角形広がり管内の流動および物質移動*

小森勝夫**, 井口 朗**, 泉 亮太郎***

Characteristics of Turbulent Flow and Mass Transfer in Divergent Channels of Rectangular Section

by Katsuo KOMORI, Akira IGUCHI, and Ryotaro IZUMI

The characteristics of turbulent flow and mass transfer in divergent channels of rectangular section were experimentally investigated and the typical effects of main flow and the secondary flow on mass transfer were also discussed.

Sherwood number $S_{h,x}$, could successfully be expressed by Reynolds number $Re_{x,i}$ and acceleration parameter K . Sherwood numbers $S_{h,x}$ in the entrance region of concentration were proportional to $Re_{x,i}^{0.83}$ for any divergent angle, which changed more intensively than $Re_{x,i}^{0.8}$ for the straight channel.

The velocity profiles above the axis of divergent channels were recognized as a composite structure consisting of those in the inner and outer layers, but it was difficult to predict the velocity profiles below the axis by those of the plane jet.

Key Words: Mass Transfer, Acceleration Parameter, Composite Velocity Profile, Shear Stress, Divergent Channel, Turbulent Flow

1. 結 言

著者らはこれまで二次流れの存在する角形管内の強制対流場での流動および物質移動の研究を行ってきた。すなわち、第1報⁽¹⁾⁽²⁾では正方形管内の発達乱流において二次流れが軸流速度および物質移動に及ぼす影響を実験的に求め、等価直径方式の有効性を示すとともに摩擦係数と物質移動係数のアナログについて論じた。第2報⁽³⁾では長方形断面を有する広がり管のチャンネル幅中央面における壁面静圧、速度および壁面せん断応力を主体とした流動特性を実験的に求め、はく離についても若干の検討を加えた。なお、広がり管は二次元広がり管を対象とし、Splitter vaneの拡張およびコアンダ効果などを考慮して上壁を平行面とし下壁のみを拡大面とした。その結果、広がり管内の流れは壁法則と二次元噴流からなる複合速度分布で表され、壁面摩擦係数は広がり角および入口レイノルズ数に応じて三つのパターンに分類された。しかし、本研究で対象とするアスペクト比の比較的小さい広がり管

内の流れでは二次流れの存在および側壁の影響を考慮しなければならず三次元的な視点で取扱うことも必要となる。そこで本報では第2報の広がり管を用いてチャンネル幅全域にわたっての速度および壁面せん断応力を測定するとともに、下壁面にナフタリンをコーティングして物質移動特性を求め、物質移動に及ぼす加速度係数の影響について検討した。

角形管は各種の流体機械や空調ダクト、熱交換器、蓄熱装置、原子炉などの構成要素として工業上広く用いられている。広がり管内の流れについての研究は二次元境界層に関するもの⁽⁴⁾⁽⁵⁾が多く、そのほとんどは平板上あるいは翼形上の外部流れの場合である。ノズルやディフューザのような内部流れについては境界層理論による予測結果は必ずしも満足すべきものではなく多くは実験的手法によっている⁽⁶⁾。実験的には古屋らの円すい⁽⁷⁾や二次元広がり管⁽⁸⁾の性能改善に関するもの、妹尾ら⁽⁹⁾のうず誘起装置による円すい広がり管の性能改善に関するもの、西ら⁽¹⁰⁾による二次元乱流境界層の成長を代数計算によって推定し実験値と比較したものなどがある。また、変断面流路における熱伝達の研究として、藤田ら⁽¹¹⁾の二重管の外管の内径を軸方向に変化させた先細流路における強制対流熱伝達実験、Backら⁽¹²⁾の先細末広ノズルにおける速度およ

