7. 結 言

上水面の水位が変動する場合の水撃方程式 (22) 式あるいは (23) 式が得られたので、ポンプ設備においてその管路の途中にサージタンクを有する場合には、その水位変動を考慮した水撃計算を行なうことができる。ただしこの計算はかなり手数を要してめんどうである。計算例によれば、ポンプの揚程が高くサージタンク水位の変動量がそれに対して比較的小さい場合には、水位の変動による流量の変化は小さく、したがって緒言において述べた簡略計算によっても実用上はさしつかえはないものと考えられる。揚程が低くてサージタンク水位の変動量がそれに対して小さいと言

われない場合には、本文における計算例のみによって簡略法が用いられるか否かの判断はできない。これらの場合にも一、二の計算例によって検討を試みておけば、実際問題にあたっての判断は容易に行なわれるはずである。

なお計算例における数値計算は小島 章君の手を煩わしたことが多い。ここに同君の労に対し厚く謝意を表する。

文 献

- (1) たとえば R.M. Peabody, *Trans. ASME*, **61**, 2 (1939-2), 117.
- (2) 館内, 日立評論, **35**, 4 (昭 28-4), 627.
- (3) 小堀, 日立評論, **35**, 6 (昭 28-6), 919.

532. 556:532. 542

粗面および短縮円すい広がり管の効率*

(広がり管効率向上に関する研究)

古 屋 善 正**, 佐 藤 隆 夫**

Pressure Recovery Efficiency of Short Conical Diffusers and of Roughened Diffusers

by Yoshimasa FURUYA and Takao SATO

Two methods to delay the separation of flow in short conical diffusers are described.

The 10° conical diffusers, the end of which is cut off, have great advantages over the simple conical diffusers of same length when the equivalent angle of divergence is greater than 20° .

When the surface in conical diffusers is roughened near and after the separation point the efficiency of the diffusers increases.

A method of analysing the effect of boundary layer thicknesses and of separation position on the losses of diffusers, is described.

1. 緒 言

広がり管の面積比の割に広がり管部の長さが短いとき、広がり管損失をできるだけ少なくするために、多くの方法が考えられている⁽¹⁾。その一つの方法として Gibson⁽²⁾は、円すい広がり管の後部を切り取って、後

方に急拡大部を持つ広がり管を提唱し、損失が減少したことを示しているが、その損失の機構については、くわしく知られていない。一方広がり管の内面のあらさを变化させた場合に損失が増加するか、減少するかについても、十分知られていない。

本文はこの二つの場合について実験を行ない、同時に、広がり管損失におよぼすはく離点位置と境界層厚さの影響について検討し、円すい広がり管におけるはく離点位置の変化による効果の程度を示したものである。

* 昭和 34 年 10 月 15 日 東京秋期講演大会において講演、原稿受付 昭和 34 年 10 月 15 日。

** 正員, 名古屋大学工学部(名古屋市千種区不老町)。

*** 准員, 名古屋大学大学院。

2. 記 号

x : 広がり管入口から管軸に沿って後流へとの距離,

x_k : 広がり管入口から粗面のはじめまでの距離,

y : 壁から管中心へ向って取る距離,

r_0 : 管の半径, D : 管の直径, A : 管の断面積,

l : 広がり管の長さ,

u : 境界層内の速度, p : 圧力,

Δp : ディフューザ損失,

U : 境界層外端の速度,

$\bar{U}$: 管断面平均速度,

$2\alpha_0$: 広がり管の広がり角,

Re : レイノルズ数 (入口基準) $\bar{U}_1 D_1 / \nu$,

ρ : 密度, k : 粗面に使用した砂粒の平均径,

ζ : 損失係数, η : 圧力回復効率,

境界層厚さ :

$$\delta^* = \int_0^{r_0} (1-u/U)(1-y/r_0) dy : \text{排除厚さ}$$

$$\theta = \int_0^{r_0} (1-u/U)u/U(1-y/r_0) dy : \text{運動量厚さ}$$

$$\theta^* = \int_0^{r_0} u/U \{1-(u/U)^2\} (1-y/r_0) dy : \text{エネルギー厚さ}$$

$$H = \delta^*/\theta, \quad H^* = \theta^*/\theta$$

添字 1, 2, 3, 4 はそれぞれ, 広がり管入口, はく点, 広がり管出口, 圧力回復終り位置における諸量を表わす.

