

|                  |  |
|------------------|--|
| Title            | 間隙を通る流体の流れに就いて   |
| Sub Title        | On the flow of fluid through an opening  |
| Author           | 栖原, 豊太郎(Suhara, Toyotaro)<br>笠原, 英司(Kasahara, Eiji)  |
| Publisher        | 慶應義塾大学藤原記念工学部  |
| Publication year | 1948   |
| Jtitle           | 慶應義塾大学藤原記念工学部研究報告 (Proceedings of Faculty of Engineering, Keiogijuku University). Vol.1, No.3 (1948. 12) ,p.95(9)- 100(14)   |
| JaLC DOI         |  |
| Abstract         | The motions of fluid through the openings as shown in Fig, 1, 2 and 8 are analysed according to the two-dimensional theory of discontinuous potential flow. General expressions for the relations between the flow velocities and the sizes of the openings or of the boundaries are given as functions of the necessary parameters connected with the above quantities. |
| Notes            |  |
| Genre            | Departmental Bulletin Paper  |
| URL              | <a href="https://koara.lib.keio.ac.jp/xoonips/modules/xoonips/detail.php?koara_id=KO50001004-00010003-0009">https://koara.lib.keio.ac.jp/xoonips/modules/xoonips/detail.php?koara_id=KO50001004-00010003-0009</a>  |

慶應義塾大学学術情報リポジトリ(KOARA)に掲載されているコンテンツの著作権は、それぞれの著作者、学会または出版社/発行者に帰属し、その権利は著作権法によって保護されています。引用にあたっては、著作権法を遵守してご利用ください。

The copyrights of content available on the Keio Associated Repository of Academic resources (KOARA) belong to the respective authors, academic societies, or publishers/issuers, and these rights are protected by the Japanese Copyright Act. When quoting the content, please follow the Japanese copyright act.

## 間隙を通る流体の流れに就いて

栖原豊太郎\*  
笠原英司\*\*

**Toyotarō Suhara and Eiji Kasahara: On the Flow of Fluid through an Opening.** The motions of fluid through the openings as shown in Fig. 1, 2 and 8 are analysed according to the two-dimensional theory of discontinuous potential flow. General expressions for the relations between the flow velocities and the sizes of the openings or of the boundaries are given as functions of the necessary parameters connected with the above quantities.

流体機械に於ける間隙の形と流体の漏洩との関係を調べる一つの方法として、二三の間隙形式に就き、二次元不連続ポテンシャル論による流線解析を試みた。密度一定の完全流体と假定しての事であるから、實際の場合と相當喰違う事が豫想されるが、種々の場合の比較傾向に就いては一應分る様である。此處では Fig. 1, Fig. 2 及び Fig. 8 に示した場合に就き一般に計算してあるから間隙が大きくても差支えがない。實例に関する數値計算は次號に報告する積りである。

Fig. 1 及び Fig. 2 は  $z = x + iy$  平面に於ける流動形の二例であつて、Fig. 3 は  $w = u - iv$  平面に於ける之等の境界線の寫像; Fig. 4 は  $\Omega = \lg(q_1/q) + i\theta$  平面に於ける; Fig. 5 は  $\chi = \phi + i\varphi$  平面に於ける; Fig. 6 は  $t$  平面に於ける何れも Fig. 1 及び Fig. 2 の境界線の寫像とする。此處に各國の相互の對應點を同じ文字を以て示した。

先ず  $\Omega$  平面と  $t$  平面との間の寫像函數を下の如くとする:

$$d\Omega = \frac{N(t-c)dt}{(t-b \cdot t-d)\sqrt{t-a \cdot t-h}} \quad \dots(1)$$

$$\text{但し } N = \text{常數}, \quad -\infty < h < f < d < c < b < a < \infty \quad \dots(2)$$

として  $\Omega$  面の無限遠  $B$  及び  $D$  點に於ける條件から (1) の  $N$  を消去すると

$$d\Omega = -\frac{i}{2} \left( \sqrt{\frac{a-b}{t-b} \cdot \frac{b-h}{t-d}} + \sqrt{\frac{a-d}{t-d} \cdot \frac{d-h}{t-h}} \right) \frac{dt}{\sqrt{t-a \cdot t-h}}; \quad \dots(3)$$

$$\text{同時に} \quad \frac{b-c}{c-d} = \sqrt{\frac{a-b}{a-d} \cdot \frac{b-h}{d-h}}, \quad \text{或は} \quad \frac{c-h}{b-h} = \frac{a-c}{a-d} \cdot \frac{c-d}{b-c} \quad \dots(4)$$

