

高精度温度流速計の開発と
加熱円柱後流輸送機構の解明

2020 年

渡 部 英 昭

目 次

第 1 章 序論

1.1	温度変動を伴う流れ場に関する従来の研究	1
1.2	本研究の動機	9
1.3	本研究の目的	10
1.4	本論文の構成	11

第 2 章 高精度温度流速計の開発

2.1	はじめに	13
2.2	従来 of 温度補償式	18
2.3	温度補償回路の改良	35
2.3.1	K_3 の導出	35
2.3.2	高温での減衰に対する流速補正回路	40
2.4	遅延補償	47
2.4.1	新遅延回路	47
2.4.2	振幅・DC 電圧自動調整回路	54
2.4.3	遅延時間調整法	56
2.4.4	遅延部測定結果	60
2.5	本章のまとめ	66

第3章 加熱円柱後流平均場について

3.1	はじめに	68
3.2	実験装置および方法	72
3.2.1	実験装置	72
3.2.2	計測系	74
3.3	実験条件	76
3.4	実験結果と考察	78
3.4.1	円柱後流可視化写真	78
3.4.2	$\Delta\theta$ に対する渦放出周波数の変化	80
3.4.3	各平均量分布の流れ方向変化	89
3.4.4	加熱による平均勾配の変化	99
3.4.5	各最大平均量の流れ方向変化	101
3.5	本章のまとめ	112

第4章 加熱円柱後流内の運動量輸送機構

4.1	はじめに	114
4.2	統計量の導出方法	116
4.3	実験結果と考察	117
4.3.1	レイノルズ応力分布に対する加熱の影響	117
4.3.2	加熱による平均勾配の変化	123
4.3.3	各平均量分布における半値位置の変化	127
4.3.4	平均渦度分布に対する加熱の影響	132
4.3.5	加熱による瞬間波形の変化	134

4.3.6	後流中盤におけるレイノルズ応力分布	138
4.3.7	渦度の非対称化による誘起速度について	146
4.4	本章のまとめ	150
第5章 結論		151
参考文献		157
謝辞		164

記号表

D	:	円柱外径 [mm]
Re_D	:	レイノルズ数 ($=U_0D/\nu$)
Ri_D	:	リチャードソン数 ($=g\beta\Delta\theta D/U_0^2$)
T_{mean}	:	気流平均温度 [K]
T_r	:	室温 [K]
T_s	:	円柱表面温度 [K]
U_0	:	主流流速 [m/s]
U_{mean}	:	水平方向平均流速 [m/s]
u_{rms}	:	水平方向変動速度の rms 値 [m/s]
v_{rms}	:	鉛直方向変動速度の rms 値 [m/s]
X	:	水平方向座標 [mm]
Y	:	鉛直方向座標 [mm]
θ	:	気流変動温度 [°C], [K]
$\Delta\theta$:	室温と円柱表面との温度差 [°C], [K]
θ_{mean}	:	気流平均温度 [°C]
Θ	:	気流平均温度 [K]
θ_r	:	室温 [°C]
θ_{rms}	:	気流変動温度の rms 値 [°C], [K]
τ	:	レイノルズ応力

第 1 章

序 論

1.1 温度変動を伴う流れ場に関する従来の研究

地球は、大気と海洋という流体に包まれた惑星である。そのため、自然界で発生する現象のほとんどが、何らかの形で流体もしくは流体流れと関係している。例えば大気中で発生する様々な季節風、フェーン現象やエルニーニョ現象、台風や雨雲の発生、黄砂や火山灰、PM2.5 等の有害物質の拡散、さらには海洋で発生する種々の海流やプラスチックごみの拡散などは、地球規模の流体流れによる現象である。このように、流体及び流体流れは、地球上の環境及び気象に深く関係している。

流体流れは、自然界の環境・気象分野だけでなく工学分野にも様々な形で深く関わっている。例えば「衣」に関わる洗濯機や乾燥機、「食」に関わる自動炊飯器や食器洗い機、「住」に関わる水洗トイレやシャワー、エアコン、扇風機、ファンヒーター、暖房用ラジエータ等各種熱交換器、さらには自然エネルギーを電気エネルギーに変換する風力、水力、火力、原子力、波力、潮力等の各種発電装置、人や荷物の移動・運搬手段である船や飛行機、ドローン等、多種多様な工業製品類で、流体流れが利用されている。また、各種工業製品に内蔵される制御基板や CPU 部分の冷却効率を向上させる技術は、製品の誤作動防止や、AI に不可欠な小型化されたコンピュー

ターの処理速度向上等を図る上で非常に重要であるが、これらの冷却法にも流体流れが応用されている。

流体流れは、様々な性質を持っている。例えば、洗濯機や食器洗い機、水洗トイレやシャワーは、流れによる流体の運動エネルギー輸送を利用して人体や食器、衣類等の汚れを除去しており、前述の各種発電装置は、流れの運動エネルギーを利用して発電機を作動させている。また、船や飛行機、ドローン等は、翼型周囲の流体流れにより生じた圧力差を利用して、揚力や推進力を発生させている。

流れによる熱エネルギー輸送や、熱源から流体への熱伝達現象を利用した例もある。炊飯器や電気ポットなどは、発熱面から流体へ伝達された熱エネルギーを対流により輸送することで、目的を達成している。各種季節風やエルニーニョ現象、台風や雨雲の動き等、気象に関係する大規模な現象や、大気中や海洋中での有害物質拡散等、環境に関わる諸現象は、月からの引力や地球の自転によるコリオリ力の他、陸地や海面からの熱伝達により発生する対流流れも、強く影響している。

さらにドライヤーや風呂釜などは、噴流が熱エネルギーを輸送する現象を利用している。

その他、エアコン、ファンヒーター、熱交換器等は、流れの中に設置された熱源の下流側に形成される「後流」が、熱エネルギーを輸送する現象を利用した工業製品である。制御基板上の風下側に配置された部品や CPU の冷却には、風上側で冷却された部品の後流が利用されている。また平野に聳え立つ独立峰が、風下側の地域の気候に大きな影響を与えることが知られている。これは、衛星写真で時々確認できる、独立峰の風下側に形成

された直径数 km から数十 km の渦列を持つ後流が、峰の表面の熱エネルギーを風下の平野部へ輸送することが原因である。

このように、我々の周囲に存在する様々な流れには、運動エネルギーと同時に熱エネルギーも輸送している例が多く、形が異なる流れの中での熱・運動量輸送機構には、本質的に共通している点が多いと考えられる。よって、境界層、噴流、後流等のような基本的な流れ場の内、いずれかの流れ場における熱や運動エネルギーの輸送機構を解明できれば、そこから得られた知見の多くは、それ以外の流れ場にも応用可能である。

上記した流れの諸形態のうち、我々にとって最も身近で利便性が高い流れの一つは、後流である。よって後流内での輸送機構を明らかにできれば、他の流れ場における輸送機構の解明にも大いに貢献できる。その結果、天気長期予報や、大気中や海洋中での汚染物質の拡散予測等の精度を高めることができ、流れを利用した工業製品の高効率化による省資源・省エネルギーも可能になる。

以上のように後流は、熱・運動エネルギーを輸送できる利点を有するが、後流内の渦列が原因となる欠点も、数多く存在する。

すなわち、流体を運動する物体に作用する抗力は、後流の存在により発生する。騒音発生や共振・疲労による物体の破壊の原因となる、流体及び物体自身の振動は、流れと直角方向に生じる圧力変動により引き起こされるが、これも物体表面から交互に放出される渦列が原因である。

このように後流は、各種工業製品の性能や寿命の他、騒音問題を含む地域の環境問題等にも深く関係する。よって渦の発生メカニズムや後流の構

造, 及び熱・運動エネルギー輸送のメカニズムを解明することは, 工学的, 気象学的, 環境学的に, 非常に意義が大きい.

後流の存在は古くから知られており, 14 世紀にイタリアで描かれた絵画の中や, 16 世紀にレオナルド・ダ・ヴィンチにより描かれた, 物体を通り過ぎる際の水面のパターン等にも示されている. その後, 他の流れと同様, 後流に対しても徐々に科学的考察が行われるようになった.

例えば 19 世紀後半, **Strouhal**⁽¹⁾は, 後流内の渦列により生じる音の周波数を測定した. 20 世紀初頭には, **Benard**⁽²⁾ が, コロイド液を使った実験により, 後流内に千鳥配列の渦列が存在することを明らかにした. **Lord Reyleigh**⁽³⁾は, **Strouhal** 数 $S_t=fD/U$ と **Reynolds** 数 $Re=UD/\nu$ を用いて, 上記 **Strouhal** の測定データを正規化した. そして, 後流現象が非常に複雑であるため, 現在に至るまで 100 年以上に渡り研究が続けられて来た.

未知の現象を考察する場合, 複雑化を避け, 条件を極力単純化してから始める必要がある. よって後流に関する考察には, 最も単純な形態である二次元円柱が使用されることが多かった.

例えば **Karman**⁽⁴⁾は, 低 **Reynolds** 数の流れ場内に置かれた非加熱円柱後流内における, 渦点 (**point vortex**) 構造の線形安定性を研究した. その結果, $a/b=0.28056$ (a : 同じ渦列内での渦間距離, b : 渦列間距離) となる非対称配列の時に渦列が最も安定となること, 及び対称配列も含め, その比率以外の配列を持つ渦列は, 常に不安定となることを示した.

また, **Roshko**⁽⁵⁾らを始めとする多数の研究者により, 非加熱円柱における **Reynolds** 数と放出渦の流れ方向・直角方向スケールの関係や, **Reynolds** 数と渦放出周波数の関係, **Reynolds** 数と円柱に作用する抗力の関係等が調

べられた。非加熱円柱後流の安定性については、Williamson⁽⁶⁾らの報告もある。また強制対流流れでは、Eisenlohr and Eckelman⁽⁷⁾らが、 $Re_D=U_0D/\nu \geq 200$ で、円柱後流の構造が2次元から3次元構造に変化することを示した。

一方、スーパーコンピュータの発達により、省略や近似を用いずにナビエ・ストークス方程式を直接解くDNS (Direct Numerical Simulation) による数値解析が、近年盛んに行われており、Mittal and Balachandar⁽⁸⁾などにより、非加熱円柱後流が2次元から3次元的现象へ遷移する際のメカニズムが明らかにされて来た。

これらの研究により、非加熱円柱における後流構造、及び後流内での運動量輸送機構に対する理解が深められた。

また、発熱物体の後流が物体の周囲へ熱量を輸送すること、及び後流内の渦がその輸送に深く関与していることも、古くから知られていた。よって多数の研究者達が、発熱物体後流の熱伝達特性や、渦構造と熱量輸送の関係を解明することを試みて来た。

例えば King⁽⁹⁾は、気流中に置いた加熱金属ワイヤ表面での熱伝達式 (King の式) を導出した。この式は、以後の熱線流速計の発達に大いに貢献した。

さらに、Eckert and Soehngen⁽¹⁰⁾が円柱の局所熱伝達を求め、また Collis and Williams⁽¹¹⁾は、King の式より高精度な熱伝達式を発見した。

以上のような加熱円柱の平均熱伝達係数に関する詳細な研究は 1970 年代以降も数多く行なわれ、それらの成果は工業製品の高効率化に役立っただけでなく、熱線流速計の精度向上にも寄与した。

前述のように後流は、熱・運動量輸送の主体となる他、物体に作用する抗力や、騒音、金属疲労、共振による機械の破壊等の原因ともなる。よっ

て物体からの渦放出を制御できれば、各種工業製品の高効率化や、抗力減少による自動車・飛行機等の燃費向上、騒音問題、工業製品の長寿命化や安全性向上等、工学的、及び環境学的諸問題を解決することが可能となる。その結果、非常に広範囲な分野における省エネルギー、省資源が可能になる。このように渦放出の制御法も、工学上・環境学上の利用価値が高く、以前から多数考案されて来た。

例えば Kovaszny⁽¹²⁾は、流れに微小な摂動を与えることにより円柱からの渦放出制御を試みた。Roshko⁽¹³⁾や五十嵐⁽¹⁴⁾らは、円柱背後に配置したスプリッタープレートにより抗力を制御しようとした。Berger and Wille⁽¹⁵⁾ や Votaw and Griffin⁽¹⁶⁾は、円柱を振動させることによる渦放出の制御や後流内での渦構造の崩壊を示した。Strykowski and Sreenivasan⁽¹⁷⁾は、水平な低 Reynolds 数流れの中に円柱を設置し、その背後に細い加熱円柱を置くことにより渦放出の制御を試みた。

以上のような円柱自体の摂動や、円柱の周囲に小円柱や板等を設置した制御法その他、円柱の表面温度を変化させることにより渦放出を制御する方法も考案された。

例えば、主流と浮力の向きが一致する鉛直上向き流れにおいて、Chang and Sa⁽¹⁸⁾は、電氣的に円柱の表面温度を制御し、表面温度が高いほど渦の発生が抑制され、表面温度が低いほど渦発生が促進されることを明らかにしている。Noto and Matsumoto⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾、Badr⁽²¹⁾らは、円柱表面温度が上昇するにしたがい自然対流により渦放出周波数が増加すること、表面温度が臨界値を超えると逆に渦放出は抑制され、カルマン渦列から一対の双子渦を持つ構造へと後流構造が変化すること、さらに温度を上げると上記双子渦

が突然消失し熱ブルームが生じること等、水平な非加熱円柱後流とは全く異なる構造となることを示した。そして Michaux-Leblond and Belorgey⁽²²⁾は、この突然の放出渦消滅は、流体の粘性効果が、浮力と熱によりそれぞれ異なった変化をする（二重性を持つ）のが原因である、と述べている。Mori et al.⁽²³⁾は、ジュール発熱させた細いワイヤーの後流においても、浮力により Karman 渦列の千鳥配置構造が、徐々に対称渦を持つ構造へと変化していくことを明らかにしている。

一方、主流が浮力の向きと直交する水平加熱円柱後流の場合は、上記鉛直方向後流とは異なる構造を持つ。Maas et al.⁽²⁴⁾は可視化写真により、水平加熱円柱後流においても、水平非加熱円柱後流と同様な周期性を持つ渦列構造が存在することを示している。Lecordier et al.⁽²⁵⁾、Wang et al.⁽²⁶⁾は、流れ場が臨界 Reynolds 数 $Rec=50$ を超えると、極くわずかな円柱の加熱でも、渦放出を抑制する効果があることを報告している。Sabanca⁽²⁷⁾も、数値計算により、加熱による渦放出の抑制効果を示している。これらの結果から、水平加熱円柱後流の場合、加熱温度の増加により渦放出は抑制されるが、渦放出の周期性は保たれることが示された。

水平加熱円柱後流において、加熱により渦放出が抑制される原因については、いくつかの説がある。

Yu and Monkewizs⁽²⁸⁾、Schumm et al.⁽²⁹⁾、Lecordier et al.⁽²⁵⁾、Wang et al.⁽²⁶⁾らは、加熱による流体の動粘度の増加を原因として挙げている。Paranthoen et al.⁽³⁰⁾は、強制対流状態での渦放出の抑制は、加熱により動粘度と密度の両方が変化することが原因である、としている。Sabanca⁽²⁷⁾は、どちらが原

因か明確ではない，と述べている．すなわち，加熱により渦放出が抑制される原因は，未だ明らかにされていない．

また，加熱により $\Delta\theta$ (主流・円柱表面間の温度差) を変化させることは，後流内での熱・運動量輸送機構を変化させる原因となる，とも考えられている．よって円柱表面の加熱が後流内の輸送機構に与える影響についても，後流内の温度と速度を計測することにより，研究が行われて来た．

流れ場の速度計測には定温度型熱線流速計が最も多用されるが，計測位置での温度変動により，誤差を生じる．よって過去の計測例は，熱線流速計の誤差を無視できる様，例えば Matsumura et al.⁽³¹⁾等のように $\Delta\theta$ を小さくしたり，Browne and Antonia⁽³²⁾のように計測範囲を遠方後流に限るなど，計測位置での温度変動が小さい流れ場を対象にした研究が多い．このような流れは，Collis and Williams⁽¹¹⁾が述べた様に，円柱周りでの浮力の効果は小さく，主に強制対流の状態と考えられる．

しかし前述のように，特に工学分野においては，後流による熱量輸送を利用した工業製品が数多く存在する．そしてこれらの後流は， $\Delta\theta$ が比較的大きく，浮力の効果が無視できない場合が多い．さらに，前述した地球規模での様々な気象現象においても，浮力の影響は大きい．浮力の作用は，このような流れ場を非加熱時とは異なる構造（例えば水平後流の場合は上下非対称構造）へと変化させ，流れ場内での熱・運動量の輸送機構も変化させる．

加熱による後流構造の非対称化，及びそれによる輸送機構の変化を明らかにするには，温度・速度変動を計測し，各平均量，変動量，相関量等を求める必要がある．

しかし後述する理由により，大きな温度変動を持ち浮力の作用が無視できない流れ場に関する信頼性の高い研究例は，非常に少ない．非対称化した構造を持つ水平な後流に関しても，水流中で平均渦度分布や可視化写真等を用いて，加熱による後流構造の非対称化を示した Kieft et al.⁽³³⁾，Maas et al.⁽²⁴⁾の他，報告例は極めて少ない．そして彼らの研究も，構造の非対称化が後流内の熱・運動量輸送機構に及ぼす影響について，解明できていない．

1.2 本研究の動機

水平加熱円柱後流も含め，浮力が作用して構造が変化した流れ場での熱・運動量輸送機構を解明した研究例が極めて少ない理由は，これまで，信頼性の高い温度・速度相関量を得られる計測手法が，ほとんど存在しなかったためである．

従来，温度変動を有する流れ場の温度計測には，抵抗線温度計もしくは熱電対温度計が用いられており，速度の計測には通常の定温度型熱線流速計（以下，単に熱線流速計と称する）の他，レーザードップラー流速計（Laser Doppler Velocimeter：LDV）や粒子画像流速計（Particle Image Velocimetry：PIV）等の光学的手法が用いられて来た．

このうち熱線流速計は，計測原理上，温度変動により計測精度が劣化するため， $\Delta\theta$ が大きく（ $\Delta\theta$ =数百 $^{\circ}\text{C}$ 程度）浮力により構造が変化した流れ場の計測には，用いることができない．よってこのような流れ場での速度計測には，LDV や PIV 等が使用されることが多い．

また流れ場の温度変動の計測には、熱電対温度計より周波数応答特性が優れている、抵抗線温度計が多用される。

温度変動を有する流れ場で、温度・速度間の高精度な相関量を得るには、得られる温度・速度信号が、時間的・空間的に完全に同期している必要がある。すなわち、温度・速度検知部を同一位置に置き、両変動を同時に計測しなくてはならない。しかし、それは物理的に不可能である。

そして、信頼性の高い温度・速度変動の高次相関量を求めるには、温度・速度変動を高精度で計測する必要があるため、次章で詳述するが、やはり同一位置で両変動を同時に計測しなければならない。しかし、両信号の同一位置・同時刻計測に対し、従来の計測手法ではほとんど対策が講じられて来なかったため、信頼性の高い各平均量、変動量、及び高次相関量を得ることが極めて困難であった。

蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾は、従来の計測手法が内包していた上記の諸問題をほぼ解決した二線式温度流速計を開発した。この温度流速計は、温度・速度変動を厳密に同期させることができ、両変動の同一位置・同時刻計測が可能である。そして、この温度流速計を用いて、様々な流れ場における熱・運動量輸送機構を明らかにしてきた(大庭ら⁽³⁶⁾など)。しかし、次章で述べるように、若干の欠点が残されていた。

1.3 本研究の目的

本研究の目的を要約すると、以下のようになる。

- (1) 温度・速度変動場における熱・運動量輸送機構の解明に不可欠な、温度・速度変動の同一位置・同時刻計測が可能な計測手段を、完成させる。

具体的には、蒔田らの温度流速計⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾に残されていたいくつかの欠点を完全に解決した、新型温度流速計の開発を行う。

(2) 低速低乱風洞内に、比較的高いレイノルズ数と比較的低いリチャードソン数を持ち、浮力の作用を無視できない水平な加熱円柱後流を形成し、加熱が、円柱表面からの渦放出周波数や平均場の構造に及ぼす影響、及び各最大平均量の下流方向への減衰特性を、明らかにする。

(3) 水平加熱円柱後流内の各断面における高次相関量の分布を求め、加熱による後流構造の非対称化が後流内の輸送機構に及ぼす影響を、明らかにする。

1.4 本論文の構成

以下に、本論文を構成している各章の内容について、概説する。

第2章では、温度変動を有する流れ場内における、温度・速度変動の同一位置・同時刻計測と、高精度な両変動の相関量導出が可能な、新型計測システムの完成を目指している。すなわち、蒔田らの二線式温度流速計⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾に残されていたいくつかの問題点を

- (1) 近似や省略の無い流速の温度補償式の導出と、補償回路の高精度化
- (2) 任意の気流温度において、補償係数を設定可能な回路の開発
- (3) 調整が容易で、高周波帯域でも波形変形の無い遅延補償回路の開発
- (4) 高温領域での速度信号の減衰を防ぐ、流速補正回路の開発

などの方法により解決する。次に、完成した本計測システムの性能評価を行い、温度変動場での温度・速度信号の同一位置・同時刻計測が可能であることを明らかにする。

第3章では，低速低乱風洞内の水平な主流中に，本研究の主目的である加熱円柱後流を形成し，前章で開発した新型計測システムを使用して流れ場の計測を行う．そして得られたデータの解析結果から，加熱による渦放出周波数の減衰傾向，非対称化した各平均量分布への影響，流れ方向における各最大平均量の減衰特性を表す近似式の導出，等について述べる．

第4章では，加熱により生じた高次相関量分布の，各断面における変化から，加熱による平均場構造の非対称化が運動量輸送機構に及ぼす影響について，明らかにする．

第5章では，本研究を総括するとともに，温度変動を伴う流れ場に関する今後の展望について，いくつかの提言を行う．

第 2 章

高精度温度流速計の開発

2.1 はじめに

本章では、加熱円柱後流内での熱・運動量輸送機構を解明するための第一段階として、蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾の二線式温度流速計に残されたいくつかの課題を解決する種々の回路を新たに開発し、それらを組み込んだ新型の温度流速計を完成させる。そして温度変動場での温度・速度変動の同一位置・同時刻計測を試み、新型温度流速計の性能評価を行う。最後に、その結果を基に、温度変動場の計測における本温度流速計の有用性を検証する。

温度変動場での輸送機構を解明するには、温度変動が流れ場の構造に及ぼす影響を明らかにする必要がある。そのためには、流れ場の温度・速度変動を計測して得られた結果から、平均場や変動場の構造、温度・速度相関量の分布を求め、非加熱時との相違について考察する必要がある。その実現のためには、高精度な温度・速度変動の計測が不可欠である。

流れ場の速度計測に最も広く使用されている定温度型熱線流速計は、気流中に入れられた加熱金属細線（以下、熱線と称する）表面からの熱伝達を利用して、流速を計測する。すなわち気流温度が一定の場合、細線表面からの熱伝達量と速度が比例する、という前提がある。そのため、気流温度が変動すると高精度な速度計測ができない、という欠点がある。

この欠点を解決するため、流れ場の速度変動と同時に温度変動も計測し、熱線流速計から得られた速度信号を温度信号により補償する方法が、1970年代以降、多数の研究者により各種提案された。

温度と速度を金属細線で計測する場合、細線温度は相反する特性を持っており、速度を計測する場合、細線温度が高いほど感度が良くなるが、温度計測時には、細線温度が低いほど感度が良い。すなわち単一の熱線を持ち、細線温度（もしくは、後述する「加熱度」）を一定にした定温度型熱線流速計では、温度・速度を分離して同時に計測することは不可能であるため、温度信号による速度信号の補償は行えない。

これに対し、1本のワイヤの加熱度を時間的に切り替えることにより、同一ワイヤで温度と流速を交互に計測する方法（Artt and Brown⁽³⁷⁾等）が考案された。この方法は、同一位置で温度・速度信号を別々に計測することができ、温度信号による速度信号の補償は可能である。しかし、両信号を同時刻に計測することができないため、補償の精度は高いとは言えない。

よって、温度（冷線）と速度（熱線）の検知部を分けることにより両信号の分離と同時計測を可能にした、冷熱二線方式が提案された。

例えば、加熱度の異なる2本のワイヤを使用して、温度と速度を別々に測定する方法（Sakao⁽³⁸⁾）や、定電流型温度計（抵抗線温度計）から得られる温度信号と定温度型熱線流速計からの速度信号を、同時にアナログ電気回路に入力し、各補償式の演算をすることにより温度と流速の値を算出する、星野ら⁽³⁹⁾の方法等が考案された。これらの冷熱二線方式は、温度と速度を分離して同時に計測するため、温度信号による速度信号の補償が可能である。しかし、温度・速度の計測位置が空間的に異なるため、得られる

温度・速度信号は、同一位置で同時刻に計測されたものではない。よって、速度信号に対し高精度な温度補償は行えない。

また、流れ場の温度計測に最も多用される抵抗線（冷線）の場合には、以下に示すような欠点がある。まず、冷線は微小ながら体積を持つため、熱容量を有している。この熱容量により、温度変動の高周波帯域（1 kHz 以上）で温度変動の速さに冷線の応答が追従できなくなり、実際の温度変動と冷線からの温度信号間での位相がずれる。その結果、温度信号に減衰が発生し、高精度な温度信号が得られない。次に、冷線は2本のプロング（支持針）に溶接され支持されており、冷線・プロング間で熱伝導が生じる。そのためプロングが持つ熱容量により、温度変動の低周波帯域（10 Hz 未満）で冷線の応答と実際の温度変動の位相がずれ、温度信号が減衰する。熱電対温度計や棒温度計等、冷線以外の温度計測手段の場合は、検知部の熱容量が冷線より 10^6 倍以上大きいため、温度信号の減衰はさらに広い周波数帯域で顕著になる。減衰を生じた温度信号は、精度が高いとは言えない。

高・低周波帯域での温度信号の減衰、という欠点に対し、Chevray ら⁽⁴⁰⁾は、固定した時定数を持つ位相補償回路により温度信号の減衰を補償する方法を提案した。また菱田ら⁽⁴¹⁾は、冷線と熱線の熱伝達率を用いたアナログ位相補償回路の時定数を、計測中に手動で設定することにより、温度信号の補償を行うことを試みた。

上記した二線式温度流速計のうち、星野ら⁽³⁹⁾の方法は、前記した欠点の他、速度の温度補償を行う際に、熱線周りの熱伝達式として Collis-Williams の式⁽¹¹⁾より精度の劣る Kramers の式⁽⁴²⁾を用いていること、速度の温度補償

用アナログ計算回路での演算過程にいくつかの仮定や省略があること，温度補償後の速度に対し妥当性が検証されていないこと，熱容量による温度信号の減衰に対し補償が一切為されていないこと，等により，速度信号の補償に使用されている温度信号は，精度に問題があると思われる。

また，速度の温度補償を適用可能な温度範囲が，（熱線温度 T_H ）－（冷線温度 T_w ） $\ll 2T_w$ と極めて狭いなど，実用面でも難点が多い。

Chevray ら⁽⁴⁰⁾の方法では，温度検知部の熱容量による温度信号の減衰に対し，補償は行われている。しかし，固定式の時定数が有効な温度範囲は $10\sim 40\text{ }^\circ\text{C}$ 程度と狭く，それ以上の温度範囲を持つ流れ場では，固定された時定数が温度信号の減衰を助長する原因となり，温度補償後の速度信号で誤差が増幅される，という欠点がある。

菱田ら⁽⁴¹⁾の方法は，比較的実用性が高いと思われる。しかし，速度の温度補償演算を簡略化するために精度の劣る Kramers の式⁽⁴²⁾を用いていること，速度の温度補償式を導出するプロセスに多くの近似や省略が入っており，実際の流れ場では計測誤差を増大させること， $3\text{ }^\circ\text{C}\sim 30\text{ }^\circ\text{C}$ の温度範囲を超える流れ場では，温度補償した速度信号の誤差が大きくなるため，毎回速度信号を補正する必要があること， $5\sim 25\text{ m/s}$ の速度範囲でしか使用できないこと，出力時，温度・速度信号間のリニアリティが良好でないこと，計測前に行われる較正が煩雑で，非常に長い時間を要すること，計測位置を変える度に，位相補償回路の時定数を手動で設定し直さなくてはならないため，特に温度変動が大きい流れ場では，熱容量による温度信号の減衰に対し過補償や補償不足が発生し易く，その結果温度信号の誤差が大きくなる等，数々の欠点を有している。

また、式 (2-13) (後出) に示す様に、速度信号 U の温度補償時は温度信号 θ_a を使用し、温度信号の位相補償時には速度信号を用いる必要がある (蒔田ら⁽³⁴⁾)。その際、位相がずれた信号同士で補償を行うと、両信号に過補償や補償不足が発生する。よって正確な信号波形を得るには、同一位置・同時刻計測の条件を満たす温度・速度信号を用いなければならない。

速度の温度補償が不要な PIV や LDV においても、流れ場の温度変動を計測する場合は温度信号の位相補償が必要となる。すなわち高精度な平均量や変動量、及び温度・速度間の各種相関量を得るには、全ての計測手段において、同一位置・同時刻計測による温度・速度信号が必要となる。

しかし同一位置での計測を前提とする場合、前述したように、温度検知部と速度検知部を同一位置に置くことは物理的に不可能であり、空間的位置が異なる検知部で同時刻に計測された温度・速度信号間の位相は、同期しているとは言えない。従来の計測手法では、これに対する有効な対策はほとんど講じられて来なかった。

蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾は、熱線流速計での速度信号の温度補償に対し、新しい温度補償式と、温度信号の遅延補償法 (後述) を実用化することにより、同一位置・同時刻計測を実現した新たな二線式温度流速計を完成し、従来の方法が持つ種々の問題をほぼ解決した。しかし、1) 流速に対する温度補償式内のパラメータを決定する際、プロセスの一部に定数近似が入っている、2) 1 kHz 以上の高周波では、遅延補償回路が十分な性能を発揮できない、等の問題が残っていた。これらの問題により、1) では、室温・気流間の温度差が増大するに従い、補償後の速度信号の精度劣化が顕著になるだけでなく、各係数設定時の手続きが煩雑・困難になり較正に長時間を要する原

因となっている，2) では，1 kHz 以上の帯域で変形し始める遅延後の温度波形を用いて補償した速度信号には，波形の歪みや高周波帯域での補償量の過不足による計測誤差の増大，高周波ノイズ発生等を惹起する．

よって本研究では，3) 速度信号の温度補償式の改良と，温度補償回路の高精度化，4) 任意の気流温度において，正確かつ短時間で補償係数を設定可能な回路の開発，5) 調整が容易で，高周波帯域（数 kHz 程度）まで正確な温度波形を復元可能な遅延補償回路，及び流速補正回路の開発，等の改良を加えることにより，DC～高周波帯域まで温度・速度信号の減衰を正確に補償でき，両信号の平均量，変動量，及び両変動間の高次相関量を高精度かつ効率よく計測できる温度流速計を開発した．さらに，6) 高温気流中で，本温度流速計の性能評価を行った．

本章では，上記 3) ～6) で得られた結果につき述べる．

2.2 従来の温度補償式

熱線流速計における流速 U に対する温度補償式は，蔭田ら⁽³⁴⁾に準拠し，以下のように導出した．

菱田ら⁽⁴¹⁾が求めた細線周りの強制対流に関する熱伝達式によれば，絶対温度 T_a K の一様な気流中に，直径に対し十分な長さを持つ金属細線を置き，電流を流してジュール発熱させ，細線内で温度 T_w K が一様に分布すると仮定した場合，長さ方向での熱伝達を無視することができる．その結果，1 s, 1 m 当たりの金属細線で，以下のような熱の釣合い方程式が得られる．

$$\pi r_w^2 c_w \rho_w \frac{dT_w}{d\tau} + 2\pi r_w h(T_w - T_a) - I^2 R_w = 0 \quad (2-1)$$

式中の添字 w は、細線を意味する。以下、 r_w は半径 m 、 c_w は比熱 $J/(kgK)$ 、 ρ_w は密度 kg/m^3 、 R_w は長さ $1 m$ 当りの電気抵抗値 Ω 、 h は細線表面の熱伝達率 $W/(m^2K)$ 、 T_a 、 T_w は、流体及び金属細線の絶対温度 K 、 τ は時間 s である。

金属細線周りの熱伝達率を与える式としては、精度のよい Collis-Williams の式⁽¹¹⁾

$$Nu_f = (0.24 + 0.56Re_f^{0.45}) \left(\frac{T_f}{T_a}\right)^{0.17} \quad (2-2)$$

ただし、 $0.02 < Re_f < 44$

を用いた。ここで添字 f は、膜温度 $T_f = (T_w + T_a)/2 K$ における物性値を用いるという意味であり、Reynolds 数 $Re_f = 2r_w U / \nu_f$ 、Nusselt 数 $Nu_f = 2r_w h / \lambda_f$ で定義されている。 U は流速 m/s 、 ν_f 、 λ_f は膜温度における動粘性係数 m^2/s 、及び熱伝導率 $W/(mK)$ である。なお、本研究における熱線の典型的な使用条件である、 $r_w = 2.5 \times 10^{-6} m$ 、 $U = 1.5 \sim 5 m/s$ 、 $T_w = 473 K$ 、 $T_a = 290 K$ の場合、 $Re_f = 0.6 \sim 2.0$ 程度であり、十分、式 (2-2) の適用範囲内に入っている。

定温度で動作させた熱線は、時間 τ に対して T_w が一定となる。よって式 (2-1) 左辺第 1 項は、 $dT_w/d\tau = 0$ となる。式 (2-2) から h を求め、式 (2-1) 第 2 項に代入し、さらにオームの法則より $E = IR_w$ と置くと、流速 U と熱線電圧 E の関係式

$$U^{0.45} = K_1 (AE^2 - K_2) B \quad (2-3)$$

が得られる.

式 (2-3) 内の各係数は

$$K_1 = \frac{1}{0.56\pi(2r_w)^{0.45}R_w} \quad (2-4)$$

$$K_2 = 0.24\pi R_w \quad (2-5)$$

$$A = \frac{1}{\lambda_f(T_w - T_a)} \left(\frac{T_f}{T_a}\right)^{-0.17} \quad (2-6)$$

$$B = v_f^{0.45} \quad (2-7)$$

である. ここで, 膜温度 θ_f °C時, $\lambda_f = 8.42 \times 10^{-5} \times ((\theta_w + \theta_a)/2)^2 - 0.139 \times ((\theta_w + \theta_a)/2) + 174.97$ W/(mK), $B = v_f^{0.45} = ((0.09126 \times \theta_f + 13.35) \times 10^{-6})^{0.45}$ m²/s で表される (理科年表⁽⁴³⁾).

式 (2-4) 及び (2-5) より, K_1 , K_2 は気流温度 T_a K の関数ではないこと, 式 (2-6) 及び (2-7) より, A , B は, 共に膜温度 T_f K, すなわち細線温度 T_w K と T_a K の関数として与えられることがわかる.

温度による電気抵抗値の変化は

$$R = R_0 \{1 + J(T - T_0)\} \quad (2-8)$$

で表される．ここで T K は任意の温度， T_0 は $0\text{ }^\circ\text{C}=273.15\text{ K}$ ， R ， R_0 は T K 及び T_0 K における電気抵抗値， J は電気抵抗率の温度係数= 0.005102 K^{-1} （ただし $0\sim 300\text{ }^\circ\text{C}$ ）である（理科年表⁽⁴³⁾）．

表 2-1 に，室温 θ_r を $5\sim 25\text{ }^\circ\text{C}$ に変化させた時の，各加熱度 a_w （後述）における細線温度 θ_w $^\circ\text{C}$ ，各気流温度 θ_a に関する A/A_0 ，及び θ_a/θ_w の計算結果の一部を示す．

温度 T K 時の細線の抵抗値 R は， $R=\rho_w L_w/S_w$ で求められる．ここで ρ_w は T K 時のタングステン線の体積抵抗率 Ωm ， L_w は細線長さ m ， S_w は細線の断面積 m^2 である．

本研究で熱線として使用した $L_w=1\text{ mm}=1\times 10^{-3}\text{ m}$ ， $r_w=2.5\text{ }\mu\text{m}=2.5\times 10^{-6}\text{ m}$ のタングステン線の場合， $T_0=0\text{ }^\circ\text{C}=273.15\text{ K}$ の体積抵抗率 $\rho_w=4.9\times 10^{-8}\text{ }\Omega\text{m}$ より， $0\text{ }^\circ\text{C}$ 時の電気抵抗値 $R_0=(4.9\times 10^{-8})\times(1\times 10^{-3})/(2.5\times 10^{-6})^2\pi=2.496\text{ }\Omega$ となる．よって式 (2-8) より， $\theta_r=5, 15, 25\text{ }^\circ\text{C}$ での $R_w=2.559, 2.687, 2.814\text{ }\Omega$ と算出される．通常，この室温時の熱線抵抗値を冷抵抗値 $R_r\text{ }\Omega$ と称する．

a_w は熱線の加熱度，すなわち冷抵抗値 $R_r\text{ }\Omega$ に対し定温度動作時に設定する熱線抵抗値の比率である．例えば，熱線温度 $T_w=(\theta_w+T_0)\text{ K}$ 時の熱線抵抗値を $R_w\text{ }\Omega$ と置くと， $a_w=R_w/R_r$ で表される．つまり，加熱度が大きいほど，動作時の熱線温度が高いことを意味する． $(T_w-T_0)=\theta_w$ 及び $R_w=a_w R_r$ を式 (2-8) に代入すると， $R_w=a_w R_r=R_0\{1+J\theta_w\}$ となる．よって θ_w は

$$\theta_w=(a_w \times R_r/R_0 - 1)/J \quad (2-9)$$

で決定される。例えば表 2-1 に示す様に、 $\theta_r=15^\circ\text{C}$ で上記熱線を加熱度 $a_w=1.5$ に設定した場合、式 (2-9) より、動作時の熱線温度 $\theta_w=\{(a_w \times R_{w,\theta_r=15^\circ\text{C}}/R_0) - 1\}/J=\{(1.5 \times 2.687/2.496) - 1\}/0.005102=121^\circ\text{C}$ となる。この θ_w を式 (2-6) へ代入することにより、 $\theta_a=0^\circ\text{C}$ 時の $\lambda_{f0}=8.42 \times 10^{-5} \times ((\theta_w+\theta_a)/2)^2 - 0.139 \times ((\theta_w+\theta_a)/2) + 174.97=166.9$ より、 $A_0=4.81 \times 10^{-5} \text{ m/W}$ となる。この時の気流温度が $\theta_a=25^\circ\text{C}$ ならば、 $A=6.18 \times 10^{-5}$ となり、 $A/A_0=1.285$ が得られる。同様に $\theta_r=15^\circ\text{C}$ 、 $a_w=2.5$ 時ならば、 $\theta_w=332^\circ\text{C}$ 、 $A_0=1.80 \times 10^{-5}$ であり、気流温度が $\theta_a=25^\circ\text{C}$ ならば、 $A=1.99 \times 10^{-5}$ となるので、 $A/A_0=1.106$ と算出される。

以上の演算結果を用いて、各加熱度 a_w (後述) における気流温度 $\theta_a^\circ\text{C}$ と熱線温度 $\theta_w^\circ\text{C}$ の比 θ_a/θ_w に対する係数 A の特性を、図 2-1 及び図 2-2 に示す。図 2-1 は、室温 $\theta_r=15^\circ\text{C}$ 時に関する結果であり、図 2-2 は、 θ_r を $5 \sim 25^\circ\text{C}$ に変化させた時の結果を示している。

図 2-1、図 2-2 より明らかなように、 $\theta_r \leq \theta_a \leq 357^\circ\text{C}$ の範囲で、全ての θ_r 、 a_w 及び θ_a において、 A/A_0 の値が同一の曲線

$$A/A_0 = (1 - \theta_a/\theta_w)^{-1} \quad (2-10)$$

に載る。ここで 357°C とは、 $\theta_r=25^\circ\text{C}$ 、 $a_w=2.5$ 時の θ_w である (図 2-2 内●、表 2-1 には記載せず)。

以上のことから、 θ_r 、 θ_a 、及び a_w (または θ_w) を決定すれば、温度流速計使用時の A を設定できる。なお θ_a/θ_w が 1 に近い状態、すなわち、気流温度 θ_a が熱線温度 θ_w と同程度となる流れでは、熱線流速計の計測原理である熱線表面から気流への熱伝達がほとんど行われな

Table 2-1 Values of A/A_0 and θ_a/θ_w for each a_w , θ_r and θ_a .

a_w	θ_r (°C)	θ_0 (°C)	θ_{f0} (°C)	λ_{f0}	$A \times 10^5$	$A_0 \times 10^5$	A/A_0	θ_a/θ_w
1.5	15	0	60.25	166.9	5.55	4.81	1.155	0.124
					6.18	4.81	1.285	0.207
2.5			165.75	154.2	1.99	1.80	1.106	0.075
1.5	5	0	52.75	167.9	5.77	5.48	1.054	0.047
				166.9	176.82	5.51	32.084	0.967
1.5	25	0	67.75	165.9	5.33	4.28	1.249	0.185
				166.9	40.55	4.26	9.522	0.886

a_w	θ_r (°C)	R_0 (Ω)	$R_{5^\circ C}$ (Ω)	$a_w \times R_{5^\circ C}$ (Ω)	θ_w (°C)	θ_a (°C)	θ_f (°C)	λ_f
1.5	15	2.496	2.687	4.030	121	15	67.75	165.9
						25	72.75	165.3
2.5				6.717	332	25	178.25	152.9
1.5	5	2.496	2.559	3.839	105.5	5	55.25	167.5
						102	103.75	161.5
1.5	25	2.496	2.814	4.221	135.5	25	80.25	164.4
						120	127.75	158.6

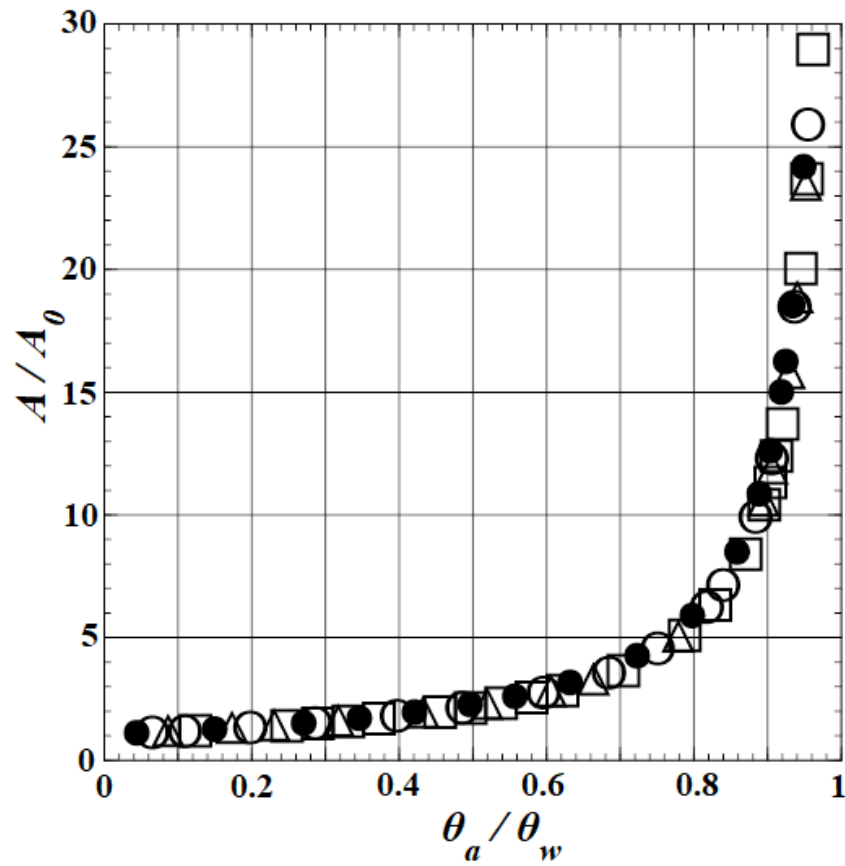


Fig.2-1 Dependence of coefficient A on the air stream temperature ($\theta_r=15$ °C) .

- : θ_a/θ_w at $a_w=1.5$ ($\theta_w=121$ °C, $A_0=4.81 \times 10^{-5}$ m/W) ,
- △ : θ_a/θ_w at $a_w=1.75$ ($\theta_w=173$ °C, $A_0=3.37 \times 10^{-5}$ m/W) ,
- : θ_a/θ_w at $a_w=2.0$ ($\theta_w=226$ °C, $A_0=2.60 \times 10^{-5}$ m/W) ,
- : θ_a/θ_w at $a_w=2.5$ ($\theta_w=332$ °C, $A_0=1.80 \times 10^{-5}$ m/W) .

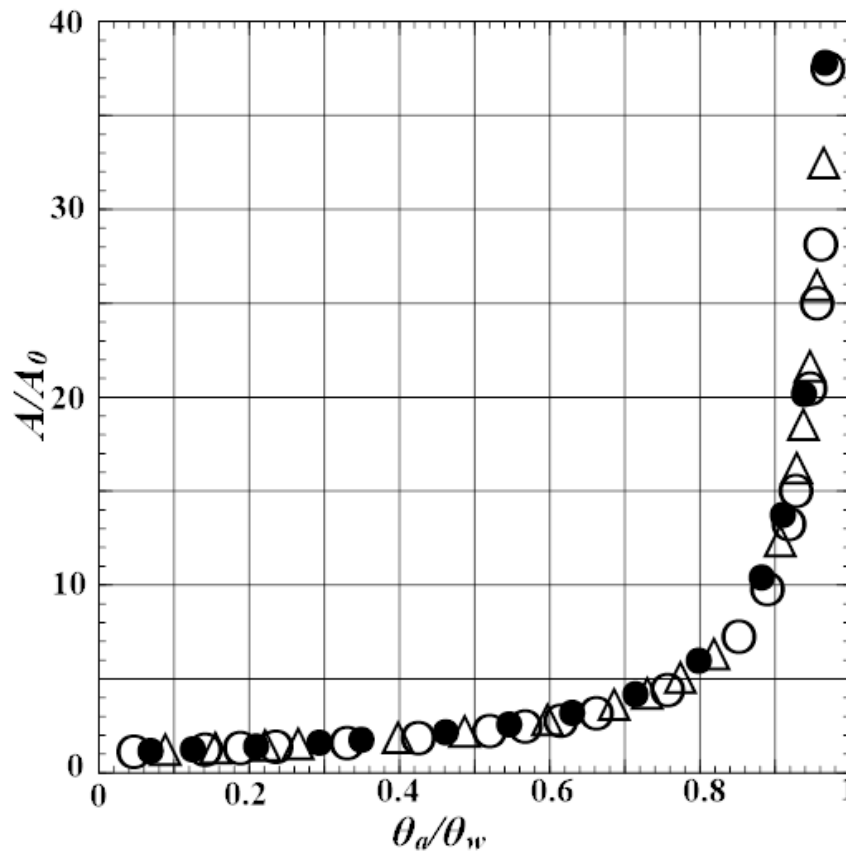


Fig.2-2 Dependence of coefficient A on the air stream temperature ($\theta_r=5\sim 25^\circ\text{C}$).

