

# 割り込み型分岐管の本管内乱流剥離

(分岐角度が45°の場合の実験的研究)

嵩 哲夫, 西 正明, 石田 汎, 大久保由美子

## Turbulent Flow Separation on Wall of Main Conduit in a Pipe Fitting (An Experimental Study of the Case of a Branching Angle of 45°)

Tetsuo SUU, Masaaki NISHI, Hiroshi ISHIDA and Yumiko OKUBO

### 1 緒言

割り込み型分岐管は、実用上重要でありながらこれまでにその流れの様相はほとんど明らかにされていないように思われる。

そこで、分岐管内流れを特色づける重要な因子の一つである本管内剥離点に注目し、これまでに流れが層流の場合に対して分岐角度、面積比、レイノルズ数および流量比による変化を理論的に解析した結果と実験による結果を比較・考察した [1],[2],[3]。

一方、工学上重要な乱流剥離点については、分岐角度が90°および135°の場合に対し、理論的解析と実験を行った結果を比較・考察して報告した [4],[5]。また、分岐角度が45°の場合に対する理論的解析結果については、前報 [6] において報告した。対象とした分岐管は、支管入り口部が鋭い角をなす、いわゆる基本形状である。

本報においては、分岐角度が45°の場合に対して行った乱流剥離点についての実験結果と前報における理論的解析結果を比較・考察したので、その結果を報告する。また、得られた結果から、循環器系の動脈における血管損傷についても考察したので、その結果を併せて報告する。

### 2 理論的解析の概要

#### 2.1 自由流線理論による解析

前報 [6] において述べたように、図1に示すような、支管入り口上流側角 E からの剥離を伴う分岐角度  $\theta_p$  が45°の二次元割り込み型分岐管内の流れは、自由流線理論により解析することができる。ここで、管路各部分を図に示すように、A, B, C, D および E の文字により表わす。 $V_1$  および  $V_3$  は本管無限上流および下流における流れの速度、 $V_2$  は支管入り口上流側角 E から剥離した流れの支管無限下流における速度とする。壁面 EB と自由流線 EB との間の領域は死水領域と呼ばれる。以下この報告において用いられる記号は、前報 [6] におけると同様に定義するものとする。

流れを解析するための写像関数は、式 (1) から (3) までに示される。これらの写像関数により、図1に示す  $z$ -平面 (物理平面)、ホドグラフ平面、 $\zeta$ -平面および  $t$ -平面の4つの平面が関連づけられる。

$$w = dW/dz = qe^{-i\theta} = u_x - iu_y \quad (1)$$

$$w/V_2 = \zeta \quad (2)$$

$$t = \zeta^{\pi/(2\theta_p)} \quad (3)$$

ただし、 $v_1 = V_1/V_2$ ,  $v_3 = V_3/V_2$  とする。ここで、図1(c)の点 A, A',  $\bar{A}$ ,  $\bar{A}'$  に吹き出し、点 B,  $\bar{B}$  と点 C, C',  $\bar{C}$ ,  $\bar{C}'$  に吸い込みをおくものとする。また、 $W$  は複素ポテンシャル、 $q$  と  $\theta$  は  $z$ -平面上における流

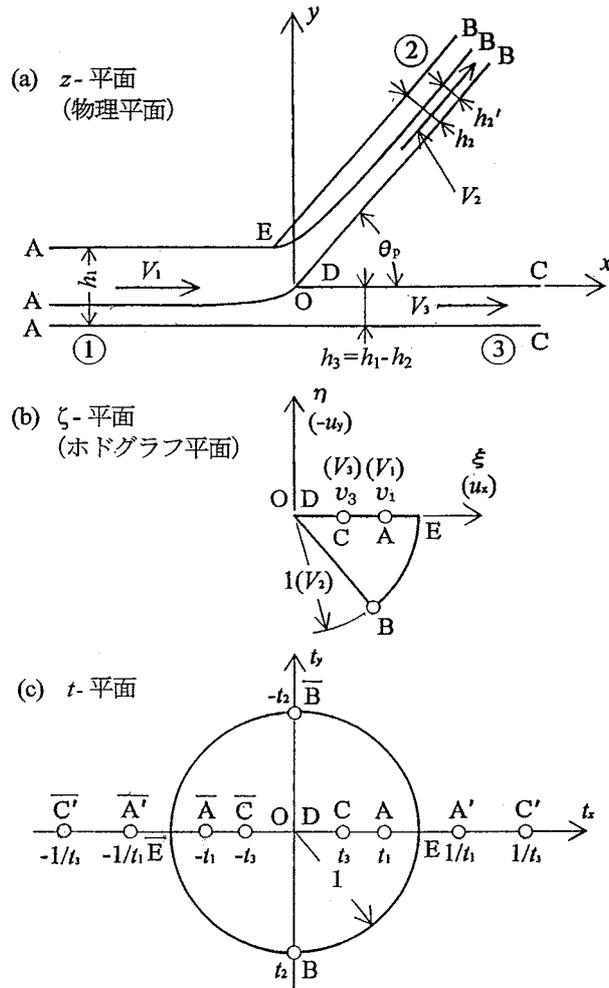


図1 写像平面

れの合速度の大きさと  $q$  が  $x$  軸の正方向に対してなす角度を、 $u_x$ 、および  $u_y$  は  $q$  の  $x$  および  $y$  軸方向成分を表すものとする。

いま、管路幅を  $h_i$  ( $i=1,2$  および  $3$  は管路部分名称) で表わすとき、次式が成り立つものとする。

$$h_1 = h_2 + h_3 \tag{4}$$

支管入り口上流側角  $E$  から剥離した流れの無限下流における幅を  $h'_2$  とすると、連続の式は次のように表せる [6]。

$$h_1 v_1 = h'_2 + h_3 v_3 \tag{5}$$

本管と支管の面積比を  $m$  とし、 $\alpha = h_2/h_1 = 1/m$  および  $\beta = h_3/h_1$  とおくと、式 (4) から

$$1 = \alpha + \beta, \quad (0 < \alpha \leq 1, \quad 0 < \beta \leq 1) \tag{6}$$

となり、 $k$  を本管下流における流量の全流量に対する比とすると、

$$v_3 = kh_1 v_1 / h_3 = (k/\beta)v_1 = \{k/(1-\alpha)\}v_1 \tag{7}$$

となる。また、支管内における流れの収縮係数  $C_c$  は、式 (8) のように表すことができる。

$$C_c = h'_2/h_2 = \{(1-k)/\alpha\}v_1 \tag{8}$$

ただし、解析に際しては  $v_1 > v_3$  の場合を対象としているので、式 (9) が得られる。

$$1 - (\alpha/v_1) < k < 1 - \alpha \quad (9)$$

分岐角度が  $90^\circ$  および  $135^\circ$  の場合 [1],[3] と同様に、 $45^\circ$  の場合の定数間の関係は次式となる。

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \left[ (1+v_1^2) \ln \frac{1+v_1}{1-v_1} + (1-v_1^2) \tan^{-1} \frac{2v_1}{1-v_1^2} \right. \\ & \left. - \beta \left\{ (1+v_3^2) \ln \frac{1+v_3}{1-v_3} + (1-v_3^2) \tan^{-1} \frac{2v_3}{1-v_3^2} \right\} \right] \\ & + v_1(1-k) \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \ln(3+2\sqrt{2}) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

式 (2) と (3) において、 $\theta_p = \pi/4$  とおけば分岐角度が  $45^\circ$  の割り込み型分岐管における流線の形状が得られる。 $z$ -平面上の点 D を原点とするとき、流線の  $x$  および  $y$  座標を  $h_1$  で基準化して示せば、つぎの式 (11) と (12) となる。

$$\begin{aligned} \frac{x}{h_1} = & \frac{1}{\pi} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi-v_1)^2 + \eta^2}{(\xi+v_1)^2 + \eta^2} + \tan^{-1} \frac{\eta-v_1}{\xi} - \tan^{-1} \frac{\eta+v_1}{\xi} \right. \\ & + v_1^2 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi-v_1^{-1})^2 + \eta^2}{(\xi+v_1^{-1})^2 + \eta^2} + \tan^{-1} \frac{\eta-v_1^{-1}}{\xi} - \tan^{-1} \frac{\eta+v_1^{-1}}{\xi} \right\} \\ & - \beta \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi-v_3)^2 + \eta^2}{(\xi+v_3)^2 + \eta^2} + \tan^{-1} \frac{\eta-v_3}{\xi} - \tan^{-1} \frac{\eta+v_3}{\xi} \right. \\ & \left. + v_3^2 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{(\xi-v_3^{-1})^2 + \eta^2}{(\xi+v_3^{-1})^2 + \eta^2} + \tan^{-1} \frac{\eta-v_3^{-1}}{\xi} - \tan^{-1} \frac{\eta+v_3^{-1}}{\xi} \right\} \right] \\ & - \sqrt{2}(1-k)v_1 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\{(\sqrt{2}\xi-1)^2 + (\sqrt{2}\eta+1)^2\} \{(\sqrt{2}\xi-1)^2 + (\sqrt{2}\eta-1)^2\}}{\{(\sqrt{2}\xi+1)^2 + (\sqrt{2}\eta-1)^2\} \{(\sqrt{2}\xi+1)^2 + (\sqrt{2}\eta+1)^2\}} \right. \\ & \left. - \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta+1}{\sqrt{2}\xi-1} - \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta+1}{\sqrt{2}\xi+1} + \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta-1}{\sqrt{2}\xi+1} + \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta-1}{\sqrt{2}\xi-1} \right\} \\ & \left. + (1+v_1^2) - \beta(1+v_3^2) - 2\sqrt{2}(1-k)v_1 \right] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{y}{h_1} = & \frac{1}{\pi} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{\xi^2 + (\eta+v_1)^2}{\xi^2 + (\eta-v_1)^2} + \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-v_1} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+v_1} \right. \\ & + v_1^2 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\xi^2 + (\eta+v_1^{-1})^2}{\xi^2 + (\eta-v_1^{-1})^2} + \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-v_1^{-1}} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+v_1^{-1}} \right\} \\ & - \beta \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{\xi^2 + (\eta+v_3)^2}{\xi^2 + (\eta-v_3)^2} + \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-v_3} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+v_3} \right. \\ & \left. + v_3^2 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\xi^2 + (\eta+v_3^{-1})^2}{\xi^2 + (\eta-v_3^{-1})^2} + \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-v_3^{-1}} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+v_3^{-1}} \right\} \right] \\ & - \sqrt{2}(1-k)v_1 \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{\{(\sqrt{2}\xi-1)^2 + (\sqrt{2}\eta+1)^2\} \{(\sqrt{2}\xi+1)^2 + (\sqrt{2}\eta+1)^2\}}{\{(\sqrt{2}\xi+1)^2 + (\sqrt{2}\eta-1)^2\} \{(\sqrt{2}\xi-1)^2 + (\sqrt{2}\eta-1)^2\}} \right. \\ & \left. + \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta+1}{\sqrt{2}\xi-1} + \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta-1}{\sqrt{2}\xi-1} - \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta-1}{\sqrt{2}\xi+1} - \tan^{-1} \frac{\sqrt{2}\eta+1}{\sqrt{2}\xi+1} \right\} \right] - \beta \quad (12) \end{aligned}$$

