

## 側壁を有する噴流による熱伝達の研究\*

(第3報, オフセットした平板上に再付着する二次元噴流による物質伝達)

熊田雅弥\*\*, 馬淵幾夫\*\*, 親川兼勇\*\*\*

### 1. 序 論

純流体素子の流れ機構あるいは燃焼機構の解明の必要性から, 偏向噴流あるいは付着噴流に関する多くの理論および実験的研究がある<sup>(1)</sup>。また多くの工業上使用されている伝熱装置で流れがはく離している場合がしばしばある。はく離をとまなう流れにおける熱伝達に関する実験的研究が管内オリフィス, 後向き単一および二重ステップをもったダクトについてかなりなされているが<sup>(2)-(6)</sup>, 二次元噴流におけるこの種の熱伝達, 物質伝達についてはほとんどない。

本研究は側壁のため噴流がわん曲(コアンダ効果により)し, 壁面に再付着する噴流による熱伝達特性を明らかにするため前報<sup>(9)</sup>に引続き, 二次元ノズルの軸線に平行にオフセットした側壁平板上に噴流が再付着する場合の平板上の局所物質伝達に関する実験を行なった。

図1は本実験における流れの場のモデルと座標系ならびに主要記号を示したもので, オフセット平板上には(1)逆流領域, (2)再付着点(岐点)領域, (3)壁噴流領域の3領域が形成される。本研究は物質伝達特性を明らかにすることに主眼があるが, 流れの時間平均特性を明らかにするため, 壁面静圧, 壁噴流領域

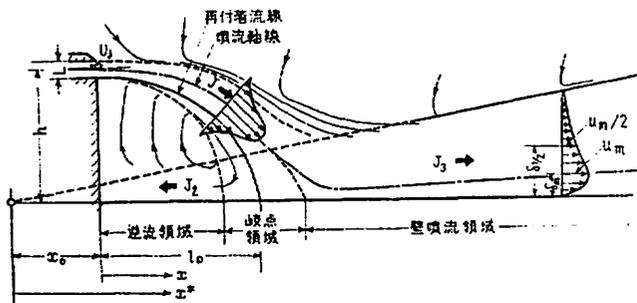


図1 流れのモデルと記号および座標

の速度分布を測定し, Bourque-Newman<sup>(10)</sup>, Sawyer<sup>(11)</sup>, Bradshaw-Gee<sup>(12)</sup>らの実験結果と比較を行なった。ついで上記3領域における局所物質伝達率の測定(ナフタリン昇華法による)をオフセット高さのノズル幅に対する比  $h/L$ , およびノズルレイノルズ数  $R_{n0}$  を変化させ行なった。さらに壁噴流領域においては局所物質伝達率分布が  $h/L$  に関係なく, 統一的に整理しうる可能性について考察し, オフセット平板上に見掛けの原点をもつ, 仮想ノズルモデルによる第1報の近似理論<sup>(13)</sup>と比較した。

なお前報の傾斜平板および本報のオフセット平板に対する再付着噴流の岐点物質伝達率の相互関係, ならびに既報の平板衝突噴流のそれとの比較に関する考察については, 次報にゆずる。また逆流領域のうず形状に対する可視化による流跡パターンについても言及する予定である。

### 2. 実験条件および方法

再付着噴流の流れは側壁平板の長さ, および  $R_{n0}$  に支配される。本実験では側壁平板の長さ  $L_{pl}=750\text{mm}$  で, ノズル幅  $L=4\text{mm}$  とすれば平板長さは  $L$  の190倍である。Bourqueら<sup>(10)</sup>によれば平板長さの影響は  $L_{pl} > 3.8 l_p$

ならば無視できる。本実験の最大のステップ高さ比  $h/L=30.5$  の場合,  $l_p/L \approx 48$  (図5参照)であり, 上記条件を満足している。また  $R_{n0}$  が大きいという条件は

$$R_{n0} \approx 2.3 \times 10^3$$

であり, 本実験ではこの限界値より大きい  $5 \times 10^3 \leq R_{n0} \leq 2 \times 10^4$  の範囲で行なっており,  $R_{n0}$  による流れのパターン変化は無視できる。

ノズル出口速度分布は気ほうの存在により  $h/L$  の小さい, たとえば  $h/L=3.5$  の場合非対称となる\*。しかし  $h/L$  の大きい, たとえば  $h/L=$

\* 昭和44年10月18日 第47期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和46年8月27日。

\*\* 正員, 岐阜大学工学部(各務原市那加門前町)。

\*\*\* 准員, 琉球大学理工学部。

\* ノズル下面が3% 傾度速度が大きい, 前報で示した傾斜平板の場合に比較すればかなり小さい値である。

12.5 になるとほとんど対称となる。本研究ではノズル出口速度  $U_j$  として動圧分布 (0.8φ の静圧管使用) を積分平均したノズル運動量の平方根を用いた。これはノズル出口運動量  $J$  を再付着点で逆流運動量  $J_2$  と後流運動量  $J_3$  とに分割する場合 (図 1) に都合がよい。

なお実験装置ならびに方法については第 1 報<sup>(12)</sup> におけると同様であるので省略する。また記号としては前報までのものを引続き使用することとし、表 1 は主要記号ならびに新たに用いたものを示すにとどめた。

### 3. 速度場の実験結果と考察

**3.1 壁面静圧分布** 噴流は側壁と噴流間の流体を誘引により持去り、うず (負圧域) を形成する。このため噴流軸線をよぎって圧力差が生じ、噴流はわん曲し、側壁に再付着する。図 2 はおのおのの  $h/L$  に対する側壁平板上の静圧分布を示す。圧力係数  $c_{ps}$  の値は再付着点\* 近傍で最大となり、以後単調に減少し、大気圧に近づく\*\*。一方逆流領域では大気圧以下となり、ある位置で最小値を示す。この位置はうずの中心にはほぼ対応する。注目されるのは  $c_{ps\max}$ ,  $c_{ps\min}$  とも  $h/L \cong 6.5$  までほとんど一定であり、 $h/L \sim 6.5$  を境にして流れのようすが変化することを示唆する。

**3.2 気ほう内平均静圧** 気ほう内圧力を精度よく測定することは困難であるので、便宜上壁面静圧で代表させる (Sawyer の整理法<sup>(11)</sup>)。すなわち気ほう内平均負圧を大気圧に等しくなる距離の 95% 点までの

負圧平均で表わす。従来の実験値ならびに Sawyer の理論値<sup>(11)</sup> と本実験値を比較した図 3 にみられるように、 $h/L > 6.5$  で理論値と実験値とはかなりよく一致する。図中には Sawyer の理論値に対する近似式の数係を修正した実験式

$$\overline{\Delta p} / ((1/2)\rho U_j^2) = 0.49(h/L)^{-0.75}, \quad 6.5 < h/L < 35^{***} \quad \dots\dots\dots(1)$$