が得られる。(3) の積分は初等函數であるがここでは便宜上 (3) に次の變換をする:

$$\frac{sn^2 \zeta}{sn^2 \zeta_j} = \frac{t-b}{t-d} \cdot \frac{dt}{d\zeta} = 2(b-d) \cdot \frac{sn \zeta \operatorname{cn} \zeta \operatorname{dn} \zeta}{(sn^2 \zeta_j - sn^2 \zeta)^2} \quad \dots(5), (5')$$

但し (Fig. 7)  $k^2 = (a-b \cdot d-h)/(a-d \cdot b-h)$ ;  $sn^2 \zeta_i = (a-d)/(a-b)$ ,

$$\zeta = \xi + i\eta, \quad \zeta_i = K + i(I-\mu)K'. \quad \dots(6)$$

\* 工博, 慶應義塾大學教授, Dr. Eng., Prof. of Keiogijuku University.

\*\* 慶應義塾大學藤原記念工學部講師, Lecturer of Faculty of Eng., Keiogijuku University.

之で (3) は

$$d\Omega = -\frac{d\zeta}{sn\zeta} - k sn\zeta d\zeta,$$

となり、従つて

$$\frac{\Omega}{e} = -\frac{(cn\zeta + dn\zeta)(kcn\zeta + dn\zeta)}{k'^2 sn\zeta} \quad \dots(7)$$

又 (4) と (5) とから  $BD$ 間 (*Fig. 1, 2* 及び *Fig. 7*) の最高速度の點  $C$  に於て次の關係が得られる:

$$sn(\nu k', k') dn(\nu k', k') = Cn(\nu k', k')$$

上式から  $\nu = \frac{1}{2}$  ... (8)

$C$  點では  $\Omega = lg(g_j/g_c) + i\pi/2$  であるから (7), (8) から  $C$  點の速度  $q_c$  は

$$q_c = q_j (1 - \sqrt{k}) / (1 + \sqrt{k}). \quad \dots(9)$$

流源  $F$  に於ける速度  $q_f$  は同様に (7) から、

$\zeta_f = \lambda K + iK'$  (*Fig. 7*) として

$$\begin{aligned} \frac{q_j}{q_f} &= -\frac{(cn\zeta_f + dn\zeta_f)(kcn\zeta_f + dn\zeta_f)}{k'^2 sn\zeta_f} \\ &= \frac{1 - ksn^2\lambda K + cn\lambda K dn\lambda K}{(1-k) sn\lambda K} \end{aligned} \quad \dots(10)$$

従つて

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \frac{q_j}{q_f} + \frac{q_f}{q_j} \right) &= \frac{1 - ksn^2\lambda K}{(1-k) sn\lambda K} = Q, \\ \frac{1}{2} \left( \frac{q_j}{q_f} - \frac{q_f}{q_j} \right) &= \frac{cn\lambda K dn\lambda K}{(1-k) sn\lambda K} = Q' \end{aligned} \right\} \quad \dots(11)$$

及び

流入點  $J$  に於ては  $\theta_j = \alpha$  として同じく (7) から

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= -\frac{1 - ksn^2\zeta_i}{(1-k) sn\zeta_i} = \frac{dn^2(\mu K', k') - k}{(1-k) dn(\mu K', k')} \\ \sin\alpha &= \frac{icn\zeta_i dn\zeta_i}{(1-k) sn\zeta_i} = \frac{(1+k) sn(\mu K', k') cn(\mu K', k')}{dn(\mu K', k')} \end{aligned} \quad \dots(12)$$

次に  $\chi$  平面と  $t$  平面との關係を次の如く表わす:

$$d\chi = \frac{\psi_1}{\pi} \frac{dt}{t-f}, \quad \text{但し } \psi_1 = B_j q_j = B_f q_f \quad \dots(13)$$

従つて

$$\phi + i\psi = \frac{i\psi_1}{\pi} lg(t-f) \quad \dots(14)$$

とすると *Fig. 5* 及び *Fig. 6* に於て必要條件が皆満足される。

一般に  $\frac{dZ}{d\chi} = \frac{1}{w} = \frac{1}{q} e^{i\theta} = \frac{1}{q_j} e^{\Omega}$  ... (15)

