

$$\begin{aligned}
 & +s_2 \sin(n_2 t - n_4) + k \cos(n_2 t - n_4) \Big\} + \frac{1}{s_3^2 + k^2} \{e^{-kt}(s_3 \sin \zeta_3 \\
 & - k \cos \zeta_3) - s_4 \sin(n_2 t - n_4) + k \cos(n_2 t - n_4)\} - \frac{1}{c_4^2 + k^2} \{e^{-kt} \\
 & \times (s_4 \sin \zeta_4 - k \cos \zeta_4) - s_5 \sin(n_1 t - n_3) + k \cos(n_1 t - n_3)\} \Big] \cos \alpha x \cdot d\alpha \, d\beta \dots \dots \dots (33)
 \end{aligned}$$

ここに、 $s_1 = F_k + \beta v + c$, $s_2 = F_k + \beta v - c$, $s_3 = F_k - \beta v + c$, $s_4 = F_k - \beta v - c$, $\zeta_1 = F_k t + \beta y + \varphi$, $\zeta_2 = F_k t + \beta y - \varphi$,
 $\zeta_3 = F_k t - \beta y + \varphi$, $\zeta_4 = F_k t - \beta y - \varphi$, $n_1 = \beta v + c$, $n_2 = \beta v - c$, $n_3 = \beta y + \varphi$, $n_4 = \beta y - \varphi$,
 $k=0$ のとき、

$$\begin{aligned}
 [w_2] = & -\frac{Q}{16} \left(\frac{b_1}{\pi b_2} \right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{F_0} \left\{ \frac{\sin(n_1 t - n_3) + \sin \zeta_5}{F_0 + \beta v + c} - \frac{\sin(n_2 t - n_4) + \sin \zeta_6}{F_0 + \beta v - c} \right. \\
 & \left. - \frac{\sin(n_2 t - n_4) - \sin \zeta_7}{F_0 t - \beta y + \varphi} + \frac{\sin(n_1 t - n_3) - \sin \zeta_8}{F_0 - \beta v - c} \right\} \cos \alpha x \cdot d\alpha \, d\beta \dots \dots \dots (34)
 \end{aligned}$$

ここに、 $\zeta_5 = F_0 t + \beta y + \varphi$, $\zeta_6 = F_0 t + \beta y - \varphi$, $\zeta_7 = F_0 t - \beta y + \varphi$, $\zeta_8 = F_0 t - \beta y - \varphi$,

引用文献

- 1) 土木学会第6回年次学術講演会(昭和25年5月28日)において概要を発表
- 2) Arnold N.Lowary; "On wave-motion for infinite domains", Phil. Mag. Vol. 26 1938. p.340~360.
E.C.Titchmarsh; "Introduction to the theory of Fourier integrals", 1937. p. 277~298.
- 3) 喜内 敏; "梁及び版の撓み振動について", 金沢工業専門学校学術報告第4集, 昭和25年6月: "梁及び矩形版の撓み振動の理論", 土木学会論文集第5号, 昭和25年11月 p. 127~140.
- 4) 穂坂 衛; "レールの動力学的問題の研究", 機械学会論文集第15巻50号第4部 p.10~17.
- 5) 喜内 敏; "梁及び版の撓み振動について", 前出 p. 112
- 6) 同 上, p. 116~117.
- 7) 同 上, p. 195.
- 8) 青松 健一; "走行荷重に依る鋪装版の振動に就て", 土木学会誌論文集第1.2合併号, 昭和22年6月 p.78.
- 9) 青松 健一; 前出. p. 81.
- 10) 喜内 敏; "梁及び版の撓み振動について", 前出. p. 195~202.

(昭.26.10.30)

UDC 532.527: 532.522

流出渦について

准 員 栗 津 清 藏*

ON THE OUTFLOW VORTEX

(Trans. of JSCE March 1952)

* Seizō Awazu, C.E. Assoc. Member

Synopsis The outflow vortex may be observed sometime in a vessel from which water is being drawn through an opening at vessel's bottom.

The author tried the theoretical consideration, —why grow up an outflow vortex?, on the height which air cone arrive at the bottom—, and the author's thought compared in this paper with the data of following experiments.

Firstly the water hold still any constant level in the vessel with cross-sections of a rectangular and a regular octagon, secondly the outflow vortex formed at once or after an absence of 5, 10 and 60 minutes in the vessel by means of drawing through connected pipe at bottom's various positions.

* 日本大学工学部土木教室

要旨 水槽底の流出孔より水を流出すると水槽内に屢々流出渦が見受けられる。

筆者はなぜ流出渦が出来るか、或いは空気錐の槽底に達する高さは何に依つて支配せられるだろうかと言ふことについての理論的考察を行い、正方形、正8辺形断面の水槽にある一定水位まで水を入れ、その底より管を通じて水を流出して流出渦を発生させる実験を行い、その結果と比較検討し流出渦に対する基礎的研究を述べる。

1. 緒言

『水槽底の孔より水を流出すると、底面の水圧強度は周囲より孔に向つて低下し、そのために孔の真上の水面に窪を生ずる。その窪を保持するために水粒は高速の廻転運動をなす。一方水は流出孔より流出するから水粒は螺旋運動をしつつ孔に達し流出渦が出来る』、『発電所の呑口水槽内の流心が偏り、その形が円筒形であるために廻転運動をなしそれが渦発生の一因子となつてゐる』、『空気錐の槽底に達する高さは一般に流出孔の径並びに流量等に依つて定め得られない』等、既に流出渦についての研究が発表せられている。

