

流路内強制対流場における 乱流伝熱促進

瀬名波 出

図・本館

流路内強制対流場における
乱流伝熱促進

名古屋大学図書



11377274

瀬名波 出

目次

第1章	緒論	1
1.1	緒言	1
1.2	強制対流場の伝熱促進法に関する概説	2
1.3	流路内強制対流場の乱流伝熱促進法に関する研究	4
1.3.1	乱流促進体による伝熱促進	4
1.3.2	乱流場における伝熱促進機構	5
1.4	伝熱制御	7
1.5	縦渦による伝熱促進	10
1.6	旋回流れによる伝熱促進	13
1.7	熱的性能評価	14
1.8	本論文の構成	17
第2章	回転翼挿入による円管内の伝熱促進（矩形型回転翼の場合）	21
2.1	緒言	21
2.2	実験装置および実験方法	23
2.3	実験結果および考察	26
2.3.1	局所熱伝達特性	26
2.3.2	平均熱伝達特性	30
2.3.3	流動特性	33
2.3.4	熱的性能比	36
2.4	結言	38
第3章	回転翼挿入による円管内の伝熱促進（ウイングレット型の場合）	39
3.1	緒言	39
3.2	実験装置および実験方法	40
3.3	実験結果および考察	43
3.3.1	回転翼挙動（回転数）	43
3.3.2	局所熱伝達特性	44
3.3.3	流動特性	48
3.3.4	熱的性能比	49
3.3.5	熱的性能比の評価領域	49

3.4	結言	51
第4章	振動片挿入による平行平板流路内の伝熱促進	53
4.1	緒言	53
4.2	実験装置および実験方法	55
4.3	実験結果および考察	57
4.3.1	振動片挙動（振動数と振幅）	57
4.3.2	流動特性	60
4.3.3	局所熱伝達特性	63
4.3.4	平均熱伝達特性および熱的性能比	65
4.3.5	赤外線映像による温度場の可視化	69
4.4	結言	71
第5章	長方形翼対の渦発生体による平行平板流路内の伝熱促進	72
5.1	緒言	72
5.2	実験装置および実験方法	74
5.3	実験結果および考察	76
5.3.1	流動特性	76
5.3.2	流れの可視化	79
5.3.3	局所熱伝達特性	81
5.3.4	赤外線映像による温度場の可視化	84
5.3.5	熱的性能比	86
5.4	結言	88
第6章	円管内に縦渦を発生させた場合の伝熱促進	90
6.1	緒言	90
6.2	実験装置および実験方法	92
6.3	実験結果および考察	94
6.3.1	流れの可視化	94
6.3.2	壁面静圧分布	96
6.3.3	流動抵抗	96
6.3.4	局所熱伝達特性	98
6.3.5	等速度線図，壁面静圧分布と局所熱伝達率分布の対応	99
6.3.6	局所熱伝達率の極大・極小値と壁面静圧分布の関係	103

6.3.7	平均熱伝達特性および熱的性能比	104
6.4	結言	106
第7章	縦渦による円管内伝熱促進の機構	107
7.1	緒言	107
7.2	実験装置および実験方法	108
7.3	実験結果および考察	109
7.3.1	流れの可視化（縦渦の発生および挙動）	109
7.3.2	局所熱伝達特性	117
7.3.3	壁面近傍の流動特性	117
7.3.4	熱および運動量移動の相似性	123
7.3.5	縦渦による伝熱促進要因の変化	125
7.4	結言	127
第8章	結論	128
	謝辞	133
	参考文献	134

第1章 緒論

1. 1 緒言

石油危機以来、省エネルギーおよびエネルギーの有効利用が要求されるようになり、熱エネルギー利用に関連する各種伝熱機器の開発と、その性能向上の研究開発とが盛んになった。熱エネルギーは最もよく利用されるエネルギーの一形態であり、それを移動させる際に有効エネルギーの減少をできるだけ防ぐことは、エネルギー有効利用の重要な方策となる。熱エネルギー移動をさらに高める技術の開発は、火力プラントなどで用いられる各種伝熱機器の性能を向上させ、現在の省エネルギー問題に直接的に寄与するばかりか、自然界に豊富に存在している低ポテンシャルの熱エネルギーの利用においても重要な役割をはたし、今後のエネルギー・環境問題にも貢献する。

今日、熱エネルギー利用に関わる伝熱現象は、自然界、産業界を通じて我々の生活において多面的に扱われる問題である。その中でもエネルギー変換機器、空調機器、熱交換器のような熱輸送を伴う伝熱機器において取り扱われる管内強制対流伝熱現象は最も基本的な熱移動形態の一つであり、関連・応用される分野も極めて広い。この管内強制対流伝熱を促進させる、あるいは適切に制御する技術の開発は、エネルギーの有効利用に関わる重要な工学的課題の一つである。

本研究では、基本的かつ応用範囲の広い单相流の管内強制対流伝熱場において流動損失を抑えつつ伝熱促進を効果的に行う技術の開発を行い、さらに伝熱現象の物理機構に関する理解を深めることを通して、熱交換器の性能向上を図り、その応用として伝熱制御技術の確立を目指すことを目的とする。

伝熱工学分野において管内強制対流伝熱場の熱輸送は古くから取り上げられてきた問題であり、さまざまな分野の要求から、特に熱交換器の高効率・コンパクト化を目的とした研究が多数行われてきた⁽¹⁾。本研究の構成について述べる前に、これまで行われてきた熱交換器の性能向上に関する強制対流伝熱促進研究について概観し、同時に今後の伝熱促進技術の向上において重要な概念の一つである伝熱制御技術についても述べる。

1. 2 強制対流場の伝熱促進法に関する概説

強制対流場の伝熱においては、管や板などの壁表面と流体とのあいだで熱交換が行われる。この場合、よく知られているように伝熱現象は単位時間あたりの伝熱量を Q [W] とすれば、次式に示す「ニュートンの冷却法則」と呼ばれるごく単純な式で表される⁽²⁾。

$$Q = h(T_w - T)A \quad (1.1)$$

ここで、 h [W/(m²K)] は熱伝達率、 $(T_w - T)$ [K] は固体表面と流体との温度差、 A [m²] は伝熱面面積である。伝熱促進とは上式の右辺の3つの因子をいかにして大きくし、 Q を増すかということになる。ただし機器の表面温度と作動流体の温度は、あらかじめ与えられている場合がほとんどであり、温度差 $(T_w - T)$ を大きくするという因子は伝熱促進法として通常考えられていない。熱交換器等の伝熱促進では、残り2つの因子を増大させることが実際的な伝熱促進法の対象となる。以下にこれらの因子を増大させる伝熱促進技術を、伝熱面面積 A 、熱伝達率 h の順にそれぞれ概説する。

まず伝熱面面積 A という因子を大きくする場合について述べる。一般に空調機用熱交換器の多くは、管内側の作動流体に用いられる水などと管外側の空気との熱交換を目的としており、伝熱性能向上のためには管内外の伝熱促進技術が要求される。ここで高温流体から温度差 ΔT の低温流体への伝熱面隔壁を通しての伝熱量 Q は熱通過率と呼ばれる係数 K を用いて次式で与えられる⁽³⁾。

$$Q = K \cdot \Delta T \cdot A \quad (1.2)$$

熱通過率 K は熱交換器の構造や流体の物性、流速などにより定まり、隔壁の板厚、熱伝導率、面積をそれぞれ l 、 λ 、 A_w 、隔壁と管内・外の流体の熱伝達率を h_m 、 h_{out} 、管内・外の伝熱面面積をそれぞれ A_m 、 A_{out} とすると、以下に示す熱抵抗 $(K \cdot A)^{-1}$ を表す式で与えられる。

$$\frac{1}{K \cdot A} = \frac{1}{h_{in} \cdot A_{in}} + \frac{\ell}{\lambda \cdot A_w} + \frac{1}{h_{out} \cdot A_{out}} \quad (1.3)$$

通常、伝熱管隔壁に用いる材料には、黄銅などのように熱伝導率が高く、かつ板厚も薄くすることができる材料が、よく使用される。その場合、右辺第2項 $\ell/(\lambda \cdot A_w)$ は他の第1項、第3項と比べて非常に小さくなり、ほとんど無視することができる⁽⁴⁾。全熱抵抗 $(K \cdot A)^{-1}$ は、対流熱抵抗と呼ばれる第1項 $(h_{in} \cdot A_{in})^{-1}$ 、第3項 $(h_{out} \cdot A_{out})^{-1}$ の二つの項ではほぼ決定される。そのため伝熱面隔壁を通して伝熱量 Q は熱伝達率の小さい流体側の対流熱抵抗によって決まる。このような場合には熱伝達率の小さい空気側、すなわち管外側の伝熱面積 A_{out} を拡大させる工夫がなされる。

この伝熱面積の拡大という方法は、最も基本的な伝熱促進法で、古くから広範囲にわたって用いられてきた方法である。空調用のプレートフィン型熱交換器や自動車のラジエータなどに見られるルーバーフィン、コルゲート型フィン付伝熱面がその代表といえる。フィン付面のその本来の狙いは流体と接触する伝熱面の面積を拡大することによる伝熱量の増大である。しかしながら現在のフィン付面はその面積拡大に加えて、フィン表面での熱伝達率の向上を図る工夫がなされている。例えば、よく知られているオフセットフィンやルーバーフィンと呼ばれる切り起こしを設けることによって境界層を分断・更新し、熱伝達率を向上させる、いわゆる“前縁効果”を利用した伝熱促進技術が挙げられる⁽⁴⁾。

伝熱促進を行う際、(1.3) 式の右辺の対流熱抵抗の項において、管内側の項 $(h_{in} \cdot A_{in})^{-1}$ と管外側の項 $(h_{out} \cdot A_{out})^{-1}$ が同程度になるように注意する。従来、管内側においては熱伝達率が大きくなる水などが作動流体として使われ、管外側の対流熱抵抗が主な問題として扱われてきた。しかし伝熱面積拡大技術の進展に伴って、管内側の対流熱抵抗をさらに改善させることが望まれるようになってきた。ここで管内側対流熱抵抗を改善するために管内伝熱面面積を拡大する方法を考えた場合、管内空間に限界があること、また管内伝熱面面積の過剰な拡大は管内流動抵抗の著しい増大を招くことにもなり、現実的な手法とはなり難いと言える。

そこで伝熱促進を達成するための最後の因子である熱伝達率、具体的には (1.3 式) に示した管内側の熱伝達率 h_{in} を増大させることが望まれる。しかしながら、本研究で対象とする单相流の乱流強制対流場において、この熱伝達率を増大させることは流体と壁面との界面における熱移動のメカニズム自体を操作することであり、

先の因子である伝熱面積を拡大させる場合に比べて必ずしも容易ではない。しかしながら、この h_{in} を増大させることが熱交換器等の流路内熱交換における本質的な伝熱促進とも言える。本研究における流路内強制対流伝熱促進も h_{in} の増大を目指したものである。強制対流伝熱促進に関する研究は幅広く行われており、次節にこれまでに行われてきた h_{in} の増大を目的とした研究に関して、特に管内乱流を対象とした伝熱促進法について概説する。

1. 3 流路内強制対流場の乱流伝熱促進法に関する研究

1. 3. 1 乱流促進体による伝熱促進

管内流における強制対流場での乱流熱伝達の促進法は、これまでに種々の方法が提案されている。その大部分が管内流れに乱れを与える小物体を設置（この場合必ずしも伝熱面に接しているとは限らない）させるものである。流れにかく乱や付加的な流れを与えることにより、流れ場の構造を変化させて伝熱促進をはかる小物体のことを“乱流促進体 (turbulence promoter)”と呼ぶ。乱流促進体による伝熱促進法は促進体の形状や、促進体によって乱される流れの様相等により、次のように大きく二つに分類される⁽⁵⁾。

(1) 伝熱面近傍の流れをかく乱させるもの：伝熱面近傍の流れをかく乱させる方法として、流路内の伝熱面を粗面状に加工し乱れを促進させる方法がある。この方法は最も基本的な伝熱促進技術の一つであり、工業的にも広く利用されている。粗面を用いた伝熱促進の研究のほとんどが、周期的に設置した小突起（リブ）による壁面近傍での流れのはく離・再付着に起因した伝熱促進に注目したものであり、設置する小突起の形状と寸法、ピッチ、突起高さとピッチの比、主流に対する傾きなどをパラメータとして実験が行われている^{(6)~(8)}。特に突起形状については土方ら⁽⁹⁾、森ら⁽¹⁰⁾は半円弧形に近い促進体を配列した場合について実験を行い、形状変化が流動抵抗軽減に寄与するものの平均熱伝達率も減少することを述べている。また棚沢ら^{(11),(12)}はリブ突起直後の熱伝達率を向上させるため、リブ板面に小さい穴のある多孔板を用いた場合の実験を行い、形状抵抗の軽減が伝熱性能の向上に役立つことを報告している。

(2) 主流に比較的大きなスケールのかく乱を与えるもの：これは乱流促進体よ

りはく離れた流れの再付着効果に加えて、境界層積分スケール程度の比較的大きな乱れを与え、流れ場をかく乱させることで流体の混合促進、壁面近傍および流れ場の平均乱れを増大させ伝熱促進を行うものである。管路中央部に流れ方向に一直列に、またはオフセットさせながら一定間隔で円柱等をならべる方法などが挙げられる。例えば藤田ら^{(13),(14)}は平板上において壁面上または壁面より上方に離れた位置に円柱を設置し、円柱径と壁面とのすきまをパラメータとして実験を行い、円柱下流での流れパターンと局所熱伝達率分布との対応を示している。また親川ら^{(15),(16)}は平行平板流路内に単一円柱あるいは一定間隔で周期的に配列された円柱を設置し、円柱径を変化させた場合、円柱を流れ方向にオフセット配置した場合の伝熱、流れパターン、圧力損失等について報告している。最近では三次元的な構造を有する比較的大きなスケールの渦を発生させ、流れ場にかく乱を与える乱流促進体として、縦渦を発生させるボルテックス・ジェネレータを用いた研究が活発に行われている。縦渦は円柱等からのせん断渦に比べ十分下流まで持続し、流路内の圧力損失を抑えた広範囲の伝熱促進が期待される。なお本研究で用いる種々の形状の乱流促進体も縦渦による伝熱促進効果に着目したものである。また本研究では旋回流による伝熱促進効果についても注目した。旋回流は円管流路内に管内径と同程度のスケールの縦渦を与えた場合の特別な例として見ることもできる。これらの縦渦および旋回流を用いた伝熱促進の研究例については1.5節で詳しく述べる。

1. 3. 2 乱流場における伝熱促進機構

乱流場における伝熱促進機構について考える。一般に伝熱促進とは“伝熱量 Q の増大”を指すが、ここではやや狭義に捉えて“熱流束 q の増大”とする。これは上述した熱移動を表す (1.1) 式で伝熱面積および温度差が定められている場合、

$$q = Q/A = h(T_w - T) \quad (1.4)$$

となり、熱伝達率 h の増大が q の増大と同義となることから理解される。乱流場での壁面近傍での熱流束は、乱流熱流束または乱れによる渦温度伝導率の項を付加して次式のように表わせる⁽¹⁷⁾。

$$q = \lambda \left| \frac{dT}{dy} \right| + \rho c_p v' t' \quad (1.5)$$

(ここで, $\rho c_p v' t'$ は乱流熱流束) または

$$q = \rho c_p (a + \epsilon_H) \left| \frac{dT}{dy} \right| \quad (1.6)$$

(ここで, a は温度伝導率, ϵ_H は渦温度伝導率, $\left| \frac{dT}{dy} \right|$ は温度勾配を意味する) となる. 上式において λ , ρ , c_p および a はそれぞれ流体の熱伝導率, 密度, 定圧比熱および温度伝導率であり, 流体の物性値として扱われることから, 渦温度伝導率 ϵ_H (または乱流熱流束 $\rho c_p v' t'$), 壁面近傍での温度勾配 $\left| \frac{dT}{dy} \right|$ のいずれかを大きくすることで熱流束 q は増大する.

先に分類した乱流促進体を用いた伝熱促進法もこのいずれか, また両方を増大させている. 実際, 伝熱促進技術のほとんどが両方の効果を含んでおり, 両者の効果を明確に区別することは難しい.

しかしながら伝熱促進を行う立場として両者を増大させることを考えた場合, ϵ_H の増大に関しては壁面近傍での乱れの増大, 特に壁に垂直方向の乱れ成分を増大させることによって達成される. しかしながら壁面近傍では, 壁によるブロッキング効果および粘性の作用が働くことにより, 乱れの大幅な増大を見込むことは難しい. また実際に伝熱促進に寄与する垂直方向の乱れ成分だけを, 選択的に増加させることは困難である. すなわち単に壁面近傍の乱れの増大を促すことは壁面摩擦抵抗の増大も合わせて引き起こすことにもつながる.

続いて $\left| \frac{dT}{dy} \right|$ を効果的に増大させる手法の開発, すなわちいかにして伝熱面近傍にそのような温度分布を持つ流れ場を作り出すことができるかを考える. $\left| \frac{dT}{dy} \right|$ を増大させるには (i) 流速の増加, 壁面幾何形状の変形等により温度境界層を薄くする, (ii) 伝熱面近傍の高温流体部に対して, 境界層外層側の低温流体部の入れ換えを比較的大きなスケールの渦などにより盛んにしてやることで達成される. しかし, この場合についても, 壁面より上方の低温流れは大きな運動量を有しているため, これを壁面近傍の流体と入れ替えた場合には壁面摩擦抵抗も大となる.

強制対流伝熱促進機構においては流れの構造が移動伝熱量を決定する主要因となる. そのため乱流伝熱場において熱伝達率の向上と壁面摩擦抵抗の増大には強

い相似性があり、これはレイノルズの相似則として知られている⁽¹⁸⁾。従って余分な壁面摩擦抵抗の増大を抑え、熱伝達率の向上のみを達成させることは一般的に容易ではない。しかしながら、LEBU (Large Eddy Break Up) 板、リブレットなどの壁面摩擦低減の流れ制御手法⁽¹⁹⁾と伝熱促進手法を組み合わせることで、伝熱促進と壁面摩擦低減の両方を得ようとする研究が行われている^{(20)~(22)}。さらに乱流促進体からのはく離渦が熱伝達率を増加させる場合にも壁面摩擦抵抗は逆に減少するといった熱移動と抵抗の非相似性が表れる場合が存在することも指摘されている⁽²³⁾。これらのことは管内熱伝達促進のさらなる可能性を示唆している。

このように伝熱促進機構に注目し、このメカニズムそのものを制御可能とすることを目的とした試みが“伝熱制御”と称され行われつつある。次に“伝熱制御”についての概説を述べ検討を行う。

1. 4 伝熱制御

伝熱促進機構そのものを制御することで、伝熱現象を制御可能な技術とする“伝熱制御”と呼ばれる種類の研究が活発化してきている⁽²⁴⁾。“伝熱制御”の概念そのものは“流れの境界層制御”⁽²⁵⁾に関連して以前から提唱されている⁽²⁶⁾。しかしながら“伝熱制御”の定義については未だ必ずしも明確にされていないようである。

本研究では伝熱促進を行う際に、単に伝熱量の増大だけに観点を置くものではなく、伝熱促進機構の制御を可能とすることで、より効率的な伝熱促進の達成、あるいは移動伝熱量の増減、壁面および流体の温度分布の形成を意図的に可能とするような技術を新たに“伝熱制御 (heat transfer control)”と呼ぶものとする。例えば、伝熱促進機構を制御可能とすることで、流路内壁面の摩擦抵抗を減じ、移動伝熱量のみを増大させるような流れ場を作り出すことなどが挙げられる。

乱流促進体を用いた伝熱促進法は、前述した形状や流れの乱れる様相等の違いによる分類の他に、外部からの動力投入の有無によって、“受動的な方法”と“能動的な方法”の2つに分けられることがよく知られている⁽²⁷⁾。“受動的な方法”は伝熱促進のために特に外部からの動力投入を必要としないもので、前述した人工的粗面の使用や円柱、ボルテックス・ジェネレータ等の設置などはこれに属する。一方“能動的な方法”は伝熱促進のために外部からの動力投入を必要とするもので、例えば流体あるいは伝熱面に振動を与える方法⁽²⁸⁾、静電場の利用^{(29),(30)}などがこれにあ

たる。伝熱制御においても同様な考えを用いて“受動的伝熱制御”と“能動的伝熱制御”に分けて考える。

外部動力の有無によって伝熱制御を区別すると、従来の乱流促進体を用いた伝熱促進法の大部分は、受動的伝熱制御法の範囲に含むことができる場合が少なくはない。ただし上述したような本研究で考える伝熱制御の観点から、伝熱促進機構の制御を可能とすることで、単に伝熱量の増大のみならず壁面摩擦抵抗の減少と熱伝達向上という相反する現象の発現についての指摘をしたものは少ない。そのなかで藤田ら^{(13),(14)}は平板境界層内に円柱を挿入することで円柱下流の広い範囲にわたって熱伝達が促進され、しかも摩擦係数は逆に低下することを報告している。鈴木ら⁽³¹⁾、矢尾ら⁽³²⁾は円柱および角柱からのはく離流や縦渦による壁面近傍の流体交換機構において乱流熱輸送と運動量輸送の非相似性が現れると報告している。これらの報告に示されるような伝熱現象は、より効率的な伝熱促進を達成する伝熱制御の確立につながるものであり、受動的伝熱制御法の一例として見なすこともできる。

能動的伝熱制御については、現在では科学技術の高度化に伴い、高温場、極低温、あるいは微小物体など極限条件下における伝熱現象の能動制御とその応用に関する研究が求められている。そのような研究の工学的ニーズは多岐にわたり、例えばアモルファス金属に代表される非晶質材料生成時の超急速冷却⁽³³⁾、生体の凍結保存などの冷凍技術⁽³⁴⁾などが挙げられる。このような特別な場合でなく、強制対流場のより一般的な伝熱促進研究においてもマイクロアクチュエータを用いたせん断流れの能動制御⁽³⁵⁾、非定常かく乱によるせん断流れの挙動に関する研究⁽³⁶⁾、流体の吹き出しや吸い込みを利用するもの^{(37)~(39)}、流体および界面を振動させることによる摩擦軽減、熱輸送増大に関するシミュレーション等^{(40),(41)}が行われている。これらは伝熱特性として局所熱伝達率の最大・最小値や熱伝達率分布等を変化させる。例えば Dellenback ら⁽⁴²⁾は二重円管の内管より旋回流を管内ジェットとして噴出させた場合について実験を行っている。局所熱伝達特性はジェットが管壁に再付着する際の伝熱機構によるが、局所熱伝達率のピーク値は旋回強さにより移動するとの報告をしている。

従来、伝熱促進法としては受動的方法のほうが能動的方法と比べて使用するエネルギーの多寡の観点より優れているとされてきた。能動的方法は伝熱促進のために余分な動力を費やし、ひいては熱機器全体の効率を低下させるおそれがある

からである。そのため伝熱促進技術の開発も受動的手法が中心となり研究が行われてきた。

本研究でも上記の理由を考慮し、受動的伝熱制御方法に属する乱流促進体を対象とし、流れから駆動エネルギーを得て動作する新しい種類の乱流促進体として、可動乱流促進体の開発を行う。可動乱流促進体は促進体自体の挙動により壁面上の温度（速度）境界層を周期的にかき取ることで伝熱面近傍の流体の入れ換えを盛んにする。この温度（速度）境界層の更新は本質的に後ろ向きステップ^{(43),(44)}における流れの再付着点近傍の熱伝達、衝突噴流^{(45),(46)}でのせん断渦巻き込みによる岐点熱伝達増大の場合と同様であり、いずれも極めて高い熱伝達率が得られることが知られている。

さらに可動乱流促進体は外部からその動きを抑制、あるいは停止させること、あるいは積極的に外部動力を付加することにより挙動を増大させることも可能であり、将来的に可動乱流促進体の挙動コントロールによる新たな能動的伝熱制御法の開発にもつながるものである。

可動乱流促進体の形状を決めるにあたり、三次元性の強い渦を発生させるものとして、流れ方向に軸を持つ縦渦の発生を期待できるものとした。縦渦は、伝熱面近くの高温度流体と離れたところにある低温流体とを効果的に入れ換えることにより、時間平均的に壁面温度こう配を増大させる。本研究では管内乱流場における高効率の伝熱促進ならびに伝熱制御の基礎技術の確立に“縦渦”の導入が効果的であると考えられる。加えて“旋回流”による伝熱促進についても注目した。旋回流は一般に円管内流れ場において、流れ全体に旋回成分が与えられているような流れである。先に述べた縦渦のように管内境界層中の一部分に強い渦度（三次元性）が与えられて発生する場合とは必ずしも流れ構造は等しくないが、縦渦直径と円管直径がほぼ同程度の場合の円管流路内に縦渦を発生させた場合の特殊な例として見なすこともできる。旋回流による伝熱促進は縦渦の場合とは若干異なり、壁面近傍での流速増加および流体の混合が主な伝熱促進のメカニズムであり、さらに遠心力により境界層の発達を抑える効果も期待できる。さらに旋回流による伝熱促進も縦渦の場合と同様に流路内の十分下流まで存続し、余分な圧力損失を抑えた状態で伝熱促進効果を高めることが期待できる。そこで縦渦および旋回流を用いた伝熱促進に関するこれまでの研究について述べ、これらの伝熱促進効果について検討する。

1. 5 縦渦による伝熱促進

三次元形状の物体より生ずる主流方向に軸を持つ縦渦は、翼面上での乱流はく離防止、車体・船体等の抵抗軽減等に幅広く適用され、工学的利用において実用性がよく知られている。乱流促進体より発生した縦渦についての初期の研究としてはSchbauer - Spangenberg⁽⁴⁷⁾が境界層中に種々の形状の小物体を設置し、三次元形状を持つくさび形の物体より縦渦が生ずることを報告している。その後、縦渦利用の研究は実機への応用研究とともに、各種流体機械やターボ機械に見られる大規模な縦渦と境界層の干渉の様相を理解するために、乱流境界層と縦渦の干渉に関する系統的な研究が精力的に行われている。

Shabakaら⁽⁴⁸⁾やMehta - Bradshaw⁽⁴⁹⁾は、平板形状の翼に生ずる馬蹄形渦と二次元乱流境界層が干渉する流れ場の測定結果についての報告をしている。またCutler - Bradshaw^{(50),(51)}は、デルタ翼端からの翼端渦と平板上の境界層の干渉での逆圧力勾配の影響を報告しており、高木、佐藤⁽⁵²⁾は、翼端渦列と乱流境界層の干渉について、志沢 - Eaton^{(53)~(55)}は、三次元境界層における縦渦の発達について調べている。

数値シミュレーションではKitchensら⁽⁵⁶⁾が、層流場において三次元乱流促進体の下流で流れ方向に減衰する渦度の計算を行った。またErsoy - Walker⁽⁵⁷⁾は翼面上のカウンタタイプの二次元渦対の挙動を壁近傍の二次渦の吹き出し、吸い込みの干渉を含み計算により明らかにしている。

つぎに縦渦による伝熱促進に関する従来の研究結果について述べる。縦渦はその下流域への持続性および流体の混合効果を利用することで伝熱促進技術にも応用されている。縦渦を用いた伝熱促進の初期の研究例ではEdwards - Alker⁽⁵⁸⁾が伝熱面上に垂直に設置した種々のボルテックス・ジェネレータの配列や組合せを変えた実験を行った。ボルテックス・ジェネレータは局所熱伝達率の増大域をより下流まで持続すること、伝熱促進にはカウンタタイプの渦列を有する流れ場が良いことを述べている。

鳥居 - 柳原^{(59)~(61)}、鳥居ら⁽⁶²⁾は層流平板境界層中にデルタ翼のボルテックス・ジェネレータを設置し、縦渦が熱伝達率に及ぼす影響を系統的に調べている。彼らはさらにデルタ翼周りの流れの可視化を行い、主渦、コーナ渦、誘起渦の存在を明らかにし、それらの伝熱促進機構を詳しく考察している。

乱流境界層中の熱伝達についてはPauley - Eaton^{(63),(64)}は、デルタウイングレット

より生成された縦渦の乱流境界層での流れ構造と熱伝達に関する基礎研究を行った。その結果、流れの三次元効果が強い領域において、壁面近傍の乱れ強さと局所スタントン数に強い相関が見られることを示した。またその研究の拡張として、乱流境界層中の渦列の効果についても研究している。Ligraniら⁽⁶⁵⁾は乱流境界層の膜冷却に縦渦を用いた研究を行った。縦渦の吹き下ろし部では熱伝達は促進され、渦の効果が流れ場を支配していると報告している。

単一の縦渦、および縦渦列を生成する渦発生体を伝熱促進を目的として流路内に設置した場合、発生した縦渦は大きな圧力損失を伴うことなく流路内の温度境界層を効果的にかく乱し、管内熱伝達促進の有効な手段になり得ることが期待される。Fiebigら⁽⁶⁶⁾、Zhuら⁽⁶⁷⁾はボルテックス・ジェネレータの形状を種々変えた系統的な実験を行った。特に流路内にボルテックス・ジェネレータを挿入した場合の伝熱促進に関する研究として、Fiebigら⁽⁶⁸⁾のグループはデルタ翼、長方形翼、デルタウイングレット、長方形ウイングレットそしてデルタウイングレット対、長方形ウイングレット対の種々のボルテックス・ジェネレータについて実験・計算を行っている。その結果、ダクト内層流においてボルテックス・ジェネレータを設置した場合、滑面に比べて熱伝達率が50%増加すると述べている。またTiggelbeckら⁽⁶⁹⁾は、ボルテックス・ジェネレータとして単一のデルタウイングレットおよびデルタウイングレット対を用い、ダクト内の伝熱および流動抵抗に関する実験を行った。そのなかでデルタウイングレット対のほうが良いことを述べ、平均熱伝達率が80%増加すること、流動抵抗は伝熱促進効果の約2倍の165%増加することを報告している。

また他のデバイスとの組み合わせた場合について稲岡ら⁽⁷⁰⁾は壁面摩擦抵抗低減効果を持つLEBU板に三角翼ボルテックス・ジェネレータを付設した物体を乱流境界層中に挿入し局所熱伝達率の測定を行った。LEBU板と組み合わせた場合でも、ボルテックス・ジェネレータから生じる縦渦により伝熱促進が行われることを報告している。管内乱流場における実験でも稲岡ら⁽⁷¹⁾はLEBU板にボルテックス・ジェネレータを付設した物体を管内乱流場へ挿入した実験を行い、平板乱流境界層中にそれらを挿入する場合と同様の結果が得られたことより、管内乱流場においても縦渦による伝熱促進機構は平板上の場合と本質的に異ならないと述べている。

ボルテックス・ジェネレータ挿入によらず流路内に縦渦を生成させる研究として、Johnston - Nishi⁽⁷²⁾は二次元流路内で主流に対し、壁面から主流速度程度の

ジェットを吹き出すことで、主流に三次元成分を与え縦渦の誘起する方法について調べた。この渦発生ジェットのはく離流れに及ぼす影響を圧力分布測定から考察している。Johnston - Nishiの渦発生手法は、流路内にボルテックス・ジェネレータを設置しなくてよく、そのため流路内圧力損失の最も大きな要因となるボルテックス・ジェネレータの形状抵抗を取り除くことができ、より効率の高い伝熱促進が可能となるであろう。また渦発生ジェットの噴出量、噴出角度を変えることも容易であり、今後の能動的伝熱制御技術につながることから有用な報告である。

一方、管内流における数値シミュレーションでは、Biswas ら⁽⁷³⁾はダクト内流れでの渦構造について研究し、ダクト内でも平板上と同じように主渦、コーナ渦、誘起渦の存在を確認した。また Biswas - Chattopadhyay⁽⁷⁴⁾は縦渦の熱伝達率へ及ぼす影響についての計算を行った。ウイングレット型のボルテックス・ジェネレータにより、滑面の場合に比べてヌッセルト数が34%、抵抗係数が79%増加する結果を得た。Zhu ら⁽⁷⁵⁾は、 $k-\epsilon$ モデルを用いて流れ場、伝熱場を計算し、熱伝達におよぼすボルテックス・ジェネレータの形状の影響を調べた。その結果、迎え角25度のウイングレット対のボルテックス・ジェネレータで熱伝達率が16~19%増加すること、ボルテックス・ジェネレータ形状による大きな相違はなくデルタウイングレット対がわずかによいとの結論を得ている。Deb ら⁽⁷⁶⁾も同様な手法で計算を行い、ダクト内乱流で16%の伝熱促進効果が得られると報告している。

より実用的な研究では Fiebig ら^{(77),(78)}、Biswas ら⁽⁷⁹⁾は、フィンアンドチューブ型熱交換器におけるフィン部にボルテックス・ジェネレータを設置し、フィン面状の伝熱面積拡大効果に加えて、縦渦の流体混合効果を用いることによるチューブ後流部の低熱伝達部の伝熱促進に関する研究を精力的に行っている。

以上に述べたように渦発生体を用いた伝熱促進に関する研究は最近特に活発化してきている。しかしながら管内乱流場への適用例はまだ少なく、縦渦列間同士の干渉が熱伝達に及ぼす影響や、種々の形状の伝熱管に適用した場合の実験結果などが望まれる。例えば伝熱管として最も一般的な形状の一つである円管内への縦渦の適用例にしても伝熱促進に関する研究は見あたらなく、西ら⁽⁸⁰⁾、王-西⁽⁸¹⁾が渦誘起ジェットによる円すいディフューザのはく離制御を目的に研究を行っているのみである。彼らは円管内においても渦自身の作用と壁近傍の旋回流により乱流混合が促進されると報告しており、このことから円管内での熱伝達促進効果も高いことが予測されるもののその詳細については不明である。

1. 6 旋回流れによる伝熱促進

管内旋回流れによる流れ特性・伝熱促進に関する研究については多数の研究報告があり、これらの研究報告を概観することは円管内縦渦の伝熱促進効果を予測するのに貢献する。以下にこれまでの管内旋回流に関する研究について概観する。

管内旋回流れは流体機械を有するような管路において発生しやすく、この旋回流がどのような流体力学的特性を持つか、また管路に沿ってどのように減衰するかということは各種流体機械の設計において重要なポイントである。当然ながらその流体力学的特性を把握することは熱機器における伝熱促進を行う上でも重要である。妹尾 - 永田⁽⁸²⁾は円管入口部に設けた案内羽根により旋回を与えた場合の管内旋回流の速度分布、摩擦係数、圧力分布などの流れ特性を調べ、それらが旋回強さを表すパラメータの関数となることを示し、旋回流減衰と壁面粗さの関係を実験的に求めた。また村上⁽⁸³⁾は管入口で羽根車および案内羽根により、乱流状態の強制渦形および自由渦形の旋回流を与え、その強度を広範囲に変えて実験を行った。その結果、下流の旋回流は入口における旋回の強度にほとんど関係なく、各断面の旋回強さに応じた速度分布を段階的にたどりながら減衰する相似性を有することを述べている。畠沢 - 小松^{(84), (85)}もまた管入口で案内羽根もしくは管壁接線方向から流れが直接流入するタイプの旋回流発生装置により旋回流を与え、直円管内の乱流旋回流の流れの相似性と逆流の発生条件、旋回による境界層発達の抑制効果について実験を行った。その結果、円管内流れに旋回を付加することで軸方向境界層の発達が十分抑制されると報告している。Scott - Bartlet⁽⁸⁶⁾は二重管内における乱流旋回流に対して実験と計算の両手法で研究を行い、その結果は良い一致を示すとしている。

旋回流による伝熱促進は主に流体の混合効果、遠心力による境界層の発達の抑制効果を利用したものである。代表的な旋回流による伝熱促進手法として、いわゆるねじり板あるいはねじりテープを管内に挿入する方法は^{(87), (88)}、管内流の伝熱促進に有効な簡便な方法とされており、多くの研究がなされてきた。

Smithberg - Landis⁽⁸⁹⁾はねじりテープ挿入管の流れ場および伝熱場の測定を空気と水について行っている。軸方向速度成分は断面にわたってほぼ一様で、これに円周方向の旋回流が重ね合わせられ、らせん状の流れになることを明らかにしている。Lopina - Bergles⁽⁹⁰⁾はレイノルズ数が 10^5 オーダーまでの広い範囲で実験

を行い、ねじれのピッチの半分を直径で割ったものを独立変数として用い、円管を加熱した場合の水流への伝熱におけるねじれテープの効果を表す簡易式を求めている。また Manglik - Bergles^{(91),(92)} は水とエチレングリコールを試験流体とし等温壁と等熱流束壁の二つの加熱条件の下で乱流熱伝達の整理式を示した。

Junkhan ら⁽⁹³⁾ は挿入するねじりテープの形状変化による伝熱性能向上を目的とし、3種類の形状を持つねじりテープの場合の熱伝達、圧力損失について実験を行っている。

稲葉⁽⁹⁴⁾ はワイヤーコイルを挿入した場合の管内流動抵抗と熱伝達特性について詳細な報告をしている。その中でワイヤーコイル寸法比(コイルピッチ/コイルの素線径)が大きな場合には、管内流れを旋回流として扱うことができるとし、ワイヤーコイルよりはく離れた流れの再付着による伝熱促進効果に加え、旋回流の効果について述べている。またワイヤーコイルの流動抵抗の大部分はコイルによる形状抵抗であり、ワイヤーコイルを伝熱管全体に挿入せずに、円管入口部等の領域に適切に利用することにより、熱伝達促進と流動抵抗軽減の一見相反する問題を克服する可能性を示唆している。Sethumadhavan - Raja Rao⁽⁹⁵⁾ は乱流促進体挿入による旋回流発生だけでなく管内壁に溝を切ること、いわゆるライフル管によって旋回流を発生させた場合の基礎研究も行っている。

より工業的な応用研究例として、Garimella - Christensen^{(96),(97)} は二重円管における内側管壁にらせん状の突起を付与することにより旋回流を発生させた場合の流動、熱伝達について調べている。渡辺ら⁽⁹⁸⁾ はねじれテープを挿入した伝熱管を高温に加熱した場合、旋回流による伝熱促進に加えて管壁からねじれテープへの放射伝熱によって、さらに伝熱が促進されることを報告している。

1. 7 熱的性能評価

以上述べたようなボルテックス・ジェネレータ等の種々の形式の乱流促進体を実際に流路内に設置した場合には、これによって熱伝達向上は得られるものの同時に流動損失の増大も招くことになり、総合的な性能は必ずしも改善されない場合もある。したがって伝熱促進を図る場合には伝熱・流動を同時に考慮した性能評価基準を設ける必要がある。

この両者を同時に評価する方法はいくつかあるが⁽⁹⁹⁾、本研究ではその一方法と

して試験部伝熱面積および流路に流体を送り込むのに要するポンプ動力を同じにするという条件下で、乱流促進体設置前と設置後での伝熱量を比較するという方法を用いる。そしてその結果を熱的性能比 η とし、伝熱・流動を同時に考慮した性能評価基準として用いる。

例えば、乱流促進体を円管内に設置した場合の熱的性能比 η は、以下のように求められる。円管内断面平均速度 U 、代表長さとして円管直径 D を用い、流体の動粘性係数 ν とすると乱流促進体を挿入した場合のレイノルズ数 Re は

$$Re = UD / \nu \quad (1.7)$$

である。そのときの評価する管路長さ L (伝熱面面積一定の拘束条件より乱流促進体の表面積が伝熱面面積に加わらないように定める)、その間の乱流促進体設置による圧力損失 ΔP 、空気の密度を ρ とすると、乱流促進体による圧力損失を流路内の管摩擦係数 f の形で整理し⁽¹⁰⁰⁾,

$$f = \Delta P(D/L) / (\rho U^2 / 2) \quad (1.8)$$

で求める。この場合に要するポンプ動力を一定として、乱流促進体がない滑面状態におけるレイノルズ数 Re_s を求める。なお添字 s は滑面の場合、 $\bar{\quad}$ は平均を意味する。上記の評価する管路長さ L 間の乱流促進体を設置した場合のポンプ動力 P および滑面の場合のポンプ動力 P_s は、

$$P = \rho (\pi D^2 / 4) U \cdot f \cdot (L/D) U^2 / 2 \quad (1.9)$$

$$P_s = \rho (\pi D^2 / 4) U_s \cdot f_s \cdot (L/D) U_s^2 / 2 \quad (1.10)$$

ポンプ動力一定の拘束条件より、 $P = P_s$ であるので、

$$f U^3 = f_s U_s^3 \quad (1.11)$$

よって Re_s は、

$$Re_s = Re (f / f_s)^{1/3} \quad (1.12)$$

となる．ここで f_s は滑面の Re_s に対する管摩擦係数である．一般に知られている滑面での円管内乱流での管摩擦係数 f_s は⁽¹⁰⁰⁾，

$$f_s = 0.3164 Re_s^{-1/4} \quad (1.13)$$

であり，(1.7) 式にこの f_s を代入すれば，次のようになる．

$$Re_s = (f Re^3 / 0.3164)^{1/2.75} \quad (1.14)$$

この Re_s に対する円管内乱流において十分発達したヌッセルト数 \overline{Nu}_s は⁽¹⁰¹⁾，

$$\overline{Nu}_s = 0.023 Re_s^{0.8} Pr^{1/3} \quad (1.15)$$

本実験の場合，空気流のプラントル数 Pr を一定 ($Pr = 0.71$) とし，次式で近似する．

$$\overline{Nu}_s = 0.019 Re_s^{0.8} \quad (1.16)$$

この \overline{Nu}_s に対する乱流促進体挿入により増大したヌッセルト数 \overline{Nu} の比が^s，

$$\eta = \overline{Nu} / \overline{Nu}_s \quad (1.17)$$

で表される．この値が熱的性能比であり，ポンプ動力一定および伝熱面積一定での熱伝達の増加比を表し，伝熱促進の性能評価基準として用いる．このように伝熱促進法に対する評価基準として熱的性能比 η を議論することは伝熱・流動性能の総合評価として重要である．

本研究では熱的性能比 η の他に，乱流促進体を挿入したことにより，いかに流量を減じることができたかを評価基準の一つに加える．ポンプ動力一定の条件で

管内に乱流促進体を設置した場合，滑面の場合に比べて流量は減少する．上述の熱的性能比 η は伝熱管内（評価領域 L ）の伝熱促進に関する性能評価であるが，流量を減少させることは伝熱管流路のみならず，伝熱管入口・出口を含めた熱交換器内での流路全体の圧力損失低減に寄与し，熱交換器内の流体を駆動させるエネルギー低減につながる．例えば深海や宇宙環境のような極限状態で使用される熱交換機設計においては，流量そのものを減ずることが関連する他のデバイス設計まで含めて有用なコスト削減へとつながると考える．

この流量をどれだけ減じることができたかを表す流量比 F は，本実験における空気流での乱流促進体を挿入したときの円管内断面平均速度を U ，滑面の場合の断面平均速度を U_s とすると，円管断面積は等しいことより

$$F = U/U_s = Re/Re_s \quad (1.18)$$

で表すことができる．

本研究においては以上のような熱的性能比 η ，流量比 F の観点から伝熱促進法に関して総合的な評価を行う．

1. 8 本論文の構成

本研究はこれまでの強制対流場における乱流伝熱促進および伝熱制御の研究を背景に，単相流の流路内強制対流伝熱促進についての検討を行うものである．本研究で用いる乱流促進体の形状は，縦渦および旋回流を発生させるものを対象とする．これは流れの三次元化により壁面近くの高温度流体を比較的大きなスケールで上方の低温流体と交換させ，壁面近傍の温度勾配を高め熱移動量を増加させるものである．縦渦・旋回流による伝熱促進においては熱移動量の増大と流動抵抗の減少が同時に起こる可能性が指摘されており，受動的伝熱制御技術の確立を目指すのに適した流れ形態であると考えられる．本研究では円管および平行平板流路内に種々の形状の乱流促進体を設置するが，その形状の概略を図 1.1～図 1.5 に示す．以下では，これらを用いた実験に関する概説，および本論文の構成について述べる．

第 2 章～第 4 章では，管内の温度境界層を有効にかく乱する新しい方法として，

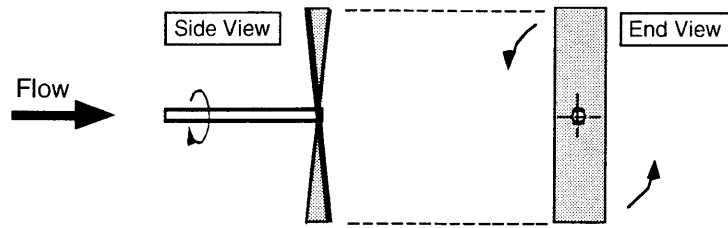


Fig. 1.1 Rectangular type blade wheel

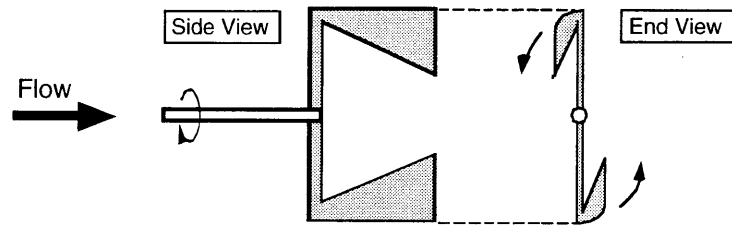


Fig. 1.2 Winglet type blade wheel

流れからその駆動エネルギーの供給を受けて可動する乱流促進体の開発を行う。本研究で対象とする可動乱流促進体の挿入による伝熱促進法は受動的伝熱制御に属するものであるが、将来的にはその可動乱流促進体の挙動をコントロールすることを目指した能動的伝熱制御の試みともいえる。

第2章ではその第一ステップとして簡単な構造の回転翼を可動乱流促進体を選んで場合について検討する。図1.1にその形状の概略を示す。回転翼は矩形片にねじれを付与した簡単な構造の翼で、管内に旋回流を発生させるものである。この回転翼を単一で伝熱管内に挿入し、翼径、翼幅そして翼ねじれ角を変化させた場合の局所熱伝達率および管内流動損失を測定することで、回転翼の伝熱促進体としての有効性、および回転翼の最適形状について検討する。

第3章では、より伝熱面近傍に強い旋回流を作り、かつ乱流促進体そのものの形状抵抗を抑える形として考案したウイングレット型回転翼を用いた場合について検討する。図1.2にその概略を示す。さらに、ウイングレット型回転翼の両端の翼素（ウイングレット翼）部分の流れに対する傾きが、それぞれ異なる非対称翼形状の回転翼を試作した。片方の翼素を回転負荷になるように翼の傾きを変えることで、翼の回転数を制動できる。これにより翼回転数のコントロールによる伝熱制御の可能性について検討する。さらに回転負荷が最大の場合として翼を制止させた場合についての実験についての検討も行う。

