亜音速空気エゼクタの性能計算方法*

山本 富士夫**, 家元 良幸**

A Calculation Method of Performance of Subsonic Air Ejector

by Fujio YAMAMOTO and Yoshiyuki IEMOTO

A simple method for calculation of performance of subsonic air ejector was proposed in the present paper. The assumptions of one dimensional adiabatic flow were employed. The losses in the flow of the driving air, the entrained air and the mixed air were taken into account in the equations with the total pressure ratios and the coefficients of loss. A flow model for the undercritical regime of ejector and another flow model for the critical regime were discussed. It was found that the results obtained by the former and those by the latter were approximately same and the former could be used instead of the latter. The validity of the new method were shown by confirming the agreements of the calculated and the experimental values of performance. The selection of the adequate values of the loss coefficients were described against the throat area ratios of ejector.

Key Words: Fluid Machine, Subsonic Air Ejector, Performance, Calculation Method, Compressible Flow

1. 緒 言

エゼクタは、ノズルとディフューザからなり、回転部分をもたない流体機械で、故障が少なく、小形のわりに大流量の気体を圧縮できる独特の性能を有するため、古くから真空ポンプあるいは排気ポンプとして使用されてきた。最近では V/STOL 航空機の推力増強や石炭の空気輸送にも使用されるようになってきた。エゼクタは、その駆動気体、吸込気体および混合気体の間の圧力比によって、超音速ノズル(ラバル管)を有する超音速エゼクタと亜音速ノズル(先細形のノズル)を有する亜音速エゼクタとに分けられる。

超音速エゼクタの性能と設計の計算方法については多くの研究がなされてきた^{(1)~(7)}。亜音速エゼクタの性能計算にこれらの研究成果を適用しようとする、衝撃波の扱いが不明であったり、式が複雑であったりして、実用化されにくいように思われる。前報⁽⁸⁾⁽⁹⁾で超音速エゼクタの性能と設計の計算式をマッハ数の関数の形で表し、損失の評価に全圧比を用いて単純化をはかった。本報では、それを亜音速エゼクタに適用するに

あたり、全圧比のかわりに、吸込空気流れの損失評価に対して管の入口損失係数を、混合空気のディフューザ末広部の流れの損失評価に対して広がり管の損失係数を導入した。その結果、流量の増加に伴ってそれらの損失が増加することが的確に表現できるようになり、性能計算もさらに単純化され、かつ、十分高い精度で行われるようになった。また、本来超音速エゼクタを使用すべきである高い圧力比で亜音速エゼクタを運転すると、エゼクタは臨界状態になるが、この場合の性能計算についても検討を加えた。

