

琉球大学学術リポジトリ

限定空間内の衝突噴流による熱伝達

メタデータ	<p>言語:</p> <p>出版者: 琉球大学工学部</p> <p>公開日: 2008-03-31</p> <p>キーワード (Ja):</p> <p>キーワード (En): Impingement jet, Convective heat transfer, Spent air, Pressure distribution, Flow visualization</p> <p>作成者: 親川, 兼勇, 瀬名波, 出, 佐久川, 純, 大城, 正明, 新里, 隆男, Oyakawa, Kenyu, Senaha, Izuru, Sakugawa, Jun, Oshiro, Masa-aki, Shinzato, Takao</p> <p>メールアドレス:</p> <p>所属:</p>
URL	<p>http://hdl.handle.net/20.500.12000/5468</p>

限定空間内の衝突噴流による熱伝達

親 川 兼 勇* 瀬名波 出* 佐久川 純**
大 城 正 明** 新 里 隆 男***

Heat Transfer for Two-Dimensional Jet Impingement on a Confined Wall in a Dead-End Duct

Kenyu OYAKAWA* Izuru SENAHARA* Jun SAKUGAWA**
Masa-aki OSHIRO** and Takao SHINZATO***

Abstract

The characteristics of the local heat transfer coefficient have been studied for a two-dimensional jet impinging perpendicular to a confined wall, with the spent air being collected in a duct which surrounds the jet delivery duct. From this experiment, the effects of the dimensionless distance between the jet exit and impingement wall, the ratio of the wall width to the jet width, and the Reynolds number on the local heat transfer are clarified. It is also confirmed that both the profiles of local pressure coefficients and the local heat transfer coefficients can be classified roughly into two patterns: that is, the bell-shaped and the flat profile.

Key Words: Impingement jet, Convective heat transfer, Spent air, Pressure distribution, Flow visualization

1. 緒言

平板に噴流を衝突させた場合の衝突熱伝達率⁽¹⁾は、岐点近傍において高い値が得られ、また平板と噴口の距離によって特徴のある局所分布を呈することから、多くの実器の冷却・加熱に用いられており、従来より数多くの研究がある。とくに最近はより広い伝熱面に亘って高い熱伝達率を得ることを目指した研究もなされている。それらは単一の噴口をもつ場合や、噴流間相互に干渉が存在するような複数の噴口をもつ噴流群を対象としている。その際の噴流は自由空間に噴出されている場合が多い。しかし実際には、自由空間への

噴出より、むしろ限定された空間への噴出の場合が多い。冷媒などの回収器がその例である。限定された空間へ噴出された噴流は、噴流が衝突した後外部への流出流との混合状態によって、その特徴が変化し、その特性によって衝突熱伝達が支配されることを考慮した場合、この種の研究も噴流の基礎特性を追及する従来の研究と同様に重要と思われる。このような流出流と噴流とが干渉を起すような場合としては、Obotら⁽²⁾は円形の噴口群より衝突平板に噴流を当てる実験において、噴流が衝突後四方に流出する場合、二方向のみ、および一方向のみに流出する場合について、噴口と衝突平板との距離が大きい場合と小さい場合に対して熱

受理：1993年5月10日

* 工学部エネルギー機械工学科, Dept. of Energy and Mechanical Engineering, Fac. of Eng.

** 工学部エネルギー機械工学科, Student, Dept. of Energy and Mechanical Engineering, Fac. of Eng.

*** 短大部機械工学科, Dept. of Mechanical Engineering, Junior College.

伝達率を測定している。そして流出流との干渉の少ない四方向の場合が熱伝達率が最も高く、その次に二方向、一方向となる結果を得ている。また同一流量の場合には噴口面積の占める開口面積を小さくさせた場合が熱伝達率は大きく、その影響は噴口と平板との距離が大きくなればなる程顕著となる。また端面を閉じた円管内に単一の円管より噴流を噴出させた二重管構造についてはSparrowら⁽³⁾、Oyakawaraら⁽⁴⁾によって研究がなされている。