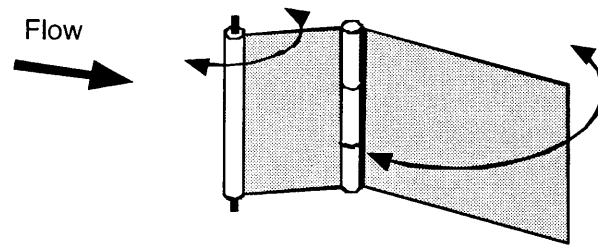


Fig. 1.3 Flag type oscillating plate

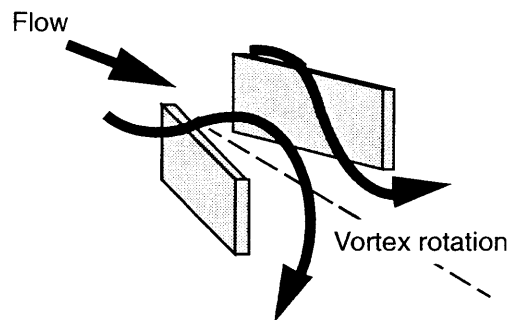


Fig. 1.4 Pair of rectangular type vortex generators

第4章では平行平板流路内に設置するのに適した可動乱流促進体として、小さな振動片を用いた場合について検討する。振動片を主流によって振動させた場合の熱伝達特性および流動特性を調べる。図1.3に振動片の概略を示す。振動片は温度境界層(速度境界層)をかき取ることによる熱伝達率の増大を期待するものである。単一の場合の振動片の大きさの影響、および2枚、3枚の振動片をスパン方向に並べて設置した場合の振動片の間隔の影響について検討する。さらに壁面上の温度分布の時空間的变化を赤外線映像装置を用いて計測する。

第2章から第4章まで用いた可動型乱流促進体により三次元化された流れの伝熱促進効果および伝熱制御の可能性を明確にするため、第5章以降では、より基本的な三次元流れ状態として、流路内に静止したボルテックス・ジェネレータにより縦渦を発生させた場合の伝熱促進を行う。

第5章では2個の長方形片を主流に対して迎え角をもたせ下流方向に広がるようにした長方形片対をボルテックス・ジェネレータ翼対とし、平行平板流路内の片面の伝熱面に横一列に複数個設置する。ボルテックス・ジェネレータ翼対の概略を図1.4に示す。ボルテックス・ジェネレータ翼対の間隔を変化させた場合の熱伝達率の特性を明らかにし、渦列間の干渉の影響を考慮した伝熱促進の有効性について検討する。

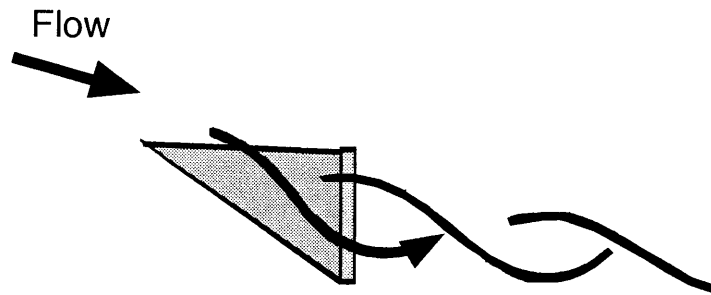


Fig. 1.5 Winglet type vortex generator

第6章および第7章では円管内に直角三角形形状のボルテックス・ジェネレータを設置した場合について検討を行う。第6章および第7章で用いる渦発生体形状の概略を図1.5に示す。これは第4章におけるウイングレット型回転翼の単一翼素形状を、渦発生体としたものと見なせる。

第6章では、円管内流路への縦渦による伝熱促進について研究報告例が見受けられないことより、まず円管内流路における縦渦の流動および伝熱に関する基本的特性に関しての知見を得るための実験について述べる。ボルテックス・ジェネレータを単一に円管内へ挿入した場合の縦渦発生の様子、下流への流れ挙動、それらに伴う流れ場と温度場の変化を明らかにすることを目的とし、ボルテックスジェネレータ導入による伝熱特性について考察する。

第7章では引きつづき直角三角形形状のボルテックスジェネレータを単一で円管内へ挿入した場合について述べる。縦渦の構造、および縦渦に伴う壁面近傍の流れ場の変化が伝熱促進にどのように影響するのか伝熱促進機構の詳細を検討する。

最後に第8章では以上、第2章からの第7章まで得られた結果を総括し、本論文の結論とする。

第2章 回転翼挿入による円管内の伝熱促進 (矩形型回転翼の場合)^{(123), (124)}

2.1 緒言

管内熱伝達の促進は高性能熱交換器のための第一ステップである。周知のように管内リブ、フィン、粗面を用いる方法のほか、種々の乱流促進体を挿入することにより熱伝達の促進を図る方法がある⁽²⁷⁾。とくに、旋回流れ (swirl flow) を発生させるねじれテープ挿入による促進法は極めて有効な方法として知られていることは前章で述べたとおりである。管内全域にねじれテープ等を取り付ける場合には圧力損失が大となる傾向を持つことより管入口部で旋回流を発生させ円管内で減衰していく場合の伝熱促進についても研究されている。乱流促進体を伝熱管入口に挿入し、その下流の流れ場をかく乱させる、いわゆる Start-up による方法は、一般に乱流促進体の挿入により伝熱促進を図る有効な手段として考えられる。例えば Algifri - Bhardwaj⁽¹⁰²⁾ は円管入口に短いねじりテープを設置した場合の減衰する旋回流に対しての熱伝達特性を解析的に求めている。それによると熱伝達率が平滑管の80%向上するとの予測をしている。これらの乱流促進体は通常管内面に固定されて、促進体の運動は制限される。

本研究では乱流促進体によって管内の温度境界層を有効にかく乱する新しい方法として、流れからその駆動エネルギーの供給を受けて可動する乱流促進体を開発することを対象とした。本章では、その第一段階として簡単な構造の回転翼を可動乱流促進体を選んだ。翼の回転により誘起される二次流れ (旋回流) による流れのかく乱は、リブ粗面などで生成される高せん断渦によるかく乱のエネルギー逸散より一般に小さく、せん断流による影響が十分下流まで持続するといった利点があると考えられる。

回転翼挿入による熱伝達の促進法は視点をかえれば、能動的伝熱制御の試みともいえる。例えば、管内流の場合、流量一定の条件で伝熱面熱負荷を制御する場合を考える。回転翼は外部から翼回転数を制動、あるいは停止させることも可能であり、さらには積極的に外部動力を付加することにより、翼回転数を増速させることも技術的に困難ではないであろう。また、本章においては円管への適用を

対象としているが、矩形管にも応用可能であり、また、回転翼を流路断面に複数個挿入する場合を考えれば平行平板流路にも適応可能である。特に後者の場合には翼の回転を同一方向、あるいは交互に反対方向に回転させることもできる。

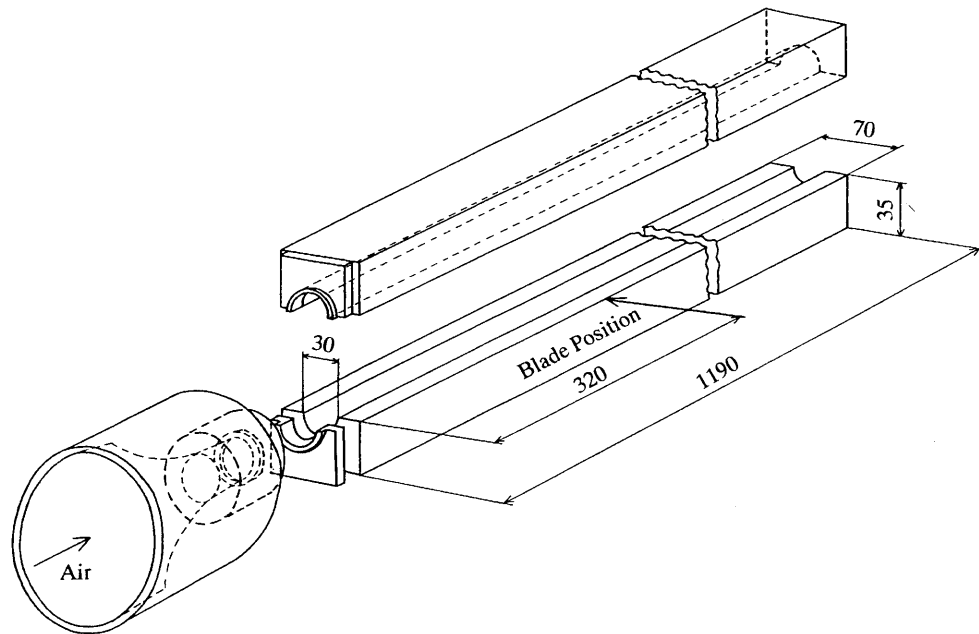
本章では可動型乱流促進体開発の第一段階として矩形片にねじれを付与した簡単な構造の翼を伝熱管内に挿入し、翼径 D_i 、翼幅 W およびねじれ角 α [図 2.2 参照] を変化させた場合の局所熱伝達率および管内流動損失を測定することで回転翼の最適形状、および回転翼の伝熱促進体としての有効性について検討する。

主な記号

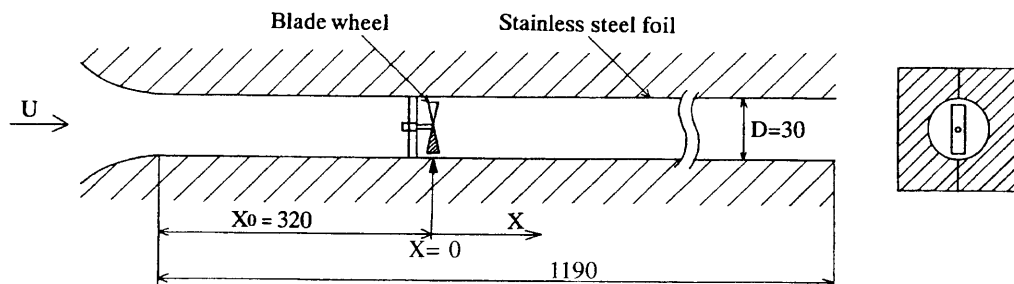
D	: 管直径	
D_i	: 翼径	
F	: 流量比	[(1.18)式 参照]
f	: 抵抗係数	$= \Delta P (D/L_{SD}) / (\rho U^2 / 2)$
h	: 局所熱伝達率	
h_{\max}	: 最大熱伝達率	
\bar{h}	: 平均熱伝達率	
L	: 円管長さ	
L_{SD}	: 評価領域長さ	$= 5D \quad (X/D = 0 \sim 5)$
\overline{Nu}	: 平均ヌッセルト数	$= \bar{h} \cdot D / \lambda$
Nu_{\max}	: 最大ヌッセルト数	$= h_{\max} \cdot D / \lambda$
ΔP	: 回転翼挿入による L_{SD} 間の圧力損失	
Re	: レイノルズ数	$= U \cdot D / \nu$
U	: 円管内断面平均速度	
W	: 翼幅	
X	: 管軸方向距離	
α	: 翼ねじれ角	
η	: 熱的性能比	[(1.17)式 参照]
λ	: 流体の熱伝導率	
ν	: 流体の動粘性係数	
ρ	: 流体の密度	

2. 2 実験装置および実験方法

図2.1(a),(b)に測定部の概略および寸法を示す．流路は入口部にノズルを付けた吸込型とし，作動流体として空気を用いた．図2.1(a)に示すよう測定部である伝熱管にはベークライト製角棒を2分割した割子にし，それぞれ深さ15mmの半円状の溝を彫ったものを重ね合わせることで内径 $D=30\text{mm}$ の円管としたものを用いた．円管内壁に厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレス鋼はくを接着し，直流電源により通電加熱した熱流束一定の条件の伝熱管とした．



(a) Schematic diagram of experimental apparatus



(b) Dimensions, symbols of test section and arrangement of blade wheel

Fig. 2.1 Schematic diagram of the experimental apparatus, dimensions, and symbols

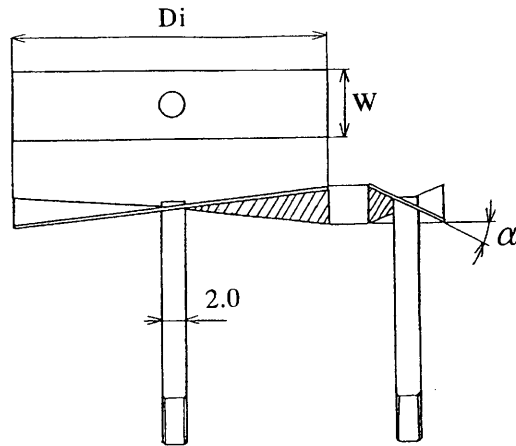


Table 2.1 Dimensions of blade wheel

Di/D	Di/W	Di (mm)	W (mm)	α
0.8	3.0	24	8	7.5° 15° 30° 45°
0.93	3.5	28	8	
	2.8		10	
	2.33		12	
	2.0		14	
0.97	3.625	29	8	

Fig. 2.2 Schematic diagram of blade wheel

回転翼の形状を図2.2に、その寸法を表2.1に示す。回転翼は厚さ0.5mmの銅板で翼部分を作り、これに直径 ϕ 2.0mmの黄銅棒で作った軸を取付けたものである。翼は鉄製の軸受サポートを通して伝熱管入口より $X_0 = 320\text{mm}$ の位置に取り付けられている。回転翼の径 $Di = 24, 28, 29\text{mm}$ と変化させ、また回転翼の幅 $W = 8, 10, 12, 14\text{mm}$ とした。また回転数はおもに翼のねじれ角によって変る。ねじれ角 $\alpha = 7.5, 15, 30, 45^\circ$ と4種類の角度を用いた。なおこのねじれ角が大きい方が管軸に対する迎角が小さいことになる。本章では、これらの回転翼を単一で円管内に設置した場合の熱伝達率分布および回転翼設置による流路内圧力損失を測定し、矩形型回転翼の乱流促進体としての有効性について検討する。本実験での管内レイノルズ数 Re は、管直径を代表長さとして $Re (= U \cdot D / \nu) \doteq 1.5 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4$ の範囲とした。

次に管内局所熱伝達率 h の測定方法について説明する。局所熱伝達率 h は壁面温度 T_w と主流温度に測定位置までの加熱熱量と等価な温度上昇を加えた流体バルク温度 T_b を用いて次式より算出する。ここで q は壁面熱流束である。

$$h = q / (T_w - T_b) \quad (2.1)$$

伝熱管壁面温度 T_w はステンレス鋼はくの裏面に管軸方向にはんだ付けされた $\phi 70 \mu\text{m}$ の銅-コンスタンタン熱電対により測定する。ここで T_b の算出方法について流体バルク温度算出の概念図2.3を参照して以下に示す。試験部伝熱管長さ L 、管

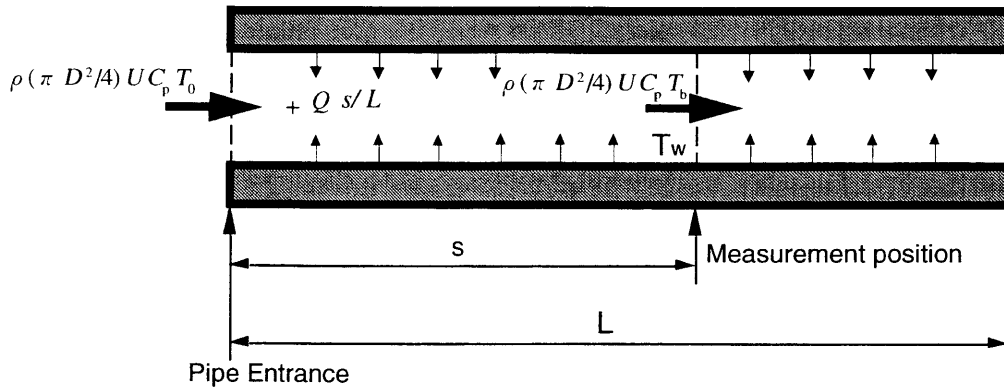


Fig. 2.3 Schematic diagram of bulk temperatur T_b in a pipe flow

直径 D , 断面平均速度 U , 空気の密度 ρ , 空気の定圧比熱 C_p , 伝熱管全体への加熱熱量を Q とし, 管入口での主流のバルク温度 T_0 , 測定点 (管入口からの距離 s) でのバルク温度 T_b とする. バルク温度は伝熱管壁面から熱流束 q を与えられることより, 下流方向に上昇していく. 管入口で単位時間あたりに管内へ流入する主流空気のエネルギーと測定点 (管入口からの距離 s) までに伝熱管壁面から与えられるエネルギーとの和は,

$$\rho(\pi D^2/4) U C_p T_0 + Q(s/L) \quad (2.2)$$

これが, 測定点位置での主流空気のエネルギー

$$\rho(\pi D^2/4) U C_p T_b \quad (2.3)$$

と等しいから, 熱平衡式をとると,

$$\rho(\pi D^2/4) U C_p T_0 + Q(s/L) = \rho(\pi D^2/4) U C_p T_b \quad (2.4)$$

よって,

$$T_b = T_0 + Q(s/L) / \{ \rho(\pi D^2/4) U C_p \} \quad (2.5)$$

(2.5) 式を (2.1) 式に代入すると,

$$h = q / \{T_w - [T_0 + Q(s/L) / (\rho(\pi D^2/4) U C_p)]\} \quad (2.6)$$

となる. 以下の章で流路内局所熱伝達率を求める場合も, 同様な手法を用いて計算した.

円管流路には静圧測定用の $\phi 0.5\text{mm}$ の孔を設けている. 回転翼設置による流動損失は前章 (1.6) 式で示したように, 回転翼設置による評価領域間の圧力損失を管摩擦係数の形で整理し, それを抵抗係数 f として算出する. なお以下の章において抵抗係数 f を求める場合も本章同様, 評価領域間の乱流促進体設置による圧力損失 (壁面静圧差) より同手法を用いて求める.

2. 3 実験結果および考察

2. 3. 1 局所熱伝達特性

まず回転翼径 D_i と翼幅 W のアスペクト比 $D_i/W=2.33$ に対して, 流速 $U=10 \sim 30\text{m/s}$ ($Re \doteq 1.5 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4$) と変化させた場合の局所熱伝達率 h の変化を図 2.4 に示す. 局所熱伝達率分布は流速とともに増大し, その分布は流速によらず相似なものとなっている. なおノズルと伝熱管の境目にあたる流路入口部には, 流れの乱流化を促すため壁面より高さ 1mm のトリッピング用フェンスを設けてある. 回転翼設置位置における h は各流速における滑面流路での十分に発達した乱流熱伝達率と同程度となっている. h は回転翼の下流 $X/D=2$ で最大値をとり, その後, 下流方向へ減少する. なお h の最大値は流速の増大によりわずかながら下流に移動するようである. h の増大は本実験での測定範囲内において十分下流の範囲まで, 滑面流路における発達した乱流熱伝達率よりわずかながら高い. なお下流に単調に減少する分布は, 管内流路中央部に円盤状ディスク型乱流促進体を挿入した場合⁽¹⁰³⁾ と同様な形となっている.

回転翼形状の違いによる局所熱伝達率の変化を検討する. まず回転翼の径 D_i と円管の径 D との比 D_i/D の違いによる h の変化を後述する最適翼ねじれ角 $\alpha = 15^\circ$, $W = 8\text{mm}$ を例にとり図 2.5 に示す. 回転翼挿入による管内局所熱伝達率 h の変化は翼

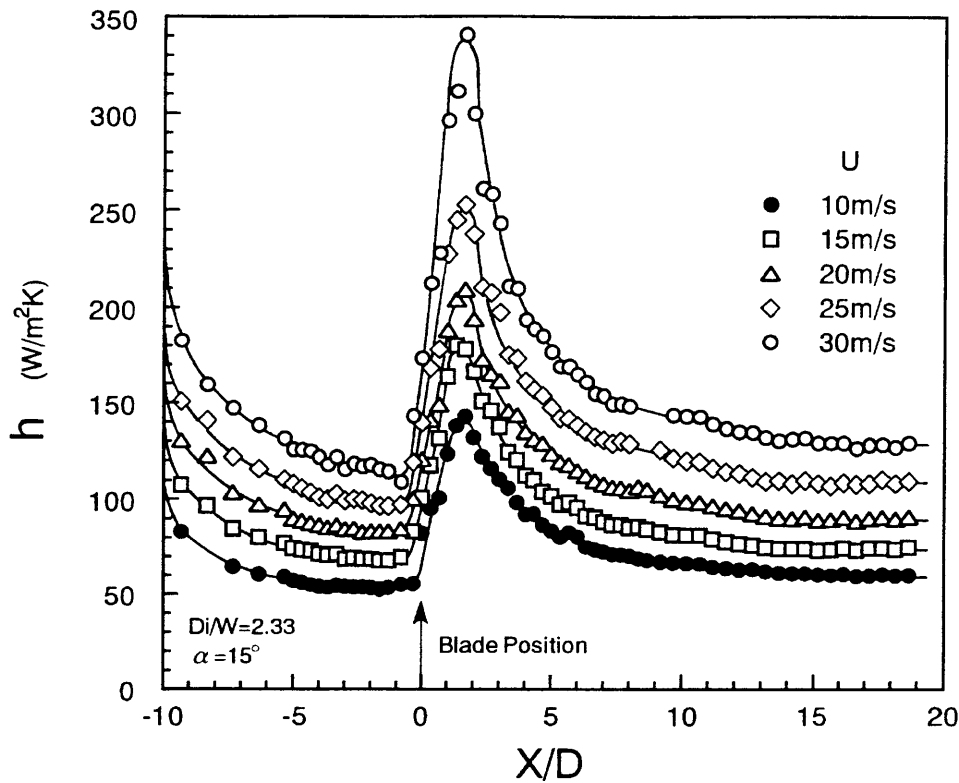


Fig. 2.4 Variation of local heat transfer coefficients with velocity

の回転により生ずる旋回流の強さに大きく影響されるであろう。壁近傍により強い旋回流を与えるものとして、 Di/D を大きくすると h は増大し、滑面流路の場合に比べてかなり下流まで伝熱促進効果が持続される。また Di/D によらず局所熱伝達率分布の最大値はほぼ同位置で得られる。 Di/D の増大で h 分布値は大きくなるものの、 $Di/D=0.93$ と 0.97 とを比較すると h 分布値に大きな差異はみられない。通常の伝熱促進体挿入による局所熱伝達率の増加は、伝熱促進体の外縁と伝熱面とのすきまの大きさによって強く影響を受けるが、本実験で用いた矩形型回転翼の場合はその影響は小さいようである。なお $W=8\text{mm}$ 、 $\alpha=15^\circ$ を例としたが他の場合も同様な結果であった。

次にねじれ角 α を変化させた場合の h 分布の相違を $Di/D=0.97$ 、 $W=10\text{mm}$ について図2.6に示す。 α が 45 、 30 、 15° と小さくなるにつれて h は増大する。ただし、 $\alpha=7.5^\circ$ とさらに小さくするとむしろ h は減少しており、本実験のねじれ角の範囲では $\alpha=15^\circ$ の場合が h 分布値は最も高くなる。これは他の Di 、 W の異なる回転翼形状の場合も同様である。また α を大きくすることにより最大熱伝達率 h_{\max} の位置は

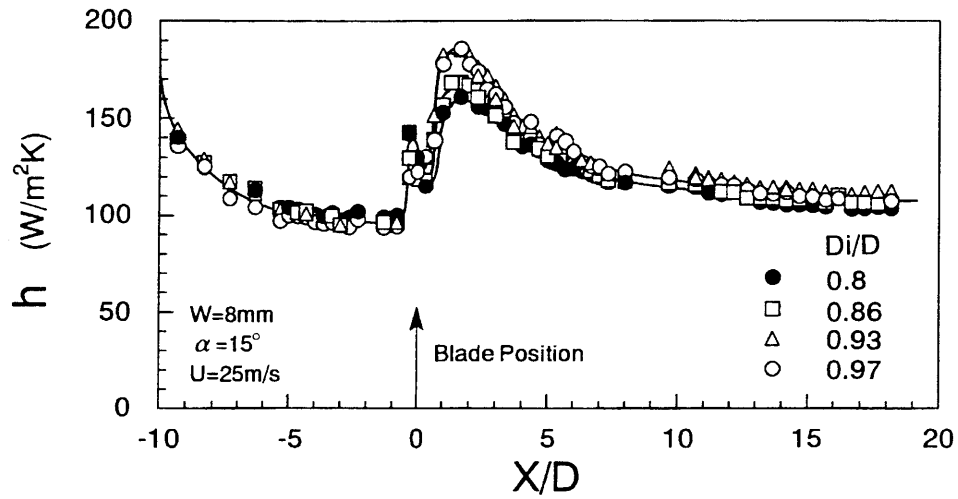


Fig. 2.5 Variation of local heat transfer coefficients with diameter ratio of blade to duct D_i/D

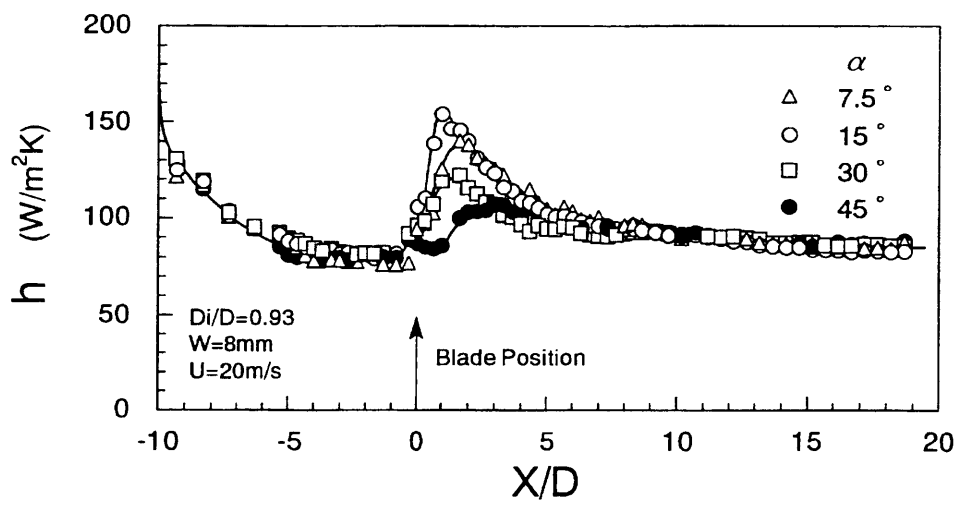


Fig. 2.6 Variation of local heat transfer coefficients with twisted angle α

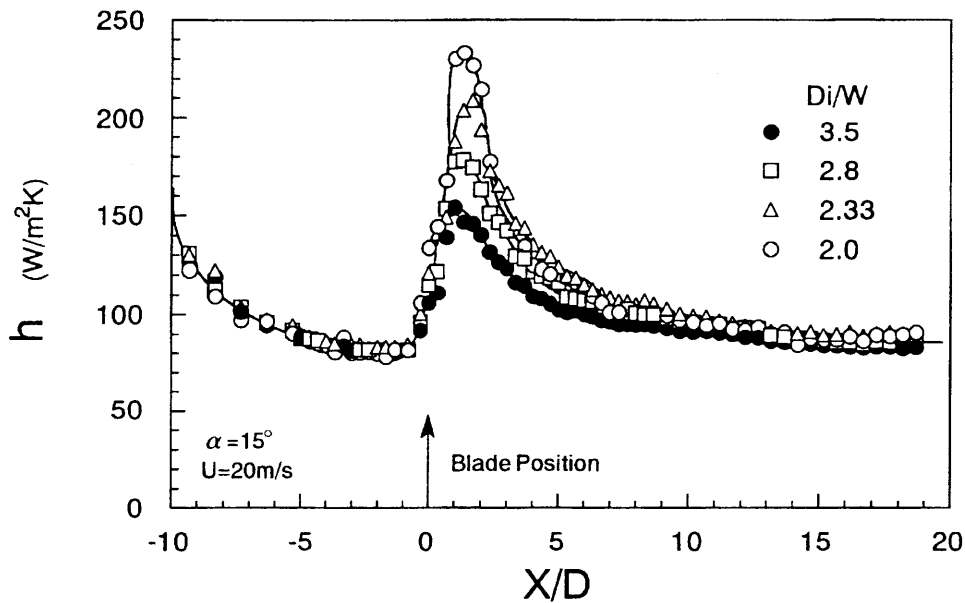


Fig. 2.7 Variation of local heat transfer coefficients with aspect ratio Di/W

下流に移る。これは Hay - West ら⁽¹⁰⁴⁾の端面を閉じた円管から自由旋回流れを与えた場合に、管軸に対する角度が小さくなるとスワール数（管断面を単位時間に通過する角運動量と軸方向の運動量の比）は減少し、かつ流れ方向へのスワール数の分布の最大位置が下流にずれることに対応しよう。

前述の翼径と管直径の比 Di/D , 翼ねじれ角 α を変化させた場合の結果より局所熱伝達率が最も大きくなった $Di/D=0.93$, $\alpha = 15^\circ$ に対して、流路断面に占める回転翼面積の変化による h の影響をみるために、翼幅 W を変化させた。ただし回転翼の面積が流路断面に対して大きくなると、流動抵抗が著しく増大するため翼面積はあまり大きくないほうがよいと思われる。 Di/W を変化させた場合の局所熱伝達率の変化を $U=20\text{m/s}$ に対して図 2.7 に示す。 $W=8, 10, 12\text{mm}$ および 14mm の結果で、これは $Di/W=2.0, 2.33, 2.8$ および 3.5 に対応する。翼幅 W を大きくしていくことで、 Di/W を $3.5, 2.8, 2.33, 2.0$ と小さくなるよう変化させる。その場合、最大熱伝達率 h_{\max} の値は大きくなり、その位置もわずかに下流にずれる。ただし $Di/W=2.33$ と 2.0 を比べてみると、 h 分布が最大熱伝達率 h_{\max} を経て減少していく過程において、アスペクト比の小さい $Di/W=2.0$ の方がより急に減少しており、 $X/D=2.5$ 付近においては $Di/W=2.33$ の方が高い値を示す。このことは後述する平均熱伝達率において両者にほとんど差がないという結果につながる。 W を増大させると翼の流路断面に占める面積が増大し、翼背面の後流による流体の混合効果の影響が大きくなることで h_{\max}

の値は大きくなるものの、その h_{\max} 位置下流では h は早く減少する分布形状となる。このことは旋回流による伝熱促進効果が低くなった結果であり、あまり大きな W は望ましくない。

2. 3. 2 平均熱伝達特性

回転翼による管内熱伝達率の増大を知るために、管軸方向の平均熱伝達率 \bar{h} を求めた。下流方向にある特定のピッチで複数の翼を置くことを考え、ここでは回転翼の直下から下流 $X/D=5$ までの h を積分平均することより \bar{h} を算出した。その結果を平均ヌッセルト数 \overline{Nu} ($=\bar{h} \cdot D/\lambda$) の変化として図2.8～図2.10に示す。これらは前述の局所熱伝達率分布の場合の翼形状による変化と対応している。

まず Di/D の違いによる \overline{Nu} の変化を $W=8\text{mm}$, $\alpha=15^\circ$ の場合について図2.8に示す。 \overline{Nu} のレイノルズ数の依存性が滑面流路における場合と同様であり、前章の(1.16)式に示した十分発達した滑面の流路内熱伝達率 $\overline{Nu}_s = 0.019Re^{0.8}$ に比べて平行に上昇する。 \overline{Nu} は最も壁面と翼端のすきまが小さい $Di/D=0.97$ のときに他より大きいものの、 $Di/D=0.93$ との差はさほど大きくない。次に α の影響を図2.9に示す。前述の h 分布と同様に \overline{Nu} の値は $\alpha=45, 30, 15^\circ$ と小さくなるにつれて増大し、 $\alpha=7.5^\circ$ では減少する。平均熱伝達の立場からみても翼の径およびねじれ角は $Di/D=0.93$, $\alpha=15^\circ$ が最適と思われる。

$Di/D=0.93$, $\alpha=15^\circ$ に対して Di/W を変化させた場合の結果を図2.10に示す。 Di/W を小さくすると \overline{Nu} は増大するが、 $Di/W=2.33$ と 2.0 における \overline{Nu} の差はほとんどなく、どちらも滑面における値の約2.2倍である。これは、前述したように $Di/W=2.0$ のときの h 分布が h_{\max} 位置以降で他に比べて急激に減少することによる。

図2.8～図2.10に例示した以外の他の形状も含めて、 \overline{Nu} は十分発達した滑面の円管内熱伝達率 $\overline{Nu}_s = 0.019Re^{0.8}$ に比べて平行に上昇する傾向を示し、

$$\overline{Nu} = C Re^{0.8} \quad (2.7)$$

で表される (C は定数)。通常、流路内乱流促進体による熱伝達率の増大は、流れの再付着効果によるもので、その場合のヌッセルト数に対するレイノルズ数の依存性は 0.67 ($\doteq 2/3$) 乗程度である⁽¹⁰⁵⁾。それと比較すると回転翼の場合には高レイノル

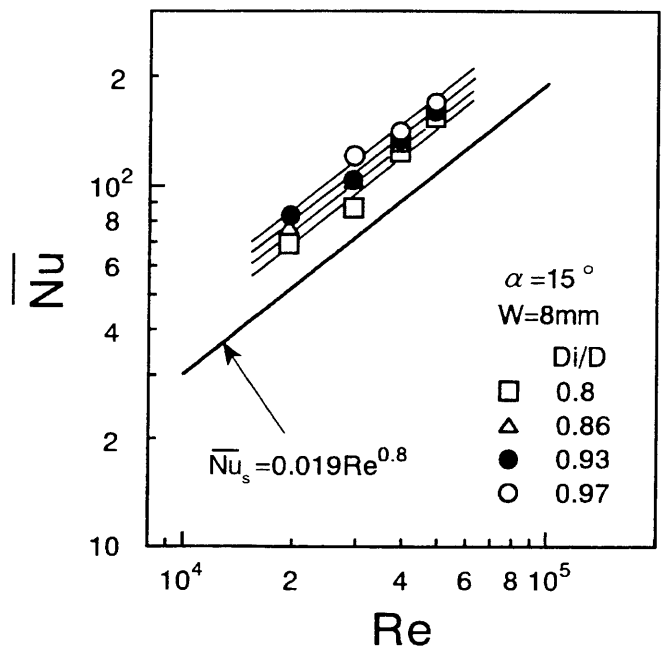


Fig. 2.8 Change of mean Nusselt number with Di/D

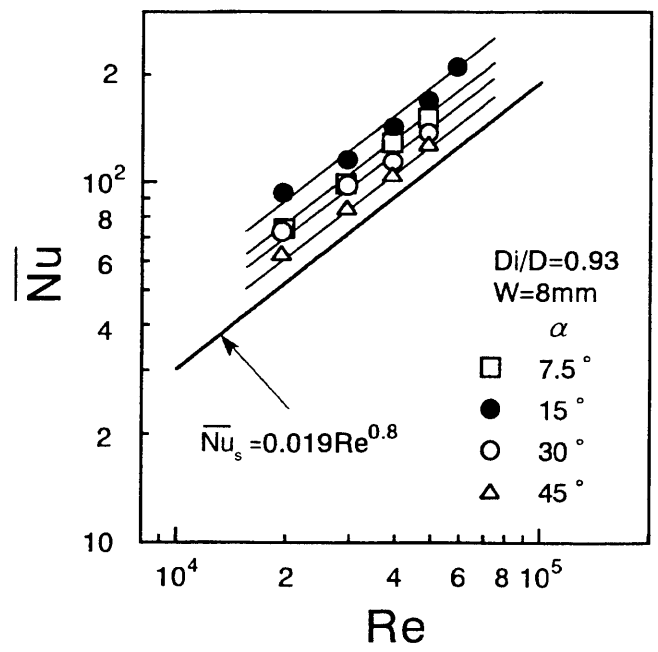


Fig. 2.9 Change of mean Nusselt number with α

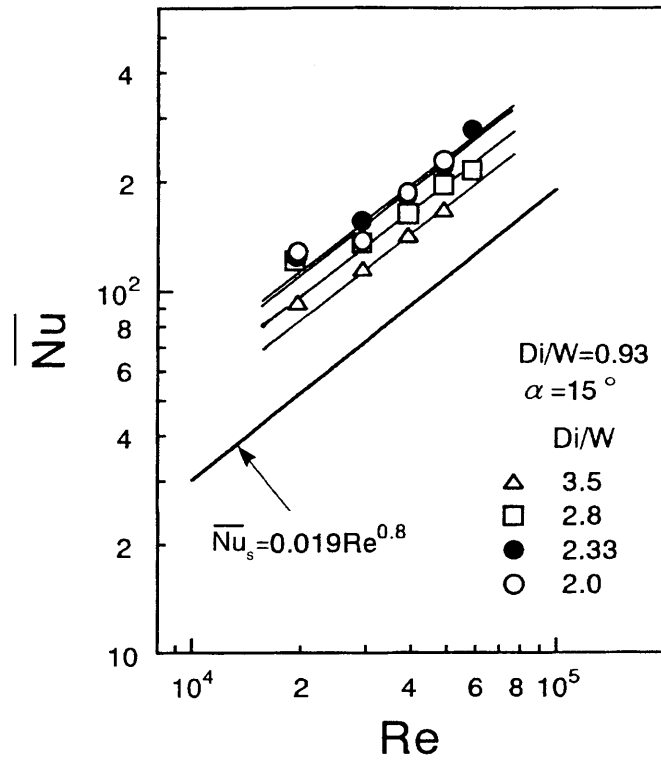


Fig. 2.10 Change of mean Nusselt number with Di/W

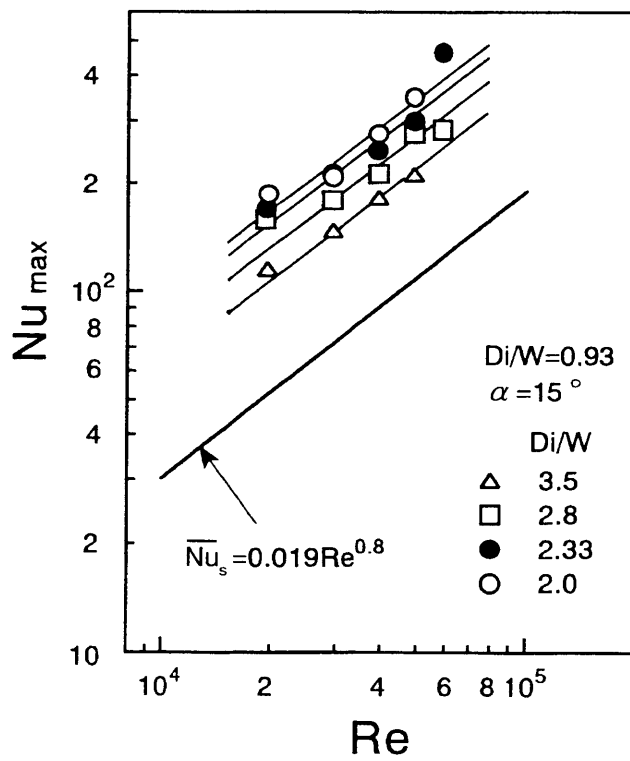


Fig. 2.11 Change of maximum Nusselt number with Di/W

ズ数域でも熱伝達の増大が得られることが示唆される。

以上、平均熱伝達特性について述べたが、伝熱促進の目安となる最大熱伝達率が回転翼形状としてアスペクト比によってどのように変化するかを最大ヌッセルト数 Nu_{\max} の変化として図 2.11 に示す。 $\alpha = 15^\circ$, $Di/D = 0.93$ を例にとり、アスペクト比 Di/W による影響をみたものである。最大熱伝達率 h_{\max} より求めた最大ヌッセルト数 Nu_{\max} は Di/W の減少とともに大きくなる。すべての Di/W で Nu_{\max} は滑面の 2 倍以上の値をとり、 $Di/W = 2.0$ で 3.1 倍を示す。先の平均ヌッセルト数との比較により、翼面積が大きくなる程、すなわち $Di/W = 2.0$ の場合が後流の影響による最大熱伝達率は増大するが、旋回流の効果が減少するために翼面積の小さい $Di/W = 2.33$ と同程度の平均ヌッセルト数になる。

2. 3. 3 流動特性

乱流促進体挿入により伝熱促進を図る場合、流動損失もまた増大する。次に回転翼挿入による流動損失について、翼形状による流動損失の変化を求めた結果を示す。評価領域として $X/D = 0 \sim 5$ での回転翼挿入による圧力損失を抵抗係数 f として求め、 Re に対して整理した結果である。まず翼径比 Di/D を変えた場合の抵抗係数 f の変化を、 $W = 8\text{mm}$, $\alpha = 15^\circ$ の場合について図 2.12 に示す。 $Di/D = 0.8, 0.93, 0.97$ の順に f の値は大きくなる。図 2.5 に示したように局所熱伝達率の変化においては $Di/D = 0.93$ と 0.97 にあまり差がなかったことを考えると、本実験範囲では $Di/D = 0.93$ が適切な回転翼径と思われる。

次に $Di/D = 0.97$, $W = 10\text{mm}$ で α による f の変化を図 2.13 に示す。 $\alpha = 45, 30, 15^\circ$ とねじれ角が小さくなれば、翼に対する主流の流入角度の変化とともに f は大きくなる。図 2.6 に示したように前述の α による熱伝達率の変化は $\alpha = 15^\circ$ の場合が $\alpha = 7.5^\circ$ より増大した。しかし、抵抗係数の変化では $\alpha = 7.5^\circ$ の場合が最も高くなる。そのことを考慮すると本研究における回転翼の翼ねじれ角は $\alpha = 15^\circ$ が最適である。

アスペクト比 Di/W に対する f の変化を図 2.14 に示す。 f は Di/W の減少につれて増大し、かつ Re の増大に従って図 2.14 中でやや右上がりになる傾向を示し、特に $Di/W = 2.0$ の場合でその傾向は顕著となる。前述の \overline{Nu} の変化では $Di/W = 2.33, 2.0$ は同程度であったが、 f の値は $Di/W = 2.0$ が $Di/W = 2.33$ の約 50% の増加を示して

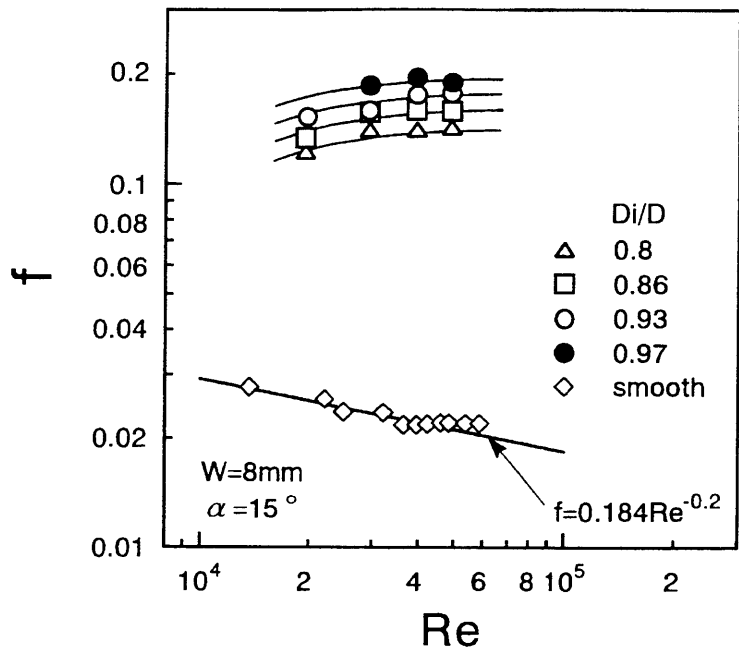


Fig. 2.12 Change of friction factor with Di/D

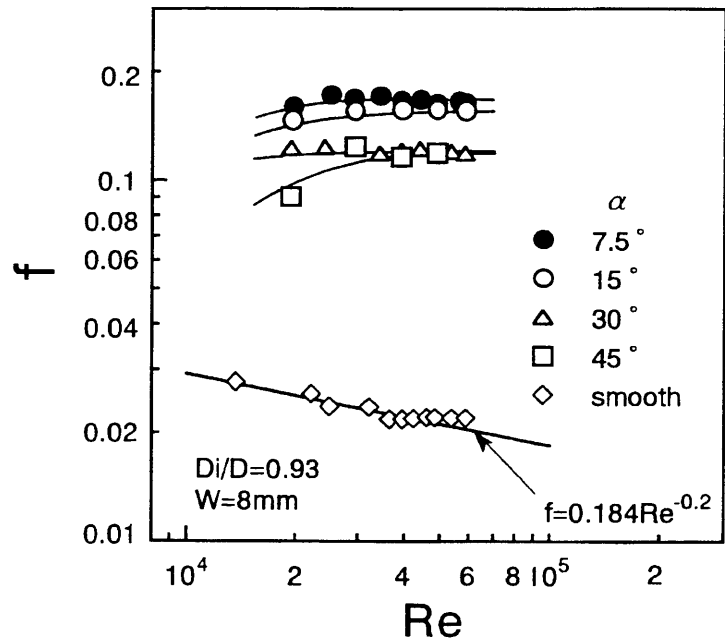


Fig. 2.13 Change of friction factor with α

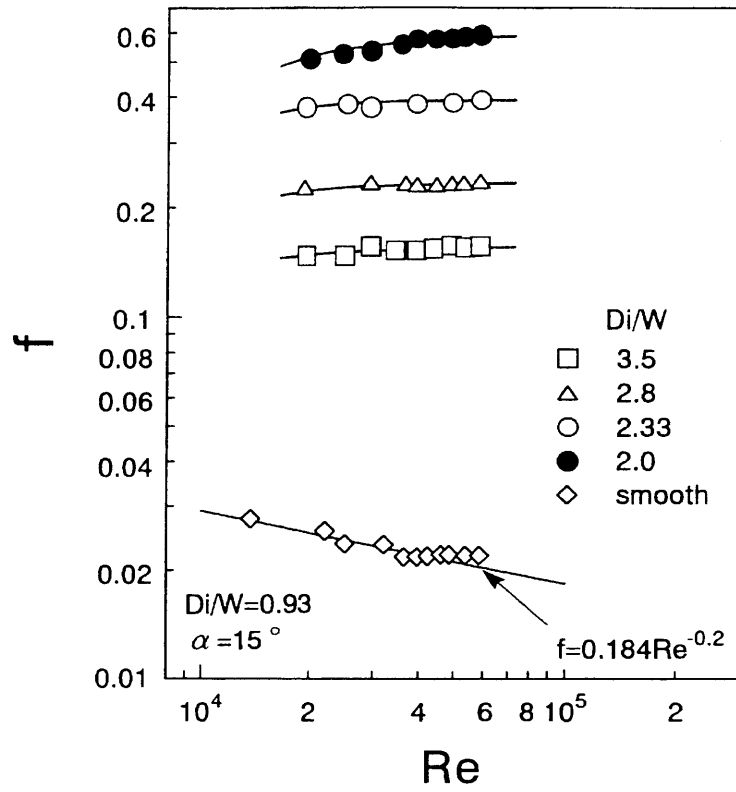


Fig. 2.14 Change of friction factor with Di/W

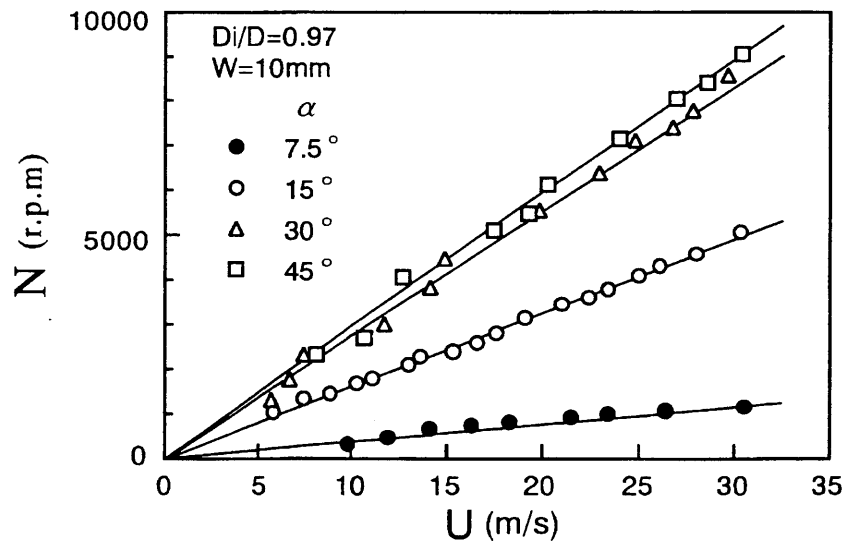


Fig. 2.15 Relation between rotation number and flow velocity

いる。このことより $Di/W = 2.33$ が本実験の範囲での適切なアスペクト比であるといえる。なお $Di/W = 2.0$ とさらにアスペクト比を小さくすると流動損失が急激に増大し、ディスク型乱流促進体の特性⁽¹⁰³⁾ に近づくことになる。