\circ : θ_a/θ_w at $a_w=1.5$ ($\theta_r=5^\circ\text{C}$, $\theta_w=106^\circ\text{C}$, $A_0=4.81 \times 10^{-5} \text{ m/W}$) ,

\triangle : θ_a/θ_w at $a_w=2.0$ ($\theta_r=15^\circ\text{C}$, $\theta_w=226^\circ\text{C}$, $A_0=2.60 \times 10^{-5} \text{ m/W}$) ,

\bullet : θ_a/θ_w at $a_w=2.5$ ($\theta_r=25^\circ\text{C}$, $\theta_w=357^\circ\text{C}$, $A_0=1.68 \times 10^{-5} \text{ m/W}$) .

ため、熱線の感度が低下する。よって、 θ_a が高い流れ場で速度信号の精度を維持するためには、 a_w を大きい値に設定して θ_w を高くすることにより、 θ_a/θ_w を小さくする必要がある。なお、 a_w の値が大きいほど熱線の寿命は短くなる。

図 2-3 に、室温 $\theta_r=5^\circ\text{C}$ 及び 25°C において、加熱度 $a_w=1.5$ に設定した場合の係数 $B=v_f^{0.45}=\left((0.09126 \times \theta_f + 13.35) \times 10^{-6}\right)^{0.45}$ と膜温度 θ_f の関係を示す。演算結果の一部は、表 2-2 に示す。

前述のように、 $\theta_r=5^\circ\text{C}$ 時の冷抵抗は、式 (2-8) より $R_w=(R_{w,\theta_r=5^\circ\text{C}})=2.559 \Omega$ となり、 $\theta_r=25^\circ\text{C}$ 時の冷抵抗は、 $R_w=(R_{w,\theta_r=25^\circ\text{C}})=2.814 \Omega$ と算出される。 0°C でのワイヤ抵抗値 $R_0=2.496 \Omega$ (前出) であるから、加熱度 $a_w=1.5$ の場合、 $\theta_r=5^\circ\text{C}$ 時のワイヤ温度は、 $\theta_w=\{(a_w \times R_{w,\theta_r=5^\circ\text{C}}/R_0) - 1\}/J=\{(1.5 \times 2.559/2.496) - 1\}/0.005102=106^\circ\text{C}$ となる。同様に $\theta_r=25^\circ\text{C}$ 時には、 $\theta_w=\{(a_w \times R_{w,\theta_r=25^\circ\text{C}}/R_0) - 1\}/J=\{(1.5 \times 2.814/2.496) - 1\}/0.005102=136^\circ\text{C}$ と算出される。

$\theta_r=5^\circ\text{C}$ 時の $\theta_w=106^\circ\text{C}$ であるから、気流温度 $\theta_a=5\sim 105^\circ\text{C}$ に変化させた場合、 $\theta_a=5^\circ\text{C}$ 時の膜温度 θ_f は、 $\theta_f=(\theta_w+\theta_a)/2=(106^\circ\text{C}+5^\circ\text{C})/2=55.5^\circ\text{C}$ となる。 $\theta_a=105^\circ\text{C}$ 時の $\theta_f=(106^\circ\text{C}+105^\circ\text{C})/2=105.5^\circ\text{C}$ と算出される。式 (2-7) より、 $\theta_f=55.5^\circ\text{C}$ 時の係数 $B=v_f^{0.45}=\left((0.09126 \times \theta_f + 13.35) \times 10^{-6}\right)^{0.45}=(18.415 \times 10^{-6})^{0.45}=0.00740$ 、 $\theta_f=105.5^\circ\text{C}$ 時の $B=v_f^{0.45}=(22.977 \times 10^{-6})^{0.45}=0.00818$ となる。

$\theta_r=25^\circ\text{C}$ 時の $\theta_w=136^\circ\text{C}$ であるから、 $\theta_a=25\sim 120^\circ\text{C}$ に変化させた場合、 $\theta_a=25^\circ\text{C}$ 時の膜温度 θ_f は、 $\theta_f=(136^\circ\text{C}+25^\circ\text{C})/2=80.5^\circ\text{C}$ と算出される。

$\theta_a=120^\circ\text{C}$ 時の膜温度 θ_f は、 $\theta_f=(136^\circ\text{C}+120^\circ\text{C})/2=128^\circ\text{C}$ となる。 $\theta_f=80.5^\circ\text{C}$ 時の $B=v_f^{0.45}=\left((0.09126 \times \theta_f + 13.35) \times 10^{-6}\right)^{0.45}=(20.696 \times 10^{-6})^{0.45}=0.00780$ 、 $\theta_f=128^\circ\text{C}$ 時の $B=v_f^{0.45}=(25.031 \times 10^{-6})^{0.45}=0.00850$ となる。

Table 2-2 Values of B/B_0 and θ_a/θ_w for $a_w=1.5$, each of θ_r and θ_a .

a_w	θ_r (°C)	R_0 (Ω)	R_r (Ω)	$a_w \times R_r$ (Ω)	θ_w (°C)	θ_a (°C)	θ_f (°C)	v_f ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)
1.5	5	2.496	2.559	3.839	106	5	55.5	18.39
						105	105.5	22.96
	25		2.814	4.221	136	25	80.5	20.67
						80	108	23.18
				120	128	25.01		

a_w	θ_r (°C)	θ_0 (°C)	θ_{f0} (°C)	v_0 ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)	$B=v_f^{0.45}$	$B_0 \times 10^3$	B/B_0	θ_a/θ_w
1.5	5	0	52.75	18.164	0.00740	7.36	1.01	0.047
					0.00818		1.11	0.995
	25		67.75	19.533	0.00780	7.60	1.03	0.185
					0.00821		1.08	0.590
			0.00850		1.12	0.886		

図 2-3 に最小二乗近似を適用すると、各 θ_r における B と θ_f 間に直線関係 $B=m\theta_f+n$ が成立する。同図の $\theta_r=5\text{ }^\circ\text{C}$ (実線), $25\text{ }^\circ\text{C}$ (破線) から決定される係数 m , n は

$$m=1.55 \times 10^{-5}, \quad n=6.55 \times 10^{-3} \quad (\theta_r=5\text{ }^\circ\text{C})$$

$$m=1.46 \times 10^{-5}, \quad n=6.63 \times 10^{-3} \quad (\theta_r=25\text{ }^\circ\text{C})$$

となり、これらを用いて $K_3=2n/m\text{ }^\circ\text{C}$ は以下のように算出される。

$$B_{(\theta_r=5\text{ }^\circ\text{C})} = m\theta_f + n = 1.55 \times 10^{-5} \times \theta_f + 6.55 \times 10^{-3} \text{ より, } K_3 = 2n/m = 845\text{ }^\circ\text{C}$$

$$B_{(\theta_r=25\text{ }^\circ\text{C})} = m\theta_f + n = 1.46 \times 10^{-5} \times \theta_f + 6.63 \times 10^{-3} \text{ より, } K_3 = 2n/m = 908\text{ }^\circ\text{C}$$

この結果から、係数 K_3 は蒔田ら⁽³⁴⁾が使用した定数 ($K_3=718\text{ }^\circ\text{C}$) ではなく、厳密には θ_f の関数であることがわかる。

さらに、異なる加熱度 a_w 及び室温 θ_r による K_3 の変化を、図 2-4 に示す。 a_w 及び θ_r の増加と共に、 K_3 の値も増加している。よって K_3 は、 θ_f だけでなく、 a_w 及び θ_r の関数でもあることがわかる。

各 a_w , θ_r , θ_a , θ_w において得られた K_3 を用いて B/B_0 の気流温度依存性を求めた結果を、図 2-5 及び図 2-6 に示す。横軸は θ_a を $(\theta_w + K_3)$ で無次元化した値である。ここで、式 (2-7) より、 $B_0 = v_{\theta_{f0}}^{0.45}$ ($v_{\theta_{f0}}$ とは、 $\theta_{f0}\text{ }^\circ\text{C}$ 時の v の値)、 $\theta_{f0} = (\theta_w + 0\text{ }^\circ\text{C})/2$ (θ_{f0} とは、 $\theta_a = 0\text{ }^\circ\text{C}$ 時の膜温度) である。すなわち、 B_0 は θ_w のみにより決定される定数となる。

図 2-5 は $a_w = 1.5$ 一定時の、各 θ_r に関する B/B_0 の変化であり、図 2-6 は

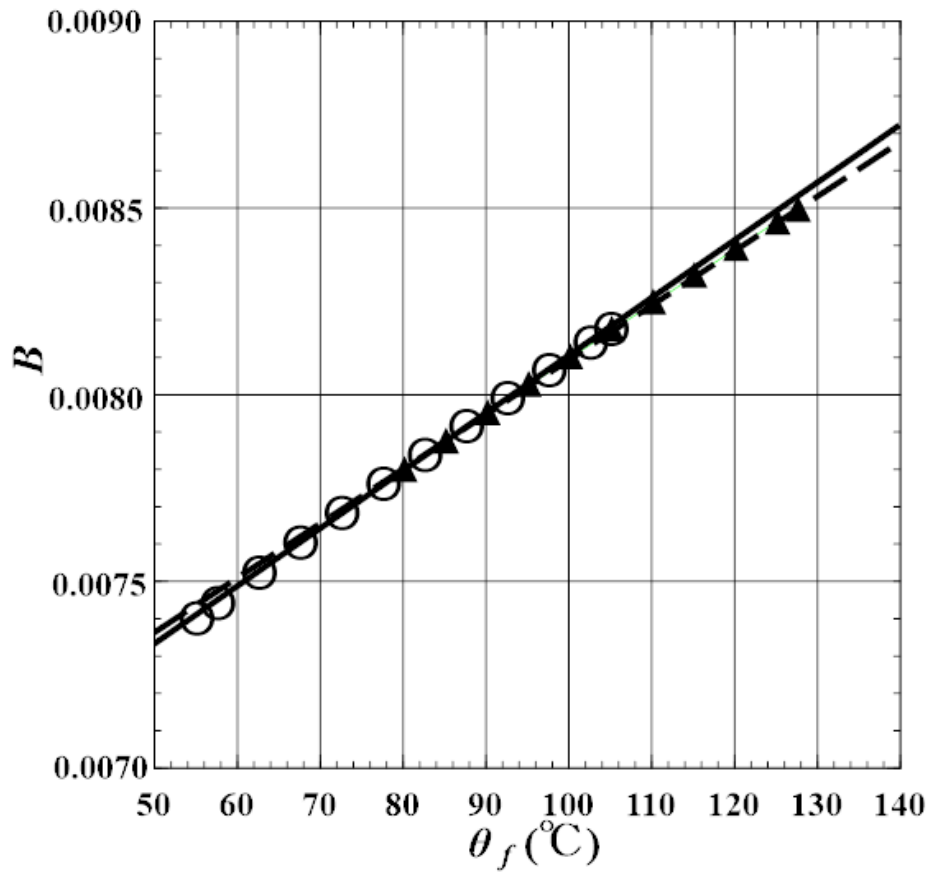


Fig.2-3 Relationship between coefficient B and film temperature at $a_w=1.5$.

- : $\theta_r=5$ °C, $\theta_w=106$ °C, $\theta_a=5\sim 105$ °C,
- : $m=1.55\times 10^{-5}$, $n=6.55\times 10^{-3}$, $2n/m=845$,
- ▲ : $\theta_r=25$ °C, $\theta_w=136$ °C, $\theta_a=25\sim 120$ °C,
- - - : $m=1.46\times 10^{-5}$, $n=6.63\times 10^{-3}$, $2n/m=908$.

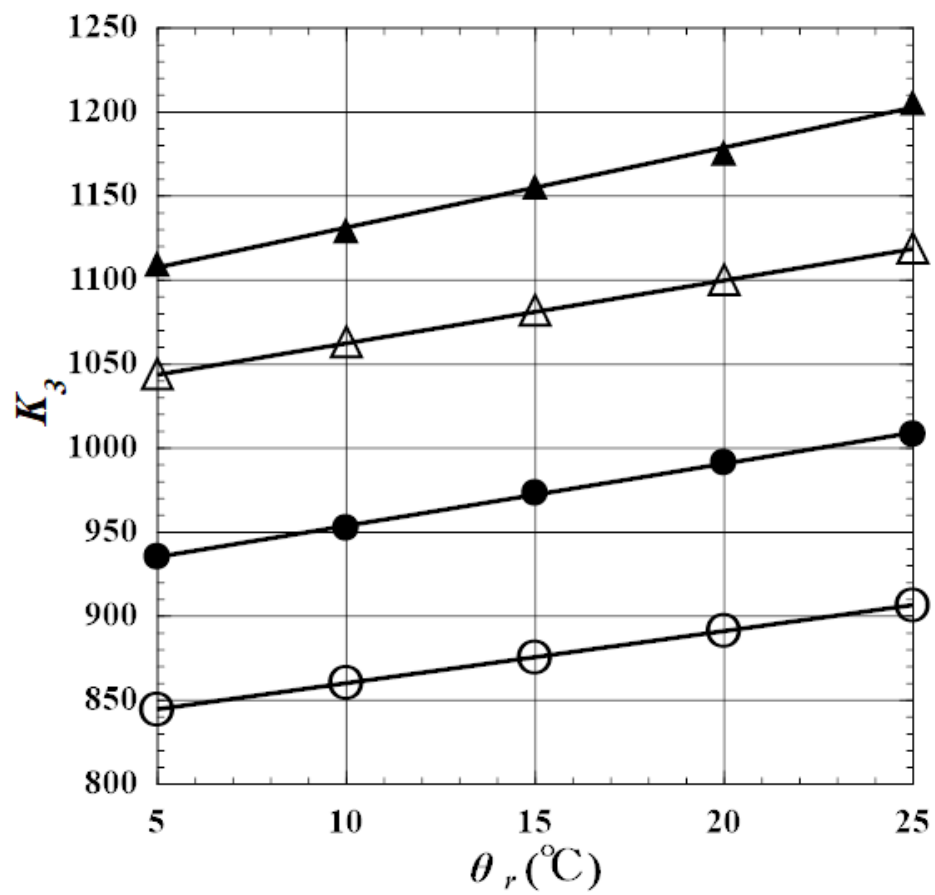


Fig.2-4 Dependence of K_3 on θ_r and a_w (\circ : $a_w=1.5$, \bullet : $a_w=1.75$,
 \triangle : $a_w=2.05$, \blacktriangle : $a_w=2.25$).

$\theta_r=15\text{ }^\circ\text{C}$ 一定時の、各 a_w に関する B/B_0 の変化である。 K_3 を用いて θ_a を無次元化した場合、図 2-5 及び図 2-6 より、室温、気流温度、加熱度（または θ_w ）によらず、 B は $\theta_a=5\sim 105\text{ }^\circ\text{C}$ ($\theta_r=5\text{ }^\circ\text{C}$ 時) $\sim \theta_a=25\sim 120\text{ }^\circ\text{C}$ ($\theta_r=25\text{ }^\circ\text{C}$ 時) に渡り、直線

$$B/B_0=1+\theta_a/(\theta_w+K_3) \quad (2-11)$$

に載ることがわかる。上記のように、 B_0 は θ_w のみによって決定される定数であるから、温度流速計使用時の B は、 θ_a 、 θ_w （または加熱度 a_w ）及び K_3 が決まれば設定できる。

式 (2-10) と式 (2-11) を、式 (2-3) に代入して整理すると、気流と室温との間の温度差 $\Delta\theta=\theta_a-\theta_r$ に関する流速 U の温度補償式

$$U = K_c \left[\frac{(1 + K_B\theta_r) + K_B\Delta\theta}{(1 - K_A\theta_r) - K_A\Delta\theta} E^2 - \{(1 + K_B\theta_r) + K_B\Delta\theta\}K_D \right]^{2.22} \quad (2-12)$$

が得られる。ここで

$$K_A = \frac{1}{\theta_w}$$

$$K_B = \frac{1}{\theta_w + K_3}$$

$$K_C = K_1 A_0 B_0$$

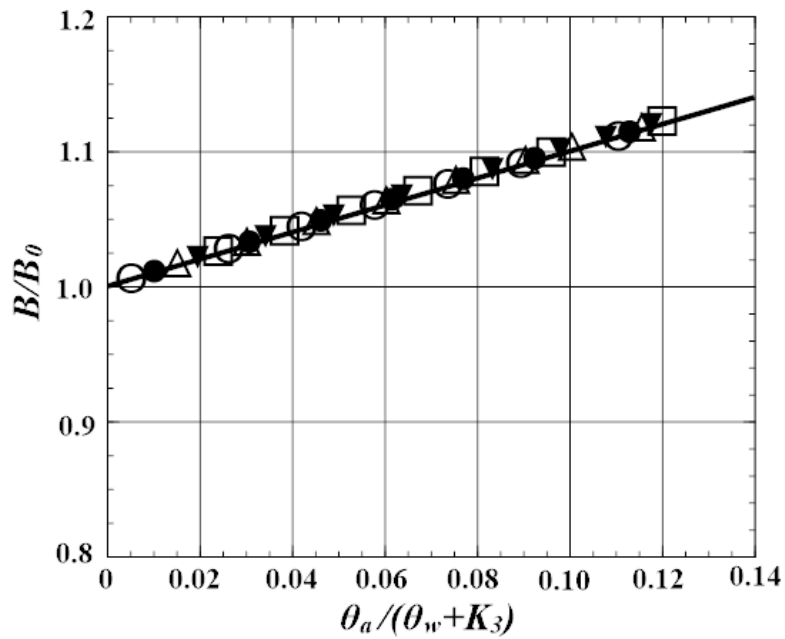


Fig.2-5 Relationship between coefficient B and θ_a at $a_w=1.5$ (\circ : $\theta_r=5$ °C, \bullet : $\theta_r=10$ °C, \triangle : $\theta_r=15$ °C, \blacktriangledown : $\theta_r=20$ °C, \square : $\theta_r=25$ °C) .

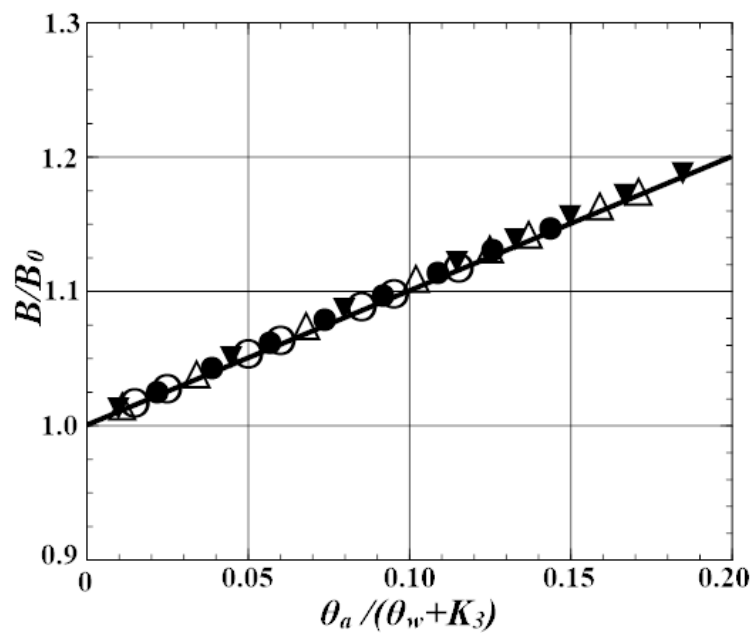


Fig.2-6 Relationship between coefficient B and θ_a in $\theta_r=15$ °C (\circ : $a_w=1.5$, \bullet : $a_w=1.75$, \triangle : $a_w=2.05$, \blacktriangledown : $a_w=2.25$) .

$$K_D = \frac{K_2}{A_0}$$

である(蒔田ら⁽³⁴⁾)。また、 E は定温度型熱線流速計ヘッドアンプ部の出力電圧、 $\Delta\theta = \theta_a - \theta_r$ は定電流型温度計ヘッドアンプ部で出力される温度差である(図2-7参照)。

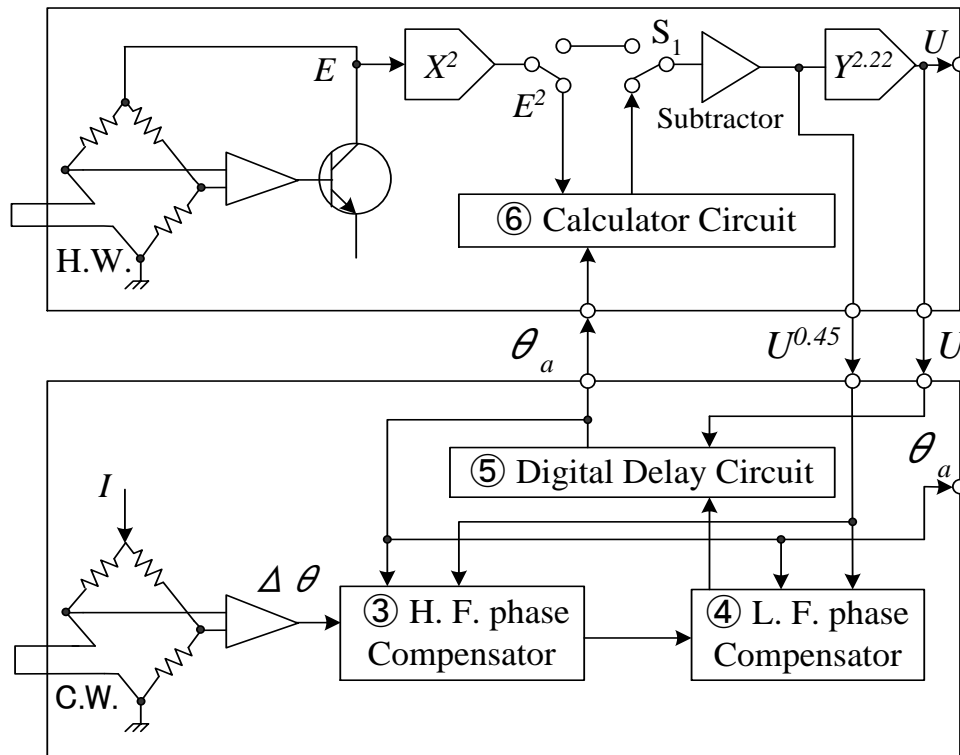
図2-7に、蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾のシステムのブロック図を示す。①定温度型熱線流速計、②定電流型温度計、③温度プローブ用高周波位相補償回路、④同低周波位相補償回路、⑤遅延補償回路、⑥温度補償用演算回路、から成る。

温度計②から出力される温度信号 θ_a に対し、熱線流速計①から出力される速度信号 U 、 $U^{0.45}$ を用いて③④⑤において各補償を行う。同時に、温度信号 θ_a を⑥に入力して、式(2-12)の[]内の温度補償式の演算を行い、さらに2.22乗した後、温度補償後の速度信号 U として出力する。式(2-12)中の係数 K_D 、 K_C は、流速計を較正する時にゼロ点とゲインとして設定される。

本研究のシステムも、基本的には蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾とほぼ同一である。ただし蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾は、前述のように $K_B = 1/(\theta_w + K_3)$ 中の K_3 を定数近似($K_3 = 718^\circ\text{C}$)することにより演算を簡単化し、補償回路⑥と減算器、累乗器で式(2-12)の演算を行っているが、次のような改良すべき点がある。

1) 定数とした K_B 中の K_3 は、図2-3及び図2-4で述べたように、ワイヤ温度 θ_w (もしくは加熱度 a_w)及び θ_r の関数である。2) K_3 を定数として扱うことにより、 θ_a が高温となる領域で演算誤差が大きくなり、速度信号の精度が劣化し始める。3) 温度流速計の較正中、回路側で θ_w を設定する

① Constant temperature anemometer



② Constant current thermometer

Fig. 2-7 Block-diagram of thermo-anemometer (Makita et al., 1992).

際、 θ_w を用いて予め K_A 、 K_B を算出しておく必要がある。4) θ_w を設定し直す際、回路構成上、気流温度 θ_a を室温 θ_r まで厳密に戻さなくてはならず、これが較正完了まで長時間を要する一因となっている。更に、5) 正確な補償が実現されるまで、全較正手順を何度も繰り返す必要があり、調整時間が増す。6) 非常にセンシティブな調整により高精度を実現しているため、較正に熟練が必要であり、かつ回路内で温度ドリフト等が発生すると、高精度を維持するための再調整を行わなくてはならない。

通常、実温度・実流速に対し、温度流速計から出力される温度・速度信号の誤差が $\pm 1\%$ 未満に収まるよう、厳密な較正を行う。蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾のシステムの場合、較正開始から完了まで、8日間程度必要であった。

2.3 温度補償回路の改良

より効率的で高精度な補償を行うためには、1) K_3 を θ_w と θ_r の関数として厳密に導出し、かつ使用者が任意の気流温度において θ_w を入力するだけで、回路が自動的に K_3 、 $K_A\theta_a$ 、 $K_B\theta_a$ の演算から設定までを完了する温度補償回路、及び、2) センシティブな調整を必要とせず、 $\theta_r \leq \theta_a \leq 120^\circ\text{C}$ の気流中で、容易に速度信号 U の高精度な温度補償が可能な流速補正回路等の開発を行い、上記の欠点を克服する必要がある。

2.3.1 K_3 の導出

計測時に使用するI-I型プローブ（図2-19参照）及び、I-X型プローブ（次章図3-2参照）の熱線（線径 $5\ \mu\text{m}$ 、長さ $1\ \text{mm}$ のタングステンワイヤ）に関して、典型的な実験環境として室温 $\theta_r=5^\circ\text{C}$ 、 15°C 、 25°C を選び、

それぞれの θ_r における各加熱度 a_w 時の熱線温度 θ_w , 及び $\theta_w=0^\circ\text{C}$ ($\theta_r=0^\circ\text{C}$ 時, 通電ナシを想定) における各物性値に基づき, K_3 を算出した. その結果, 各 a_w における K_3 と θ_w の間には, 一次式 $K_3=P\times\theta_w+Q$ の関係が成立することがわかった. 一例として図 2-8 に, $a_w=1.5$ で動作させる際の各 θ_r における K_3 と θ_w の関係を示す. また表 2-3 に, 得られた P , Q の値を示す.

図 2-8 及び表 2-3 に示すように, θ_r が異なる場合, $K_3\sim\theta_w$ 間の関係, 及び係数 P , Q の値は若干変化する. よって, 計測時に適正な温度補償を行うには, P , Q の値を θ_r の関数として設定する必要がある. ここで, 図 2-8 に実線で示す $\theta_r=15^\circ\text{C}$ での係数 $P=1.792$, $Q=663.2$ を, 他の θ_r 時にも適用して K_3 を決定した場合, $\theta_r=5\sim 25^\circ\text{C}$ で得られる $K_B (=1/(\theta_w+K_3))$ の誤差は, $\pm 2\%$ 以内に収まることがわかった. $\theta_r=15^\circ\text{C}$ での $P=1.792$, $Q=663.2$ を用いて較正した流速計を使用して, 実際に $\theta_r=5^\circ\text{C}$, 25°C で検証した. その結果, 式 (2-12) 中の K_C と K_D を較正プロセス内で微調整することにより, $\theta_r=5^\circ\text{C}\sim 25^\circ\text{C}$ の範囲内で, 速度信号 U を許容誤差 $\pm 1\%$ 以内に設定可能であることを確認した. このことから, 本来 θ_r の関数である係数 P , Q は, $\theta_r=5\sim 25^\circ\text{C}$ の範囲内では, θ_r に対し独立な一定値 ($P=1.792$, $Q=663.2$ を) として扱うことが可能であり, 実用上, a_w 設定以降の K_3 を θ_w だけの関数と見なしても差し支えないことがわかった. 式 (2-9) に示したように, θ_w は, a_w 及び較正時の θ_r における冷抵抗 R_r の関数として定義される. a_w 設定以降の定温度型熱線流速計では, 計測中に θ_a や θ_r が変動しても θ_w が常に一定に保たれる. よって a_w 設定以降の θ_w は, θ_a 及び θ_r に対し独立と見なせる. つまり, θ_w は a_w のみの関数となる.

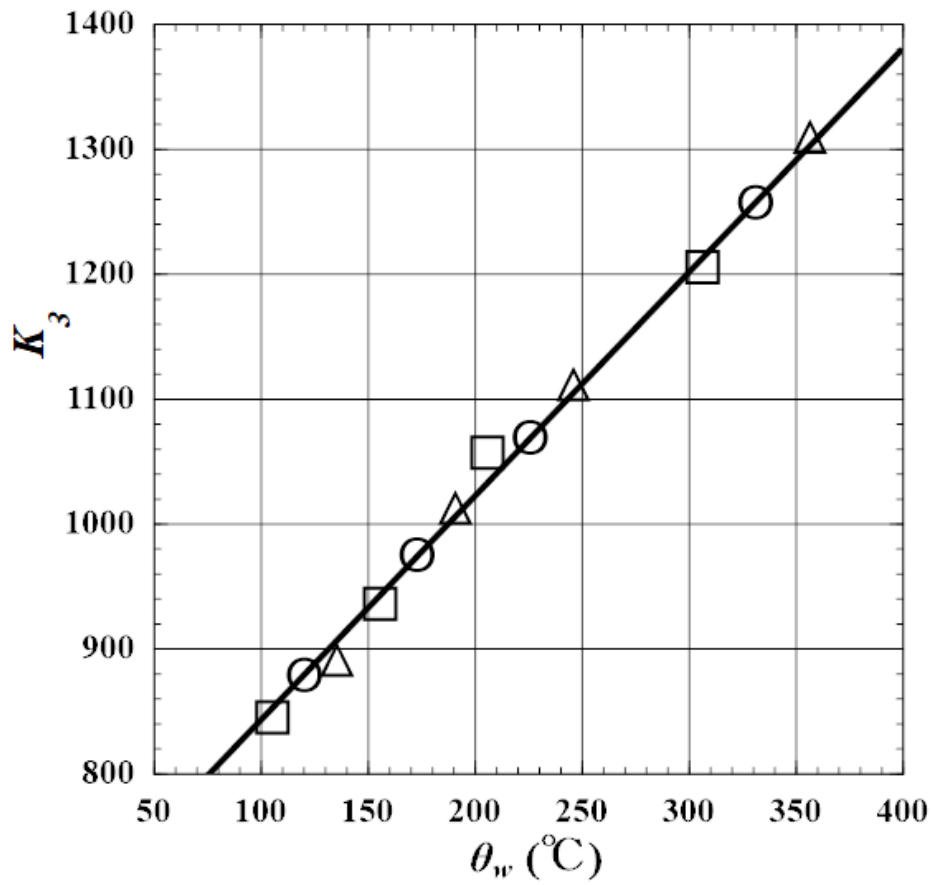


Fig. 2-8 K_3 vs θ_w of various θ_r at $a_w=1.5$ (\square : $\theta_r=5^\circ\text{C}$,
 \circ and — : $\theta_r=15^\circ\text{C}$, \triangle : $\theta_r=25^\circ\text{C}$).

Table 2-3 The values of P and Q at different θ_r for $a_w=1.5$.

θ_r °C	P	Q
5	1.81	660
15	1.792	663.2
25	1.874	644.3

$\theta_a = \theta_r + \Delta\theta$ を用いて流速 U の温度補償式 (2-12) を変形すると

$$U = K_C \left\{ \frac{(1 + K_B \theta_a)}{(1 - K_A \theta_a)} E^2 - (1 + K_B \theta_a) K_D \right\}^{222} \quad (2-13)$$

が得られる。

θ_w を与えることで、係数 $K_A = 1/\theta_w$ 及び $K_3 = 1.792\theta_w + 663.2$ を算出できる。その結果、係数 $K_B = 1/(\theta_w + K_3)$ も決定される。よって、温度計からの出力信号 θ_a と熱線からの出力 E^2 を図 2-7⑥ の温度補償部に入力すれば、式 (2-13) より、流速 U の温度補償演算が可能となる。

図 2-9 に、式 (2-13) 中 { } 内第 1 項の演算回路を示す。図中、 θ_a は計測中の定電流型温度計から出力された気流の温度信号 (図 2-7 参照)、 θ_w は、補償回路の校正時に使用者が設定する熱線温度である。定温度型動作であるため、設定後 θ_w は一定値となる。

θ_w を設定した後、オペアンプ OP_b でゲイン $P = 1.792$ 、 OP_c に外付けした可変抵抗でオフセット電圧 $Q = 663.2$ を設定すれば、 OP_c の出力で $K_3 = P \times \theta_w + Q$ が算出され、さらに OP_d で $\theta_w + K_3$ が得られる。 K_3 は θ_w の関数であるから、計測中 θ_w を変更しない限り $\theta_w + K_3$ は一定となる。 OP_3 で $K_B \theta_a = \theta_a / (\theta_w + K_3)$ が演算され、 OP_e で $(1 + K_B \theta_a)$ が計算される。それと並行して OP_1 で $K_A \theta_a = \theta_a / \theta_w$ が算出され、さらに OP_a で $(1 - K_A \theta_a)$ を演算する。その後、 OP_2 に $(1 + K_B \theta_a)$ 、 $(1 - K_A \theta_a)$ 、及び定温度型熱線流速計のブリッジ部から出力される直線化前の速度信号 E^2 とを入力し、演算を行う。その結果、式 (2-13) 中 { } 内の第 1 項が得られる。本演算回路は、蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾の温度補償回

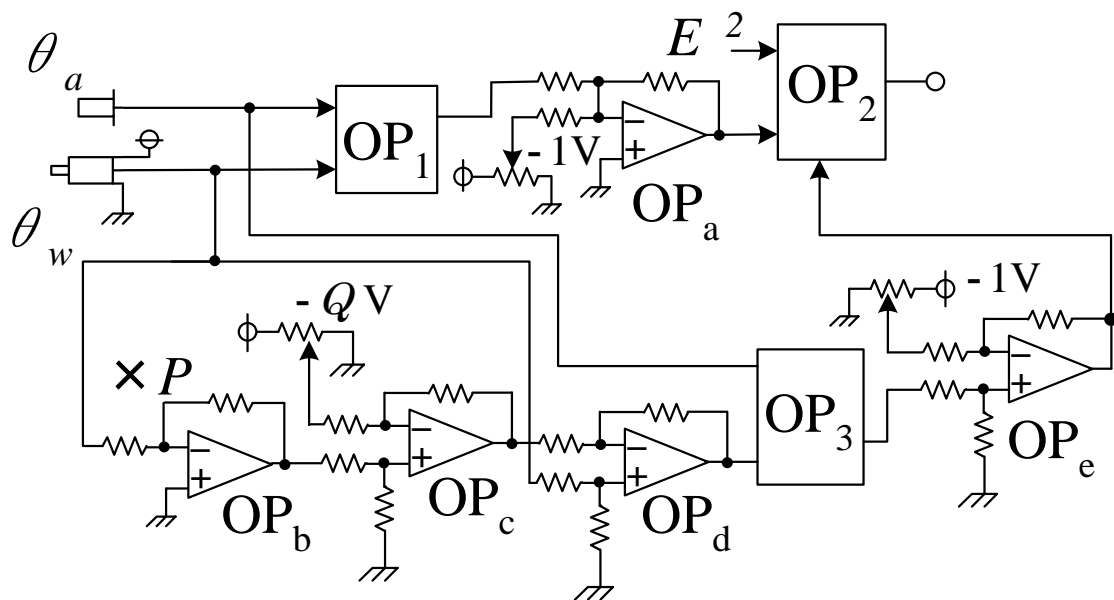


Fig. 2-9 Schematic of new compensator circuit for hot wire output .

路⑥ (図 2-7) 内に今回新たに組み込んだものであり、これ以降の演算は蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾と同様に行われる。

θ_w の値が正確に設定された場合のみ、温度流速計の出力は実温度及び実流速と一致する。式 (2-9) に示した $\theta_w=(a_w \times R_r/R_0 - 1)/J$ より得られる θ_w の値は、各電子部品の個体差等、種々の要因により、厳密には計測時の θ_w と一致しない可能性がある。よって、温度流速計で高精度な計測を実現するためには、 θ_w を正確に設定できるまで、定電流型温度計・定温度型熱線流速計双方の較正を繰り返さなければならない。

蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾の温度流速計では、回路構成上、気流温度が $\theta_a = \theta_r$ の時しか θ_w を設定できなかった。そのため較正中、 θ_w を設定し直す度に気流温度を θ_a から θ_r に戻した後、新たな θ_w の値を用いて係数 K_3 や K_A , K_B 等を再計算し、温度流速計側で再設定する必要があった。通常、気流温度を θ_a から厳密に θ_r に戻すには 30 分以上かかるため、これが較正完了まで長時間を要する原因の一つとなっていた。図 2-9 に示す本回路では、 θ_w を設定すれば、 K_3 や K_A , K_B , 及びそれらに関連する演算を回路内で自動的に行うことができる。よって、任意の θ_a で θ_w の設定を行うことが可能であり、 θ_w を設定し直す度に気流温度を θ_a から θ_r に戻す必要がない。そして θ_w 設定後は、 θ_a の入力だけで流速の温度補償が可能となることから、較正の所要時間を大幅に短縮することができる。

2.3.2 高温での減衰に対する流速補正回路

温度補償回路内では、各係数は半固定抵抗等により手動で設定する。その際、経験に基づいた非常にセンシティブな調整を必要とするため、非熟

練者が行くと設定時に誤差が混入する可能性が高い。また、回路に使用される各電子部品の特性にも個体差があるため、これも誤差の原因となる。

特に θ_a が高い時、これらの誤差は演算過程での誤差の累積という形で現れ、補償精度が劣化する原因となる。本回路も、全 θ_a で正確に流速の温度補償を行うためには、較正時に各パラメータを厳密に設定する必要がある。

図 2-10 に、 $\theta_r=18\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $\theta_w=270\text{ }^\circ\text{C}$ 、一様流速 $U_0=3, 5, 7\text{ m/s}$ の加熱気流に対する、温度補償の有無による流速計からの出力の比較を示す。気流の平均温度 θ_a の計測には、予め精密液体温度計を用いて誤差 $\pm 0.5\%$ 未満の精度に較正した T 型熱電対温度計を使用した。

温度補償を行わない通常の熱線流速計の平均流速 U (▲, ●, ■) は、 θ_a の値が θ_r から上昇し始めると共に急激に減衰しているが、式 (2-13) に基づき温度補償を行った場合の平均流速 U_c (△, ○, □) は、 $\theta_r \leq \theta_a \leq 68\text{ }^\circ\text{C}$ で減衰が 1% 未満に収まっており、補償効果が現れている。しかし $\theta_a > 68\text{ }^\circ\text{C}$ では、温度補償を行っているにも関わらず、各 U_c は減衰し始めている。これは、前述した半固定抵抗による設定時の誤差、及び本温度流速計を構成する各電子部品の、特性の個体差による演算誤差の累積であると考えられる。温度補償を行う際の較正時に、極めて微妙、かつ厳密な調整が必要とされる所以である。この調整には、多くの時間と熟練者のノウハウが必要とされ、較正が長時間化する一因となっていた。

本節では、本研究で新たに開発した流速補正回路につき述べる。本回路は、調整する際に特別なノウハウを必要としない。よって非熟練者でも短時間の調整だけで容易に、上記 $\theta_a > 68\text{ }^\circ\text{C}$ における U_c の減衰を

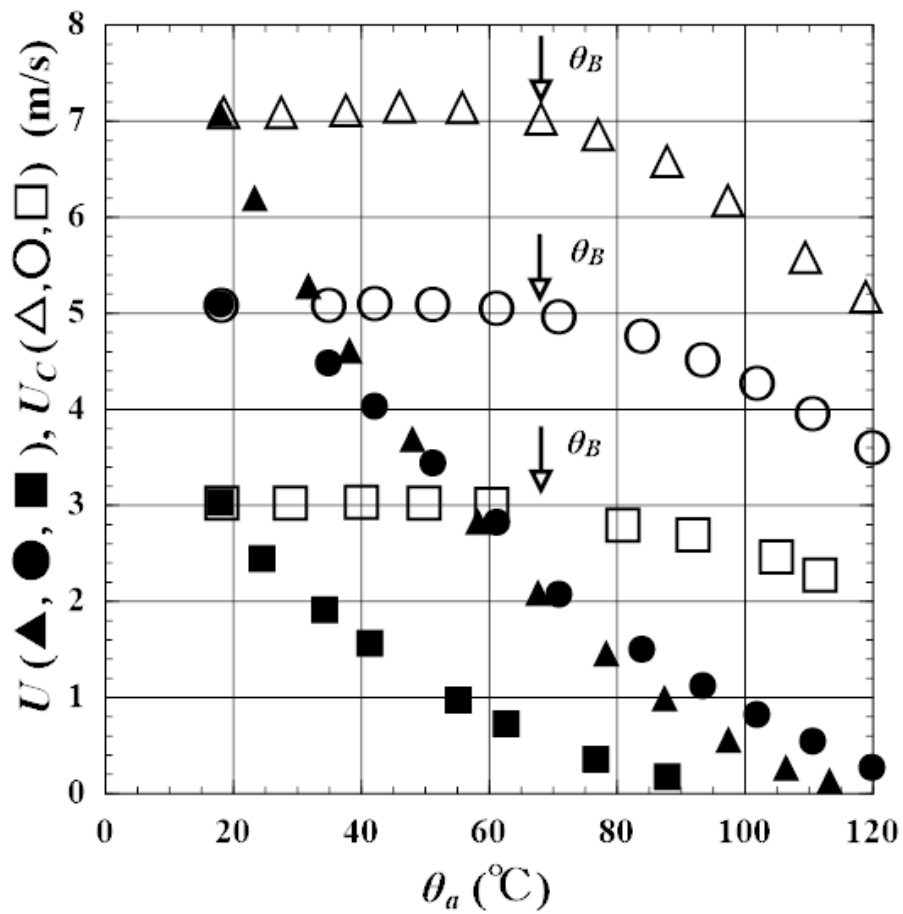


Fig. 2-10 U and U_C decays increase with θ_a ($\blacktriangle, \triangle$: $U_0=7$ m/s, \bullet, \circ : $U_0=5$ m/s, \blacksquare, \square : $U_0=3$ m/s).

補償することが可能である。

図 2-10 より，温度補償後の $U(=U_C)$ が減衰を始める気流温度 θ_B が， U_0 の大きさに関係なくほぼ同じ ($\theta_B \doteq 68 \text{ }^\circ\text{C}$) であることがわかった。よって，新たに補正温度 $\theta_R = \theta_a - \theta_B$ を定義した。

図 2-11 に， $\theta_B = 68 \text{ }^\circ\text{C}$ に設定して検討を行った結果を示す。 U_C が減衰する $\theta_R \geq 0$ となる気流温度範囲 ($\theta_a = 68 \sim 120 \text{ }^\circ\text{C}$) での U_C/U_0 は，実線で示すように各 U_0 とほぼ同一の 2 次曲線 $U_C/U_0 = -A_1 \times \theta_R^2 - B_1 \times \theta_R + 1.00$ に載ることがわかった。その結果， θ_R を用いて U_C の減衰量を補正した場合の平均流速を U_R とすると，各 U_0 と U_R は $\theta_R \geq 0$ でほぼ同じ 2 次曲線

$$U_R = (A \times \theta_R / 10)^2 \times U_C + B \times U_C \quad (2-14)$$

により近似できることがわかった。すなわち，上記減衰曲線とは逆の特性を持つ流速補正式 (2-14) に基づいて補正を行えば，全ての U_0 において， $\theta_R \geq 0$ の領域でも U_C は減衰しない。よって，式 (2-14) の演算を行う流速 U_C の補正回路を開発した。図 2-12 に，その回路図を示す。

流速の温度補償を終えた後，任意の U_0 において θ_a の増大に伴う U_C の減衰特性を求めることにより θ_B を決定し，回路側の可変抵抗で設定する。次に，得られた減衰特性と逆の特性を持つ様，補正式 (2-14) の係数 A ， B を設定する。

温度計の出力信号 θ_a と温度補償後の流速 U_C を回路に入力すると，増幅率 1 の差動増幅部 OP_{SUB} で $\theta_R = \theta_a - \theta_B$ が算出され，増幅率 A に設定した反転増幅部 $\text{OP}_{\theta\text{G}}$ で $A \times \theta_R$ が演算される。 U_C が減衰しない $\theta_R < 0$ では θ_a の補

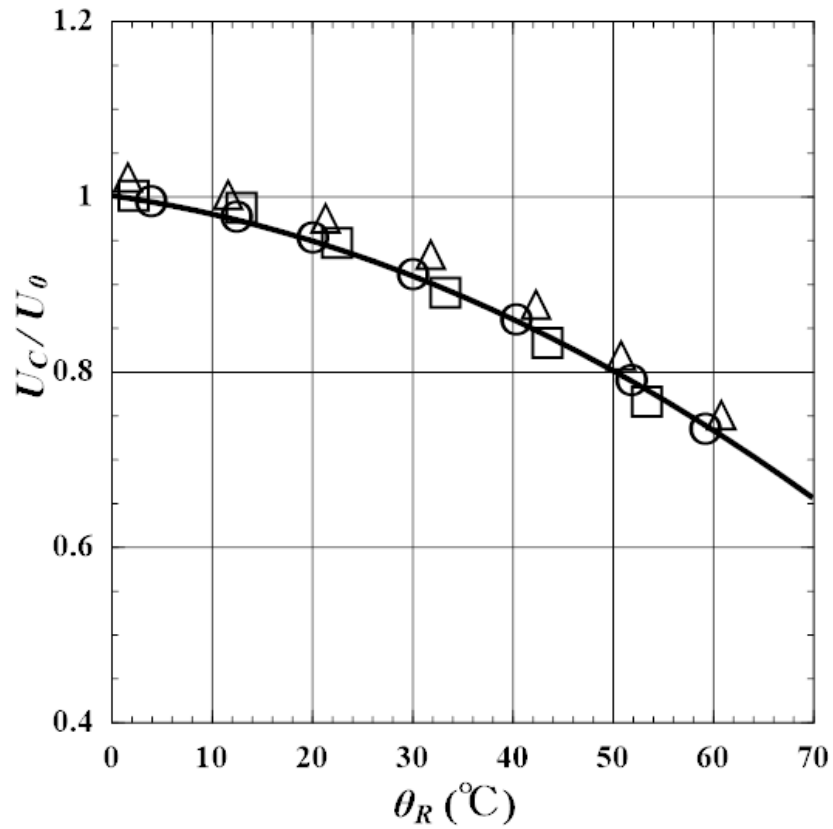


Fig.2-11 U_C/U_0 decays with increase in θ_R , where $U_C/U_0 = -A_1 \theta_R^2 - B_1 \theta_R + 1.00$
 (Δ : $U_0=7$ m/s, \circ : $U_0=5$ m/s, \square : $U_0=3$ m/s).