本研究は限定空間として、端面を閉じた二次元流路を用い、その中央部に二次元の流路になるように設けられた平行平板ノズルより噴流を噴出させ、端面に衝突させる。その後噴流は流出流となってノズル外側の流路を逆行して外部へ放出される構造となっている。ノズルと衝突平板との距離が大きい場合、噴流の拡がりにより、その噴流外縁が外側流路の内壁に接するため複雑な非定常流動挙動を呈するが、二重管構造に比べてそれがより簡単になり流出流と噴流との干渉の機構がより明解になると思われる。ここではノズル幅と二次元流路の幅の比、ノズルと平板との距離を変化させた場合について、局所熱伝達率および圧力係数を測定し、限定空間に噴出した噴流による熱伝達特性に関する基礎資料を得ることを目的としている。

記号

B_0 : 噴口幅

C_p : 壁面圧力係数 $= (P_x - P_\infty) / (\rho U^2 / 2)$

$C_{p_{max}}$: 岐点での圧力係数 $= (P_0 - P_\infty) / (\rho U^2 / 2)$

h_x : 局所熱伝達率

h : X方向平均熱伝達率

L : 二次元流路 (限定空間) の幅

Nu : 平均ヌセルト数 $= h \cdot B_0 / \lambda$

P_x : 衝突平板 (端面) の静圧

P_0 : 岐点の静圧

P_∞ : 大気圧

q : 熱流束

Re : 噴口レイノルズ数 $= U \cdot B_0 / \nu$

S : 噴口と衝突平板との距離

t_x : 平板の壁面温度

t_∞ : 入口温度

U : 噴流の平均速度

X : 岐点からの距離

λ : 空気熱伝導率

ν : 空気の動粘性係数

ρ : 空気の密度

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置の概略図を示す。遠心送風機によって送られた作動流体の空気はチャンバー出口の1/4円弧の絞り部によって絞られ二次元流路の中央部に設けられた平行平板間を通して噴出し、二次元流路の端面に衝突した後外側の流路を経て外部に放出される。二次元流路は幅 $L=50\text{mm}$ で、スパン長さ 300mm である。平行平板ノズルは幅 $B_0=10, 16, 25\text{mm}$ と変化できるようになっており、端面の幅 L に対して $L/B_0=5, 3, 1.25$, および2の3種類となる。また平行平板ノズルの長さは噴口部で速度分布が十分に発達した状態となるように十分大きくとった。噴口と端面との距離 S は種々のスペーサを用いて各 L/B_0 に対し、 $S/B_0=1, 2, 3, 4$, および5となるようにした。端面の衝突平板は静圧と熱伝達率測定用の2種類が用意され、それらをノズルに対してX方向に移動させることにより、任意の位置における壁面の静圧および温度が測定できるようにした。今回は 2mm づつ移動させた。静圧はアルミニウム