流動特性の一つとして翼の回転数 N と流速 U の関係の一例を図2.15に示す。翼回転数 N の測定は回転翼下流に熱線流速計プローブを設置し、得られた時間変化の波形データをFFT処理することで、卓越周波数を求めた。また連続ストロボ光を翼回転数と同期させることによっても確認した。図2.15に示す回転数 N と流速 U の関係は α を変化させた場合のもので、 N は U に直線的に比例し、 α の増大とともにその値は大きくなる。回転翼はねじれテープなど固定されたスワール発生体と違って、回転しながら翼端面から旋回成分を持つ流れを流出し、管内に旋回流を与えるものである。本章で用いた矩形型翼を静止させた場合の旋回流の発生について考えてみる。その場合の旋回流の主流に対する傾き、強さは翼端ねじれ角に依存する。しかし本研究で提唱するような回転する翼を用いた場合、翼端面から放出される旋回流の主流に対する相対角度は小さくなる。このことより回転数のあまりの増大は管内流の旋回成分の減少を意味し、前述の熱伝達率および抵抗係数の減少につながる。図2.15に示されているように前述した熱伝達率の小さい $\alpha = 45^\circ$ の場合に最も回転数は大きい。よって回転翼型乱流促進体により熱伝達率を増大させる際、翼回転数があまりに高すぎる場合にはブレーキングによる回転数の制動が必要となろう。

2. 3. 4 熱的性能比

伝熱促進を行う場合の流動損失を考慮した性能評価の一方法として、ポンプ動力一定の条件での熱的性能比 η [(1.17)式参照] を求めた。前述の熱伝達率および抵抗係数の測定結果より最も良いとされた形状、 $Di/D = 0.93$ 、 $\alpha = 15^\circ$ についてアスペクト比 Di/W を変化させた場合の η を図2.16に示す。熱的性能比 η は $f^{1/3} Re$ の増大に対して減少していく分布を示す。 $Di/W = 2.33$ のときの η の値が最も高く、 $f^{1/3} Re$ の大きい領域でも $\eta \geq 1$ となる。これはディスク型乱流促進体の場合⁽¹⁰³⁾、熱伝達率も高い値となるが、流動損失が著しく大きく、そのために η は1以下となることと異なり、回転翼の場合にはスワール成分をもつために $\eta \geq 1$ となっている。本研究の翼は高速で回転しているため、旋回成分は小さいもののねじれテープなどで得られる η の値⁽⁹⁰⁾ とほぼ同程度の値を示している。

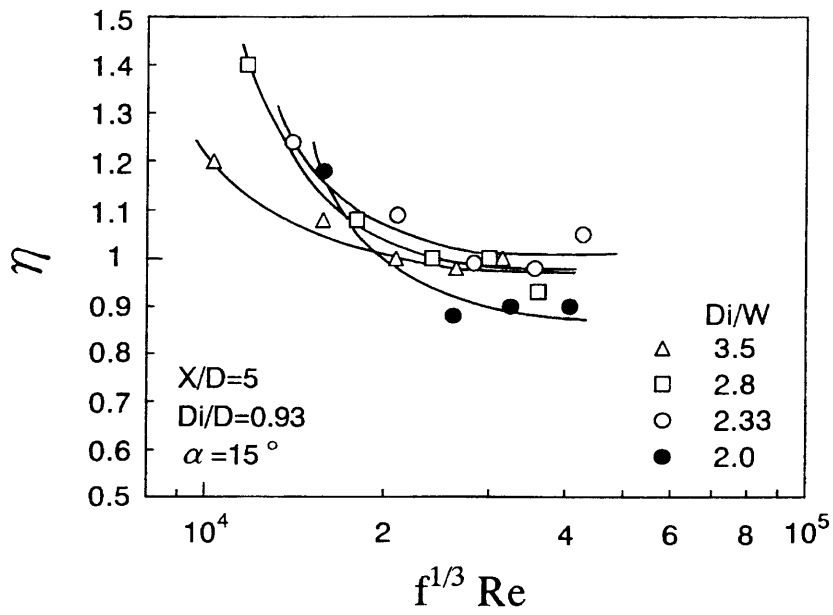


Fig. 2.16 Thermal performance ratio

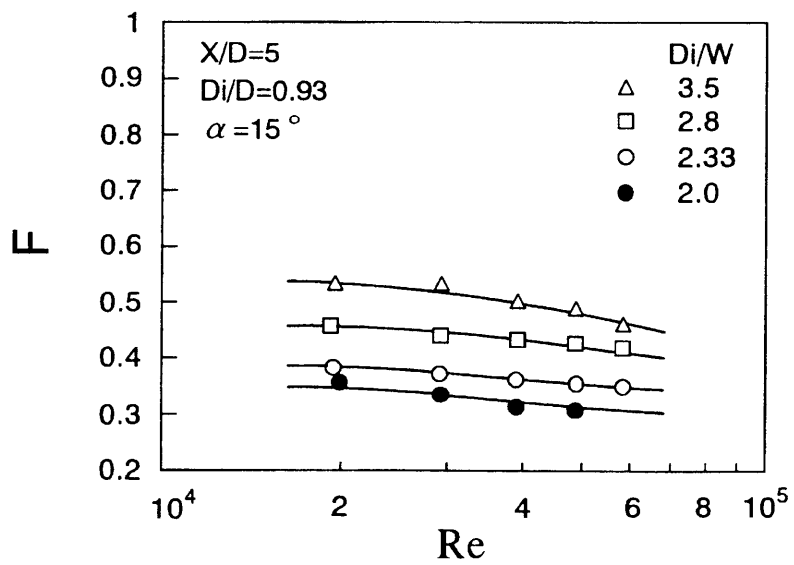


Fig. 2.17 Flow rate

前章で述べたように、評価基準にいかに関与流量を減ずることができるかを加える。同一ポンプ動力での滑面の流量に対する翼挿入の場合の流量比 F [(1.18)式 参照] を図 2.17 に示す。例えば $D_i/W=2.33$ の場合に $F=0.4$ となっており、滑面に比べて約 4 割の流量ですむことがわかる。Lopina - Bergles⁽¹⁰⁷⁾ が述べているように伝熱管のみならず熱交換器内の流路入口出口等における流動損失などをトータルに考慮した場合について、熱交換器内全体の流動に関わるポンプ動力はより有利となろう。

2. 4 結言

管内流路における伝熱促進技術の新しい試みとして、主流により回転する翼を挿入し、伝熱特性および流動損失を明らかにした。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 回転翼径 D_i と円管内径 D の比 D_i/D を 0.8 ~ 0.97 に変化させた場合、熱伝達率は D_i/D とともに増加するが、その影響は小さい。
- (2) 回転翼の翼ねじり角 α が $7.5^\circ \sim 60^\circ$ の範囲では $\alpha = 15^\circ$ の場合が伝熱促進効果が高い。
- (3) 回転翼のアスペクト比を $D_i/W=2.0 \sim 3.5$ と変化させて実験を行った結果、最適のアスペクト比として $D_i/W=2.33$ を得た。
- (4) 伝熱促進の程度として、回転翼挿入によって得られる最大ヌッセルト数および回転翼挿入位置より $X/D=5$ までの平均ヌッセルト数は、滑面の場合に対して最大ヌッセルト数で 3.0 倍、平均ヌッセルト数で 2.2 倍に達し、高い伝熱促進効果が得られた。
- (5) 伝熱促進体としての評価の一方法として、ポンプ動力一定での熱的性能比 η を求めた結果、 $D_i/W=2.33$ 、 $\alpha = 15^\circ$ の回転翼を挿入したとき、 $\eta \geq 1 \sim 1.3$ となり、伝熱促進体として有効であるとの結論を得た。

第3章 回転翼挿入による円管内の伝熱促進 (ウイングレット型の場合)⁽¹²⁵⁾

3.1 緒言

前章では流れによって駆動される可動乱流促進体の開発の第一ステップとして、簡単な形状の回転翼を用いた伝熱促進実験を行った。回転翼形状は、流れに対向した平板の先端部をねじった単純な形とし、これを矩形型回転翼とした。矩形型回転翼は、翼長と翼幅のアスペクト比を小さくすることでより強い旋回流の発生および乱流混合が促される。その場合、回転翼下流での伝熱促進効果および圧力損失はともに増大し、ディスク型乱流促進体⁽¹⁰³⁾の場合と同様な傾向を示す。このことは回転翼背面での後流による流体混合効果によって熱伝達が促進される効果が大きく、またその形状抵抗もかなり増大することを意味する。そのため伝熱促進と流動損失の両方を考慮した評価基準である熱的性能比 η は、必ずしも高い値を示さない結果となった。

そこで本章では、矩形型回転翼において流動損失の主要因となった翼の形状抵抗を抑えながら、かつ壁面近傍の流れを有効にかく乱する形状の回転翼を考案することを目指した。その一例として第1章の図1.2で示したウイングレット型の回転翼を提案する。これは管内流路中央部に位置する回転翼の形状抵抗をできるだけ小さくし、かつ壁面近傍により強い旋回流を作らうよう、回転翼の両端にウイングレット型の翼素を持たせたものである。このウイングレット型回転翼の形状は、壁面上に発達する温度境界層を効果的にかき取ること、そして流れ方向に軸を持つ縦渦を生成することも併せて期待したものである。

また回転数を抑制することで旋回成分を強め、伝熱促進効果を高めることを目的として、ウイングレット型回転翼の両端にあたる翼素部分の流れに対する迎え角をそれぞれ変えた非対称形状の回転翼も考案した。片方の翼素の傾きを管軸方向に対すして0度とすることで、その片側翼素は流れから回転エネルギーの供給を得ないばかりか、回転負荷となるようなものである。この両端の翼素の迎え角の組み合わせを変えることで、回転負荷の異なるウイングレット型回転翼を数種類製作した。さらに回転負荷が最大の場合として、ウイングレット型翼を静止さ

せた場合についても実験を行った。本章ではこれら複数種類の回転翼による熱伝達促進効果を調べる。

主な記号

D	: 管直径	
F	: 流量比	[(1.18)式 参照]
f	: 抵抗係数	$= \Delta P (D/L_{10D}) / (\rho U^2 / 2)$ [(1.8)式 参照]
h	: 局所熱伝達率	[(2.6)式 参照]
\bar{h}_s	: 滑面の場合の十分発達した乱流熱伝達率	
\bar{h}	: 平均熱伝達率	
L_{10D}	: 評価領域長さ	$= 10D$ ($X/D = 0 \sim 10$)
N	: 翼回転数	
Nu	: 局所ヌセルト数	$= h \cdot D / \lambda$
\overline{Nu}_s	: 滑面の場合の十分発達したヌセルト数	$= \bar{h}_s \cdot D / \lambda$
\overline{Nu}	: 平均ヌセルト数	$= \bar{h} \cdot D / \lambda$
ΔP	: 回転翼挿入による評価領域間の圧力損失	
Re	: レイノルズ数	$= U \cdot D / \nu$
U	: 管内断面平均速度	
X	: 管軸方向距離	
α	: 管軸方向に対する翼の迎え角	
η	: 熱的性能比	[(1.17)式 参照]
λ	: 流体の熱伝導率	
ν	: 流体の動粘性係数	
ρ	: 流体の密度	

3. 2 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図3.1に示す。測定部である伝熱管は前章で用いた実験装置を使用した。また回転翼は翼の上流側先端が入口より 320 mm 離れたところに位置

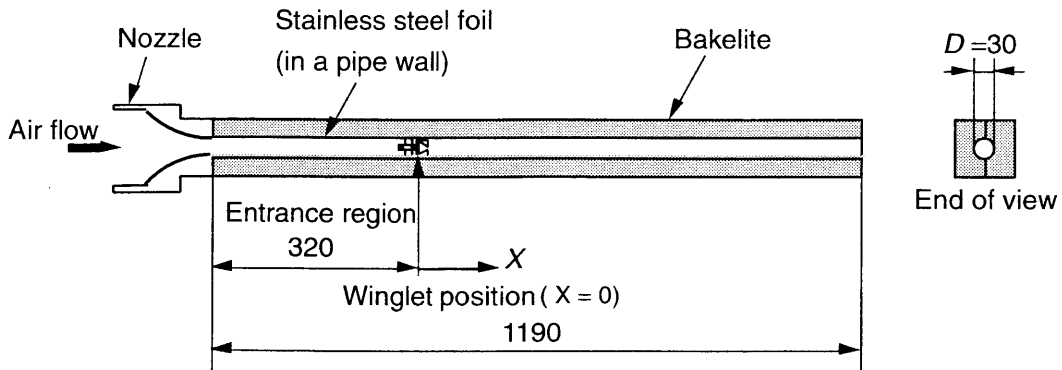
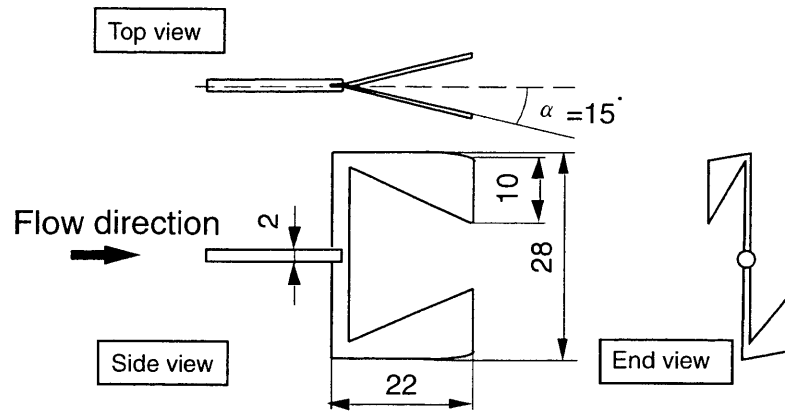


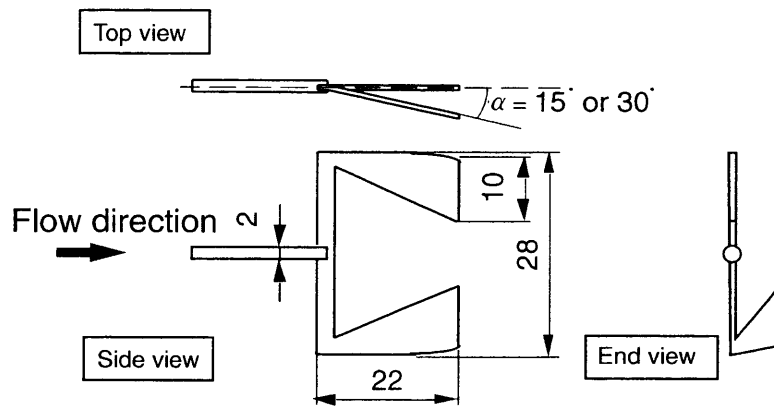
Fig. 3.1 Schematic diagram of experimental apparatus, dimensions and symbols

するように設置してある．実験は管内レイノルズ数 $Re (= U \cdot D / \nu) \doteq 1.5 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4$ の範囲で局所熱伝達率および管内流動損失を測定した．実験方法については前章の場合と同様である．

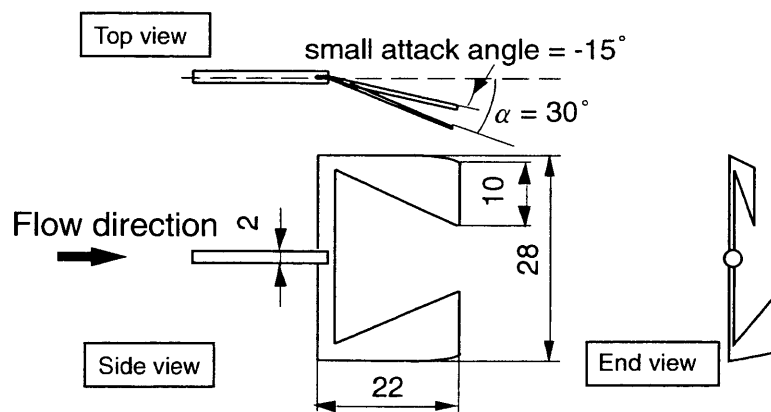
ウイングレット型回転翼形状の概略を図 3.2 に示す．厚さ 0.5mm の銅板で翼部分を作り，これに直径 $\phi 2.0$ mm の黄銅棒で作った軸を取付けたものである．本章で用いる回転翼の特徴として，回転翼両端にウイングレット型の翼素として流れを受ける翼部分が付いていることである．これは壁近くの流体を効果的に掃くことができるもので，また管内中心部の形状抵抗をできるだけ小さくした結果である．管中心部分の流れは運動エネルギーが高いので，ここに位置する部分の形状抵抗を小さくすることが圧力損失を抑えることに貢献する．本章で用いるウイングレット型回転翼は，図 3.2(a) に示す回転翼両端の翼素迎え角が等しい対称形が 1 種類，そして図 3.2(b),(c) に示す両端の翼素の迎え角がそれぞれ異なる非対称形が 3 種類の計 4 通りの組み合わせを製作した．両翼素の角度は 15 度：15 度の対称型 [図 3.2(a) 参照]，0 度：15 度，0 度：30 度 [図 3.2(b) 参照]，-15 度：30 度 [図 3.2(c) 参照] である．これらのタイプはそれぞれ 15-15 タイプ，0-15 タイプ，0-30 タイプ，(-15)-30 タイプとして記述する．さらに 15-15 タイプを固定させた状態で設置した場合を回転負荷最大の場合として調べた．



(a) 15 - 15 type



(b) 0 - 15 type and 0 - 30 type



(c) [-15] - 30 type

Fig. 3.2 Schematic diagram of winglet type blade wheels

3.3 実験結果および考察

3.3.1 回転翼挙動（回転数）

翼の回転数は本章で用いる種々の迎え角を組み合わせたウイングレット型回転翼の特性を理解する重要なパラメータである。翼回転数と流速の関係を図3.3に示す。なおウイングレット型回転翼の回転方向は両端の翼の組み合わせより決定される。すなわち回転の方向は両翼のうち、より大きな迎え角を有する翼による方に向く。

ウイングレット型回転翼は、管軸方向に対して大きな迎え角を有する翼ほど流れより大きな運動量を受けて高回転となる。また図3.2(b),(c)に示した非対称翼のような回転負荷となる翼素をもつ場合、回転数は低くなる。このことより15-15タイプの回転翼は両翼とも流れから回転のための駆動エネルギーを得ることができ、本実験中もっとも高い回転数となる。これに対して片翼が回転負荷となる形状の、0-15タイプ、0-30タイプ、(-15)-30タイプの非対称翼の場合は低い回転数となる。その回転数は両翼素の組み合わせに依存し、例えば0-15タイプ、0-30タイプの場合には片側の翼迎え角がより大きな0-30タイプが0-15タイプより高回転となる。

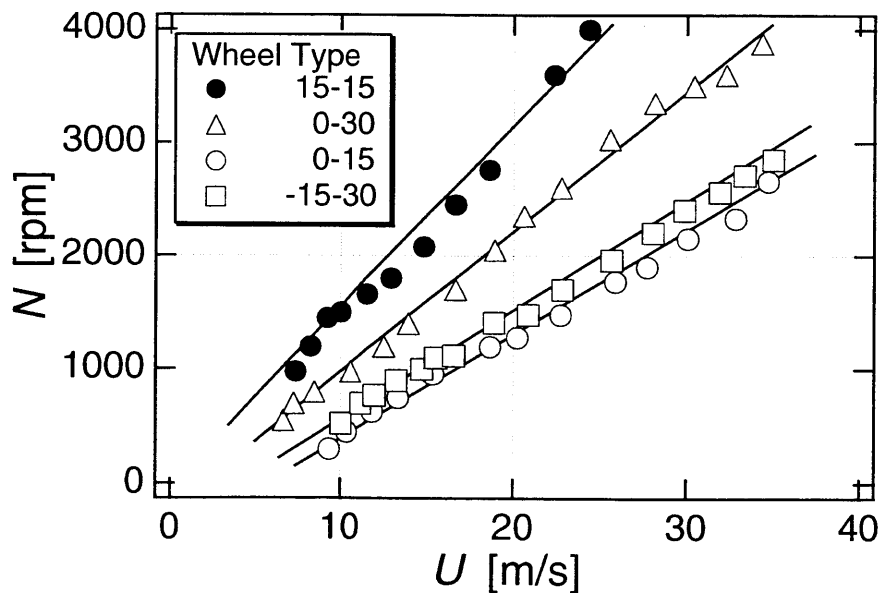


Fig. 3.3 Relation between rotation number and flow velocity

全てのタイプにおいて回転数は流速に対して直線的に増加する傾向を示しているものの15-15タイプを除いて原点を通る直線とはなっていない。このことは非対称回転翼の場合は片翼が回転を阻止する負荷となってるため、これにうち勝つトルクが発生するまで回転し始めないことを意味する。

3. 3. 2 局所熱伝達特性

図3.4に15-15タイプの回転翼と、それを固定した場合の管軸方向の局所熱伝達率分布を示す。 $X/D=0$ は回転翼の翼部分先端の位置である。

15-15タイプにおいては、その高い回転数にも関わらず熱伝達に与える影響は見られない。15-15タイプのような回転負荷の小さい高回転数タイプの場合、翼素を通り下流へと放出される流れは旋回成分をほとんど有してないことを意味する。これに対して回転負荷最大の場合としてウイングレット型翼を固定した場合では、 h は極大・極小を繰り返す周期的な分布をとる。この場合の翼は流れに向けて傾けたボルテックス・ジェネレータと同様であり、両端の翼素より発せられた縦渦が旋回流れの干渉を受けながら、管内を流れていくことに対応する。なお15-15タイプにおいては伝熱促進効果がほとんど見られないため、後述する圧力損失、熱的性能比等については他の非対称タイプ3種類に対して評価することとする。

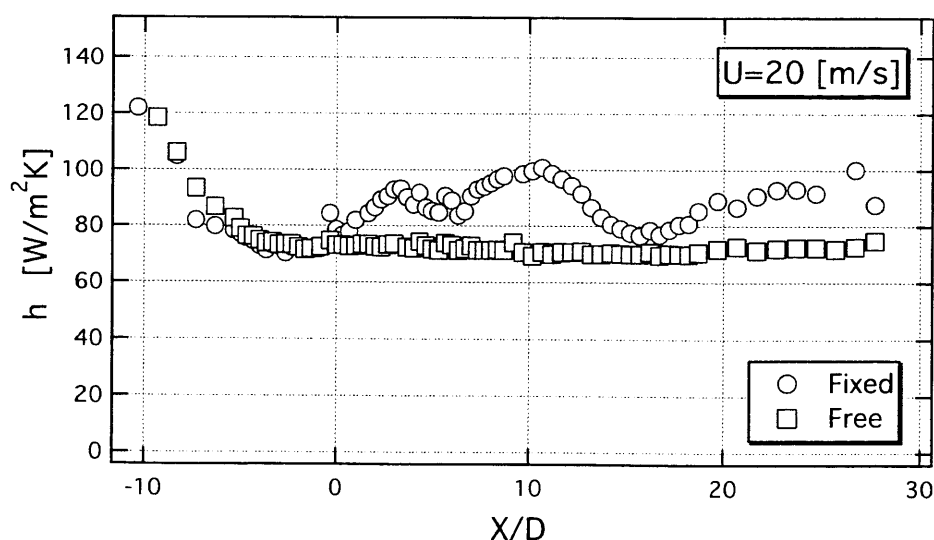


Fig. 3.4 Local heat transfer coefficients for 15-15 type blade wheel and fixed one

つぎに図3.5に0-15, 0-30, (-15)-30タイプの局所熱伝達率 h を比べた結果を示す。これらの回転翼は非対称翼であり、大きな迎え角をもつ翼素はより大きな運動量を受けて、小さな翼素を回転させるものである。その結果、小さな迎え角の翼素は対向側の大きな迎え角を持つ翼素によって回転させられ、効果的に壁面近傍の流れを乱すことになる。

全ての非対称タイプのウイングレット回転翼挿入による h は、 $X/D=1.25$ と同じ位置で最大値をとり、その後、徐々に減少していき平滑管内乱流の熱伝達 h_s に達するものである。図3.5中に示す0-15タイプの場合は、伝熱促進効果はあまり下流まで持続せず、 $X/D=4$ 以降ではほぼ平滑管内乱流の熱伝達と同程度となる。しかしながら0-30タイプと(-15)-30タイプにおいては $X/D \geq 20$ の下流域においても伝熱促進効果を保っている。

ウイングレット型回転翼挿入によって h がどの程度増大されたかを明らかにするために、滑面の場合の熱伝達率 h_s に対する増加比 h/h_s を局所ヌッセルト数比 Nu/Nu_s として図3.6に示す。本章で用いたウイングレット型回転翼の中で、最も高い熱伝達の促進は(-15)-30タイプによって達成される。その最大値は平滑管に比べて60%以上高い。さらに0-30タイプと(-15)-30タイプの両タイプの回転翼の場合、 Nu/Nu_s は下流域においても高い値を保っている。非対称形のウイングレット型回転翼は、管軸に対する迎え角の傾きが小さい側の翼素は、迎え角の傾きが大きい翼素によって回される。その場合、迎え角の傾きが小さい翼素の主流に対する相対角度は、回転の増大に伴い逆に大きくなる。これにより流れに対して傾けたウイングレット型翼をおいたボルテックス・ジェネレータと同様に縦渦を発生するようになり、旋回流に加えて縦渦の生成による伝熱促進効果が加わるものと考えられる。

図3.7は非対称型3タイプの回転翼の平均ヌッセルト数 \overline{Nu} の増加を示したものである。平均ヌッセルト数 \overline{Nu} は前章と同様に、評価領域 L_{100} として $X/D=0 \sim 10$ の範囲の局所熱伝達率 h を積分平均することで算出した。図中の直線は比較のため十分発達した管内乱流のヌッセルト数 $\overline{Nu}_s=0.019Re^{0.8}$ [(1.16)式参照]を示している。ここでは(-15)-30タイプがもっとも高く、滑面に比べて h は h_s より20%以上大きい。また図中 \overline{Nu} は Re に対して平行に増加しており、このことより高レイノルズ数域においても h の促進効果が期待できる。

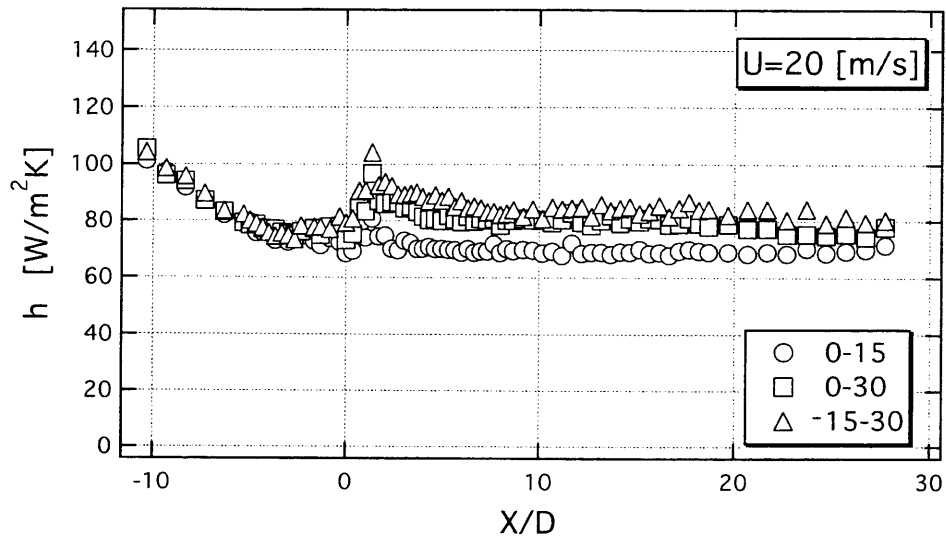


Fig. 3.5 Local heat transfer coefficients for 0-15, 0-30 and -15-30 type blede wheel

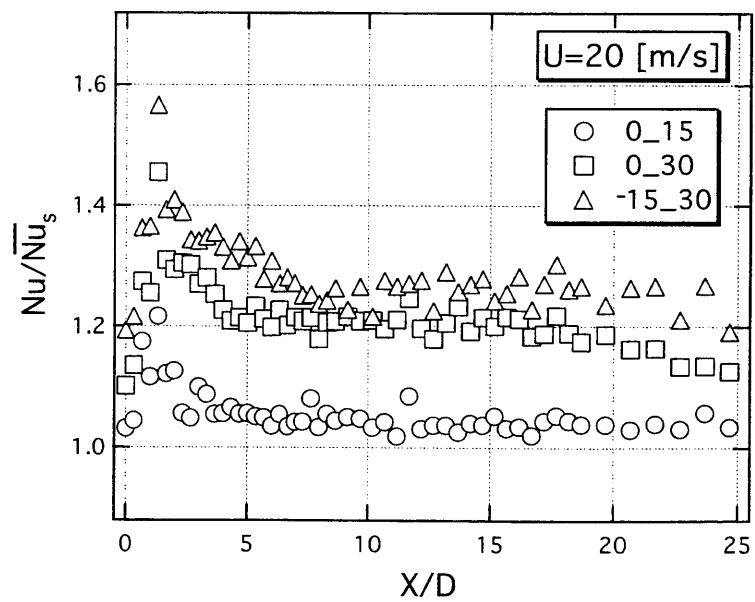


Fig. 3.6 Local Nusselt number distributions normalized by that for smooth tube

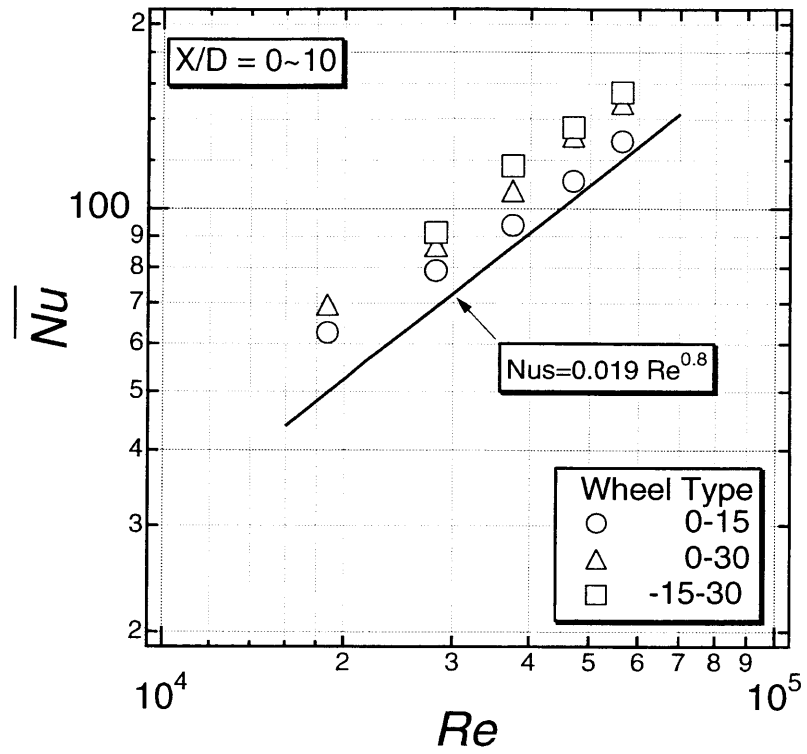


Fig. 3.7 Relation between mean Nusselt number and Reynolds number

3. 3. 3 流動特性

乱流促進体挿入によって管内の流れを乱す場合、圧力損失の増大も伴う。伝熱促進を行う場合には圧力損失も同時に考慮せねばならない。ウイングレット型回転翼挿入による圧力損失より抵抗係数 f を求め、 Re に対して整理した結果を図3.8に示す。なお f はウイングレット型回転翼挿入による評価領域 L_{10D} での圧力損失より、前章と同様の手法で求めたものである。図中の直線は平滑管の場合の管摩擦係数 [(1.13) 式参照] を示しており、本実験装置での回転翼を挿入していない場合の平滑管のときのデータも参照のため付しておく。

全ての回転翼の抵抗係数 f は Re によらず乱流促進体としては極めて小さく、ほぼ一定の値となっている。これらの値は平滑管の場合の1.2~2.5倍となっており、前章での矩形型回転翼やディスク型プロモータを用いた場合には6~20倍くらい大きくなることに比べて極めて小さい。これは矩形型回転翼等に違い、形状抵抗がほとんどないことに起因する。なお f は図3.7で示した平均ヌッセルト数の傾向と同じく (-15)-30タイプが最も大きい。

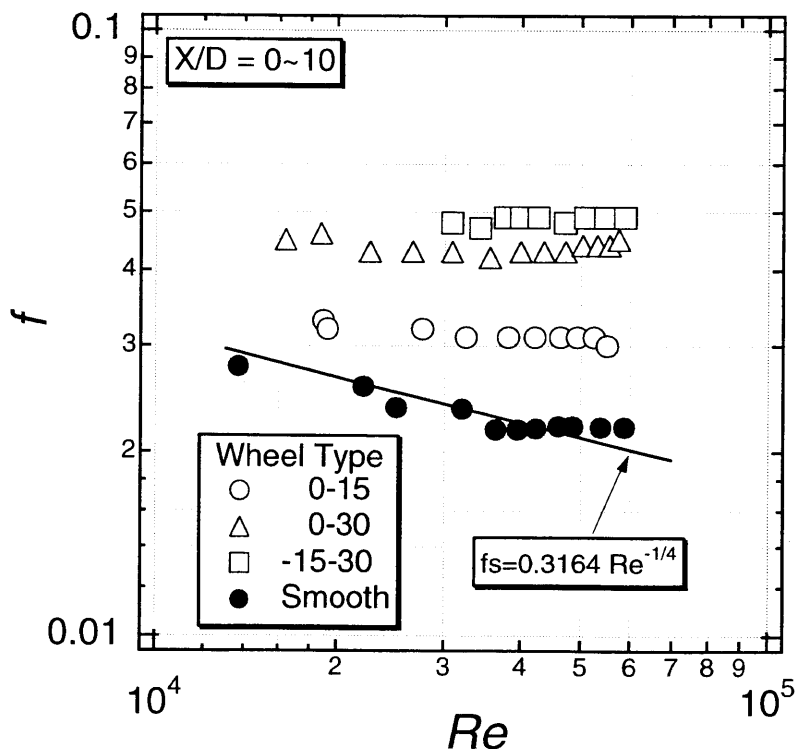


Fig. 3.8 Relation between friction factor and Reynolds number

3. 3. 4 熱的性能比

伝熱促進の評価方法の一つとして伝熱面積一定，ポンプ動力一定における熱的性能比 η を求めた．さらに回転翼挿入による流量比 F も合わせて算出した．その結果を図 3.9 に示す．

いずれの回転翼の熱的性能比 η についても $f^{\beta} Re$ に対して単調に減少する分布となる． η は 0-15 タイプでは高レイノルズ数域において 1 以下になる．しかしながら 0-30 タイプ，(-15)-30 タイプでは高レイノルズ数域においても 1 以上を保っており伝熱促進体として極めて有望な結果を得た．また流量比 F についても 0-30 タイプ，(-15)-30 タイプにおいては約 20% 減となる．

3. 3. 5 熱的性能比の評価領域

熱的性能比 η を求める場合，その伝熱促進効果の平均および圧力損失をとる評価領域をどこまでとするかは極めて重要なパラメータとなる．本報告では，管内に特定のピッチを設けて乱流促進体を設置することを念頭に置いて， $X/D=10$ 程度の評価領域 L_{10D} を用いた．しかしながら，図 3.5，図 3.6 に示しているように熱伝達促進効果は $X/D=10$ 以降の下流でも保たれていることから，評価領域をさらに下流まで広げることにより高い η を得られる最適評価領域（最適設置間隔）を見つけられることが期待できる．図 3.10 は $Re=37500$ の場合で，評価領域として回転翼下流の X/D をどこまでとるかを変えた場合の η の値の変化を示している． η の値は評価領域を大きくとることで増加していく傾向を示している．これは上述したように，旋回流に加えて縦渦が生成され，管内下流域においてもそれらの流れが持続することで伝熱促進効果が保たれていることによるものと思われる．

本章で用いた非対称ウイングレット型回転翼は，両端の翼素迎え角を非対称にすることで一方の翼素に回転負荷を与えるものとした．迎え角の小さい翼素は迎え角の大きい翼素によって回される．このように回されることにより，迎え角の小さい側の翼素の主流に対する相対角度が大きくなる．その場合に，ボルテックス・ジェネレータとしての効果も発揮するものであるが，外部からの動力投入に

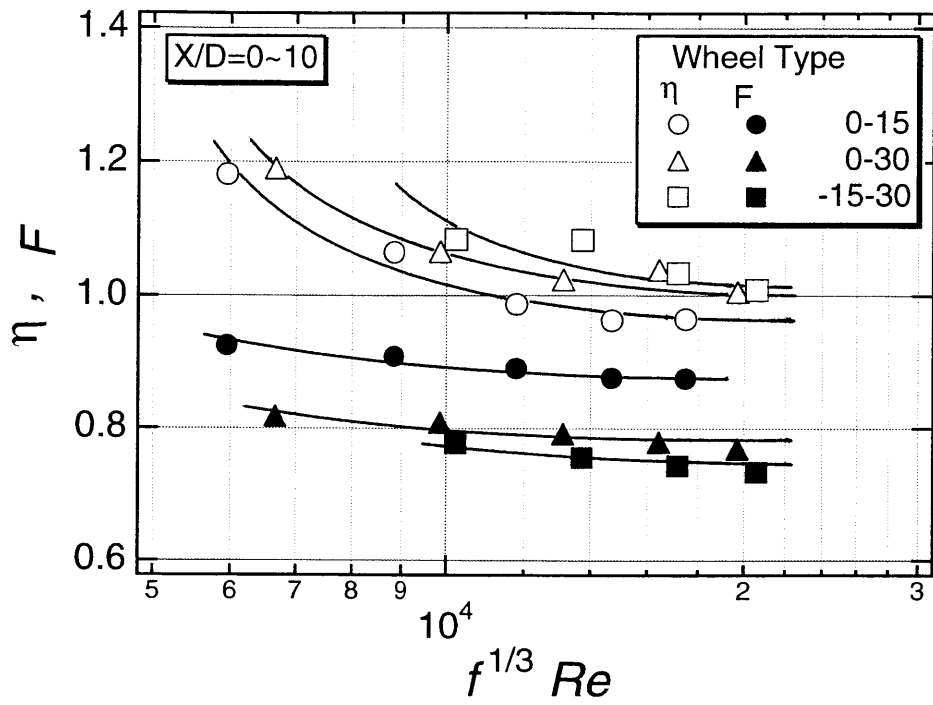


Fig. 3.9 Thermal performance ratio and reduction ratio of flow rate

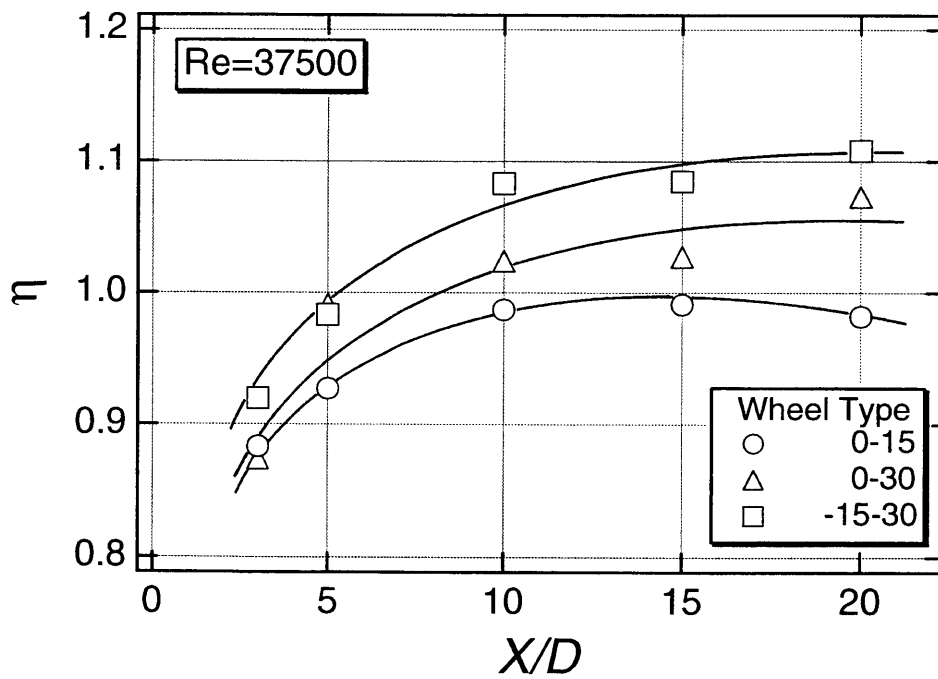


Fig. 3.10 Effect of the evaluate distance on thermal performance ratio

よる回転数コントロールによっても同様な効果を得ることが可能であろう。その場合、より細かな回転数コントロールを行うことより、旋回流、縦渦の生成および回転翼の境界層かき取りによる伝熱促進効果が組み合わさる場合の最適回転数の存在を発見することも期待できる。

従来、伝熱促進において能動的方法は、伝熱促進のために余分な動力を投入することから熱適性能比が低くなる傾向が強く、そのことより本研究でも受動的方法に属する乱流促進体を対称とした伝熱実験を行うものである。しかしながら、能動的方法でも必ずしも熱的性能比が小さくなる場合ばかりではないことが報告されつつある。例えば、中村ら^{(106)~(108)}は振動壁を有する二次元チャンネル内脈動流れの熱伝達および圧力損失の解析を行い、壁を振動させた場合のほうが圧力損失を考慮した場合有利となる可能性があることを示している。また親川ら^{(105), (109)}は、はく離・再付着流れの代表的な流れ場である後向きステップ下流の流れ場に流体の吹き出し、吸い込みを行った実験において、付加動力も考慮した伝熱促進効果について報告している。その中で付加動力による能動的伝熱制御を行った場合に熱伝達が向上することを述べている。これらのことは、一般的に能動制御は使用するエネルギーの点で受動制御より不利とされるが、適用する流れ場、制御方法をうまく選定することにより熱的性能比に関しても有利となることを示唆するものである。

本研究で示したウイングレット型回転翼による伝熱促進法も、その挙動を積極的にコントロールすることで、旋回流、縦渦による乱流混合および回転翼による境界層かき取りの効果を考慮した能動的伝熱制御につながる有望な手法の一つと考える。

3. 4 結言

主流に対する迎え角 α が異なる4種類の対称形、および非対称形のウイングレット型回転翼挿入による伝熱促進実験を行った。得られた結果は次のとおりである。

- (1) ウイングレット型回転翼は対称および非対称翼のいずれでも、その回転数は主流速度の増大に対して直線的に増加する。なお各回転翼の回転数増加率は、迎え角の組み合わせによる。

- (2) 本実験範囲では、(-15)-30タイプ回転翼を用いた場合に局所熱伝達率および平均ヌッセルト数の両方において全レイノルズ数の範囲でもっとも高い値を示した。これは縦渦の発生と旋回流の持続により、十分下流まで高い伝熱促進効果が保たれた結果と考える。
- (3) ウィングレット型回転翼による圧力損失は平滑管の場合の1.2～2.5倍程度の増加であり、前章で用いた矩形型回転翼の場合と比べて、極めて小さい値となった。
- (4) (-15)-30タイプの熱的性能比は高レイノルズ数領域でも1以上を保つ。

以上の結果よりウィングレット型回転翼は伝熱促進体として有用であるとの結論に至った。

第4章 振動片挿入による平行平板流路内の 伝熱促進^{(126), (127)}

4.1 緒言

平滑管内熱伝達の促進技術には、大別して二つの方法がある。伝熱促進体を管内に挿入する受動型(Passive Method)と、音波の付与、電磁弁の開閉制御などの振動流を利用する能動型(Active Method)に分けられる。受動型では、伝熱促進体として種々の乱流促進体を用い、強制対流下の流体を乱すことで伝熱面近傍の流れ場にかく乱を与え、熱伝達率そのものを向上させることができる。熱的性能比の観点からみても、受動的な方法は優れているとされているが、最近熱負荷を積極的にコントロールしようとする試みがあり、伝熱促進の能動的方法も注目されてきた。Fernandez - Poulter⁽¹¹⁰⁾は平滑管内に小さな振動片を挿入した場合、熱伝達ならびに流動特性に優れた結果が得られることを示した。振動片は、主流を受けて可動されるばかりでなく、能動的に外部動力を用いて振幅を変化させることにより積極的に熱負荷をコントロールできると考えられる。ただしFernandezらの振動片は円管内のものであり、円管径の大きさによりその動きに制限を受ける。そのため前章までの実験では、円管内に適した可動乱流促進体として回転翼の開発を行った。しかし平行平板流路内では、振動片の形状にあまり制限を受けなく、振動片の適用は容易であると考えられる。これは乱流促進体からの流れのはく離・再附着⁽¹¹¹⁾、またはねじれテープ⁽⁹⁰⁾などからの旋回流の発生による伝熱促進方法と異なり、発達している温度境界層(速度境界層)を振動片の動きによってかき取ることで熱伝達率を増大させようとするものである。平行平板流路へ振動片を適用した場合、振動片端面を壁面に十分接近させることができ、境界層のかき取り・再生の効果を大きくさせ得ることで、より熱伝達率の増大が図られるであろう。

本章では振動片を平行平板流路内に挿入し、主流によって振動させた場合に、熱伝達特性および流動損失にどのように影響を与えるかを調べる。単一の場合の振動片の大きさの影響、さらに振動片を2枚、3枚と複数枚設置した場合の振動片の間隔の影響について検討する。さらに壁面上温度場の時空間的变化の測定を赤外線放射映像装置を用いて熱画像の可視化として行う。

主な記号

- A : 流路断面積
- c : 振動片と流路壁とのすきま = $(H - H_f) / 2$ [図 4.2 参照]
- C_p : 壁面圧力係数 = $(P_x - P_\infty) / (\rho U^2 / 2)$ [(4.3)式 参照]
- f : 抵抗係数 [(4.4)式 参照]
- H : 流路高さ = 15mm
- H_f : 振動片高さ [図 4.2 参照]
- h : 局所熱伝達率 [(4.1)式 参照]
- h_{\max} : 最大熱伝達率
- \bar{h} : 平均熱伝達率
- L_{10H} : 評価領域長さ = $10H$ ($X/H = 0 \sim 10$)
- W : 振動片間の距離
- \overline{Nu} : 平均ヌッセルト数 = $\bar{h} \cdot 2H / \lambda$
- Nu_{\max} : 最大ヌッセルト数 = $h_{\max} \cdot 2H / \lambda$
- P_x : 局所壁面静圧
- P_∞ : 流路出口静圧 (= 大気圧)
- ΔP : 振動片挿入による評価領域間の圧力損失
- Re : レイノルズ数 = $U \cdot 2H / \nu$
- S : 振動数
- U : 流路内断面平均速度
- u : 流路高さ中央での主流速度
- $\sqrt{u'^2}$: 流路高さ中央での主流乱れ強さ
- X : 振動片設置位置より下流方向への距離
- Z : 振動片設置位置よりスパン方向への距離
- η : 熱的性能比 [(1.17)式 参照]
- λ : 流体の熱伝導率
- ν : 流体の動粘性係数
- ρ : 流体の密度