3. 実験装置および方法

実験に用いた広がり管は, 断面が円で広がり角度がそれぞれ, 10° , 15° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 80° , 120° , 180° の 10 種類で, このうち 10° の広がり管は第 1 図下に示すように, A, B, C, D, E の断面で分割できるので, この広がり管の後方部分を取りはずすことによって, 後方に急拡大部を持つ Gibson 形⁽²⁾の短縮広がり管にすることができる. 第 1 図は送風機出口管路と接続した状態を示す. 広がり管の前方に, だ円形状のノズル⁽³⁾を置き, このノズルによって流量を測定する. また広がり管の後方には内径 150 mm の平行管が接続してある.

広がり管入口の静圧と, 広がり管後方の圧力回復位置の静圧との差を測定し, 広がり管出口と, 圧力回復位置の間の摩擦損失を円管流摩擦損失と仮定して, 測定値を補正し, 広がり管損失 ζ を後の (17) 式に従って計算した.

10° の広がり管では管内の静圧と速度分布を求め,

第 1 図

第 2 図

その他の管では出口より 30 mm 後方の静圧分布および速度分布のみを求めた.

4. Gibson 形の短縮広がり管の損失係数

広がり角 ($2\alpha_0$) が 10° の円すい広がり管とその後方部分を順次に取り除いたときの圧力分布の結果を第 1 図に示す (図の鎖線は境界層がないポテンシャル流れを仮想したときの圧力分布). 後方部分を順次取りはずすごとに圧力上昇量が減じてくる.

第 2 図はこの広がり管内の境界層の運動量厚さ θ の分布を示す. 図中の実線および点線は, 次の理論計算の結果である.

すなわち運動量式

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{\tau_0}{\rho U^2} - \frac{\theta}{U} \frac{dU}{dx} (2+H) - \frac{\theta}{r_0} \frac{dr_0}{dx}$$

において

$$\{\tau_0/(\rho U^2)\} (U\theta/\nu)^{1/4} = 0.01256$$

H = 一定として積分すると, 次式をうる.

$$z = \frac{0.0157}{\left(\frac{U}{U_0}\right)^{5(9/5+H)/4}} \left\{ \int_0^{x_0} \left(\frac{U}{U_0}\right)^{5(9/5+H)/4} dx + \frac{z_0}{0.0157} \right\}$$

..... (1)

ただし,

$$z = \theta R_{e0}^{1/4}, \quad R_{e0} = (U\theta/\nu)$$

また上式で簡単のため, $\tau_0 = 0$ とすると

$$\left(\frac{\theta_i r_i}{\theta_0 r_0}\right) = \left(\frac{U_0}{U_i}\right)^{2+H} \dots\dots\dots (2)$$

上式 (1) において, $H=1.4$ の場合の計算値および,

(2) 式において, $H=2.1$ の場合の計算値をそれぞれ第 2 図の点線および実線で示す。

第 3 図は, 10° の広がり管内壁における排除厚さ δ^* , 速度分布のパラメータ H 等の分布を示す。 δ^* に沿う実線は, 後に示す (5), (6) 式を用いて圧力分布から計算した値である。速度分布のパラメータ H は広がり管の終りでも 1.9 以下であり, この広がり管内でははく離を起していない。

したがって, この円すい管の後部を取りはずしたときは, 円すい部の後端の急拡大部で, 流れがはく離することになる。この短縮円すい管の損失係数 ζ の実験値を第 4 図の○印で示す。図の横軸には同じ長さの単純円すい管と比較するため, 相当広がり角 $2 \tan^{-1} \{(d_3 - d_1)/2l\}$ の値をとってある。

単純円すい管の実験値も同時に図中黒丸で示す。同じ管長で比較すると, 相当広がり角が 20° 以上では, 短縮 10° の広がり管の方が損失がはるかに小さい。

5. 損失係数におよぼす境界層厚さならびにはく離点位置の影響

ここでは急拡大部をもつ広がり管の損失について, 理論式を立てるのであるが, この式を同時に一般の広がり管にも適用できるよう, 次のように記号を定める。

広がり管入口断面を 1, 短縮円すい管急拡大直前, すなわち, はく離点位置の断面を 2, 短縮円すい管の急拡大後, すなわち, 広がり管の出口断面を 3, 後方管における圧力回復位置の断面を 4 とし, それらの断面における圧力 p , 平均速度 $\bar{U}$, 断面積 A 等の値にはそれぞれ, 1, 2, 3, 4 の添字を附す。

