

- 12) E. Dachler : Die Wasserwirtschaft, **26** (1933), 14.
- 13) 大堰堤日本國內委員會:日本大堰堤臺帳, 1936.
- 14) 伊藤令二: 堰堤工學 (1947), 22, 32, 57.
- 15) 小野基樹: 第1回 國際大堰堤會議提出報文, 22, Stockholm (1933); 同上日本論文集.
- 16) P. C. Carman : Journ. Soc. Chem. Ind. **57** (1938), 225; **58** (1939), 1.
- 17) 高田昭: 內務省土木試驗所概報, No. 13 (1947).

## 機関車の吐出機構について

甲 藤 好 郎

On the Ejector used for Locomotive.

By Yoshirō Kattō.

**ABSTRACT :** An ejector, similar to the type used for a locomotive to exhaust its combustion gases, is investigated theoretically on condition that the fluid is incompressible. The object of this investigation is to bring Tollmien's theory of the turbulent mixing region formed by a jet into practice. The problem is not solved completely ; however, in spite of the simplicity of the solving process, an unexpected and interesting result is obtained.

(1950年2月15日受理)

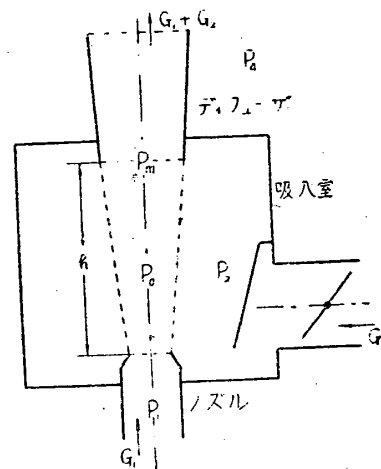
噴流による吐出機構は實際に様々の方面に利用されており、その形式も多いが、その割に無秩序な経験のみに頼つて、幾分でも一般的な法則を推察する努力に缺けるものがあるように思われる。そこで今回は第1圖に掲げたような形式の噴流吐出機構について考えてみた。これは蒸汽機関車の吐出機構に用いられる型であるが、この場合を厳密に取扱うのは問題が複雑になるので、問題を定常的な場合に限り、しかも駆動流體も被抽出流體も共に同一の、かつ非壓縮性のものとして取扱うことにする。なお、形式はかなり相違しているが化學工業に使用されるインゼクタ等にも、ここで述べる方法の概念はあてはまるようである。

### 1. 基礎式

最初にさしあつて使用する記號を説明すると次のようである(第1圖参照)。

- $a_1$  : ノズル出口斷面積(直徑:  $d_1$ )
- $a_2$  : ノズル出口, ディフューザ喉部間の圓錐部の表面積(ただし嚴密な意味は有しない)
- $h$  : ノズル出口, ディフューザ喉部間の距離
- $A_m$  : ディフューザ喉部斷面積(直徑:  $D_m$ )

- $A_a$  : ディフューザ出口斷面積(直徑:  $D_a$ )
- $P_1$  : ノズル前の絕對壓力
- $P_0$  : ノズル, ディフューザ間圓錐部附近の絕對壓力(一定と假定)
- $P_2$  : 吸入室の絕對壓力
- $P_a$  : 外部の絕對壓力
- $w_1$  : 一次流體のノズルよりの噴出速度
- $w_2$  : 二次流體の吸入室より圓錐部への平均流入速



第 1 圖

度 (ノズル軸に垂直)

- $w_m$  : 混合流體のデフューザ喉部における速度
- $w_a$  : 混合流體のデフューザ出口における速度
- $G_1$  : 一次流體の流量 (體積:  $V_1$ )
- $G_2$  : 二次流體の流量 (體積:  $V_2$ )
- $\varphi_1$  : 一次流體のノズルよりの流出係數
- $\varphi_2$  : 二次流體の圓錐部への流入係數
- $\eta_a$  : デフューザ効率