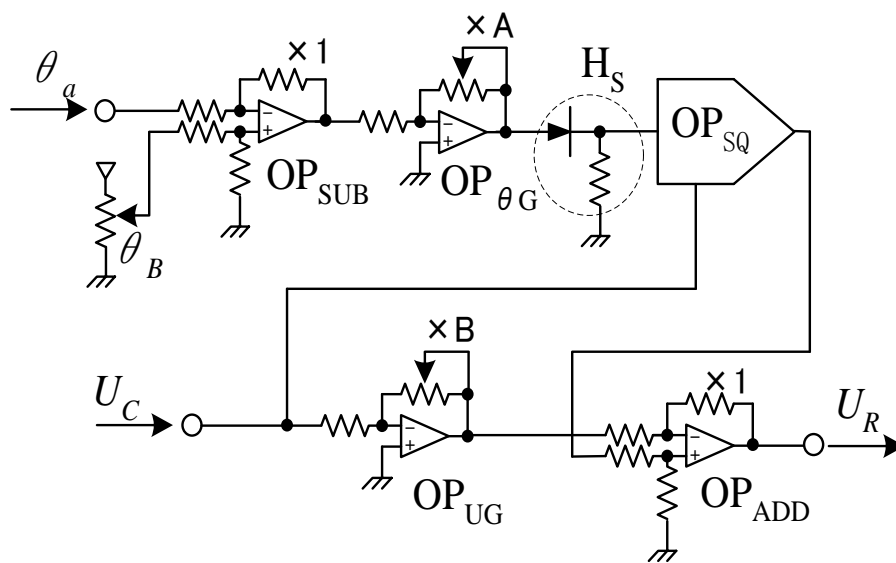


Fig.2-12 Schematic of corrector circuit for U_C .

正は不要であるため、半波整流部 H_S により $\theta_R \geq 0$ での U_C のみを分離して 2 乗演算部 OP_{SQ} に入力し、 $(A \times \theta_R / 10)^2 \times U_C$ の演算を行う。同時に増幅率 B の反転増幅部 OP_{UG} で $B \times U_C$ を算出し、 $(A \times \theta_R / 10)^2 \times U_C$ と併せて増幅率 1 の差動増幅部 OP_{ADD} に入力して加算する。これにより式 (2-14) の演算を完了し、 U_R が得られる。

図 2-13 に、温度補償及び上記補正を行った流速 U_R の、元の U_0 に対する静特性を示す。通常使用される実験条件である $U_0 = 1 \sim 10.5$ m/s, $\theta_r \leq \theta_a \leq 120$ °C の範囲で U_0 と U_R の直線性は誤差 ± 1 % 未満であり、高い精度で較正されていることがわかる。較正に要した時間は、20 時間程度であった。

蒔田ら⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾の温度流速計では較正に要する時間は 8 日間程度だったが、本温度流速計では 1/10 程度の長さに短縮することができた。

図 2-14 に、本補正回路による悪影響（波形変形等）の有無を確認した結果を示す。高さ方向に一様な平均温度分布 ($\theta_a = 100$ °C $>$ θ_B) を有する $U_0 = 5.3$ m/s の主流中に、直径 $d = 2$ mm の円柱を水平に設置し、座標原点を円柱の断面中心、流れ方向（水平方向）を X 軸、鉛直上向きを Y 軸とした。

計測には、上流側に直径 2.5 μ m、長さ 2 mm の水平かつ主流に直交した冷線、その下流側 1 mm に、冷線に平行な直径 5 μ m、長さ 1 mm の熱線を配置した I-I 型プローブ（図 2-19 参照）を使用した。計測位置は $X/d = 7$, $Y/d = 5$ とした。流速補正回路の入力（温度補償のみを施した流速 U_C ）と、出力（流速補正後の U_R ）を比較することにより、両者の同時瞬間波形を比較した。

$\theta_a = 100$ °C の気流中では、 U_C は、平均流速の値、流速の乱れ強さ rms 値共に、今回の検討を行う前に計測した非加熱時の値に比べ、約 14 % 減衰し

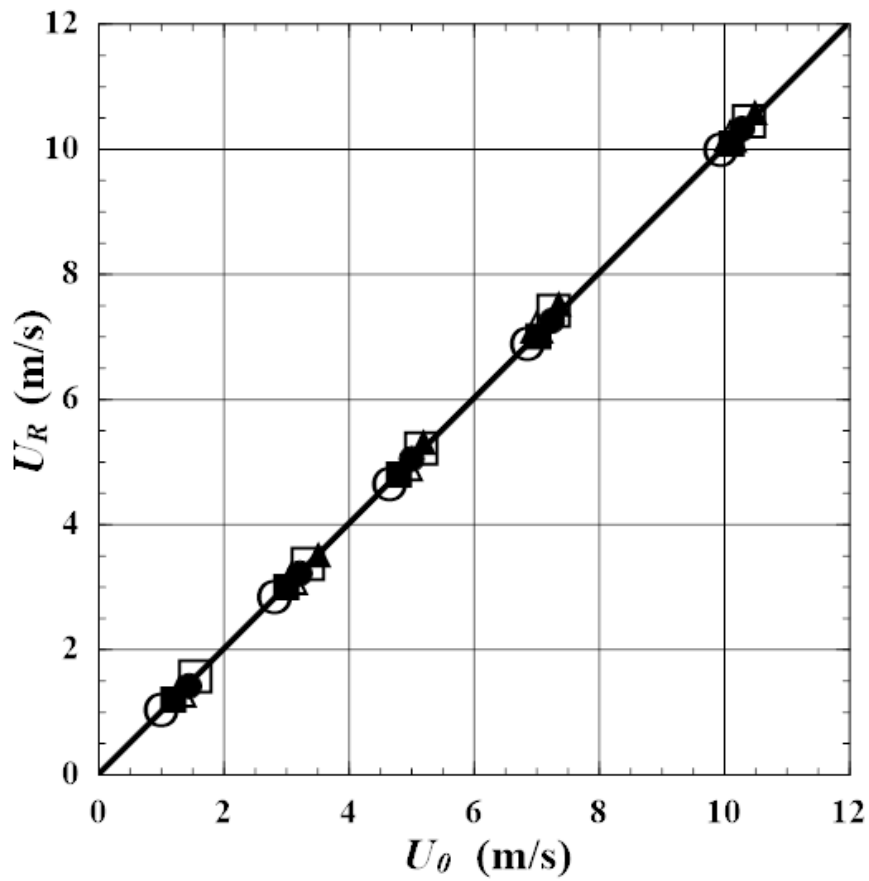


Fig.2-13 Static characteristics of corrector circuit (\circ : $\theta_a = \theta_r = 30^\circ\text{C}$,
 \blacksquare : $\theta_a = 40^\circ\text{C}$, \triangle : $\theta_a = 60^\circ\text{C}$, \bullet : $\theta_a = 80^\circ\text{C}$, \square : $\theta_a = 100^\circ\text{C}$,
 \blacktriangle : $\theta_a = 120^\circ\text{C}$).

ている。これは、図 2-10 に示した結果と一致している。温度補償と流速補正を併用して得られた流速 U_R では、平均流速の値、流速の乱れ強さ rms 値共に、非加熱時に比べ減衰が一切見られなかった。

また、 U_C 、 U_R 波形間の相関は 0.999 であり、両者間の波形に位相ずれが生じていないことがわかった。

以上のことは、本補正システムの信頼性を示している。

2.4. 遅延補償

2.4.1 新遅延回路

図 2-15 に、同一位置・同時刻計測を実現するための従来の遅延回路（蒔田ら⁽³⁵⁾）を示す。本回路は、速度検知部（熱線）から L m 上流側に設置された温度検知部（冷線）からの温度信号を、各瞬間において $\Delta t = L/U$ s（後述）だけ遅延させる装置である。蒔田ら⁽³⁵⁾及び著者らが研究室内で自製し使用している、温度・速度検知部（I-X 型プローブ：図 2-19 参照）では、流れ方向における冷線・熱線間距離 $L = 1$ mm であり、必要とする遅延時間は $\Delta t = 1$ ms \sim 0.083 ms である（後述）。よって、各瞬間の流速 U に対応した上記 Δt を実現すれば、異なる位置で同時に検知された速度信号と温度信号は、同一位置・同時刻計測の条件を満たすことができる。

図中に示した遅延素子（三菱製 M50195）を正常に動作させるには、1) A/D 変換用のコンパレータ、メモリ、流速 U に比例したクロックパルス（スペックでは $f_L = 1 \sim 4.2$ MHz）を発生させるクロック発生回路、遅延時間 (Δt) 短縮用の各種デジタル素子、等の別部品を、外付けで装着する必要がある。2) 上述のように、本研究で通常必要とされる遅延時間は、 $\Delta t = L/U$ の

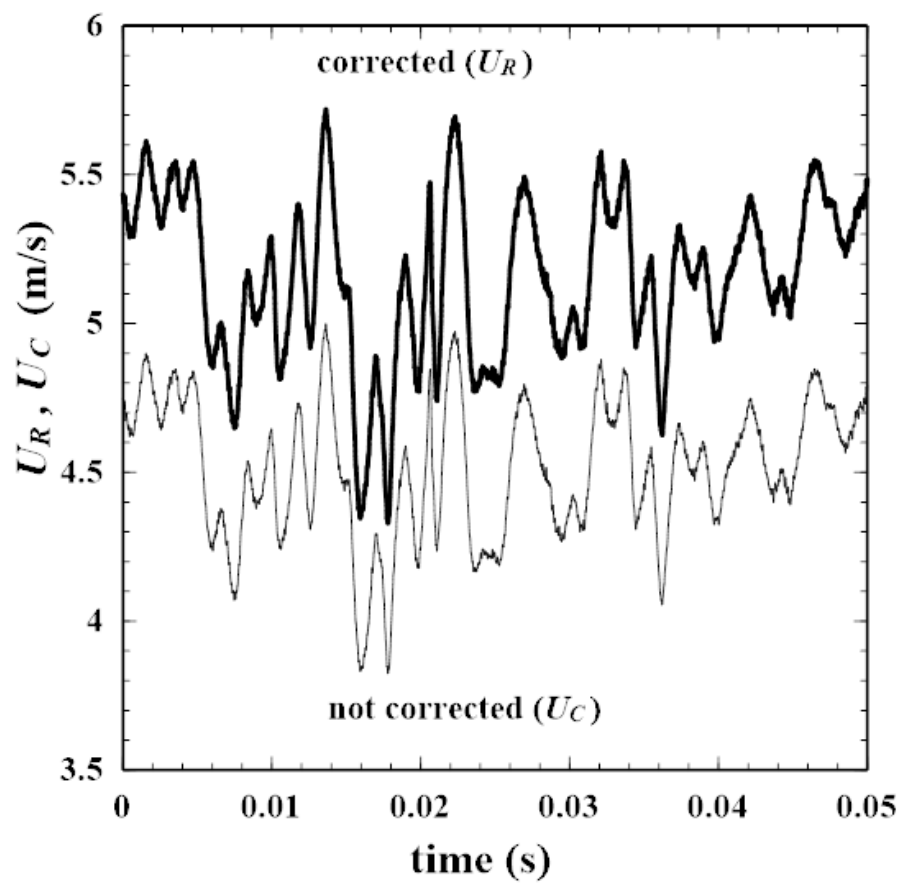


Fig.2-14 Comparison between waveforms of U_C and U_R in the wake of a heated and an unheated cylinder ($U_0=5.3$ m/s, $X/d = 7$, $Y/d = 5$, $d = 2$ mm, $\theta_a = 100$ °C).

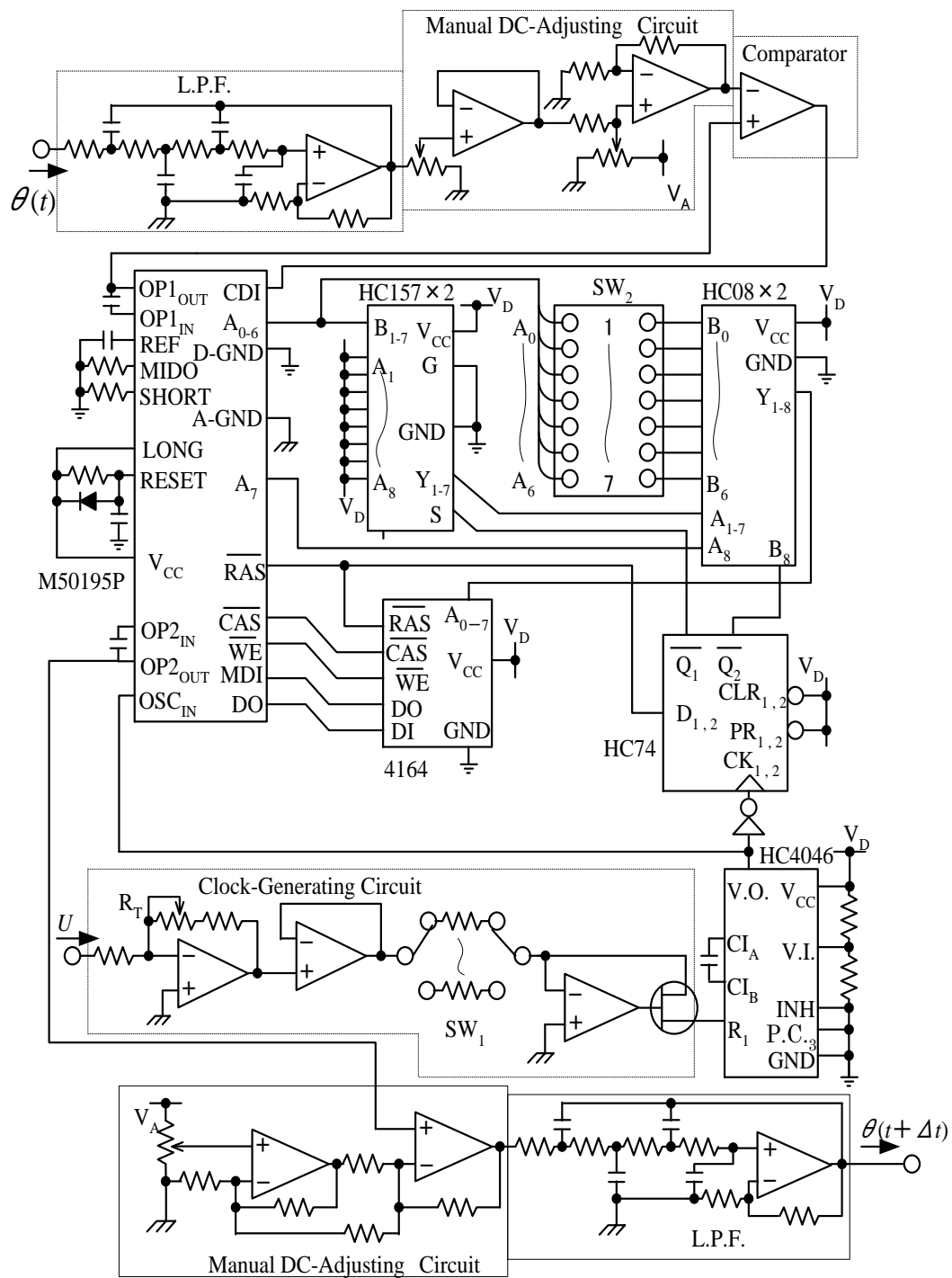


Fig. 2-15 Block diagram of old type delay circuit (Makita et al., 1992b).

$L=1 \times 10^{-3}$ m, $U=1 \sim 12$ m/s より $\Delta t=1$ ms ~ 0.083 ms 程度となる.

これに対し, 本遅延素子 (三菱製 M50195) のスペックでは, 上記クロックパルス f_L に対し遅延時間 $\Delta t=98.3 \sim 196.6$ ms となるため, 上記 Δt を得られない. 本素子では, Δt とメモリ数を比例させる構造となっているため, 本流れ場で必要な Δt を得るには, メモリ数を仮想的に削減して Δt を 1/100 程度まで減少させる他ない. メモリ数の削減は, 素子の時間的分解能の劣化を惹起するため, 高周波域で波形が変形する. 3) 本素子はスペックにより, 素子へ入力可能な信号の DC 電圧 ($+2.5$ V_{DC}) と変動振幅 (1 V_{P-P} 未満) が厳密に決められている. 計測時の温度信号 $\theta(t)=\theta+\theta'$ (θ : 平均温度, θ' : 温度変動) が上記スペックを満たさない場合, 素子への入力時に $\theta' \leq 1$ V_{P-P} になるよう温度信号を増幅し, かつ $\theta=+2.5$ V_{DC} になるよう温度信号に DC 電圧を加算しないと, 遅延処理を行えない. そして遅延処理後, 素子から出力された温度信号を入力前の θ と θ' に戻すには, 再度 DC 電圧の加算 (減算) 及び増幅処理を行う必要がある. これら加算 (減算) 電圧と増幅ゲインは, 計測者が全て, 手動にて可変抵抗器を調整し設定する必要がある.

よって計測中, 流れ場内の平均温度や温度変動振幅が大きく変化した場合, 温度信号が素子の入力スペックから外れる頻度が高く, その都度手動により, 素子の入力スペックを満たすよう調整する必要がある. また, 本研究で対象とする円柱後流のような, 温度変動の周期が短く, かつ振幅が大きい流れ場での計測時には, 手動による上記の調整が間に合わず, 入力スペックを満たせない瞬間が頻出する可能性が高い, 等の欠点があった.

図 2-16 及び図 2-17 に，本研究で新たに開発した遅延回路図を示す．図 2-16 中の M は，使用メモリのビット数である．

図 2-16 に示す M50198P は三菱製の遅延素子であり，前記 M50195 の後継機種である．図 2-15 で述べたように，M50195 の場合，入力部コンパレータやメモリを別部品として外付けする必要があったが，M50198P では，これらの部品が全て素子入力部に内蔵されており，遅延時間短縮のためのメモリ削減も必要ない．その結果，遅延後の温度信号波形に乗るノイズが低減され，かつ数 kHz まで波形歪みが発生しない遅延処理を行うことが可能である．また，回路内の部品点数低減のメリットも有する．本素子のスペックでは，有効なクロック周波数 f_L の範囲は 2~6 MHz と決められている．本素子の最速モードにおいて，この f_L により実現可能な遅延時間は， $\Delta t = 0.143 \text{ m sec} \sim 0.048 \text{ msec}$ となる．前述のように M50195 では，必要な遅延時間に対し Δt が過大だったが，M50198P の場合，逆に素子単体での Δt が小さ過ぎ，本研究で要求される $\Delta t = 1 \text{ msec} \sim 0.083 \text{ msec}$ を満足できない．本素子の場合， Δt と f_L 間には逆比例の関係が成立するため， f_L をスペック値より小さくすれば， Δt をスペック値より増やすことは可能である．

しかし検討の結果， f_L をスペック値より小さくすれば，遅延後の温度波形の時間的分解能が劣化するだけでなく，素子の動作が不安定となり，遅延後の波形が大幅に変形することがわかった．よって，あくまでスペック範囲内の f_L を使用することにより，波形変形を避けつつ，必要な Δt を実現する必要がある．

本研究では，本素子を直列に 10 段配置することにより，大きい Δt

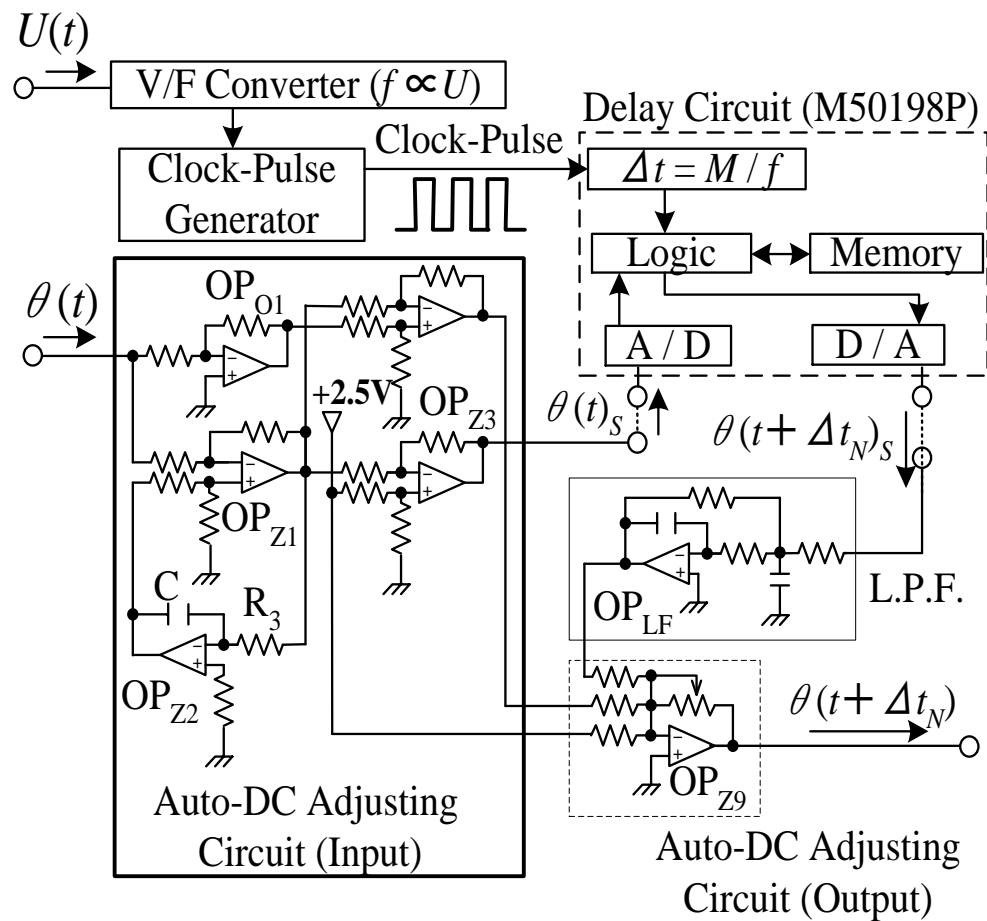


Fig. 2-16 Automatic DC adjustor circuit.

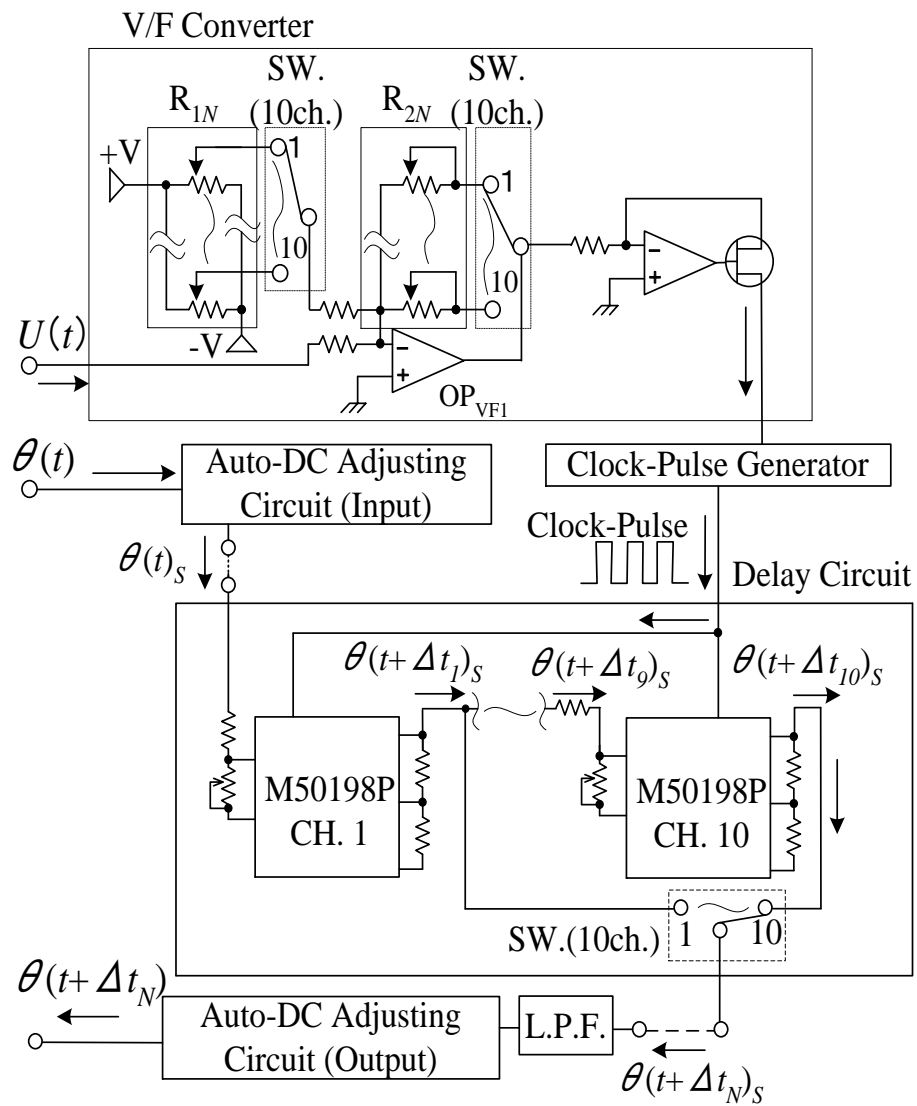


Fig. 2-17 Detailed schematic of the delay circuit.

を得られるようにした。そして切替スイッチにより、1～10 段の任意の段（ N 段目）から出力できるようにした。測定位置における流速 U の範囲に対応した Δt が得られる N 段目から信号を抽出することにより、適切な遅延時間 Δt_N を得ることができた。

検討の結果、上記スペックを上回る f_L (2～15 MHz) まで正確に遅延することが可能であることがわかった。また、全 10 段で $U=0.75\sim 12$ m/s に対応する $\Delta t_N=1.34$ msec ~ 0.083 msec (遅延誤差 ± 3 μ s 以内) が得られ、かつ DC ~ 6 KHz までの全帯域で波形変形が生じないことを確認した。上記 U は本研究における熱線流速計の適用範囲であり、実用上、本回路は十分な遅延性能を有すると言える。

2.4.2 振幅・DC 電圧自動調整回路

前出 3) に述べた、変動の周期が短く、かつ振幅が大きい流れ場の計測中、手動による調整が間に合わず温度信号が入力スペックを満たせない瞬間が頻出する欠点に対して、本研究では新たに、これらの調整を全て自動で行う振幅・DC 電圧自動調整回路を開発した。

図 2-16 中の太線で囲んだ部分に、その回路図を示す。本回路は、遅延素子入力部に装着される。増幅率 1 未満の増幅回路を用いて、入力時の温度変動 θ' の最大振幅を $1V_{p-p}$ 以下にした。この回路により、遅延素子への入力時に温度信号は自動的に振幅の入力スペックを満たす。遅延回路出力部に設けた増幅率 1 以上の増幅回路により、遅延後の温度信号は元の振幅に復元される。

計測開始前, 流れ場内で温度振幅が最大となる位置にプローブを設置し, 定電流型温度計の出力波形から流れ場内での最大振幅 $\theta'_{max} V_{P-P}$ を求める. その振幅が $1 V_{P-P}$ 以下になるよう, 図中の差動増幅器 OP_{Z1} と反転増幅器 OP_{O1} の増幅率を同じ値 (1 未満) に設定する. 次章以下に示す, 本研究の加熱円柱後流場においては, この増幅率が $1/3$ 程度となる場合が多かった.

計測中, 温度計から入力された温度信号 $\theta(t)$ は, 積分回路 OP_{Z2} で積分され, 平均温度 θ が得られる. θ は, 減算回路 OP_{Z1} に入力され, 元の温度信号 $\theta(t)$ との間で $\theta(t) - \theta$ の演算を行なう. その結果, $\theta(t)$ の DC 成分が除去され, $\theta(t)$ の変動成分のみが出力される. 計測中, 回路内での調整は一切不要である.

この, 振幅 $1 V_{P-P}$ 以下の温度変動成分信号に対し, 遅延素子の入力スペックを満たすよう, 加算回路 OP_{Z3} で新たに $+2.5 V_{DC}$ を加算する. この演算により, 遅延素子の入力スペックを満たす波形 $\theta(t)_S$ (振幅 $1 V_{P-P}$ 以下, DC 成分 $+2.5 V$) が得られる. この $\theta(t)_S$ は, 遅延素子 M50198P により Δt だけ遅延された後に出力される. 素子の入・出力ピンに外付けした可変抵抗器を使って素子入・出力間の増幅率を厳密に 1 に調整することにより, 遅延後 N 段目から出力される温度信号 $\theta(t + \Delta t_N)_S$ は, 振幅 $1 V_{P-P}$ 以下, DC 成分 $+2.5 V$ を維持している. これを, 波形変形の小さいベッセル型ローパスフィルタ回路 OP_{LF} を通過させることにより, $\theta(t + \Delta t_N)_S$ の高周波ノイズ成分を除去する. フィルタのカットオフ周波数は, 本研究で温度信号の上限周波数としている約 $4 kHz$ より 1 桁程度大きく設定し, $60 kHz$ とした. その結果, 温度信号がフィルタを通過する時に生じる位相ずれを $6 deg.$ 以下に抑えることができた.

遅延回路出力部に設置した差動増幅回路 OP_{Z9} の増幅率は、回路入力部に設置した OP_{Z1}, OP_{O1} (前出) の増幅率と連動させる回路構成にしている。それにより、遅延回路入・出力間での調整を省略することができた。

遅延後の温度信号の平均値 $\theta(t+\Delta t_N)_S$ 及び振幅 $\theta'(t+\Delta t_N)_S$ は、遅延前の温度信号 $\theta(t)$, 及び $\theta'(t)$ と完全に一致していることを確認している。

2.4.3 遅延時間調整法

本回路では、全ての素子に同一のクロックを入力している。よって各素子に遅延時間 Δt の個体差が無いと仮定した場合、 N 段目の素子から出力される累積遅延時間 Δt_N は、 $\Delta t_N = \Delta t \times N$ であると考えられる。

本研究で使用する I-I 型 (図 2-19), もしくは I-X 型プローブ (次章図 3-2 参照) の場合、温度・速度検知部間の距離 $L=1$ mm であり、 $\Delta t=L/U$ より、 U が大きい瞬間の遅延時間 Δt は小さくなる。

本素子は、クロック周波数 f_L が高いほど Δt が小さくなる機能を有する。よって、 U と f_L を比例関係にすれば、 U と Δt を逆比例させることができる。すなわち、最小流速 U_{min} 時に最小クロック周波数 f_{Lmin} , 最大流速 U_{max} 時に最大クロック周波数 f_{Lmax} , かつ $U_{min} \sim U_{max}$ 間で U に比例する f_L を発生させて遅延素子へ入力する。その結果、 N 段目における遅延時間は、 $U_{min} \sim U_{max}$ 間で、 $\Delta t_N = N \times \Delta t_{max} \sim N \times \Delta t_{min}$ となる。以下、遅延時間から逆算した流速を換算流速と称し、 U_{CN} で表す。

冷線・熱線間距離 L m を使うと、 N 段目での換算流速は $U_{CN} = L/\Delta t_N$ となる。本遅延回路で実現可能な最小～最大換算流速 $(U_{CN})_{min} \sim (U_{CN})_{max}$ が、実

流速 $U_{min} \sim U_{max}$ と一致するようクロック周波数 f_L を調整すれば、 N 段目での正確な遅延を実現できるはずである。

例として、 $N=8$ 段目から遅延後の温度信号を出力させる場合を示す。最初に、図 2-17 に示した V/F 変換回路内の反転加算回路 OP_{VF1} において、8 段目用の半固定抵抗 $R_{1N (N=8)}$ を調整して OP_{VF1} へ入力する加算 DC 電圧を $0V$ にする。次に、8 段目用の半固定抵抗 $R_{2N (N=8)}$ を調整して OP_{VF1} の増幅率を 1 にする。この V/F 変換回路に実流速 $U=1 \sim 6 \text{ m/s}$ を入力し、その出力をクロックパルス発生回路に入力すれば、周波数 f_L のクロックパルスが得られる。その結果を、図 2-18 に示す。この時、実際に出力されたクロックパルスの周波数は、 $f_L=1 \sim 6 \text{ MHz}$ (図中、 Δ で示す) であった。そして 8 段目の素子における最大・最小遅延時間は、 $\Delta t_{8 \text{ max}} \sim \Delta t_{8 \text{ min}}=1.0 \sim 0.33 \text{ ms}$ となった。これを基に算出された換算流速 U_{C8} を、同図に \circ で示す。 $(U_{C8})_{min}=1/\Delta t_{8 \text{ max}}=1 \text{ m/s} \sim (U_{C8})_{max}=1/\Delta t_{8 \text{ min}}=3 \text{ m/s}$ となり、上記実流速 U ($1 \sim 6 \text{ m/s}$) と一致しなかった。これは、V/F 変換回路で設定した加算 DC 電圧 ($=0V$) と増幅率 ($=1$) が不適切であったため、速度信号 U に対し適切な f_L が出力されなかったことを示す。よって、速度信号 U に対し適切な f_L を発生させるため、反転加算回路 OP_{VF1} へ入力する加算 DC 電圧と OP_{VF1} の増幅率を変更する。ここで得られた実流速 U 、換算流速 U_{C8} (\circ) 間に最小二乗法を適用し

$$U=0.0303+2.028U_{C8}=2.028 \times (0.0149+U_{C8}) \quad (2-15)$$

を得た。上式に基づき、 $R_{1N (N=8)}$ で加算 DC 電圧を $0.0149 V$ に、 $R_{2N (N=8)}$ で

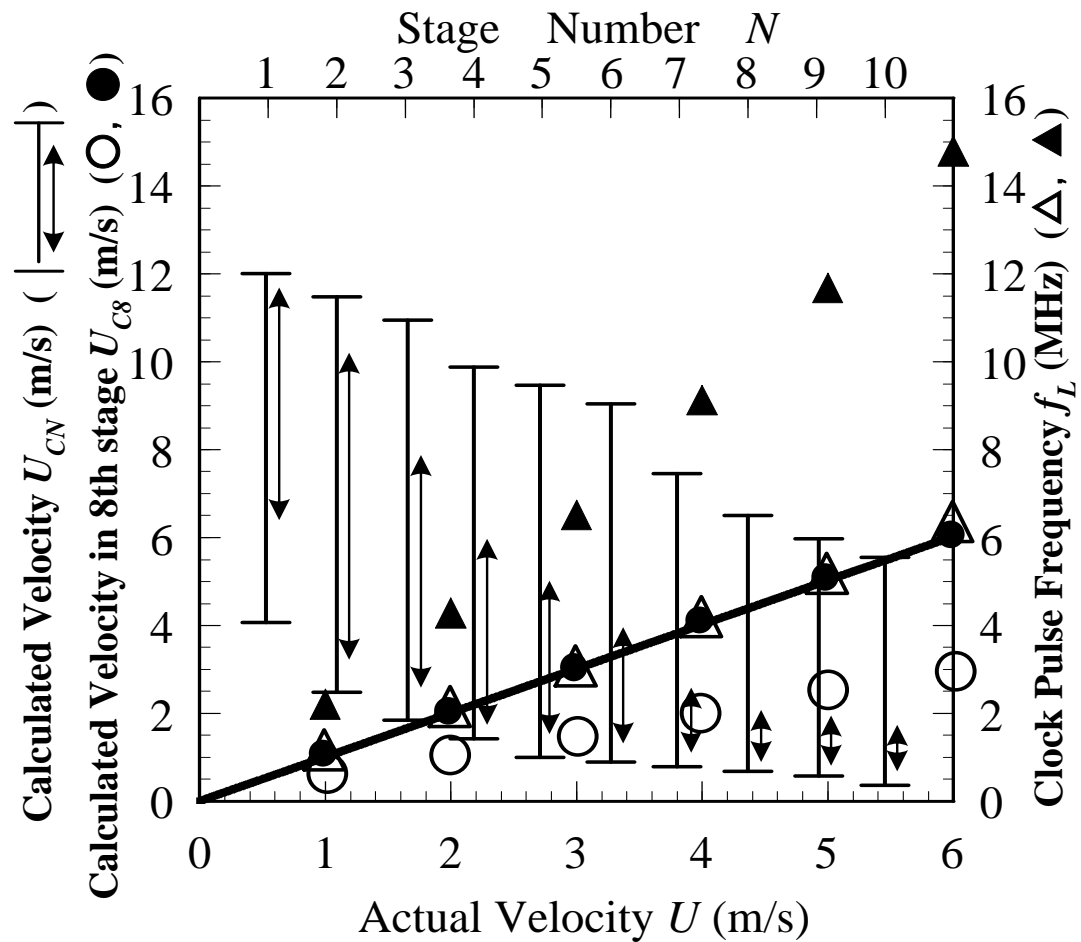


Fig. 2-18 Relation between U_{C8} , calculated from Δt_8 , clock pulse frequency, the actual flow velocity at the 8th stage, and effective U_{CN} range in each stage.

Δ , \circ : Before adjustment. \blacktriangle , \bullet : After adjusted by variable resistors.

Effective U_{CN} range ; \longleftrightarrow : error $\leq 3 \mu\text{s}$, T : error $\leq 80 \mu\text{s}$.

増幅率を 2.028 に、それぞれ再設定した。その結果も、図 2-18 に示す。

$U=1\sim 6\text{ m/s}$ の範囲内で、 $f_L=2\sim 15\text{ MHz}$ (▲)、 $U_{C8}=1\sim 6\text{ m/s}$ (●) を得ることができ、実流速 U と換算流速 U_{C8} 間で完全な線形性を確保できた。

本回路は、各素子の遅延時間の累計で、乱流場の計測時に必要となる Δt を実現している。よって同一 U (すなわち同一 f_L) でも、出力段が違えば Δt は異なる。更に、同一 f_L を入力しても、各素子から出力される Δt には個体差があり、これによるばらつきは、遅延性能上、無視し得ない。

よって、8 段目で確保された上記 U と Δt 間の線形性は、他の段から出力した場合の線形性をも保証するものではない。そのため、スイッチで切替え可能な各段専用のクロック発生回路を設置し、全ての段における加算 DC 電圧と増幅率の調整を個別に行うことにより、全ての速度範囲における線形性を確保した。

流れ場の種類により、 Δt の許容可能誤差は異なる。図 2-18 に、最高精度時の $\pm 3\ \mu\text{s}$ (333 kHz の速度変動に相当) 以内とした場合、及び、本研究の流れ場において実用上支障がないと思われる $\pm 80\ \mu\text{s}$ (12.5 kHz の速度変動に相当) 以内とした場合の有効流速範囲を、それぞれ (↔) 及び (—) より示す。例えば 1 段目 ($N=1$) での有効流速範囲は、許容誤差 $\pm 3\ \mu\text{s}$ 時が 6.5 ~ 11.7 m/s、許容誤差 $\pm 80\ \mu\text{s}$ 時は 4.0 ~ 12.0 m/s となる。計測中は、その位置での平均流速に合わせて出力段を切り替える。

一例として、許容誤差 $\pm 80\ \mu\text{s}$ の場合、0.4 m/s ($N=10$) ~ 12 m/s ($N=1$) の範囲で、正確な遅延信号を得ることができた。また、全段の線形性を調整した後、電源の ON-OFF を繰り返しても、遅延特性は変化せず、再調整の必要は全くなかった。

2.4.4 遅延部測定結果

図 2-19 に，遅延部の検討時に使用した I-I 型プローブを示す．上流側に直径 $d_w=2.5 \mu\text{m}$ ，長さ 2 mm の冷線，下流側に $d_w=5 \mu\text{m}$ ，長さ 1 mm の熱線を，水平かつ互いに平行になるよう配置した．

冷線から生じる後流の影響が下流側の熱線に及ばないためには，冷・熱線間距離は $140 \times d_w=0.35 \text{ mm}$ 以上必要とされる (Hishida & Nagano⁽⁴⁴⁾) ので，本研究では，プローブ製作時の容易さを考慮し，線間距離を厳密に 1 mm に設定した．凍結仮説 (Taylor⁽⁴⁵⁾) を用いると，線間距離 L ，流速 U ，遅延時間 Δt の間には， $\Delta t=L/U$ の関係が成立する (蒔田ら⁽³⁵⁾)．線間距離 1 mm， $U=1 \sim 12 \text{ m/s}$ の場合，温度信号を遅延すべき時間は，前述のように $\Delta t=0.083 \text{ ms} \sim 1 \text{ ms}$ となる．

図 2-20，図 2-21 に，一様流速 $U_0=3.0 \text{ m/s}$ ，室温との温度差 $\Delta\theta=50 \text{ }^\circ\text{C}$ の加熱自由噴流内 $X/h=1$ ， $Y/(0.5h)=+1$ において上記 I-I 型プローブにより温度・流速を同時計測した瞬間波形，及び温度信号 $\theta(t)_a$ ， $\theta(t)_b$ のパワースペクトルを示す． h は，使用した風洞出口（正方形断面）の一辺長さ 60 mm である．

図 2-20 では，遅延前の信号 $\theta(t)_b$ に対し，遅延部 8 段目からの出力温度信号 $\theta(t)_a$ が，同一波形を維持したまま (a) 瞬間流速 $U=2.2 \text{ m/s}$ 時に $\Delta t=0.45 \text{ ms}$ ，(b) $U=4.9 \text{ m/s}$ 時に $\Delta t=0.20 \text{ ms}$ だけ正確に遅延されている．瞬間流速の変動に対し，遅延時間が高精度で追従していることがわかる．

図 2-21 では， $\theta(t)_b$ と $\theta(t)_a$ のパワースペクトル分布が，4 kHz の帯域までよく一致していることが示されている．本回路の遅延素子の性能を超える

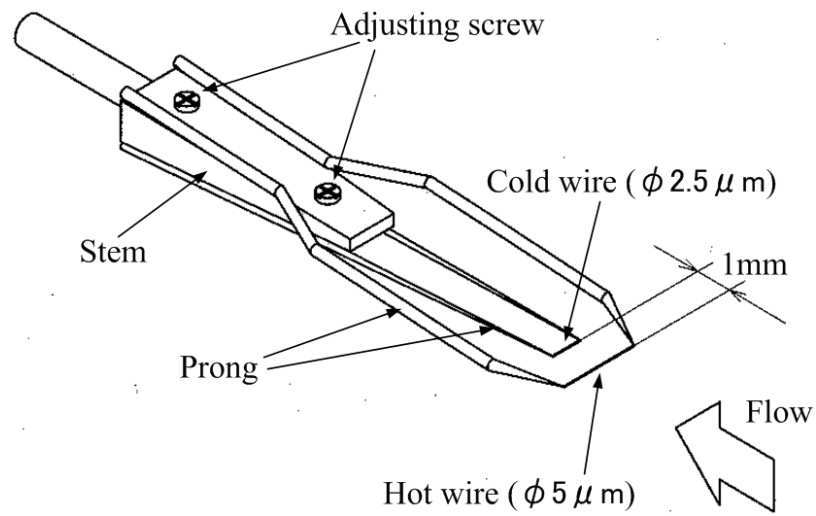


Fig.2-19 I-I type probe for present thermo-anemometer.

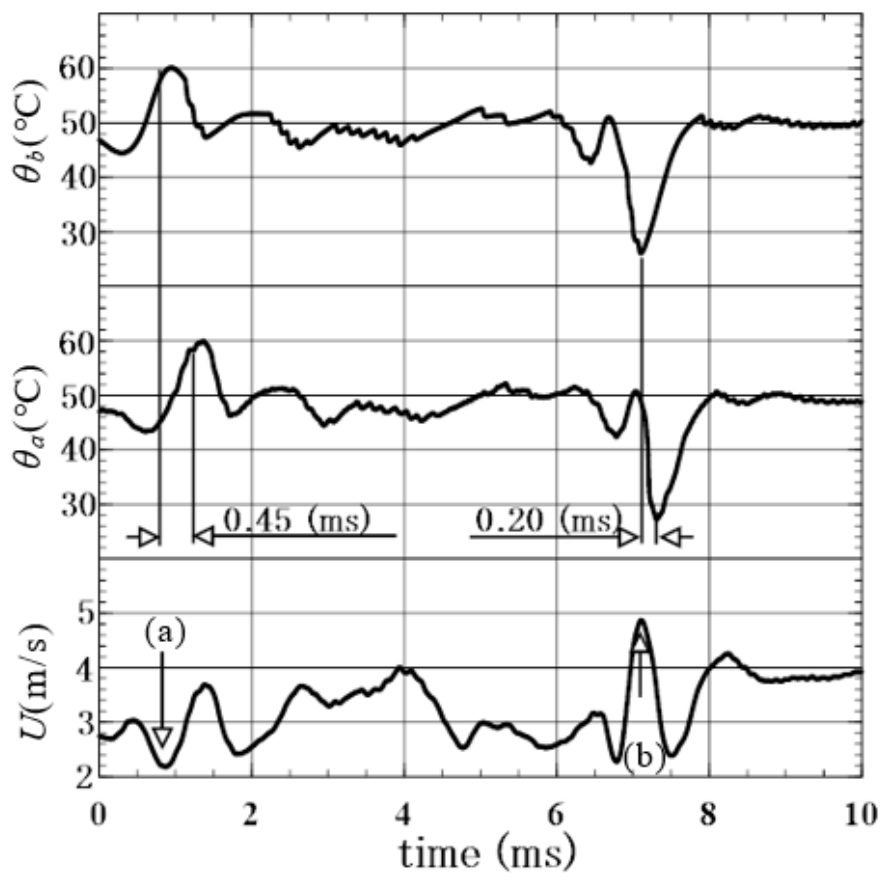


Fig. 2-20 Comparison among the time traces of θ_a , θ_b , U between before and after delay in the 8 th stage at $X/h=1$, $Y/(0.5h)=1$.