未だ流出渦の発生についての定性的検討が理論的に解析せられていない。それは現象そのものが複雑限りないためであるが、なぜ複雑であるか、一体流出渦の発生の予想、処理の合理化はどうすれば良いか。これ等の諸問題を解決するためには、現象の根元である流出渦発生の原因を探求することによつて初めて解答と合理的手段が得られるものと思ふ。

水に外部から循環が与えられ、一方吸込を与えると流出渦は出来る。このことは流体力学的考察から水粒は螺旋運動をすることがすぐ理解せられる。

筆者は外部から視覚に依つて循環が与えられないと認め得る場合、例えば水槽に水を一定水位まで注入し静止後水槽底の流出孔を通じて水を放流せしめる場合の流出渦を対象として、流出渦の発生について理論的、現象学的立場から基礎的研究を行つた。以下その研究成果を述べる。

2. 乱れと流出渦

水槽に一定水位まで注水する現象は水位の上昇と一種の噴流の複合現象で明らかに渦乱流と見做し得る流動である。注水過程に於て水槽内には注水方法如何によつては局部的或いは全体に亘る渦が発生する。この過程を終えた時にはその故に渦は残つてゐるものと思われるが、もし平均流は勿論循環も視覚によつて認め得ない場合には水槽内の水は静止の状態と考えられるが、そもそも水理学では互に接している2層の間に平均流による相対速度が零である場合静止状態として取扱われている。

視覚によつて水槽内の水は静止の状態であると判定することは流出渦を対象とした場合には危険性がある。静止状態はあくまでも絶対的静止状態を呼びたい。そのように考えて行くと注水過程が終つて平均流がなくても変動流が存在するものと想像せられるから絶対的静止は視覚を越える範囲に存在するものと思われる。一見静止と見做されても水中には渦乱流による乱れが存在する。今、渦乱流の変動流による渦動方程式を求めると、

x, y, z : 東方, 北方, 鉛直上向きの直交3軸

u, v, w : 渦乱流の変動流の流速成分

U, V, W : 平均流の速度成分

ξ, η, ζ : 変動流による渦動の成分

ω : 地球自転の角速度

ϕ : 地球上地点の緯度

ν : 動粘性係数

\overline{uv} : u, v の積の時間に対する平均

∇ : Hamilton 記号

$\pi, \bar{\pi}$: テンソル

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial u}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial u}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) + \alpha \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial v}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial v}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right) + \beta \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial w}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial w}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) + \gamma \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.1)$$

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \nabla (\nabla \cdot \bar{\pi}) - \nabla (\nabla \cdot \pi)$$

$$\pi = \begin{pmatrix} u^2 & uv & uw \\ uv & v^2 & vw \\ uw & vw & w^2 \end{pmatrix}, \quad \bar{\pi} = \begin{pmatrix} \bar{u}^2 & \bar{u}\bar{v} & \bar{u}\bar{w} \\ \bar{u}\bar{v} & \bar{v}^2 & \bar{v}\bar{w} \\ \bar{u}\bar{w} & \bar{v}\bar{w} & \bar{w}^2 \end{pmatrix}$$

この式はまた視覚によつて平均流，循環をも認め得ない水槽内の水の状態を表示する式とも解せられる。もしこの様な状態に平均流即ち流動が与えられた場合，変動流による渦動はどのように変化するかを考えるに，もし平均流自身による渦動が発生しないと仮定するならば変動流による渦動の変化は次の式で示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + U \frac{\partial \xi}{\partial x} + V \frac{\partial \xi}{\partial y} + W \frac{\partial \xi}{\partial z} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial u}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial u}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \\ &+ \xi \frac{\partial U}{\partial x} + \eta \frac{\partial U}{\partial y} + \zeta \frac{\partial U}{\partial z} + \alpha \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} + V \frac{\partial \eta}{\partial y} + W \frac{\partial \eta}{\partial z} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial v}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial v}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} \right) \\ &+ \xi \frac{\partial V}{\partial x} + \eta \frac{\partial V}{\partial y} + \zeta \frac{\partial V}{\partial z} + \beta \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + V \frac{\partial \zeta}{\partial y} + W \frac{\partial \zeta}{\partial z} &= 2\omega \cos \phi \frac{\partial w}{\partial y} + 2\omega \sin \phi \frac{\partial w}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) \\ &+ \xi \frac{\partial W}{\partial x} + \eta \frac{\partial W}{\partial y} + \zeta \frac{\partial W}{\partial z} + \gamma \end{aligned} \right\} \dots\dots(2.2)$$

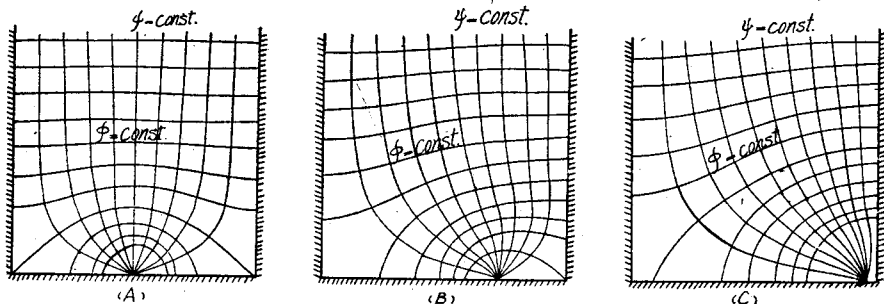
上式の物理的意味を述べるに当つて第3式について述べる。渦動が時間と位置の函数であるから左辺の4つの項は渦動の時間に対する変化を示すもので第2，3，4項は各々渦動の平均流による増加を示している。

