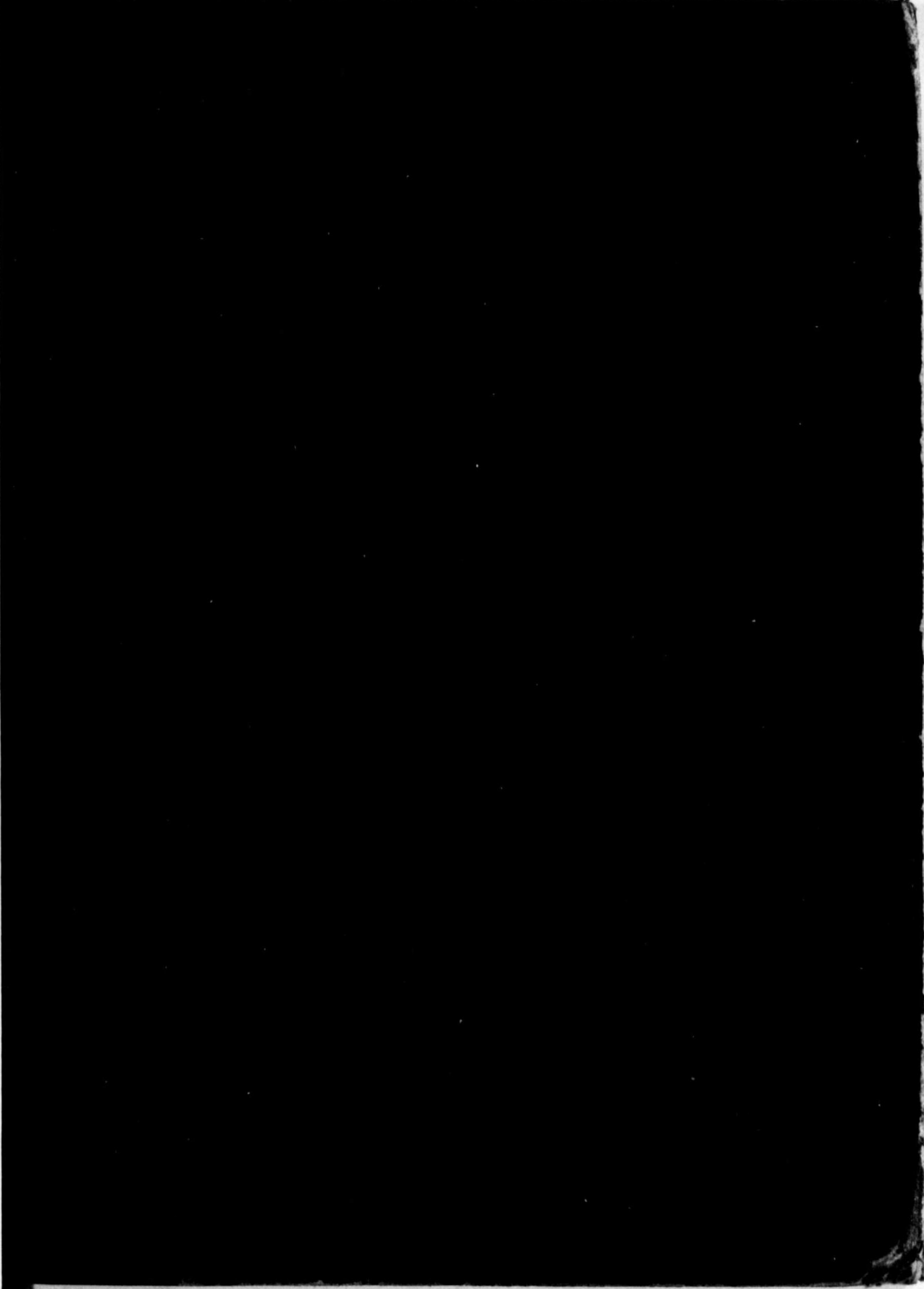




始



534.4

M: 73

33.12.15

534.4
Mz 73



渦卷ポンプ

工學博士
宮城音五郎
著

訂正版

東京
丸善出版株式會社

序

渦巻ポンプは羽根車の回轉によつて吸水と排水とが同時に行なわれるポンプであつて、往復ポンプに絶對必要であるような弁がなく、吸上管と送出管とが羽根車を通して明けつ放しになつており、水の流れは連続的で往復ポンプのように断續的でないから、空氣室というものの必要がなく、従つて高速度の運轉に適するから、外形が非常に小さいにかかわらず大量の水を送出し得る特徴がある。

しかもなおそれが回轉機械であるために、電動機はもちろん高速度ディーゼル機關などと直結運轉するに最も適するから、小は家庭用の井戸かけポンプから、大は市街地の上下兩水道の給水及び排水用を始め、農耕地用の廣大な灌漑及び排水にも、鑛山用の強力な排水ポンプとしても、その他あらゆる場合に、今はこの右に出るポンプはないとして定評づけられているわけである。

往復ポンプのように、運轉すれば多かれ少なかれ必ず水が出るというのと異なり、弁がなく、吸上管と送出管とが羽根車を中介して明けつ放しになつてゐるために、運轉と送水とが一定の條件によつて科學的に結合され、そこからこのポンプ獨得の殊に優れた特性が生まれ、その優れた特性を捕えるために、科學的にも技術的にも、又製作上にも運轉上にも特種の



技術を要する点のあることが、このポンプの最も興味に富んでいるところである。

本書に述べるところの理論は主として最近までの研究によつて發達したものであるが、凡て理論はその假説と結論とが大切で、兩者を接續する中間の數學的技巧のようなものは、結論の確實さを證據立てる力にはなるけれども、技巧そのものは必ずしも大切だとはいい難い。従つて學究を目的とする場合は別だが、實務に従事する一般の者は、この種の數學的・中間技巧のようなものには餘りにこだわらず、ただ假説と結論とを尊重してそれを理解すればよい。

水力機械の理論は凡て水力學に基礎を置く。従つて水力學に多少の素地を持つことを豫想して本書の記述が進められてあることを了解されたい。

昭和 23 年 8 月

新訂發刊に當つて

著者しるす

目 次

I. 序 論	1 ^頁
II. 總 論	19
III. 羽根車の計算	39
1. 計算の基礎	39
2. 計算の要領	51
3. 速度係數	58
4. 圖式解法	62
IV. 速度を壓力に變へる装置	89
1. 導羽根	91
2. 渦室	97
V. 諸抵抗並に諸損失の研究	111
1. 流體的抵抗	114
i. 吸上通路の抵抗	114
ii. 羽根車の抵抗	118
iii. 導羽根及び渦室の抵抗	133
iv. 容器の抵抗	150
v. 圓盤摩擦抵抗	165
vi. 漏泄損失	171
2. 機械的抵抗	178
VI. 要部形狀論	181

1. 羽根車	184
2. 導羽根及び渦室	197
3. 渦形容器	201
VII. ポンプの特性	219
VIII. 羽根車の直列及び并列	237
IX. 二重曲面の羽根車	243
X. プロペラ型渦巻ポンプ	257
XI. 渦巻ポンプの規格統一	283
XII. 軸推力	310
XIII. ポンプの實驗及び模型試験	334
XIV. ポンプの腐蝕、浸蝕その他	349
XV. 渦巻ポンプ、水タービン結合の水力接手	365

符號一覽

本書に使用したる諸多の符號は大凡統一的のものであつて、その主要なるものをこゝに列擧する。括弧内は常用單位である。

u = 羽根車の回轉する圓周速度(m/s)

c = 水の絶對速度、即ち靜止部に對する水の速度(m/s)

w = 羽根車に對する水の相對速度(m/s)

v = 水の放射速度、即ち羽根車の軸心に對して放射方向の水の分速度(m/s)

U, C, W, V = 速度 u, c, w, v の夫々の速度係數

α = 水の絶對速度の方向を示す角

β = 羽根車に對する水の相對速度の方向を示す角、即ち羽根車の羽根の角

r = 羽根車軸心よりの半徑(m)

D = 直徑(m)

b = 羽根車の軸心を含む平面上に於ける水の通路幅(m)

以上に於て附標 0 を附したるは羽根車入口の直前、附標 1 を附したるは羽根車入口、附標 2 を附したるはその出口、附標 3 を附したるは導羽根又は渦室入口、附標 4 を附したるはその出口即ち容器入口に於けるそれ等を表す。なほ

H = 管を除きたるポンプ自體の發出する實ヘッド、即ちマノメトリックヘッド(m)

Q_e = 實水量、即ち單位時間に送出管より實際に送出せらるゝ水の容積(m^3/s 又は $m^3/分$)

Q = 理論水量、即ち單位時間に羽根車を通過する水の容積(m^3/s 又は $m^3/分$)。時に實水量を表さしめたる場合もある

γ = 單位容積の水の重量 (kg/m^3)。清水ならば $\gamma=1000$ kg/m^3

g = 地球重力の加速度 (m/s^2)。日本の平均は $g=9.8 m/s^2$

ϕ = 1 よりも大なる係數で、實ヘッド H に対して ϕH は理論ヘッド

更に

N 又は n = 羽根車の回轉度(回/分)

ω = 羽根車回轉の角速度(ラジアン/秒)

n_s = 片吸込み羽根車 1 個の比回轉度(回/分)

n_{st} = 直列又は并列ポンプ 1 臺の比回轉度(回/分)

v_s = 吸上管内の水の平均速度(m/s)

v_w = 送出管内の水の平均速度(m/s)

v_c = 渦形容器内の水の平均速度(m/s)

p = 壓力(kg/m^2 又は kg/cm^2)。時には羽根のピッチ。但しピッチとは相隣る 2 つの羽根の間の距離を圓周に沿うて測つた長さ。何れも位置により附標を以て區別する

e = 羽根のために水の通過する面積の縮小する率。位

置により附標を以て區別する

t = 羽根の厚さ (m 又は cm)。位置により附標を以て區別する。プロペラポンプの場合には羽根のピッチ

η = 種々の効率。種別は附標を以て區別する。

h = 一般にヘッド (m)。種別は附標を以て區別する。

c = 一般に損失ヘッドを表す速度ヘッドの係數。種別は附標を以て區別する。

水力學摘要

本書を繙くに、差し當り必要なる水力學の要項をこゝに列挙する。

- (1) 壓力は單位面積上に直角に且つ均一に働く力の量を以て測る。
- (2) 水面より深さ h なる靜水中に働く壓力は γh に等し。但し γ は單位容積の水の重量である。
- (3) 一定角速度 ω を以て合體して回轉する水の壓力分布は、回轉軸心上に頂點を有する拋物線體を呈し、半徑 r なる位置の壓力は、軸心に働く壓力よりも $\gamma \frac{(\omega r)^2}{2g}$ だけ高い。故にこれを水の高さに換算すれば、半徑 r なる位置の水面の高さは、軸心に於ける高さよりも $\frac{(\omega r)^2}{2g}$ だけ高い。
- (4) 流れの任意の斷面を通過する水量は、その斷面積と、それに直角なる流れの速度との積に等しい。
- (5) 一の流れを通過する水量は、その流れの總ての斷面に於て相等し。これを連續の法則と云ふ。
- (6) 流線は順次互に隣接して排列し、速度0又は無限大ならざる限り、2つの流線は決して交叉することはない。
- (7) 2つの流線間の流量はその總ての斷面に於て相等しきが故に、速度大なる所では流線密集し、速度小なる所では流線離散する。
- (8) 物體の周圍に平行流動と循環流動とが同時に存在す

れば、その一側に流線の離散する部と、他側にその密集する部とを生ずる。

(9) 1物體の兩側に於ける流線の排列が、一方は離散し、一方は密集すれば、その物體は、流線の粗なる方より密なる方に向つて或る力を受ける。これ流線の粗なる方は流れの壓力高く、その密なる方は壓力低きによる。

(10) 單位重量の流體の有するエネルギーをヘッドと云ふ。ヘッドは長さ、高さ又は深さと同じダイメンションを有する。

(11) 高さ z なる位置にある流體は、その單位重量につき z なる靜エネルギーを有する。故に z を位置ヘッドと云ふ。

(12) 壓力 p をヘッドに換算すれば $\frac{p}{\gamma}$ に等し。故に $\frac{p}{\gamma}$ を壓力 p の壓力ヘッドと云ふ。されば h なる壓力ヘッドに相當する壓力は γh である[(2)参照]。

(13) 速度 v なる流れは流體の單位重量につき $\frac{v^2}{2g}$ なる動エネルギーを有する。故に $\frac{v^2}{2g}$ を速度 v の速度ヘッドと云ふ。

(14) エネルギーの出入なき流れにあつては、その流れの總ての位置に於て、位置ヘッド、壓力ヘッド及び速度ヘッドの和は一定である。これをベルヌイの定理と云ふ。これを式にて書けば。

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} = \text{一定}$$

(15) 流れの抵抗は速度ヘッドに比例する。故に抵抗をヘッドにて表せば $\frac{v^2}{2g}$ であつて、 k は實驗によつて定めらるべ

き係数である。この k を抵抗係数又は損失係数と云ひ、 $\frac{v^2}{2g}$ を抵抗ヘッド又は損失ヘッドと稱へる。

(16) 流れは下流に到るに従ひ抵抗のためにヘッドが次第に降る。故に上流の1なる位置と下流の2なる位置との間に於ける抵抗ヘッドが h_{12} ならば、ベルヌイの定理は次のやうになる。

$$z_1 + \frac{p_1}{\gamma} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\gamma} + \frac{v_2^2}{2g} + h_{12} = \text{一定}$$

(17) 高さ z 、圧力 p 、速度 v なる流れのヘッドを H とすれば、

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g}$$

この H を全ヘッドと云ひ、エネルギーの出入なき流れにあつては、その總ての位置に於て全ヘッドは一定である〔(14)参照〕。

(18) ヘッド h より噴出する水の速度を v とすれば、

$$v = \sqrt{2gh} \quad \text{或は} \quad h = \frac{v^2}{2g}$$

(19) 流量 Q 、速度 v なる流れが傾斜角 α を以て平板に衝突すれば、平板は流れの方向に $\frac{\gamma}{g}Qv(1-\cos\alpha)$ なる力を受ける。故にそれが平板に直角に衝突すれば、平板の受くる力は $\frac{\gamma}{g}Qv$ である。

(20) 速度 v_1 が急に速度 v_2 に減小すれば、そこに $\frac{(v_1-v_2)^2}{2g}$ なるヘッドの損失を來す。

(21) 速度 v_1 が急に速度 v_2 に増大する時の損失は、それが急に減小する時の損失よりも小さく、その値大凡 $0.48\frac{v_2^2}{2g}$ に等し。

(22) 一般に速度 v_1 が急に速度 v_2 に變化すればそこにヘッドの損失を來し、その値は、 v_1 ベクトルと v_2 ベクトルとの差の

ベクトルを \bar{v} とすれば、 $\frac{\bar{v}^2}{2g}$ に等し。

(23) 速度 v_1 が次第に速度 v_2 に減小する時のヘッドの損失は $\frac{(v_1-v_2)^2}{2g}$ によりて表さる。但し k は實驗によりて定めらるゝ損失係数で、その値概して1よりも小さく、水路の擴大率によりてその値を異にする。

(24) 流體摩擦は接觸面の大きいさと速度の大凡2乗とに正比例し、流體の種類と接觸面の粗滑とには關係するけれども、壓力には關係がない。故に接觸面積を S とし、速度を v 、流體摩擦力を F とすれば、

$$F = fSv^n$$

但し f なる係数と n なる指數とは共に流體の種類と接觸面の粗滑とに關係する係数で、 f を流體摩擦係数と云ふ。 n は概して2よりもやゝ小なる大凡2に等しき値である。

(25) 水が直径 d 、長さ l なる圓管中を速度 v を以て流るゝ時の流體摩擦損失をヘッドにて表したるものを h とすれば、

$$h = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$$

但し λ は流體の種類、管壁の粗滑及び速度に關係する損失係数で、その値大凡0.02—0.03である。

以上列記したるもの並にその他の理論の概要を知らんと欲する者は、丸善發行の拙著「近世機械學第四卷水力學」を參考せられたい。



I. 序 論

1. **ポンプ** 液は高位置から低位置に流れ下るのが自然の現象であつて、そのまゝでは低位置から高位置に液を流れ上がらしむることは出来ない。その如き流れを起さしむるには、他から液に或るエネルギーを供給する必要がある。而してこの目的を達するには、機械或は機械的装置を用ゐる必要があるのであつて、その如き機械或は機械的装置を總稱して**ポンプ** (Pump) と名づくる。

低位置と云ひ高位置と云ふのは、必ずしも場所の高低を意味しない。正しくは低エネルギーの位置及び高エネルギーの位置と云ふべきで、つまり低エネルギーの位置にある液を高エネルギーの位置に向つて、自然現象に反對して流れを作るには、他からエネルギーの供給を要し、それに必要な機械或は機械的装置が即ちポンプである。

水、油、グリセリン、アルコール、ガソリン、水銀等は皆液であるけれども、それ等の代表的意味に於て、ポンプは主として水の流れを考へる。

2. **ポンプの種類** エネルギーは種々の理法によつて水に供給し得るから、ポンプは従つて種々の理法によつて働きをなすものである。今この理法の異なるに従つてポンプを次の7種に分類し、それ等に簡單なる説明を加へる。

i. **往復ポンプ** (Reciprocating pump) これは中空なる圓筒

形のシリンダーの中に、圓盤形のピストン或は圓錐形棒狀のプランジャーを往復せしむれば、シリンダーの中に容積の擴大と縮小とが同時に又は交互に發生し、容積の擴大は水を吸ふに適し、その縮小は水を送出するに適するから、斯かる理法によりて吸水と送水との目的を達するポンプで、ピストン或はプランジャーの往復運動が、水にエネルギーを給與する原動となるものであるから、この名がある。最も廣く使用せられてゐるポンプの一種である。

ii. ^{うづまき}渦巻ポンプ (Centrifugal pump) 本書に述ぶる所のポンプが即ちこれで、水を或る機械的装置によつて回轉すれば、水はエネルギーを附與せられて、低位置より高位置に流れ上る。この理法より成るポンプが渦巻ポンプであつて、水が回轉せられ渦巻運動をなすことによつて、吸水及び送水の目的が達せらるゝものであるから、この名がある。これもまた現今甚だ廣く使用せられてゐるポンプである。

iii. ロータリーポンプ (Rotary pump) 密閉せる容器の中に、扉形の板或はそれに類する物體を搖動せしめ、又はその如き物體の1個又は1個以上を組み合せて回轉せしむれば、容器の中に容積の擴大と縮小とが同時に又は交互に發生するから、往復ポンプと同じ理法によつて吸水及び送水の目的を達することが出来る。それが即ちロータリーポンプである。

ロータリーポンプの中で、特に扉形或は扇形の板の搖動する如き構造のものを、俗にウイングポンプ (Wing pump) 又はセ

ミロータリーポンプ (Semi-rotary pump) と稱へる。凡てこの種類に屬するポンプは、好んで小形のものに造る。

iv. ジェットポンプ (Jet pump) 細く圓錐形にくびりたる筒口から、壓力高き蒸汽或は壓縮空氣の如き流體を噴出せしめてそのエネルギーを水に與へれば、吸水と送水との目的を達することが出来る。この如き理法より成るポンプを一般にジェットポンプと云ふのであるが、目的によつてそれを區別し、水の排除に用ゐる時にはエジェクター (Ejector) 又はエジェクターポンプ (Ejector pump) と云ひ、汽罐の給水に用ゐる場合のやうに、或る壓力ある所に水を押し入れるに用ゐる時にはインジェクター (Injector) 又はインジェクターポンプ (Injector pump) と名づくる。