* 昭和58年11月21日 第922回講演会において講演、原稿受付 昭和58年5月9日。

** 正員、豊田工業高等専門学校 (〒471 豊田市栄生町2-1)。

*** 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

び熱伝達実験などの報告例がある。

2. 記 号

A : 流路の断面積 m^2

D : 拡散係数 m^2/s

d_e : 広がり管入口断面での等価直径 m

G : 流量 m^3/s

h : 広がり管横方向の半幅 m

K : 加速度係数 $= (\nu/u_m^2)(du_m/dx)$

k_c : 物質移動係数 m/h

N_u : ヌセルト数

Re : レイノルズ数

Sc : シュミット数

Sh : シャーウッド数

u : 速度 m/s

u^+ : 無次元速度 $= u/\sqrt{\tau_w/\rho}$

u_0 : 断面 A (図 1) での速度 m/s

x : 軸方向距離 (広がり管入口で $x=0$) m

x_1 : ナフタリン面の母線方向距離 (物質移動開始点で $x_1=0$) m

y : 垂直方向距離 m

y^+ : 無次元距離 $= y\sqrt{\tau_w/\rho}/\nu$

z : 横方向距離 m

α : 広がり角

ν : 動粘性係数 m^2/s

ρ : 密度 kg/m^3

τ : せん断応力 Pa

添 字

c : 横方向中央 ($z/h=1.0$)

m : 平均

max : 最大

w : 壁面

3. 実験装置および方法

実験装置の概略を図 1 に示す。広がり管入口で発達した乱流を得るための助走部は 50 mm 角の正方形管で水平に配置され、これに接続する広がり管は幅が 50 mm の一定で、下壁のみが広がり角 $\alpha=2^\circ, 4^\circ, 6^\circ$ および 8° に可変できる長方形断面を有している。上壁には図に示す A, B, C および D の位置に速度測定用全圧管挿入孔、側壁の中央およびコーナに $\phi 0.3\text{mm}$ の壁面静圧検出孔が設けてある。速度測定用ピトー管は外径 $\phi 1\text{mm}$ のステンレス管で先端開口部高さを 0.4 mm にしてかぎ(鉤)形に曲げたものを使用した。

壁面せん断応力測定には外径 $\phi 1\text{mm}$ のプレストン管を用い Patel⁽¹³⁾の式より算出した。

物質移動実験はナフタリン昇華法を用い、昇華面は図に示すジュラルミン製受皿中に鑄込まれたナフタリンで構成され、その寸法は長さ 11.5 $d_e=575\text{ mm}$ 、幅 50 mm であり、周囲のジュラルミン部は昇華量測定時の基準面とした。昇華実験は非加熱で行われ、表面温度は管内の流体と温度平衡しているとみなしナフタリン層内の温度こう配は無視した。ナフタリン昇華

図 1 実験装置

減量はダイヤルゲージにより $1/250\text{ mm}$ の精度で測定し、計測中の昇華量は別に求めた自然昇華の時間変化曲線により補正を行った。表面温度は母線方向および横方向外縁に埋め込んだ $\phi 0.3\text{ mm}$ の銅・コンスタンタン熱電対により、空気温度は管路入口および出口タンクのそれぞれに配置された熱電対により測定した。

空気は送風機から吸込み形式で管内に流入され、流量は $x/d_e = -2.2$ の断面 A の速度を用いて等面積分割法により求めた。

4. 実験結果および考察

4.1 速度分布 図 2 に二次流れの主流に及ぼす影響を $\alpha = 8^\circ$ について示す。広がり角の小さい $\alpha = 2^\circ$ では速度パターンに顕著な差異はみられず、流れの対称性はほぼ維持されており、流れの中心も断面中心 (図中の + 印) とほぼ一致している。しかし、詳細にみると $x/d_e = -2.2$ では $z/h = 0.3 \sim 0.5$ と $y/d_e = 0.15 \sim 0.25$ および $0.75 \sim 0.85$ の領域でコーナの二等分線方向に速度上昇度が断面 A_0 の速度の $2.4 \sim 3.7\%$ 増、 $x/d_e = 11.0$ では $z/h = 0.3 \sim 0.5$ と $y/d_e = 0.1 \sim 0.3$ および $1.0 \sim 1.3$ の領域で断面 D_0 の速度の $4.5 \sim 11.7\%$ 増の突起状分布がみられ、特に下壁側でその領域を拡大するとともに速度上昇も大きくなっている。これは直管の場合と異なり圧力こう配の影響を受け、特に下壁側では下流へいくにつれて減速の度合いが強くなり主流に及ぼす二次流れの影響が相対的に強く働くため