右辺の第1，2項は地球自転のために隠れて存在する渦動，この場合平均流の自転の影響が作用してその渦動が考えられるが前述の仮定によつて考えない。第3項は渦動の拡散を示す項で，第7項は渦流流の特有な項で Reynolds stress その他に關係する項で共に渦動の発生並びに発達に効果あるものではなく，むしろその逆の働きをするものと解せられる。第4，5項は他の渦動成分よりの転向を示している。第6項は渦動の密度を示す項である。

(2.1)，(2.2) 式を比較すると見掛けの静止状態の水に流動が与えられると，その内部の渦動が一般に発達すると言うことが考えられる。

鉛直方向に無限に長い水槽の底に吸込みがある場合，水槽内の流動を2次元の無渦運動と仮定し流線並びに等ポテンシャル曲線を Schwarz and Christoffel の定理を用いて求めると図-1の(A)，(B)，(C)の図が得られる。この図と(2.2)式を比較検討すると，今水槽水位の大小を考えの中に入れて水面近くの流動状態を考えると一般に水深大であると $\partial W/\partial x$ ， $\partial W/\partial y$ は効いて来ない。水深が浅い程 $\partial W/\partial x$ ， $\partial W/\partial y$ ， $\partial W/\partial z$ の項が効いて来る。なお流出孔の位置が水槽中心より偏心すればする程これ等の項が効いて来ることは図から容易に理解せられる。

図-1



もし水位が徐々に降下する場合を考えると水位が降下すればする程 $\partial W/\partial x$ ， $\partial W/\partial y$ ， $\partial W/\partial z$ が効いて来る。そのことは変動流の渦動が増々発達して来ることを意味する。実験中渦発生初期に少しの芥を浮べた所，渦の発生は阻止せられ遂に水粒子は螺旋運動をしなかつた。この事実から見ても渦は初期には非常に弱いもので，一

端渦が出来るとその発達には実に加速度的である。変動流の極めて小さい渦動が水位の降下に從つて益々発達せられ、底の流出孔よりの吸込みと組合わさつて流出渦が出来ると解せられる。そして図から水位がかなり大である位置では渦動の発達は遅く殆んど効いて来ない。從つて流出渦は出来ないとすることも(2.2)式と併せて考えると理解せられる。亦流出孔の位置が偏心すると水槽内の流動が非対称となるから流出渦は起り易い一方安定度が悪いと言うことも同様に述べられる。いづれにせよ流出渦の発生因子は水槽内の水粒子の乱れであると解せられる。逆にもし水槽内の水が絶対的静止の状態の場合、底より水を流出させても流出渦は出来ないと出来る。

3. 流動の時間的不連続性と流出渦

静止の状態にある水槽内の水が底の孔より突然流出すると、水槽内の水は釣合から不釣合の状態になる。その間水槽内に不連続面が生ずるか、或いは外部から力が加えられると同様な作用を水は受けるか、そのいづれかの現象を起す。

即ち静止から流動への現象の時間的不連続性から水槽壁面には渦が発生するものと考えられる。一方水流内部にも不連続性から連続性を保持するために渦が発生するものと推論せられる。

これ等の状態の急変を示すには固体壁面並びに水の内部について圧力の強さ流速の変化等を考えなければならない。從つて状態の変化は広範囲について考えるのが妥当であるが今水槽の流出孔を取り、その点の水圧の変化を考えることにする。

$p_{t=0}$: 静止時の流出孔の平均圧力の強さ

p : 流動開始時の流出孔の平均圧力の強さ

流動への急変の程度を表わすために次のような無次元項をもつてする。

$$N_A = \frac{p_{t=0} - p}{p_{t=d}} \dots\dots\dots(3.1)$$

b : D/d

f_e : 流入口(槽底流出孔)の損失水頭の係数

f_b : 管路の彎曲による損失水頭の係数

f : 管路の摩擦による損失水頭の係数

f' : 水槽の摩擦による損失水頭の係数

v : 管路の平均流速

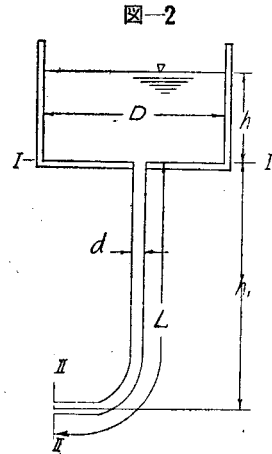


図-2 の I, II の断面に Bernoulli の定理を適用すると

$$\frac{p}{w} + h_1 + \frac{L}{g} \frac{\partial v}{\partial t} - \left(f \frac{L}{d} + f_e + f_b \right) \frac{v^2}{2g} = 0$$

次に定流として図-2 の場合の平均流速を求め、連続の式の2つから $\partial v/\partial t$ を求めると、

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \left\{ \left(1 + f_e + f_b + f' \frac{h}{b^2 d} + f \frac{L}{d} \right) - (h + h_1) \left(\frac{\partial f_e}{\partial h} + \frac{f'}{b^2 d} + \frac{h}{b^2 d} \frac{\partial f'}{\partial h} + \frac{L}{d} \frac{\partial f}{\partial h} \right) \right\} / b^2 \left(1 + f_e + f_b + f' \frac{h}{b^2 d} + f \frac{L}{d} \right)^2$$

水槽水面は時間が経過すると降下する。そして水面が降下すると流速は減小するから $\partial v/\partial t$ は常に負でなければならない。從つて近似的に $\partial v/\partial t$ は次の式で示される。

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g / \left\{ b^2 \left(1 + f_e + f_b + f' \frac{h}{b^2 d} + f \frac{L}{d} \right) \right\}$$

$$N_A = \left\{ b^2 \left(f' \frac{h}{b^2 d} + 1 \right) (h + h_1) - L \right\} / h b^2 \left(1 + f_e + f_b + f' \frac{h}{b^2 d} + f \frac{L}{d} \right) \dots\dots\dots(3.2)$$