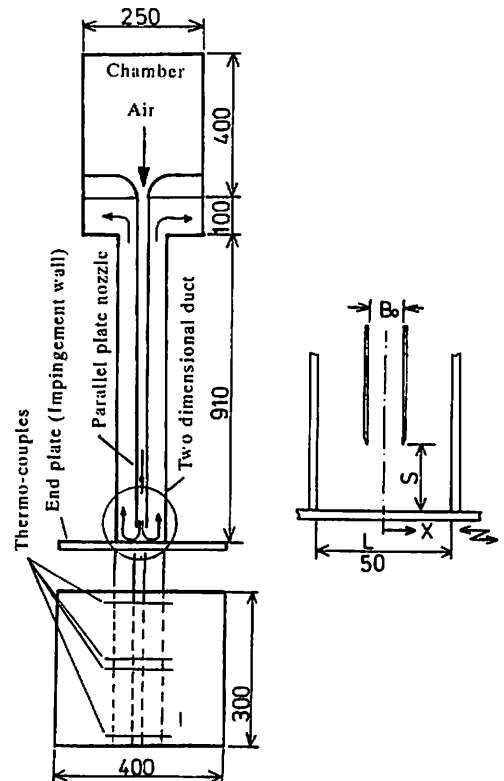


Fig.1 Experimental apparatus and symbols

板にX方向に設けられた $\phi 0.5\text{mm}$ の静圧孔(21個)を通して、 0.01mmAq の精度の微差圧計により測定した。また熱伝達率測定用の平板はベークライト板に厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレス箔を接着し、それに交流電源を通し、熱流束 \dot{q} 一定の加熱板とした。熱伝達率算出のための t_x はステンレス箔裏面に $\phi 70\mu\text{m}$ の銅-コンスタンタン熱電対を 10mm 間隔でハンダ付けし、最小読取値 $1\mu\text{V}$ の電位差計により測定した。端面(衝突平板)の局所熱伝達率 h_x は $h_x = \dot{q} / (t_x - t_\infty)$ により算出した。なお t_∞ は入口チャンバ内に取り付けられた熱電対により求めた。また平行平板ノズルから噴出し衝突した流れが二次元性を保っているかを確認するために、スパン方向にスパン中央を $Z=0$ として $Z=-130, -20, 0, 130\text{mm}$ の位置に熱電対を設けた。それらはほぼ等しい値を示した。本実験では噴口幅を代表長さとする噴口レイノルズ数 Re は $Re=3,130\sim 15,600$ である。

3. 流れ場特性

自由空間の平板に噴流を衝突させると、噴流のもっている運動エネルギーが圧力エネルギーに変換され、噴流中心を岐点として最大の圧力を示し、圧力係数 C_p は

$C_p=1$ となる。岐点を中心として噴流は下流方向に、まず層流、遷移、そして乱流となる壁噴流を形成する。その際の岐点を有する壁噴流の最高速度は岐点圧力より算出できる。

$L/B_0=5, 3.125, 2$ の各々に対して、噴口と平板との距離 S を変化させて平板上の圧力分布を求めた。それらを図2に示す。まず図2(a)の $L/B_0=5$ の場合をみてみよう。 $S/B_0=1$ の岐点の圧力係数 C_{pmax} で各位置の圧力係数 C_p を除した形で示してある。岐点で $C_p/C_{pmax}=1$ となり、X方向に減少し再び上昇する分布となる。なおこの場合の噴流は十分に発達した乱流の速度分布で噴出しているので、最大速度で岐点に衝突しており、そのために圧力係数を噴流の平均速度を用いて整理した本実験の場合 $C_{pmax}>1$ となる。またX方向に C_p が小さくなるのは流出する流れが加速されるためである。その後、流れは二次元流路の側面と端面とのコーナ部へ流れ、さらに反転して外部に噴出する。コーナ部ではせき止め効果とコーナ渦により圧力が上昇する形となる。 $S/B_0=1$ の場合には、噴出した噴流の流れパターンは自由空間に噴出した場合に類似しており、岐点下流で流れが加速される形となる。 $S/B_0=2$ では噴流は拡がりを持つようになり、端面に

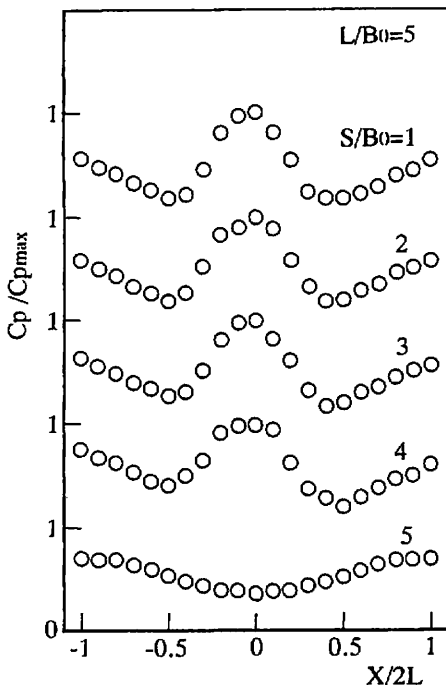


Fig.2(a) Distributions of streamwise pressure coefficients for various distance between nozzle exit and impingement wall ($L/B_0=5$)

