから、配管内の流れがよく発達していることがわかる。本研究とほぼ同じ $Re_m = 50000$ の円管内の定常流れにおける乱流構造を評価した既存の研究 (Laufer, [14]) も図 3-13 に並べてプロットしている。0Hz の定常流はおおよそ Laufer の計

測値と一致しており、PIV による計測で妥当な値が計測できているとみられる。また、脈動流の速度分布は定常流とほぼ同じであることがわかる。

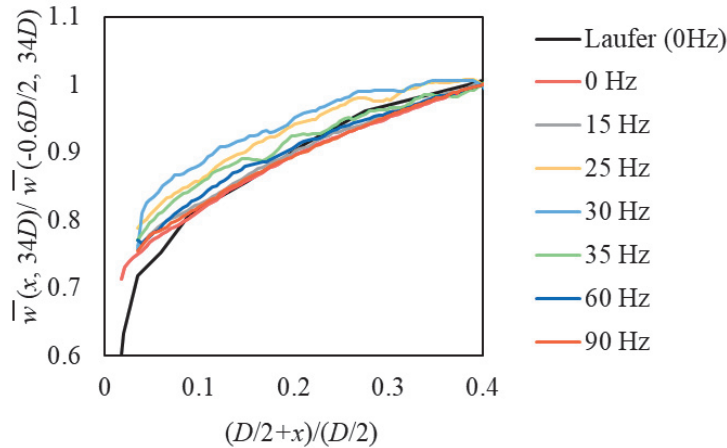


図 3-13. $z = 34D$ における時間平均速度分布

乱流構造に対する脈動の影響を評価するために、乱流揺らぎの実効値 u'_{rms} と w'_{rms} を式 (3-15) により用いて計算した。 u'_{rms} と w'_{rms} の結果をそれぞれ図 3-14 (a) と (b) に示す。また、本研究の 0 Hz の結果を定常流に対する Laufer の計測結果と比較した。 w' の RMS 値は Laufer の RMS 値とほぼ同じであることが確認され、本測定結果は妥当であると言える。 u' の RMS 値は壁面付近を除いて Laufer らの結果と一致している。壁面極近傍での乖離は、矩形管と円形管の違いによるものと考えられる。図 3-14 から脈動の影響を評価すると、脈動周波数によって実効値が大きく異なることを示している。脈動振幅が大きい低周波数において、 u'_{rms} , w'_{rms} がともに大きくなっている。この結果は、脈動の大きさに比例して乱れが増大することを示している。

さらに、脈動振幅が大きい 15-35Hz において、 u'_{rms} が壁面近傍でピークを有していることがわかる。このピークは 15-35Hz で壁面から実寸で $x = 0.84-1.05\text{mm}$ の位置にある。この値は振動境界層の厚さ ($=\sqrt{\nu/\pi f_p}$, 本研究では 15-35Hz で $0.7-0.45\text{mm}$) に近い。振動境界層内部では主流脈動の影響がほとんどなくなるため、壁面付近では脈動による乱流の増加が小さくなり、これがこのピークが現れたと考えられる。

壁面近傍乱流の周波数特性を調べるため、壁面から 1.0 mm の位置での RMS 値を図 3-15 にプロットした。 x 方向、 z 方向ともに 25-35Hz に乱れのピークがあることがわかる。この結果は、図 3-11 に示したヌセルト数の周波数特性と一致する。 u' と w' を比較すると、 w' は 25-35Hz に比べて 15Hz の値が小さいという点で、よりヌセルト数と似た周波数特性を持つ。ヌセルト数と乱流強度の相関係数は、 u'_{rm} の場合に各計測点 ($z/D = 34, 44, 54$) でそれぞれ 0.47, 0.65, 0.68 となった。 w'_{rms} 場合には各計測点 ($z/D = 34, 44, 54$) でそれぞれ 0.44, 0.71, 0.78 であった。この結果から、ヌセルト数は u'_{rms} と w'_{rms} の両方に正の相関が

あることがわかる。z 方向の乱れの強度： w'_{rms} が大きいほど乱流混合が促進され、熱伝達が促進される。また、x 方向の乱れの強度 u'_{rms} は乱流熱流束： $u'T'$ に直接影響するため、これも 25-35Hz における伝熱促進に大きく寄与していると考えられる。

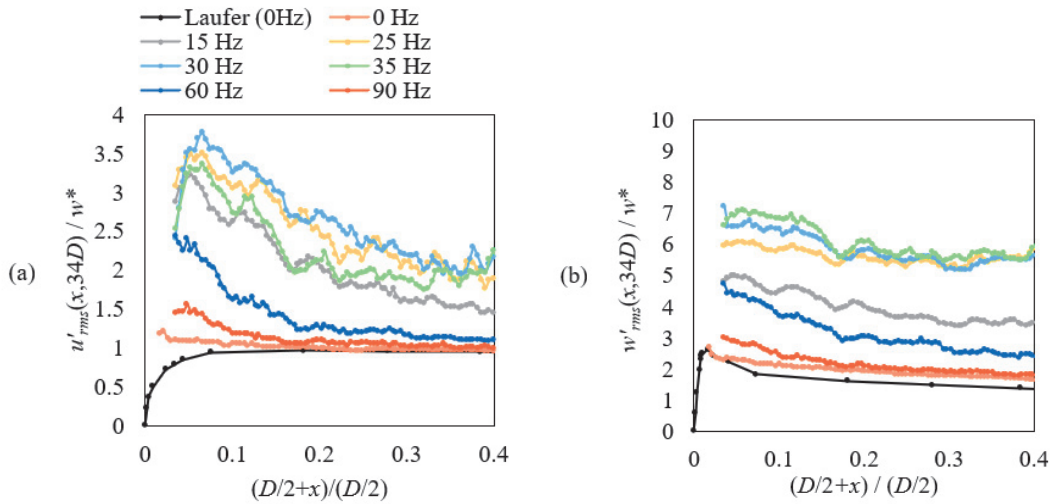


図 3-14. 流速変動の RMS 値 (a) x 方向, (b) z 方向.

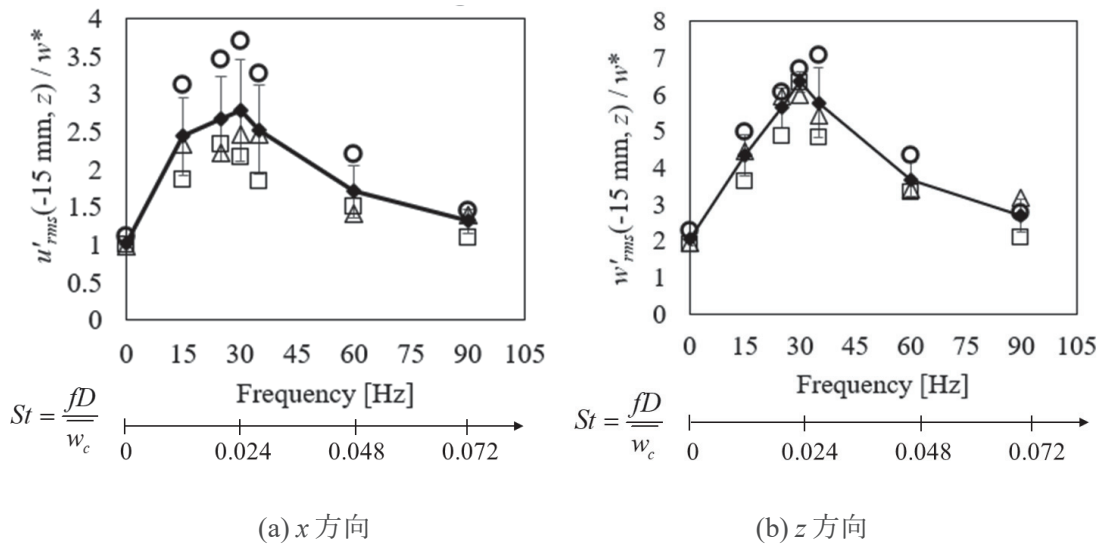


図 3-15. $z = 34D$ における壁から 1mm の位置での乱流変動の大きさ.

次に、25-35Hz で乱流が増加する原因を明らかにするため、図 3-16 に示す通り各相の乱流変動の実効値の時刻歴を式(3-16)から評価しプロットした。なお、ここでは瞬時レイノルズ数を $Re_i = w_c D/\nu$ と定義している。以前の研究 (Laufer, [14]) によると、定常流では w'_{rms} / w^* と u'_{rms} / w^* はレイノルズ数が異なってもほぼ一定であった。そこで、式(3-17)から式(3-19)を用いて計算した w^* を用いて、各レイノルズ数に対する w'_{rms} と u'_{rms} を準定常状態

(定常流, Steady state) の参照値としてプロットしている。図 3-16 に示すように、 $w'_{rms,p}$ および $u'_{rms,p}$ とともに、レイノルズ数に比例して大きくなっており、準定常状態を仮定した結果 (Steady state) とおおよその傾向は一致している。しかし、脈動流においては乱れの履歴効果により、乱流は加速時よりも減速時の方が大きくなっている。この履歴効果は、脈動流の流動状態が準定常流の流動状態と大きく異なることを示しており、ヌセルト数が準定常理論と一致しない原因であると言える。速度変動の実効値における履歴効果は、前節で述べたように脈動振幅が大きい場合における再層流化に起因している。脈動周波数が履歴効果の大きさに及ぼす影響については、25Hz では素早く減速するため最小流速付近でしか再層化が起こらないのに対し、15Hz ではゆっくりと減速するため長時間再層化が生じる。このため、15Hz よりも 25Hz の履歴効果の方が大きくなる。90Hz では、脈動振幅が小さいため履歴効果は非常に小さく、再層流化は起こらない。以上より、速度振幅と脈動周波数が共に大きい 25-35Hz の領域で減速時の乱れが増加し、図 3-16(a) に示す通り減速時の履歴効果が大きくなったと考えられる。これにより、熱伝達が促進されたと考えられる。

図 3-17 は、壁から 1mm の位置における瞬時レイノルズ数と流体温度の関係を示している。図より、15, 25 Hz では瞬時レイノルズ数が低いときに流体温度が高くなっていることがわかる。これは、前節で述べたように、速度が低下するにつれて運動エネルギーが圧力と温度に変換されるためである。同じレイノルズ数で比較すると、加速時よりも減速時の方が流体温度が高いため、流体温度と壁面温度の差も減速時に大きくなる。よって、前述の履歴効果による減速時の乱流強度の上昇と相まって、減速時に熱伝達が促進されたと考えられる。なお、減速時の流体-壁面温度差は 90Hz で最も大きい。図 3-16 で示す通り脈動振幅が最も小さく、瞬時レイノルズ数があまり変化しないため乱流強度が小さくなっており、熱伝達は促進されていない。

これら乱流強度、瞬時レイノルズ数、流体温度の関係を 25 Hz の条件で三次元プロットしたものを図 3-18 に示す。上述した通り、加速時は乱れと流体温度が共に小さいが、減速時に履歴効果により乱れが大きくなっており、また流速減少により流体温度も大きくなっていることが分かる。この減速時の乱れと流体温度の増加により、25 Hz 近傍では熱伝達が促進されたと言える。

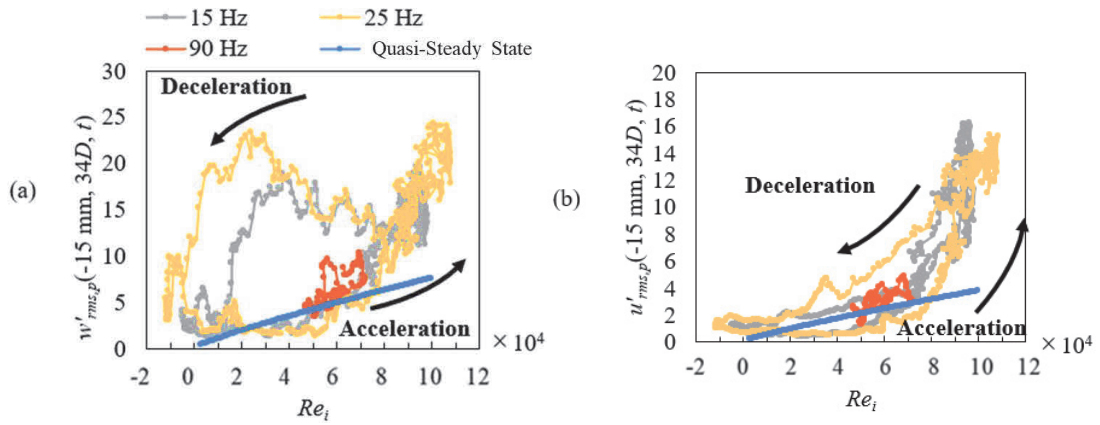


図 3-16. 壁から 1mm の位置における瞬時レイノルズ数と乱流強度の関係.
(a) x 方向, (b) z 方向.

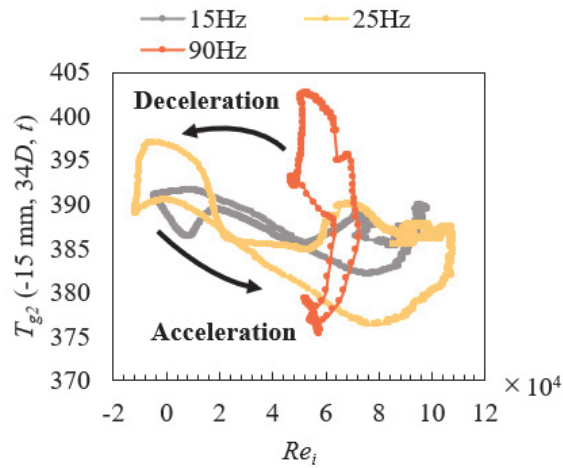


図 3-17. 壁から 1mm の位置における配管中心部の瞬間レイノルズ数と流体温度の関係.

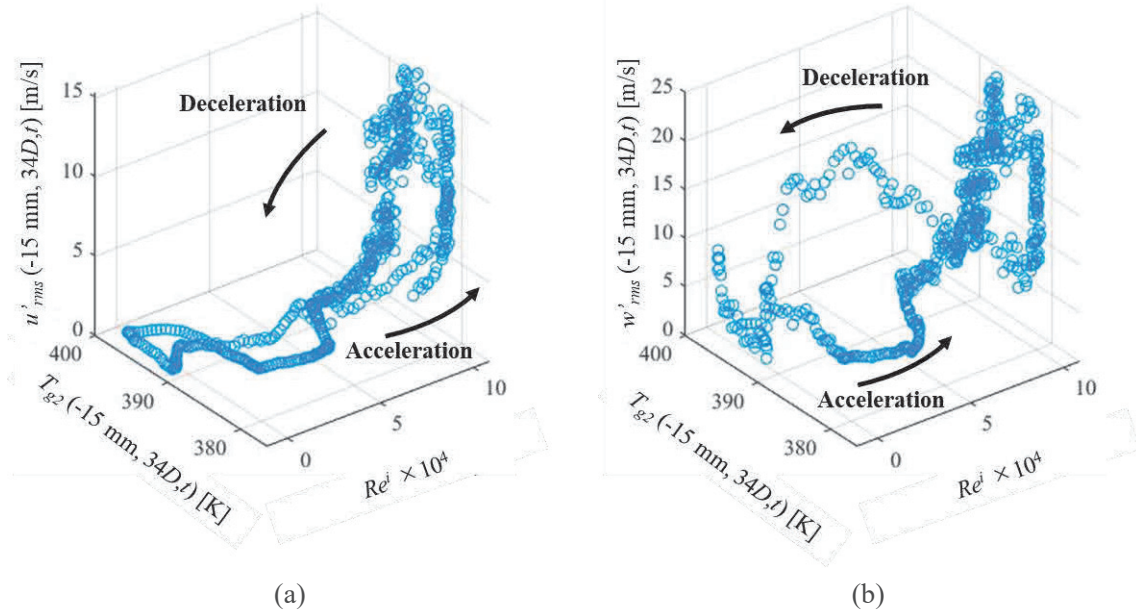


図 3-18. 25 Hz の脈動条件における瞬時レイノルズ数と乱流強度と流体温度の関係.
 (a) x 方向, (b) z 方向.