もし水槽断面積が流出孔断面積に比べ非常に大きいならば

$$N_A = (h + h_1) / h \left(1 + f_e + f_b + f \frac{L}{d} \right) \dots\dots\dots(3.3)$$

渦の発生原因として流体の内部に不連続面が出来るか或いはポテンシャル以外の力が作用する時等の因子を

流体力学に述べられている。その事実から静止の状態から流出孔を通じて水を流出せしめると状態の急変から渦が起る。その渦が流動によつて更に発達して水位の降下がある水位に達すると流出渦が出来るものと一応考えられる。もしそのように考えて行くならば状態の急変の程度が大きければ大きい程早く渦が出来、流出渦が割合に大きな水位で起るものと考えられる。

上述の推論は前節の乱れとは独立したものであるから流出渦の発生する水位は N_A に直接比例すると言ふことになる。

N_A の函数関係を考えて見ると、流出渦の発生する環境が良く示されている。しかしその反面流出孔の位置の関係は示されていない。

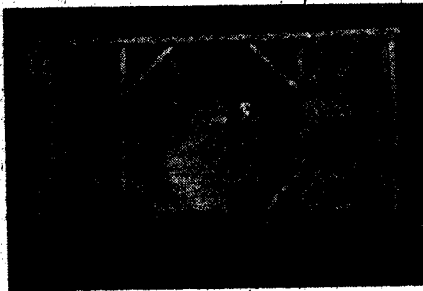
$$N_A = f\left(h, h_1, L, b, v, f_0, f_1, f', \frac{\partial f_0}{\partial h}, \frac{\partial f_1}{\partial h}, \frac{\partial f'}{\partial h}\right) \dots\dots\dots (3.4)$$

圖一2 のような水槽内に出来る流出渦を工学的立場から論ずるには (3.2), (3.3) より $\partial N_A / \partial h$, $\partial N_A / \partial h_1$, $\partial N_A / \partial b$ 等を求めると好都合である。しかし N_A の提案は水槽内の乱れを考えなかつた。前節に述べたように乱れがあると流動によつて乱れによる渦動は発達するから水槽内の水の流動への急変並びに流動は流出渦発生の直接或いは間接の原因となる。

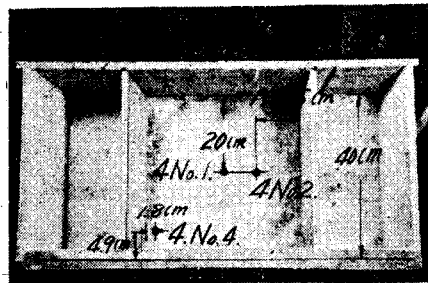
4. 実験法

a) 実験装置並びに操作 内法 40×80 cm² の矩形断面水槽内に直径 40 cm の円に外接する一辺が硝子板、他辺が木材である写真一1, 2 のような水槽を設け流出孔には内径 150 mm, 長さ 20 cm の硝子管を取り付け更に

写真一1



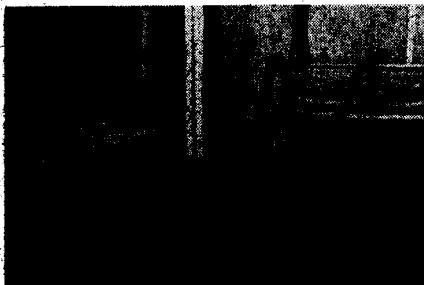
写真一2



その先に内径 150 mm, 長さ 130 cm のゴム管を取り付け、槽底流出孔よりゴム管末端までの延長を 138 cm とした。なお硝子板には水位の読み並びに水位の降下時間測定のため方眼紙をはりつけた。

注水方法: 筆者の基礎的研究は水槽内の水には視覚によつては循環が見受けられない場合についてであるからその状態の水を得るために水道よりの流水をバケツにて溢流させ水槽底との落差 40 cm にして (写真一3 参照), 同一諸元をもつたサイフォンを通じて水槽各隅より注水し (写真一4 参照), 5, 15, 25 cm 等の所定水位まで満水する。

写真一3



写真一4



流出方法: 水槽内の水を 0, 5, 10, 60 分等の所定の時間静止後ゴム管末端を水槽底より各々 85, 65, 45 cm の位置にして流出せしめた。

b) 測定法並びに測定値 流出開始から水位の降下時間を測定する。その方法は水位は硝子板上の方眼紙より、時間はストップウォッチによつて各々測定する。次に空気錐の槽底に達する高さを方眼紙より測定した。

図-3~8は横軸に静止時の水深を取り、縦軸は空気錐の槽底に達した時の水深を取つた。例えば 8 No.1 は写真-1の流出孔の位置が中心にある場合で、 t は静止時間を示し、 h_1 は図-2の h_1 と同一な意味に取つた。