## 2.2 壁面上の圧力分布

流体の密度を  $\rho$ 、流路壁面上任意の点の圧力を  $p$ 、本管無限上流における圧力を  $p_1$  とすると、ベルヌーイの定理と式 (1) および (2) の関係から、次式で示される壁面上の圧力を表わす無次元数  $C_p$  を得る。ここで

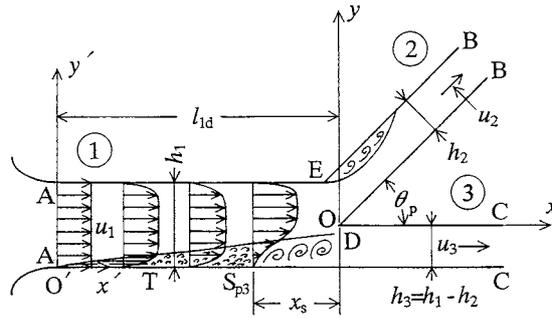


図2 分岐管内流れと座標系

は、これを圧力係数と呼ぶことにする。

$$C_p = (p - p_1) / \left\{ (1/2) \rho V_1^2 \right\} = 1 - (|\zeta| / v_1)^2 \quad (13)$$

### 2.3 本管壁面上における剥離点の理論的解析

分岐角度が  $90^\circ$  および  $135^\circ$  の場合 [4],[5] と同様に、流れが乱流で、図2に示すような、実用上よく見かける分岐部上流側管路長さ  $l_{1d}$  が短く、境界層が十分に発達していないような管路における本管壁面 AC 上における剥離点を理論的に解析する。

図2において、ノズル出口の点 A を新しい座標系の原点  $O'$  とし、座標を  $x'$  と  $y'$  とすると、自由流線理論の解析に用いた座標  $x$  と  $y$  との間に、 $x' = x + l_{1d}$ 、 $y' = y + h_3$  の関係がある。

解析は次の手順で行う。

- (1) 壁面 AC に垂直な境界層内の圧力は一定で、その値は二次元ポテンシャル流れの場合 [2] における AC 上の速度から求められるものとする [4],[5]。
- (2) 境界層は、図2に示すノズル出口の点 A から一様流中に置かれた平板に沿う層流境界層とし、Blasius の解析結果 [7] に従って発達するものとする。
- (3) つぎに、Hansen [8] による実験式、 $Re_{x'_T} = (u_1 x'_T / \nu) = 3.2 \times 10^5$  で与えられる遷移点 T ( $x' = x'_T$ ) において、ただちに乱流境界層に遷移するものとする。ここで、 $u_1$  は本管上流における流れの平均速度、 $\nu$  は動粘度である。ただし、点 T における層流境界層と乱流境界層の運動量厚さ  $\delta_2$  は等しいものとする。
- (4) 乱流境界層に遷移した後は、Gruschwitz の形状係数 [9]、 $\eta_g = 1 - \{u(\delta_2)\}^2 / U^2$  が 0.8 に到達した点において剥離が生ずるものとする。ここで、 $u(\delta_2)$  は壁面から  $\delta_2$  の位置における流速であるが、二次元ポテンシャル流れの場合における壁面 AC 上における速度から求められるものとする。
- (5) Gruschwitz によれば、 $\eta_g$  は  $C_1$  と  $C_2$  を定数として、次の式により求めることができる [10]。

$$\delta_2 \frac{d(U^2 \eta_g)}{dx'} + C_1 (U^2 \eta_g) = C_2 U^2 \quad (14)$$

- (6) 境界層の運動量厚さ  $\delta_2$  は、Prandtl による次式 [11] に従って変化するものとする。ここで、 $C_3$  は定数である。

$$\delta_2 \left( \frac{U \delta_2}{\nu} \right)^{1/4} = \frac{0.0160}{U^4} \left( \int_{x'_T}^{x'} U^4 dx' + C_3 \right) \quad (15)$$

式 (14) は、例えば、Runge-Kutta-Gill 法を用いて解くことができる。

表 1 管路主要部の寸法

$\theta_p$	$m$	$h_1$ [mm]	$h_2$ [mm]	$h_3$ [mm]	$l_n$ [mm]	ケース	$a$ [mm]	$b_i$ [mm]			$l_{1d}$ [mm] ( $l_{1d}/h_1$ )
								$b_1$	$b_2$	$b_3$	
45°	2.0	50	25	25	12	A	0	248.32	370.18	486.18	278 (5.56)
						B	742				1020 (20.4)
	3.0	50	16.67	33.33	12	A	0	245.87	371.92	484.46	278 (5.56)
						B	742				1020 (20.4)
	4.0	50	12.5	37.5	12	A	0	244.66	372.77	483.59	278 (5.56)
						B	742				1020 (20.4)

[注意]

- (1)  $l_n$  は、図 3 に示すように、ノズル直管部の寸法である。
- (2)  $a$  は、図 3 に示すように、ノズル出口と供試分岐部本体の本管上流側端までのまっすぐな管路長である。
- (3)  $b_1$  は、図 3 に示すように、供試分岐部本体の本管上流側端と本管上流側管軸と支管軸の交点  $N_1$  までの管路長である。 $b_2$  または  $b_3$  は、支管軸と本管下流側管軸の交点  $N_2$  から測った支管側の管路長さおよび本管下流側管路長である。
- (4)  $l_{1d}$  は、図 2 中に示すように、ノズル出口から測った支管入り口下流側角  $D$  までの本管上流側管路長である。  
なお、 $m = 4.0$  で  $Q_2/Q_1 = 0.4$  の場合のみ、 $(l_{1d}/h_1) = 12.52$  においても実験を行った。

なお、前報<sup>[2],[6]</sup>までにおいて報告したように、自由流線理論の解析結果によると、仮定した流れが得られるのは、対象とする分岐角度  $\theta_p$  と面積比  $m$  に対して 1 つの流量比  $k_0$  に対してである。 $\theta_p$  が 45° の場合の  $k_0$  は、 $m$  が 2.0 に対して 0.37983..., 3.0 に対して 0.56725... および 4.0 に対して 0.66872... である<sup>[2]</sup>。 $k_0$  以外においては、分流線一本管上流からの流れを支管と本管下流に分かつ流線一上のせき止め点  $D$  の近傍に障壁—その両側において速度と圧力が異なるような流れの中に突き出た厚みのない剛板—が現れる。ただし、障壁は割り込み型分岐管で分岐角度が 90° および 135° の場合においても、壁面 AC 近傍の流れにはほとんど影響を及ぼさないものとみなされるので、45° の場合においてもこれを無視できるものとする。

### 3 実験

#### 3.1 実験装置

図 3 に使用した実験装置の分岐部近傍の管路の概観を示す。作動流体には水を用いた。渦巻きポンプまたはヘッドタンク（オーバフロー構造を有する）から送られた水は、整流槽（整流板と金網を有する）を経たのち水平面内に設置された供試分岐管路に流入する。支管および本管下流側管路を流動する水は、それぞれの下流側からポンプ吸水槽（オーバフロー構造を有する）へ流出する。流量の調整は、分岐部分から十分離れたポンプまたはヘッドタンク出口に設けられた流量調整弁および本管下流端ならびに支管下流端に設けた流量調整弁により行った。

図 3 に示す記号部の寸法を表 1 に示す。供試管路の分岐角度  $\theta_p$  は 45°、断面積比  $m$  は 2.0, 3.0 および 4.0 である。図 4 に供試分岐管本体の例として  $m = 2.0$  の場合を示す。管路横断面形状は長方形であり、図 3 に一例を示すように、深さ 100mm、本管上流側管路幅  $h_1$  は 50mm で一定である。本管上流側と下流側管路幅  $h_1$  と  $h_3$ 、および支管管路幅  $h_2$  の寸法もまた表 1 に示した。供試管路の縦横比（管路深さの幅対