記 号

a : ノズル出口断面における駆動空気と吸込空気の流路断面積比 $= f_1''/f_1'$

c : 音速 $= \sqrt{\kappa RT}$

d : 直径

f : 面積

F : 運動量関数 $= Pf + Gw$

G : 質量流量

k : 流量比 $= G''/G'$

M : マッハ数

m : のど面積比 ($m = a + 1$) f_s/f_{i_h}

P : 圧力

* 昭和59年8月29日 第927回講演会において講演、原稿受付 昭和59年2月27日。

** 正員、福井大学工学部 (〒910 福井市文京 3-9-1)。

R : ガス定数

T : 温度

w : 流速

α_d : ディフューザ末広部の膨張比 $= (d_4/d_3)^2$

ε : 圧縮比 (圧力上昇度) P_4^*/P_0^{**}

ξ_i : 吸込空気の流れの損失係数

θ : 入口エンタルピ比 h_0^*/h_0^{**}

κ : 比熱比 $= c_p/c_v$

ν_{BA} : 上流側の全圧 P_A^* と下流側の全圧 P_B^* との比
 $= P_B^*/P_A^*$

ξ_d : 混合空気流れのディフューザ末広部における
 損失係数

ρ : 密度

σ : 入口圧力比 $= P_0^*/P_0^{**}$

τ : エンタルピ上昇度 $= h_4^*/h_0^{**}$

添字

' : 駆動空気

" : 吸込空気

* : よどみ点状態

cal : 計算値

cr : 臨界状態

exp : 実験値

isen : 等エントロピ流れ

K : 吸込空気の臨界面

m : 混合完了断面

S : ディフューザ平行部

sk : 垂直衝撃波の発生断面

th : ノズルののど部

0: エゼクタの入口

1: ノズルの出口断面

3: ディフューザ末広部の入口断面

4: ディフューザ末広部の出口断面

2. 性能計算式

2.1 性能計算式の誘導の方針

2.1.1 基本方針 エゼクタ内の流動状態は、駆動空気と吸込空気および混合空気の流れに伴う乱れや、境界層とそのはく離、あるいは超音速流れに伴う衝撃波の発生⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁹⁾があり、複雑である。これらの現象の解明はもちろん重要な問題であるが、実務者にとっては、簡単でかつ正確な性能計算方法が望まれる。本報では、この要求を満たすことを基本方針として、前報の超音速エゼクタの簡易性能計算方法を一部修正し、亜音速エゼクタに適用できるようにした。

2.2.2 仮定 式の誘導には次の仮定を用いた。

(1) ノズルとディフューザにおける流れは状態量だけで決まる、いわゆる、一次元流れである。

(2) エゼクタ内の流れは断熱流れである。

(3) 空気は完全気体とし、その物理定数は圧力と温度によって変わらない。

(4) ディフューザ内で衝撃波が生ずる場合には、それは一つの垂直衝撃波におきかえられる。

(5) 混合領域では流れの損失を無視する。

2.2.3 モデル (a) とモデル (b) 亜音速エゼクタにおいても、入口圧力比が十分高い場合には、駆動空気も吸込空気もいったんは音速に達するところがある。このような場合をエゼクタの臨界状態という。そうでない場合を亜臨界状態という⁽⁹⁾。これら二つの場合のエゼクタ内の流れをモデル化して示したのが図1である。モデル(a)の場合、ノズルを出た駆動噴流とディフューザの先細部から流入してきた吸込空気とは断面1から混合を始め、断面 m で混合を完了する。この場合には、 $M_1' < 1$ で $M_1'' < 1$ であり、エゼクタは亜臨界状態である。一方、臨界状態の場合のモデル(b)では、駆動噴流は、図中の破線のように、ノズルの出口から膨張して、噴流と吸込空気との間で境界を形成し、あたかも超音速ノズルを通ったかのように断面 K では $M_K' > 1$ となる。このとき、吸込空気は、断面1から断面 K の間で流路が縮小されたことになり、加速流れとなって断面 K で $M_K'' = 1$ (音速) に達する。断面 K から二つの流れは混合を始め、断面 m で混合を完了する。このとき、混合流れは超音速になっているので、断面 sk で生ずる垂直衝撃波により亜音速流れとなり、ディフューザを出る。

2.2.4 断熱流れの式 マッハ数 M で流れているところの P, T, f, G の、同じところのよどみ点状態あるいは臨界状態に対するそれぞれの比をとり、それらを M の関数として次のように表す。

図1 エゼクタ内の流れのモデル

$$\bar{P}(M) = \frac{P}{P^*} = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right)^{-\kappa/(\kappa-1)} \dots\dots (1)$$

$$\bar{T}(M) = \frac{T}{T^*} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \bar{f}(M) &= \frac{f}{f_{cr}} \\ &= \frac{1}{M} \left\{ \frac{2}{\kappa+1} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right) \right\}^{(\kappa+1)/2(\kappa-1)} \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{F}(M) &= \frac{F}{F_{cr}} \\ &= \frac{1 + \kappa M^2}{M \sqrt{2(\kappa+1) \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right)}} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{G}(M) &= \frac{G}{f P_0^*} \sqrt{\frac{R}{\kappa} T_0^*} \\ &= M \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right)^{-(\kappa+1)/2(\kappa-1)} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

2・2 性能値とその計算式 性能計算式の誘導は超音速気体エゼクタの場合の前報⁽⁸⁾と同様であるので、ここでは、円筒形ディフューザを有するエゼクタの場合の結果だけを記しておく。ただし、 $\kappa' = \kappa'' = \kappa$ とした。

(a) 流量比 $k = G'/G'$

$$k = \frac{(m-1)\nu_{10}''}{\sigma\nu_{10}''} \frac{\bar{f}(M_1')}{\bar{f}(M_1'')} \sqrt{\theta} \dots\dots\dots (6)$$