図-3

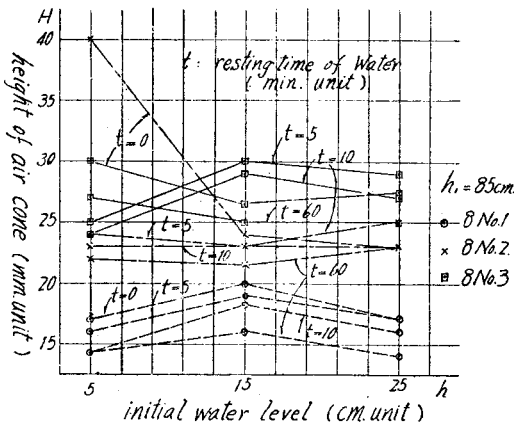


図-4

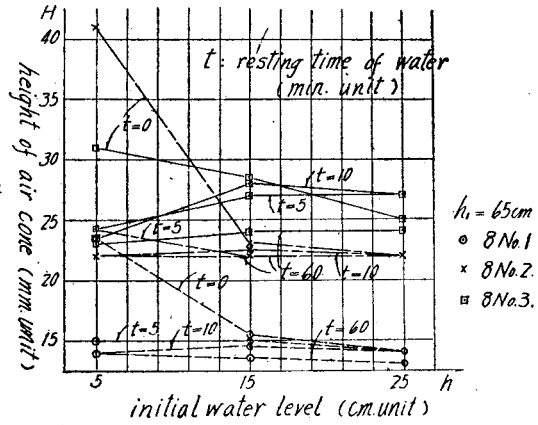


図-5

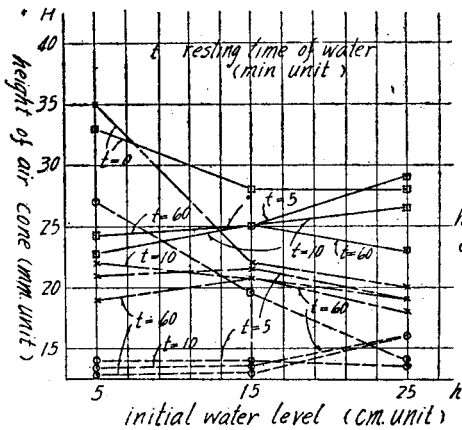


図-6

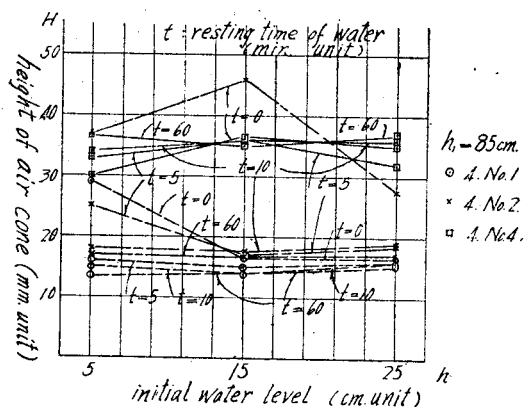


図-7

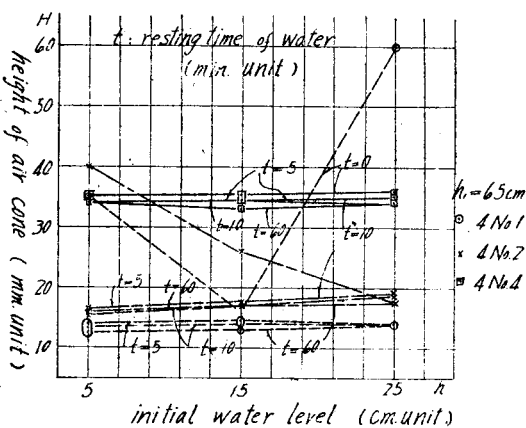
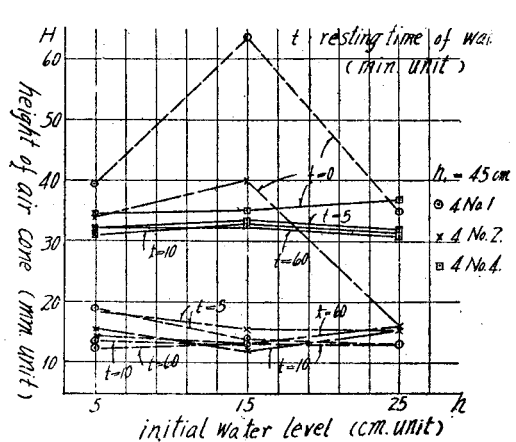


図-8



5. 現象学的検討

a) 流出渦の発生について 流出渦発生の因子は乱れ(変動流による渦動)であると述べた。所定水位まで注水平均流が零の状態を示す式は(2.1)式であり一般に時間が経過すると乱れは減衰する事が示されている。従つ

でもし乱れが流出渦の因子でないならば静止時間の長短には無関係に同一水位で空気錐が槽底に達する筈である。しかるに実験結果は静止時間の長短によつて違う値を示した。即ち静止時間が短い程流出渦の槽底に達する高さが高い。また長時間静止させると水粒子は螺旋運動をしない純然たる吸込と見受けられる場合があつた。

なお吉越氏の実験報告にも、実験法は筆者のそれと違うけれども給水方法を流出孔に向うように槽の囲りから給水した場合は流出渦は出来ないと述べてある。これは水に乱れがあつても流出孔を向く平均流によつて流出孔を中心とする循環の存在が許されないから流出渦が出来ないと解せられる。

以上の実験結果から先に述べた流出渦発生因子は乱れである推論は妥当である。

次に発生因子として乱れとは無関係に流動の時間的不連続性が流出渦発生因子であると述べた。しかし実験結果から絶対的因子ではないが、一つの因子として解せられる。それは乱れの因子の程度と比較して非常に小さい因子である。即ち N_A の図(図9~14)から見受けられるように流出初期の水深の大小によつて水槽内の乱れの程度は違うもので、なぜなら給水初期のサイフォンの落差は皆同一であつて、水位が増加すると落差が小さくなり、一種の噴流による乱れ

も、水槽内の平均流速も共に減小するものと解せられるから流出初期の水深が小さい程乱れの程度が大きいと解釈出来る。しかるに N_A と空気錐の槽底に達する高さとの関係を示す図9~14の結果を見ると水槽水位の小さい場合には即ち乱れの程度が大きい場合 N_A の影響が余り効いて来ない事実から乱れと比較して時間的不連続性そのものは余り効いて来ない。一方水槽水位の大きい乱れの程度の少ない場合には N_A が効いて来ることから、流動の時間的不連続性は発生因子には違いないがその程度は乱れよりも小さいものと解せられる。