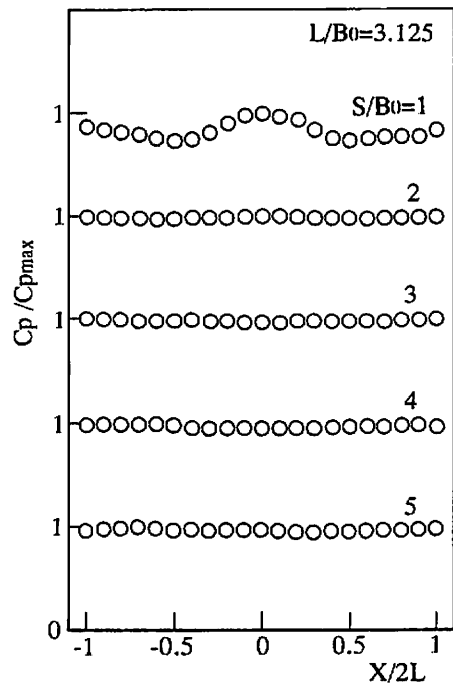


Fig.2(b) Distributions of streamwise pressure coefficients for various distance between nozzle exit and impingement wall ($L/B_0=3.125$)

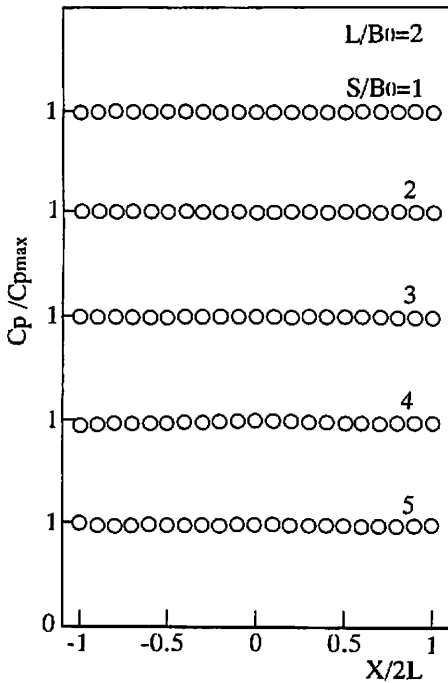


Fig.2(c) Distributions of streamwise pressure coefficients for various distance between nozzle exit and impingement wall ($L/B_0=2$)

衝突する噴流の外縁は拡がり、そのために加速領域もより下流へと移動する。また $S/B_0=4$ では噴流の拡がりが大きくなり、端面の大部分を覆うことになり、流出流と噴流との干渉が生じ圧力係数の分布も X/L に対して非対称となっている。 $S/B_0=5$ となると、 $S/B_0 \leq 4$ の分布と大きく異なる。すなわち $S/B_0 \leq 4$ では岐点で分布値が高く、下流になると低い“つり鐘”型の分布をしているのに対して、 $S/B_0=5$ となると平坦な分布

となっている。これは円形噴流による実験⁽⁴⁾にみられるように噴口と端面との距離を変えると、一瞬にして分布が変ることに対応している。これは噴流の拡がりが大きくなり、拡がりの外縁が二次元流路の内側面にふれると、流出する流れがせき止められたようになり、衝突後の流れが外部に流出するには噴流の軸が X 方向に揺れる必要がある。そのために端面上の流れは X 方向を交替的に流動することになり、圧力分布は一様な分布となる。

つぎに図2 (b)に示す $S/B_0=3.125$ のように噴口のしめる割合が大きくなった場合には、 $S/B_0=1$ において岐点近傍で大きな局所値を示し、下流ではコーナ部で僅かながら圧力係数が大きくなる分布となる。 $S/B_0 \geq 2$ となると C_p/C_{pmax} は端面全体に亘って $C_p/C_{pmax}=1$ となり、分布からは自由空間に噴出した場合の衝突噴流の特性を見い出せない。図2 (c)の $L/B_0=2$ の場合には、 $S/B_0 \leq 1$ で $C_p/C_{pmax}=1$ となっている。これらの流れは $L/B_0=5$ 、 $S/B_0=5$ の場合と同様に端面上を交替的に移動しよう。二重管の場合⁽⁴⁾、噴流の性状を有する“つり鐘”型の分布から平坦な分布に変化するの、噴口の内径 d_j 、流出流を集める外側の円管の径を D とすると

$$(S/Dj)_{cr} = 6.7(d/dj - 1.5) \dots (1)$$

で表され、 S/Dj の臨界値が分る。 $S/Dj \leq (S/Dj)_{cr}$ の場合には分布は“つり鐘”型である。このような流れ場の変化がどのようにして起るかを知らるために、二重管の場合の流れの可視化写真を参考にして調べた。装置の内管と外管の寸法比は $D/Dj=1.7$ であり、これを上式に代入すると臨界値 $(S/Dj)_{cr}=1.34$ となる。この値を境にした可視化の写真を図3 (a), (b), (c)に示す。