3.3 3章のまとめ

本研究では、エンジン排気流条件下 ($Re_m = 56000$, $15\text{Hz} \leq f_p \leq 90\text{Hz}$) の脈動流における管内対流熱伝達の周波数特性を実験的に調べた。熱伝達に対する脈動周波数の影響を調べるため、熱電対と赤外線サーモグラフィを用いてそれぞれ流体温度と壁面温度を測定し、ヌセルト数を評価した。内壁近傍の流体温度変動は、非定常特性を評価するために2本の熱電対プローブで計測した。また、熱伝達メカニズムを解明するために、TR-PIVを用いて流れ場を計測し、乱流変動のRMS値を算出した。結論は以下の通りである：

- 配管内部の速度振幅は、15Hzを除いて周波数の上昇とともに減少した。
- ヌセルト数は25-35Hz (St数換算で0.02-0.028)の条件で最も高く、準定常理論とは矛盾している。
- 乱流変動の実効値は25-35Hzでピークを示し、ヌセルト数と相関があった。このピークの原因は、脈動の振幅と周波数が大きい条件においては、減速時の乱れの履歴による効果が大きくなることで、乱流混合が促進されたためである。
- 二線式熱電対プローブを用いて壁面付近の温度変化を測定した結果、流体温度は加速時よりも減速時の方が高く、その結果、壁面との温度差が大きくなり、熱伝達が促進されることがわかった。

本研究は、実験データが不足していた実エンジン排気流条件下での熱伝達の周波数特性を提供した。その結果は、Johnや石野の結果と同様に準定常理論から逸脱しており、脈動振幅の小さい流れにおける予測の困難さと実験評価の重要性を裏付けている。本研究における脈動による伝熱促進は、バースト、構造物との共鳴、気柱共鳴などの共鳴現象によるものではなく、再層流化による乱れの履歴効果と減速時の温度上昇によるものである。本研究の結果は、共振が発生しない伝熱機器の設計のために、伝熱促進メカニズムの解明に役立つと考えられる。また、自動車エンジンの始動時やアイドル時の熱損失対策の検討や、実際の自動車エンジンの脈動流における熱伝達の数値シミュレーションの検証にも活用されることが期待される。

第4章 二重曲がり管内脈動流の熱流動特性

2章ならびに3章では、それぞれ二重曲がり管内定常流の熱流動特性、直管内脈動流の熱流動特性を評価しており、二次流れの流動構造や、再層流化に関わる乱れの履歴効果が原因で伝熱促進/抑制が生じることが判明している。しかし、実際のエンジン排気流れは曲がりと脈動の両者を有する管内流れである。よってこの章では、二重曲がり管内脈動流における熱流動特性について調査することとする。

1章で述べたように、曲がりと脈動を有する管内流れの基礎研究は殆どなく、わずかにある先行研究もパルス燃焼器後流の大振幅脈動流れに関する物であり、エンジン排気流れのような小振幅脈動流とは流動特性が異なる。よって、本章では研究の目的を以下のように設定した：

- 二重曲がり管内脈動流の伝熱特性（ヌセルト数）を実験的に評価する。
- 数値シミュレーションにより、曲げや脈動が伝熱特性に及ぼす影響とそのメカニズムを明らかにする。

これらの目的を達成するためのアプローチとして、面内温度分布の測定による伝熱特性の実験的評価を行った。熱伝達メカニズムを解明するために、流れ場の測定とCHTシミュレーションを実施した。

4.1 実験方法

実験は、広島大学東地区エネルギーセンター内の実験設備にて実施されたものである。以降に実験装置や計測装置、そのデータ処理の手法について述べる。

4.1.1 試験装置

図 4-1 に、90°二重曲がり管内の脈動乱流が伝熱特性に及ぼす影響を調べるために設計された実験装置を示す。作動流体である空気は、熱風発生装置（HAP3100; Hakko, Tokyo, Japan）を用いて加熱し、試験セクションを通して出口にあるタンクに排出した。外壁温度は赤外線サーモグラフィ(890, Testo K.K., Kanagawa, Japan)により測定した。脈動は、穴の開いた回転円盤により流路を開閉することで生成した。各配管における温度計測位置は 2 章と同様であり、図 2-2 に示している。なお、熱電対による温度計測方法などについてはも、2 章で示した通りである。管内速度の計測について、2 章の定常流では可視化流路を溶かさないう様に流体温度を落とすことで、TR-PIV による速度場計測を実現した。伝熱試験との一致は、流速を上げて Re_m を一致させることで担保していた。しかし、脈動流では温度や流速が変わると脈動振幅が変わるため、流れ場を伝熱試験と一致させた可視化計測試験を実施することは難しい、よって熱線流速計（7000Ser., KANOMAX）を用いて管中心における流速変動を計測して評価した。

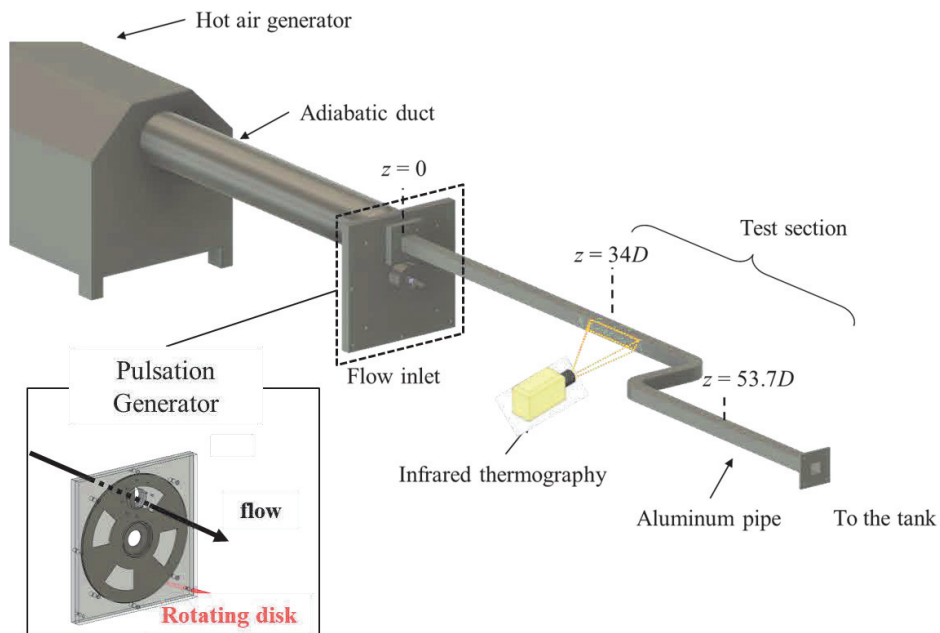


図 4-1 実験装置概略

4.1.2 データ処理

配管内部の流体からアルミニウム内壁への局所的な放熱は、内部流体の熱量の変化から次のように計算される。

$$Q_{wi,z} = \dot{m} C_p (T_{fb,z-\Delta z} - T_{fb,z+\Delta z}) = \rho A_{cr} \overline{w_{ce}} C_p (T_{fb,z-\Delta z} - T_{fb,z+\Delta z}). \quad (4-1)$$

ここで、 m は質量流量、 A_{cr} は流路の断面積である。 $T_{fb,z}$ は断面平均流体温度であり、下記の通り 36 点の計測値におけるアンサンブル平均をとることによって得られる：

$$T_{fb,z} = \sum_{i=1}^{36} T_{i,z} / 36. \quad (4-2)$$

この測定では、1 秒間の平均値から時間平均温度を計算した。式 (4-1) を用いて計算された放熱量から、局所熱流束は次のように計算される。

$$q_{wi,z} = \frac{Q_{wi,z}}{A_{wi,z}} = \frac{Q_{wi,z}}{4D(2\Delta z)}, \quad (4-3)$$

ここで、 $A_{wi,z}$ は内壁の伝熱面積である。この局所熱流束を用いて、局所ヌセルト数は次のように計算される。

$$Nu_{wi,z} = \frac{q_{wi,z}}{(T_{fb,z} - T_{wi,z})} \frac{D}{\lambda_f}. \quad (4-4)$$

ここで、 $T_{wi,z}$ はアルミニウム内壁温度である。本研究では、アルミニウムの熱伝導率が非常に高く、かつ配管が薄かったため、内壁温度と外壁温度の差は 0.1K 未満であった。したがって、 $T_{wi,z} \approx T_{wo,z}$ として、赤外線サーモグラフィによる外壁温度の測定結果から内壁温度を決定した。外壁温度は曲げ部の内側と外側で異なっていたため、以下の式のとおり内・外壁の平均温度を代表温度とした。

$$T_{wi,z} \approx T_{wo,z} = \frac{T_{wo,z}|_{x=-D_o} + T_{wo,z}|_{x=D_o}}{2}. \quad (4-5)$$

以上が実験で採用した評価方法である。

4.1.3 試験条件

流体の流動条件は、検査領域入口 ($z = 34D$) における配管中心部の流速が 47 m/s (断面平均流速は 40 m/s)、流体温度が約 399 K、圧力が 118 kPa となるように設定した。内部の流れの状態を表す無次元数に、プラントル数、レイノルズ数、ディーン数の 3 つがある。プラントル数は 0.72 となった。レイノルズ数は乱流の条件である 60000 であった。曲率半径は図 2-2 に示されており、対応するディーン数は 38000 であった。これらの条件は、実際のエンジン排気の流れに対応している。流体温度 $T_{i,z}$ の測定不確かさは、定常流の時間変化測定 of 標準偏差とし、 ± 0.28 K とした。壁面温度 $T_{w,o,z}$ の測定不確かさは、数値計算の検証など絶対値が重要となる場合は測定器の仕様値を採用し、 ± 2 K とした。実験値同士における壁温の比較では、相対誤差が重要であるため、定常流における壁温変化測定 of 標準偏差 (± 0.06 K) とした。

脈動条件としては 0-90 Hz の範囲で設定した。熱線流速計で計測した検査領域入口 ($z = 34D$) における管中心流速を図 4-2 に示す。いずれも脈動周波数で大きな変動が生じていることが分かる。図 4-3 には脈動波形の位相平均から Peak to Peak で求めた速度振幅をプロットしている。3 章の直管の場合と同様に、脈動周波数が大きくなるほど振幅が小さくなっていることが分かる。この振幅を用いて、脈動レイノルズ数を計算すると、表 4-1 に示す通りになる。直管の場合と同様に、本研究では主流速度の 0.4-0.9 倍程度とある程度大きな脈動がある場合の熱流動特性について評価する。

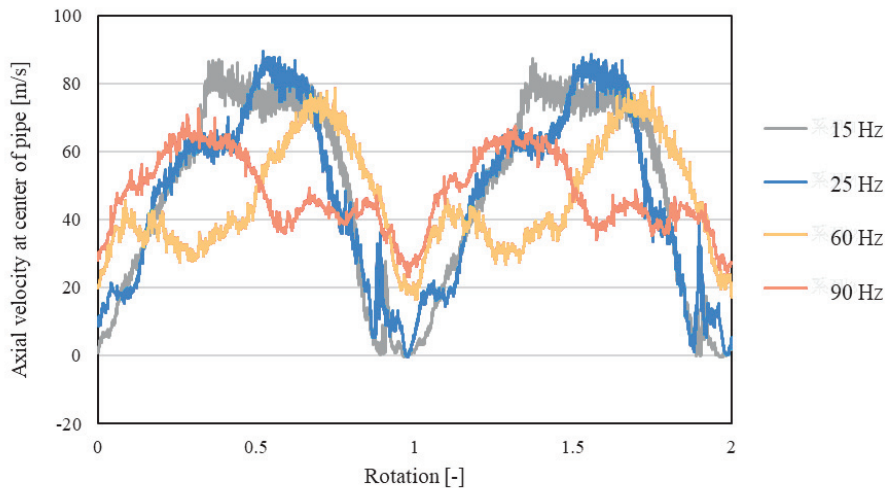


図 4-2 熱線流速計による管中心の速度波形 ($z = 34D$)

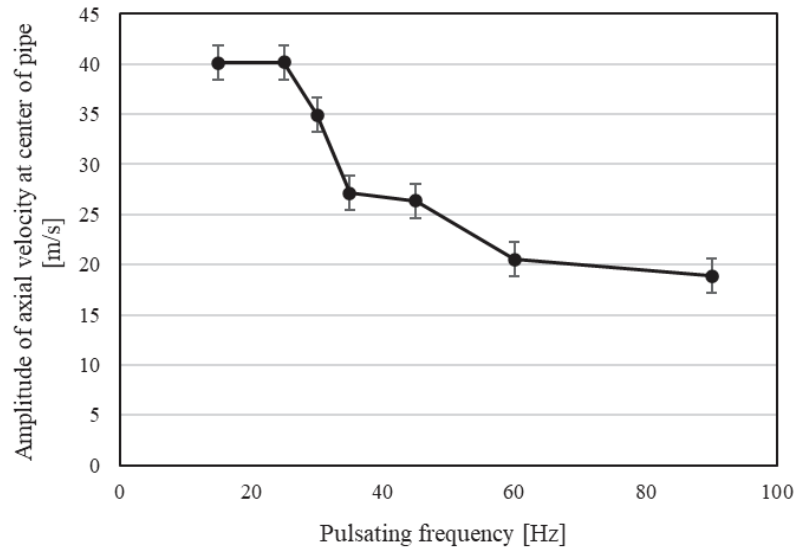


図 4-3 脈動周波数と速度振幅の関係 ($z = 34 D$)

表 4-1. 流動条件.

Re_m [-]	f_p [Hz]	Re_p [-]	Re_p / Re_m [-]
60000	0	-	-
	15	51200	0.9
	25	51300	0.9
	30	44600	0.7
	35	34600	0.6
	45	33600	0.6
	60	26200	0.4
	90	24100	0.4

4.2 数値計算手法

4.2.1 計算モデル

本研究では、内部流体から配管を通じて外部へ熱が逃げるため、内部流体における熱伝達と固体（配管内部）における熱伝導を両方解く必要がある。そこで、CHT 計算を用いて、流体と固体の方程式をカップリングさせ、計算を実施した。流体領域では、圧縮性流体の質量、運動量、エネルギー保存則を解いた。気体の状態変化は、理想気体の状態方程式によって反映させた。圧力と速度の連立方程式を解くために SIMPLE 法を使用した。計算ソフトウェアには、ANSYS Fluent (2019 R2) を使用した。計算領域は図 4-4 (a) に示すように、曲がり前方 ($z=29D$) から第2ベンド後方 ($z=55D$) までの領域をカバーしている。メッシュの解像度は 1mm で、図 4-4 (b) に示すとおりである。このメッシュサイズは、3章で示した通り慣性小領域の右端付近における波長が 1 mm 程度であった結果から決定している。流体側のメッシュは壁面付近でより細くなるように設定されており、壁面最近傍の解像度は 0.01 mm、成長率は 1.3 とした。メッシュの要素数は 4,583,089 で、Tetra, Hex, Wedge で構成されている。固体部分（アルミ配管）の要素数は 488,224、流体部分の要素数は 4,094,865 である。なお、歪度が 0.98 を超える要素はなかったため、メッシュ品質に問題はないと考えられる。空間方向の離散化は表 4-2 に示すように設定した。また、時間刻み幅は 0.01 ms として設定した。流速は最大で 90 m/s ほどになることを考えると、クーラン数は最大でも 0.9 程度となる。

非定常計算は計算コストが高いため、2章の定常計算より短い領域を設定することで計算コストを削減している。これにより、流れが発達する距離が短くなってしまうので、入口境界条件の速度分布に 1/7 乗則を用いた。定常流れの場合の式を下記に示す。

$$w(x, y) = w_{c,p} (1 - |2x/D|)^{1/7} (1 - |2y/D|)^{1/7} \quad (4-6)$$

非定常な場合は、これに脈動成分が加わったと仮定して下記式により設定した。

$$w(x, y, t) = \overline{w}_c (1 - |2x/D|)^{1/7} (1 - |2y/D|)^{1/7} \left\{ 1 + w_{c,p1} / \overline{w}_c \sin(2\pi f_p t) + w_{c,p2} / \overline{w}_c \sin(4\pi f_p t + \phi) \right\} \quad (4-7)$$

本装置における脈動流れでは図 4-4(b)に示す通り速度波形が少し歪むので、これを表現できるように脈動成分は 2 次まで考慮している。なお、入口速度の乱れは Spectral Synthesizer[142,143]により与えた。この際、乱れの強度には 2章で実施した定常 CFD において十分に発達した流れ場 ($z=34D$) における乱流エネルギー: k と乱流エネルギーの散逸

率: ε の断面分布を採用した.

温度分布についても速度分布と同様に, 定常と脈動の場合でそれぞれ下記の通り与えた.

$$T_f(x, y) = T_{f,b} + T_{diff} \left\{ 1 + T_{fc,p} / T_{diff} (1 - |2x/D|)^{1/7} (1 - |2y/D|)^{1/7} \right\} \quad (4-8)$$

$$T_f(x, y, t) = \left(T_{f,b} + T_{diff} \left\{ 1 + T_{fc,p} / T_{diff} (1 - |2x/D|)^{1/7} (1 - |2y/D|)^{1/7} \right\} \right) \left\{ 1 + T_{fc,p1} / T_{diff} \sin(2\pi f_p t) + T_{fc,p2} / T_{diff} \sin(4\pi f_p t + \phi) \right\} \quad (4-9)$$

ここで, T_b は断面平均温度, T_{diff} は壁温と管中心流体温度の差, $T_{fc,p}$ は管中心における流体温度の脈動振幅であり, それぞれ実験値を代入した. 出口条件は圧力固定とし, 実験値に基づいて 110kPa を設定した. 壁面においては, 速度は滑りなし条件, 温度は固体領域の計算と連成させた. 固体領域の計算では, 内壁温度は前述のように流体側と連成させ, 外壁には熱伝達係数と周囲流体温度 ($T_o = 298K$) を設定した. 外壁の熱伝達係数は, 上下左右とも図 2-5 で示した $h_o = 14.8$ (左), 15.2 (右), 6.8 (上), 11.4 (下) $W/(m^2 K)$ で設定した.

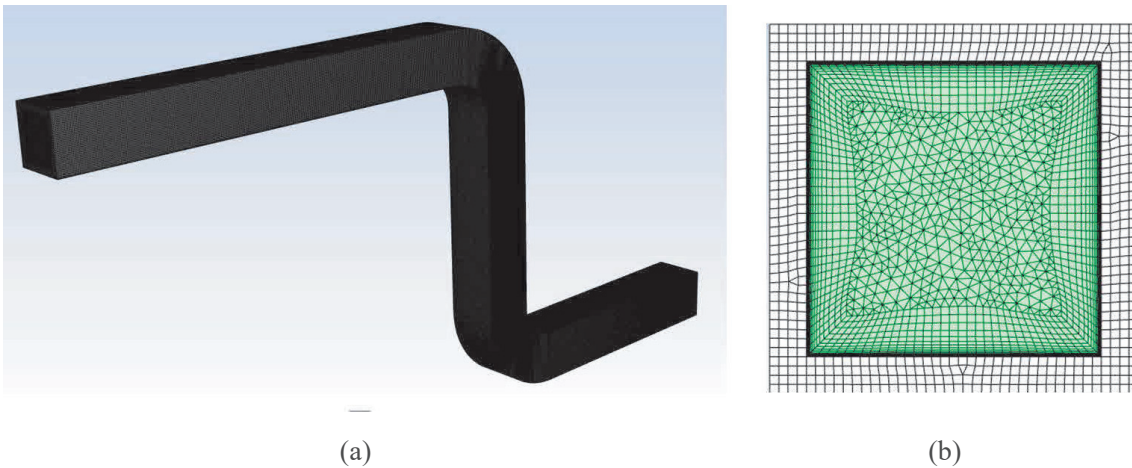


図 4-4. CHT シミュレーションの概要: (a) 計算領域, (b) 計算メッシュ

表 4-2. 対流項における空間方向の離散化 (拡散項は全て二次中心差分).

