リブ型渦促進体を有する平行平板間流れの層流熱伝達*

舟 渡 裕 一^{*1}, 棚 澤 一 郎^{*2}Heat Transfer in Laminar Flow between Parallel Plates
with Rib-Type Eddy Promoters

Yuichi FUNAWATASHI and Ichiro TANASAWA

Heat transfer in laminar flow between two parallel plates with repeated rib-type eddy promoters was studied numerically. It has been found that the heat transfer is enhanced with respect to the flat plate channel flow when the nondimensional clearance between the promoter and the heated duct wall is larger than 1.0. The highest value of the averaged Nusselt number obtained in the present study is 23 which is about 4.3 times the constant value of 5.385 typical of smooth duct flow. The observed heat transfer enhancement is due to 1. Transport of the relatively low-temperature main fluid body into a region close to the heated wall, and 2. Flow mixing which results in a more uniform temperature distribution across the main flow field.

Key Words: Heat Transfer, Heat Transfer Enhancement, Numerical Analysis, Forced Convection, Rib-Type Eddy Promoters

1. 緒 言

リブ型促進体による熱伝達促進の研究はこれまで乱流域において数多くなされ、その有効性が明らかになっている。しかし、層流域ではリブ型促進体が伝熱促進に役立たないことが Rowley ら⁽¹⁾ によって示されている。彼らは周方向フィンを有する円管内の層流熱伝達の数値解析を行い、二つのフィン間に生じる循環流は伝熱促進の効果を有するが、フィンが流れを壁面から遠ざけるために、フィンによる伝熱面積の増加にもかかわらず空気のような低プラントル数流体では熱伝達率は平滑流路より低下し、水のような高プラントル数流体の場合にわずかに増加することを示している。これに対し、著者らは、リブ型促進体を壁面との間にすきまを設けて設置すると、促進体によって発生する渦によって流れがかくはんされ、熱伝達が促進されることを二次元非定常数値計算により明らかにしたので報告する。

なお、鈴木ら⁽²⁾ は平行平板間流路内に 1 個の角柱を

挿入することによる流れの非定常化により、流路壁面の熱伝達が促進されることを示している。また、Traidler ら⁽³⁾ は、平行平板間流路内に、矩形断面リブを、流路の両壁面近くにすきまを設けて流路方向に無限個千鳥配置した場合の伝熱特性を数値解析し、すきまを設けることにより、流路壁面の熱伝達が増加することを明らかにしている。本研究はこれらの研究と同様に非定常層流の熱伝達を扱っているわけであるが、対象としている流れ場の形状が異なっている。

本研究と類似の流れで、促進体として微小円柱を用いた研究を Karniadakis ら⁽⁴⁾ が行っている。彼らの研究では微小円柱の挿入により流れを本来の臨界レイノルズ数より低いレイノルズ数で不安定化することにより伝熱促進を図っているのであるが、本研究では促進体で発生する渦によって温度場がかくはんされることの効果に注目するものである。

2. 計 算 方 法

本研究で対象とした物理モデルを図 1 に示す。二次元平行平板間流路内に、リブ型渦促進体が壁面との間にすきまを設けて等間隔に配置されている。流路下部の壁面を等熱流束加熱し、流路上部と促進体の壁面は断熱とする。計算領域は図 1 中に点線で示した 1 ピッ

* 原稿受付 1995 年 3 月 2 日。

^{*1} 正員、富山県立大学工学部 (〒939-03 富山県射水郡小杉町黒河)。^{*2} 正員、東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木 7-22-1)。

Fig. 1 Physical model

チ区間とする。速度場と温度場が完全に発達した領域を扱うこととし、流入側と流出側の断面に周期境界条件を適用する。計算に用いる基礎方程式は二次元ナビエ・ストークス方程式、圧力の式およびエネルギー方程式である。基礎方程式の離散化に際しては、対流項に河村ら⁽⁵⁾の三次精度風上差分、その他の空間微分項には中心差分、時間微分項にはオイラーの後退差分を用いている。離散化された方程式の解法にはMAC法を用いている。格子点数は流れ方向に40、流路高さ方向に50とし、壁面近傍で格子点間隔が密となるように配置している。

