

後ろ向きステップ鉛直上昇共存対流の熱流動数値解析*

岩井 裕^{*1}, 松原 幸治^{*2}
中部 主敬^{*3}, 鈴木 健二郎^{*3}Numerical Simulation of Buoyancy Assisting Backward-Facing Step
Flow and Heat Transfer in a Rectangular DuctHiroshi IWAI, Koji MATSUBARA,
Kazuyoshi NAKABE and Kenjiro SUZUKI

Two- and three-dimensional numerical simulations have been performed for mixed convective upward flows over a backward-facing step in a duct. The Reynolds number, expansion ratio and aspect ratio (in 3D sim.) were kept constant at $Re=125$, $ER=2$ and $AR=16$, respectively. The heat flux at the wall downstream of the step was uniform, while the straight wall, the step and the side walls (in 3D sim.) were assumed to be adiabatic. The effect of the buoyancy level, Ri^* , was the major interest in this study. It was found that the reattachment point and the peak Nusselt number point moved upstream as Ri^* was increased, while the secondary recirculation region, which developed at the corner of the step, became larger. It was also found that there existed a secondary flow in a cross section immediately downstream of the step. Flow directed toward the center of the duct becomes more intensive as Ri^* increases, which possibly results in an increase in the level of three-dimensionality of the flow and thermal fields.

Key Words: Numerical Analysis, Heat Transfer, Internal Flow, Backward Facing Step, Separation and Reattachment, Buoyancy Assisting Flow, Low Reynolds Number

1. 緒言

後ろ向きステップは、剥離と再付着流れを実現する流れ系の中でもっとも基本的なものであり、これまでこの系を対象として流動および伝熱特性に関する実験的⁽¹⁾および数値解析的研究⁽²⁻⁶⁾が数多く行われてきた。筆者ら⁽⁷⁾はこれまでに、ダクト内後ろ向きステップ流の三次元数値解析を行い、流れが層流にとどまるような低レイノルズ数域において、アスペクト比が熱流動場に与える影響について検討した。その際、特に側壁の存在に起因する熱流動場の三次元性を抽出するために浮力の影響を敢えて無視したが、実際には流れ場中の温度の不均一が大きい場合には浮力によって自然対流が生じ、流れは強制対流と自然対流が共存したものとなる。低レイノルズ数の流れは浮力の影響を受けやすいことを考えると、その影響を検討することは重要である。そのため最近では後ろ向きステップ流に対しても浮力の影響が調査されている⁽⁸⁻¹³⁾。例えばBaekら⁽⁸⁾、Abu-Mulawehら^(9,10)はステップ側の壁面を等温加熱して熱流動場の測定を行い、Linら^(11,12)、Hongら⁽¹³⁾は加

熱の程度、流路の傾斜角、プラントル数などの影響を二次元数値解析で検討した。しかしながらこの系の特性に影響するパラメータの数が多いこともあり、未だ共存対流についての十分な知見は得られていない。

特に熱流動場の三次元性について検討された例は少ないので、三次元計算による現象解明のアプローチは有益であろう。またその一方で二次元計算は計算時間、記憶容量の面で有利であるため今後も行われていくと予想されるが、その際には二次元計算がどの程度まで三次元計算の結果と一致するのかを把握しておくことが必要である。

本研究では、流れが層流にとどまる低レイノルズ数において、浮力の有無あるいはその程度が熱流動場に与える影響に関する基礎的な知見を得ることを目的として、ダクト内後ろ向きステップの鉛直上昇流れの二次元および三次元数値解析を行ったので、その結果を報告するとともに、浮力の影響による流れ場の三次元化にともなう、二次元計算の限界についても報告する。

2. 記号

AR :アスペクト比 $=W_D/S$

C_f :壁面摩擦係数 $=2\tau_w/\rho U_m^2$

* 原稿受付 1997年1月13日。

*¹ 准員, 京都大学大学院 (〒606-01 京都市左京区吉田本町)。*² 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)。*³ 正員, 京都大学大学院工学研究科。

- C_p : 流体定圧比熱 [J/(kg·K)]
 C_p : 圧力係数 $=2\Delta P/\rho U_{m0}^2$
 ER : 流路拡大率 $=H/(H-S)$
 g : 重力加速度 [m/s²]
 Gr^* : 修正グラスホフ数 $=\rho^2 g \beta q_w S^4 / \mu^2 \lambda$
 H : ダクト高さ [m]
 h : エンタルピ [J]
 Nu : 局所ヌセルト数 $=q_w S / \lambda(T_w - T_0)$
 P : 圧力 [Pa]
 q : 熱流束 [W/m²]
 Re : レイノルズ数 $=\rho U_{m0} S / \mu$
 Ri^* : 修正リチャードソン数 $=Gr^* / Re^2$
 S : ステップ高さ [m]
 T : 温度 [K]
 t : 時間 [s]
 U : x 方向速度成分 [m/s]
 U_{max} : yz 断面内での最大 x 方向速度成分 [m/s]
 V : y 方向速度成分 [m/s]
 W : z 方向速度成分 [m/s]
 W_D : ダクト幅 [m]
 W_y : W の y 方向勾配 $=\partial W / \partial y$
 x : 流れ方向座標 [m]
 y : 高さ方向座標 [m]
 z : スパン方向座標 [m]
 β : 流体の体積膨張係数 [1/K]
 λ : 流体の熱伝導率 [W/(m·K)]
 μ : 流体の粘性係数 [Pa·s]
 ρ : 流体の密度 [kg/m³]
 τ : せん断応力 [Pa]
 添字
 m : 断面平均
 max : ヌセルト数の最大値および、その位置
 n : スパン中央でのピークヌセルト数位置
 o : 第二循環流域の下流端
 r : 再付着位置
 w : 壁面
 0 : 入り口部

