

リブ付き平行平板間流れの共存対流熱伝達*

松原幸治*¹, 中部主敬*², 鈴木健二郎*²
小林睦夫*³, 前川 博*³Combined Convection Heat Transfer in a Channel
with Two Ribs Attached to One WallKoji MATSUBARA, Kazuyoshi NAKABE, Kenjiro SUZUKI,
Mutsuo KOBAYASHI and Hiroshi MAEKAWA

Two dimensional calculation was performed for combined convection heat transfer in a channel with two ribs attached to one wall, following the previous study on forced convection case without buoyancy. The flow is heated from the surfaces of both ribs and the present study dealt with the two cases of buoyancy-assisting flow and buoyancy-opposing flow. The effect of Reynolds number, Re_L , and modified Richardson number, Ri^* , was examined keeping space between ribs, σ , and blockage ratio, τ , constant ($\sigma=3.0$, $\tau=0.5$). Increasing the magnitude of buoyancy, unsteady flows predicted by the present calculation are stabilized in both of two cases. Serious deterioration of Nusselt number on the 2nd rib suddenly occurs in a certain range of Ri^* due to the flow stabilization. This is because flow unsteadiness plays an important roll for heat transfer enhancement as was described in the previous study. However, in buoyancy-assisting flow, similar deterioration of Nusselt number also appears on the 2nd rib even if flow remains steady. This is caused by the disappearance of strong rotating flow which exists in the cavity between the both ribs and keeps fluid in the cavity cooler.

Key Words: Heat Transfer, Combined Convection, Numerical Simulation, Unsteady Flow, Ribbed Wall Channel, Flow Stabilization

1. 緒言

リブ付き面を流路壁とする流れの熱伝達は、ガスタービン動翼の内部冷却⁽¹⁾、電子機器の冷却⁽²⁾等の応用と関連があることから、これまでに多くの研究により取り上げられている⁽³⁻⁶⁾。しかしながら、その流れの非定常流域における伝熱特性については未だ不明な点が多い。

本研究では、これまでに平行平板間流路の一方の壁に二つのリブが配置された流れを取り上げ、浮力を伴わない純強制対流の場合について非定常2次元数値解析⁽⁷⁾を行った。その結果、一定のレイノルズ数における不安定性の発生限界はリブによる流路の閉塞率のみならずリブ間隔にも依存すること、流れが非定常化すると第2リブの熱伝達が顕著な促進を受けることを見出した。また、同じ流れに対して線形安定性解析⁽⁸⁾を行い、流れの非定常特性が線形安定性解析によって良く予測できることを示した。

いっぽう最近の研究^(9, 10)によって、流れの不安定

性が浮力の大きさに依存することが指摘されている。例えば能登ら⁽¹⁰⁾は、一様流中に加熱柱を挿入した場合を取り上げ、上昇流の場合には浮力の増大に伴ってカルマン渦の発生が抑制され、下降流の場合には逆にそれが促進されることを明らかにした。本報では、これまでの検討^(7, 8)と同じ流れを取り上げ、浮力の影響を考慮して数値解析を行う。なお、論文⁽⁷⁾でその影響を検討したリブ間隔と流路の閉塞率は、本論文では一定に据え置くものとし、浮力の大きさとレイノルズ数の影響に限定して議論を行う。

2. 記号

C_p : 定圧比熱 [J/(kg K)]

\vec{e} : x方向単位ベクトル

f: 周波数 [Hz]

Gr^* : 修正グラスホフ数 $= \rho^2 g \beta q_w L^4 / (\mu^2 \lambda)$

g: 重力加速度 [m/s²]

H: 平行平板間隔 [m]

h: エンタルピ [J/kg]

L: リブ高さ [m]

L_w : リブ間隔 [m]

Nu_L : ヌセルト数 $= q_w L / ((T_w - T_0) \lambda)$

P: 圧力 [Pa]

* 原稿受付 1997年3月18日。

*¹ 正員, 新潟大学大学院自然科学研究科 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

*² 正員, 京都大学大学院工学研究科 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)。

*³ 正員, 新潟大学工学部。

- q : 熱流束 [W/m²]
 Re_L : レイノルズ数 = $\rho U_m L / \mu$
 Ri^* : 修正リチャードソン数 = Gr^* / Re^2
 Sr^* : ストローハル数 = $f(L+L_w)(1-\tau) / U_m$
 T : 温度 [K]
 t : 時刻 [s]
 U : x方向速度成分 [m/s]
 \vec{u} : 速度ベクトル
 V : y方向速度成分 [m/s]
 x : 流れ方向座標 [m]
 y : 流れと直角方向座標 [m]
 β : 体膨張係数 [1/K]
 λ : 熱伝導率 [W/(m K)]
 μ : 粘性係数 [Pa s]
 ρ : 密度 [kg/m³]
 σ : リップ間隔比 = L_w / L
 τ : 流路閉塞比 = L / H