を示した。

一方  $h/L \leq 6.5$  では図中に示したように

$$\overline{\Delta p} / ((1/2)\rho U_j^2) = 0.116, \quad 2.5 \leq h/L \leq 6.5 \quad \dots\dots\dots(2)$$

となり理論値からはずれる。元来 Sawyer の理論は噴流中心流線に垂直な断面での速度分布が Görtler 分布で、かつわん曲の曲率半径  $R$  が噴流幅に比して十分大きいことを前提としており、 $h/L$  のあまり小さい場合には適用できない。すなわち  $h/L < 6.5$  ではわん曲噴流は発達した Görtler 分布を示さず、コア領域、遷移領域のいわゆる未発達噴流が再付着するものと考えられる。これは気ほう内の負圧平均が噴流の動圧に比例すること [式 (2)], 再付着点での岐点圧  $c_{ps\max}$  がほとんど一定である (図 2) ことから明らかであろう。

さて 3.1 節で  $h/L \sim 6.5$  を境にして流れのようすが

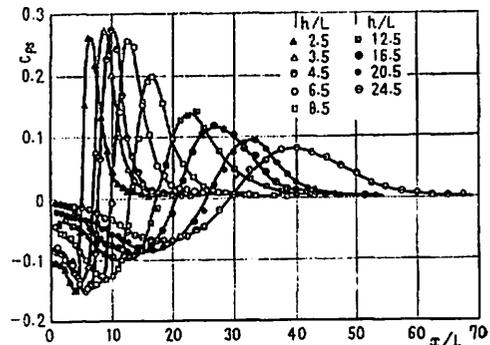


図 2 壁面静圧分布

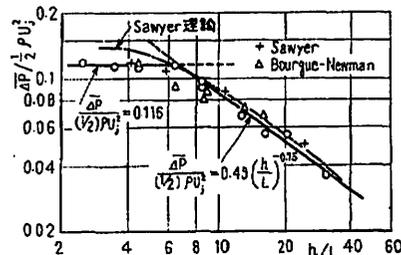


図 3 気ほう内負圧平均の  $h/L$  による変化

\*\*\*  $h/L$  の上限値以上では  $\overline{\Delta p} / ((1/2)\rho U_j^2) \propto (h/L)^{-1}$  に比例するようになる。

表 1 記 号

$c_{ps}$ : 壁面圧力係数 $= (p_s - p_a) / ((1/2)\rho U_j^2)$	$Res$ : ノズルレイノルズ数 $= U_j L / \nu$
$F(\theta^*, \alpha^*)$ : 再付着効果係数	$Res^*$ : 仮想ノズルレイノルズ数 $= U_j^* L / \nu$
$h$ : オフセット高さ	$S_h$ : 局所シャドウ数 $= h a L / \nu$
$h_a$ : 局所物質伝達率	$U_j$ : ノズル出口平均速度
$J$ : ノズル出口運動量	$U_j^*$ : 仮想ノズル速度 $= U_j \sqrt{J_a / J}$
$J_2$ : 再付着点での後流運動量	$x$ : ノズル出口からの距離
$l_p$ : $c_{ps\max}$ までのノズル出口からの距離	$x_0$ : 仮想原点からノズル出口断面までの距離
$l_m$ : $S_{h\max}$ までのノズル出口からの距離	$\alpha^* = x_0 + \alpha$
$l^* = x_0 + l_m$	$\lambda$ : 修正係数
$L$ : ノズル幅	$\sigma_i$ : 乱流プラントル数
$p_a$ : 壁面静圧	
$p_a$ : 大気圧	
$\overline{\Delta p}$ : 気ほう内平均静圧	

\* Sawyer<sup>(11)</sup> は再付着点で  $c_{ps}$  が最大なることを示している。本実験でもナイロン糸を用いて、これを確認した。

\*\* 平行 2 噴流<sup>(14)</sup> の場合には一対のうずのため、噴流はわん曲により合流し、自由よどみ点を形成する。この自由よどみ点で圧力最大となり、以降再び負圧となり、大気圧に近づく。したがって平行 2 噴流間に平板をそらした場合に相当する本実験における場合と異なった  $c_{ps}$  分布を示す。

変化することを指摘したが, 以下再付着点までの流れの形状として, わん曲の曲率半径  $R$  を考えよう。噴流中心線流線両側の圧力差を  $\Delta p$  とすれば

$$\Delta p = J/R \dots\dots\dots (3)$$

いま  $\Delta p$  を  $\bar{\Delta p}$  に等しいと仮定すれば, 式(2), (3)より  $R/L = \text{const.} (\cong 17)$  となり,  $R$  は  $L$  に関して相似となる。一方  $h/L > 6.5$  では式(1), (3)より

$$R/L = 4.1(h/L)^{0.75}$$

となり,  $h/L$  のべき指数は 1 でないで,  $R$  は  $h$  に関して相似とはならないが, 近似的には再付着点までの流れの形状は  $h$  により決まるとしてよい。たとえば  $h/L = 10$  では  $R/L \cong 23$  となり, 上記一定値より  $R$  は増加する。

**3.3 再付着点長さ** 再付着点長さ  $l_p$  は物質伝達率最大の位置, ならびに局所物質伝達率の整理に重要な役割をはたす。図4は  $l_p$  の  $h$  に対する相対的变化を  $h/L$  に対して示したもので, 図中の Sawyer の理論値(鎖線)とはほぼ一致し, 次の実験式

$$l_p/h = 3.7(h/L)^{-0.86}, \quad 2.5 \leq h/L < 6.5 \dots\dots (4)$$

$$l_p/h = 2.3(h/L)^{-0.125}, \quad 6.5 \leq h/L < 35 \dots\dots (5)$$

をうる。図中には  $h \delta_{max}$  の位置  $l_m$  の変化(黒丸印)も示したが,  $h/L > 6.5$  では  $c_{p,max}$  の位置より, わずか上流側に前進するようである。しかし実質的には  $l_p \cong l_m \dots\dots\dots (6)$  とおいてよく, 式(4), (5)は  $l_m$  に対しても適用できよう。

**3.4 再付着点後流の速度分布, 表面摩擦係数** 再付着点の十分後流 ( $c_p \cong 0$  に回復) では図1に示したように壁噴流領域が形成される。熱伝達を論ずる場合には壁面近傍のいわゆる内層の速度分布, ならびに表面せん断応力を知る必要がある。以下気ほうをとともなう再付着壁噴流に対する速度分布を一般表示により整理する。まず Clauser の方法<sup>(17)</sup>で表面摩擦係数  $c_f =$

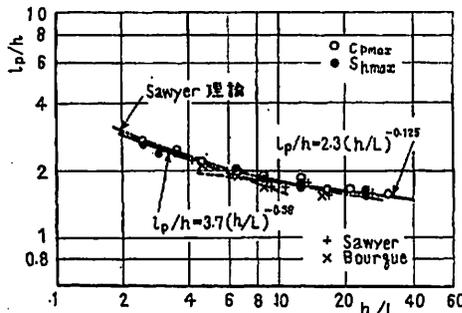


図4 再付着点長さ(圧力最大点)