この種のポンプは極めて特種のものであつて、稀に見る所のものである。

v. エーヤリフトポンプ (Air-lift pump) 壓縮空氣を細管に通して水中深く導き、その末端から微細なる氣泡として水中に擴散せしむれば、氣泡を混入したる水が出来る。この如き水は氣泡を混入せざる周圍の水よりは軽く、且つ氣泡はその浮力によつて上昇せんとし、兩々相助けて低所の水が高所に流れ上ることになるので、この理法によるポンプがエーヤリフトポンプである。つまりこれは壓縮空氣の有するエネルギーを水に供給する理法によるもので、深井戸用のポンプとして普通用ゐらるゝものである。

vi. ^{みなづち}水槌ポンプ (Hydraulic ram) これは多量の流水が有するエネルギーを比較的少量の水に交附することによつて、その少量の水を低所より高所に上げるポンプで、その原理は水槌作用 (Water hammer action) によるものであるから、この名がある。多量の水が自然に存在する地方に用ゐるに適した極めて特種なるポンプである。

vii. だるまポンプ (Pulsometer pump) これは蒸汽の壓力を水面にあてゝ水を押し、次に凝結せしめて真空を作り、蒸汽の壓力と凝結作用とを利用してそれを交互に且つ自動的にくり返へさしめ、以て吸水と送水との目的を達せしむべく造られたるポンプで、外形だるまに似てゐるからこの名がある。

このポンプは昔鑛山に廣く用ゐられたけれども、渦巻ポンプの發達したる今日既に廢棄に屬し、歴史上たゞその名を存するに止まるものである。

以上7種の外なほ他の異なる理法によるポンプがないことはないけれども、それは極めて特種なる且つ稀有のものであつて、現今世に流布せる有らゆるポンプは、これ等7種の何れかに屬するものである。

なほ以上7種のポンプの中で最も廣く用ゐられてゐるものは往復ポンプ、渦巻ポンプ及びロータリーポンプの3種である。しかもこの3種の中で往復ポンプとロータリーポンプとは共に容積の擴大と縮小とを利用する理法によるもので、外形は異なるけれども、學理上では同一部類のものとする

ことが出来る。たゞ渦巻ポンプのみはそれと全く趣きを異にせるものである。

3. 渦巻ポンプ 渦巻ポンプは羽根車 (Impeller) 容器 (Casing) 及び導羽根 (Diffuser) の3要部より成り、容器には下位の水槽又は貯水池から水をポンプ内に吸ひ上げる吸上管 (Suction pipe) と、次にそれを上位の目的の所に送る送出管 (Delivery pipe) とが接續する。

第1圖は渦巻ポンプ装置の概要を示したる断面圖で、Aは羽根車、それは何枚かの曲面より成る羽根 (Vane; Blade) を具ふる圓形の車で、それをBなる軸を以て、矢を以て示すが如くに回轉する。Cは導羽根で、これもまた何枚かの曲面より成る羽根を具へ、これはAの外圍に裝置せられたる固定の羽根である。されば回轉する羽根Aと固定の羽根Cとの間には多少の空隙を存することが必要である。

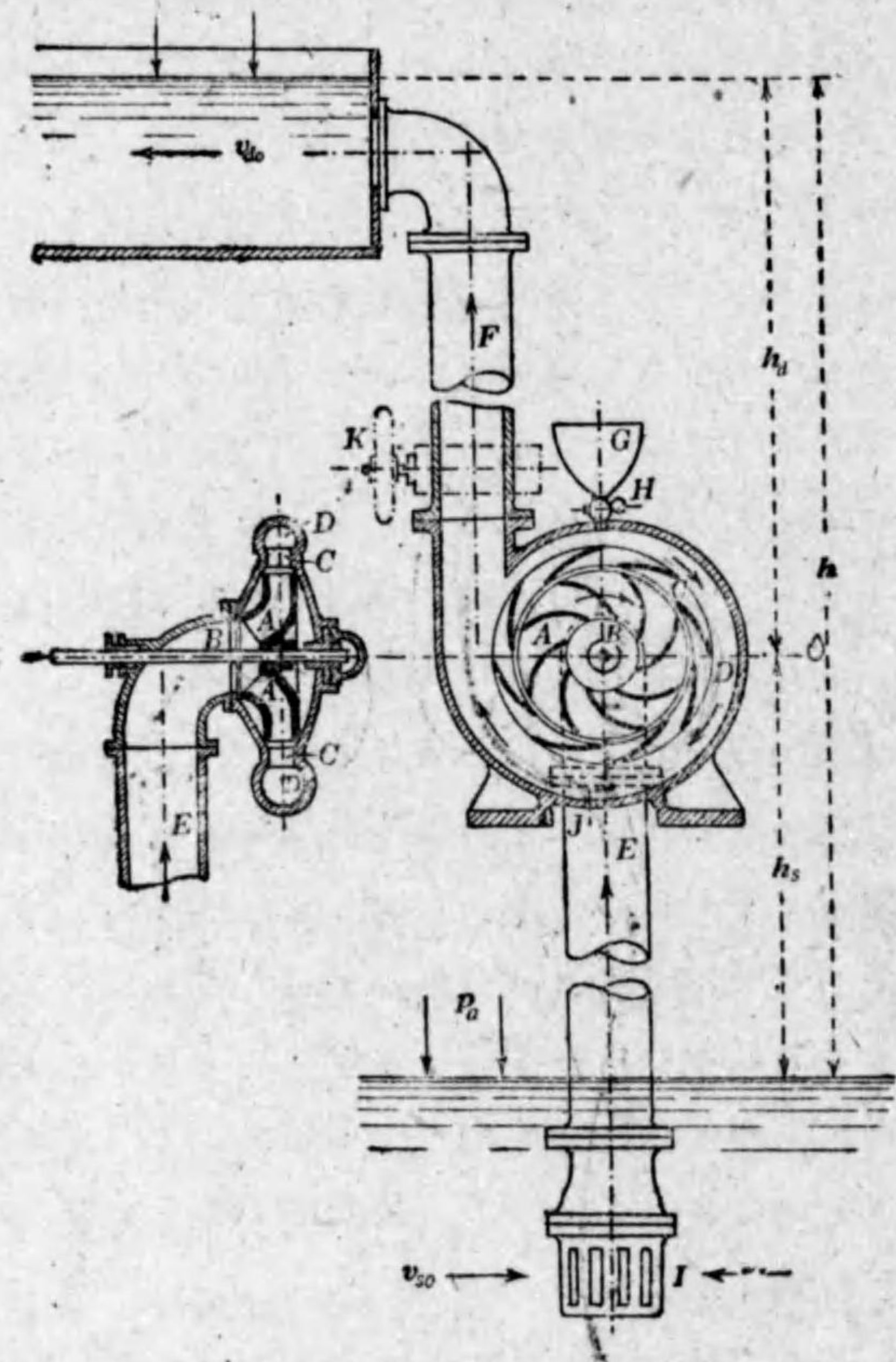
DはCの外圍を密閉する容器で、渦形を呈し、これに吸上管Eと送出管Fとが接續する。

先づポンプの内部に水を充滿して置き、而して羽根車Aを回轉すると、水はそれに掻き廻はされてエネルギーを受け、通例羽根車の中心から外方に向つて流動を起すやうになるから、羽根車の中心部に吸上管Eを接續して置くと、貯水池の水はこれから吸ひ上げらるゝ。

外方に向つて流動する水は、羽根車を去つて導羽根Cの間を流れて容器D内に入り、それから容器内を矢の示すが如く

に流れて送出管 F に向つて集まり、そのまゝ目的の所に送らるゝ。

斯くて羽根車の回轉する間、水は連続的に吸上管より吸ひ



第 1 圖
渦巻ポンプ装置概要

上げられ、羽根車、導羽根、容器の順序に流れて送出管より目的地に送られ、吸上管の下端と送出管の上端との間に連続的の水の流れが出来る。

ポンプを運轉するには豫めポンプ内に水を充滿して置く必要がある。Gはこの目的のために附屬する漏斗で、それは容器の頂部に^{よびあづ}呼水コック (Priming cock) Hによりて容器に接続し、Hを開きGより水を容器内に流し込む。この場合吸上管の下端が開放してゐると、Gより供給したる水は悉く貯水池の中に落ち、ポンプ内に少しも水が止まらぬから、吸上管の下端 I の部に通例或る瓣を置く。この瓣はポンプの運轉中は開放のまゝに置かれ、運轉が停止すると同時に自動的に閉鎖するやうに造られたるもので、それを^{そこべん}底瓣 (Foot valve) と云ふ。

吸上管の下端には更に I なる^{ちりよけ}塵除 (Strainer) を備へ、水中の浮游物が吸上管から吸ひ上げられて羽根車を損傷することのないやうに保護する。底瓣と塵除とは共に吸上管の下端に装置することを要するので、通例塵除と底瓣とは合體して造り、塵除の内部に底瓣が納められてあるやうな構造のものにする。

容器 D の底部には J なる孔があけてある。これはポンプを休止せしめて置く場合に、ポンプ内に残留する水を悉く排除するために^{みづぬき}水抜コック (Drain cock) を附くる孔である。

送出管には通例 K なる^{しきりべん}仕切瓣 (Sluice valve) が備へてあつて、

その開閉の度合ひによつて揚水の量を任意に加減する要に供する。送出管が水を以て充滿せる場合にポンプの運轉を始むるには、豫めこの瓣は閉鎖して置く。斯様な場合にこの瓣が開いてゐると、發動に際して甚しく大なる動力を要し、種々の故障を來す原因となるから、この瓣を閉鎖し、水の送出を止めて置いて發動を容易にし、羽根車の動作が送水能力を充分に發揮するやうになつてから靜かに開き、所要の水量が送出せらるゝやうになつた所で止めるやうにするのである。

運轉の初めには、ポンプの中は水を以て充滿されてあることが絶対に必要で、従つてポンプが貯水池の中に浸されてあるやうな据付け方では、ポンプの中が常に水を以て満たされてゐるからその必要はないけれども、ポンプが貯水池の水面以上に据ゑられてある場合には、ポンプの中に豫め呼び水を注入する^{よびみづ}呼水装置 (Priming apparatus) が必要である。普通型のポンプでは上述の如き漏斗形の給水器が普く用ゐらるゝけれども、やゝ大なるポンプになると、別に手動の小型排氣ポンプか、然らざれば蒸氣又は壓縮空氣にて働くエジクターポンプを所屬し、それによつてポンプ内の空氣を排除して水を呼び上げるやうにすることが多い。このやうな特種の空氣ポンプを以て呼水を行ふ場合には、ポンプ内の空氣を排除する必要があるから、送出管には必ず仕切瓣を装置し、呼水の際にはそれを閉鎖して置かねばならぬ。しかしこの場合には底瓣は必ずしも装置せねばならぬ必要はない。

こゝに掲げたポンプは軸 B が水平に据ゑられてある。この如きを^{よこがた}横型ポンプ (Horizontal pump) と云ひ、それが垂直に据ゑられてあるものを^{たてがた}豎型ポンプ (Vertical pump) と名づくる。

4. ヘッド 貯水池の水面からポンプ中心までの垂直の高さを h_s (第1圖)、ポンプ中心から水の送出せらるゝ上水槽内の水面までの垂直の高さを h_d とし、貯水池内の水がポンプに吸はれ、そのためにその中に水の流動が起る、その平均流速を v_{s0} 、送出せられたる水が上水槽内に流動する、その平均流速を v_{d0} とし、貯水池の水面と上水槽内の水面とは共に大氣壓が働き、それを p_a とし、なほ水の單位容積の重量を γ とすれば、貯水池内の水の有するエネルギーは、水の單位重量につき、

$$h_s + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_{s0}^2}{2g}$$

であり、上水槽内の水の有するエネルギーは水の單位重量につき、

$$h_d + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_{d0}^2}{2g}$$

であつて、この値は上の値よりは大きく、それはポンプが水にエネルギーを供給したからである。故に以上2つのエネルギーの差は、ポンプが水に供給したるエネルギーに等しい。

よつて水の單位重量につき、ポンプが水に供給したるエネルギーを H_t にて表せば、

$$H_t = h_s + h_d + \frac{v_{d0}^2 - v_{s0}^2}{2g}$$

即ち
$$H_t = \left(h_s - \frac{v_{s0}^2}{2g} \right) + \left(h_d + \frac{v_{d0}^2}{2g} \right) \dots \dots \dots (1)$$

$h_s - \frac{v_{s0}^2}{2g}$ を ^{すひあげ}吸上ヘッド (Suction head), $h_d + \frac{v_{d0}^2}{2g}$ を ^{そうしゆつ}送出ヘッド (Delivery head) と云ひ、兩者の和たる H_t を ^{ぜん}全ヘッド (Total head) 又は單にヘッド (Head) と云ふ。吸上ヘッドは、水が静止せる状態にある時貯水池の水面からポンプ中心までの高さであり、送出ヘッドは、その状態にある時ポンプ中心から上水槽内の水面までの高さである。従つて全ヘッドは、その時貯水池の水面から上水槽内の水面までの全體の高さである。

貯水池内の水の流動と上水槽内の水の流動とは大凡同じくらの速度であるとすれば、 $v_{d0} = v_{s0}$ であるから、上式は次の如くなる。

$$H_t = h_s + h_d$$

或は $h_s + h_d$ は上下兩水面間の垂直高さで、それを h にて表せば、

$$H_t = h \dots \dots \dots (1a)$$

即ち斯くの如き場合には、ポンプの全ヘッドは上下兩水面間の垂直高さに等しい。

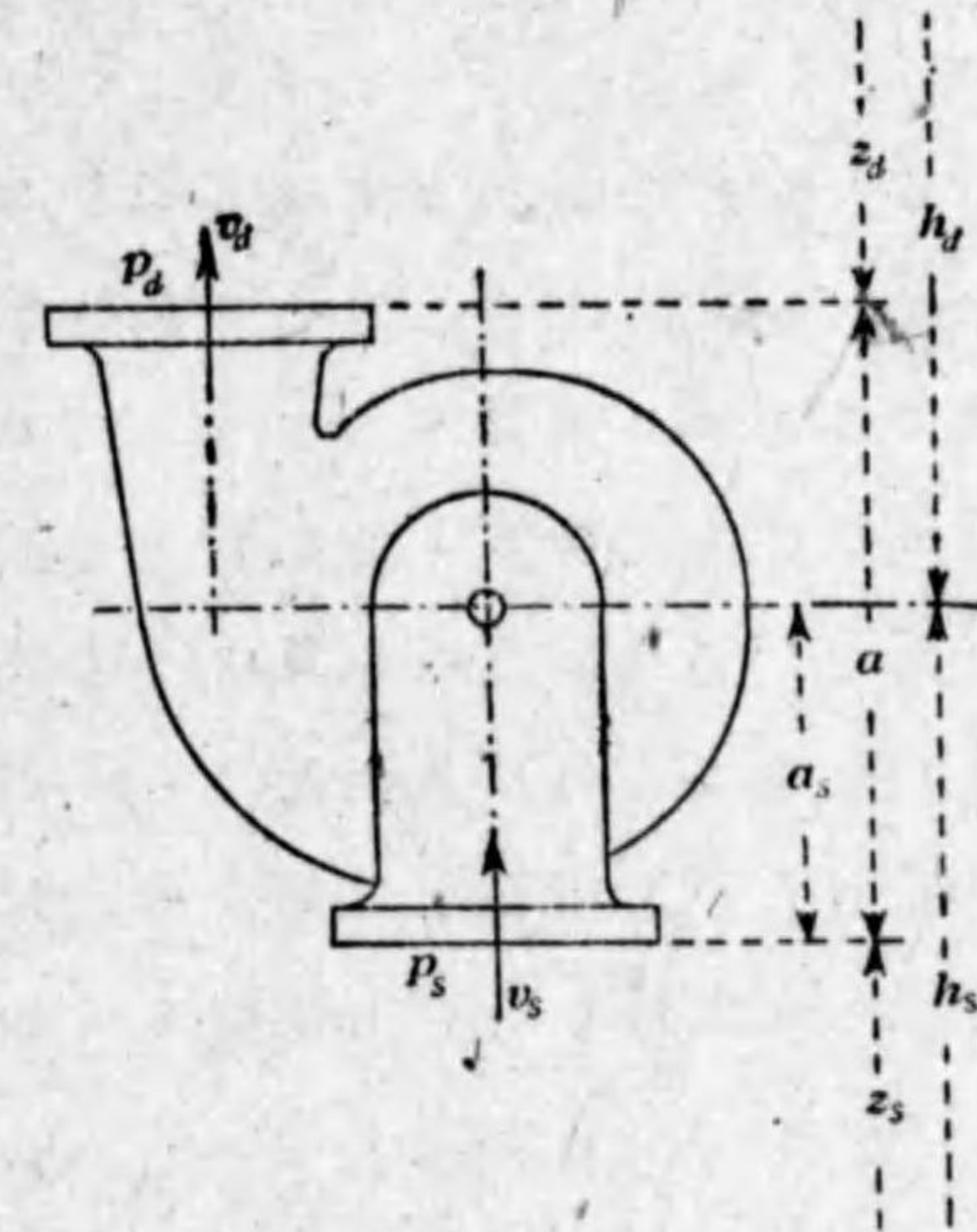
消火ポンプの場合のやうに、送出管の末端に放水用の筒口を備へ、それから高速度に水を噴出せしむるやうな場合には、 v_{d0} はその噴水速度であつて、その甚だ大なるに比較すれば、貯水池内の水の速度 v_{s0} は 0 と考へて大差がないから、

$$H_t = h_s + h_d + \frac{v_{d0}^2}{2g} = h + \frac{v_{d0}^2}{2g} \dots \dots \dots (1b)$$

この場合 h は貯水池の水面から筒口までの垂直高さである。

5. マノメトリック・ヘッド 水は吸上管より吸はれ、ポンプを通りて更に送出管を経次で目的の所に送らるゝのであるから、全ヘッド H_t は、それ等の管及びポンプを通して單位重量の水を流動せしむるためのエネルギーを表す。されば H_t は、ポンプの善惡の外に管の善惡によつて影響を受け、ポンプが如何に優良であつても、管の装置が劣惡であるならば、 H_t は小なる値となるから、 H_t の値だけを以てポンプの善惡を判断することは出来ないものである。

この不都合を無くするには、ポンプと管とを切り離し、管装置の善惡は別個のものとしたゞポンプだけの善惡を考へることにせねばならぬ。そのために通例ポンプの吸上管並に送出管の一部に、何れもポンプに成るべく接近せ



第 2 圖
マノメトリック・ヘッドの計算

る所に、後に述ぶるやうな壓力計を装置して兩所の水壓力を測り (158 項参照)、吸上側の壓力を p_s (第 2 圖)、送出側の壓力を p_d 、兩所の垂直距離を a とし、兩所の平均流速を夫々 v_s 及び v_d と

すれば、吸上側のエネルギーは、水の単位重量につき、

$$\frac{p_s}{\gamma} + \frac{v_s^2}{2g}$$

に対して、送出側のそれは、

$$a + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g}$$

であるから、それ等の差は、水の単位重量につき、ポンプが水に供給したるエネルギーで、それをHにて表せば、

$$H = a + \frac{p_a - p_s}{\gamma} + \frac{v_a^2 - v_s^2}{2g} \dots \dots \dots (2)$$

この式にて計算せらるゝHをマノメトリックヘッド⁽¹⁾(Manometric head)と云ひ、これこそ管と切り離してポンプのみを運転するために必要なヘッドである。

p_s と p_a とは何れも絶対圧力で、吸上管が貯水池の水面以下にあるならば、 p_s は大気圧よりも高く、それがその水面以上にあるならば、それは大気圧よりも低い。