3. 計算手法および条件

三次元計算の場合の計算領域の概要を図1に示す。二次元計算は図1中の $z=0$ の断面に相当する計算領域で行われた。その場合の計算手法は三次元計算のそれに基本的に準ずるので、以後は主に三次元計算の場合について説明する。ダクトを構成する四つの壁のうち、ステップ側の壁を加熱壁、その対向壁を平板壁、残りの二つを側壁と呼ぶことにする。座標原点は図中に示したように加熱壁面上のステップ位置でかつスパン方向中央にとり、

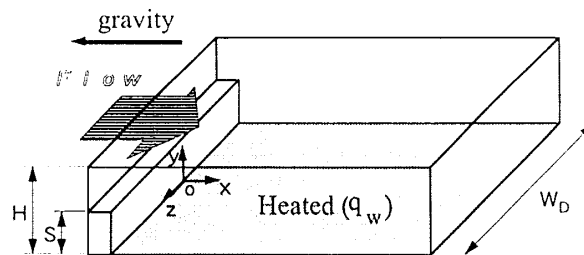


Fig.1 Computational domain.

流れ方向下流に向かって x 座標，加熱壁から平板壁に向かう方向へ y 座標，スパン方向に z 座標をとる。計算領域の上流側境界はステップ位置からほぼステップ高さ S に相当する距離だけ上流に，また下流側境界はステップ位置から約 $30S$ 下流に設置した。これらの境界位置の妥当性は，ステップ位置から両境界までの距離を数種類変化させた予備計算を行って確認した。基礎方程式は式(1)~(3)に示す連続の式，時間依存項を含むナビエ・ストークス式およびエネルギー式である。

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

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

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

なお以下では速度ベクトル \vec{U} の代わりに速度成分 U, V, W を使用するがそれらは x, y, z 方向の速度成分である。これらの基礎方程式を有限体積法を用いて差分化し，三次元非定常数値解析を行った。差分化にあたっては対流項には五次精度風上差分を，拡散項には四次精度中心差分を用いた。また流体は室温の空気であると見做してその物性値は一定とし，重力項はブジネスク近似によって取り扱った。なお，プラントル数は0.72とした。運動方程式中の圧力勾配の評価に用いる各格子点の圧力の決定には，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法)⁽¹⁴⁾を採用した。差分化された基礎方程式を，時間ステップ毎にADI法⁽¹⁵⁾を併用して反復計算しつつ，完全陰解法により時間軸に沿って解き進めた。

入り口境界における境界条件としては， U の分布を十分発達したダクト内定常層流の三次元速度分布近似式⁽¹⁶⁾により与えた。ただし二次元計算の場合には放物型速度分布を与えた。他の速度成分については $V=W=0$ とし，また温度は一様とした。固体壁面上での境界条件として粘着条件を用いて $U=V=W=0$ とし，熱的には加熱壁を等熱流束加熱，残りのすべての固体壁面で断熱とした。下流側境界での境界条件として，ノイマン条件を採用した。計算領域内に最大総数 $140 \times 36 \times 87$ 個の

格子点を、ステップ近傍および壁近傍で密になるように不等間隔に配置した。時間ステップ幅は最小格子間隔基準のクーラント数が1となるように定めた。

ダクト内ステップの幾何形状を記述する幾何パラメータとして流路拡大率 ER および三次元計算の場合にはアスペクト比 AR を採用し、本研究ではそれぞれ2.0および16に据え置いて検討を行った。特にアスペクト比 $AR=16$ は、強制対流場を取り扱った前報⁽⁷⁾においてスパン方向中央部に二次元流れ領域が形成されると結論された値に相当している。また入り口断面平均流速 U_{m0} とステップ高さ S を基準とするレイノルズ数 Re を125で一定とする一方で、浮力パラメータである修正リチャードソン数 Ri^* ($= Gr^*/Re^2$) を変更して計算を行った。これはすなわち、例えばステップ高さを一定とすると、加熱熱流束を変更したことに相当する。本研究では実験的研究での実現性を考慮し、常温でステップ高さを10mmとした場合に、主流と加熱壁面の温度差が10~30Kとなるような条件を計算条件として設定した。なお Re を一定として Ri^* を変更する場合に検討内容を絞る理由については、次章の最後に付言する。

いずれの計算条件でも計算開始後しばらくは計算値は過渡の様相を示したが、その変化はだいに鈍化し、一定値に漸近した。本研究では計算領域内の数ヶ所で計算値の時間変動をモニターし、それらが一定値に漸近した場合には流れが定常であると見做した。なお今回行った全ての計算条件において流れは定常と判定された。各時間ステップで最大10回の反復計算が行われており、1回の反復計算に要する計算時間は、総格子点数が約 4×10^5 の場合、京都大学大型計算機センター計算機 (VP2600E) で約0.6sであった。

4. 計算結果および考察

計算手法の妥当性を検討する。まずステップ流の重要な指標の一つである再付着位置 x_r とレイノルズ数 Re の関係を図2に示す。本報では再付着位置を、ステップ下流で壁面摩擦係数が負から正に転ずる点と定義する。図中の Armaly ら⁽¹⁾の実験は非加熱系で行われたので、対比した本研究結果は二次元、三次元ともに非加熱の場合の結果である。また本研究以外の計算結果⁽²⁻⁴⁾もすべて非加熱で行われたものである。詳細は前報⁽⁷⁾に譲るが、 $Re=125$ の条件では二次元計算および三次元計算ともにその結果は実験値と良好に一致し、速度場に関する本計算手法の妥当性が確認される。

次に温度場と重力項の取り扱いの妥当性について検討する。Baek ら⁽⁸⁾は流路拡大率がほぼ1のダクト内ステップ流において、ステップ下流の壁面を等温加熱した場合の熱流動場の測定を行った。彼らの行った実験条件

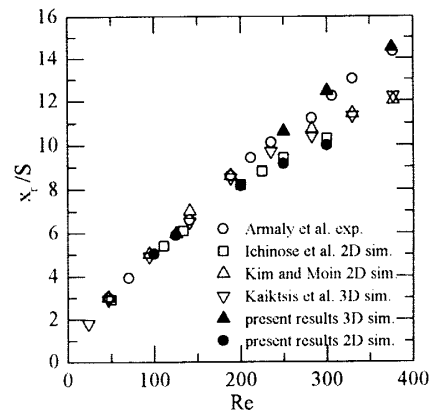


Fig.2 Reattachment length vs Re .