(b) エンタルピ上昇度 $\tau = h_4^*/h_0^*$

$$\tau = \frac{k+\theta}{k+1} \dots\dots\dots (7)$$

(c) 圧縮比 $\varepsilon = P_4^*/P_0^{*''}$

$$\varepsilon = \frac{(k+1)\sigma\nu_{10}''\nu_{43}\nu_{3m}}{m} \frac{\bar{f}(M_m)}{\bar{f}(M_1'')} \sqrt{\frac{\tau}{\theta}} \dots\dots\dots (8)$$

式(8)の中の M_m は次式で求められる。

$$\bar{F}(M_m) = \frac{\frac{k}{\sqrt{\theta}} \bar{F}(M_1'') + \bar{F}(M_1')}{(k+1) \sqrt{\frac{\tau}{\theta}}} \dots\dots\dots (9)$$

M_m としては、条件によって $M_x = M_m > 1$ と $M_y = M_m < 1$ との二つの解が存在する。 M_x と M_y とは、垂直衝撃波が生じたときのその前後のマッハ数を表す。

臨界状態の場合には、前報⁽⁹⁾の式(36)と式(37)を誘導したのと同様に、図1のモデル(b)の断面1と断面Kの間で、連続の式と運動量の式を立てて、 $M_1' = 1$ とおけば次式を得る。

$$\bar{f}(M_K') = \left\{ m - \frac{m-1}{\bar{f}(M_1'')} \right\} \bar{f}(1) \dots\dots\dots (10)$$

$$\bar{F}(M_K') = 1 + \frac{k}{\sqrt{\theta}} \{ \bar{F}(M_1'') - 1 \} \dots\dots\dots (11)$$

上の2式は、 m, θ, k が与えられた場合、 M_1'' と M_K' に対する連立方程式とみなせる。その解としての M_1'' の

値と $M_1' = 1$ とを式(6)、(8)、(9)に代入すれば、臨界状態の場合の性能が計算される。

2・3 損失の評価 駆動空気がノズルの入口からその出口まで流れるときの損失、吸込空気がエゼクタの入口からディフューザ先細部の出口まで流れるときの損失および混合空気がディフューザ末広部を流れるときの損失を次のように全圧の比で表す。

$$\nu_{10}' = \frac{P_1^{*'}}{P_0^{*'}} \dots\dots\dots (12)$$

$$\nu_{10}'' = \frac{P_1^{*''}}{P_0^{*''}} \dots\dots\dots (13)$$

$$\nu_{43} = \frac{P_4^*}{P_3^*} \dots\dots\dots (14)$$

断熱流れの場合のノズルの全圧比 ν_{10}' は、質量流量の式の流量係数に一致し、それは、等エントロピ流れのときの流量 G_{isen}' に対する実際の流量 G' の比で表される。それを式(5)を用いて表すと次のようになる。

$$\nu_{10}' = \frac{G'}{G_{isen}'} = \frac{\bar{G}(M_1')}{\bar{G}(M_{isen}')} \dots\dots\dots (15)$$

ディフューザ先細部における吸込空気の流れ損失を、管の入口損失係数を用いて、 $P_0^{*''} - P_1^{*''} = (1/2)\xi_i \rho_1'' w_1''^2$ で表す。予備計算によれば、 $M_1'' < 0.3$ であるから、 $\rho_1'' \approx \rho_0^{*''}$ と近似できるので、式(13)は次のようになる。

$$\nu_{10}'' = 1 - \frac{\xi_i \rho_0^{*''} w_1''^2}{2 P_0^{*''}} \dots\dots\dots (16)$$

式(16)において、 $w_1'' = c_1'' M_1''$ 、 $P_0^{*''}/\rho_0^{*''} = R T_0^{*''}$ 、 $T_0^{*''} = T_1^{*''}$ (断熱流れ) および式(2)の係数を用いると、

$$\nu_{10}'' = 1 - \frac{1}{2} \xi_i \kappa \bar{T}(M_1'') M_1''^2 \dots\dots\dots (17)$$

を得る。同様に、 $\rho_3 \approx \rho_3^*$ とおいて、混合空気の流れ損失を、円形広がり管の損失係数を用いて、 $P_3^* - P_4^* = (1/2)\xi_d (1 - 1/\alpha_d^2) \rho_3^* w_3^2$ で表すと、式(14)は、

$$\nu_{43} = 1 - \frac{\frac{1}{2} \xi_d \left(1 - \frac{1}{\alpha_d^2}\right)^2 w_3^2}{\frac{P_4}{\rho_4} + \frac{w_4^2}{2} + \xi_d \left(1 - \frac{1}{\alpha_d^2}\right)^2 \frac{w_3^2}{2}} \dots\dots (18)$$