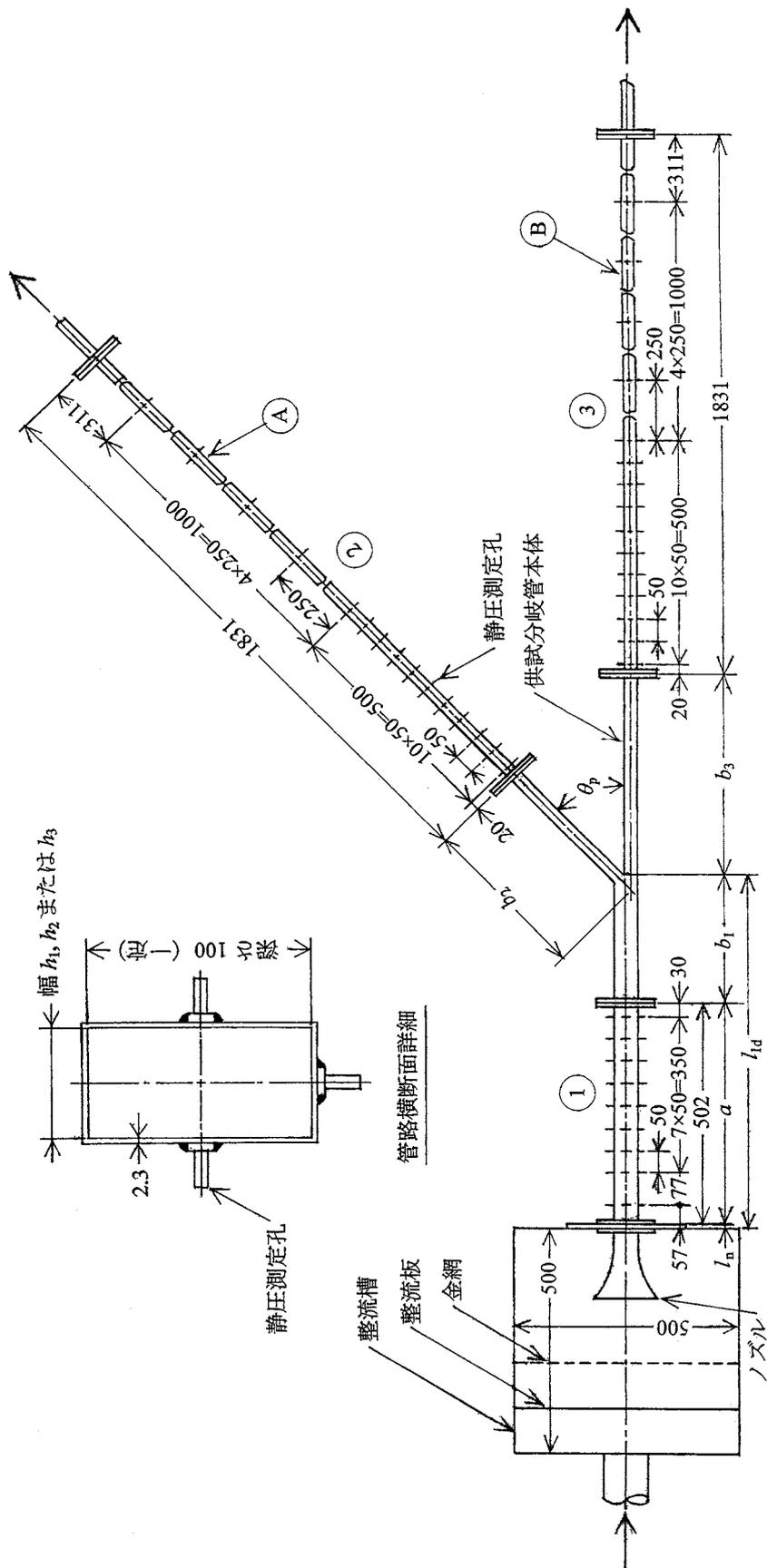


図3 圧力分布測定用供試管路平面図



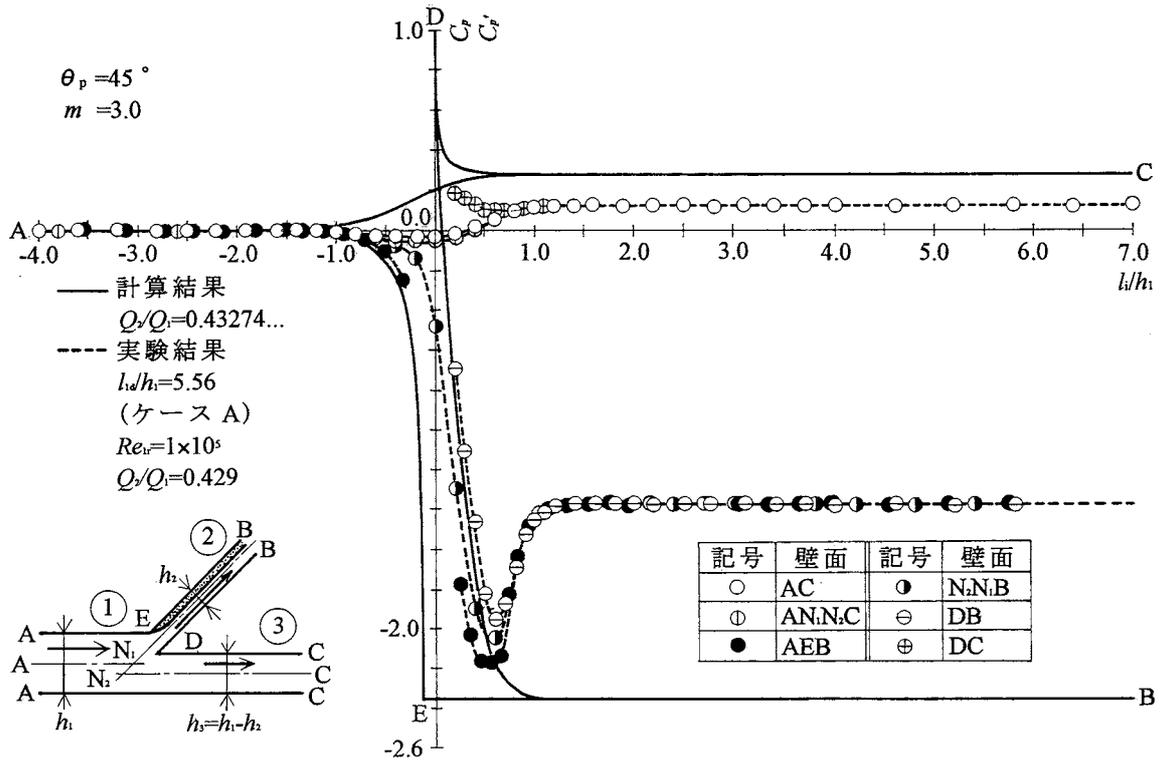


図6 壁面上における圧力分布 ( $m = 3.0$  の場合)

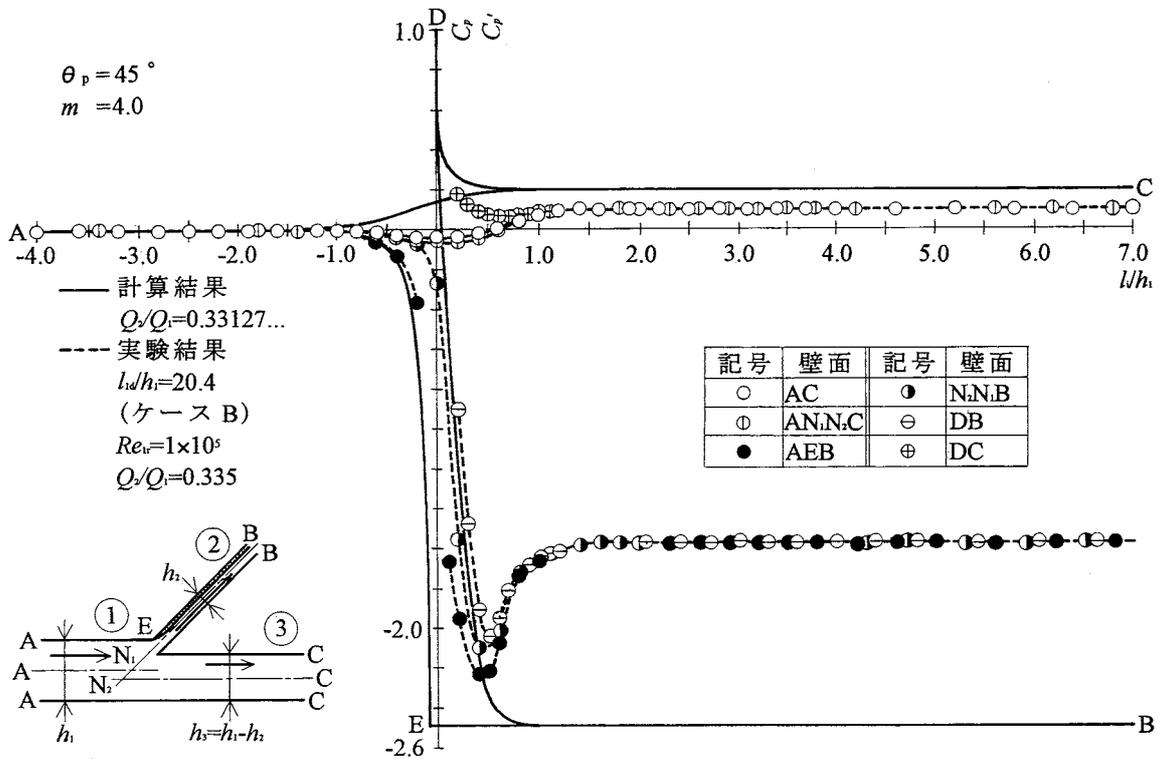


図7 壁面上における圧力分布 ( $m = 4.0$  の場合)

する比)は、流れを二次元と仮定した理論的解析結果と比較するには大きくする必要があるので、ここでは、前報<sup>[6]</sup>で述べたと同様、実用的な管路との比較を行うことを目的に、通常の管路に用いられる程度の値とした。因みに供試管路の本管上流側管路における縦横比は2(=100/50)である。 $m$ の値が3.0または4.0の場合の実験を行うに際しては、供試分岐管本体と図4に示す分岐部下流側の支管と本管下流側管路、㉔と㉕を交換した。

助走区間長さの影響を検討するため、図2および図3中に示す $l_{1d}/h_1$ の値を $m$ ごとに2種類に変えた。すなわち、 $m=2.0, 3.0$ および4.0のそれぞれに対し、 $l_{1d}/h_1=5.56$ と20.4である。ここでは、 $l_{1d}/h_1$ が小さい場合をケースA、大きい場合をケースBと呼ぶことにする。なお、 $m=4.0$ の $Q_2/Q_1=0.4$ の場合のみ、 $l_{1d}/h_1=12.52$ においても実験を行った。

それぞれの管路側壁上と流れの対称性から底面上における静圧を測定した。静圧測定孔の直径は1mm $\phi$ 、その設置位置は図3に示すようにそれぞれの測定を行う流路壁面幅の midpoint である。また、その設置間隔は、図3と4に示すように、変化が激しいと推定される分岐部近傍において小さくしてある。静圧測定孔からビニルチューブで導かれた静圧は、多管水柱マノメータにより測定された。流量は重量法により測定した。実験中はポンプ吸水槽に常に新しい水が補給されたので、水温はほぼ一定であった。

### 3.2 実験方法

レイノルズ数 $Re_{1r}$ の影響を調べるため、実験時の $Re_{1r}$ を $(2.9 \sim 3.1) \times 10^4$ 、 $(4.9 \sim 5.1) \times 10^4$ および $(0.98 \sim 1.02) \times 10^5$ に変化させた。さらに、 $m$ が2.0の場合は $Re_{1r}$ が $(1.97 \sim 2.03) \times 10^5$ 、3.0の場合は $(1.77 \sim 1.83) \times 10^5$ および4.0の場合は $(1.37 \sim 1.43) \times 10^5$ においても実験を行った。ただし、 $Re_{1r} = 4m_1 u_1 / \nu$ であり、 $m_1$ は本管上流側管路の流体平均深さ、 $u_1$ はそこにおける平均流速、 $\nu$ は水の動粘度である。また、実験は支管内流量の全流量に対する比 $Q_2/Q_1 (= 1 - k)$ を0.0から1.0まで0.2(±0.01以内)おきに変化させるとともに、それぞれの面積比 $m$ に対し、障壁を伴わない $Q_2/Q_1 (= 1 - k_0)$ においても行った。