以上流出渦の発生因子について述べたが、理論的現象学的立場から、流出渦発生直接の因子は乱れであり、間接的因子は時間的不連続性と流動であり、これ等は渦の発達を援助するに大きな役割を果しているから、これ等は流出渦発生の必要条件ではあるが充分なる条件ではないと言うことが述べられる。

b) 流出渦の巻き方 台風は一種の渦であり、流出渦と似ている。従つて地球自転の影響が流出渦に効いて来るものと考えられる。故に流出渦は左巻になるのが最も自然であるべき姿であるが実験結果によると、そのようなことは述べられない。その理由として水槽の水の有する空間が自転の影響が現われるに充分なる空間を持合せないため且つ自転自身の影響よりも流出渦

図-9

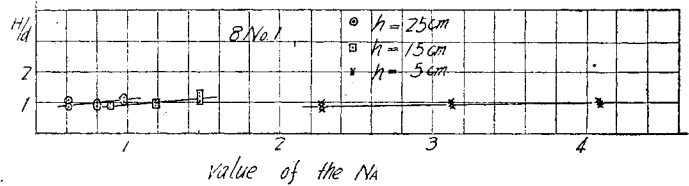


図-10

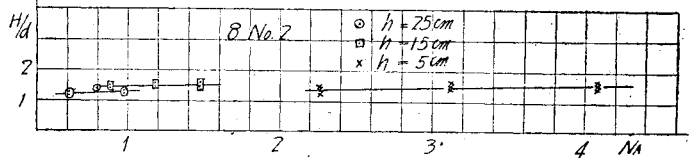


図-11

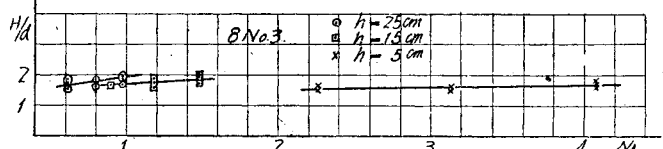


図-12

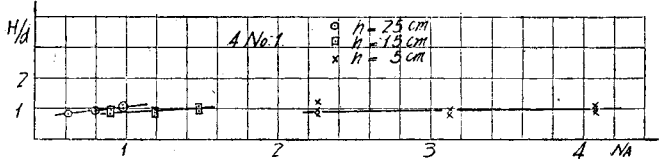


図-13

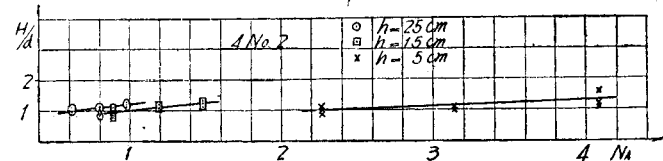
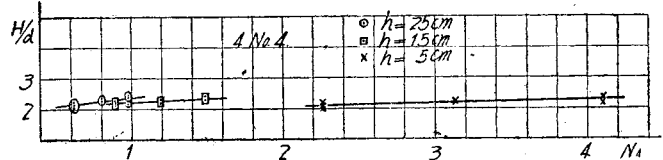


図-14



発生の際の直接の因子である水槽内の乱れの渦動が流出渦の巻き方に大きく効いて来るものと解せられ、自転の影響はかかれているのである。

c) 空気錐の槽底に達する高さ (H) 水槽内の水が乱れを有している限りに於て、 H は乱れ、 N_A 、水槽内の水の流動状態の3つに支配されることが理論的に述べられた。

実験結果から H と流出孔の径 d との比 (H/d) と N_A との関係を探ると 図-9~14 の結果が得られた。但しこの場合水槽水位が同一で静止時間 5, 10, 60 分の3つの場合を取つて概して乱れの程度が極端に効いて来るものを除いた。その結果から H/d , N_A は比例することが述べられ、且つ乱れの程度が小さいと小さい程 N_A が大きく効いて来ると言う事が得られた。

N_A の定義から一般に流出渦は h が増加すると出来にくい、 h_1 が増加すると出来易い、水槽底の流出孔の損失水頭の係数が小さい程出来易い等の傾向が得られる。次に H と流出孔の平均流速との関係を調べた結果直線で与えられることがわかつた。これは吉越氏の実験と一致する。且つ流出孔の位置が變つても H と v との関係式の方角係数が同一であると解せられる結果(図-15~20 参照)が得られた。故に現象学的に空気錐の槽底に達する高さは乱れ、 N_A の程度が大きいとそれに比例して増加することが述べられる。

図-15

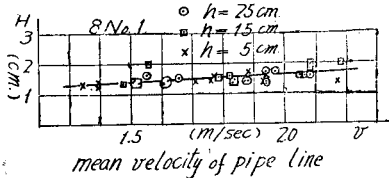


図-17

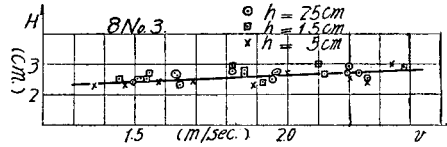


図-16

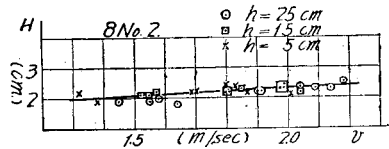


図-18

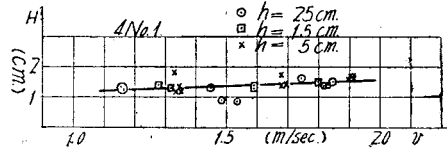


図-19

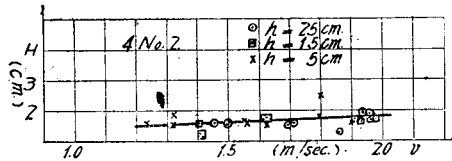
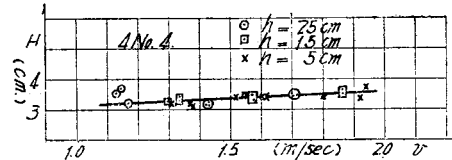