吸上管と送出管とは同じ直径に造ることが多い。然る時は $v_a = v_s$ であるから、上式は次の如くなる。

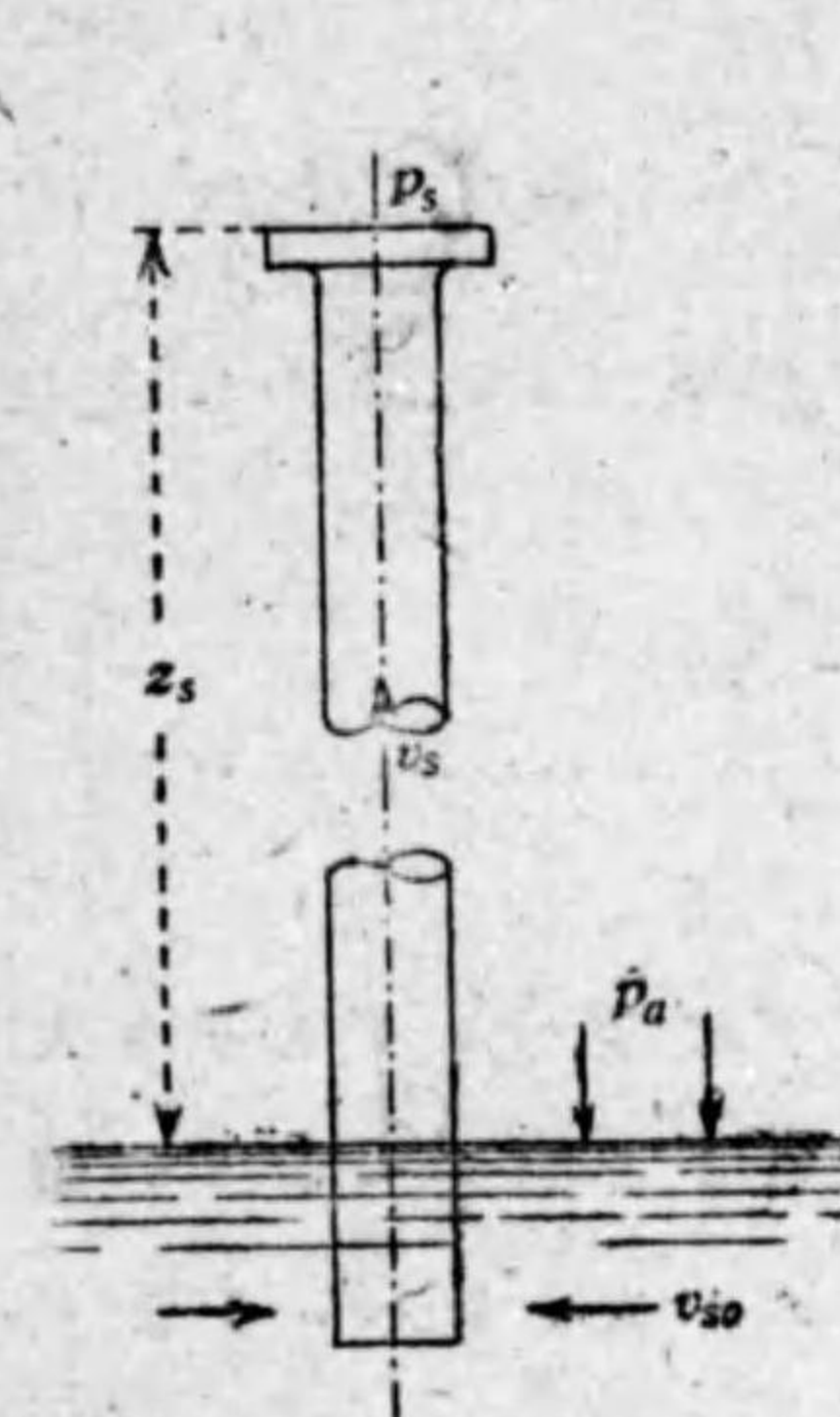
$$H = a + \frac{p_a - p_s}{\gamma} \dots \dots \dots (2a)$$

6. H_s とHとの関係 ポンプの吸上側に接続する吸上管の高さを z_s とすれば(第3圖)、ベルヌイ定理により、

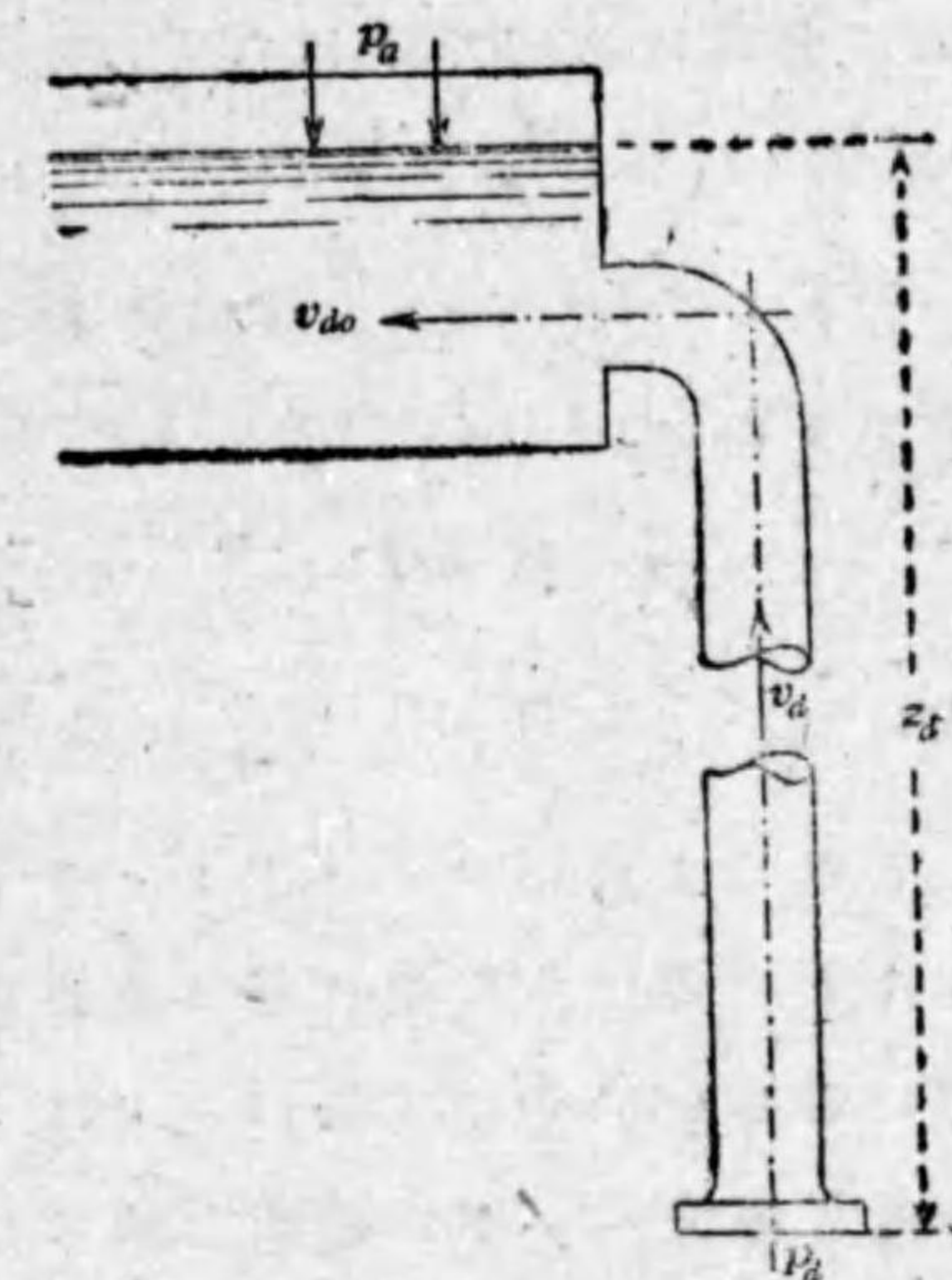
$$z_s + \frac{p_s}{\gamma} + \frac{v_s^2}{2g} + \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} = \frac{p_s}{\gamma} + \frac{v_{so}^2}{2g} \dots \dots \dots (3)$$

(1) 壓力計 (Manometer) にて測定せらるゝヘッドの意 (158項参照)。

但し $\zeta_s \frac{v_s^2}{2g}$ は流體抵抗のために吸上管中に起る損失ヘッドの全額である。



第3圖 吸上管



第4圖 送出管

又ポンプの送出側に接続する送出管の高さを z_a とすれば(第4圖)、同じ定理により、

$$z_a + \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_{do}^2}{2g} + \zeta_a \frac{v_a^2}{2g} = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} \dots \dots \dots (4)$$

但し $\zeta_a \frac{v_a^2}{2g}$ は流體抵抗のために送出管中に起る損失ヘッドの全額である。

以上2式を邊々互に加ふれば、

$$z_s + z_a + \frac{v_{do}^2 - v_{so}^2}{2g} = \frac{p_a - p_s}{\gamma} + \frac{v_a^2 - v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_a \frac{v_a^2}{2g}$$

然るに第2圖(11頁)に於て

$$z_s + z_d = h_s + h_d - a$$

故に上式は次のやうになる。

$$h_s + h_d + \frac{v_{d0}^2 - v_{s0}^2}{2g} = a + \frac{p_d - p_s}{\gamma} + \frac{v_d^2 - v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_d \frac{v_d^2}{2g}$$

これを(1)式(10頁)及び(2)式(12頁)に對照すれば、直ちに次の結果を得る。

$$\left. \begin{aligned}
 H_t &= H - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_d \frac{v_d^2}{2g} \\
 \text{或は} \quad H - H_t &= \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} + \zeta_d \frac{v_d^2}{2g}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

これによればマノメトリック・ヘッドは全ヘッドよりも大きく、その差は全管中に起る流體抵抗による損失ヘッドの總額に等しい。従つて全ヘッドは、マノメトリック・ヘッドより管内の損失ヘッドの總額を減じたものである。

斯くの如くポンプの善悪は獨りマノメトリック・ヘッドにのみ影響するものであるから、以下の諸計算に於てHは凡てマノメトリック・ヘッドを意味するものとする。

7. 吸上ヘッド (1)式(10頁)によれば水を全ヘッドH_tに上げるために、ポンプが水に供給すべきエネルギーは、h_sとh_dとの和たるhによりて定まり、h_sとh_dとの各々には少しも關係がない。さればh_s+h_d=hにして一定ならば、ポンプは如何なる位置にあつても、その働きには少しも影響がない。しかしポンプの吸上作用は大氣壓の働きによつて起るものであるから、吸上ヘッドには自ら或る最大限があつて、吸上ヘッド

がそれよりも大ならば水を吸ひ上げる働きは消失するものである。

さてポンプの吸上側は常に水を以て充滿されてゐることが必要である。そのためにはその壓力p_s(第2圖,11頁)は水が氣化する壓力よりも大なることが絶対に必要で、然らざれば水は氣化して蒸汽を發生し、水柱はこれがために切斷して水の連續流動が止まる。

斯くて(3)式(12頁)より、

$$\frac{p_s}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} - z_s + \frac{v_{s0}^2}{2g} - \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g}$$

h_s-z_sをa_sとすれば(第2圖,11頁)

$$z_s = h_s - a_s$$

故に
$$\frac{p_s}{\gamma} = \frac{p_a}{\gamma} - h_s + a_s + \frac{v_{s0}^2}{2g} - \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g}$$

水の氣化するその壓力をp_vとすれば、水が氣化することなしに常に水の狀態を保ちつゝ連續流動をなすためには、p_sはp_vよりも大ならねばならぬから、上式から

$$\frac{p_a}{\gamma} - h_s + a_s + \frac{v_{s0}^2}{2g} - \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} > \frac{p_v}{\gamma}$$

或は
$$h_s - \frac{v_{s0}^2}{2g} < \frac{p_a - p_v}{\gamma} + a_s - \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g}$$

この左邊は吸上ヘッドである。されば

$$\text{吸上ヘッド} < \frac{p_a - p_v}{\gamma} + a_s - \frac{v_s^2}{2g} - \zeta_s \frac{v_s^2}{2g} \dots\dots\dots (6)$$

即ち吸上ヘッドはこの式の右邊の値よりも小なることを要

し従つてこの値は吸上ヘッドの最大値を表す。

大気壓 p_a は土地の高低によりて變はり、 p_v は水の溫度によりて異なる。今1年間の平均溫度大凡 10°C に於て、海面上種々の高度に於ける氣壓計の讀みと、その壓力 p_a に相當する水柱の高さ $\frac{p_a}{\gamma}$ との値を次表に示す。但し海面は標準氣壓の 760 mm とする。

海面上の高さ m	0	200	400	600	800	1000	1500
	100	300	500	700	900	1200	2000
氣壓計の讀み mm	760	742	724	707	690	674	635
	751	733	716	699	682	658	598
$\frac{p_a}{\gamma}$ の値 m	10.33	10.1	9.8	9.6	9.4	9.2	8.6
	10.2	9.9	9.7	9.5	9.3	8.9	8.1

又種々の溫度に於ける水の氣化するその壓力 p_v に相當する水柱の高さ $\frac{p_v}{\gamma}$ の値を次表に示す。

溫度, C	5°	20°	40°	60°	80°	100°
	10°	30°	50°	70°	90°	
$\frac{p_v}{\gamma}$ の値 m	0.09	0.24	0.75	2.02	4.82	10.33
	0.12	0.43	1.25	3.17	7.14	

自然界の水は可なり大量に空氣を溶有し、そのために甚だ氣化し易い。故に實際の $\frac{p_v}{\gamma}$ の値は、こゝに掲げたる値の大凡 2.5 倍と見なす。例へば 40°C に於て $\frac{p_v}{\gamma} = 0.75\text{m}$ であるけれども、實際にはそれを $\frac{p_v}{\gamma} = 0.75 \times 2.5 = 1.875\text{m}$ とするのである。以上の如く土地の高度と共に $\frac{p_a}{\gamma}$ は減じ、水の溫度と共に

$\frac{p_v}{\gamma}$ は増すものであるから、それにつれて吸上ヘッドの最大値は益々減するものである。例へば海面上に於ては $\frac{p_a}{\gamma} = 10.33\text{m}$ で、その 100°C の沸騰水に對して空氣を含まずとしても $\frac{p_v}{\gamma} = 10.33\text{m}$ であるから、吸上ヘッドは負號となる。吸上ヘッドの負號なるは、ポンプを貯水池の水面以下に浸さねばならぬことを示す。つまり斯くの如き沸騰水はそれを吸ひ上ぐる事が出来ないから、ポンプを貯水池の水中に浸すやうに設置せねばならぬものである。溫泉用のポンプの如きが即ちこの場合に當る。

吸上管内の流體抵抗は流體摩擦抵抗のみであると考へて大差がないから、管の内徑を d_s 、管の長さを l_s とすれば、大略

$$\zeta_s = 0.03 \frac{l_s}{d_s}$$

これを(6)式(15頁)に代入すれば、

$$\text{吸上ヘッド} < \frac{p_a - p_v}{\gamma} + a_s - \left(1 + 0.03 \frac{l_s}{d_s}\right) \frac{v_s^2}{2g}$$

凡て管は出来るだけ直管であることを要する。直管ならば l_s は大凡吸上ヘッドに等しいから、吸上ヘッドを H_s にて表せば、

$$H_s < \frac{p_a - p_v}{\gamma} + a_s - \left(1 + 0.03 \frac{H_s}{d_s}\right) \frac{v_s^2}{2g}$$

これより H_s を算出すれば、

$$H_s < \frac{\frac{p_a - p_v}{\gamma} + a_s - \frac{v_s^2}{2g}}{1 + 0.03 \frac{v_s^2}{2gd_s}} \dots\dots\dots(7)$$

即ち v_0 大ならば H_0 は小となり、 d_0 小ならば H_0 はまた小となる。

a_0 は $\frac{p_a - p_v}{\gamma}$ に比較すると通例極めて小なる高さであるから、これは省略しても大差はなく、しかもその方が H_0 を計算する上に於て安全である。されば*

$$H^0 < \frac{\frac{p_a - p_v}{\gamma} - \frac{v_0^2}{2g}}{1 + 0.03 \frac{v_0^2}{2gd_0}} \dots \dots \dots (7a)$$

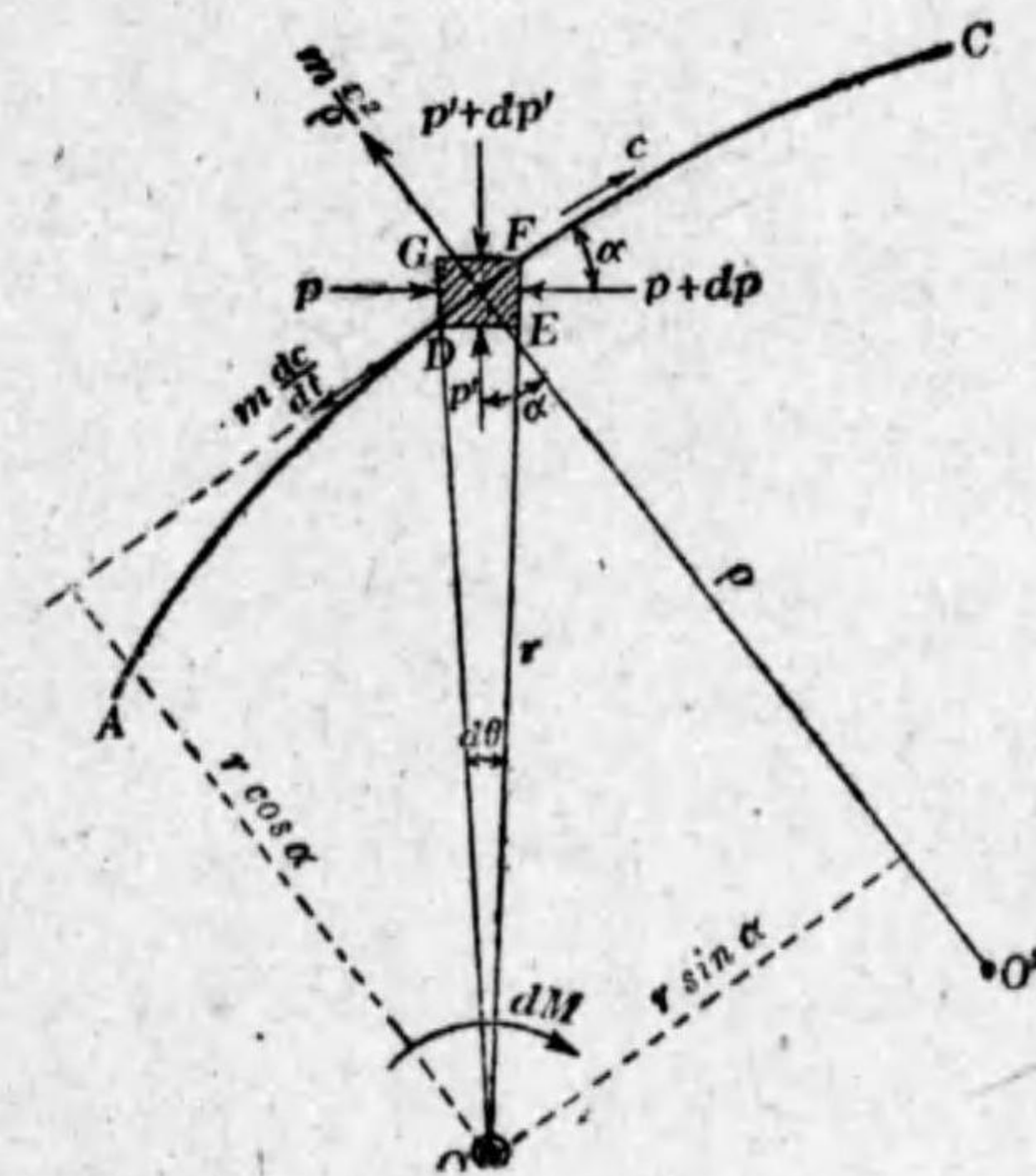
ポンプの故障は多くは吸上管のために起る。これ吸上管内の壓力は大氣壓よりも低く、管は外壓のために潰れ易く、接合部等より外界の空氣が管内に漏泄し易きによる。この故障を除くには、成るべくポンプを貯水池の水面近く低く設置し、吸上ヘッドを能ふ限り小ならしむることを要する。送出管内の壓力は常に大氣壓よりも高く、従つて送出管には吸上管の如き故障はないから、ポンプの全ヘッドは吸上ヘッドを小に送出ヘッドを大ならしむるやうにポンプを設置することが肝要である。

II. 總 論

8. モーメントム理論 水を以て充滿せられたる容器の中に、Oを中心として羽根車を回轉すれば、水は羽根車の中に或る流動を起し、その徑路をACとし(第5圖)、水分子はAよりCに流動するものとする。