であるから  $Z$  平面に於ける各邊及び間隙の大きさに關する微分方程式は

$$dz = \frac{dZ}{d\chi} \cdot \frac{d\chi}{dt} \cdot \frac{dt}{d\zeta} d\zeta$$

に (15), (7), (13), (5') を用いて次の様に得られる:

$$dz = \frac{2B_j (sn^2\zeta_j - sn^2\zeta_f) cn\zeta dn\zeta (cn\zeta + dn\zeta)(kcn\zeta + dn\zeta)}{\pi k'^2 (sn^2\zeta_j - sn^2\zeta_f)(sn^2\zeta_j - sn^2\zeta_j) d\zeta} d\zeta \dots(16)$$

$Z_b = 0$  として (16) を積分すると (10), (11) を使つて

$$\frac{1}{B_j} \int_0^z d\zeta = \frac{2 \cos \alpha}{\pi} \frac{th \operatorname{sn} \zeta}{\operatorname{sn} \zeta_i} - \frac{i \sin \alpha}{\pi} \left\{ \log \frac{H(\zeta_j - \zeta)}{H(\zeta_j + \zeta)} + 2\zeta \frac{H'(\zeta_j)}{H(\zeta_j)} \right\} - \frac{2Q}{\pi} \frac{th^{-1} \operatorname{sn} \zeta}{\operatorname{sn} \zeta_j} + \frac{Q'}{\pi} \left\{ \log \frac{H(\zeta_j - \zeta)}{H(\zeta_j + \zeta)} + 2\zeta \frac{H'(\zeta_j)}{H(\zeta_j)} \right\} + \text{Const.} \quad \dots(17)$$

これを Z 平面に於ける圖形の各邊及び間隙に就いて、 $\lambda$  及び  $\mu$  を Parameter として表わすと次の通りとなる、尙計算表の都合上之等の式を  $\vartheta$  函数で表わすこととした。

$$DB = EA = B_j + GA \quad \dots(18)$$

$$\frac{GA}{B_j} = -\cos \alpha - Q' \left\{ \lambda + \frac{K' \vartheta_s'(\frac{1}{2}\lambda)}{K \vartheta_s(\frac{1}{2}\lambda)} \right\} \quad \dots(19)$$

$$\frac{HG}{B_j} = -\frac{2}{\pi} th^{-1}(\cos \alpha) \cdot \cos \alpha + \sin \alpha + Q \cdot \frac{2}{\pi} ctb^{-1}Q, \quad \dots(20)$$

$$\frac{AB}{B_j} = -\frac{2}{\pi} \frac{th^{-1} \sqrt{ke} \vartheta_0'(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_s(\mu_s, k')} \cdot \cos \alpha - \left\{ \mu + \frac{K}{K'} \cdot \frac{\vartheta_2'(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_2(\frac{1}{2}\mu, k')} \right\} \sin \alpha + Q \cdot \frac{2}{\pi} th^{-1} \sqrt{ke} \vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda) - Q' \frac{\vartheta_s'(\frac{1}{2}\lambda)}{\vartheta_s(\frac{1}{2}\lambda)} \quad \dots(21)$$

$$\frac{HI}{B_j} = -\frac{2}{\pi} \frac{th^{-1} \sqrt{ke} \vartheta_3'(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\mu, k')} \cdot \cos \alpha - \left\{ -1 + \mu + \frac{K}{K'} \vartheta_0'(\frac{1}{2}\mu, k') \right\} \sin \alpha + Q \cdot \frac{2}{\pi} th^{-1} \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda)}{\sqrt{ke} \vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda)} - Q' \frac{\vartheta_s'(\frac{1}{2}\lambda)}{\vartheta_s(\frac{1}{2}\lambda)} \quad \dots(22)$$

$$\cos \alpha = \frac{\sqrt{k}}{1-k} \left\{ \frac{\vartheta_s(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\mu, k')} - \frac{\vartheta_0(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_s(\frac{1}{2}\mu, k')} \right\}; \quad \sin \alpha = \frac{1+k}{k'} \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\mu, k') \vartheta_2'(\frac{1}{2}\mu, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\mu, k') \vartheta_2(\frac{1}{2}\mu, k')} \quad \dots(23)$$

$$Q = \frac{1}{2} \left( \frac{q_i}{q_f} + \frac{q_f}{q_i} \right) = \frac{1}{\sqrt{k}} \left\{ \frac{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda)}{\vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda)} - \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda)}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda)} \right\}; \quad Q' = \frac{1}{2} \left( \frac{q_i}{q_f} - \frac{q_f}{q_i} \right) = \frac{k'}{1-k} \cdot \frac{\vartheta_2(\frac{1}{2}\lambda) \vartheta_3(\frac{1}{2}\lambda)}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda) \vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda)} \quad \dots(24)$$