## 4 実験結果と計算結果の比較

### 4.1 壁面上の圧力分布

実験結果を表すに際しては、流れに分岐の影響が及ばない本管の十分上流の点Aを基準として、それぞれの管路における管摩擦損失分を補正した式(16)により定義される圧力係数 $C'_p$ を縦軸の値とした。横軸の値は支管入り口下流側角Dを原点とし、管軸に沿う壁面上の距離 $l_i$ を本管上流側管路幅 $h_1$ で基準化して示す。

$$C'_p = (p - p_1)_C / \{(1/2)\rho u_1^2\} \quad (16)$$

ここで、 $(p - p_1)_C$ は測定された圧力差に管摩擦損失分の圧力を補正した値を示す。

計算結果は、式(13)による圧力係数 $C_p$ を縦軸の値とし、横軸の値は実験結果を示す場合と同じである。

図5から7までに、 $m$ が2.0、3.0および4.0で障壁を伴わない場合の実験と計算による壁面上の圧力分布を示す。実験範囲においては、 $l_{1d}/h_1$ および $Re_{1r}$ により実験結果にほとんど変化が見られなかったの、ここでは $l_{1d}/h_1$ はケースAまたはB、 $Re_{1r}$ は $1 \times 10^5$ の場合の実験結果を示した。

まず、これらの図を見ると、計算と実験の結果は定性的に同じ傾向を示している。

一般に、 $Q_2/Q_1$ の値によって程度は異なるが、支管内で生ずる剥離により、 $C_p$ の値は支管入り口上流側角Eから剥離した流れにより有効な流路面積が減少するので低下する。その程度は $m$ の増加とともに増す。

一方、実際の流れにおける $C'_p$ は、支管入り口上流側角Eから剥離した流れが縮流部を経たのち壁面EBに再付着するので、支管入り口上流側角Eから縮流部までは圧力が降下し、縮流部から再付着点までは上昇する。

本管上流からの流れの一部が支管へ流入するので、本管壁面 AC に沿う  $C_p$  と  $C'_p$  は分岐部分において上昇する。その程度は  $m$  と  $Q_2/Q_1$  の値により異なる。実際の流れにおいて剥離が生じる場合は剥離領域における渦運動によるエネルギー損失が生ずるため、 $C'_p$  は  $C_p$  より低い値となる。

なお、本管上流と下流、ならびに支管において分岐部から離れた場所では、そこにおける流れの損失は管摩擦だけになるから、 $C'_p$  の値はほぼ一定の値となり、横軸に平行になる。支管および本管内において剥離が生ずる場合は、その一定となる点の近傍が再付着点と考えてよい。

## 4.2 本管壁面 AC に沿う圧力分布

図 8 から 10 までに、 $m$  が 2.0, 3.0 および 4.0 で障壁を伴う場合の本管壁面 AC に沿う圧力係数  $C_p$  と  $C'_p$  を示す。ここでは、本管の上流から下流へ流入する流れは、減速流になる場合 ( $v_1 > v_3$ ) を対象としている。したがって、本管下流においては分岐後の圧力が増加するので、 $C_p$  と  $C'_p$  はともに増大する。 $C'_p$  の様相は複雑ではあるが、 $l_{1d}/h_1$  および  $Re_{1r}$  による影響はほとんど観察されず、 $m$  と  $Q_2/Q_1$  に依存する。前述のように、障壁を伴う場合も、 $C_p$  と  $C'_p$  との差は本管下流における損失であるが、その大部分は剥離に基づく渦運動による損失を表わすと考えてよい。

ここで、壁面 AC に沿う流れにおいては、少なくとも剥離が生ずる以前の流れは管摩擦による損失のみと考えることができる。かくして、図 5 から図 10 までに記入されているように、 $C_p$  と  $C'_p$  の値に差異が生じ始める点において、流れが剥離するものと考えられる<sup>[4],[5]</sup>。この点を実際の流れにおける剥離点として、図 5 から 10 までに、 $S_{p3e}$  なる記号でこれを示した。

壁面 AC 上に沿う流れにおいて剥離が起こる原因は、図 5 から 10 までに見られるように、壁面に沿って逆圧力勾配が生じているためである。一般に、 $m$  にかかわらず、逆圧力勾配は  $Q_2/Q_1$  の増加とともにますます急峻になる。壁面 AC に沿って流れる流体粒子は表面摩擦のほかにも圧力上昇に対してもエネルギーを付与しなければならない。これに耐えきれなくなってきた点で剥離が生ずる。 $m$  の値が同一であれば、剥離点は、 $Q_2/Q_1$  の増加とともに上流側へ移行する。

## 4.3 本管壁面 AC 上の剥離点

かくして、点  $S_{p3e}$  を実際の流れにおける剥離点として、縦軸に図 2 に示される剥離点の座標  $x_s$  を、横軸に分岐部上流側管路長さ  $l_{1d}$  をとり、ともにこれらを本管上流側管路幅  $h_1$  で基準化してプロットすると、図 11 から 13 までが得られる。それぞれの図には、理論的解析結果による式 (14) の計算結果も併せて示してある。

これらの図に見られるように、計算結果による剥離点  $x_s/h_1$  は  $Re_{1r}$ 、 $Q_2/Q_1$ 、 $m$  および  $l_{1d}/h_1$  の影響を受けるが、実験結果においては  $\theta_p$  が  $90^\circ$  および  $135^\circ$  の場合<sup>[4],[5]</sup>と同様、 $Re_{1r}$  と  $l_{1d}/h_1$  の影響はほとんど見られず、 $m$  と  $Q_2/Q_1$  にのみ依存する。また、 $x_s/h_1$  は、計算と実験による結果とも、 $m$  が一定の場合は  $Q_2/Q_1$  の増加とともに減少する。

図 11 から 13 までおよび前報までにおける  $\theta_p$  が  $90^\circ$  および  $135^\circ$  における結果<sup>[4],[5]</sup>を含めて、 $x_s/h_1$  の計算結果は、 $l_{1d}/h_1$  と  $Re_{1r}$  が十分大きければほぼ一定の値になることがわかる。そこで、計算と実験の結果を比較するために、 $l_{1d}/h_1 = 20.0$  および  $Re_{1r} = 1 \times 10^5$  における計算と実験による  $x_s/h_1$  を示すと、図 14 が得られる。図から、一般に、次のことがわかる。 $x_s/h_1$  は、 $m$  が一定の場合は  $Q_2/Q_1$  の増加とともに減少し、また、 $Q_2/Q_1$  が一定の場合は  $m$  が増すとともに増大し、さらに、 $Q_2/Q_1$  が一定のときは  $\theta_p$  の減少とともに増加する。また、一般に、実験と計算により得られた  $x_s/h_1$  は、実験により得られた値の方が若干小さく、実際の流れの剥離点の方が幾分上流側にあることがわかる。計算と実験による結果の差異は、 $\theta_p$  の増加とともに増すが、 $90^\circ$  の場合が最も小さい。

これらの傾向をわきまえておけば、理論的解析結果から、本管壁面 AC 上における実際の流れの剥離点を知ることができる。

割り込み型分岐管の本管内乱流剥離

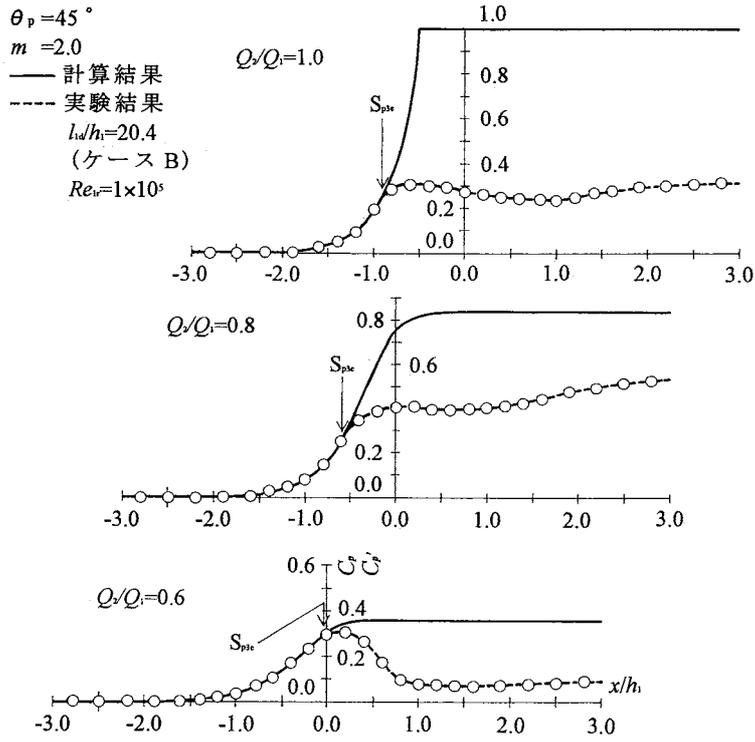


図 8 壁面 AC 上における圧力分布 ( $m = 2.0$  の場合)

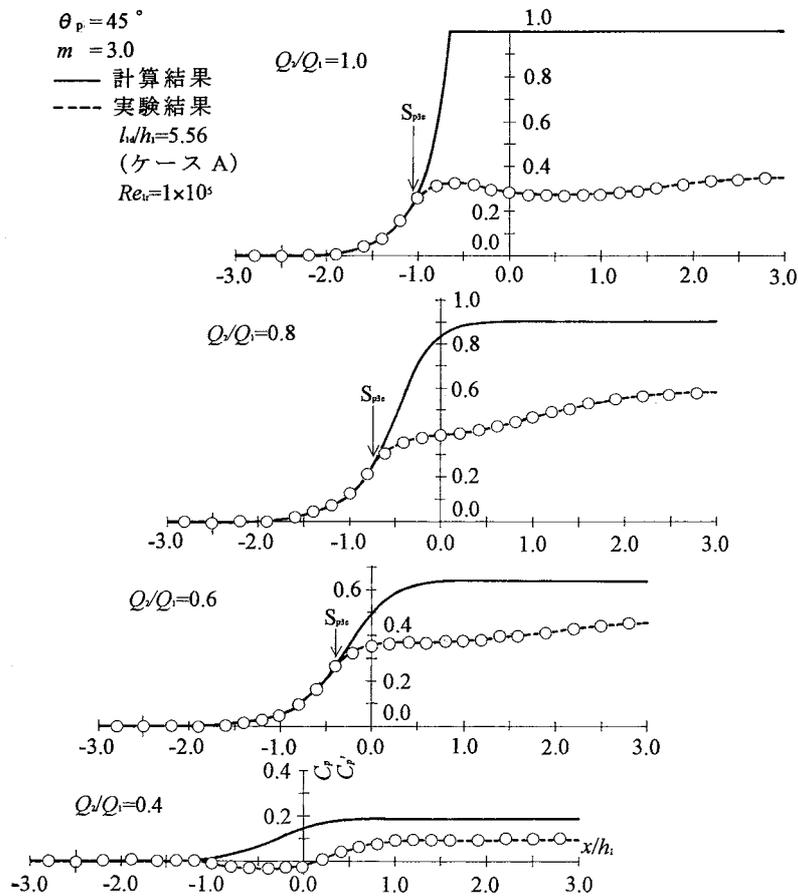


図 9 壁面 AC 上における圧力分布 ( $m = 3.0$  の場合)