広がり管内の流れのエネルギー損失の単位体積当りの値を, Δp_{14} とし, これを広がり管入口断面 1 から

離点断面 2 までの部分 Δp_{12} とはく離点から圧力回復位置断面 4 までの損失部分 Δp_{24} とに分けると, Δp_{12} は次式で表わされる。ただし圧力は断面内で等しいものとする。

$$\Delta p_{12} = \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \beta_1 + p_1\right) - \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_2^2 \beta_2 + p_2\right) \dots\dots (3)$$

ここで β は断面を通過する実際の流れのエネルギーを断面平均速度のエネルギーで除した値で, 次式で表わされるものである。

$$\beta = \int_0^{r_0} \frac{\rho}{2} u^2 \cdot 2\pi r \cdot u dr / \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}^2 \cdot \bar{U} A\right) \\ = \left\{1 - 2 \left(\frac{\theta^* + \delta^*}{r_0}\right)\right\} / \left(1 - 2 \frac{\delta^*}{r_0}\right)^3 \dots\dots (4)$$

この損失 Δp_{12} は境界層内部に生じたもので, 層外ではポテンシャル流れが存在するから, 次式が成立つと考えられる。

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} U_2^2 - \frac{\rho}{2} U_1^2 \\ = \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left\{ \frac{U_2^2}{\bar{U}_1^2} - \frac{U_1^2}{\bar{U}_1^2} \right\} \\ = \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left\{ \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \right\} \dots\dots (5)$$

ここで γ は最大速度 U と平均速度 $\bar{U}$ との比で次式で示される。

$$\gamma = \frac{\pi r_0^2}{\pi (r_0 - \delta^*)^2} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\delta^*}{r_0}\right)^2} \dots\dots (6)$$

(5), (6) 式は圧力と排除厚さとの関係を示すもので, 前に第 3 図で示したように, 実測結果とよく合うから, これを用いて, (3), (5) 式から $(p_1 - p_2)$ を消去すると, 次式をうる。

$$\Delta p_{12} = \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left\{ \beta_1 - \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 \beta_2 + \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 \gamma_2^2 - \gamma_1^2 \right\} \dots\dots (7)$$

次にはく離点から, 圧力回復位置までの損失 Δp_{24} は次式で表わされる。

$$\Delta p_{24} = \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_2^2 \beta_2 + p_2\right) - \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_4^2 \beta_4 + p_4\right) \dots\dots (8)$$

断面 2, 3 の間の圧力差を無視すれば, 断面 2, 4 の間に次の運動量式が成り立つ。

第 3 図

第 4 図

$$p_4 - p_2 = \rho \bar{U}_4 (\bar{U}_2 \alpha_2 - \bar{U}_4 \alpha_4) \dots\dots\dots (9)$$

ここで α は断面を通過する実際の流れの運動量を平均速度の運動量で除した値で、次式で示されるものである。

$$\alpha = \int_0^{r_0} \rho u \cdot 2\pi r dr / \rho \bar{U}^2 A = \left\{ 1 - 2 \frac{(\theta + \delta^*)}{r_0} \right\} / \left(1 - \frac{2\delta^*}{r_0} \right)^2 \dots\dots\dots (10)$$

(8), (9) 式より $(p_4 - p_2)$ を消去して次式をうる。

$$\Delta p_{24} = \frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left\{ \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \beta_2 - \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 \beta_4 + 2 \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 \alpha_4 - 2 \left(\frac{A_1}{A_3} \right) \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \alpha_2 \right\} \dots\dots\dots (11)$$

広がり管の損失係数 ζ を

$$\zeta = \left\{ \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \beta_1 + p_1 \right) - \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_4^2 \beta_4 + p_4 \right) \right\} / \frac{\rho}{2} (\bar{U}_1 - \bar{U}_4)^2 = (\Delta p_{12} + \Delta p_{24}) / \frac{\rho}{2} (\bar{U}_1 - \bar{U}_4)^2 \dots\dots\dots (12)$$