今この徑路上のOから半径 r なる位置にある時の水の微片をDEF Gとし、その質量を m 、速度を c 、時刻を t 、徑路のこの所の曲率半径を ρ とする。

水が徑路 AC 上を流るゝ時にその速度の大きき及び方向は時々刻



第 5 圖
水分子の運動

々に變はり、従つてその流動に對して加速力と遠心力とが働く。即ち時刻 t に於ける加速力 $m \frac{dc}{dt}$ は徑路に接して運動の逆方向に働き、遠心力 $m \frac{c^2}{\rho}$ はこれに直角に徑路の外方に働く。

以上2つの力の外なほこの微片には水壓力が働く。それは面 DG に働く壓力を p とすれば、その對面 FE には壓力 $p +$

dp が働き、面 DE に働く壓力を p' とすれば、その對面 FG には壓力 $p'+dp'$ が働く。故にこの微片の紙面に直角なる方向の幅を b とすれば、DG 面に働く壓力の力は $p \cdot \overline{DG} \cdot b$ であり、FE 面に働くそれは $(p+dp) \overline{FE} \cdot b$ であり、DE 面に働くそれは $p' \cdot \overline{DE} \cdot b$ であり、FG 面に働くそれは $(p'+dp') \overline{FG} \cdot b$ である。

以上の諸力が合成して中心 O に與ふる力のモーメントを dM とすれば、

$$dM = m \frac{dc}{dt} r \cos a + m \frac{c^2}{\rho} r \sin a - p \cdot \overline{DG} \cdot b \cdot r + (p+dp) \overline{FE} \cdot b \cdot r$$

但し a は圓周方向に對する速度 c の傾斜角である。而して

$$\overline{DG} = \overline{FE} = dr$$

これを上式に代入して計算すれば、

$$dM = m \frac{dc}{dt} r \cos a + m \frac{c^2}{\rho} r \sin a + dp \cdot b r dr$$

羽根車は圓形の車であるから、同じ半徑の同心圓上では壓力は均一であると考えてよい。換言すれば DG 面とその對面 FE 面とに働く壓力は等しと考へることが出来る。然る時は $dp=0$ であるから、上式は更に次の如くなる。

$$dM = m \frac{dc}{dt} r \cos a + m \frac{c^2}{\rho} r \sin a$$

徑路 AC 上に極めて接近せる 2 點 P, Q をとれば、それ等の半徑 $r, r+dr$, 曲率半徑 ρ , 傾斜角 $a, a+da$ の關係は第 6 圖に示すが如くであつて、三角形 PIQ' の内角と外角との關係から、

$$\angle IPQ' + \angle PIQ' = \angle IQ'T$$

即ち $a+d\theta = a+da+de$

或は $d\epsilon = d\theta - da$

故に弧 PQ の長さを ds とすれば、

$$ds = \rho d\epsilon = \rho(d\theta - da)$$

これより

$$\rho = \frac{ds}{d\theta - da}$$

これを上の dM の式に代入すれば、

$$dM = m \left(\frac{dc}{dt} r \cos a + \frac{d\theta - da}{ds} c^2 r \sin a \right)$$

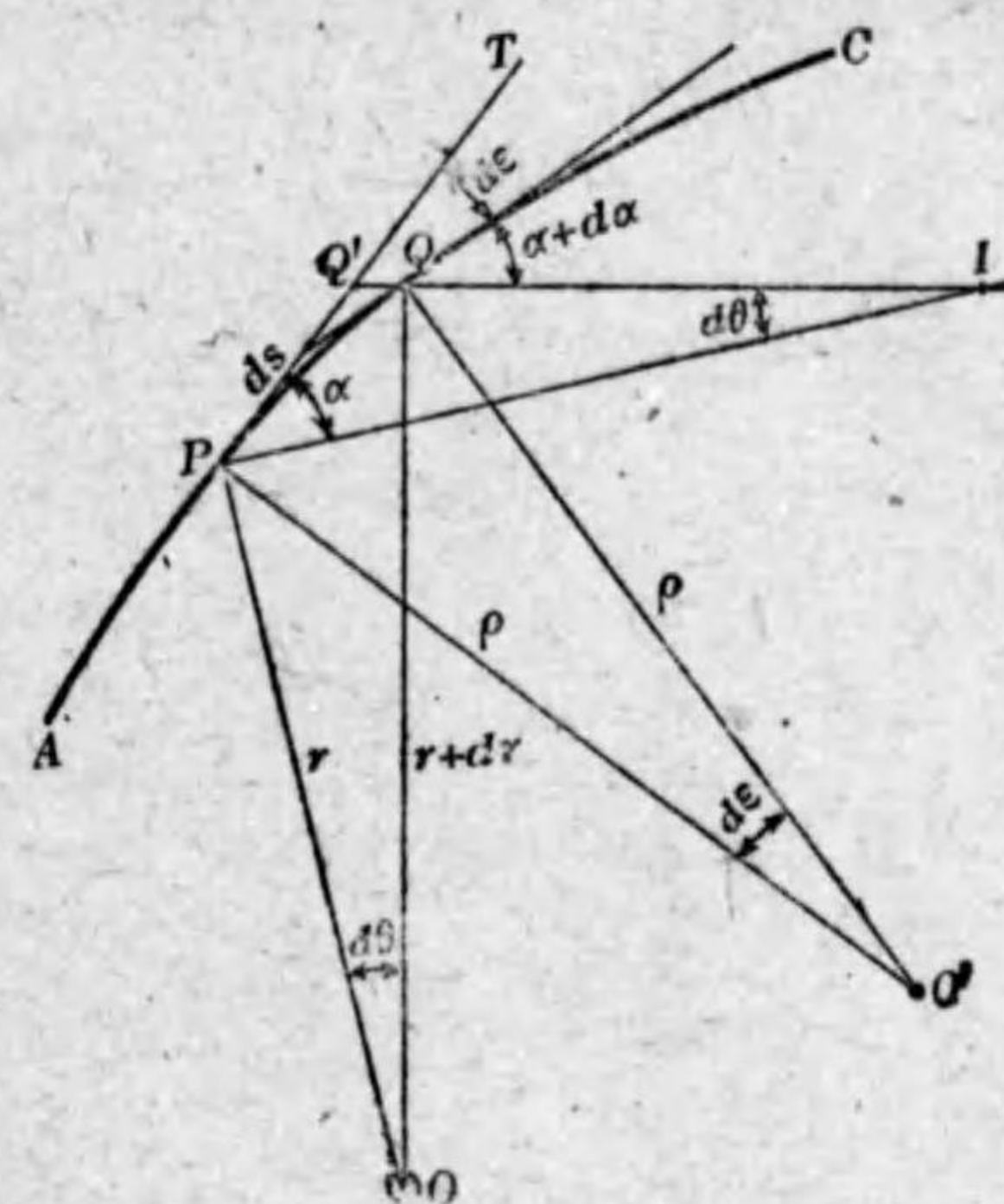
なほ $c = \frac{ds}{dt}$

或は $ds = c dt$

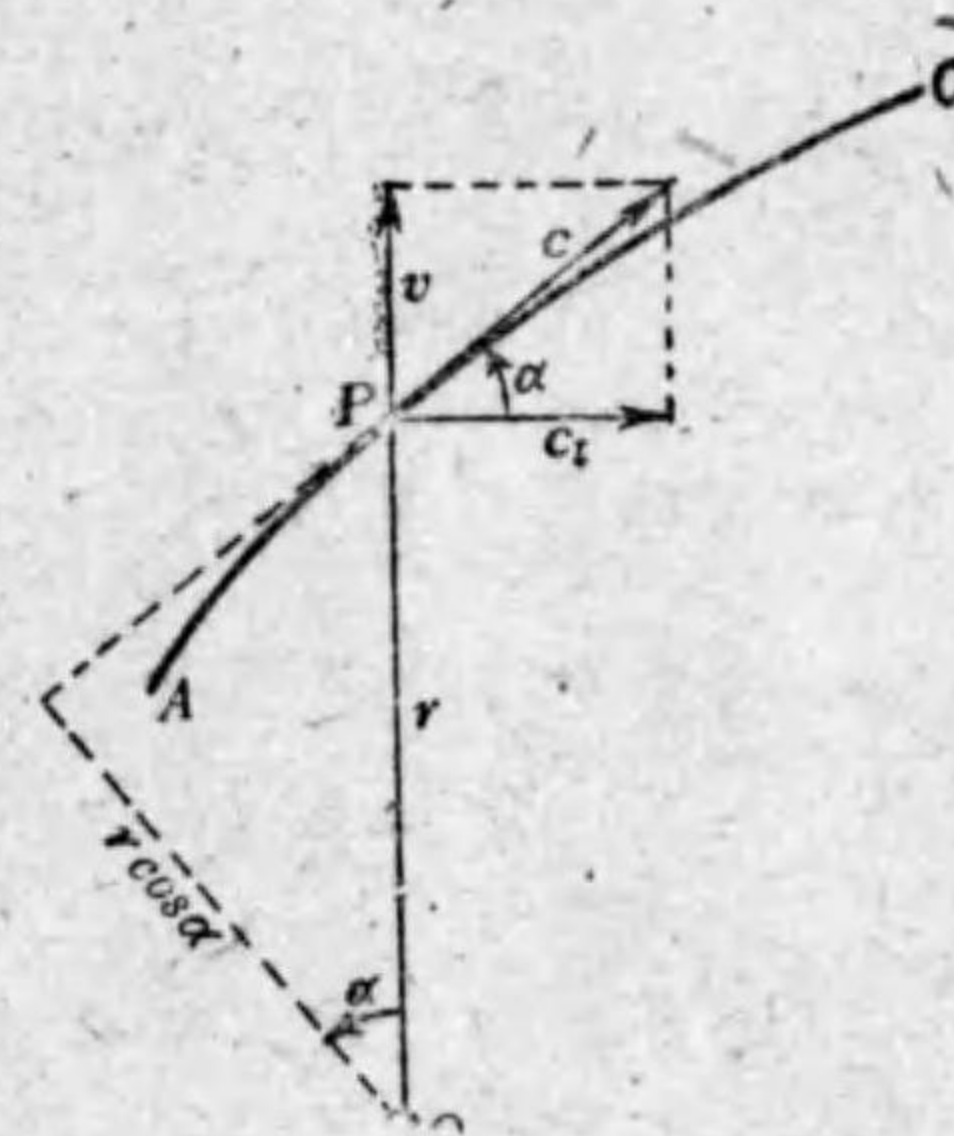
故に $dM = m \left(\frac{dc}{dt} r \cos a + \frac{d\theta - da}{dt} c r \sin a \right)$

速度 c の圓周方向の分速度を c_t とし、それに直角なる放射方向の分速度を v とすれば(第 7 圖)、

$$c_t = c \cos a, \quad v = c \sin a$$



第 6 圖
徑路の曲率半徑



第 7 圖
圓周及び放射分速度

然る時は

$$dM = m \left(\frac{dc}{dt} r \cos a + \frac{d\theta - da}{dt} vr \right)$$

次に $c \cos a = c_t$ を時間 t にて微分すれば、

$$\frac{dc}{dt} \cos a - c \sin a \frac{da}{dt} = \frac{dc_t}{dt}$$

故に $\frac{dc}{dt} \cos a = \frac{dc_t}{dt} + c \sin a \frac{da}{dt} = \frac{dc_t}{dt} + v \frac{da}{dt}$

これを上式に代入すれば、

$$\begin{aligned} dM &= m \left(r \frac{dc_t}{dt} + vr \frac{da}{dt} + \frac{d\theta - da}{dt} vr \right) \\ &= m \left(r \frac{dc_t}{dt} + vr \frac{d\theta}{dt} \right) \end{aligned}$$

然るに

$$c_t = r \frac{d\theta}{dt}, \quad v = \frac{dr}{dt}$$

よつて $dM = m \left(r \frac{dc_t}{dt} + vr \right) = m \left(r \frac{dc_t}{dt} + \frac{dr}{dt} c_t \right)$

即ち $dM = m \frac{d(cr)}{dt}$

dt 時間内に汲み上げらるゝ水の容積を dQ とし、単位容積の水の重量を γ とすれば、

$$m = \frac{\gamma}{g} dQ$$

故にこれを上式に代入すれば、

$$dM = \frac{\gamma}{g} \frac{dQ}{dt} d(cr)$$

水の汲み上げらるゝ流れが整一ならば、 $\frac{dQ}{dt}$ は単位時間

に整一に汲み上げらるゝ水の容積即ち揚水量 (Discharge) に等しい。よつてこれを Q にて表せば、

$$dM = \frac{\gamma}{g} Q d(cr) \dots\dots\dots (8)$$

或は $c_t = c \cos a$ であるから、

$$dM = \frac{\gamma}{g} Q d(c \cos a) \dots\dots\dots (8a)$$

$c \cos a$ は中心 O に對する速度 c のモーメントであり、 $\frac{\gamma}{g} Q$ は単位時間に汲み上げらるゝ水の質量である。而してこの質量は整流の場合に於ては一定であるから、上式は次の如くに書いてもよい。

$$dM = d \left(\frac{\gamma}{g} Q c \cos a \right)$$

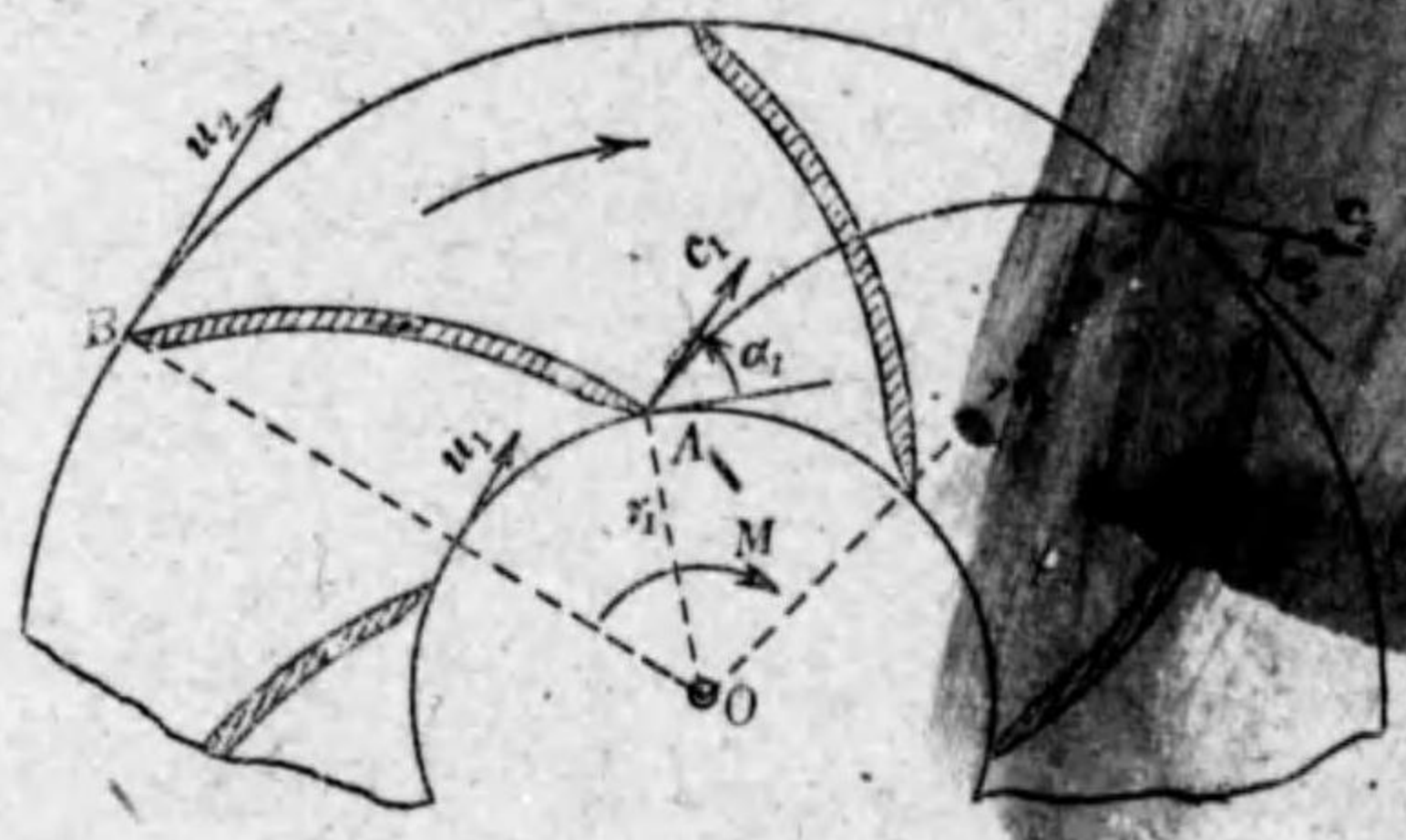
$\frac{\gamma}{g} Q c$ は単位時間に流るゝ水の有する運動量であるから、 $\frac{\gamma}{g} Q c \cos a$ は中心 O に對するその運動量のモーメント、即ち角運動量 (Angular momentum) である。されば (8) 或は (8a) 式は次の如き定理に當る。

単位時間に流るゝ流體の、或る中心に對する角運動量の増加(又は減少)は、その中心に働く力のモーメントの増加(又は減少)に等し。

これは渦巻ポンプの諸計算の基礎となる定理で、従つて (8) 又は (8a) 式はその基礎式であつて、この定理によつて渦巻ポンプの理論を考へる學を モーメントム理論 (Momentum theory) と稱へる。

9. 羽根車の働き 羽根車は AB の如き曲面状の羽根の數枚を一定の距離に具ふる車で(第8圖),それが O を中心として回轉する

ために,水は羽根車の中に或る流れを生じ,その流れの徑路の一を曲線 AC とすれば,この曲線は空間中に固定せ



第 8 圖 羽根車の働き

る曲線であるから,これを水の絶対徑路 (Absolute path) と云ひ,それは AB なる羽根によつて生じ,羽根は羽根車と共に回轉し運動する曲線であるから,曲線 AB を相對徑路 (Relative path) と稱へる。相對徑路は羽根の曲線そのものであつて, A にある水が羽根に沿うて相對的に A から B に達する時に,絶対的にはそれは A から C に達し,その間に羽根車自身は B から C まで中心角 BOC を回轉するのである。

斯くて A は羽根の入口 (Entrance), B 又は C は羽根の出口 (Exit) で,水は A から B 又は A から C に達する間に於て羽根車からエネルギーを受けるので, A に於ける車の半徑を r_1 , その水の速度を c_1 , 圓周方向に對するその傾斜角を α_1 , B 又は C に於ける車の半徑を r_2 , その水の速度を c_2 , 圓周方向に對す

るその傾斜角を α_2 とし,水に斯くの如き流れを生ぜしむるために羽根車を回轉するに必要なる力のモーメントを M とすれば, M の式(23頁)を羽根車の入口から出口まで積分したるものがなければならぬ。よつて

$$M = \int Q \frac{d(c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1)}{g} \dots \dots \dots (9)$$

及び ω は羽根の入口及び出口に於ける水の絶対徑路に接觸時でこの如き速度を水の絶対速度 (Absolute velocity) と云ふ。

10. 羽根車のエネルギー M なる力のモーメントを以て羽根車を回轉するその回轉の角速度を ω とすれば,單位時間に羽根車が水に與へるエネルギーは $M\omega$ に等しい。故にこのエネルギーを E とすれば,(9)式から

$$E = \frac{\gamma}{g} Q \omega (c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1)$$

然るに羽根車が回轉するその入口及び出口の圓周速度を夫々 u_1 及び u_2 とすれば(第8圖),

$$\omega r_1 = u_1, \quad \omega r_2 = u_2$$

よつて上式は次の如くなる。

$$E = \frac{\gamma}{g} Q (u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1) \dots \dots \dots (10)$$

11. 羽根車計算の基礎式 羽根車が E なるエネルギーを以て回轉すれば,水は羽根車の入口から出口に向つて流

動を起し、その結果単位時間に容積 Q の水が H なるヘッド、詳しくは H なるマンメトリックヘッドに上げらるゝ。この仕事は rQH であるけれども、ポンプ内部には種々の流體抵抗が働くために、羽根車を實際に回轉せしむべきエネルギー E は、 rQH よりも大ならねばならぬ。