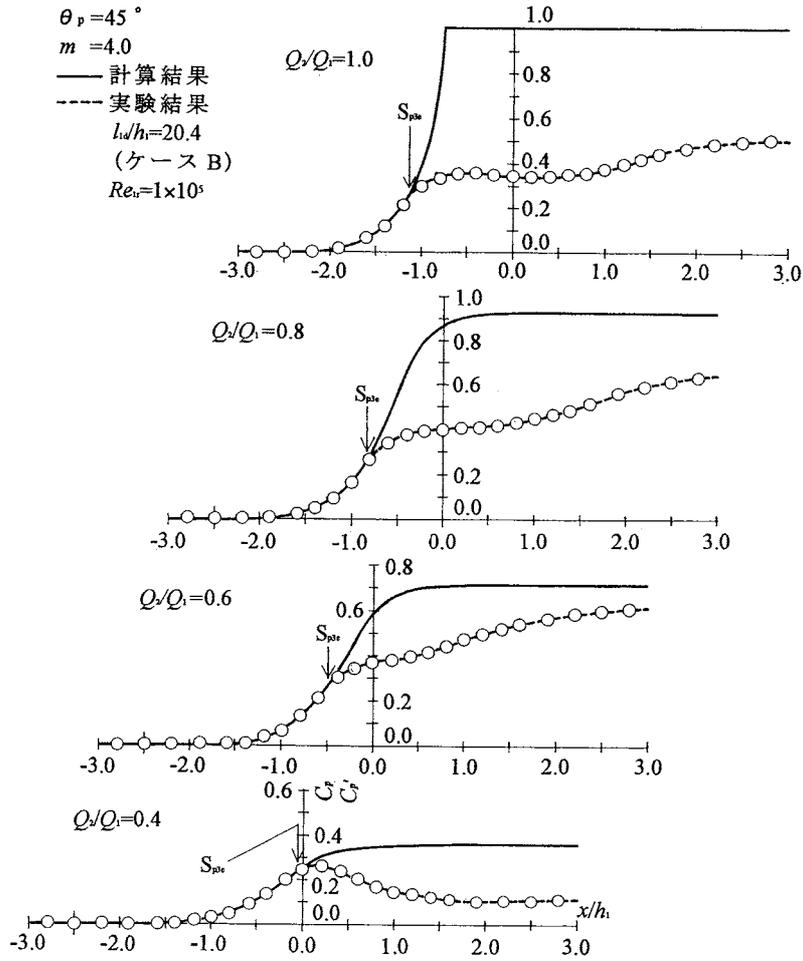


図10 壁面 AC 上における圧力分布 ( $m = 4.0$  の場合)

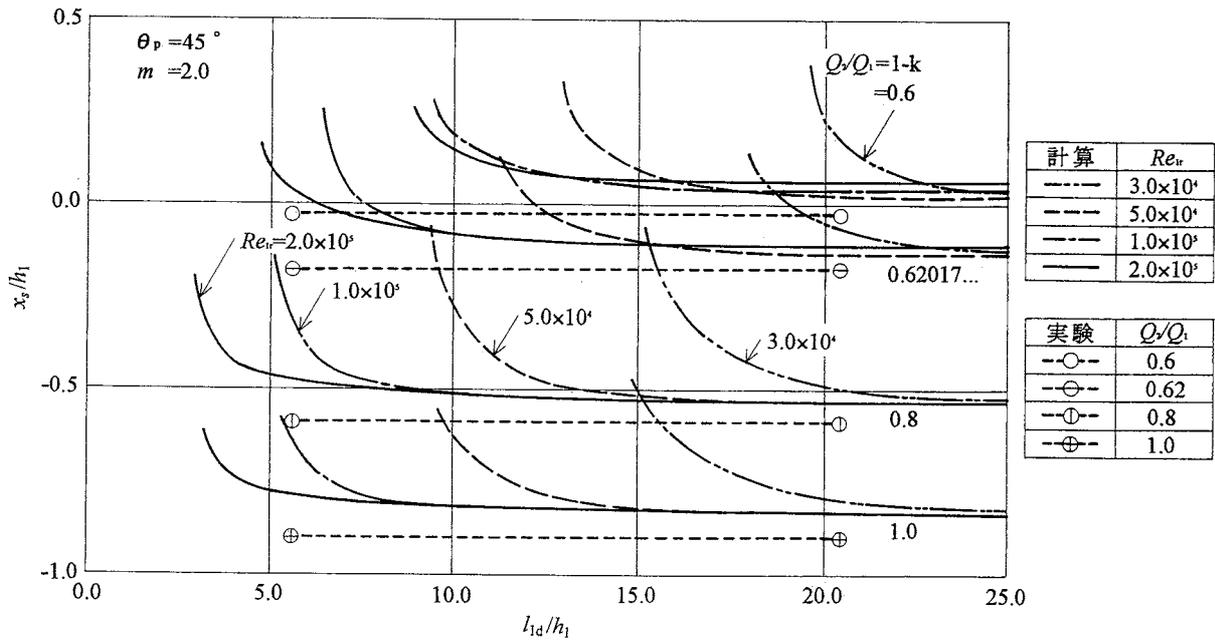


図11 本管壁面 AC 上における剥離点 ( $m = 2.0$  の場合)

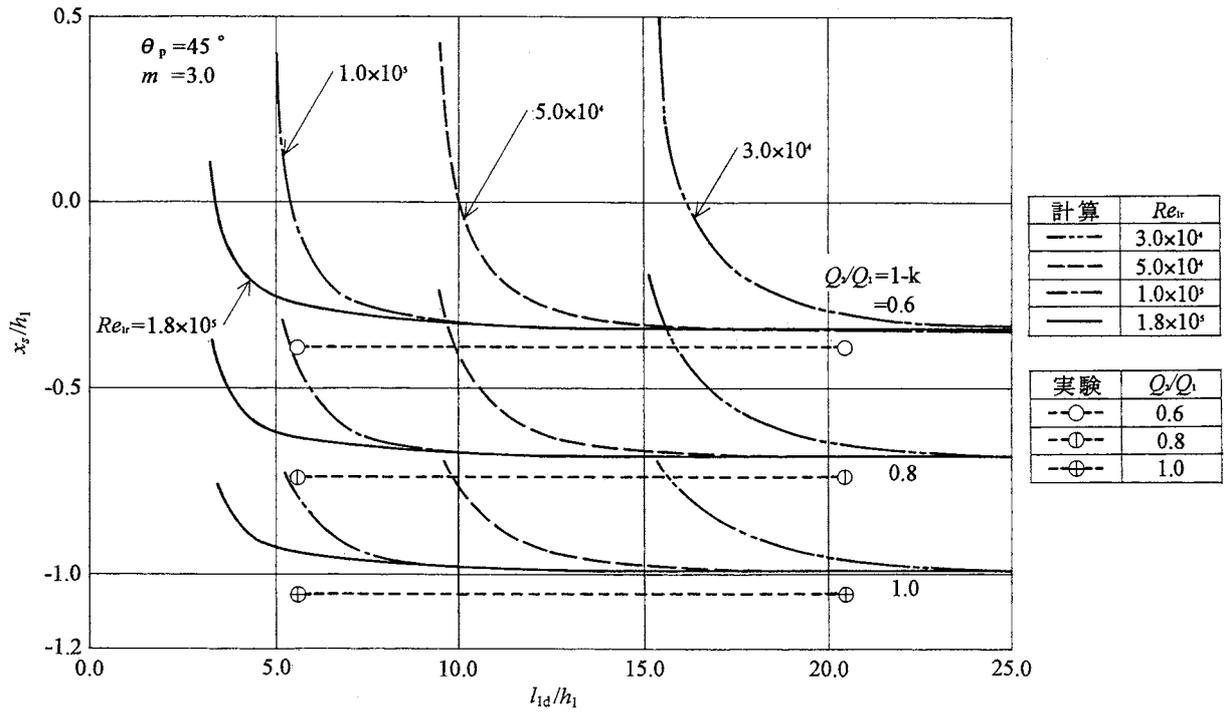


図 12 本管壁面 AC 上における剥離点 ( $m = 3.0$  の場合)

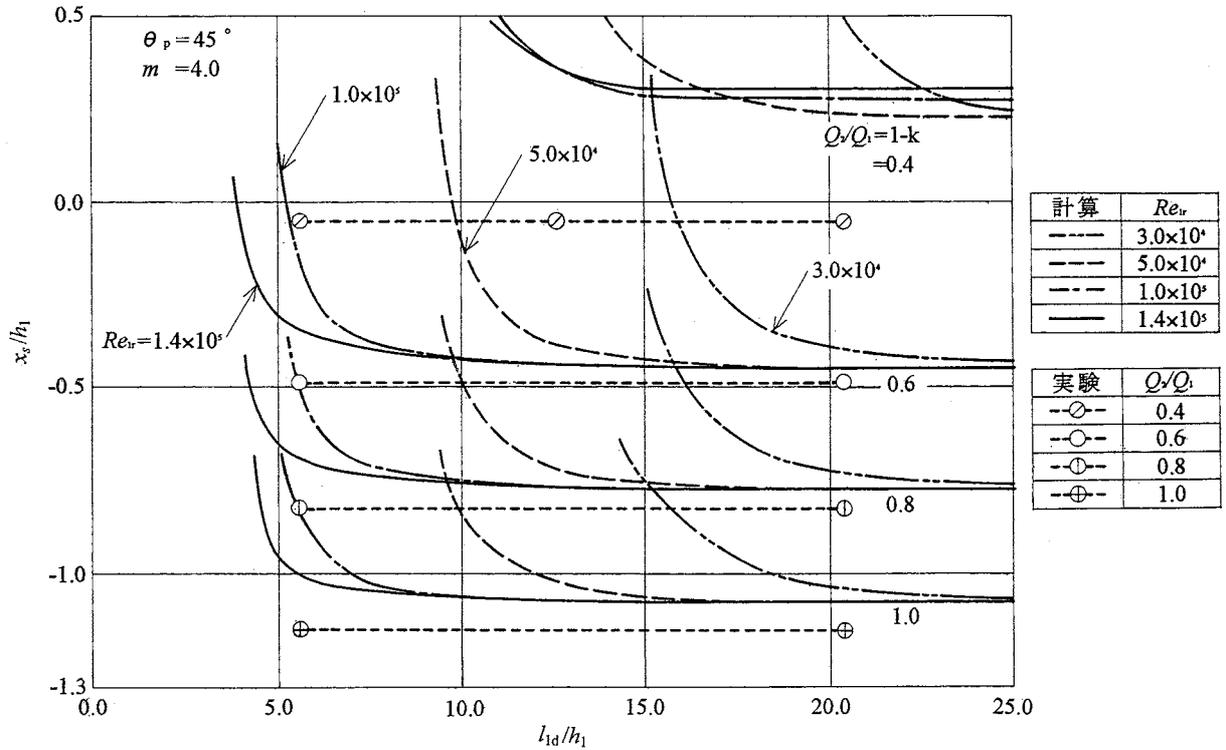


図 13 本管壁面 AC 上における剥離点 ( $m = 4.0$  の場合)