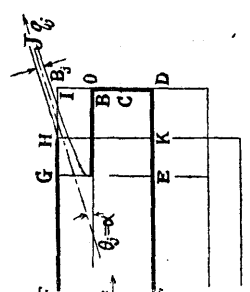


Fig. 1. z-Plane.

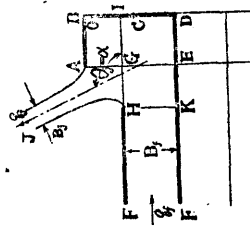


Fig. 2. z-Plane.

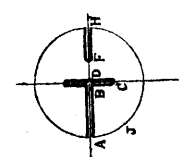


Fig. 3. w-Plane.

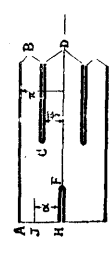


Fig. 4.  $\Omega$ -Plane.

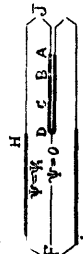


Fig. 5. x-Plane.

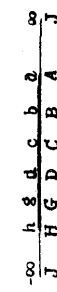


Fig. 6. t-Plane.

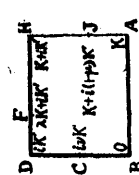


Fig. 7.  $\zeta$ -Plane.

Fig. 8 は前節と稍々異つた形であつて, Fig. 9 乃至 Fig. 12 は夫々  $w, \Omega, \chi$  及び  $t$  平面の寫像を示す。

先ず  $\Omega - t$  間の寫像函數を下の如くとする:

$$d\Omega = \frac{M(t-d)dt}{(t-b, t-g) \sqrt{t-a, t-h}} \quad \dots(25)$$

但し  $M =$  常數,  $-\infty < h < g < d < c < b < a < \infty$ ,  $\dots(26)$

として  $\Omega$  面の無限遠  $B$  及び  $D$  點に於ける條件から (25) の  $M$  を消去すると

$$d\Omega = -\frac{i}{2} \left( \sqrt{\frac{a-b, b-h}{t-b}} + \sqrt{\frac{a-g, g-h}{t-g}} \right) \frac{dt}{\sqrt{t-a, t-h}} \quad \dots(27)$$

同時に  $\frac{b-d}{d-g} = \sqrt{\frac{a-b, b-h}{a-g, g-h}} \quad \dots(28)$

前と同様に  $\frac{sn^2 \zeta}{sn^2 \zeta_j} = \frac{t-b}{t-g}, \frac{dt}{d\zeta} = 2(b-g) \frac{sn \zeta \operatorname{cn} \zeta \operatorname{dn} \zeta \operatorname{sn}^2 \zeta_j}{(sn^2 \zeta_j - sn^2 \zeta)^2} \quad \dots(29), (29')$

但し (Fig. 13)  $k^2 = (a-b, g-h)/(a-g, b-h), sn^2 \zeta_j = (a-g)/(a-b),$

$$\zeta = \xi + i\eta, \zeta_j = K + i(1-\lambda)K' \quad \dots(30)$$

これで (27) は

$$d\Omega = -\frac{d\zeta}{sn \zeta} - k sn \zeta d\zeta, \quad \dots(31)$$

となり, 従つて

$$e^{\Omega} = \frac{i(cn \zeta + dn \zeta)(ken \zeta + dn \zeta)}{k'^2 sn \zeta} \quad \dots(32)$$

また (28) と (29) とから  $CG$  間 (Fig. 8 及び Fig. 10) の最高速度の點  $D$  に於て次の關係が得られる:

$$sn \zeta_d = sn i \delta K' = i \sqrt{k} \quad \therefore \delta = \frac{1}{2} \quad \dots(33)$$