となる。式(18)に、 $w_3 = c_3 M_3$ 、 $P_4/\rho_4 = R T_4 \approx R T_3^*$ 、 $w_4 = w_3/\alpha_d$ の係数を用いて整理すれば次式を得る。

$$\nu_{43} = 1 - \frac{\xi_d \left(1 - \frac{1}{\alpha_d^2}\right)^2 \kappa \bar{T}(M_3) M_3^2}{2 + \left\{ \xi_d \left(1 - \frac{1}{\alpha_d^2}\right)^2 + \frac{1}{\alpha_d^2} \right\} \kappa \bar{T}(M_3) M_3^2} \dots\dots\dots (19)$$

なお、図1のモデル(a)では、断面mと断面3の間で損失がないとし、 $\nu_{3m} = 1$ とした。これは、実際によく

設計されたエゼクタでは、そのディフューザ平行部内で生ずる混合完了断面は末広部の入口にほとんど一致していると考えてよいからである。モデル(b)の場合には、断面 m と断面 3 の途中の断面 sk で垂直衝撃波が生ずる。そこでは、垂直衝撃波による損失だけを考えることにすれば、それは次式で評価される。

$$\nu_{3m} = \frac{\bar{f}(M_3)}{\bar{f}(M_m)} = \frac{\bar{f}(M_y)}{\bar{f}(M_x)} \dots \dots \dots (20)$$

上式を式(8)に代入すれば、

$$\varepsilon = \frac{(k+1)\nu_{10}\nu_{43}\bar{f}(M_3)}{m\bar{f}(M'_1)} \sqrt{\frac{\tau}{\theta}} \dots \dots \dots (21)$$

となる。上式の中の M_3 は M_y に等しい。式(21)は亜臨界状態の場合のモデル(a)にも臨界状態の場合のモデル(b)にも適用できて便利である。

前報⁽⁸⁾では、 ξ_i と ξ_d を導入せず、全圧比だけで損失を評価してきたが、そうすると、 k や σ および θ によって ν_{10}' と ν_{43} がどのように変化するか不明であり、それらを一定値と見積もるか、あるいは別の方法で k などの関数におくさせざるを得ない。本報では、その点が ξ_i と ξ_d の導入によって明確にされた。すなわち、 k が大きくなるにつれて、 M'_1 と M_3 も大きくなり、 ν_{10}' と ν_{43} が小さくなるのが式(17)と式(19)で明らかに表現されるようになった。

3. 性能計算の方法

一般に、エゼクタの性能を知りたい場合、その幾何学的条件(各部寸法)と運転条件(気体の種類と状態量)とが与えられ、そのときの k と σ と ε の間の関係が求められればよい。

図2 計算の手順

図2は本報で用いた計算の手順をフローチャートで示したものである。基本的には、 $\sigma = \sigma_{exp}$, $k = k_{exp}$ として、 ε を計算しようとするものである。図2中のSTEP 4, 7, 10, 18, 19では、各式の右辺の値からマッハ数を逆算するのにニュートン・ラフソン法を用いた。また、STEP 7とSTEP 8の間ではループを構成して ν_{10}' と M'_1 とを求めるほうが厳密になるが、そうしなくて、第一近似として得られる ν_{10}' と M'_1 を用いても、得られる ε の結果にはほとんどちがいがないので、図のように簡単化した。なお、 $\theta = 1$, $\kappa = 1.4$ とした。

4. 計算結果およびその考察

4.1 モデル(a)とモデル(b)との比較 エゼクタが臨界状態になるのは、 $\sigma \gg \sigma_{cr} = 1/P(1)$ となる場合で、のど面積比 m の小さいエゼクタで起こりやすい。Kastner ら⁽¹⁰⁾の実験データを参照し、本報の計算方法によって計算した結果を図3に示す。経験値の ν_{10}' , ξ_i , ξ_d の値としては、図3中に示した値を用いて計算した。また、図3中にプロットされている σ の値は実験値である。図3中、 $P_0^* = 0.24$ MPa の場合の計算結果の曲線(破線)に(a)と(b)とが付けてあるのは、モデル(a)とモデル(b)の場合を示している。モデル(a)による ε の計算値は、モデル(b)のそれに比べてわずかに大きい。両者の間の差は k の増大とともに小さくなり、無視できるようになる。この傾向は、臨界状態に達すると思われる他のエゼクタについても同様であり、モデル(a)とモデル(b)とでは得られる性能にほとんど差がない。計算の手順としては、モデル(a)のほうが簡単であるので、以下の計算では