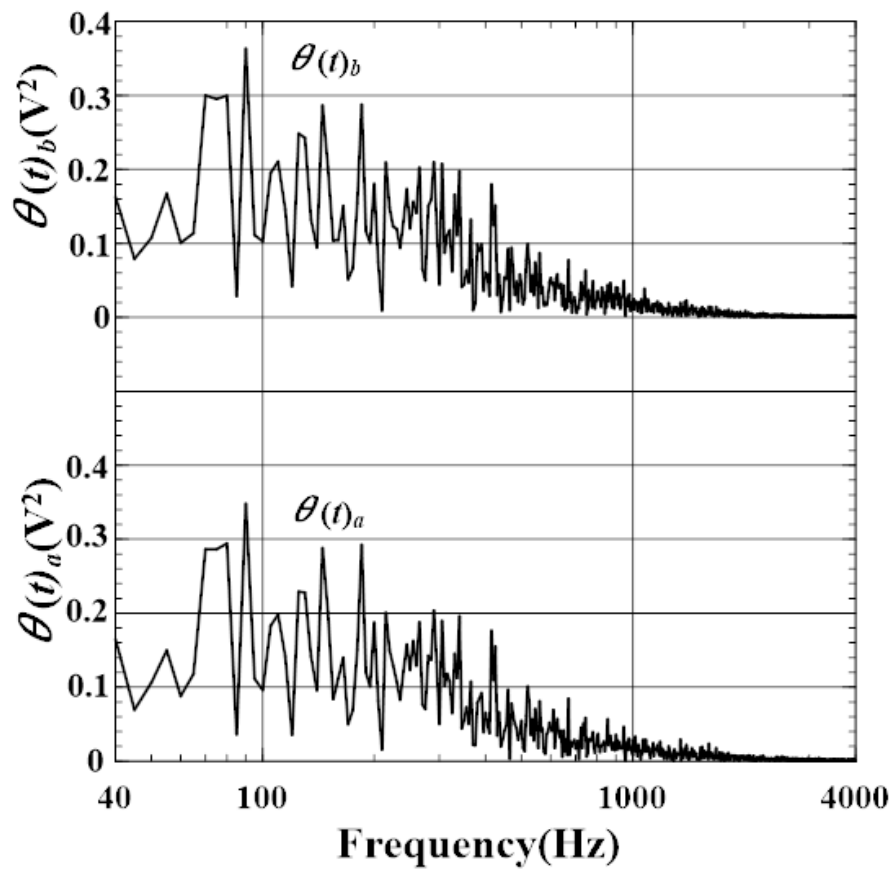


Fig. 2-21 Comparison of the power spectra of $\theta_a(t)$ and $\theta_b(t)$ between before and after delay in the 8 th stage at $X/h=1$, $Y/(0.5h)=1$.

6 kHz 以上でノイズや位相遅れの影響が現れ始めるが（図示せず），本研究で対象とする温度信号の上限周波数が 4 kHz 程度であることを考慮すれば，本回路は，十分な性能を有していると言える．

図 2-22 に，水平な加熱円柱後流内で同時計測した，温度 θ と X, Y 方向流速 U_h, V_h の瞬間波形を示す．実験条件は，一様流速 $U_0=5$ m/s，直径 $D=30$ mm， $\Delta\theta=140$ °C（加熱時：添字 h で表記）である．レイノルズ数 $Re_D=U_0D/\nu=10000$ である．座標原点は円柱軸とし，計測位置は $X/D=3$ （流れ方向）， $Y/D=+0.17$ （高さ方向）である．

比較のため，非加熱円柱後流（ $D=30$ mm）内の同位置で，通常の熱線流速計（無補償）を使って得られた X, Y 方向流速 U_{nh}, V_{nh} も示す．同図の瞬間波形では，温度波形 θ が，20 °C 程度の振幅で変動している． U_h と U_{nh} ， V_h と V_{nh} を比較すると，流れが乱流であり，かつ加熱・非加熱の計測を同時に行うことは不可能であることから，瞬間波形の形状は異なる．しかし，加熱による流速の減衰は見られず，それぞれの流速の平均値，及び速度乱れ強さはほぼ等しい．よって， U_h と U_{nh} ， V_h と V_{nh} はそれぞれ統計的に一致している，と見なしてよい．

図 2-23 に U_h と U_{nh} のパワースペクトルを示す．計測条件は図 2-22 と同じである．各周波数で両者の分布はほぼ一致している．

図示しないが， V_h と V_{nh} のパワースペクトルもほぼ一致すること，及び $U_0=5$ m/s の気流中，各種 $\Delta\theta$ に設定した加熱・非加熱円柱後流内の本計測位置においては，高次相関量を除き上記パラメータに本質的な違いが生じないことを確認している．

以上のことから，本補償法の有効性が明確となった．これらの結果

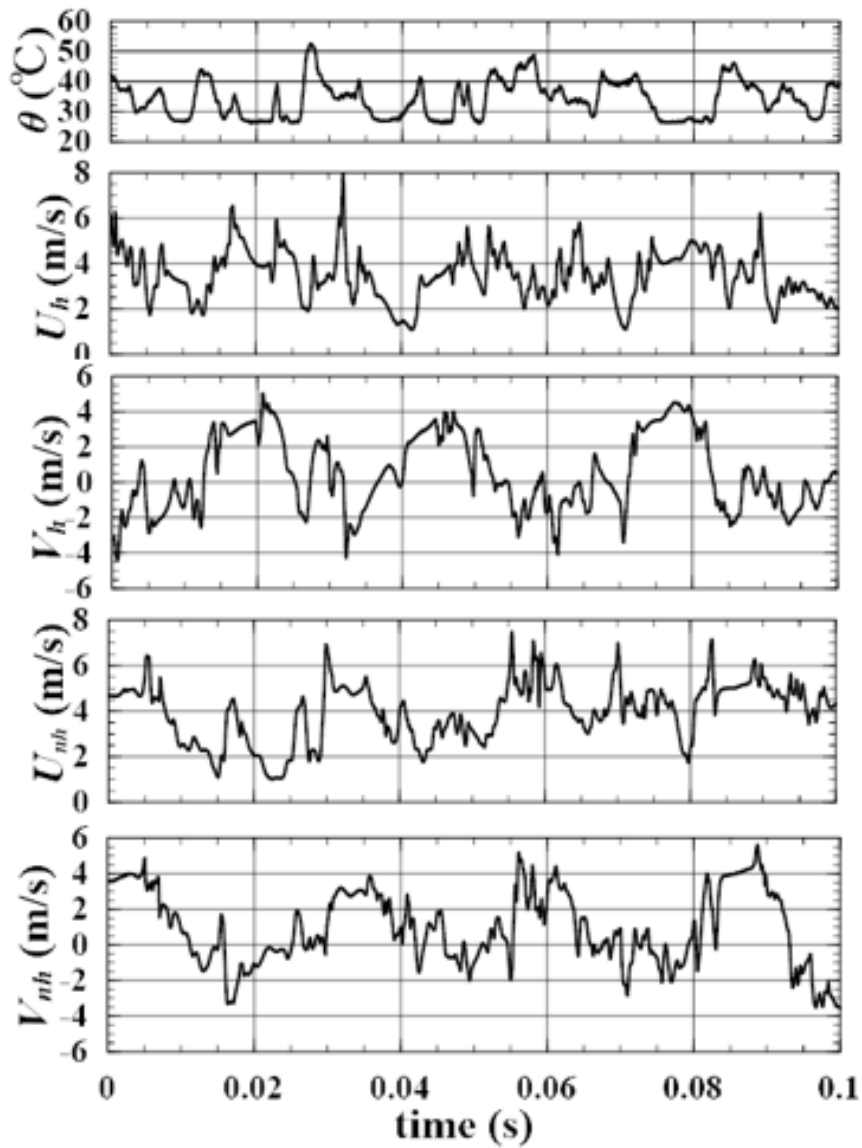


Fig. 2-22 Comparison among the time traces of temperature and velocity fluctuations behind a heated and a non-heated cylinder wake ($Re_D=10000$, $\Delta\theta=140$ °C, $X/D=3$, $Y/D=+0.17$).

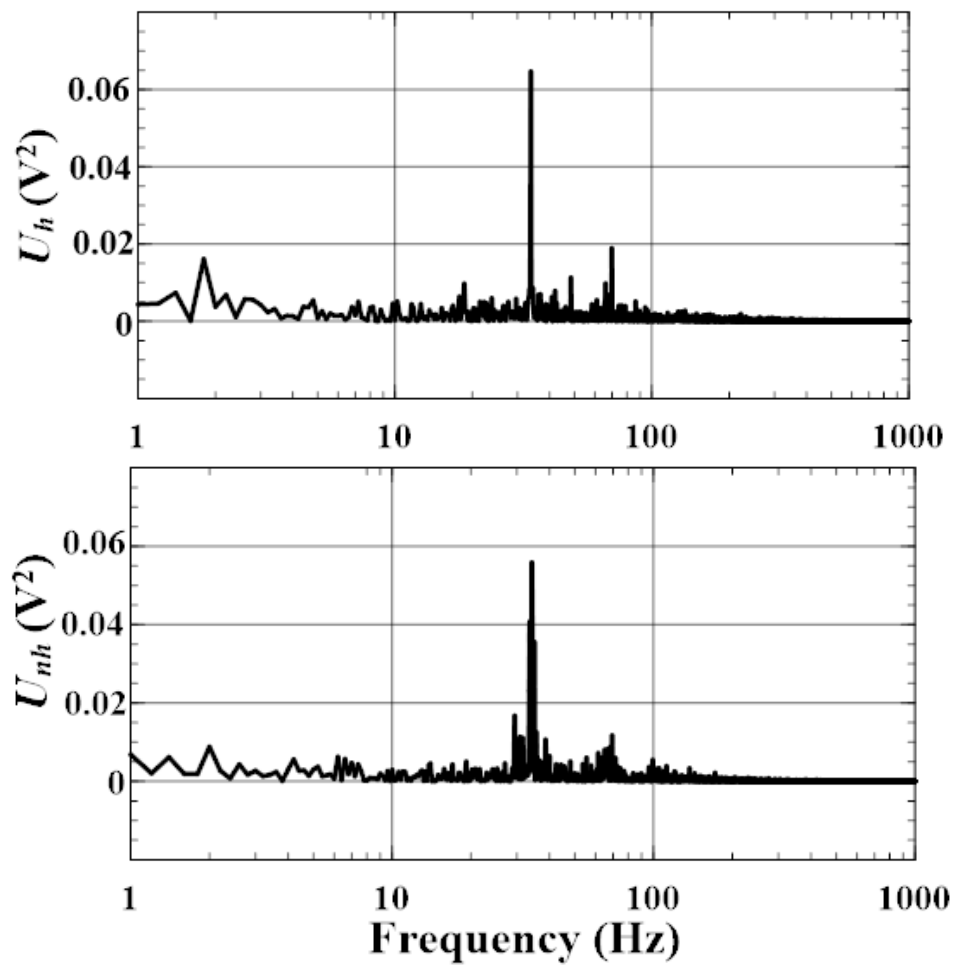


Fig. 2-23 Comparison between the power spectra of the velocity fluctuations for heated and non-heated cylinder wake ($Re_D=10000$, $\Delta\theta=140^\circ\text{C}$, $X/D=3$, $Y/D=+0.17$).

は、温度変動場の計測で、厳密な高次相関量を得ることを可能にする、と考えている。

2.5 本章のまとめ

本章では、温度と速度が同時に変動する流れ場において、高精度な温度・速度の同一位置・同時刻計測が可能な温度流速計を実現するため、蒔田らの温度流速計⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾に残された問題点を明らかにし、それらを解決するための方策を提示した。

これらの改良により、高温気流中で高周波領域まで温度・速度変動を高精度かつ効率よく計測できる温度流速計を実現し、さらにその性能評価を行った。これらの結果を要約し、以下の結論を得ることができた。

(1) ワイヤ温度の関数として厳密に導出した温度補償式に基づく温度補償回路の開発により、温度変動場における速度信号に対して、より高精度な温度補償が可能となった。

(2) 任意の気流温度でワイヤ温度の設定が可能な回路の開発により、温度補償係数設定の所要時間を短縮できた。また、 $U_0=1\sim 10.5$ m/s, $\theta_r \leq \theta_a \leq 120$ °Cの範囲において、簡単な調整のみで速度信号の変形・減衰を防止できる流速補正回路を開発し、速度信号の高精度化実現に必要な回路各部の調整を簡素化することができた。その結果、非熟練者でも容易に高精度な較正を行うことが可能となり、較正完了までの所要時間を従来の 1/10 程度まで短縮できた。

(3) 新たに採用した高いサンプリング周波数を持つ遅延素子を 10 段直列に配列することにより, 補償不足や過補償による温度信号の変形を約 6 kHz まで防ぐことが可能な遅延補償回路を開発し, より広い帯域での厳密な温度・速度信号の同一位置・同時刻計測が可能となった. また, 振幅・DC 電圧自動調整回路を開発し遅延補償回路の入出力部に外付けすることにより, 計測中, 遅延補償部の入出力部における調整を自動化することができた.

(4) 上記の諸結果から, 温度が変動する流れ場における温度・速度変動間の高精度な高次相関量の導出が可能な, 新型計測システムを完成することができた.

第 3 章

加熱円柱後流平均場について

3.1 はじめに

本章及び次章では，前章で説明した温度流速計を用いて，温度変動を伴う流れ場の中の一つである加熱鈍頭物体後流の計測を行い，加熱が，後流構造及び流れ場内での輸送機構に及ぼす影響を明らかにすることを目的とし，考察を行う．

温度変動を伴う流れ場のうち，加熱鈍頭物体後流は我々の日常生活の中で最も身近かつ多方面で利用されているものの一つである．この流れの形態は，第 1 章で述べた通り，工学・気象学・環境学の各分野における多種多様な場面で見ることができる．そのため，この流れ場内での熱・運動量輸送機構を明らかにすることができれば，各種工業製品の性能及び効率向上や，省エネルギー化を実現できるだけでなく，気象の長期予測や有害物質拡散予測の精度向上等，気象学・環境学的にも価値が高い．

本研究では，構造が最も単純な，加熱円柱後流を対象とする．

従来，加熱円柱後流に関しては，浮力と同方向である鉛直上向きの主流に直交した水平加熱円柱に関する報告が多い (Noto et al.⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾, Badr⁽²¹⁾など)．

これらの研究により，円柱表面温度の上昇とともに非加熱時とは異なる後流構造に変化することが明らかにされている．例えば表面温度の上昇と共に，円柱からの渦放出周波数 f_c (速度変動スペクトルがピークとなる周

波数)が減少すること, 後流構造が, 非加熱時の Karman 渦列(千鳥配置構造)から徐々に対称渦列へと変化し, 最終的には渦放出の周期性が消滅し, 円柱背後に位置を固定された一対の安定な双子渦となること, 等である. しかし前章で述べた理由により, 手法としては数値計算や可視化による研究がほとんどを占め(例えば Hatanaka and Kawahara⁽⁴⁷⁾), 温度・速度変動の同時計測による研究例(Mori et al.⁽²³⁾)は非常に少ない.

一方本研究で対象とする, 水平な主流内に直交して水平に設置された加熱円柱後流は, 上下非対称な構造を有し, これが本流れ場の最も大きな特徴となる. 本流れ場特有の現象である構造の非対称化が, 後流内での熱・運動量輸送機構に与える効果を明らかにすることができれば, 温度変動を持つ他の流れ場内の熱・流体力学的特質をも, より深く理解することが可能になると思われる.

水平加熱円柱後流に関する過去の研究は, 平面噴流(2次元と見做し得る噴流)のポテンシャルコア(速度分布が一様な範囲)内に水平に設置した, 直径 $D=0.254\text{ mm}$ の円柱(スチール弦)を電氣的に加熱し, $\Delta\theta=0\sim 195\text{ }^\circ\text{C}$, $20 < Re_D = U_0 D / \nu < 40$ の条件下で, 抵抗線温度計により後流内の温度場を測定した Lecordier et al.⁽²⁵⁾等がある. 彼らの研究により, 円柱表面温度の上昇と共に渦放出が抑制されること等が明らかにされた. しかし速度場の計測及び高次相関量の導出には至っておらず, 後流構造の非対称化や加熱が流れ場の輸送機構に及ぼす効果については, 全く言及されていない.

速度信号への温度補償を行わない通常の熱線流速計を用いた計測例としては, 例えば Browne and Antonia⁽³²⁾は, 主流と円柱表面間の温度差 $\Delta\theta=213\text{ }^\circ\text{C}$, $Re_D=1193$ とした加熱円柱後流内の $X/D=200\sim 600$ において, 抵抗線温度計

を併用して温度，速度の計測を行い，レイノルズ応力分布やスパン方向での熱流束 ($v\theta$ 相関) 等を算出した．また，Matsumura and Antonia⁽³¹⁾は， $D=12.6$ mm， $Re_D=5830$ の加熱円柱後流内の $X/D=10\sim 40$ において，I 型冷線と X 型熱線を組み合わせた 3 線プローブにて計測を行い，温度・速度相関量，渦度，温度分布等を調べた．これらはいずれも，温度変動による速度信号の誤差を無視できるよう，測定領域内での温度変動振幅を $1\text{ }^\circ\text{C}$ 以下にした流れ場で計測を行っている．この程度の温度差は後流構造が非対称化するには小さ過ぎるため，流れ場の非対称化が輸送機構に与える効果はほとんど明らかにされなかった．また温度・速度信号間で同一位置・同時刻計測の条件が満たされていないため，得られた相関量の信頼性は高いとは言えなかった．

前章でも述べた様に，通常の熱線流速計の場合， $\Delta\theta$ が大きい温度変動場では速度信号の精度が劣化する．よってこのような流れ場の研究には，可視化，あるいは温度変動による速度信号の誤差を生じない LDA (もしくは LDV) や PIV 等による速度計測，もしくは数値計算が多かった．

LDA による計測としては，例えば Dumouchel et al.⁽⁴⁸⁾は，層流平面噴流中に置いた $\Delta\theta=150\text{ }^\circ\text{C}$ ， $Re_D=46.1$ の加熱円柱後流内で， $X/D=1\sim 10$ の範囲で速度場を計測し，2 次元定常流れから周期的な 2 次元後流への遷移の解明や，速度場の構造等を特徴付けるパラメータの導出を試みた．また Wang et al.⁽²⁶⁾は， $D=1.07$ mm， $Re_D=163$ の気流中で， $\Delta\theta=300\text{ }^\circ\text{C}$ 程度に加熱した円柱後流の速度場を $80\leq X/D\leq 120$ の範囲で測定し，温度によらずストローハル数が同一曲線上に載ることを示した．さらに Maeda and Hishida⁽⁴⁹⁾は，2 台の LDA と熱電対を用いて， $Re_D=300\sim 1000$ ， $\Delta\theta\leq 33\text{ }^\circ\text{C}$ の加熱円柱後流

で、 $X/D=1\sim 5$ の温度・速度の平均場、及び両変動の乱れ強さを計測した。他にも PIV による速度計測としては、Kieft et al.⁽³³⁾の様に、小さい温度差 ($\Delta\theta=5\text{ }^\circ\text{C}$ 程度) でも大きな浮力が得られる水平な水流中 ($U_0=8.9\text{ mm/s}$, レイノルズ数 $Re_D=75$, リチャードソン数 $Ri_D=g\beta\Delta\theta D/U_0^2\cong 1.0\sim 1.5$) で、数値計算との併用により加熱円柱後流内の $X/D\leq 22$ における渦度分布を求め、加熱による $Y/D>0$ 側の渦列内での渦度増と $Y/D<0$ 側渦列内での渦度減を示した研究もある。また矢作⁽⁵⁰⁾は、 $Re_D\cong 250$ の気流中で $\Delta\theta=0\sim 580\text{ }^\circ\text{C}$ まで変化させ、 $X/D=1.25\sim 5.75$ の各断面で、PIV と抵抗線温度計により平均速度・平均温度を計測し、 $\Delta\theta$ の変化に対する平均速度の変化の傾向について観察した。

可視化の例としては、 $Re_D=117$ ($U_0=14\text{ mm/s}$), $Ri_D=0\sim 1.5$ (最大 $\Delta\theta=0.91\text{ }^\circ\text{C}$) の水平な水流中で、上流側断面において上・下層渦が下方へ回り込む現象や、下流側断面における上層渦の上方への伸び、及びブルームが上方へ離脱する現象を示した、Maas et al.⁽²⁴⁾などがある。

数値計算では、Sabanca and Durst⁽²⁷⁾が $Re_D=U_0D/\nu=50\sim 150$, $\Delta\theta=0\sim 255\text{ }^\circ\text{C}$ の加熱円柱後流内で、 $X/D\leq 10$ において圧縮性を考慮した数値計算を行い、 $\Delta\theta$ の違いによる渦放出周波数 f_c や熱伝達率の変化を調べた。

しかし前章で述べたように、温度変動による速度信号誤差の無い LDA や PIV 等においても、温度・速度変動の同一位置・同時刻計測の条件が満たされていないため、検知部の熱容量による温度信号の減衰に対し正確な補償が行われておらず、信頼性の高い温度変動量及び温度・速度間の相関量は、得られていない。数値計算により得られた結果も、実際の流れ場における高精度なデータが存在しないため、信頼性の検証には至っていない。

このように、加熱による構造の非対称化が後流内の輸送機構に与える影響について、高精度なデータに基づき明らかにした研究は極めて少ない。

本研究では、本章および次章において、 Re_D が比較的高い水平な気流中で、比較的低いリチャードソン数 Ri_D を持つ加熱円柱後流を形成し、その内部で温度・速度変動の同一位置・同時刻計測を行うことにより、高精度な温度・速度信号を得る。それらを基に、信頼性の高い各種平均量や乱流諸量を求め、温度・速度変動間の高次相関量を導出する。そして得られた結果から、加熱による構造の非対称化が、後流内の輸送機構に与える影響を解明することを目指す。

本章では、主として平均場の構造と渦放出周波数に対する加熱の影響について、知見を述べる。

3.2 実験装置及び方法

3.2.1 実験装置

本実験に使用した吹き出し型低速低乱風洞を、図 3-1 に示す。全長は 7 m であり、測定部の長さは 3.5 m である。縮流ノズルは、出口形状が一辺 40 cm の正方形断面であり、絞り比は 9:1 である。ノズル出口面における平均速度分布の一様性は誤差 1 % 以内、 $U_0=10$ m/s 時の速度乱れ強さ $u_{rms}/U_0=0.08$ % である。主流に直交して水平に設置した加熱円柱(直径 $D=13$ 及び 30 mm, スパン方向長さ 450 mm) は銅製で、電気ヒーターを内蔵している。測定部両壁面に円形孔を開け、円柱表面と壁面とのクリアランスを 1 mm としている。円柱両端を測定部壁面の外へ突き出しワイヤで吊るこ

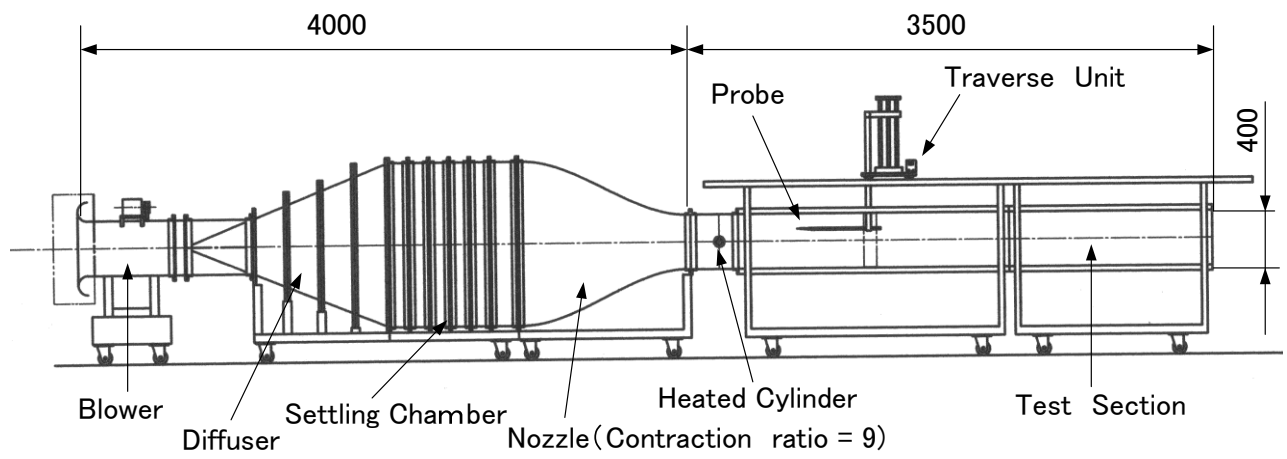


Fig. 3-1 Experimental set-up (unit : mm).

とにより、円柱を固定している。以上の手段により、円柱表面から測定部内壁への熱伝導を防ぎ、かつ円柱端部における温度場の一様性を確保した。エンドプレートは使用していない。なお $U_0=1.5 \text{ m/s}$ 時、測定部の上下左右壁面上に形成される層流境界層厚さは、本研究の測定範囲 ($X/D \leq 40$) において、それぞれ 17 mm 未満であった。

円柱に内蔵した電気ヒーターは、測定部の外側に設けた変圧器（ボルトスライダ）を介して安定化電源に接続し、円柱表面温度を任意に設定可能とした。表面温度と室温との温度差 $\Delta\theta$ の上限は、 $U_0=1.5 \text{ m/s}$ 時に $260 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 5 m/s 時に $200 \text{ }^\circ\text{C}$ である。最大温度設定時の、スパン方向全域での円柱表面温度の一様性は $\pm 5 \text{ }^\circ\text{C}$ 以内であって、十分にスパン方向で等温分布を形成していると言える。 U_0 設定後、サーマルビデオカメラ（分解能 $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ ）にて円柱下流側から各 U_0 における表面温度を計測しつつ、ボルトスライダの電圧を調整し、 $\Delta\theta$ を設定した。円柱表面温度は、フィードバック制御されていない。よって U_0 の気流中で $\Delta\theta$ を設定した後数時間放置し、円柱表面温度が定常状態に達したことを確認した後、計測を開始した。熱線プローブは、測定部上方に設置した 2 次元トラバース装置により測定部のスパン方向中央部に水平に保持した。

3.2.2 計測系

タングステン製の冷線（温度計測用）1 本と、熱線 2 本（流速計測用）で構成された I-X 型プローブを図 3-2 に、気流温度 $120 \text{ }^\circ\text{C}$ 、 5 kHz まで温度・速度間の高次相関量を導出できる二線式温度流速計（渡部ら⁽⁴⁵⁾）のブロックダイヤグラムを図 3-3 に、それぞれ示す。スチール

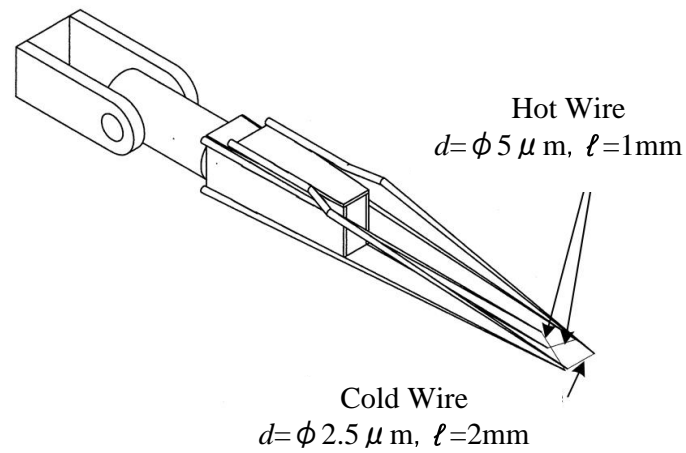


Fig. 3-2 Sensing element of I-X probe.

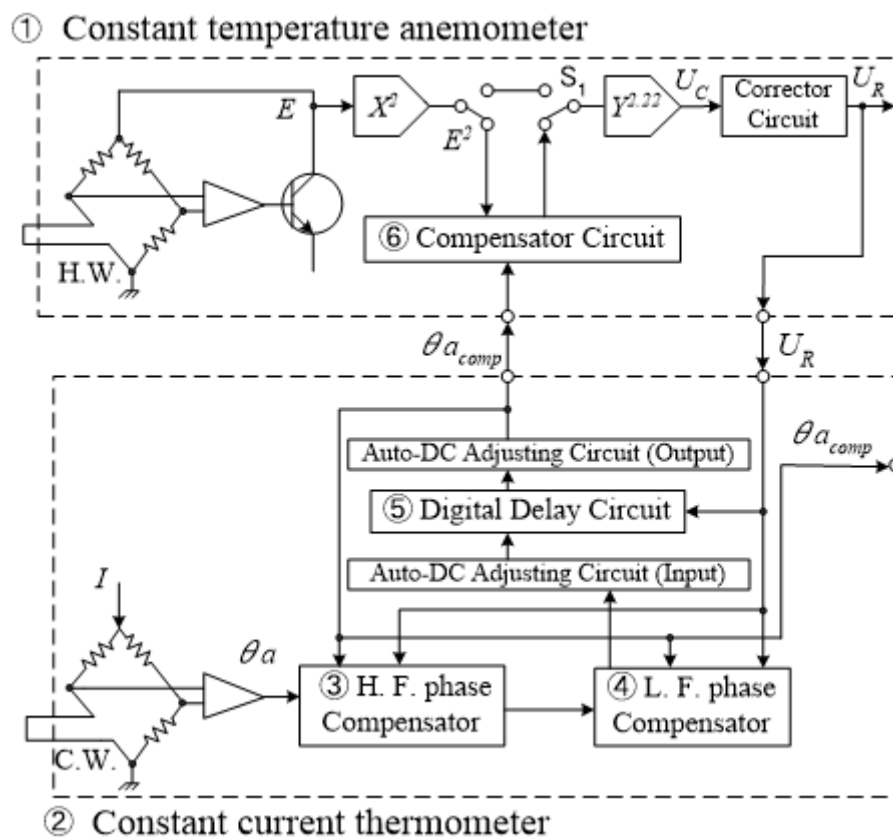


Fig. 3-3 Schematic of New Thermo-anemometer (Watanabe et al., 2013).

製プロング（支持針）の直径は，冷線用が 0.3 mm，熱線用が 0.5 mm である．上流側に配置した冷線は水平で流れに直交し，長さ 2 mm，直径 2.5 μm である．鉛直面内（冷線に直角な面）に X 型に配置された 2 本の熱線は，それぞれ長さ 1 mm，直径 5 μm であり，主流に対して各 $\pm 45^\circ$ 傾斜し，かつ互いに直交している．そして両熱線の交点が，冷線より 1 mm 下流側になるよう設置されている．熱線の相互間距離は 0.8 mm であり，加熱比は 1.5 とした．非加熱時の円柱後流内で，レイノルズ応力分布が上下点対称となる迎角にプローブを設置することにより，少なくとも 2 次の相関量まで精度よく計測できるようにしている．

座標原点は円柱の横断面中心とし，座標軸は主流方向を X ，鉛直方向上向きを Y の正方向とした．各種補償（前章参照）後の速度と温度信号は，A/D コンバータを介してサンプリング周波数 24 kHz で PC に 30 秒間取り込み，LabVIEW を用いた解析プログラムにより，各平均量及び乱流統計量等を算出した．

3.3 実験条件

室温 $\theta_r=20^\circ\text{C}$ 時の主流流速 U_0 ，円柱直径 $D=30\text{ mm}$ における非加熱時のレイノルズ数 $Re_D = U_0 D / \nu$ を用いて，空気流中での平均ヌセルト数 Nu_m を算出した．使用した実験式は， $Nu_m = 0.615 Re_D^{0.466}$ ($40 \leq Re_D \leq 4000$)， $0.174 Re_D^{0.618}$ ($4000 < Re_D \leq 40000$)（日本流体力学会⁽⁵¹⁾）である．また，円柱表面での温度差 $\Delta\theta$ を用いて，リチャードソン数 $Ri_D = g\beta\Delta\theta D / U_0^2$ を算出した．これらの結果を，表 3-1 に示す．測定断面は， $X/D=5, 10, 15, 20, 25, 30, 40$ とした．温度流速計は，室温 $\sim +120^\circ\text{C}$ の気流中で温度と流速の較正

Table 3-1 Values of U_0 , Re_D , Nu_m , and Ri_D in the present measurement
($D=30$ mm).

U_0 m/s	Re_D	Nu_m	Ri_D				
			$\Delta\theta=25$ °C	55 °C	120 °C	200 °C	225 °C
1.5	3000	25.7	0.0102	0.0207	0.038	0.0531	0.0568
2.5	5000	32.6	0.0037	0.00744	0.0137	0.0191	0.0205
3.5	7000	38.1	0.00189	0.0038	0.00698	0.00975	
5	10000	45	0.00092	0.00186	0.00342	0.00478	

を行い、実温度と実流速に対する温度流速計の出力誤差を、 $\pm 1\%$ 未満とした。前章で述べた各種補償を行うことにより、全ての温度で、温度・速度信号波形の変形、及び出力値の減衰が生じていないことを確認した。また遅延補償回路は、遅延時間誤差が $40\ \mu\text{s}$ 未満となるよう調整した。

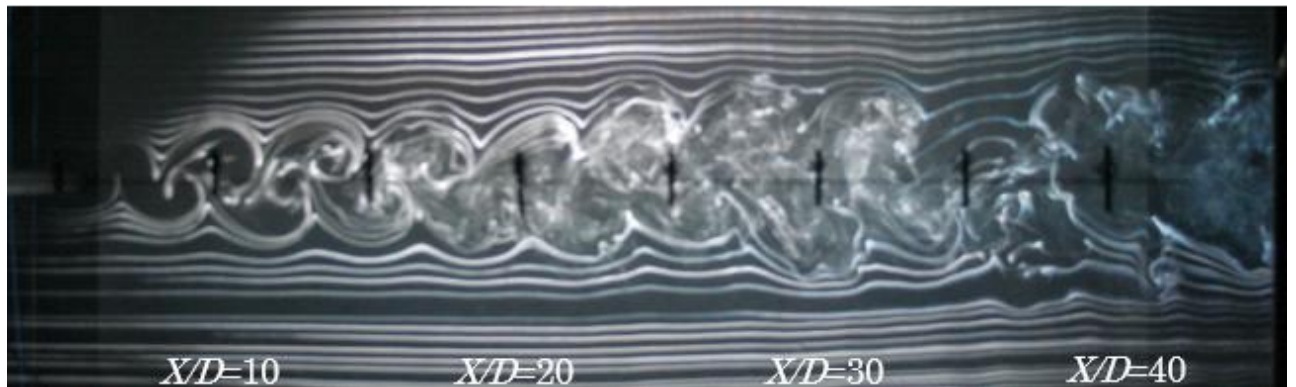
3.4 実験結果と考察

3.4.1 円柱後流可視化写真

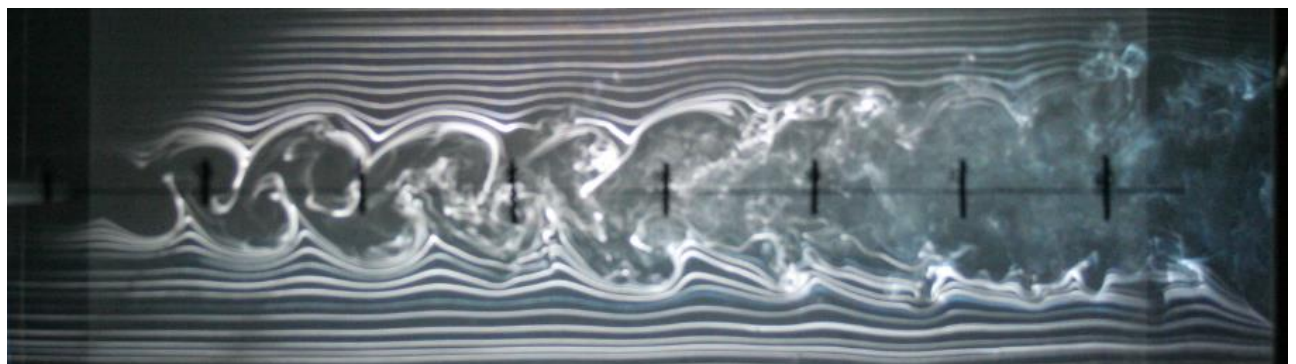
以下、円柱表面の加熱が、後流平均場の構造、及び円柱表面からの渦放出に及ぼす影響について、明らかにしていく。

本研究での計測範囲 ($X/D=5\sim 40$) が写真のフレーム内に納まる様、 $D=13\ \text{mm}$ の円柱を用いて、非加熱・加熱時のカルマン渦列を可視化した。その結果を、図 3-4 (a)、図 3-4 (b) に示す。ここでの実験条件は、 $U_0=1.5\ \text{m/s}$ 及び $\Delta\theta=225\ ^\circ\text{C}$ とした。この時の $Re_D=1300$ 、 $Ri_D=0.0255$ である。円柱直上流の鉛直方向に張った煙線は、長さ約 $400\ \text{mm}$ 、 $\phi 80\ \mu\text{m}$ のニクロム線であり、その表面に、 $3\ \text{mm}$ 間隔で銅メッキを施した (関下ら⁽⁵²⁾)。極力低い温度で発煙できる様、発煙油には、流動パラフィンと灯油を $5:1$ で混合したものを使用した。

図 3-4 (a) に示した非加熱時の渦列と比較し、加熱時の図 3-4 (b) では、加熱により $X/D>20$ で渦構造が変形し、渦スケールも大きくなっている。特に $X/D=40$ では $Y/D>0$ 側の渦 (上層渦) が、上方へ拡大していることが観察できる。本流れ場が $Ri_D=0.0255\ll 0.3$ であることから、これは、熱プルームの離脱ではなく (後述) 浮力による上層渦の伸びと考えられ、後流構造が非対称化したことを示唆している。詳細は、



(a) Non-heated case ($Ri_D=0$)



(b) Heated case ($\Delta\theta=225\text{ }^\circ\text{C}$, $Ri_D=0.0255$)

Fig. 3-4 (a) and (b) Comparison between flow patterns of the non-heated and heated cylinder wakes ($U_0=1.5\text{ m/s}$, $D=13\text{ mm}$, $Re_D=1300$).

次章で述べる。

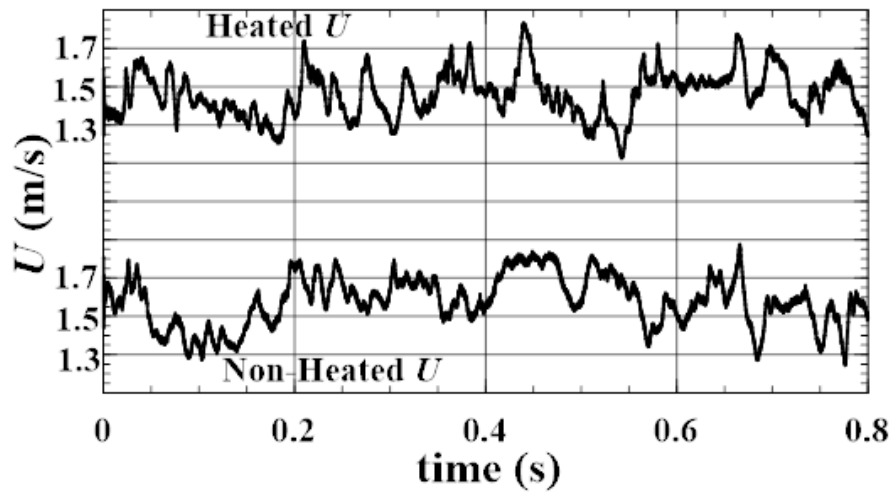
また，図 3-4 (a) と比較し，加熱時には $X/D \geq 20$ の後流内で煙が大きく乱れて拡散されており，渦相互の境界も不明瞭となっている。これは，円柱の加熱により渦崩壊が促進されたことを示唆している。さらに，渦相互の境界が比較的明瞭な $X/D < 20$ における上層渦の数は，非加熱時と比較し加熱時には減少している。これは，加熱により渦スケールが増大していることを示唆する。Sabanca and Durst⁽²⁷⁾や矢作⁽⁵⁰⁾も，加熱円柱近傍での渦スケールの増大を示しているが，場の諸条件が異なる本流れ場でも，同様の傾向が見られた。

3.4.2 渦放出周波数の変化

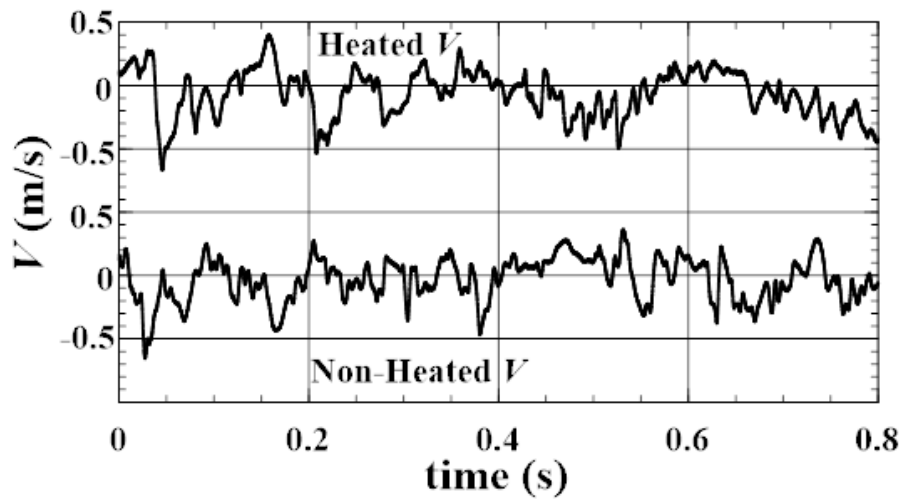
図 3-5 (a)，図 3-5 (b) に， $D=30$ mm， $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$) 時の， $X/D=20$ ， $Y/D=+1.63$ における，加熱時 ($\Delta\theta=225$ °C， $Ri_D=0.0568$) と非加熱時の速度 U ，及び V の瞬間波形を示す。非加熱時と比べ，加熱時には小さいスパイク状の波形が頻出していることから，加熱時の特徴として， U ， V 波形共に高周波成分が増大していることがわかる。

図 3-6 (a) に $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$)， $X/D=20$ ， $Y/D=+1.63$ における，加熱 ($\Delta\theta=225$ °C， $Ri_D=0.0568$) 及び非加熱時の速度 U のパワースペクトルを，図 3-6 (b) に $\Delta\theta=225$ °C ($Ri_D=0.0568$)， $\Delta\theta=25$ °C ($Ri_D=0.0102$) における，同位置での θ のパワースペクトルを，それぞれ示す。

図 3-6 (a) より，加熱時の特徴として，高周波で振幅が増大し，速度変動スペクトルがピーク値となる渦放出周波数 $f_c \doteq 9.9$ Hz における加熱時の速度変動エネルギーが，非加熱時 ($f_c \doteq 10.5$ Hz) より減少す

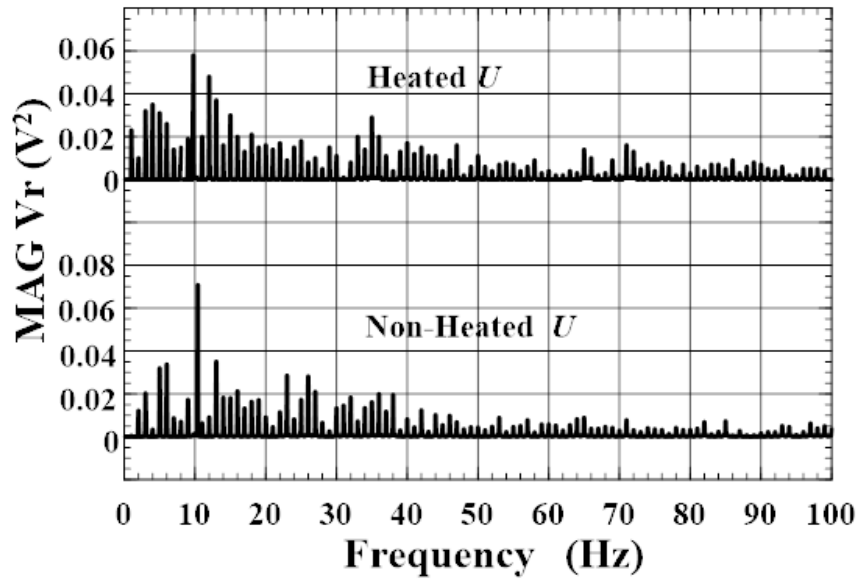


(a)

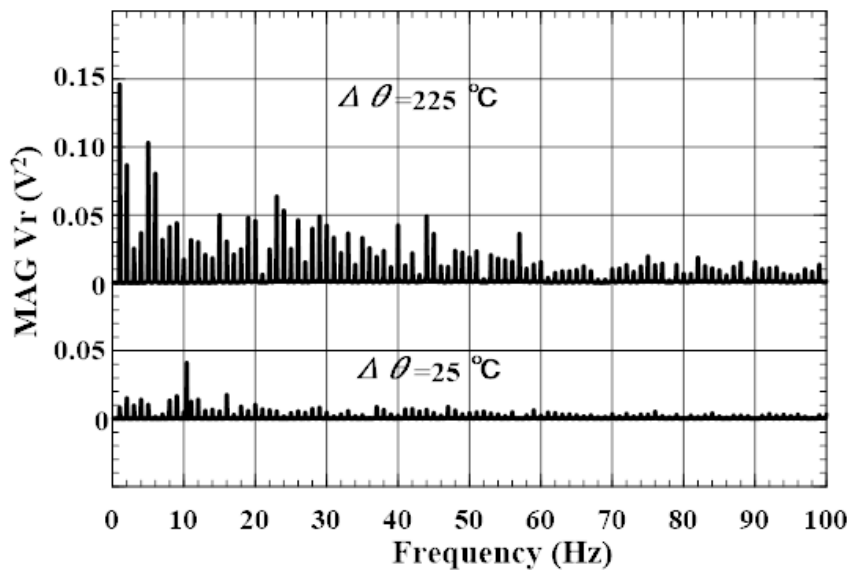


(b)

Fig. 3-5 Comparison of the time traces of (a) U , (b) V between heated ($\Delta\theta=225\text{ }^\circ\text{C}$, $Ri_D=0.0568$) and non-heated cases at $X/D=20$, $Y/D=+1.63$ in $U_0=1.5\text{ m/s}$ ($Re_D=3000$).