とおけば (7), (11), (12) 式より ζ は次式で表わされる。

$$\zeta = \frac{\left\{ \beta_1 - \gamma_1^2 + \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \gamma_2^2 + \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 (2\alpha_4 - \beta_4) - 2 \left(\frac{A_1}{A_2} \right) \left(\frac{A_1}{A_3} \right) \alpha_2 \right\}}{\left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right)^2} \dots\dots\dots (13)$$

ただし A_3 は広がり後の面積で、 $A_3 = A_4$ である。

上式のうち α , β , γ は境界層厚さの影響を示し、 (A_1/A_2) ははく離点位置の影響を示す。境界層厚さが 0 の場合は $\alpha = \beta = \gamma = 1$ であるから、損失係数は次式となる。

$$\bar{\zeta} = \left\{ \left(\frac{A_1}{A_2} \right) - \left(\frac{A_1}{A_3} \right) \right\}^2 / \left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right)^2 \dots\dots\dots (14)$$

したがって、広がり後もはく離しない場合 ($A_2 = A_3$) は、 $\bar{\zeta} = 0$ となり、入口ではく離する場合 ($A_1 = A_2$) は $\bar{\zeta} = 1$ となる。(13) 式 ζ と、(14) 式 $\bar{\zeta}$ との差が境界層厚さの影響を示すものである。

損失係数の代りに圧力回復効率 η

$$\eta = (p_4 - p_1) / \left(\frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \beta_1 - \frac{\rho}{2} \bar{U}_4^2 \beta_4 \right) \dots\dots\dots (15)$$

を用いる場合、 ζ と η の関係は次式で与えられる。

$$\eta = 1 - \zeta \frac{(1 - A_1/A_3)^2}{\{\beta_1 - \beta_4(A_1/A_3)^2\}} \dots\dots\dots (16)$$

(11) 式における α , β , γ は境界層の影響を示すもので、(10), (4), (6) 式に示すように、境界層厚さ δ^*/r_0 , θ/r_0 , θ^*/r_0 等の値で定まる。これらの値を正確に計算することはできないが、大きさの程度だけは

知ることができる。よく行なわれているように⁽⁴⁾、乱流境界層速度分布を指数式

$$u/U = (y/\delta)^n$$

と仮定して、境界層厚さ相互の関係を求めると、第 5 図に示すように、 $H = \delta^*/\theta$ と $H^* = \theta^*/\theta$ の間の関係はこの場合も実験結果にほぼ合う。また第 5 図には境界層厚さが最大 ($\delta = r_0$) の場合の α , β , γ の値を速度分布のパラメータ H に対して示した。

本実験の場合、入口の速度分布がほぼ一様 ($\beta_1 = 1.002$)、圧力回復断面ではほぼ管流の速度分布 ($\beta_4 = 1.06$) であるから、実験によって損失係数を求める場合の式としては

$$\zeta = \frac{\left[\frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left\{ 1 - \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 \right\} + p_1 - p_4 \right]}{\frac{\rho}{2} \bar{U}_1^2 \left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right)^2} \dots\dots\dots (17)$$

$$\eta = 1 - \zeta \frac{(1 - A_1/A_3)}{(1 + A_1/A_3)}$$

で十分である。ただし今まで述べた損失(または効率)の式は広がり管部分のみの損失であって、広がり管出口断面 3 から圧力回復位置 4 までの管摩擦損失を含んでいないから (17) 式の p_4 は実測の静圧に断面 3, 4 間の管摩擦損失を加えたものをとらなければならない。

6. 理論式の検討

以上もとめた理論式を実験的に検討して見る。第 4 図中の実線は (13) 式によって計算した ζ の値を示す。実験値とよくあって、理論式の仮定の正しいことを示す。また、境界層厚さを無視した、 $\alpha = \beta = \gamma = 1$ の場合ははく離点の位置のみによる値を図中の鎖線で示す。実線と鎖線との差が境界層厚さの影響を示すもの

第 5 図

で、境界層厚さの影響は ζ の値にして0.1またはそれ以下で、他は急拡大損失によることが知れる。したがって、一般に、この面積比 $A_1/A_3=1/4$ 程度で広がり角の 20° 以上の広がり管では、はく離点位置による損失が大きな割合をしめる。