4. 2 実験装置および実験方法

実験装置の概略を図4.1に示す。作動流体である空気は、流路入口部に取付けられたノズルを経て平行平板流路に流入する。流路寸法は流路高さ $H=15\text{mm}$ 、スパン長さ 300mm で、助走部長さが 450mm 、振動片設置部ユニット（スパン方向に移動が可能） 44.5mm 、および測定部の長さが 568mm のユニットを組み合わせた全長 1047.5mm である。流路の上下壁面は取り外しが可能とし、アルミ製の壁面静圧測定用板とベークライト製の伝熱板を取り替えて実験を行う。振動片は流路の入口より $X=435\text{mm}$ の位置に設置した。振動片の形状を図4.2に、寸法を表4.1に示す。振動片は厚さ 0.2mm のりん青銅製で、振動片上流端にはんだ付けした内径 0.5mm のヒンジ用ステンレス管にピアノ線を通して設置した。

振動片の流動損失はアルミ製の壁面静圧測定用板に設けられた $\phi 0.5\text{mm}$ の静圧孔により流れ方向の圧力こう配を求め、第2章および第3章の円管の場合と同様な手法により抵抗係数 f を算出した。また、熱伝達率の測定用流路上下面のベークライト板に厚さ $30\ \mu\text{m}$ のステンレス鋼はくを接着し、直流電源により通電加熱された熱流束 q 一定の条件で伝熱実験を行った。壁面温度測定のために下面のステンレス鋼はく裏面に $\phi 70\ \mu\text{m}$ の熱電対が流れ方向とスパン方向に計77本はんだ付けされている。なお局所熱伝達率 h の測定方法は第2章で述べた手法と基本的に同じであり、壁面温度 T_w と主流温度に測定位置までの加熱熱量と等価な温度上昇を加えた流体バルク温度 T_b を用いて次式より算出する。

$$h = q / (T_w - T_b) \quad (4.1)$$

ここで平行平板流路内での流体バルク温度 T_b は、平行平板流路流路断面積 A を用いて、次式で示される。[算出方法は2.2節、(2.5)式の場合を参照]

$$T_b = T_0 + Q(s/L) / (\rho A U C_p) \quad (4.2)$$

ここで試験部平行平板流路長さ L 、流路断面積 A 、断面平均速度 U 、空気の密度 ρ 、空気の定圧比熱 C_p 、流路全体への加熱熱量を Q とし、流路入口での主流のバルク温度 T_0 、測定点（流路入口からの距離 s ）でのバルク温度 T_b とする。

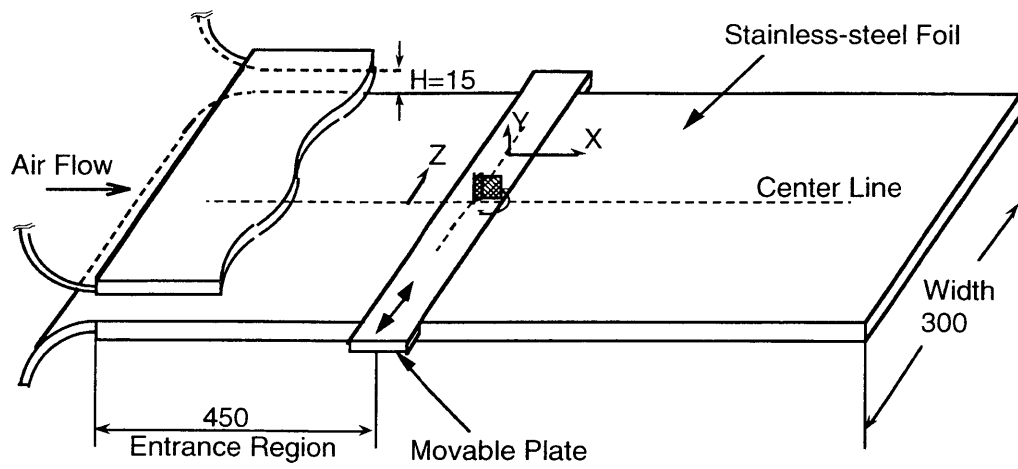


Fig. 4.1 Schematic diagram of experimental apparatus, dimensions and symbols

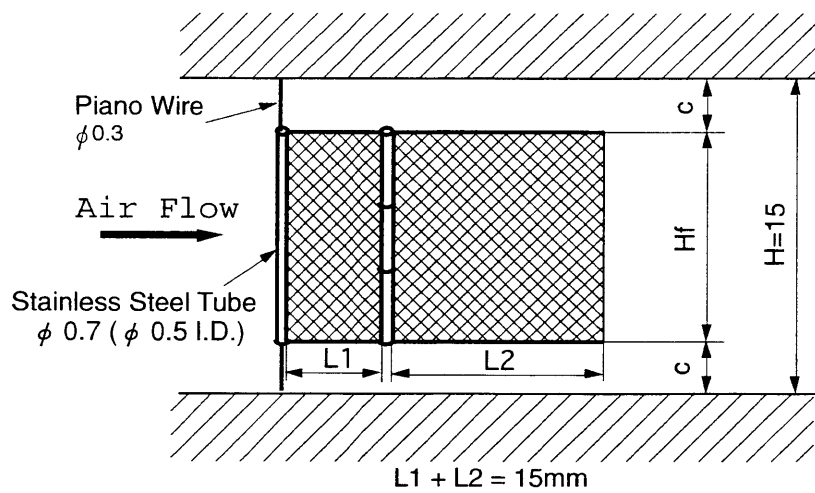


Fig. 4.2 Schematic diagram of oscillating plate

Table 4.1 Dimensions of oscillating plate

H_f (mm)	c (mm)
10	2.5
12	1.5
13	1.0
14	0.5

振動片はスパン方向に自由に可動できる板を設け、その中央部に設置されている。この板を微動させることによりスパン方向の測定点を増すようにした。なお各測定量の偏差によって生ずる熱伝達の偏差は約3.4%となった。

Fernandez ら⁽¹¹⁰⁾は薄い銅板に一つのヒンジをつけた振動片を用いているが、それは通常は流体中で振動しない。本実験では図4.2に示すように実際のFlagに似た挙動を行うものとして二重ヒンジをもつダブルヒンジ型の振動片を用いた。振動片高さ $H_f=10, 12, 13, 14\text{mm}$ とし、流路壁面とのすきま c を変化させた。また単一片の場合のほかに2枚、3枚をスパン方向に間隔を $W=30, 45, 90, 135\text{mm}$ と離して設置した。なお振動片による壁面上の温度場の時空間的变化の様子を二次元アレイ型インジウムアンチモン(InSb)の検出器をもつ赤外線放射映像装置 (TVS-8200, Avio) を用いて測定した。実験は流路内平均速度 $U=5\sim 20\text{m/s}$ 、対応するレイノルズ数は $Re (= U \cdot 2H/\nu) = 9 \times 10^3 \sim 3.75 \times 10^4$ の範囲である。

4. 3 実験結果および考察

4. 3. 1 振動片挙動（振動数と振幅）

振動片の動きを流路上面からビデオカメラで撮影した。低速の場合の振動数をビデオカメラの画像より、高速の場合は熱線風速計とFFTアナライザを併用して測定した。振動片の第1ヒンジ部 L_1 と第2ヒンジ部 L_2 の長さの比が $L_1/L_2=1:2, 1:1, 2:1$ の3種に対して、流速 U と振動数 S の関係を図4.3に示す。 L_1/L_2 の比によって図中に示す振動の角度を表す α, β が異なり、振動片の振動幅によって壁面近傍の流体が掃気される領域に違いが生ずる。振幅は $L_1/L_2=1/2$ が最も大きく、 $L_1/L_2=1/1, L_1/L_2=2/1$ の順となる。振動数 S は流速 U に直線的に比例し、 $L_1/L_2=1/2$ がより振動するようである。予備実験⁽¹¹²⁾によれば熱伝達率は振幅が大きい程増大する結果を得た。本実験では上記の理由より振動片の長さ比として $L_1/L_2=1/2$ を用いる。

次に複数枚の場合について考察する。2枚の場合の振動の様子は間隔 W によって変わるが、振動片間隔が比較的小さい場合には振動片はスパンの同一方向に同時に動くようである。これは両振動片の間の流動抵抗が小さくなるような効果が働いているものと考えられる。 $W=45\text{mm}$ では両片にわずかな位相差があるもの

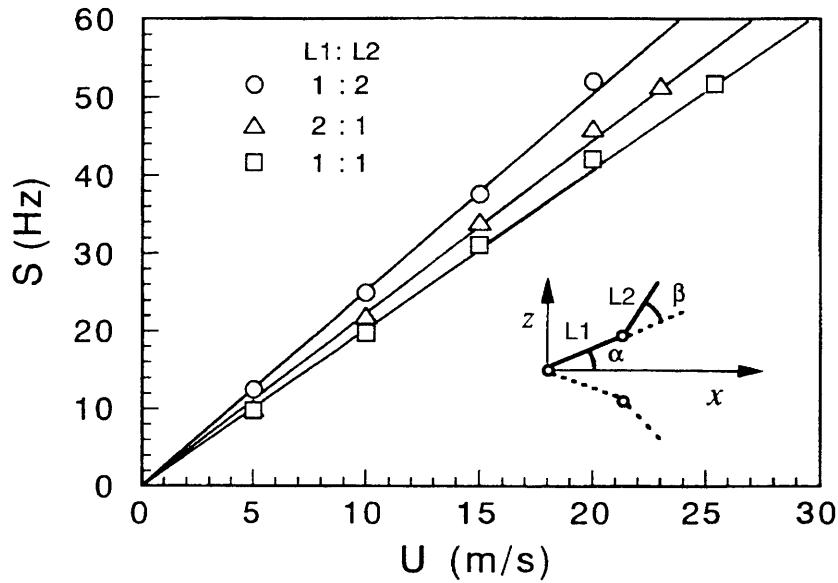
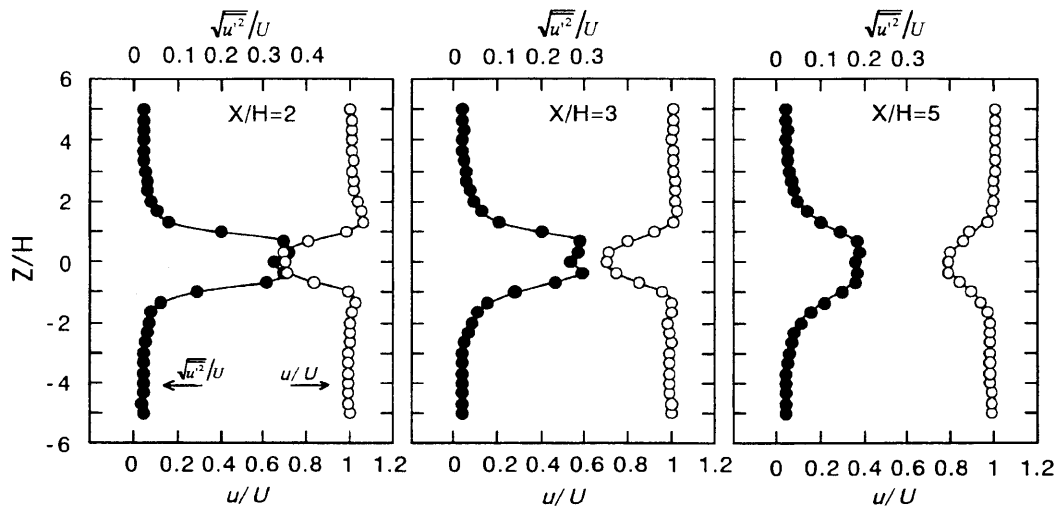


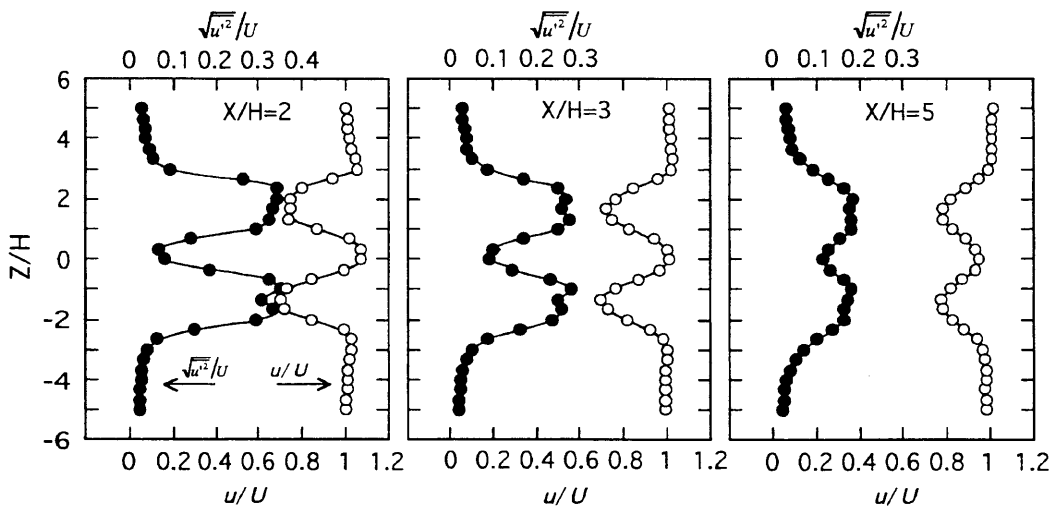
Fig. 4.3 Relation between frequency and flow velocity

の同一方向に動き、 $W = 90\text{mm}$ と十分に離れた場合には両片はそれぞれ自由に動く。

次に振動片の下流の流れ状態を知るために、流路高さ中央部に、振動片端面に平行になるように定温度型熱線風速計のプローブを挿入し、局所における主流速度 u および乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ のスパン方向分布を測定した。熱伝達率は基本的には壁面近傍の流れ挙動に支配されるが、ここでは壁近傍に影響を与える主流速度 u および乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ に注目した。振動片が1枚および2枚設置された場合の時間平均速度および乱れ強さ分布を図4.4(a), (b)にそれぞれ示す。まず1枚の場合、速度分布は物体後流における場合と同様に振動片の直ぐ下流 $-1 < Z/H < 1$ で最小値をとる窪んだ凹状分布を示す。 $Z/H = \pm 1 \sim 3$ にかけて $u/U > 1$ となる微小の平均速度増加がみられ、 $Z/H > 3$, $Z/H < -3$ では振動片の影響がみられない。また下流になるにつれて、中心部の最小値は回復し、スパン方向への影響範囲が広がっていく。一方、乱れ強さは振動片の直ぐ下流で中心部がわずかに低いものの $-2 \leq Z/H \leq 2$ 域で最大となる凸状分布を示す。下流になるにつれて中央部の最大値が減少し、スパン方向への影響範囲は広がる。2枚の場合は、1枚の場合の分布を間隔 W だけ離して合成したような分布形をしている。両振動片の中間の乱れは互いの干渉で強められ、下流になるにつれ、また間隔が小さい程それは顕著となる。 $W =$



(a) Single oscillating plate inserted ($H_f = 14\text{mm}$)



(b) Double oscillating plate inserted ($H_f = 14\text{mm}$, $W = 45\text{mm}$)

Fig. 4.4 Spanwise distribution of time mean velocity and turbulent intensity setting hot wire set center of duct height

90mmとなると両片は互いに干渉せず、1枚を単独に置いた場合と同一の分布形状となる。

4. 3. 2 流動特性

単一片の場合と振動片間隔 $W = 45\text{mm}$ ($W/H = 3$) の2枚の振動片を設置した場合の壁面圧力係数 C_p 分布を図 4.5(a), (b) に示す。壁面圧力係数 C_p は、壁面静圧 P_x 、大気圧 P_∞ として次式を用いて算出する。

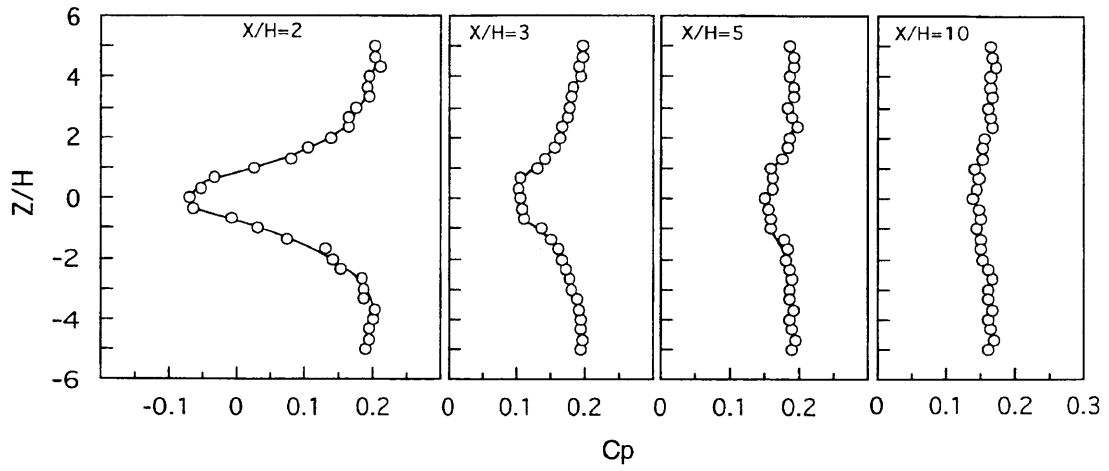
$$C_p = (P_x - P_\infty) / (\rho U^2 / 2) \quad (4.3)$$

まず1枚の場合、 C_p 分布は振動片の下流、 $Z/H = 0$ 上でスパン方向の最小値を持つ中央部が窪んだ分布となる。 C_p は振動片下流 $X/H = 2$ で流路全域における最小値をとる。その下流においては凹分布の最小値は増大し、 $X/H = 10$ でほぼスパン方向にわたって一様となる。この凹分布の最小値は振動片が壁面上の流体をかき取ることによる壁面近傍の周期的な流れの加速の効果に起因するものであり、下流でも振動片の振幅に伴うスパン方向への交番的な流れが存在すると考えられる。また2枚の場合の C_p 分布は、振動片の設置位置にあたる $Z/H = \pm 1.5$ の両位置でスパン方向に二つの極小値をもつ。単一の振動片の場合と比べて、 C_p 分布の中間領域も低い値を示し、両振動片の干渉が大きいことを示している。 $X/H = 3$ では単一の振動片に比べると極小値は小さく、 $X/H = 10$ でも C_p 値はスパン方向に一様となるものの、単一の場合より小さい。このことから流路全域での流動抵抗が増したことがわかる。

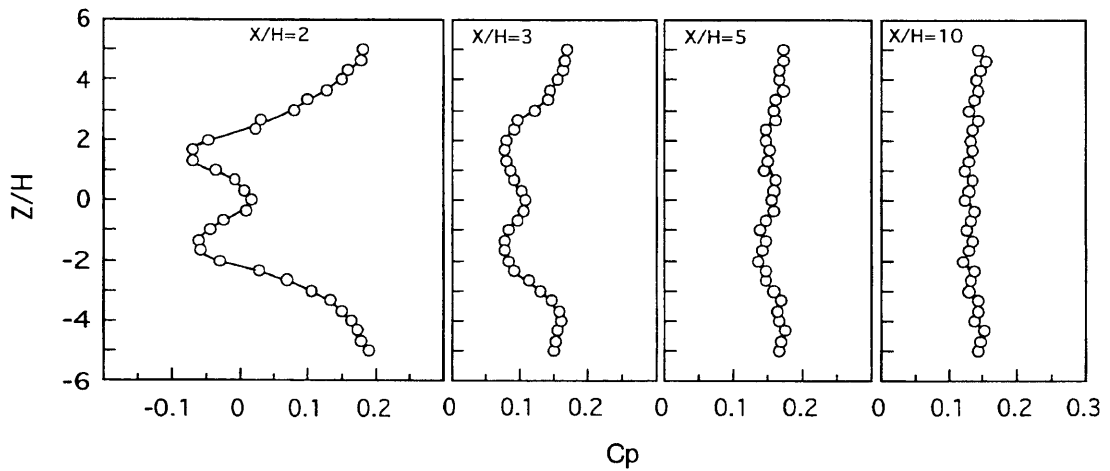
次に振動片挿入による評価領域長さ L_{10H} ($=10H$) での圧力損失 ΔP を、抵抗係数 f の形で整理した。なお本実験における抵抗係数 f は、流路断面平均速度 U 、流路の相当直径 $2H$ として以下のように算出した。

$$f = \Delta P (2H / L_{10H}) / (\rho U^2 / 2) \quad (4.4)$$

1枚の振動片の高さ、および2枚の間隔 W を変えた場合の抵抗係数 f を図 4.6(a), (b) にそれぞれ示す。抵抗係数 f をいずれの場合も滑面の流路内壁面摩擦係数より

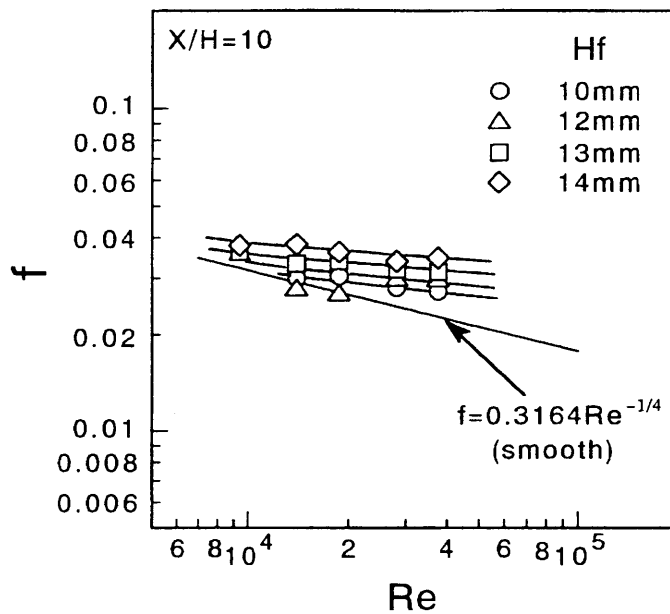


(a) Single oscillating plate inserted ($H_f = 14\text{mm}$)

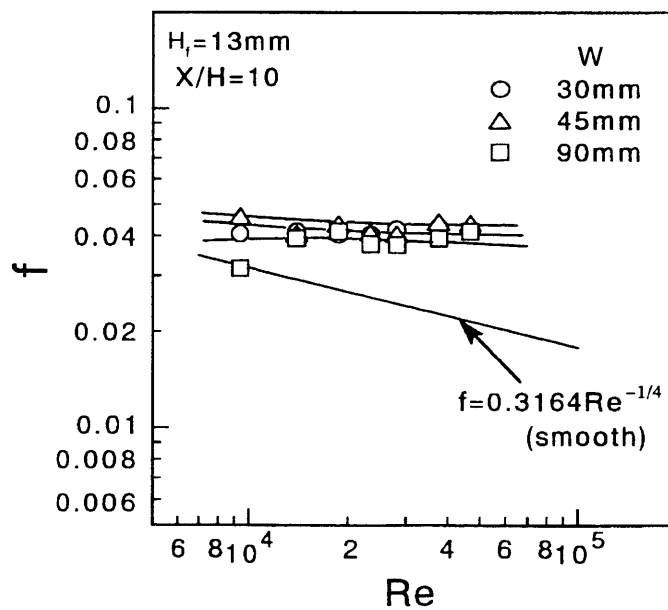


(b) Double oscillating plate inserted ($H_f = 14\text{mm}$, $W = 45\text{mm}$)

Fig. 4.5 Spanwise distribution of pressure coefficients



(a) Single oscillating plate of various height



(b) Double oscillating plate of various separations ($H_f = 13\text{mm}$)

Fig. 4.6 Relation between friction factor and Reynolds number

わずかに大きく、 Re の増大につれてわずかながら減少する。2枚の場合には Re によらずほぼ一定の値となる。振動片の大きさが大きい程、形状抵抗は大きくなるが、抵抗係数 f については振動片と壁面のすきまの大小の影響は小さいようである。また2枚の場合には間隔が $W=45\text{mm}$ の場合が他より少し大きくなっている。振動片は自由振動しているため形状抵抗はあまり大きくなり、また2枚の場合にも互いに流路を狭めるようには働かず、そのために小さい抵抗係数となる。

4. 3. 3 局所熱伝達特性

振動片高さ H_f を変化させることで、振動片と流路壁面とのすきま c が局所熱伝達率 h に及ぼす影響を図4.7に示す。振動片の挿入位置直後より h は流れの乱流化と相まり急激に増大するが、各振動片によって h の増加の割合が異なる。すきま c が小さいほど最大熱伝達率 h_{\max} および h 分布値が増大し、特に高さ $H_f=14\text{mm}$ の振動片を用いた場合は、本実験装置の最下流域でも滑面乱流での発達した流路内熱伝達値より23%増大している。すきま c を小さくすると、振動片が壁面近傍の境界層の下層部流体をかき取る効果が大きくなり、温度境界層の除去・更新がくり返されることで熱伝達率が向上する。流速を変えた場合の例を図4.8に示す。他の振動片高さの場合も同様であるが、 h の分布値は流速とともに増大し、分布形状は流速によらず相似分布となる。なお2枚の振動片の場合でも、その位置の下流方向の分布形状は図4.7および図4.8と本質的に同じであった。

次に振動によってスパン方向の局所値の増大域がどのように広がるかを知るために、スパン方向の局所熱伝達率の分布を振動片高さ $H_f=14\text{mm}$ 、 $Re=3.75\times 10^4$ の場合を例にとり、1枚および2枚の場合について図4.9(a)~(d)に示す。図4.9(a)に示す1枚の場合、 h は振動片挿入位置であるスパン中心部の下流 $X/H=2$ で最大値をとり、スパン方向に減少する釣鐘型の分布となる。下流になるにつれて $Z/H=0$ 軸上での h は減少し、 h の増大域がスパン方向に広がっていく。これは図4.4の乱れ強さ、図4.5の圧力係数のスパン方向分布の特徴と類似している。また、この拡がりの様子は後述する4.3.5項の壁面上温度分布の時空間的変化の可視化からも分かる。

2枚の振動片を挿入した場合の、 W の大きさによる振動片と振動片との干渉による局所熱伝達率 h の変化を検討するため、2枚の振動片の間隔を $W=30, 45, 90\text{mm}$

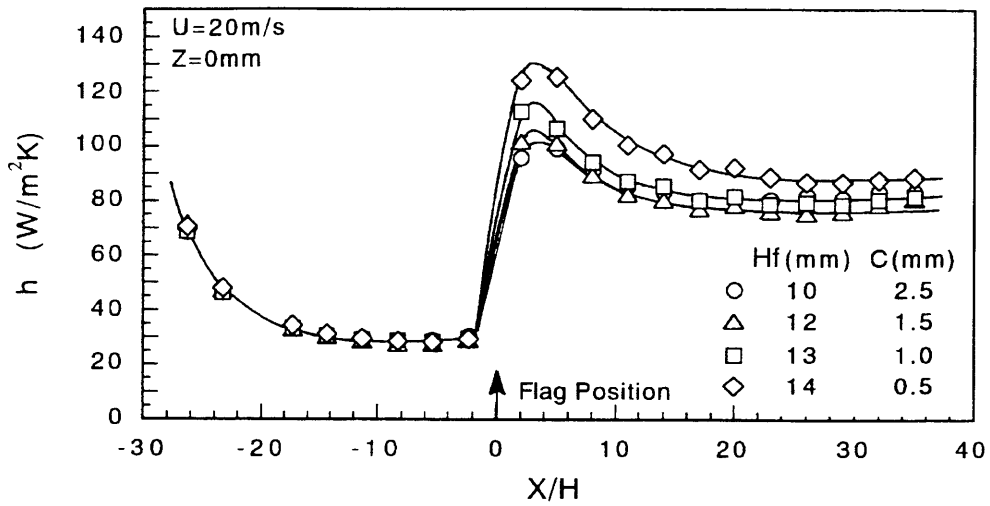


Fig. 4.7 Effect of clearance between duct wall surface and oscillating plate on heat transfer coefficient distribution

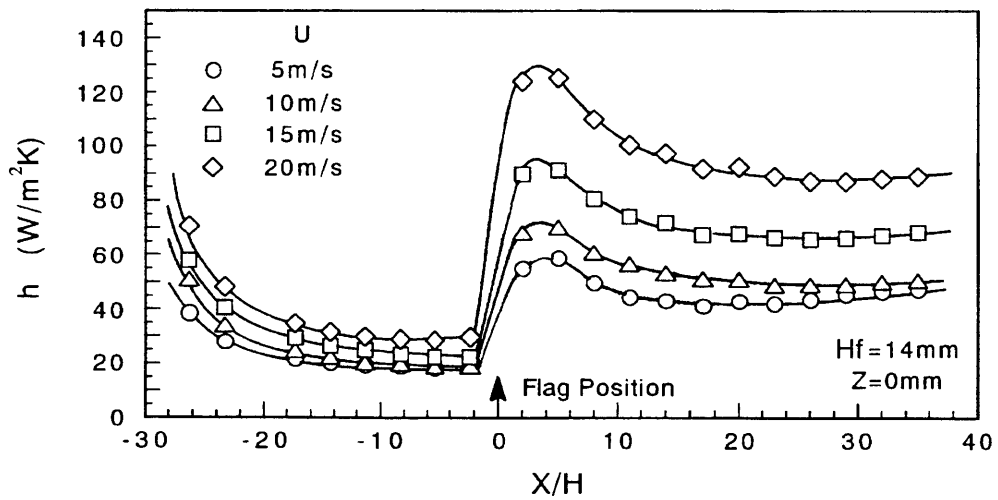


Fig. 4.8 Change of heat transfer coefficient distribution with flow velocity

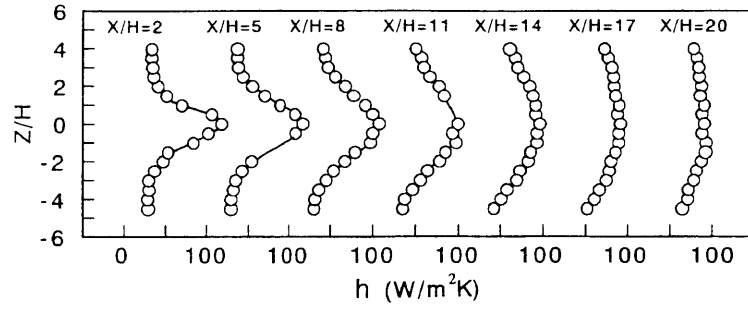
とした場合の h 分布を図 4.9(b)～(d) に示す．各図における h のスパン方向の分布は，両振動片の設置位置軸下流で極大，両振動片設置位置の間である $Z/H=0$ ライン下流で極小となる．さらに下流になると 1 枚の場合と同様なスパン方向に広がった分布となる． $W=45\text{mm}$ では，振動片挿入位置 $Z/H=\pm 1.5$ での下流 $X/H=2$ における hz の値は，1 枚片の場合に比べ 30% 以上増大する．さらに下流の $X/H=5$ では h の最大値は減少するものの h の増大域が振動片間やスパン方向へと広がっている様子がわかる． $X/H=11$ では， h の拡がりにはさらに進みスパン方向のほぼ全域にわたる．十分下流 $X/H=20$ においては，1 枚の振動片では $Z/H=0$ でわずかに山なりの分布となっているが，2 枚の振動片の場合にはスパン方向に一様で，かつ 1 枚の最大値よりも高い熱伝達率が得られた．

両振動片の間においても，両振動片の干渉により h は増大する． $X/H=5$ 以下での $Z/H=0$ 近傍にあたるスパン方向中央域では，間隔 W が短くなるほど熱伝達率は増大する．しかし十分下流域である $X/H=20$ では， $W=45\text{mm}$ と $W=90\text{mm}$ の場合の h の分布はほぼ同値であるが， $W=30\text{mm}$ の場合は若干低くなる傾向を示している．これらのことより， $X/H=5$ 以下での両振動片中間位置での熱伝達率の増大と下流域までの熱伝達率の増大とを考えるならば，本研究で用いた振動片設置間隔での最適間隔は $W=45\text{mm}$ ($W/H=3$) となるう．

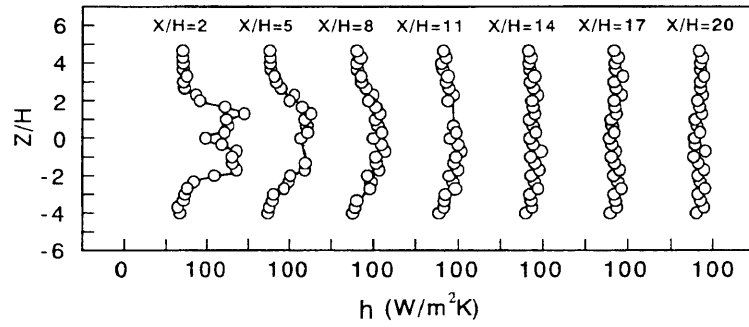
さらに 3 枚の振動片を設置した場合の実験も行った．3 枚のうち両側の振動片による熱伝達への影響は，2 枚の振動片の場合と同程度であるが，中心の振動片により得られる最大熱伝達率は両側の振動片に比べると低い値となる．これは中心の振動片の挙動が両側の振動片の影響より制限されることによるものと思われる．ちなみに 3 枚の場合の中心の振動片により得られた局所熱伝達率の最大値は，単一片のみの場合とほぼ同程度となった．

4. 3. 4 平均熱伝達特性および熱的性能比

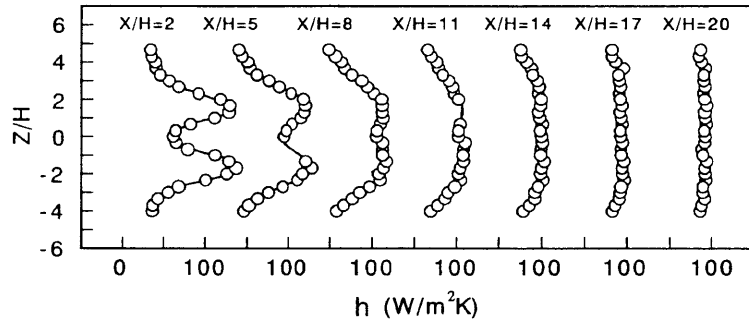
振動片による流路内熱伝達率の増大の目安として，最大熱伝達率 h_{\max} について検討した．図 4.10 に単一片の場合の最大熱伝達率 h_{\max} を最大ヌッセルト数 Nu_{\max} ($=h_{\max} \cdot 2H/\lambda$) の形に整理した結果を示す．図 4.10 中には比較のために，滑面流路において十分に発達した乱流熱伝達の値 $\overline{Nu} = 0.019Re^{0.8}$ を示す． Nu_{\max} はすきま c の減少とともに増大し，滑面に比べて最大で 80% 以上増大している．また Nu_{\max}



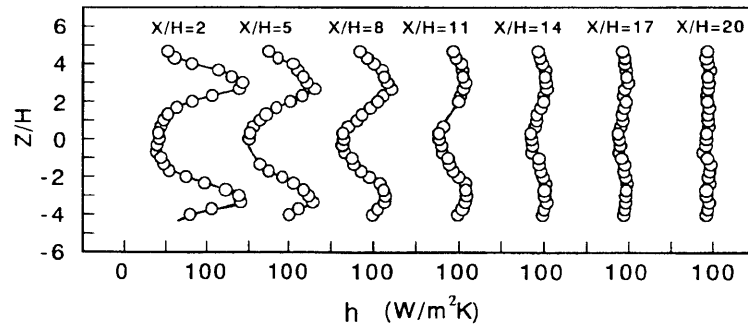
(a) Single oscillating plate inserted



(b) Double oscillating plates inserted ($W = 30\text{mm}$)



(c) Double oscillating plates inserted ($W = 45\text{mm}$)



(d) Double oscillating plates inserted ($W = 90\text{mm}$)

Fig. 4.9 Spanwise distributions of heat transfer coefficients
($H_f = 14\text{mm}$, $Re = 3.75 \times 10^4$)

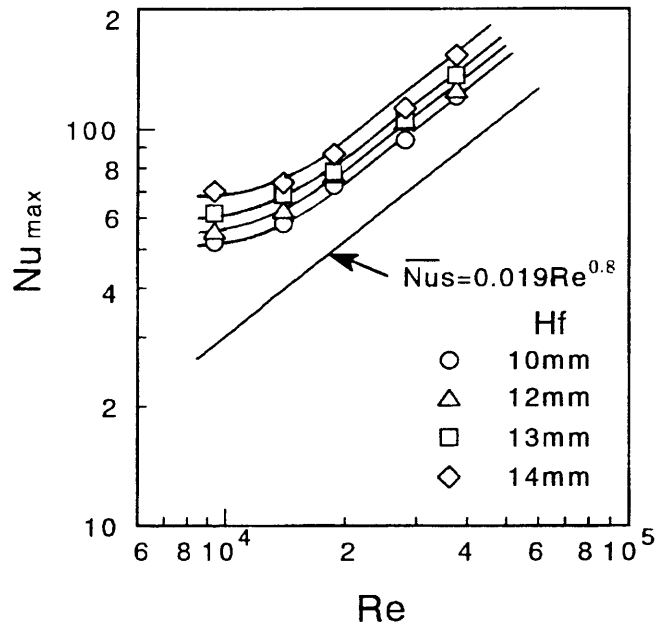


Fig. 4.10 Variation of maximum Nusselt number with height of oscillating plate

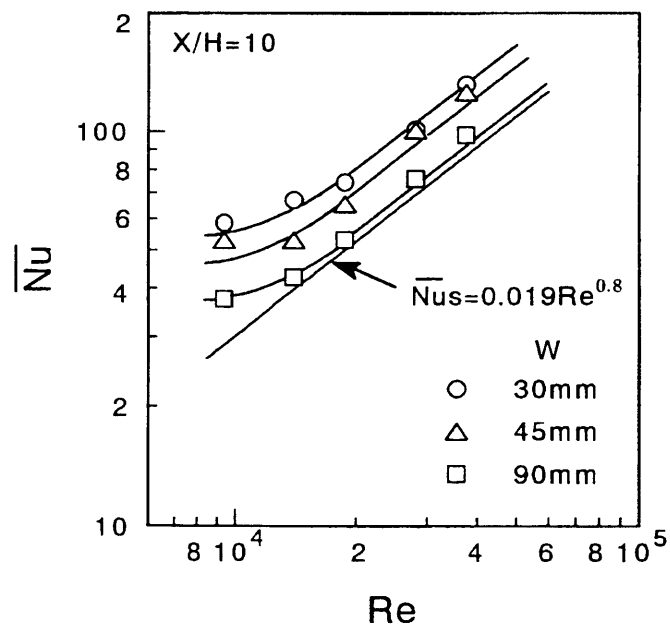


Fig. 4.11 Relation between mean Nusselt number and Reynolds number for double oscillating plates

は $Re^{0.8}$ に依存しており、通常のはく離・再付着による熱伝達の促進効果が $Nu_{max} \propto Re^{0.67}$ であるのと異なる。すなわち境界層の下層部のかき取りに加えて、振動片両端からの交番的な渦は、縦渦等と同様に散逸エネルギーが小さく十分下流まで持続することで $Re^{0.8}$ に依存すると推察される。また通常の伝熱促進体がレイノルズ数の増大とともにその熱的性能比を急激に減ずる⁽¹¹³⁾ のに比べて、この場合には高レイノルズ域においても伝熱促進が図れる可能性が示唆される。

次に振動片の設置による流路内平均熱伝達率の増大比を、スパン方向および流れ方向の局所熱伝達率分布より求めてみる。単一の振動片および複数枚を設置した実験を行ったが、局所熱伝達率の変化は振動片の個数や配置によってはスパン全面にまで影響を受けてなく、平均熱伝達率はそれを求める範囲によって違ってくる。振動片どうしの干渉も含めて議論したいため、スパン方向に複数枚を並べたことを想定し、振動片間の中間位置まで $-W/2 \sim W/2$ の範囲を平均する。また流れ方向には振動片の下流 $X/H=10$ までとした。2枚の間隔 W を変えた場合の平均熱伝達率 \bar{h} を、代表長さに平行平板流路の相当直径 $2H$ をとった平均ヌッセルト数 \bar{Nu} の変化として図4.11に示す。図中には示していないが、単一で $H_f=14\text{mm}$ の振動片の場合の平均ヌッセルト数は滑面流路の発達した乱流熱伝達率の値に比べて30%の増大であった。なお単一片の場合は2枚の場合になら $-W/2 \sim W/2$ の範囲とした。この場合の W は便宜的に2枚の場合の最小間隔 $W=30\text{mm}$ をとった。

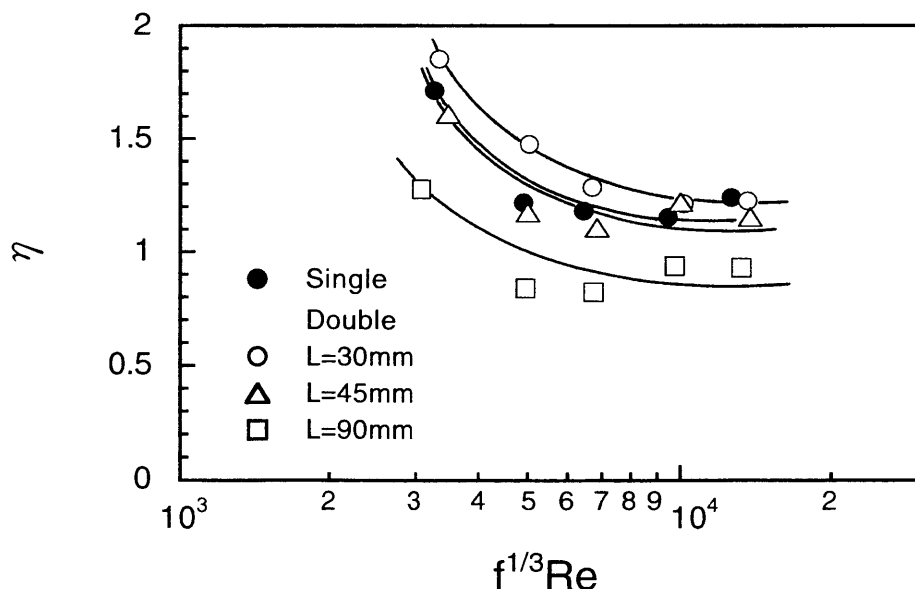


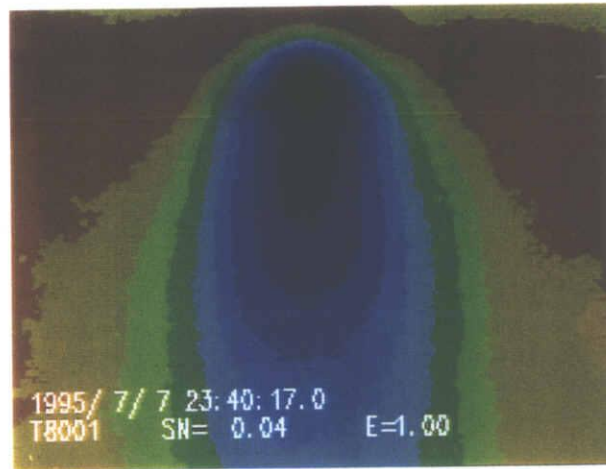
Fig. 4.12 Thermal performance ratio

\overline{Nu} は W が小さい程大きな値となる。 $W = 30\text{mm}$ の場合に滑面流路に比べて \overline{Nu} は 60% の増大となる。これは振動片の中間領域の熱伝達率が、 W が狭まるほど高い値を示すことによる。ただし図4.9のспан方向分布にみられるように十分下流では振動片の間隔が大きい $W = 90\text{mm}$ の方が $W = 30\text{mm}$ より熱伝達率が高い値を示す。これは振動片の振動の影響がспан方向に拡がるために、 W が大きいほどその影響域が大きくなるためである。この平均熱伝達率を用いてポンプ動力一定の条件での熱的性能比 η を求めてみた。その結果を図4.12に示す。1枚の場合も $\eta \geq 1$ となる。とくに $H_f = 14\text{mm}$ の場合に $\eta \geq 1.2$ である。また2枚の場合は1枚の場合より η は高く、流れに並列に複数枚置くことによって著しい熱伝達の促進が図られると思われる。

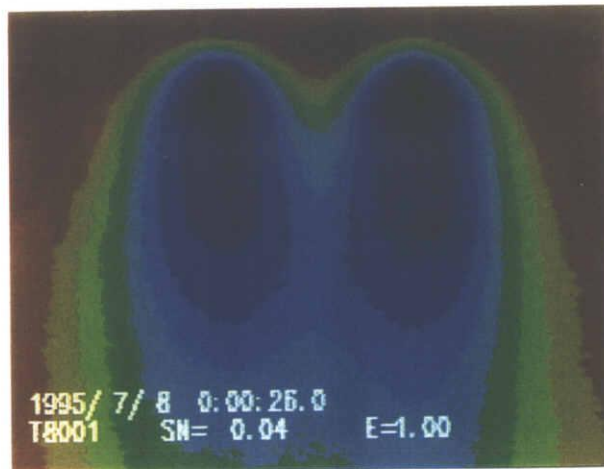
4. 3. 5 赤外線映像による温度場の可視化

振動片が振動することによって、壁面上の温度境界層がかき取られ、熱伝達率が増大する。振動片の動きによって変化する壁面温度を赤外線映像装置 (TVS-8200, 日本アビオニクス) によって測定した。この赤外線映像装置の赤外線センサは 160×120 個の素子で構成されており、画像取り込み速度 $1/100$ 秒のリアルタイムでの非定常測定が可能である。振動片の動きによって変化する壁面温度の瞬時等温度線図を図4.13 (a), (b) に示す。流路内の観測が容易でなく、ここでは上壁の加熱板を取り除いており、前述の流れ場・熱伝達特性と直接の比較はできないが、境界層をかき取る現象は上壁の有無によらず基本的には同じと考える。

図4.12 (a) は単一の振動片が最大に振れた状態である。加熱された下壁面上の温度境界層がかき取られ、振動片まわりが低温度域となっている。また振動片の動きの方向に低温度域が延びている様子、下流方向およびспан方向に影響範囲が拡がる様子がわかる。これは図4.9の熱伝達率分布のспан・流れ方向への拡がりによく対応している。また図4.13 (b) は $W = 45\text{mm}$ の2枚の振動片を置いた場合である。入口近傍の両片の中央部は高い温度域が入り込んでおり振動の影響を受けてない。下流になるにつれてспан方向に低温度域が拡がっており、互いの干渉の様子がよく分る。 $X/H \geq 5$ の中央部で温度分布はспан方向に一様となっている。この $X/H \geq 5$ の中央部領域での熱伝達率を、赤外線映像装置で測定した温度分布より求めると約 $h = 66 [\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$ となり、熱電対により測定した局所熱伝達率



(a) Single oscillating plate inserted ($U = 15\text{m/s}$)



(b) Double oscillating plate inserted ($W = 45\text{mm}, U = 15\text{m/s}$)