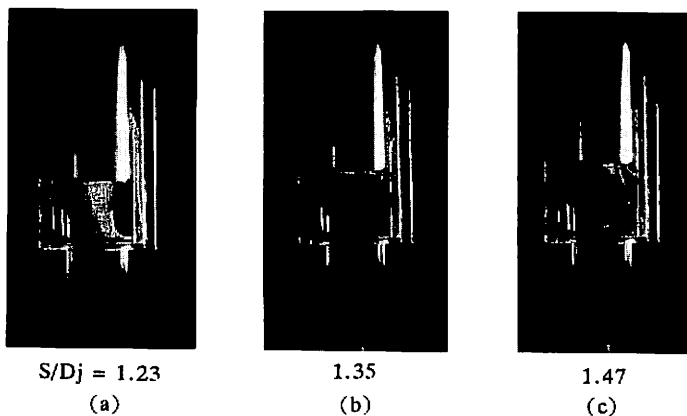


Fig.3 Flow visualization

なお可視化は作動流体として水を用い、トレーサとしてフルオレセインを噴口の円管より流した。まず $S/D_j=1.23 \leq S/D_j$ の場合には、噴口より噴出した流れは噴流軸が僅かに揺動しているものの、端面に衝突し、それから半径方向に流れ、外側円管の内壁に沿って外部に流出している。前述の圧力分布で加速の効果により流れ方向に壁面静圧分布が小さくなる領域が存在した。それは図3(a)における半径方向に染料の厚さが薄くなり、流れが加速されている領域で起ることに対応しよう。

つぎに $S/D_j=1.34=S/D_j$ の場合には、噴流軸は揺動を始め、噴流は非対称となり、かつ時間的に変動している。この場合には三次元的な流れとなり、軸は周方向に 360° 回転し、軸が片寄った側から外部へ流出する。二次元の場合には噴流軸がX方向に交差的に揺動し、流出流が外部に流出するであろう。 $S/D_j=1.47 > S/D_j$ の場合には噴流はより三次元的となり、コーナ部に大きな非定常なコーナうずが形成されている。端面上は交差的な流れになり、圧力分布等が平坦となるようである。ここでの可視化は円管の場合であり、軸の揺動が周方向に回転しており、本実験の場合にはX方向に交差的に揺動するということの違いはあるが、流動パターンの変化が起るのは基本的には噴流の拡がりの外縁が外側の内壁に接するか否かであると考えられる。

4. 熱伝達特性

4.1 局所熱伝達率分布

種々の噴口平均速度で、各 L/B_0 に対して S/B_0 を変化した端面の局所熱伝達率が測定された。まず速度による局所分布の変化を $L/B_0=3.125$, $S/B_0=1$ について図4にみてみよう。この条件は圧力係数においても知られたように C_p 分布が“つり鐘”型を呈する場合である。このことは噴流の性状を多く有しており、局所熱伝達率分布も、また“つり鐘”型となる。すなわち岐点熱伝達率が高く、下流にいくに従って減少する分布である。ただ下流のある位置で流れ場は層流から乱流へ遷移するために、僅かながら分布値は上昇し、その下流で再び減少する。端面と外側の流路とのコーナ部でコーナうずが形成され、それによる熱伝達の増大もある。まず、流速、ここでは噴口の幅を代表長さとしたレイノルズ数 Re で示しているが、 Re が増大するにつれて局所分布値は増大し、とくに $Re=15600$ で