\* これと似た傾向は二次元平行 2 噴流の干渉<sup>(18)</sup>においてもみられる。

$\tau_w / [(1/2)\rho u_m^2]$  を求め, 一般座標  $u/u_m - yu_m/\nu$  により実験値を整理し, 壁噴流に対する一般式

$$u/u_m = 5.71 \log(yu_m/\nu) + 5.1 + (II/\kappa)W(y/\delta) \dots\dots\dots (7)$$

と比較を行なった。ここで  $W(y/\delta)$  はウエーク関数で Starr<sup>(18)</sup>の結果を用いた。代表例として  $h/L = 6.5$  の結果を図5に示す。図中  $\delta_{1/2}^+$  は  $\delta_{1/2}u_m/\nu$  の値であり, いずれの  $\delta_{1/2}^+$  についても式(7)との一致は満足なものである。また図中の壁噴流に対する Bradshaw-Gee<sup>(12)</sup>の  $\delta_{1/2}^+ = 1610$  に対する結果も示したが, 対応する  $\delta_{1/2}^+ = 1618$  に対する本研究の再付着壁噴流の結果とよく一致している。

以上のようにして求めた再付着壁噴流における  $c_f$  の値の  $u_m \delta_m/\nu$  による変化を, 壁面噴流に対して知られている Sigalla<sup>(19)</sup>, Bradshaw-Gee らの結果

$$c_f = 0.0565 (u_m \delta_m/\nu)^{-0.25} : \text{Sigalla} \dots\dots\dots (8)$$

$$c_f = 0.0315 (u_m \delta_m/\nu)^{-0.182} : \text{Bradshaw-Gee} \dots\dots\dots (9)$$

と比較した。図6にみられるようになかなりよい一致を示す。図中の●印は本実験装置によりえられた壁噴流の結果<sup>(13)</sup>を示す。

**3.5 再付着壁噴流の原点移動**  $u_m, \delta_m$  など内層の局所状態を幾何学的位置  $x$  と関係づけるためには仮想原点位置  $x_0$  (図1)を求める必要がある。これは  $\delta_{1/2}$  の  $x$  による変化(後述図9)から求まる。図7に示すように  $h/L < 6.5$  では  $x_0/L \cong 9$  で, ほぼ一定値を示

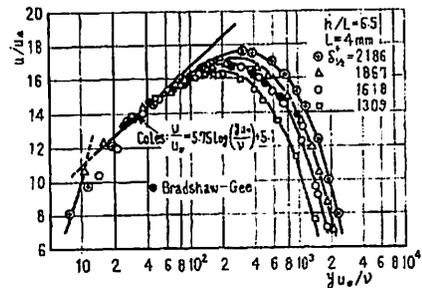


図5 再付着壁噴流の速度分布

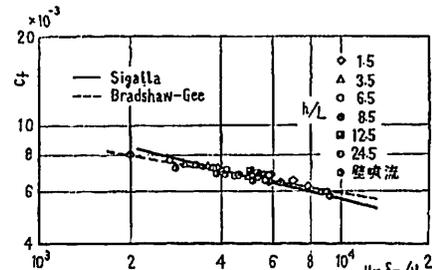


図6 再付着壁噴流の局所表面摩擦係数

し、 $h/L$  による原点移動はないものと考えてよい。しかし  $h/L > 6.5$  では  $h$  とともに前方に移動する。さきに再付着点までの流れのパターンは近似的に  $h$  に関して相似であることを指摘した。これに対応し再付着点以降の流れ(壁噴流の広がり)もまた  $h$  に比例し、相似になるとすれば、これに伴って原点移動することになる。事実  $h/L > 6.5$  において  $x_0/L \propto (h/L)^{0.8}$  であって、べき指数の値は 1 に近い値をとる。

3.6 再付着壁噴流の速度減衰、広がり 上記仮想原点からの無次元距離  $x^*/L$  に対する速度減衰を図 8 に示す。 $h/L$  の増加とともに局所位置における  $u_m/U_j$  の値は壁噴流の値より低くなる。 $h/L$  の増加とともに再付着点距離が伸び、噴流への誘引量が增大し、気ほうへの逆流運動量が増加するためである。しかし速度減衰のこう配は  $h/L$  によらず壁噴流のそれと等しく、第 1 報に示したと同様の

$$u_m/U_j = c(x^*/L)^{-0.525} \dots\dots\dots(10)$$

が成立する。

さてわん曲噴流における気ほう形状の  $h/L$  による変化は前節で述べた原点移動の変化に対応し、再付着壁噴流の外層の広がり  $\delta_{1/2}$  に変化をもたらすことが予想される。事実図 9 に示すように

$$\left. \begin{aligned} \delta_{1/2} &= 0.083x^* & h/L \leq 6.5 \\ \delta_{1/2} &= 0.093x^* & h/L > 6.5 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

で表わされる。このような広がり角度  $d(\delta_{1/2})/dx^*$  の相違は明らかに外層における混合のようすが  $h/L \cong$

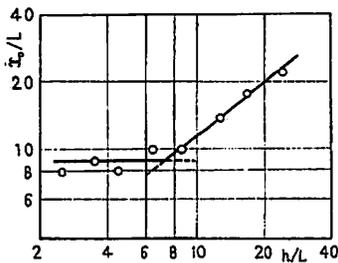


図 7 再付着壁噴流の原点移動

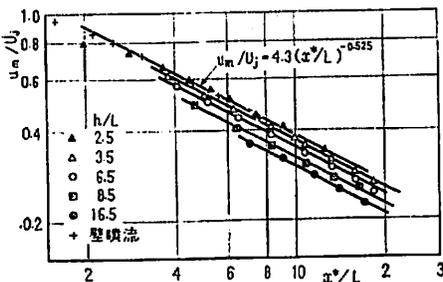


図 8 再付着壁噴流の速度減衰

6.5 を境にして変化することを意味する。しかし  $c_f$  の値は先に示したように壁噴流に対する Sigalla, Bradshaw らの式とよく一致する。したがって壁面のごく近傍の状態(内層の壁法則が成立する領域)は外層の混合機構に変化があるにしても、第一近似として変わらないものと考えてよいであろう。

4. 物質伝達の実験結果と考察

4.1 局所シャドウ数分布の概要 局所物質伝達率の分布は気ほうの形状(3.2, 3.3 節)に支配される。代表例として  $R_{\rho} \cong 10^4$  の場合、 $h/L = 3.5, 6.5, 24.5$  に対する  $S_k$  の分布を図 10(a), (b), (c) に示す。図中には流れの場との対比を考慮し、 $c_{ps}$  ならびにオフセット平板の幾何学的配置を示した。 $h/L = 3.5$  はオフセット量の小さい場合、 $h/L = 24.5$  は大きい場合、 $h/L = 6.5$  はこれを境にして流れのようすが変化する場合に対応する。