Fig. 4.13 Isotherm contours of infrared image

とほぼ一致した。

4. 4 結言

流れを受けて振動する振動片が壁面上の流体をかき取り、伝熱面上の速度・温度境界層の除去・更新を繰返すことによって熱伝達率の向上を図る実験を行った。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 振動片と壁面とのすきま c を減少させることにより壁面熱伝達率を増大させることができる。これは壁面上の温度境界層をより下層部から除去することにより、伝熱促進効果を高めることによると考える。
- (2) $Z/H=0$ 軸上の最大熱伝達率より得られる最大ヌッセルト数および平均ヌッセルト数ともレイノルズ数の0.8乗に依存し、はく離・再付着による熱伝達促進機構と異なり、また影響の範囲は十分下流まで持続される。
- (3) 振動片挿入による流動損失は極めて小さく、かつ最大熱伝達率の増大は、単一の振動片で滑面流路に比べて80%以上、2枚の場合には130%以上となる。その結果、2枚の場合では熱的性能比は $\eta = 1.1 \sim 1.9$ となり、伝熱促進体として極めて有望である。
- (4) 2枚設置した場合に、下流での影響範囲におよぼす最適間隔が存在する。直ぐ下流では W が短い方がよく、十分下流では $W=45\text{mm}$ の方がよいように思われる。
- (5) 温度場の時空間的变化として1枚の振動片の場合および2枚の場合の壁面温度分布の変化の様子を赤外線映像装置により測定した。その結果、振動片設置による流れ・スパン方向の温度場の変化および干渉による温度分布への影響を熱画像として可視化した。また振動片挙動による境界層かき取りに追隨した瞬時温度分布を得た。

第5章 長方形翼対の渦発生体による 平行平板流路内の伝熱促進^{(128), (129)}

5.1 緒言

前章での振動片による伝熱促進実験においては、振動片近傍での境界層かき取りによる熱伝達の増加に加えて、振動片の振幅に誘起される形で流れ方向に軸をもつ縦渦が生成されることで、縦渦による伝熱促進も行われているものと考えられる。そのために十分に下流の領域まで伝熱促進効果が持続されるものであろう。複数個の振動片を設置した場合では、振動片から誘起される縦渦は渦列を形成し、互いに干渉しあいながら下流へと流れていると思われる。この場合、縦渦列は渦相互間の回転の向きにより、渦列間で互いにその渦強さを助長しあう、もしくは逆に打ち消しあいながら流れていく複雑な流れ場となろう。そのため単一の縦渦の場合とは伝熱・流動特性は違ってくる。この縦渦列の相互干渉について調べることは、振動片による伝熱促進において、その振幅と振動片間距離の最適条件を見出す有用な知見となる。本章では以上のことを考慮し、平行平板流路内に複数個の縦渦列を発生させた場合の伝熱促進実験を行う。

一般にボルテックス・ジェネレータ (Vortex Generator, 以下 V.G. と示す) により発生した縦渦は下流まで持続するので、これに対応して局所熱伝達率の促進域も拡大される⁽¹¹⁴⁾。従来、流路内熱伝達率の促進は乱流促進体の設置などによって図られてきたが、この場合には熱伝達率は増大するが、圧力損失もかなり大きくなり、流動に費やされるポンプ動力の増大を考慮すると熱的性能比は余り大きくはならなかった。そのうえ、乱流促進体によって生成される比較的大きなスケールのはく離渦は、乱流促進体下流ですぐに消滅するので、伝熱促進効果を保つにはいくつもの乱流促進体を次々に下流に配置する必要がある、さらに大きな圧力損失を引き起こすことになった^{(6), (111)}。このようなことで、最近では熱交換器のコンパクト化および高性能化を図るために、伝熱面に圧力損失の小さなデルタ翼、直角三角形翼などを設置し、流れに傾けた翼によって生成された縦渦による伝熱促進が検討されてきた。Edwards-Alker⁽⁵⁸⁾ は伝熱面上に垂直な長方形や種々の V.G. を設置した実験を行った。V.G. より発生した縦渦によって局所熱伝達率の増大域

が下流まで持続すること，V.G.形状としてはカウンタタイプの縦渦を生成させる形状が良いと述べている．Turk-Junkhann⁽¹¹⁵⁾は平板伝熱面上に正負の迎え角をもった2個の長方形片をカウンタタイプのV.G.翼対として設置した場合について，スパン方向の局所熱伝達率分布は隣接の翼間距離に大きく依存し，それらの値は翼中心間距離とV.G.の高さで決まると述べている．流路内渦においてはRusselら⁽¹¹⁰⁾とFiebigら⁽¹¹⁷⁾が行い，翼の形状については相反する結果を示している．Tiggelbeckら⁽¹¹⁸⁾は最近の研究結果で単一のデルタ翼，長方形翼より，対のデルタ翼や長方形翼が良いと述べている．Torii-Yanagihara⁽¹¹⁹⁾は縦渦による伝熱促進について詳しくレビューしている．その中でこれまで扱われたものは特殊な形状や流れ場でのものが多いので，今後は熱伝達促進および圧力損失に及ぼす流路とV.G.形状の影響についての研究をさらに進めるべきであると述べている．V.G.により生成される縦渦流れの強い三次元性，それに伴う伝熱促進機構に関する知見は未だ十分ではなく，今後いろいろな形状のV.G.による伝熱促進の実験データが必要である．さらに縦渦流れは流路内流動抵抗の低減の観点からの研究としても重要となろう．

本実験は，二個の長方形片を主流に迎え角をもたせて下流方向に末広がりになるように組み合わせたものをV.G.翼対とし，平行平板流路内の片面の伝熱面に横一列に複数個設置する．V.G.翼対の間隔を変化させた場合の熱伝達の特性を明らかにし，伝熱促進の有効性を検討する．

主な記号

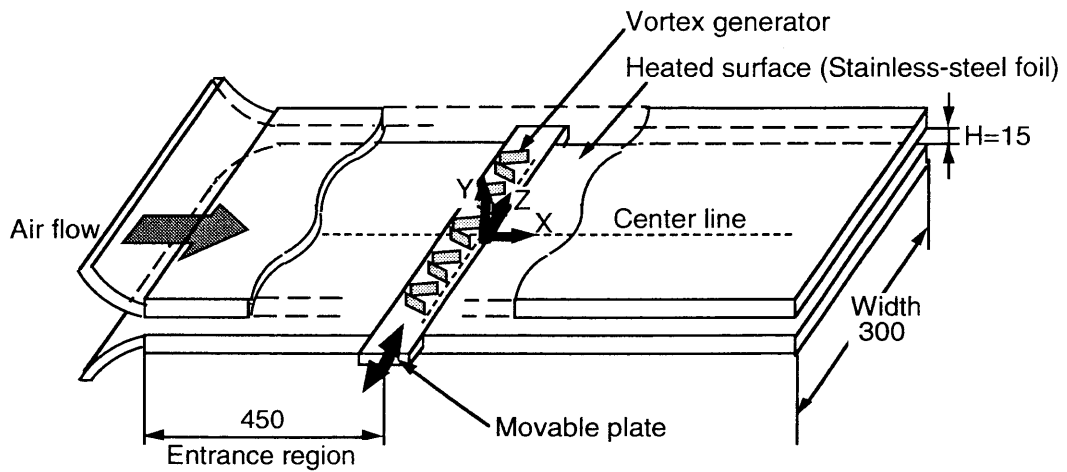
C_p	：圧力係数	$= (p_x - p_\infty) / (\rho U^2 / 2)$	[(4.3)式 参照]
f	：抵抗係数		[(4.4)式 参照]
H	：流路高さ	$= 15\text{mm}$	
\bar{h}	：全伝熱面での平均熱伝達率		
h	：局所熱伝達率		[(4.1)式 参照]
\bar{h}_z	：スパン方向の平均熱伝達率		
\overline{Nu}	：平均ヌッセルト数	$= \bar{h} \cdot 2H / \lambda$	
P_x	：局所壁面静圧		
P_∞	：流路出口静圧	$(= \text{大気圧})$	
Re	：レイノルズ数	$= U \cdot 2H / \nu$	

- s : 翼対を構成する2枚の長方形片の間隔 =15mm
- U : 流路内断面平均速度
- W : 翼対間の距離
- X : V.G. 位置から下流方向への距離
- Z : スパン方向への距離
- η : 熱的性能比 [(1.17)式 参照]
- λ : 流体の熱伝導率
- ρ : 流体の密度
- ν : 流体の動粘性係数

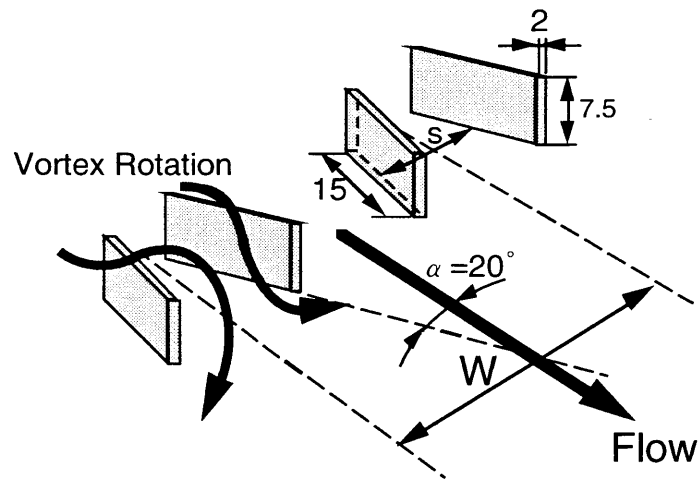
5. 2 実験装置および実験方法

流路，渦発生体の概要および代表的な寸法を図5.1(a),(b)に示す．実験流路は前章で用いた平行平板流路を使用した．高さ $H=15\text{mm}$ ，スパン長さ300mmの側壁をベークライト板で，上下流路壁面を流れ場測定にアルミニウム板，伝熱用にベークライト板を用いた平行平板流路である．V.G.は入口より450mmにV.G.翼対の後端が位置するように設置し，V.G.翼対の後端位置を流路軸方向距離 $X=0$ とした．渦発生体としては長さ15mm，高さ7.5mm，厚さ2mmの長方形片2枚を $\alpha=\pm 20^\circ$ の迎え角をもたせ，下流に広がるように対峙して設置したものを一對のV.G.翼対として用いた．一對のV.G.翼対を構成する2枚の長方形片は，長方形片中心部どおしの間隔 s を15mm離して設置した．V.G.翼対から渦列が生成される様子を図5.1(b)に模式的に示す．なおV.G.翼片の高さを流路高さの1/2としたのは，渦発生体の最大高さを想定する際，発達した流路内境界層厚さと同程度の高さを最大高さとするよう設定したことによる．また生成された縦渦が，その渦中心を流路中心部にもった円形となることを想定したためでもある．5.3.2項で後述するが，ほぼ流路高さと同スケールの円形の縦渦が生成されている様子を煙による可視化で確認することができた．

V.G.翼対より発生する縦渦列の影響を見るためV.G.翼対どうしの間隔を $W=25, 30, 50, 75\text{mm}$ と変化させた．さらにV.G.翼対を一つだけ置いた $W=\infty$ についても実験を行った．スパンおよび流れ方向の壁面静圧分布は流路上下壁のアルミニウム板に設けた $\phi 0.4\text{mm}$ の静圧孔によった．伝熱板は上下流路壁のベークライ



(a) Schematic diagram of test section



(b) Schematic diagram of pair of vortex generators and its dimensions

Fig. 5.1 Experimental apparatus, dimensions, symbols and arrangement of vortex generators

ト板に厚さ $30 \mu\text{m}$ 、幅 45mm 、スパン長さ 300mm のステンレス鋼はく 22 本を流れを横切って接着したものであり、それらを直列に通電した熱流束一定の条件とした。壁面温度はステンレス鋼はく裏面にハンダ付けされた 77 本の銅-コンスタンタン熱電対で測定した。熱電対は流路下面の中心線上に入口より 45mm 間隔で 21 本、V.G. 翼対後端から $X=15, 60, 105, 150, 195, 240, 285\text{mm}$ にはスパン方向に 15mm 間隔でそれぞれ 8 本設置した。V.G. をスパン方向に微動させることで測定点を増すようにした。局所熱伝達率は前章と同様な方法より算出した [(4.1)式 参照]。さらにV.G.下流の渦の構造は煙による可視化、渦の影響は赤外線映像装置を用いて伝熱面温度分布の時間空間的变化を可視化測定した。本実験のレイノルズ数は $Re = 9400 \sim 28200$ の範囲である。

5. 3 実験結果および考察

5. 3. 1 流動特性

主流はV.G.の上端部からはく離し、流線が後流の渦に巻き込まれるために、圧力は急激に減少し、圧力損失を生じさせる。一对のV.G.翼対から誘起された渦は互いに循環が正負の渦列を形成し、下流に放出される。V.G.翼対後端から下流 $X/H = 2, 5, 10$ の、V.G.翼対取付面のスパン方向の壁面静圧分布を測定した。 $W = 30, 50\text{mm}$ の場合を図5.2に示す。前章と同様に壁面静圧の変化を大気圧 p_0 を基準にとった圧力係数 C_p [(4.3)式 参照] で表した。また図5.2の上部にはV.G.の位置を示すV.G.翼対の模式図を付した。まず $W = 30\text{mm}$ で $X/H = 2$ では、V.G.翼対の中心線上で両翼から発生したカウンタタイプの渦が下壁面へ吹き下ろすことにより壁面静圧は上昇する。さらに、V.G.翼対を構成する2枚の長方形片が主流に対して末広がり形状となっていることより、V.G.翼対を通る流れのディフューザ効果による減速に伴う圧力上昇が加わることで高い C_p 値を示す。縦渦はV.G.翼対の後端部にほぼその渦中心を持つ。壁面近傍の速度こう配は旋回流れ成分を強く持つ縦渦中心直下が最も高くなると思われ、そのためにV.G.翼対の後端部軸線上で圧力は最小値をとる。V.G.翼対間距離 W が小さい場合、V.G.翼対とV.G.翼対の間は先細ノズル形状となり、その間を通る流れの加速効果により壁面静圧が減少するが、それでもV.G.翼対の後端部に比べると高い値となる。スパン方向に

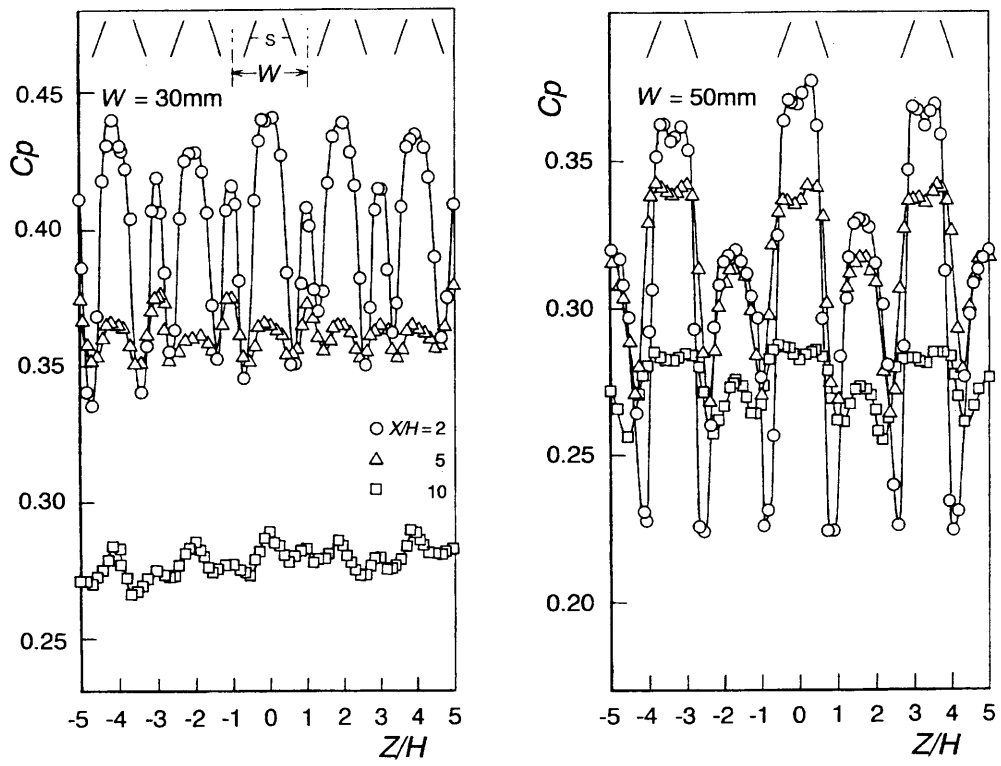


Fig. 5.2 Spanwise variation of pressure coefficients with various locations

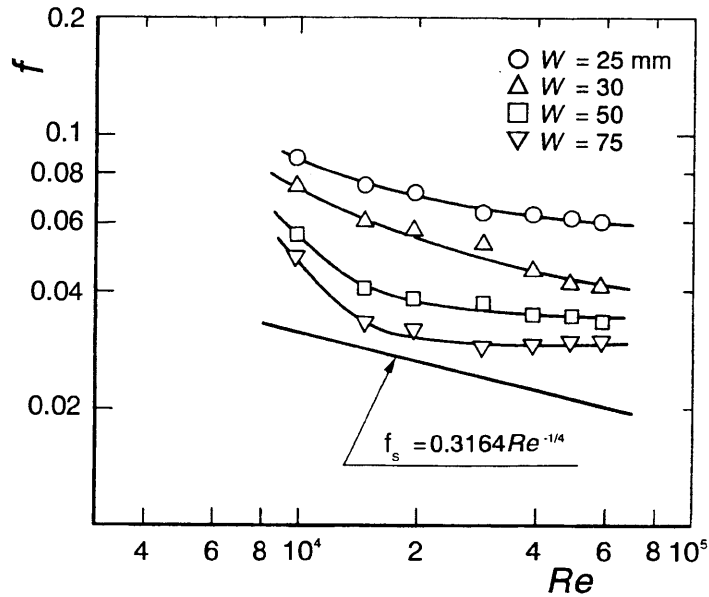


Fig. 5.3 Relation between friction factor and Reynolds number

このような分布が繰り返される。 $X/H = 5$ では、 C_p 分布の極大・極小の振幅は小さくなり、流動損失に伴ってその絶対値も小さくなる。また $X/H = 2$ の場合の振幅とは V.G. 翼対中心位置、V.G. 翼対間の C_p 値の大小が逆転する逆位相分布となる。V.G. 翼対の中心部より両 V.G. 翼対間の圧力が高いのは、下流では V.G. 翼対の中心部の流れが加速されることによる圧力減少と、渦の吹き下ろしによる圧力上昇との相殺、翼対間の減速による圧力上昇の結果と思われる。さらに下流の $X/H = 10$ では、加速・減速の効果は薄れ、渦の吹き下ろしによる圧力上昇が目立った分布となる。同様な現象は局所熱伝達率分布においても見られ、これについては伝熱促進効果に関連して後述する。

$W = 50\text{mm}$ の場合には、 W が小さい場合に比べて縦渦の循環は減少し、渦は後端近傍部に存在する。そのために翼対の中央部にわずかに圧力が小さい凹の分布がみえる。 $W = 30\text{mm}$ に比べて、 C_p 値は小さく、下流になるにつれて絶対値と振幅がさらに小さくなる。これは $W = 75\text{mm}$ においてもほぼ同じであった。次に V.G. 挿入による圧力損失を、前章までと同様に抵抗係数 f の形で整理した [(4.4)式参照]。 Re に対する f の変化を図 5.3 に示す。十分に発達した滑面の乱流値も併せて示した。 f は通常の乱流促進体の値よりかなり小さく、 W が大きくなると減少する。 $W = 25, 30\text{ mm}$ と $W = 50, 75\text{ mm}$ では $f - Re$ の傾向が異なり、 $W = 50\text{mm}$ や 75mm ではかなり低い値となっている。

5. 3. 2 流れの可視化

各翼対間距離 $W = 25, 30, 50$ および 70mm に対して、煙をノズル入口から流入させ、V.G.下流 $X/H = 2$ と 5 の断面を下流方向から写した可視化写真を図5.4(a)～(d)に示す。各V.G.翼対とそれを取り巻く縦渦列が確認できる。 $W = 25\text{mm}$ は、隣接するV.G.翼対の後端部に回転方向が互いに逆向きの2個のだ円形渦が見られる。ただし、写真上では隣接するV.G.翼対どうしの後端が近づきすぎるために、おのおのV.G.翼対後端で形成されている2個のだ円形渦はV.G.翼対上方の煙が巻き込まれ、それがくっついた1個の円形渦のように見られる。 $X/H = 5$ でも明りょうではないが、だ円形渦が観察される。

$W = 30\text{mm}$ の場合には、各後端部できれいに巻く円形渦列が見られ、翼から放出される渦は、安定した状態で発達している。 $X/H = 5$ でも円形渦列が観察され、流路断面に等間隔で収まることがわかる。渦列形成において、翼対間の距離 W の幾何学的寸法は渦形状および渦運動の強さを決定する重要な因子となる。

$W = 50\text{mm}$ では、 $X/H = 2$ で円形渦が見られ、一对のV.G.翼対から放出される渦列と、隣接するV.G.翼対による渦列との間隔には若干離れた空間がある。V.G.翼対より生成された個々の縦渦は、隣接するV.G.翼対からの縦渦と流路上方部で対をなす双子形の渦を形成しており、 $X/H = 5$ まで続く。 $W = 75\text{mm}$ となっても $W = 50\text{mm}$ と基本的には変わらないが双子形の渦の中央上部に小さな渦心が見られ、 $X/H = 5$ ではその影響が大きくなり、その渦列は崩壊するようである。なお $W = 50, 75\text{mm}$ の下面のV.G.翼対中心の広がり部では煙が停滞しているように見える。ここには、V.G.翼対片から生成された対の縦渦により、両側から巻き込んでくる渦がdownwashする場所である。V.G.翼対のディフューザ効果に伴い、その主流方向速度が遅くなるため背景の煙の境界が明りょうとなっている。一見、上向き流れの様にみえるがdownwashの巻き込みである。

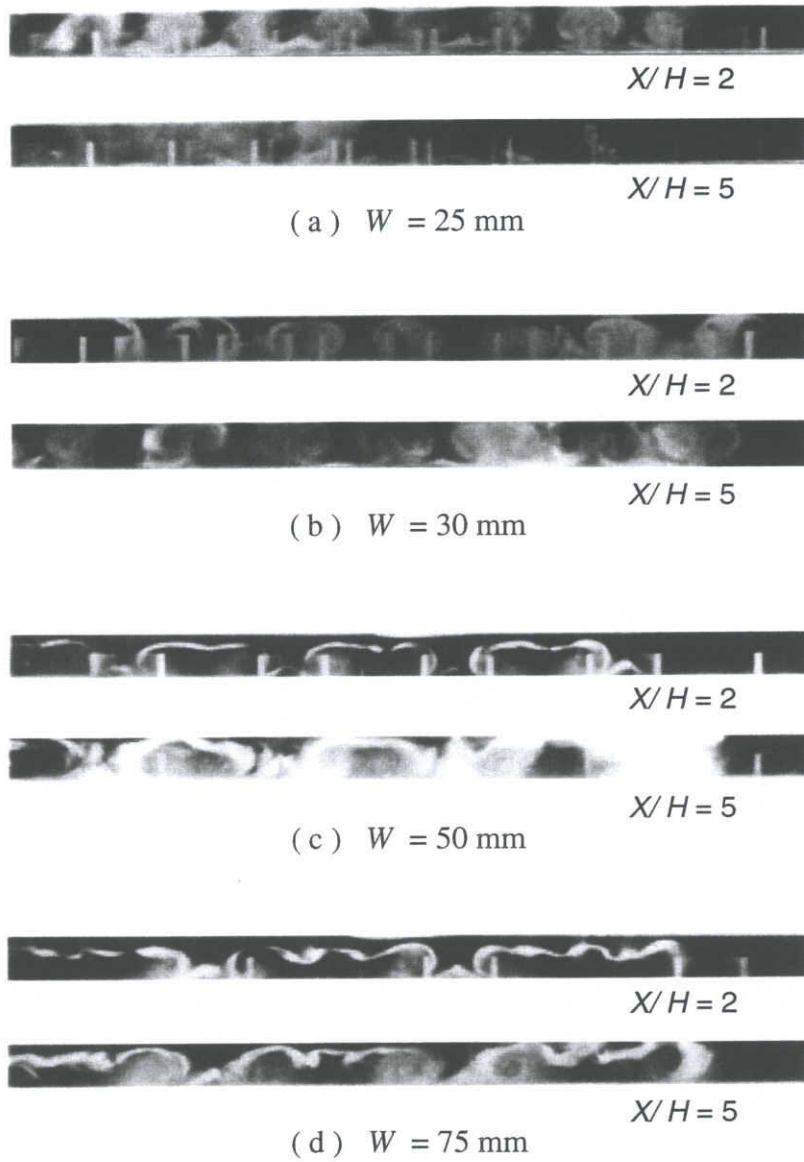


Fig. 5.4 Flow pattern of longitudinal vortices visualized by smoke

5. 3. 3 局所熱伝達特性

助走部として流路入口からの距離 450 mm ($X/H = 30$) の位置に V.G. 後端が位置するように設置し, 流路の平均速度 U を 5 ~ 20 m/s の範囲で, 流れ方向, スパン方向の局所熱伝達率 h を測定した. 予備的実験において助走部の速度境界層が層流である場合, 流路入り口部にトリッピングワイヤを設け乱流への遷移を早めさせた場合のいずれでも, V.G. 翼対のすぐ下流で局所熱伝達率 h は急激に上昇し, その後下流方向に減少する熱伝達率分布の形状, 分布値は変わらない. また, 次のスパン方向の h 分布の速度による変化にも見られるように, 流れ方向の局所熱伝達率分布は速度に対して相似であった.

局所熱伝達率 h 分布は W によってスパン方向に変化するので, 速度による分布値の変化の例として $W = 25.0\text{mm}$, $X/H = 1$ の場合について図 5.5 に示す. 局所熱伝達率分布は翼対の中央部で極小, 後端部で極大をとり, スパン方向に周期的な変化をする. 極大値や極小値に場所による差が見られるが, これは流れを横切る円柱列の後流に見られる様な流れの偏り, V.G. と測定点との相対位置の差異の両者

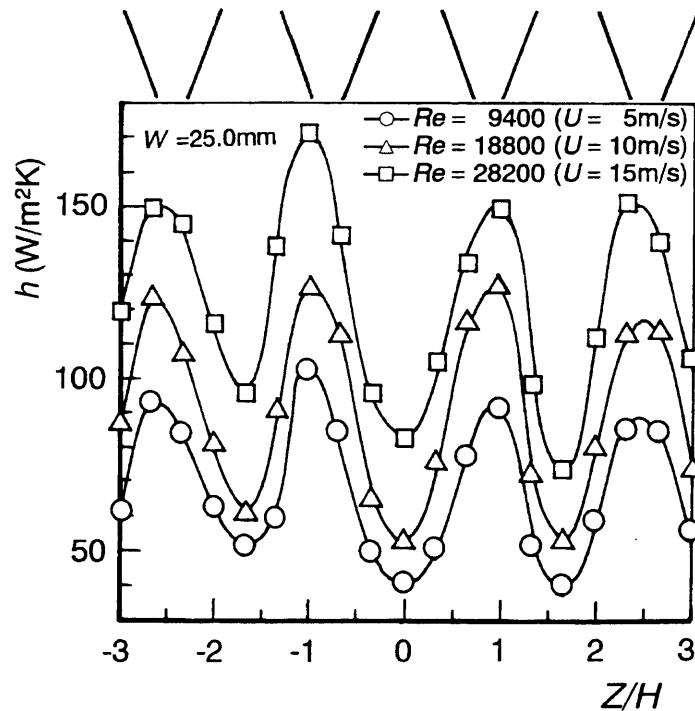


Fig. 5.5 Spanwise variation of local heat transfer coefficients with three different Reynolds numbers

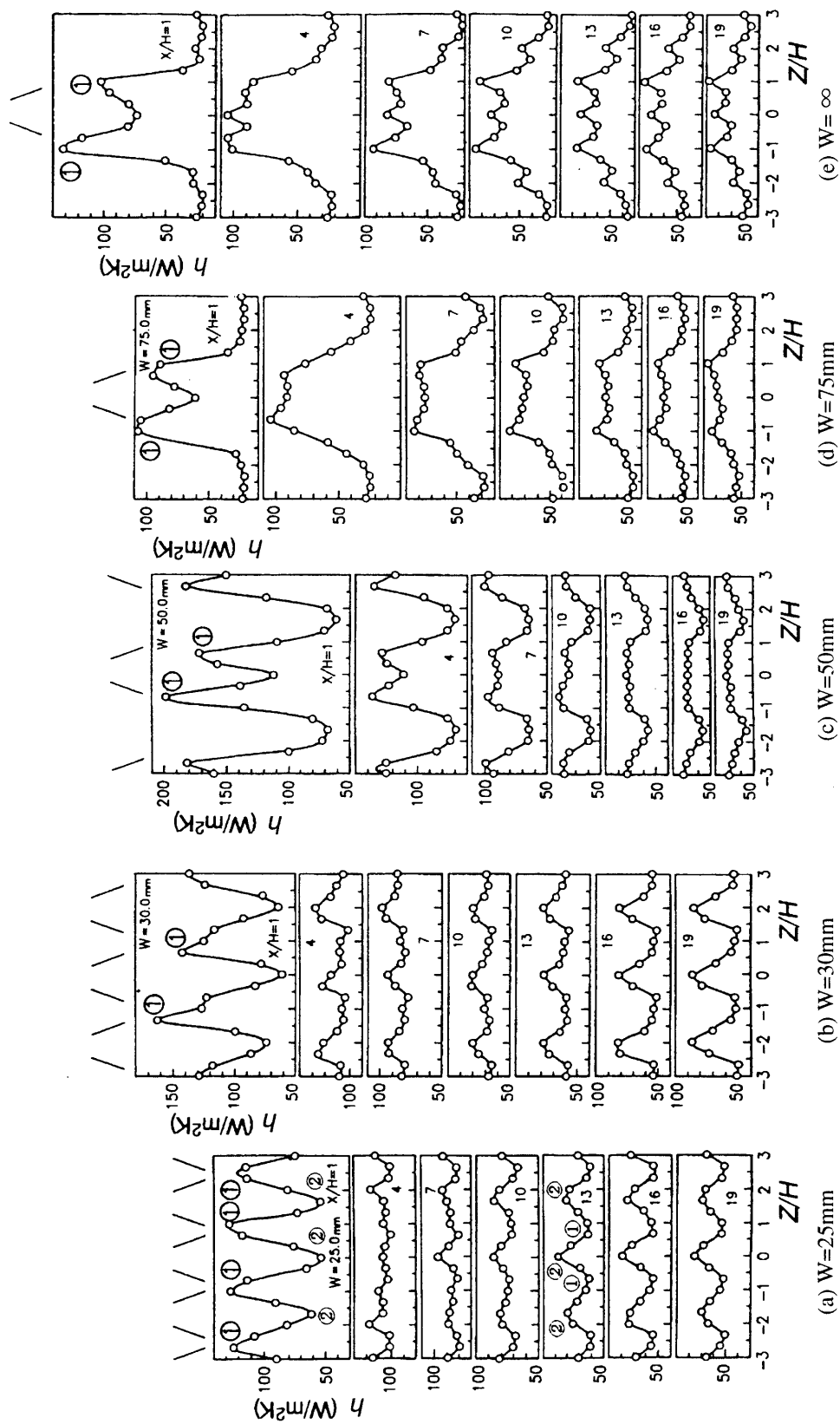


Fig. 5.6 Spanwise variation of local heat transfer coefficients with spacing W
 ($Re = 18\,800$, $U = 10\text{m/s}$)

に起因しているように思われる。 $U = 5, 10, 15$ m/s と変化させたが、速度によらず各分布形状は相似となる。

$W = 25, 30, 50, 75$ mm および $W = \infty$ について V.G. から $X/H = 1, 4, 7, 10, 13, 16$ および 19 下流におけるスパン方向の局所熱伝達率分布を図 5.6 に示す。まず $W = 25$ mm から見てみると、 $X/H = 1$ では、翼対中心部②で極小、隣接する後端部の位置①で極大をとる。 $X/H = 4$ では分布形状は混とんとしており、スパン方向に明確な極大・極小が見られない。 $X/H = 7$ では、 $X/H = 1$ での h 分布の極大・極小が生ずる位置が反転し、 $X/H = 13$ 以降振幅が大きくなり、それより下流でもその振幅は変わらない。 $X/H = 4$ での混とんとした分布から、振幅が明確になる現象は圧力分布にも見られた。このような h 分布の一連の変化について考察してみる。 $X/H = 1$ での V.G. 翼対後端位置での h の最大値は、隣接する V.G. 翼対との先細ノズル形状となっていることから起こる流れの加速効果によるものである。また逆に翼中心部の h の極小値は、V.G. 翼対形状が末広りの流路となっているための流れの減速の影響によるものである。それらの効果の他に縦渦が生成され、V.G. 翼対の中央部に渦に巻き込む主流の downwash による熱伝達率上昇が加わるが、ここでは V.G. 翼対間における流れの加速の効果が主となり、①で極大、②で極小となる。それより下流の $X/H = 4$ 近傍では流れの加速効果が薄れてきて、際立った極大値をもたなくなる。さらに下流 $X/H = 7$ 以降では、加速効果は消滅し、渦による効果が顕著となるため、②で極大、①で極小を持つ $X/H = 1$ の場合とは異なった分布となるものであろう。このことは渦運動が十分下流域まで持続していることを意味する。翼対から放出される平行な二列の縦渦は、回転方向が互いに異なる同程度の強さの渦、すなわち正負符号を異にした循環の大きさの等しいものである。この 2 列の縦渦列が形を崩さずに流れていくことから、他の列から受ける速度の方向が渦流線への接線方向と一致しているものと思われる。そのため、縦渦列どおし互いの渦強さを弱めることなく、場合によっては強め合いながら下流へ流れていく渦相互の助長作用が生じていると思われる。縦渦列ではこのような渦相互の助長作用が期待できるために渦運動が持続することになる。

$W = 30$ mm の場合も $W = 25$ mm の場合と同じく、上流域と下流域において h 分布の極大と極小の位置が反転する現象が見られる。 $W = 50$ mm の場合では、 $W = 25, 30$ mm の場合に比べて、V.G. 翼対間の距離が大きいため流れの加速効果はほとんどなく、 h 分布は $W = 25, 30$ mm の場合と異なり V.G. 翼対間に最小値を持つ。V.G. 翼対の両後端で巻き込み渦の downwash のため h は急上昇し、中央部で多少減じた分

布となる。下流になるにつれて、極大・極小の振幅は少しずつその形状を保ちながら減少する。これは $W = 30 \text{ mm}$ の円形渦に比べて渦列の相互助長作用がないためと思われる。 $W = 75 \text{ mm}$ の場合も同様である。次に流路間に翼対を一つだけおいた $W = \infty$ では、一对の翼対の後端から放出する2列の渦は両側が自由となるため渦相互間の助長作用が得られず、逆に縦渦に誘起される小さな2次流れ渦が流路高さと同じピッチの振幅でスパン方向に広がって行くと推察される。 $W = 30 \text{ mm}$ は $X/H = 19$ においても他より大きな振幅と値をもっており縦渦列の影響は大きく現れており、 W を大きくとりすぎても渦運動の持続を妨げることになるといえる。

5. 3. 4 赤外線映像による温度場の可視化

伝熱面の温度場は時々刻々と変化している。それらを 160×120 個のインジウム・アンチモンのセンサを有し、 $1/100 \text{ s}$ 程度で全面の熱画像を取り込み、 $1/52 \text{ s}$ 間隔で温度分布を写し出す赤外線映像装置を用いて測定した。 $W = 30 \text{ mm}$ および $W = 50 \text{ mm}$ の翼列下流の温度分布を図 5.7 に示す。伝熱面には全面の熱放射率を一様に高めるため、つや消しの黒色ペイントを塗付し、伝熱面の向いの流路対壁をはずした状態で撮影した。この状態は平板境界層内に V.G. 翼対を置いた場合のものに対応し、本実験のように対向壁による流れの制限がなく、V.G. の形状による加速・減速の影響をほとんど受けないが、V.G. 下流の温度分布の空間的な変化の全体像は理解できると考える。まず $W = 30 \text{ mm}$ について、V.G. 翼対上流では、壁面温度は高く、翼入口部の翼対中心部で温度は急低下し、各翼の中心部のほうに巻き込みによってさらに低い値を示している。これは主流の巻き込みによる downwash によるものである。この低温度領域は各翼の背面側に沿って下流に伸びる。翼対と翼対の間は先細ノズルの形となっているが、対向の流路壁がないので流れはあまり加速されず、高温域が V.G. 入り口より下流に入り込み、高温域の谷間を形成しており、両翼対間の温度域が分断された形となっている。これが対向の流路壁がある場合との主な相違と思われる。V.G. 下流における熱伝達率分布で示した極大・極小の分布の入れ替えが現れない。 $W = 50 \text{ mm}$ では翼対と翼対の間に高温域が存在し、それが下流域に伸びる。翼対中心部では $W = 30 \text{ mm}$ に比べてより明確に各翼の背面側に低温度域が発達し、翼背面と壁面とのコーナ部に発生する誘起渦による伝熱効果も小さい領域ではあるが見られる。 $W = 30, 50 \text{ mm}$ でも翼対と翼対の間で下流へ延びている高温域は、熱

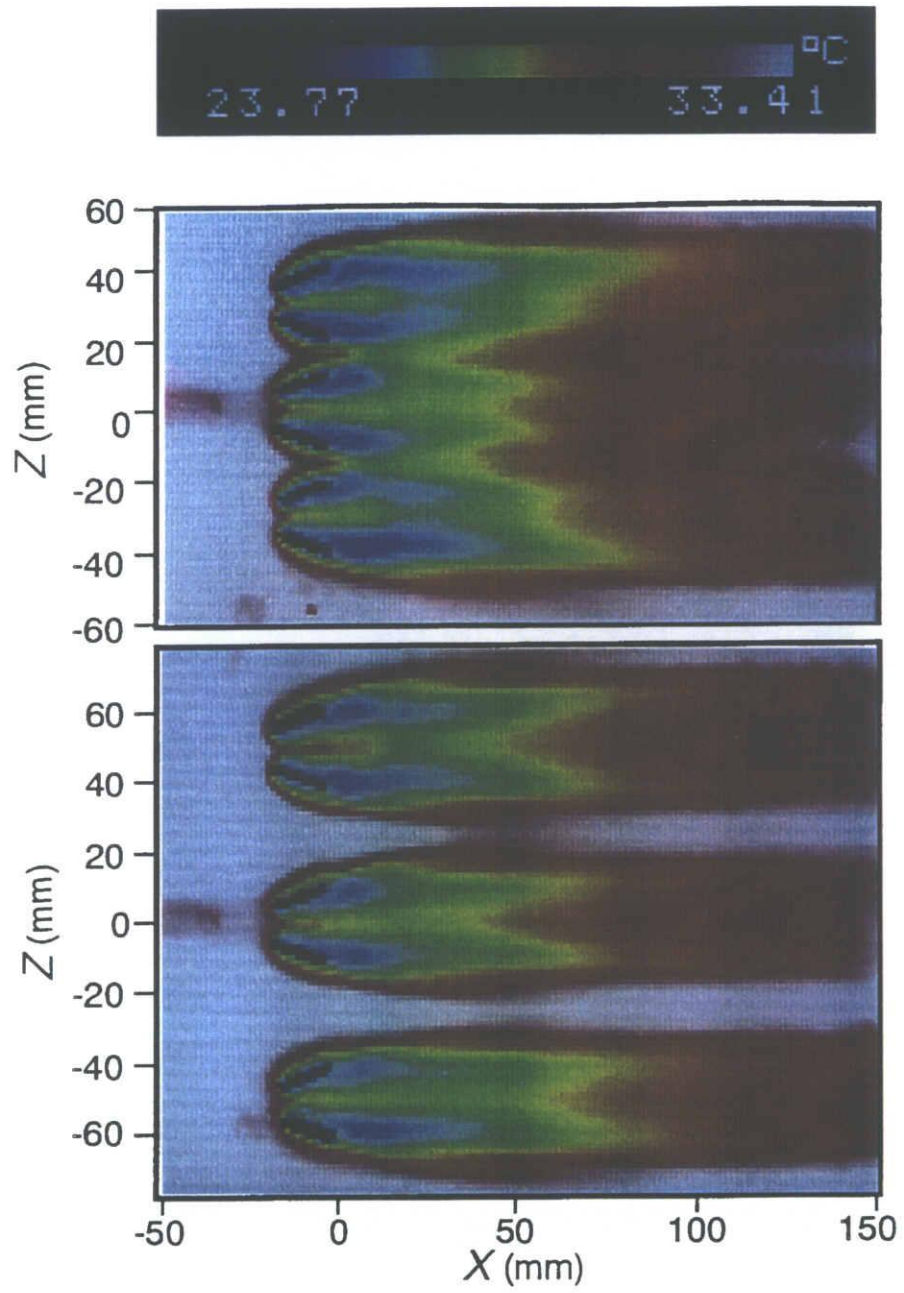


Fig. 5.7 Isotherm contours of infrared image

電対による点計測伝熱実験では確認されていないと思われる。

5. 3. 5 熱的性能比

流れ方向，スパン方向ともに熱伝達率は変化する． $X/H = 1 \sim 19$ の各位置でスパン方向の h 分布を $-3 \leq Z/H \leq 3$ の範囲で積分平均した $\overline{h_z}$ の流れ方向変化を $W = 50 \text{ mm}$ を例として，レイノルズ数を変化させて図5.8に示す． $\overline{h_z}$ は $X/H = 0 \sim 10$ まで急激に，その後ゆるやかに減少している．この $\overline{h_z}$ を $X/H = 0 \sim 19$ の範囲でさらに積分し，全伝熱面の平均熱伝達率 \overline{h} とした．代表長さを $2H$ にとった平均ヌッセルト数 \overline{Nu} ($= \overline{h} \cdot 2H / \lambda$)と $Re (= U \cdot 2H / \nu)$ との関係を図5.9に示す．各 W に対し滑面流路の乱流値 $\overline{Nu}_s = 0.019 Re^{0.8}$ より大きな値となる． $W = 25, 30 \text{ mm}$ では Re が小さい場合には \overline{Nu} は高いが， Re が大きくなると \overline{Nu} はあまり大きくならない． $W = 50, 75 \text{ mm}$ では

$$\overline{Nu} = C Re^{0.6} \quad (5.1)$$

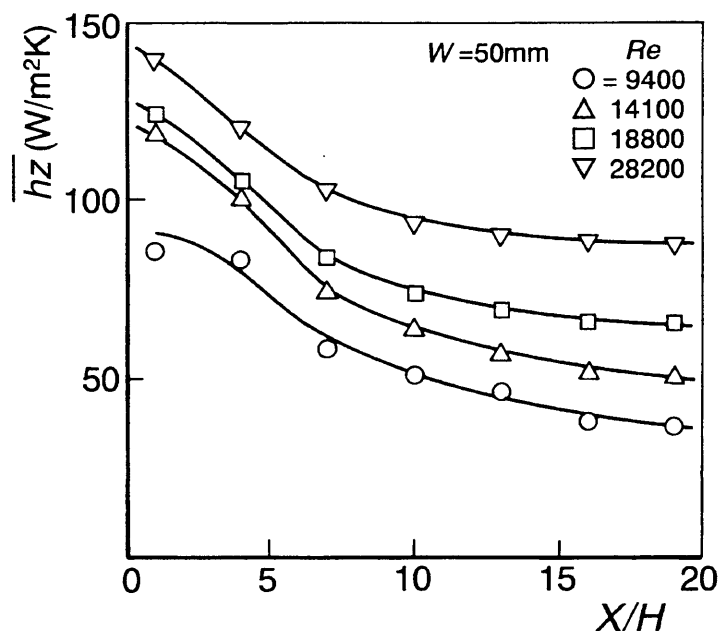


Fig. 5.8 Variation of spanwise averaged heat transfer coefficients in stream direction

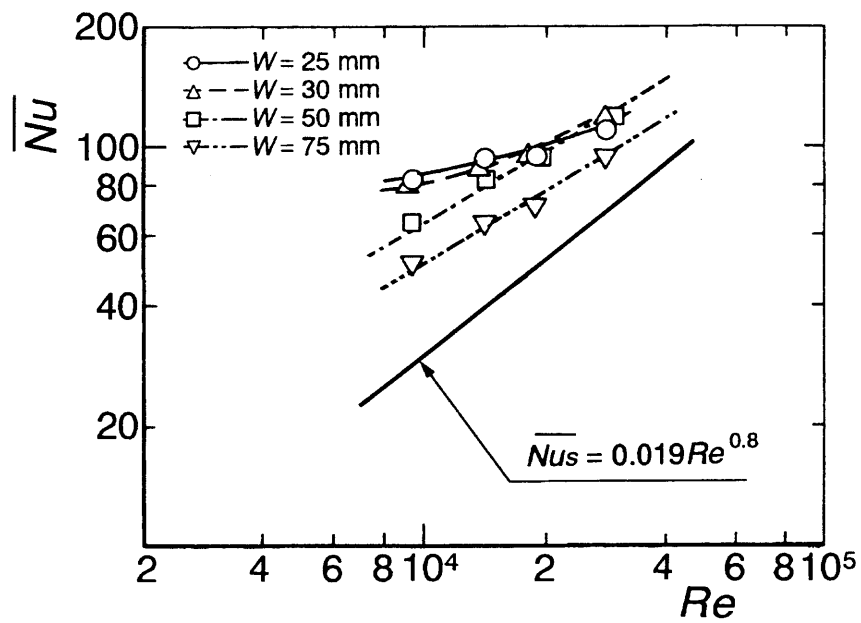


Fig. 5.9 Relation between the mean Nusselt number and Reynolds number

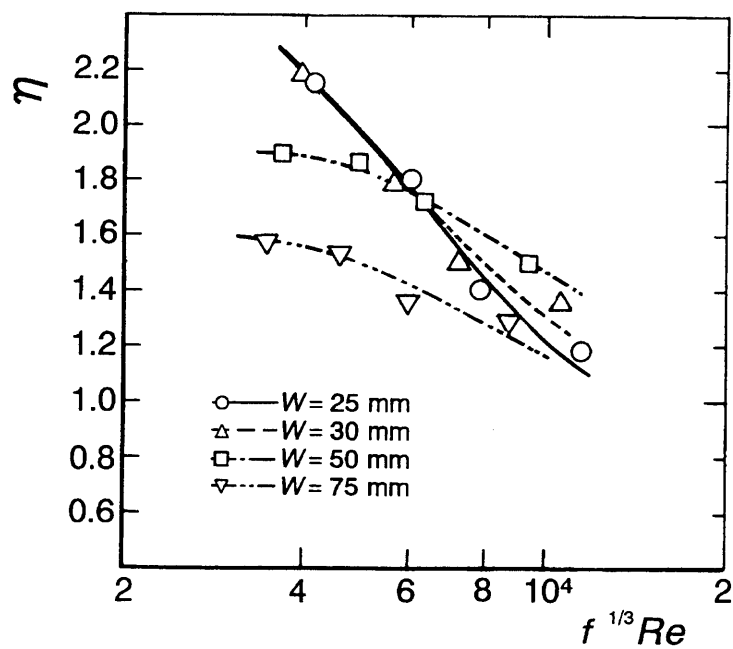


Fig. 5.10 Thermal performance ratio

で示される。この \overline{Nu} の指数 $m = 0.6$ は通常の乱流促進体の場合の $m = 0.67 \sim 0.8$ より小さい。 $W = 25, 30 \text{ mm}$ では低レイノルズ数での場合を除いて $m = 0.5$ 程度であり、層流域におけるそれと類似している。 $Re = 10000$ において、 \overline{Nu} は $W = 25, 30 \text{ mm}$ に対しては滑面流路内の乱流値の2.80倍、 $W = 50, 75 \text{ mm}$ では各々2.10, 1.75倍となる。 Re が増大し30000になると、 \overline{Nu} は $W = 25, 30, 50 \text{ mm}$ で1.69倍、 $W = 75 \text{ mm}$ では1.37倍となる。

V.G. の設置による \overline{Nu} の増大と圧力損失の増大を検討しよう。ここではポンプ動力を一定とし滑面流路における \overline{Nu} と Nu_s との比を熱伝達率の増大比として、熱的性能比 $\eta = \overline{Nu} / \overline{Nu}_s$ を求め、図5.10に示す。横軸は等ポンプ動力での相当レイノルズ数 $f^{1/3} Re$ をとった。 $W = 25, 30 \text{ mm}$ の η は $f^{1/3} Re$ が小さい場合には大きいですが、 $f^{1/3} Re$ の増大とともに急激に減少する。例えば、 $f^{1/3} Re = 4000$ で $\eta = 2.2$ であるが、 $f^{1/3} Re = 10000$ となると $\eta = 1.2$ に減少してしまう。 $W = 50, 75 \text{ mm}$ では、 η は $f^{1/3} Re$ に対してゆるやかに減少する曲線となる。 $W = 50 \text{ mm}$ では $f^{1/3} Re = 4000$ で $\eta = 1.9$ から $f^{1/3} Re = 10000$ の $\eta = 1.5$ にわずかに減少する。すなわち、 η は $W = 50 \text{ mm}$ の場合には小さい Re 域では $W = 25, 30 \text{ mm}$ の場合より小さいが、 Re が大きくなると高い値となる。このことから低レイノルズ数ではV.G.を密にした状態、高レイノルズ数域では離して置いた状態が、その熱的性能比の効果が十分に発揮される適切な配置となるといえよう。

5. 4 結言

末広りの長方形翼対から成る渦発生体間の間隔を変えた場合の熱伝達特性を調べた。得られた結果は次のとおりである。

(1) 渦発生体の間隔が小さい $W = 25, 30 \text{ mm}$ の場合、V.G. 翼対すぐ下流では、翼対の間の流れの減速、翼対と翼対の間の流れの加速効果がスパン方向の圧力分布および局所熱伝達率分布を支配している。十分下流になると、それらの分布は縦渦の影響を大きく受けて、もとのスパン方向分布は反転する。この場合の局所熱伝達率分布は明りょうな振幅をもち下流まで続く。

(2) $W = 50 \sim 75 \text{ mm}$ では、すぐ下流域でも流れの加速、減速の効果はあまり顕著

でなく、熱伝達率は縦渦の巻き込みによる downwash により増加する。

- (3) $W = \infty$ では、翼対後端から放出する二列の渦は両側が自由なため、渦相互間の助長作用が得られず、逆に縦渦に誘起される小さな渦が流路高さと同じピッチの振幅でスパン方向に広がって行く。なお $W = 30 \text{ mm}$ に明瞭な縦渦が観察されており、流路幅に対する最適な W が存在することを示す。
- (4) $W = 25, 30 \text{ mm}$ と $W = 50, 75 \text{ mm}$ の熱的性能比は、低レイノルズ数域と高レイノルズ数域で異なる傾向を示す。その η の値は低レイノルズ数では W が小さいのほうが大きく、高レイノルズ数では W が大きい。

第6章 円管内に縦渦を発生させた場合の 伝熱促進⁽¹³⁰⁾

6.1 緒言

前章では平行平板流路に複数のボルテックスジェネレータ (Vortex Generator, 以下 V.G. と略記) 翼対を設置した伝熱促進実験を行い, V.G. 翼対間距離の変化と伝熱促進効果について議論した. V.G. 下流で発生した縦渦は, 翼面上の乱流はく離防止, 車体等の抵抗低減, 熱交換器の伝熱性能向上など工学的に幅広く適用され数多くの研究がなされている. 特に前章で行ったように伝熱促進を目的に V.G. を管内へ設置した場合, 発生した縦渦は十分下流まで大きな圧力損失を伴うことなく管内の温度境界層を効果的にかく乱し, 管内熱伝達促進の有効な手段となり得る. このような理由により最近ボルテックス・ジェネレータとして流れに対し傾けた翼を伝熱面に設置し, 縦渦を生成させた場合の伝熱促進を行う研究が多くなされてきた.

