$\mu L^2 \omega$ に比例する。比例定数は閉じ込み断面の形と、断面積の変り方に関係して定まる。 μ は粘性係数、 L は歯幅(車軸に平行)の半分、 ω は歯車の角速度である。

(3) 閉じ込めに要する仕事を、内部の摩擦に対抗して流体を出し入れするに要する仕事と、外圧 p_0 に対して要する仕事とに分けると、前者は割に小さい。実例計算では、全摩擦損失動力の実験値のうち、20分の1の程度を占めるに過ぎない。

(4) 逃げみぞがないと、最初閉じ込んだ体積のうち、その (2/3) (l_1/l) がポンプの吐出し側へもどされる。ただし $2l_1$ は閉じ初めと閉じ終りの距離、 $2l$ は端面の抵抗長さをあらわす。

(5) 逃げみぞに抵抗がなければ、吐出し側と吸込み側とを仕切る隔壁はうすいほど効果がある。しかしみぞに抵抗があれば隔壁の厚さに最良値がある。それを計算し第8図に示した。

もっとも上記は隔壁すきまからの漏れを別にした結

論である。この漏れも考慮した容積効率を考えると、隔壁の厚さの最良値は、上に求めたものと変るが、それについては改めて述べる。

本文は文部省科学研究費の補助による研究の一部を報告したものである。

注:—

- (1) 昭和 25 年 4 月 8 日 第 27 期定時総会講演会において講演、原稿受付 昭和 27 年 8 月 4 日。
- (2) 正員、東京大学生産技術研究所。
- (3) 正員、山梨大学工学部。
- (4) 本論文集 20 ページ。
- (5) 機械学会論文集, 13 巻 43 号(昭 22—1) 102 ページ。
- (6) (4) に同じ。
- (7) 機械学会論文集 18 巻 73 号(昭 27)。
- (8) (24) 式右辺の第 1 項は閉じ込みの有無にかかわらず存在する漏れである。
- (9) 扱いを簡単にするため、断面の急変する部分で壓力は共通であるとする。これでは連続の条件を満足させれば、エネルギーは不連続となるが、流速またはその変化が小さいとすれば問題はない。

532.516 : 621.6.01

流体抽出の流体力学とその応用 (第3報)⁽¹⁾

——層内の圧力分布と壁面の圧力分布——

宮 津

純⁽²⁾

Hydrodynamics of a Viscous Fluid Pressed-out (or Drawn-in) by Bounding Wall (The 3rd Report, Pressure Distributions over the Fluid Layer and on the Boundary Wall)

by Atsushi MIYADZU

This paper supplements to the 1st Report (1) the discussion of the pressure distribution over the fluid layer, and (2) the illustrative treatments for the layer of non-uniform thickness.

(1) The pressure distribution over the section of layer is parabolic, in assumption that the fluid velocity in the direction normal to the wall is proportional to the distance from the fixed wall.

(2) When the walls are drawn apart, the pressure on them is lower than that in mid-layer, and when pressed close, it is higher.

(3) The assumption of uniform pressure within the layer does not satisfy the continuity for any point, but can do only for any section, that is no other than the basic equation obtained in the 1st report.

(4) The pressure rise or fall on the bounding wall is noticeable when the thickness of the layer is not uniform with narrow opening.

1. 緒 言

第1報⁽³⁾において取り上げた「四方へ押し出す問題」では、流体の層の内部で圧力に不同はないとした。ま

た、連続の条件は層として満足させるに止め、各点については不問に附した。本文では同じ問題を、他の妥当と思われる前提で解き、連続の条件も各点について満足させてみて、この両考を比較することにより、前

の解法の意味を明確にした。

第1報に続く計算例として、段のある円板、およびわずかに傾く円すい板を押しつける場合の、板面の圧力分布を計算し、流体層の形によって分布状態がどう変わるか、その一般的傾向を見うけるようにした。

2. 層の内部の流速および圧力

問題は第1報で取上げた「II. 四方へ押し出す問題」であり、流体は粘性のある密度一定の流体である。固定壁面上に x, y 軸を、また層の内部へ向けて z 軸をとり、層の厚さ δ は一定であるとする。下記の運動方程式を得るまでの過程も、第1報におけると同じであるとする。