さて、ノズルから噴出した一次流體は吸入室で二次流體と混合しデフューザを経て外部に出るのであるがこれより次の (1) ~ (8) 式が得られる。ここで (1) 式は普通の噴出公式、(2) 式はノズルからデフューザ間の圓錐部附近の壓力  $P_0$  は一定と見做し之が衝撃によつてデフューザ喉部で  $P_m$  なる壓力に上昇するものとした。二次流體は大體、ノズル、デフューザの軸方向に垂直に流入して來るので軸方向の分速度は無視。(3) 式は吸入室の二次流體が圓錐部への運動を表わす式であるが、これは一應 (1) 式にならつて、流出係數  $\varphi_1$  に相當する流入係數と名付ける  $\varphi_2$  を使用したものである。

$$P_1 - P_0 = (\rho / 2g) w_1^2 / \varphi_1^2 \dots \dots \dots (1)$$

$$P_m - P_0 = \{G_1 w_1 - (G_1 + G_2) w_m\} / A_m g \dots (2)$$

$$P_2 - P_0 = (\rho / 2g) w_2^2 / \varphi_2^2 \dots \dots \dots (3)$$

$$P_a - P_m = \eta_a (\rho / 2g) (w_m^2 - w_a^2) \dots (4)$$

$$A_a w_a = A_m w_m \dots \dots \dots (5)$$

$$G_1 = a_1 w_1 \rho \dots \dots \dots (6)$$

$$G_2 = a_2 w_2 \rho \dots \dots \dots (7)$$

$$G_1 + G_2 = A_m w_m \rho \dots \dots \dots (8)$$

以上の諸式より

$$P_1 - P_2 = (P_1 - P_0) - (P_2 - P_0) - (P_1 - P_a) \dots \dots \dots (9)$$

$$P_a - P_2 = (P_a - P_m) + (P_m - P_0) - (P_2 - P_0) \dots \dots \dots (10)$$

なることに注意し、かつ  $G_1$  の代りに  $V_1$  を使用、さらに

$$P_1 - P_a = H_1 (H_1 \text{ は一般に正}) \dots \dots (11)$$

$$P_a - P_2 = H_2 (H_2 \text{ は一般に正}) \dots \dots (12)$$

$G_2 / G_1 = \mu$  (混合比),  $A_m / a_1 = \lambda$  (喉面積比),  $A_m / A_a = \varepsilon$  (デフューザ擴がり比),  $A_m / a_2 = \alpha$

とおけば

$$H_1 = (\rho / 2g) (V_1 / A_m)^2 \times [\lambda^2 / \varphi_1^2 - 2\lambda + (1 + \mu)^2 \times \{2 - \eta_a (1 - \varepsilon^2)\}] \dots \dots \dots (13)$$

$$H_2 = (\rho / 2g) (V_1 / A_m)^2 \times [-\alpha^2 \mu^2 / \varphi_2^2 + 2\lambda$$

$$- (1 + \mu)^2 \{2 - \eta_a (1 - \varepsilon^2)\}] \dots \dots \dots (14)$$

が得られる。

## 2. 流入係數について

所で前節において三つの係數  $\varphi_1, \varphi_2, \eta_a$  を使用したが  $\varphi_1$  及び  $\eta_a$  については餘り問題がない。しかし流入係數  $\varphi_2$  は考察される必要がある。そして (13), (14) より

$$\mu^2 \alpha^2 / \varphi_2^2 = 2\lambda - (1 + \mu)^2 \{2 - \eta_a (1 - \varepsilon^2)\} - (2g/\rho) H_2 / (V_1 / A_m)^2 \dots (15)$$

又は

$$= (1 + H_2 / H_1) [2\lambda - (1 + \mu)^2 \times \{2 - \eta_a (1 - \varepsilon^2)\}] - (H_2 / H_1) \lambda^2 / \varphi_1^2 \dots (16)$$