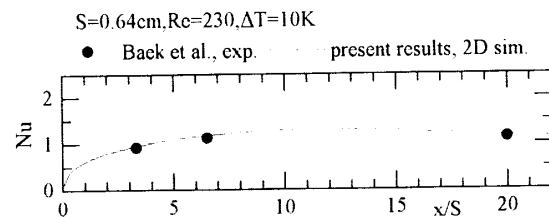
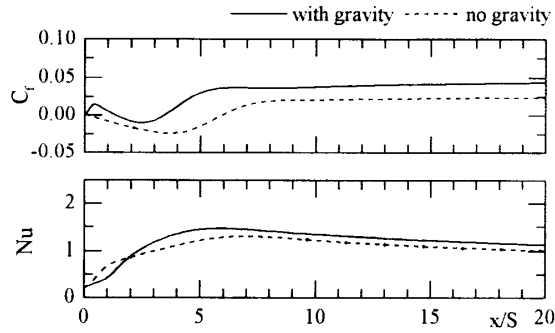
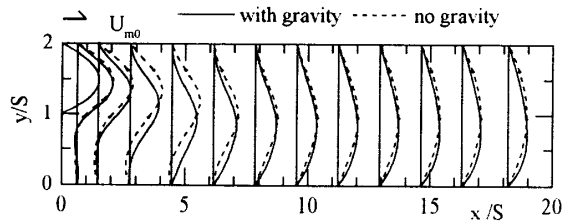


Fig.3 Nu distribution.

に近い計算条件の場合の計算結果を、彼らの測定値と比較する。Baek らはアスペクト比を約48と十分に大きく設定することで、流れ場、温度場のスパン中央での二次元性が良好に保たれていたと報告している。よって比較のための計算は二次元で行った。その場合の境界条件は Abu-Mulaweh ら⁽⁹⁾の二次元計算に準じた。加熱壁面上スパン中央でのヌセルト数の x 方向分布を図3に示す。実験に準じた計算条件を設定した二次元計算の結果は図示した Baek ら⁽⁸⁾の実験値とよく一致しており、温度場、重力項の取り扱いを含めて本計算の総合的な妥当性が認められる。

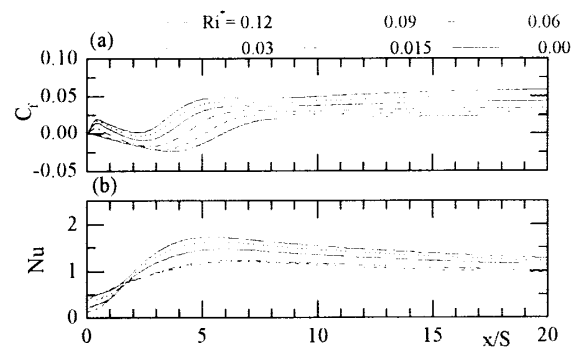
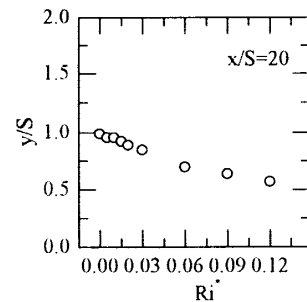
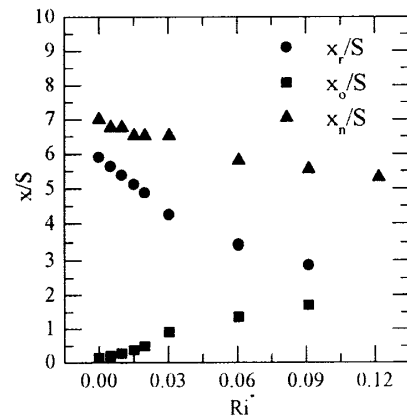
前報⁽⁷⁾によると、レイノルズ数が低くアスペクト比が十分に大きい場合にはスパン中央付近の流れ、温度場はともに二次元と見做せる。そこで、純強制対流の計算において二次元計算でも比較的良好な結果が得られた $Re=125$ の場合の、加熱壁面を等熱流束加熱する場合に注目して、熱流動場に与える浮力の影響について検討する。

まず $Ri^*=0.06$ に相当する q_w を与え、浮力を考慮した場合とそうでない場合の結果を比較する。図4に壁面摩擦係数とヌセルト数の流れ方向分布を示す。浮力の有無により、両者には顕著な違いが見られ、たとえば浮力を考慮した方が加熱壁面の壁面摩擦係数は流れ方向全域にわたって大きな値をとっている。これは、加熱面近傍の流体が比較的高温になり鉛直上方すなわち主流方向への浮力をうけて加速されるために、壁近傍での y 方向速度勾配が大きくなった結果である。この様子を視覚的に捕えるためにいくつかの x 座標における速度成分 U

Fig. 4 C_f and Nu distribution.Fig. 5 U distribution at several x -locations.