図3 Kastner ら⁽¹⁰⁾の実験値とモデル(a)とモデル(b)による計算結果の比較 (m が小の場合)

すべてモデル(a)を採用してある。

4.2 実験値と計算結果との比較

4.2.1 m が小の場合 前掲の図3は、 $m=2.25$ で m の小さい場合の例にもなっている。三とおりの P_0^* に対して、いずれも計算結果は実験とよく一致した。しかしながら、計算に用いる損失係数 ν_{i0} 、 ζ_i 、 ξ_a の値のとりかたが正しくない場合には、それらは一致しなくなる。

よく設計され、高精度に加工されたノズルの流量係数は0.98~0.99である。そこで、 $\nu_{i0}=0.98$ あるいは $\nu_{i0}=0.99$ とおいて計算してみると、両者の間で ε に生ずるちがいは1%未満であり、無視できる。このことは、他のエゼクタについて計算してみても成り立つことがわかったので、以下の計算ではすべて $\nu_{i0}=0.99$ (一定)として扱った。

ζ_i については、管の入口の損失係数として文献(12)などを参照して0.05~0.20の値を考えてみた。その範囲の ζ_i の値ならば、どの値を用いても ε に生ずるちがいはほとんど無視されることがわかったので、簡単のため $\zeta_i=0.10$ (一定)とした。

ξ_a の値は ε の計算値に大きく影響する。図3のように、同じエゼクタを駆動圧力を変えて運転した場合に、実験値と計算値が一致するための $\xi_a=(\xi_a)_{opt}$ は P_0^* によって異なる。すなわち、 $P_0^*=0.15$ MPaの場合には、 $(\xi_a)_{opt}=1.0$ となり、後述の他の場合と同じになるが、 $P_0^*=0.24$ MPaの場合には、 $(\xi_a)_{opt}=3.0$ となった。これは、次の理由によるものと思われる。 σ が大となる $P_0^*=0.24$ MPaの場合には、超音速エゼクタを使用すべきであるのに、亜音速エゼクタを用いている。そうすると、ノズルを出た噴流は異常膨張し、混合領域での損失が大きくなったものと思われる。本論文の方法では、仮定により、混合領域の損失を無視している。その損失の評価が不足する分を ξ_a に付加することになり、 $(\xi_a)_{opt}$ が大きくなったものと考えられる。

4.2.2 m が中の場合 $10 \leq m \leq 50$ の場合の計算例を図4~図6に示す。図4と図5は加茂ら⁽¹¹⁾の実験値

を引用してある。図4では、 $\xi_a=0.5$ と1.0の場合の計算結果が示されている。明らかに、 $(\xi_a)_{opt}=0.5$ である。図5においても $\xi_a=0.5$ とおいた計算結果は実験値とよく一致している。加茂らの実験エゼクタは、Kastnerら⁽¹⁰⁾の研究をよく参考にして、高性能になるよう設計されている。すなわち、ディフューザ平行部の長さは、そののど部直径の7.4倍に、ディフューザ末広部の広がり角は8°にとり、その長さはのど部直径の10倍程度にとっている。そのため、彼らの論文に示されたディフューザ内圧力分布の図(図22(b))からわかるように、ディフューザ平行部内で混合が完了したあと、末広部で滑らかに圧力を回復する形の圧力分布になっていて、損失が小さくなっている。このことから、計算においても、 ξ_a としては、1.0よりも0.5のほうが適当な値になったものと思われる。

図6は、著者らの行った実験の結果と本報の計算結果との比較を示している。供試エゼクタは、 $m=47.34$ で m は比較的大きいものである。このようなエゼクタは、 $\sigma < 2$ で運転されるのがふつうであるが、逆に $\sigma \geq 2$ の範囲で実験を行った。計算では、三とおりの P_0^* に対して同じ $\xi_a=1.5$ を用いた。明らかに、 $P_0^*=0.2$ MPaのときに計算結果は実験値と最もよく一致している。他の P_0^* に対しては、 k が大きくなるにつれて、計算値と実験値とのずれが大きくなるが、およそその一致が得られているとみてよいだろう。