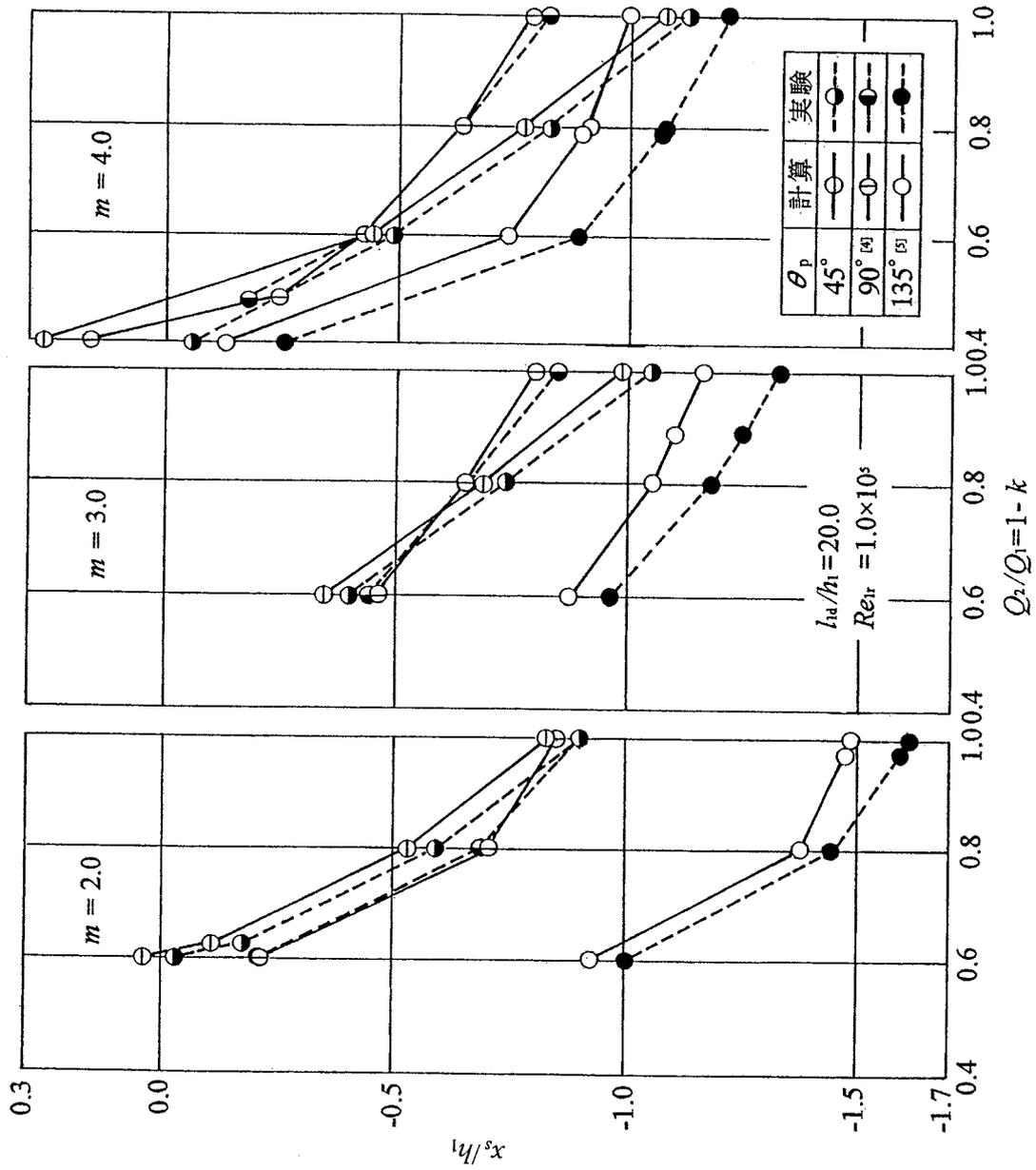


図 14 計算結果と実験結果の関係 ( $l_{1d}/h_1 = 20.0$  および  $Re_{1r} = 1 \times 10^5$  の場合)

## 5 考察

### 5.1 本管壁面上における剥離点について

前述のように、 $\theta_p$  が  $45^\circ$  の割り込み型分岐管の本管内の乱流剥離点の理論的解析結果は、面積比  $m$ 、本管上流側長さ  $l_{1d}/h_1$ 、本管上流におけるレイノルズ数  $Re_{1r}$  および流量比  $Q_2/Q_1$  の影響を受ける。これに対し、実験結果による乱流剥離点は、 $m$  と  $Q_2/Q_1$  の影響は受けるが、 $l_{1d}/h_1$  と  $Re_{1r}$  の影響はほとんど受けないことが分かった。

ここで、その原因を考察する。

まず、図 5 から 10 までに示されるように、実際の分岐管内流れの本管壁面 AC 上における剥離には、分岐部の幾何学的形状に関わる面積比  $m$  と流動条件に関わる流量比  $Q_2/Q_1$  に基づく逆圧力勾配がきわめて強い影響をもつことが分かる。

つぎに、分岐管固有の複雑にして強力な二次流れの影響を上げることができる。一般に、割り込み型分岐管内の流れは通常型分岐管内流れ<sup>[12]</sup>と類似した性質を有する。(通常型分岐管とは、図 1 において、 $h_1 = h_3$  であるような分岐管のことであり、pipe junction と呼ばれる。) その通常型分岐管においては本管上流側の流れが層流であっても、分岐後の本管下流および支管内の流れがあたかも乱流のように乱れ、しかもその乱れは容易におさまらないなどの特徴がある<sup>[13]</sup>。つまり、分岐管内流れそのものが乱れを起こしやすい性質をもっている。乱流においては流動様相を記録することは困難であるが、層流におけるものと類似した様相であることが観察されている。

いま、観察が容易な層流の場合について、流れの構造の概要を見てみる。流動観察実験は、水平面内に設置された透明アクリル樹脂平板で作製された長方形断面を有する割り込み型分岐管路を用いて行われた。分岐角度  $\theta_p$  は  $45^\circ$ 、本管上流における管路幅  $h_1$  は 25mm、深さは 50mm で一定である。ブルーブラックインクを染料として流れを可視化した。管軸を含む断面近傍の流れを示すと、図 15 のようになる<sup>[2]</sup>。図中、 $D_s$  は分流線であり、その下流端は壁面上にあってせき止め点  $S_t$  である。 $R_{p2}$  は支管入り口上流側角 E から剥離した流れの壁面 EB への再付着点である。 $S_{p3}$  と  $R_{p3}$  は本管壁面 AC 上で剥離した流れの剥離点と再付着点である。 $R_{p3D}$  は  $Q_2/Q_1$  が小さくせき止め点  $S_t$  が壁面 DB 上にあるような場合、本管下流に流入する  $D_s$  近傍の流れが支管入り口下流側角 D から剥離するとき、壁面 DC 上における再付着点である。 $S_{R2}$ 、 $S_{R3}$  および  $S_{R3D}$  は、それぞれ支管および本管における剥離領域を示すが、そこにおける流れは主流に比較すると緩慢である。支管と本管下流には、図 15 に示されるような回転方向を有する一対の二次流れが存在する。

図 16 は、典型的な例として、 $m = 2.0$ 、 $Re_{1r} = 500$  で  $Q_2/Q_1 = 1.0$  の場合に観察された流れの構造を示す<sup>[2]</sup>。ここで、分岐管内の流れは、管軸を含む a-a 断面に関して対称的であるから、a-a 断面から下方へ 8.3mm ずつ移行させた二つの断面をそれぞれ c-c 断面および c'-c' 断面と呼ぶこととし、本管下流における渦  $V_{St1C}$  と  $V_{St2C}$  の管路深さ方向の様相を図 16 の右側に示した。図に見られるように、 $Q_2/Q_1$  が 1.0 の状態にあるときでも、壁面 AC に沿う流れの一部は常に本管下流部に流入し、相互に回転方向の異なる定在渦  $V_{St1C}$  と  $V_{St2C}$  を形成する。 $V_{BCu1}$  と  $V_{BCl1}$  は、本管上流の上・下底面に沿う分流線  $D_s$  近傍の境界層がせき止め点  $S_t$  に近づいたとき、剥離して巻き上がった渦管である。その一方の端は本管下流部で  $V_{St1C}$  に連なり、他端は支管内に延びた U 字状をなすが、その強さはきわめて大きい。図 15 に示される、本管下流と支管内に見られる回転方向の異なる一対の二次流れはこの渦管が核心となって形成される。 $V_{BCu2}$  と  $V_{BCl2}$  は、一方の端が  $V_{St2C}$  に、多端が支管下流に連なるところの  $V_{BCu1}$  と  $V_{BCl1}$  とは回転方向が異なる U 字状の渦管である。 $M_1$  は本管壁面 AC 上で剥離が生じたときの再付着点  $R_{p3}$  からの逆流で、 $M_2$  のように分かれて本管管路の上・下底面の近くを通過して支管内に流入する。

剥離領域  $S_{R2}$  は自由流線理論においては死水領域に相当するが、実際の流れではきわめて複雑な構造をもっている。すなわち、 $S_{R2}$  においては再付着点  $R_{p2}$  からの逆流  $L_1$  と  $L_2$  が、本管上・下底面近傍を横切って流入してくる壁面 AC 上の剥離に基づく逆流に起因する渦糸  $M_1$  と  $M_2$  の一部を巻き込んで複雑に運動する。 $S_{R2}$  における流体粒子は最後は渦層  $S_{l2}$  に巻き込まれて支管下流へ流出するが、前述の渦管および渦糸と絡みあいながら支管内を流下するなど複雑に入り組んだ流れとなり、しかもこれらは容易におさまら