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial y}, \quad \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{\partial p}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(1)$$

u, v, w は x, y, z 方向の分速度、 p は圧力、 μ は粘性係数をあらわす。

さて密度一定の流体に対する連続の条件式は一般に

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(2)$$

であり、これは各点において満足しなければならない。

(1) を解くに当り、第1報ではまず $\partial p / \partial z = 0$ を仮定したが、ここでは次のように考える。

流体を挟む二つの平行板の一つを、 z 方向に速度 V で引き離すか押しつけるとして、そのとき流体の内部に生ずる速度のうち、 z 方向の成分 w を見れば、固定面 $z=0$ では至るところ $w=0$ 、動く面 $z=\delta$ では至るところ $w=V$ である。しかも層がうすいとすれば、中間の層の分速度 w も、至るところ z のみで決まり、 x, y に無関係であるとみてさしかえないと思われる。とすれば

$$u=f(x, y, z), \quad v=\varphi(x, y, z), \quad w=\lambda(z) \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる。 f, φ, λ は () 内のもののかん数である。

(1) の第3式を z について積分すると

$$p = \mu \frac{\partial w}{\partial z} + p_1(x, y) = \mu \lambda'(z) + p_1(x, y) \quad \dots\dots\dots(4)$$

' は微分記号で p_1 は x と y のみのかん数である。

(1) 式に

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p_1}{\partial y}$$

を用いて

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \quad \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \lambda''(z) \quad \dots\dots\dots(5)$$

(5) の第1, 2式を z について積分し、境界条件として

$$z=0 \quad \text{で} \quad u=0, \quad v=0$$

$$z=\delta \quad \text{で} \quad u=u_1, \quad v=v_1$$

を用い次式をうる。

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{1}{2\mu} z(\delta-z) \frac{\partial p_1}{\partial x} + \frac{u_1}{\delta} z \\ v &= -\frac{1}{2\mu} z(\delta-z) \frac{\partial p_1}{\partial y} + \frac{v_1}{\delta} z \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(6)$$

(6) と (3) を (2) に代入すれば

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} = -2\mu \frac{\lambda'(z)}{z(\delta-z)} + 2\mu \frac{1}{\delta(\delta-z)} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$\text{特に} \quad \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0$$

となる場合を考えると、(7) は

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} = \frac{2\mu\lambda'(z)}{z(\delta-z)} \quad \dots\dots\dots(7')$$

となる。簡単に以下の考察はこの場合に限ることとする。(7') の左辺は x, y のみのかん数、右辺は z のみのかん数であるから、いずれも x, y, z に無関係に等しくなければならない。よって

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} = c \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$\frac{2\mu\lambda'(z)}{z(\delta-z)} = c \quad \dots\dots\dots(9)$$

となる。 c は定数をあらわす。

まず (9) を積分すれば

$$\lambda(z) = -\frac{c}{2\mu} \left(\frac{1}{3} z^3 - \frac{1}{2} z^2 \delta \right) + D$$

D も積分定数である。境界条件として $z=0, w=0$ と $z=\delta, w=V$ を用いて

$$c = \frac{12\mu V}{\delta^3}, \quad D=0$$

$$\text{よって} \quad w = \frac{V}{\delta^3} (3\delta - 2z) z^2 \quad \dots\dots\dots(10)$$

となり、また (8) は

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} = \frac{12\mu V}{\delta^3} \quad \dots\dots\dots(11)$$

となる。 $V>0$ は面を引き離す場合に、 $V<0$ は押しつける場合である。

p_1 の境界条件を与えれば、(11) より内部の p_1 を解くことができる。したがって圧力の一般式は (4) より次のようになる。

$$p = \frac{6\mu V}{\delta^3} (\delta - z) z + p_1(x, y) \quad \dots\dots\dots(12)$$

これより、厚さの内部の圧力の変化は放物線的であることがわかる。引き離す場合 ($V>0$) には層の中間において圧力は高くなり、押しつける場合 ($V<0$) には中間において低くなる。

層の平均圧力は

$$p_m = \frac{\int_0^\delta p dz}{\delta} = \frac{\mu V}{\delta} + p_1 \quad \dots\dots\dots(13)$$

となる。

3. 層の内部の圧力を不変とする解の性質

(1) 式で $\partial p / \partial z = 0$ とする場合の解は第 1 報において既に求めた。その x, y 方向の流速 u, v は、同一境界条件のもとに (6) と全く同じになり、 w は

$$w = \frac{V}{\delta} z \dots\dots\dots (14)$$

となった。よって

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{1}{2\mu} z(\delta-z) \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + z \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u_1}{\delta} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{2\mu} z(\delta-z) \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} + z \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_1}{\delta} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial z} &= \frac{V}{\delta} \end{aligned}$$