(a)



(b)

Fig. 3-6 Comparison of the power spectrum at $X/D=20$, $Y/D=+1.63$ in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$). (a) Spectrum of U between heated ($\Delta\theta=225$ °C, $Ri_D=0.0568$) and non-heated cases, (b) spectrum of θ between $\Delta\theta=225$ °C ($Ri_D=0.0568$) and $\Delta\theta=25$ °C ($Ri_D=0.0102$).

る一方で、 f_c を除く全周波数帯域での速度変動エネルギーが増加している。これは、図 3-4 (b) で見られた、加熱時に煙が強く乱れ拡散されていた特徴、及び図 3-5 で示した U , V 波形における高周波成分の増大とも一致している。

以上のことから、加熱時、 f_c での速度変動エネルギーのピーク値の減少は、加熱による渦列の崩壊促進を示しており、 f_c 以外の全周波数帯域でのエネルギーレベル増加は、加熱による速度乱れの増加を示していることがわかる。図示しないが、速度 V においても同様な特徴が見られる。さらに図 3-6 (b) に示す温度信号 θ のパワースペクトルに関しても、 $\Delta\theta$ の増加とともに、 f_c 以外の帯域での熱エネルギーレベルが大きくなることを確認できる。よって、加熱による渦列崩壊の促進と速度乱れの増加が速度 V にも見られること、及び加熱による U , V 速度乱れの増加により、 f_c 以外の帯域で温度乱れも誘起されていること、等がわかった。

Maas et al.⁽²⁴⁾, Kieft et al.⁽³³⁾によれば、加熱円柱後流は、 $Ri_D \geq 0.3$ で、2次元構造からスパン方向の温度変化や下流側での熱プルームの形成・離脱を伴う3次元構造へと変化する。本流れ場は、最大 $Ri_D = 0.0568$ (表 3-1 参照) であることから、基本的に2次元構造を持ち、下流側での熱プルームの形成や離脱は発生しない(図 3-4(b))と考えられる。また Collis and Williams⁽¹¹⁾によれば、グラスホフ数 $Gr = g\beta\Delta\theta D^3/\nu^2$ と Re_D の間に $Re_D > Gr^{1/3}$ の関係が成立する場合、円柱近傍で、強制対流に比べ自然対流の効果を無視できる。本研究は (最大 $Gr^{1/3} \doteq 41.6$) < ($Re_D = 3000$) であることから、上記の関係を満たしており、円柱近傍での浮力の効果は無視可能である。

矢作⁽⁵⁰⁾, Lecordier et al.⁽²⁵⁾は, 加熱時に渦放出周波数が減少する事を指摘した. Re_D や $\Delta\theta$ の違いにも関わらず, 本研究でも同一の傾向が見られる.

図 3-7 (a) に, $U_0=1.5\text{m/s}$, $D=30\text{ mm}$ ($Re_D=3000$) 時の $X/D=10$, $Y/D=+3$ における, $\Delta\theta=0\text{ }^\circ\text{C}$, $200\text{ }^\circ\text{C}$ 時 ($Ri_D=0.0531$) の渦放出周波数 f_c である f_{c0} , f_{c200} の比較, 図 3-7 (b) に, 各 $\Delta\theta$ における $\Delta\theta=0\text{ }^\circ\text{C}$ の渦放出周波数 f_{c0} からの周波数減少率 $|\Delta f_c| = |f_c - f_{c0}| / f_{c0} \%$, 図 3-7 (c) に, 各 $\Delta\theta$ 及び各 Re_D における $|\Delta f_c| \%$ の変化, 図 3-7 (d) に, 図 3-7 (c) に示された減衰曲線 $|\Delta f_c| = A \times \ln(Re_D) + B$ の係数 A , B と $\Delta\theta$ との関係, 図 3-7 (e) に, 正規化後の $|\Delta f_c|_{nor}$ の変化, をそれぞれ示す. 本研究の $U_0=1.5\text{ m/s}$ ($Re_D=3000$) における $f_{c0}=10.480\text{ Hz}$ に対し, $\Delta\theta=200\text{ }^\circ\text{C}$ での周波数 $f_{c200}=9.981\text{ Hz}$ である. (図示しないが, $\Delta\theta=225\text{ }^\circ\text{C}$ 時の $f_{c225}=9.920\text{ Hz}$ であった). f_{c0} に対する f_{c200} の減少率は, $|\Delta f_{c200}| = |f_{c200} - f_{c0}| / f_{c0} = |9.981 - 10.480| / 10.480 \doteq 0.047$ (約 4.7 %) となって, 図 3-7 (b) に示す矢作⁽⁵⁰⁾とほぼ一致する. また図 3-7 (b) で, 同一 Re_D では, $|\Delta f_c|$ は $\Delta\theta$ と共に増加する. しかし同一 $\Delta\theta$ では, $|\Delta f_c|$ は Re_D の増加と共に減少する. Re_D 及び $\Delta\theta$ が異なる矢作⁽⁵⁰⁾, Lecordier et al.⁽²⁵⁾, Wang et al.⁽²⁶⁾, Sabanca et al.⁽²⁷⁾にも, 類似の傾向が見られる.

図 3-7 (c) に示す様に, 全ての $\Delta\theta$ 及び Re_D で, $|\Delta f_c| = A \times \ln(Re_D) + B$ の関係が成立し, 各 $\Delta\theta$ 及び Re_D において得られた係数 A , B が, それぞれ $\Delta\theta$ の減少関数及び増加関数となることを, 図 3-7 (d) に示す. A , B の値を上式に代入すると, $|\Delta f_c| = A \times \ln(Re_D) + B = (-0.25 \times \Delta\theta/\theta_r - 0.48) \times \ln(Re_D) + (2.31 \times \Delta\theta/\theta_r + 4.52)$ が得られる.

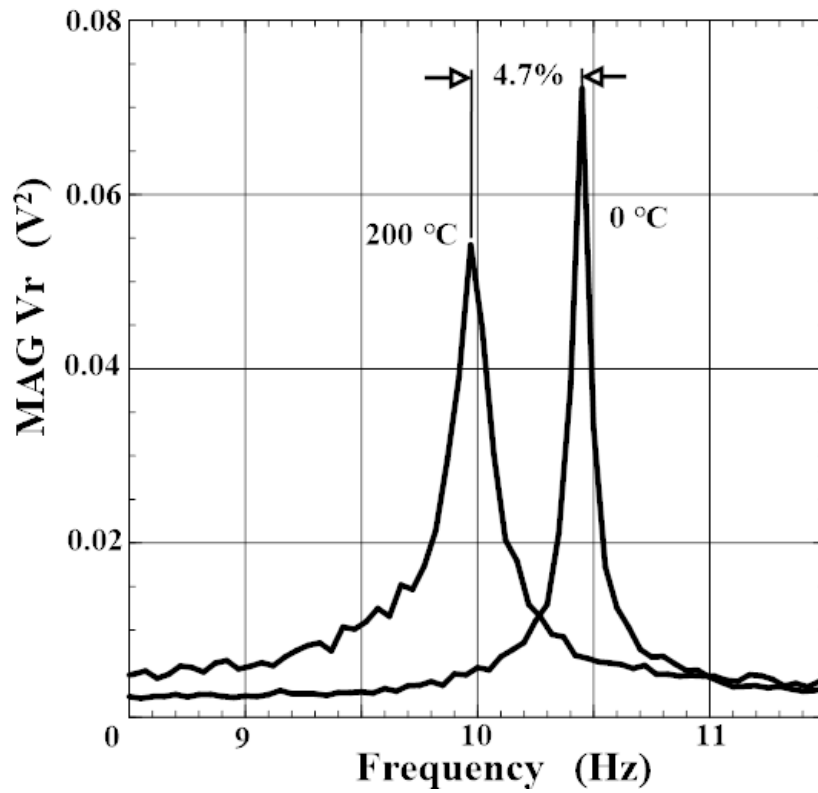


Fig. 3-7 (a) Decrease of vortex shedding frequency with increasing $\Delta\theta$ from 0 to 200 $^\circ\text{C}$, at $U_0=1.5\text{ m/s}$ ($Re_D=3000$) and $\Delta\theta=200\text{ }^\circ\text{C}$ ($Ri_D=0.0531$) in $X/D=10$, $Y/D=+3$.

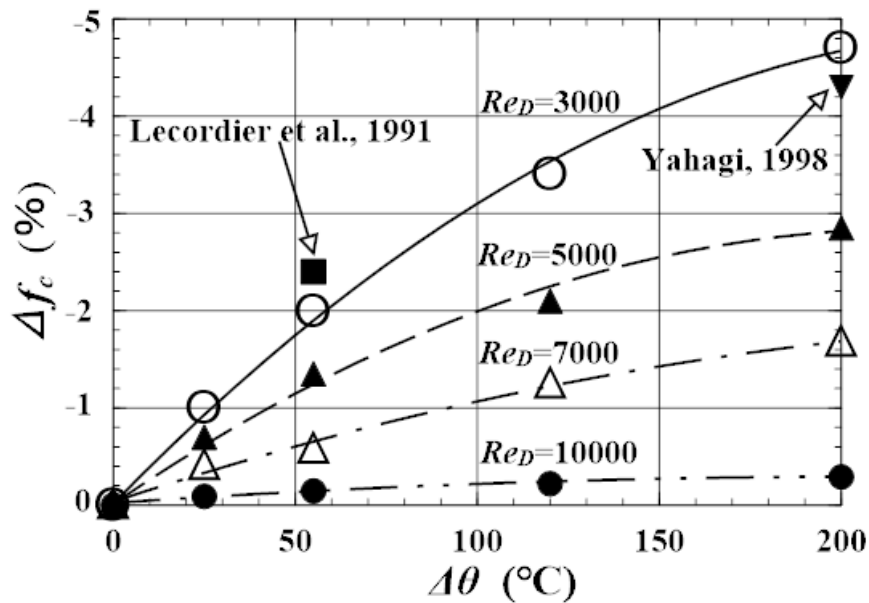


Fig.3-7 (b) Decrease of vortex shedding frequency with increasing $\Delta\theta$ from 0 to 200 °C (\circ : $Re_D=3000$, \blacktriangle : $Re_D=5000$, \triangle : $Re_D=7000$, \bullet : $Re_D=10000$).

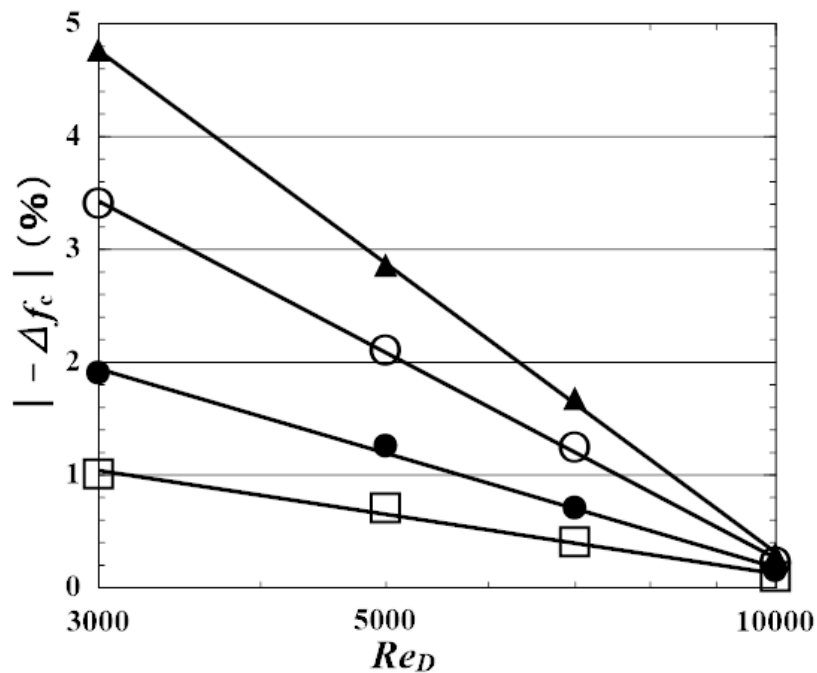


Fig.3-7 (c) Variations of $|\Delta f_c|$ at each $\Delta\theta$ for Re_D (\square : $\Delta\theta=25$ °C, \bullet : $\Delta\theta=55$ °C, \circ : $\Delta\theta=120$ °C, \blacktriangle : $\Delta\theta=200$ °C).

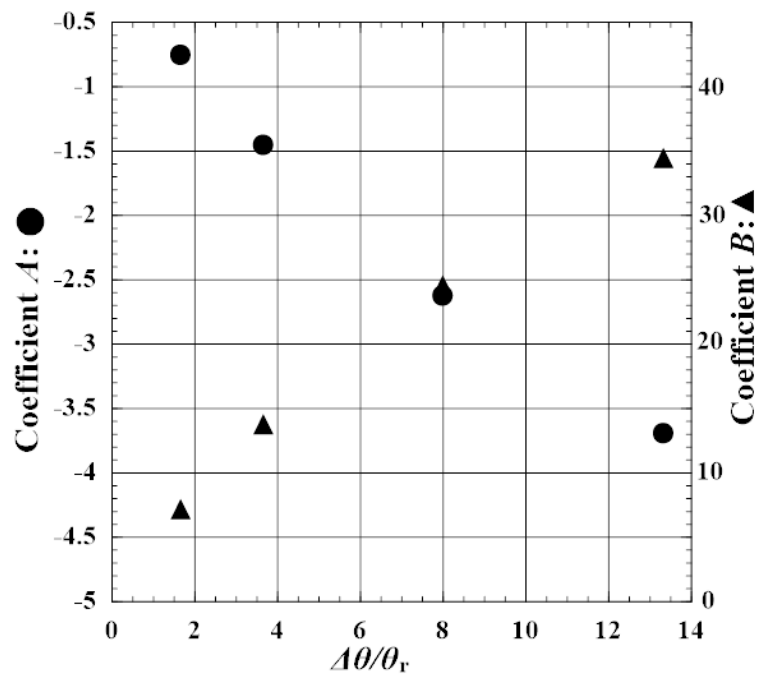


Fig.3-7 (d) Variations of coefficients A (●) and B (▲) for $\Delta\theta/\theta_r$.

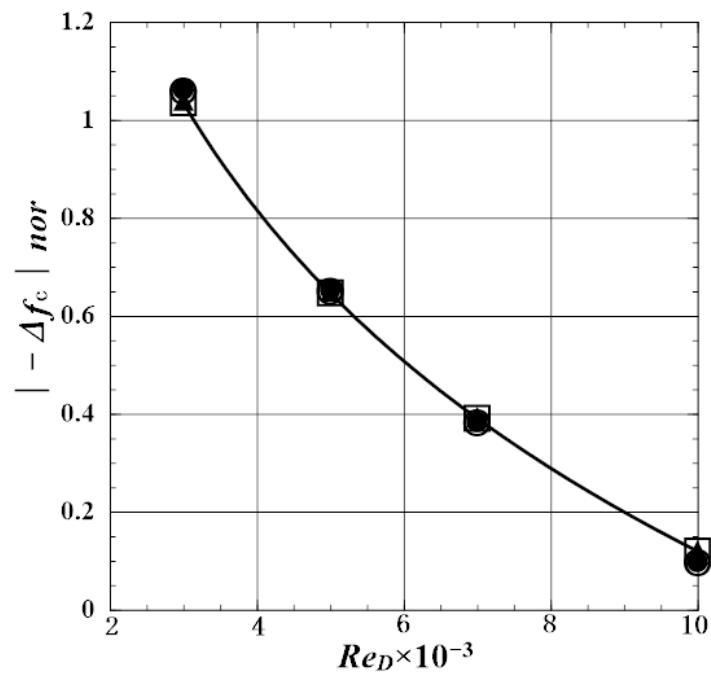


Fig.3-7 (e) Variations of $|\Delta f_c|_{nor}$ for Re_D (\square : $\Delta\theta=25$ °C, \bullet : $\Delta\theta=55$ °C, \circ : $\Delta\theta=120$ °C, \blacktriangle : $\Delta\theta=200$ °C).

図 3-7 (e) に、 $\Delta\theta=25\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $\theta_r=25\text{ }^\circ\text{C}$ 時の $\Delta\theta/\theta_r=25/15=1.67$ を用いて、各 $\Delta\theta$ での A 及び B を正規化し、係数 A_{nor} 、 $B_{nor}=(A, B)/\{(\Delta\theta/\theta_r)/1.67\}^C$ を求め、 $|-\Delta f_c|_{nor}=A_{nor}\times\ln(Re_D)+B_{nor}$ とした結果を示す。 $|-\Delta f_c|_{nor}$ は、 $\Delta\theta=25\text{ }^\circ\text{C}$ 時と同一の曲線に載り、 Re_D 及び $\Delta\theta$ の増加に対し、 f_c は類似した減少特性を持つことが明らかとなった。ここで指数 C は誤差が最小となる値を使用し、 A_{nor} においては $C=0.76$ 、 B_{nor} では $C=0.77$ とした。

Lecordier et al.⁽²⁵⁾、Wang et al.⁽²⁶⁾は、この現象が動粘性係数の増加によるとし、Sabanca et al.⁽²⁷⁾は、密度変化あるいは動粘性係数の増加の、いずれによるものかは明確でない、と報告している。上述の様に、本結果で係数 A は密度の変化と同様、 $\Delta\theta$ に対し単調減少し、係数 B は動粘性係数の変化と同様に $\Delta\theta$ に対し単調増加することから、 $|-\Delta f_c|_{nor}$ の変化は、両者の影響を同時に受けていることがわかる。

また図 3-7 (a) では、 f_{c200} におけるスペクトルのピーク値が、非加熱時の f_{c0} におけるピーク値に比べて減少し、代わりに f_{c200} の近傍で、帯域が f_{c0} の近傍より拡大している。図示しないが、 $\Delta\theta=225\text{ }^\circ\text{C}$ 時にも同じ傾向が見られることを確認している。これは、図 3-4 や図 3-8 (後出) で示された、加熱による渦内での速度乱れの増加が、主として f_{c200} 近傍の周波数帯域での速度変動エネルギーの増加に起因することを示している。図 3-6 との比較から、下流へ向かうにしたがい、この速度変動エネルギーの増加が、 f_{c200} の近傍から次第に全周波数帯域へ広がることがわかる。

3.4.3 各平均量分布の流れ方向変化

図 3-8 (a) ～図 3-8 (e) に、 θ_r 及び U_0 で無次元化した、各 $\Delta\theta$ での温度・速度平均値及び各乱れ強さの Y 方向分布を示す。他の U_0 でも特徴が類似しており、ここでは特徴が特に顕著に現れている $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$), $\Delta\theta=25$ °C ($Ri_D=0.0102$, ●), 225 °C ($Ri_D=0.0568$, △) 時の、 $X/D=5, 20, 40$ 断面のみを示す。以後、渦列の影響を受ける範囲を後流領域と称する。

図 3-8 (a) では、 $X/D=5$ において θ_{mean}/θ_r は上下対称な分布であり、分布の対称軸の位置は、断面内の最大値位置と一致し、ほぼ $Y/D=0$ である。この特徴は、(●), (△) の両方に共通している。下流へ向かうにしたがい、 $\theta_{mean}/\theta_r > 1$ となる範囲は、 $Y/D > 0$ 及び $Y/D < 0$ 共に外側へ拡大する。これは、 X/D の増加と共に渦が成長するためである。

$Ri_D=0.0102$ (●) においては、分布の対称軸の位置が、 $X/D=0$ 及び $X/D=20$ では $Y/D \doteq 0$ であるが、 $X/D=40$ では $Y/D \doteq -0.3$ 付近に移動している。 $Ri_D=0.0568$ (△) の場合、分布の対称軸の位置は、 $X/D=20$ で $Y/D \doteq -0.3$, $X/D=40$ で $Y/D \doteq +0.2$ となっている。このように、下流へ向かうにしたがい分布の対称軸の位置が変化すること、及び Ri_D が大きいほど上流側断面でその現象が始まる理由については、次章で示す。

図 3-8 (b) では、全ての断面において、 $Ri_D=0.0102$ 時 (●) と非加熱時 (図示せず) の U_{mean}/U_0 分布に、差はほとんど見られない。しかし $Ri_D=0.0568$ (△) の場合、 $X/D=5$ における速度欠損領域内で、 $Y/D=0.2$ での値が、 $Ri_D=0.0102$ 時 (●) の 0.75 に対し、 $Ri_D=0.0568$ (△) 時には 0.72 に減少しており、矢作の報告⁽⁵⁰⁾ と同じ傾向を示している。一方、例えば $X/D=40$, $Y/D=0.2$ での U_{mean}/U_0 の値は、 $Ri_D=0.0102$ 時 (●) の 0.83 に対し、 $Ri_D=0.0568$

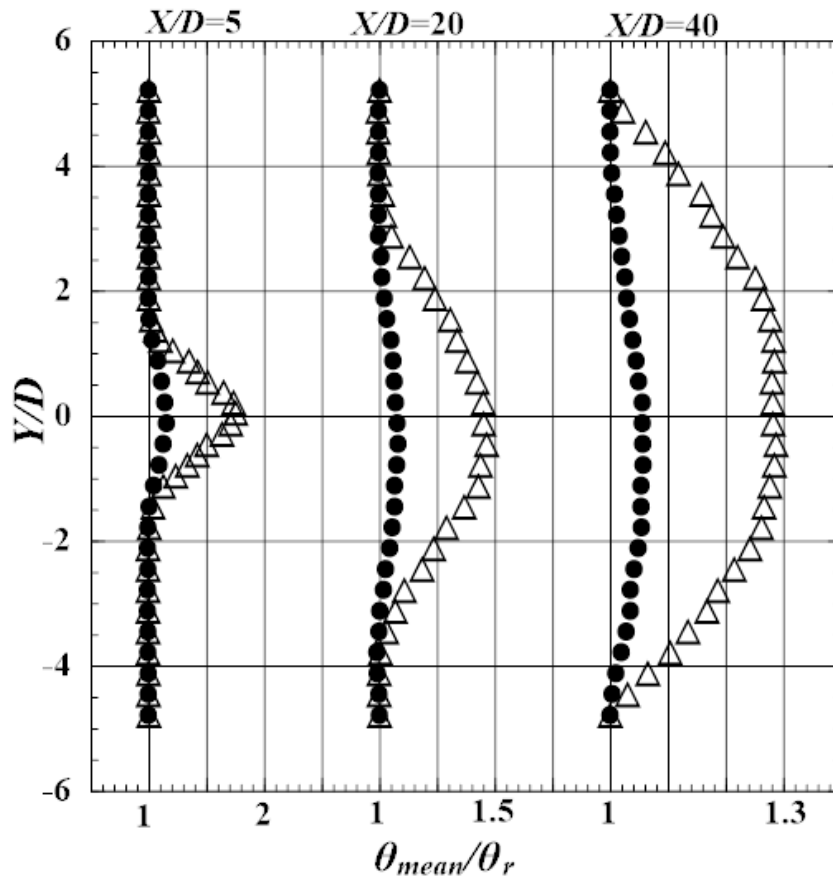


Fig.3-8 (a) Distributions of mean values of temperature at $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$)(● : $\Delta\theta=25$ °C, $Ri_D=0.0102$, △ : $\Delta\theta=225$ °C, $Ri_D=0.0568$).

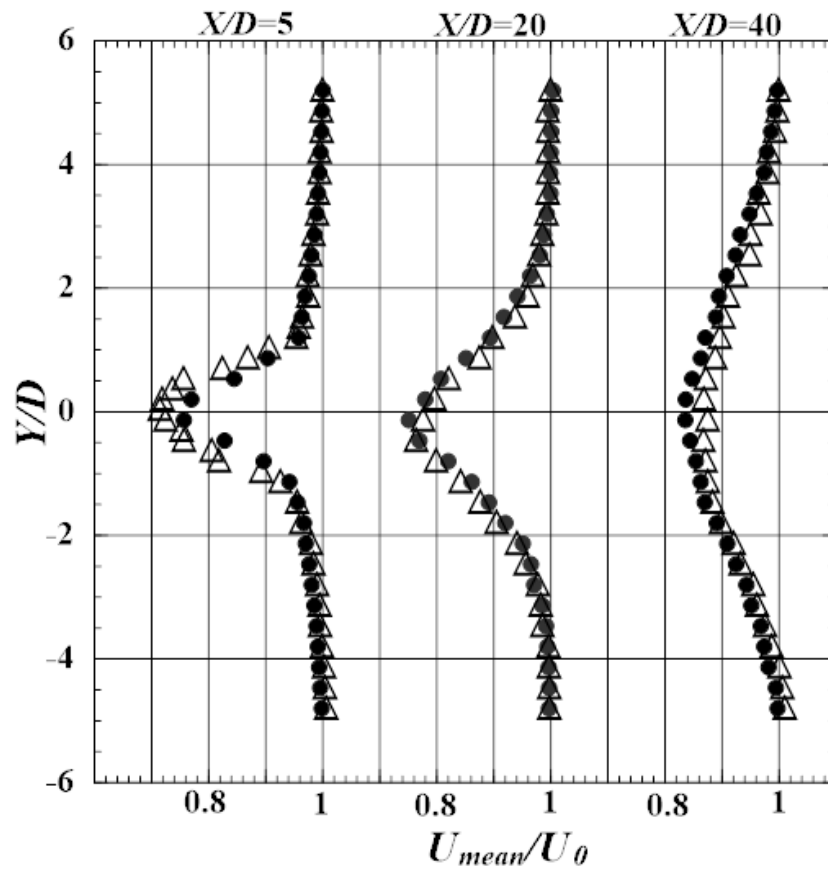


Fig.3-8 (b) Distributions of mean values of velocity U_{mean}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$) (\bullet : $\Delta\theta=25\text{ }^\circ\text{C}$, $Ri_D=0.0102$, Δ : $\Delta\theta=225\text{ }^\circ\text{C}$, $Ri_D=0.0568$).

(Δ) 時には 0.87 に増加している。これは、 Ri_D の増加と共に、下流へ向かうにしたがい欠損速度の回復が早められていることを示す。欠損速度の回復は、図 3-8 (d), (e) に示す現象と関連すると考えられるため、後述する。

図 3-8 (c) では、 Ri_D の増加と共に、 θ_{rms}/θ_r 分布内でのピーク値が大きくなること、 $X/D=5$ ではほぼ $Y/D=0$ にある分布の対称軸が、 $X/D=20$ では下方へ、 $X/D=40$ では上方へ移動していること、等が現れている。下流へ向かうにしたがい対称軸が移動することは、図 3-8 (a) と同様な現象であり、その原因については次章で示す。

図 3-8 (d), 図 3-8 (e) では、全ての断面で u_{rms} , v_{rms} が増加していることから、 Ri_D の増加と共に、速度欠損領域内での運動量輸送が活発化することがわかる。そしてその結果、下流に向かうにしたがい欠損速度の回復が早められた (図 3-8 (b) 参照) と考えられる。

加熱により速度乱れ強さが増幅されていることは、可視化写真図 3-4 (b) の $X/D > 20$ で、後流内の煙跡が大きく乱れ拡散していること、図 3-6 の f_{c200} 近傍で、 $\Delta\theta$ の増加により速度変動エネルギーが増加していること、図 3-7 (a) の f_{c200} で速度変動エネルギーのピーク値が減少し、同時に f_c 近傍で速度変動エネルギーが増加した帯域が拡大していること、及び次章で示す非加熱時に点対称なレイノルズ応力分布が、加熱により非対称な形状へと変化すること、等からも推測できる。また図 3-8 (a) ~ 図 3-8 (e) における $Ri_D=0.0568$ (Δ) 時の各分布が、 $X/D=20$ で $Ri_D=0.0102$ 時 (\bullet) より下方へシフトしており、 $X/D=40$ では $Y/D > +3$ での各速度乱れ強さが対称位置である $Y/D < -3$ より増大している。こ

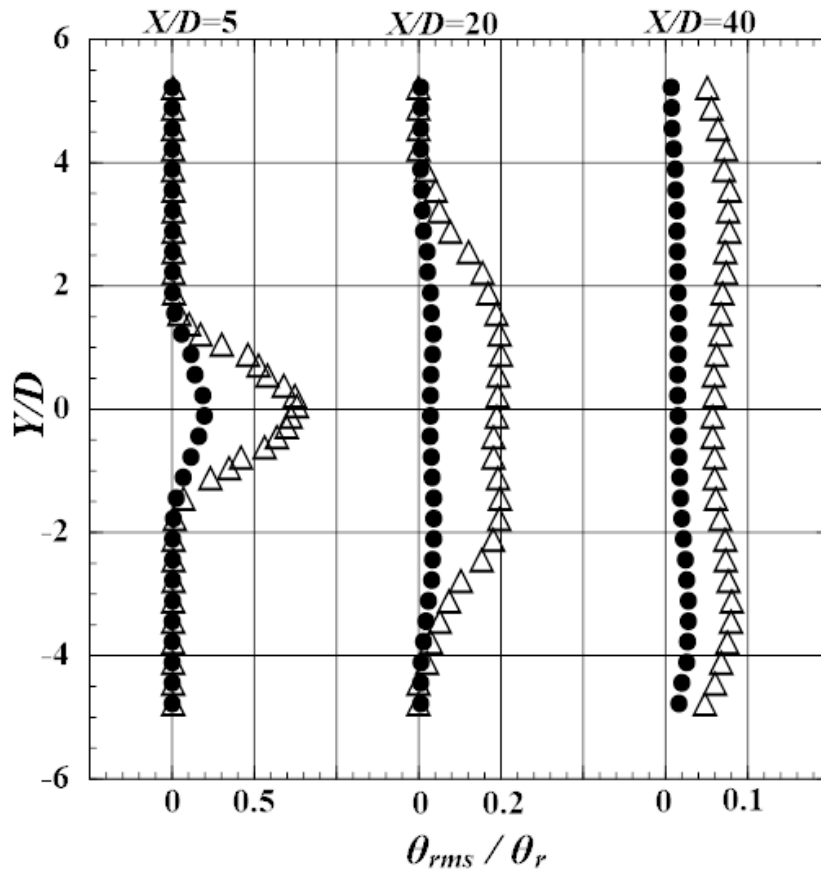


Fig.3-8 (c) Distributions of rms values of temperature at $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$) (\bullet : $\Delta\theta=25$ °C, $Ri_D=0.0102$, Δ : $\Delta\theta=225$ °C, $Ri_D=0.0568$).

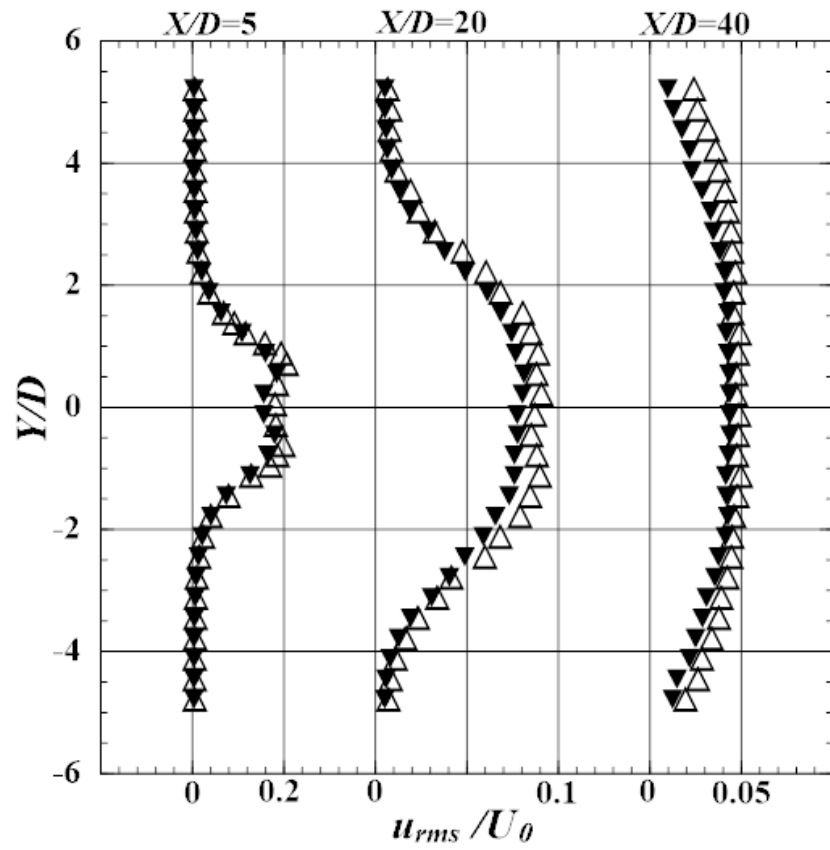


Fig.3-8 (d) Distributions of rms values of velocity components u_{rms}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$) (\blacktriangledown : Non heated case, \triangle : $\Delta\theta=225$ °C, $Ri_D=0.0568$).

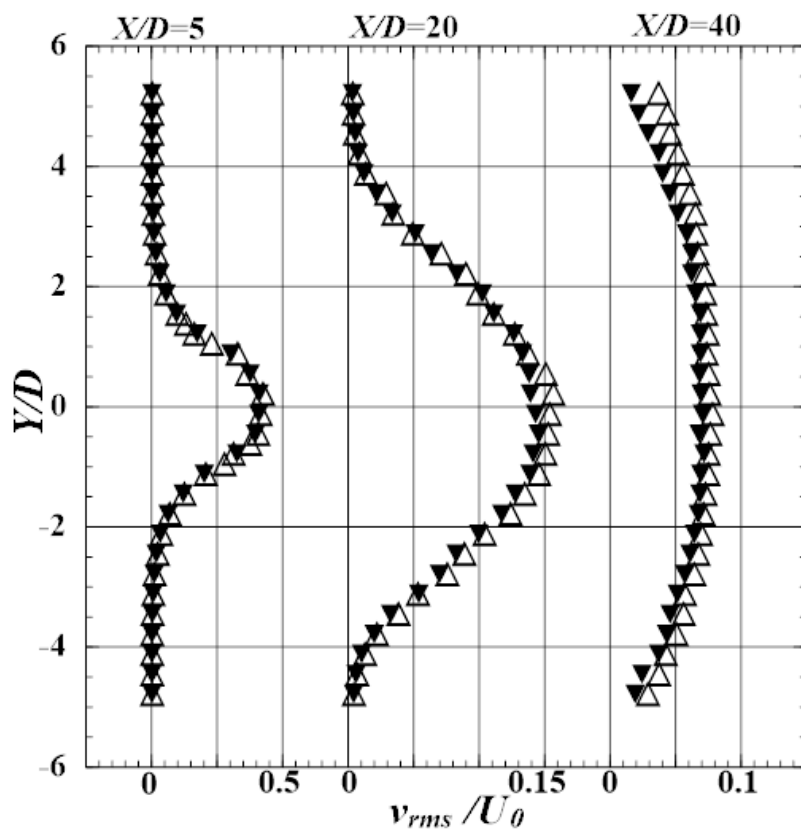


Fig.3-8 (e) Distributions rms values of velocity components v_{rms}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$) (\blacktriangledown : Non heated case, \blacktriangle : $\Delta\theta=225$ °C, $Ri_D=0.0568$).

れらはいずれも後流構造の非対称化を示すと考えられるが、次章で詳述する。

図 3-9 (a) ~ 図 3-9 (c) に、 $\Delta\theta$ が等しく Re_D が異なる各パラメータの、 Y 方向分布を示す。計測は $\Delta\theta=25\sim 200\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $Re_D=3000\sim 10000$ で行った。全 $\Delta\theta$ 、 Re_D で同様な特徴が見られるため、ここには特徴の差が顕著に現れる、 $\Delta\theta=200\text{ }^\circ\text{C}$ 、 $Re_D=3000$ ($Ri_D=0.0531$ ○)、 10000 ($Ri_D=0.00478$ ●) 時の、最上流断面 $X/D=5$ 及び最下流断面 $X/D=40$ における、 θ_{rms}/θ_r 、 u_{rms}/U_0 及び v_{rms}/U_0 の結果のみを比較した。

図 3-9 (a) に、各断面における θ_{rms}/θ_r 分布を示す。 $X/D=5$ でのピーク値は、 $Re_D=3000$ (○) の 0.63 に対し、 $Re_D=10000$ (●) は約半分の 0.32 である。分布の特徴は、両者間で類似している。一方、 $X/D=40$ では、 $Re_D=3000$ (○) の分布で、上下ピーク間の距離が $Re_D=10000$ (●) より広がっている。このことから、 $Re_D=3000$ (○) において熱エネルギー交換が行われている範囲は、 $Re_D=10000$ (●) より広がっていることがわかる。また、分布の形状は、 $Re_D=3000$ (○)、 $Re_D=10000$ (●) 共に上下非対称になっている。これは、加熱により平均場の構造が非対称化していることを示す。

図 3-9 (b) で、各断面における u_{rms}/U_0 の分布を比較する。速度乱れ強さの値は、全ての断面において $Re_D=3000$ (○) より $Re_D=10000$ (●) の方が大きい。しかし、例えば $X/D=40$ 、 $Y/D=0$ における非加熱時の u_{rms}/U_0 は、 $Re_D=3000$ 時が 0.0437、 $Re_D=1000$ 時は 0.0575 となる (図示せず) ことから、図 3-9 (b) で $Re_D=10000$ (●) の乱れ強さが $Re_D=3000$ (○) より大きくなるのは、加熱による影響ではない。 $X/D=5$ では、 $Re_D=3000$ (○)、 $Re_D=10000$ (●) 共に、分布の特徴は類似している。しかし、 $X/D=40$ においては、

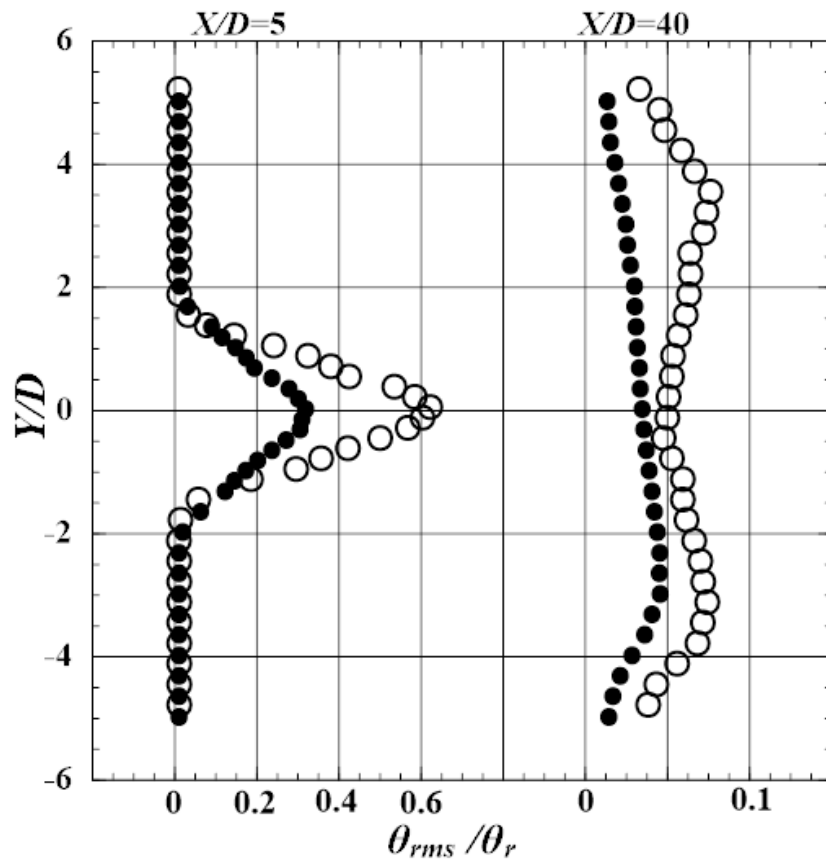


Fig.3-9 (a) The rms values of the temperature distributions of $Re_D=3000$ (\circ) and 10000 (\bullet) at $X/D=5$ and $X/D=40$ in $\Delta\theta=200$ °C.

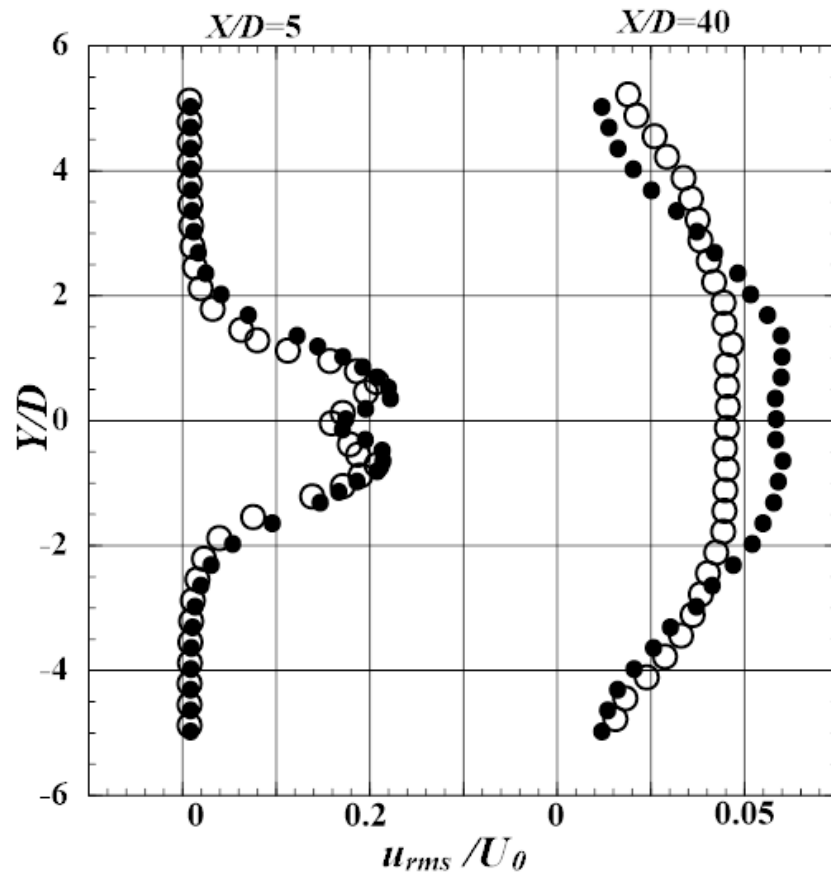


Fig.3-9 (b) The rms values of the velocity component distributions of $Re_D=3000$ (O) and 10000 (●) at $X/D=5$ and $X/D=40$ in $\Delta\theta=200$ °C.

$Re_D=3000$ (○) の $Y/D > +3$ で, $Re_D=10000$ (●) より u_{rms}/U_0 が増加している. このことから, $Re_D=10000$ (●) より $Re_D=3000$ (○) の方が, $X/D=40$ で運動量交換が行われている範囲が広いことがわかる. これは, $\Delta\theta$ が同一の場合, Re_D が小さいほど Ri_D が大きくなるため ($Ri_D=Gr/Re^2$, 但しグラスホフ数: $Gr=g\beta\Delta\theta D^3/\nu^2$), $Re_D=10000$ (●) より $Re_D=3000$ (○) の方が浮力が強く作用した結果と考えられる. また, $Y/D < -3$ より $Y/D > +3$ の方が, $Re_D=10000$ (●) に対する $Re_D=3000$ (○) の, u_{rms}/U_0 値の増加量が大きくなっている. これらの結果も, $X/D=40$ において平均場の構造が非対称化していることを示す.

図 3-9 (c) に, 各断面における v_{rms}/U_0 の分布を示す. 全ての断面において $Re_D=10000$ (●) の v_{rms}/U_0 の値が大きいこと, $X/D=5$ では両 Re_D の分布は類似しているが, u_{rms}/U_0 値と同様, $Re_D=3000$ (○) の $X/D=40$ において, $Re_D=10000$ (●) に対する増加量が $Y/D < -3$ より $Y/D > +3$ 側で大きくなり, $Re_D=3000$ (○) の $Y/D > 0$ 側で, 特に運動量交換が行われている範囲が拡大されていること等, 平均場構造が非対称化していることを示している.

3.4.4 加熱による平均勾配の変化

加熱により活発化した運動量輸送は, X/D の増加と共に, Y 方向へのエネルギー拡散範囲を拡大する. そして, 断面内での各パラメータの平均勾配を変化させる. このことは, 流れ場の運動量輸送機構を変化させることを意味するが, これを明らかにした研究例はほとんど無い. 本研究では, これを明らかにするために, 各平均量 Q_i の, 断面 X/D における Y 方向平均勾配 $J_{X/D}$

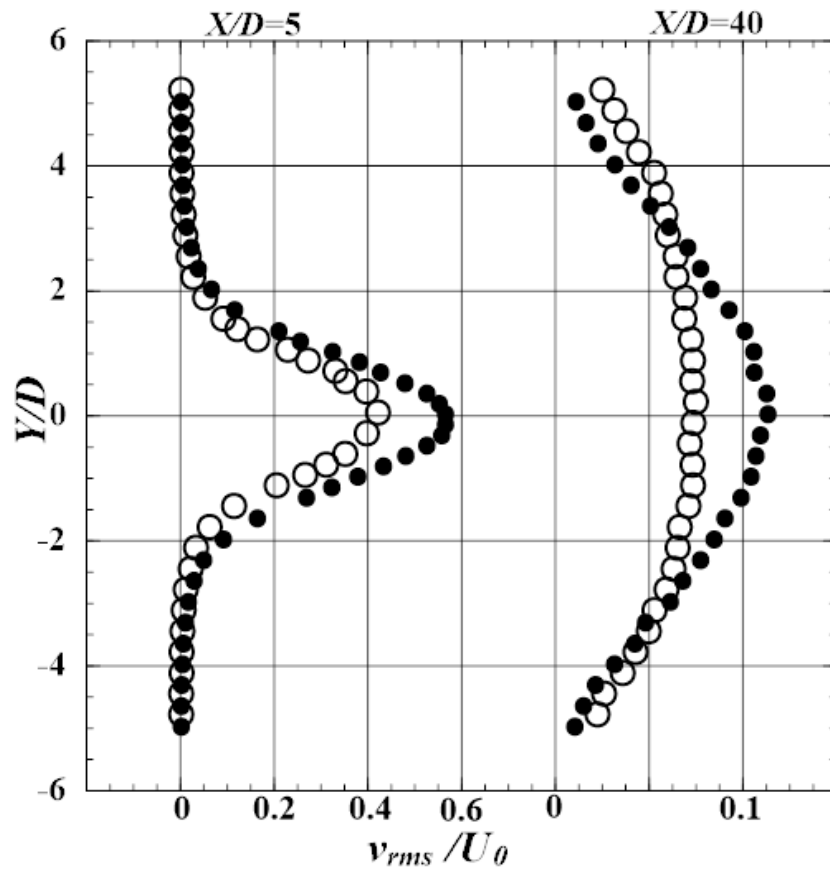


Fig.3-9 (c) The rms values of the velocity component distributions of $Re_D=3000$ (○) and 10000 (●) at $X/D=5$ and $X/D=40$ in $\Delta\theta=200^\circ$.