添字

- m : 空間平均
 w : リップ表面
 0 : 流路入口
 1 : 第1リップ
 2 : 第2リップ

肩字

- $\bar{\quad}$: 時間平均

3. 計算手法

数値解析で使用する基礎方程式は以下に示す連続の式, Navier-Stokes式およびエネルギー式である.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{u} \pm \frac{\rho g \beta}{C_p} (h - h_0) \vec{e} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h) = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{C_p} \nabla h \right) \quad (3)$$

ここで, 式(2)右辺の浮力項にはBoussinesque近似⁽¹¹⁻¹³⁾が施してある. 流体としては空気を想定し, 物性値 ρ , μ , λ , C_p には, それぞれ流路入口部の温度における一定値をあてた. なお, $\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u})$ は, 保存形対流項を表す⁽¹⁴⁾.

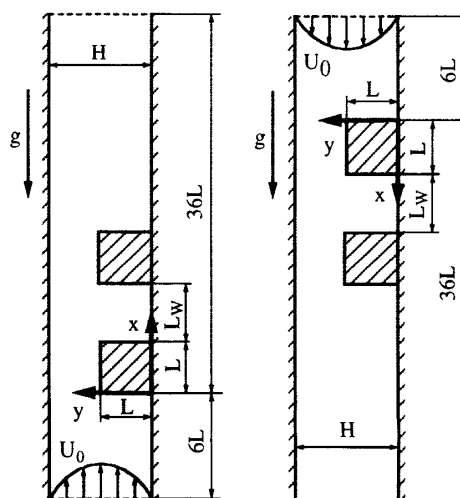
式(1)-(3)の基礎方程式に対して, コントロール・ボリューム法に基づく差分化を行う. その際の空間差分については, 拡散項には中心差分を, 対流項には3次精度風上差分(QUICK⁽¹⁵⁾)を適用し, 時間差分については完全陰解法を用いた. 得られた差分式は, 時間ステップ毎にADI⁽¹⁶⁾を併用して20回の反復計算を行いつつ時間軸に沿って解き進めた. なお, 運動方程式中の

圧力こう配の評価に用いる各格子点の圧力は, 流れ場が連続の式を満足するようにその値を定める圧力補正法(SIMPLE⁽¹⁷⁾)により求めた.

本研究で取り扱う計算領域と座標を図1に示す. 二つのリップ(リップ高さ L)は, 平行平板間流路(間隔 H)の一方の壁に L_w の間隔で配置する. リップの流れ方向長さは, リップ高さ L に等しいとした. リップの流れに正対する面をリップ前面, 流れに平行な面をリップ側面, 流れ方向を向く面をリップ背面とそれぞれ呼ぶ. 座標としては流れ方向に x を, 流れと直角方向に y をそれぞれとり, 第1リップ前面の根元を原点とする. 以下では, σ ($=L_w/L$)をリップ間隔比, τ ($=L/H$)を流路閉塞比として用いるものとし, 両リップに挟まれる領域 ($1.0 \leq x/L \leq 1.0 + \sigma$ かつ $0.0 \leq y/H \leq \tau$ の領域)をリップ間隙, それ以外の領域における流れを主流と呼ぶ. 流路内の流れはリップ表面から加熱を受けるものとし, 鉛直加熱上昇流と鉛直加熱下降流の二種類の場合を取り扱う. ただし, 流れ方向座標を前者の場合に鉛直上向き, 後者の場合に鉛直下向きとし, また式(2)に含まれる右辺第3項の正号は前者の場合に, 負号は後者の場合に使用する.

速度に関する境界条件については, 流路入口部では発達流に対する放物線分布を使用し, 固体壁上では速度をゼロとする粘着条件を用いた. 熱的には, 入口部で一様温度, 流路壁上で断熱とし, リップ表面では等熱流束加熱とした. 計算領域の下流側断面における境界条件は, その断面における速度場と温度場が境界層近似を施した式に従うとする手法⁽¹⁸⁾により定めた.

計算領域の全長はリップ高さ L の42倍であって, 第1



(a) Buoyancy-assisting flow (b) Buoyancy-opposing flow

Fig. 1 Computational domain.