本理論式 (13) が短縮円すい管については十分あてはまることが知れたが、この式を単純円すい管にも適用する場合、単純円すい管では、はく離後の壁の状態が違っているので、そのために式の仮定が成り立つかどうか問題になる。単純な円すい管の実験では後に述べるように、はく離流れが不安定なため、はく離点が正確に定まらずに変動して、正確な検定ができない。そこでではく離点を正確に定め、同時にはく離後も円すい形の壁の状態にするため、第6図に示すように円すい形の中に段のある広がり管について、損失係数を求め、急拡大部のある短縮円すい管と比較した。その結果、図に示すように R_e 数が大きければ、はく離点以後の壁の状態の差異はほとんど認められず、急拡大部をもつ管と同じ値を示した。したがって (13) 式はふつうの広がり管にも適用できることが知れた。したがってこの程度の広がり比の円すい管では、境界層厚さによる影響に比して、はく離点位置による影響が大きい。

7. 円すい広がり管の損失係数

第7図の○印は面積比 $A_1/A_3=0.284$ 、入口速度分

第 6 図

第 7 図

布がほぼ長方形の場合の損失係数の実験値である。比較のために面積比 $A_1/A_3=0.379$ 、入口が管流の場合の ζ の値も同時に示した。図で見ると、入口が管流速度分布の場合、 ζ がかなり増大している。これははく離がより早く起るためである。

本実験と比較のため、Gibson の実験式⁽²⁾: $\zeta=0.011 \times (2\alpha_0)^{1.22}$ および Lorenz の実験式⁽⁵⁾: $\zeta=(4/3)(\tan \alpha_0)(1+A_1/A_3)/(1-A_1/A_3)$ の値も同時に図中に示した。広がり角が 20° 以上では、これらの実験式の方が本実験の結果より大きい。これは管内のはく離点の差異によるものと考えられる。

本実験では、 $2\alpha_0=20^\circ \sim 40^\circ$ の範囲では、はく離が管の途中に生ずるため流れはきわめて不安定であった。一例として、第8図に管出口における静圧の分布を示す。 $2\alpha_0=30^\circ, 40^\circ$ の附近で不規則な圧力分布を示しているが、この場合、測定値が変動していた。この場合の速度分布も同様に測定値に変動が多く、正確な速度分布を求めることができなかった。この結果は第9図に示すように不規則な分布となっている。

したがって、流れのはく離点位置が正確に定まらず理論式と実験結果との比較ができなかった。しかし、ここにおける境界層厚さの方はほぼ推定できるので、損失係数の実験値 ζ から逆に (13) 式を用いてはく離点位置を推定することができる。その結果を第10図点線で示す。これは広がり角に対して、入口から、は

第 8 図

第 9 図

く離点までの距離 x_2 を管長 l で割った値を示す。はく離を起さない角度はほぼ 10° である。

8. 粗面円すい広がり管の損失

上述のように、はく離点位置が損失に大きく影響するから、 $2\alpha_0 = 20^\circ$ 以上で効率を向上させるためには、はく離位置を遅らせることが最も重要となる。

粗面の広がり管が滑面の広がり管に比較して、効率が悪いと考えられるのは、境界層の摩擦力を増す場合についてであるから、はく離点附近における効果についてはかならずしも悪いとは考えられない。

第 11 図は広がり比 $A_1/A_3 = 0.379$ の円すい広がり管の内面に、種々なあかさ (k は砂粒の径) の砂粒を一樣に着けた場合の損失の実験値を示すもので、広がり角が 40° 附近では滑面よりもかえって効率が良い場合もある。

次に粗面の分布状態による影響をよりくわしく知るために、 $A_1/A_3 = 0.284$ の円すい管に、あかさ $k = 0.5 \sim 0.8 \text{ mm}$ ($r_1/k \approx 60$) の砂粒を用いて、上流 ($x = 0$ から x_k まで) が滑面で、下流 ($x = x_k$ から l まで) が粗面になった部分的な粗面広がり管を作り、この粗面の割合 x_k/l をかえて実験を行なった。

第 12 図はその場合の圧力分布の一部を示し、第 9 図に出口の速度分布の一例を示す。滑面広がり管では流れが不安定であった $2\alpha_0 = 30^\circ \sim 40^\circ$ の範囲でも粗面広がり管ではやや安定し、速度分布がほぼ対称形になってくる。