例えば鳥居ら^{(60),(62)}は層流平板境界層中に三角翼の V.G. を設置し, 主渦, コーナー渦, 誘起渦などの発生とそれらの熱伝達促進の様子を詳細に調べている. ダクト内流れにおいては Fiebig ら^{(68),(117)}は V.G. の形状を種々変えた系統的な実験を行った. また Edwards ら⁽⁵⁸⁾は複数個の V.G. の配列や組み合わせを変えた実験を行い伝熱促進にはカウンタタイプの渦列を有する流れ場が最も有効であると報告した. これら V.G. を用いた伝熱促進に関する研究の概説は, 第1章 1.5 節で詳しく述べた.

しかしながら, これらは平板上あるいは平行平板流路内に対する研究がほとんどであり, 円管内への縦渦の導入例はディフューザ内流れのはく離抑制の観点からの研究⁽⁸⁰⁾を除いて見あたらない. そのような中で, 本研究の第3章でウイングレット型翼を静止させた場合の実験は, 円管内に三角形状のボルテックスジェネレータを設置したものと見なせる. 第3章のウイングレット型翼を静止させた場合の伝熱促進は, 縦渦と旋回流の干渉により周期的な局所熱伝達率分布となり, 高い伝熱促進効果が得られた. また同章で述べた非対称型回転翼を低速で回転させた場合の結果についても, 縦渦が発生しているものと思われる, そのために下流域

まで伝熱促進効果は持続する。これら第3章の結果からも円管内で縦渦を発生させた場合、非常に有用な伝熱促進手法となり得ることが予測される。しかしながら円管内で縦渦を発生させた場合、半径方向への速度成分を持つために旋回流を引き起こし、縦渦が旋回流れに重ね合わさった流れ場となり、それらの干渉も含めて平板における場合の流動特性とは異なったものになる。特に伝熱促進を目的とした場合については、円管内での縦渦の形成および挙動、持続性、縦渦と旋回流との干渉などによる伝熱促進効果について不明な点が多い。

そこで本章では直角三角形形状をしたボルテックス・ジェネレータを単一で円管内へ設置した場合において、流れの可視化、壁面静圧、局所熱伝達率および管内断面の速度分布の測定を行い、縦渦の発生過程、円管内における縦渦の挙動、それらに伴う流れ場と温度場の変化を明らかにすることを目的に実験を行った。

主な記号

C_p	: 圧力係数	$= (P_x - P_\infty) / (\rho U^2 / 2)$	
D	: 管内径		
F	: 流量比	$= Re / Re_s$	[(1.18)式 参照]
f	: 抵抗係数	$= \Delta P \cdot (D / L_{10D}) / (\rho U^2 / 2)$	[(1.8)式 参照]
h	: 局所熱伝達率		[(2.6)式 参照]
\bar{h}	: 平均熱伝達率		
L_{10D}	: 評価領域長さ	$= 10D$	($X/D = 0 \sim 10$)
\overline{Nu}	: 平均ヌッセルト数	$= \bar{h} \cdot D / \lambda$	
\overline{Nu}_s	: 等ポンプ動力における滑面でのヌッセルト数		
ΔP	: V.G. 挿入による評価領域間の圧力損失		
Re	: レイノルズ数	$= U \cdot D / \nu$	
Re_s	: 等ポンプ動力における滑面でのレイノルズ数		
r	: 半径方向距離		
U	: 管内断面平均速度		
X	: 管軸方向距離		
η	: 熱的性能比	$(= \overline{Nu} / \overline{Nu}_s)$	[(1.17)式 参照]

- θ : 周方向角度
 λ : 流体の熱伝導率
 ν : 流体の動粘性係数
 ρ : 流体の密度

6. 2 実験装置および実験方法

測定部の概略を図6.1に示す. 実験は作動流体の空気をノズルを介して測定部へ流入させる. 測定部である伝熱管は, 第2章, 第3章で用いた内径30mmのベークライト製円管内壁に厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレス鋼はくを接着し, 熱流束一定の条件で通電加熱したものを使用した. 局所熱伝達率 h の算出についても前章までと同様な手法で求めている.

V.G.は十分発達した管内乱流熱伝達となっている加熱開始点より430mm下流に設置されている. またV.G.を周方向に 10° おきにずらして設置し, 熱電対に対して相対位置を変化させることでV.G.に対する周方向角度 $\theta = 0^\circ \sim 360^\circ$ の分布を測定した.

管軸方向の主流速度成分や壁面静圧などの流動特性の測定には別途, 黄銅製の管内径50mm, 長さ50, 100, 150mmの円管ユニットを複数個製作し, それらを組み合わせることにより全長1400mmとしたものを用いた. これらの円管ユニットには壁面静圧測定用として $\phi 0.5\text{mm}$ の孔が全体で計66個設けてある. 管軸方向の主流速度成分の測定は外径0.6mmのピトー全圧管を使用した.

本実験に使用した渦発生体の概略を図6.2に示す. 翼高さ15mm ($=D/2$), 長さ30mm ($=D$)の直角三角形のV.G.で管軸方向に対して迎え角 20° に設置した. V.G.迎え角については多くの場合が, 流動損失の観点から $20^\circ \sim 30^\circ$ 程度の傾きを用いており, 本実験でも同様な観点から 20° を採用した. また本実験の場合, 円管内への設置のためにあまり大きな迎え角を持たすことは, V.G.と円管壁面がぶつかることにもなる. V.G.底辺は円管内に角度を有して設置するため円管内壁面の円弧に合わせてカットしている. 本実験においてはV.G.翼後端を流れ方向距離 $X = 0\text{mm}$ とし, V.G.に対する周方向角 θ の向きは下流方向からV.G.を見て反時計回りとした. なお流動特性の測定の場合に使用したV.G.は熱伝達測定用の管内径比に合わせて5/3倍としてある.

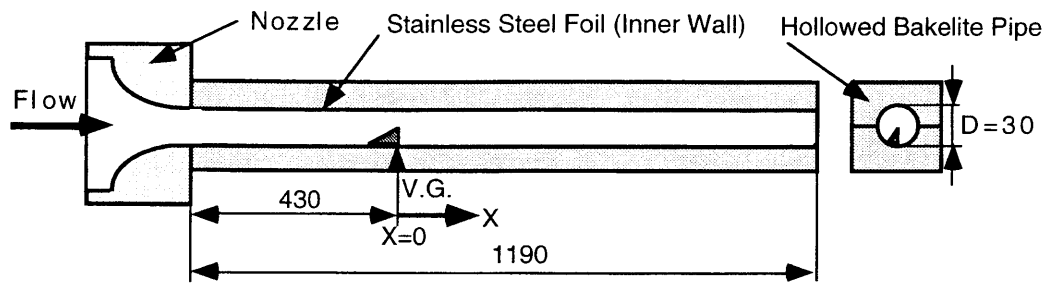


Fig. 6.1 Schematic diagram of the experimental apparatus, dimensions and symbols

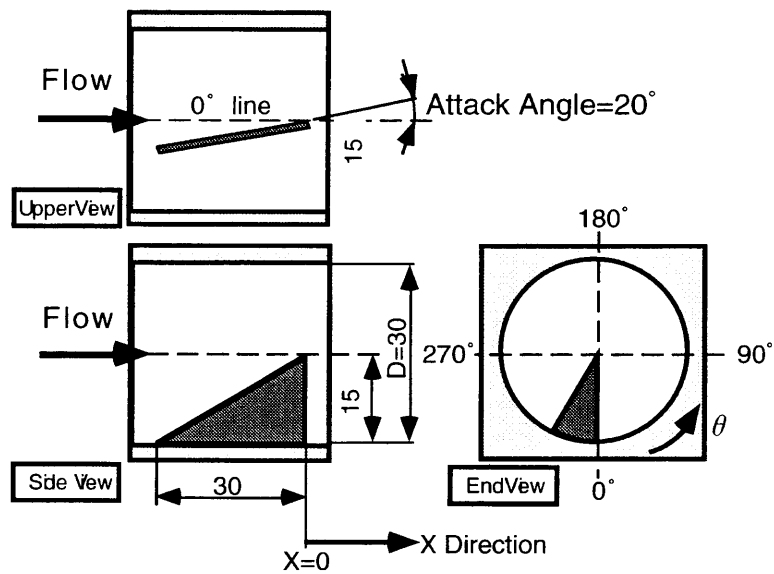


Fig. 6.2 Schematic diagram of vortex generator and dimensions

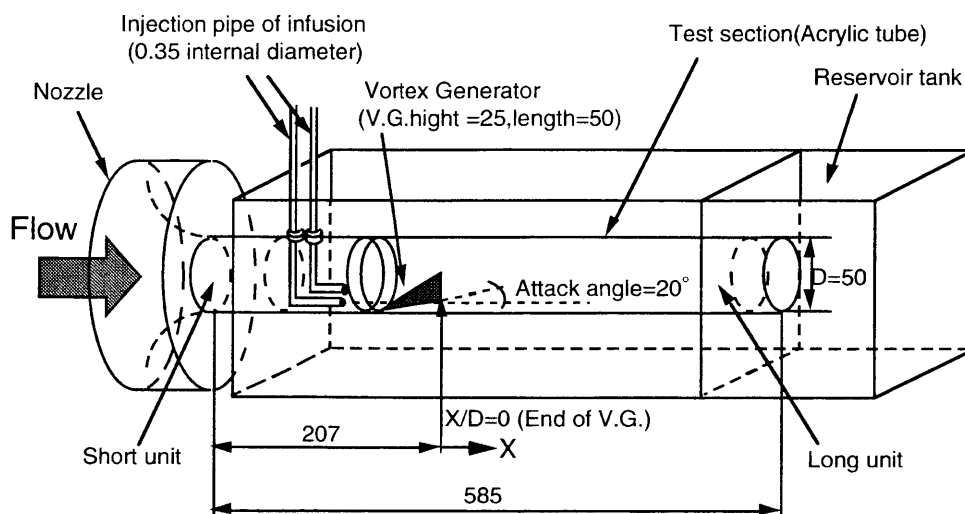


Fig. 6.3 Water table for flow visualization

また縦渦の生成過程を観察できるように、作動流体に水を用い、染料を流して可視化実験を行った。可視化用装置は、測定部を内径50mmの透明アクリル円管で製作した。円管の曲率の影響をなくすため、アクリル円管を水槽内に設置した。その概略を図6.3に示す。なお可視化の場合に使用したV.G.も熱伝達測定用の管内径比に合わせて5/3倍としてある。

6.3 実験結果および考察

6.3.1 流れの可視化

まずV.G.により生成した縦渦が円管内をどのように振る舞いながら流れていくかを明らかにする必要がある。 $Re = 1870$ の場合の流れの可視化写真を図6.4に示す。作動流体として水を用い、上流より染料としてフルオレセインをV.G.先端部、ローダミンBをV.G.斜辺中央部に流入させたものである。先端部に流入した染料がV.G.先端を乗り越えて、つる巻状にねじり込みながらV.G.背面(図6.4ではV.G.背面側を見ている)に沿って流れ、渦心となり、その周囲を取り囲むようにV.G.斜辺部を乗り越えた流れを巻き込みながら主縦渦を形成する。その後渦中心部の流れはV.G.後端部の $X/D = 0.2$ 近傍において局所的な逆圧力勾配を生じ、染料が

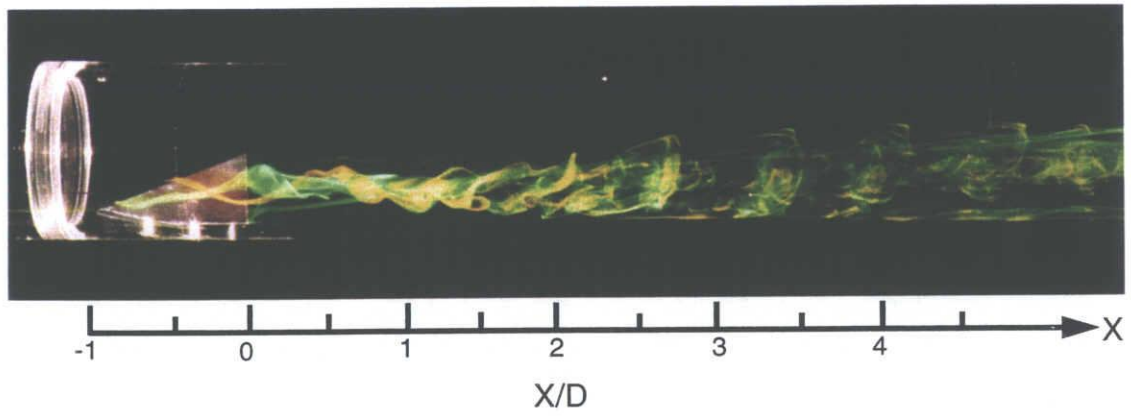


Fig. 6.4 Flow visualization of longitudinal vortex produced by the winglet and then flowed downstream ($Re = 1870$)

流れ方向に静止，わずかに逆流する膨らんだ領域が見られた．流れは再びその領域から旋回成分をもった状態で外側に流出し主縦渦を形成しながら下流へと移行する． $X/D = 3$ 近傍において主渦の外輪部は管壁に衝突気味に接し，その後縦渦は外輪部を管壁に接しながら円管内を旋回し下流へ流れる．

6. 3. 2 壁面静圧分布

V.G.を挿入した場合の管内壁面静圧が最も大きく変化する $Re = 62400$ の圧力係数 C_p 分布の流れ方向の変化を図6.5に示す．なお管周方向における代表的な分布として $\theta = 0, 90, 180, 270^\circ$ の場合を示す． C_p 分布はいずれの場合もV.G.設置部 $X/D = -1 \sim 0$ の位置でV.G.の形状抵抗による圧力損失のため減少後，わずかに回復しその後壁面摩擦の影響を受けてほぼ直線的に下降していく．各 C_p 分布にはわずかではあるが極小値が現れる．その部分を円で囲んで示す．この極小値はV.G.より発生した縦渦が壁面に接する位置において現れる．この C_p 極小値の現れる位置が周方向角度 θ を変えるとどのように変化するかを調べると，図6.5中点線で示しているようにほぼ一定の割合で下流に移行していく．これは主縦渦が管内をらせん状に旋回し流れていくことを示している．

6. 3. 3 流動抵抗

評価領域 L_{10} ($X/D = 0 \sim 10$)間のV.G.設置による圧力損失 ΔP を抵抗係数 f の形で求め Re に対して整理した結果を図6.6に示す．なお抵抗係数 f の算出方法は第2章および第3章の場合と同じである [(1.8)式参照]．ただし円管内に縦渦を発生させた本実験の場合，管内断面における静圧分布は一様ではないが，その平均値は周方向の壁面静圧の平均にほぼ等しくなる．そこで圧力損失 ΔP の算出には壁面静圧の周方向平均値を使用した．比較のため滑面流路における $f_s = 0.3164Re^{-1/4}$ を図中に加えておく． f の値は Re によらずほぼ $f = 0.034$ と一定値を示す．滑面に比べて約1.3～1.8倍程度の大きさであり，例えば損失の少ないねじれテープを用いて管内にスワールを発生させた場合⁽⁹⁰⁾が，滑面の場合の2倍以上に増大することを考慮すればV.G.による流動損失は極めて小さいといえる．

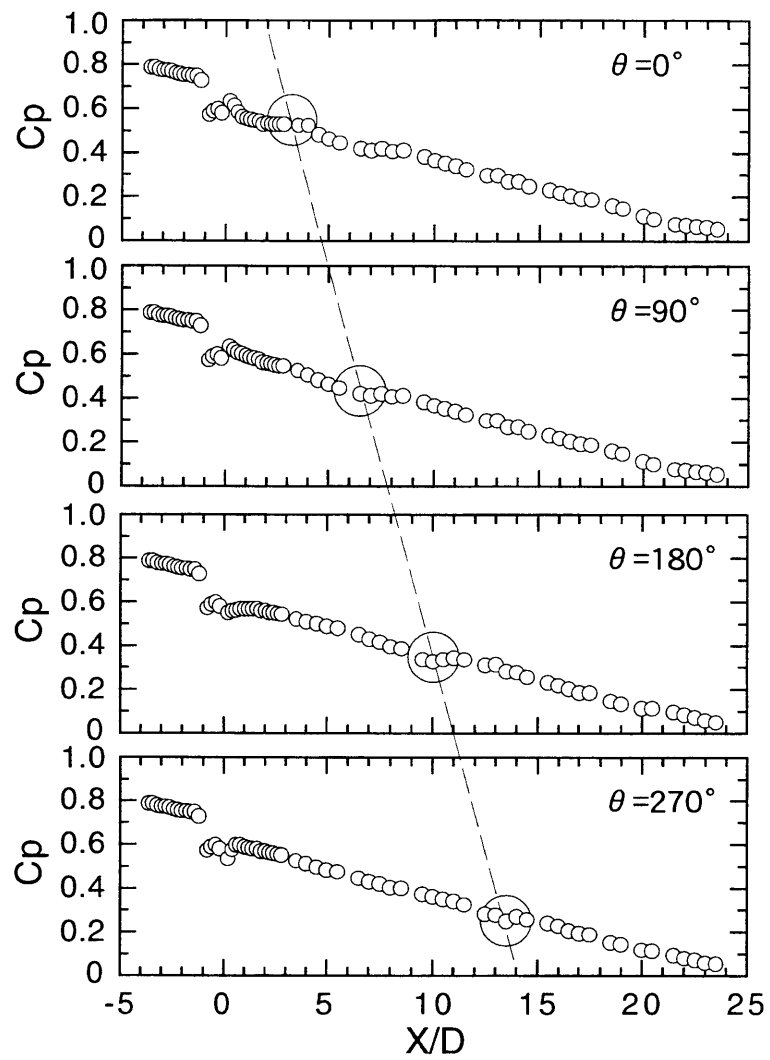


Fig. 6.5 Change of pressure coefficients distributions with θ ($Re = 62400$)

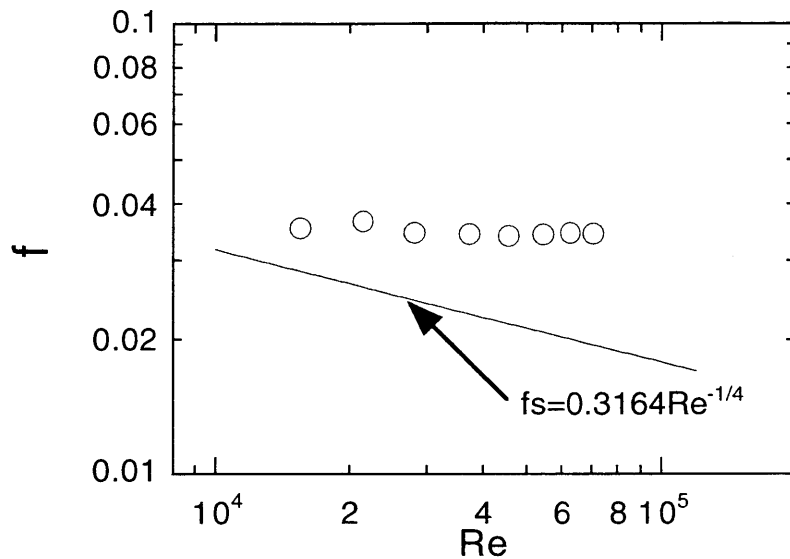


Fig. 6.6 Relation between friction factor and Reynolds number

6. 3. 4 局所熱伝達特性

Re を変化させた場合の縦渦の生成および旋回流による熱伝達の増大を図6.7に示す。設置基準位置である $\theta = 0^\circ$ の管軸方向局所熱伝達率 h の分布を例にとり示した。 h はどの Re についても V.G. 先端位置の $X/D = -1$ から急激に増加し、 $X/D = 3$ 近傍で極大値をとった後減少に転じ、極小、再び極大を繰り返す周期的な分布となる。これは縦渦の管内らせん旋回挙動により生じた分布である。なお図6.7においては、本実験装置の測定範囲の制限のため周期的な分布であることが明確でないが、本図で示した範囲より下流においても縦渦のらせん旋回にともなって周期的分布は生ずる。最初の極大値をとる位置は可視化において $\theta = 0^\circ$ 軸線上で主渦が壁面と衝突する位置にほぼ合致している。本実験での Re 範囲において最大値は滑面での発達した乱流熱伝達に対して約1.6～1.9倍の増加となる。また Re が増大すると主流の流れ方向成分が強まるためにV.G.直後の極大値が下流側にずれてくる傾向があるものの、これらの h 分布は Re によらずほぼ相似な分布形状となっている。これは Re に対し管内に発生した縦渦の構造および流れ挙動、壁面に与える影響等もほぼ相似的に増加する結果と考えられる。

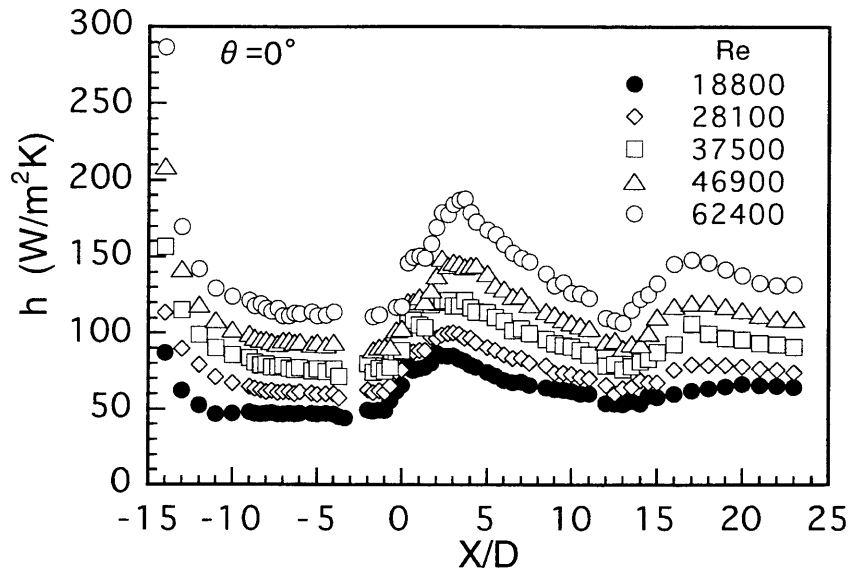


Fig. 6.7 Variation of local heat transfer coefficients with Reynolds number

前述の C_p 分布の場合と同様に代表的な h 分布を図 6.8 に示す. いずれも $\theta = 0^\circ$ の場合と同様に極大・極小を繰り返す周期的な分布となる. h の極小・極大値も C_p と同様に流れ方向に一定の角度を有して移行していく. これらの両極値が現れる壁面近傍の流れ場は渦からの影響を最も強く受ける場所であり, 縦渦が管内をらせん状に流れていくことに対応している. また極大値は下流においてはなだらかなピークとなる. これは渦強さそのものの減少に加えて旋回流れとの合成により明確な吹き下ろし位置が現れづらくなるためであろう. このような両極値の移動は平板あるいは矩形ダクト内流れにおいてはスパン方向への渦の移行に対応するものと思われる. しかしながらその移行量は例えば V.G. 翼高さの 2 倍以下程度の極めて小さいもので^{(60),(63)}, 本実験での円周を一回転以上するような壁面に沿った渦の大きな移動現象は円管内特有のものと考えられる.

6. 3. 5 等速度線図, 壁面静圧分布と局所熱伝達率分布との対応

管内における縦渦構造が壁面に与える影響をより明確にするため渦発生直後 $X/D = 0.33$, $X/D = 1.0$, $X/D = 9.3$ そして十分下流の位置 $X/D = 21.3$ において (i) 管内断面での管軸方向等速度線図, (ii) 壁面静圧分布, (iii) 局所熱伝達率増加比分布

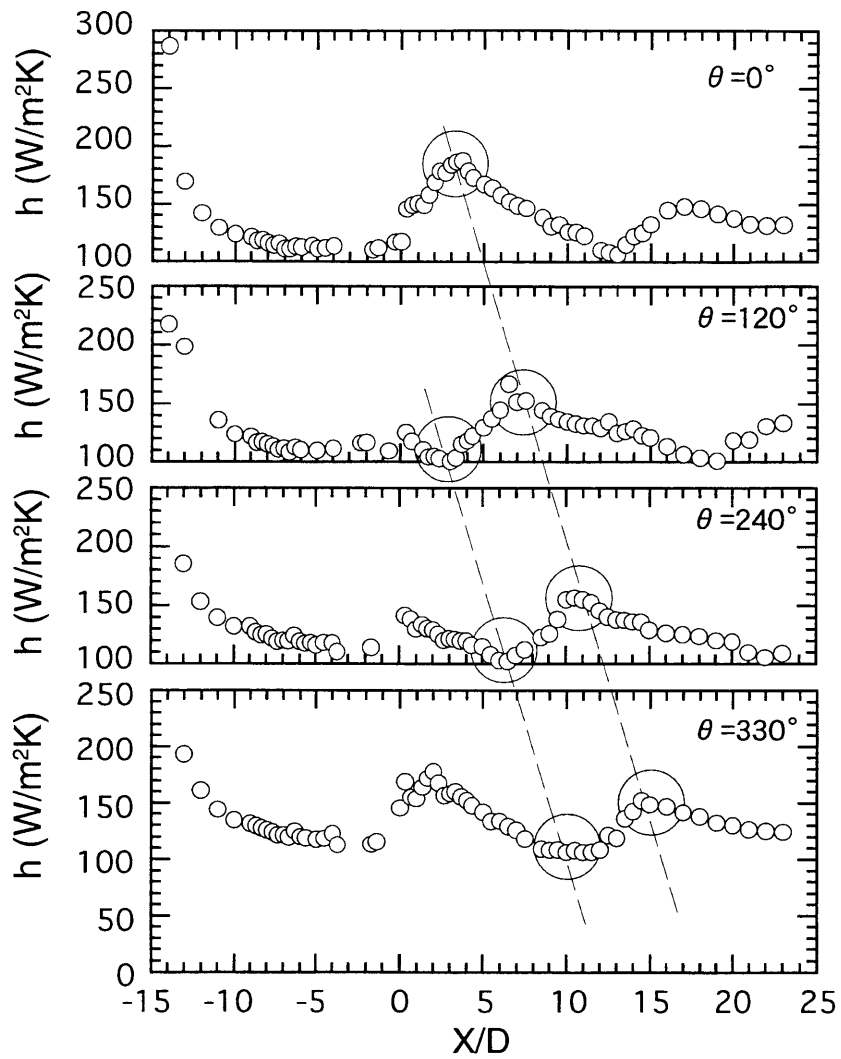


Fig. 6.8 Change of typical heat transfer coefficient distributions with circumferential angles ($Re = 62400$)

を求め、図 6.9 に示した。その特徴的な位置の関係について比べてみる。

まず $X/D=0.33$ での分布について比較する。等速度線図では流れ方向の速度を管内平均速度で除した値で示してあるが、V.G.の背面である $\theta=340^\circ$ 、 $r/D=0.25$ の近傍にだ円形に歪んだ低速度域をもつ。これは主渦の管軸方向速度分布を表しており、渦中心部ほど速度は小さくなっていき逆流領域も存在する。なお、逆流領域についてはタフトによる予備実験、可視化における主渦中心部の逆流挙動により確認した。また $\theta=10^\circ$ 、管壁近傍の小さな渦を示す分布はタフトによる予備実験より V.G. 上流側壁面の根本部より発生するコーナー渦であることを確認している。ここで周方向における境界層厚さの発達の様子を見ると、主渦外輪部が壁面に対して最も接する $\theta=330^\circ$ 付近で速度こう配が最も急になっている。また $\theta=20\sim 210^\circ$ に境界層の厚い領域を有し、 $\theta=210\sim 340^\circ$ にかけては主渦の吹き下ろし流れ部に対応し、等速度線が壁面近傍で密になっていく様子が分かる。主渦吹き上げ部である $\theta=340\sim 360^\circ$ では壁面近傍の流体が管中央部に吹き上げられるため境界層は厚くなる。またコーナー渦が壁面に接する $\theta=10^\circ$ 近傍では速度こう配が急となる分布を持つものの、コーナー渦径は小さくその効果は極めて狭い範囲に限られる。

次に $X/D=0.33$ での分布について、圧力係数 C_p 周方向 h 分布との対応を考える。 C_p 分布は等速度分布における壁面近傍の速度こう配にほぼ対応し、こう配の急な場所では小さく、緩やかな場所では大きな分布となる。主渦が壁面に最も接する $\theta=330^\circ$ 付近で極小値をとり、これは等速度分布で境界層の最も薄い領域、すなわち主渦が壁面に接する位置に合致する。なおコーナー渦が存在する $\theta=20^\circ$ では逆に高い分布となるが、V.G. 後端より発生した旋回流に加えて小さい径のコーナー渦では渦心と外側との圧力差が大きいことによると思われる。続いて局所熱伝達率増加比 h/h_s 分布との対応について検討する。 h/h_s は特に主渦吹き下ろしの影響を強く受け、 $\theta=210\sim 330^\circ$ で 1.4 倍程度増大する。吹き上げ部 $\theta=330\sim 360^\circ$ でわずかに増大率は小さくなるものの、コーナー渦の存在する $\theta=0\sim 30^\circ$ 位置において高い局所熱伝達率増加比を持つ分布となっている。やや下流に移行した $X/D=1$ では主渦の速度分布はほぼ円形となり、コーナー渦による影響は $\theta=30^\circ$ に移行する。 C_p 分布図は壁面に接する $\theta=350^\circ$ あたりでわずかに変化している。 h/h_s 分布は主渦、コーナー渦の存在する $\theta=240\sim 60^\circ$ 半断面において大きく増加している。V.G. から縦渦が発生して間もない管内上流部にあたる $X/D \leq 4$ の領域においては、縦渦が存在する側の面側の伝熱促進効果に比べて、縦渦の影響をあまり受けない対向面側

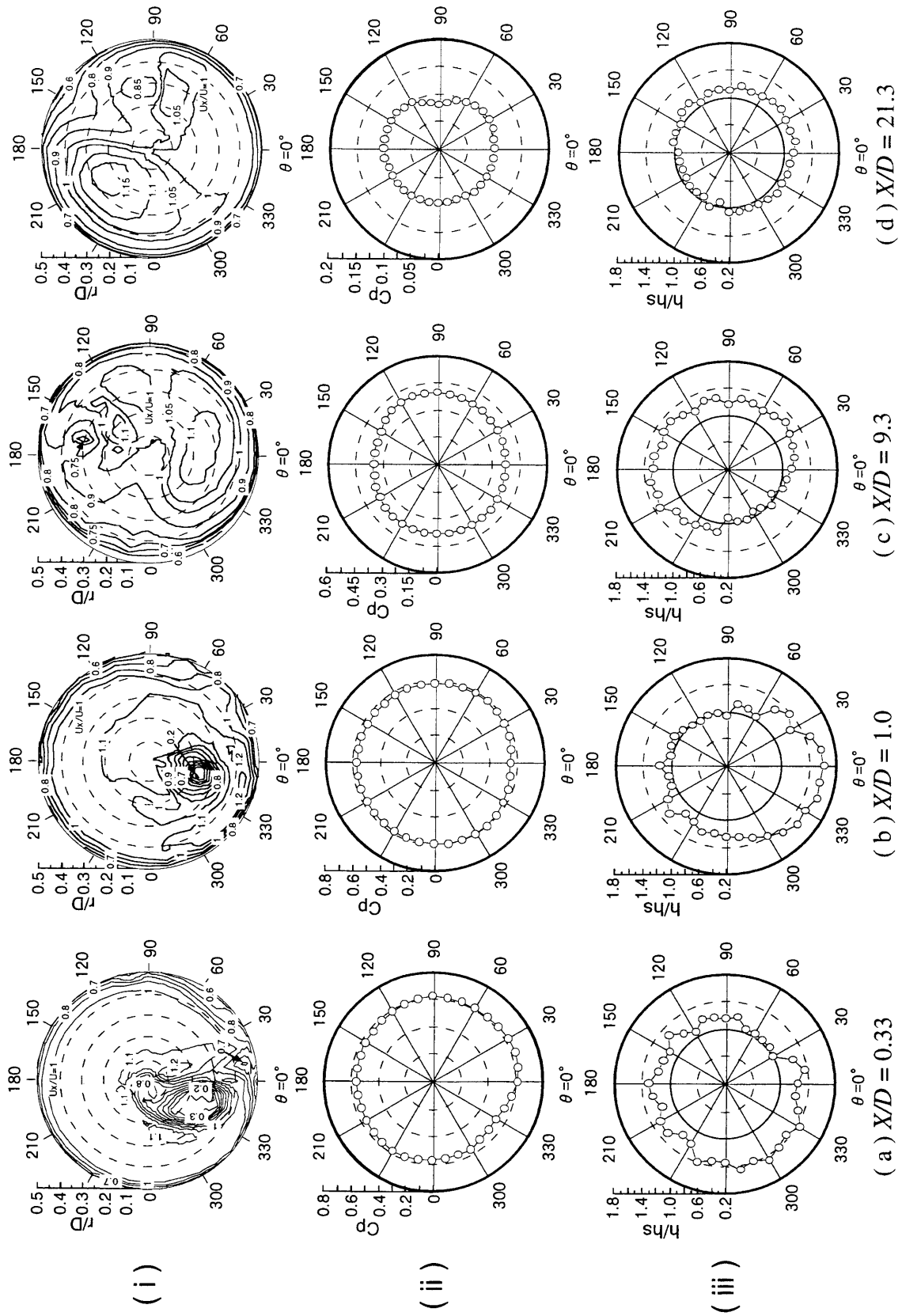


Fig. 6.9 Relationship among streamwise iso-velocity contours, circumferential pressure C_p , and hx/hs distribution

で h/h_s がほとんど増加しない傾向が顕著に見られた。

流れ場の中間部 $X/D=9.3$ では主渦は管内を旋回し $\theta=170^\circ$ あたりに渦心をもつ。渦の吹き上がり部にあたる $\theta=210\sim 270^\circ$ 近傍では管中央まで渦の吹き上がりにおける影響が現れている。また主渦により誘起されたであろう二次流れ渦的な分布が $\theta=0^\circ$, $r/D=0.23$ を中心に確認される。主渦および二次流れの相乗的な効果により $\theta=90^\circ$ 側では壁面境界層は比較的薄く、対向面の $\theta=270^\circ$ 側では厚くなっているものと考えられる。吹下ろし効果により C_p 分布は $\theta=90^\circ$ 側で高くなり、また上流域と同様に渦の接する $\theta=180^\circ$ 側で低い分布となる。 h/h_s 分布は上流域に比べその増大域は拡がり $\theta=270\sim 360^\circ$ 付近を除き全体的に 1.1～1.3 倍ほど増加している。

最も下流域である $X/D=21.3$ では主渦は管内を一周し $\theta=90^\circ$ 近傍に存在し、その吹下ろしから壁面に接する位置において速度こう配は大きくなっている。また吹き上がりの影響は $X/D=9.3$ における場合と同様に比較的顕著に見られる。 C_p 分布は主渦の壁面に接する $\theta=90^\circ$ 近傍がわずかに小さくなっているほかはあまり変化がない。 h/h_s 分布はこの場合も $X/D=9.3$ と同様 $\theta=300\sim 150^\circ$ の広い領域にかけてわずかに増加する。このように下流域では上流域に比べて高い熱伝達促進領域は現れないものの、円管周方向の広い領域にわたって熱伝達促進効果が現れる。

6. 3. 6 局所熱伝達率の極大・極小値と壁面静圧分布の関係

管軸方向局所熱伝達率の最大値 h_{\max} および最小値 h_{\min} の位置の変化を図 6.10 に示す。比較のため図 6.10 中には代表的な各断面での周方向壁面静圧分布より得た圧力係数の最小値 $C_{p\min}$ の位置も示す。 h の最大値 h_{\max} 、最小値 h_{\min} の現れる位置は上流側でその位相差が約 120° また下流側で 100° を保ちながらほぼ平行に下流へと推移している。ここで $C_{p\min}$ と h_{\max} の分布を比較すると特に $X/D=6\sim 7$ 以降において良く一致するようである。これは渦が壁に最も接する点すなわち壁近傍の速度こう配が最大となる場所に対応するものであろう。 h_{\min} は h_{\max} の対向部に現れるのではなく約 $100\sim 120^\circ$ の位相差で現れる。これは渦の吹き上がり位置に対応するもので、吹き上がりによる境界層の増大による。またこれら hx_{\max} 、 hx_{\min} の位置のラインはほぼ平行を保ちながら下流へ推移しており、本実験での測定領域内において渦径はさほど拡大していないことを意味する。したがって前述した下流部

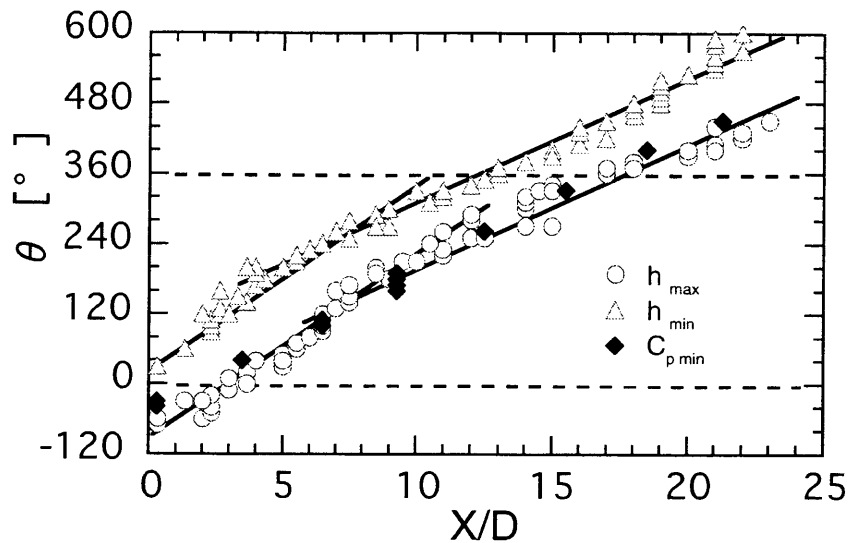


Fig. 6.10 Movement of positions of maximum and minimum heat transfer coefficients

における熱伝達促進領域の拡大の要因は渦径の拡大によるものではなく、渦により誘起される二次流れの発生等を含む管内流の速度分布の変化、また管内流の乱れの増大等に起因していると考えられる。

6. 3. 7 平均熱伝達特性および熱的性能比

V.G.による管内熱伝達の増大を知るためV.G.すぐ下流より $X/D=10$ までの局所熱伝達率を周方向および流れ方向に積分平均した管内平均熱伝達率 \bar{h} と代表長さ D をとった平均ヌッセルト数 \bar{Nu} を図6.11に示す。比較のために滑面流路の十分発達した乱流でのヌッセルト数 $\bar{Nu}_s = 0.019Re^{0.8}$ を図示する。

\bar{Nu} のレイノルズ数に対する依存性は多少のばらつきはあるものの、通常の場合とほぼ同じ0.8乗となる。このことは高レイノルズ数域においても熱伝達の増大が得られることを示すものである。 \bar{Nu} は滑面の場合に比べ本実験におけるレイノルズ数全域にわたって約1.2倍の増大を示す。これは矩形流路におけるEdwardsら⁽⁵⁸⁾の約1.3~1.4倍の増大に比べて小さいが、前述したように本実験では主縦渦の対向部においてはその影響をほとんど受けないが、その部分までも積分範囲に取っているためでもある。今後円管内温度の不均一による熱応力

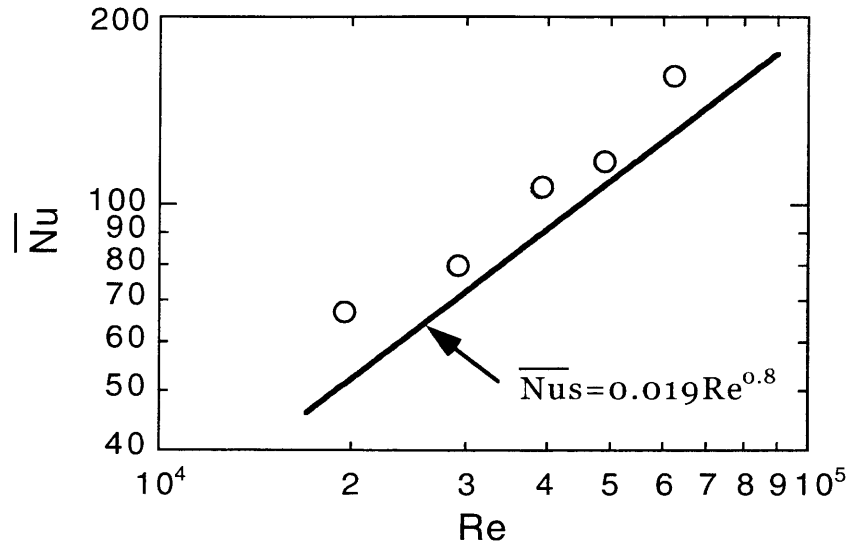


Fig. 6.11 Relation between the mean Nusselt number and Reynolds number

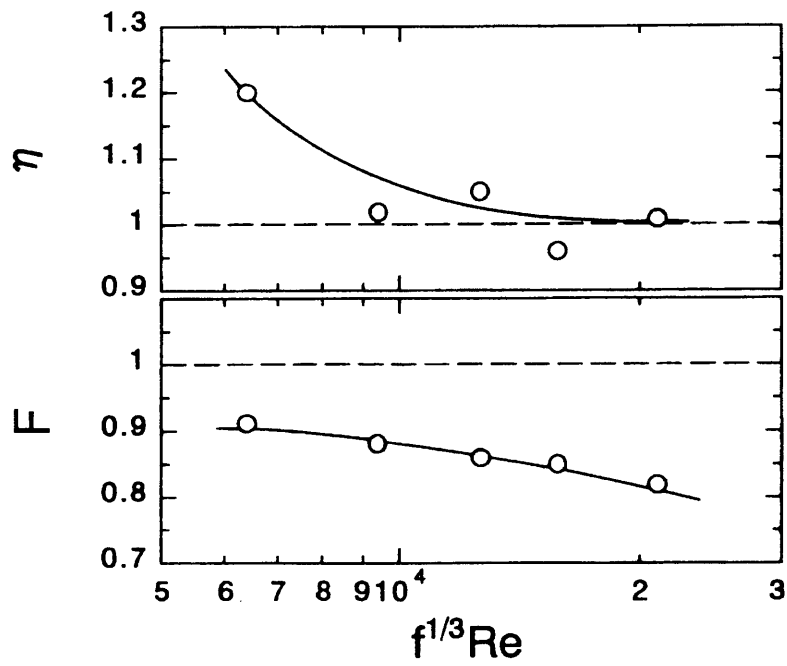


Fig. 6.12 Thermal performance ratio and flow rate

除去の観点からも複数個のV.G.を設置することが望ましく、その場合管内面全体に伝熱促進効果を上げることが可能と考える。

V.G.の伝熱促進体としての性能評価の一方法として、前章までと同様にポンプ動力一定の条件における熱的性能比 η ($=\overline{Nu} / \overline{Nu}_s$) および流量比 F ($=Re/Re_s$) を求めた。その結果を図6.12に示す。 η は従来の伝熱促進体同様 $f^{1/3}Re$ の増大に対して減少していく傾向を示す。しかしながら $f^{1/3}Re$ の大きな領域においてもほぼ $\eta \geq 1$ となっている。これはV.G.の形状抵抗は小さく、誘起された渦流れは十分下流まで持続し伝熱促進効果を上げていることに起因する。また F についても10～18パーセント流量を減じることができることが示される。これらの場合についても複数個のV.G.を効果的に配置することにより、さらなる向上が期待できよう。