が得られるが、大雑把に考えてみて、 $\varphi_2$  は混合比  $\mu$ , レイノルズ數  $Re$ , 及び装置のデフューザ等の函數であらうと考えられる。

そこで初めに  $\mu = 0$  附近を考えてみると、(15) (16) 兩式より  $\mu / \varphi_2$  は  $\mu \rightarrow 0$  になつても零でない有限値を一般にはとることが判る。すなわち、その他の條件を考慮外におけば  $\varphi_2$  は  $\mu = 0$  附近で  $\mu$  に比例する。しかも噴流装置では一般に混合比を餘り大きくすることはない (大きくしても無意味) ので次の假定をおく。

〔假定 1〕 流入係數は混合比に比例して變化する。

さらに噴流装置では  $Re$  は割に大きいので、流入係數に對する  $Re$  の影響はデフューザの影響より一般に小さいと考えられる。故に次の假定をもおいてみる。

〔假定 2〕 流入係數は  $Re$  の影響を受けない。

これらの假定を認めるならば、 $\mu^2 \alpha^2 / \varphi_2^2$  は  $\mu$  及び  $Re$  を含まずデフューザのみの函數であることとなる。そこでこれを  $E$  とおけば

$$\mu^2 \alpha^2 / \varphi_2^2 = E (\geq 0) \dots \dots \dots (17)$$

となり、この  $E$  は (15), (16) 式の右邊にひとしく、かつデフューザのみの函數である。

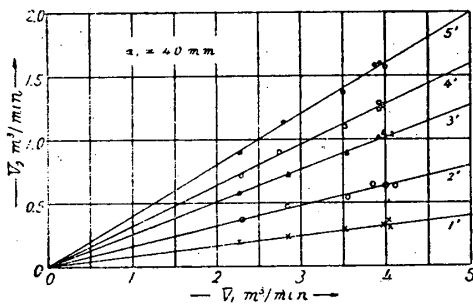
かくして  $\varphi_2$  の簡単な考察から (14) 式中の  $\alpha^2 \mu^2 / \varphi_2^2$  はデフューザのみの函數 ( $E$ ) であるであらうということが豫想されるに到つたが、これは實驗結果より検討してみる必要がある。が、その前にその準備をも兼ねて吐出機構の二三の特性をまず明らかにしておこうと思う。引用する實驗結果は横堀進氏の御好意によるものであるが、これは空氣を使用 ( $H_1 \leq 30$ cm 水柱) して實驗したものであつて装置の詳細は文献<sup>(1)</sup>を見て頂きたい。

さて第 1 圖の吐出機構において二次流體通路の絞り板の開度を一定に保つて  $H_1$  を變化せしめた場合、

どんなことが起るであろうか。この絞り板の開度を一定にした場合には  $k$  を一定数(開度によつて定まる)として  $H_2 = kV_2^2$  と一般におくことが出来る。そしてこれを(14)式と等置すれば

$$-E + 2\lambda - (1+\mu)^2\{2-\eta d(1-\epsilon^2)\} = 2gkA_m^2\mu^2/\rho \dots\dots\dots (18)$$

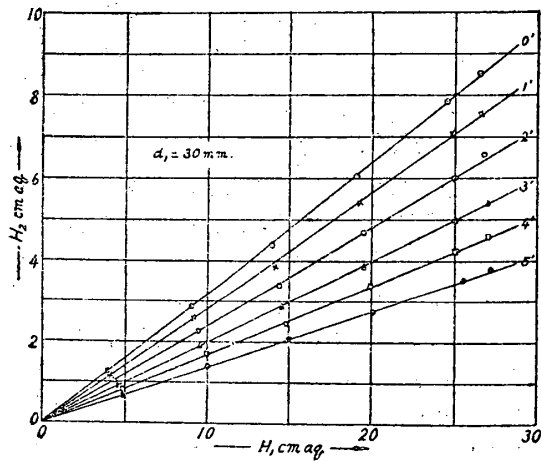
となるが、此の式から或る一定の  $\mu$  が定まることになる。換言すれば、絞り板の開度一定なる時には  $H_1$  をいかに變化させても  $\mu$  つまり  $V_2/V_1$  は一定であることがわかるのであるが、これは第2圖によつて確かめられよう。同圖の1' ~ 5'の数字は絞り板の開