と思われる。広がり角の大きい $\alpha = 8^\circ$ では、流れの中心は断面中心よりも上方にあり、左右の対称性は広がり管上流域ではほぼ維持されているものの下流へいくにつれて非対称となっている。 $x/d_e = 1.0$ では $\alpha = 2^\circ$ の速度パターンと大差ないが、 $x/d_e = 5.0$ では突起状分布が顕著に現れ、その領域は $z/h = 0.1 \sim 0.7$ と $y/d_e = 0.1 \sim 0.5$ および $1.0 \sim 1.6$ で広範囲にわたり、速度上昇度は断面 C_0 の速度の $12.9 \sim 28.5\%$ 増とかなり大きい。特に下壁側では $z/h = 1.0$ を中心にその周辺で低速流が断面中心方向に入り込む形となっている。これは二次流れの影響が強く働いていることと、第 2 報で詳述したごとく、上壁側では $x/d_e = 10.0$ 以降、下壁側では $x/d_e = 7.0 \sim 8.0$ 以降で逆流がみられ、 $x/d_e = 5.0$ ははく離点にかなり近い位置となっているための影響とみられる。さらに下流の $x/d_e = 11.0$ では断面 D_0 の速度の $9.7 \sim 40.6\%$ 増の速度上昇度をもたらす流れの非対称性はいっそう顕著となり、特に断面 D_0 から断面 D_{10} の方向に強く引張られた流れとなっている。この断面での二次流れが定量的に測定されていないため、その原因を二次流れの影響として論ずることはできないが、この場合はむしろ主流自体に原因があると思われる。逆流の y 方向高さは下流方向に単調増加せず、 $x/d_e = 11.0$ では減少している (第 2 報の図 6)。

これは壁面近くの乱流域の流れと逆流領域との境界に激しい渦混合をもたらす、主流速度は変動しやすい不安定な状態にある。

後述の図 6 に示す局所物質移動係数 k_{cs} の変化にはほぼ周期的なうねりがみられることと、送風機による旋回流の影響を考慮すると、管内の流れは断面拡大に対応してトロイダル的な流れとなっていると予測され、その影響により非対称性を助長すると考えられる。なお、広がり管出口端近傍の流れは後続の平行ダクトの影響を受けていると考えられるが、その詳細については現段階では不明である。

図 3 は広がり管内の横方向の速度分布を壁法則表示したもので図中の実線はカルマンの速度分布を示し、記号 R および L は流体の流れ方向に対して、それぞれ右側断面 (たとえば、断面 $B_1 \sim B_0$) および左側断面 (断面 $B_0 \sim B_{10}$) を示す。上下壁近傍では z/h に関係なく内層領域が存在し、カルマン曲線との偏差が 4% 以内の内層厚さは $\alpha = 2^\circ$ 、 $x/d_e = 11.0$ の位置で粘性底層から $y^+ \approx 30 \sim 130$ 、 $\alpha = 8^\circ$ 、 $x/d_e = 5.0$ の位置で $y^+ \approx 60 \sim 180$ の乱流域に至る範囲にわたっており、管断面に占める割合は $10 \sim 20\%$ 程度である。一方、外層領域は下流方向へ次第に拡大していくことを考慮して外層速