の y 方向分布を図5に示す。浮力がある場合には、それが無い場合に比べてより上流側で主流が加熱壁へと再付着している。 $x/S > 10$ では両者とも速度分布の形状が流れ方向にほとんど変化しなくなるが、そのとき浮力がある場合には加熱壁側でやや膨らんだ分布形状となっていることが分かる。

次にレイノルズ数を一定とし Ri^* を変更してその壁面摩擦係数とヌセルト数に対する影響を調べた。図6(a)を見ると、 Ri^* の増大と共に壁面摩擦係数 C_f は流路全域にわたって増加することが分かる。これは上述のように加熱によって主流の速度分布形状が変化するためである。参考のため $x/S=20$ において U が最大値をとる y 方向位置と Ri^* の関係をまとめて図7に示す。この図から加熱量の増加とともに主流の速度分布が加熱壁側に偏ったものとなることがわかる。再び図6(a)を見ると $Ri^* > 0.03$ ではステップ直後の壁面摩擦係数が正値をとる第二循環流域が現われ、その寸法は加熱量の増大とともに大きくなる。ここで第二循環流域とはステップ背面と加熱壁から成るステップコーナー部付近に形成される循環流域であり、ステップ下流の主循環流域の内側に存在し、それとは逆符号の循環を有する領域である。本研究ではその下流端をステップ下流の壁面摩擦係数が正から負に変わる位置と定義し、その x 方向の大きさを第二循環流域寸法 x_o として求めた。この第二循環流域寸法の増大とともに、 $x/S < 2$ の領域でのヌセルト数分布の形状が変化することが図6(b)より分かる。ただし $x/S > 2$ ではヌセルト数は Ri^* の増大と共に大きくなる。また、 Ri^* が大きいほどヌセルト数の分布ははっきりとしたピークを持つ傾向にあり、そのピーク値は修正リチャードソン数の増大とともに大きくなることも図6(b)からわかる。

Fig. 6 C_f and Nu distribution (2D sim.).Fig. 7 y/S of U_{max} vs Ri^* .Fig. 8 x_r, x_o, x_n vs Ri^* .

再付着位置 x_r 、第二循環流域寸法 x_o 、ピークヌセルト数位置 x_n の Ri^* との関係を図8に示す。 Ri^* の増大とともに再付着位置 x_r 、ピークヌセルト数位置 x_n が小さくなり、第二循環流域寸法 x_o は大きくなる。またピークヌセルト数は常に再付着位置よりも下流側に存在し、両者の差は Ri^* の増大とともに大きくなる。これらの傾向は Baek ら⁽⁸⁾、Lin ら⁽¹¹⁾ が行った等温加熱条件の研究結果と類似している。特に $Ri^*=0.12$ では、再付着位置と第二循環流域寸法はもはや存在しなくなっている。これは後に示すように第一循環流域が加熱壁に到達せず、第二循環流域が直接主流に接合するためである。

Ri^* の変化に伴う流れ場の違いを流線図を用いて検討する。 $Ri^*=0.00, 0.06, 0.12$ の3ケースの流線図を図9に示す。 $Ri^*=0.00$ ではステップ下流に大きく存在する

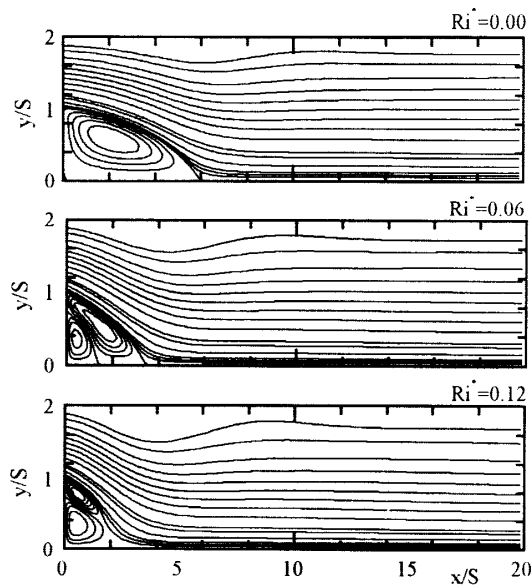
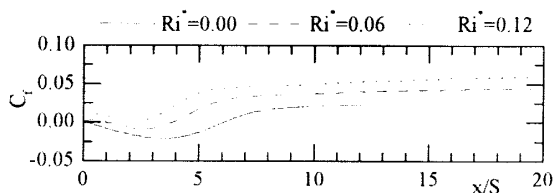


Fig.9 Streamlines.

Fig.10 C_f distribution(3D sim.).

循環流域が Ri^* の増加とともに縮小し、同時にその内側に第二循環流域が発達してくる様子がよくわかる。また $Ri^*=0.12$ ではステップ角から剥離した流線は加熱壁に到達することなく、ステップ背面に再付着している。

ここまでの二次元解析の結果から、鉛直上昇後ろ向きステップ流における浮力の影響の概要が得られた。さらに詳細に熱流動場を理解するためにこれまで検討例の少ない三次元数値解析を行い、熱流動場の三次元性について検討する。二次元計算の結果を考慮に入れ、浮力を無視する場合、第二循環流域が発達して浮力の影響が顕著に表れる $Ri^*=0.06$ の場合、およびステップ下流の循環流域が壁面に到達しなくなる $Ri^*=0.12$ の場合の3ケースに注目する。ちなみに条件 $Ri^*=0.06$ は、計算手法の妥当性を検討した際に比較対象とした Baek ら⁽⁸⁾ の実験のおおよそ7倍の加熱量を与えたことに相当する。