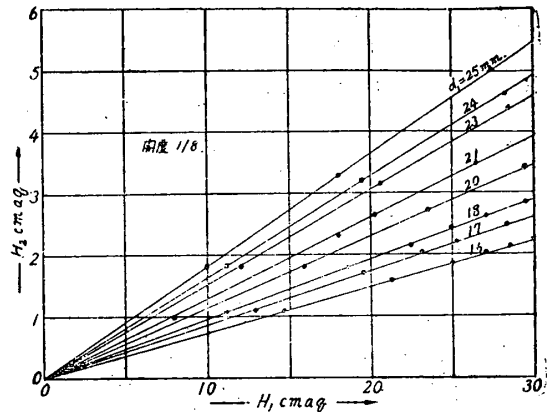
第2圖

度を表現する符號である。實驗値は原點を通る直線上にのつている。

上述のことから開度一定にして  $H_1$  を變化させた場合に  $\mu$  が一定となることがわかつたが、それでは  $H^2$  はどうなるであろうか。所で(13),(14)兩式より  $\mu$  が一定なる時  $H_2/H_1$  も一定値をとることがわかる。つまり、開度一定なる時  $H_2/H_1$  も一定となるのであつて、このことは第3,4圖によつて確かめられる。第3圖は或る一つの吐出機構において開度を種々變えた場合であり第4圖は開度一定にしてノズル直径を種々變えた場合の實驗値を示したものである。



第3圖

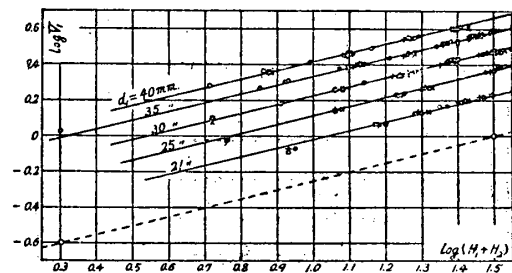


第4圖

さていよいよ  $E$  について検討してみよう。もし前に述べた理由によつて  $E$  がディメンションのみの函数であるならば(13),(14)式より

$$H_1 + H_2 = (\rho/2g) (V_1/A_m)^2 (\lambda^2/\varphi_1^2 - E) \dots\dots\dots (19)$$

なる關係が得られるので、この式より  $H_1 + H_2$  は  $\mu$  のいかにによらず  $V_1^2$  のみによつて變化すべきで



第5圖

ある。第5圖は此の見地から實驗結果をまとめてみたものであるが、果して同一の吐出機構においては絞り板の開度(すなわち混合比  $\mu$ )に關係なく實驗値は  $\log V_1 - \log (H_1 + H_2)$  座標上同一直線の上ののり、かつ  $H_1 + H_2$  は  $V_1^2$  に比例している。このことから前述の豫想は正しいものであつたことがわかるであろう。

〔附記〕 二重現象

さきに絞り板の開度が或る開きを持つ場合、(18)式によつて  $\mu$  が定まると述べたが、この式は  $\mu$  に關する二次式であるから一般に  $\mu$  は二根  $\mu_1, \mu_2$  を有する。そして普通は安定なる  $\mu$  の方が實現すると考えられるが、時には  $H_1$  を變化するに従つて  $\mu_1$  及び  $\mu_2$  が交互に實現することがあり得るわけで、この場合には第3圖のように一直線上に實驗値が求められ

ずに原點を通る二直線（傾度は  $\mu_1, \mu_2$  によつて定まる）上のどちらかに交互に移りながら進む結果が得られることが豫想される。この現象については、二次元流による實驗であるが宮坂氏等<sup>(2)</sup>のものに發生しているようである。そしてこれを二重現象と名付けておくが、超音速流を使用する蒸汽エゼクタなどに起る二重現象<sup>(3)</sup>とは、その發生原因が幾分相違していると考えられるのである。