$S_{k \max}$  の位置は  $c_{ps \max}$  の位置とほぼ等しく、再付着点近傍でえられるが、絞密には  $S_{k \max}$  の位置が若干逆流域側に進むようである。 $h/L$  による  $S_k$  分布の特徴として以下のことが指摘される。(1) 逆流領域における  $S_k$  分布は  $h/L = 3.5 (< 6.5)$  の場合逆流方向に単調に減少するのに対し、 $h/L = 24.5 (> 6.5)$  の場合にはほぼ一定の値を示す。(2)  $S_{k \max}$  の値は  $h/L = 3.5, 6.5$  の場合には絞点圧はほぼ同じであるにもかかわらず、 $h/L = 3.5$  に比して  $h/L = 6.5$  の場合減少する。一方  $h/L = 24.5$  の場合の  $S_{k \max}$  の著しい減少は絞点圧の減少による必然の結果である。(3) 再付着点後流において  $h/L = 3.5$  の場合、 $c_{ps} \sim 0$  に回復した  $x/L \cong 20 \sim 30$  の範囲において  $S_k$  の減少のこう配のゆるやかな部分\* が認められるのに対し、

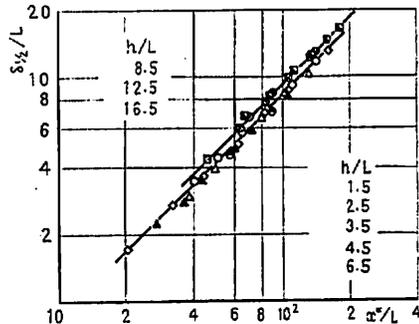
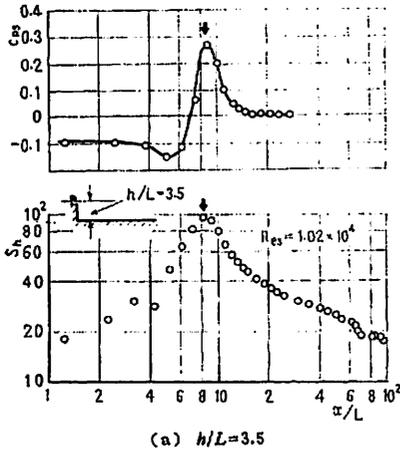


図 9 再付着壁噴流外層の広がり

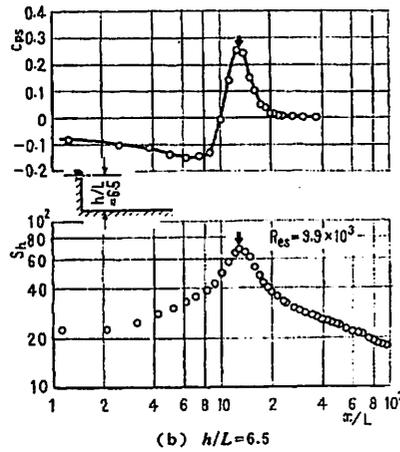
\* 側壁がノズル軸線に対して傾斜し、その角度  $\alpha$  が小さい場合 ( $\alpha < 30^\circ$ ) にはこの傾向はいっそうめいりように現われる(第 2 報)。したがってオフセット平板の場合には  $h/L \cong 6.5$  で気ほうの形状が変化するが、傾斜平板において  $\alpha \cong 30^\circ$  でそれが変化するのに比較して漸变的であるといえる。

$h/L=24.5$  の場合にはこのような傾向はみられない。

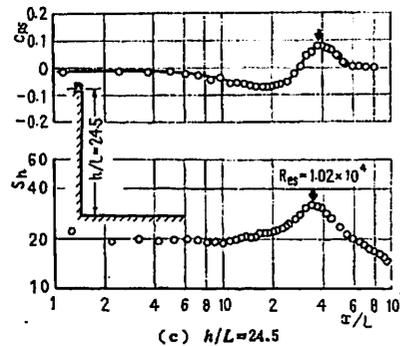
4.2 最大シャウツド数 発達した噴流が平板に垂直に衝突する場合の岐点シャウツド数の  $R_{ss}$  による依存性は研究者によって若干の相違がみられ、表2に



(a)  $h/L=3.5$



(b)  $h/L=6.5$



(c)  $h/L=24.5$

図10 オフセット平板上の局所シャウツド数の分布

示すごとくであるが、 $R_{ss}$  のべき指数の値は 0.6 の値に近い値をとる。

本研究における再付着噴流においても再付着点は明らかに岐点であり、発達した噴流が再付着する  $h/L > 6.5$  では上記衝突噴流の結果がそのまま適用できると考えられる。一方未発達噴流が再付着する  $h/L < 6.5$  でも実際に再付着するのは分割流線であり、噴流の誘引による乱れの強い流れが衝突する。 $h/L$  が小さく噴流コアが存在する場合、岐点圧はコア動圧よりかなり小さい(図2にみられるように  $2.5 < h/L < 6.5$  において  $c_{ps, max} \approx 0.27 < 1$  で一定)のはそのためである。したがって全実験範囲  $2.5 \leq h/L \leq 24.5$  における  $S_{h, max}$  に対する  $R_{ss}$  の依存性は同じと考えてよく、このことはすでに傾斜平板に再付着する前報の  $S_{h, max}$  の整理においても確認した。

図11は第2報と同様の整理をおこない、 $S_{h, max}/R_{ss}^{0.58}$  を  $h/L$  に対してプロットしたもので、図中に示したように

$$S_{h, max}/R_{ss}^{0.58} = (h/L)^{-0.57} \dots\dots\dots(12)$$

なる実験式が成立する。ただし  $h/L \leq 3.5$  では  $S_{h, max}/R_{ss}^{0.58}$  の値はこの実験式からそれる傾向を示し、ほぼ一定となる。これは分割流線上の乱れ強さの岐点シャウツド数におよぼす効果に限界があるためと考えられる。事実 Gardon ら<sup>(25)</sup>は噴流が平板に垂直に衝突する場合の岐点熱伝達率がノズル出口における乱れ強さを変化させるためスクリーンをノズル内にそう入しても増加しないことを示している。

4.3 逆流領域の平均シャウツド数 気ほうの形状による  $c_{ps}$  の分布の相違が逆流領域の  $S_h$  の分布に密

表2 岐点シャウツド数の  $R_{ss}$  による依存性

研究者	文献	$R_{ss}$ のべき指数	備考
Gardon, Akfirat	(20)	0.58	熱伝達, 温度一定
Schub, Pettersson	(22)	0.598	熱伝達, 温度一定
洪, 平田ら	(21)	0.64	熱伝達, 熱流束一定
Korgen, Křizžek	(23)	0.66	物質伝達, ナフタリン昇華
熊田・馬淵	(24)	0.58	物質伝達, ナフタリン昇華