一般に実験ではアスペクト比を大きくしてスパン方向中央断面内の熱流動場を二次元と見做して諸量の測定を行うことが多い。そこで三次元計算結果から求められるこの断面内の壁面摩擦係数の分布を図10に示し、これと二次元計算の結果(図6(a))とを比較する。 $Ri^*=0.00$ の場合には二次元と三次元計算の結果は近いが、 $Ri^*=0.06$ および 0.12 の場合では $x/S < 5$ において両者のあいだに顕著な差異が見られる。この領域における二次元計算と三次元計算の結果の差異は、 $Ri^*=0.06$

および 0.12 の場合にはスパン方向中央断面内であっても流れ場の三次元性が無視できない可能性を示唆する。

そこで、この三次元性について検討するために、加熱壁面での壁面摩擦係数分布を等高線図として図11に示す。陰影が施された領域は壁面摩擦係数が正值であることを、白色はそれが負値であることを表す。例えば $Ri^*=0.06$ では陰影部と白色部の境界が $x/S=1$ と 4 の二ヶ所に見られるが、上流側は第二循環流域下流端に、下流側は再付着位置に対応する。この図より、 Ri^* の増大とともに第二循環流域が発達すること、またスパン方向全域にわたって再付着位置が上流へと移動する様子が再確認できる。特に $Ri^*=0.12$ ではスパン方向中央部で白色部がなくなり、その部分のステップ壁近傍にはもはや逆流域が存在しない。このような傾向は二次元計算の結果と一致しているが、一方、側壁近くでは二次元計算では予測不可能な逆流域が見られる。また $Ri^*=0.06$ および 0.12 の場合にはスパン方向中央付近でも等高線が z 軸と平行になる領域は存在せず、壁面摩擦係数分布の三次元性が崩れる傾向にあることもこの図からわかる。

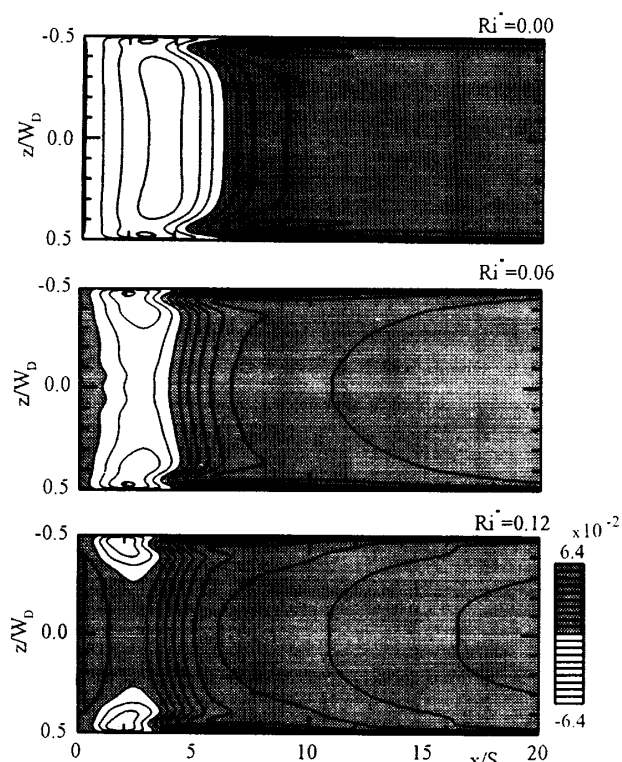
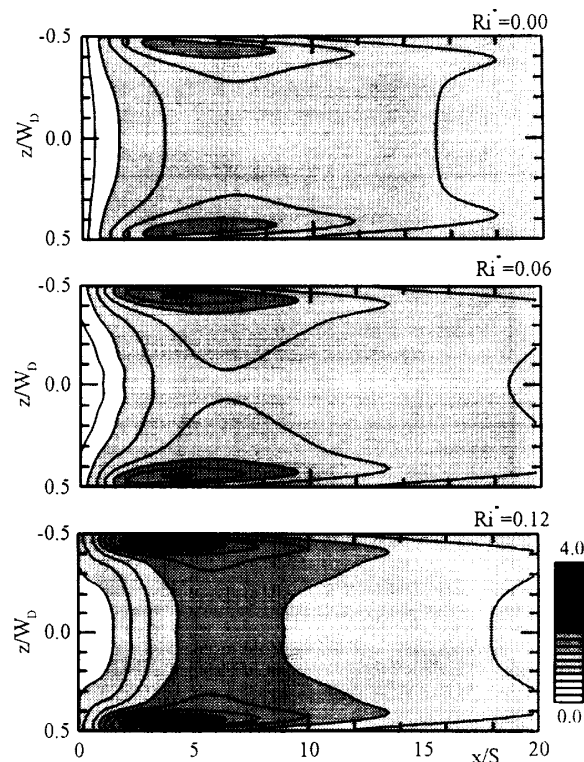
同様に図12に加熱壁面上ヌセルト数分布を等高線で示す。図中陰影の濃い部分ほどヌセルト数の値は大きい。 Nu_{max} は純強制対流の場合と同様に両側壁近くの二ヶ所に現われ、その x 方向位置は Ri^* の増加に伴い上流に移動している。これに対し、その z 方向位置は加熱量によって変化しない。また Nu_{max} の値は加熱量の増加とともに大きくなる。これらをまとめて表1に示す。

Table 1 Locations and values of Nu_{max} .