3. E の函數型について

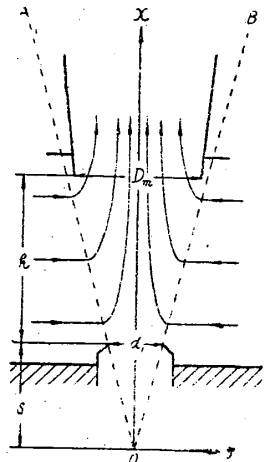
しからは問題の E はディメンションのいかなる形の函數なのであろうか。もちろんわれわれが現在持っている流體現象の様々な知識を此の問題に適用して函數形を導き出すことが出来れば問題はないが甚だ難しいことである。従つて以下に述べる筆者の試みた方法は論理的にも非常に不完全なものであるが、一應の結果を得たので報告しておくことにする。

前節に述べた所により E は (15), (16) 式の右邊に等しいのであるが、E はディメンションのみの函數であるから或る同一の吐出機構では  $\mu, V_1, H_1$  等が變化しても E は一定不變でなければならない。そこでこの装置の絞り板を次第にひらいて混合比  $\mu$  を増加してみる。すると、それと共に吸入室真空は低下し遂には外部壓力と吸入室壓力とが等しくなる ( $H_2 = 0$ ) ただし絞り板の抵抗は必要なだけ充分に小さくしてやるのである。この時、E は (15), (16) どちらの式からも形が同一となり

$$E = 2\lambda - (1 + \mu_0)^2 \{2 - \eta a (1 - \epsilon^2)\} \dots (20)$$

となる。ここで  $\mu_0$  はこの装置で  $H_2 = 0$  なる時の混合比である。そして E はディメンションのみの函數であるから、上式より  $\mu_0$  はディメンションのみの函數でなければならない。しかもこの  $\mu_0$  をディメンションの函數として表わすことが出来れば E がディメンションの函數として求められることになるのである。

さて、ひるがえつていま、自由な外界にノズルから流體が噴出して噴流を形成している場合を考え、この噴流の途中にディフューザを第 6 圖のようにおく時、ディフューザ喉部直徑がその部分の直徑に比して餘り小さく



第 6 圖

ない限り、ディフューザ、ノズル間における流體の運動は餘り大きな變化を起さないと見做す。所で前述の状態 ( $H_2 = 0$ ) は吸入室壓力と外部壓力とが等しいので、噴流の直徑がディフューザ喉部直徑に比して餘り大きくなければ（この條件を假定しても吐出機構の問題には重大な假定ではないことについては後にわかる）、吸入室の側壁を取除いてしまつて第 6 圖の場合と同一の問題として大體考えることが出来そうである。

所で自由な外界に形成される噴流についてトルミン<sup>(4)</sup>は次の結果を得ている。噴流軸方向の座標を  $x$ , それに垂直な座標を  $r$ ,  $r/x = \eta$ , ストークスの流れ函數  $\Phi$ , プラントルの混合距離  $l$  として

$$\Phi = xF(\eta), l = cx, u = F'(\eta)/x\eta \dots (21)$$

$$F(\eta) F'(\eta) = c^2 [F''(\eta) - F'(\eta)/\eta]^2 \dots (22)$$

ここに  $c$  は混合距離（運動量輸送理論）が  $x$  に比例するとした場合の比例定數で實驗的に定められるものである。上の微分方程式より、( $x, r$ ) における  $x$  方向の速度を  $u_{rx}$ ,  $x$  における噴流中心の  $x$  方向速度を  $U_{0x}$  として

$r/x \sqrt{3} \sqrt{c^2}$	0	1	2	3.4
$u_{rx}/U_{0x}$	1	0.606	0.198	0
$F/U_{0x} x^3 \sqrt{c^4}$	0	0.381	0.924	1.139