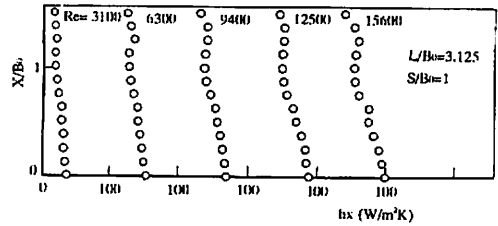


Fig.4 Change of local heat transfer coefficients with Reynolds number

は遷移に伴う上昇がみられる。また分布の極小値の領域が Re の増加とともに僅かながら上流側に移行している様子もみられる。

つぎに $L/B_0=5$ で $Re=6300$ とした場合の $S/B_0=1 \sim 5$ に変化した局所熱伝達率分布を図5(a)に示す。分布は岐点で最大値、遷移による上昇、コーナうずによる上昇など基本的には前述の場合と同じであるが、前述の $L/B_0=3.125$ に比べて、より衝突噴流の性状を有しており、岐点より下流で遷移領域が顕著となるなど壁噴流の特徴が現れている。岐点の熱伝達率は S/B_0 とともに僅かながら増大している。これは噴流は十分発達した速度分布をもった状態で噴出しており、衝突噴流の $S/B_0=4 \sim 5$ で岐点熱伝達率が最大となる場合と異なって噴流の乱れ強さが大きくなったものによると理解されよう。圧力分布で述べたように、 $L/B_0=5$ で $S/B_0=4 \sim 5$ を境として、分布がドラステックに変化した。これが熱伝達率分布にも現われており、 $S/B_0=5$

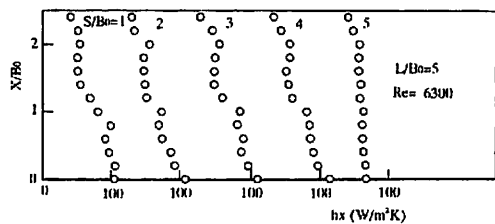


Fig.5(a) Change of local heat transfer coefficients with distance between nozzle exit and impingement wall ($L/B_0=5$)

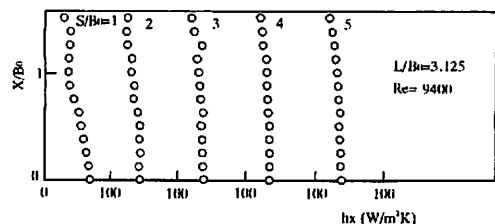


Fig.5(b) Change of local heat transfer coefficients with distance between nozzle exit and impingement wall ($L/B_0=3.125$)

では岐点熱伝達率が減少すると同時に、その値が下流まで持続し、コーナ部で僅かながら変化する形となる。つぎに $L/B_0=3.125$ で $S/B_0=1\sim 5$ と変化させた場合を図5(b)に示す。 $S/B_0=1$ の場合には衝突噴流の性状を有しており、岐点で高い熱伝達率を有し、下流で減少するという分布となる。しかし $S/B_0\geq 2$ となると分布は平坦となる。これは圧力分布が平坦になったのと全く対応しており、流れ場は圧力係数について述べたとおりであり、交替的な流れの揺動により局所熱伝達率が一様な分布となるからである。なお図示されていないが、 $L/B_0=2$ については $S/B_0\geq 1$ で全くの平坦な分布となる。

4.2 平均熱伝達率分布

前節では局所熱伝達率分布について述べたが、ある表面積からどれ位の熱移動が行われているかを知るには、その表面積での平均熱伝達率を求める必要がある。ここでは端面全面における平均熱伝達率 h を求めた。ノズル幅を代表長さとする平均ヌセルト数 $Nu(h \cdot B_0/\lambda)$ が S/B_0 によってどのように変化するかを種々のレイノルズ数 Re に対して図6(a), (b)に示す。なお分布はレイノルズ数による Nu の増加率が分り易いように縦軸を対数目盛とした。まず S/B_0 による Nu の値は、 $S/B_0\leq 3$ では各 Re に対してもほとんど一定値を示し、 $S/B_0=4$ で Re が大きくなると僅かに大きくなる分布となり、とくに $Re=15600$ ではより顕著となる。この $S/B_0=4$ で、 Nu が大きくなるのは前述の局所熱伝達率分布にみられるように岐点熱伝達率が大きくなることと、さらに層流から乱流への遷移により高い熱伝達率