周期境界条件は速度場については v を速度、 W を促進体のピッチとして

$$v(x) = v(x + W) \quad \dots\dots\dots (1)$$

とする。圧力 p と温度 θ については

$$p = -\beta x + \bar{p} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\theta = \gamma x + \bar{\theta} \quad \dots\dots\dots (3)$$

のように平均値とそれからの偏差 $\bar{p}$ 、 $\bar{\theta}$ に分けて考え、偏差に対して周期境界条件を適用する。すなわち

$$\bar{p}(x) = \bar{p}(x + W) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\bar{\theta}(x) = \bar{\theta}(x + W) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 β は平均圧力こう配、 γ は平均温度こう配である。平均圧力こう配は流量が規定値となるように割線法により計算する。平均温度こう配は流入断面と流出断面のエンタルピー流量の差が供給される熱に等しいとして計算することができる。

3. 計算結果

相当直径と平均流速を代表値としたレイノルズ数 $Re=1000$ 、プラントル数 $Pr=0.7$ の場合につき、すきまが $S/H=0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ の場合について計算を行った。その他の形状パラメータは $L/H=10$ 、 $B/H=0.2$ 、 $D/H=7$ とした。

$S/H=0$ の場合の速度場と温度場を図2に示す。流れは定常であり、促進体上端と加熱壁面の間の領域では流れがほとんどどんだ状態である。温度場には促進体近くにわずかなひずみが見られる。この場合の局

 Fig. 2 Flow pattern (left) and isotherms (right) ($S/H=0$, $L/H=10$)

 Fig. 3 Flow patterns ($S/H=1$, $L/H=10$)

所ヌッセルト数はいたる所で平滑板流路の値を下回っており、Rowley ら⁽¹⁾の行ったフィン付円管内層流熱伝達の場合と同様に、すきまのない場合には熱伝達が劣化している。

加熱壁面と促進体の間にすきまを設けると流れは非定常となり、ヌッセルト数と摩擦係数は時間的に変動するようになる。

図3に $S/H=1.0$ の場合について、無次元時間間隔 $t=2$ ごろの速度場の瞬時値を示す。ここで無次元時間 t は平均流速を u_0 、時間を $\tilde{t}$ として $t = \tilde{t} (H/u_0)$ と定義している。促進体のすぐ下流で生じた渦がその大きさを成長させながら下流に流され、下流側の促進体近くで消滅している。渦が促進体から離れ大きくなると渦の逆流域が加熱壁面に及ぶようになる。すきまを通る流れは、渦が下流側の促進体近くにある時刻に減少

し、渦が促進体間中央部にある時刻に多くなる。すきまを通った流れは渦の右回りの運動により主流側に向かう流れとなる。渦の前方では主流を壁面に運び込む流れが作り出されている。主流は渦の動きにつれて穏やかな蛇行をしている。

図4にこの場合の温度分布の瞬時値を等温線で示す。等温線の間隔は最大温度と最小温度の差の1/30である。 $S/H=0$ の場合と比較すると温度場の乱れが大きいことがわかる。加熱壁面近くで等温線が密集しており、高温部分が壁面近くに集中し、主流部分では等温線の間隔が広く温度の変化が少ない領域が多いのが見て取れる。図3の速度場と重ね合わせてみると、渦の後方での主流に向かう流れにより壁面で加熱された流体が主流側に放出され、渦の前方での主流から壁面に向かう流れにより主流の低温流体が壁面近くに運び込まれているのがわかる。また渦の中心周囲は温度変化が少なく、渦の下側に低温流体が回り込んでいる。

図5にこの場合の局所ヌッセルト数 Nu の瞬時値を平滑板流路の値 Nu_f との比で示す。ここで局所ヌッセルト数は代表温度差として、流体のバルク温度と壁面温度の差、代表長さとして流路の相当直径(流路幅 D の2倍)を用いて定義している。 Nu は時間的に変動す