図 2 等速度線図

度分布に二次元噴流特性を適用し、実験値と比較したものを図4に示す。図中の実線は壁法則表示に基づく速度、破線は二次元噴流速度であり、記号の説明は第2報と同じである。上壁側では $\alpha=2^\circ, 8^\circ$ ともに z/h に関係なく複合速度分布でよく表され、側壁に近づくにつれて次第に壁法則分布に一致する領域が増えてくる。下壁側では $\alpha=2^\circ$ の場合は断面D₄およびD₇を除いてほぼ上壁側と類似した変化を示すが、 $\alpha=8^\circ$ では内層厚さは z/h に関係なく $y^+ \cong 80 \sim 90$ と一定しており、一方外層領域は二次元噴流速度で近似することはむずかしい。特に、 $z/h=0.2 \sim 0.6$ の $y/y_{\max}=0.55 \sim 0.75$ で二次元噴流速度との間に大きな差異がみられる。この領域は等速度線図で示したごとく二次流れの影響が最も大きいところであり、増速効果をもたらしていると考えられる。

4.2 壁面せん断応力分布 図5は横方向 z の壁面せん断応力分布を示すが、その変化傾向に二つのパターンが認められる。第1のパターンは横方向の大部分の領域で一様な分布を示し、上流域でみられる〔図(a)〕。直管部 $x/d_e=-2.2$ では図示されていない広がり角を含めて上下壁面とも横方向に一定の分布を示し、ほぼ二次元流れとなっている。側壁のごく近傍では壁面効果により流れが停滞し、速度こう配を減少させるために小さな値となる。第2のパターンは $z/h=0.4 \sim 0.6$ で最大値をとるもので下流域でみられる〔図(c)〕。最大値をとる位置は二次流れによる突起状分布を示す位置に対応している。図(b)はパターン1からパターン2への移行過程を示している。

4.3 濃度助走区間における局所物質移動係数

図6は $z/h=1.0$ での母線方向の局所物質移動係数 k_{cx} を示す。本実験では下壁側からの物質移動のみを対

象としており、管内の総合的な特性については上壁側からの物質移動も必要となる。ナフタリン蒸気の濃度境界層は広がり管入口で十分発達している乱流中を急速に発達し k_{cx} は下流方向にうねりを伴いながら次第に漸減する。

直管 $\alpha=0^\circ$ ではそのまま一定値 $k_{c\infty}$ に飽和するが、広がり管では壁面摩擦係数 C_f の三つのパターン（第2報の図8）に対応した変化を示す。第1のパターンは k_{cx} が下流方向に単調に減少し、広がり管出口端でも減少を持続し飽和には至らないもので、 $\alpha=2^\circ$ および 4° でみられる。第2のパターンは下流方向に減少しながら $x/d_e \cong 8.0 \sim 9.7$ で最小値をとり、それ以降出口端までわずかながら増加傾向をとるもので $\alpha=6^\circ$ および $Re_{ex}=1.17 \times 10^5$ の $\alpha=8^\circ$ でみられる。

第3パターンは $Re_{ex}=2.47 \times 10^4$ の $\alpha=8^\circ$ でみられ、 $x/d_e \cong 6.8$ で最小値をとりそれ以降わずかに増加するもののほとんど一定値に飽和する。第2および第3のパターンとも最小値をとる位置は C_f が最小値をとる位置よりもいくぶん下流側にあり、 α の増加とともに k_{cx} の最小値をとる位置が上流側へ移行する傾向は C_f の場合と同様である。特に、 $Re_{ex}=2.47 \times 10^4$ の $\alpha=8^\circ$ では $x/d_e=6.0 \sim 7.0$ ではく離が生じそれ以降逆流領域となっているが、逆流の下壁面からの高さは最大でも0.6mm程度と壁面のごく近傍に限られた初期はく離の状態にある。したがって、逆流領域での物質移動に影響を与える壁面近傍の流れの状態はほぼ一定しており、かつ $z/h=1.0$ での二次流れ速度の大きさは正方形管での測定値から推定しても壁近くでは微小なものであり、二次流れが壁近傍の流れに大きな役割を果たしているとは考えられない。ところで、 k_{cx} の最小値は下流へいくにつれて濃度境界層厚さの増加による物質移動の抑制、減速流による対流効果の抑制、一方、二次流れおよび渦混合による拡散効果との平衡状態のところで生ずるものと考えられる。また、