Ri^*	x_{max}/S	z_{max}/W_D	Nu_{max}
0.00	5.4	0.45	1.55
0.06	4.1	0.45	1.82
0.12	3.7	0.45	2.34

ステップ直後における yz 平面内での流れおよび温度場の様相を知るために、加熱量が異なる3ケースについてそれぞれ x/S が異なる二断面内の二次流のパターンと U の分布とを合わせて図13に、また同じ断面内の等温度線図を図14に示す。図13中の矢印は V と W の合成速度ベクトルを、実線は U の等高線を表す。陰影が施されている部分は U が正值、白色の部分はそれが負値であることを表す。図14の等温線は各断面内での最高温度と最低温度の差を20等分して描かれており、陰影の濃い部分ほど温度が高い。なお、図13および14ともに主流方向は紙面の裏側から表側として表示されており、また、本研究で行ったすべての計算結果において $z=0$ 平面に関する対称性は良好に保たれていたため、 $z \geq 0$ の領域のみが示されている。

図13を見ると、ステップ通過後に主流が加熱壁方向へわん曲すること、側壁近くに吹き下ろし流⁽⁷⁾がみられ

Fig.11 C_f contours on the heated wall.Fig.12 Nu contours on the heated wall.

ることなど、純強制対流の場合に見られた多くの現象が同様に見られる一方で、第二循環流域が発達する結果として $Ri^*=0.06$ と 0.12 の $x/S=0.5$ の加熱壁近傍に $U > 0$ となる領域が存在するなど、浮力の影響も強く現れている。

また同図から、主流の加熱壁方向へのわん曲の様式が加熱量によって変化することが分かる。すなわち $Ri^*=0.00$ では U の等高線は $z/W_D < 0.35$ でスパン方向に一様であり、側壁近くの $z/W_D=0.45$ 付近のみで加熱壁方向へ張り出す形状になっている。この側壁近くの張り出しは $x/S=3.0$ の断面ではより顕著に認められ、同様のことが $Ri^*=0.06$ と 0.12 の場合にも観察される。 $Ri^*=0.06$ の場合の $x/S=3.0$ の断面では、陰影部と白色部の境界線がスパン方向中央部でも吹き下ろし流域とほぼ同じ $y/S=0.3$ まで到達している。これは吹き下ろし流が弱められたためではなく、 Ri^* の増加に伴って共存対流の影響が強まる結果として、スパン方向中央部で主流が強く加熱壁方向へ引き寄せられた結果であると考えられる。

ここで $x/S=0.5$ における速度ベクトル図に注目すると、 $Ri^*=0.06$ と 0.12 では $z/W_D=0.3$ でスパン方向中央へ向かう流れが加熱壁近くのみならず $0 < y/S < 1$ のほぼ全域に見られる。これは後にも示すが純強制対流の場合にはほとんど見られない二次流れである。この二次流のため、温度場の三次元性が顕著になり、壁面温度は $x/S=0$ のスパン方向中央で最も高温となる。このこ

とは第二循環流域がスパン方向中央部で最も大きく発達することと密接な関係がある。

さらに、いずれの Ri^* であっても側壁近くでは低温流体が加熱壁方向へと接近しておりその部分では壁面温度も低くなっているが、これは対応する速度場との比較から吹き下ろし流の影響であると判断される。

このことを確認するために吹き下ろし流位置とヌセルト数分布とを比較する。吹き下ろし流位置の指標として $Wy = \partial W / \partial y$ の値に注目することとし、その加熱壁面上分布を等高線として図15に示す。図中陰影が施されている部分は Wy の値が正值、白色の部分はそれが負値であることを表す。 $x/S \approx 3$ の位置から下流に向かって両側壁より延びる陰影部と白色部の境界線は、吹き下ろし流位置に対応している。図12と比較すると、吹き下ろし流位置とヌセルト数の大きい領域はほぼ一致しており、 Nu_{max} が側壁近くに現われるのは純強制対流の場合と同じく吹き下ろし流の影響であることが分かる。また $Ri^*=0.06$ と 0.12 では $x/S=0.5$ 、 $z/W_D=0.3$ 付近に Wy のピークが見られる。これは $Ri^*=0.00$ では見られないもので、前述のようにステップ直後にダクト中央へ向かう二次流が存在することと整合する。 Ri^* が大きいほどこの位置での Wy の等高線の密集度が高くなっており、二次流が強くなることが結論づけられる。

流れ場の三次元性について圧力場の観点から検討をする。 Ri^* を変更した場合の、 $x/S=0.5$ における yz 断面内の流体中の圧力分布を圧力係数の等高線で図16に示す。

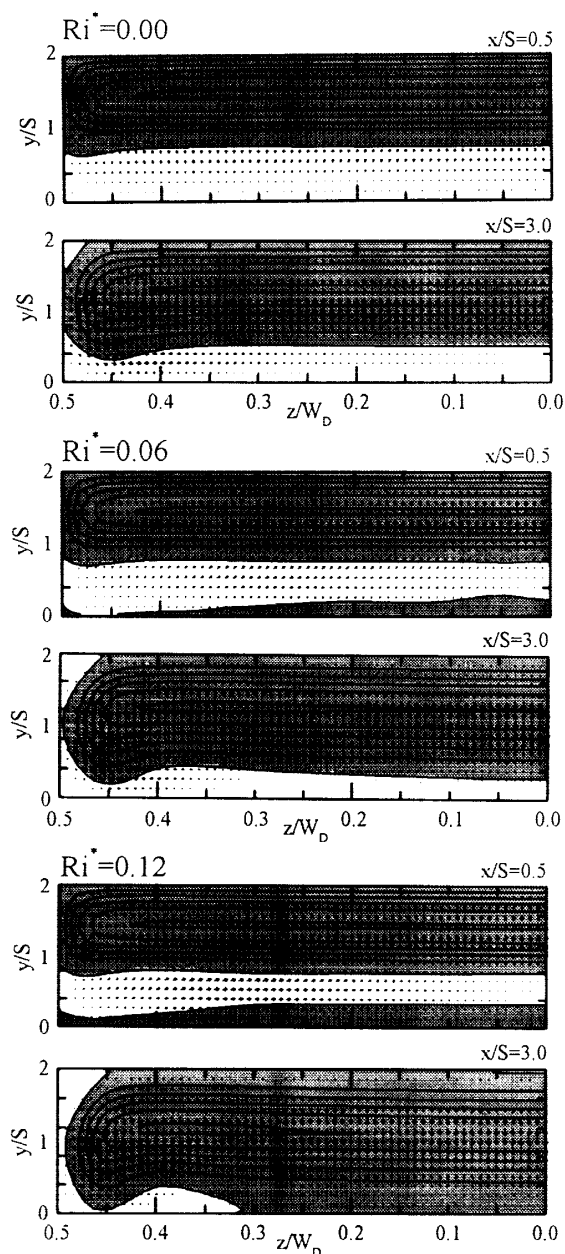


Fig.13 Velocity fields.