	密度	運動量	エネルギー
離散化	2次風上	2次風上	2次風上

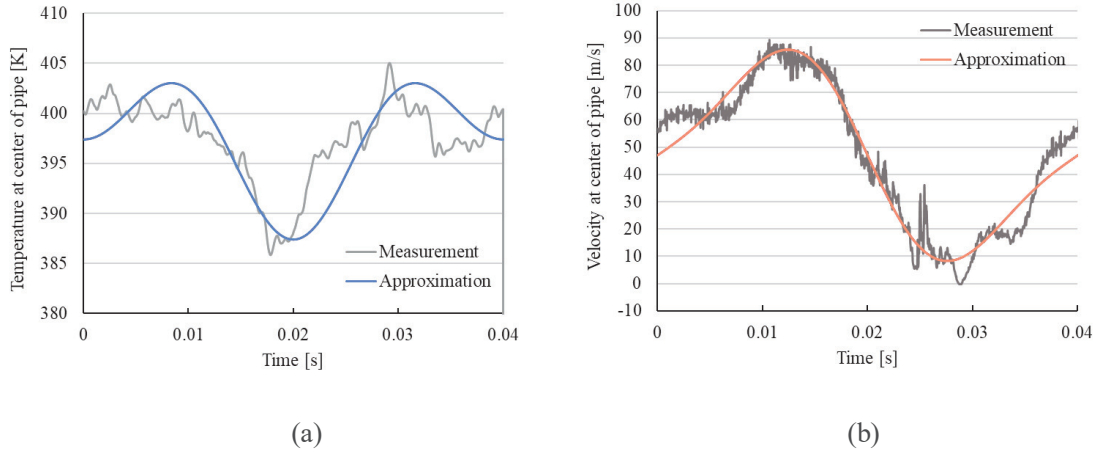


図 4-5. 25 Hz の脈動条件における検査領域入口の温度・速度の計測値/近似曲線
(a) 温度波形 (b) 速度波形

このシミュレーションでは、解法として LES[144]を用いた。LES は、計算格子より大きな渦は直接計算し、サブグリッドスケール (SGS) の小さな渦の影響はモデルにより計算する手法である。ある関数 $\xi(x)$ (簡単のため一次元としている) に対してフィルタ関数 $G(x)$ をかける操作をすると、フィルタリングを実施された関数 $\bar{\xi}(x)$ は、

$$\bar{\xi}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi(x') G(x+x') dx' \quad (4-10)$$

フィルタ関数としては、下記のトップハットフィルタを用いる。

$$G(x) = \begin{cases} 1/\Delta, & (|x| \leq \Delta/2) \\ 0, & (|x| > \Delta/2) \end{cases} \quad (4-11)$$

運動方程式とエネルギーの式はそれぞれ、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (4-12)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = -\frac{\partial h_j}{\partial x_j} + \alpha \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j^2} \quad (4-13)$$

となる (表記を簡略化するため比圧縮の場合を示しているが、実際は圧縮性流体の式を解いている)。ここで、 τ_{ij} と h_j はフィルタリングによって現れた SGS レイノルズ応力や乱

流熱流束である。SGS 応力は以下の式により計算した。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_{SGS}\overline{S_{ij}} \quad (4-14)$$

ここで、 S_{ij} は分解スケールのひずみテンソルである。 μ_{SGS} はサブグリッドスケールの乱流粘性係数で、下記の Smagorinsky[144]モデルを使用して定義した

$$\mu_{SGS} = \rho L_{SGS}^2 \sqrt{2\overline{S_{ij}S_{ij}}} \quad (4-15)$$

ここで、 L_{SGS} はサブグリッドスケールの混合長であり、以下の式を用いて計算する。

$$L_{SGS} = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (4-16)$$

ここで、 κ はフォンカルマン定数、 d は最も近い壁までの距離、 V はセル体積、 C_s はスマゴリンスキー定数である。スマゴリンスキー定数は、流れ場に応じて設定する必要があるが、本研究では様々な流れで採用されている $C_s = 0.1$ を用いて計算した。

SGS 乱流熱流束については、乱流プラントル数を用いて以下の式により計算した。

$$-h_j = \frac{\mu_{SGS}}{Pr_{SGS}\rho} \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \right) \quad (4-17)$$

ここで、 Pr_{SGS} は 0.85 とした。LES は URANS などと比較して計算コストが高いものの、大きな渦の影響を直接計算できるため脈動流の様な非定常現象の解析が得意であり、先行研究でもこのモデルを用いて曲がり脈動流の伝熱特性が評価されている[106]。しかし、LES は計算コストが RANS の数百倍必要となる。そのため、今回は定常条件に加えて、脈動による伝熱特性の変化が顕著に表れていた 25 Hz の条件を追加し、2条件の数値計算を実施した。

4.2.2 固有直交分解 (POD) を用いた流れ場の解析

Proper Orthogonal Decomposition (: POD) は日本語で固有直交分解と呼ばれる手法であり、データ科学分野では特異値分解 (Singular Value Decomposition: SVD)、統計分野では主成分分析 (Principle Component Analysis: PCA) として知られる手法である。Lumley[145,146]により初めて乱流解析に適用されて以来、近年では流れ場の解析に広く使用されている。手法を簡

単に説明すると、流れ場の時空間の相関を取ることで、空間的なモードと時間関数に分解する手法である。

ある断面の流れ場について、 x, y 方向流速をそれぞれ \mathbf{u} と \mathbf{v} とする。それぞれの平均値を \mathbf{u}_0 と \mathbf{v}_0 とすると、 $\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{u}_0$ と $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0$ の計算により変動成分のみを取り出すことが出来る。この \mathbf{u}' と \mathbf{v}' を縦に連結した行列を $V(x, y, t)$ とすると、POD により以下の式に分解できる[147]。

$$V(x, y, t) = \sum_j \mathbf{a}_j(t) \Phi_{POD,j}(x, y) \quad (4-18)$$

ここで、 $\mathbf{a}_j(t)$ は時間関数、 $\Phi_{POD,j}(x, y)$ は空間モードである。時間関数はエネルギーレベル λ_j と正規化された時間関数 $\mathbf{a}_j'(t)$ に分解することができ、これらは以下のように表現することができる：

$$V(x, y, t) = \sum_j \sqrt{\lambda_j} \mathbf{a}_j'(t) \Phi_{POD,j}(x, y) \quad (4-19)$$

尚、エネルギーレベル λ_j には各モードにおけるエネルギー情報が含まれている。モード k のエネルギー寄与度は、以下の式で定義される。

$$E_k = \lambda_k / \sum_j \lambda_j \quad (4-20)$$

POD の計算には Matlab の特異値分解の関数(svd)を用いた。図 4-5 に POD のイメージ図と一例を示す。瞬時流れ場を分解し、それぞれ基底と寄与率と時間関数に分解できていることが分かる。この例では 25 Hz のデータを 1 周期だけ処理したので、第一モードの時間関数には大きな脈動が表れている。これに対応する空間モードが図に示す通りで、管中央付近に大きな Dean 渦が、上下壁面近傍には小さな Lyne 渦がそれぞれ現れていることが分かる。

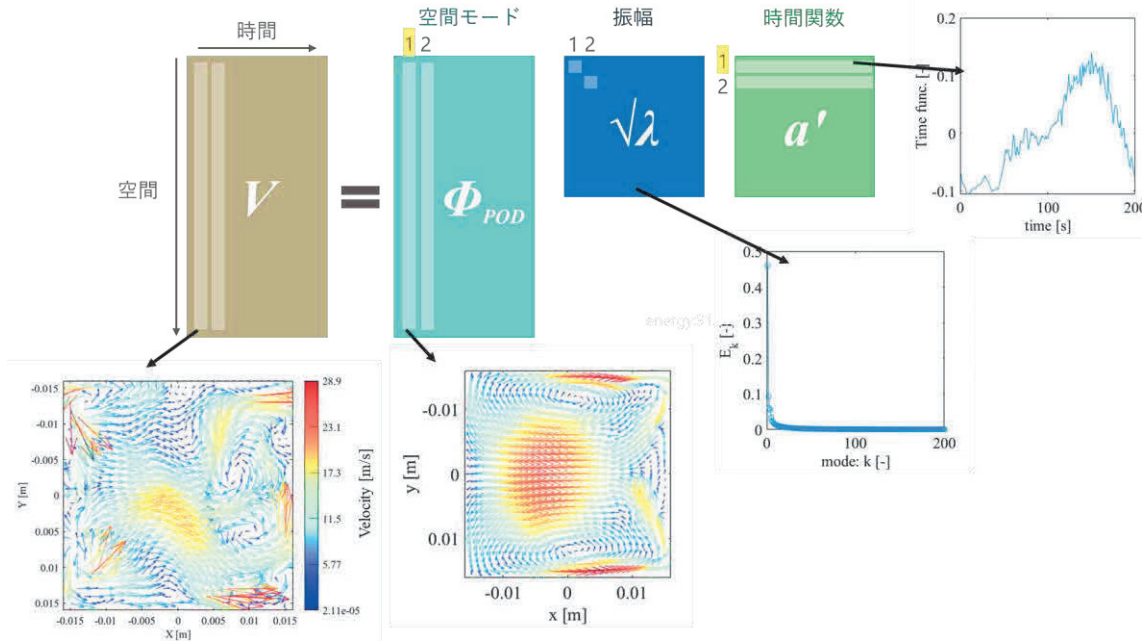


図 4-5 POD による流れ場解析のイメージと一例 (25 Hz, $z = 49.7 D$)

4.2.3 動的モード分解 (DMD) を用いた流れ場の解析

Dynamic Mode Decomposition (DMD)[148]は日本語で動的モード分解と呼ばれる手法であり、過渡的な振動データの解析を得意とする手法である。流体解析[149]に盛んに適用されており、近年では構造物の振動解析[150]などにも使用されている。上記 POD の場合と同様に、計算結果におけるある断面の流れ場について、 x, y 方向流速をそれぞれ u と v をとし、それぞれの平均値を u_0 と v_0 とすると、 $u' = u - u_0$ と $v' = v - v_0$ により変動成分のみを取り出すことが出来る。この u' と v' を縦に連結した行列を $V(x, y, t)$ とする。DMD では、時間発展を分析するために、データ V を 1 列ずらして切出すことで、入力データ行列 X, Y を作成する。

$$X = \begin{bmatrix} | & | & & | \\ V_1 & V_2 & \cdots & V_{n-1} \\ | & | & & | \end{bmatrix}, Y = \begin{bmatrix} | & | & & | \\ V_2 & V_3 & \cdots & V_n \\ | & | & & | \end{bmatrix}, X, Y \in R^{m \times (n-1)} \quad (4-21)$$

これらの行列の関係を時間遷移行列 A により表すことが出来ると仮定すると、以下のようになる。

$$Y = AX \quad (4-22)$$

DMD では、時間遷移行列 A の固有値と固有モードにより、データ配列 Y を近似的に表現する。つまり、入力変数の平均的な時間発展を線形系で近似し、その系の解の重ね合わせによりデータを表現する。DMD では、行列 A の固有値と固有ベクトルを X, Y のみから求めるため、下記最小化を実施する。

$$\arg \min \|Y - AX\|_2^2 \quad (4-23)$$

上式を満たす行列 A は、式(4-22)より疑似逆行列 X^+ を用いて下式で求まる。

$$A = YX^+ \quad (4-24)$$

ここで、 X の特異値分解から、 X^+ を求めると以下の通り。

$$X = S\Sigma V^* \quad (4-25)$$

$$X^+ = V\Sigma^{-1}S^* \quad (4-26)$$

ここで添え字*は複素共役転置を表す。この疑似逆行列を用いて、時間遷移行列 A を表すこととする。問題が大きくなるのを防ぐために、ランク r で低ランク近似を実施してから、以下のように計算する。

$$A = YV_r\Sigma_r^{-1}S_r^* \quad (4-27)$$

尚、今回は許容 2 乗誤差を 0.001 としてランク r を決定している。この行列 A の固有値・固有ベクトルを求めることで、固有モードと時間発展を表す固有値が取得できる。しかし、行列 A のサイズが非常に大きいため、そのまま固有値問題を解くと計算コストが大きくなる。そのため、実際の計算では以下のように基底 S_r に射影した行列 A_t を求め、こちらに対して固有値問題を解くことで計算コストを小さくする。

$$A_t = S_r^* A S_r = S_r^* Y V_r \Sigma_r^{-1} \quad (4-28)$$

これを固有値分解すると以下の通りになる。

$$A_t = WDW^+ \quad (4-29)$$

A と A_t は相似変換であるので、 A の固有モードは以下の通りとなる。

$$\Phi = S_r W = \begin{pmatrix} \phi_{1,1} & \phi_{1,2} & \cdots & \phi_{1,r} \\ \phi_{2,1} & \phi_{2,2} & \cdots & \phi_{2,r} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{m,1} & \phi_{m,2} & \cdots & \phi_{m,r} \end{pmatrix} \quad (4-30)$$

行列 D は対角成分に固有値をもつ行列であり、以下で表現できる。

$$D = \text{diag}(\mu_1, \mu_1 \cdots, \mu_r) \quad (4-31)$$

ここで、固有値 μ_k は対応する固有ベクトル Φ_k の時間刻み Δt における時間発展を表す。これを実部と虚部に分けると、それぞれ以下の通りになる。

$$\sigma_k = \frac{\text{Re}[\ln(\mu_k)]}{\Delta t}, \omega_k = \frac{\text{Im}[\ln(\mu_k)]}{\Delta t} \quad (4-32)$$

離散力学系と固有分解の関係から、入力データを固有モードと固有値により下式で表現することが出来る。

$$V(x, y, t) = \sum_{k=1}^r \Phi_k(x, y) b_k e^{\sigma_k t + i\omega_k t} \quad (4-33)$$

ここで b は振幅（初期値とも呼ばれる）であり、以下で定義される。

$$b = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_r \end{pmatrix} = \Phi^+ V_1 = \begin{pmatrix} \phi_{1,1}^+ & \phi_{1,2}^+ & \cdots & \phi_{1,m}^+ \\ \phi_{2,1}^+ & \phi_{2,2}^+ & \cdots & \phi_{2,m}^+ \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{r,1}^+ & \phi_{r,2}^+ & \cdots & \phi_{r,m}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1(t_1) \\ v_2(t_1) \\ \vdots \\ v_m(t_1) \end{pmatrix} \quad (4-34)$$

以上の手順により、入力データを固有モードと初期値、指数関数に分解することができた。このうち、この指数関数の虚部が振動を表すため、振幅: b_k は振動の大きさの情報を持っている。しかし、指数関数は実部も有するため、フーリエ変換とは異なり正弦波に指数

関数が乗算された状態になっている。よって、 b_k は振動の初期値を表しているだけで、振動の大きさを正確に表しているわけではない。よって、そのままでは振動振幅の評価が難しい。そこで、指数実部を正規化して振幅相当値を計算した[150]。周波数 ω_k に対応する正規化振幅は以下の通りとなる。

$$A_k = 2 \left| b_k \frac{\int_0^{t_{n'}} e^{\sigma_k t} dt}{t_{n'}} \right| = 2 \left| b_k \frac{(e^{\sigma_k t_{n'}} - 1)}{\sigma_k t_{n'}} \right| \quad (4-35)$$

尚、DMDでは1つの振動成分が2つの共役な固有値で表現されるため、上式に示すように振幅値を2倍して正の周波数成分のみをプロットしている。以上が今回用いた手法である。図4-6にDMDによる流れ場解析のイメージと一例を示す。PODと同様に、流れ場の時系列データを固有モードと時間関数に分解できていること分かる。DMDの特徴としては、図に示す通り周波数ごとに成分が抽出されるため、複数の振動成分を含む流れ場を分離して解析するのに便利である。図中の時間関数と正規化振幅のスペクトルを見ると、25 Hzが最も支配的な成分で、50 Hzの高調波が二番目に大きい成分であることが分かる。また、PODと同様に、空間モードからDean渦とLyne渦が確認できる。

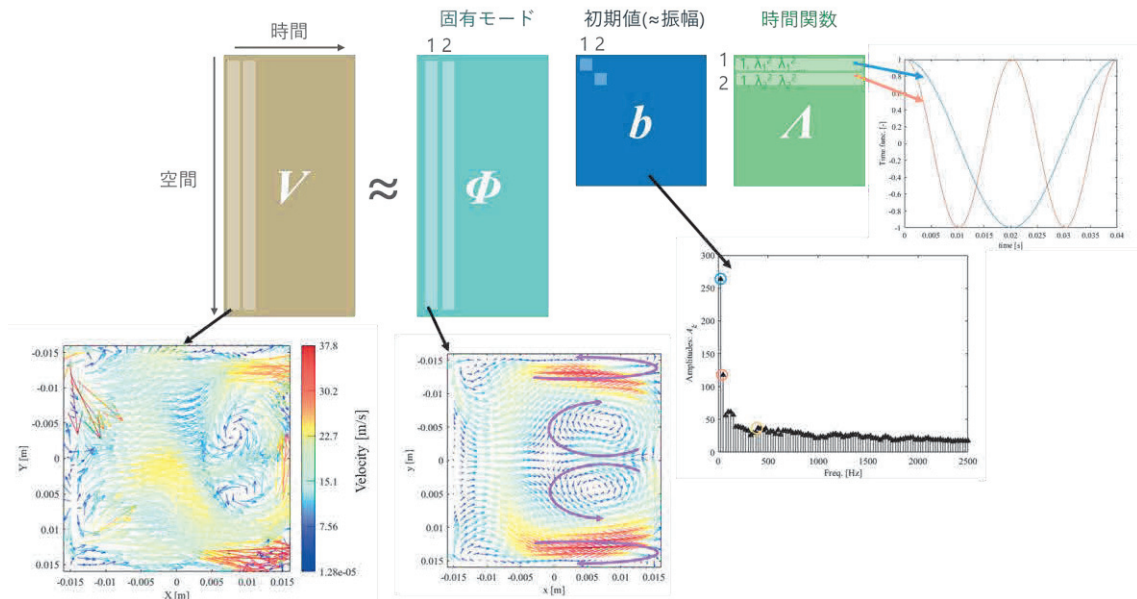


図4-6 DMDによる流れ場解析のイメージと一例 (25 Hz, $z = 49.7 D$)

4.3 結果と考察

4.3.1 主流断面内の温度分布と軸方向温度分布の周波数特性

まず、内部流体の時間平均断面温度分布について、コンター図でプロットした結果を図4-7に示す。図4-8 (a) の15 Hzの結果を見ると、直管部 ($z = 34 - 40 D$) では高温コアが管の中心に位置しており、下流に行くに従って平均値が減少していることがわかる。そして、第一曲がり入口 ($z = 40 D$) では中心にある高温コアが、第一曲がり出口 ($z = 42.4 D$) では曲がり外側 ($-x$ 側) にシフトしていることが分かる。このシフトは、定常流と同様に遠心力によってバンド外側の流体が圧縮加熱されるためであると考えられる。第二曲がり前後の分布 ($z = 47.4 D - 53.7 D$) を見ると、 $-x$ 側に偏っていた高温コアが徐々に $+x$ 側にシフトしている。このシフトは、第一曲がりと同様に遠心力による圧縮加熱によるものと考えられる。しかし、温度勾配は第一曲がりほど大きくない。これは、第二曲がり入口 ($z = 47.4 D$) の温度分布が示すように、第一曲がりの圧縮加熱により高温部が $-x$ 側に偏った影響が残っているためである。以上のように、断面温度分布の時間平均値における定性的な傾向は、定常流と殆ど変わらないようである。また、図4-7 (b), (c)より、他の周波数における断面温度分布を見ても、凡そ同じ挙動を示していた。

式(4-2)を用いて計算した内部流体の断面平均温度における軸方向温度分布を図4-8 (a)に示す。なお、検査対象入口における流体温度が各条件で少し違うため、入口温度との差 ($T_{fb,34D} - T_{fb,z}$) を求めて比較した。定常条件と同様に、どの脈動周波数の条件においても第一曲がり後流で温度が急減少していることが分かる。流路全体の分布を比較すると、25, 30 Hzでは流体温度の勾配が小さくなっている。特にこの二つの条件では、第一曲がり後流における温度減少量が小さく、第一曲がり出口から第二曲がり入口にかけても温度減少が少ない。続いて、壁温の軸方向温度分布を図4-7 (b)に示す。こちらでも、入口壁温との差 ($T_{wo,34D} - T_{wo,z}$) を計算してプロットしてある。図より、定常条件と同様にどの脈動周波数の条件においても第一曲がりにかけて壁温が上昇していることが分かる。そして、第一曲がり後流から第二曲がり入口にかけてピークを有し、その後温度は減少している。流体温度の勾配が緩やかだった25, 30 Hzに着目すると、他の条件よりも少し壁温の上昇量が大きい事が分かる。