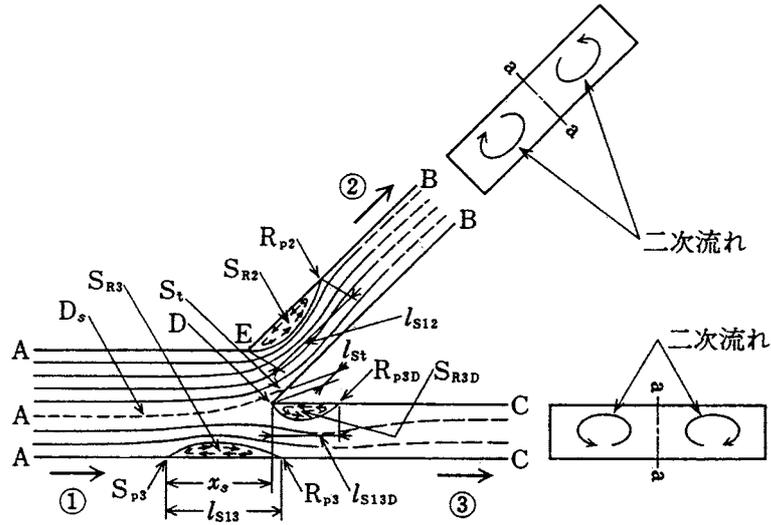


図 15 管軸を含む断面近傍における流動様相 (二次流れの回転方向は上流側から下流側に向かって見た場合)<sup>[2]</sup>

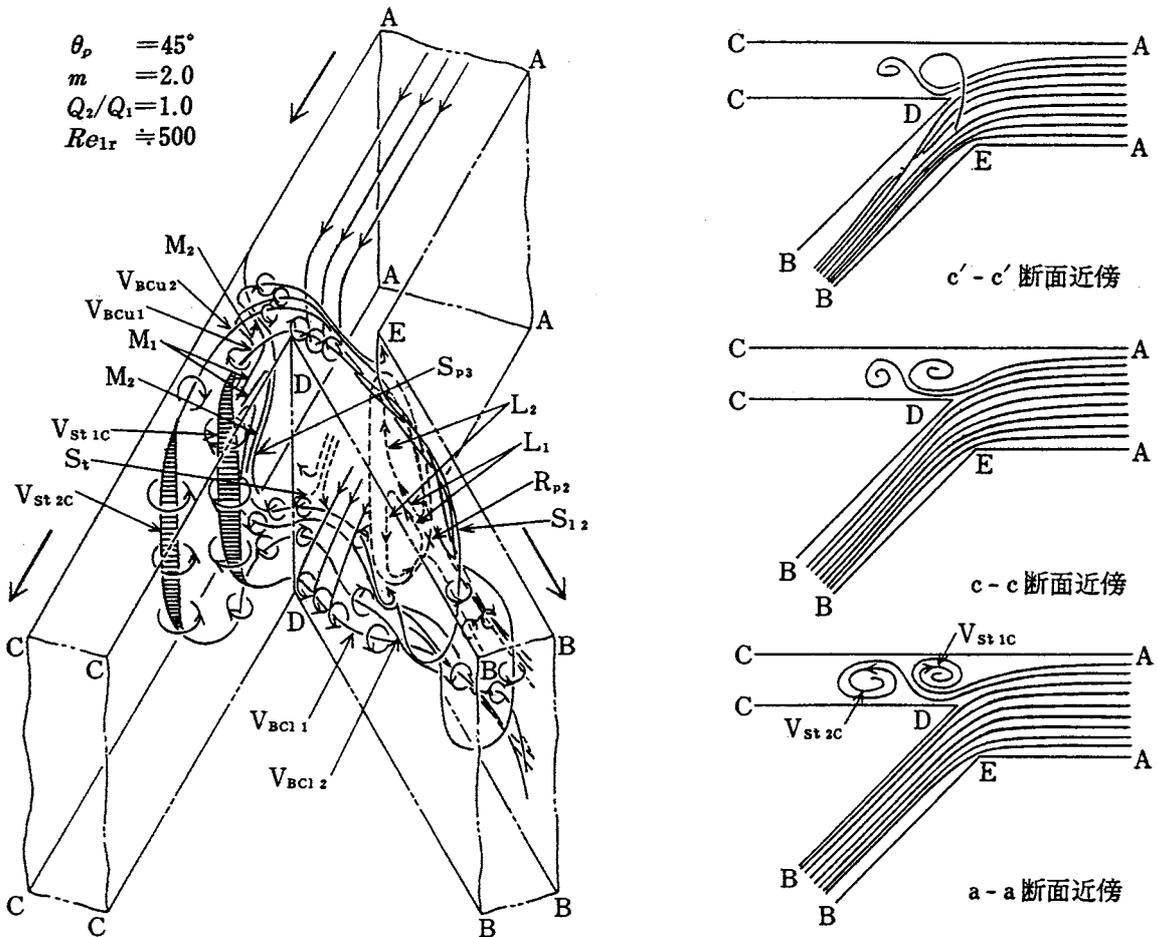


図 16 分岐部近傍における流動様相観察結果の一例<sup>[2]</sup>

ない。

ここで、注意を要することは、本管上流側管路における縦横比が $2(=50/25)$ 程度の場合、流れは三次元的な状態にあることである。特に、剥離領域 $S_{R2}$ 、 $S_{R3}$  および $S_{R3D}$  内部の流れは、二次元的な状態で単純に循環しているわけではなく、流れの速度は主流より小さいが、常に剥離領域から流体粒子が流出すると同時に新しい流体粒子が補給されるような状態にある。

本管壁面 AC に沿う急峻な逆圧力勾配に起因する流れの剥離と割り込み型分岐管固有の二次流れが相互に複雑に作用する結果、実際の乱流における剥離点が図 5 から 14 までに示すような特徴を示すものと考えられる。

## 5.2 動脈における血管損傷に及ぼす血流の影響について

### (1) 血流による血管損傷と研究の動向

呼吸器系における吸気および循環器系における動脈内の血流は分岐する流れである。ここでは、血流に注目して考察することにする。最近生体内の血管の病理学的異変が分岐部に多発することから、血管形状に起因する流れ構造が血管病変と密接に関係することが指摘されている<sup>[14]</sup>。ただし、細い動脈内の層流における血流を対象とするものがほとんどであり<sup>[14],[15],[16]</sup>、その手法は血管の模型を作製し、レーザーを用いた計測技術の助けを借りて実験的にこれを解明しようとするものである。

一方、血栓や骨などによる圧迫により血管内に狭窄（狭まった部分）が形成されると、狭窄後流に大きな乱れ場が形成され、その乱れが主因となって血管に膨張部ができるとする狭窄後膨張（poststenotic dilation）の流れを流体力学的に究明しようとする考えが注目されている<sup>[17],[18]</sup>。血流の乱れは狭窄後流の血管壁を再付着点の近傍で局部的に膨張させる場合があり、粥状硬化や血栓症の発生に関連して、動脈瘤などの発生機構と密接な係りをもっている。鈴木・田中<sup>[17]</sup>は、シリコンラバー管を用いて動脈の局部膨張現象に関する実験を行い、Roach<sup>[19]</sup>による成犬の大腿部動脈および頸動脈に人工的に狭窄をつくって局部膨張の成長経過を調査した実験結果と比較・考察している。

ここで、本研究において対象とした割り込み型分岐管においては、前述のように、本管および支管内における剥離した流れはそれぞれ下流側において管壁に再付着する。それは、特に本管から支管へ流入する流れにおいて顕著に見られるが、狭窄後膨張が生ずる流れの要素を備えていることに注目し、流れが血管壁に与える影響について考察する。

### (2) 動脈内血流に対する流体力学的取り扱い

一般に、血流は赤血球などの粒子を含む非ニュートン流体であるが、内径が約 1mm 以上の血管においては、ニュートン流体とみなしてよい。血管壁は剛体ではなく、狭窄、分岐があり、管の太さや曲率も変化する。血液は 3 次元的に流動するが、2 次元モデルによって定性的には正しい結果が得られる。また、血流は定常流でなく、拍動性をもつ非定常流であって、これが血流の作用に大きな影響を持つと考えられる<sup>[20],[21]</sup>。さらに、血管の形状は基本形状を有する分岐管ではなく、支管入り口上流または下流側角、図 1 および 2 における E または D、に丸みを有するが、流れの基本的性質は丸みの有無によって変わらない<sup>[22]</sup>ので、ここでは基本形状を有する割り込み型分岐管内の流れとして考察する。

### (3) 動脈内の流れ

例え安静状態にあっても、ヒトやイヌの大動脈内の血流が乱流の状態にあることは疑いがない<sup>[23],[24],[25]</sup>。乱流の状態を対象として、分岐部における再付着点近傍の流れに着目する。実際の流れにおいては、前述のように、本管壁面 AC 上および支管壁面 EB 上において、測定結果を示す圧力分布曲線が横軸に平行になる点の近傍が再付着点と考えてよい。

まず、図 5 から 7 までに見られるように、割り込み型分岐管の本管から支管へ流入する流れでは、支管入り口上流側角 E から剥離が生ずる結果、急縮小部と急拡大部をもつようになる（図 2 および図 15）。したがって、狭窄部（縮流部）を経た後に膨張・拡大する流れを形成している。血流が縮流部を通過する際に圧力が急低下し、引き続く拡大部で急上昇する。剥離領域内では激しい流れの乱れが発生する<sup>[22]</sup>。乱流がもたらす血管壁の振動は、狭窄後膨張の発生と密接な関係があるという動物実験結果が報告されている

[19],[25]。それに加えて、圧力やせん断応力の変動が動脈の内皮細胞に損傷を与えることが考えられる。さらに、剥離領域における流れは緩慢なので、動脈壁に対して十分な栄養補給が行われない<sup>[26]</sup>結果、動脈は損傷を受けやすい状況にあるであろう。その結果、動脈は粥状化して動脈瘤が発生することが考えられる。

つぎに、図5から7までおよび図8から図10までに見られるような、本管上流から下流への流れにおける壁面AC上に生ずる剥離について考察する。一般に、流れの圧力について見ると、剥離に基づく圧力降下と再付着による圧力上昇の程度は、上述の本管から支管へ流入する流れの場合に比較すると小さい。ただし、本管上流側よりも剥離領域における圧力は常に高い値を有するので、狭窄後膨張が生じやすい状況にある。剥離領域においては本管上流から支管内への流動の場合と同様に強い乱れが発生するので、本管上流から支管へ流入する流れの場合と同様に、乱れの作用による血管壁の振動は狭窄後膨張の発生と密接に関連し、また、剥離領域において血液から血管壁への栄養の補給が十分なされなければ、血管は損傷を受けやすい状態におかれることになる。