のような表が得られる（四點のみを示す）。

第 6 圖において OA, OB が上の方法で定められる噴流の限界とし、ノズル出口断面  $d_1$  が丁度この限界と一致するようにおき、これから  $h$  だけ離れた位置にディフューザ喉部  $D_m$  をおく。ノズル出口は限界面と一致しているのであるから前表  $r/x^3 \sqrt{c^2}$  欄最右端より

$$(d_1/2) / s = 3.4 \sqrt{3} \sqrt{c^2} \therefore s = d_1 / 6.8 \sqrt{3} \sqrt{c^2} \dots (23)$$

さてノズルから噴出する一次流體流量を  $V_1$ , ディフューザを通る混合流體流量を  $V_m$  とすれば (21) 式のストークスの流れ函數より

$$V_1 = 2\pi s F a_1; V_m = 2\pi (s+h) F D_m \dots (24)$$

ここに  $F a_1$  は前表  $F / U_{0x} x^3 \sqrt{c^4}$  欄最右端より

$$F a_1 = 1.139 U_{0x} s^3 \sqrt{c^4} \dots (25)$$

であり、 $F D_m$  は  $r/x^3 \sqrt{c^2}$  欄において  $(D_m/2) / (s+h) \sqrt{3} \sqrt{c^2}$  なる値に對する  $F / U_{0x} x^3 \sqrt{c^4}$  欄の値を讀み、それを  $f$  とすれば

$$F D_m = f U_{0x} (s+h)^3 \sqrt{c^4} \dots (26)$$

かくして (24), (25), (26) 式より

$$1 + \mu_0 = V_m/V_1 = (f / 1.139) \dots\dots\dots (27)$$

が得られる。たゞし (21) 式より  $ux$  は  $x$  に無關係で  $\eta$  のみによつて定まるので、 $U_{0s} s = U_{0(s+h)}$  ( $s + h$ ) なる關係があり、之を使用する。ここで (27) 式に (23) 式を代入すれば

$$1 + \mu_0 = (f / 1.139) (1 + 6.8 \sqrt[3]{c^2 h/d_1}) \dots\dots\dots (28)$$

が求められる。ここで  $f$  は前述の通り、 $r/x^3 \sqrt{c^2}$  關において

$$3.4 D_m / (d_1 + 6.8 \sqrt[3]{c^2 h}) [ = (D_m/2)(s+h)^3 \sqrt{c^2} ] \dots\dots (29)$$

なる値に對する  $F/U_{0x} x^3 \sqrt{c^2}$  欄の讀みである。

また  $D_m$  が噴流より大なる場合も考えられるが、この時は (29) 式の値が 3.4 より大きい場合である。この時には、しかし 3.4 より極端に大きくなることはまずないから  $f$  の値として大體 1.139 をとつてよいであろう。

かくして (20) 式の  $1 + \mu_0$  は (28) 式のように大體表現された。そこで  $E$  は次のようになる。

$$E = 2\lambda - (f / 1.139)^2 (1 + 6.8 \sqrt[3]{c^2 h/d_1})^2 \{2 - \eta_a (1 - \epsilon^2)\} \dots\dots\dots (30)$$

所で一般に吐出機構では混合比  $\mu = 0$  なる時が吸入室真空は最も高い。しかもその他の條件をすべて一定に保つてノズル、ディフューザ間の距離  $h$  を次第に増加して行くと、それにつれて吸入室真空もより高くなるものである。すなわち  $h$  の増加に伴つて  $H_2$  も増加する。そして (16) 式の右邊において  $\mu = 0$  とすれば

$$(1 + H_2/H_1) [2\lambda - \{2 - \eta_a (1 - \epsilon^2)\}] - (H_2/H_1) \lambda^2 / \phi_1^2 \dots\dots\dots (31)$$