るが、どの時刻においても Nu は Nu_f より高い値を示し、熱伝達が促進されているのがわかる。また促進体近くでの Nu の促進が促進体間中央部より顕著である。 $t=4$ における局所ヌッセルト数、速度場、温度場を比べてみると、促進体近くでヌッセルト数が高い値を示しているときにはすきまを通る流れは少ないが、主流の低温流体が促進体が位置する壁面近くに運び込まれており、この低温流体により壁面が冷却されていると考えられる。また、 $t=8, 10$ では、渦の下側にあたる位置でヌッセルト数のピークが見られるが、これは、渦の下側への低温流体の巻込みに対応していると考えられる。

以上のような、渦が促進体で発生し下流に流され、加熱壁面が逆流にさらされる流れ場は $S/H=1.5, 2$ の場合にも得られた。

$S/H=0.5$ の場合には、促進体の後方で発生した渦が下流に流され、下流側促進体で消滅する過程を繰返すが、渦の速度は小さく、主流はポアズイユ流れに近い速度分布を示す。温度場には、促進体近くと渦の周囲にわずかなひずみが見られる。ヌッセルト数は、促

Fig. 4 Isotherms ($S/H=1, L/H=10$)

Fig. 5 Local Nusselt number ($S/H=1, L/H=10$)

Fig. 6 Averaged Nusselt number

進体近くで平滑板流路の値より高くなるが、促進体間中央部では平滑板流路の値より低い。

$S/H=2.5$ では促進体で渦が発生し下流に流されるが、加熱壁面は渦の逆流にはさらされない。 $S/H=3$ では渦が発生するものの下流に流されることなく、流れ場は流路中央部分に大きなうねりを示し、加熱壁面には逆流は見られない。

図 6 に時間面積平均ヌッセルト数 Nu_{av} とすきま S/H の関係を黒丸で示す。縦線は面積平均ヌッセルト数の時間変動の上下限である。 Nu_{av} は $S/H=0, 0.5$ では平滑板流路の値 5.385 よりわずかに小さいが、 S/H が大きくなるにつれて Nu_{av} は増加し $S/H=1.5$ で最大値 23.1 を示した後、いったん減少して $S/H=2.5$ で極小値をとり、再び増加している。

4. 伝熱性能評価

伝熱性能の評価の仕方は個々のケースで異なるが、ここでは、等しいヌッセルト数を得るのに必要なポンプ動力の少ないものが伝熱性能がよいとする観点から評価を行う。

一般に熱伝達率の増大には流動抵抗の増大が伴う。図 7 に本研究で得られた流動抵抗を、すきまと時間平均摩擦係数 λ_{av} の関係で示す。ここで λ_{av} は摩擦係数 λ の時間平均値であり、 λ は、 Δp を 1 ピッチ区間 W における圧力損失、 u_0 を平均流速、 ρ を流体の密度、 D_h を相当直径として

$$\Delta p = \lambda \frac{W}{D_h} \frac{\rho u_0^2}{2} \quad (6)$$

と定義している。図 7 中、黒丸が時間平均摩擦係数であり、縦線は摩擦係数の時間変動の上下限を示している。本研究で得られた最大のヌッセルト数の場合で見ると、時間面積平均ヌッセルト数の約 4 倍の増大に対

Fig. 7 Averaged friction factor

し時間平均摩擦係数は約 9 倍 ($Re=1000$ における平滑板流路の摩擦係数は 0.096) 増加している。

本研究で得られたヌッセルト数を、平滑平板間流れで実現するのに必要なポンプ動力を求めてみる。平滑平板間流れの完全に発達した層流では、ヌッセルト数はレイノルズ数に無関係で一定値 5.385 であるので、乱流を考えなければならない。あるヌッセルト数に対する乱流でのレイノルズ数と摩擦係数は、それぞれ Kays の式

$$Nu = 0.019 Re^{0.8} Pr^{0.5} \quad (7)$$

およびブラジウスの式

$$\lambda = \frac{0.3164}{Re^{0.25}} \quad (8)$$

により計算できる。また、単位長さ当たりのポンプ動力 P_w は

$$P_w = \left(\frac{\dot{m}}{\rho} \right) \frac{\Delta p}{\Delta x} = \lambda \left(\frac{1}{4} \frac{\rho \nu^3}{D_h} \right) Re^3 \quad (9)$$