よつてポンプ内部に働く流體抵抗の總額に等しきヘッドを h とすれば、實際のエネルギーは

$$E = rQ(H + h)$$

ヘッド H が大ならば抵抗ヘッド h はまた大となる。故に h は H の或る割合ひを以て表せば便利であるから、この割合ひを λ とすれば、

$$h = \lambda H$$

されば $E = rQ(1 + \lambda)H$

λ は 0 よりも大なる値であるから、 $1 + \lambda$ は常に 1 よりも大なる値で、それを

$$1 + \lambda = \phi \dots\dots\dots(11)$$

にて表せば、

$$E = rQ\phi H$$

これと(10)式(25頁)とから次の結果を得る。

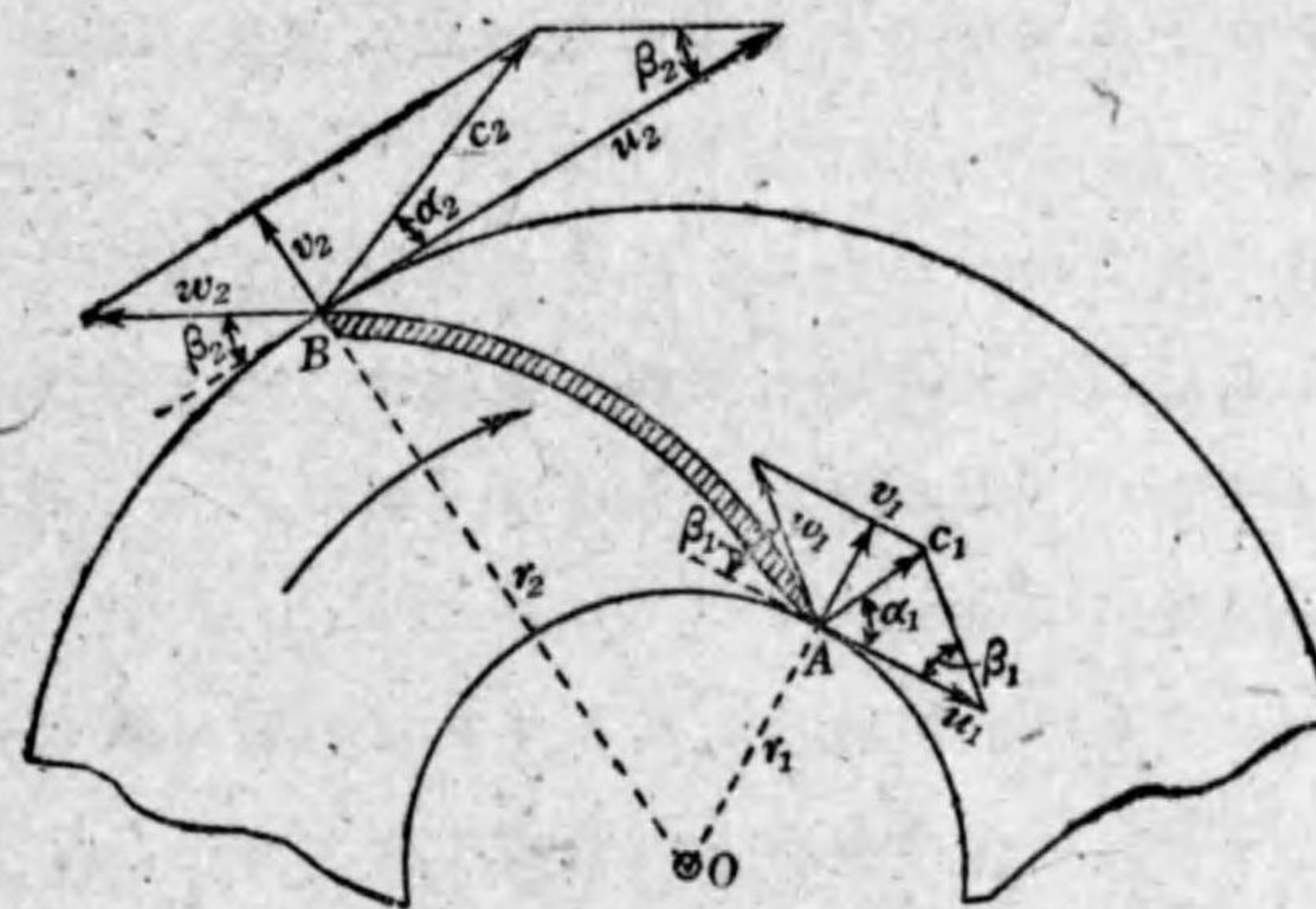
$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1 = g\phi H \dots\dots\dots(12)$$

これは羽根車の諸計算に最も普通用ゐらるゝ基礎式である。

12. 入口及び出口の速度の關係 (9), (10), (12) 式の何れを見るも、羽根車の働きはその入口及び出口の羽根車の圓

周速度と、そこに於ける水の絶対速度の大いさ及び方向のみによるものであつて、羽根の中間の形ちは羽根車の働きには何等關係なきものである。故に羽根車の働きだけを考へる場合には、その入口及び出口の羽根の形ちと、その速度とについて考へればよい。

さて第9圖に於て AB は羽根の1枚だとし、それを中心 O



第 9 圖
入口及び出口の速度の關係

のまはりに矢を以て示すが如くに回轉するとし、そのために水は速度 c_1 を以て入口の A 點から羽根車の中に流入すると考へる。

水は A に於て c_1 なる速度を以て羽根車の中に流入するけれども、羽根車自身は A 點に於て u_1 なる圓周速度を以て運動するのであるから、運動する羽根車から見れば、水は羽根車の中に c_1 と異なる速度を以て流入することは明らかで、それは

c_1 を對角線とし w_1 を1邊とする平行四邊形の他の1邊を w_1 とすれば、運動する羽根車から見れば、水は w_1 なる速度を以て羽根車の中に流入するのである。

されば c_1 を水の絶対流入速度 (Absolute inflow velocity) と云ひ、これに對して w_1 を羽根車に對する水の相對流入速度 (Relative inflow velocity) と呼ぶ。又 c_1 又は w_1 の放射方向に於ける分速度を v_1 とすれば、それを水の放射流入速度 (Radial inflow velocity) と云ふ。

羽根車に對して水は w_1 なる相對速度を以て流入するのであるから、水が羽根の入口の尖端に衝突することなしにそれを滑らかに流れ込ませしむるためには、A點に於ける羽根の方向は、 w_1 に接線的に造られてゐなければならぬ。従つて圓周逆方向に對する w_1 の傾斜角を β_1 とすれば、羽根の入口はこの角の方向に造られてあることが肝要であるから、 β_1 を羽根の入口角 (Entrance vane-angle) と名づくる。されば

- ① 羽根の入口の方向は相對流入速度の方向に接線的なることを要す。

この定理は羽根車に羽根を裝備する上に於て最も重要なものである。

圓周方向に對する c_1 の傾斜角 α_1 は、羽根車に流入する水の方向を指定するから、この角を羽根車に對する水の流入角 (Inflow angle) と云ふ。

斯くて水が羽根車の中に流入したる後には、羽根に導かれ

て流れ、出口のB點から、羽根の面に接線的に w_2 なる速度を以て、羽根車から流出する。この速度 w_2 は羽根車から見たる流出速度であるから、これを相對流出速度 (Relative outflow velocity) と云ふ。従つて圓周逆方向に對する w_2 の傾斜角を β_2 とすれば、これは羽根の出口角 (Exit vane-angle) である。

羽根車のB點の圓周速度を u_2 とすれば、 w_2 と u_2 とを2邊とする平行四邊形の對角線 c_2 は、水が羽根車から流出する絶対速度を表すから、これを水の絶対流出速度 (Absolute outflow velocity) と稱へ、圓周方向に對するその傾斜角を α_2 とすれば、この角は羽根車から流出する水の絶対方向を指定し、これを羽根車に對する水の流出角 (Outflow angle) と稱へる。又 c_2 又は w_2 の放射方向の分速度を v_2 とすれば、それを水の放射流出速度 (Radial outflow velocity) と云ふ。

斯くの如く羽根車に對して相對的に見れば、水は羽根に接線的に速度 w_1 を以て流入し、速度 w_2 を以て流出するけれども、羽根車に關係なく絕對的に見れば、それは速度 c_1 を以て流入し、速度 c_2 を以て流出するのであつて、速度 c_1 、 c_2 及び傾斜角 α_1 、 α_2 は、水の絶対徑路を指定する(第8圖, 24頁参照)。

羽根車の外圍には通例導羽根を備へるから、羽根車を流出したる水は、直ちに絶対速度 c_2 を以て、固定せる導羽根の中に流入する。故に衝突なしに水が導羽根の中に流入するためには、導羽根の入口の方向は、 c_2 に接線的に造られてなければならぬ。されば羽根車の流出角 α_2 は導羽根入口の方向を指

定するから、この角は導羽根に對してはその入口角 (Entrance diffuser-angle) である。

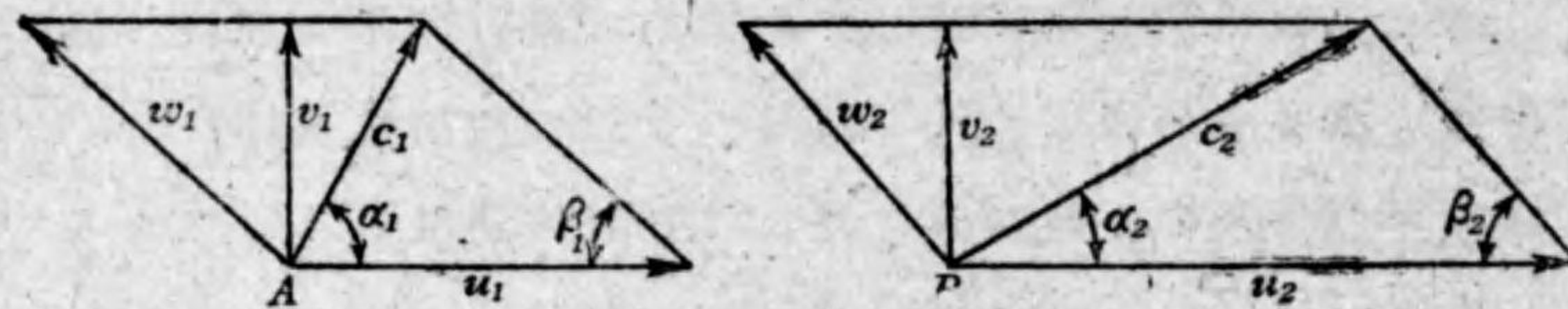
羽根車入口の直前に、流入速度 c_1 の方向を指定する固定の羽根を備ふる場合には、それもまた導羽根 (Guide vane) と云ひ、羽根車の流入角 α_1 はこの導羽根の出口の方向によつて指定せらるゝ。しかし羽根車の入口には通例導羽根を裝備しない。

13. 速度線圖 羽根車の入口及び出口に於ける種々の速度及び角度の關係は、第9圖(27頁)に示すが如き平行四邊形にて表さるゝもので、これ等の平行四邊形を入口並に出口の速度線圖 (Velocity diagram) と稱へる。

今この2つの速度線圖を第9圖から取り出して示せば第

入口速度線圖

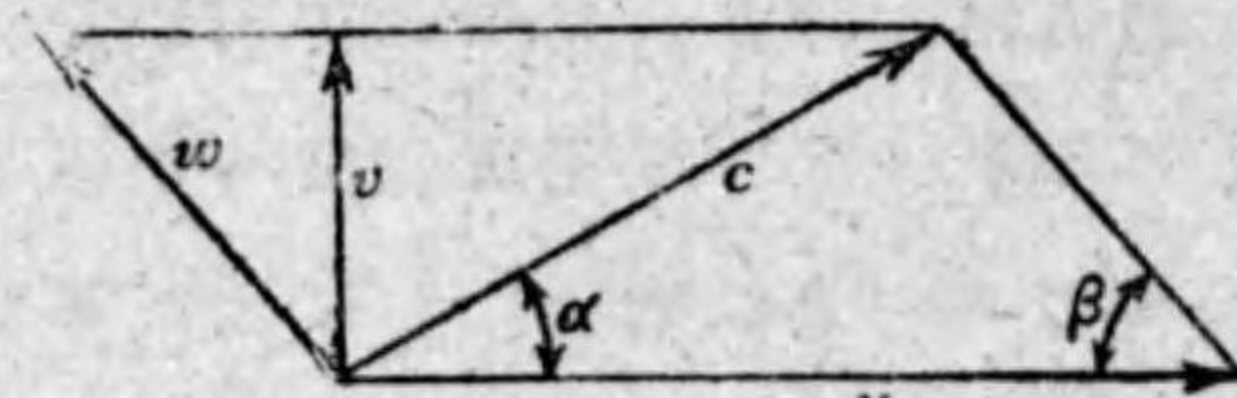
出口速度線圖



第 10 圖

入口及び出口の速度線圖

10圖の如くで、入口に於ける附標1と、出口に於ける附標2とを消去すれば、この2つの線圖は第11圖に示



第 11 圖

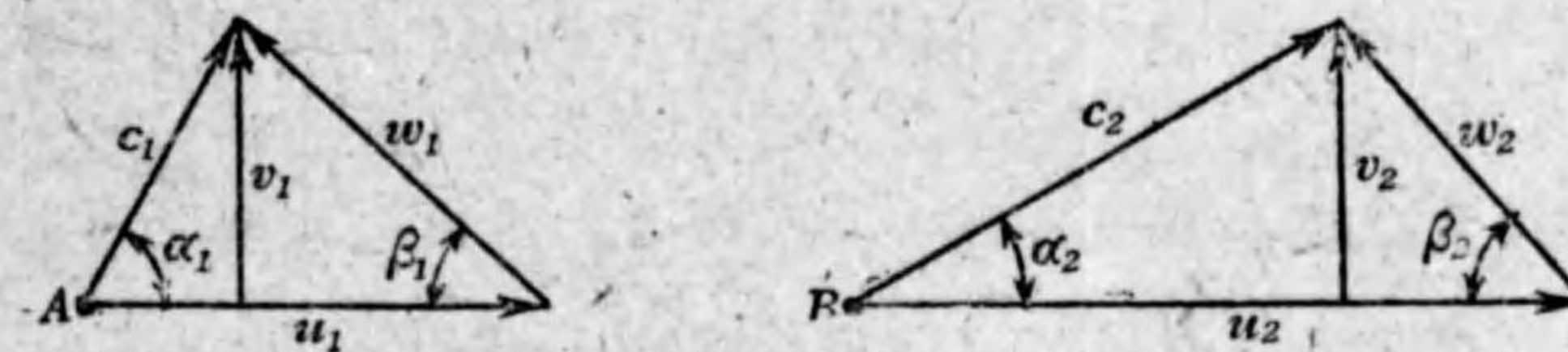
速度線圖

すが如きたゞ1つの線圖に合一する。

平行四邊形は2つの相等しき三角形の結合であるから、速度線圖は平行四邊形にて表す代はりに、三角形にて表すこと

入口速度三角形

出口速度三角形



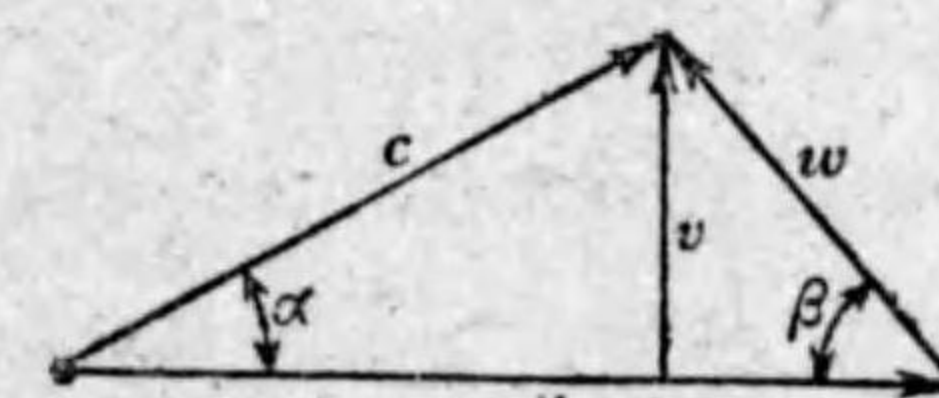
第 12 圖

入口及び出口の速度三角形

が出来ゝ。即ち第12圖に示す2つの速度線圖は、第10圖の2つの平行四邊形を三角形にて表したるものである。

三角形は平行四邊形よりも圖法が簡單であるから、速度線圖は多く斯くの如き三角形にて表し、これ等を入口及び出口の速度三角形 (Velocity triangle) と名づくる。

第13圖は入口及び出口の區別なしに、一般に羽根車の羽根に沿うて水の流るゝ速度と角度との關係を表す第11圖の速度線圖に相當する速度三角形を示す。



第 13 圖

速度三角形

14. 基礎式の他の形式 第13圖に示す速度三角形に對して三角法の定理を應用すれば、

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2uc \cos \alpha$$

$$\text{これより } u \cos a = \frac{u^2 + c^2 - w^2}{2}$$

これを羽根の入口(附標1)と出口(附標2)とに區別すれば、

$$u_1 c_1 \cos a_1 = \frac{u_1^2 + c_1^2 - w_1^2}{2}$$

$$u_2 c_2 \cos a_2 = \frac{u_2^2 + c_2^2 - w_2^2}{2}$$

前者は入口の速度三角形より、又後者は出口の速度三角形より夫々導かるゝ關係である(第12圖, 31頁参照)。

これ等を基礎式(12)(26頁)に代入して計算すれば、次の結果を得る。

$$u_2^2 + c_2^2 - w_2^2 - (u_1^2 + c_1^2 - w_1^2) = 2g\phi H \dots\dots\dots(13)$$

$$\text{或は } \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} - \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} = \phi H \dots\dots\dots(13a)$$

これは羽根車の諸計算に必要な基礎式の一の形式で、(12)式の基礎式は、ヘッドを表すに速度と角度とによりてし、(13)式はそれを速度のみにて表したるものである。

(13a)式の左邊の3つの項は夫々特種の意義を有する。即ち第一項の $\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}$ は入口より出口に到る水の絶対速度ヘッドの増加を表し、第二項の $\frac{w_2^2 - w_1^2}{2g}$ はその間に於ける水の相對速度ヘッドの増加を表す。而してこの2つのヘッドの増加の差は右邊のヘッド ϕH の一部を形成するのであるから、第一項は水の原動によるヘッド、第二項はその反動によるヘッドと考へらるゝ。第三項は入口より出口に到る羽根車の回轉による遠心力のためのヘッドの増加であつて、原動と反動

とによるヘッドの差に更に遠心力によるヘッドが加算されて、それ等の總計が ϕH に相當するのである。

ϕH はポンプ内部の諸抵抗を加算したるヘッドで、外見上のヘッド H に水を上げるためには、ポンプは事實上それよりも大なるヘッド ϕH に水を上げるだけの仕事を成すことを要するのである。故に H を實ヘッド (Actual head) と云ひ、 ϕH を理論ヘッド (Theoretical head) と云ふ。

15. 渦巻ポンプの諸態 渦巻ポンプの最も多くは水が羽根車の中心部より入りて外圍より出する所謂外流式⁽¹⁾ (Centrifugal flow type) であるけれども、羽根の形態を變へれば、これと反對に、水が羽根車の外圍より入りて中心部より出する所謂内流式 (Centripetal flow type) に造ることも出来る。なほこの他外流でも内流でもなく、水が羽根車の軸に平行して流れ、一側より入りて他側より出する所謂軸流式⁽²⁾ (Axial flow type) のものにも造り得る。

外流式では u_2 は u_1 よりも大であるから (13a) 式の左邊の第三項は正號の値となり、内流式では u_2 は u_1 よりも小であるからそれは負號の値となり、軸流式では $u_2 = u_1$ であるからそれは0となる。何れの型式でも理論は總て共通で、基礎式に於て何等異なる所はない。