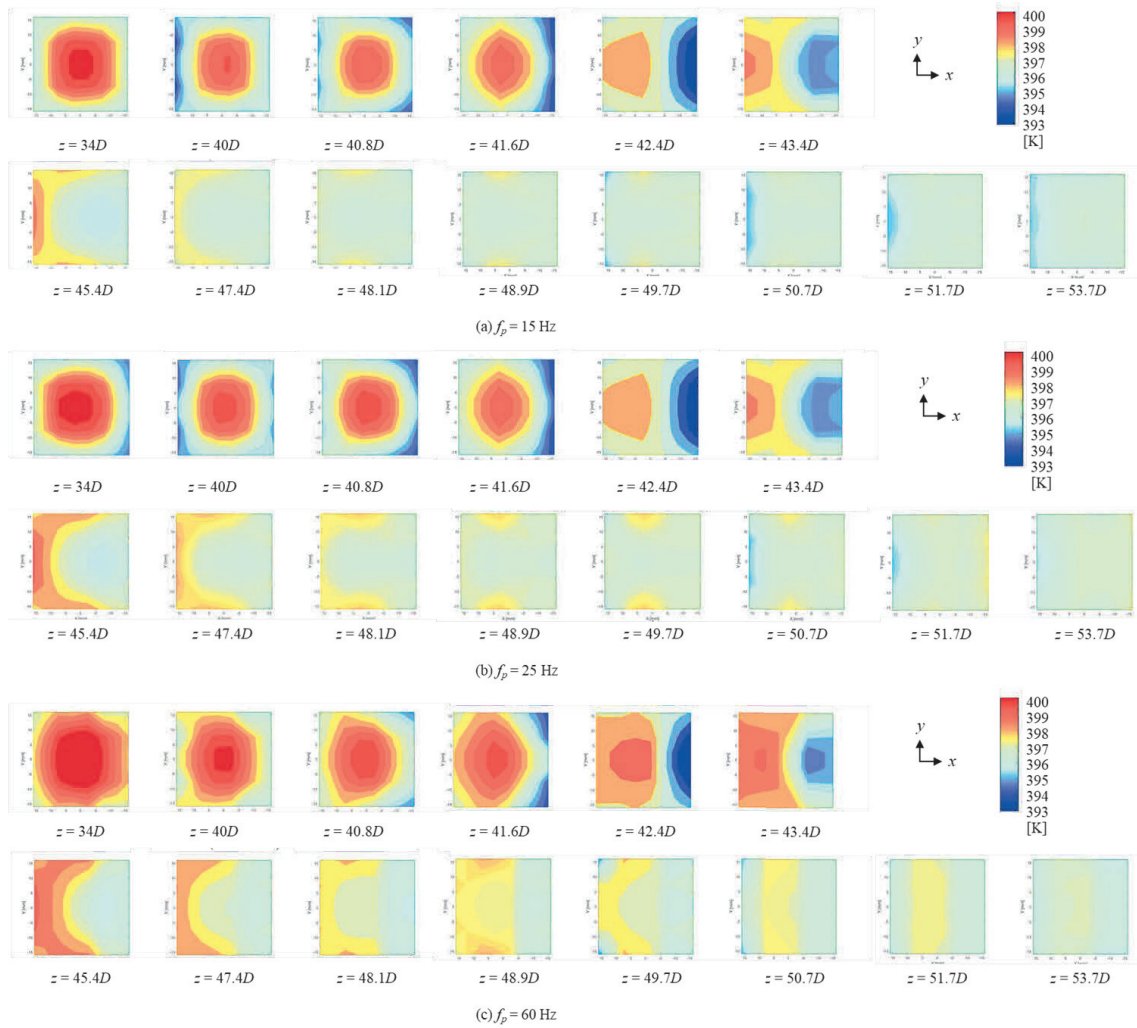


図 4-7 断面温度分布の計測値の時間平均

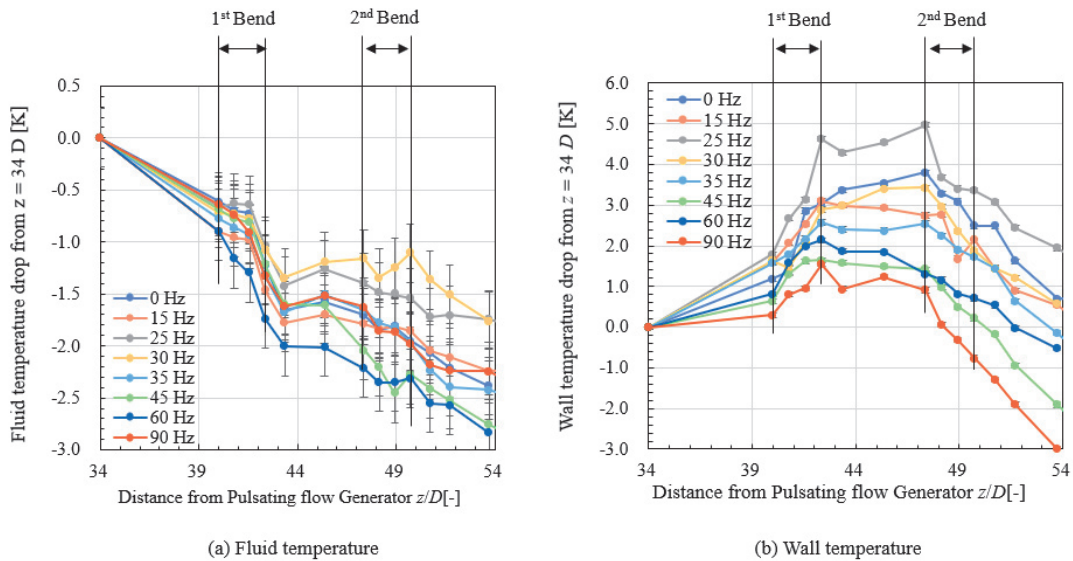


図 4-8 断面平均温度と壁温の軸方向分布の計測値

4.3.2 Nu 数の周波数特性評価

図 4-9 (a)は式 (4-4) を用いて計算された内部流体から配管内壁に対するヌセルト数について、脈動周波数との関係を示したものである。なお、 $\Delta z = 10 D$ として、検査領域全体 ($z = 34D - 54D$) の平均値をプロットしている。また、3章で評価した直管における結果も並べてプロットしている。まず、ほとんどの周波数において、直管より曲がり管のヌセルト数の方が大きくなっている。しかし、25, 30 Hz (St 数換算で 0.02-0.024) の条件では、曲がり管のヌセルト数が直管と同程度まで小さくなっている。直管では 25-35 Hz で伝熱促進が生じることを考えると、逆の傾向が表れていると言える。よって、25, 30 Hz での伝熱抑制は、再層流化では説明できそうにない。よって、曲がりと脈動の相互作用を評価する必要があるが、曲がりを含む流れでは流動構造が軸方向に大きく変化するため、熱線流速計などによる実験的評価が非常に難しい。よって、CHT シミュレーションを用いた数値計算による評価を実施した。

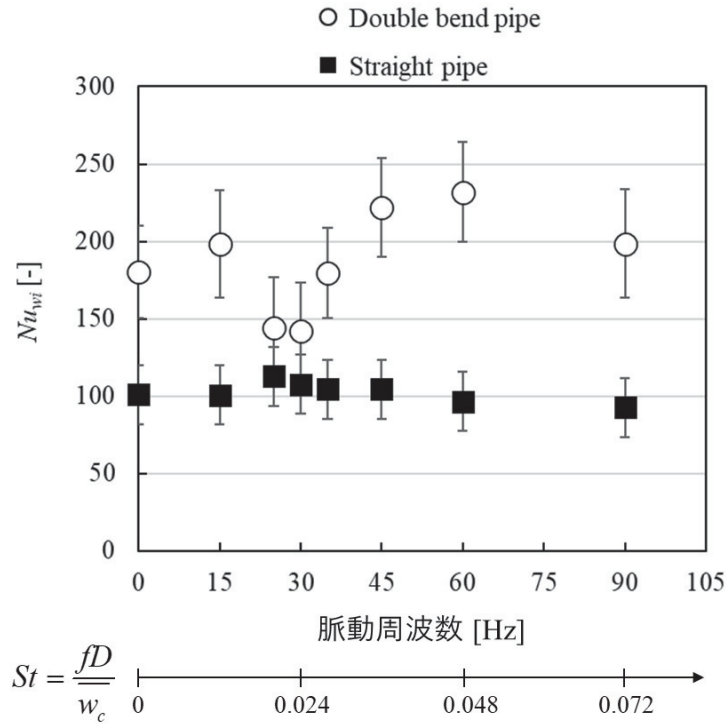


図 4-9 二重曲がり管におけるヌセルト数の実験的評価

4.3.3 CHT Simulation による軸方向温度分布の評価と検証

図 4-10 に内部流体の軸方向温度分布を用いて、CHT シミュレーションの妥当性検証を実施した結果を示す。これを見ると、計算結果は凡そ実験値のエラーバーの範囲内に入っており、良い一致を示していると言える。特に曲がりの影響を受けやすい第一曲がり入口から第二曲がり出口にかけては、定常流と脈動流の両者で実験値と殆ど一致している。よって、伝熱特性における曲がりや脈動による影響は計算で評価出来ると見なし、この計算結果を用いて流動構造や伝熱メカニズムの評価/考察を行った。

なお、脈動流における軸方向温度分布（熱流動特性）を再現するのは非常に難しく、他の手法では実現不可能であった。図 4-11 に各計算手法・乱流モデルを用いた際における軸方向温度分布を示す（オフセットも大きくずれて比較が難しかったので、傾向を比較するため検査領域入口からの温度下降量に換算してある）。まず、 $k-\omega$ SST や transition SST などの RANS をベースとした計算手法では、脈動による乱れや流動構造の変化を再現できないためか、流体温度が一時的に上昇しており、温度分布の傾向が全く実験値と一致していない。流動構造の変化による伝熱特性の変化を正確にモデル化出来ていないせいで、流速分布や温度脈動と速度脈動の位相にズレが生じ、単純に温度の平均値を取ると現実的ではない分布になってしまったと考えられる。DES では傾向は似ているものの、温度減少量を過大評価する結果となった。これは壁面近傍を Spalart-Allmaras でモデル化してしまったこと

により、流動構造の変化を再現出来なかったものと考えられる。なお、壁面近傍モデルに $k-\omega$ モデルを用いてもほぼ結果は変わらなかったため、脈動流の様な非定常な流動構造・伝熱特性の変化を等方乱流モデルで予測するのは難しいようである。最後に、LES でベースメッシュのサイズを 2 mm とした場合の結果を見ると、こちらも曲がり途中における温度減少量を過大に評価しており、分布を再現出来ていないことが分かる。よって、LES のメッシュは最低でも 1 mm は必要であると言える。

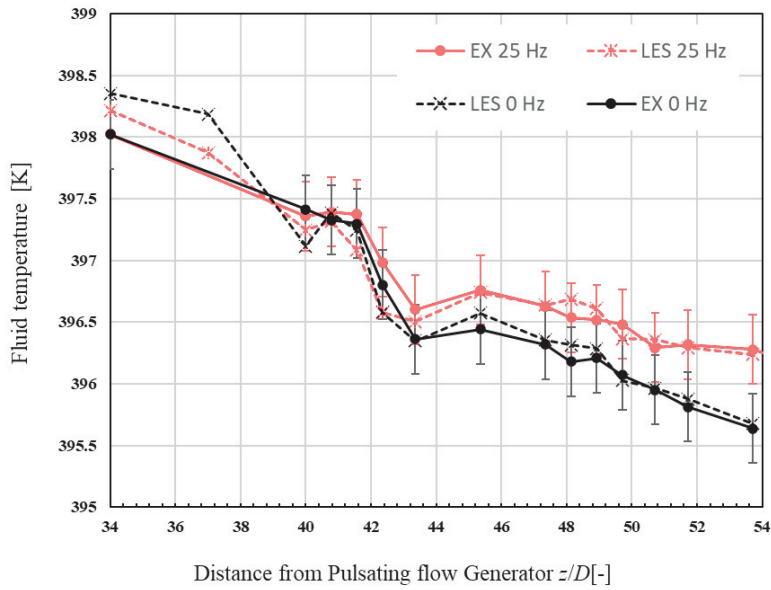


図 4-10 軸方向温度分布による CHT シミュレーションの検証

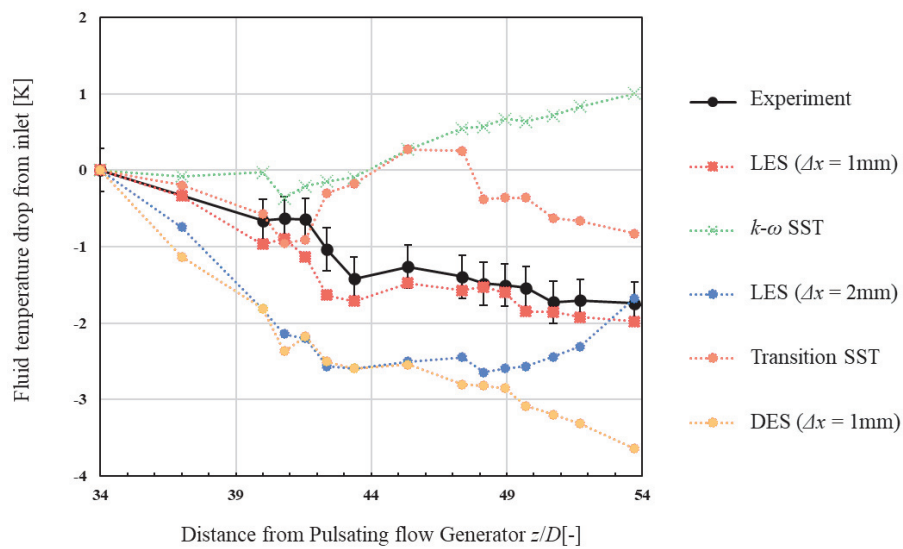


図 4-11 各種乱流モデル・計算手法を用いた CHT シミュレーションの結果

4.3.4 CHT Simulation による流動構造の評価

まず、図 4-12 に軸方向断面における速度場の可視化結果を示す。(a)-(d)はそれぞれ、入口流速を基準とした加速時、最大流速時、減速時、最小流速時の結果を示している。図より入口流速の変化に合わせて、すべての領域でほぼ同時に流速変化が生じていることがわかる。同じ流速である(a)加速時と(c)減速時の結果を比較すると、加速時よりも減速時の方が速度のムラが大きく、乱れが大きいように見える。3章で示した直管の場合と同様に、最大流速時の大きな乱れの履歴が残ったせいで、減速時の乱れが大きくなったとあると考えられる。さて、このような時間特性も重要ではあるが、2章と3章の結果を見ると、脈動による乱流強度の時間変化に由来した伝熱促進効果よりも、曲がりによる流動構造の変化に由来した伝熱促進効果の方が大きい。よって、次のステップとして曲がりによる流動構造の変化（二次流れ）が脈動によりどのような影響を受けたかを評価することとした。

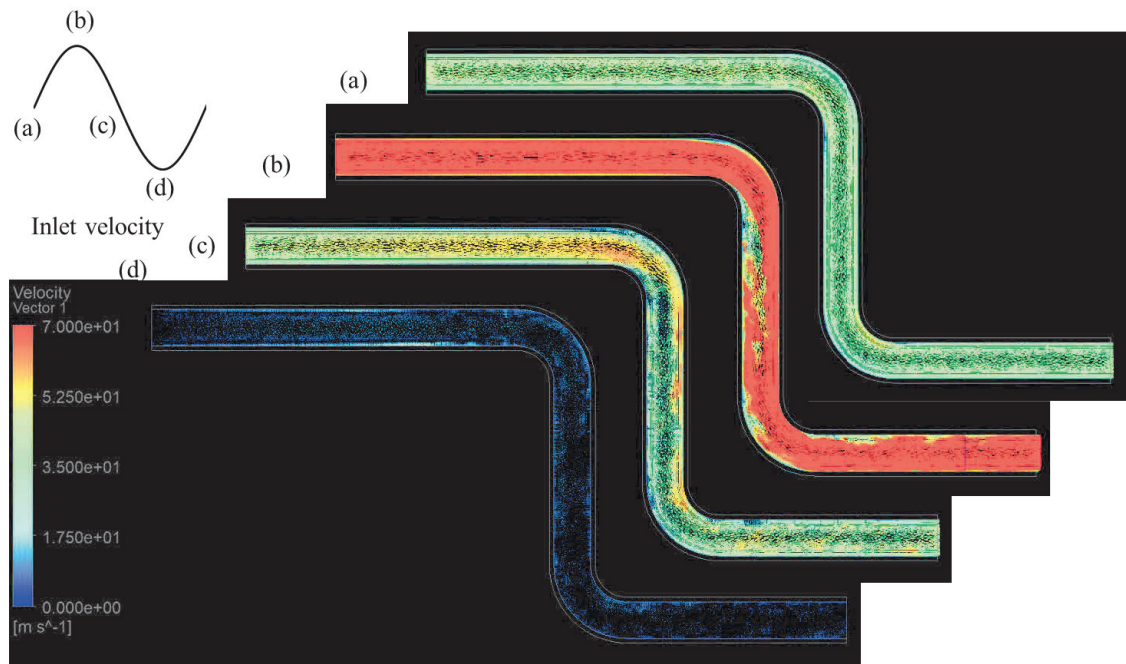


図 4-12 軸方向断面における速度場可視化結果 (25 Hz, $x = 0$ m)

まず、先行研究や大木ら[87]の研究で確認された定常流と脈動流における二次流れと Swirl-Switching が今回の流動条件でも発生するかを確認するため、大木らと同じく POD による流れ場の解析を実施した。解析は第一曲がり直後 ($z = 42.4 D$) と第二曲がり直後 ($z = 49.7 D$) で実施した。まず、図 4-13(a)に第一曲がり直後の時間平均場を示す。先行研究と同様に Dean 渦が形成されており、中央部付近で曲がり内側から外側に向かう流れを確認できた。また、図 4-13(c)に示す第一の空間モードを見ると、大木らの研究と同様に曲がり内側で上下方向にスイッチングするモード (SS のモード) が確認できる。図 4-13 (b)によれ