Table 3-2 Streamwise decay rates $J_{X/D}/J_5$ in the wake for $Re_D=3000$ and 10000 at $\Delta\theta=200^\circ$.

	θ_{mean}/θ_r		θ_{rms}/θ_r		U_{mean}/U_0		u_{rms}/U_0		v_{rms}/U_0	
	Re_D		Re_D		Re_D		Re_D		Re_D	
$J_{X/D}/J_5$	3000	10000	3000	10000	3000	10000	3000	10000	3000	10000
J_5/J_5	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
J_{40}/J_5	0.225	0.252	0.014	0.062	0.352	0.539	0.145	0.236	0.075	0.141

$$J_{X/D} = \{\sum_{i=1}^N |(Q_{i+1} - Q_i)/(Y_{i+1} - Y_i)|\}/N \quad (3-1)$$

を定義する．式中の Q_i は， $Y/D=Y_i$ での平均量の値である．断面間の相違が最も顕著となる，最上流断面 $X/D=5$ 及び最下流断面 $X/D=40$ 間での平均勾配減衰率 J_{40}/J_5 を， $\Delta\theta=200$ °C時の $Re_D=3000$ ， 10000 間で比較した．その結果を表 3-2 に示す．勾配算出時の計算領域は，主流を除く後流領域のみとした．

表 3-2 では，全平均量において， Re_D が小さいほど，平均勾配減衰率の値 J_{40}/J_5 が小さくなっており， X/D の増加に伴い各平均量の平均勾配の減衰が早まることがわかった．これは，同一 $\Delta\theta$ の場合， Re_D が小さいほど Ri_D が増加し， J_{40} の減少が早まることを意味する．すなわち， Ri_D が増加することにより，下流側断面で熱・運動量輸送が活発に行われる領域の拡大が早められたことを示す．

3.4.5 各最大平均量の流れ方向変化

図 3-8 (a)，図 3-8 (c) ～図 3-8 (e)，及び図 3-9 (a) ～図 3-9 (c) に示した結果より，本流れ場における各平均量 Q の最大値 $(Q)_{max}$ は， U_{mean}/U_0 を除き， U_0 すなわち Re_D 及び X/D の増加と共に減少し， $\Delta\theta$ すなわち Ri_D の増加と共に増加する．そして $(Q)_{max}$ の流れ方向減衰は，前出の図 3-7 (e) と同形の，次式で近似できる．

$$(Q)_{max} = A \cdot \ln\left(\frac{X}{D}\right) + B \quad (3-2)$$

例として、図 3-10 (a) 及び図 3-11 (a) に、 $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max}$, $(v_{rms}/U_0)_{max}$ の流れ方向減衰、図 3-10 (b) 及び、図 3-11 (b) に、上記各独立変数 (X/D , Re_D , Ri_D) に対する、各係数 A , B の変化を示す。

図 3-10 (a) 及び図 3-11 (a) に示すように、 X 方向に関する両者の減衰特性は、 $\ln(X/D)$ を独立変数とする単調減少関数として表されることがわかった。

図 3-10 (b) に示す様に、各 $\Delta\theta$ と U_0 における $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max}$ の係数 A (●), B (▲) は、 $\Delta\theta/U_0$ 即ち $Re_D \times Ri_D$ を独立変数とする単調関数となる。例えば、 $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$), $\Delta\theta=25$ °C 時 ($Ri_D=0.0102$) での A , B を用いて他の $\Delta\theta$, U_0 での A , B を正規化する場合を以下に示す。

最初に、 $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=25$ °C 時の $Re_D \times Ri_D=3000 \times 0.0102=30.6$ を算出する。次に、 $Re_D \times Ri_D=30.6$ 及び、各 $\Delta\theta$, U_0 での A , B を A_{nor} , $B_{nor}=(A, B)/\{(Re_D \times Ri_D)/30.6\}^E$ に代入し、各 $\Delta\theta$, U_0 に関する、正規化後の係数 A_{nor} , B_{nor} を算出する。その結果を式 (3-2) へ代入すると、図 3-10 (c) に示す様に、全 $\Delta\theta$, U_0 の $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max\ nor}$ が、 $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=25$ °C 時の $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max\ nor}$ の減衰特性曲線に載る。 A_{nor} , B_{nor} 決定時の指数 E は、それぞれ 0.70, 0.26 であった。図 3-10 (d) に示すが、 $Re_D \times Ri_D$ を独立変数とする同様の特徴が、全 $\Delta\theta$, U_0 での $(\theta_{rms}/\theta_r)_{max}$ にも見られ、指数 E はそれぞれ 0.95, 0.94 となることを確認した。

図 3-11 (b) に示す $(v_{rms}/U_0)_{max}$ の A , B は、 $\Delta\theta \times U_0$ 即ち $Re_D^3 \times Ri_D$ を独立変数とする単調関数となる。図 3-10 (b) と同様、 $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=25$ °C 時の $Re_D^3 \times Ri_D=3000^3 \times 0.0102=2.75 \times 10^8$ を用いて各 U_0 , $\Delta\theta$ での A , B を正規化し、係数 A_{nor} , $B_{nor}=(A, B)/\{(Re_D^3 \times Ri_D)/2.75 \times 10^8\}^E$ を算出して

式(3-2)へ代入すると、図 3-11 (c) に示す様に、全 $\Delta\theta$, U_0 での $(v_{rms}/U_0)_{max\ nor}$ も、 $U_0=1.5\text{ m/s}$, $\Delta\theta=25\text{ }^\circ\text{C}$ 時の $(v_{rms}/U_0)_{max}$ 減衰特性曲線に載ることがわかった。また図 3-11 (d) に示す様に、 $Re_D^3 \times Ri_D$ を独立変数とした場合、同様の特徴が全 $\Delta\theta$, U_0 における $(u_{rms}/U_0)_{max}$ でも見られることを確認した。なお $(u_{rms}/U_0)_{max\ nor}$, $(v_{rms}/U_0)_{max\ nor}$ 共に、 A_{nor} , B_{nor} 決定時の指数 $E=0.08$ であった。加熱時の渦崩壊により、 X , Y 方向速度乱れ強さは、類似した減衰特性を持つことを明らかにすることができた。

これまで、図 3-4 (b) では、加熱により渦崩壊が促進されることを、可視化写真により示した。また、図 3-6 では、同一 Re_D の場合、 $\Delta\theta$ すなわち Ri_D の増加により、速度変動スペクトルがピークとなる渦放出周波数 f_c 以外の全周波数帯域で、輸送される速度変動エネルギーが増加することを示した。以上のことから、 Ri_D の増大にしたがい、後流内で渦崩壊が促進されることがわかった。

一方、図 3-10 (a) ~ 図 3-10 (d) 及び、図 3-11 (a) ~ 図 3-11 (d) で、 Ri_D の増加に伴う変動の増加により熱・運動量輸送が活発となり、その結果、各平均量の最大値の減衰が促進されること、各平均量に関する減衰特性は、それぞれ同一の減衰特性を持つことを明らかにした。

以上のことから、各最大平均量の減衰特性は、加熱による渦崩壊の促進と密接な関係を持つ、と考えられる。

なお、本円柱後流も 3 次元性を有すると考えられるが、 Ri_D が小さくブルームの発生・離脱も無いため、スパン方向での変化は極めて弱いと考えられる (例えば Maas et al.⁽²⁴⁾)。よって異なるスパン方向位置でも、基本的に、本結果と同様の減衰傾向を持つと考えている。

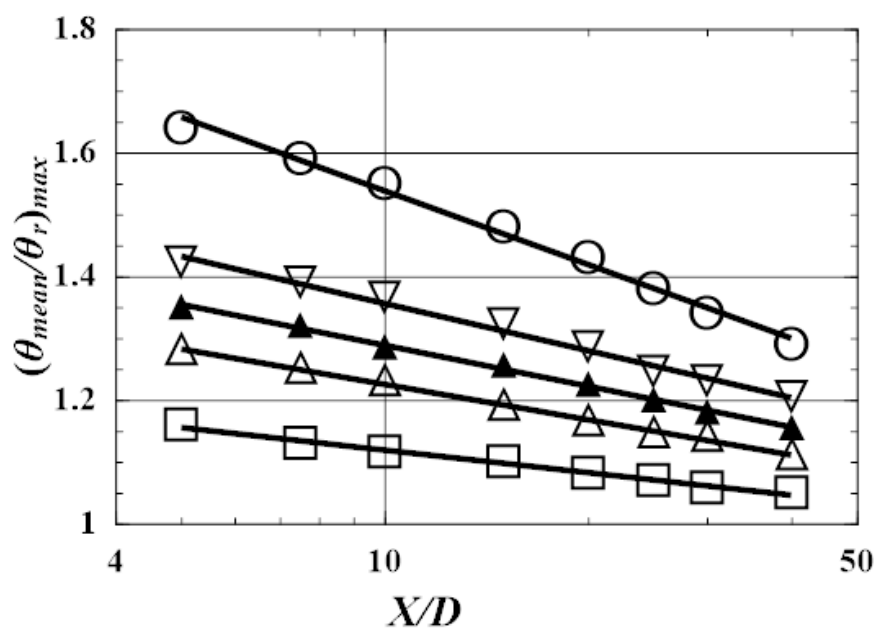


Fig.3-10 (a) Streamwise variations of $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max}$ for X/D at each U_0 and $\Delta\theta$.

- : $\Delta\theta=225^\circ\text{C}$ in $U_0=1.5\text{ m/s}$ ($Re_D=3000, Ri_D=0.0568$),
- ▽ : $\Delta\theta=200^\circ\text{C}$ in $U_0=2.5\text{ m/s}$ ($Re_D=5000, Ri_D=0.0191$),
- ▲ : $\Delta\theta=200^\circ\text{C}$ in $U_0=3.5\text{ m/s}$ ($Re_D=7000, Ri_D=0.0098$),
- △ : $\Delta\theta=200^\circ\text{C}$ in $U_0=5\text{ m/s}$ ($Re_D=10000, Ri_D=0.0048$),
- : $\Delta\theta=25^\circ\text{C}$ in $U_0=1.5\text{ m/s}$ ($Re_D=3000, Ri_D=0.0102$).

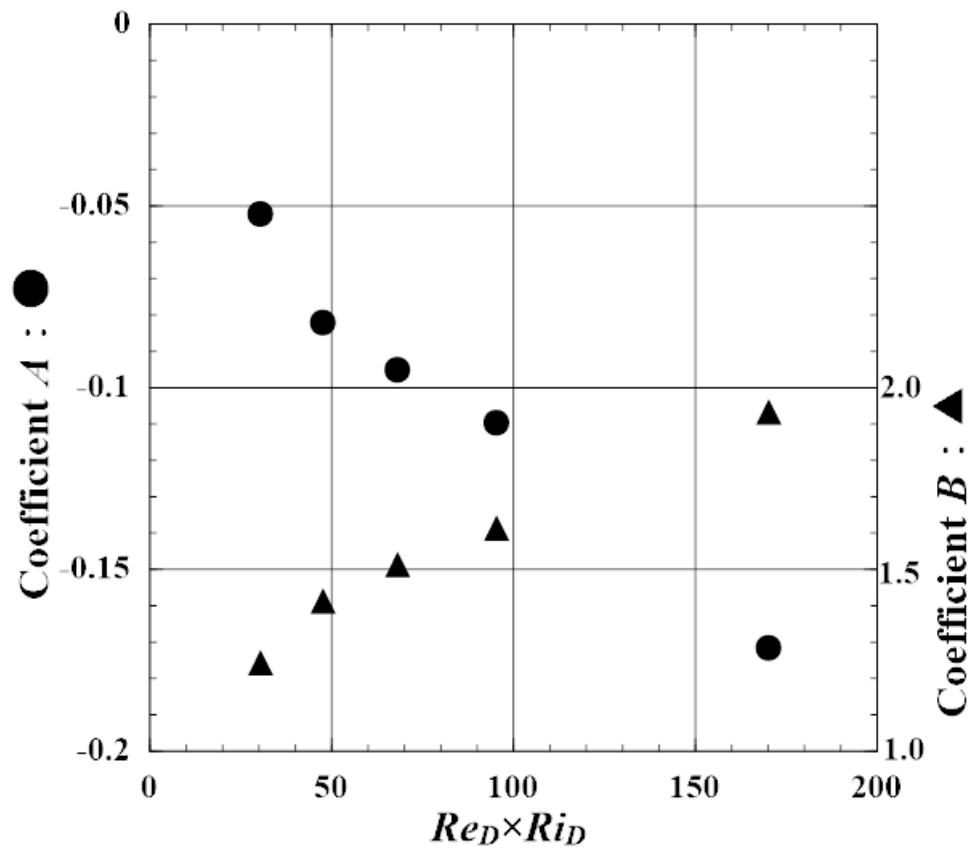


Fig.3-10 (b) Variations of the coefficient A and B for $Re_D \times Ri_D$ of $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max}$ among each U_0 and $\Delta\theta$ (● : A , ▲ : B).

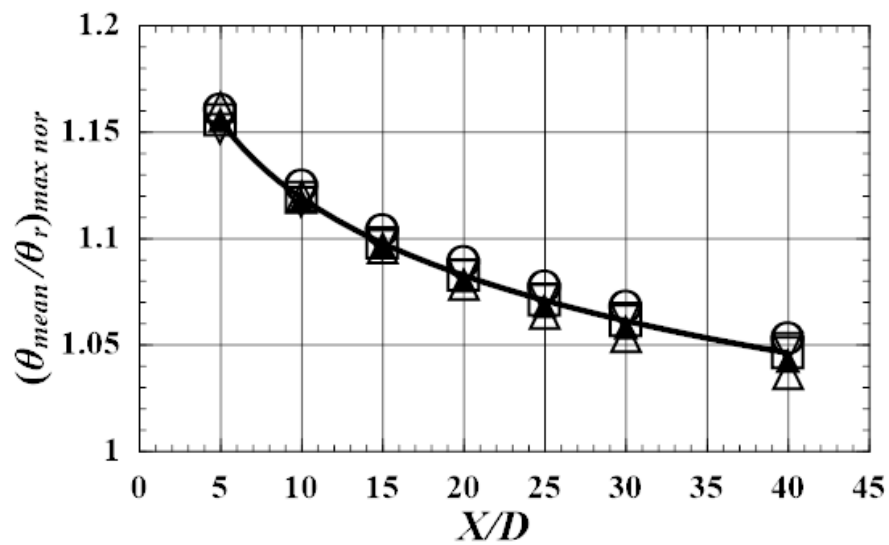


Fig. 3-10 (c) Variations of of normalized $(\theta_{mean}/\theta_r)_{max nor}$ for X/D .

- : $\Delta\theta=225$ °C in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$),
- ▽ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=2.5$ m/s ($Re_D=5000$, $Ri_D=0.0191$),
- ▲ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=3.5$ m/s ($Re_D=7000$, $Ri_D=0.0098$),
- △ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=5$ m/s ($Re_D=10000$, $Ri_D=0.0048$),
- : $\Delta\theta=25$ °C in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0102$).

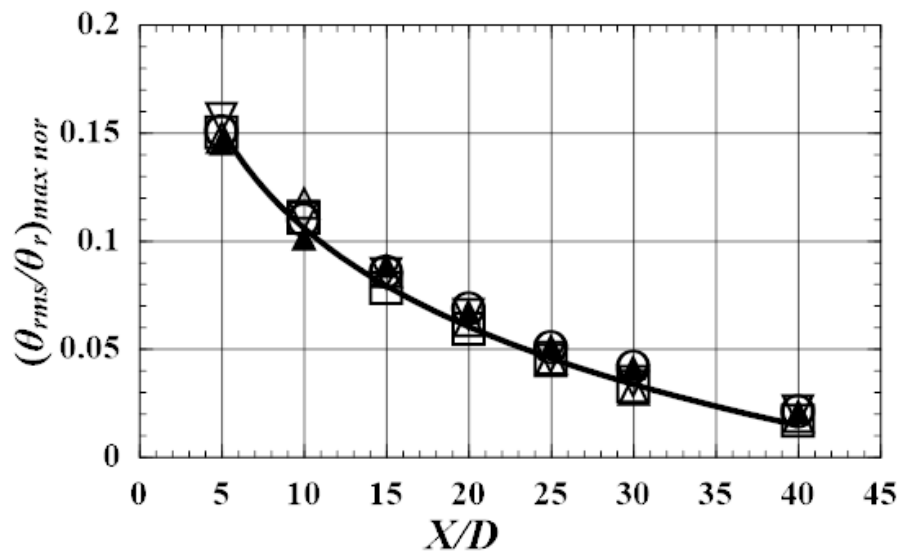


Fig. 3-10 (d) Variations of of normalized $(\theta_{rms}/\theta_r)_{max\ nor}$ for X/D . Symbols are same in Fig. 3-10 (c).

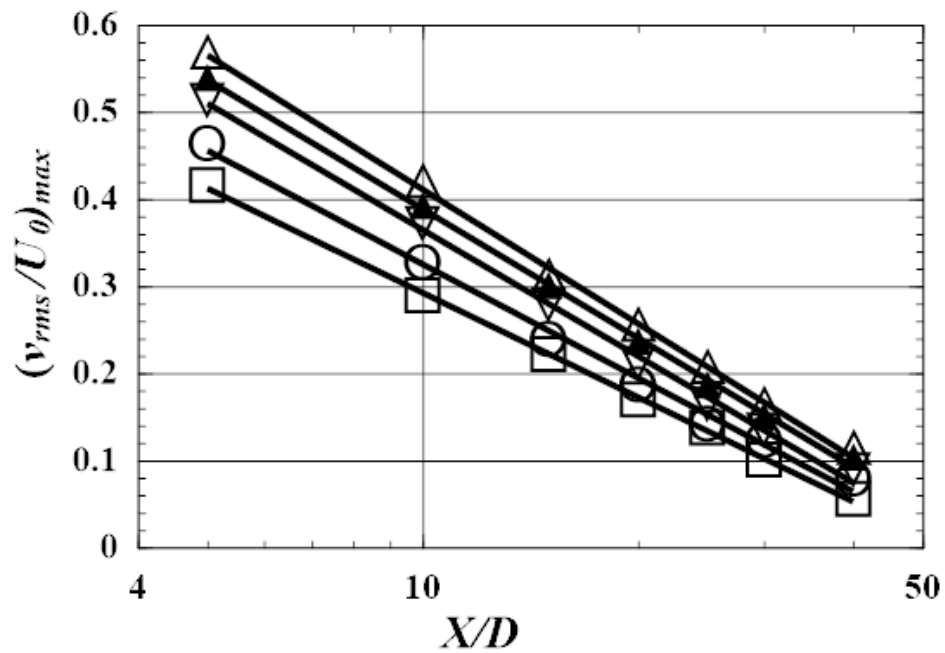


Fig.3-11 (a) Streamwise variations of $(v_{rms}/U_0)_{max}$ for X/D at each U_0 and $\Delta\theta$.

- : $\Delta\theta=225^\circ$ in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$),
- ∇ : $\Delta\theta=200^\circ$ in $U_0=2.5$ m/s ($Re_D=5000$, $Ri_D=0.0191$),
- \blacktriangle : $\Delta\theta=200^\circ$ in $U_0=3.5$ m/s ($Re_D=7000$, $Ri_D=0.0098$),
- \triangle : $\Delta\theta=200^\circ$ in $U_0=5$ m/s ($Re_D=10000$, $Ri_D=0.0048$),
- \square : $\Delta\theta=25^\circ$ in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0102$).

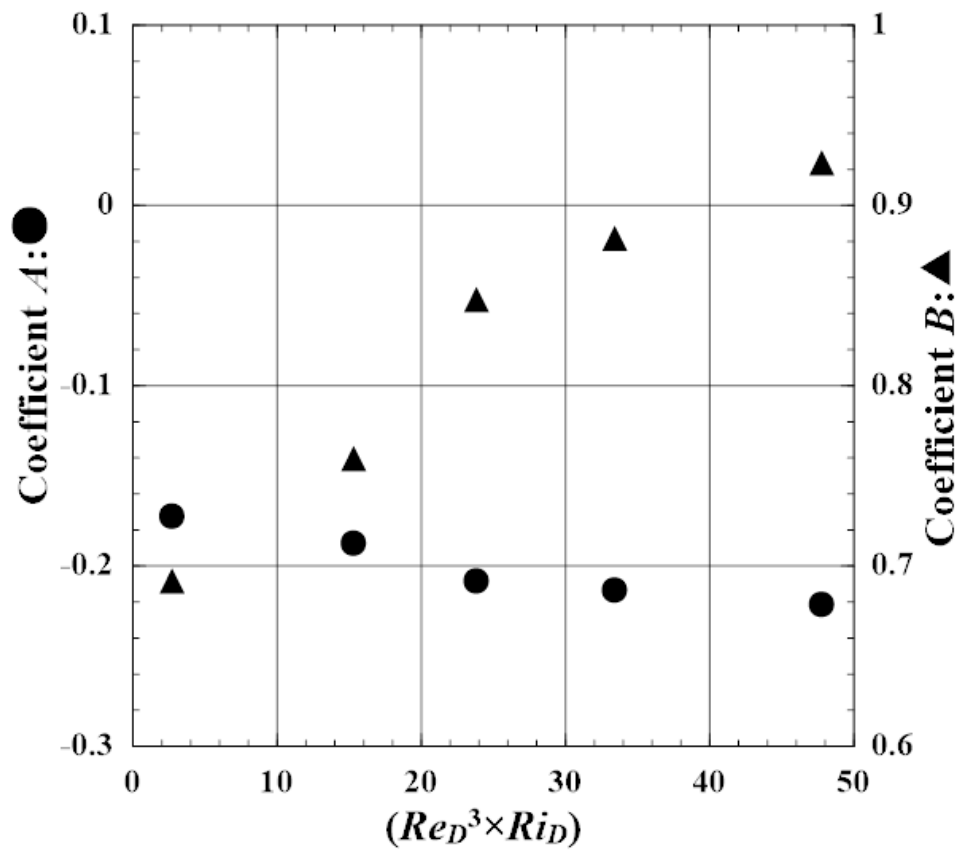


Fig.3-11 (b) Variations of the coefficient A and B for $Re_D^3 \times Ri_D$ of $(v_{rms}/U_0)_{max}$ among each U_0 and $\Delta\theta$ (● : A , ▲ : B).

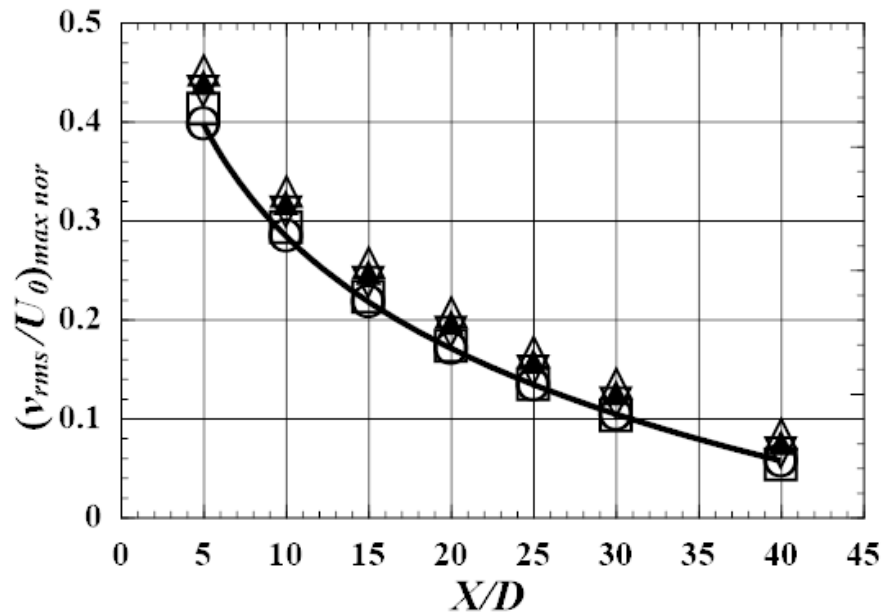


Fig.3-11 (c) Streamwise decay of normalized $(v_{rms}/U_0)_{max\ nor}$ shows similar tendency of among each $\Delta\theta$ and U_0 .

- : $\Delta\theta=225$ °C in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$),
- ▽ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=2.5$ m/s ($Re_D=5000$, $Ri_D=0.0191$),
- ▲ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=3.5$ m/s ($Re_D=7000$, $Ri_D=0.0098$),
- △ : $\Delta\theta=200$ °C in $U_0=5$ m/s ($Re_D=10000$, $Ri_D=0.0048$),
- : $\Delta\theta=25$ °C in $U_0=1.5$ m/s ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0102$).

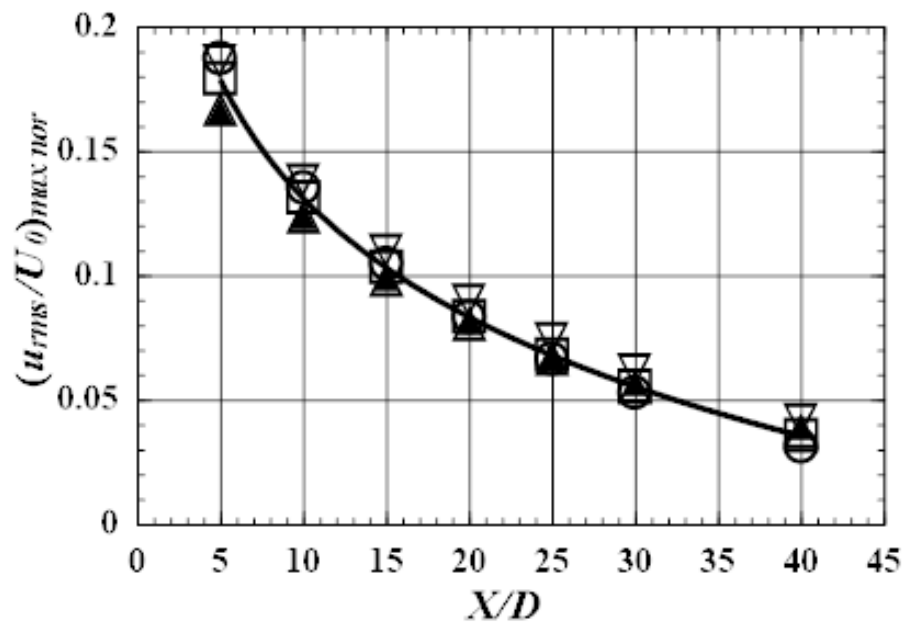


Fig.3-11 (d) Streamwise decay of normalized $(u_{rms}/U_0)_{max\ nor}$ shows similar tendency of among each $\Delta\theta$ and U_0 . Symbols are same in Fig. 3-11(c).

3.5 本章のまとめ

低速低乱風洞内で、 $U_0=1.5\sim 5$ m/s ($Re_D=3000\sim 10000$)、室温と円柱表面との温度差 $\Delta\theta=0\sim 225$ °C ($Ri_D=0\sim 0.0568$) に設定した水平加熱円柱後流を、前章で述べた高精度二線式温度流速計により $X/D=5\sim 40$ で計測し、得られた結果から、渦放出周波数 f_c 、平均温度 θ_{mean}/θ_r 、平均速度 U_{mean}/θ_r 、温度乱れ強さ θ_{rms}/θ_r 、速度乱れ強さ u_{rms}/U_0 、 v_{rms}/U_0 等、各平均量分布の流れ方向変化を求め、 f_c 及び平均場の構造に対する加熱の影響に関し、検討を行った。これらの結果を要約すれば、以下のようになる。

(1) 本流れ場のような比較的高い Re_D 数と比較的低い Ri_D 数を持つ水平加熱円柱後流においても、平均場の構造は非対称化する。

(2) 速度変動スペクトルがピーク値となる渦放出周波数 f_c が、加熱により減少するのは、密度と動粘性係数が加熱により同時に変化することが原因である。

(3) $\Delta\theta=0$ °C時の渦放出周波数 f_{c0} に対する各 $\Delta\theta$ での渦放出周波数 f_c の周波数減少率 $|\Delta f_c|$ は、 Re_D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は、全ての $\Delta\theta$ 及び Re_D に関し同一の減衰曲線に載る。すなわち、 Re_D 及び $\Delta\theta$ の増加に対し、 f_c は類似した減衰特性を持つ。

(4) Ri_D の増加と共に、流れ方向 (X 方向) 及び高さ方向 (Y 方向) 速度乱れ強さ u_{rms} 、 v_{rms} が増加し、運動エネルギーの交換が活発になる。その結果、下流へ向かうにしたがい U_{mean}/U_0 分布内の欠損速度の回復が早められる。加熱による速度乱れの増加と共に、温度乱れ強さ θ_{rms} も増加する。

(5) Ri_D の増加と共に、温度及び速度の変動エネルギーがピークとなる周波数が、渦放出周波数 f_c から f_c 以外の全周波数帯域へと変化する。これは、加熱により渦崩壊が早められたことを示す。

(6) θ_{mean}/θ_r の最大値の流れ方向での減衰特性は、 $Re_D \times Ri_D$ 及び X/D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は、全ての $\Delta\theta$ 及び U_0 に関し同一の減衰曲線に載る。 θ_{rms}/θ_r も同様の特性を持つ。

(7) v_{rms}/U_0 の最大値の流れ方向減衰特性は、 $Re_D^3 \times Ri_D$ 及び X/D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は全 $\Delta\theta$, U_0 に関し同一の減衰曲線に載る。 u_{rms}/U_0 においても同様の特性を持つ。

第 4 章

加熱円柱後流内の運動量輸送機構

4.1 はじめに

前章では、一様流速 $U_0=1.5\sim 5$ m/s ($Re_D=U_0D/\nu=3000\sim 10000$) の水平な主流に直交して置かれた円柱の表面温度を、室温との温度差 $\Delta\theta=0\sim 225$ °C ($Ri_D=g\beta\Delta\theta D/U_0^2=0\sim 0.0568$) に設定し、その後流内で温度・速度変動の高精度な同一位置・同時刻計測を行うことにより、本流れ場のような比較的高い Re_D 数と比較的低い Ri_D 数を持つ水平加熱円柱後流においても構造が非対称化すること、構造の非対称化が平均場に影響を及ぼすこと、及び加熱により渦崩壊が早められること、等について明らかにした。本章では、後流構造の非対称化が運動量輸送機構に及ぼす影響について検討する。

浮力が有効に作用する水平な加熱物体後流では、後流内の上流側断面において、上側渦 ($Y/D>0$ 側の渦。以下、上層渦と称する) の渦度強さが非加熱時より増大し、下側渦 ($Y/D<0$ 側の渦。以下、下層渦と称する) の渦度強さは非加熱時より減少する。それにより誘起速度が発生し、渦対が下方へ回り込む。一方、下流側断面では上層渦が上方へ伸び縦長渦へと変形する。後流内の上・下流側断面でこれらの現象が同時に発生し、構造は非対称となる。

後流構造の非対称化を示した実験例は、 $Re_D=75$ の水流中でリチャードソン数： $Ri_D=0\sim 1$ に変化させて速度を PIV で計測し、加熱により $X/D\leq 22$ の

各断面で上層渦の平均渦度が下層渦より大きくなることを示した Kieft et al.⁽³³⁾, $Re_D=117$ の水流中で Ri_D を $0\sim 1.5$ に変化させて $X/D\leq 55$ での渦列を可視化し、下流側断面における上層渦の上方への伸びを示した Maas et al.⁽²⁴⁾ など、 $Re_D\div 100$ 程度の水流中での研究が多い。

一方、気流中での加熱円柱後流の実験的研究例は、前章で触れた Matsumura and Antonia⁽³¹⁾, Browne and Antonia⁽³²⁾, Maeda and Hishida⁽⁴⁹⁾, 矢作⁽⁵⁰⁾ など、ごく少数存在するに過ぎない。

前章で述べたように、後流構造が非対称化すると、各種平均量の高さ方向 (Y 方向) の分布形状が変化する (渡部他⁽⁵³⁾)。同時に、本章で後述するように、レイノルズ応力や平均渦度等の Y 方向分布も上下非対称となる。これらは、流れ場内の運動量輸送機構に大きな影響を与えるとされる。しかし、低 Re_D 数・高 Ri_D 数の流れ場において後流構造の非対称化を示した Maas et al.⁽²⁴⁾, Kieft et al.⁽³³⁾ らの研究においても、構造の非対称化が輸送機構に及ぼす影響については未解明である。彼らの実験よりも高い Re_D 数と低い Ri_D 数を持つ気流中で行われた Browne and Antonia⁽³²⁾, Maeda and Hishida⁽⁴⁹⁾ らの研究では、構造の非対称化及び非対称化が輸送機構へ及ぼす影響について、全く言及されていない。その原因は、2章で述べたように、従来の計測手段では、温度・速度の高精度な計測、及び両信号間での信頼性の高い高次相関量を得ることが不可能であったためである。

本章では、前章と同じ流れ場において高精度な温度・速度信号間の高次相関量を導出し、水平な加熱物体後流特有の現象である後流構造の非対称化が、運動量輸送機構に及ぼす影響を検討する。

4.2 統計量の導出方法

本実験から算出した相関量の内，本章で述べるのは，浮力項を持つ加熱時の 2 次元ナビエ・ストークス方程式から得られる運動量輸送方程式 (4-1) ~ (4-2) 中に現れる，レイノルズ応力： τ である．測定点における平均温度は T_{mean} K，室温は T_r K である．

$$u_* \frac{\partial u_*}{\partial x_*} + v_* \frac{\partial u_*}{\partial y_*} = - \frac{\partial p_*}{\partial x_*} + \frac{1}{Re_D} \left(\frac{\partial^2 u_*}{\partial x_*^2} + \frac{\partial^2 u_*}{\partial y_*^2} \right) - \frac{\partial \tau_*}{\partial y_*} \quad (4-1)$$

$$u_* \frac{\partial v_*}{\partial x_*} + v_* \frac{\partial v_*}{\partial y_*} = - \frac{\partial p_*}{\partial y_*} + \frac{1}{Re_D} \left(\frac{\partial^2 v_*}{\partial x_*^2} + \frac{\partial^2 v_*}{\partial y_*^2} \right) - \frac{\partial \tau_*}{\partial x_*} + Ri_D \theta_* \quad (4-2)$$

なお，各物理量及び本実験で導出する相関量の無次元化(*)は式(4-3)に従う．

$$x_* = \frac{x}{D}, \quad y_* = \frac{y}{D}, \quad u_* = \frac{u}{U_0}, \quad v_* = \frac{v}{U_0}, \quad p_* = \frac{p}{\rho U_0^2}, \quad \theta_* = \frac{T_{mean} - T_r}{\Delta \theta}$$

$$\tau_* = - \frac{\overline{u'v'}}{U_0^2} \quad (4-3)$$

また，変動速度 u , v 間での (相関) \times (振幅) を表すクロススペクトルを， $CRS(u, v)$ と表記する．なお，本章で示す結果は全て無次元量であるため，以後，*の表示を省略する．

4.3 実験結果と考察

4.3.1 レイノルズ応力分布に対する加熱の影響

図 4-1 (a), 図 4-1 (b) に, 運動量輸送方程式 (4-1), (4-2) 中のせん断応力 τ , $u \sim v$ 間のクロススペクトル $CRS(u, v)$ の Y 方向分布を示す. 全ての $U_0, \Delta\theta$ で同様な傾向を持つため, 加熱による特徴の差が最も顕著に現れる $U_0=1.5 \text{ m/s}$ ($Re_D=3000$) における, $\Delta\theta=225 \text{ K}$ ($Ri_D=0.0568$) 及び非加熱での結果を示す. 又, X の増加による変化を明確に示すため, 最上流断面である $X/D=5$ と, 最下流断面である $X/D=40$ での結果を比較する.

図 4-1 (a), 図 4-1 (b) に示す $CRS(u, v)$ は, 後出の図 4-2 (a) に示すように, $X/D=5$ において, 速度変動スペクトルがピークとなる渦放出周波数 f_c (非加熱時約 10.5 Hz , 加熱時約 9.9 Hz) での $CRS(u, v)$ の大きさが他の周波数より突出しているため, f_c での値を $CRS(u, v)$ の代表値として示した.

図 4-1 (a) に示した $X/D=5$ では, 加熱時の τ 及び $CRS(u, v)$ の上下ピーク位置が共に $Y/D=\pm 0.7$ となり, 一致する.

運動量輸送の大きさを示す τ と, 変動速度 u, v 間の (相関) \times (振幅の大きさ) を示す $CRS(u, v)$ のピーク位置が一致することから, u, v 間の (相関) \times (振幅の大きさ) が最大となる位置で運動量輸送が最も活発に行われていることがわかった.

さらにこれらのピーク位置 ($Y/D=\pm 0.7$) は, 前章図 3-8 (d) に示した加熱時の $X/D=5$ における u_{rms} 分布のピーク位置と一致する.

非加熱時 (\blacktriangle), $X/D=5$ の $CRS(u, v)$ の上下ピーク位置は, 加熱時より後流中心 ($Y/D=0$) に近い $Y/D=\pm 0.5$ に存在する. そしてこれらのピーク位置

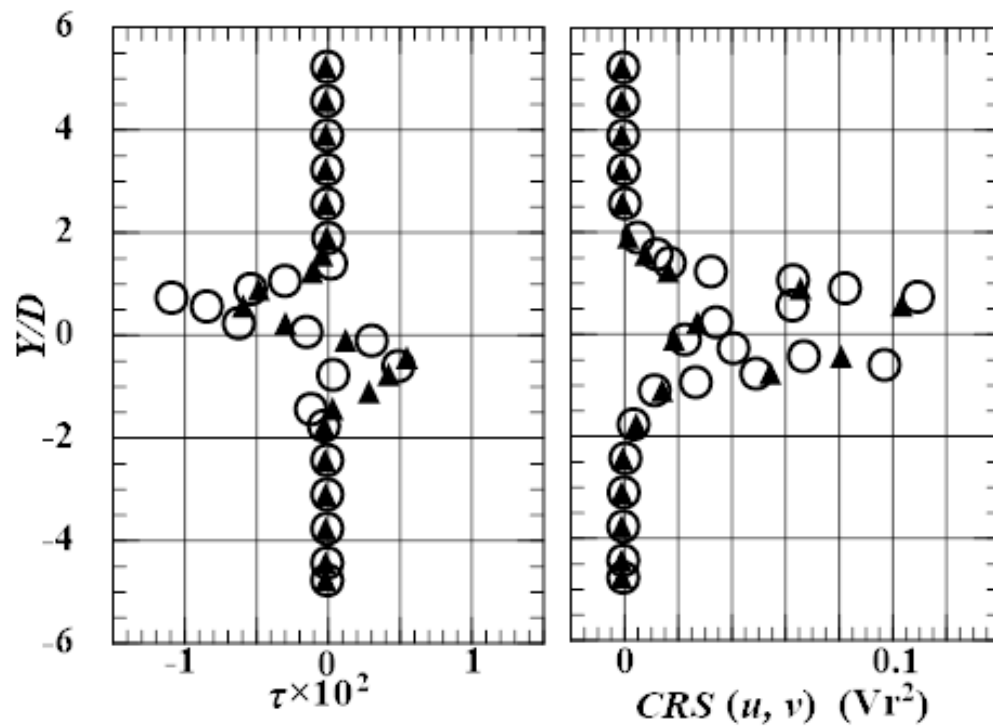


Fig. 4-1(a) Variations of the Reynolds shear stress τ and $CRS(u, v)$ distributions at $X/D=5$ in $U_0=1.5$ m/s (\blacktriangle : $\Delta\theta=0$ K, \circ : $\Delta\theta=225$ K).

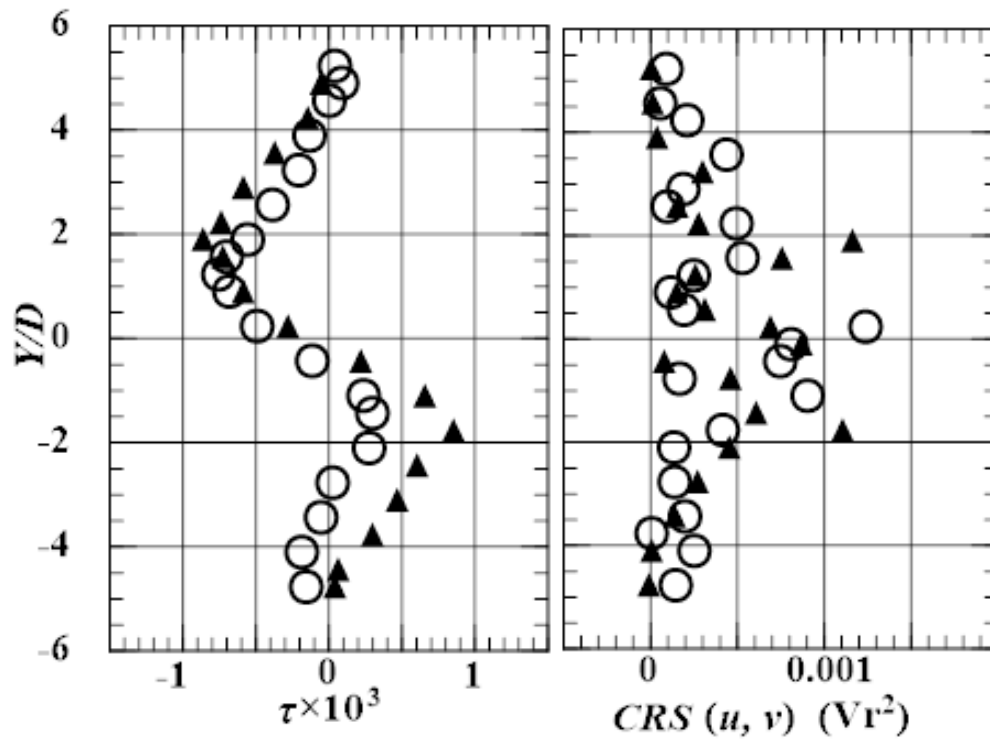


Fig. 4-1(b) Variations of the Reynolds shear stress τ and $CRS(u, v)$ distributions at $X/D = 40$ in $U_0 = 1.5$ m/s (\blacktriangle : $\Delta\theta = 0$ K, \circ : $\Delta\theta = 225$ K).

($Y/D=\pm 0.5$) は、前章図 3-8 (d) に示した非加熱時の $X/D=5$ における u_{rms} 分布のピーク位置とも一致する。以上より本断面においては、加熱時・非加熱時共に、運動量輸送が最も活発に行われる場所で速度乱れ強さ u_{rms} も最大となることがわかった。

一方、図 4-1 (b) に示す $X/D=40$ では、 τ と $CRS(u, v)$ のピーク位置は非加熱時には一致するが、加熱時には一致しない。この理由は、図 4-2 (b) (後出) で示す。

図 4-2 (a), 図 4-2 (b) に、図 4-1 (a), 図 4-1 (b) に示した、加熱・非加熱時の $X/D=5$ 及び 40 において最も運動量輸送が活発となる位置での $CRS(u, v)$ 分布を示す。例として、 $Y/D>0$ 側のみを示すが、図 4-2 (b) には、参考として加熱時の $Y/D<0$ 側ピーク位置($Y/D=-1.5$)での分布も示した。

図 4-2 (a) では、加熱・非加熱時共、 $X/D=5$ のピーク位置(加熱時： $Y/D=0.7$, 非加熱時： $Y/D=0.5$)での $CRS(u, v)$ の値は、速度変動スペクトルがピークとなる周波数 f_c (加熱時： $f_c \doteq 9.9$ Hz, 非加熱時： $f_c \doteq 10.5$ Hz) で突出している。このことから $X/D=5$ では、加熱・非加熱時共、 f_c の周波数を持つ変動速度によりほとんどの運動量輸送が行われていることがわかる。

図 4-2 (b) では、加熱時の $X/D=40$ のピーク位置 ($Y/D=1.2$) において、 $CRS(u, v)$ が最大ピークとなる周波数が $f_c \doteq 9.9$ Hz から 2 ~4 Hz 程度へと変化し、かつ f_c 以外の全帯域に大小のピークが発生している。非加熱時のピーク位置 ($Y/D=1.8$) でも全帯域に大小のピークが見られるが、 $X/D=5$ と同様、最大ピーク値はまだ $f_c \doteq 10.5$ Hz に存在している。前述の図 4-1 (b) ($X/D=40$) において、 τ と $CRS(u, v)$ のピーク位置が、非加熱時には一致し加熱時には一致しないのは、これが原因である。

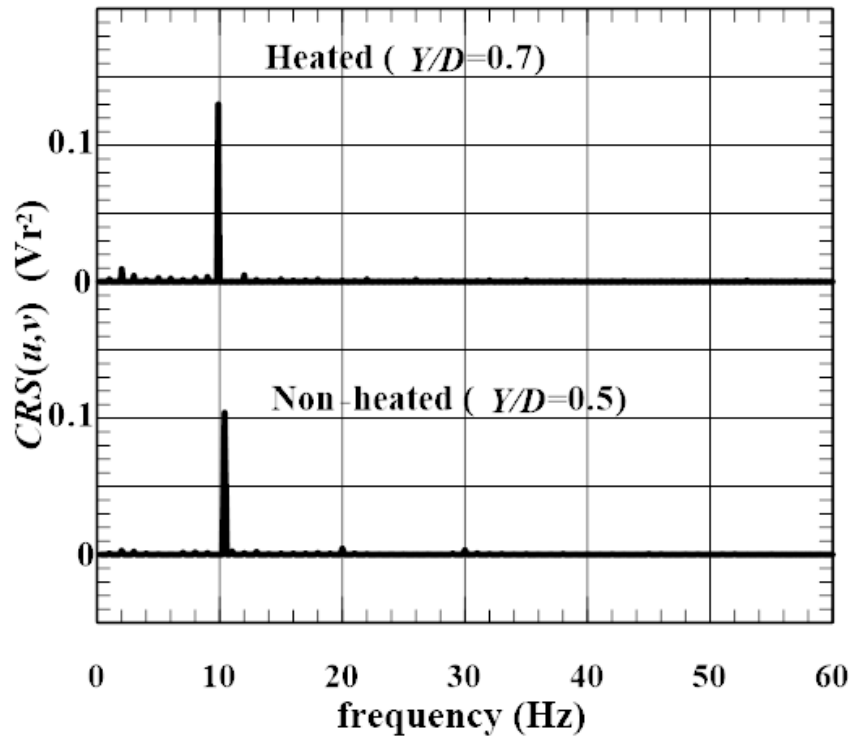


Fig.4-2(a) Comparison of $CRS(u, v)$ distributions in heated and non-heated case at each upper peak position of τ at $X/D=5$ in $U_0=1.5$ m/s.