(1) 渦巻ポンプは英、米兩國で Centrifugal pump と云ひ、獨、佛その他の國でもこれと同様の名稱を以て呼ぶけれども、元來 Centrifugal は外流を意味するから、歐米諸國に通有なるこの名稱は穩當でない。

(2) プロペラー・ポンプ、スタリュー・ポンプなどこれに屬する。

以上の他斜流式(Diagonal flow type)及び混流式(Mixed flow type)がある。斜流式は外流又は内流と軸流との合成で水が羽根車の中を流るゝ時、軸に対して一定の傾斜をなすものであり、混流式は以上諸態の結合より成るもので、例へば羽根の入口の近傍では軸流或は斜流で、それが順次に方向を變へ、出口に於て外流式となる如きものである。

16. 水量効率 羽根車を通過する水の全部が悉く送出管から送出せらるゝものではなく、幾分かの水は、羽根車を流出したる後、その側壁の外側を迂回して入口の方に逆流して再び吸込まれ、入口と出口と外壁との間に有害なる水の循環流が起ることを免かれない。

この他羽根車の軸が容器を貫く^{つめもの}接着部には、詰物を装填して水の漏出を防ぐけれども、なほ幾分かはそれより漏出し、軸の安定を保つために或る装置を施すものにあつては、それから故意に水を漏出せしむることさへする。されば羽根車の中を實際に通過する水量は、送出管より送出せらるゝ水量よりも常に大なるものである。

今單位時間に送出管より確かに送出せらるゝ實水量(Actual discharge)を Q_e とし、羽根車を通過する水量を Q とすれば、 Q は常に Q_e よりも大で、 $Q - Q_e$ は單位時間に逆流し又は漏出する水量の總額である。故に $\frac{Q_e}{Q}$ なる比は1よりも小で、これを水量効率(Volumetric efficiency)と云ひ、實水量 Q_e に対して Q を理論水量(Theoretical discharge)と呼ぶ。

斯くて水量効率を η_v にて表せば、

$$\left. \begin{aligned} \eta_v &= \frac{Q_e}{Q} \\ \text{或は} \quad Q &= \frac{Q_e}{\eta_v} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(14)$$

17. 水馬力 實水量 $Q_e \text{ m}^3/\text{s}$ の水を實ヘッド $H \text{ m}$ に上ぐる仕事は、ポンプの外観上の仕事であつて、これを馬力の單位にて表したるものをポンプの^{みづ}水馬力(Water horse-power)と云ふ。よつてこれを(W. H. P)にて表せば、

$$(W. H. P) = \frac{\gamma Q_e H}{75} \dots\dots\dots(15)$$

γ は清水ならば 1000 kg/m^3 である。

18. マノメトリック効率 理論水量 $Q \text{ m}^3/\text{s}$ の水を實ヘッド $H \text{ m}$ に上ぐるには、羽根車はそれを理論ヘッド $\phi H \text{ m}$ に上げるだけの仕事をしなければならぬ。よつて $\gamma Q \phi H \text{ mkg/s}$ なる仕事に対する $\gamma Q H \text{ mkg/s}$ なる仕事の比は一種の効率を表し、それは H と ϕH とのヘッドの比に等しいから、これをマノメトリック効率(Manometric efficiency)と稱へる。よつてこれを η にて表すと、

$$\eta = \frac{\gamma Q H}{\gamma Q \phi H} = \frac{H}{\phi H} = \frac{1}{\phi} \dots\dots\dots(16)$$

即ち ϕ なる係数はマノメトリック効率の逆數に等しい。これを(11)式(26頁)に照せば、

$$\eta = \frac{1}{1+\lambda} \dots\dots\dots(16a)$$

19. ポンプ馬力 羽根車の眞の仕事は理論水量 $Q \text{ m}^3/\text{s}$

の水を理論ヘッド $\phi H m$ に上ぐるにある。故にこれを馬力の単位にて表したるものをポンプ馬力 (Pump horse-power) と稱へる。よつてこれを (P. H. P.) にて表せば、

$$(P. H. P.) = \frac{rQ\phi H}{75} \dots\dots\dots(17)$$

(14式(35頁)の Q の値をこれに代入し、更に(16式)により、

$$(P. H. P.) = \frac{rQ_e\phi H}{75\eta_v} = \frac{rQ_e H}{75\eta_v\eta}$$

これと(15式(35頁)とより、

$$(P. H. P.) = \frac{(W. H. P.)}{\eta_v\eta} \dots\dots\dots(18)$$

20. 流體效率 水が上げられてゐる外觀上の仕事は $rQ_e H$ mkg/s であるけれども、羽根車が真に働いてゐる仕事は $rQ\phi H$ mkg/s であるから、この2つの仕事の比は流體の運動上から見たる眞の效率である。故にこの比をポンプの流體效率 (Hydraulic efficiency) と云ふ。今これを η_h にて表すと、

$$\eta_h = \frac{rQ_e H}{rQ\phi H} = \frac{Q_e}{Q\phi}$$

これを (15), (17) の2式に照せば、

$$\eta_h = \frac{(W. H. P.)}{(P. H. P.)} \dots\dots\dots(19)$$

即ちポンプ馬力に對する水馬力の比は流體效率に等しい。

なほこれを(18式)に照せば、

$$\eta_h = \eta_v\eta \dots\dots\dots(20)$$

即ち水量效率とマノメトリック效率との積は流體效率に等

しい。

21. 機械的效率 羽根車の眞の仕事はポンプ馬力によりて表さるゝけれども、羽根車の軸を回轉するための仕事はこれよりも大でなければならぬ。それはポンプは一種の機械であつて、各部に機械的摩擦があり、水を除去して空廻^{からま}はしするにも或る仕事が必要であるからである。

さればポンプ軸を運轉する仕事を馬力の単位にて表したるものはポンプの軸馬力 (Shaft horse-power) で、それはポンプ馬力よりは大きく、その大小はポンプなる機械の機械的善悪によるものであつて、従つて軸馬力に對するポンプ馬力の比はポンプの機械的效率 (Mechanical efficiency) を表す。故に軸馬力を (S. H. P.), 機械的效率を η_m にて表すと、

$$\eta_m = \frac{(P. H. P.)}{(S. H. P.)} \dots\dots\dots(21)$$

22. 全效率 水の上げらるゝ外觀上の仕事たる水馬力と、ポンプを運轉する仕事たる軸馬力との關係は、ポンプ總體の效率によるものである。故に軸馬力に對する水馬力の比をポンプの全效率 (Total efficiency) 又は單に效率 (Efficiency) と云ひ、これを η にて表せば、

$$\eta = \frac{(W. H. P.)}{(S. H. P.)} \dots\dots\dots(22)$$

然るに(18式)より

$$(W. H. P.) = \eta_v\eta (P. H. P.)$$

故に

$$\eta = \frac{\eta_v\eta (P. H. P.)}{(S. H. P.)}$$

これと(21)(37頁)式とより、

$$\eta_t = \eta_v \eta_m \dots\dots\dots (23)$$

又これと(20)式(36頁)とより、

$$\eta_t = \eta_h \eta_m \dots\dots\dots (24)$$

即ちポンプの全効率 η_t は水量効率 η_h 、マノメトリック効率 η_m 及び機械的効率 η_v の積、又は流體効率 η_h と機械的効率 η_m との積に等しい。

III. 羽根車の計算

1. 計算の基礎

23. 設計に用ゐる基礎式 羽根車の入口には通例導羽根を備へないから、吸上管から流れ上つた水はそのまゝ羽根車の入口に達し、それから絶対速度 c_1 を以て自由に羽根車の中に流入する(第9圖, 27頁参照)。しかし流入角 α_1 の値は明瞭でない。

若しも水が完全流體で少しも粘性がないならば、水は羽根車回轉の影響を受けぬから、羽根車の入口に流れ來つた水は、中心Oに對して放射的に四方八方一様に羽根車の中に流入するから、 $\alpha_1 = 90^\circ$ であるけれども、水は決して完全流體ではなく、粘性を有するから、水が羽根車の入口に達するまでには羽根車回轉の働きを受け、羽根車回轉の方向に回轉性を帯ぶるやうになり、その結果 c_1 は放射方向から幾分羽根車回轉の方向に傾き、従つて α_1 は 90° よりも小さくなる。

斯やうに流入角 α_1 は 90° よりも小なる理であるけれども、それは羽根車の大小及び構造とその回轉速度と、なほ水の種類及び溫度によつて異なるものであるから、その確實なる角度を知ることは殆んど不可能のことである。

水が清水ならば完全流體に近い性質を有するから、粘性はあるけれどもその影響は甚だ小さく、従つて α_1 は 90° と餘り違はぬ。故に若し假りに $\alpha_1 = 90^\circ$ とすれば $\cos \alpha_1 = \cos 90^\circ = 0$ と

なり、基礎式(12)(26頁)は次のやうに非常に簡単になる。

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 = g \phi H \dots\dots\dots(25)$$

なほこの場合には入口の速度三角形は $\alpha_1 = 90^\circ$ なる直角三角形となり(第14圖)、従つて $c_1 = v_1$ と

なり、且つ又

$$u_1^2 + c_1^2 = w_1^2$$

なる關係となるから、基礎式(13)(32頁)

は次のやうに簡単になる。

$$u_2^2 + c_2^2 - w_2^2 = 2g \phi H \dots\dots\dots(26)$$

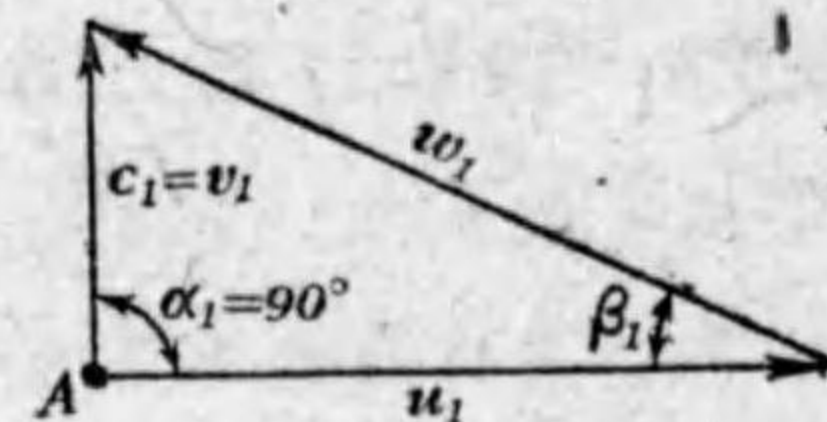
或はこれを(13a)式(32頁)の形ちに書けば、

$$\frac{c_2^2}{2g} - \frac{w_2^2}{2g} + \frac{u_2^2}{2g} = \phi H \dots\dots\dots(26a)$$

斯くの如く $\alpha_1 = 90^\circ$ 即ち羽根車に流入する水の方向を放射的と假定すれば、基礎式が凡て非常に簡単になり、それを基礎として導かるゝ總ての計算が延いて著しく簡単容易となる。

されば羽根車の設計には多く $\alpha_1 = 90^\circ$ と假定し、(25)又は(26)式を基礎として總ての計算を行ふ。

24. 水の粘性による誤差の修正 羽根車の設計には $\alpha_1 = 90^\circ$ と假定するけれども、水は必ず粘性を有し、羽根車の回轉に引かれて、多少ながら回轉の傾向を帯びつゝ、羽根車の中に流入するから、 α_1 は實際 90° よりは小さい。されば $\alpha_1 = 90^\circ$ とし、(25)又は(26)式を以て計算したる結果は、實際のものとは多少違つたものになる。

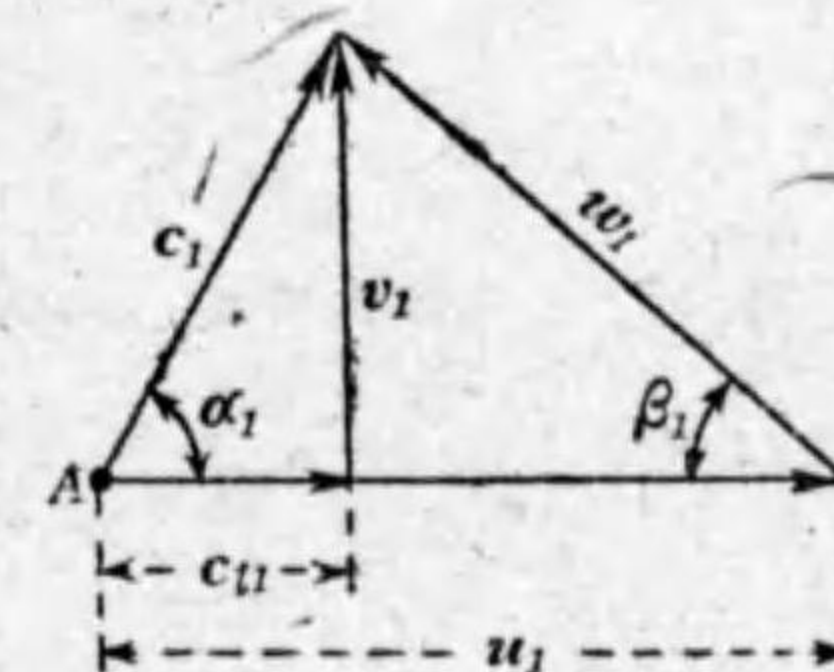


第14圖 $\alpha_1 = 90^\circ$ なる入口の速度三角形

この誤差をそのまま顧みぬ時は、實際の要求と異なるポンプを得ることになるから、この基礎式を羽根車の計算に用ゐるには、豫めそれに修正を施こして置かなければならぬ。

さて羽根車入口の眞實の速度三角形は第14圖に示したる

直角三角形ではなく、 α_1 が 90° よりも小なる第15圖に示すが如きものであるから、羽根車入口に於て水は c_1 なる圓周速度を有するのである。而して α_1 が 90° ならざる場合には基礎式(12)(26頁)によらねばならぬから、



第15圖 入口の眞實の速度三角形

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1 = g \phi H$$

然るに $c_1 \cos \alpha_1 = c_{11}$

故に $u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_{11} = g \phi H$

c_{11} は水の種類、溫度、羽根車の構造、大小及びその回轉度等によるもので、その正確なる値を知ることは殆んど不可能であるけれども、大體に於て羽根車入口の圓周速度 u_1 に直接關係するものと見ることが出来るから、

$$c_{11} = \sigma u_1 \dots\dots\dots(27)$$

と置き、 σ は實驗によつて定めらるべき或る係數とすれば、上式は次の如くなる。

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 - \sigma u_1^2 = g \phi H$$

なほ羽根車の内徑を r_1 、外徑を r_2 、角速度を ω とすれば(第9

圖,27頁参照)

$$u_1 = \omega r_1, \quad u_2 = \omega r_2$$

故に $\frac{u_1}{u_2} = \frac{r_1}{r_2} \dots\dots\dots(28)$

即ち羽根車の圓周速度はその半径に正比例するから、

$$u_1 = u_2 \frac{r_1}{r_2}$$

されば $u_2 c_2 \cos a_2 - \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 = g\phi H$

或は $c_2 \cos a_2 = \frac{g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{u_2}$

然るに第12圖(31頁)出口の速度三角形から、

$$c_2 \cos a_2 = v_2 \cot a_2$$

故に $v_2 \cot a_2 = \frac{g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{u_2}$

或は $v_2 = \frac{g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{u_2} \tan a_2$

なほその同じ速度三角形から、

$$u_2 = v_2 \cot a_2 + v_2 \cot \beta_2 = v_2 (\cot a_2 + \cot \beta_2)$$

これに上式の v_2 の値を代入すれば、

$$u_2 = \frac{g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{u_2} \tan a_2 (\cot a_2 + \cot \beta_2)$$

$$= \frac{g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}{u_2} \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)$$

即ち $u_2^2 = \left[g\phi H + \sigma u_2^2 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \right] \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)$

これより u_2^2 を求めその平方根を得れば、

$$u_2 = \sqrt{\frac{g\phi H \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)}{1 - \sigma \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)} \dots\dots\dots(29)$$

若し $a_1 = 90^\circ$ ならば $a_1 = 0$ で、従つて $\sigma = 0$ であるから、この式は次の如くなる。

$$u_2 = \sqrt{g\phi H \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)} \dots\dots\dots(30)$$

(29) 式の右邊の分數の分母は1よりも小さいから、同じ與へられたる H, a_2 及び β_2 の値に對して、(29) 式によつて算出せらる u_2 は、(30) 式によつて算出せらる u_2 よりも大きい。されば羽根車を回轉すべき眞實の圓周速度は、 $a_1 = 90^\circ$ として算出したる圓周速度よりも大きくなければならぬ。故に(30) 式を以て眞實の圓周速度を算出するためには、それに1よりも大なる或る C なる修正係數を乗じて、(29) 式の u_2 と同じ u_2 が算出せらるやうにしなければならぬ。即ち

$$u_2 = C \sqrt{g\phi H \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)} \dots\dots\dots(31)$$

斯くてこの式の u_2 は(29) 式の u_2 と同じ値であるから、この2式から次の關係を得る。

$$C = \frac{1}{\sqrt{1 - \sigma \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)}} \dots\dots\dots(32)$$

この式より C を求め、それを $a_1 = 90^\circ$ と假定したる(30) 式より計算したる u_2 に乗すれば、それが眞實の圓周速度であるこ

と、(31)式の示す通りである。

σ は恐らくは 0 と 0.5 との間にある値である。故に今多くの渦巻ポンプに対する平均値として、導羽根の入口角 $\alpha_2=8^\circ$ 、羽根車の羽根の出口角 $\beta_2=35^\circ$ 、羽根車の内外径の比 $\frac{r_1}{r_2}=0.5$ とし、 σ の種々の値に對して (32) 式より計算したる修正係數 C の値をこゝに示す。

σ の 値	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
C の 値	1.00	1.015	1.032	1.049	1.066	1.085

これによつて見ると、修正係數 C は大凡 1 と 1.18 との間にある値である。

(31)式を次のやうに書き、

$$u_2 = \sqrt{gC^2\phi H \left(1 + \frac{\tan\alpha_2}{\tan\beta_2}\right)}$$

而して $C^2\phi = \phi'$ (33)

と置く時は、

$$u_2 = \sqrt{g\phi' H \left(1 + \frac{\tan\alpha_2}{\tan\beta_2}\right)}$$
(34)

$C=1-1.085$ とすれば、

$$\phi' = (1-1.18)\phi$$

即ちマノメトリック効率 η の逆數たる ϕ を 1 乃至 1.18 倍したる ϕ' を、恰も ϕ の如く見なして $\alpha_2=90^\circ$ の (30) 式を計算すれば、直ちに眞實の圓周速度が算出せらるゝものである。これは一面に於て水の粘性による ϕ の増加、即ちマノメトリック効率の減少を意味する。

25. 羽根の數が有限なるための誤差の修正 基礎

式(12)(26頁)を作つた時には、水は羽根車の入口より相對的に羽根に沿うて接線的に流入し、流入したる後には羽根の曲面に沿うて流れ、出口に達してまた相對的に羽根に沿うて接線的に流出し、次でそのまゝ導羽根の中に流入するものと考へたのである。

しかし羽根の數は有限であつて、羽根に接する水はその通りの徑路を畫いて流動することは考へらるゝけれども、羽根の面から離れたる位置に於て羽根車に流入し流出する水に對しては、羽根の働きの豫期通りに水に及ばず、水の徑路が羽根の豫期する徑路と異なり、殊に相隣る 2 枚の羽根の正に中間を流るゝ水の如きは、羽根の働きを受くることが最も薄弱である。

要するに基礎式(12)(26頁)を作るには、羽根車の中の水の流れは羽根の指定する通りであるとし、換言すれば羽根の數を無限に多いものと假定したのである。然るに實際には羽根の數は有限で、羽根の面に接する流れとこれを遠ざかる所の流れとは順次異なるものであるから、基礎式(12)をそのまゝ用ゐて計算すれば、實際と異なる結果を得ることになるのは當然である。