これを連続の条件式 (2) に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} - \frac{2\mu}{\delta(\delta-z)} \left\{ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right\} \\ - \frac{V}{\delta} \frac{2\mu}{z(\delta-z)} = 0 \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ただし u_1, v_1, V には z を含まない。前項と同様に特に

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0$$

の場合を考える。(15) が z の値にかかわらず成立するには $V=0$ でなければならない。しかもそのとき (15) は

$$\frac{\partial^2 p_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_1}{\partial y^2} = 0$$

となる。すなわち $\partial u_1 / \partial x + \partial v_1 / \partial y = 0$ としても $V \neq 0$ では (15) は満足されない。これより (1) の解として、 $V \neq 0$ のとき $\partial p / \partial z = 0$ とする解は、連続の条件式を満足しないことがわかる。それにもかかわらず、第 1 報では $V \neq 0$ のとき $\partial p / \partial z = 0$ とし解をすずめた。このことは流体層の内部の圧力の不同を不問に附して、その平均状態を問題にする意味のものとなる。とすればそれに該当する連続の条件も、層内の各点について満足される要はなく、層として満足していれば、考えの首尾は整っている。第 1 報の解法は連続の条件からみても、そのような意味になっている。かような扱いは、層がうすくて層内の圧力変化を問題とする要がなく、板面の圧力分布を問題とする目的に適している。

層の断面に関して考えた連続の条件式は、第 1 報において求めたもので

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\delta^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ - 6\mu \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (u_1 \delta) + \frac{\partial}{\partial y} (v_1 \delta) \right\} - 12\mu V = 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (16)$$

である。 δ = 一定の場合には

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{6\mu}{\delta^2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) - \frac{12\mu}{\delta^3} V = 0 \end{aligned} \dots\dots\dots (17)$$

となる。 V はこの場合 x, y のかん数であってもさしつかえない。また第 1 報で述べたように、層の厚さ δ が一定でない場合にも、その変化が小さければ、(6) と (16) は近似的に成り立つ。これより p_1 を定め、それを (6) 式に入れて u, v を求め、 w としては (14) をとる。

4. 適用例

第 1 報に続く適用例として軸対称の例をとる。ただし層の厚さは一定でないとする。また板は z 方向以外には動かないとし $u_1 = 0, v_1 = 0$ とする。この基本式は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\delta^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\delta^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) - 12\mu V = 0 \dots\dots (18)$$

となる。

第 1 図 段のある円板
の場合に用いる記号

4・1 段のある円板 第 1 図のような場合に対しては問題を円板と円環とに分けて、接合部分で流量と圧力がそれぞれ等しい条件でむすぶ。したがってこの例の基本解は軸対称の解そのもので、既に第 1 報で求めたものである。すなわち

$$p = \frac{12\mu}{\delta^3} V \left(\frac{1}{4} r^2 + C_1 \log r + C_2 \right) \dots\dots\dots (19)$$

C_1, C_2 は積分定数。

半径方向の流速

$$V_r = -\frac{1}{2\mu} z(\delta-z) \frac{\partial p}{\partial r} \dots\dots\dots (20)$$

さて半径 r なる円を通る流量を Q とすれば、一般に

$$Q = - \int_0^\delta 2\pi r V_r dz = \frac{\pi \delta^3}{6\mu} r \frac{\partial p}{\partial r} \dots\dots\dots (21)$$

流量についても流入の場合 ($V > 0$) に $Q > 0$ となるよう負号をつける。ゆえに (19) の p について $r < R_i$ では (層の厚さ δ)

$r=0, p \neq \infty$ より $C_1 = 0$, また $r=R_o, p=p_i$ とすれば

$$V_r = -\frac{3V}{\delta^3} r(\delta-z^2)$$

$$p = p_i - \frac{3\mu V}{\delta^3} (R_i^2 - r^2)$$

$$Q_{r=R_i} = \pi R_i^2 V$$

$R_i < r < R_o$ では (層の厚さ δ')

$$p = + \frac{12\mu}{\delta'^3} V \left(\frac{1}{4} r^2 + C_1 \log r + C_2 \right)$$

$$Q = \frac{\pi \delta'^3}{6\mu} r \frac{\partial p}{\partial r}$$

しかるに $r=R_i$ における連続の関係から $Q_{r=R_i} = \pi R_i^2 V$, したがって $C_1 = 0$ をうる。また $r=R_o, p=0$ より $C_2 = -R_o^2/4$

$$\left. \begin{aligned} V_r &= -\frac{3V}{\delta'^3} r(z\delta' - z^2) \\ p &= -\frac{3\mu V}{\delta'^3} (R_0^2 - r^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