である。ここで、 $\dot{m}$ は質量流量、 ν は流体の動粘性係数である。したがって、同じヌッセルト数を促進体付流路と平滑板流路の乱流により得る場合に必要なポンプ動力の比 ξ は、流体と相当直径が等しいとすると

$$\xi = \frac{P_{wt}}{P_{wp}} = \frac{(\lambda Re^3)_t}{(\lambda Re^3)_p} \quad (10)$$

と表すことができる。ここで添字 p, t でそれぞれ促進体付流路、平滑板流路の値であることを示す。本研究で得られた最大のヌッセルト数 23.1 についてこの比を計算すると 28.2 であり、等しいヌッセルト数を実現するのに、促進体を用いた層流の場合には平滑板流路に比べて約 1/28 のポンプ動力しか必要としないことがわかる。

Fig. 8 Time-averaged temperature distribution in cross sections ($S/H=0.5$)

Fig. 11 Time-averaged temperature distribution in cross sections ($S/H=2.5$)

Fig. 9 Time-averaged temperature distribution in cross sections ($S/H=1.0$)

Fig. 12 Time-averaged temperature distribution in cross sections ($S/H=3.0$)

Fig. 10 Time-averaged temperature distribution in cross sections ($S/H=1.5$)

5. 伝熱促進機構

本研究で対象としている流れの伝熱促進機構は、促

進体で発生する促進体高さ程度の大きさの渦による温度場のかくはんと、主流部低温流体の加熱壁面への輸送であると考えられる。図8～12に促進体中央部断面内と下流側促進体に最も近くに配置された格子点を含む断面内の温度分布を、無次元温度 θ と無次元バルク温度 θ_b の差の時間平均値 $\langle \theta - \theta_b \rangle$ で示す。ここで θ は、温度を T 、入口断面でのバルク温度を T_0 、流体の熱伝導率を k として

$$\theta = \frac{T - T_0}{q_w H / k} \quad \dots\dots\dots (11)$$

で定義し、 θ_b は、主流方向速度成分を u 、下側壁面の y 座標を y_1 、上側壁面の y 座標を y_2 として

$$\theta_b = \frac{\int_{y_1}^{y_2} \theta |u| dy}{\int_{y_1}^{y_2} |u| dy} \quad \dots\dots\dots (12)$$

で定義している。図8～12中 y は加熱壁面から測った流路断面方向の位置座標であり、促進体高さで無次元

化してある。

$S/H=0.5$ では中央部の温度分布(図 8 中 a)は壁面から $y=1.5$ ぐらいまではほぼ直線状の変化を示しており、ここでは熱移動は熱伝導のみによっており対流の効果はほとんどないことがわかる。これは前述のように、 $S/H=0.5$ では促進体が流れをせき止めるため促進体より下側の部分の流れが非常に弱いことに対応しており、 $S/H=0.5$ の場合にヌッセルト数が平滑板流路の値を下回る原因である。下流側促進体近傍の断面の温度分布(図 8 中 b)は $y=2$ 以下で中央部断面の温度分布を下回っている。この温度低下が渦による主流部の低温流体の持込みによる効果であると考えられる。

$S/H=1$ と $S/H=1.5$ では渦の作用が加熱壁面にまで直接および加熱壁面が逆流にさらされる場合であるが、 $S/H=0.5$ と比べると、全体的に分布が平坦になり主流部の温度場が均一になっている。下流側促進体近傍の温度分布は中央部に比べて $y=2$ 以下で低くなっており、この部分での渦による主流部の低温流体の持込みが確認できる。 $S/H=1$ と $S/H=1.5$ を比較すると $S/H=1.5$ のほうが流路の中心から上側壁面までの領域での温度分布がより均一化されているのに対し加熱壁側の温度分布形状が両者でそれほど違いがないことを考えると、時間面積平均ヌッセルト数が $S/H=1.5$ の場合に $S/H=1$ を上回っているのは主流部の温度の均一化の程度の違いによるといえる。