羽根車に對して水は流入角 α_1 を以て流入し、流出角 α_2 を以て流出するのは、羽根によつて直接に導かるゝ水の流れのみである。而して羽根の働きの水の流れを α_1 の方向から α_2 の

方向に押し曲ぐるのであつて、若しも羽根の働かないならば、 a_1 の方向から a_2 の方向に流れの押し曲げらるゝ働きはなく、水の慣性は絶対径路の長さを出来るだけ縮小せんとする結果、羽根の働きある場合の流出角 a_2 よりも大きい。

斯くの如く羽根車の中の水の流れの流出角は、羽根に接する所では a_2 であるけれども、羽根を遠ざかるに従ひ a_2 よりも大きいから、羽根と羽根との間の全體の流れの平均について見れば、平均流出角は、羽根によつて直接導かるゝ流出角 a_2 よりも大なることになる。

羽根の入口についても同じことが云はれ、流れの流入角は羽根を遠ざかるに従ひ次第に大きく、従つて流れの平均について見れば、平均流入角は羽根によりて直接導かるゝ流入角 a_1 よりも大なるものである。しかし水を完全流體とし、何れの流線についても $a_1=90^\circ$ が満足せらるゝものとすれば、入口に於ける a_1 の等差は顧慮するほどのことはない。

さて水を完全流體とし、それに羽根の数が無限に多いとすれば、(25)式(40頁)により、

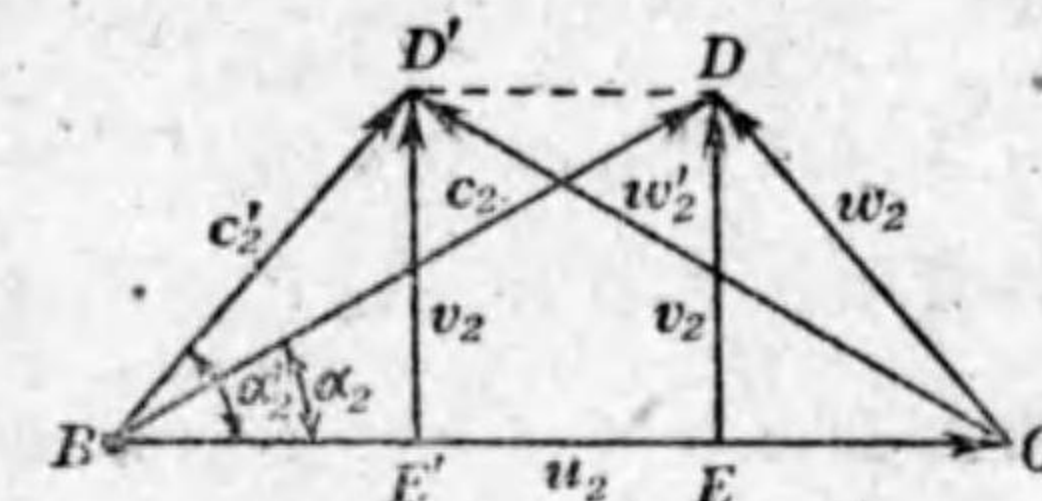
$$u_2 c_2 \cos a_2 = g \phi H \dots\dots\dots (a)$$

然るに實際には羽根の数は有限であり、相隣る2枚の羽根の間の流れの平均流出角は a_2 よりも大きいのであるから、それを a_2' にて表し、それに應じて c_2 及び H は或る影響を受け、それ等の眞實の値を c_2' 及び H' だとすれば、(25)式(40頁)の眞實の關係は次の如くでなければならぬ。

$$u_2 c_2' \cos a_2' = g \phi H' \dots\dots\dots (b)$$

c_2 及び a_2 に対する c_2' 及び a_2' の關係は第16圖に示す速度線圖によりて明らかなる通り、流出角 a_2 に対する速度三角形はBCDであるが、流出角 a_2' に対するそれはBCD'の如くである。

但し羽根車の圓周速度には變はりはないから、 $BC = u_2$ は共通であり、又揚水量にも變はりはないものとするから、放射流出速度は $ED = v_2 = E'D'$ であり、 DD' はBCに平行である。



第 16 圖

羽根の數有限なる出口の速度の關係

斯くて a_2' は a_2 よりも大きいのであるから、 $c_2 \cos a_2 = BE$ は $c_2' \cos a_2' = BE'$ よりも大きく、従つて(a)式を満足するヘッド H は、(b)式を満足する眞實のヘッド H' よりも大きい。故に羽根の数を無限に多いと考へた(a)式を眞實の羽根車に合一せしむるには、この式を次の如くに書き變へなければならぬ。

$$u_2 c_2 \cos a_2 = g \phi x H' \dots\dots\dots (c)$$

但し $x H' = H$

この x は1よりも大なる或る修正係數で、次の如き關係にある値である。

$$x = \frac{H}{H'} = \frac{c_2 \cos a_2}{c_2' \cos a_2'} = \frac{BE}{BE'} \dots\dots\dots (35)$$

(c)式は眞實のヘッド H' を計算する公式で、それは

$$\phi x = \phi'' \dots\dots\dots (36)$$

と置けば、それは次の如くなる。

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 = g \phi'' H'$$

これを(a)式(46頁)或は(25)式(40頁)と照合するに、マンメトリック効率の逆数たる ϕ に、1よりも大なる或る修正係数 x を乗じたる ϕ'' を、恰も ϕ の如く見なして(25)式を用ゐれば、それによつて計算せらるる H は眞實のヘッド H' に合一することになる。これは一面に於て羽根の数が有限なる影響は、 ϕ の増加即ちマンメトリック効率の減小を意味する。

x の値は羽根の形状とその数とによつて夫々異なるものであるが、或る実験によればその値は大凡1.3—1.6である。

26. ϕ の値 以上述べたやうに ϕ は本来マンメトリック効率の逆数であるけれども、 $\alpha_1=90^\circ$ の放射流入を假定して(25)式(40頁)を以て總ての計算を行はんとすれば、一は流體粘性のため、一は羽根の数が有限であるために、 ϕ の値は豫期のマンメトリック効率の逆数よりも大きく見積らぬと、實際のものに合一せざる結果を得ることになる。

例へばポンプ内部に於て失はるるヘッドの總額がマンメトリックヘッドの15%だとすれば、

$$\lambda = \frac{h}{H} = 0.15$$

故に(11)式(26頁)から、

$$\phi = 1 + \lambda = 1.15$$

これに相當するマンメトリック効率は(16)式(35頁)により、

$$\eta = \frac{1}{1.15} = 0.87$$

であるけれども、(25)式(40頁)をこれに當て、總ての計算を行はんとすれば粘性の修正係数として ϕ に1よりも大なる例へば $C=1.2$ を乗じ、なほ羽根の数が有限なるための修正係数として、それに更に1よりも大なる例へば $x=1.4$ を乗ずるとすれば計算に用ゐるための ϕ の値は、

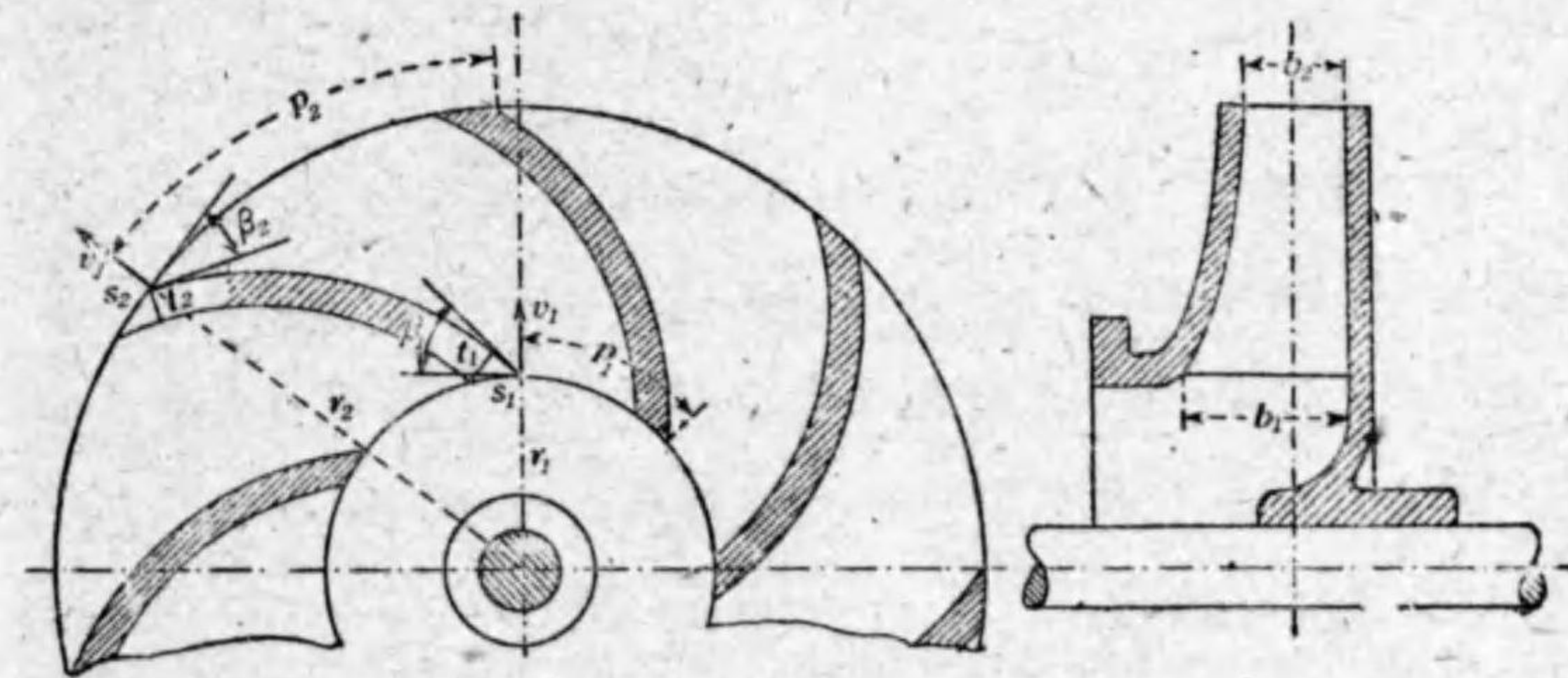
$$\phi = 1.15 \times 1.2 \times 1.4 = 1.93$$

となり、恰もマンメトリック効率が僅かに

$$\eta = \frac{1}{1.93} = 0.518$$

であるかの如き計算を行はねば、實際の結果に合一せざるものである。

27. 羽根の厚さの影響 第17圖は羽根車の断面圖で、 b_1 及び b_2 は羽根の入口及び出口を軸に平行に測つた幅である。



第 17 圖
羽根の厚さの影響

羽根は必ず厚さを有し、その入口及び出口の厚さを t_1 及び t_2 とし、それを入口及び出口の圓周に沿うて測つた厚さを s_1 及び s_2 とする。

然る時は羽根の入口角 β_1 、出口角 β_2 に對して、

$$\sin\beta_1 = \frac{t_1}{s_1}, \quad \sin\beta_2 = \frac{t_2}{s_2}$$

さて水は放射的に考へれば速度 v_1 を以て羽根車に流入し、速度 v_2 を以てそれを流出するのである。然るに羽根車の入口に於て放射的に速度 v_1 を以て流入する流れの有効面積 A_1 は、羽根を除きたる残りの面積で、入口の羽根の数を n_1 とすれば、

$$A_1 = (2\pi r_1 - n_1 s_1) b_1 = \left(2\pi r_1 - n_1 \frac{t_1}{\sin\beta_1}\right) b_1$$

であり、出口から放射的に速度 v_2 を以て流出する流れの有効面積 A_2 は、同様に出口の羽根の数を n_2 とすれば、⁽¹⁾

$$A_2 = (2\pi r_2 - n_2 s_2) b_2 = \left(2\pi r_2 - n_2 \frac{t_2}{\sin\beta_2}\right) b_2$$

若し羽根がないならばこれ等の面積は夫々 $2\pi r_1 b_1$ 及び $2\pi r_2 b_2$ であるから、羽根のために水の通過する有効面積は狭められ、全面積を 1 としてその有効率を入口に於て ϵ_1 、出口に於て ϵ_2 にて表せば、入口及び出口の有効面積は夫々

(1) 出口と入口との羽根の数は通例同じであるが、羽根車の途中から始まり出口に於て終るやうな所謂半羽根 (Half vane) を、入口から出口まで連続する完全羽根 (Perfect vane) の間に適宜挿入した羽根車では、羽根の数が入口と出口とに於て違ふ。

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \epsilon_1 2\pi r_1 b_1 \\ A_2 &= \epsilon_2 2\pi r_2 b_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

これ等を夫々上の値と對照すれば、

$$\epsilon_1 = \frac{\left(2\pi r_1 - n_1 \frac{t_1}{\sin\beta_1}\right) b_1}{2\pi r_1 b_1} = 1 - \frac{n_1 t_1}{2\pi r_1 \sin\beta_1}$$

$$\epsilon_2 = \frac{\left(2\pi r_2 - n_2 \frac{t_2}{\sin\beta_2}\right) b_2}{2\pi r_2 b_2} = 1 - \frac{n_2 t_2}{2\pi r_2 \sin\beta_2}$$

入口及び出口の羽根のピッチを p_1 及び p_2 とすれば、

$$p_1 = \frac{2\pi r_1}{n_1}, \quad p_2 = \frac{2\pi r_2}{n_2}$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 &= 1 - \frac{t_1}{p_1 \sin\beta_1} \\ \epsilon_2 &= 1 - \frac{t_2}{p_2 \sin\beta_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (38)$$

若し羽根がなければ $t_1=0, t_2=0$ であるから、 $\epsilon_1=1, \epsilon_2=1$ である。

2. 計算の要領

28. 計算の目的 渦巻ポンプはヘッド、揚水量及び回転度の種々なるに應じて、大小、構造、形態等が種々雜多であり、従つて羽根車及び水の速度、羽根の角度等もまた種々に異なるけれども、それ等の速度と角度とは凡て入口及び出口の速度三角形にて表され、またそれ等とヘッドとの關係は基礎式(12)(26頁)により、又若し $\alpha_1=90^\circ$ の放射流入を假定するならば基礎

式(25)(40頁)によりて表さるゝものであるから、それ等の速度、角度及びヘッドの間に存立する諸多の關係は、數學的の計算によりて悉く決定せらるゝものである。

さて羽根車の計算に直接關係ある諸數値には次の7種がある。

$$H, u, c, w, v, \alpha, \beta$$

Hは全ヘッドでマノメトリックヘッドがそれに當る。uは羽根車の圓周速度、c、w及びvは何れも水の速度で、cは絶對速度、wは相對速度、vは放射速度である。αは絶對速度の方向を示す角、βは羽根の方向を示す角で、H以外は凡て附標1を添加したるものは羽根車の入口、附標2を添加したるものは出口のそれ等を表すものと定むる⁽¹⁾(第9圖, 27頁参照)。

これ等7種の數値の内、Hを除く6數値は速度三角形によりて結び付けられ、それとHとは基礎式を以て關係づけられてゐる。而してこれ等7種の數値の内、任意の3數値が既知數ならば、殘る4數値は速度三角形と基礎式との結合によりて悉く算定せらるゝものである。

7數値の内任意3數値を組み合せて他の1數値を求むる算式は、既知數3つと未知數1つ合計4つの變數より成るもので、7數値を變數4つづゝ組み合せて斯くの如き算式を作るならば、總計35種の公式が必要であり、なほそれを入口と出口とに夫々區別するならば、結局70種の公式が必要であるこ

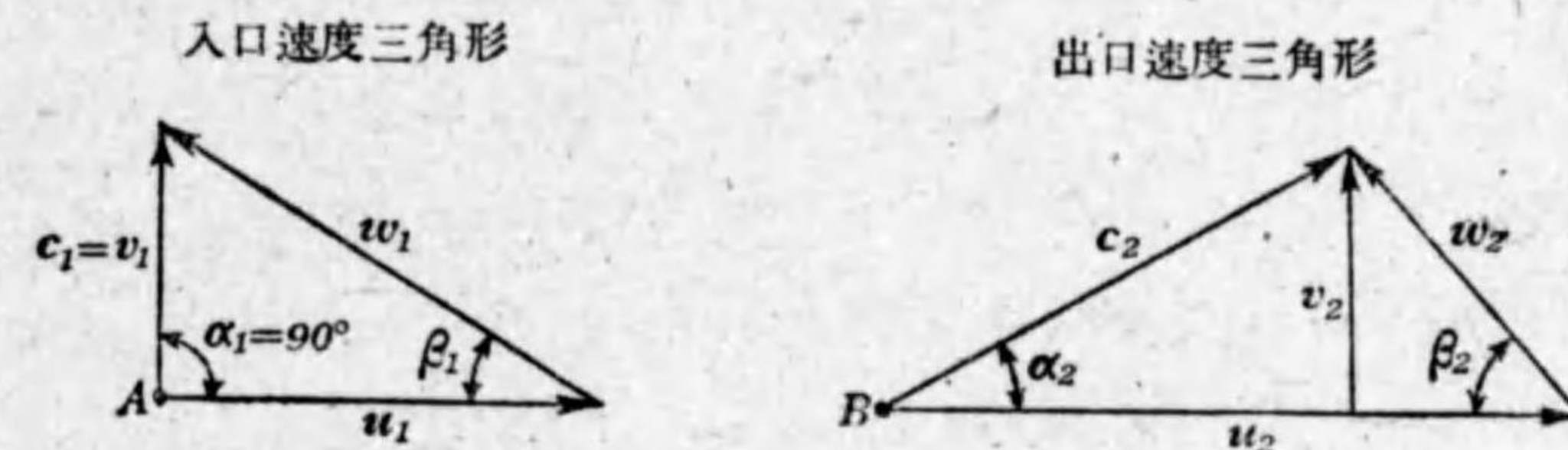
(1) これ等の符號は統一的のものである。

とになる。

しかし實際にはさほど多數の公式を必要としないから、それ等の内比較的要用なるものゝみを選んで、以下その概要を列叙する。なほ總ての計算は $\alpha_1=90^\circ$ とし、基礎式は(25)式(40頁)の

$$u_1 c_2 \cos \alpha_2 = g \phi H$$

を用ゐる、入口及び出口の速度三角形は第18圖に示すが如く、入口の速度三角形は直角三角形である。



第 18 圖

羽根車の計算に用ゐる入口及び出口の速度三角形

29. 圓周速度 u_2 及び u_1 出口の速度三角形より、

$$u_2 = v_2 \cot \alpha_2 + v_2 \cot \beta_2$$

即ち $u_2 = v_2 (\cot \alpha_2 + \cot \beta_2) \dots\dots\dots (39)$

これは v_2, α_2 及び β_2 を與へて u_2 を求むる公式であるが、 u_2, v_2, α_2 及び β_2 なる4變數間の關係を表す一般式であると思れば、この4變數の内何れか3數値を與ふれば、殘る1數値はこの公式より直ちに計算せらるゝ理である。以下凡てこの要領によつて各種の公式を示す。

又同じ出口の速度三角形より、

$$v_2 = c_2 \cos a_2 \tan a_2$$

然るに基礎式より、

$$c_2 \cos a_2 = \frac{g\phi H}{u_2} \dots\dots\dots (i)$$

故に

$$v_2 = \frac{g\phi H}{u_2} \tan a_2$$

或は

$$u_2 = \frac{g\phi H}{v_2} \tan a_2 \dots\dots\dots (40)$$

これは u_2, H, v_2 及び a_2 なる 4 變數間の關係を表す。但し抵抗係數 ϕ は、計算に先立ち豫め最も適當と認むる値をそれに推定すべきものである。

又同じ出口の速度三角形より、

$$u_2 = c_2 \cos a_2 + v_2 \cot \beta_2$$

(i) 式の値をこれに代入すれば、

$$u_2 = \frac{g\phi H}{u_2} + v_2 \cot \beta_2$$

即ち

$$u_2^2 - u_2 v_2 \cot \beta_2 - g\phi H = 0$$

これは u_2 に関して 2 次方程式で、これより u_2 を解けば、

$$u_2 = \frac{v_2 \cot \beta_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{v_2 \cot \beta_2}{2}\right)^2 + g\phi H}$$