これより $r=R_i$ における圧力は $p_i = -3\mu V(R_0^2 - R_i^2)/\delta'^3$ となり, $r < R_i$ に対しては次のように書き換えることができる.

$$\left. \begin{aligned} V_r &= -\frac{3V}{\delta^3} r(z\delta - z^2) \\ p &= -\frac{3V\mu}{\delta^3} (R_0^2 - R_i^2) - \frac{3\mu V}{\delta^3} (R_i^2 - r^2) \dots\dots (23) \end{aligned} \right\}$$

便宜上 $\delta' = m\delta$ とおいて書き換えれば

$$\frac{p_i}{V \frac{3\mu R_0^2}{\delta^3}} = -\left[\frac{1}{m^3} \left\{ 1 - \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 \right\} + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right]$$

$$\frac{p_i}{V \frac{3\mu R_0^2}{\delta^3}} = -\left[1 - \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 + m^3 \left\{ \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right\} \right]$$

$$R_i < r < R_0$$

$$\frac{p_0}{V \frac{3\mu R_0^2}{\delta^3}} = -\frac{1}{m^3} \left\{ 1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right\}$$

$$\frac{p_0}{V \frac{3\mu R_0^2}{\delta^3}} = -\left\{ 1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right\}$$

第2図 段のある円板面の圧力分布 (1)

第2, 3, 4 図に計算例を示す. 第2 図は中心と外端のすきまを逆にした例である. 外部に拡がる層の場合に圧力上昇は小さい. 第3 図は中心のすきまを揃えた例. 前例の傾向がより著しく示される. 第4 図は外端のすきまを揃えた例. 前例とは逆に層が外部に拡がる場合に, 圧力上昇は大きくなる. これは, 層が全体としてうすいことによる影響が加わる結果である.

p_i, p_0 による全圧力をそれぞれ P_i, P_0 と書く

第3図 段のある円板面の圧力分布 (2)

第4図 段のある円板面の圧力分布 (3)

$$\begin{aligned} P_i + P_0 &= \int_0^{R_i} p_i 2\pi r dr + \int_{R_i}^{R_0} p_0 2\pi r dr \\ &= -\frac{3}{2} \frac{\mu V \pi R_0^4}{\delta'^3} \left[1 - \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^4 + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^4 \left(\frac{\delta'}{\delta} \right)^3 \right] \\ \frac{P_i + P_0}{V \frac{3\mu R_0^2}{\delta^3} \times \pi R_0^2} &= -\frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^4 + \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^4 \left(\frac{\delta'}{\delta} \right)^3 \right] \end{aligned}$$

この結果は $\delta \geq \delta'$ いずれの場合にも適用できる.

4・2 層の厚さが変化する例 次に厚さが半径方向に直線的に変化する場合をとる. ただし V は一定であるとする. 流速は

$$V_r = -\frac{1}{2\mu} z(\delta - z) \frac{\partial p}{\partial r}$$

であるから, 断面に関して与えた連続の式は次のよう

になる。

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[-\frac{1}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \delta^3 r \right] + r V = 0$$

これは (18) と同じ意義の式で、それを書き換えたものである。厚さを

$$\delta = \delta_0 + \alpha r$$

とおき、 $r=0$ で $V_r=0$ 、 $r=R_0$ で $p=0$ として積分すれば次式をうる。

$$p = \frac{3\mu V}{\alpha^2} \left[\frac{\delta_0 + 2\alpha R_0}{(\delta_0 + \alpha R_0)^2} - \frac{\delta_0 + 2\alpha r}{(\delta_0 + \alpha r)^2} \right]$$

便宜上 $r=R_0$ で $\delta = m\delta_0$ とおき換えれば

第5図 円すい面の圧力分布 (1)

第6図 円すい面の圧力分布 (2)