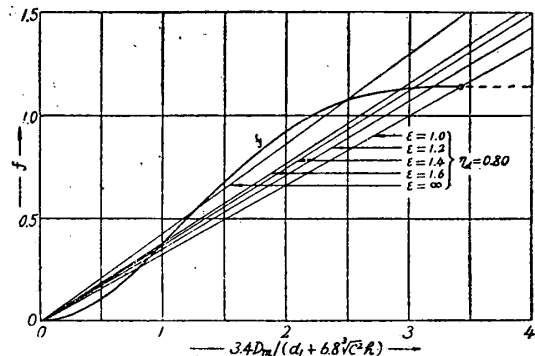
となるが、この式の値は  $H_2$  の増加に伴い減少するので (各項の大小關係より)、 $h$  を増加して行くと  $H_2$  も増加することから遂に (31) 式の値は零となる。この時の  $H_{2max}$  は上式を零とおいて求められるが、これ以上  $h$  を増加するとどうなるであろうか。  $E$  すなわち (31) 式の値は負とはなり得ないから、 $H_2$  は更に増加することが出来ない。従つて  $H_2$  は  $H_{2max}$  を極限とし、これ以上  $h$  を増すとかえつて  $H_2$  は減少して来るものと思われる。

このことを今度は (30) 式から検討してみよう。  $h$  が適當に小さい時には (29) 式の値は 3.4 より大きく (30) 式における  $f$  は 1.139 ととればよいと前に述

べた。所がこの  $h$  を次第に増加して行くと一般に (29) 式の値は減少して 3.4 より小さくなる。そして (30) 式中の  $f$  は 1.139 より減少し、かつ  $h$  は増加するのであるから  $E$  は次第に減少し遂に零に近付く。これは前の (31) 式が零に近付くのと相對應するものである。そして同様に  $E \geq 0$  でなければならないから、この限界を調査してみる。(30) 式の  $E$  を上のごとく  $\geq 0$  とおき、 $\lambda = (D_m/d_1)^2$  なることを考慮すれば

$$3.4 D_m / (d_1 + 6.8 \sqrt[3]{c^2 h}) \geq 3.4 (f/1.139) \times \{ [2 - \eta_a (1 - \epsilon^2)/2]^{1/2} \} \dots\dots (32)$$

そこで上式をもととして第 7 圖が得られる。すなわち同圖の直線群は種々の  $\epsilon$  に對して上式の限界を與えるものである (ただ簡單のために  $\eta_a$  はすべて 0.8 とした)。なお同圖に示す  $f$ -曲線は  $3.4 D_m / (d_1 + 6.8 \sqrt[3]{c^2 h})$  に對し前述の表より求めた  $f$  の値であ



第 7 圖

る。所で (32) 式より  $E$  の値は此の圖の直線より左側の範圍では負となるから右側の範圍が吐出機構として考えらるべき範圍である。すなわち  $h$  が次第に大きくなると  $f$  の値は同圖の  $f$ -曲線上を左方に移動して来るが直線と交わる點で限界を與えられる。しかも同圖の直線はすべての  $\epsilon$  に對して  $\eta_a = 0.8$  として求めたのものであつて、實際には  $\epsilon$  の増加に伴つて  $\eta_a$  は低下するので、すべこの直線は一般に  $\epsilon = 1.2 \sim 1.6$  の直線附近に来る。従つて吐出機構としては、 $f$  の値はほとんど 1.139 一定としてよいことになり (30) 式の  $E$  は簡單になる。