$D$  點で  $\Omega = \lg(q_j/q_d) + i\pi/2$  として (32), (33) から  $D$  點に於ける速度  $q_d$  は

$$q_d = q_j(1 - \sqrt{k})/(1 + \sqrt{k}) \quad \dots(34)$$

$C$  點に於ける速度  $q_c$  は同様に (32) から  $\zeta = i\gamma K'$  (Fig. 13) として

$$\frac{q_j}{q_c} = \frac{(1 + dn(\gamma K', k'))(k + dn(\gamma K', k'))}{k'^2 sn(\gamma K', k') cn(\gamma K', k')} \quad \dots(35)$$

従つて

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \frac{q_j}{q_c} + \frac{q_c}{q_j} \right) &= \frac{dn(\gamma K', k')}{(1-k) sn(\gamma K', k') cn(\gamma K', k')} = Q \\ \frac{1}{2} \left( \frac{q_j}{q_c} - \frac{q_c}{q_j} \right) &= \frac{k + dn^2(\gamma K', k')}{k'^2 sn(\gamma K', k') cn(\gamma K', k')} = Q' \end{aligned} \right\} \quad \dots(36)$$

$J$  點に於ては  $\theta_i = \alpha$  として (32) から

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= (1+k) sn(\lambda K', k) cn(\lambda K', k') / dn(\lambda K', k') \\ \sin \alpha &= \{ ken^2(\lambda K', k') - cn^2(\lambda K', k') \} / dn(\lambda K', k') \end{aligned} \right\} \quad \dots(37)$$

次に  $\chi - t$  間の關係を次の様にとると必要な條件が皆満足される。

$$d\chi = \frac{\psi_1}{\pi} \cdot \frac{dt}{t-c}, \quad \text{但し } \psi_1 = q_c B_c = q_i B_i \quad \dots(38)$$

従つて  $\phi + i\psi = \frac{\psi_1}{\pi} \lg(t-c), \quad \dots(39)$

Z 平面に於ける各邊及び間隙の大きさは (15), (32), (38), (29') を使って次の様に得られる:

$$d_3 = \frac{-2iB_j \operatorname{sn}^2 \zeta_j - \operatorname{sn}^2 \zeta_c}{\pi k' k'' ( \operatorname{sn}^2 \zeta_c - \operatorname{sn}^2 \zeta_j )} \operatorname{cn} \zeta_c \operatorname{dn} \zeta_c ( \operatorname{cn} \zeta_c + \operatorname{dn} \zeta_c ) ( k \operatorname{cn} \zeta_c + \operatorname{dn} \zeta_c ) d\zeta_c \quad \dots(40)$$

$\zeta_b = 0$  として(40)を積分した結果は次の通りである。

$$B_e = BA + AM + HG$$

$$\frac{BA}{B_j} = \frac{2k'K}{\pi(1-k)} \left\{ \frac{\vartheta_2^2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\lambda, k')} \frac{\vartheta_2^2(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\gamma, k')} \right\} + \operatorname{sn} \alpha \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{th}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} - \operatorname{cn} \alpha \left\{ \lambda + \frac{2K}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} \right\} \quad \dots(41)$$

$$+ Q' \frac{2}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_2(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} + Q \left\{ 1 - \gamma - \frac{2K}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} \right\} \quad \dots(42)$$

$$\frac{HG}{B_j} = -\frac{2k'K}{\pi(1-k)} \left\{ \frac{\vartheta_1^2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\lambda, k')} \frac{\vartheta_2^2(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\gamma, k')} \right\} - \operatorname{sn} \alpha \cdot \frac{2}{\pi} \operatorname{th}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_3(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} - \operatorname{cn} \alpha \left\{ 1 - \lambda - \frac{2K}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} \right\} \\ + Q' \frac{2}{\pi} \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} + Q \left\{ \gamma + \frac{2K}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} \right\} \quad \dots(43)$$

$$\frac{AM}{B_j} = -\operatorname{sn} \alpha \cdot \frac{2}{\pi} \left\{ \operatorname{th}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} - \operatorname{th}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_3(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} \right\} + \operatorname{cn} \alpha \\ + Q' \frac{2}{\pi} \left\{ \frac{\pi}{2} - \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_2(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} - \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{k} \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} \right\} \quad \dots(44)$$