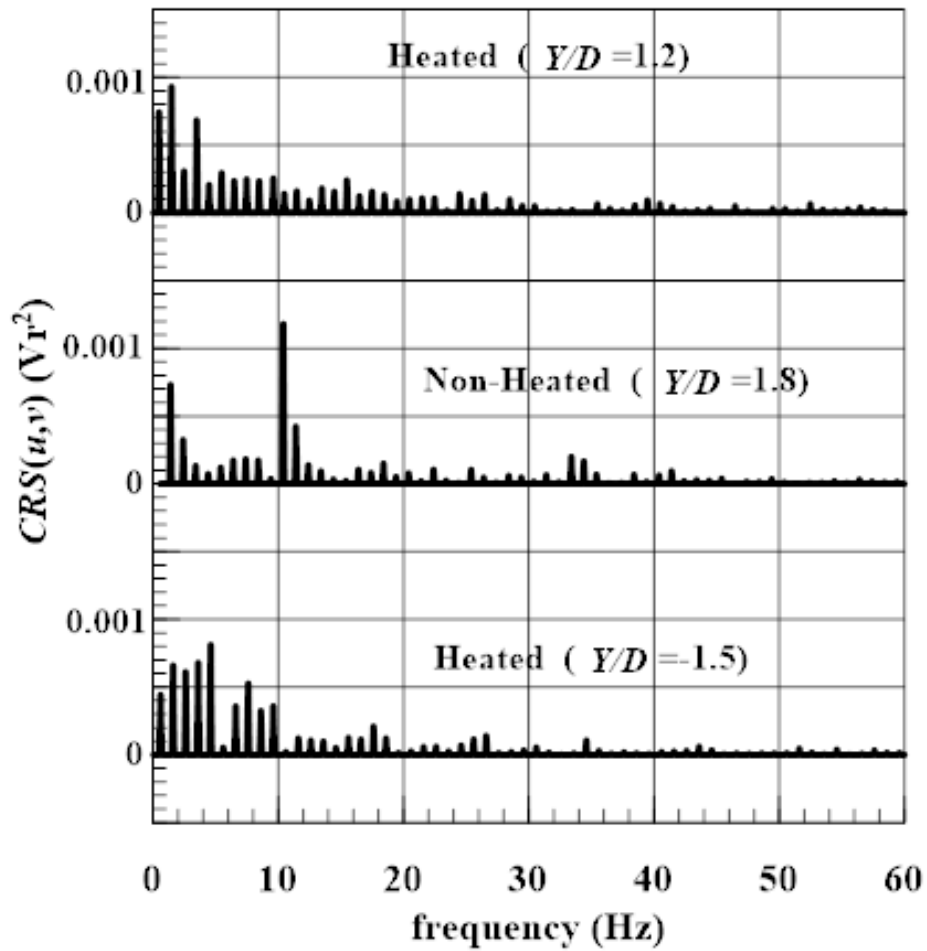


Fig.4-2(b) Comparison of $CRS(u, v)$ distributions in heated and non-heated case at each upper peak position of τ at $X/D=40$ in $U_0=1.5$ m/s.

また上述のように，加熱時， $X/D=5$ から $X/D=40$ に至る間に， $CRS(u, v)$ の値がピークを取る周波数が f_c から f_c 以外の帯域へと変化する．このことは，運動量輸送の主体が，周波数 f_c の放出渦から f_c 以外の周波数を持つ変動速度へと変化したことを意味する．すなわち， X/D の増加と共に，運動量の輸送メカニズムが変化したことを示す．図中の $Y/D=-1.5$ の分布より， $Y/D<0$ でも $Y/D>0$ 側と同様の変化が起きていることがわかる．

前章図 3-4 (a)，図 3-4 (b) に示した本流れ場の可視化写真 ($D=13$ mm, $Ri_D=0.0255$) では，図 3-4 (b) の $X/D=40$ において渦がほとんど崩壊していることが示されている．図 3-4 (a) の非加熱時との比較からも，加熱により渦崩壊が早められていることを確認できる．このことから，図 4-1 (a)，図 4-1 (b)，図 4-2 (a) 及び図 4-2 (b) で示した運動量輸送メカニズムの変化は，加熱により渦崩壊が促進された結果であると考えられる．

4.3.2 加熱による平均勾配の変化

前章の式 (3-1) と同じく，本章でも，断面 X/D における各平均量 Q_i の Y 方向平均勾配 $J_{X/D}$ を

$$J_{X/D} = \{\sum_{i=1}^N |(Q_{i+1} - Q_i)/(Y_{i+1} - Y_i)|\}/N \quad (4-4)$$

とする．例えば $X/D=5$ における平均勾配の場合を J_5 と記す．平均化の計算領域は，主流を除く後流範囲のみに限定した．

Re_D が等しい場合の J_5 に対する各断面の平均勾配減衰率 $J_{X/D}/J_5$ を，後流

上下について算出した。

表 4-1～表 4-3 に、特徴が最も顕著な $U_0=1.5 \text{ m/s}$ ($Re_D=3000$), $\Delta\theta=0 \text{ K}$ ($Ri_D=0$), 225 K ($Ri_D=0.0568$) 時の最上流断面 $X/D=5$, 流れ場の中盤 $X/D=20$, 及び最下流断面 $X/D=40$ における, 各平均量の平均勾配 $J_{X/D}$ と平均勾配減衰率 $J_{X/D}/J_5$ を示す. 添字 U, L は, $Y>0$ 及び $Y<0$ での値を意味する.

表 4-1 に、加熱時及び非加熱時の、平均速度分布 U_{mean}/U_0 の平均勾配変化を示す. U_{mean}/U_0 の J_5 は, $\Delta\theta$ と共に増加する. 矢作⁽⁵⁰⁾も、加熱円柱後流内の $X/D=5$ において平均速度が非加熱時より 10 %程度減少することを示している. 矢作⁽⁵⁰⁾の指摘は、 $X/D=5$ における速度欠損領域内の平均速度勾配は、非加熱時より加熱時の方が大きくなることを示唆している. これは、表 4-1 において、非加熱時の $J_{5U}=0.046$, $J_{5L}=0.046$ に対し、加熱時には $J_{5U}=0.095$, $J_{5L}=0.084$ となることと一致する.

表 4-1 において、 $X/D=5\sim X/D=40$ 間での平均勾配減衰率は、非加熱時は $J_{20U}/J_{5U}=J_{20L}/J_{5L}=0.913$ 及び $J_{40U}/J_{5U}=J_{40L}/J_{5L}=0.696$ であるが、加熱時には $J_{20U}/J_{5U}=0.432$, $J_{20L}/J_{5L}=0.476$ 及び $J_{40U}/J_{5U}=0.284$, $J_{40L}/J_{5L}=0.393$ となる. すなわち Re_D が等しい場合、 $\Delta\theta$ が増えて Ri_D が増大するほど、 $X/D=5$ から $X/D=40$ に至る間に、特に $Y/D>0$ 側で急速に平均勾配が減少する.

表 4-2 に、速度乱れ u_{rms}/U_0 及び v_{rms}/U_0 分布における、平均勾配の変化を示す. 各速度乱れ分布においても、 U_{mean}/U_0 と同様な傾向を確認できる.

以上の結果から、加熱により、 X/D の増加と共に特に $Y/D>0$ 側で後流範囲が拡大し、後流構造が非対称になること、 Ri_D の増加と共に、 $Y/D>0$ 側で運動量輸送が促進される範囲がより大きく広がっていることがわかる.

Table 4-1 Streamwise variation of mean gradient values of U_{mean}/U_0 in upper and lower part of the wake at $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=0$ K and 225 K.

$\Delta\theta=0$ K ($Ri_D=0$)				
X/D	(J_{XDU})	$(J_{XDU})/(J_{5U})$	(J_{XDL})	$(J_{XDL})/(J_{5L})$
5	0.046	1.000	0.046	1.000
20	0.042	0.913	0.042	0.913
40	0.032	0.696	0.032	0.696

$\Delta\theta=225$ K ($Ri_D=0.0568$)				
X/D	(J_{XDU})	$(J_{XDU})/(J_{5U})$	(J_{XDL})	$(J_{XDL})/(J_{5L})$
5	0.095	1.000	0.084	1.000
20	0.041	0.432	0.040	0.476
40	0.027	0.284	0.033	0.393

Table 4-2 Streamwise variation of mean gradient values of u_{rms}/U_0 and v_{rms}/U_0 in upper and lower part of the wake at $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=225$ K.

$u_{rms}/U_0 \quad \Delta\theta=225 \text{ K} (Ri_D=0.0568)$				
X/D	$(J_{X/D U})$	$(J_{X/D U})/(J_{5U})$	$(J_{X/D L})$	$(J_{X/D L})/(J_{5L})$
5	-0.039	1.000	0.035	1.000
20	-0.018	0.462	0.019	0.543
40	-0.0050	0.128	0.0064	0.182

$v_{rms}/U_0 \quad \Delta\theta=225 \text{ K} (Ri_D=0.0568)$				
X/D	$(J_{X/D U})$	$(J_{X/D U})/(J_{5U})$	$(J_{X/D L})$	$(J_{X/D L})/(J_{5L})$
5	-0.089	1.000	0.086	1.000
20	-0.023	0.258	0.024	0.279
40	-0.0058	0.065	0.0074	0.086

表 4-3 に、 θ_{mean}/θ_r 分布及び θ_{rms}/θ_r 分布における平均勾配の変化を示す。平均温度及び温度乱れ強さの分布においても、平均速度及び各速度乱れ強さの分布における平均勾配の減衰と、同様の傾向を示すことがわかった。

これらのことから、加熱による後流構造の非対称化及び運動量輸送が活発化する範囲の拡大は、熱輸送にも同様の効果を与えることがわかった。

4.3.3 各平均量分布における半値位置の変化

図 4-3 (a) ～図 4-3 (e) に、各平均量の半値位置： $(Y/D)_{0.5}$ の流れ方向変化を示す。 $Y/D>0$ 及び $Y/D<0$ での $(Y/D)_{0.5}$ を各々 $(Y/D)_{0.5U}$, $(Y/D)_{0.5L}$ とし、両者の平均値を $(Y/D)_{0.5Av} = \{(Y/D)_{0.5U} + (Y/D)_{0.5L}\}/2$ とした。いずれも、特徴が顕著な $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=225$ K 時 ($Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$) での結果を示す。

図 4-3 (a) は、 u_{rms}/U_0 分布の半値位置の変化である。非加熱時 (▲), $(Y/D)_{0.5}$ は $X/D=5\sim 40$ 間で $(Y/D)_{0.5U}=(Y/D)_{0.5L}$ であり、 $(Y/D)_{0.5Av}=0$ となる (図示せず)。一方、加熱時 (○) の $(Y/D)_{0.5Av}$ (—) は、($5<X/D\leq 20$) で負となり、 $(Y/D)_{0.5U}<(Y/D)_{0.5L}$ となる。又、 $X/D>20$ では $(Y/D)_{0.5Av}>0$ となる。以上のことから、加熱時には後流構造が非対称になっていることがわかる。

図 4-3 (b) は θ_{mean}/θ_r , 図 4-3 (c) は θ_{rms}/θ_r , 図 4-3 (d) は U_{mean}/U_0 , 図 4-3 (e) は v_{rms}/U_0 に関する結果である。全ての平均量の半値位置において u_{rms}/U_0 と類似した傾向が見られることから、温度場、速度場ともに、加熱により非対称化していることが明らかとなった。

Maas et al.⁽²⁴⁾ は、 $Ri_D\leq 0.2$ の流れ場では、 $X/D=5\sim 37$ においてプルーム発生及び上層渦からのプルーム離脱が無いことを示した。本流れ場は全て $Ri_D<0.06$ であり (前章表 3-1 参照), 前章図 3-4 (b) の可視化写真及び各測

Table 4-3 Streamwise variation of mean gradient values of θ_{mean}/θ_r and θ_{rms}/θ_r in upper and lower part of the wake at $U_0=1.5$ m/s, $\Delta\theta=225$ K.

θ_{mean}/θ_r $\Delta\theta=225$ K ($Ri_D=0.0568$)				
X/D	$(J_{X/D U})$	$(J_{X/D U})/(J_{5U})$	$(J_{X/D L})$	$(J_{X/D L})/(J_{5L})$
5	-0.221	1.000	0.201	1.000
20	-0.085	0.385	0.090	0.448
40	-0.0355	0.161	0.0378	0.188

θ_{rms}/θ_r $\Delta\theta=225$ K ($Ri_D=0.0568$)				
X/D	$(J_{X/D U})$	$(J_{X/D U})/(J_{5U})$	$(J_{X/D L})$	$(J_{X/D L})/(J_{5L})$
5	-0.065	1.000	0.060	1.000
20	-0.0178	0.274	0.030	0.500
40	-0.0101	0.155	0.0189	0.315

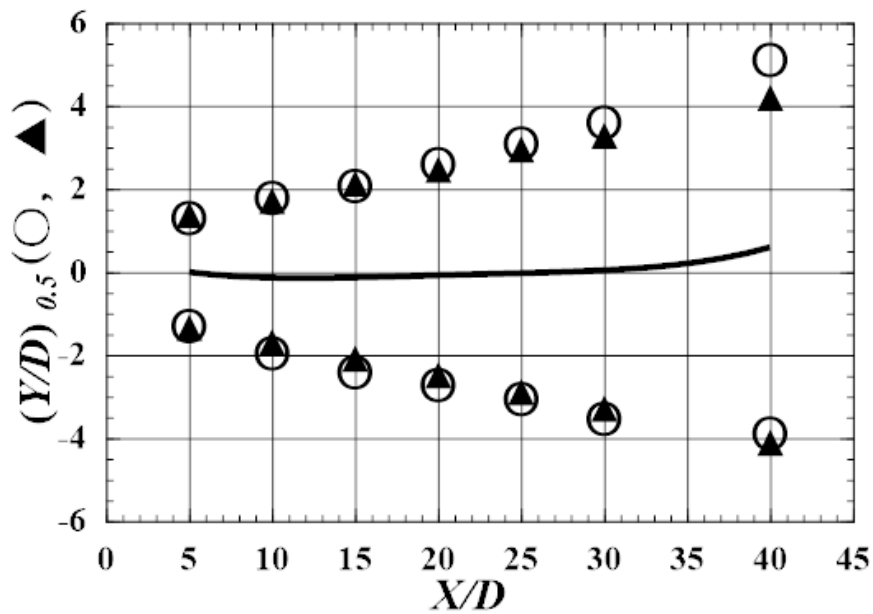


Fig.4-3(a) Streamwise variations $(Y/D)_{0.5}$ of the u_{rms}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s in present work

(▲ : $\Delta\theta=0$ K, ○ : $\Delta\theta=225$ K, — : $(Y/D)_{0.5}$ Av in $\Delta\theta=225$ K).

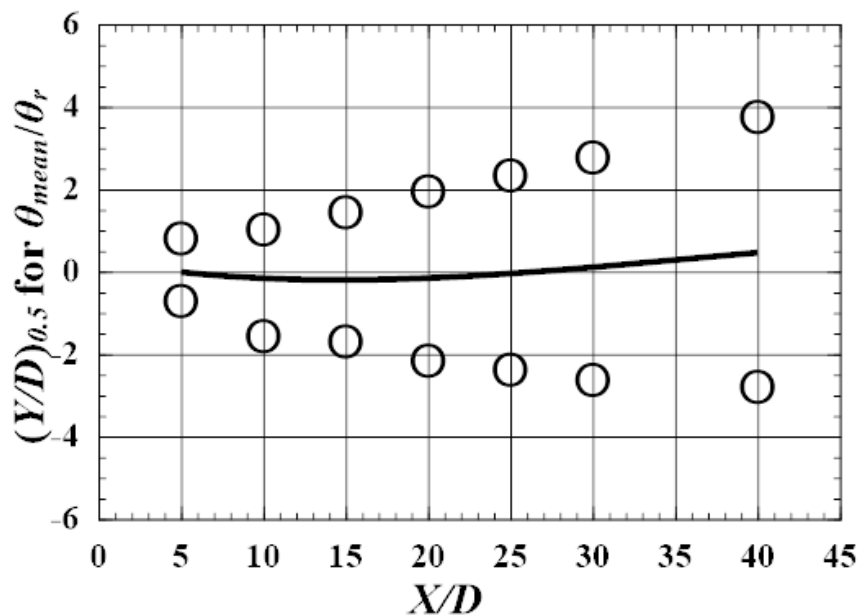


Fig.4-3(b) Streamwise variations $(Y/D)_{0.5}$ of the θ_{mean}/θ_r at $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=225$ K (— : $(Y/D)_{0.5}$ Av).

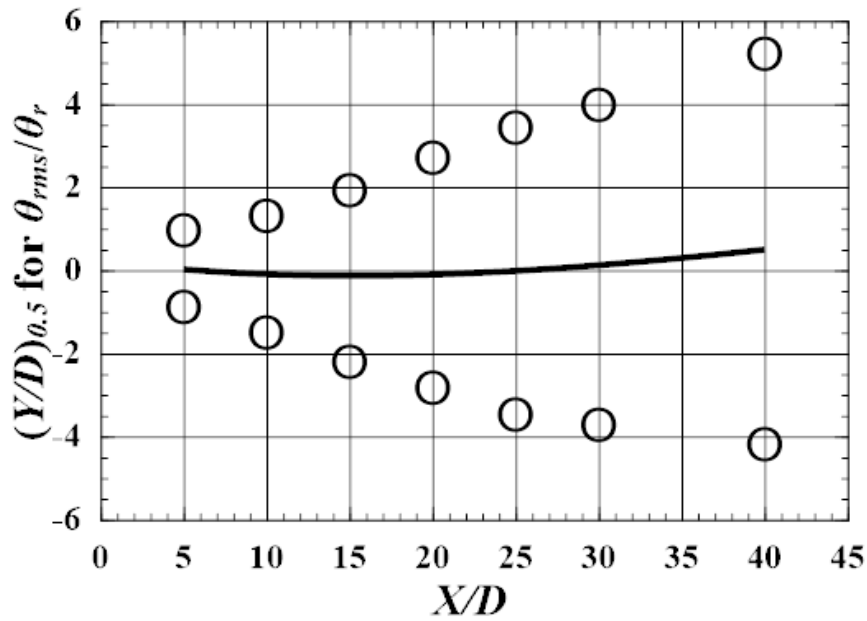


Fig.4-3(c) Streamwise variations $(Y/D)_{0.5}$ of the θ_{rms}/θ_r at $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=225$ K (— : $(Y/D)_{0.5 Av}$).

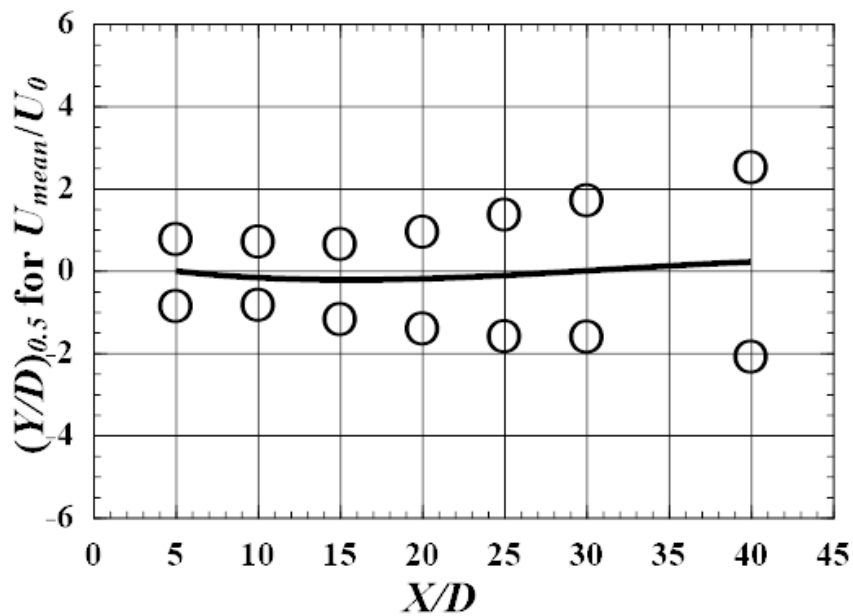


Fig.4-3(d) Streamwise variations $(Y/D)_{0.5}$ of the U_{mean}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=225$ K (— : $(Y/D)_{0.5 Av}$).

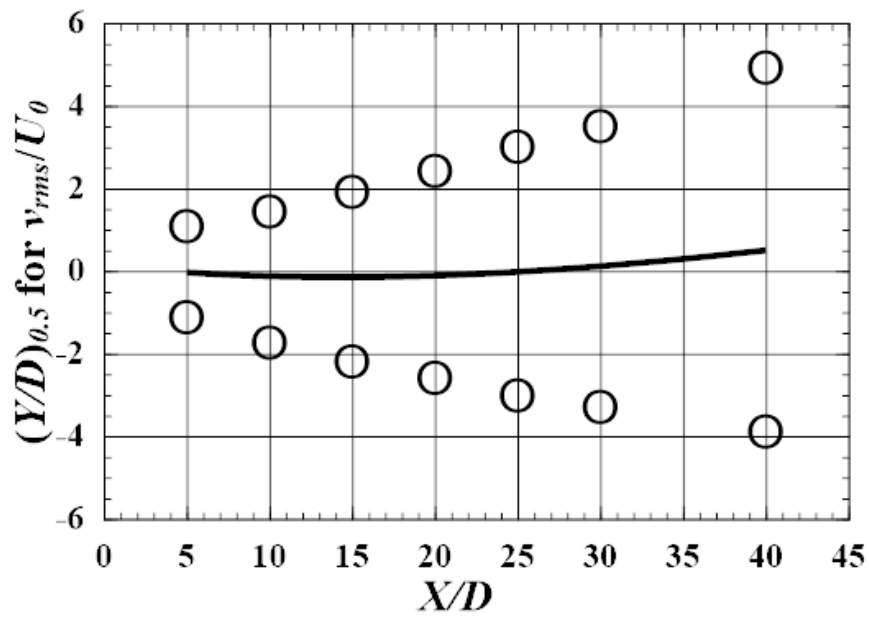


Fig.4-3(e) Streamwise variations $(Y/D)_{0.5}$ of the v_{rms}/U_0 at $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=225$ K (— : $(Y/D)_{0.5 Av}$).

定結果からも，計測範囲内($5 \leq X/D \leq 40$)でのブルームの発生及び離脱は確認できなかった．よって，本流れ場の下流側断面で $(Y/D)_{0.5Av} > 0$ となる原因は，ブルーム発生や離脱ではない．この現象及び上流側断面で $(Y/D)_{0.5Av} < 0$ となる原因の詳細は，後出する式(4-5)の項で説明する．

4.3.4 平均渦度分布に対する加熱の影響

図4-4に，平均渦度 $\Omega = (\partial V_{mean} / \partial X - \partial U_{mean} / \partial Y)$ のY方向分布を示す．特徴の違いが最も顕著な， $U_0 = 1.5 \text{ m/s}$ ($Re_D = 3000$)， $\Delta\theta = 225 \text{ K}$ ($Ri_D = 0.0568$: ○)及び非加熱(▲)時の， $X/D = 5, 20$ 及び40の各断面について比較した．

各断面で，非加熱時(▲)は上下点对称な分布を示す．加熱時(○)は，図4-1の τ 分布と類似の傾向を示す．すなわち，非加熱時と比較し， $X/D = 5$ では $Y/D > 0$ 側のピーク値が増大し， $Y/D < 0$ 側のピーク値は減少する．下流へ向かうにしたがい後流上下のピーク値の差は小さくなり， $X/D > 20$ で差はほとんど無くなる．本図から，Kieft et al.⁽³³⁾，Maas et. al.⁽²⁴⁾と同様， $Ri_D < 0.06$ の本流れ場でも，加熱により上流側断面の $Y/D > 0$ 側で平均渦度が増大することがわかる．

各断面での上下ピーク位置 $(Y/D)_{\Omega U}$ 及び $(Y/D)_{\Omega L}$ 間の中心位置 $(Y/D)_{sym} = \{(Y/D)_{\Omega U} + (Y/D)_{\Omega L}\} / 2$ を，後流中心位置(—)とする．加熱時(○)には， $X/D = 5, 20, 40$ で $(Y/D)_{sym} = 0, -0.4, +0.2$ と変化する．すなわち，後流の中心位置が， $X/D = 5 \sim 20$ 間ではやや下方へ， $X/D > 20$ では上方へ移動している．図示しないが，非加熱時(▲)には，全ての断面で $(Y/D)_{sym} = 0$ であることを確認している．よって，加熱時に $X/D = 5 \sim 20$ で見られる $(Y/D)_{sym}$

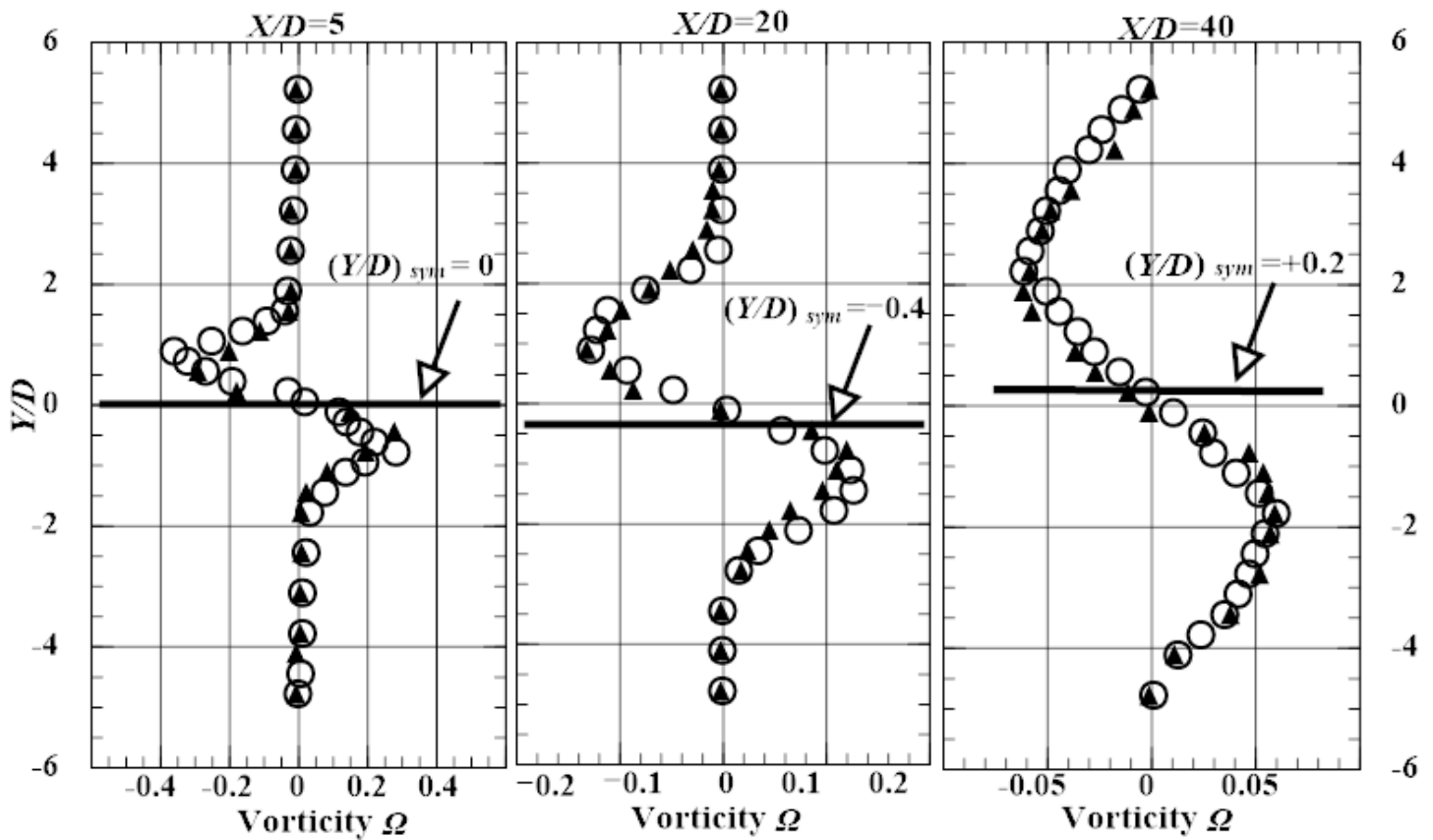


Fig.4-4 Streamwise variation of mean vorticity Ω distributions in $U_0=1.5$ m/s
 (\blacktriangle : $\Delta\theta=0$ K, \circ : $\Delta\theta=225$ K). — : Wake symmetric axis of
 $\Delta\theta=225$ K.

の下方への変位と $X/D > 20$ に現れる上方への変位は、加熱により生じた現象であることがわかる。また、 $(Y/D)_{sym}$ の変化から、後流構造が非対称になっていることがわかる。この原因も、式 (4-5) (後出) の項で説明する。なお、図 4-4 で示された傾向は、図 4-3 (a) ~ 図 4-3 (e) で示した加熱時 (○) の $(Y/D)_{0.5Av}$ の流れ方向変化と一致するものである。

4.3.5 加熱による瞬間波形の変化

図 4-5 (a) ~ 図 4-5 (c) に、 $X/D=40$ 内の各 Y/D における、 u , v 波形の比較を示す。

図 4-5 (a) に、非加熱時の波形を示す。 $Y/D=4.2$ では $u_{rms}=0.022$, $v_{rms}=0.037$ となり、それと対称な位置である $Y/D=-4.2$ では、 $u_{rms}=0.022$, $v_{rms}=0.038$ となる。すなわち $Y/D=\pm 4.2$ において、 u , v の速度乱れ強さがそれぞれ同等の値を持つ。よって u , v 波形は、それぞれ統計的に一致していると言える。これは、 $X/D=40$ において円柱後流が対称構造を持つことを示す。

しかし図 4-5 (b) の加熱時では、 $Y/D=-4.2$ の波形よりも $Y/D=4.2$ の波形に、高周波ピークが頻出している。また $Y/D=4.2$ での速度乱れ強さの値： $u_{rms}=0.037$, $v_{rms}=0.053$ に対し、 $Y/D=-4.2$ ではそれぞれ $u_{rms}=0.029$, $v_{rms}=0.043$ となり、 $Y/D=4.2$ 側で u_{rms} , v_{rms} の値が増加している。すなわち、上下対称位置における速度乱れ強さは一致していない。このことから、加熱時に $X/D=40$ において後流が非対称な構造に変化していることがわかる。

さらに図 4-5 (c) に、 $X/D=40$ における加熱時の u , v 瞬間波形を、 $Y/D=5.2$ 及び $Y/D=-4.2$ で比較する。 $Y/D=5.2$ での各速度乱れ強さの大きさ ($u_{rms} =$

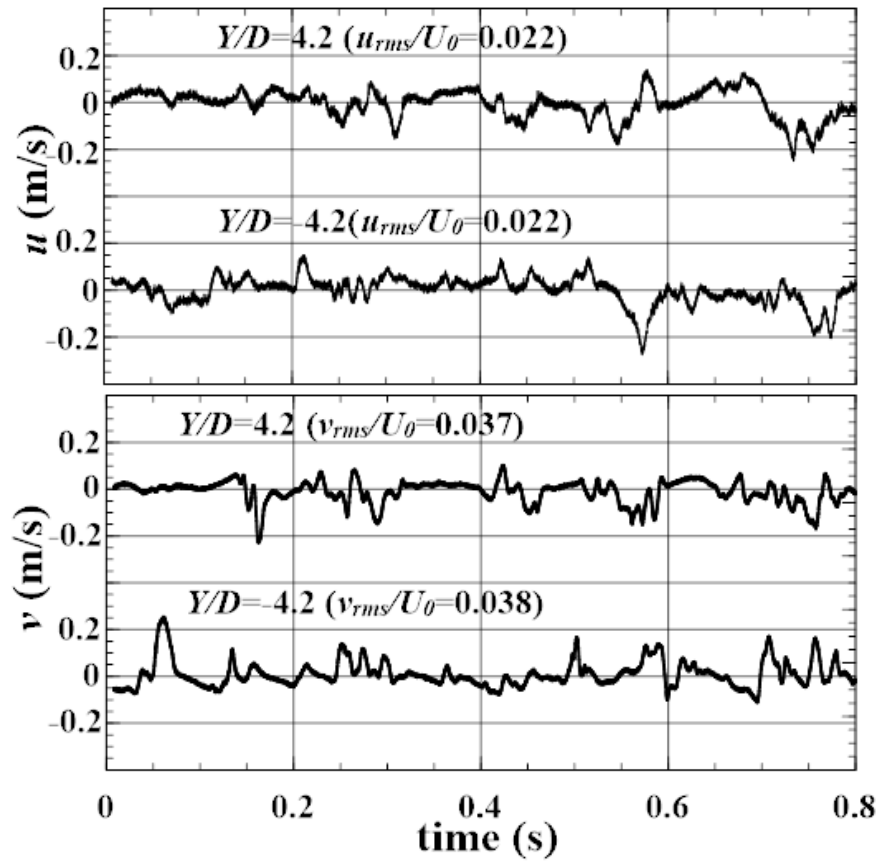


Fig.4-5(a) Comparison of the instantaneous wave form of non-heated case u and v in $U_0=1.5\text{m/s}$ at $X/D=40$ and $Y/D=4.2$ and -4.2 .

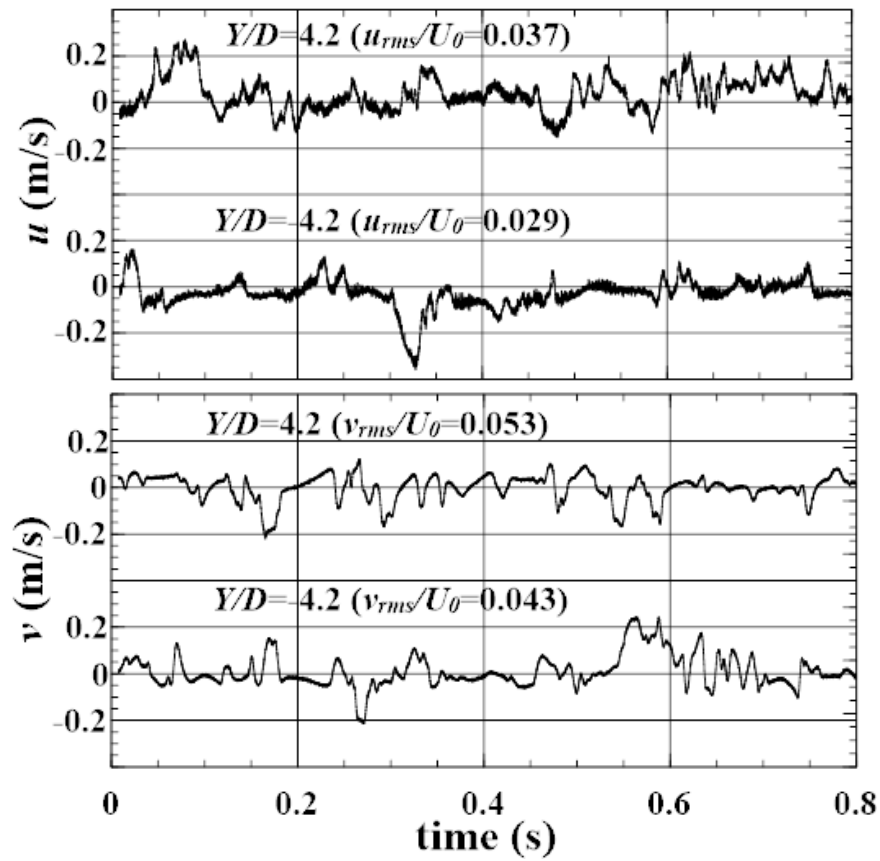


Fig.4-5(b) Comparison of the instantaneous wave form of heated case u and v in $U_0=1.5\text{m/s}$ at $X/D=40$ and $Y/D=4.2$ and -4.2 .

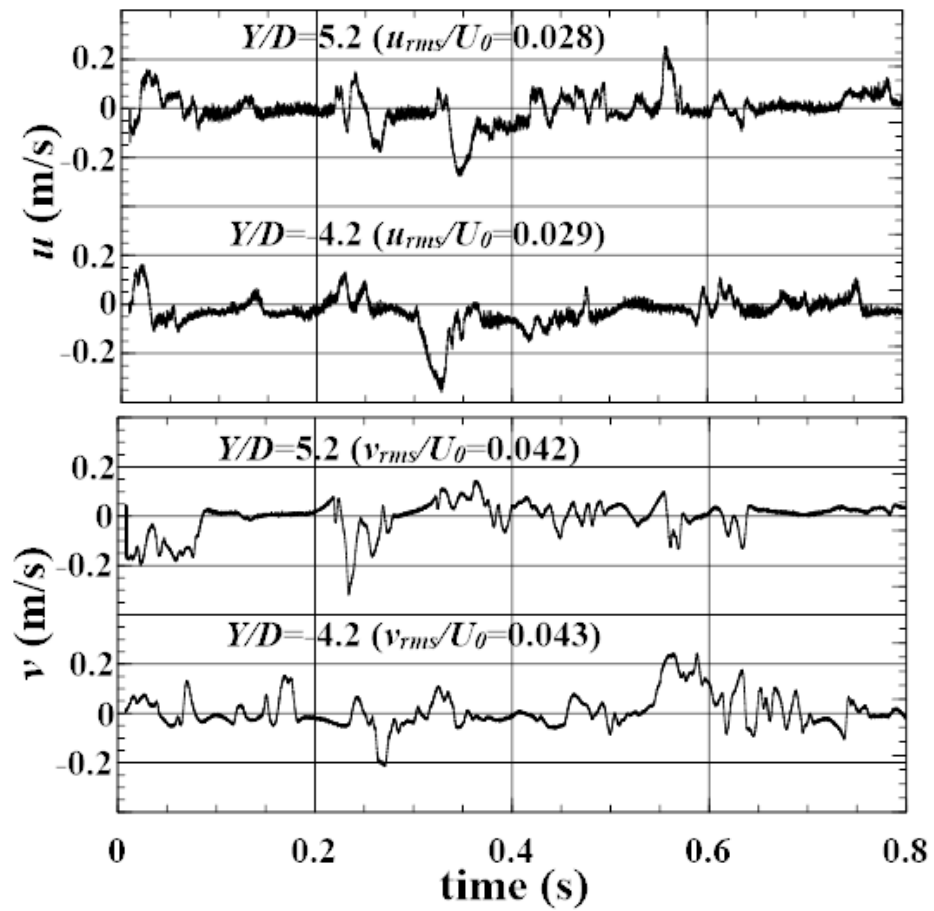


Fig.4-5(c) Comparison of the instantaneous wave form of heated case u and v in $U_0=1.5\text{m/s}$ at $X/D=40$ and $Y/D=5.2$ and -4.2 .

0.028, $v_{rms}=0.042$) は, 図 4-5 (b) の $Y/D=-4.2$ ($u_{rms}=0.029$, $v_{rms}=0.043$) と同等になっていることが示されている. このことから, $X/D=40$ では, 加熱により $Y/D>0$ 側で後流範囲が上方へ拡大し, 構造が非対称化していることがわかる.

図 4-3 (a) ~ 図 4-3 (e), 図 4-4, 図 4-5 (b) ~ 図 4-5 (c) 及び表 4-1 ~ 表 4-3 で示した, 加熱による後流構造の上下非対称化は, $Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$ の流れ場において, $X/D=20$ から 40 の間で上層渦が上向きに伸びたことを示す. Maas et al.⁽²⁴⁾が $Ri_D=0.5$ の水流中の可視化写真で示した上層渦が浮力により上向きに伸びる現象が, リチャードソン数が低い本流れ場 ($Ri_D<0.06$) でも生じていることを示す. 前章の加熱時の可視化写真 (図 3-4 (b)) でも, $X/D=40$ の $Y/D>0$ で, 後流範囲が上方に拡大していることが示されている.

また, ①表 4-1 ~ 表 4-3 に示した各パラメータの平均勾配が, $X/D=5$ ~ $X/D=20$ 間で $J_{5U}>J_{5L}$ から $J_{X/DU} \doteq J_{X/DL}$ になる事, ②図 4-3 (a) ~ 図 4-3 (e) に示した, $X/D \leq 20$ で各平均量の $(Y/D)_{0.5Av} < 0$ となる事, 等から, $Re_D=3000$, $Ri_D=0.0568$ の流れ場における $X/D \leq 20$ では, $Y/D < 0$ 側の後流範囲が $Y/D > 0$ 側より増大し, 非対称な構造を持つことがわかる.

4.3.6 後流中盤におけるレイノルズ応力分布

図 4-6 に, 後流中盤の断面 $X/D=10, 20, 30$ における, レイノルズ応力 τ の Y 方向分布を示す. 全 U_0 で同様な傾向を示しており, ここでは特徴が顕著に現れる $U_0=1.5$ m/s 時 ($Re_D=3000$) の, $\Delta\theta=225$ K ($Ri_D=0.0568$: ○) と非加熱 (▲) の結果を比較する.

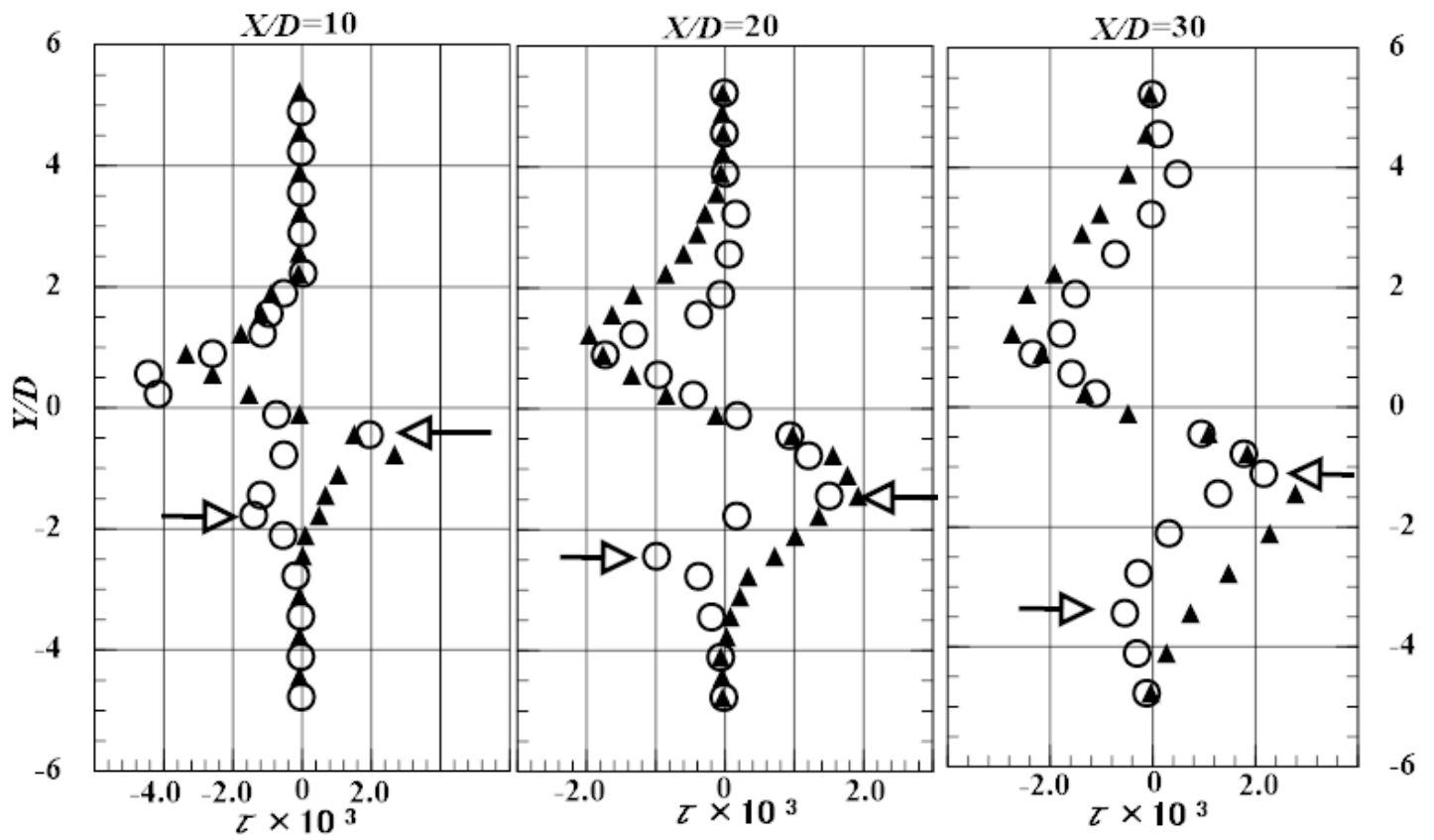


Fig.4-6 Comparison of the Reynolds shear stress τ distributions in $U_0=1.5$ m/s
 (\blacktriangle : $\Delta\theta=0$ K, \circ : $\Delta\theta=225$ K).