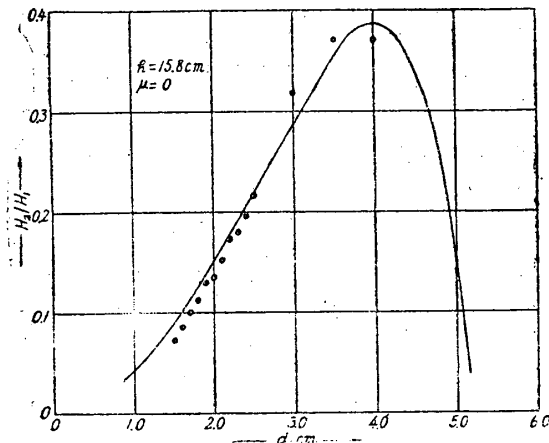
しかしながら上述の議論は實際の現象に對して問題を簡單化して考えているので、或る程度補正をほどこす必要がある。まず第一に噴流の限界面がノズル出口と一致するとしたことについてはトルミンの理論構成上問題あり、そのために (30) 式の  $h$  の代りに、 $h + e$  を使用せねばならない。この  $e$  は或る一定の

長さを表わす。また同式は自由噴流中にディフューザにおいても流れはほとんど變化しないという約束で導き出したものであるが、ノズル、ディフューザの相互干渉を補正する意味で

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{d_1} - \frac{1}{D_m} \frac{2}{2-\eta a(1-\epsilon^2)} \dots (33)$$

なる形で與えられる  $d$  を (30) 式の  $d_1$  の代りに使用する。そして結局次式が得られる。

$$E = 2\lambda - \{1 + 6.8^2 \sqrt{c^2} (h + e) / d\}^2 \times \{2 - \eta a (1 - \epsilon^2)\} \dots (34)$$



第 8 圖

第 8 圖は横堀進氏が  $\mu = 0$  なる時の  $H_2/H_1$  を  $Da = 9\text{cm}$ ,  $D_m = 7\text{cm}$ ,  $h = 15.8\text{cm}$  なる吐出機構で  $d_1$  を種々變えて實驗された結果である (ただし、ディフューザにはベチコートがついている)。そして同圖上の曲線が (13), (14), (34) 式より

求めたものであるが、 $\phi_1 = 0.95$ ,  $\eta a = 0.80$  としまた  $6.8^2 \sqrt{c^2} (h + e) = 91.32$  としたものである。 $c$  及び  $e$  については、いまだ現段階ではその數値を云々するのはさけたいが、ともあれ  $\sqrt{c^2}$  の値がトルミンがゲッテンゲンにおける實驗結果より求めた 0.063, ツィムの噴流實驗結果より求めた 0.080 附近に来ることは確實で、吐出機構に對してきわめて粗雑ではあるが噴流理論を適用したこの試みにおいて、かかる結果が得られたことは興味深い。なお、(33) 式は  $d_1$  を一定に保つて  $h$  を變化せしめた場合の實驗結果より導出したものであるが、第 8 圖の場合にも相當よく事實を説明しているようである。また此の方法は大體  $h \geq 4 d_1$  なる範圍で適用されるものようである。

終りにのぞみ、未發表の實驗結果まで見せて頂いた國鐵車輛局車輛試驗室の横堀進氏の御好意に甚深の謝意を捧げるものであり、また御指導を恭うしている曾田範宗先生にも厚く感謝の意を表するものである。

文 献

- 1) 横堀, 湯山 : 鐵道技研彙報, 2 (1943), 51.
- 2) 宮坂, 高橋 : 機械學會論文集, 11 (1945), III-5.
- 3) 甲藤 : 理工研報告, 3 (1949), 175.
- 4) W. Tollmien : Z. a. M. M., 6 (1926), 468.

電氣的方法をとりいれた翼列の解法

(軸流回轉機の研究 第8報) (1)

大塚新太郎

Latticed Wing Solution with the Aid of Electricity

By Shintarō Otsuka

**ABSTRACT :** Latticed Wing in  $\zeta$  plane is transformed into  $\zeta_2$  plane by means of a simple known conformal transformation. A thin steel plate is cut to the shape of  $\zeta_2$  plane. Electric current is applied between A and B, and electric potential on the boundary of this model is measured as manifested in Fig. 6. The potential value on the curve in  $\zeta_2$  plane has been determined in this way. Comparing this potential to the potential of circumference of