$S/H=2.5$ と $S/H=3$ は加熱壁面が逆流にさらされない場合であるが、この場合には全体的な温度場の均一化は見られるが、下流側促進体近傍の温度分布と中心部の温度分布に差異は認められず、渦による主流部低温流体の加熱壁面への輸送効果は少ないといえる。また $S/H=3$ のほうが $S/H=2.5$ より均一化の度合いが大きく時間面積平均ヌッセルト数の両者の違いに対応している。

ところで、壁面熱流束一定条件でのヌッセルト数の増大が意味するところは、バルク温度と壁面温度の差の減少である。壁面熱流束が一定であれば、同一のレイノルズ数に対して、バルク温度は流れの型によらず等しい値をとる。また、壁面における壁面に垂直方向の温度こう配も、壁面熱流束一定条件下では流れの型によらない。このような条件のもとで、バルク温度と壁面温度の差を減少させるには断面内主流部温度分布を均一化してやればよい。この均一化は、乱流においては流路高さ D のオーダの大きさのものから、内的スケール $\lambda_0 \sim D/Re^{3/4}$ までの種々の大きさの渦によりなされる。本研究の場合に見られる渦は流路高さのオ

ーダのものが主であるが、図 8～12 の結果は、この大きさの渦のみによっても温度分布が時間平均的には十分に均一化されることを示すものである。乱流では、すでに主流部の温度場は均一化されているため、リブ型促進体による熱伝達の促進は促進体により生ずる強い乱れを再付着点領域に運ぶことにより再付着点領域での熱伝達率を増加するものである。したがって、同じリブ型促進体を用いても、層流の場合には、まだ均一化を受けていない主流部に働きかけを行うのに対し、乱流の場合には、壁面近傍の熱輸送を操作している点において、両者の伝熱促進機構は異なるものであるといえる。

6. 結 言

二次元平行平板間に促進体を等間隔で設置した流れの層流域での熱伝達を数値計算により調べ、レイノルズ数 $Re=1000$, $Pr=0.7$ の場合について以下のことを明らかにした。

(1) 促進体と加熱壁面の間にすきまがないと、流れは定常流となり、熱伝達は平滑平板間流れより悪くなる。その理由は、促進体が流れをせき止めるため、加熱壁面近くでは熱の対流輸送効果が小さく、熱移動はほとんど熱伝導のみによって行われるためであると考えられる。

(2) 促進体どうしの間隔が $L/H=10$ で、促進体と壁面の間のすきまが $S/H=0.5$ 以上である場合には流れは非定常となる。

(3) 流れが非定常となる、 $L/H=10$ で $S/H=1$ 以上の場合に熱伝達が促進される。本研究の促進体付流路で得られた最大のヌッセルト数はすきまが $S/H=1.5$ 、間隔が $L/H=10$ で生じ、平滑平板間流れの約 4.3 倍である。

(4) この最大ヌッセルト数を平滑板流路で実現するには促進体付流路の約 28 倍のポンプ動力を必用とする。

(5) 本研究で扱った促進体付流路の伝熱促進は、促進体で発生する渦による主流のかくはんと、主流の低温流体の加熱壁面への輸送によると考えられる。

文 献

- (1) Rowley, G. J. and Patankar, S. V., Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Circumferential Fins, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **27**-4(1984), 553-560.
- (2) 鈴木・鈴木・井上・萩原, 角柱の挿入により非定常化した平行平板間流れと熱伝達, 機論, **57**-536, B(1991), 1403-1409.
- (3) Treidler, B., Humphrey, J. A. C. and Suzuki, K., A

- Numerical Investigation of Flow past Ribs in a Channel, 第28回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1991), 364-366.
- (4) Karniadakis, G. E., Mikic, B. B. and Patera, A. T., Minimum-Dissipation Transport Enhancement by Flow Destabilization : Reynolds' Analogy revisited, *J. Fluid Mech.*, **192**(1988), 365-391.
- (5) Kawamura, T. and Kuwahara, K., Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness, *AIAA-84-0340*(1984).
-