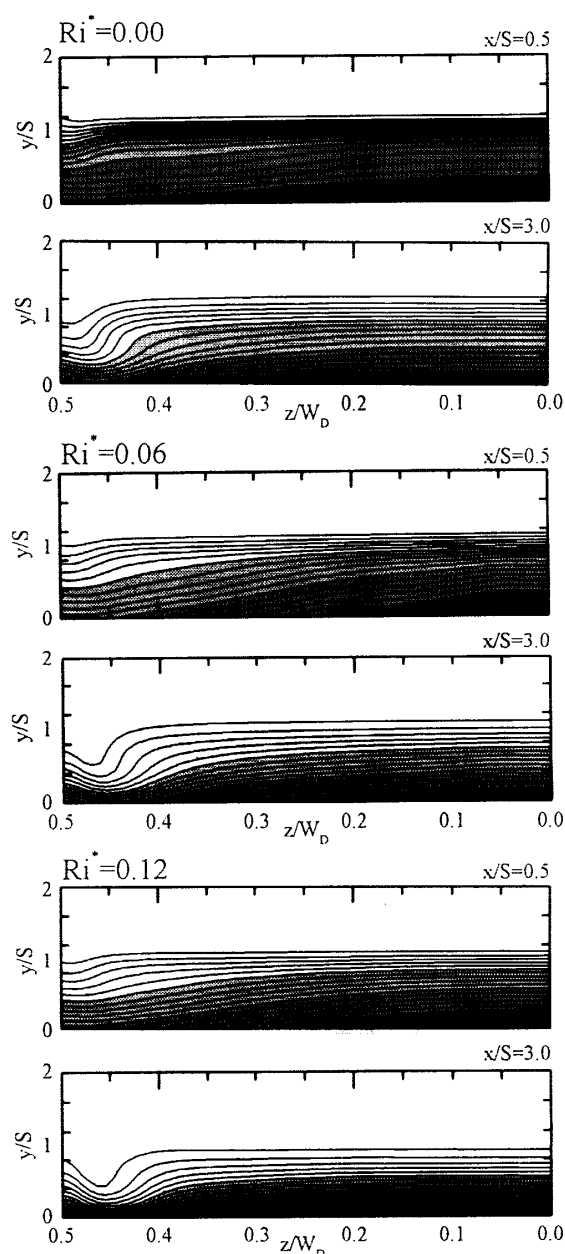
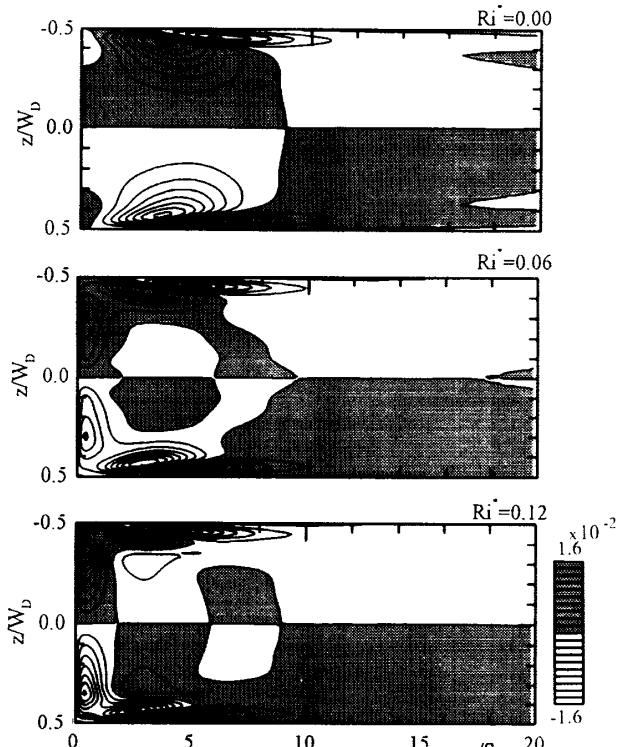
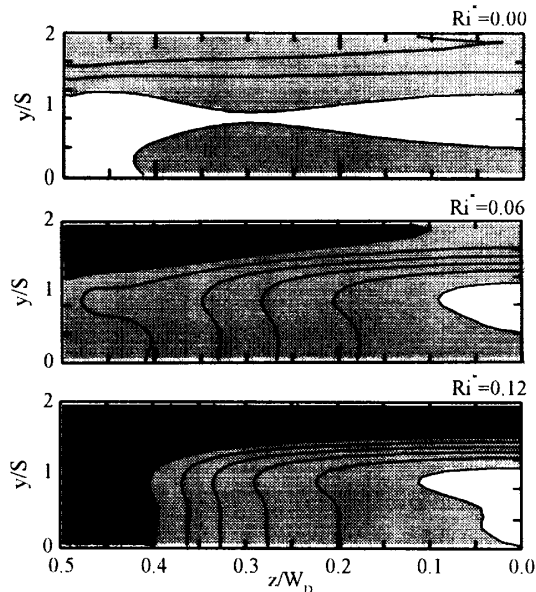
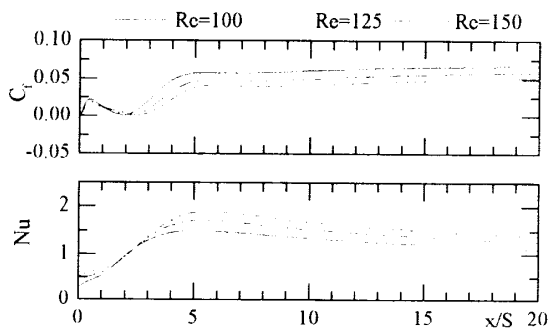


Fig.14 Temperature contours.