図-20



流動状態と H との関係について考えて見る。今もし水槽内の水の乱れは給水方法から自然中心軸に対して対称であると考えられるならば、その場合流出孔が中心にあつて、流動現象が起ると 図-1 から $\partial W/\partial x$, $\partial W/\partial y$, $\partial W/\partial z$ 等も共に左右、前後対称と考えられ乱れの発達過程が対称的になり余り流出渦発生には思わしくない状態で概して孔の位置が偏心する場合より流出渦が起りにくいことが述べられる。逆に安定した流出渦が得られるものと解せられる。一方偏心すると流出渦が早期に発生するが不安定になる傾向を有することが考えられる。

実験結果と比較するに前述の推論と良く適合する結果を示した。特に偏心の程度が大きいと流出渦は非常に不安定で左巻で初め発生した流出渦が途中で右巻に変わる場合も起きた。それは乱れの対称性と流動の非対称性から来るものである。以上流動状態と H との関係を述べたがこれはまた流出孔の位置と H との関係と同一意味である。

6. 結論

水槽内の水が視覚によつて静止しているものと見做し得る場合槽底の流出孔より水を流出せしめると循環と吸込の合成によつて水粒子は螺旋運動をする、即ち流出渦が起る。そのような流出渦について次の結論を得た。

I. 発生の原因 循環と吸込のうち、吸込は流出孔より水を流出するから原因としては循環を発生させる因子の事である。

(1) 水の有する乱れで乱流理論的立場から述べると変動流、或いは水粒子の微小振動の渦動、(2) 静止より

流動への状態の時間的不連続性によつて発生する渦、以上2つの因子の程度を比較すると前者が主体で後者は前者を援助するような従属的因子である。なお水槽内に長時間水を静止の状態に保つと乱れは減衰し、もし乱れ(微小振動)がなくなると槽底より水を流出しても水粒子は螺旋運動をしないと見受けられる程(1)の因子が主体である。事実乱れがないと流出渦が発生しないと云つても過言ではない。

Ⅰ. 空気錐の槽底に達する高さ(H) 広い立場から H は水槽内の水の乱れ、状態の時間的不連続性、吸込による流動の状態の3つの函数であつて乱れ並びに状態の時間的不連続性の程度が大きいとそれに比例して H は大きい。吸込による水槽内の流動が流出孔に対して非対称であればある程 H は大きい。しかし実際問題として3つの変数の組合せがほしいのであるが乱れの程度が測定出来ない限りこれ等の変数の組合せは不可能であり従つて流出孔の径 d との比 H/d は式によつて示すことが出来ない。

Ⅱ. 流出渦の巻き方 巻き方は水槽内の乱れによる渦動即ち注水方法によつて支配せられる。一方水の占める空間が小さいので地球自転の影響は現われない。次に水槽内の流動の非対称性は不安定な巻き方をする。

本研究は日本大学専門部工科に在職中に行われたもので、此処に今は廃校になつた日本大学専門部工科並びに在職中御世話になつた諸先生に厚く感謝致します。

なお研究成果を纏め上げることが出来たのは一重に東大問仁博士の御指導の賜物であります。実験は福田喜代治君、九州地建山下泰三君、製図は日大学生浅川美利君の御援助によりました。此処に皆様に厚く感謝致します。

参 考 文 献

- S-Goldstein : Modern developments in fluid dynamics.
- Thomson : Theoretical Hydrodynamics.
- 藤原 咲平 : 渦巻の実験
- 伊藤 徳之助 : 応用ベクトル解析
- 佐々木達治郎 : 等角写像の応用
- 谷 一 郎 : 乱流理論
- 吉 越 盛 次 : 水圧管呑口水深の合理的計算方法に就ての研究

(昭.26.11.19)