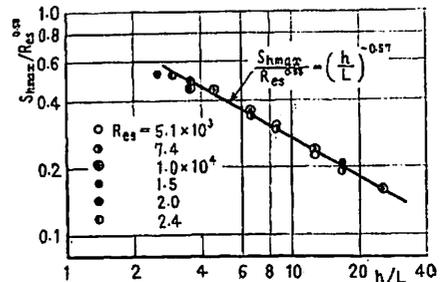


図11 最大シャウツド数の  $h/L$  による変化

接な関係のあることは図 10 に示した代表例から明らかであるが、本節では  $S_{k \max}$  の位置までの平均シャドウ数

$$S_{k \text{ mean}} = (1/l_m) \int_0^{l_m} S_k dx \quad \dots\dots\dots(13)$$

の  $h/L$  による変化を求める。図 12(a) は  $h/L$  をパラメータにして  $S_{k \text{ mean}}$  の  $Res$  による変化を示したもので、 $Res$  の 0.8 乗に比例する。これを考慮して  $S_{k \text{ mean}}/Res^{0.8}$  の値を  $h/L$  について再プロットすれば図 12(b) となる。図中に示したように

$$S_{k \text{ mean}}/Res^{0.8} = 0.038(h/L)^{-0.2} \quad h/L < 6.5 \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$S_{k \text{ mean}}/Res^{0.8} = 0.062(h/L)^{-0.4} \quad h/L > 6.5 \quad \dots\dots\dots(15)$$

なる実験式で整理され、 $S_{k \text{ mean}}/Res^{0.8}$  の値は気ほう形状の変化、したがって  $h/L \cong 6.5$  を境にして  $h/L$  の依存性が変化する。

4.4 再付着壁噴流の物質伝達特性

4.4.1 仮想ノズルモデル ノズル出口運動量  $J$  は再付着点において後流への運動量  $J_0$  と逆流領域への運動量  $J_2 = J - J_0$  に分割される。いま再付着壁噴流を再付着点での運動量  $J_0$  をもって噴出する仮想ノズルが、先に求めた仮想原点位置 (図 1 参照) にあるとし

た壁噴流におきかえうると仮定すれば、この仮想壁噴流は

$$U_j^* = U_j \sqrt{J_0/J} \quad \dots\dots\dots(16)$$

なる出口速度をもつ。以下  $U_j^*$  を仮想ノズル速度と呼ぶ。次に運動量分割  $J_0/J$  を求める。

図 8 において再付着壁噴流の減衰曲線と壁噴流の減衰曲線との比をとることにより、それぞれの  $h/L$  に対する相当壁噴流のノズル速度  $U_j'$  を定義することができる。図 9 に示した再付着壁噴流の広がり角の  $h/L$  による変化から、 $h/L \leq 6.5$  では壁噴流のそれに等しいことから、近似的に  $U_j'$  のノズル速度をもつ壁噴流と考えてよい。よって仮想ノズル速度は  $U_j'$  に等しく

$$U_j^* = U_j' \quad \dots\dots\dots(17)$$

したがって式 (16) から求める運動量分割は

$$J_0/J = (U_j'/U_j)^2 \quad h/L \leq 6.5 \quad \dots\dots\dots(18)$$

となる。一方  $h/L > 6.5$  に対する広がり角度は壁噴流のそれと異なるので、速度減衰のみに注目した上記相当壁噴流のノズル速度  $U_j'$  を  $U_j^*$  とおくことは妥当でなく

$$U_j^* = \sqrt{\lambda} U_j' \quad \dots\dots\dots(19)$$

のごとく修正さるべきであろう。したがって  $h/L > 6.5$  に対する運動量分割は

$$J_0/J = \lambda (U_j'/U_j)^2 \quad h/L > 6.5 \quad \dots\dots\dots(20)$$

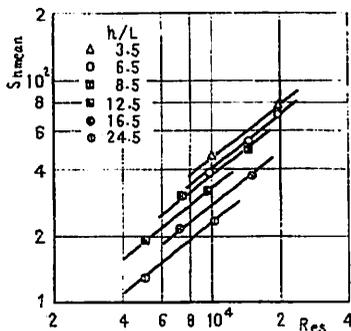
となる。ここで  $\lambda$  は前報において明らかにしたように壁噴流の広がり角に対する再付着壁噴流の  $h/L > 6.5$  における広がり角との比で与えられる。したがって式 (11) より

$$\lambda = 1.126 \quad \dots\dots\dots(21)$$

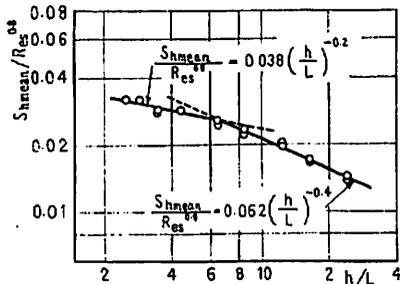
式 (18)、(20) より再付着点での運動量分割  $J_0/J$  の  $h/L$  による変化を求めると、図 13 に示すように半対数グラフ上ではほぼ直線で表わされる。以上により図中に示した実験式\*

$$J_0/J = 1.01 - 0.214 \log_{10}(h/L) \quad \dots\dots\dots(22)$$

より  $J_0/J$  を求め、式 (16) に代入すれば直ちに仮想ノズル速度  $U_j^*$  が求まる。



(a) 気ほう内平均シャドウ数の  $Res$  による変化



(b) 気ほう内平均シャドウ数の  $h/L$  による変化

図 12

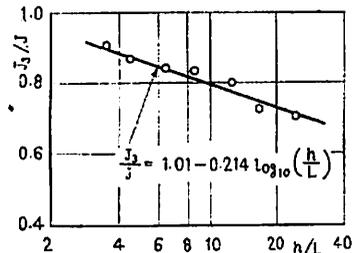


図 13 再付着点での運動量分割

\* この実験式は理論解 (陽表示でなく計算はめんどう) とかなりよく一致する。

なお図8に示した再付着壁噴流の速度減衰を仮想ノズル速度を用いて再整理すれば図14に示すように2本の直線にまとめられ、速度減衰は一般に

$$U_j^*/u_m = 0.23\sqrt{\lambda}(x^*/L)^{0.525} \dots\dots\dots(23)$$

で表わされる。ここでλは

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= 1 && h/L \leq 6.5 \\ \lambda &= 1.126 && h/L > 6.5 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

とおけばよい。

4.4.2 再付着壁噴流の局所シャドウ数分布 前節において  $U_j^*$  の導入により仮想壁噴流の速度減衰は一般に式(23)で表わされることを示した。第1報において、この仮想壁噴流モデルを用い、速度場ならびに温度場の近似理論を展開した。すなわち壁温一定の壁噴流の局所ヌセルト数、本研究の場合局所シャドウ数は

$$S_h = 0.129\lambda^{-0.4}\sigma_i^{-15/16}R_{ii}^{*0.0}S_c^{*1.43}(x^*/L)^{-0.62} \dots\dots\dots(25)$$