ば寄与率は 15 %程度あり，ある程度大きな成分である．図 4-14 (a)には第二曲がり直後の時間平均場を示す．先行研究と同様に Dean 渦に加えて上下壁面近くに逆方向の Lyne 渦が生じていることが分かる．また，図 4-13(c)に示す第一の空間モードを見ると，大木らの研究と同様に曲がり内側で上下方向にスイッチングするモード（SS のモード）が確認できた．図 4-13 (b)によれば，第一曲がり直後と同程度の寄与率：15 %があり，図 4-14 (d)より 0.04 s の間に 10-20 の振動が確認できるため，数百 Hz で高速のスイッチングをしていることが分かる．なお，SS のモードの 4 隅の部分に第二種二次流れの影響が少し現れているが，先行研究[31]にある通り，Dean 渦のような第一種二次流れに比べて速度が小さいので，影響は少ないと考えられる．

次に脈動条件における POD 解析結果を図 4-15, 4-16 に示す．まず，図 4-15 (a)の第一曲がり直後における時間平均場を見ると，定常流の結果と同様に Dean 渦が形成されていた．また，定常流と同様に中央部付近で曲がり内側から外側に向かう流れを確認できた．また図 4-15(c)に示す第一の空間モードを見ると，曲がり内側で上下方向にスイッチングするモード（SS のモード）も確認できた．図 4-13 (b)によれば，寄与率 10 %以下であり脈動成分と比べると小さい．図 4-16 (a)には第二曲がり直後の時間平均場を示す．定常流と同様に Dean 渦に加えて上下壁面近くに逆方向の Lyne 渦が生じていることが分かる．また，図 4-16(c)に示す第一の空間モードを見ると，大木らの研究と同様に曲がり内側で上下方向にスイッチングするモード（SS のモード）が確認できた．図 4-16 (d)を見ると，時間関数に大きな脈動と小さな変動が混在して見られるので，脈動成分が SS に影響している可能性がある．以上より，今回のシミュレーションにおける脈動成分や SS の空間モードは，大木らが実験的に確認した結果と傾向が良く一致していた．

更なる分析として SS の周波数の同定や脈動成分の抽出を行うために，大木らは Spectral POD を実施していた．しかし，近年では DMD を利用して周波数成分を解析する手法が整備されており，こちらの方が脈動・SS・乱れを分離し易く詳細解析に便利である．よって，脈動流における流動構造を詳細分析するために，DMD による解析を実施した．

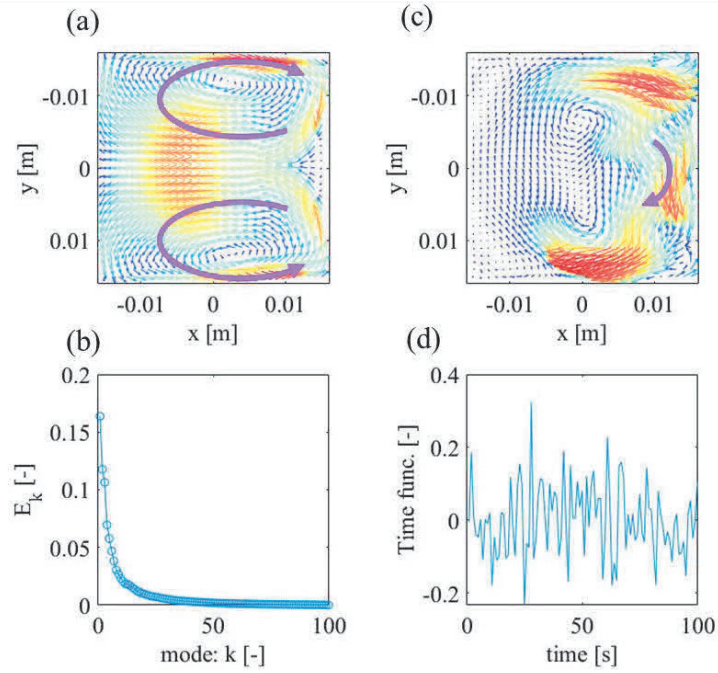


図 4-13 定常流れにおける第一曲がり後流 ($z = 42.4 D$) における POD 解析結果
 (a) 時間平均流れ場, (b) エネルギー寄与率, (c) 第一の空間モード, (d) 第一の時間関数

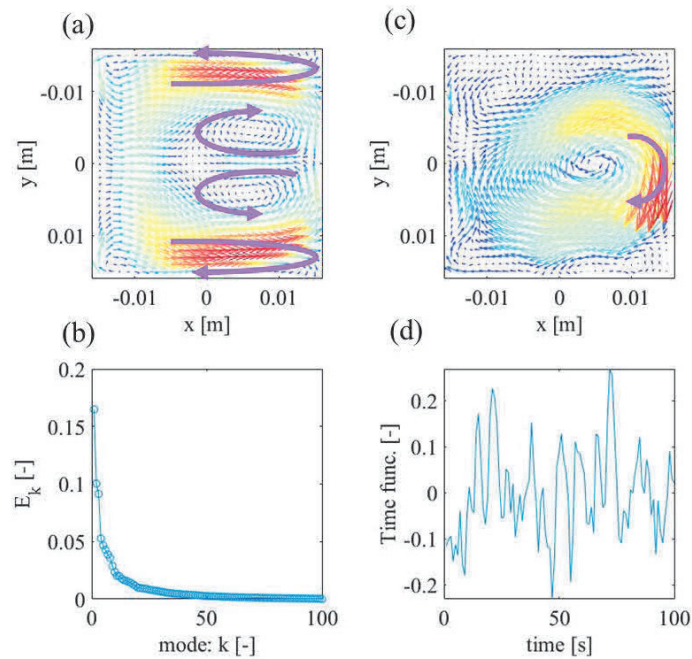


図 4-14 定常流れにおける第二曲がり後流 ($z = 49.7 D$) における POD 解析結果
 (a) 時間平均流れ場, (b) エネルギー寄与率, (c) 第一の空間モード, (d) 第一の時間関数

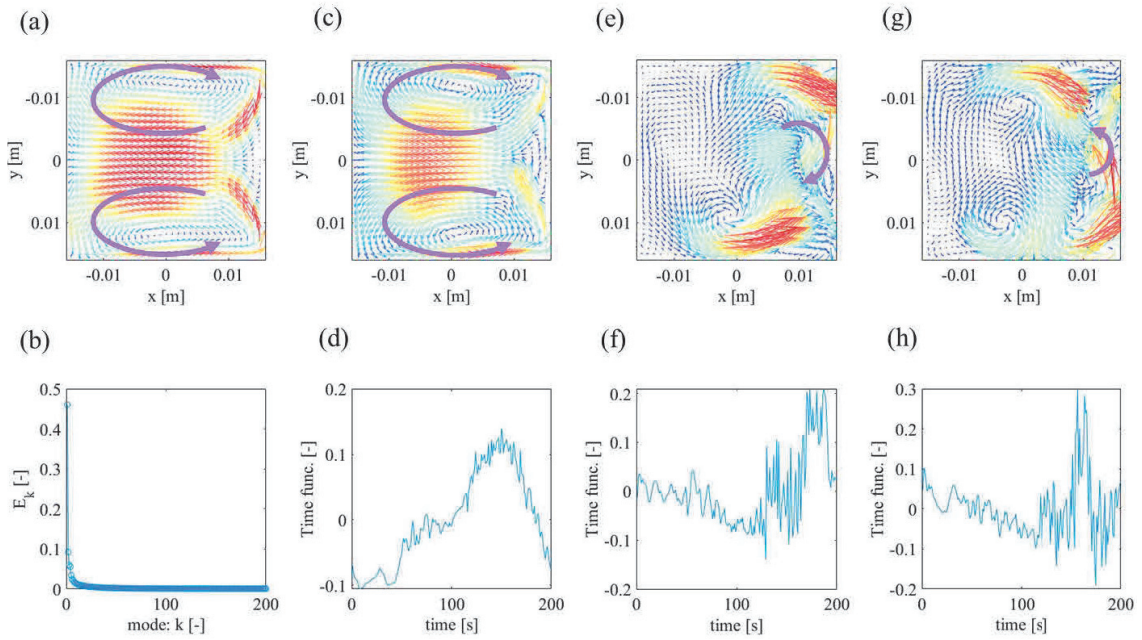


図 4-15 25Hz の脈動流れにおける第一曲がり後流 ($z = 42.4 D$) における POD 解析結果 (a) 時間平均流れ場, (b) エネルギー寄与率, (c) (e) (g) 第 1-3 の空間モード, (d) (f) (h) 第 1-3 の時間関数

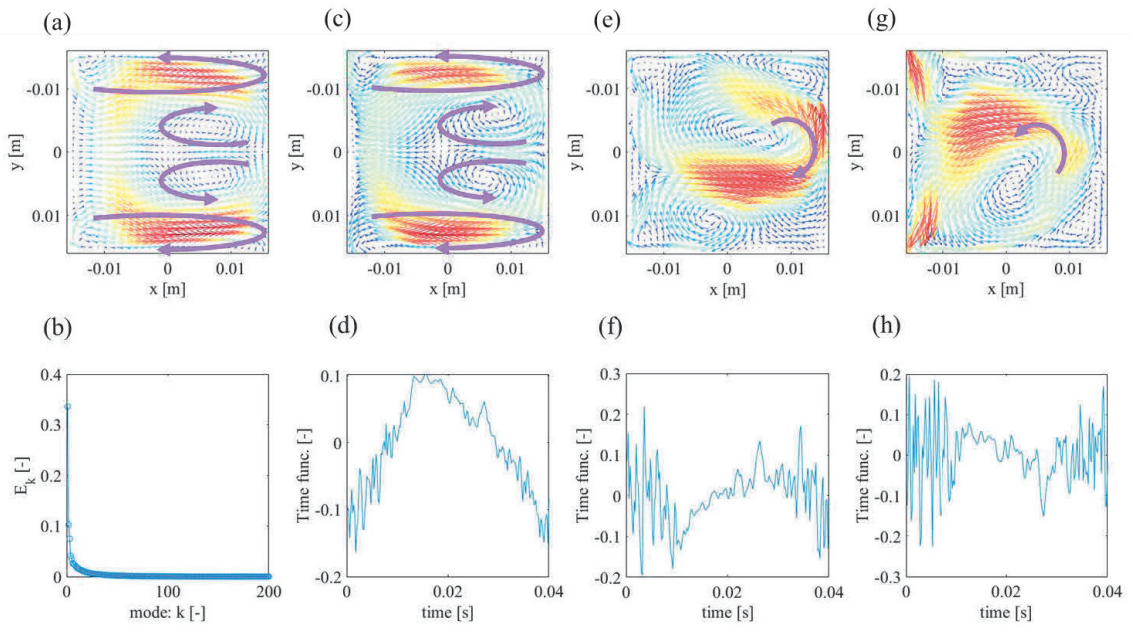


図 4-16 25Hz の脈動流れにおける第二曲がり後流 ($z = 49.7 D$) における POD 解析結果 (a) 時間平均流れ場, (b) エネルギー寄与率, (c) (e) (g) 第 1-3 の空間モード, (d) (f) (h) 第 1-3 の時間関数

図 4-17 に DMD を用いて 25 Hz の脈動流れにおける第一曲がり後流の流れ場を解析した結果を示す。25 Hz と 50 Hz の成分が非常に大きく、支配的であることが分かる。その他は乱流成分であるため周波数増加に伴って振幅は減少しているが、362.5 Hz に少しピークがある。これら特徴的な周波数の空間モードを、それぞれ図 4-18 に示す。25 Hz のモードを見ると、図 4-14 に示した時間平均場と凡そ一致していることが分かる。50 Hz のモードも少し流速の分布に違いはあるが、流れの方向としてはほぼ同じである。よって、脈動に伴って Dean 渦の強度も脈動していると言える。400 Hz のモードを見てみると、上下にスイッチングするモードである。よって、脈動周波数よりも非常に速い周波数で SS が生じているといえる。今回の脈動周波数の条件は 90 Hz 以下なので、SS と脈動の共振（ロックイン）は生じなかったとみられる。

図 4-19 には、DMD を用いて 25 Hz の脈動流れにおける第二曲がり後流の流れ場を解析した結果を示す。こちらも、25 Hz と 50 Hz の成分が非常に大きく、支配的であることが分かる。その他は乱流成分であるため周波数増加に伴って振幅は減少しているが、187.5 Hz に少しピークがある。これらの空間モードを図 4-20 に示す。25 Hz のモードを見ると、図 4-16 に示した時間平均場と凡そ一致していることが分かる。よって、第二曲がり後流でも、脈動に伴って Dean 渦の強度が変動していると言える。450 Hz のモードを見てみると、上下にスイッチングするモードである。この周波数はストローハル数($St = Df/U$)に換算すると 0.36 程度であり、大木らの結果 ($St = 0.2-0.3$) やその他先行研究 (図 1.2-17, $St = 0.09-0.3$) に近い値となっている。

以上により、DMD を用いることで脈動・SS・乱流の成分を分離し、その周波数や空間モードを評価することが出来た。SS の周波数は今回の流動条件では 180 Hz 以上であったので、脈動周波数との干渉やロックインは無いと考えられる。また特筆すべき点として、脈動成分とその高調波の空間モードは時間平均流れ場とほぼ同じであり、二次流れの強度が脈動に応じて変動していたことがある。

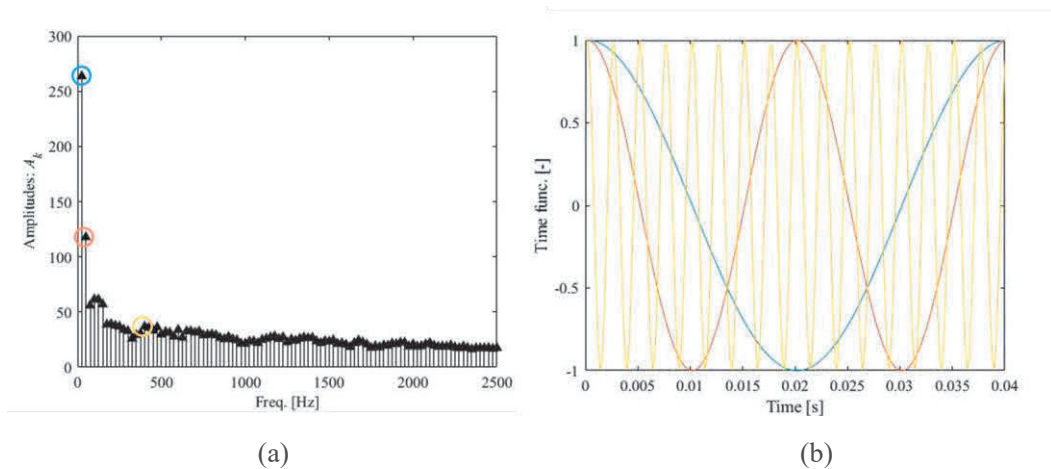


図 4-17 25 Hz の脈動流れにおける第一曲がり後流の DMD 解析結果 ($z = 42.4 d$) ,
(a) Amplitude, (b) Time function

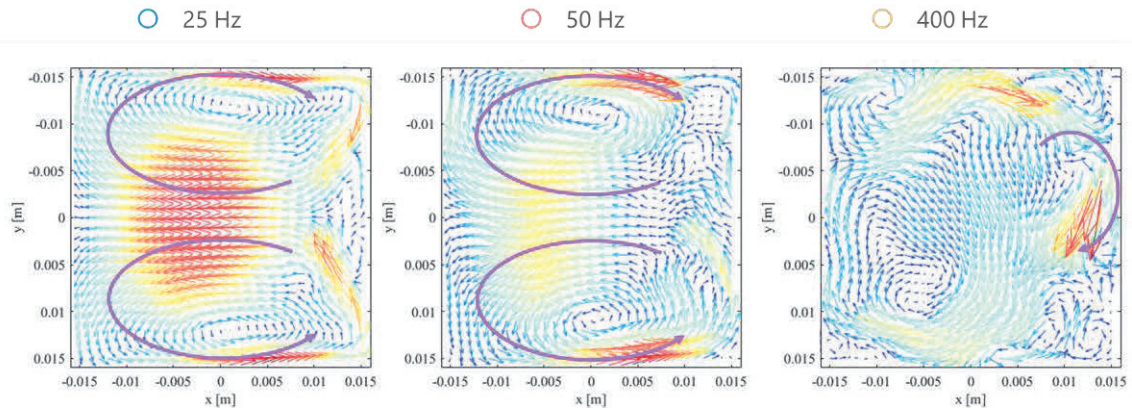


図 4-18 25 Hz の脈動流れにおける第一曲がり後流の DMD 解析結果, 主要な周波数成分における空間モード ($z = 42.4 d$)

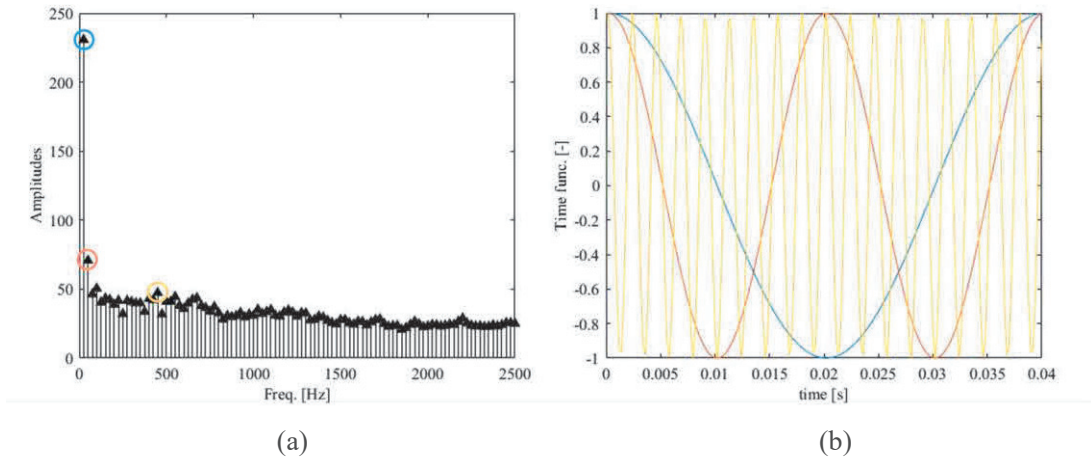


図 4-19 25 Hz の脈動流れにおける第二曲がり後流の DMD 解析結果 ($z = 49.7 d$),
(a) Amplitude, (b) Time function