リップは計算領域の上流側境界から6L下流に位置する。計算領域内には、最大で234×52の格子点をリップの各頂点で最も密になるように不等間隔に配置する。なお、最小格子間隔は、流路入口部における断面内平均流速 U_m を基準とする格子レイノルズ数が7.0以下となるように、時間刻み幅は、最小格子間隔基準のクーラント数が1.0となるように定めた⁽¹⁹⁾。

計算条件は、リップ高さ基準レイノルズ数 Re_L と修正リチャードソン数 Ri^* を用いて表示するものとし、 Ri^* の符号としては、鉛直上昇流の場合に正号を、鉛直下降流の場合に負号を用いる。 Re_L と Ri^* の値は、 $200 \leq Re_L \leq 300$ 、 $-6.0 \leq Ri^* \leq 4.0$ の範囲でそれぞれ数種類ずつ変化させた。なお、リップ間隔比 σ は3.0に、流路閉塞比 τ は0.5に固定する。純強制対流を扱った検討⁽⁷⁾から、この σ と τ の組は流れの不安定化を招き易く、またその組において流れの非定常化による顕著な伝熱促進が生じることが分かっている。

4. 結果および考察

4.1 定常流における浮力の影響 最初に浮力の有無に関係なく流れが定常にとどまる $Re_L=200$ の場合について、加熱上昇流を取り上げて検討する。その場合の流線図、等温度線図およびヌセルト数 Nu_L の分布を図2、図3および図4にそれぞれ示す。

$Ri^*=0$ の場合に注目すると、第1リップ前面の上流域では流れが流路壁からはく離しており、また第1リップ側面前縁においても流れのはく離が生じている。いっぽう、リップ間隙内の後半部では、時計方向に回転する強い循環流が存在している。この流れは比較的低温の主流流体を第2リップ前面近傍に巻き込む。また第2リップ側面に沿う流れははく離しないため、その面の熱伝達率は比較的良好に保たれる。これらの結果として、第2リップは第1リップの温度後流にさらされるが、第2リップの前面と側面におけるヌセルト数は第1リップのそれと同程度もしくはそれより若干良好な値を示し、後に示すようにこの場合の第2リップの空間平均ヌセルト数は第1リップのそれをやや上回る。

つぎに Ri^* の値を変化させた場合に注目する。図5に示すリップ間隙内におけるベクトル線図に見られるように、 Ri^* の値を0から1.0に大きくするとリップ間隙内の循環流は消失し、第1リップ背面下流側では1対の循環流が新たに生じている。流路壁に近い方の循環流の回転方向は反時計方向であり、流路壁から遠い方のそれは時計方向である。これらの循環流の発生は、流路壁に沿う流れが、より高速の主流よりも浮力の影響を顕著に受けて下降流から上昇流に変わるためである。

これらの場合に対応する等温度線図に注目すると、リップ間隙内における循環流の消失に伴って第2リップ前面部への低温流体の供給が不十分になって、その部分の温度が顕著に増大する。さらに第2リップ前縁前方で

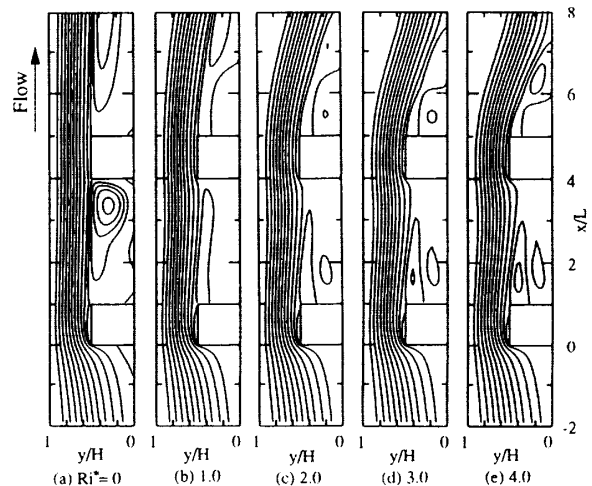


Fig. 2 Stream lines ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

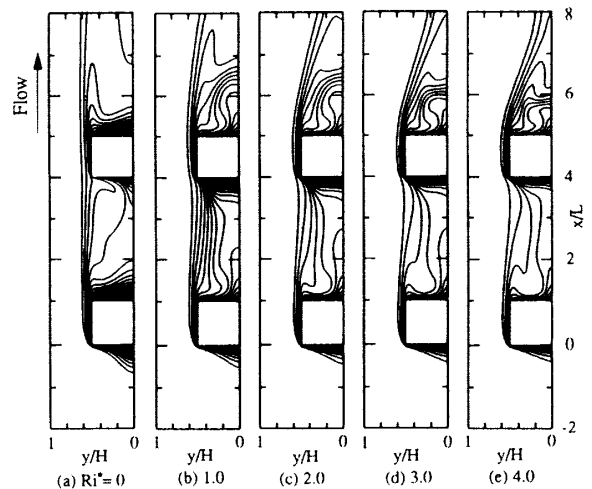


Fig. 3 Temperature contours ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