図3 一般速度分布

図4 複合速度分布

物質移動開始点近くで各広がり角の k_{cx} の値にそれほど大きな差はない。これは発達中の濃度境界層が薄く、流れの減速効果がまだ弱いためである。さらに、下流へいくにつれて α の増加とともに k_{cx} の値が小さくなるが、これは流れの減速効果が強まりナフタリン分子の管中心方向への輸送が抑制されるためである。なお、図中の実線は円管における Mills⁽¹⁴⁾ の実験結果をまとめたもので $\alpha=0^\circ$ の値とよく一致している。

図 7 は横方向の局所物質移動係数 k_{cx} を示したもので、 k_{cx} は $z/h=1.0$ での値である。

x_1 方向の変化は大別して三つのパターンに分けられる。第 1 のパターンは物質移動開始点に比較的近い $x_1/d_e=0.2\sim 1.0$ の分布にみられ、 $z/h=0.04\sim 0.1$ で最大値をとり、 $z/h=1.0$ での最小値まで急激に減少するもので、直管の場合とほぼ同一の傾向を示している。また、入口レイノルズ数 Re_{ex} の大きいほうが減少のしかたにいくぶんゆるやかさがみられるが、これは Re_{ex} の大きいほど圧力回復効率を向上させて運動エネルギーを保存させること⁽³⁾、二次流れの影響による速度上昇領域がコーナ方向に入り込む傾向があること⁽¹⁾により濃度均一化が進行するためと思われる。第 2 のパターンは $x_1/d_e=4.0$ 以降でみられ、最大値をとる位置が $x_1/d_e=4.0$ で $z/h=0.2\sim 0.3$ 、 $x_1/d_e=11.0$ で $z/h=0.3\sim 0.4$ へと次第に中央方向に移行する波状分布を示す。直管の場合には $x_1/d_e=8.0$ 以降で二次流れの循環作用による濃度均一化が進んで z/h の全領域にわたり一様な分布を示すのに対し、広がり管では均一化への傾向を示しつつも最大値をもつパターンは維持されており、広がり角の小さい $\alpha=2^\circ$ および 4° の $x_1/d_e=8.0$ 以降でコーナから $z/h=0.5$ にかけて平坦な分布を示す。第 3 のパターンは $Re_{ex}=2.47\times 10^4$ の $\alpha=6^\circ$ および 8° で左右非対称な分布がみられるもので、側壁近傍では $z/h=1.0$ での k_{cx} より小さな値を示す。これは図 2 に示したごとく、断面 D_5 から断面

D_1 にかけて速度が断面 D_0 の速度より小さく、ナフタリン分子の拡散を抑制するものと思われる。

また、図 7 (a) と (c) に k_{cx} 分布と τ_w 分布との対比が示されている。直管部および広がり管の上流側では壁面せん断応力比と物質移動係数比との間に相似性が成立するが、下流域では相関関係はみられず広がり角が大きくなるほどその傾向は強まる。流れに摩擦抵抗のみが存在する場合には、 $j_D=C_f/2$ (j_D はコルバンの j 因子) の関係が成り立つことはよく知られているが、本実験のように圧力こう配のある流れではこの関係は成立しない。