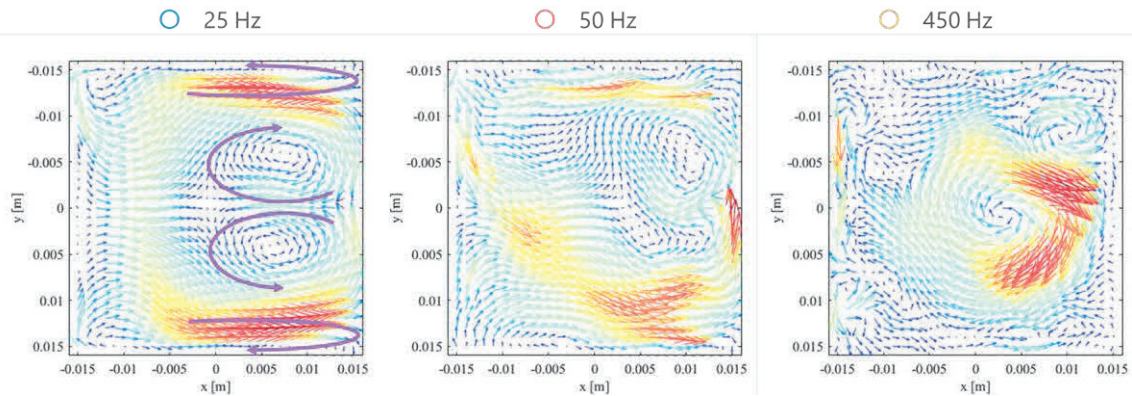


図 4-20 25 Hz の脈動流れにおける第二曲がり後流の DMD 解析結果, 主要な周波数成分における空間モード ($z = 49.7 d$)

最後に、上記流動構造の変化が熱伝達に与える影響を評価する。図 4-21 に管中央と壁面近傍 1 mm の位置における軸方向流速・壁面方向流速を比較した結果を示す。図 4-21 (a) の結果を見ると、軸方向流速は管中央と壁面近傍のどちらも 40 m/s 程度である。これに対し壁面方向流速を見ると、管中央でも管壁付近でも負の値（曲がり外側方向のながれ）になっている。これは、Dean 渦により曲がり外側への流れが生じているためである。なお、軸方向流速も壁面方向流速もその変動量は小さい。さて、図 4-21 (b) の結果を見ると、まず管中央において軸方向流速が脈動周波数で大きく変動していることが分かる。乱れについては、3 章で示した結果と同様に減速時にも残留している。壁面方向流速も脈動に伴って変動しており、少しだけ遅れはあるがほぼ軸方向流速に比例して流速が小さくなっている。壁面近傍でも、ほぼ同様の傾向が見られた。この流速変動と Dean 渦の挙動の相関を分析するため、図 4-22 に 25 Hz の脈動流条件における瞬時流速場をプロットした。図より、最小流速付近 (0.0134 s) では Dean 渦による曲がり外側への強い流れが生じており、最小流速付近 (0.022 s) では Dean 渦が非常に弱くなっていることが分かる。よって、Dean 渦の強度は軸方向流速に伴って変動すると言える。

さて、これらの速度変動や Dean 渦の変動に対して乱流熱流束がどのように応答するかを評価するため、乱流熱流束の時系列波形を図 4-23 にプロットした。これを見ると、最大流速付近 (0.0134 s) で熱流束が大きく、最小流速付近 (0.022 s) で熱流束が小さくなっていることが分かる。図 4-21 (b) で示す通り最小流速付近でも乱れは残留しているにもかかわらず、乱流熱流束が小さくなっている。これは、減速時の脈動による熱伝達促進が生じるタイミングで Dean 渦が小さくなるため、曲がりによる熱伝達促進が生じなくなったためであると考えられる。

以上より、25, 30 Hz の条件で伝熱抑制が生じた原因は、脈動による伝熱促進が生じる減速時において、曲がりによる伝熱促進効果が小さくなることであると示唆された。

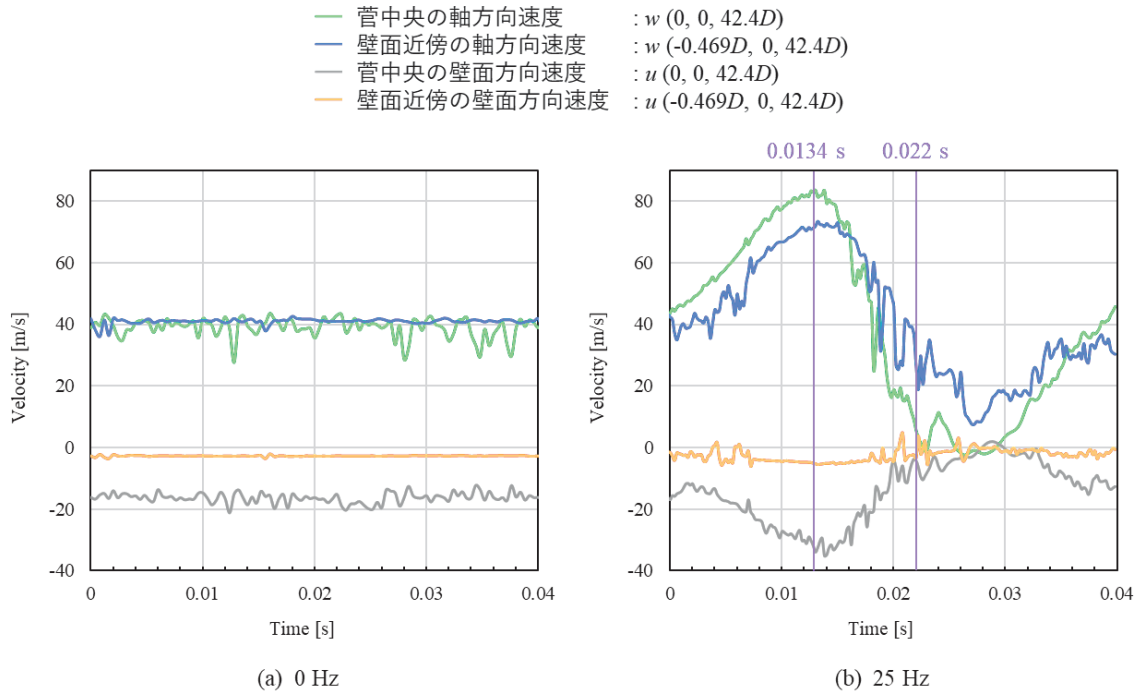


図 4-21 第一曲がり後流における軸方向流速と壁面方向流速変動 ($z = 42.4 d$)

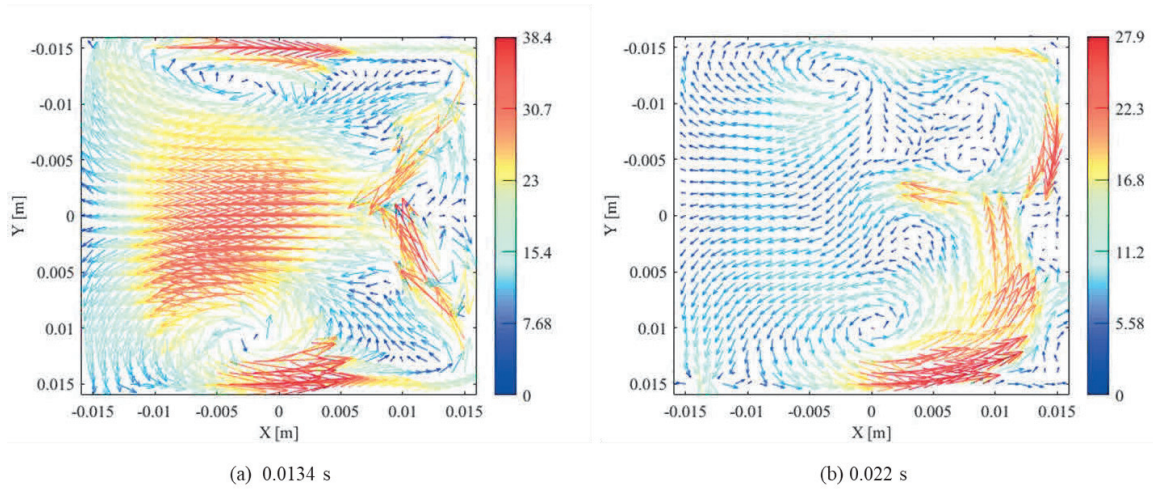


図 4-22 第一曲がり後流における瞬時流れ場 ($z = 42.4 d$)

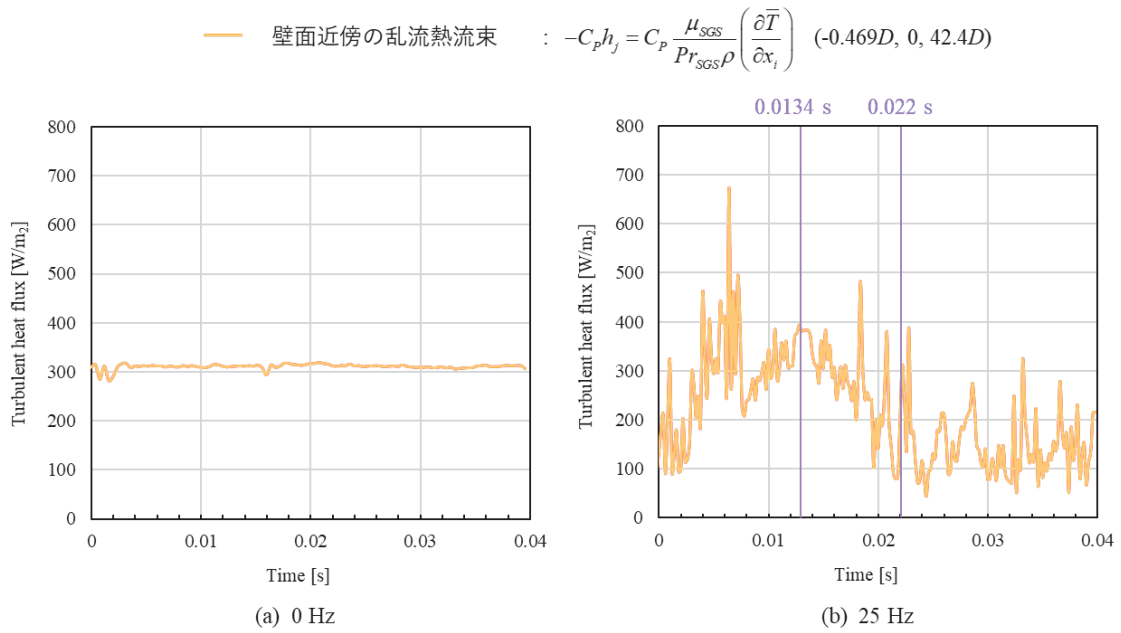


図 4-23 第一曲がり後流の曲がり外側における乱流熱流束 ($z = 42.4 d$)

4.4 第4章のまとめ

本研究では、自動車エンジンの配管に一般的に使用されている二重曲がり管における脈動流について、実機と同等の条件 ($Re_m = 60000$) で実験を行い、伝熱特性を調べた。熱電対による断面温度の測定と赤外線サーモグラフィによる壁面温度の測定により、放熱量とヌセルト数を実験的に評価した。流れ構造と熱伝達の相関はLESを内包した非定常CHTシミュレーションで評価した。本研究の結論は以下の通りである。

- ・ 内部流体の断面温度分布を測定したところ、15 – 90 Hz の脈動流においても定常流と同様に、第一曲がりと第二曲がりの両方で高温コアが外側にシフトしていることがわかった。
- ・ 内部流体から管内壁への熱伝達特性を実験的に評価した結果、全ての脈動条件で直管よりも二重曲がり管のヌセルト数の方が大きかった。しかし、脈動周波数が25 - 30 Hz (St数換算で0.02-0.024) においては、定常流に比べてヌセルト数換算で2割強の伝熱抑制が生じた。
- ・ LESによって定常流と25 Hzの脈動流の数値計算結果を実施し、PODとDMDによる流動場解析を行った結果、第一曲がり後流や第二曲がり後流において大木らが観測した脈動による二次流れの変動やSSが確認できた。また、このSSの周波数は第二曲がり後流で180 Hzと、脈動周波数に比べて大きな値であった。
- ・ 数値計算結果から25 Hzにおける伝熱抑制のメカニズムを調査した結果、軸方向流速の変化に伴って二次流れの強度が変化することで、減速時に二次流れの強度が弱まり、伝熱が抑制されたことが示唆された。

本研究により、これまでデータが不足していた異なる方向の二重曲がりを持つ管における脈動流の伝熱特性が得られた。これより、曲がりによる伝熱促進と脈動による伝熱促進は単純に足して考えることはできず、両者の効果が加わることで逆に伝熱が抑制される場合があることが示された。構築したCHTシミュレーションモデルは、自動車エンジンの多重屈曲配管の伝熱特性評価の指針となる。また、断面温度分布の結果は、様々なシミュレーション手法の検証に利用されることが期待される。

第5章 結論

本論では、エンジン排気流れにおける熱伝達特性の解明を工学的な応用先として、S字型二重曲がり管内定常流、直管内脈動流、S字型二重曲がり管内脈動流における熱流動特性を調査した。本研究で対象とした流動条件は、レイノルズ数が60000の乱流条件であり、曲がり流れにおけるディーン数は38000である。脈動流の流動条件は、脈動振幅比： Re_p / Re_m が0.2 - 1.0、周波数が15-90 Hzと実機エンジン相当の条件となっている。伝熱特性の評価方法としては、断面温度分布計測や壁温計測等の実験的アプローチを主として取り組んだ。また、伝熱メカニズムの解明には、TR-PIVによる流れ場の非定常計測や、二線式熱電対による温度の非定常計測を使用した。しかし、S字型二重曲がり管においては流れ場の特性が流路断面方向・面外方向へと複雑に変化し、かつ配管内部の熱移動も取り扱う必要があったため、実験的評価のみでは伝熱メカニズムの解明が難しかった。そこで、CHTシミュレーションによる評価も組み込んだ。

以下に第2-4章で示した主要な知見を纏める。

第2章では、S字型二重曲がり管における熱流動特性を調査した。先行研究から、S字型二重曲がり管において第一曲がりではDean渦が発生し、第二曲がりでは逆方向のLyne渦が生じることが明らかになっていた[87]。また、単一の曲がりがあると曲がり外側で伝熱促進が生じることが実験[99]や数値計算[106]で明らかになっていた。しかし、S字型二重曲がり管における伝熱特性については、知見が無かった。そこで、S字型二重曲がり管において、伝熱特性に対する曲がりの影響を実験的に評価することを目的に実験を行った。また、二次流れなどの曲がりによる流動構造の変化と伝熱特性を比較することで、熱伝達メカニズムを明らかにすることも目指した。

実験的評価としては、熱電対による断面温度分布計測とサーモグラフィによる壁温計測を実施した。これにより、直管では中心にあった高温コアが、第一曲がり・第二曲がり途中から後流にかけては外側に偏ることを明らかにできた。このメカニズムとしては、先行研究で言及された通り、遠心力で外側に押し付けられた流体が圧縮加熱されるためであるとわかった。また、断面平均温度の軸方向分布を評価した結果、第一曲がりでは温度が急減少しており、曲がりによる伝熱促進が生じることを明らかにした。また、第二曲がり部では温度の急落はなく、曲がりによる伝熱促進は大きくないことも確認できた。壁温の軸方向分布を評価すると、分布が山型になり第一曲がりから第二曲がりの間にピークを有することが分かった。この原因は第一曲がりでは流体から配管内壁へ伝わった熱量を、配管内部を通じて上下流に分配するためであると推定された。また、内部流体の断面平均温度と壁温より、流体から配管内壁に対する熱流束とヌセルト数を評価した結果、二重曲がり管において熱流束で直管の1.4倍、ヌセルト数で2倍の伝熱促進が生じることが明らかになっ

た。

数値計算としては、CHT シミュレーションによる評価を実施した。上述の温度計測の結果や、先行研究[30]、TR-PIV による平均流れ場や乱流運動エネルギーの計測値を用いて妥当性検証を実施した結果、剥離に強い $k-\omega$ SST モデルを用いて、かつレイヤーメッシュで壁面近傍を細かく解像することで、曲がりによる流体温度や流れ場の変化を再現できることが分かった。これを用いて、エネルギーの流れを評価した結果、実験値から推定した第一曲がりにおける流体から配管壁への熱移動と配管壁内部の熱移動が連動していた。よって、曲がりによる伝熱促進が原因で壁温の軸方向分布が山型になるという推定が正しいことが明らかになった。また、伝熱メカニズムを調査した結果、第一曲がりでは曲がりにより生じた Dean 渦が曲がり外側への流れを作り出すと共に曲がり外側における渦拡散を促進し、これにより伝熱面積の大きい曲がり外側の乱流熱流束が増加することで、曲がりによる伝熱促進が生じていた。第二曲がりでは、第一曲がりの履歴による大きな Dean 渦と第二曲がりによる Lyne 渦が混在することで、曲がりによる渦促進が小さくなったこと、Dean 渦による面内流れ方向が曲がり放熱面積の小さい曲がり内側であったこと等が影響して、伝熱促進が大きくなかったとわかった。

第3章では直管内脈動流における熱流動特性を調査した。先行研究から、大振幅の脈動の影響は準定常理論で評価できること[116,117]や、バースティング[124]、配管の気柱共鳴[130]、配管構造の固有周期[131]との共振時に伝熱促進が生じることが分かっている。また、共振現象の影響が小さい場合、レイノルズ数が 50000 未満かつ中程度の脈動振幅を有する流れでは、再層流化が生じることで乱れや伝熱特性が非定常に変化する事や、周波数によって異なる流動・伝熱特性を持つこと等が分かっていた[118]。しかし、共振現象の影響が小さい条件において、実機エンジン相当のレイノルズ数が 60000 かつ中程度の脈動振幅を有する流れにおいて、伝熱特性がどうなるかの知見が不足していた。そこで、この流動条件において、伝熱特性に対する脈動の影響を実験的に評価することを目的に調査を行った。また、脈動による非定常な流動構造の変化や乱れの変化と伝熱特性を紐づけることで、非定常な熱伝達メカニズムを解明することも目指した。

実験的評価として、15-90 Hz の脈動条件において、熱電対による断面温度分布計測とサーモグラフィによる壁温計測を実施した。これにより、どの脈動周波数においても、温度分布は軸方向にほぼ変化せず常に高温コアが配管中心に存在することが分かった。壁温と断面平均温度の軸方向分布を評価すると、温度減少量は異なるものの、どの脈動周波数においてもほぼ線形に温度が減少することが分かった。この壁温と断面平均温度からヌセルト数を評価した結果、25-35 Hz (St 数換算で 0.02-0.028) においてピークを有しており、脈動による数%程度の伝熱促進が生じていることが明らかになった。

非定常特性の評価として、TR-PIV を用いて壁面近傍の乱れの評価を実施した。その結果、15 Hz の条件において脈動により流速が小さくなると再層流化が生じて乱れが消失することが分かった。この傾向は同程度の脈動振幅を有する 25-35 Hz でも確認されたが、減速にか