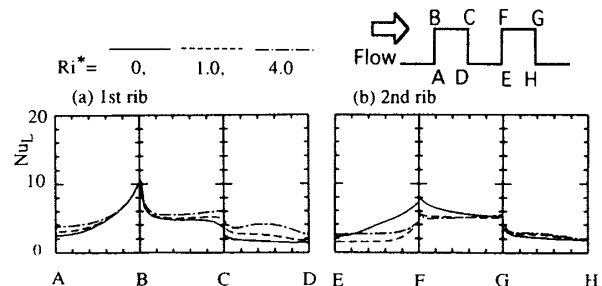


Fig. 4 Distribution of Nusselt number ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

リップ間隙から外方へ向かう速度成分を持つ順流が生じるため、第2リップ側面近傍では離れは生じないものの流速の顕著な低下が生じ、結果としてその面の温度は増大する。いっぽう、浮力の共存により生じる1対の循環流は第1リップ背面に向かう流れを強めるので、その部分の温度境界層が薄くなる。

かかる流れ場と温度場の変化に対応して、 Ri^* の増大に伴ってヌセルト数は、第2リップ前面と側面では顕著に劣化し、その一方で第1リップ背面では増大する。

つぎに加熱下降流の場合について上と同じレイノルズ数における流線図、等温度線図およびヌセルト数 Nu_L の分布を図6、図7および図8にそれぞれ示す。

第1リップ前面上流側の根元部では $Ri^*=0$ において循環流が存在するが、浮力の増大に伴ってその規模が大きくなっている。これは、根元部では流体の温度が高く、それ故、浮力により流路壁に沿う上向きの流れが誘起されるためである。根元部を除くと、第1リップ前面付近では顕著な温度の低下が見られる。これは、循環流によって比較的低温の流体がリップ前面に供給されるためである。

いっぽうリップ間隙内の循環流もまた浮力の増大に伴って大きくなり、とくに $Ri^*=-6.0$ ではその一部が第2リップ側面上まで伸長している。しかしながら、それにより第2リップ側面に沿う流れが低速の逆流になるため、第2リップ側面近傍における流体温度は増大する。この高温流体は循環流によって第2リップ前面近傍に運ばれるので、その領域の温度も高くなる。すなわち、第1リップ前面上流側と第2リップ前面上流側とともに浮力の増大により循環流の規模が大きくなるという類似の現象が起こるが、それらの現象は温度場に対しては逆に作用する。

以上に述べた温度場の変化に対応して、第1リップ前面におけるヌセルト数は浮力の増大に伴い増加し、第2リップ前面と側面におけるヌセルト数は逆に減少す

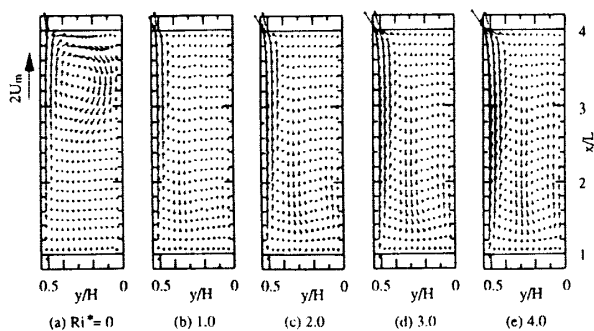


Fig. 5 Velocity vectors in the cavity ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

る。

4. 2 非定常流における浮力の影響 流れの不安定性に対する浮力の影響を検討するため、 $Re_L=250$ の場合について加熱上昇流に対する瞬間の等温度線図を図9に示す。ただし、図中の陰影部は渦

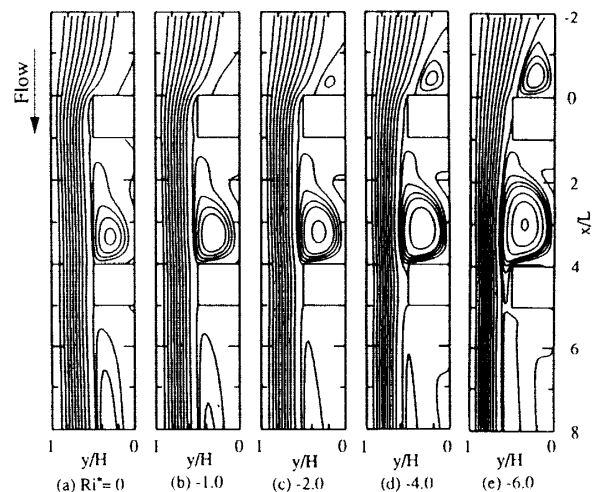


Fig. 6 Stream lines ($Re_L=200$, $Ri^* \leq 0$).