で与えられる。ここで  $R_{ii}^*$  は

$$R_{ii}^* = U_j^*L/\nu \dots\dots\dots(26)$$

なる仮想ノズルレイノルズ数、 $\sigma_i$  は乱流プラントル数である。

さて  $R_{ii}^* = (U_jL/\nu)\sqrt{J_s/J} = R_{ii}\sqrt{J_s/J}$  であり、 $\sqrt{J_s/J}$  は  $h/L$  の関数であるから、上式の  $R_{ii}^*$  の影響を確かめるためには  $R_{ii}$ 、あるいは  $h/L$  を変化させればよい。図15は  $h/L=6.5$  の場合、 $R_{ii}$  を変化させた再付着点以降の局所  $S_h$  分布を示す ( $h/L$  を変化させた場合は図17参照)。この結果において注目されるのは図中に示された  $c_{ps}$  分布と  $S_h$  分布の対応から、再付着点(岐点)における物質伝達率に対する局所乱れ効果は  $c_{ps} \approx 0$  になるまでの再付着点領域(加速領域)に限られる点である。しかし乱れの局所効果がどのような推移をへて加速領域の終端で消失するかは不明である。

次に加速領域をすぎれば数係数を除く上記理論解、 $S_h/R_{ii}^{*0.6} \propto (x^*/L)^{-0.62}$  なる関係を満足する直線上に実験点は収束する。この壁噴流領域では図中

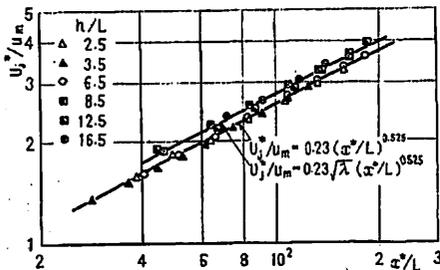


図14 再付着壁噴流の速度減衰の一般表示

に示した。

$$S_h/R_{ii}^{*0.6} \propto (x^*/L)^{-0.62} \dots\dots\dots(27)$$

を満足する。ここで  $J_s/J \rightarrow 1$ 、したがって  $R_{ii}^* \rightarrow R_{ii}$  とおけば第1報で示した壁噴流の式に帰着する。先に示した理論解、式(25)の数係数は  $S_c = 2.5$ 、 $\sigma_i = 0.93$  とおけば、式(24)のλの値の変化に対応し、0.197~0.207の範囲で変化するが、上記実験式の数係数0.202にきわめて近い値を与える。

上記のように再付着点領域では実験点は式(27)より大きくずれる。いま式(27)を修正し

$$S_h/R_{ii}^{*0.6}F(I^*, x^*) = 0.202(x^*/L)^{-0.62} \dots\dots(28)$$

と表わす。すなわち  $S_h/R_{ii}^{*0.6}$  に  $F(I^*, x^*)$  (再付着効果関数と呼ぶ) を乗じ、再付着点後方全領域に適用できる形の実験式を求める。これはたとえば図15において再付着点領域での実験点が式(27)の直線上にならぶための修正係数として求める。図16はこのようにして求めたそれぞれ  $h/L$  に対する  $F(I^*, x^*)$  を  $x^*/l^*$  に対して示したもので、 $h/L$  に無関係とみなし

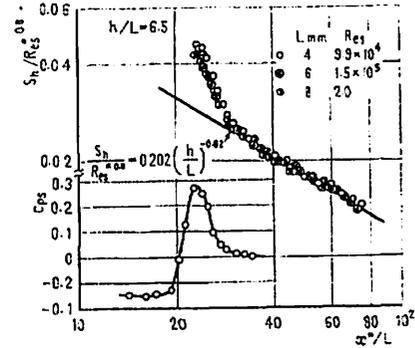


図15 再付着壁噴流の局所シャドウ数分布に対する  $R_{ii}$  の影響 ( $h/L=6.5$ )

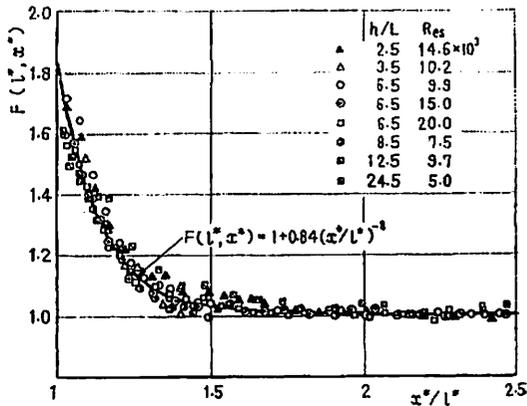


図16 再付着効果関数

てよい。これより

$$F(l^*, x^*) = 1 + 0.84(x^*/l^*)^{-0.8} \dots \dots \dots (29)$$

なる関係をうる。

さて  $F(l^*, x^*)$  を求めるために用いた各  $h/L$  に対する局所  $S_h$  分布の全実験点を図 17 に示す。再付着領域をすぎた全実験点は 1 本の直線式 (27) に収束し、実験範囲  $2.5 \leq h/L \leq 24.5$  にわたり  $R_{es}^*$  の導入が合理的であることがわかる。次に上記の再付着効果関数を含む実験式の有効性を確認するため、全実験点に対し、式 (29) による修正を行ない式 (28) の形に再整理した。図 18 に示すように実験点は  $\pm 10\%$  以内の精度でよく整理できる。ただし再付着点ごく近傍の  $1 < x^*/l^* < 1.05$  に対する実験点は除外した。これは

再付着点においては式 (12) に示したように  $S_{h \max} \propto R_{es}^{*0.55}$  であって、0.8 乗則が適用できないからである。

5. 結 論

オフセット平板上に再付着する噴流による物質伝達特性を明らかにするに先だち、速度場の測定を行なった。すなわち再付着点長さ (図 4)、気ほう内平均静圧 (図 3)、再付着壁噴流の仮想原点 (図 7)、および外層の広がり角 (図 9) はいずれも  $h/L \geq 6.5$  を境にして傾向を異にする。さらに再付着点後流の流れは速度分布 (図 5)、局所表面摩擦係数 (図 6) から壁噴流特性を示すことを明らかにした。これにもとづき再付着壁噴流を再付着点での後方運動量  $J_s$  で噴出する仮想壁噴流と考え、仮想ノズル速度

$$U_j^* = U_j \sqrt{J_s/J}$$

を導入した。ここで運動量分割  $J_s/J$  は実験的にえられた

$$J_s/J = 1.01$$

$$-0.214 \log_{10}(h/L)$$

から計算される。以上の速度場の平均特性をふまえ、物質伝達率の測定値を整理し、次の実験的諸関係式をえた。

(1) 最大シャドウ数:

$$S_{h \max}/R_{es}^{*0.55} = (h/L)^{-0.57}$$

$$h/L \geq 3.5$$

$$S_{h \max}/R_{es}^{*0.55} = 0.53$$

$$h/L < 3.5$$

(2) 逆流領域の平均シャドウ数:

$$S_{h \text{ mean}}/R_{es}^{*0.5} = 0.038(h/L)^{-0.2}$$

$$h/L < 6.5$$

$$S_{h \text{ mean}}/R_{es}^{*0.5} = 0.062(h/L)^{-0.4}$$

$$h/L \geq 6.5$$

(3) 再付着点後流領域の局所シャドウ数分布:

$$S_h = 0.202 R_{es}^{*0.5}$$

$$\times (x^*/L)^{-0.82} F(l^*, x^*)$$

ここで  $F(l^*, x^*)$  は再付着効果関数で

$$F(l^*, x^*) = 1 + 0.84(x^*/l^*)^{-0.8}$$

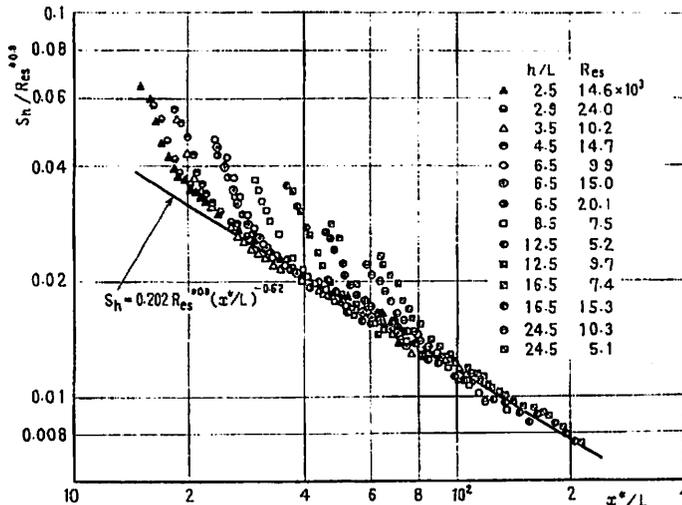


図 17 再付着壁噴流の局所シャドウ数分布に対する  $h/L$  の影響 ( $5.1 \times 10^4 \leq R_{es} \leq 2.4 \times 10^4$ )

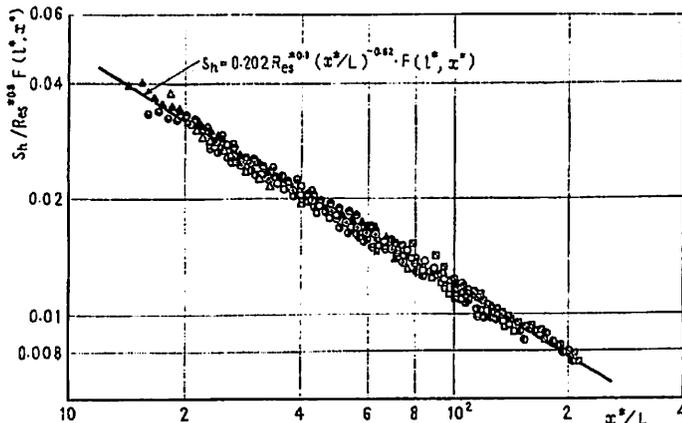


図 18 再付着効果関数を考慮した再付着壁噴流の局所シャドウ数分布 (図 17 の再整理)

であり, オフセット高さ比  $h/L$  に無関係に成立する。  
上式の適用範囲は  $x^*/l^* > 1.05$  である。

(4) 仮想ノズル速度  $U_j^*$  を用いた仮想壁噴流モデルによる近似理論において, 乱流プラントル数  $\sigma_t = 0.93$  とおけば上記実験式とよく一致する。

文 献

(1) 原田・尾崎, 流体力学, (昭 44), 養賢堂。  
(2) Boelter, L.M., ほか2名, *NACA Tech. Note*, No. 1451 (1948-7)。  
(3) Krall, K.M. and Sparrow, E.M., *Trans. ASME, Ser. C*, 88-1 (1966-2), 131。  
(4) Ede, A.J., ほか2名, *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, No. 38 (1956)。  
(5) Filetti, E.G. and Kays, W.M., *Trans. ASME, Ser. C*, 89-2 (1967-5), 163。  
(6) 森岡・ほか2名, 機操論, No. 181 (昭 42-10), 93。  
(7) Seban, R.A., *Trans., ASME, Ser. C*, 86-2 (1964-5), 259。  
(8) Seban, R.A., ほか2名, *J. Aeros. Sci.*, 26-12 (1959), 809。  
(9) 熊田・ほか3名, 機操論, No. 217 (昭 44-10), 25。

(10) Bourque, C. and Newman, B.G., *Aeron. Quart.*, 11 (1960-8), 201。  
(11) Sawyer, R.A., *J. Fluid Mech.*, 9-4 (1960-12), 543。  
(12) Bradshaw, P. and Gee, M.T., *Rep. & Mem., Aeron. Res. Council, Lond.*, No. 3252 (1960)。  
(13) 熊田・ほか3名, 第6回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 44-5), 269。  
(14) Miller, D.R. and Comings, E.W., *J. Fluid Mech.*, 7-2 (1960-2), 237。  
(15) Sawyer, R.A., *J. Fluid Mech.*, 17-4 (1963-12), 481。  
(16) 田中, 機論, 35-274 (昭 44-6), 1257。  
(17) Clauser, F.H., *J. Aeron. Sci.*, 21 (1954-2), 91。  
(18) Starr, J.B., *Ph.D. Thesis, Univ. of Minnesota*, (1966)。  
(19) Sigalla, A., *J. Roy. Aeron. Soc.*, 62 (1958), 873。  
(20) Gardon, R. and Akfirat, J.C., *Trans. ASME, Ser. C*, 88-1 (1966-2), 101。  
(21) 洪・ほか3名, 機操論, No. 201 (昭 43-9), 37。  
(22) Schuh, H. and Petterson, R., *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, 2 (1966), 280。  
(23) Korger, M. and Fřížek, F., *Int. J. Heat & Mass Transf.*, 9 (1966), 337。  
(24) 熊田・馬淵, 機論, 35-273 (昭 44-5), 1053。  
(25) Gardon, R. and Akfirat, J.C., *Int. J. Heat & Mass Transf.*, 8 (1965), 1261。

討 論

〔質問〕 土方邦夫・森 康夫 (東京工業大学)

(1) 本研究では論文全体を通じて(流れ場, 温度場の両者とも)現象が  $h$  と  $L$  のそれぞれではなく, それらの比 ( $h/L$ ) だけにより規定しようと考えているが, その根拠は何か。また,  $h$  と  $L$  とを別々に広範囲に変えて実験を行なったか。

(2) 920 ページ右欄下5行めに  $R_{\infty}$  による流れのパターンの変化は無視しようとするが, このことは必ずしも流れのようすが変わる  $h/L (=6.5)$  の値が  $R_{\infty}$  数に無関係であることを意味しているとは思われない。流れのようすが変わる  $h/L$  の値が  $R_{\infty}$  によらない理由はなにか。