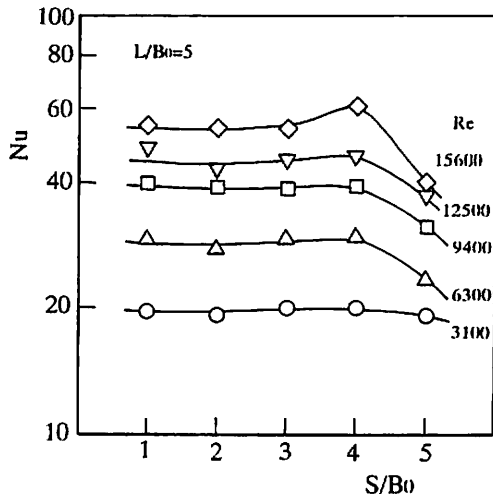


Fig.6(a) Mean Nusselt number distributions ($L/B_0=5$)

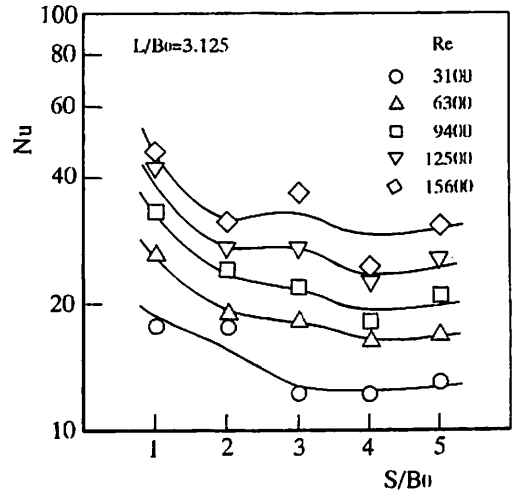


Fig.6(b) Mean Nusselt number distributions ($L/B_0=3.125$)

が得られるためであり、それはレイノルズ数とともに顕著となることによる。 $S/B_0=5$ では、 $S/B_0\leq 4$ とは局所の静圧分布および熱伝達率分布も異ったように衝突噴流の特性をもたず、局所値も低く、かつ流れ方向に平坦となったことと対応し、 Nu は低い値を示す。つぎに $L/B_0=3.125$ の場合について調べよう。分布は $L/B_0=5$ と異なり、一般的には、 S/B_0 の増大により Nu は減少する傾向にある。これは二次元流路幅に対して噴口幅が大きく、噴流の拡がりにより噴流外縁が外側の内壁に当り、自由空間に噴出する噴流の特性をもたないことによるものである。 Re の増大とともに Nu が増大するのは前述の $L/B_0=5$ と同じであるが、 Re によって S/B_0 による Nu の変化の様子が異なるようである。低いレイノルズ数では小さい S/B_0 、高いレイノルズ数では大きい S/B_0 で分布に僅かなピークをもつようである。

各レイノルズ数に対して S/B_0 による平均ヌセルト数を調べたが、つぎに Nu と Re との関係がどのようになっているかをみてみよう。図7(a)に $L/B_0=5$ の場合を示す。 $S/B_0=1\sim 4$ においては

$$Nu = 0.16 Re^{0.6} \quad \dots (2)$$

で示される。ただし $S/B_0=4$ で $Re=15600$ の測定値は他より少し大きめになっている。また $S/B_0=5$ では

$$Nu = 0.127 Re^{0.6} \quad \dots (3)$$

である。 S/B_0 によらず Re の依存性は同じであるが、 $S/B_0=5$ の Nu は $S/B_0\leq 4$ の約80%となる。

つぎに図7 (b)より $L/B_0=3.125$ では $S/B_0=1$ に対し Nu は

$$Nu = 0.135 Re^{0.6} \quad \dots (4)$$

で表される。 Nu に対する Re の依存性は $L/B_0=5$ と同じであるが、 Nu の値は $L/B_0=5$ の $S/B_0 \leq 4$ に比べて約16%小さい。また S/B_0 が大きくなると、 Nu の値は小さくなる傾向にあり、 $S/B_0=2 \sim 5$ では

$$Nu = C Re^{0.575} \quad \dots (5)$$

で相関される。この S/B_0 の増大による C の減少は噴口出口で十分に発達した速度分布で噴出しており、ポテンシャル・コアを持たないことによろう。 C は S/B_0 とともに変化するが、 $S/B_0=5$ の場合には $S/B_0=4$ より大きくなるようである。 Re の依存性は0.575乗となる。これは噴出された流れが、端面上を交番的に揺動しており、そのために層流の場合の Nu に対する Re の依存性0.5乗に近い値となる。