さて、図4と図5では $\xi_a=0.5$ としてよい一致が得

図5 加茂ら⁽¹¹⁾の実験値と計算結果との比較 (m が中の場合)

図4 加茂ら⁽¹¹⁾の実験値と計算結果との比較 (m が中の場合)

図6 実験値と計算結果との比較 (m が比較的大きい場合)

図 7 加茂ら⁽¹¹⁾の実験値と計算結果との比較
(m が大の場合)

られたのに対して、図 6 では $\xi_a = 1.5$ と比較的大きい値をとることになった。その理由の第 1 は、 m の比較的大きいエゼクタを高い圧力で運転したため、駆動噴流が異常膨張し、4・2・1 項で述べたのと同じ損失が生じたことにあり、その第 2 は、噴流の断面に対して周囲の吸込流路の断面が大きいため、混合が十分完了しないうちに、噴流がディフューザの末広部に流入し、そこで、はく離流れを生じて損失を生じたことにあると思われる。

4・2・3 m が大の場合 $m = 64.63$ の場合の加茂ら⁽¹¹⁾の実験値と計算結果とを図 7 に示す。図 7 中に示した三とおりの ξ_a の値について計算を行った。実験値との一致を得るためには、 k の増大とともに ξ_a を小さくとるべきであると思われる。ところが、このエゼクタで得られた ε の値は、その最大値でさえ 1.0068 である。いま、 P_0^* を大気圧と考えれば、 P_0^* の値は大気圧より水銀柱で 5.1 mm 程度高いにすぎない。もし、ここで、 ε の値に 0.001 程度のちがいがあつたとしても、それは水銀柱でいって 0.7 mm 程度のちがいであるということになる。測定にあたって、この程度の読みちがいを生ずることはないとしても、その可能性のある範囲にある。このエゼクタのように m が大きくて、 ε の小さいエゼクタの性能計算には、非圧縮性の条件で導かれた方法のほうがすぐれているだろうが、もし、上述程度のちがいが許容されるならば、本報の方法はこのようなエゼクタにも適用可能といえ

よう。

5. 結 言

前報⁽⁸⁾の超音速気体エゼクタの簡易性能計算方法を一部修正し、 ζ_i と ξ_a を導入した亜音速空気エゼクタの性能計算方法について検討したところ、次の結論を得た。

(1) 臨界状態のエゼクタの性能計算のためのモデル(b)のかわりにモデル(a)を用いても計算の結果に大きなちがいを生じない。

(2) 駆動空気流れの損失と吸込空気流れの損失の評価には、 $V_0 = 0.99$ と $\zeta_i = 0.10$ を用いるとよい。

(3) 混合空気流れの損失評価のための ξ_a の値は、 m が小で σ が大の場合 3 程度に、 m が中または大で σ が小の場合 0.5~1.0 に、 m が中で σ があまり大きくない場合 1.0~1.5 に選ぶとよい。

(4) 本報の計算方法は簡単で、しかも高い精度の結果が得られるので、実用的である。

本研究をまとめるにあたりご助言をいただいた豊田工業大学の村田暹教授に深い感謝の意を表する。

文 献

- (1) Flügel, G., *VDI-Forschungsh.*, 395 (1939), 1.
- (2) Keenan, J. H., ほか 2 名, *J. App. Mech.*, 17-3 (1950), 298.
- (3) Соколов, Е. Я. and Зингер, Н. М., *Струйные Аппараты*, (1973), 86, Энергия.
- (4) Васильев, Ю. Н., *Лоплаточные Машины И Струйные Аппараты*, Былуск, 3 (1967), Машиностроение.
- (5) 高島, 化学工学, 19-9 (昭 30), 446.
- (6) 松尾・ほか 3 名, 機論, 47-416, B (昭 56), 635.
- (7) 松尾・ほか 3 名, 機論, 48-428, B (昭 57), 648.
- (8) 山本, 空調・衛生工学会論文集, 1 (昭 51), 15.
- (9) 山本, 文献(8)の 27 ページ.
- (10) Kastner, L. J. and Spooner, J. R., *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 162-2 (1950), 149.
- (11) 加茂・喜多野, 空調・衛生工学, 47-9 (昭 48), 11.
- (12) 日本機械学会編, 管路・ダクトの流体抵抗 (昭 54). 日本機械学会