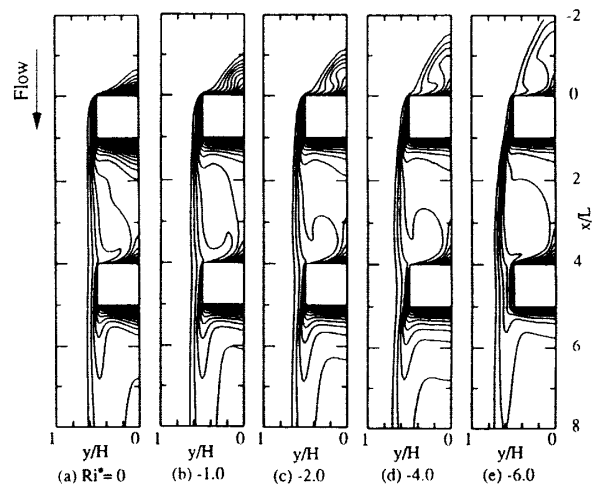


Fig. 7 Temperature contours ($Re_L=200$, $Ri^* \leq 0$).

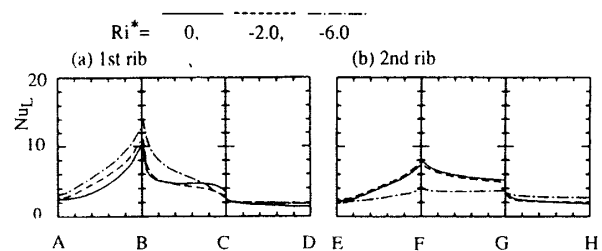


Fig. 8 Distribution of Nusselt number ($Re_L=200$, $Ri^* \leq 0$).

度の符号が正の領域に対応する。

$Ri^*=0$ の場合には、第1リップ側面から発達するせん断層内には局所的に渦度が高い領域（集中渦と呼ぶ）が形成されており、流れが非定常化していることが示唆される。図10に、変動速度に対する速度ベクトル線図の一例を示す。図中の陰影部は、瞬間の温度が時間平均値よりも高い領域を示す。回転方向が交互に逆方向きの渦対列が発生し、それにより温度場も顕著な非定常性を示す。 $Ri^*>0$ の場合の図9を見ると、浮力が共存すると流れは安定化し、とくに Ri^* を1.0から2.0に増大すると流れは定常化する。この傾向は、他の形式の流れ^(8, 9)で見られる傾向と同じである。図11には、加熱上昇流に対する流動様式図を示す。それによると、浮力の共存による流れの安定化を反映して、 Ri^* の増加とともに臨界レイノルズ数の値は大きくなる。

第1リップ側面近傍における速度ベクトル線図を拡大し、前半部と後半部に分けて図12と図13にそれぞれ示す。すでに述べたように $Ri^*=0$ の場合には第1リップ側面前縁で流れがはく離し、第1リップ側面に沿って低速の逆流域が現れる。この低速流域では Ri^* が増大すると浮力の影響により流れは上向きに加速され、その結果 $Ri^*=4.0$ では流れがリップ側面後縁付近に再付着する。このはく離泡の縮小は、不安定化しやすい自由せん断層を安定な固体壁近傍に近づけ、結果として流れの安定化をもたらすと推測される。なお、自由せん断層内の速度勾配の大きさも流れの安定性に関係するが、本計算結果によると Ri^* の変化に伴う速度勾配の大きさの変化は微小であった。

つぎに、加熱下降流の場合について、 $Re_L=235$ における瞬間の等渦度線図を図14に示す。同図を見る

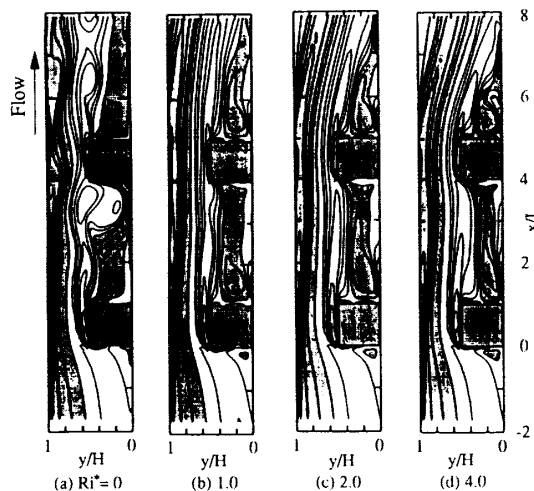


Fig. 9 Vorticity contours ($Re_L=250$, $Ri^* \geq 0$).