図 8 は $z/h=1.0$ での S_{hx_1} と Re_{ex} との関係を示したもので、実験値は Re_{ex} の大きさに関係せず 10% の偏差内で直線変化をする。直管の場合には図の一点鎖線で示した実験式で表され、二点鎖線および破線で示した Latzko の熱伝達の式と相似性が認められる⁽¹⁾。広がり管の場合には本実験範囲内の広がり角ではいずれも $Re_{ex}^{0.83}$ に比例し、直管の $Re_{ex}^{0.8}$ よりいくぶん急激な変化をし、 Re_{ex} の増加とともに次第に両者が収束する傾向を示す。また、図中の実線で示される実験式で整理される。

$$S_{hx_1} = C Re_{ex}^{0.83} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、係数 C の値は表 1 に示す。また、 k_{cx} の横方向平均値 k_{cxm} を用いて実験式を求めると、式 (1) において係数 C は表 2 に示す値をとる。したがって、 z 方向の平均値で求めた S_{hx_1} は $z/h=1.0$ の値の

図 5 壁面せん断応力

図 6 母線方向の局所物質移動係数

6.4~7.3%増として考えればよい。また、 k_{c,x_1} の第2および第3パターンに対応して $\alpha=6^\circ$ (○印) および 8° (●印) の下流域で直線関係からの離脱がみられ急激な上昇を示す。離脱点は k_{c,x_1} が最小値をとる位置にほぼ対応しており実験式との偏差は15~30%である。

4.4 物質移動に及ぼす加速度係数の影響 広がり管の物質移動を決定する要因として軸方向の速度こう配 du_m/dx を考慮する必要がある。次式で定義される加速度係数 K を導入する。なお、本実験で用いた広がり管は軸方向に一樣な加速度係数をもつように断面積 A が変化しているため最右辺の項で表せる。

$$K = \frac{\nu}{u_m^2} \frac{du_m}{dx} = \frac{\nu}{G} \left(-\frac{dA}{dx} \right) \quad (2)$$

広がり管の局所物質移動係数が直管の値とどのような関係にあるかを求めることは実用的にも興味がある。

そこで、 $S_{h,x_1}/S_{h,x_1,0}$ と $-KS_c Re_{x_1}/S_{h,x_1}$ の関係を求めると、いずれの広がり角とも $S_{h,x_1}/S_{h,x_1,0} < 1.0$ であり、広がり角および加速度係数が大になるほど $S_{h,x_1}/S_{h,x_1,0}$ の値は小さくなる。 $-K$ をパラメータとして式表示すれば次式の指数法則にしたがって変化する。ここで、 $S_{h,x_1,0}$ は直管での局所シャード数であり、 $S_{h,x_1}/S_c Re_{x_1}$ は熱伝達のスタントン数と同じ意味をもつ無次元数である。

$$\frac{S_{h,x_1}}{S_{h,x_1,0}} \propto \left(\frac{-KS_c Re_{x_1}}{S_{h,x_1}} \right)^{0.1765} \quad (3)$$

そこで、加速度係数 $-K$ の影響を考慮に入れるため $(S_{h,x_1}/S_{h,x_1,0})(-KS_c Re_{x_1}/S_{h,x_1})^{-0.1765}$ と $-K$ との関係を図9に示す。 $z/h=1.0$ での実験点を実線で近似すれば無次元整理式として次式を得る。

図7 横方向の局所物質移動係数

$$\frac{S_{h,x_1}}{S_{h,x_1,0}} = 0.1855(-K)^{-0.2084} \times \left(\frac{-KS_c Re_{x_1}}{S_{h,x_1}} \right)^{0.1765} \quad (4)$$