かる時間が短いため流速がある程度小さくなくても高流速時の乱れの履歴が残っていた。なお、脈動振幅が小さい 60, 90 Hz の条件では再層流化は生じていなかった。この乱れについて定量的な評価を実施するため、壁面方向と軸方向の乱れの RMS 値をそれぞれ計算し時間平均値を計算した。すると、25-35 Hz にピークを有しており、ヌセルト数との相関が確認できた。次に、温度変動との関係性を評価するため、二線式熱電対を用いて壁温近傍の温度変動を評価した。その結果、脈動により流速が減少するタイミングで、流体温度の上昇が生じることが分かった。以上の結果より、脈動振幅が大きく脈動周波数が速い条件 (25 - 35 Hz) では、高流速時の乱れの履歴により減速領域での乱流混合が促進され、更に脈動により減速時に流体-内壁温度の差が大きくなることも加わることで、伝熱促進が生じることが示された。

第4章では、S字型二重曲がり管内における脈動流れの熱流動特性を調査した。先行研究から、大振幅の脈動の影響は準定常理論で評価できること [132]、曲がり脈動流れでは定常曲がり流れよりも熱伝達が抑制される場合があること [134] が分かっている。しかし、まだ知見が少なく、特に脈動振幅が中程度の場合に、どのような脈動条件で伝熱促進・抑制が生じるかについて分かっていない。また、S字型の二重曲がり管にける脈動流れの伝熱特性を調べた研究はない。そこで、S字型二重曲がり管内脈動流において、伝熱特性に対する脈動周波数の影響を実験的に評価することを目的に研究を実施した。また、二次流れ等の曲がりによる流動構造の変化と脈動による流動構造・乱れの変化を合わせて評価し、伝熱特性と結びつけることで、その熱伝達メカニズムを明らかにすることも目指した。

実験的評価としては、15-90 Hz の脈動条件において、熱電対による断面温度分布計測とサーモグラフィによる壁温計測を実施した。これにより、定常曲がり流れと同様に、どの脈動周波数においても、第一曲がり・第二曲がり途中から後流にかけて高温コアが外側に偏ることを明らかにできた。また、断面平均温度の軸方向分布を評価した結果、どの脈動条件においても第一曲がり温度が急減少しており、曲がりによる伝熱促進が生じることを明らかにした。特筆すべきは、25, 30 Hz では第一曲がり後流における温度減少量が小さくなっていったことである。この伝熱特性を定量評価するため、内部流体の断面平均温度と壁温よりヌセルト数を評価した結果、25, 30 Hz (St 数換算で 0.02-0.024) の条件では定常条件に比べ 2 割程度値が小さくなることが明らかとなった。直管の場合とは対照的に、25, 30 Hz では脈動による伝熱抑制が生じていると言える。

数値計算としては、CHT シミュレーションによる評価を実施した。上述の温度計測の結果を用いて妥当性検証を実施した結果、LES を用いてかつレイヤーメッシュで壁面近傍を細かく解像することで、曲がりと脈動による流体温度の変化を再現できることが分かった。このシミュレーションを用いて、0, 25 Hz の条件の流れ場について POD による解析を実施した結果、いずれの条件でも大木ら [87] が示した Dean 渦や Lyne 渦、更にそのスイッチング (SS) を確認できた。また、DMD による詳細流れ場解析を実施した結果、SS の周波数が 180-360 Hz で生じており、脈動との干渉は大きくないことを明らかにできた。この周波数

は St 数換算で 0.15-0.3 であり，大木らの示した 0.2-0.3 という結果と凡そ一致している．最後に，脈動によりこれら流動構造がどのように変化するか分析したところ，二次流れの強度が脈動に伴って変化しており，減速時に強度が低下していることが分かった．曲がりによる伝熱促進が二次流れにより生じるという 2 章における結果と，脈動による伝熱促進が減速時の乱れの残留により生じるという 3 章の結果を踏まえると，脈動と曲がりによる伝熱促進が同時に存在する条件では，脈動による伝熱促進が生じる減速時に曲がりによる伝熱促進の源となる二次流れが弱まるため伝熱量が減少し，定常曲がり流れよりも伝熱量が減少すると推定される．実際に乱流熱流束を評価すると，減速時に小さな値を取っていた．よって直管とは対照的に 25, 30 Hz で伝熱抑制が生じた原因は，脈動による二次流れの強度変動に起因すると言える．

以上のように，本研究ではエンジン排気流れの条件において「S 字型二重曲がり管内定常流れにおける伝熱促進」「直管内脈動流れにおける 25-35 Hz (St 数換算で 0.02-0.028) での伝熱促進」「S 字型二重曲がり管内脈動流れにおける 25, 30 Hz (St 数換算で 0.02-0.024) での伝熱抑制」が明らかとなった．その原因はそれぞれ，「第一曲がりにおいて Dean 渦による外向き流れと外側渦拡散の促進による，伝熱面積の大きい曲がり外側での乱流熱流束増加」，「減速時の乱れの残留による乱流混合の促進」，「乱れが残る減速時に Dean 渦の強度が低下することによる，曲がりによる伝熱促進の減少」，であると示された．これら伝熱・流動特性の評価は，TR-PIV による非定常流れ場計測，1 条件辺り管内 $13 \times 36 = 468$ 点を対象とした根気のいる断面温度分布計測，二線式熱電対による温度変動計測など，高度な計測技術により達成することが出来た．これらの実験技術は，エンジン排気流れの熱設計時の指針となると考えられる．また，伝熱メカニズムの解明は， $k-\omega$ SST モデルを用いた定常曲がり流れの CHT シミュレーション，Smagorinsky モデルによる LES を用いた脈動曲がり流れの非定常 CHT シミュレーションにより達成できた．これらのシミュレーション技術もまた，排気流れの熱設計時の指針となると考えられる．また，CFD コミュニティへ与える知見としては，脈動と曲がり混在する流れの熱流動特性を再現するには，等方乱流モデルを用いた RANS による計算や DES を用いた計算では難しく，適切なメッシュサイズを有する LES による計算が必須となるという点がある．

最後に，本研究から派生した新たな研究課題としては，下記が考えられる．

- ・ 曲がり途中等にフランジがある場合は，どのような影響が生じるか？
- ・ 第一曲がりと第二曲がりの間隔 (L/D) を変えると，曲がりによる伝熱促進や二次流れにどのような影響が生じるか？
- ・ 管径を変更した場合，同じ St 数で脈動による伝熱促進が生じるか？

略語一覽

LES	: Large Eddy Simulation
DES	: Detached Eddy Simulation
RANS	: Reynolds-Averaged Navier Stokes
DNS	: Direct Numerical Simulation
RSM	: Reynolds Stress Model
SST	: Shear Stress Transport
TKE	: Turbulent Kinetic energy
CHT	: Conjugate Heat Transfer
CFD	: Computational Fluid Dynamics
FFT	: Fast Fourier Transform
POD	: Proper Orthogonal Decomposition
SVD	: Singular Value Decomposition
PCA	: Principal Component Analysis
DMD	: Dynamic Mode Decomposition

謝辞

本論は、筆者が広島大学大学院 先進理工系科学研究科 博士課程後期 機械工学プログラム 在籍時に行われた研究をまとめたものです。指導教官である広島大学の尾形陽一准教授には多大なる御指導を賜り、深謝の意を表します。また、学位論文をまとめる際に、非常に有益なご助言を賜りました広島大学の三好明教授、陸田秀実教授、鈴木康浩教授、下栗大右准教授に対し深く感謝いたします。実験や解析などの研究の遂行に際しては、同研究室学生（当時含む）の神垣雅也氏、藤本健明氏、Guo Guanming 氏から惜しめない御協力を頂きました。皆様に厚く御礼申し上げます。

本研究はマツダ株式会社との共同研究として行われたものであり、資金面で多大な御支援を頂きました。さらに、マツダ株式会社の柳田春奈氏、川口幹祐氏、中村和博氏、本郷均氏には数々の御助言を頂きましたこと、厚く感謝の意を表します。

最後に、生活全般にわたり長年支えてくれた家族に感謝の意を表して謝辞といたします。

参考文献

- 1 Müller, S.H.R., Böhm, B., Gleißner, M., Grzeszik, R., Arndt, S. and Dreizler, A., “Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV”, *Experiments in Fluids*, 48(2), 281-290 (2010).
- 2 Alharbi, A.Y. and Sick, V., “Investigation of boundary layers in internal combustion engines using a hybrid algorithm of high speed micro-PIV and PTV”, *Experiments in Fluids*, 49(4), 949-959 (2010).
- 3 Chen, H., Reuss, D.L., Hung, D.L.S., and Sick, V., “A practical guide for using proper orthogonal decomposition in engine research”, *International Journal of Engine Research*, 14(4), 307-319 (2012).
- 4 大倉 康裕, 樋口 和哉, 浦田 泰弘, 染矢 聡, 店橋 護, “高速 PIV によるエンジン燃焼室内の乱流計測”, *日本機械学会論文集 B 編*, 79(806), 2193-2206 (2013).
- 5 大倉 康裕, 鬼丸 裕美, 佐藤 誓祐, 浦田 泰弘, 店橋 護, “吸気切換えデバイスにより誘起されるエンジン筒内流動の高速 PIV 解析”, *自動車技術会論文集*, 48(1), 65-71 (2017).
- 6 Climate Watch Historical GHG Emissions. 2021. Washington, DC: World Resources Institute. Available online at: <https://www.climatewatchdata.org/ghg-emissions>.
- 7 Bernard L., et al. 2020. BP Energy Outlook 2020. BP p.l.c..
- 8 Joshi, A. (2017). Progress and Outlook on Gasoline Vehicle Aftertreatment Systems. *Johnson Matthey Technology Review*, 61(4), 311–325. doi:10.1595/205651317x696306
- 9 Host, R., Moilanen, P., Fried, M., and Bogi, B. (2017). Exhaust System Thermal Management: A Process to Optimize Exhaust Enthalpy for Cold Start Emissions Reduction. *SAE Technical Paper Series*. doi:10.4271/2017-01-0141
- 10 Jeong, S.J., “A full transient three-dimensional study on the effect of pulsating exhaust flow under real running condition on the thermal and chemical behavior of closed-coupled catalyst”, *Chemical Engineering Science*, 117, 18-30 (2014).
- 11 Reynolds, O. (1883). An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Proceedings of the Royal Society of London*, 35, 84–99. <http://www.jstor.org/stable/114354>
- 12 日野 幹雄, “乱流の科学 -構造と制御-”, 朝倉書店, 2020, ISBN978-4-254-20161-1
- 13 日野 幹雄, “流体力学”, 朝倉書店, 1992, ISBN978-4-254-20066-9
- 14 Laufer, J., The structure of turbulence in fully developed pipe flow. (1954), No.

- NACA-TR-1174.
- 15 Allen, P.A., 1997. *Earth Surface Processes*. Blackwell Science, London, 404 pp., Wiley.
 - 16 Blackwelder, R. F., & Haritonidis, J. H. (1983). Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 132, 87-103.
 - 17 Luchik, T. S., & Tiederman, W. G. (1987). Timescale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 174, 529-552.
 - 18 Kolmogorov, A.N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 30, 299–303 (1941).
 - 19 Chapman, D. R. (1979). Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA journal*, 17(12), 1293-1313
 - 20 C.D. Argyropoulos, N.C. Markatos, Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows, *Applied Mathematical Modelling*, Volume 39, Issue 2, 2015, Pages 693-732, ISSN 0307-904X, <https://doi.org/10.1016/j.apm.2014.07.001>.
 - 21 H. Tinoco, H. Lindqvist, W. Frid, Numerical simulation of industrial flows, numerical simulations – examples and applications in computational fluid dynamics, Prof. Lutz Angermann (Ed.), ISBN: 978-953-307-153-4, InTech, DOI: <http://dx.doi.org/10.5772/13216>, 2010.
 - 22 Dean, W.R., “XVI. Note on the motion of fluid in a curved pipe”, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(20), 208-223 (1927).
 - 23 Dean, W.R., “LXXII. The stream-line motion of fluid in a curved pipe (Second paper)”, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 5(30), 673-695 (1928).
 - 24 Eustice, J., “Flow of Water in Curved Pipes”, In *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 84(568), 107-118 (1910).
 - 25 Eustice, J., “Experiments on stream-line motion in curved pipes”, In *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 85(576), 119-131 (1911).
 - 26 McConalogue D.J. and Srivastava R.S., “Motion of a fluid in a curved tube”, In *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 307(1488), 37-53 (1968).
 - 27 Bovendeerd, P., Steenhoven, A., Vosse, F., and Vossers, G., “Steady entry flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 233-246 (1987).
 - 28 Taylor, G.I., “The Criterion for Turbulence in Curved Pipes”, In *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 124(794), 243-249 (1929).

- 29 Sudo, K.; Sumida, M.; Hibara, H. Experimental investigation on turbulent flow in a circular-sectioned 90-degree bend. *Exp. Fluids* 1998, 25, 42–49.
- 30 Sudo, K., Sumida, M. & Hibara, H. Experimental investigation on turbulent flow in a square-sectioned 90-degree bend. *Exp. in Fluids*, 2001, 30, 246–252.
- 31 Gavrilakis, S., “Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct”, *Journal of Fluid Mechanics*, 244, 101-129 (1992).
- 32 杉山 均, “曲がり管路内流れ”, 日本流体力学会誌「ながれ」, 22(1), 41-50 (2003).
- 33 杉山 均, 秋山 光庸, 藤田 修, 佐藤 誉之, “正方形断面を有する 90° 曲がり管路内乱流の平均速度場解析”, 日本機械学会論文集 B 編, 61(587), 2393-2400 (1995).
- 34 杉山 均, 秋山 光庸, 山中和典, 佐藤 誉之, “正方形断面を有する曲がり管路内乱流の平均速度場解析: 第 1 種二次流れ, 第 2 種二次流れの遷移挙動の予測”, 日本機械学会論文集 B 編, 61(581), 48-55 (1995).
- 35 Cunningham, M.N., Cunningham, G. and Spence, S.W.T., “An experimental investigation into the pressure drop for turbulent flow in 90° elbow bends”, In *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, 221(2), 77–88 (2007).
- 36 Tunstall, M. and Harvey, J., “On the effect of a sharp bend in a fully developed turbulent pipe-flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, 34(3), 595-608 (1968).
- 37 Brücker, C. A time-recording DPIV-study of the swirl switching effect in a 90° bend flow. In *Proceedings of the 8th International Symposium on Flow Visualization*, Sorrento, Italy, 1–4 September 1998; pp. 171.1–171.6.
- 38 Rütten, F., Meinke, M., & Schröder, W. (2001). Large-eddy simulations of 90° pipe bend flows. *Journal of turbulence*, 2(1), 003.
- 39 Rütten, F., Schröder, W. and Meinke, M., “Large-eddy simulation of low frequency oscillations of the Dean vortices in turbulent pipe bend flows”, *Physics of Fluids*, 17(3), 035107 (2005).
- 40 Sakakibara, J., Sonobe, R., Goto, H., Tezuka, H., Tada, H. and Tezuka, K., “Stereo-PIV study of turbulent flow downstream of a bend in a round pipe”, In *Proceedings of 14th International Symposium on Flow Visualization*, EXCO Daegu, Korea, June 21-24 (2010).
- 41 Hellström, L. H., Zlatinov, M. B., Cao, G., & Smits, A. J. (2013). Turbulent pipe flow downstream of a bend. *Journal of Fluid Mechanics*, 735, R7.
- 42 Kalpakli, A., & Örlü, R. (2013). Turbulent pipe flow downstream a 90 pipe bend with and without superimposed swirl. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 41, 103-111.
- 43 Kalpakli Vester, A., Örlü, R., & Alfredsson, P. H. (2015). POD analysis of the turbulent

- flow downstream a mild and sharp bend. *Experiments in Fluids*, 56, 1-15.
- 44 Hufnagel, L., Canton, J., Örlü, R., Marin, O., Merzari, E. and Schlatter, P., “The three-dimensional structure of swirl-switching in bent pipe flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, 835, 86-101 (2018).
- 45 Carlsson, C., Alenius, E. and Fuchs, L., “Swirl switching in turbulent flow through 90° pipe bends”, *Physics of Fluids*, 27(8), 085112 (2015).
- 46 Noorani, A., & Schlatter, P. (2016). Swirl-switching phenomenon in turbulent flow through toroidal pipes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61, 108-116.
- 47 Hufnagel, L., Canton, J., Örlü, R., Marin, O., Merzari, E., & Schlatter, P. (2018). The three-dimensional structure of swirl-switching in bent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 835, 86-101.
- 48 Doorly, D.; Sherwin, S.J. *Geometry and Flow, Cardiovascular Mathematics: Modeling and Simulation of the Circulatory System*; Springer: Berlin/Heidelberg, Germany , 2009.
- 49 Rudolf, P.; Desova, M. Flow characteristics of curved ducts, *Appl. Comput. Mech.* 2007, 1, 255–264.
- 50 Yuki, K.; Hasegawa, S.; Sato, T.; Hashizume, H.; Aizawa, K.; Yamano, H. Matched refractive-index PIV visualization of complex flow structure in a three-dimensionally connected dual elbow. *Nucl. Eng.* 2011, 241, 4544-4550.
- 51 Azzola, J.; Humphrey, J.A.C.; Iacovides, H.; Launder, B.E. Developing turbulent flow in a U bend of circular cross section: Measurement and computation. *J. Fluids Eng.* 1986, 108, 214–221.
- 52 Taylor, A.M.; Whitelaw, J.H.; Yianneskis, M. *Developing Flow in S-shaped Ducts 2: Circular Cross-Section Duct*; NASA Contractor Report 3759; NASA: Washington, DC, USA, 1984.
- 53 Niazmand, H.; Jaghargh, E.R. Bend sweep angle and Reynolds number effects on the hemodynamics of S-shaped arteries. *Ann. Biomed. Eng.* 2010, 38, 2817–2828.
- 54 Mazhar, H.; Ewing, D.; Cotton, J.S.; Ching, C.Y. Measurement of flow field characteristics in single and dual S-shape 90° bends using matched refractive index PIV. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2016, 79, 65–73.
- 55 Ng, Y.T.; Luo, S.C.; Lim, T.T.; Ho, Q.W. On the relation between centrifugal force and radial pressure gradient in flows inside curved and S-shaped ducts. *Phys. Fluids* 2008, 20, 055109.
- 56 Han, F.; Liu, Y.; Lan, Q.; Li, W.; Wang, Z. CFD investigation on secondary flow characteristics in double-curved subsea pipelines with different spatial structures. *J. Mar. Sci. Eng.* 2022, 10, 1264. <https://doi.org/10.3390/jmse10091264>.
- 57 Kim, J.; Yadav, M.; Kim, S. Characteristics of secondary flow induced by 90-degree

- elbow in turbulent pipe flow. *Eng. Appl. Comput. Fluid Mech.* 2014, 8, 229–239.
- 58 Tanaka, M.-A.; Ohshima, H.; Monji, H. Numerical Investigation of Flow Structure in Pipe Elbow With Large Eddy Simulation Approach. In *Proceedings of the ASME 2009 Pressure Vessels and Piping Conference, Prague, Czech Republic, 26–30 July 2009*; pp. 449–458.
- 59 Womersley, J.R., “Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known”, *The Journal of Physiology*, 127(3), 553-563 (1955).
- 60 中西 助次, 松尾 秀信, “二次元流路内の脈動流”, *広島工業大学研究紀要*, 29, 67-73 (1995).
- 61 Narashima, R and Sreenivasan, K. R., *Adv. Appl. Mech.*, 19 (1979), 221.
- 62 河村, 機誌, 83-738(昭55), 539
- 63 Patel, V. C. and Head, M. R., *J. Fluid Mech.*, 34-1(1968), 371.
- 64 Sreenivasan, K. R., *Acta Mech.*, 44-(1-2), 1982, 1.
- 65 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
- 66 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
- 67 Mizushima, T. et al., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 6-6, 1973, 487
- 68 Mizushima, T. et al., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 8-3, 1975, 210
- 69 Ramaprian, B. R. and Tu, S. W., *J. Fluid Mech.*, 100-2, 1980, 513
- 70 Lyne, W.H., “Unsteady viscous flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 45(1), 13-31 (1970).
- 71 Zalosh, R. and Nelson, W., “Pulsating flow in a curved tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, 59(4), 693-705 (1973).
- 72 Sudo, K., Sumida, M. and Yamane, R., “Secondary motion of fully developed oscillatory flow in a curved pipe”, *Journal of Fluid Mechanics*, 237, 189-208 (1992).
- 73 Chang, L. and Tarbell, J., “Numerical simulation of fully developed sinusoidal and pulsatile (physiological) flow in curved tubes”, *Journal of Fluid Mechanics*, 161, 175-198 (1985).
- 74 多田 茂, 大島 修造, 山根 隆一郎, “曲がり管内脈動流の流動パターン”, *日本機械学会論文集 B編*, 56(531), 3240- 3247 (1990).
- 75 多田 茂, 大島 修造, 山根 隆一郎, “曲がり管内脈動流における Lyne 形渦の発生限界”, *日本機械学会論文集 B編*, 56(532), 3611- 3616 (1990).
- 76 Bulusu, K.V., Hussain, S. and Plesniak, M.W., “Determination of secondary flow morphologies by wavelet analysis in a curved artery model with physiological inflow”, *Experiments in Fluids*, 55(11), 1832 (2014).