と、 Ri^* を -4.0 以下にすると流れは定常化している。流れに加熱柱状物体を挿入する場合^(8, 9)には、加熱下降流は浮力の共存により不安定化するとされており、本計算による上記の傾向はそれと逆である。

このことについて検討するため、第1リップ側面前半部と後半部それぞれの近傍領域における速度ベクトル線図を図15と図16に示す。それらを見ると、浮力

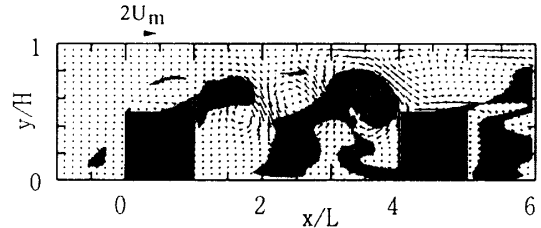


Fig. 10 Fluctuating velocity vectors ($Re_L=300$, $Ri^*=0$).

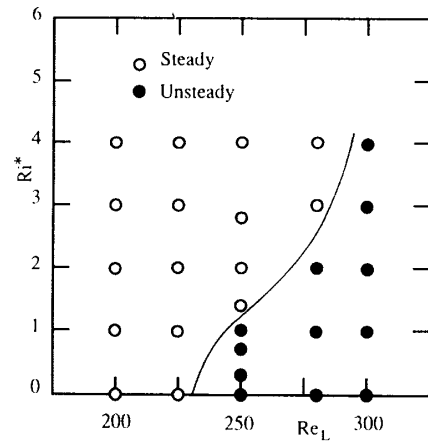


Fig. 11 Flow patterns ($Ri^* \geq 0$).

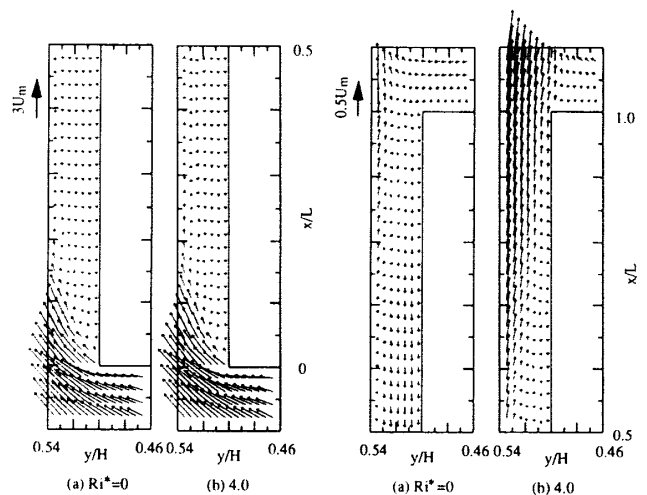


Fig. 12 Velocity vectors around the upstream half of the 1st rib side surface ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

Fig. 13 Velocity vectors around the downstream half of the 1st rib side surface ($Re_L=200$, $Ri^* \geq 0$).

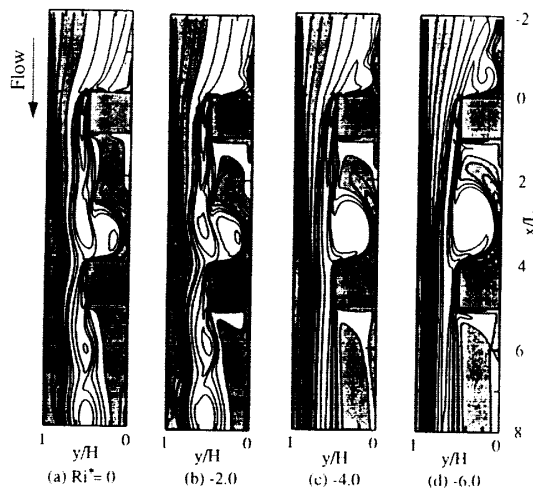


Fig. 14 Vorticity contours ($Re_L=235, Ri^* \leq 0$).

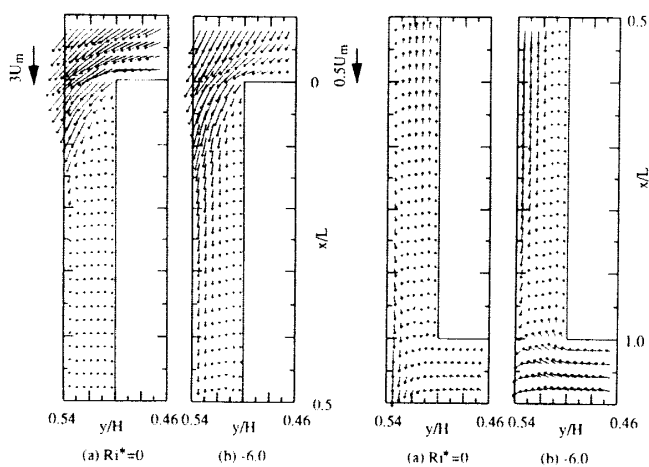


Fig. 15 Velocity vectors around the upstream half of the 1st rib side surface ($Re_L=200, Ri^* \leq 0$).