直管の式

$$S_{h,x_1,0} = 0.0477 Re_{x_1}^{0.8} \quad (5)$$

を式(4)に代入し、また、本実験はナフタリンを用いているためシュミット数は一定であり、 $S_c=2.569$ を定数として代入し整理すれば、

$$S_{h,x_1} = 0.0207(-K)^{-0.0271} Re_{x_1}^{0.83} \quad (6)$$

を得る。同様に、 z 方向の平均値について求めると図の一点鎖線で近似され、直管の式

$$S_{h,x_1,0} = 0.0497 Re_{x_1}^{0.8} \quad (7)$$

を代入し整理すれば

$$S_{h,x_1} = 0.0226(-K)^{-0.0271} Re_{x_1}^{0.83} \quad (8)$$

を得る。式(6)および(8)はそれぞれ表1および2の係数をもつ式(1)と5%の範囲内で一致する。

5. 結 論

角形広がり管内の速度、壁面せん断応力および物質移動を実験的に求め、角形管特有の二次流れとこれら諸特性を定量的、定性的対応についてまとめ、また、加速度係数についても検討を加え次の結論を得た。

(1) 物質移動係数 S_{h,x_1} をレイノルズ数 Re_{x_1} と加速度係数 K の関数として表せば本実験範囲内の広がり角を包括して式(6)でまとめられる。また、平均シャード数は中央面 $z/h=1.0$ での値の6.4~7.3%増として式(8)で表される。

(2) 濃度助走区間における S_{h,x_1} はいずれの広がり

図8 S_{h,x_1} と Re_{x_1} の関係

表 1 $z/h=1.0$ における係数

α	2°	4°	6°	8°
C	0.0315	0.0310	0.0295	0.0275

表 2 横方向平均における係数

α	2°	4°	6°	8°
C	0.0335	0.0330	0.0315	0.0295

図 9 広がり管の物質移動算出の一方法

り角とも $Re_{ex}^{0.83}$ に比例し、直管の $Re_{ex}^{0.8}$ に比べいくぶん急激な変化を示し、式(1)でまとめられる。

(3) 母線方向の局所物質移動係数 k_{cx} の下流方向変化は三つのパターンで壁面摩擦係数 C_f の変化に対応する (第2報)。

(4) 横方向の局所物質移動係数 k_{cz} は三つのパターンで表される。直管部および広がり管の上流側では横方向物質移動係数比と壁面せん断応力比との間に相似性が認められるが下流域では成立しない。

(5) 壁面せん断応力は広がり管上流域で横方向に一樣な分布を示すパターンと、 $z/h=0.4\sim0.6$ で最大値をとるパターンで示される。

(6) 広がり管内の流れは上壁側では z/h に関係なく複合速度分布で表されるが、下壁側では広がり角の増加とともに外層領域の二次元噴流速度分布での近似は困難となる。また、流れは二次流れの影響を受けてコーナの二等分線方向に突起状分布を示すが、広がり角の増加および下流方向へいくにつれてその傾向は

顕著となる。

文 献

- (1) 小森・ほか2名, 化工論, 4-5 (昭53), 478.
- (2) Komori, K., ほか2名, *AIChE J.*, 20-2 (1980), 219.
- (3) 小森・ほか2名, 化工論, 9-3 (昭58), 245.
- (4) Sandborn, A. V. and Kline, S. J., *Trans. ASME, Ser. D*, 83-3 (1961), 317.
- (5) Schlichting, H., *Boundary - Layer Theory*, (1968), McGraw-Hill.
- (6) Moses, H. L. and Chappell, J. R., *Trans. ASME, Ser. D*, 89-3 (1967), 655.
- (7) 古屋・鈴木, 機論, 23-125 (昭32), 7.
- (8) 古屋・ほか4名, 機論, 35-274 (昭44), 1249.
- (9) 妹尾・西, 機論, 37-303 (昭46), 2153.
- (10) 西・妹尾, 機論, 44-387 (昭53), 3785.
- (11) 藤田・長谷川, 機論, 35-277 (昭44), 1920.
- (12) Back, L. H. and Cuffel, R. F., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 93-4 (1971), 397.
- (13) Patel, V. C., *J. Fluid Mech.*, 23 (1965), 185.
- (14) Mills, A. F., *J. Mech. Eng. Sci.*, 4 (1962), 63.