(3) 岐点シャドウ数の  $R_{\infty}$  に対する依存性 ( $R_{\infty}^{0.58}$ ) と逆流領域におけるそれ ( $R_{\infty}^{0.9}$ ) が異なる理由はなにか。

(4) 923 ページ右欄 20 行めの  $S_h$  分布の特徴の一つに  $h/L < 6.5$  では  $S_h$  は逆流方向に単調に減少し,  $h/L > 6.5$  では一定値を示すとあるが, 図 10(a) ~ (c) からはむしろ  $h/L = 24.5$  の分布が一般的であり,  $h/L$  が小さい場合には再付着点までの距離が短いために途中で終わってしまっているように考えられるが, この点はどうか考えるか (付図 1)。

(5)  $h/L = 3.5, 6.5$  に対する  $S_{h \max}$  と  $c_{p2 \max}$  の依存性の相違はどのように考えるか。

〔回答〕 (1) 側壁の局所圧力係数は

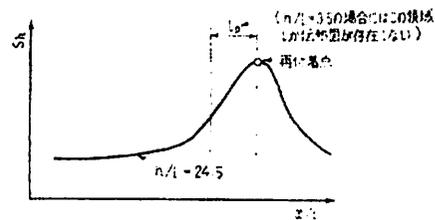
$$c_{p2} = (p_{\infty} - p_2) / \left( \frac{1}{2} \rho U_j^2 \right)$$

と表わされ,  $c_{p2} = f(h/L, l/L, R_{\infty})$  なる無次元数の関数として示される。しかるに平板の長さ  $l$  が十分大きい場合付着点後側壁上で静圧は大気圧に回復し逆流域に影響しないので,  $l/L$  は無視できる。さらに  $R_{\infty}$  が大きい ( $2 \times 10^3$ ) 場合流れは粘性の影響に対して鈍いので  $R_{\infty}$  も無視できる。したがって  $c_{p2} = f(h/L)$ 。同様の理由で  $l_p/L = f(h/L)$ 。

よって上記次元解析 (ただし本実験範囲から  $h \rightarrow \infty$  に対する議論は除外) から現象は, 平板が十分大きく,  $R_{\infty} > 2 \times 10^3$  であれば,  $h/L$  だけによって規定される。

また  $h$  は 4~120 mm (9 種類),  $L$  は 2~10 mm (6 種類) までおのおおの変化させて実験を行なったので  $h/L = \text{const.}$  はすべてではないが,  $h, L$  を独立に変化させて行なったことになる。

(2)  $h/L \cong 6.5$  で流れのようすが変化するのは,



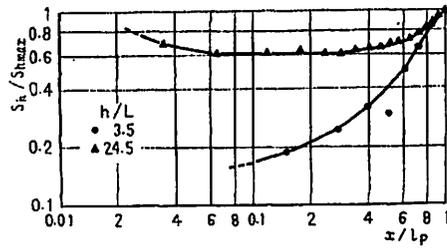
付図 1

付着するまでの噴流の性格 (発達状態) にのみ規定される。したがって回答 (1) に述べたように  $R_{*}$  には無関係である。

(3) 理論的には明確でないが岐点シャウツド数が 0.58 乗に依存するのは、平板衝突噴流のそれと同様、噴流の乱れ効果による。また逆流領域の平均シャウツド数が 0.8 乗に依存することについては、逆流領域の壁面近傍の速度分布を測定していないので明確には答えられないが、実験的事実としてそのように整理されるということである。しかしたとえば Seban<sup>(7)</sup> は、後向きステップによる逆流領域の速度分布を測定し一様な逆流速度は比較的  $y^+ = u_* y / \nu$  ( $u_*$ : せん断速度) の小さい値で現われ、明確な壁法則の領域はないが、Kármán の中間層の存在を確認している。事実 Seban は局所熱伝達率の整理において 0.8 乗則が岐点近傍まで成立するとしている。したがってもしこれが事実とすれば噴流の場合にも逆流領域の外縁における自由せん断層の形成という点では、互いに共通であることから推測してほぼ妥当な結果のように考えている。

(4) 油膜法による流れパターンから逆流領域のうず形状とその中心位置を見ると  $h/L$  によってかなり異なる (だ円形から円形に、またその位置は再付着点寄り、かつ側壁から離れる)。したがって物質伝達に支配的な壁面近傍について、そのまま流れのパターンの結果を延長はできないが、ご指摘のようなことはいえないように思われる。試みに  $\alpha$  ならびに局所シャウツド数を  $l_p$ ,  $S_{h \max}$  でおのおの正規化して局所分布を表わすと付図 2 のようになる。岐点近傍で局所分布はほぼ 1 本の曲線で表わせるが、逆流領域では明らかに相違し、上記のうずパターンならびにその強さに依存するものであって、途中で終わっていると考えてはいない。

(5) ご指摘に関しては図 2 に示されるように  $h/L=6.5$  で  $c_p \max$  は減少の傾向にあることと、乱れ効果の相違によるものと思われるが、自由せん断層の乱れを測定していないのでその理由についてはあきらかでない。



付図 2

〔質問〕 泉 亮太郎 (静岡大学工学部)

$h/L$  の効果を表現するのに努力されているが、次の点について伺いたい。

(1) 図 3 で  $h/L$  が 0.6 を境として二つの直線で表現しているが、これは Sawyer の理論を根拠として  $h/L \approx 6.5$  で変向点ありでよいのではないか。特に、図 11 で  $h/L < 3.5$  で  $S_{h \max} / R_*^{0.58} = 0.53$  とするのは無理ではないか。

(2) 上と同じ理由で、図 12(b) で  $(h/L)^{-0.2}$  と  $(h/L)^{-0.4}$  に無理に分けるのはどうかと思う。

曲線で  $(h/L) \approx 6.5$  で変向点ありで良いのではないか。

〔回答〕 (1) 本研究は Sawyer の理論を必ずしも根拠にしていない。Sawyer は発達した噴流が付着すると仮定しており、 $h/L$  の小さい場合にはそのまま拡張できない。しかも  $h/L \approx 6.5$  が変向点であるという結論は、本実験結果によるものである。

また図 11 については、 $h/L < 3.5$  の結果が少なく明確なことはいえずご指摘のとおりであるが、 $h/L < 3.5$  では未発達した噴流が付着するので、分割流線に沿って速度減衰、乱れの変化がほとんどないと考え、 $S_{h \max} / R_*^{0.58} = \text{const.}$  で整理した。

(2) 現象自身は連続的であり、回答 (1) で述べたように気ほうの性格が  $h/L \approx 6.5$  を境にして変化することが物質伝達実験からもいえるという観点から分けた。また次報で示す発達した噴流が再付着する場合の岐点物質伝達率に関する統一的記述において  $h/L > 6.5$  に対する実験式として利用する意図も含めてである。