Fig. 16 Velocity vectors around the downstream half of the 1st rib side surface ($Re_L=200, Ri^* \leq 0$).

Table 1 Strouhal number.

$Ri^* \setminus Re_L$	235	250	280	300
-3.0	1.30			
-2.0	1.28			
-1.0	1.27			
0	1.25	1.26	1.26	1.26
0.4		1.25		
0.7		1.24		
1.0		1.21	1.23	1.26
1.4		—		
2.0		—	1.23	0.889
2.8		—		
3.0			—	0.819
4.0			—	0.752

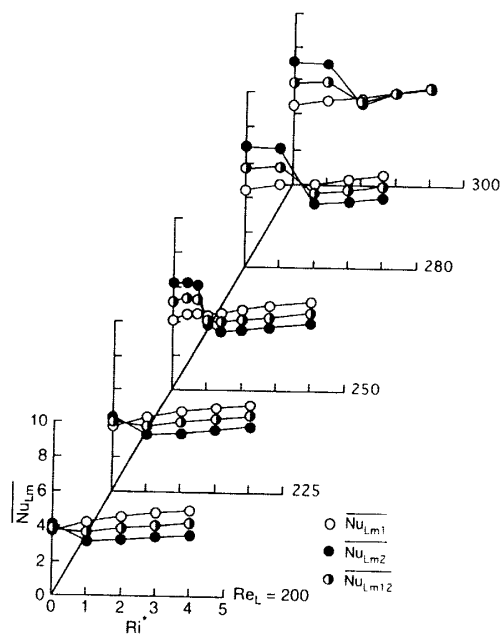


Fig. 17 Time and space mean Nusselt number ($Ri^* \geq 0$).

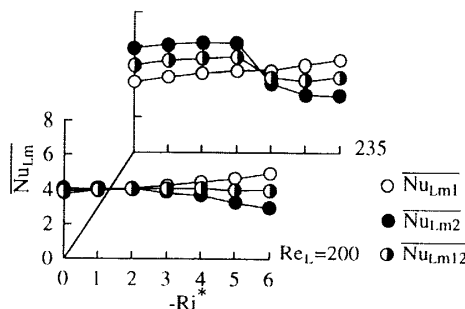


Fig. 18 Time and space mean Nusselt number ($Ri^* \leq 0$).

の影響によりはく離せん断層がリップ側面に近づき、はく離泡の寸法が減少している。このことが、加熱上昇流の場合と同様に、流れの安定化に寄与すると推察される。加熱下降流の場合にかかる流れ様式となるのは、流線図(図6)から確認できるように、第1リップ前面上流側に生じる循環流が浮力の影響で成長するため、第1リップ前縁を回り込む流れの側面との傾き角が小さくなるためである。なお、図4と図8に見られるように、加熱上昇流の場合にも加熱下降流の場合にも、浮力の増大に伴うはく離泡の減少に関連して第1リップ側面のヌセルト数は増加する。

流れが非定常化する全ての計算例から得た速度変動の周波数を、ストローハル数 Sr^* の値として表1に示す。ただし、表中の—印は流れが定常流であることを表す。前報⁽⁷⁾によると、純強制対流の場合にはリップ間隔比 σ と流路閉塞比 τ を変化させても Sr^* は大きな変

化を受けない。しかしながら、表1に見られるように、 Re_L 、 Ri^* 双方が比較的小さい場合には Sr^* はほぼ一定値をとるものの、それらが大きくなると Ri^* の増大に伴い Sr^* は低下する。

4. 3 時間空間平均ヌセルト数 第1リブおよび第2リブに対する時間空間平均ヌセルト数 $\overline{Nu_{Lm1}}$ と $\overline{Nu_{Lm2}}$ 、ならびにそれらの算術平均値 $\overline{Nu_{Lm12}}$ に注目し、その特性について吟味する。加熱上昇流に対する全計算例の結果を、図17に示す。

まず、 $Ri^*=0$ における5例に注目すると、流れが定常な $Re_L=200$ 、225の場合には両リブのヌセルト数 $\overline{Nu_{Lm1}}$ と $\overline{Nu_{Lm2}}$ の値はほぼ同程度であるが、流れが非定常化する $Re_L=250$ 、280および300の場合には、第2リブのヌセルト数 $\overline{Nu_{Lm2}}$ は第1リブのヌセルト数 $\overline{Nu_{Lm1}}$ の値を50~70%上回る大きさになっている。この場合の第2リブにおける伝熱促進は、図9(a)で指摘した集中渦が主流部から低温流体をせん断層内に巻き込み、またせん断層内の高温流体を主流部へ排除し、結果として第1リブにより加熱されたせん断層内の過剰温度を速やかに回復する効果⁽⁷⁾と、集中渦が第2リブに衝突して生じる分裂渦による洗濯効果^(20, 21)に起因する。