6. 4 結言

円管内流路に単一の直角三角形V.G.を設置した場合の生成された縦渦の挙動、それに伴う伝熱特性、流動損失を明らかにした。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 円管内流路にV.G.を設置した場合、生成された主縦渦が管内をらせん状に旋回しながら下流へと移行する現象が、流れの可視化および静圧分布、熱伝達率分布より明らかにされた。
- (2) 渦の吹下ろし部で伝熱促進効果は大きく、逆に吹上がり部においてその効果は最も小さくなる。
- (3) 伝熱促進効果は、滑面の場合の発達した管内乱流熱伝達率に対し、最大で1.9倍、 $X/D=10$ 倍までの平均では1.2倍程度となる。またV.G.設置による流動損失は、滑面の場合の管摩擦係数に対して1.3～1.8倍程度であり極めて小さい。
- (4) 伝熱促進体としての評価方法としてポンプ動力一定の熱的性能比 η を求めた結果、 $\eta=1\sim 1.2$ となった。今後複数個のV.G.を取り付けることを考慮すればさらに効率が良くなることも期待でき伝熱促進体として極めて有望である。

第7章 縦渦による円管内伝熱促進の機構^{(131), (132)}

7. 1 緒言

本章では前章に引きつづき、三角形状のボルテックス・ジェネレータ (Vortex Generator, 以下 V.G. と略記) を単一で円管内に設置した場合の縦渦生成による伝熱促進実験について述べる。縦渦を用いた伝熱促進の研究の多くは、平板上および平行平板流路内の熱伝達に関するものであり、他の流路形状への応用例は極めて少ない。最も単純な形状の一つである円管内へ縦渦を導入した例すら見当たらず、熱交換器等の設計に使用されるような複雑な流路内への応用については皆無に近い。このことは縦渦の持つ強い三次元性および流体の混合効果の複雑さより、多種流路内への応用研究は比較的困難であることを意味する。縦渦の生成およびそれに誘起される流れは極めて複雑な場を形成し、その構造や発達過程、乱れの増加、非定常性などの流体力学的特性を変化させるが、それら流体力学的諸特性の変化がどのように熱伝達促進に寄与するかについての検討は十分にはなされてないようである。

前章では伝熱促進を目的とし縦渦を利用した応用研究として、円管内に直角三角形状の V.G. を設置した場合の実験を行い、縦渦形成の様子とその挙動、持続性などについて調べた。その結果として、円管内に設置された V.G. によって生成された縦渦が管内をらせん状に旋回すること、それに伴う局所熱伝達率分布の変化等について述べた。そのなかで V.G. により得られる伝熱促進効果は、最大値で滑面の場合の熱伝達率の 1.9 倍に達するのに対し、流動損失は極めて小さく、ポンプ動力一定の熱的性能比は 1 ~ 1.2 となり伝熱促進体として有望であることを示した。

しかしながら縦渦およびそれに誘起される流れの挙動と伝熱促進効果との関係、縦渦に伴う流れの諸特性の変化が伝熱促進効果へどのように影響を及ぼすのか等についての伝熱促進メカニズムの詳細は不明である。

そこで本章では流れの可視化を行い、より詳細に縦渦の挙動を調べ、さらに壁面近傍の流れ場の速度成分、圧力を測定することで、縦渦の挙動に伴う流動特性と温度場の変化の関係およびその伝熱促進機構を明らかにすることを目的とした。

主な記号

C_p	: 壁面圧力係数	$= (P_x - P_\infty) / (\rho U_o^2 / 2)$	[(4.1)式 参照]
C_f	: 管軸方向壁面摩擦係数	$= \tau_w / (\rho U_o^2 / 2)$	
D	: 管内径		
h	: 局所熱伝達率		[(2.6)式 参照]
h_{\max}	: 周方向局所最大熱伝達率		
H	: V.G. 翼高さ	(= 管半径)	
P_x, P_∞	: 局所壁面静圧, 流路出口静圧	(= 大気圧)	
Re	: レイノルズ数	$= U_o \cdot D / \nu$	
U_o	: 管内断面平均速度		
U, u	: 管軸方向(X方向)の平均速度および乱れ成分		
V, v	: 壁面より鉛直上向き方向(Y方向)の平均速度および乱れ成分		
$V.F.$: 管内断面平均速度で無次元化した速度変動の時間変化		
W, w	: 旋回方向(Z方向)の平均速度および乱れ成分		
X	: 管軸方向(流れ方向)距離		
Y	: 壁面より鉛直上向き方向距離		
Y_c	: 渦中心位置高さ(管壁から渦中心位置までの距離)		
Z	: X, Yに直交し, 旋回流れの回転方向(旋回方向)		
θ	: 周方向角度		
ν	: 流体の動粘性係数		
ρ	: 流体の密度		
τ_w	: 軸方向壁面局所剪断応力		

7. 2 実験装置および実験方法

実験は流れ場および熱伝達率測定用の二種類の円管流路を用いて行った。流れ場の実験装置は内径 $D=50\text{mm}$ で、長さが 50, 100, 150mm の異なる黄銅製ユニットを複数個連結させた全長 1500mm の円管流路である。その全体および測定機器

の配置の概略を図7.1に示す。作動流体には空気を用い、流れは円管上流に設けられたチャンバーで整流された後にノズルを介し一様流速で流入する。

本実験ではV.G.を単一で円管内に設置しており、その形状およびV.G.設置ユニットの概略を図7.2に示す。V.G.は前章と同様に翼高さ $H=25\text{mm}(H=D/2)$ 、長さ $L=50\text{mm}$ の直角三角形形状で、流れに対して迎え角 20° で設置した。座標はV.G.翼の後端を管軸方向距離 $X=0\text{mm}$ とし、鉛直方向は円管壁面を基準とし管中心方向に Y 軸をとり、 Z 方向は X,Y と直交し、縦渦および旋回流れの回転の向きを正とする向きとした。なお局所における Z 方向と円周方向とは同義として扱うこととする。また、それぞれの方向における時間平均速度成分を U, V, W 、乱れ成分を u, v, w とした。V.G.に対する周方向角度 θ も前章と同様に縦渦、旋回流れの向きを考慮し、下流方向からV.G.を見て反時計回りの向きを正方向とした。

管軸方向速度成分 U の測定は外径 $\phi 0.6\text{mm}$ のピトー全圧管を、壁面近傍の3方向速度成分測定にはプローブ外径 $\phi 3.0\text{mm}$ で、受感部直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を主流に対し 45 度に傾けた単一傾斜熱線プローブを用いた⁽¹²⁰⁾。壁面摩擦係数 C_f はプレストン管を用いて管軸方向壁面剪断応力 τ_w を求め、それを $\rho U\alpha^2/2$ で除して算出した。なおV.G.設置ユニットを測定部の円管に対して独立に回転させることでV.G.に対する周方向角度 θ における分布を相対的に測定した。また図中に示すアクリル製の円管ユニットにスリット光を照射し、煙トレーサにより流れを可視化した。さらに縦渦の生成過程および構造のより詳細な観察を行うため、作動流体として水を用い、染料を流した可視化実験も行った。可視化用流路内径 50mm の透明アクリル円管で、前章で用いた装置を使用した。

局所熱伝達率の測定は前章までと同様に、内径 30mm のベークライト製円管内壁に厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレス鋼はくを接着し、それに直流電源により通電加熱した熱流束一定の伝熱場とし、 $Re=19800\sim 64400$ の範囲で測定した。

7. 3 実験結果および考察

7. 3. 1 流れの可視化（縦渦の発生および挙動）

縦渦の発生およびその挙動と熱伝達率分布の変化を併せて伝熱現象を考えることは重要である。そこでV.G.近傍および下流域の流れの可視化を行い、その結果

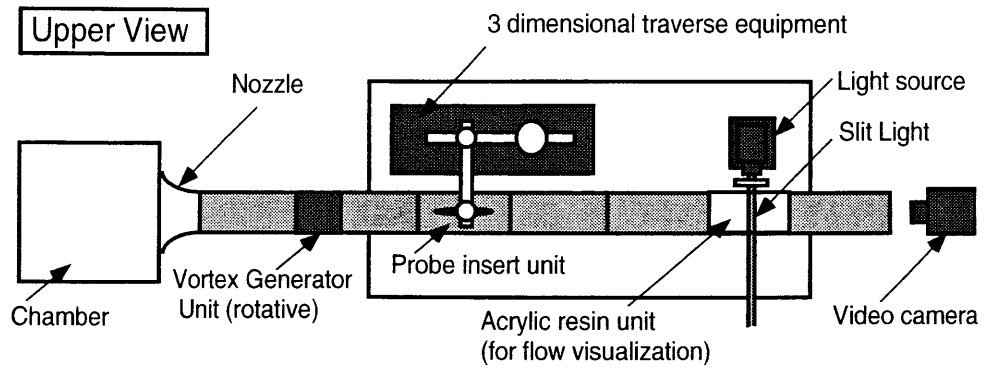


Fig. 7.1 Schematic diagram of test section and its arrangement

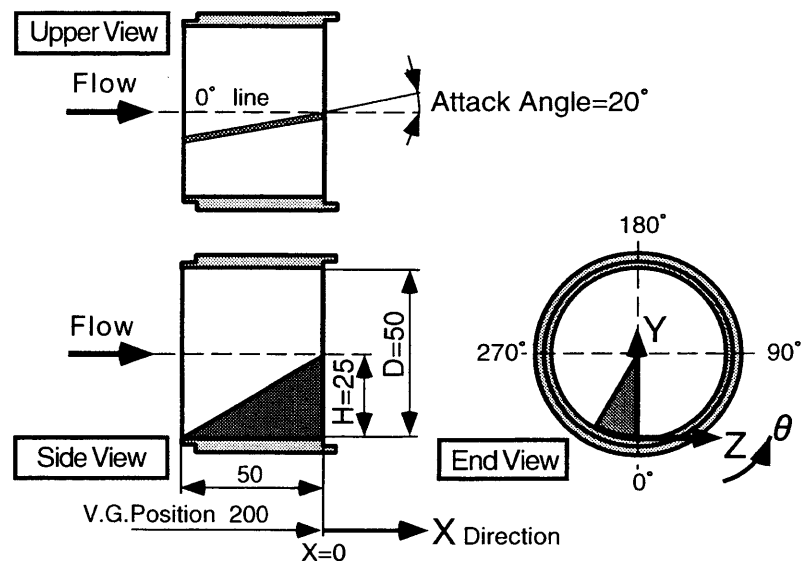
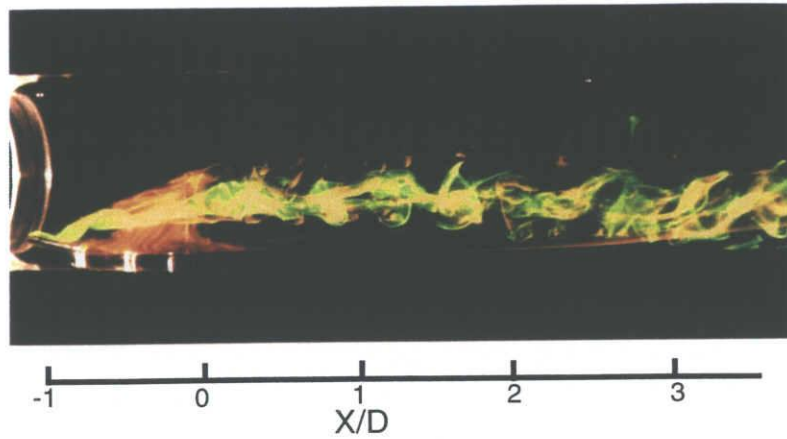
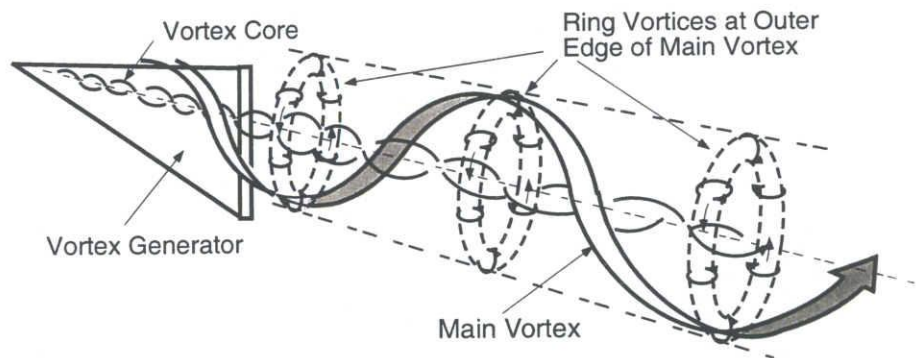


Fig. 7.2 Unit of the vortex generator inserted and dimensions



(a) Visualized flow pattern of main vortex including rolled-up ring vortices in outer edge ($Re = 4800$)



(b) Schematic diagram of formation of main vortex and producing ring vortices

Fig. 7.3 Visualization and sketch of flow motion downstream and just behind vortex generator

と局所熱伝達率分布の変化を比較検討する。

V.G. 近傍のより詳細な流れ挙動を観察するため、作動流体に水を用い、V.G. 上流よりフルオレセイン、ローダミンBの2種類の蛍光染料を流入させ可視化した。その結果と流れの模式図を図7.3(a),(b)に示す。

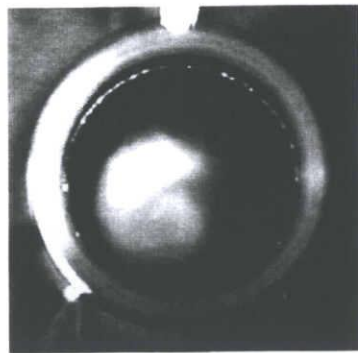
主縦渦の生成はV.G.先端部に流入した染料が、つる巻状にねじり込みながら発達し、V.G.直後で渦心部に逆流領域を持つ縦渦中心となり、その周りを取り囲むようにより大きな渦が生ずることにより形成される。また主縦渦は外周部に比べて中心部の速度成分が小さいため、その外周部において中心部へ巻き込む一種のせん断渦であるドーナツ状の渦輪を形成する。可視化写真で縦渦外周部において中心部へ巻き込む複数個の渦輪が見られ、 $X/D=3$ 近傍で渦輪が管壁にぶつかるように接し始める。なお、7.3.2項および7.3.5項で後述するが、この渦輪の管壁への衝突が、局所熱伝達の促進に大きく寄与する。さらにV.G.直後では、主縦渦の生成に加えて、V.G.下部より一種の首飾り渦であるコーナ渦が複数個生成される流れ場となっている。図7.3(b)に以上のような縦渦生成の様子、特に主縦渦の生成および縦渦外周部の渦輪をスケッチした様子を示してある。

次に本実験における伝熱促進対象域である $Re=10^4$ 以上の高レイノルズ数の乱流場における縦渦の管内移行現象および渦輪の生成について調べた結果を示す。

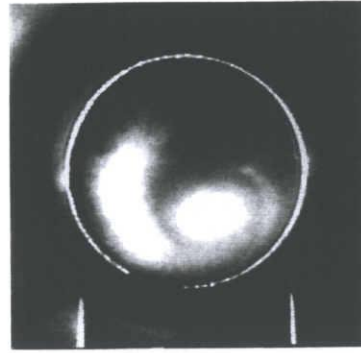
図7.4(a)~(d)に煙トレーサを用いて、縦渦の管内移行現象を可視化した例として、後述する伝熱実験の場合の代表例として用いる $Re=62400$ の場合での、 $X/D=1, 3, 9, 21$ における下流方向から撮影した断面写真を示す。写真上で煙トレーサにより白く写っている場所に縦渦が存在する。

まず図7.4(a)に示すV.G.の直後の $X/D=1$ の場合は反時計方向（流れ方向に右ネジの進む方向）に強く回転する主渦の存在が確認される。この場合も蛍光染料による可視化と同様に主縦渦はまだ壁面へは直接的には接していない。

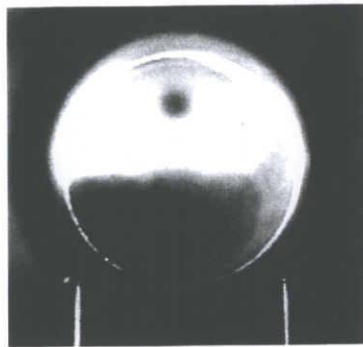
次に $X/D=3$ の場合を図7.4(b)に示す。 $X/D=1$ の場合と比べて外形が発達した縦渦が周方向に沿って移動し、壁面に近接している様子が確認される。縦渦は壁面に接近後、この位置より下流で安定した旋回挙動を始める。さらに下流域にあたる図7.4(c)の $X/D=9$ および図7.4(d)の $X/D=21$ では、 U 速度成分が小さいため、主縦渦の中心部分に煙がほとんど流れていなく、そのため写真では薄く黒く写っており、主渦の移動の様子が比較的容易に分かる。主縦渦中心はそれぞれ $\theta=180^\circ$ 、 $\theta=80^\circ$ ($=440^\circ$) 近辺へ移動しており、これら一連の写真より主縦渦が円管内をらせん状に旋回し、十分下流まで流れる様子が確認される。



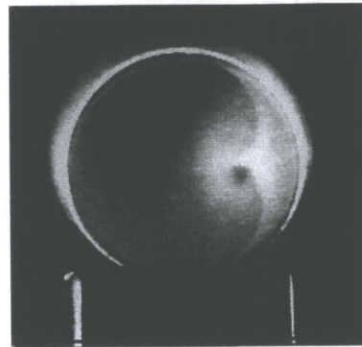
(a) $X/D = 1$



(b) $X/D = 3$

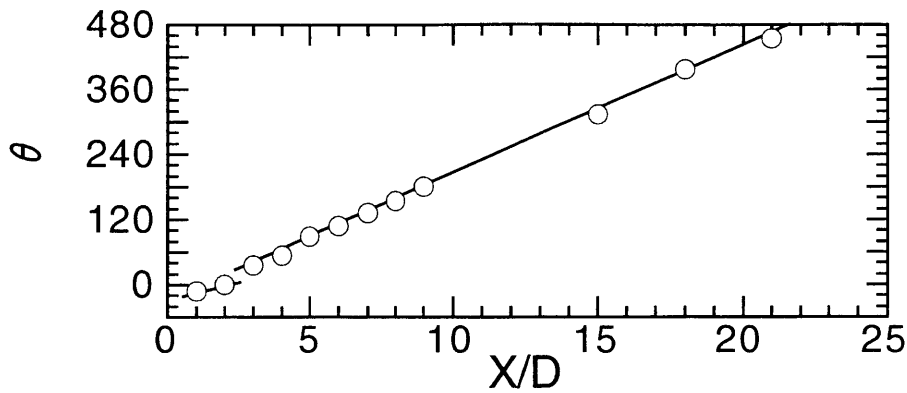


(c) $X/D = 9$

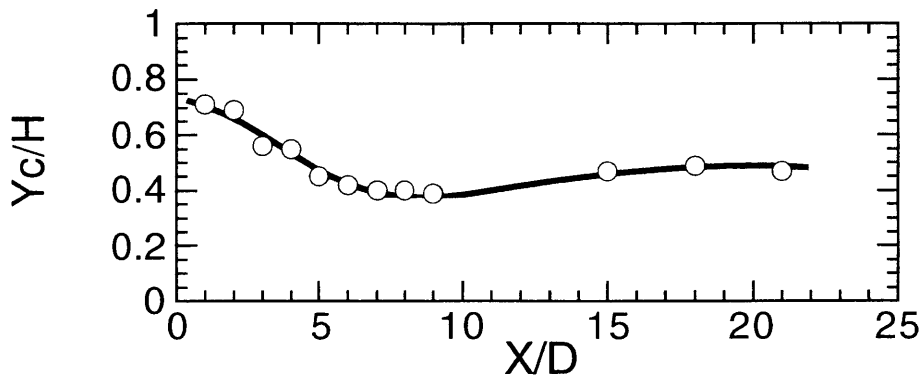


(d) $X/D = 21$

Fig. 7.4 Flow pattern of longitudinal vortex visualized by smoke



(a) Change of the vortex core position in the downstream direction



(b) Change of the vortex core height in the downstream direction

Fig. 7.5 Positions of vortex obtained by smoke behavior observed using video-camera

この縦渦の移動の様子を撮影したビデオ動画を注意深く観察することで、渦中心の周方向位置の変化および壁面からの高さの変化を求めた結果を図7.5(a),(b)に示す。なお縦渦中心部位置を示す角度は、円管中心と渦中心を結んだ垂線が壁面に至る位置の円周角度 θ とした。

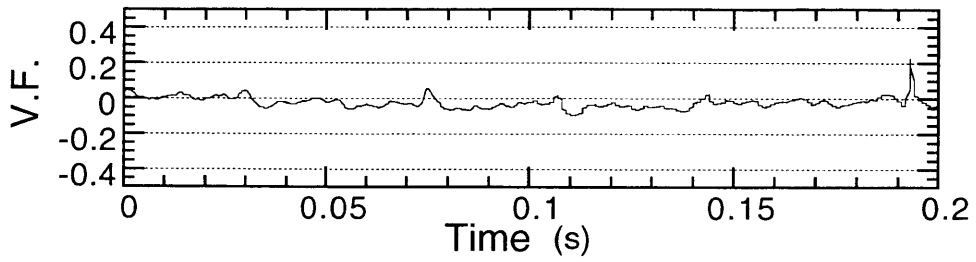
まず図7.5(a)の渦中心の周方向への変化に関しては、縦渦はV.G.の背面側で発生し、 $X/D=2$ 近傍まで緩やかに移動、 $X/D=3$ 近傍で壁面へ再付着する。その後は、図中 $X/D=3$ 以上で直線で示しているように、管軸に対して約 11° の一定の傾きで旋回移動していく。この旋回現象を平板上に縦渦を導入した場合の、下流スパン方向への移行現象^{(63),(121)}と比べると、本実験における周方向(平板上の場合スパン方向に相当する)への縦渦中心の移動量は平板の場合の4~7倍以上と極めて大きく、これは旋回流れの干渉を受けて縦渦中心が周方向へ旋回する円管内特有の

現象である。

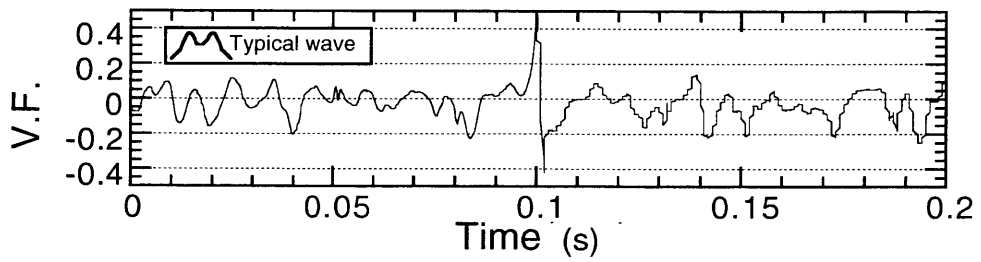
次に壁面からの渦中心高さ Y_c を V.G. 翼高さ H で除した比 Y_c/H の変化を図 7.5 (b) に示す。渦中心高さは渦生成直後 $X/D=1$ で $Y_c/H \doteq 0.7$ をとり、その後減少し $X/D=6 \sim 9$ で $Y_c/H \doteq 0.4$ と最も壁面に接した後、 $X/D=10$ 以降でわずかに大きくなり下流へと推移していく。渦中心高さの極小値についても平板上の場合と比較すると、例えば V.G. 形状 ($L/H=2$, 迎え角 18°) がほぼ等しい志沢ら⁽⁵³⁾ の場合では $Y_c/H \doteq 0.6$ 程度である。このことは円管内の場合には旋回流れにより発生した遠心力により縦渦を壁面近傍へ押しつけているものと考えられる。

縦渦外周部で生成される一種のせん断渦である渦輪が、 $X/D=3$ 近傍において界面を更新するように壁面に接することが可視化結果より観察された。このような場所では高い伝熱促進効果が得られることが予測される。そのため渦輪生成の周波数特性を理解することは、界面更新を伴う非定常の伝熱促進効果を理解するために重要となる。次に本研究で伝熱促進対象としている $Re=10^4$ オーダーでのリング状せん断渦である渦輪発生について調べる。縦渦が壁面に衝突気味に接した直後である $X/D=4$, $\theta=0^\circ$ の位置で、壁面から 37.5, 25, 12.5mm の位置において I 型熱線プローブを挿入し速度変動の波形を測定した。測定位置はそれぞれ縦渦の外縁から外側にあたる縦渦の影響がほとんどないと思われる位置、渦輪の存在する縦渦外周部および縦渦のほぼ中心部位置に対応する。その結果として図 7.6(a)~(c) に $Re=10^4$ での速度変動を主流速度で除した値の時間変化波形 $V.F.$ を示す。

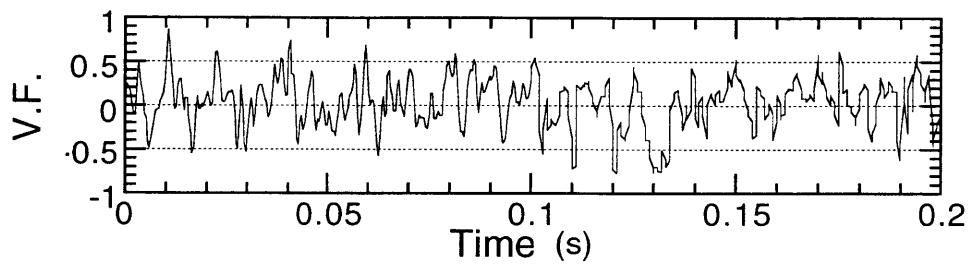
図 7.6(a) に示す縦渦外縁より外側では乱れは非常に小さく、これは V.G. 上流の乱れとほぼ同程度であり縦渦の影響をほとんど受けていない。次に図 7.6(b) に示す縦渦外縁部では 2 つのピークを持つ特徴的な周期的波形が多数見られる。このような双極大を持つ波形は図の上部にその概略を示してあるが、渦輪が熱線を通過することで生ずるもので、この場合の渦輪周波数は約 45Hz 程度である。なお本実験での $V.F.$ の測定範囲として、 $Re=2 \times 10^4$ 程度まで大きくしていくと渦輪周波数もさらに高くなる結果を得た。それ以上の高レイノルズ数域については、残念ながら明確な渦輪周波数を検出することが困難であった。図 7.6(c) に示す縦渦内部の波形は上記 2 点と比べて変動が非常に大きく、縦渦中心部が逆流成分を有する非常に乱れた領域であることを示している。



(a) $y = 37.5\text{mm}$ (Outward of vortex)



(b) $y = 25\text{mm}$ (Edge of vortex)



(c) $y = 12.5\text{mm}$ (Center of vortex)

Fig.7.6 Wave of velocity fluctuation (V.F.)

7. 3. 2 局所熱伝達特性

管内局所熱伝達率 h 分布の変化について、可視化の結果と併せて考察する。V.G. 設置基準位置である $\theta = 0^\circ$ 上での h 分布の Re による変化、そして $Re = 62400$ 一定の条件での代表的な周方向角度における h 分布の変化をまとめたものを図7.7に示す。 hx はいずれの Re に対しても $X/D = 3$ 近傍で極大値をとった後、減少に転じ、極小、再び極大を繰り返す周期的な分布をとる。この最初の極大値をとる位置は可視化において $\theta = 0^\circ$ の管軸線上で主渦が壁面と衝突する位置にほぼ合致している。また縦渦のらせん旋回による h 分布の周方向の変化についても、 h の極小・極大値が下流方向に一定の割合で移行していく様子が確認される。しかし、この場合の極大値の移行の傾きは、管軸に対して約 14° で、前述した縦渦中心の移動の傾きとは一致してしない。このことについては極大値の発生要因として、7.3.5項で後述する。

7. 3. 3 壁面近傍の流動特性

縦渦による伝熱促進では、渦回転により流れが壁面へ吹下ろす領域において高い熱伝達を得るとされているものの、壁面近傍の速度こう配および乱れ強さ等がどのように伝熱促進に影響するか等のより詳細な情報については必ずしも明確にされていない。そこで縦渦が壁面に接した直後で縦渦の壁面へ及ぼす影響が最も強いと思われる $X/D = 4.0$ と、十分下流域である $X/D = 21.3$ について $Re = 62400$ の場合を例に、流れ場の概要、熱伝達率分布、平均速度成分、乱れ成分の分布を比較し、その伝熱促進機構について考える。

まず両位置における流れ場の概要として図7.8(a),(b)に流れ方向速度成分を管内平均速度で除した U/U_0 による等速度線図を示す。なお半径方向距離を中心から $D/10$ 間隔の破線で記しておく。図7.8(a)に示す $X/D = 4.0$ の場合、渦中心部ほど U/U_0 は小さい分布となっており、縦渦中心は $\theta = 30^\circ$ 、 $Y/H = 0.6$ 近傍に存在する。縦渦に近い壁側 $\theta = 270^\circ \sim 70^\circ$ の壁面近傍において、等速度線の間隔が詰まった分布、すなわち速度こう配が急な箇所が存在する。また $\theta = 90^\circ$ 壁面上において渦の吹き上がりの影響により境界層が厚く発達した分布が見られる。

図7.8 (b)に示す $X/D = 21.3$ の場合では縦渦は管内を一回転し、その中心は $\theta = 90^\circ$ 、

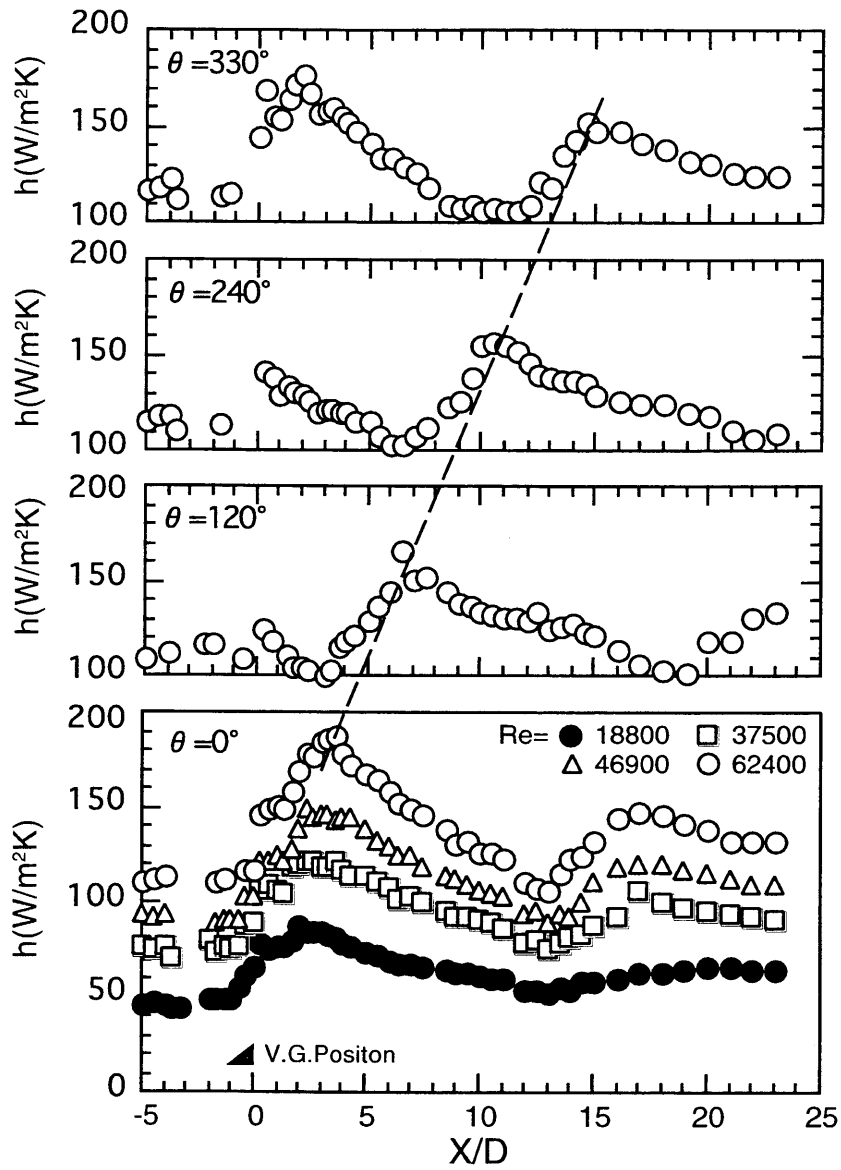


Fig. 7.7 Variations of local heat transfer coefficients with velocity, and streamwise change of its profiles

$Y/H = 0.4$ 近傍に存在する。 $X/D = 4.0$ の場合に比べて縦渦形状は明確ではないものの、吹き上がりの影響は $\theta = 120^\circ \sim 160^\circ$ 間の壁面上で顕著に現れる。また壁面近傍の速度こう配も全体的に緩やかになっている。

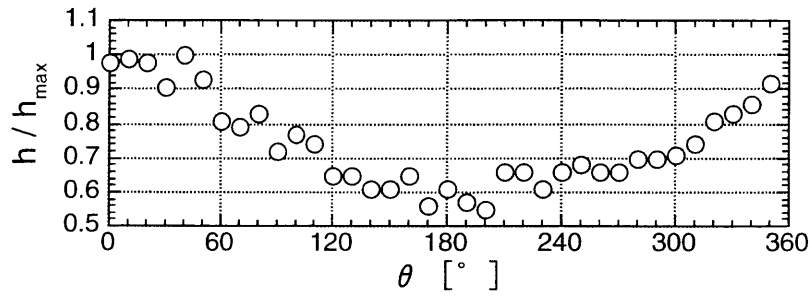
次に $X/D = 4.0, 21.3$ の両位置における周方向熱伝達率分布および壁面近傍流れの変化を、それぞれ図7.9および図7.10に示す。なお伝熱促進効果に与える流れの影響の検討を容易にするため、周方向熱伝達率 h を同じ管軸方向位置における周方向の最大熱伝達率 h_{\max} で除した h/h_{\max} で表し、流れの変化については壁近傍 $Y = 1.9\text{mm}$ の箇所での3方向平均速度成分および乱れ成分のrms値を管内断面平均速度 U_0 で除した速度比、乱れ強さで表した。

まず $X/D = 4.0$ の h/h_{\max} について図7.9(a)~(c)に示す。上述した等速度線図を参照すると、図(a)に示すように、縦渦回転により流体が壁面へ吹下ろす影響を受け始める $\theta = 300^\circ$ 近傍から、流体が壁面から吹上がる $\theta = 120^\circ$ 近傍までにおいて、 h/h_{\max} は高くなることがわかる。また周方向の熱伝達率分布は $\theta = 30^\circ \sim 120^\circ$ 間で小さな極小・極大を伴う乱れた分布となる。これはV.G.直後のコーナー渦によるもので、本実験の場合にも柳原らの報告^{(60),(61)}と同様にその影響を受けることがわかる。

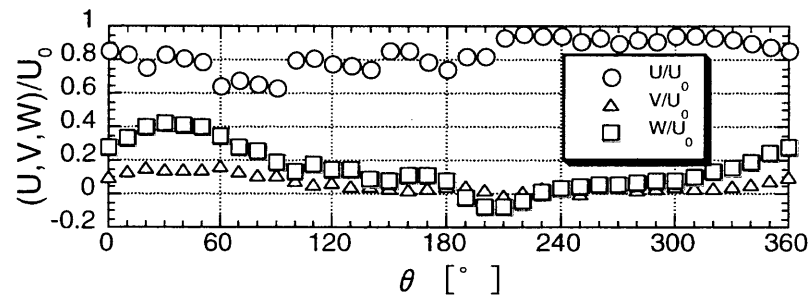
図7.9(b)に流れの3方向平均速度成分を示す。ここで最も管内断面平均速度 U_0 との速度比が大きい U/U_0 は、その分布と h/h_{\max} の増加傾向に直接的な対応関係が見られない。一方、旋回方向の速度比 W/U_0 の増加傾向は h/h_{\max} の分布によく対応している。鉛直方向の速度比 V/U_0 の分布では $\theta = 0 \sim 90^\circ$ で壁面に対して比較的強い上向き成分が現れており、これは境界層を厚くする効果を与えるもので熱伝達率を低下させる。ここで $\theta = 50^\circ$ において、 W/U_0 は極大値を持つものの、 h/h_{\max} は極値を有していないことに注目する。これは W 成分のみが熱伝達増加に効果的な因子でないことを示唆している。本実験の結果では例えば W 成分に鉛直方向成分 V の効果を加えた双方の効果が、 hx/h_{\max} の周方向分布形に現れていると考えられる。

図7.9(c)には各成分の時間平均の乱れ強さを示す。一般的に乱れ強さもまた熱伝達率を高める重要な因子であるが、本実験では h/h_{\max} 分布形状との直接的な相関は見られない。ここで u のrms値の大きい値が $\theta = 90^\circ$ や $\theta = 210^\circ$ の場所に出現しているが、 h/h_{\max} との相関はやはり見られない。またこの大きなrms値の発生機構については、その位置にコーナー渦が存在することにより発生するものと推測されるが、詳細は不明である。

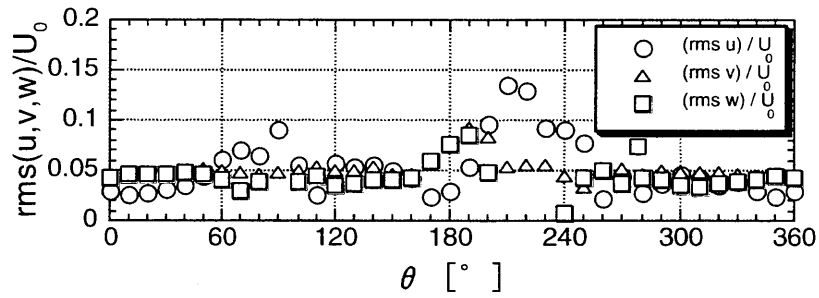
管内下流域 $X/D = 21.3$ の h/h_{\max} および流れ特性を図7.10(a)~(c)に示す。この場合



(a) h/h_{\max} distribution

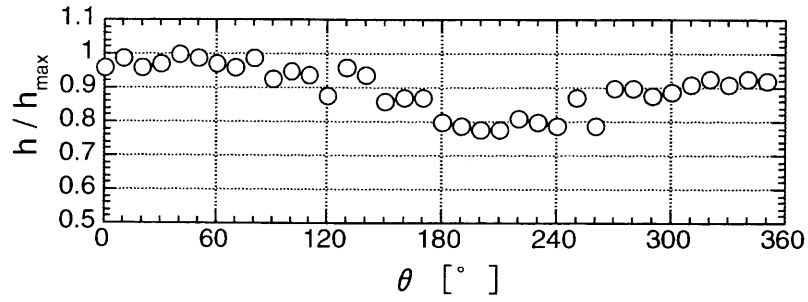


(b) U/U_0 , V/U_0 and W/U_0 distributions

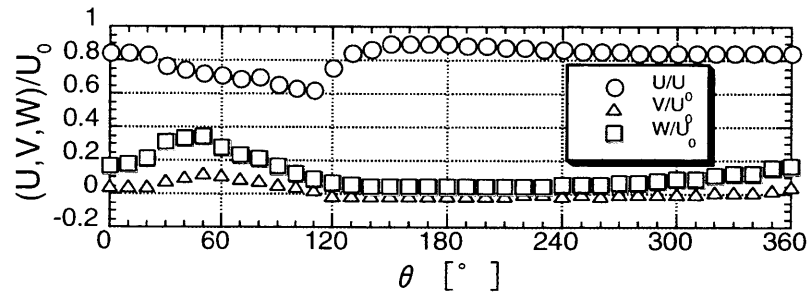


(c) r.m.s. $[u, v, \text{ and } w] / U_0$ distributions

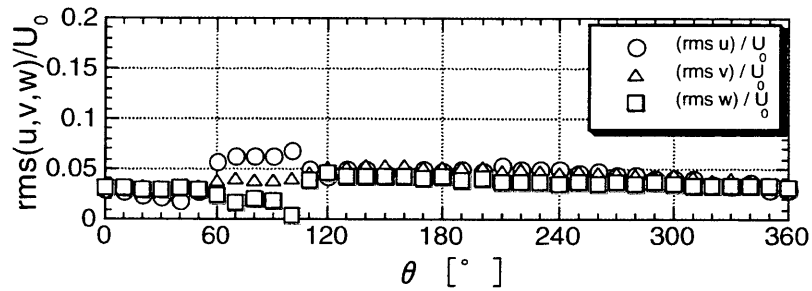
Fig.7.9 Circumferential variations of heat transfer coefficient, mean velocity, and rms value of velocity fluctuation ($X/D = 4.0$)



(a) h/h_{\max} distribution



(b) U/U_0 , V/U_0 and W/U_0 distributions



(c) r.m.s. $[u, v, \text{ and } w] / U_0$ distributions

Fig.7.10 Circumferential variations of heat transfer coefficient, mean velocity, and rms value of velocity fluctuation ($X/D = 21.3$)

も上流域 $X/D=4.0$ の場合と同様に、 h/h_{\max} と W/U_0 の増加に強い相関が見られる。また一般に乱流促進体を用いた伝熱促進では、下流域において乱れの熱伝達促進への寄与する割合が比較的増加する⁽⁶⁰⁾とされるが、本実験では乱れ強さは $X/D=4.0$ の場合と同様に hx/h_{\max} との間に直接的な相関は見られず、乱れの熱伝達促進に対する影響は大きくないようである。

7. 3. 4 熱および運動量移動の相似性

一般に乱流伝熱場において局所熱伝達率 h の増大と壁面摩擦係数 C_f の増大には強い相似性がある⁽¹⁸⁾。しかし縦渦のように、壁面近傍の流れと、上方の流れとの間で大規模な流体の交換が起こる流れ場においては、熱伝達の増大と壁面摩擦の増大に非相似性が現れる可能性があり、もし C_f の増大を抑え h のみを増大せしめることであれば、より有用な伝熱促進が達成される。そこで縦渦が壁面に接する位置、渦中心が壁面に最も接近する位置、十分下流位置の $X/D = 3, 8, 21.3$ について、滑面流路に対する熱伝達率増加比 h/h_s と管軸方向の壁面摩擦係数の増加比 C_f/C_s を比較した結果を図7.11(a)~(c)に示し、これらの相似性について検討する。図中には参考のため渦中心位置を示す矢印を付してある。

$X/D = 3, 8, 21.3$ いずれの場合でも h/h_s および C_f/C_s は、全体的にはほぼ合致した分布となっており相似性は保たれている。しかし壁面と渦の接点近くで局所的に h/h_s の増大が C_f/C_s を上回る領域が見られ、非相似性が発現しているように見られる。ここで対象としている渦中心直下の壁面近傍では、強い三次元性を有する流れ場となっており、本実験で用いたプレストン管による C_f 測定では、旋回方向の C_f 増大分が測定できないため低い C_f 値をとると考えられる。そのため C_f の旋回方向増大分の効果を見積もり、非相似現象が現れているかを検討する必要がある。

V.G. 下流壁面近傍の旋回成分 $(V^2 + W^2)^{1/2}$ は、V.G. 形状、迎え角、V.G. からの距離、境界層の発達状態等の影響を受けて一概にその強さは決まらず、平板の場合^{(53),(121)}で V.G. 高さに対して下流域約 $X/H \leq 6$ (本実験の $X/D \leq 3$ に相当)で $0.2 \sim 0.6U_0$ 、それ以降下流で $0.05 \sim 0.2U_0$ 程度と異なる大きさを持つ。また渦輪の再付着が確認される V.G. 下流の $X/D=4$ 近傍の領域においては、渦輪再付着に伴う壁面近傍の流れの揺動による非定常性の効果も加わることを考慮した時間平均 C_f の修正増大分を見積もるのはさらに困難となる。

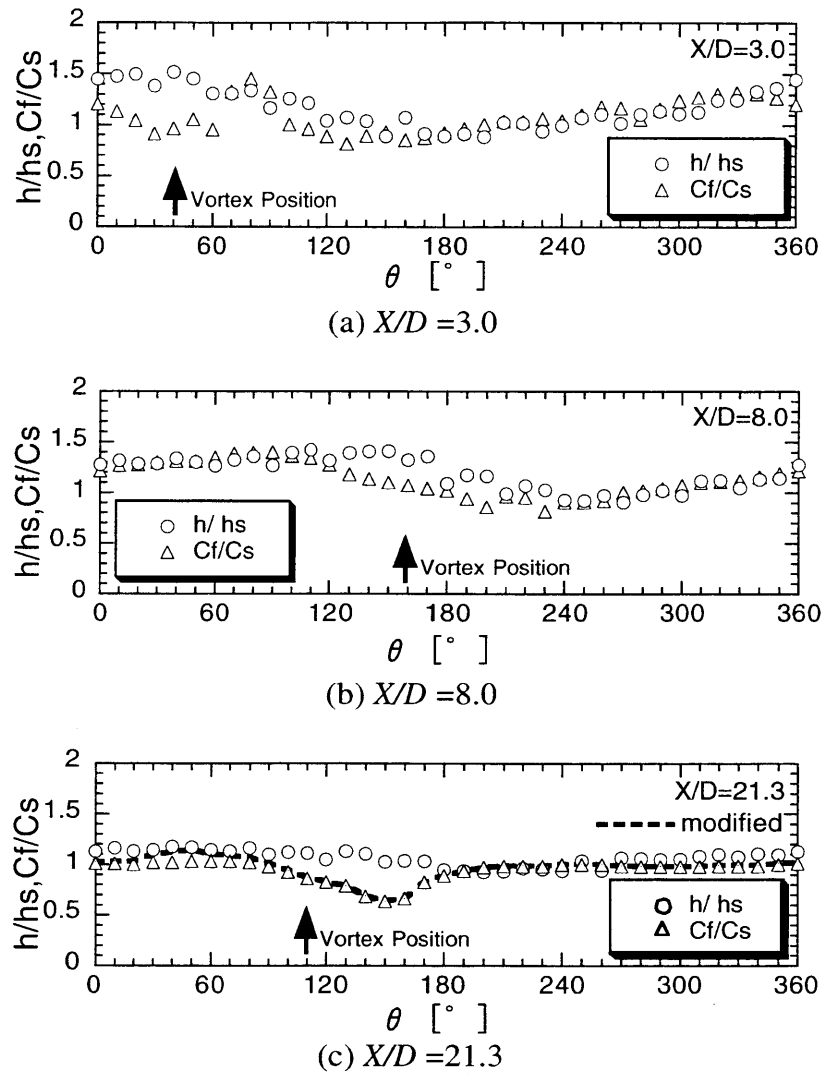


Fig. 7.11 Relation between heat transfer and shear stress on the wall surface

そこで流れの状態が安定している十分下流域の $X/D=21.3$ の場合について、壁面よりやや上方の位置での、壁面に対して平行な流れ成分である $X \cdot Z$ 方向速度の合成速度成分比が壁面でのせん断応力に単純に比例するものと仮定して、 C_f の旋回方向増大分の修正概算を行った。その結果を図 7.11(c) 中に破線で示す。本実験の場合では $X/D=21.3$ で W 成分は $0.35U_0$ と大きな旋回成分を保持しており、比較的大きな修正効果が得られるものの、 $90 \sim 180^\circ$ 間で h/h_s が C_f/C_s より上回る有意差が残される。このような傾向は縦渦により流れが壁面から吹き上げる領域において顕著に現れており、これは黒田ら⁽¹²²⁾が述べている壁面から鉛直上向き速度成分を与えた流れ場において非相似性が現れる現象と一致するものである。 h の増大を促すものではないにしても、 h の減少を招くことなく C_f を減ずるような壁面摩擦抵抗減少による伝熱制御の可能性の一例を示唆するものである。

7. 3. 5 縦渦による伝熱促進要因の変化

最後に、円管内における縦渦の下流方向への移行現象と局所熱伝達率の最大値 h_{\max} 、最小値 h_{\min} の位置および壁面静圧の最小値 $C_{p \min}$ の関係を図 7.12 に示し、縦渦による伝熱促進要因について総括的に検討する。参考のため渦中心位置の変化を実線で表す。 h_{\max} と $C_{p \min}$ 分布、渦中心ラインを比較すると、特に $X/D=7$ 以降において両者は良く一致する。これより上流を領域 I、 $X/D=7$ 以降を領域 II とおく。さらに本実験のように管内伝熱を扱う場合には管軸方向の壁面近傍速度・温度こう配がほぼ一定に達する発達領域を領域 III とする。

領域 I では h_{\max} 、 $C_{p \min}$ は渦中心より θ が負側、すなわち縦渦により流体が壁面へ吹下ろす側に現れている。この領域の縦渦は、その外層に周期性を有するリング状の渦輪（一種のせん断渦）を有し、この渦輪衝突による壁面上の非定常温度境界層の更新効果とその主な要因として考えられる。領域 II において h_{\max} と $C_{p \min}$ 分布、渦中心ラインはほぼ一致しており、これは渦が壁に最も接する点、すなわち壁近傍の速度こう配が最大となる場所に対応する。さらに下流の領域 III では、壁面近傍速度・温度こう配はほぼ一定に達しており、境界層の発達を抑える効果より、縦渦の旋回成分による流体混合の効果が相対的に高まることにより $C_{p \min}$ 位置より θ が負側に h_{\max} はずれ始める。今後、縦渦を伝熱促進に利用する場合、このような領域による伝熱特性を考慮した適用方法の検討が必要となろう。

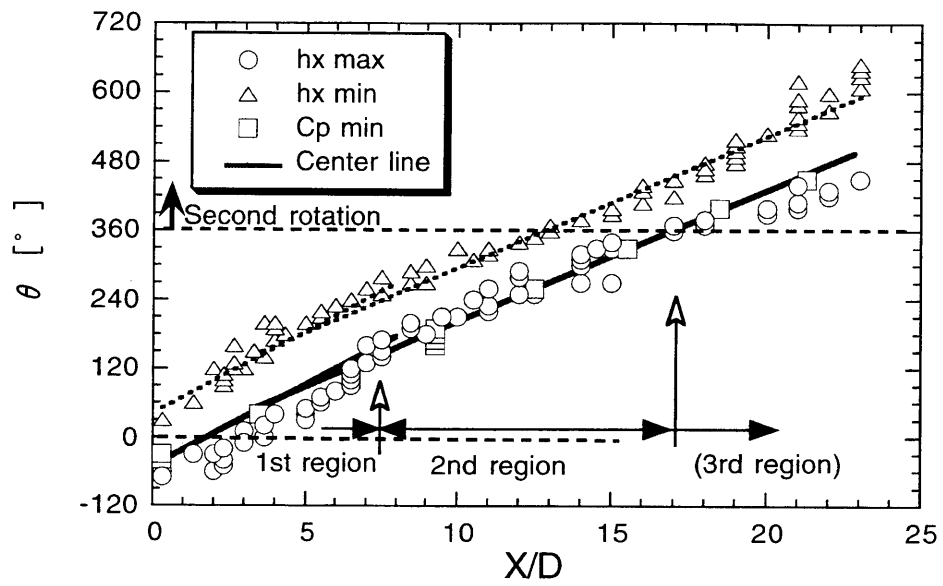


Fig. 7.12 Distribution of circumferential positions of center line of vortex, maximum, minimum heat transfer coefficient and minimum wall static pressure

7. 4 結言

円管内にV.G.を設置した場合に発生する縦渦の流れの可視化, 管内局所熱伝達率, 流れ方向速度分布, 壁面近傍3方向平均速度, 乱れ成分等を測定し, 流れ場の変化と伝熱促進効果について調べた. 得られた結果は次のとおりである.