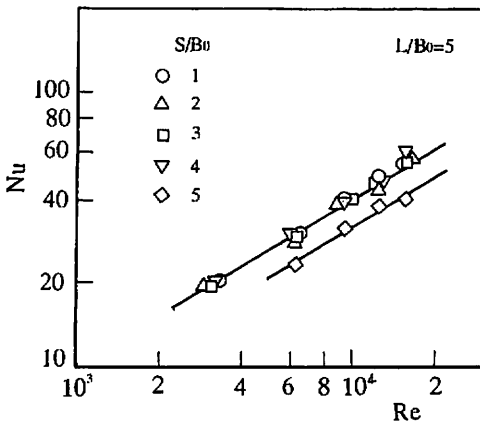


Fig.7 (a) Relation between Nu and Re ($L/B_0=5$)

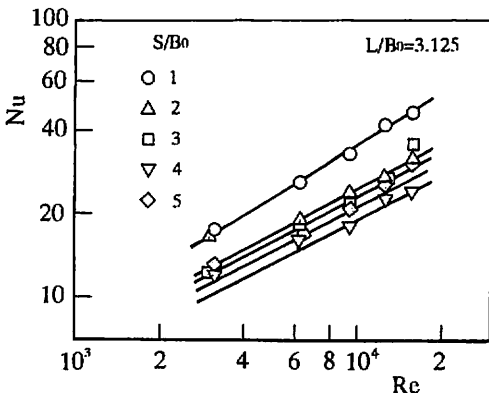


Fig.7 (b) Relation between Nu and Re ($L/B_0=3.125$)

5. 結論

限定された空間内（二次元流路）に平行平板ノズルから噴流を噴出し、噴流と流出流との干渉を起こさせた場合の端面平板の熱伝達率分布および壁面静圧分布を調べた結果はつぎのとおりである。

- 1) 噴口から端面までの距離が小さく噴流の拡がりが小さい場合は衝突噴流の性格を有しているが、距離が増大すると噴流の拡がりが大きくなり、そのため流出流と噴流との干渉が起り、噴流の揺動が生じることにより交番的な流れが端面上を往復する現象が起る。
- 2) $L/B_0=5$ では、局所熱伝達率分布および C_p 分布は衝突噴流特有の岐点において熱伝達および C_p の値が大きくなるつり鐘型分布から限定空間へ噴出した場合の平坦な分布への変化が $S/B_0 \geq 4$ で起る。また $L/B_0=3.125$ および $L/B_0=2$ では、噴口幅 B_0 が大きくなるためにそれより小さい S/B_0 で変化が起る。
- 3) 平均ヌセルト数とレイノルズ数の関係は L/B_0 、 S/B_0 によらず $Nu=CRe^m$ で与えられる。 $L/B_0=5$ に対しては、 $S/B_0=1 \sim 4$ では $C=0.16$ で値は変わらず、 $S/B_0=5$ では $C=0.127$ となる。また m は S/B_0 によらず0.6である。一方 $L/B_0=3.125$ に対しては、 $S/B_0=1$ では $C=0.135$ で、 $m=0.6$ であり、 $S/B_0 \geq 2$ では C の値が小さくなり、かつ $m=0.575$ となる。この $m=0.575$ は結論(1)による交番的な流れにより層流的な性状をもつことによると思われる。

参考文献

- (1) 藤本・親川・照屋・長田, 機構論, (No.928-1), (1992-3), pp.83-86.
- (2) Obot, E. M. and Trabold, T. A., ASME J. of Heat Transfer, 109, (1987-11), pp.872-879.
- (3) Sparrow, N. T. and Trabold, T.A., ASME J. of Heat Transfer, 109, (1987-5), pp.329-335.
- (4) Oyakawa, Tozaki and Mabuchi, Proceeding of Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, (1991-6), in YUGOSLAVIA, pp.784-791.