続いて浮力の影響について検討する。いずれの Re_L の値においても、 $\overline{Nu_{Lm2}}$ は $0 \leq Ri^* \leq 2.0$ の範囲で Ri^* の増大に対して急激に減少している。このことは基本的にリブ間隙内における循環流の消失に基づくが、流れが定常化する $Re_L=250$ 、280の場合には流れの定常化による影響も無視できないと考えられる。

つぎに、加熱下降流の場合の結果を図18に示す。 $Re_L=235$ の場合には、第2リブのヌセルト数 $\overline{Nu_{Lm2}}$ は、流れが定常化する $Ri^*=-3.0$ と -4.0 の間で急激に減少している。このように、加熱下降流においても流れの安定化は加熱上昇流におけるそれと同様に第2リブのヌセルト数を下げる作用を持つ。

5. 結言

本研究では、これまでの研究と同じ平行平板間流路の一方の壁に二つのリブを配した流れを取り上げて、浮力を考慮に入れて2次元非定常数値解析を行った。その結果、以下の知見を得た。

(1) 流れが定常にとどまる純強制対流の場合には、リブ間隙内の後半部に循環流が存在し、それは第2リブの熱伝達を良好に保つ働きをする。浮力が共存すると、加熱上昇流の場合にはこの循環流は消失し、そのため第2リブの熱伝達は劣化する。

(2) 加熱上昇流の場合にも加熱下降流の場合にも、浮力の影響によって流れは安定化する。これは、双方の場合とも共存対流下では第1リブ側面におけるはく離泡の寸法が減少するためである。

(3) 加熱上昇流と加熱下降流の双方の場合とも、浮力の影響による流れの安定化は、第2リブの熱伝達を顕著に劣化させる。

参考文献

- (1) Aliaga, D. A., Klein, D. E. and Lamb, J. P., *Exp. Heat Transf.*, 6(1993), 17-34.
- (2) Hong, Y. J., Hsieh, S. S. and Shin, H. J., *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, 113(1991), 190-198.
- (3) 菅原菅雄・佐藤俊・巽竹次, *機論*, 18-72(1952), 11-16.
- (4) Webb, R. L., Eckert, E. R. G. and Goldstein, R. J., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 14(1971), 601-617.
- (5) Lehmann, G. L. and Wirtz, R. A., *Heat Transf. Eng.*, 9-3(1988), 66-75.
- (6) Ghaddar, N. K., Magen, M., Micic, B. B. and Patera, A. T., *J. Fluid Mech.*, 168(1986), 541-567.
- (7) Matsubara, K., Suzuki, K., Treidler, E. B., Suzuki, H. and Mae, Y., *Proc. of 10th Int. Heat Transf. Conf.*, VI (1994), 73-78.
- (8) 松原幸治・中部主敬・鈴木健二郎, *機論B編*, 62-597(1996), 1937-1944.
- (9) 中部主敬・長谷川寛・松原幸治・鈴木健二郎, *機論B編*, 62-599(1996), 2782-2789.
- (10) 能登勝久・松本隆一, *機論B編*, 50-460(1984), 3015-3023.
- (11) Patankar, S.V., Ramadhyani, S. and Sparrow E. M., *Trans. ASME J. Heat Transf.*, 100(1978), 63-70.
- (12) Baek, B. J., Armaly, B. F. and Chen, T. S., *Trans. ASME J. Heat Transf.*, 115(1993), 403-408.
- (13) Abu-Mulaweh, H. I., Armaly, B. F. and Chen, T. S., *Trans. ASME J. Heat Transf.*, 116(1994), 247-249.
- (14) Bird, R. B., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N., *Transport Phenomena*, (1960), John Wiley & Sons.
- (15) Leonard, B. P., *Comput. Method Appl. Mech. Eng.*, 19 (1979), 59-98.
- (16) Roache, P. J., *Computational Fluid Dynamics*, (1976), Hermosa Publishers.
- (17) Patankar, S.V. and Spalding, D.B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 15-10(1972), 1787-1806.
- (18) 木枝茂和・鈴木健二郎, *機論B編*, 46-409(1984), 1655-1661.

- (19) 鈴木洋・井上義昭・西原淳夫・鈴木健二郎, 機論
B編, 57-536(1991), 1390-1395.
(20) 鈴木洋・鈴木健二郎・井上義昭・萩原良道, 機論

B編, 57-536(1991), 1403-1409.

- (21) 喜冠南・二神俊蔵・萩原良道・鈴木健二郎, 機論

B編, 59-560(1993), 1324-1329.