さらに、動脈内の実際の流れは非定常な拍動流であり、時間的に変動するせん断応力などによる血管損傷に対してはより過酷な状況下にある。支管内剥離領域および本管壁面上における剥離領域の再付着点近傍においては圧力が上昇し、かつ、剥離領域内における激しい乱れやせん断応力の変動により血管壁の疲弊や軟弱化が起こり、血液を流動させる圧力に負けて動脈が膨張することになる。放置すれば、やがて人命上重大な結果をもたらすことが予想される。

これらの状況をさらに明らかにするには、今後、分岐角度 $\theta_p$ 、面積比 $m$ 、本管上流側管路長さ $l_{1d}/h_1$ 、本管上流におけるレイノルズ数 $Re_{1r}$ および流量比 $Q_2/Q_1$ などの変化に関し、流動現象をさらに詳細に研究する必要がある。

## 6 結言

実用上重要な分岐角度 $\theta_p$ が $45^\circ$ の割り込み型分岐管の乱流における流動機構を知るため、管路内の圧力分布と本管壁面上における剥離点を実験的に測定し、理論的解析結果と比較・考察した。

実験に用いた分岐管路の横断面形状は長方形で支管入り口上流および下流側角は鋭い角を有する。この装置により本管上流側管路長さ $l_{1d}/h_1$  ( $h_1$ は本管上流側管路の幅)、面積比 $m$ 、レイノルズ数 $Re_{1r}$ および流量比 $Q_2/Q_1$ が変化する場合の本管壁面上における剥離点 $x_s/h_1$ を実験的に研究することができる。

得られた結果を要約すれば、つぎのとおりである。

- (1) 実験により得られた剥離点 $x_s/h_1$ は、 $l_{1d}/h_1$ と $Re_{1r}$ にはほとんど無関係で $m$ と $Q_2/Q_1$ に依存する。また、一般に、 $\theta_p$ に無関係に $m$ が一定であれば $Q_2/Q_1$ の増加とともに減少し、 $Q_2/Q_1$ が一定であれば $m$ の増大とともに増し、さらに、 $Q_2/Q_1$ が一定であれば $\theta_p$ の減少とともに増大する。解析と実験により得られた結果の差異は $\theta_p$ とともに増す傾向があるが、 $\theta_p$ が $90^\circ$ のときが最も小さい。
- (2) 実験により得られた剥離点 $x_s/h_1$ は解析によるものより若干小さく、実際の流れでは理論的解析結果による剥離点よりも幾分上流側において剥離が生じている。
- (3)  $\theta_p$ が $90^\circ$ および $135^\circ$ における結果とも比較し、理論的解析結果に実験結果を考慮することにより、本管壁面上における実際の流れの剥離点を知ることが可能である。
- (4) 実験結果と理論的解析結果がこのような傾向を示す原因を検討し、剥離点に対しては本管壁面に沿う圧力分布が支配的であるということの他に割り込み型分岐管特有の二次流れがきわめて大きい影響を与えているものと考えられる。
- (5) さらに、動脈内の血液の流れについても考察し、本管および支管内流れの場合とも、剥離領域内において生じる乱れと狭窄後膨張する流れの再付着点近傍における圧力の上昇が血管を疲弊させる原因となり、動脈瘤などの損傷を惹起する可能性について考察した。

おわりに、本研究を実施するに際し、文献収集に協力された清泉女学院大学・同短期大学図書館 田村栄子司書に謝意を表します。

## 引用文献

- [1] 嵩哲夫, 藤井清美, 田波精一, 佐藤久和, “割り込型分岐管内の流れ (第1報, 分岐角度が  $90^\circ$  で層流の場合における流動機構),” 空気調和・衛生工学会論文集, No. 27, pp.71-81 (1985-2).
- [2] 嵩哲夫, 藤井清美, “割り込み型分岐管内の流れ (第3報, 分岐角度が  $45^\circ$  で層流の場合における流動機構),” 空気調和・衛生工学会論文集, No. 58, pp.91-101 (1995-6).
- [3] 嵩哲夫, 藤井清美, 中島健一, “割り込み型分岐管内の流れ (第5報, 分岐角度が  $135^\circ$  で層流の場合における流動機構),” 空気調和・衛生工学会論文集, No. 66, pp.23-33 (1999-7).
- [4] 嵩哲夫, “割り込み型分岐管内の流動機構 (乱流で分岐角度が  $90^\circ$  の場合の本管内の剥離),” ターボ機械, 27-10, pp.610-620 (1999-10).
- [5] Suu, T., “Turbulent Flow Separation on Wall of Main Conduit in a  $135^\circ$  pipe Fitting,” Proc. 50th NCTAM, Scie. Coun. Jap., pp.311-320 (2001-10).
- [6] 嵩哲夫, 石田汎, 西正明, 大久保由美子, “割り込み型分岐管の本管内乱流剥離 (分岐角度が  $45^\circ$  の場合に対する理論的解析),” 信州大学教育学部紀要, 第116号 (2005-12), pp.203-210.
- [7] Schlichting, H., “Boundary Layer Theory (6th ed.),” McGraw-Hill Book Co., p.131 (1968).
- [8] 文献 [7], p.39.
- [9] 文献 [7], p.629.
- [10] 文献 [7], p.636.
- [11] 文献 [7], p.632.
- [12] Suu, T., “Dividing Flow Mechanisms in Pipe Junctions (Part 3 — Flow Pattern in Laminar Flow),” Trans. Soc. Heating, Air-Cond. Sanit. Engrs. Jpn, No.14 (1980-10), pp.67-78.
- [13] 嵩哲夫, “分岐管内流れの特性,” ターボ機械協会誌, 2-5, (1974-11), pp. 437-443.
- [14] 山口隆平, 西田正浩, 中矢信久, “直角分岐流れの壁せん断応力に対する枝管形状および流動形態の影響,” 日本機械学会論文集 (B編), 60-569, (1994-1), pp.56-62.
- [15] 藤井亀, 山口隆平, 糸賀亨, 片岡則之, 山本徳則, 劉浩, 梶谷文彦, “血管病変好発部位である分岐部を模擬した流路モデルにおける流体力学的構造,” 日本機械学会論文集 (B編), 70-686, (2004-8), pp.2051-2056.
- [16] 山口隆平, 鳥巢晃弘, 灰田彩, 中澤信彦, 氏家弘, 谷下一夫, “前交通動脈りゅうの発生・進展および発達に伴う動脈りゅう内の壁せん断応力,” 日本機械学会論文集 (B編), 71-706, (2005-6), pp.1573-1578.
- [17] 鈴木六郎, 田中英穂, “ラバー管を用いた動脈血管内局所膨張現象のシミュレーション,” 東海大学紀要・工学部, 29-2, (1989), pp.113-123.
- [18] 谷田好通, “バイオメカニクスの現状と動向,” ターボ機械協会誌, 18-2, (1990-2), pp.109-115.
- [19] Roach, M. R., “An Experimental Study of the Production and Time Course of Poststenotic Dilation in the Femoral and Carotid Arteries of Adult Dogs,” Circulation Research, 13-12, (1963), pp.537-551.
- [20] 川口光年, “医学と流体力学,” 日本バイオレオロジー学会誌, 1-1, (1987-11), pp.13-18.
- [21] 岡小天, “レオロジー (生物レオロジー),” 裳華房, (1974-6), pp.147-150.
- [22] 嵩哲夫, 宮崎清, “主管・枝管接合面に丸みを有する分岐管内の流れ,” 空気調和・衛生工学会論文集, No.2, (1976-10), pp.91-101.
- [23] 岡小天, “レオロジー (生物レオロジー),” 裳華房, (1974-6), pp.144-146.
- [24] 菅原基晃, 前田信治, “血液のレオロジーと血流,” コロナ社, (2003-4), pp.72-80.
- [25] 菅原基晃, 前田信治, “血液のレオロジーと血流,” コロナ社, (2003-4), pp.100-103.
- [26] 児玉竜彦, 高橋潔, 渋谷正史, “血管生物学,” 講談社, (1997-6), pp.97-98.

(受付日: 2006年1月16日)

## SUMMARY

In the previous report, the analysis of the turbulent flow separation on the wall of the main conduit in a pipe fitting with branching angle  $\theta_p$  of  $45^\circ$  was presented according to the same manner as  $\theta_p$ 's  $90^\circ$  and  $135^\circ$ . The flow in the pipe fitting was analyzed by the free-streamline theory. Then the separation point of the turbulent flow on the wall of the main conduit was analyzed by using the boundary layer theory. The calculated results based on the analysis indicate that the separation point  $x_s/h_1$  ( $h_1$  denotes the upstream width of the main conduit.) depends on the area ratio  $m$ , the length of the upstream section of the main conduit  $l_{1d}/h_1$ , the Reynolds number  $Re_{1r}$ , and ratio of the lateral discharge to total discharge  $Q_2/Q_1$ .

In this report, the experimental results for  $\theta_p$  of  $45^\circ$  made on the same conditions for the analysis are reported. The experimental results show that the values of  $x_s/h_1$  depend approximately on  $m$  and  $Q_2/Q_1$  similar to  $\theta_p$ 's  $90^\circ$  and  $135^\circ$ . Aspects of the experimental results may have been caused by the steeply adverse pressure gradient along the wall of the main conduit and by the intense secondary flow peculiar to the pipe fitting. When  $l_{1d}/h_1$  and  $Re_{1r}$  are large enough, the values of  $x_s/h_1$  obtained by the analysis and the experiment become approximately constant in spite of  $\theta_p$ ,  $m$  and  $Q_2/Q_1$ , respectively. Generally, independent of  $\theta_p$ ,  $x_s/h_1$  decreases with the increase of  $Q_2/Q_1$  when  $m$  stays constant. It increases with the increase of  $m$  when  $Q_2/Q_1$  keeps constant. Also it increases with the decrease of  $\theta_p$  when  $Q_2/Q_1$  remains constant. The values of  $x_s/h_1$  obtained by the experiment are usually smaller than those obtained by the analysis. Therefore, the separation point of the real flow exists farther upstream more than that of the analysis. The outbreak and development of poststenotic dilation in an aorta are discussed according to the results obtained by the analysis and the experiment. The turbulence in the separated regions worsens to the aorta. In the separated region, the flow velocity is comparatively lower than in the main flow; therefore, the aorta is apt to be injured as a result of unsatisfactory nutrition from the blood.