非加熱時(▲), τ の分布は, 全ての断面で $Y/D=0$ について点対称になる.
 加熱時(○), $X/D=10$ においては, $Y/D>0$ 側で $|\tau|$ のピーク値が非加熱時より増大するが, $Y/D<0$ 側では非加熱時より小さくなる. これは, 図 4-1 (a) の $X/D=5$ における加熱時の τ 分布, 及び表 4-1 の $X/D=5$ で加熱時の平均速度 (U_{mean}/U_0) 勾配が $J_{5U}>J_{5L}$ となることと, 類似した傾向である. また $X/D>20$ で $Y/D>0$ 側の τ のピーク値が非加熱時より減少するのは, 表 4-1 の $X/D>20$ で, $Y/D>0$ 側の平均速度勾配 J_{20U} 及び J_{40U} が, $Y/D<0$ 側の J_{20L} 及び J_{40L} より早く減少していることと関連する. 加熱による $X/D\leq 20$ 及び $X/D>20$ での平均速度勾配の変化は, 図 4-3 (a) ~ 図 4-3 (e) で示した $(Y/D)_{0.5Av}$ 及び 図 4-4 で示した $(Y/D)_{sym}$ の変化に関連すると考えている.

非加熱時に見られない $Y/D<0$ 側の τ の負ピーク位置 (図中, 右向き矢印: \rightarrow) が, 下流へ向かうにしたがい下方へ移動し, 同時に $Y/D<0$ 側の正のピーク (図中, 左向き矢印: \leftarrow) が減少する. なお, 前出の図 4-1 (b) においても, $X/D=40$ の $Y/D<0$ 側に τ の負ピーク位置 ($Y/D\approx -4$) が見られる.

この, 加熱時のみ $Y/D<0$ 側に現れる τ の負ピークについては, 式 (4-5) の項 (後出) で説明する.

図 4-7 (a), 図 4-7 (b) に, 図 4-6 に示した τ 分布の, $X/D=20$ での上下ピーク位置 (非加熱: $Y/D=1.3$ 及び -1.3 , 加熱: $Y/D=1.0$, -1.3 及び -2.4) における u (黒太線), v (赤細線) の瞬間波形を示す. 非加熱時 (図 4-7 (a)), u , v 波形は $Y/D=1.3$ で同符号, $Y/D=-1.3$ では反対符号となる瞬間が多いことから, せん断応力 $\tau = -\overline{uv}/U_0^2$ は, $Y/D=1.3$ で負, $Y/D=-1.3$ で正となることがわかる.

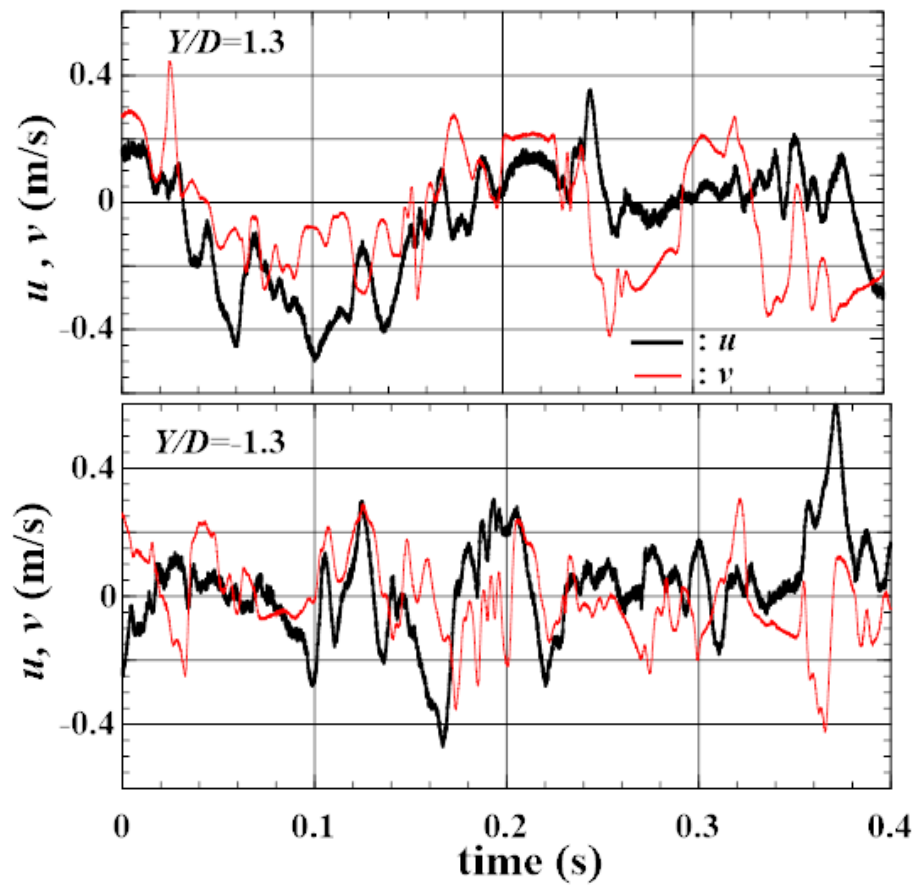


Fig.4-7(a) Comparison of instantaneous waveforms u and v at the τ peaks in $Y/D>0$ and $Y/D<0$ of $X/D=20$ in $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=0$ K.

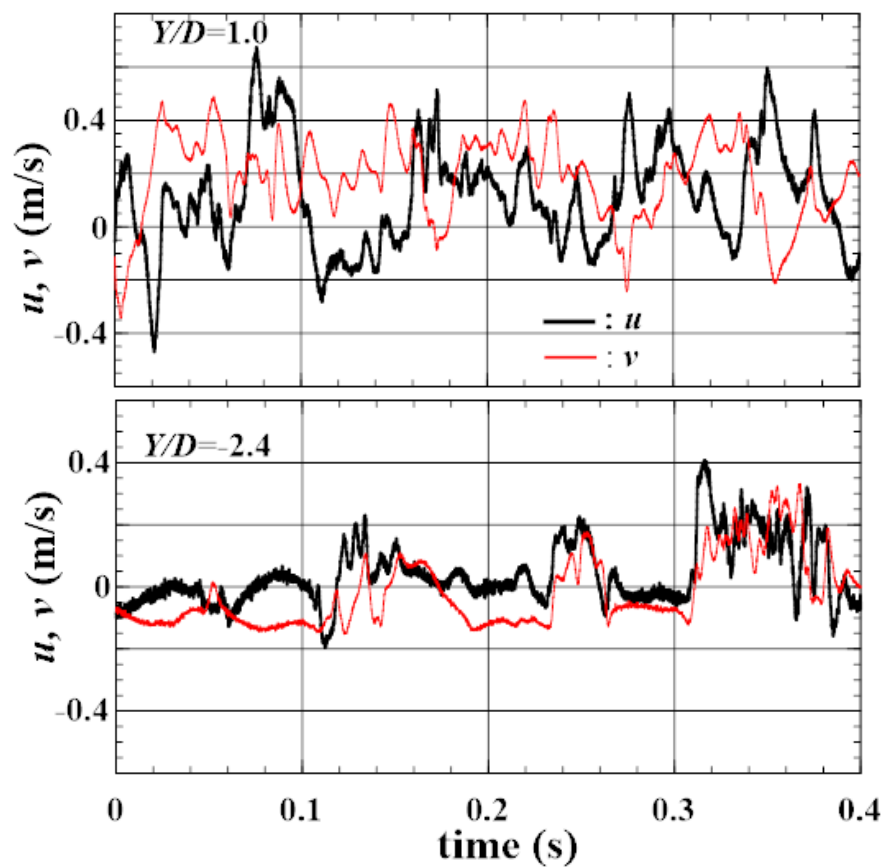


Fig.4-7(b) Comparison of instantaneous waveforms u and v at the τ peaks in $Y/D>0$ and $Y/D<0$ of $X/D=20$ in $U_0=1.5$ m/s and $\Delta\theta=0$ K.

加熱（図 4-7 (b)）の場合， u ， v 波形間の符号は $Y/D=1.0$ では同符号， $Y/D=-1.3$ では反対符号となる瞬間が多く，これらの位置で τ は非加熱時（図 4-7 (a)）と同じ符号となる．また図示しないが，非加熱時には $Y/D=-2.4$ でも $Y/D=-1.3$ と同様， u ， v 波形は反対符号となる瞬間が多いことを確認している．しかし図 4-7 (b)（加熱時）の $Y/D=-2.4$ では， u ， v 波形間の符号は同符号となる瞬間が多く見られる．これは，加熱時には非加熱時とは逆に， $Y/D=-2.4$ で τ は負となることを示す．すなわち図 4-6 の $X/D=20$ ， $Y/D=-2.4$ 近傍に， τ の負ピークが現れる事と一致する．このように加熱時の $Y/D<0$ 側の渦（下層渦）は，非加熱時とは異なる挙動を示す．

図 4-8 (a)，図 4-8 (b) に，加熱・非加熱時に関する u ， v 間のクロススペクトル $CRS(u, v)$ の周波数分布を示す．計測位置は，図 4-6 の $X/D=20$ での τ 分布 ($Re_D=3000$ ， $Ri_D=0.0568$ ，及び非加熱) における上下ピーク位置 (非加熱時： $Y/D=\pm 1.3$ ， $\Delta\theta=225$ K 時： $Y/D=1.0$ ， -1.3 及び -2.4) である．

図 4-8 (a) に，非加熱時の τ の負ピーク位置 $Y/D=1.3$ ，及び正ピーク位置 $Y/D=-1.3$ における $CRS(u, v)$ の周波数分布を示す． $Y/D=1.3$ ， -1.3 の両方共，速度変動スペクトルがピークとなる渦放出周波数 $f_c \doteq 10.5$ Hz に，突出したピークが見られる．このことから，非加熱時の $X/D=20$ における上下ピーク位置 ($Y/D=\pm 1.3$) では，主に f_c を持つ速度変動により運動量輸送が行われていることがわかる．

図 4-8 (b) に，加熱時 ($\Delta\theta=225$ K) の， τ の負ピーク位置 $Y/D=1.0$ ， $Y/D=-2.4$ ，及び正ピーク位置 $Y/D=-1.3$ における $CRS(u, v)$ の周波数分布を示す． $Y/D=1.0$ ， $Y/D=-1.3$ の両方に， $f_c \doteq 9.9$ Hz に $CRS(u, v)$ の突出したピ

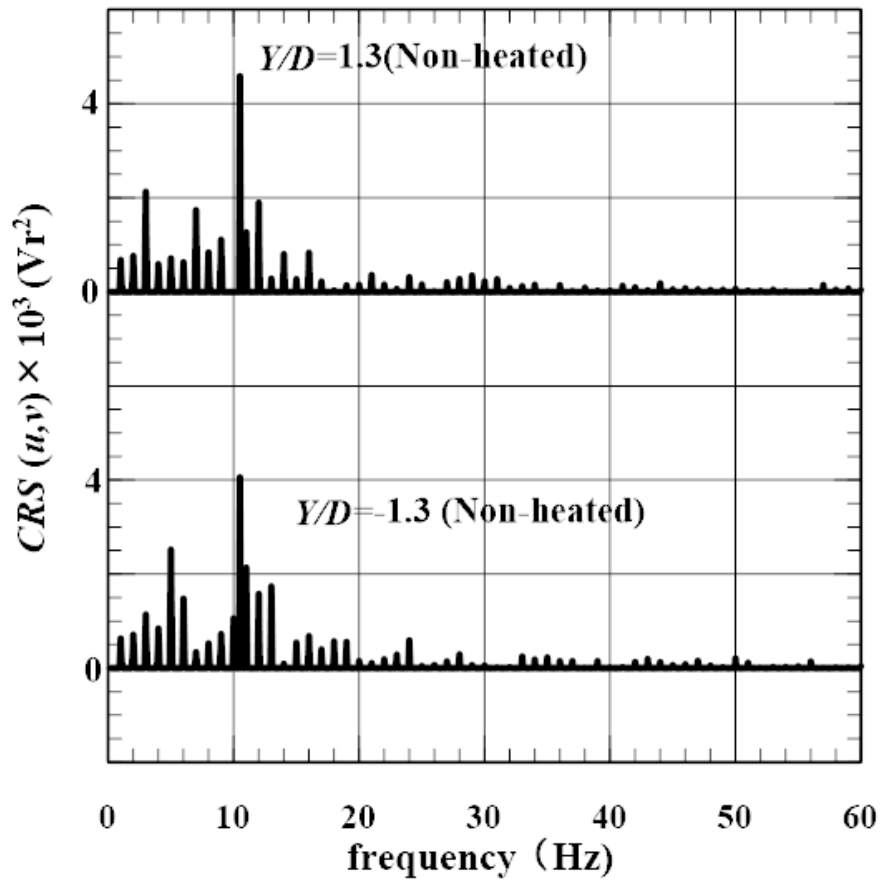


Fig.4-8(a) $CRS(u, v)$ distributions at the same positions in Fig.4-6 ($X/D=20, Y/D=\pm 1.3$) in non-heated case.

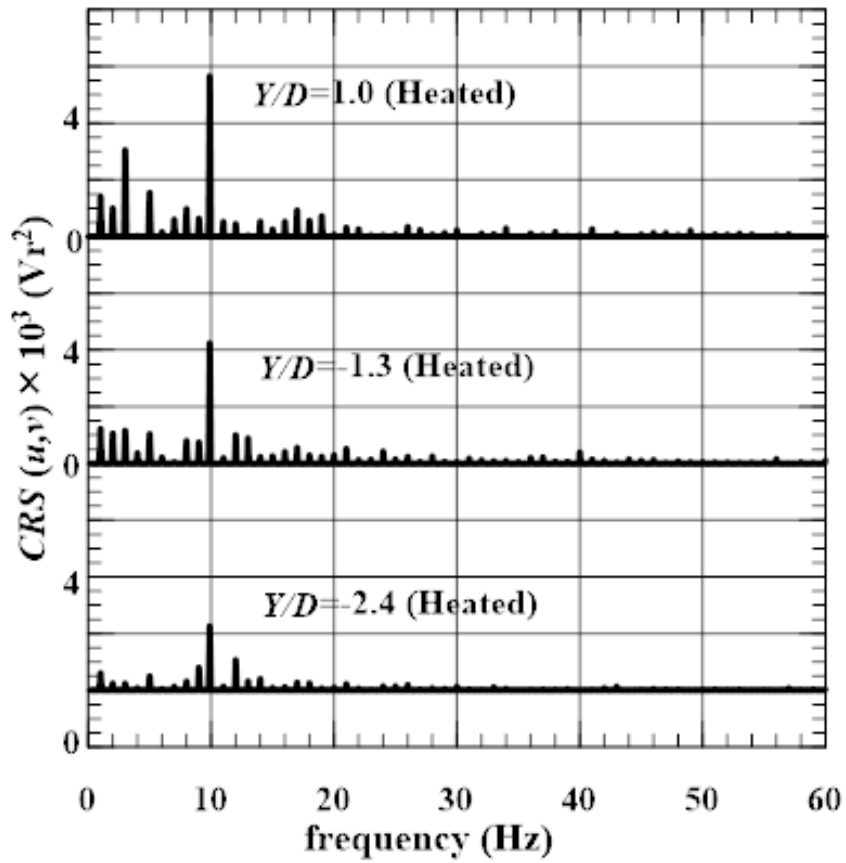


Fig.4-8(b) $CRS(u, v)$ distributions at the same positions in Fig.4-6 ($X/D=20$, $Y/D=1.0$, -1.3 and -2.4) in heated case.

ークが見られる．よって本断面では，加熱時の τ の正負ピーク位置でも，非加熱時と同じく，主として $f_c \doteq 9.9$ Hz の速度変動が運動量輸送を賄っていることがわかった．

また，加熱時のみ $Y/D < 0$ 側に出現する τ の負ピーク位置 $Y/D = -2.4$ では，図 4-7 (b) で述べたように， u ， v 波形の位相が非加熱時とは逆になる．しかし同図から，運動量輸送の主体となる速度変動の周波数は $f_c \doteq 9.9$ Hz のままであることがわかる．

4.3.7 渦度の非対称化による誘起速度について

Kieft et al.⁽³³⁾ 及び Maas et al.⁽²⁴⁾ は，低 Re_D 数，高 Ri_D 数の水平な水流中で PIV 計測，数値計算及び可視化写真により，加熱円柱後流が非対称構造となることを示した．そして非対称化の原因が，上流側断面での上・下層渦の下方への回り込み，及び下流側断面での上層渦の上方への伸びであることを示した．

前出の式 (4-2) を渦度方程式に変換し，式 (4-5) を得る．無次元平均温度 $\Theta = (T_{mean} - T_r) / \Delta\theta$ と置くと，式 (4-2) の浮力項 $Ri_D \Theta$ は，式 (4-5) 右辺第 2 項へ変形される (Kieft et al.⁽³³⁾)．本流れ場では， $\partial\Theta/\partial X < 0$ 及び $Ri_D > 0$ であるため，この項は負となる．

$$\vec{u} \cdot \nabla \omega_z = \frac{1}{Re_D} \nabla^2 \omega_z + Ri_D \frac{\partial \Theta}{\partial x} \quad (4-5)$$

渦度の符号は，上層渦 ($Y/D > 0$ 側) で $\omega_z < 0$ ，下層渦 ($Y/D < 0$ 側) で $\omega_z > 0$

と定義される．よって $\partial\theta/\partial X < 0$ となる場所では，渦度強さ $|\omega_z|$ は上層渦で増加し，下層渦で減少すると考えられる．これは，図 4-4 で示した平均渦度分布の結果と一致する．

図 4-9 に，回転方向と $|\omega_z|$ が異なる渦対に発生する，誘起速度の向きを示す．Biot-Savart の法則によれば，この誘起速度の回転中心は $|\omega_z|$ が大きい渦の外側に位置し，誘起速度は $|\omega_z|$ が大きい渦の回転方向と同じ向きを持つ．本流れ場の上流側断面においては，上層渦側の渦度 $|\omega_{zU}|$ は下層渦側の渦度 $|\omega_{zL}|$ より大きい（図 4-4 参照）．

よって図 4-9 において渦対に生じる誘起速度の回転方向は，上層渦と同じ向き（C.W.）となる．この誘起速度は，上・下層渦を同時に下方へ回り込ませる．本流れ場では， $|\partial\theta/\partial X|$ が大きい上流側断面でこの現象が顕著となる．そして，回転中心からの半径が大きい下層渦の方が，上層渦より大きく下方へ回り込む．その結果，平均速度 U_{mean}/U_0 分布における速度欠損領域は， $Y/D=0$ を境に上層渦側では下方へ狭まり，下層渦側では下方へ拡大する．

また，上・下層渦が上層渦の回転方向と同じ向きに回り込むことにより，両渦の内部に上層渦と同符号の $\tau (< 0)$ を新たに発生させると考えられる．図 4-6 の τ 分布において，加熱時のみ，① $Y/D > 0$ 側で τ の負ピークが増大し， $Y/D < 0$ 側で正ピークが減少すること，② $Y/D < 0$ 側に負のピーク（図 4-6 内で 右向き矢印： \rightarrow にて表示）が現れること，及び③ $Y/D < 0$ 側の負ピークの Y 方向位置が， X/D の増加とともに下方へシフトして行くこと，を示した．これらはいずれも，本流れ場における上・下層渦の回り込みの存在とその回転方向を示すと考えている．

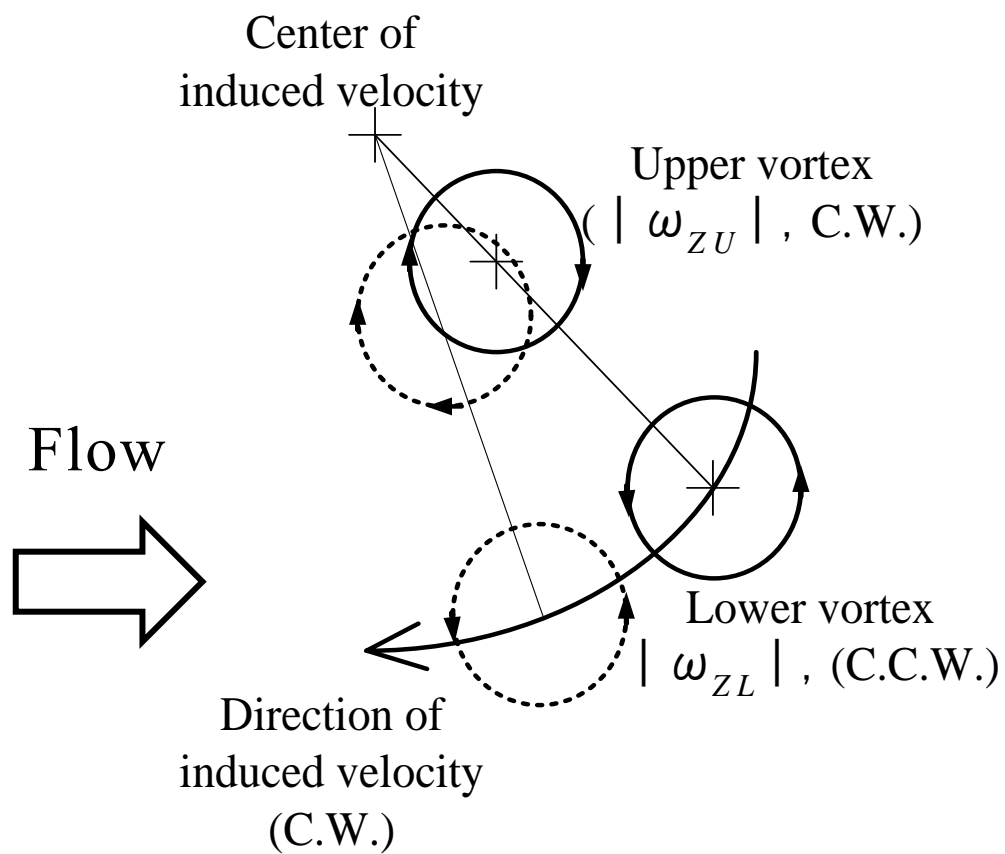


Fig.4-9 Direction of induced velocity in the case of $|\omega_{ZU}| > |\omega_{ZL}|$.

これまで、図 4-3 (a) ～図 4-3 (e) では、 $Ri_D=0.0568$ の流れ場において、 $X/D \leq 20$ で $(Y/D)_{0.5Av} < 0$ となることを示し、図 4-4 では $X/D=20$ で $(Y/D)_{sym} < 0$ であることを示した。また表 4-1～表 4-3 においては、各平均量の平均勾配が $X/D < 20$ で $J_{X/D U} > J_{X/D L}$ となることを示した。これらの現象は全て、上流側断面における下方への渦の回り込みにより生じたものである。

また図 4-3 (a) ～図 4-3 (e) では、 $Ri_D=0.0568$ の流れ場において、 $X/D > 20$ で各平均量の $(Y/D)_{0.5Av} > 0$ となること、図 4-4 では $X/D > 20$ で $(Y/D)_{sym} > 0$ となること、さらに表 4-1～表 4-3 では $X/D=40$ における各平均量の勾配が上層渦側 ($Y/D > 0$) で $Y/D < 0$ 側より早く減衰し、 $J_{40U} < J_{40L}$ となることを示した。これらは全て、下流側断面で上層渦が上方へ伸びることにより生じた現象である。すなわち、加熱した円柱後流の構造が非対称となる原因が、上流側断面と下流側断面で異なることを明らかにすることができた。

本研究で高精度な計測データから高次相関量を導出することにより、比較的高い Re_D ($Re_D \geq 3000$) と比較的低い Ri_D ($Ri_D < 0.06$) を持つ水平な加熱円柱後流の非対称な構造が、後流内での運動量輸送機構に及ぼす影響を明らかにすることができた。そして可視化写真と計測結果から、比較的大きい Re_D と比較的小さい Ri_D の気流中でも、非対称化の原因が上流側断面での誘起速度による渦の回り込みと、下流側断面での上層渦の上方への伸びであることを示すことができた。なお、 Ri_D の減少と共に、上流側断面における後流上下間での諸量のピーク値の差が小さくなること、加熱の効果が現れ始める断面が、より下流側になること、本流れ場においてこれらの傾向が、 $Ri_D < 0.05$ で顕著に現れること、等を確認している。

4.4 本章のまとめ

本章では、 $U_0=1.5\sim 5$ m/s ($Re_D \doteq 3000\sim 10000$) の水平な主流中に、流れに直交して水平に設置された円柱表面を電氣的に加熱し、室温との温度差 $\Delta\theta=0\sim 225$ K となるよう設定した後、第 2 章にて述べた二線式温度流速計により、円柱後流を $X/D=5\sim 40$ の範囲で計測して変動速度による高次相関量分布を求め、水平な加熱円柱後流特有の現象である構造の非対称化が、流れ場内の運動量輸送機構に及ぼす影響について検討を行った。これらの結果を要約すれば、以下のようになる。

- (1) 高次相関量の分布等からも、本流れ場において後流構造が非対称化していることを示すことができた。
- (2) 可視化写真と計測結果より、後流構造の非対称化の原因が、上流側断面における渦の回り込みと、下流側断面における上層渦の上方への伸びであることを明らかにすることができた。
- (3) 計測結果より、後流構造の非対称化が運動量輸送機構に影響を及ぼすことを示すことができた。
- (4) 運動量輸送の主体となるのは、上流側断面では加熱・非加熱共に、速度変動スペクトルがピークとなる周波数である f_c (渦放出周波数) を持つ速度変動であるが、加熱により渦崩壊が促進され、下流側断面では f_c 以外の周波数を持つ速度変動へと、運動量の輸送メカニズムが変化することを示すことができた。
- (5) 後流構造の非対称化により、上流側断面におけるレイノルズ応力ピーク値の絶対値は $Y/D>0$ 側で増加し $Y/D<0$ で減少するが、下流へ向かうにしたがい、上下間の差は無くなることを示すことができた。

第5章

結 論

本研究は、水平な一様流中に直交して水平に設置した加熱円柱の後流内で高精度な計測を行い、温度変動が流れ場の構造に与える影響について詳細に検討したものであり、要約すれば以下のようなことになる。

第1章の序論において、自然界の流れのほとんどが温度・速度変動の両方を同時に有しており、特に浮力により構造が変化した流れ場の場合、温度一定を仮定した流れ場より複雑な構造を持つこと、その結果、非加熱時とは大きく異なる各種平均量・乱流統計量の分布、及び運動量輸送機構を有することを述べた。そして自然界の流れ現象を明らかにするためには、温度変動が流れ場の運動量輸送機構に与える本質的な効果を解明する必要があること、そしてその実現には、流れ場内の高精度な各種高次相関量の導出が不可欠であることを述べた。さらに、従来の計測法では、このような流れ場での温度・速度の同一位置・同時刻計測が困難であったため、高精度な温度・速度計測が不可能であったこと、従来の計測法が持つ諸問題をほぼ解決し、温度・速度の同一位置・同時刻計測を可能にした二線式温度流速計が、蒔田らにより開発されたが、若干の問題点が残っていたこと、等を述べた。

これらを踏まえて本研究では、工学だけでなく気象学や環境学の分野においても高い価値を持つデータを提供するために、蒔田らの温度流速計に

残されていた諸問題点を全て解決した，新型二線式温度流速計を開発したこと，及び本温度流速計を用いて加熱円柱後流内の高精度な計測を行い，温度変動が流れ場の構造に及ぼす影響を詳細に検討することによって，温度変動場での運動量輸送機構の解明を目指すこと，等を述べた．

第2章では，温度変動を伴う流れ場の構造を解明する際に不可欠となる，温度・速度変動の同一位置・同時計測が可能な，新型二線式温度流速計の開発を行ったことを述べた．そして蒔田らの二線式温度流速計に残されていた，①速度信号に対する温度補償式中のパラメータに一部定数近似が入ることによる，高温領域での補償精度の低下や較正の長時間化，調整の困難さ，②温度・速度変動の同一位置・同時計測実現に必要な遅延補償回路が，1 kHz 以上の高周波帯域で温度波形歪みを発生すること，③計測中，温度信号が遅延素子の入力スペックを満たすよう，常に入力信号の DC 電圧及び振幅を，手動で調整する必要がある，等の諸問題に対し，新たに具体的な解決法を考案し，それを実現する各種回路の開発・製作を行い，計測システムに組み込んだ．

そして，温度変動を有する流れ場で上記計測システムの有効性を検証し，以下の結論を得た．

(1) 温度補償式の係数を，ワイヤ温度の関数として厳密に導出することにより，温度補償回路の高精度化を実現できた．また，任意の温度の気流中でワイヤ温度を設定可能な回路を開発することにより，温度補償係数の設定完了までの所要時間を短縮できた．さらに，波形の変形を起こさず，簡単な調整のみで速度信号の減衰を補正できる流速補正回路の開発により，非熟練者でも容易に， $U_0=1\sim 10.5$ m/s, $\theta_r\leq\theta_a\leq 120$ °Cの範囲で高精度な較

正を行うことができた。

以上の装置の開発により，較正の全所要時間を，従来の 1/10 程度に短縮することができた。

(2) 調整が容易で，DC～6 KHz 程度の帯域まで正確に温度波形を復元でき，かつ流速範囲 0.4～12 m/s で温度信号の正確な遅延補償を行うことが可能な，遅延補償回路を実現できた。

(3) 振幅・DC 電圧自動調整回路の開発により，計測中，無調整で遅延補償を行うことが可能になった。

上記の諸結果から，温度変動を有する流れ場において，温度・速度変動の同一位置・同時刻計測と高精度な高次相関量の導出が可能な，新たな計測システムを開発することができた。

第 3 章においては，温度変動を持つ流れ場として水平な加熱鈍頭物体後流を対象とし，流れ場の構造に対し加熱が及ぼす影響を解明することを目的とした。そして，比較的大きい $Re_D=3000\sim 10000$ ($U_0=1.5\sim 5$ m/s) の水平な一様流内に，水平かつ流れに直交して円柱を設置し，円柱表面を，室温との温度差 $\Delta\theta=0\text{ }^\circ\text{C}\sim 225\text{ }^\circ\text{C}$ ($Ri_D=0\sim 0.0568$) まで加熱した。そして，前章で詳述した二線式温度流速計を用いて，後流内の $X/D=5\sim 40$ の各断面において，温度・速度変動の同一位置・同時刻計測を実施した。得られた結果を基に，円柱後流内での渦放出周波数，及び平均場に対する加熱の影響について検討を行い，以下の結論を得た。

(4) 本流れ場のような比較的高い Re_D 数と比較的低い Ri_D 数を持つ水平加熱円柱後流においても，平均場の構造は非対称となる。

(5) $\Delta\theta$ の増加とともに、速度変動スペクトルがピーク値となる渦放出周波数 f_c が減少する。これは、空気の密度と動粘性係数が、加熱により同時に変化することが原因である。

(6) $\Delta\theta=0$ °C時の渦放出周波数 f_{c0} に対する各 $\Delta\theta$ での渦放出周波数 f_c の周波数減少率 $|\Delta f_c|$ は、 Re_D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は、全ての $\Delta\theta$ 及び Re_D に関し同一の減衰曲線に載る。すなわち、 Re_D 及び $\Delta\theta$ の増加に対し、 f_c は類似した減衰特性を持つ。

(7) Ri_D の増加と共に、流れ方向 (X 方向) 及び高さ方向 (Y 方向) 速度乱れ強さ u_{rms} , v_{rms} が増加し、運動エネルギーの交換が活発になる。その結果、下流へ向かうにしたがい U_{mean}/U_0 分布内の欠損速度の回復が早められる。加熱による速度乱れの増加と共に、温度乱れ強さ θ_{rms} も増加する。

(8) Ri_D の増加と共に、温度及び速度の変動エネルギーがピークとなる周波数が、渦放出周波数 f_c から f_c 以外の全周波数帯域へと変化する。これは、加熱により渦崩壊が早められたことを示す。

(9) θ_{mean}/θ_r の最大値の流れ方向での減衰特性は、 $Re_D \times Ri_D$ 及び X/D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は、全ての $\Delta\theta$ 及び U_0 に関し同一の減衰曲線に載る。 θ_{rms}/θ_r も同様の特性を持つ。

(10) v_{rms}/U_0 の最大値の流れ方向減衰特性は、 $Re_D^3 \times Ri_D$ 及び X/D を独立変数とする対数則に従い、正規化後は全 $\Delta\theta$, U_0 に関し同一の減衰曲線に載る。 u_{rms}/U_0 においても同様の特性を持つ。

(11) 各最大値の減衰特性は、渦崩壊と密接な関係を持つ。

以上のことから、渦放出周波数及び平均場の構造に対し、円柱の加熱が大きな影響を及ぼすことを示した。

第4章では、第3章と同一の計測範囲 ($X/D=5\sim 40$) において、変動速度 u , v 間の高次相関量を求め、水平な加熱円柱後流特有の現象である構造の非対称化が、運動量輸送機構に及ぼす影響について、検討を行った。これらの結果を要約すれば、以下のようなになる。

(12) 高次相関量の分布等からも、本流れ場において後流構造が非対称化していることを示した。

(13) 可視化写真と計測結果から、後流構造の非対称化の主な原因が、上流側断面における渦の回り込みと、下流側断面における上層渦の上方への伸びであることを明らかにした。

(14) 後流構造の非対称化が運動量輸送機構に影響を及ぼすことを、計測結果から示した。

(15) 運動量輸送の主体となるのは、上流側断面では加熱・非加熱共に、速度変動スペクトルがピークとなる周波数である f_c (渦放出周波数) を持つ速度変動であるが、加熱により渦崩壊が促進され、下流側断面では f_c 以外の周波数を持つ速度変動へと、運動量の輸送メカニズムが変化することを示した。

(16) 後流構造の非対称化により、レイノルズ応力分布における上下ピーク値の絶対値は、上流側断面では $Y/D>0$ 側で増加し $Y/D<0$ で減少するが、下流へ向かうにしたがい、上下間の差は無くなることを示した。

本研究においては、温度変動を伴う流れ場内で高精度の定量データを得ることができる二線式温度流速計の開発を行い、風洞内に比較的高い Re_D と比較的低い Ri_D を持つ水平加熱円柱後流を形成し、その内

部を上記二線式温度流速計により計測した。そして得られた計測結果から、加熱により非対称化した後流構造が運動量輸送機構に及ぼす影響について、知見を深めることができた。

これらの結果を総合すると、浮力が作用する水平加熱円柱後流の構造の非対称化は、平均場の構造や運動量輸送機構に対し、大きな影響を及ぼすことがわかった。

一方本研究では、温度変動場内で運動量輸送と同時に発生している熱輸送のメカニズムに関しては、まだ検討が終わっていない。またリチャードソン数 $Ri_D < 0.06$ である本流れ場の構造は、ほぼ 2 次元であると考えられ、かつ計測結果及び可視化写真からは、プルーム離脱現象を確認できなかった。よって、構造の 3 次元化やプルームの離脱が、平均場の構造や熱・運動量輸送機構に及ぼす影響についても、未検討である。

今後は、本流れ場における熱輸送機構の解明を進めると同時に、加熱円柱を改良して Ri_D を増加させることにより、構造の 3 次元化やプルームの離脱が、後流内の平均場や熱・運動量輸送機構に及ぼす影響を、明らかにしていく予定である。

参 考 文 献

- (1) Strouhal, V., On one particular way of tone generation (in German),
Annalen der Physik und Chemie (Leipzig), ser. 3, 5, (1878), pp.216-251.
- (2) Benard, H., C. R. Acad. Sci. Paris, Vol. 147, (1908), pp.839-842.
- (3) Lord Rayleigh, Aeikwab tones, phylos.Mag.29:433, (1915).
- (4) Von Karman, Th., Nachr. Ges. Wiss. Gottingen, Math.phys.Kl., (1912),
pp.547-556.
- (5) Roshko, A., On the development of turbulent wakes from vortex streets.
NACA Report, (1954), pp.1191.
- (6) Williamson, C. H. K., VORTEX DYNAMICS IN THE CYLINDER
WAKE, Annu.Rev. Fluid Mech., Vol. 28, (1996), pp.477-539.
- (7) Eisenlohr, H. and Eckelmann, H., Vortex splitting and its consequences
in the vortex street wake of cylinders at low Reynolds number, Physics
of Fluids, (1989), pp.189.
- (8) Mittal, R. and Balachandar, S., Generations of streamwise vertical
structures in bluff body wakes. Physical Review Letter 14:75(7), (1995),
pp.1300-1303.
- (9) King, L. V., On the convection of Heat from Small cylinders in a Stream
of Fluid., Philosophical Transactions of the Royal Society of London
214A, (1914), pp.373-433.

- (10) Eckert, E. R. G. and Soehngen, E., Distribution of heat transfer coefficients around a cylinder in crossflow at Reynolds number from 20 to 500., Trans. ASME 74-3, (1952), pp.343-347.
- (11) Collis, D. C. and Williams, M. J., Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 6, (1959), pp.357-384.
- (12) Kovaszny, L. S. G., "Hot wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers," Proceedings of the Royal Society, Series A, Vol. 198, (1949), pp.174-190.
- (13) Roshko, A., On the Wake and Drag of Bluff Bodies. Journal of the Aeronautical Sciences, February, (1955), pp.124-132.
- (14) 五十嵐保, スプリッタープレートのある円柱まわりの流れ(第1章, フローパターンの分類), 日本機械学会論文集(B編), 47巻420号, (昭和56-8), pp.1475-1484.
- (15) Berger, E. and Wille, R., Periodic flow phenomena, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 4, (1972), pp.313-340.
- (16) Votaw, C. W. and Griffin, O. M., Vortex Shedding From Smooth Cylinders and Stranded Cables, ASME Journal of Basic Engineering, Vol.93, Issue 3, Technical Brief, (1971), pp.457-460.
- (17) Strykowski, P. J. and Sreenivasan, K. R., On the formation and suppression of vortex 'shedding' at low Reynolds numbers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 218, (1990), pp.71-107.

- (18) Chang, K. S. and Sa, J. Y., The effect of buoyancy on vortex shedding in the near wake of a circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 220, (1990), pp.253-266.
- (19) Noto, K. and Matsumoto, R., Numerical simulation on development of the Karman vortex street due to the negative buoyancy force, *Numerical Methods Laminar and Turbulent Flows*, vol. 5, (1987), pp.796-803.
- (20) Noto, K. and Matsumoto, R., Generation and suppression of the Karman vortex street upon controlling surface temperature of a cylinder, *Numerical Methods Laminar and Turbulent Flows*, vol. 7, (1991), pp.671-678
- (21) Badr, H. M., "Laminar combined convection from a horizontal cylinder in parallel and contra flow regimes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, No. 1, (1984), pp.15-27.
- (22) Michaux-Leblond, N. and Bhlorgey, M., Near-Wake Behavior of a Heated Circular Cylinder: Viscosity-Buoyancy Duality, *Experimental Thermal and Fluid Science* vol. 15, (1997), pp.91-100.
- (23) Mori, Y., Hijikata, K. and Nobuhara, T., A fundamental study of symmetrical vortexgeneration behind a cylinder by wake heating or by splitter plate or mesh, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, No.8, (1986), pp.1193-1201.
- (24) Maas, W. J. P. M., Rindt, C. C. M. and van Steenhoven, A. A., The influence of heat on the 3D-transition of the von Karman vortex street,

- International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, (2003), pp.3069-3081.
- (25) Lecordier, D. C., Hamma, L. and Paranthoen, P., The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low Reynolds numbers, Experiments in Fluids, Vol. 10, (1991), pp.224-229.
- (26) Wang, A. B., Travnicek, Z. and Chia, K. C., On the relationship of effective Reynolds number and Strouhal number for the laminar vortex shedding of a heated circular cylinder, Physics of Fluids vol. 12, No. 6, (2000), pp.1401-1410.
- (27) Sabanca, M. and Durst, F., Flow past a tiny circular cylinder at high temperature ratios and slight compressible effect on the vortex shedding, Physics of Fluids, Vol.15, No. 7, (2003), pp.1821-1829.
- (28) Yu, M. H. and Monkewitz, P. A., The effect of non-uniform density on the absolute instability of two-dimensional inertial jets and wakes, Physics of Fluids A, Fluid Dynamics 2(7), (1990), pp.1175-1181.
- (29) Schumm, M., Berger, E. and Monkewitz, P. A., Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control, Journal of Fluid Mechanics, vol. 271, (1994), pp.17-53.
- (30) Paranthoen, P., Browne, L., Le Masson, S. and Lecordier, J. C., Control of vortex shedding by thermal effect at low Reynolds number, International Report. MT1. Rouen University, (1995).

- (31) Matsumura, M. and Antonia, R. A., Momentum and heat transport in the turbulent intermediate wake of a circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 250, (1993), pp.651-668.
- (32) Browne, L. W. B. and Antonia, R. A., Reynolds shear stress and heat flux measurements in a cylinder wake, *Physics of Fluids*, Vol. 29, (1993), pp.709-713.
- (33) Kieft, R. N., Rindt, C. C., van Steenhoven, A. A. and van Heijst, G. J. F., On the wake structure behind a heated horizontal cylinder in cross-flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 486, (2003), pp.189-211.
- (34) 蒔田秀治, 森重樹, 澤田耕二, ” 温度流速計の高精度化(第 1 報, システム構成及び温度計の高周波位相補償回路)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol.58, No. 545, (1992), pp.90-97.
- (35) 蒔田秀治, 澤田耕二, 森重樹, ” 温度流速計の高精度化(第 2 報, 温度計の低周波位相補償回路および空間分解能の向上について)”, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 58, No. 554, (1992), pp.3100-3107.
- (36) 大庭勝久, 蒔田秀治, 関下信正, 渡部英昭, 内部重力波の空間構造と逆勾配拡散の発生, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 72, No. 716, (2006), pp.877-884.
- (37) Artt, D. W. and Brown, A., The simultaneous measurement of velocity and temperature, *Journal of Physics E, Scientific Instruments*, Vol.4, (1971), pp.72-74.

- (38) Sakao, F., Constant temperature hot wires for determining velocity fluctuations in an air flow accompanied by temperature fluctuations, *Journal of Physics E, Scientific Instruments*, Vol.6, (1973), pp.913-916.
- (39) 星野勲史, 沢田照夫, "急変するガス温度と流速の測定法の研究", *日本機械学会論文集(第2部)*, Vol.38, No.305, (1972), pp.139-147.
- (40) Chevray, R. C. and Tutu, N. K., Simultaneous measurements of true instantaneous temperature and three velocity components in turbulent flow, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 43, No. 10, (1972), pp.654-664.
- (41) 菱田幹雄, 長野靖尚, 田代真一郎, "速度変動と温度変動の同時測定", *日本機械学会論文集(第2部)*, Vol.43, No.365, (1977), pp.225-232.
- (42) Kramers, H., Heat transfer from spheres to flowing media, *Physica*, Vol. 12, (1946), pp.61-80.
- (43) 国立天文台編, *理科年表*, (2001), pp.482, 丸善.
- (44) Hishida, M. and Nagano, Y., "Simultaneous measurements of velocity and temperature in nonisothermal flows", *Transactions of ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.100, (1978), pp.340-345.
- (45) Taylor, G.I., "The spectrum of turbulence", *Proceeding of the Royal Society of London*, series A164, (1938), pp.476-490.
- (46) 渡部英昭, 蒔田秀治, 田子真, 高精度温度流速計の開発, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 79, No. 800, (2013), pp.622-631.

- (47) Hatanaka, K. and Kawahara, M., A numerical study of vortex shedding around a heated/cooled circular cylinder by the three-step Taylor-Galerkin method, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 21, (1995), pp.857-867.
- (48) Dumouchel, F., Lecordier, J. C. and Paranthoen, P., The effective Reynolds number of a heated cylinder, *International Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, No. 12, (1998), pp.1787-1794.
- (49) Maeda, M. and Hishida, K., Two-dimensional flow measurements behind a hot cylinder by two sets of HE-NE fiber LDVs, *Transactions of ASME, Journal of Fluid engineering*, Vol. 55, (1987), pp.179-184.
- (50) 矢作裕司, 高温加熱円柱後流に形成される二次元渦構造, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 64, No. 622, (1998), pp.1825-1831.
- (51) 日本流体力学会編, *流体力学ハンドブック 第 2 版*(1998), pp.474-475.
- (52) 関下信正, 蒔田秀治, 大江広行, 伊藤弘志, 多線式メッキ煙線法による乱流場の瞬間像の解析, *日本機械学会論文集 B 編*, Vol. 67, No. 661 (2001), pp.2243-2250.
- (53) 渡部英昭, 蒔田秀治, 田子真, 加熱円柱後流平均場の計測, *日本機械学会論文集*, Vol.86, No.881, DOI:10.1299/transjsme.19-00355 (2020).

謝 辞

本論文は、著者が、豊橋技術科学大学エネルギー工学系から秋田工業高等専門学校機械工学科へ帰任した、1995年9月から現在に至るまでに行った研究内容を、取りまとめたものです。

本論文をまとめるに当たり、主指導教員として、秋田大学大学院理工学研究科博士後期課程入学に関する様々な手続きや、同課程入学後の研究計画立案と研究遂行、学会への論文投稿、さらに博士論文作成に至るまで、常に懇切丁寧なご指導を賜りました、秋田大学大学院理工学研究科システムデザイン工学専攻機械工学コース教授 田子 真先生に深く感謝の意を表します。

また本論文の審査を通じ、副指導教員として様々な観点から有益なご討論、ご助言を賜りました、秋田大学大学院理工学研究科共同ライフサイクルデザイン工学専攻教授 中村 雅英先生、秋田大学大学院理工学研究科システムデザイン工学専攻機械工学コース教授 足立 高弘先生、秋田大学大学院理工学研究科数理・電気電子情報学専攻電気電子工学コース教授 今野 和彦先生に、深く感謝の意を表します。

新型コロナウイルス感染拡大対策として遠隔授業化された大学院の集中講義に適応できるネット環境を、完璧に整えてくださった、秋田工業高等専門学校技術教育支援センター技術専門職員 辻 尚史氏に感謝いたします。

技術科学大学・高専間の交流人事制度により、2年間の期限付きで1993年9月に豊橋技術科学大学エネルギー工学系教官として赴任以来、実験装

置製作法や流れ場の精密計測法, 研究方針の立案法から学術論文執筆の「いろは」に至るまで, 本研究の遂行に必要な全ての事柄について常に手取り足取り温かくご指導下さっただけでなく, 現在に至るまで, 教育職・研究職・人間としての在り方について愛情あふれる訓導を忝うしている, 豊橋技術科学大学名誉教授 蒔田 秀治先生に心から感謝の意を表します.

最後に, いかなる場合であっても献身的な協力を惜しまなかった, 妻 令子と長男 飛鳥に, 深甚なる感謝を捧げます.

皆様, ありがとうございました.