この圧力係数は各断面内の加熱壁面上スパン方向中央位置の圧力値を基準値として評価してある。図中、白色の部分には圧力係数が負値、また陰影部はそれが正値であることを示し、陰影が濃いほどその値が大きい。 Ri^* の増加とともに $y/S < 1$ の領域のスパン方向の圧力差が顕著になり三次元性が増している様子がよく分かる。また $Ri^* = 0.12$ では $z/W_D = 0.3$ 付近で等高線の間隔が狭くなっており、図13で認められた同位置でダクト中央へ向かう二次流が強くなる結果と整合性を示す。

ここまで、レイノルズ数 Re を一定として修正リチャードソン数 Ri^* を変更した場合についてのみ検討してきたが、最後に Ri^* を一定として Re を変更する場合の検討結果について付言する。 Ri^* を0.12で一定とし Re を変

更してそれが壁面摩擦係数とヌセルト数に与える影響を二次元計算を行って調べた。図17を見ると、 Re が高いほど、壁面摩擦係数が小さな値をとる領域が主流方向のより広い範囲に拡大する一方で、ヌセルト数は大きくなる傾向にあることが分かる。また、いずれの場合でも第二循環流域と主流が結合するために壁面摩擦係数が主流方向全域で正の値をとるなど、本報でこれまでに検討したのと同様の現象が観察される。このことから、流れが定常にとどまる限りはレイノルズ数が異なっても加熱による浮力の影響は定性的には変化しないものと判断される。本報では、この判断にもとづいてレイノルズ数を固定し、むしろ浮力の影響について詳しく議論を行ったものである。

Fig.15 W_y contours on the heated wall.Fig.16 Pressure coefficient contours ($x/S=0.5$).Fig.17 C_f and Nu distribution ($Ri^*=0.12$).

5. 結言

純強制対流下では熱流動場が二次元と見なせる低レイノルズ数域におけるダクト内後ろ向きステップ流れをとりあげ、浮力の影響を考察するために鉛直上向き共存対流の数値解析を行った。得られた知見は以下の通りである。

(1) 加熱量が増すとともに熱流動場に与える浮力の影響は大きくなり、例えば再付着位置、ピークヌセルト数位置は上流に移動し、第二循環流域寸法は増大する。特に今回着目した条件中で最も加熱量が多い $Ri^*=0.12$ の場合には、第二循環流域と主流とが直接接合し、ステップ角からの剥離流線は加熱壁に到達せずステップ背面に再付着する。またピークヌセルト数位置は常に再付着位置よりも下流に存在し、両者の差は Ri^* の値とともに増大する。

(2) ヌセルト数の最大値は純強制対流の場合と同様に両側壁近くに現われるが、その流れ方向位置は加熱量の増加とともに上流側へ移動する。またステップ直後にダクト中央へ向かう二次流が発生し、それは加熱量の増加とともに強くなる傾向にある。

(3) (1) のような傾向を定性的に予測する場合には二次元計算は有効であり、また浮力の影響が小さい場合には二次元計算は定量的にも有効である。しかし浮力の影響が強い条件（例えば本報では少なくとも Ri^* が 0.06 以上）では熱流動場の三次元性が顕著になるため、計算結果の定量的な検討を必要とする場合には、三次元計算を行うことが望ましい。

参考文献

- (1) Armaly, B.F. ・ほか 3 名, J.Fluid Mech., 127 (1983), 473.
- (2) Kim, J. and Moin, P., J.Comput.Phys., 59 (1985), 309.
- (3) 一之瀬 ・ほか 2 名, 機論, 57-543B (1991), 3715.
- (4) Kaiktsis, L. ・ほか 2 名, J.Fluid Mech., 231 (1991), 501.
- (5) 近藤 ・長野, 機論, 55-512B (1989), 1016.
- (6) Sparrow, E.M. and Chuck, W., Num. Heat Trans., 12 (1987), 1.
- (7) 岩井 ・ほか 2 名, 機論, 62-599B (1996), 2729.
- (8) Baek, B.J. ・ほか 2 名, Trans. ASME: J.Heat Trans., 115 (1993), 403.
- (9) Abu-Mulaweh, H.I. ・ほか 2 名, Int.J.Heat Mass Trans., 36-7 (1993), 1883.
- (10) Abu-Mulaweh, H.I. ・ほか 2 名, Trans. ASME: J.Heat Trans., 116 (1994), 247.
- (11) Lin, J.T. ・ほか 2 名, Int.J.Heat Mass Trans., 33-10 (1990), 2121.
- (12) Lin, J.T. ・ほか 2 名, Int.J.Heat Mass Trans., 34-6 (1991), 1568.
- (13) Hong, B. ・ほか 2 名, Int.J.Heat Mass Trans., 36-12 (1993), 3059.
- (14) Patankar, S.V. and Spalding, D.B., Int.J.Heat Mass Trans., 15-10 (1972), 1787.
- (15) Roache, P.J., Computational Fluid Dynamics, (1976), Hermosa Publishers.
- (16) Shah, R.K. and London, A.L., 'Laminar Forced Convection in Ducts', (1978), Academic Press.