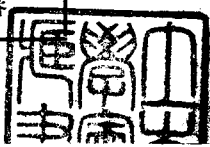
本 論 文 集 刊 行 に つ い て

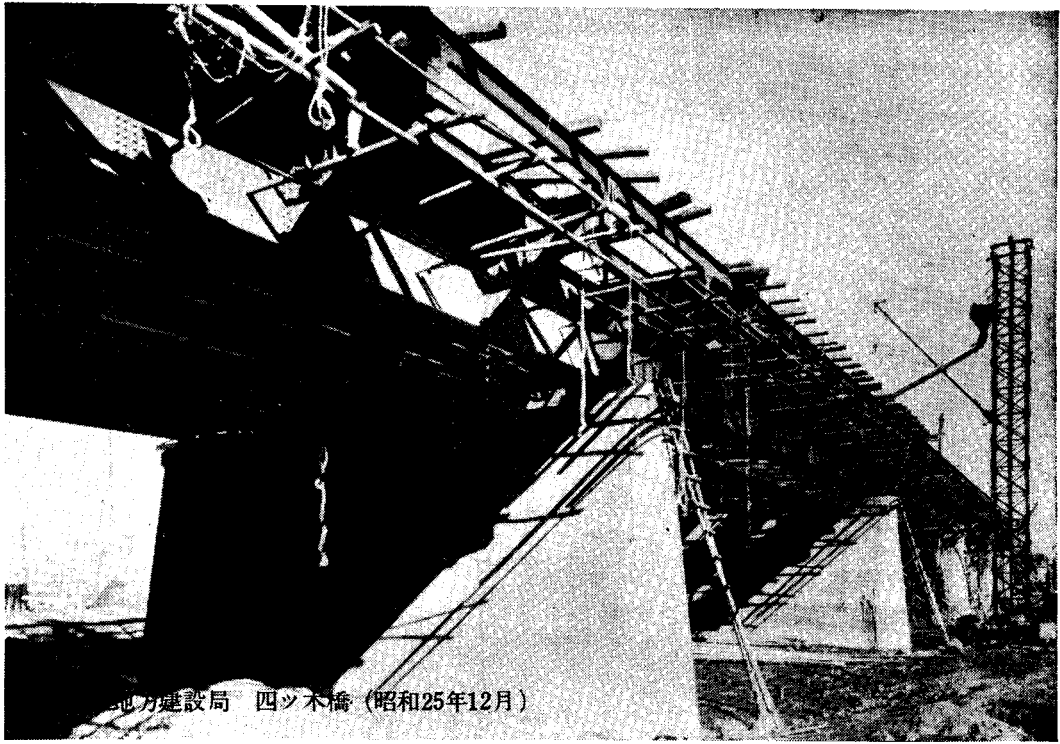
本論文集は先に日本発送電株式会社より受けた基金により、昭和26年度記念事業として刊行し、全会員に無料で配布するものであります。

ここに皆様に御知らせすると共に改めて同会社の御厚意に対し深甚の謝意を表する次第であります。

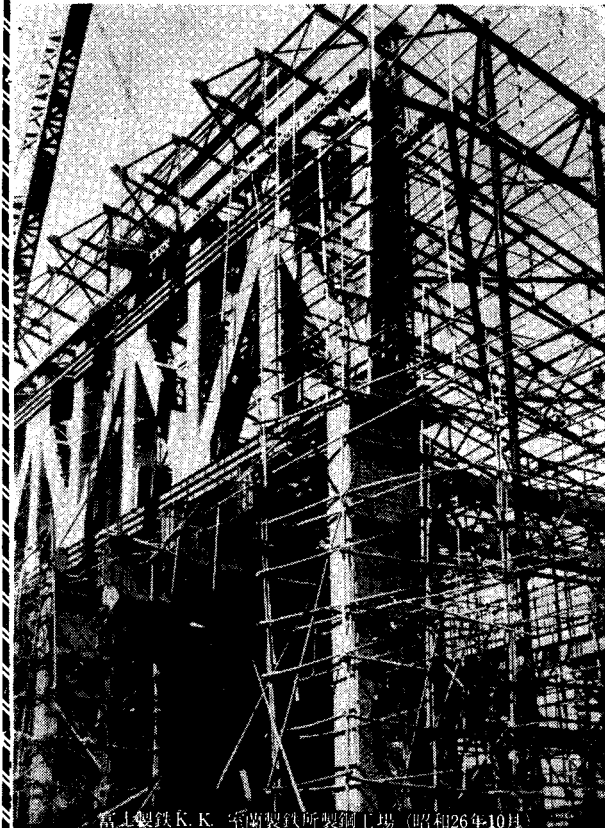
(編 集 部)

昭和27年3月25日 印刷	土木学会論文集
昭和27年3月30日 発行	第 13 号
編集兼発行者	東京都千代田区大手町2丁目4番地 中 川 一 美
印刷所	東京都港区赤坂溜池5番地 大 沼 正 吉
印刷者	東京都港区赤坂溜池5番地 株式会社 技 報 堂
東京中央局区内 千代田区大手町2丁目4番地 電話 和田倉(20) 3945番	
発行所	社団法人 土 木 学 会 振替東京16828番





地方建設局 四ッ木橋 (昭和25年12月)



富士製鉄K. 室蘭製鉄所製鋼工場 (昭和26年10月)

營業種目

- 1 橋梁, 鉄骨, 鉄塔設計製作及架設
- 2 鉄槽, 水力鉄管, 水門設計製作及組立
- 3 起重機, 捲揚機, 輸送機設計製作及据付
- 4 鋼構造物設計製作及電弧熔接工事一搬

株式会社

宮地鉄工所

本社及工場

東京都江東区南砂町9-2470

電話 深川 (74) 4141-4145

TRANSACTIONS
OF THE
JAPAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS
No. 13

CONTENTS

	Page
Solution of the Vierendeel Type Bridges..... <i>By Ichiro Uchida, C.E. Member</i>	1
Plasticity and Creep of Cement Mortar..... <i>By Keizaburo Kubo, C.E. Member</i>	12
On the Statistical Analysis and Control of the Estimation for Bid <i>By Yasuji Tawara, C.E. Member</i>	18
A Numerical Example of Semi-Circular Plate..... <i>By Minoru Okabayashi, C.E. Member</i>	25
On the Supporting Power of a Foundation Pile by Friction <i>By Yoshichika Nishida, C.E. Assoc. Member</i>	31
Interpolation Method for the Analysis of the Function of Multi-variables and its Applications..... <i>By Benmosuke Tanimoto, C.E. Member</i>	35
On the Solution of Differential Equations, Representing the Vibration of Infinite Beams and Plates Supported by Elastic Foundations <i>By Dr. Eng., Bin Kinai, C.E. Member</i>	41
On the Outflow Vortex..... <i>By Seizo Awazu, C.E. Assoc. Member</i>	46

March 1952

DOBOKU-GAKKAI

JAPAN SOCIETY OF CIVIL ENGINEERS

No. 4 2-CHOME OTE-MACHI CHIYODA-KU TOKYO, JAPAN