第 10 図

第 11 図

第 13 図は粗面の割合 x_k/l に対して損失係数または効率を示したもので、粗面の割合によっては、粗面広がり管の ξ が滑面の ξ よりかえって効率が良い。この効果が最高となる状態における粗面のはじまる位置を広がり角に対して示すと、第 10 図の○印のようになる。これを前述した円すい管の推定はく離点位置(点線)とを比較すると、両者はほとんど一致している。したがってはく離点附近から粗面を置くことによって、損失が減少することが明らかになった。

第 12 図

第 13 図

第 14 図

第 14 図は滑面, 全粗面, 効率最良の部分粗面のそれぞれの損失係数を, 角度に対して表わし, 比較したものである。

全粗面の広がり管は $2\alpha_0 > 40^\circ$ の場合は滑面のそれより効率が良いが, $2\alpha_0 < 40^\circ$ では悪くなる。しかし広がり管内部ではく離を起す場合には, はく離点附近から下流に粗面を作ると, 滑面の場合より効率が上がる。これははく離点附近のあらさが死水または逆流の領域をおさえた結果と推定できる。

9. 結 論

円すい広がり管における損失は, 広がり角が小さいときは境界層内の損失のみであるが, 広がり角が大きくなると, 広がり管内で流れがはく離するために, 大きな損失が加わってくる。

本文は面積比が 4 倍程度の広がり管について, 実験ならび計算を行ない, それらの損失の割合を示した。その結果, 境界層内損失は損失係数 ζ にして 0.1 程度の値であって, あとははく離による損失となる。

したがって, 広がり角が大きいかまたは, 管の長さ

が短い場合にははく離点をわずかにおくらせることによって, 損失係数を減少させることができる。

円すい管の後方に急拡大部をもつ短縮 10° 円すい管は, 同じ長さの広がり角 20° 以上の円すい管に比して損失がはるかに少ない。

また広がり角 $20^\circ \sim 50^\circ$ の範囲では, はく離点位置附近を粗面にすることによって, はく離をおくらせて, 損失をやや少なくすることができる。

なお, 本研究費の一部は文部省科学研究費によるものである。

文 献

- (1) K. Anders, *VDI-Forschungsarbeiten*, Ht. 76(1909); H. Peters, *Ing.-Arch.*, 2,1 (1931), 92; H. Tults, *Proc. Amer. Soc. Civ. Engr.*, 80, 567 (1954), 567-1; J. Ackeret, *NACA Tech. Mem.*, No. 395, (1926), 等。
- (2) A.H. Gibson, *Hydraulics & its applications* (1952), 93, Constable & Co.
- (3) *Fluid Meters*, ASME Res. Publ. (1937).
- (4) H. Schlichting, *Grenzschicht-Theorie* (1951), 427, G. Braun; K. Wieghardt u. W. Tillmann, *Deutsche Luftfahrt-forsch*, Bericht Nr. 6617, (1944).
- (5) Lorenz, *Physik. Z.*, 30 (1929), 77.

討

【質問】 拡大管の流れについて有用なデータを加えられ, かつ拡大管の損失を流体力学的により明確なものとされた点敬意を表します。つきましては下記の点を伺いたい。

(1) 理論式 (13) の誘導にさいして拡大の角度 α になんら制限を与えてありませんから, 角度 α が小さくなった極限の場合として単純急拡大の場合がこれに含まれることになります。(13)式は単純急拡大の場合にも使用できますか。

(2) a) (2) 式の添字 i の意味。

b) 第 8 図縦軸の単位

を御教示下さい。

(3) (13) 式の ζ は未定の定数が含まれていて実際の使用にはまだ不便を感じるのではないか。実際に使用される可能性の多い代表的な数例について損失係数値 (または圧力回復効率) を図表に与えられたならば, いっそうこの報告の価値を増したのではなかったか。

(4) 管壁をあらくして損失を減少させる試みは意表をついたものとして興味深く拝見いたしました。乱流ははく離点附近のあらさが死水または逆流の領域をおさえるというのは, 詳しくはこの場合どのような機構になっているのか。たとえば粗面が乱流はく離を遅らせることを意味するのか。

(伊藤 英寛)

論

【回答】 (1) (13) 式は次のように単純急拡大の場合にも適用できます。すなわち, 入口が同時にはく離点となり $A_1 = A_2$ 。したがって (13) 式は

$$\zeta = \left\{ \beta_1 + \left(\frac{A_1}{A_3} \right)^2 (2\alpha_4 - \beta_4) - 2 \left(\frac{A_1}{A_3} \right) \alpha_1 \right\} / \left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right)^2$$