- (1) 流れの可視化より縦渦外周部に渦中心に向かって巻き込む渦輪が確認された. この渦輪が壁面上へ接する再付着点で最大熱伝達率を得る.
- (2) 壁面近傍の3方向速度成分比, 乱れ強さを求め, 周方向の伝熱促進効果と比較した結果, 旋回成分 W が周方向 h 増加分布の傾向とよく対応することが分かった.
- (3) 縦渦により流体が壁面から吹き上げる領域において, 滑面の場合の熱伝達率との増加比 h/h_s が, 壁面摩擦係数の増加比 C_f/C_{f_s} を上回る非相似性が現れる.
- (4) V.G.の下流の領域Iにおける高い伝熱促進の要因としては, 渦のはく離・再付着による界面境界層の更新効果が大きい. 一方, 領域IIおよび領域IIIでは縦渦による流体混合に伴う熱量交換の効果が相対的に高まる.

第8章 結論

本研究は単相流の流路内強制対流場における乱流伝熱促進法として、円管および平行平板流路内に種々の形状の乱流促進体を設置して伝熱促進に関する実験を行ったものである。本研究で用いた乱流促進体の形状は、縦渦および旋回流を発生させるものを対象とした。これは流れの三次元化により壁面近くの高温流体を比較的大きなスケールで上方の低温流体と交換させ、平均的に壁面近傍の温度こう配を高め熱移動量を増加させることを目的としたものである。

第2章～第4章では、乱流促進体によって管内の温度境界層を有効にかく乱する新しい方法として、流れからその駆動エネルギーの供給を受けて可動する乱流促進体の開発を行った。

まず第2章では、可動乱流促進体の開発の第一ステップとして、矩形片にねじれを付与した簡単な構造の矩形型回転翼を製作した。管内流路における伝熱促進技術の新しい試みとして、この矩形型回転翼を単一で円管内に挿入し、翼径 D_i 、翼幅 W そして翼ねじれ角 α を変化させた場合の局所熱伝達率の変化ならびに管内流動損失を明らかにした。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 回転翼径 D_i と円管内径 D の比 D_i/D を 0.8 ～ 0.97 に変化させた場合、熱伝達率は D_i/D とともに増加するが、その影響は小さい。
- (2) 回転翼の翼ねじり角 α が $7.5^\circ \sim 60^\circ$ の範囲では $\alpha = 15^\circ$ の場合が伝熱促進効果が高い。
- (3) 回転翼のアスペクト比を $D_i/W = 2.0 \sim 3.5$ と変化させて実験を行った結果、最適のアスペクト比として $D_i/W = 2.33$ を得た。
- (4) 伝熱促進の程度として、回転翼挿入によって得られる最大ヌッセルト数および回転翼挿入位置より $X/D = 5$ までの平均ヌッセルト数は、滑面の場合に対して最大ヌッセルト数で 3.0 倍、平均ヌッセルト数で 2.2 倍に達し、高い伝熱促進効果が得られた。
- (5) 伝熱促進体としての評価の一方法として、ポンプ動力一定での熱的性能比 η

を求めた結果、 $Di/W=2.33$ 、 $\alpha=15^\circ$ の回転翼を挿入したとき、 $\eta \geq 1 \sim 1.3$ となり、伝熱促進体として有効であるとの結論を得た。

第3章では、より伝熱面近傍に強い旋回流を作り、かつ乱流促進体そのものの形状抵抗を抑える形として、ウイングレット型回転翼を考案した。これは第2章の矩形型回転翼において流動損失の主要因となった形状抵抗を抑えるため、管内流路中央部の形状抵抗を極めて小さくしたもので、かつ壁面近傍により強い旋回流を作るよう回転翼の両端にウイングレット型の翼素を持つ形状とした。このウイングレット型回転翼の形状は、壁面上に発達する温度境界層を効果的にかき取ること、そして流れ方向に軸を持つ縦渦を生成することも併せて期待したものである。さらに第3章では翼回転数のコントロールによる伝熱制御技術への可能性について検討するため、ウイングレット型回転翼の両端の翼素について、片方の翼素が回転負荷になるように翼の傾きを変えた非対称翼形状の回転翼も試作した。以上、両翼素傾きの等しい対称形、およびそれぞれの翼素傾きを変えた非対称形の4種類のウイングレット型回転翼挿入し、伝熱促進実験を行った。得られた結果は次のとおりである。

- (1) ウイングレット型回転翼は対称および非対称翼のいずれでも、その回転数は主流速度の増大に対して直線的に増加する。なお各回転翼の回転数増加率は、迎え角の組み合わせによる。
- (2) 本実験範囲では、(-15)-30タイプ回転翼を用いた場合に局所熱伝達率および平均ヌッセルト数の両方において全レイノルズ数の範囲でもっとも高い値を示した。これは縦渦の発生と旋回流の持続により、十分下流まで高い伝熱促進効果が保たれた結果と考える。
- (3) ウイングレット型回転翼による圧力損失は平滑管の場合の1.2~2.5倍程度の増加であり、前章で用いた矩形型回転翼の場合と比べて、極めて小さい値となった。
- (4) (-15)-30タイプの熱的性能比は高レイノルズ数領域でも1以上を保つ。

以上の結果よりウイングレット型回転翼は伝熱促進体として有用であるとの結論にいたった。

第4章では平行平板流路内に設置するのに適した可動乱流促進体として、小さな振動片を用いた。振動片を主流によって振動させた場合の熱伝達特性および流動

特性を調べた。振動片は温度境界層(速度境界層)をかき取ることによる熱伝達率の増大を期待したものである。単一の場合の振動片の大きさの影響、および2枚、3枚と設置した場合の振動片の間隔の影響について検討した。さらに壁面上の温度分布の時空間的变化を赤外線映像装置を用いた可視化を行った。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 振動片と壁面とのすきま c を減少させることにより壁面熱伝達率を増大させることができる。これは壁面上の温度境界層をより下層部から除去することにより、伝熱促進効果を高めることによると考える。
- (2) $Z/H=0$ 軸上の最大熱伝達率より得られる最大ヌッセルト数および平均ヌッセルト数ともレイノルズ数の0.8乗に依存し、はく離・再付着による熱伝達促進機構と異なり、また影響の範囲は十分下流まで持続される。
- (3) 振動片挿入による流動損失は極めて小さく、かつ最大熱伝達率の増大は、単一の振動片で滑面流路に比べて80%以上、2枚の場合には130%以上となる。その結果、2枚の場合では熱的性能比は $\eta = 1.1 \sim 1.9$ となり、伝熱促進体として極めて有望である。
- (4) 2枚設置した場合に、下流での影響範囲におよぼす最適間隔が存在する。直ぐ下流では W が短い方がよく、十分下流では $W=45\text{mm}$ の方がよいように思われる。
- (5) 温度場の時空間的变化として1枚の振動片の場合および2枚の場合の壁面温度分布の変化の様子を赤外線映像装置により測定した。その結果、振動片設置による流れ・スパン方向の温度場の変化および干渉による温度分布への影響を熱画像として可視化した。また振動片挙動による境界層かき取りに追従した瞬時温度分布を得た。

次に第5章～第7章では、可動型乱流促進体により三次元化された流れの伝熱促進効果およびそのメカニズムを解明するため、流れの三次化手法としてより一般的であるボルテックス・ジェネレータを流路内に設置した場合の伝熱促進実験を行った。本研究で用いたボルテックス・ジェネレータは流れに対して傾けた長方形片または三角形片で、流れに対して軸を持つ縦渦を発生させるものである。

第5章では平行平板流路内に複数個の縦渦列を発生させた場合の伝熱促進実験を行った。本実験は、2個の長方形片を主流に迎え角をもたせて下流方向に広がるようにしたものをボルテックス・ジェネレータ翼対とし、ボルテックス・ジェネレー

タ翼対の間隔を変化させた場合の熱伝達率の特性を明らかにした。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 渦発生体の間隔が小さい $W = 25, 30$ mm の場合、V.G. 翼対すぐ下流では、翼対の間の流れの減速、翼対と翼対の間の流れの加速効果がスパン方向の圧力分布および局所熱伝達率分布を支配している。十分下流になると、それらの分布は縦渦の影響を大きく受けて、もとのスパン方向分布は反転する。この場合の局所熱伝達率分布は明りょうな振幅を持ち下流まで続く。
- (2) $W = 50 \sim 75$ mm では、すぐ下流域でも流れの加速、減速の効果はあまり顕著でなく、熱伝達率は縦渦の巻き込みによる downwash により増加する。
- (3) $W = \infty$ では、翼対後端から放出する二列の渦は両側が自由なため、渦相互間の助長作用が得られず、逆に縦渦に誘起される小さな渦が流路高さと同じピッチの振幅でスパン方向に広がって行く。なお $W = 30$ mm に明瞭な縦渦が観察されており、流路幅に対する最適な W が存在することを示す。
- (4) $W = 25, 30$ mm と $W = 50, 75$ mm の熱的性能比は、低レイノルズ数域と高レイノルズ数域で異なる傾向を示す。その η の値は低レイノルズ数では W が小さいのほうが大きく、高レイノルズ数では W が大きい。

続いて、第6章、第7章では円管内流路に直角三角形のボルテックス・ジェネレータを設置した場合について実験を行った。第6章および第7章で用いたボルテックス・ジェネレータ形状は第4章におけるウイングレット型翼の単一翼素と見なせるもので、このような形状のテックス・ジェネレータを用いた実験を行うことは、ひいてはウイングレット型回転翼による伝熱制御技術へ応用することを目指したものである。また円管内流路への縦渦導入による伝熱促進の例については、研究報告例が見受けられなく、円管内流路における縦渦の流動および伝熱に関する基本的特性を知ることは、円管内伝熱促進技術の向上にも寄与する。

第6章では直角三角形のボルテックス・ジェネレータを単一で円管内へ挿入した場合の縦渦発生の様子、下流への流れ挙動、それらに伴う流れ場と温度場の変化を明らかにすることを目的とし、ボルテックス・ジェネレータ導入による伝熱特性について考察した。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 円管内流路にV.G.を設置した場合、生成された主縦渦が管内をらせん状に旋回しながら下流へと移行する現象が、流れの可視化および静圧分布、熱伝達率分布より明らかにされた。

- (2) 渦の吹下ろし部で伝熱促進効果は大きく、逆に吹上がり部においてその効果は最も小さくなる。
- (3) 伝熱促進効果は、滑面の場合の発達した管内乱流熱伝達率に対し、最大で1.9倍、 $X/D=10$ 倍までの平均では1.2倍程度となる。またV.G.設置による流動損失は、滑面の場合の管摩擦係数に対して1.3～1.8倍程度であり極めて小さい。
- (4) 伝熱促進体としての評価方法としてポンプ動力一定の熱的性能比 η を求めた結果、 $\eta=1\sim 1.2$ となった。今後複数個のV.G.を取り付けることを考慮すればさらに効率が良くなることも期待でき伝熱促進体として極めて有望である。

第7章では引きつづき直角三角形のボルテックス・ジェネレータを単一で円管内へ挿入した場合の縦渦と熱伝達率の測定実験を行った。縦渦の挙動に伴う流動特性と温度場の変化の関係およびその伝熱促進機構を明らかにすることを目的とし、円管内流路にV.G.を設置した場合に発生する縦渦の流れの可視化、管内局所熱伝達率の増加、管軸方向速度分布、壁面近傍3方向平均速度、乱れ成分等を測定した。得られた結果は次のとおりである。

- (1) 流れの可視化より縦渦外周部に渦中心に向かって巻き込む渦輪が確認された。この渦輪が壁面上へ接する再付着点で最大熱伝達率を得る。
- (2) 壁面近傍の3方向速度成分比、乱れ強さを求め、周方向の伝熱促進効果と比較した結果、旋回成分 W が周方向 h 増加分布の傾向とよく対応することが分かった。
- (3) 縦渦により流体が壁面から吹き上げる領域において、滑面の場合の熱伝達率との増加比 h/h_s が、壁面摩擦係数の増加比 C_f/C_{f_s} を上回る非相似性が現れる。
- (4) V.G.の下流の領域Iにおける高い伝熱促進の要因としては、渦のはく離・再付着による界面境界層の更新効果が大きい。一方、領域IIおよび領域IIIでは縦渦による流体混合に伴う熱量交換の効果が相対的に高まる。

以上の結果は、流路内強制対流場における乱流伝熱促進において、三次元性の強い流れ場の伝熱促進効果を明らかにしており、またその伝熱促進機構解明のための有用な知見ともなっており、今後の伝熱制御技術への応用が期待される。

謝辞

本論文は、名古屋大学大学院 藤田秀臣 教授の御指導に基づき、琉球大学工学部機械システム工学科・エネルギー変換実験室において行った研究成果をまとめたものであります。本研究をまとめるに際し、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました藤田秀臣教授に心から感謝の意を表します。

本論文の作成に際し、名古屋大学大学院 菊山功嗣 教授と山下博史 教授、ならびに廣田真史 助教授には、多くの有益な御教示と注意深い御検討をいただきました。厚く御礼を申し上げます。名古屋大学大学院工学研究科機械工学専攻・機械エネルギー工学講座 中山浩助手、小荒井元一氏には多大な御協力をいただきました。ここに深く感謝いたします。

常に多大な御助言と御支援をいただきました琉球大学工学部機械システム工学部の諸先生方に深く感謝申し上げます。

最後に本研究を遂行するにあたり、終始適切な御指導をいただきました琉球大学 親川兼勇 教授に深い敬意と感謝の意を表します。

参考文献

- [1] Bergles, A.E., “Techniques to augment heat transfer”, In *Handbook of Heat Transfer Applications*, 2nd Edition, pp.3.1-3.80, McGraw-Hill (1985).
- [2] 谷下市松, “伝熱工学”, pp.10-13, 裳華房 (1986).
- [3] 相原利雄, “伝熱工学”, pp.21-23, 裳華房 (1982).
- [4] 梶野幹夫・平松道雄, “自動車用熱交換器の研究開発”, *機械の研究*, Vol.39, No.1, (1987) pp.175-180.
- [5] Bergles, A.E., “Enhancement of heat transfer”, *Proc. of 6th Int. Heat Transfer Conference*, pp.89-108 (1978) .
- [6] Webb, R.L., Eckert, E.R.G and Goldstein, R. J., “Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.14, No.4, pp.601-617 (1971) .
- [7] Webb, B.W. and Ramadhyani, S., “Conjugate heat transfer in a channel with staggered ribs”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.28, No.9, pp.1679-1686 (1985) .
- [8] Lewis, M.J., “An elemently analysis for predicting the momentum and heat transfer characteristics of a hydraulically rough surface”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol.97, No.2 (1975) pp.249-254.
- [9] 土方邦夫, 森康夫, 石黒博, “円管内壁に滑らかな突起列を有する流れ場の乱流構造と熱伝達”, *日本機械学会論文集 (B編)*, 50巻, 458号, pp.2555-2562 (1984).
- [10] 森康夫, 土方邦夫, 石黒博, “流路壁に滑らかな突起列による伝熱促進の基礎的研究”, *日本機械学会論文集 (B編)*, 51巻, 461号, pp.160-168 (1985).
- [11] 棚沢一郎, 西尾茂文, 高野清, 田渡正史, “タービュレンスプロモータによる長方形管内強制対流熱伝達の促進 (第1報, 多孔板プロモータ付き伝熱面の性能)”, *日本機械学会論文集 (B編)*, 49巻, 439号, pp.676-634 (1983).
- [12] 棚沢一郎, 宮崎洋, 西尾茂文, 高野清, “タービュレンスプロモータによる長方形管内強制対流熱伝達の促進 (第2報, 無孔板・多孔板・半多孔板プロモ-

- 夕付き伝熱面の性能比較)”, 日本機械学会論文集 (B編), 50巻, 451号, pp. 896-903 (1984).
- [13] 藤田秀臣, 高浜平七郎, 山下亮一, “壁面近傍におかれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達におよぼす影響”, 日本機械学会論文集 (B編), 42巻, 361号, pp. 2828-2836 (1976).
- [14] 藤田秀臣, 高浜平七郎, 浴寿美, “壁面近傍におかれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達におよぼす影響 (第2報, 直径の違いによる影響および正方形柱との比較)”, 日本機械学会論文集 (B編), 47巻, 414号, pp. 317-325 (1981).
- [15] 親川兼勇, 馬淵幾夫, “平行平板流路内に円柱を置いた場合の壁面熱伝達”, 日本機械学会論文集 (B編), 47巻, 414号, pp. 308-316 (1981).
- [16] 親川兼勇, 馬淵幾夫, “平行平板流路内に千鳥状に円柱を置いた場合の壁面熱伝達”, 日本機械学会論文集 (B編), 48巻, 432号, pp.1509-1519 (1982).
- [17] 西川兼康, 藤田恭伸, “伝熱学”, pp.143-160 (1982), 理工学社.
- [18] 甲藤好郎, “伝熱概論”, pp.109-126 (1975), 養賢堂.
- [19] 大坂英雄, “流れの制御と操縦 (境界層の抵抗低減操縦)”, 日本機械学会論文集 (B編), 63巻, 605号, pp.2-7 (1997).
- [20] 稲岡恭二, 木川弘, 鈴木洋, 鈴木健二郎, “LEBU板を挿入した乱流境界層における熱伝達”, 日本機械学会論文集 (B編), 57巻, 537号, pp.1734-1739 (1991).
- [21] 稲岡恭二, 鈴木健二郎, “非相似フィンの開発に向けて: 非相似性強化と伝熱促進”, 伝熱研究, 32巻, 127号, pp.27-36 (1993).
- [22] 望月貞成, Robert K., 村田章, “矩形流路内に設置されたV型および Λ 型リブによる熱伝達促進機構”, 日本機械学会論文集 (B編), 65巻, 631号, pp.1032-1039 (1999).
- [23] 鈴木健二郎, 稲岡恭二, “対流熱伝達促進における伝熱促進”, 伝熱研究, 32巻, 124号, pp.51-64 (1993).
- [24] 相原利雄, “伝熱制御の現状と将来 (1)”, 機械の研究, 43巻, 6号, pp.641-647 (1991).
- [25] Schlichting, H., “Boundary-layer theory” 7th Edition, pp.378-407 (1979), McGraw-Hill.

- [26] 藤田秀臣, “乱流熱伝達の促進”, 伝熱研究, 29 卷, 112 号, pp.4-18 (1990).
- [27] 棚沢一郎, “単相強制対流伝熱の促進技術” 日本冷凍協会論文集, 5 卷, 1 号, pp.1-13 (1988).
- [28] 小澤守, 坂口忠司, 浜口八郎, 河本明, 市居明彦, 小野茂樹, “液体振動による熱伝達の促進 (熱輸送管の非定常特性)”, 日本機械学会論文集 (B 編), 56 卷, 530 号, pp.3056-3063 (1990).
- [29] Yabe, A., Mori, Y., and Hijikata, K., “EHD study of the corona wind between wire and plate electrodes”, *AIAA Journal*, Vol.16, No.4, pp.340-345 (1978).
- [30] 多田幸生, 林勇二郎, “電場を利用した対流熱伝達の促進と制御”, 伝熱研究, 32 卷, 127 号, pp.50-59 (1993).
- [31] Suzuki, H., Suzuki, K., and Sato, T., “Dissimilarity between heat and momentum transfer in a turbulent boundary layer disturbed by a cylinder”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.31, No.2, pp.259-265 (1988).
- [32] 矢尾匡永, 中谷洵, 奥田雅海, 鈴木健二郎, “角柱を挿入したチャネル乱流の速度場と温度場の同時測定”, 日本機械学会論文集 (B 編), 60 卷, 580 号, pp.4192-4199 (1994).
- [33] 西尾茂文, “材料組織と冷却制御”, 日本機械学会誌, 93 卷, 864 号, pp.922-923 (1990).
- [34] 山田幸生, 棚沢一郎, 谷下一夫, 横山真太郎, “からだと熱と流れの科学”, pp.77-98 (1998), オーム社.
- [35] 鈴木宏明, 笠木伸英, 鈴木雄二, “インテリジェント・ノズルにより制御される軸対称噴流の分岐挙動”, 日本機械学会熱工学部門講演会 講演論文集, 60 卷, 7 号, pp.191-193 (1997).
- [36] 檜和田宗彦, 田中真太郎, 田中光三, 親川兼勇, “衝突噴流熱伝達に及ぼすタブの影響”, 日本機械学会論文集 (B 編), 66 卷, 647 号, pp.1812-1817 (2000).
- [37] 親川兼勇, 小池徹, 馬淵幾夫, “噴流による後ろ向きステップ下流の再付着領域の熱伝達特性の制御に関する研究 (第 1 報, 噴流位置および噴流速度の効果について)”, 日本機械学会論文集 (B 編), 59 卷, 558 号, pp.543-549 (1993).
- [38] 親川兼勇, 平良哲治, 山里栄昭, “噴流による後ろ向きステップ下流の再付着領域の熱伝達特性の制御に関する研究 (第 2 報, 流路拡大比を変えた場合に

- ついて)”, 日本機械学会論文集 (B編), 60 巻, 569 号, pp.248-254 (1994).
- [39] 親川兼勇, 平良哲治, 斎藤武史, 山里栄昭, “吸込みによる後ろ向きステップ下流の再付着領域の熱伝達特性の制御に関する研究”, 第30回日本伝熱シンポ講演論文集, pp.781-783 (1993).
- [40] 西尾茂文, 本間満, 張緯民, “振動制御形熱輸送管に関する研究 (第1報, 液体物性の影響)”, 日本機械学会論文集 (B編), 60 巻, 569 号, pp.233-239 (1994).
- [41] 佐竹信一, 笠木伸英, “壁面剪断乱流の準最適制御に関する基礎的研究”, 日本機械学会論文集 (B編), 63 巻, 605 号, pp.24-31 (1997).
- [42] Dellenback, P.A., Sanger, J.L., and Metzger, D.E., “Heat transfer in coaxial jet mixing with swirled inner jet”, *Trans. ASME, J. of Heat Transfer*, Vol.116, No.4, pp.864-870 (1994).
- [43] 馬淵幾夫, 村田武, 熊田雅弥, “後向きステップ底面の再付着域の伝熱特性に対する主流乱れの影響 (はく離角度の変化する場合)”, 日本機械学会論文集 (B編), 52 巻, 479 号, pp.2619-2625 (1986).
- [44] 親川兼勇, 斎藤武史, 照屋功, 馬淵幾夫, “スラットを用いた後向きステップ下流の再付着領域の熱伝達促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 61 巻, 592 号, pp.4426-4431 (1995).
- [45] Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K. and Mihata, I., “The effect of surface renewal due to large-scale eddies on jet impingement heat transfer”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.30, No.3, pp.559-567 (1987).
- [46] Yuan, T.D., and Liburdy, J.A., “Application of a surface renewal model to the prediction of heat transfer in an impinging jet”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No.8, pp.1905-1912 (1992).
- [47] Schbauer, G. B. and Spangenberg, W. G., “Forced mixing in boundary layers”, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 8-1, pp.10-32 (1960).
- [48] Shabaka, I.M.M.A., Mehta, R.D. and Bradshaw, P., “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 1. Single vortex”, *Journal of Fluid Mech.*, Vol.155, pp.37-57 (1985).
- [49] Mehta, R.D. and Bradshaw, P., “Longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers. Part 2. Vortex pair with ‘common flow’ upwards”, *Journal of Fluid Mech.*, Vol.188, pp.529-546 (1988).

- [50] Cutler, A. D. and Bradshaw, P., “Strong vortex/boundary layer interactions, Part I. Vortices high”, *Experiments in Fluid*, No.14, pp.321-332 (1993).
- [51] Cutler, A. D. and Bradshaw, P., “Strong vortex/boundary layer interactions, Part II. Vortices low”, *Experiments in Fluid*, No.14, pp.393-401 (1993).
- [52] 高木正平, 佐藤浩, “翼端渦列と乱流境界層の干渉に関する実験的研究”, ながれ, 2巻, pp.288-300 (1983).
- [53] 志沢高朗, Eaton, J.K., “三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究 (第1報, 縦渦の挙動)”, 日本機械学会論文集 (B編), 59巻, 565号, pp.2735-2741 (1993).
- [54] 志沢高朗, Eaton, J.K., “三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究 (第2報, レイノルズ応力の応答)”, 日本機械学会論文集 (B編), 59巻, 565号, pp.2742-2748 (1993).
- [55] 志沢高朗, Eaton, J.K., “三次元乱流境界層に埋没する縦渦に関する実験的研究 (第2報, 三次のモーメントとレイノルズ応力の生産)”, 日本機械学会論文集 (B編), 59巻, 565号, pp.2749-2755 (1993).
- [56] Kitchens Jr, C.W., Gerber, N., Sedney, R. and Bartos, J. M., “Decay of streamwise vorticity downstream of a three-dimensional protuberance”, *AIAA Journal*, Vol.21, No.6, pp.857-862 (1983).
- [57] Ersoy, S. and Walker, J. D. A., “Flow induced at a wall by a vortex pair”, *AIAA Journal*, Vol.24, No.10, pp.1597-1605 (1986).
- [58] Edwards, F.J. and Alker, C.J.R. , “The improvement of forced convection surface heat transfer using surface protrusions in the form of (A) cubes and (B) vortex generators”, *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf.*, pp.244-248 (1974).
- [59] Torii, K. and Yanagihara, J.I., “The effects of longitudinal vortices on heat transfer of laminar boundary layers”, *JSME Int. Journal*, Ser.II, Vol.32, No.3, pp.395-402 (1989).
- [60] 柳原・ジュランディール・一蔵, 鳥居薫, “渦発生体による平板層流境界層熱伝達の促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 56巻, 530号, pp.3045-3049 (1990).
- [61] Yanagihara, J.I. and Torii, K., “Enhancement of laminar boundary layer heat transfer by a vortex generator”, *JSME Int. Journal*, Ser.II, Vol.35, No.3, pp.400-405 (1992).

- [62] 鳥居薫, 西野耕一, 中山謙, “平板境界層の縦渦による伝熱促進機構”, 日本機械学会論文集 (B編), 60巻, 571号, pp.997-1004 (1994).
- [63] Pauley, W.R. and Eaton, J.K., “Experimental study of the development of longitudinal vortex pairs embedded in a turbulent boundary layer”, *AIAA Journal*, Vol.26, No.7, pp.816-823 (1988).
- [64] Pauley, W.R. and Eaton, J.K. , “The effect of embedded longitudinal vortex arrays on turbulent boundary layer heat transfer”, *Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol.116, No.4, pp.871-879 (1994).
- [65] Ligrani, P.M., Joseph, S.L., Ortiz, A. and Evans, D.L. , “Heat transfer in film-cooled turbulent boundary layers at different blowing ratios as affected by longitudinal vortices”, *Exp. Thermal and Fluid Science*, Vol.1, pp.347-362 (1988).
- [66] Fiebig, M., Kallweit, P. and Mitra, M.K., “Wing type vortex generators for heat transfer enhancement”, *Proc. 8th Int. Heat Transfr Conf.*, pp.2909-2913 (1986).
- [67] Zhu, J.X., Mitra, N.K. and Fiebig, M., “Effects of longitudinal vortex generators on heat transfer and flow loss in turbulent channel flows”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.36, No.9, pp.2339-2347 (1993).
- [68] Fiebig, M., Kallweit, P., Mitra, M.K. and Tiggelbeck, S., “Heat transfer enhancement and drag by longitudinal vortex generators in channel flow”, *Exp. Thermal and Fluid Science*, Vol.4, pp.10-114 (1991).
- [69] Tiggelbeck, S., Mitra, M.K. and Fiebig, M., “Experimental investigations of heat transfer enhancement and flow losses in a channel with double rows of longitudinal vortex generators”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.36, No.9, pp.2327-2337 (1993).
- [70] 稲岡恭二, 鈴木一之, 鈴木洋, 萩原良道, 鈴木健二郎, “LEBU板に付設した渦発生体による乱流伝熱促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 58巻, 551号, pp.2241-2247 (1992).
- [71] 稲岡恭二, 上江州均, 鈴木健二郎, “渦発生体によるダクト内乱流熱伝達の促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 63巻, 613号, pp.3100-3106 (1997).
- [72] Johnston, J.P. and Nishi, M., “Vortex generator jets - Mean for flow separation control”, *AIAA Journal*, Vol.28, No.6, pp.989-994 (1990).
- [73] Biswas, G., Torii, K., Fujii, D. and Nishino, K., “Numerical and experimental determination of flow structure and heat transfer effects of longitudinal vortices in a chan-

- nel flow”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.39, No.16, pp.3441-3451(1996).
- [74] Biswas, G. and Chattopadhyay, H. “Heat transfer in a channel with built-in wing-type vortex generators”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35, No.4, pp.803-814 (1996).
- [75] Zhu, J. X., Mitra, N.K. and Fiebig, M., “Effects of longitudinal vortex generators on heat transfer and flow loss in turbulent channel flows”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.36, No.9, pp.2339-2347 (1993).
- [76] Deb, P., Biswas, G. and Mitra, N.K., “Heat transfer and flow structure in laminar and turbulent flows in a rectangular channel with longitudinal vortices”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.38, No.13, pp.2427-2444 (1995).
- [77] Fiebig, M., Valencia, A. and Mitra, N.K., “Wing-type vortex generators for fin-and-tube heat exchangers”, *Exp. Thermal Fluid Science*, Vol.7, pp.287-295 (1993).
- [78] Fiebig, M., Valencia, A. and Mitra, N.K., “Local heat transfer and flow losses in fin-and-tube heat exchangers with vortex generators: a comparison of round and flat tubes”, *Exp. Thermal Fluid Science*, Vol.8, pp.35-45 (1994).
- [79] Biswas, G., Mitra, N.K. and Fiebig, M., “Heat transfer enhancement in fin-tube heat exchangers by winglet type vortex generators”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.37, No.2, pp.283-291 (1994).
- [80] 西道弘, 柴田康弘, 岡本実, 中村雅美, “渦誘起ジェットによる円すいディフューザ内はく離の制御”, 日本機械学会論文集 (B編), 63巻, 605号, pp.82-87 (1997).
- [81] 王新明, 西道弘, “らせん渦心を有する管内旋回流の解析”, 日本機械学会論文集 (B編), 63巻, 609号, pp.1505-1511 (1997).
- [82] 妹尾泰利, 永田徹三, “長い平滑管および粗面管の旋回流”, 日本機械学会論文集, 38巻, 308号, pp.759-766 (1972).
- [83] 村上光清, 鬼頭修己, 片山裕, 飯田芳彦, “旋回を伴う管内流れの実験的研究”, 日本機械学会論文集, 41巻, 346号, pp.1793-1801 (1975).
- [84] 畠沢政保, 小松安雄, “真っ直ぐな円管内の乱流旋回流の特性 (流れの相似性と逆流の発生条件)”, *ながれ*, 16巻, pp.128-138 (1997).
- [85] 畠沢政保, 小松安雄, “真っ直ぐな円管内の乱流旋回流の特性 (旋回による境界層発達抑制効果)”, *ながれ*, 16巻, pp.139-148 (1997).

- [86] Scott, G.L. and Bartlet, K.W., “Decaying annular swirl flow with inlet solid body rotation”, *Trans. of ASME, J. Fluid Eng.*, Vol.98, No.1, pp.33-40 (1976).
- [87] 鳥越邦和, 川端克宏, 川添政宣, “熱交換器における対流伝熱促進”, *伝熱研究*, Vol.28, No.108, pp.40-53 (1989).
- [88] 藤田恭伸, アレクサンダー・ロペス, “ねじりテープ挿入による管内乱流熱伝達の促進”, *日本機械学会論文集 (B編)*, 61巻, 588号, pp. 3044-3051 (1995).
- [89] Smithberg, E. and Landis, F., “Friction and forced convection heat-transfer characteristics in tubes with twisted tape swirl generators”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.86, No.1, pp.39-49 (1964).
- [90] Lopina, R.F. and Bergles, A.E. “Heat transfer and pressure drop in tape-generated swirl flow of single-phase water”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.91, No.3, pp.434-443 (1969).
- [91] Manglik, R.M. and Bergles, A.E., “Heat transfer and pressure drop correlations for twisted-tape inserts in isothermal tube: Part I - laminar flows”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.115, No.4, pp.881-889 (1993).
- [92] Manglik, R.M. and Bergles, A.E., “Heat transfer and pressure drop correlations for twisted-tape inserts in isothermal tube: Part II- Transition and turbulent flows”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.115, No.4, pp.890-896 (1993).
- [93] Junkhan, G.H., Bergles, A.E., Nirmalan, V. and Ravigururajan, T., “Investigation of turbulators for fire tube boilers”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.107, No.2, pp.354-360 (1985).
- [94] 稲葉英男, “管内熱伝達促進と流動抵抗軽減 (ワイヤーコイル挿入の場合)”, *伝熱研究*, 32巻, 127号, pp.37-49 (1993).
- [95] Sethumadhavan, R. and Raja Rao, M., “Turbulent flow friction and heat transfer characteristics of single-and multistart spirally enhanced tube”, *Trans. of ASME, J. Heat Transfer*, Vol.108, No.1, pp.55-61 (1986).
- [96] Garimella, S. and Christensen, R.N., “Heat transfer and pressure drop characteristics of spirally fluted annuli: Part I - Hydrodynamics”, *Trans. of ASME, J. of Heat Transfer*, Vol.117, No.1, pp.54-60 (1995).
- [97] Garimella, S. and Christensen, R.N., “Heat transfer and pressure drop characteris-

- tics of spirally fluted annuli: Part II - Heat transfer”, *Trans. of ASME, J. of Heat Transfer*, Vol.117, No.1, pp.61-68 (1995).
- [98] 渡辺健次, 平辰二, 森康夫, “管内流のねじり板による高温伝熱促進とその最適化に関する研究”, 日本機械学会論文集 (B編), 49巻, 439号, pp.685-694 (1983).
- [99] 甲藤好郎, 佐藤俊, 西川兼康, 水科篤郎, 森康夫, 編, “伝熱学特論” pp.208-216 (1984), 養賢堂.
- [100] Schlichting, H., “*Boundary-layer theory*” 7th Edition, pp.596-600 (1979), McGraw-Hill.
- [101] Kays, W.M. and Crawford, M.E., “*Convective Heat and Mass Transfer*” 3rd Edition, pp.313-319 (1987), McGraw-Hill.
- [102] Algifri, A.H. and Bhardwaj, R.K., “Prediction of the heat transfer for decaying turbulet swirl flow in a tube”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.28, No.9, pp.1637-1643 (1985).
- [103] 岡田孝夫, 武山 斌郎, “ディスク型タービュレンスプロモーターによる管内熱伝達の促進”, 第9回日本伝熱シンポジウム講演論文集, pp.443-446 (1972).
- [104] Hay, N. and West, P.D., “Heat transfer in free swirling flow in a pipe”, *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, Vol.97, No.3, pp.411-416 (1975).
- [105] 親川兼勇, 照屋功, 瀬名波出, 屋我実, 馬淵幾夫, “後向きステップ流れ場の受動的・能動的伝熱促進法の熱的性能評価”, 日本機械学会論文集 (B編), 62巻, 595号, pp.1104-1110 (1996).
- [106] 中村雅英, 木場光哉, 佐藤温志, “運動壁を有する二次元チャンネル内脈動流れ”, 日本機械学会論文集 (B編), 59巻, 567号, pp.3308-3312(1993).
- [107] 中村雅英, 有動嘉郎, “振動壁を有する二次元チャンネル内脈動流の圧力損失”, 日本機械学会論文集 (B編), 62巻, 595号, pp.940-945 (1996).
- [108] 中村雅英, 菅原征洋, 小塚賢裕, “振動壁を有する二次元チャンネル内の熱伝達”, 日本機械学会論文集 (B編), 65巻, 630号, pp.706-712 (1999).
- [109] Oyakawa, K., Taira, T., Senaha, I., Nosoko, T. and Hiwada, M., “Heat transfer control by using jet discharge in reattachment region downstream of a backward-facing step”, *Int. Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol.22, No.3, pp.343-352 (1995).

- [110] Fernandez, J. L. and Poulter R., “Heat transfer enhancement by means of flag-type insert in tubes”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.30, No.12, pp.2603-2609 (1987).
- [111] 親川兼勇, 新里隆男, 馬淵幾夫, “流路内伝熱促進におよぼす乱流促進体形状の影響”, 日本機械学会論文集 (B編), 52 卷, 474 号, pp.860-865 (1986).
- [112] 親川兼勇, 大見謝恒弘, 新里隆男, 馬淵幾夫, “振動片挿入による円管内熱伝達促進”, 琉球大学工学部紀要, 42 卷, pp.9-17 (1991).
- [113] 文献[1], pp.3.13-3.14.
- [114] Fiebig, M., “Embedded vortices in internal flow: heat transfer and pressure loss enhancement”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.16, No.5, pp.376-388 (1995).
- [115] Turk, A. Y., and Junkhan, G. H., “Heat transfer enhancement downstream of vortex generators on flat plate”, *Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol.6, pp.2903-2908 (1986).
- [116] Russell, C. M. B., Jones, T. V., and Lee, G.H., “Heat transfer enhancement using vortex generators”, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol.1, pp.283-288 (1982).
- [117] Fiebig, M., Kallweit., and Mitra, N. K., “Wing type vortex generators for heat transfer enhancement”, *Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf.*, Vol.6, pp.2909-2913 (1986).
- [118] Tiggelbeck, St., Mitra, N. K. and Fiebig, M. , “Comparison of wing-type vortex generators for heat transfer enhancement in channel flows”, *Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol.116, No.4, pp.880-885 (1994).
- [119] Torii, K. and Yanagihara, J.I., “A review on heat transfer enhancement by longitudinal vortices”, 伝熱研究, 36 卷, 142 号, pp.73-86 (1997).
- [120] 日本機械学会, “流体計測法”, pp.1118-1119 (1985), 日本機械学会.
- [121] 望月信介, 木原真一, 大坂英雄, “縦渦による壁面噴流の制御”, 日本機械学会論文集 (B編), 63 卷, 605 号, pp.94-100 (1997).
- [122] 黒田明慈, 広瀬敬幸, 工藤一彦, “壁面からの吹出し・吸込みによる摩擦低減制御下にある壁面乱流温度場の数値解析”, 日本機械学会論文集 (B編), 66 卷, 649 号, pp.2413-2419 (2000).
- [123] 親川兼勇, 瀬名波出, 馬淵幾夫, “回転翼挿入による流路内熱伝達の促進に関する研究”, 日本機械学会論文集 (B編), 60 卷, 575 号, pp.2532-2537 (1994).

- [124] Oyakawa, K., Senaha, I., and Mabuchi, I., “Augmentation of Heat Transfer in a Tube with an Inlet Blade Wheel”, *Heat Transfer Japanese Research*, Vol.23, No.5, pp.440-455 (1994).
- [125] Senaha, I., Miyagi, C., Yaga, M. and Oyakawa, K., “Enhancement of Heat Transfer in a Tube Using Movable Devices”, *Proc. of 9th International Symposium on Transport Phenomena in Thermal-Fluids Engineering*, pp.692-697 (1996).
- [126] 親川兼勇, 川門義治, 瀬名波出, 屋我実, 馬淵幾夫, “振動片挿入による平行平板流路内の伝熱促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 62巻, 598号, pp.2384-2390 (1996).
- [127] Oyakawa, K., Kawajou, Y., Senaha, I., Yaga, M. and Mabuchi, I., “Heat Transfer Enhancement in a Parallel Duct by an Oscillating Thin Plate”, *Heat Transfer Japanese Research*, Vol.25, No.8, pp.554-567 (1996).
- [128] Oyakawa, K., Furukawa, Y., Taira, T., Senaha, I. and Nagata, T., “Effects of Vortex Generators on Heat Transfer Enhancement in a Duct”, *Proceeding of the 3rd World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, pp.819-827 (1993).
- [129] 親川兼勇, 瀬名波出, “長方形翼対の渦発生体による流路内熱伝達促進”, 日本機械学会論文集 (B編), 65巻, 629号, pp.289-295 (1998).
- [130] 瀬名波出, 渡辺信二, 親川兼勇, “円管内に縦渦を発生させた場合の流路内伝熱促進に関する研究”, 日本機械学会論文集 (B編), 64巻, 628号, pp.4152-4158 (1998).
- [131] Oyakawa, K., Senaha, I., Ishikawa, S. and Hokama, M., “Heat Transfer Enhancement by a Longitudinal Vortex That Is Produced by a Single Winglet Insertion in a Pipe”, *Proc. of 5th ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conference*, CD-ROM, AJTE99-6377 (1999).
- [132] 瀬名波出, 石川周司, 親川兼勇, “縦渦による円管内伝熱促進の構造”, 日本機械学会論文集 (B編), 投稿中.

関連論文目録

No.	論文題目	公表の方法および時期	著者
1	Effects of Vortex Generators on Heat Transfer Enhancement in a Duct	Proceedings of Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, (1993)	K.Oyakawa, Y.Furukawa, T.Taira, I. Senaha, T.Nagata
2	回転翼挿入による流路内熱伝達の促進に関する研究	日本機械学会論文集(B), 60巻, 575号, pp.2532-2537 (1994)	親川兼勇, 瀬名波出, 馬淵幾夫
3	Augmentation of Heat Transfer in a Tube with an Inlet Blade Wheel	Heat Transfer - Japanese Research, Vol.23, No.5, pp.440-455 (1994)	K. Oyakawa, I. Senaha, I. Mabuchi
4	Enhancement of Heat Transfer in Tube Using Movable Devices	Proceedings of the Ninth International Symposium on Transport Phenomena in Thermal-Fluid Engineering, vol.I, pp.692-697 (1996)	I.Senaha, C.Miyagi, M.Yaga, K.Oyakawa
5	振動片挿入による平行平板流路内の伝熱促進	日本機械学会論文集(B), 第62巻, 598号, pp.2384-2390 (1996)	親川兼勇, 川門義治, 瀬名波出, 屋我実, 馬淵幾夫
6	Heat Transfer Enhancement in a Plate Duct by an Oscillating Thin Plate Insertion	Heat Transfer - Japanese Research, Vol.25, No.8, pp.554-567 (1996)	K.Oyakawa, Y.Kawajou, I. Senaha, M. Yaga, I. Mabuchi
7	円管内に縦渦を発生させた場合の流路内伝熱促進に関する研究	日本機械学会論文集(B), 64巻, 628号, pp.4152-4158 (1998)	瀬名波出, 渡辺信二, 親川兼勇
8	長方形翼対の渦発生体による流路内熱伝達促進	日本機械学会論文集(B), 64巻, 628号, pp.4152-4158 (1998)	親川兼勇, 瀬名波出
9	Heat Transfer Enhancement by a Longitudinal Vortex That Is Produced by a Single Winglet Insertion in a Pipe	Proc. of 5th ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, , CD-ROM, AJTE99-6377 (1999)	K.Oyakawa, I.Senaha, S.Ishikawa and M.Hokama
10	縦渦による円管内伝熱促進の構造	日本機械学会論文集(B), (投稿中)	瀬名波出, 石川周司, 親川兼勇