第7図 円すい面の圧力分布 (3)

$$p = \frac{3\mu V R_0^2}{\delta_0^3} \frac{1}{(m-1)^2} \left[\frac{\{1+2(m-1)\}}{\{1+(m-1)\}^2} - \frac{\{1+2(m-1)(r/R_0)\}}{\{1+(m-1)(r/R_0)\}^2} \right]$$

となる。第5, 6, 7図に各種の例の圧力分布を示す。第5図は中心と端のすきまの大きさを逆にした例である。すなわち外部に拡がる層の場合に圧力上昇は小さい。第6図は中心のすきまをそろえた場合。前例の傾向がより著しく示される。第7図は端のすきまをそろえた場合。前例とは逆に、層が外部に拡がる場合に圧力上昇は大きい。これは層が全体として厚いための影響が加わる結果である。すなわち第5, 6, 7図の示す傾向は第2, 3, 4図の示す傾向と一致する。

5. 結 論

(1) 板を押しつけ、あるいは引き離すことによって、その間の流体層に生ずる、その方向の速度が、板面からの距離だけで定まるとすれば、層内の圧力は厚さの方向に放物線的に変化する。

(2) 板を引き離す場合には、層の中間において圧力は板面におけるより高くなり、板を押しつける場合には、中間において低くなる。

(3) 層の圧力を厚さについて変らないとすることは、内部の点について連続の条件を満足しない結果を生ずる。ただし層として連続の条件は満足させることができる。それが第1報において得た圧力の基本式である。

(4) 板面圧力と外圧との差は、粘性係数と、単位時間の流体の抽出体積に比例し、すきまの3乗に反比例する。これは流体層の厚さが一定でないときも同様である。

(5) 外圧に対する壁面圧力の変化は内部ほど著しく、一様でない層では外へ狭くなる状態のときに、その傾向が強い。

本文は文部省科学研究費による研究の一部を報告したものであり、計算と附図の作製は小西雅和、柴田佳子両氏の助力による。

注:-

(1) 昭和 25 年 10 月 25 日 東京臨時大会講演会において講演、原稿受付 昭和 27 年 8 月 4 日。

(2) 正員、東京大学生産技術研究所。

(3) 本論文集 20 ページ。

532.516 : 621.6.01

流体抽出の流体力学とその応用 (第4報)⁽¹⁾

— 円管から曲って放射する流れの圧力 —

宮 津 純⁽²⁾

Hydrodynamics of a Viscous Fluid Pressed-out(or Drawn-in)by Bounding Wall
(The 4 th Report, Radial Flow between Circular Plates with Central Pipe)

by Atsushi MIYADZU

As an application of the basic equation in the 1st Report, the radial flow of a viscous fluid has been treated, with special reference to the flow between two circular discs, one of which is connected to the circular pipe at the central part. Since the dynamic terms involving the square of the velocity have been neglected, the conclusions are contrasted to those for the flow of a perfect fluid.

(1) The pressure inside becomes higher or lower than that outside, according as the flow is radially outward or inward, and it is more noticeable in inner part.

(2) If the plate rotates and the centrifugal pressure is induced, the mean pressure inside becomes lower than that outside, even when the flow is radially outward, the critical condition for which has been decided.

1. 緒 言

固定する2枚の円板または一方が回転する2枚の円板の間を放射する流れは、流体機械のある部分に見受けられる。本文は表題の応用として、粘性をもつ流体がそのような状態で及ぼす壁面圧力を算定したものである。

この状態の水の流れについては、既に鈴木教授⁽³⁾の実験と理論的考察とがあるが、本文として新しい試みは、円板と連なる管の部分で流れが曲ることを考え、解析を円板の中心部分まで全面に及ぼした点にある。ただ、流体の慣性を無視しているから、粘性の小さく流速の大きいときに適用できるとは思われないが、水の流れでも流速の小さいときの傾向は、この結果によって説明することができる。

2. 基 礎 式

流体機械において普通に見られるのは、2枚の円板

のうち一方が回転する状態である。しかも円板は中央において円管と連なり、第1図のようにになっている。

第1図 座標と記号

このような2枚板のつくるすきまが小さい場合には、中央の管から曲る部分 ABEF 内の流れを、第1報の基本式によって論ずることができよう⁽⁴⁾。この問題は、面 BF を固定して、面 AE 内の流速を与える問題に帰着すると考えられるからである。ただ今までに扱った適用例と異なるところは、面 AE が壁面でないこと、したがってその流速 (V) が一定でないという