上式でたとえば境界層がない ($\alpha_1 = \alpha_4 = \beta_1 = \beta_4 = 1$) の場合には $\zeta = 1$ となり, また入口, 出口ともに管流 ($\alpha_1 = \alpha_4 = \alpha = 1.021$, $\beta_1 = \beta_4 = \beta = 1.060$) の場合には

$$\zeta = 1 + \frac{0.060 - 0.042 \left(\frac{A_1}{A_3} \right)}{\left(1 - \frac{A_1}{A_3} \right)}$$

となり, ここで本実験のように $A_1/A_3 = 0.284$ の場合には $\zeta = 1.079$ となります。

(2) a) (2) 式の添字 i は管内における任意断面における値。

b) 第 8 図の縦軸の単位は kg/m^2 (または mm 水柱)

(3) 興味ある御意見をいただきありがとうございます。ここでは本報の目的上 (13) 式のように損失をはく離点位置の影響と境界層の影響とに分けたのであります。損失を入口状態広がり角, 管長について表わすことは別の意味で重要であります, 一般に式が複雑

になりますのでこれについては別の機会に行ないたい
と思います。

における変動流を安定させる作用をもつため, 乱流境界
層のはく離点がおくれるという意味です。

(4) 滑面に比べてこのような粗面ははく離領域に

621.867.8:621.643.035:532.55

粒子空気輸送における分流特性の研究*

(第2報, 水平管路内における粒子の濃度分布)

新津 靖**, 後藤清市***, 富岡 節****

Researches on the Divided Flow Characteristics of Particles in Pneumatic Conveyance (2nd Report, The Concentration Distribution of Particles in the Horizontal Air Duct)

by Yasushi NITSU, Seiichi GOTO, and Takashi TOMIOKA

This report deals with the distribution of particle concentration in the vertical section of the duct and obtained the following conclusions:

(1) The concentration distribution of particles conveyed through a rectangular air duct can be represented by an exponential curve, and it is indicated by an approximate equation as follows:

$$m = m_0 e^{-u_m(h-h_m)/\varepsilon_m}$$

(2) When particles lie in the streams, the turbulence of the flow is enhanced and the turbulent diffusivity of the dispersion is intensified by the particles. In these cases, diffusion coefficient of air stream is indicated by an experimental equation as follows:

$$\varepsilon_m = K_1 R_s^\alpha + K_2 R_p^\beta$$

where

$$R_s = \frac{\bar{u}_s \cdot D_h}{\nu}, \quad R_p = \frac{\Delta u \cdot d_p}{\nu}$$

(3) The fraction of particles creeping at the bottom of the duct, whose data do not lie on the curve of exponential distribution, can be controlled easily by a suitable deflector attached at the bottom of the duct.

1. 緒 言

第1報⁽¹⁾では長方形管路内を輸送される粒子が, 本管に対して水平に分岐する長方形支管から分流するときの特性について調べたが, 本報では本管に対して垂直下向きに分岐する支管によって粒子を分流させる場合のダクト設計を行なうために, まず予備実験として輸送本管内で流れに直角な断面内における粒子の濃度分布状況を調べ, かつこれについて数式表示を行なっ

た結果を報告する。

2. 実 験 装 置

第1図は実験管路で, 粒子の濃度分布を測定する部分の管路は黄銅板で正確に仕上げ, 長さ2760mmの垂鉛びき鋼板製の整流管路に水平に接続した。測定用管路は図に示すように, ほぼ中央で断面を水平方向に5等分し, それぞれの終端にバグフィルタをつけた。各バグへの流入部は分割板の板厚のために気流が乱されないようにその先端を薄く削り落とし, かつ流入部から150mmの下流に直径1mmの静圧測定孔を設け, この位置にその先端がくる外径1mmのピトー管をそう入して, 各分割管路の風量を測定しようとした。

* 昭和34年3月20日 関西支部第34期定時総会講演会において講演, 原稿受付 昭和34年5月1日。

** 正員, 大阪大学工学部。

*** 正員, 神戸商船大学(神戸市東灘区本庄町深江)。

**** 正員, 海技専門学院。