-
- 77 Plesniak, M.W. and Bulusu, K.V., “Morphology of Secondary Flows in a Curved Pipe With Pulsatile Inflow”, *Journal of Fluids Engineering*, 138(10), 101203 (2016).
- 78 Najjari, M.R. and Plesniak, M.W., “Evolution of vortical structures in a curved artery model with non-Newtonian blood-analog fluid under pulsatile inflow conditions”, *Experiments in Fluids*, 57(6), 100 (2016).
- 79 Rokoni, A.A. and Toufique Hasan, A.B.M., “A Computational Study on the Development of Secondary Flow Through S-shaped Curved Channel”, *Procedia Engineering*, 105, 911-918 (2015).
- 80 Van Wyk, S., Prah Wittberg, L. Bulusu, K.V., Fuchs, L. and Plesniak, M.W., “Non-Newtonian perspectives on pulsatile blood-analog flows in a 180° curved artery model”, *Physics of Fluids*, 27(7), 071901 (2015).
- 81 Glenn, A.L., Bulusu, K.V., Shu, F. and Plesniak, M.W., “Secondary flow structures under stent-induced perturbations for cardiovascular flow in a curved artery model”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 35, 76-83 (2012).
- 82 Kalpakli, A., Örlü, R. and Alfredsson, P.H., “Vortical patterns in turbulent flow downstream a 90° curved pipe at high Womersley numbers”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 44, 692-699 (2013).
- 83 Kalpakli, A., Örlü, R., Tillmark, N. and Alfredsson, H., “Pulsatile turbulent flow through pipe bends at high Dean and Womersley numbers”, *Journal of Physics: Conference Series*, 318(9), 092023 (2011).
- 84 Kalpakli Vester, A., Örlü, R. and Alfredsson, P.H., “Pulsatile Turbulent Flow in Straight and Curved Pipes – Interpretation and Decomposition of Hot-Wire Signals”, *Flow, Turbulence and Combustion*, 94(2), 305-321 (2015).
- 85 Oki, J.; Kuga, Y.; Yamamoto, R.; Nakamura, K.; Yokohata, H.; Nishida, K.; Ogata, Y. Unsteady secondary motion of pulsatile turbulent flow through a double 90-bend duct. *Flow Turbul. Combust.* 2020, 104, 817–833.
- 86 Oki, J., Ikeguchi, M., Ogata, Y., Nishida, K., Yamamoto, R., Nakamura, K., Yanagida, H., Yokohata, H., Experimental and numerical investigation of a pulsatile flow field in an S-shaped exhaust pipe of an automotive engine. *J. Fluid Sci. Technol.* 12, 2 (2017)
- 87 Oki, J., Kuga, Y., Ogata, Y., Nishida, K., Yamamoto, R., Nakamura, K., Yanagida, H., Yokohata, H.: Stereo and time-resolved PIV for measuring pulsatile exhaust flow from a motorized engine. *J. Fluid Sci. Technol.* 13, 1 (2018)
- 88 Dittus, F. W., & Boelter, L. M. K. (1985). Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International communications in heat and mass transfer*, 12(1), 3-22.
- 89 Gnielinski, V. (1976). New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering*, 16 (2):359–368.
- 90 Gnielinski, V. (2013). On heat transfer in tubes. *International Journal of Heat and Mass*

- Transfer, 63:134–140.
- 91 Filonenko, G.K., Hydraulic resistance in pipes. *Teploenergetika*, Vol. 1, No. 4 (1954), pp. 40–44.
 - 92 Taler, D., & Taler, J. (2017). Simple heat transfer correlations for turbulent tube flow.
 - 93 S. Lau, Effect of plenum length and diameter on turbulent heat transfer in a downstream tube and on plenum-related pressure loss, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, (1981).
 - 94 A. Black III, The effect of circumferentially-varying boundary conditions on turbulent heat transfer in a tube, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, 1966.
 - 95 R. Kemink, Heat transfer in a downstream tube of a fluid withdrawal branch, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, (1977).
 - 96 D. Wesley, Heat transfer in pipe downstream of a Tee, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, (1976).
 - 97 S. P. Wavell, The Influence of 90° and 180° Pipe Bends on Heat Transfer from an Internally Flowing Gas Stream, Dissertation (University of Surrey), 1968, ISBN: 978-0-355-80098-2
 - 98 E.M. Sparrow, G.M. Chrysler, Turbulent flow and heat transfer in bends of circular cross section. I—heat transfer experiments. *J. Heat Transf.* 108, 40–47 (1986)
 - 99 Guo, G.; Kamigaki, M.; Zhang, Q.; Inoue, Y.; Nishida, K.; Hongou, H.; Koutoku, M.; Yamamoto, R.; Yokohata, H.; Sumi, S.; et al. Experimental Study and Conjugate Heat Transfer Simulation of Turbulent Flow in a 90° Curved Square Pipe. *Energies* 2021, 14, 94. <https://doi.org/10.3390/en14010094>
 - 100 Mori, Y.; Nakayama, W. Study on forced convective heat transfer in curved pipes: 3rd report, theoretical analysis under the condition of uniform wall temperature and practical formulae. *Int. J. Heat Mass Transf.* 1966, 10, 681–695.
 - 101 Pratt, N. H., 1947, “The Heat Transfer in a Reaction Tank Cooled by Means of a Coil,” *Trans. Inst. Chem. Eng.*, 25, pp. 163–180.
 - 102 Seban, R. A., and McLaughlin, E. F., 1963, “Heat Transfer in Tube Coils With Laminar and Turbulent Flow,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, 6(5), pp. 387–395.
 - 103 Rogers, G. F. C., and Mayhew, Y. R., 1964, “Heat Transfer and Pressure Loss in Helically Coiled Tubes With Turbulent Flow,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, 7(11), pp. 1207–1216.
 - 104 Di Piazza, I.; Ciofalo, M. Numerical prediction of turbulent flow and heat transfer in helically coiled pipes. *Int. J. Therm. Sci.* 2010, 49, 653–663
 - 105 P. S. Wongwises, A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Volume 10, Issue 5, 2006, Pages 463-490,
 - 106 Di Liberto, M.; Ciofalo, M. A study of turbulent heat transfer in curved pipes by

- numerical simulation. *Int. J. Heat Mass Transf.* 2013, 59, 112–125.
- 107 Rowe, M. "Measurements and computations of flow in pipe bends." *Journal of Fluid Mechanics* 43.4 (1970): 771-783.
- 108 Hrnjak, P., and Hong, S. H. (March 19, 2010). "Effect of Return Bend and Entrance on Heat Transfer in Thermally Developing Laminar Flow in Round Pipes of Some Heat Transfer Fluids With High Prandtl Numbers." *ASME. J. Heat Transfer.* June 2010; 132(6): 061701.
- 109 Cvetkovski, Christopher G., et al. "Heat transfer in a U-Bend pipe: Dean number versus Reynolds number." *Sustainable Energy Technologies and Assessments* 11 (2015): 148-158.
- 110 Egidi, Nadaniela, Josephin Giacomini, and Pierluigi Maponi. "Mathematical model to analyze the flow and heat transfer problem in U-shaped geothermal exchangers." *Applied Mathematical Modelling* 61 (2018): 83-106.
- 111 Arvanitis, Konstantinos D., Demetri Bouris, and Elias Papanicolaou. "Laminar flow and heat transfer in U-bends: The effect of secondary flows in ducts with partial and full curvature." *International Journal of Thermal Sciences* 130 (2018): 70-93.
- 112 Nayak, Bibhuti Bhusan, Dipankar Chatterjee, and Amar Nath Mullick. "Numerical prediction of flow and heat transfer characteristics of water-fly ash slurry in a 180 return pipe bend." *International journal of thermal sciences* 113 (2017): 100-115.
- 113 Di Piazza, I.; Ciofalo, M. Numerical prediction of turbulent flow and heat transfer in helically coiled pipes. *Int. J. Therm. Sci.* 2010, 49, 653–663
- 114 H. Mazhar, D. Ewing, J.S. Cotton, C.Y. Ching, Mass transfer in dual pipe bends arranged in an S-configuration *Int. J. Heat Mass Transfer*, 71 (2014), pp. 747-757.
- 115 Wang, D., Ewing, D., Le, T., & Ching, C. Y. (2016). Measurement of local mass transfer and the resulting roughness in a large diameter S-bend at high Reynolds number. *Journal of Heat Transfer*, 138(6), 062001.
- 116 Hanby, V. I, Convective heat transfer in a gas-fired pulsating combustor. (1969). *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 91(1):48–52.
<https://doi.org/10.1115/1.3574675>
- 117 John E. D., and Jay O. K. (1989). Pulse combustor tail-pipe heat-transfer dependence on frequency, amplitude, and mean flow rate. *Combustion and Flame*, 77(3–4):359–374. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(89\)90141-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(89)90141-7)
- 118 Ishino, Y., Suzuki, M., Abe, T., Ohiwa, N., and Yamaguchi, S. (1996). Flow and heat transfer characteristics in pulsating pipe flows (effects of pulsation on internal heat transfer in a circular pipe flow). *Heat Transfer - Japanese Research*, 25(5):323–341.
[https://doi.org/10.1002/\(SICI\)1520-6556\(1996\)25:5%3C323::AID-HTJ5%3E3.0.CO;2-Z](https://doi.org/10.1002/(SICI)1520-6556(1996)25:5%3C323::AID-HTJ5%3E3.0.CO;2-Z)

-
- 119 Guo, Z., and Sung, H. J. (1997). Analysis of the Nusselt number in pulsating pipe flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(10):2486–2489.
<https://doi.org/10.1016/S0017-9310%2896%2900317-1>
- 120 Wang, X. and Zhang, N. (2005). Numerical analysis of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(19–20):3957–3970.
- 121 Zohir, A. E., et al. (2006). An experimental investigation of heat transfer to pulsating pipe air flow with different amplitudes. *Heat and mass transfer*, 42:625–635.
<https://doi.org/10.1007/s00231-005-0036-z>
- 122 Elshafei, Elsayed AM, M. Safwat Mohamed, H. Mansour, M. Sakr. (2008). Experimental study of heat transfer in pulsating turbulent flow in a pipe. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29(4):1029–1038.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.03.018>
- 123 Elshafei, Elsayed AM, Safwat Mohamed M., Mansour H. and Sakr M. (2012). Numerical study of heat transfer in pulsating turbulent air flow. *Journal of Engineering and Technology Research*, 4(5):89–97. <https://doi.org/10.1109/THETA.2007.363411>.
- 124 Habib, M., Attya, A.M., Said, S., Eid, A.I., and Aly, A.Z. (2004). Heat transfer characteristics and Nusselt number correlation of turbulent pulsating pipe air flows. *Heat and Mass Transfer*, 40(3):307–318. <https://doi.org/10.1007/s00231-003-0456-6>
- 125 Habib, M., Attya, A., Eid, A., et al. (2002). Convective heat transfer characteristics of laminar pulsating pipe air flow. *Heat and Mass Transfer* 38(3):221–232.
<https://doi.org/10.1007/s002310100206>
- 126 Habib, M., Said, S., Al-Farayedhi, A., et al. (1999). Heat transfer characteristics of pulsated turbulent pipe flow. *Heat and Mass Transfer* 34:413–421.
<https://doi.org/10.1007/s002310050277>
- 127 Gbadebo, S., Said, S. & Habib, M. (1999). Average Nusselt number correlation in the thermal entrance region of steady and pulsating turbulent pipe flows. *Heat and Mass Transfer*, 35:377–381. <https://doi.org/10.1007/s002310050339>
- 128 Patel, J.T. and Attal, M.H. (2016). An experimental investigation of heat transfer characteristics of pulsating flow in pipe. *International Journal of Current Engineering and Technology*, 6(5):1515–1521.
- 129 Shiibara, N., Nakamura, H. and Yamada, S. (2017). Unsteady characteristics of turbulent heat transfer in a circular pipe upon sudden acceleration and deceleration of flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113:490–501.
<https://doi.org/10.3390/en14133953>
- 130 Simonetti, M., Caillol, C., Higelin, P., Dumand, C., and Revol, E. (2020). Experimental investigation and 1D analytical approach on convective heat transfers in engine

- exhaust-type turbulent pulsating flows. *Applied Thermal Engineering*, 165:114548.
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114548>
- 131 Sorin A., Bouloc, F., Bourouga, B., Anthoine, P. (2008). Experimental study of periodic heat transfer coefficient in the entrance zone of an exhaust pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 47(12):1665-1675.
<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2008.01.006>
- 132 Zhai, M., Wang, X., Ge, T., Zhang, Y., Dong, P., Wang, F., ... & Huang, Y. (2015). Heat transfer in valveless Helmholtz pulse combustor straight and elbow tailpipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 91, 1018-1025.
- 133 Xu, Y., Zhai, M., Guo, L., Dong, P., Chen, J., & Wang, Z. (2016). Characteristics of the pulsating flow and heat transfer in an elbow tailpipe of a self-excited Helmholtz pulse combustor. *Applied Thermal Engineering*, 108, 567-580.
- 134 Guo G, Kamigaki M, Inoue Y, Nishida K, Hongou H, Koutoku M, Yamamoto R, Yokohata H, Sumi S, Ogata Y. Experimental Study and Conjugate Heat Transfer Simulation of Pulsating Flow in Straight and 90° Curved Square Pipes. *Energies*. 2021; 14(13):3953. <https://doi.org/10.3390/en14133953>
- 135 Menter, F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J*. 1994, 32, 1598–1605.
- 136 Olczyk, A. (2008). Problems of unsteady temperature measurements in a pulsating flow of gas. *Measurement Science and Technology*, 19(5): 055402.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/19/5/055402>
- 137 Tagawa, M., Shimoji, T., and Ohta, Y. (1998). A two-thermocouple probe technique for estimating thermocouple time constants in flows with combustion: In situ parameter identification of a first-order lag system. *Review of Scientific Instruments*, 69(9):3370–3378. <https://doi.org/10.1063/1.1149103>.
- 138 Reynolds, W.C. and Hussain, A.K.M.F. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments, *Journal of Fluid Mechanics*, 54:263–288.
<https://doi.org/10.1017/S0022112072000679>
- 139 Martinelli, R.C., Boelter, L.M.K., Weinberg, E.B., Yakahi, S. (1943). Heat transfer to a fluid flowing periodically at low frequencies in a vertical tube. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, 65(7): 789-796.
<https://doi.org/10.1115/1.4018927>
- 140 Kurokawa, J. and Takagi, A. (1988). Accelerated and decelerated flows in a circular pipe (2nd report, transition of an accelerated flow. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers B*, 54(498): 302–307. (in Japanese).
<https://doi.org/10.1299/kikaib.54.302>

-
- 141 Iguchi, M., Nishihara, K., Nakahata, Y. and Knisely, C.W. (2010). Effect of initial constant acceleration on the transition to turbulence in transient circular pipe flow. *Journal of fluids engineering*, 132(11):111203. <https://doi.org/10.1115/1.4002519>
- 142 Diffusion by a Random Velocity Field. *Physics of Fluids*, 11:21-31, 1970.
- 143 Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling. *Journal of Fluids Engineering*, 123:359-371, 2001.
- 144 Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3), 99-164.
- 145 Lumley, J.L., "The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows", In: A. M. Yaglom and V. I. Tatarski, Eds., *Atmospheric Turbulence and Wave Propagation*, Nauka, Moscow, 166-178 (1967).
- 146 Lumley, J.L., "Stochastic tools in turbulence", Academic Press, New York (1970).
- 147 K. Taira, S. L. Brunton, S. T. M. Dawson, C. W. Rowley, T. Colonius, B. J. McKeon, O. T. Schmidt, S. Gordeyev, V. Theofilis, and L. S. Ukeiley, "Modal Analysis of Fluid Flows: An Overview", *AIAA Journal*, 55:12, pp.4013-4041, 2017.
- 148 Schmid, P., Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, vo.656, pp.5-28 , (2010), doi:10.1017/S0022112010001217.
- 149 Kutz, J. N., Brunton, S. L., Brunton, B. W., and Proctor, J. L., *Dynamic mode decomposition: data-driven modeling of complex systems*, Society for Industrial and Applied Mathematics, (2016 a).
- 150 Kato, Y., & Kumagai, R. (2023). Fault diagnosis of press dies using dynamic mode decomposition of a sound signal. *Journal of Advanced Mechanical Design, Systems, and Manufacturing*, 17(3), JAMDSM0040-JAMDSM0040.