$$\frac{MH}{B_j} = -\frac{2K'k'}{\pi(1-k)} \left\{ \frac{\vartheta_1^2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\lambda, k')} \frac{\vartheta_2^2(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0^2(\frac{1}{2}\gamma, k')} \right\} \\ + \operatorname{cn} \alpha \cdot \frac{2K'}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} + Q \cdot \frac{2K'}{\pi} \frac{\vartheta_0'(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')} \quad \dots(45)$$

$$\operatorname{sn} \alpha = \sqrt{k} \frac{\vartheta_1^2(\frac{1}{2}\lambda, k') - \vartheta_2^2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_3(\frac{1}{2}\lambda, k') \vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} ; \quad \operatorname{cn} \alpha = \frac{1+k}{k'} \frac{\vartheta_1(\frac{1}{2}\lambda, k') \vartheta_2(\frac{1}{2}\lambda, k')}{\vartheta_3(\frac{1}{2}\lambda, k') \vartheta_0(\frac{1}{2}\lambda, k')} \quad \dots(46)$$

$$Q = \frac{1}{2} (q_j + q_c) = \frac{k}{1-k} \frac{\vartheta_3(\frac{1}{2}\gamma, k') \vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_1(\frac{1}{2}\gamma, k') \vartheta_2(\frac{1}{2}\gamma, k')} ; \quad Q' = \frac{1}{2} (q_j - q_c) = \frac{\sqrt{k}}{k'} \frac{\vartheta_3(\frac{1}{2}\gamma, k') + \vartheta_0(\frac{1}{2}\gamma, k')}{\vartheta_1(\frac{1}{2}\gamma, k') \vartheta_2(\frac{1}{2}\gamma, k')} \quad \dots(47)$$

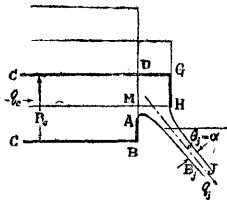


Fig. 8.  $z$ -Plane.

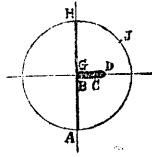


Fig. 9.  $w$ -Plane.

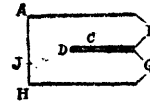


Fig. 10.  $\Omega$ -Plane.

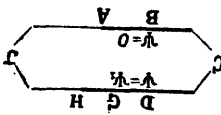


Fig. 11.  $x$ -Plane

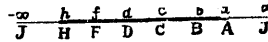


Fig. 12.  $t$ -Plane.

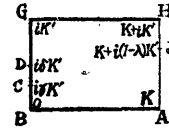


Fig. 13.  $\zeta$ -Plane

以上は第 1 報として一般の計算式を記すに留めたが、實例に関する數値計算及び實驗結果に関しては追て報告する積りである。

(本論に関する實驗等は文部省科學研究費によつて行つている)

## 噴流による壓力上昇装置の理論

昭和 23 年 11 月 27 日受理 渡 部 一 郎\*

**Ichirō Watanabe: Theoretical Study on Pressure Generating System by a Jet.**

The theoretical performance characteristics of a pressure generating system using a multi-jet are studied when the working fluids are air. The previous calculations carried on by the same author when the single jet was used, showed that, the smaller the ratio of the sectional areas of jet and surrounding pipe, i. e., when the smaller amount of compressed air to be used to compress larger amount of low pressure air, the lower the efficiencies of the system. In this report, theoretical calculations are carried on the multi-jet system such as thrust augments of a jet to find the efficiency to be raised to some extent.

I 緒 言 エジェクタは噴流によつて真空を發生する装置であつて、これは理論的にも實驗的にも十分研究されている。管の中を氣體を流しておいて、エジェクタを逆に使うと、噴流による壓力上昇装置が得られるはずであるが、この場合は理論的には殆んど研究されていない。このような噴流による壓力上昇装置は種々の方面に利用されているので筆者は以前に氣體は、噴流もまた管内を流れる氣體も共に空氣として、噴流が 1 つ管内にある場合を理論的に研究したことがある。この計算によると、噴流と管路の斷面積の比が小さくなると、即ち少量の高壓空氣で多量の空氣を壓縮しようとすると、この壓力上昇装

\* 工博，慶應義塾大學教授，Dr. Eng. Prof. of Keiogyoku University.

1) 渡部一郎，航空研究所彙報 228 (昭18) 209/216