この正負の 2 つの符號の内、負號は u_2 を負號たらしめ逆回転を意味して、不合理であり、従つて正號だけが合理であるから、

$$u_2 = \frac{v_2 \cot \beta_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{v_2 \cot \beta_2}{2}\right)^2 + g\phi H} \dots\dots\dots (41)$$

これは u_2, v_2, H 及び β_2 なる 4 變數間の關係を示す。

なほ (30) 式 (43頁) によれば、

$$u_2 = \sqrt{g\phi H \left(1 + \frac{\tan a_2}{\tan \beta_2}\right)} \dots\dots\dots (42)$$

これは u_2, H, a_2 及び β_2 なる 4 變數間の關係を表す。

以上は總て羽根車の出口の圓周速度を求むる公式である。

入口の圓周速度は、入口の半徑を r_1 、出口のそれを r_2 とすれば、

(28) 式 (42頁) より直ちに、

$$u_1 = u_2 \frac{r_1}{r_2} \dots\dots\dots (43)$$

或は入口の速度三角形より、

$$u_1 = v_1 \cot \beta_1 \dots\dots\dots (44)$$

羽根車の回轉度を N 回毎分とすれば、

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= \frac{2\pi r_2 N}{60} \text{ m/s} \\ u_1 &= \frac{2\pi r_1 N}{60} \text{ m/s} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (45)$$

又は

$$N = \frac{60 u_2}{2\pi r_2} = \frac{60 u_1}{2\pi r_1} \text{ 回/分} \dots\dots\dots (46)$$

30. 放射速度 v_2 及び v_1 (42) 式より $\tan a_2$ を求むれば、

$$\tan a_2 = \tan \beta_2 \left(\frac{u_2^2}{g\phi H} - 1 \right) \dots\dots\dots (i)$$

これを (40) 式に代入すれば、

$$u_2 = \frac{g\phi H}{v_2} \tan \beta_2 \left(\frac{u_2^2}{g\phi H} - 1 \right)$$

これより

$$v_2 = \tan \beta_2 \left(u_2 - \frac{g\phi H}{u_2} \right) \dots\dots\dots (47)$$

これは v_2, u_2, H 及び β_2 なる 4 變數間の關係を表す。

又入口の速度三角形より、

$$v_1 = c_1 = u_1 \tan \beta_1 \dots\dots\dots(48)$$

次に羽根車を通過する理論水量を Q とすれば、(37)式(51頁)を参照し、

$$Q = A_1 v_1 = A_2 v_2$$

故に

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{Q}{A_1} = \frac{Q}{\epsilon_1 2\pi r_1 b_1} \\ v_2 &= \frac{Q}{A_2} = \frac{Q}{\epsilon_2 2\pi r_2 b_2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(49)$$

31. 絶対速度 c_2 及び c_1 出口及び入口の速度三角形より、

$$c_2 = \frac{v_2}{\sin \alpha_2} \dots\dots\dots(50)$$

$$c_2 = \sqrt{v_2^2 + (u_2 - v_2 \cot \beta_2)^2} \dots\dots\dots(51)$$

$$c_1 = v_1 = w_1 \sin \beta_1 \dots\dots\dots(52)$$

基礎式よりすれば、

$$c_2 = \frac{g\phi H}{u_2 \cos \alpha_2} \dots\dots\dots(53)$$

32. 相對速度 w_2 及び w_1 出口及び入口の速度三角形より、

$$w_2 = \frac{v_2}{\sin \beta_2} \dots\dots\dots(54)$$

$$w_2 = \sqrt{v_2^2 + (u_2 - v_2 \cot \alpha_2)^2} \dots\dots\dots(55)$$

$$w_1 = \sqrt{u_1^2 + v_1^2} \dots\dots\dots(56)$$

33. 角 β_2, β_1 及び α_2 第30項(i)式(55頁)より、

$$\tan \beta_2 = \frac{\tan \alpha_2}{\frac{u_2^2}{g\phi H} - 1} \dots\dots\dots(57)$$

又(40)式(54頁)より、

$$\tan \alpha_2 = \frac{u_2 v_2}{g\phi H} \dots\dots\dots(58)$$

これを上式に代入して計算すれば、

$$\tan \beta_2 = \frac{u_2 v_2}{u_2^2 - g\phi H} \dots\dots\dots(59)$$

これ等は出口の角である。入口については、入口の速度三角形より直ちに、

$$\tan \beta_1 = \frac{v_1}{u_1} \dots\dots\dots(60)$$

角 α_1 は勿論 90° である。

34. 理論ヘッド ϕH (42)式(55頁)より ϕH を求むれば、

$$\phi H = \frac{u_2^2}{g \left(1 + \frac{\tan \alpha_2}{\tan \beta_2} \right)} \dots\dots\dots(61)$$

(40)(54頁), (42)の2式より u_2 を除去すれば、

$$\tan \alpha_2 \sqrt{g\phi H} = v_2 \sqrt{1 + \frac{\tan \alpha_2}{\tan \beta_2}}$$

これより ϕH を求むれば、

$$\phi H = \frac{v_2^2}{g \tan \alpha_2} \left(\frac{1}{\tan \alpha_2} + \frac{1}{\tan \beta_2} \right) \dots\dots\dots(62)$$

出口の速度三角形より、

$$c_2 \cos \alpha_2 = u_2 - v_2 \cot \beta_2$$

然るに基礎式より、

$$\phi H = \frac{u_2 c_2 \cos \alpha_2}{g}$$

よつて

$$\phi H = \frac{u_2 (u_2 - v_2 \cot \beta_2)}{g} \dots\dots\dots(63)$$

以上掲げたる諸種の理論は羽根車の計算に必要な公式を作る要領を示したのであつて、これ等を種々に結合し按排する時は、なほ各種の公式が順次導き出さるゝものである。

3. 速度係數

35. 速度係數 理論ヘッド ϕH に相當する水のエネルギーを完全に動エネルギーに變へるならば、水は $\sqrt{2g\phi H}$ の速度を得る。何とならばヘッド ϕH を完全に動エネルギーに變へたる時の速度を v とすれば、そのエネルギーは $\frac{v^2}{2g}$ であるから、 $\phi H = \frac{v^2}{2g}$ であり、従つて $v = \sqrt{2g\phi H}$ である。

この速度 $\sqrt{2g\phi H}$ に對する任意の速度の比をその速度の速度係數 (Coefficient of velocity) と名づくる。

されば速度 u, c, w 及び v の速度係數を夫々 U, C, W 及び V を以て表し、羽根車入口及び出口についてそれ等に夫々附標 1 及び 2 を添加することにすれば、速度とその速度係數との關係は次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{u}{\sqrt{2g\phi H}}, & C &= \frac{c}{\sqrt{2g\phi H}}, \\ W &= \frac{w}{\sqrt{2g\phi H}}, & V &= \frac{v}{\sqrt{2g\phi H}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (64)$$

$$\text{従つて} \quad \left. \begin{aligned} u &= U\sqrt{2g\phi H}, & c &= C\sqrt{2g\phi H} \\ w &= W\sqrt{2g\phi H}, & v &= V\sqrt{2g\phi H} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (65)$$

36. 速度係數にて表したる基礎式 基礎式 (12) (26頁), (13) (32頁), (25) (40頁) 及び (26) (40頁) を速度係數にて表すと、夫々

次の如くなる。

$$U_2 C_2 \cos \alpha_2 - U_1 C_1 \cos \alpha_1 = \frac{1}{2} \dots\dots\dots (66)$$

$$U_2^2 + C_2^2 - W_2^2 - (U_1^2 + C_1^2 - W_1^2) = 1 \dots\dots\dots (67)$$

$$U_2 C_2 \cos \alpha_2 = \frac{1}{2} \dots\dots\dots (68)$$

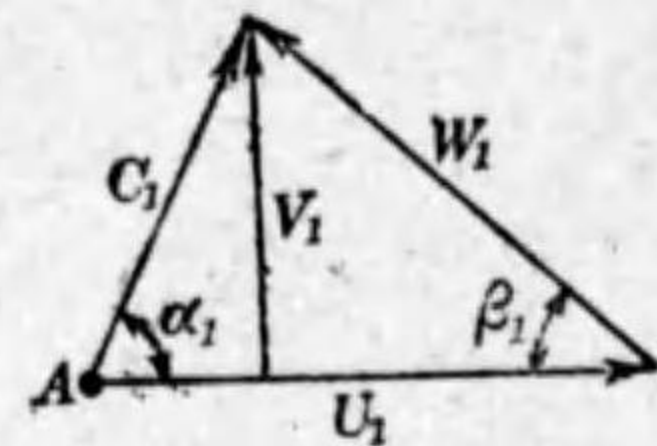
$$U_2^2 + C_2^2 - W_2^2 = 1 \dots\dots\dots (69)$$

速度係數は速度と速度との比であるから、それはダイメンションを有せざる單なる數値で、それを測る單位の如何に關らずそれ等の値は常に一定である。従つてこれ等の基礎式はヘッドを含まず、且つ單位に無關係で、總てのヘッドに通有なる一般性のものであるから、實際の計算に用ゐて便利なることが多い。

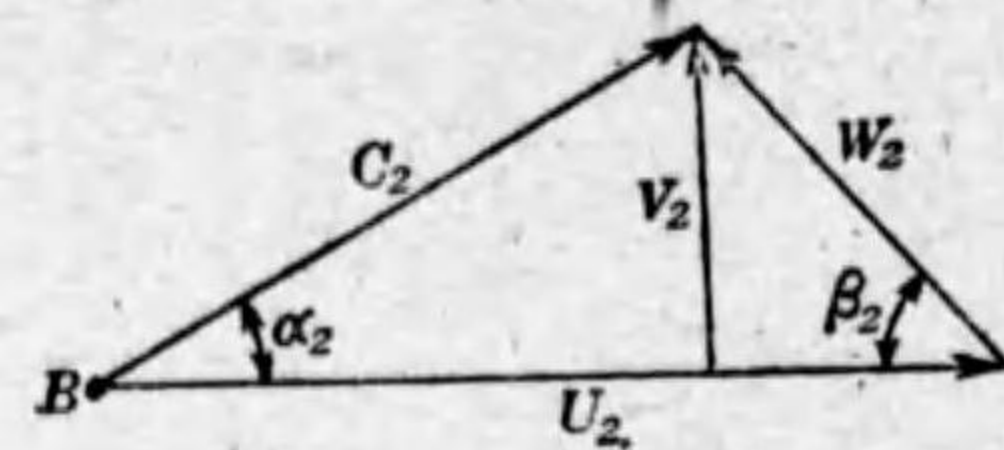
37. 速度係數にて表したる速度三角形 速度を凡て $\sqrt{2g\phi H}$ なる一定速度にて除したるものが速度係數であるから、羽根車の入口及び出口の速度線圖並に速度三角形は、その各邊を各速度に該當する速度係數にて表しても、その線圖又は三角形の形ちには何等變化が起らない。故にこれ等の速度線圖並に速度三角形は、そのまゝ速度係數にて表したるものと見ることが出来る。

斯くて第19圖(60頁)は、第12圖(31頁)に掲げた入口及び出口の速度三角形をそのまゝ速度係數にて示したるものであり、第20圖(60頁)は、第14圖(40頁)に掲げた入口の速度三角形の $\alpha_1 = 90^\circ$ の場合をそのまゝ速度係數にて示したるものである。

入口速度三角形



出口速度三角形



第 19 圖

速度係数にて表したる入口及び出口の速度三角形

38. 速度係数にて表したる

諸多の公式 羽根車の計算に

必要なる諸多の公式 (39) (53頁) 乃至 (60) (57頁) の内、主なるものを

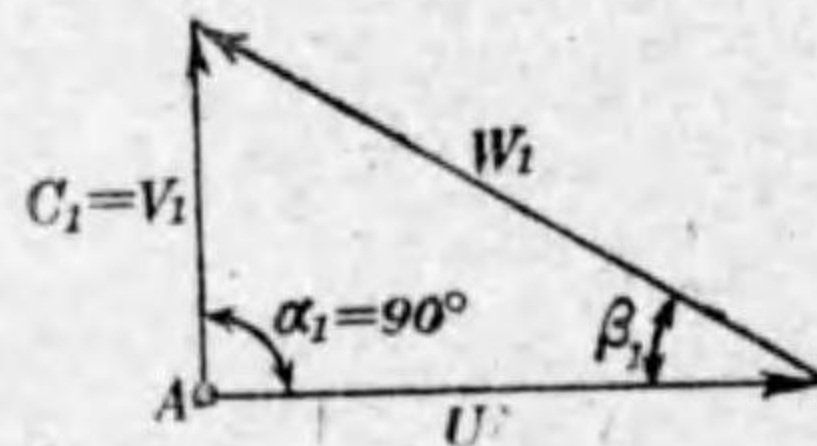
速度係数にて書き變へたるものを

ここに示す。これ等は何れも

$\alpha_1 = 90^\circ$ の放射流入を假定したる

基礎式 (68) (59頁) と、第19圖中の出口の速度三角形と、第20圖の

入口の直角三角形との結合によつて容易に求められるものである。



第 20 圖

速度係数にて表したる $\alpha_1 = 90^\circ$ なる入口の速度三角形

$$U_2 = V_2(\cot\alpha_2 + \cot\beta_2) \dots\dots\dots(70)$$

$$U_2 = \frac{1}{2V_2} \tan\alpha_2 \dots\dots\dots(71)$$

$$U_2 = \frac{V_2 \cot\beta_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{V_2 \cot\beta_2}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}} \dots\dots\dots(72)$$

$$U_2 = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tan\alpha_2}{\tan\beta_2}\right)} \dots\dots\dots(73)$$

$$U_1 = V_1 \cot\beta_1 \dots\dots\dots(74)$$

$$V_2 = \tan\beta_2 \left(U_2 - \frac{1}{2U_2} \right) \dots\dots\dots(75)$$

$$V_1 = C_1 = U_1 \tan\beta_1 \dots\dots\dots(76)$$

$$C_2 = \frac{V_2}{\sin\alpha_2} \dots\dots\dots(77)$$

$$C_2 = \sqrt{V_2^2 + (U_2 - V_2 \cot\beta_2)^2} \dots\dots\dots(78)$$

$$C_1 = V_1 = W_1 \sin\beta_1 \dots\dots\dots(79)$$

$$C_2 = \frac{1}{2U_2 \cos\alpha_2} \dots\dots\dots(80)$$

$$W_2 = \frac{V_2}{\sin\beta_2} \dots\dots\dots(81)$$

$$W_2 = \sqrt{V_2^2 + (U_2 - V_2 \cot\alpha_2)^2} \dots\dots\dots(82)$$

$$W_1 = \sqrt{U_1^2 + V_1^2} \dots\dots\dots(83)$$

$$\tan\beta_2 = \frac{\tan\alpha_2}{2U_2^2 - 1} \dots\dots\dots(84)$$

$$\tan\alpha_2 = 2U_2 V_2 \dots\dots\dots(85)$$

$$\tan\beta_2 = \frac{2U_2 V_2}{2U_2^2 - 1} \dots\dots\dots(86)$$

$$\tan\beta_1 = \frac{V_1}{U_1} \dots\dots\dots(87)$$

これ等の諸公式は一として實ヘッドH又は理論ヘッド ϕH を含まない。さればこれ等は總ての單位と總てのヘッドとに共通に使用せらるゝ一般通有性のものである。

與へられたる速度の速度係数を知るには、豫め理論ヘッド ϕH が知られてゐることが必要である。然るに若しも豫めそれが知られてゐないならば、速度係数は悉く未知數となる

から、こゝに掲げた諸公式は一として使用することが出来ない。故にこの如き場合には、與へられたる速度或は角度を知つて、(40) (54頁)乃至(63) (57頁)の諸公式の何れかを用ゐて、先づそれに該當する ϕH を算出し、斯くて一旦 ϕH が決定したならば、それより後は速度係数は決定的のものとなるから、そこで初めてこゝに列挙したる公式を用ゐて、その後の總ての計算を行ふことが出来ることになる。

4. 圖式解法

39. 著者の圖式解法 第2章(51—58頁)には羽根車の計算に必要な諸多の公式を掲げて計算の要領を示したけれども、凡て公式によつて計算を行へば、甚だ精細なる數字上の値は算出せらるゝけれども、兎角計算が冗漫となつて誤算を生じ易く、しかもその誤算を發見することがまた中々容易でない。實際に製作を終り、實驗にかけた時初めて誤算を發見して大損害を蒙りたる例に乏しくないのは、つまり數字上の計算が比較的簡單でなく、誤解や誤算を生じ易く、しかもそれを發見することが容易でないからである。

圖式解法 (Graphical solution) は公式の計算によることなく、全く圖法上から幾何學的に解法を行ふ方法であつて、これによつて、公式を計算して求めたやうに精細なる數字上の結果は得難いけれども、解法が簡單明瞭で、羽根車の構造や理論を深く知らない者にでも、一應の方法さへ了解すれば、深く腦力

や判斷力を要することなしに、求めんとする結果を甚だ容易に得ることが出来るから、誤算や誤謬を生ずる恐れが少ないばかりでなく、たとひそれがあつても、何處でその誤まりを生じたかを見出すことが至つて容易である。

實際に渦巻ポンプを製作する上からは、羽根車の各部の寸法や羽根の角度を、さほど精細なる數字を以て表さねばならぬほどの必要はなく、圖式解法にて讀み得たる數字だけの値で充分であるけれども、若し特別なる理由があつて精密なる數字が必要であるならば、公式によつて計算を行ひ、而してそれが誤まりであるかないかを圖式解法によつて點檢することにすればよい。そうすれば公式と圖式解法との各々の特長を十分に發揮したことになる、最も精密で且つ最も安全なる結果を得たことになる。

著者は斯かる見解から、羽根車の計算に圖式解法の必要なることを痛感し、羽根車に關する基礎式を圖面によりて表し、尺度と分度器とを以てそれを幾何學的に測定することによつて、羽根車に關する總ての未知數を直ちに求め、兎角冗漫にして誤まりを生じ易き諸多の計算に代⁽¹⁾る方法を案出したのである。

卷末に添附したる圖面はこの圖式解法に用ゐるべき原圖

(1) 東京帝國大學工科大学紀要第5冊第10號(大正三年十二月)及び機械學會誌第18卷第37號(大正四年三月)に著者の Graphical Study of the Centrifugal Pump (英文)として掲載。

であつて、このたゞ1枚の原圖を活用することによつて、羽根車に關する有らゆる未知數を即座に決定し、しかも誤まりなからしめんとするのである。

以下この圖式解法構成の要領より、解法の詳細を述べ、更にその活用法について順次説明する。

40. 圖式解法構成の要領 羽根車に關する基礎式 (12) (26頁)は

$$u_2 c_2 \cos a_2 - u_1 c_1 \cos a_1 = g\phi H \dots\dots\dots(i)$$

で、これは羽根車出口の $uccosa$ より、その入口の $uccosa$ を減じたる値は、 $g\phi H$ に等しきことを示し、しかも $a_1=90^\circ$ なる放射流入を假定したる (25) 式 (40頁)は

$$u_2 c_2 \cos a_2 = g\phi H \dots\dots\dots(ii)$$

で、これは羽根車出口の $uccosa$ は、そのまゝ直ちに $g\phi H$ に等しきことを示す。それ故廣義に考ふれば、凡て

$$uccos a = g\phi H \dots\dots\dots(88)$$

なる方程式が圖解し得るならば、(ii)式は勿論(i)式もまた共に圖解されたことになる。されば要する所は、(88) 式の如き一般式を如何に圖解したらよいかと云ふことに歸着する。

圖式解法には變はりはないが、それを一般通有性のものにするには、基礎式を、ダイメンションのない速度係數にて表したる (66) 式 (59頁)たる

$$U_2 C_2 \cos a_2 - U_1 C_1 \cos a_1 = \frac{1}{2} \dots\dots\dots(iii)$$

式の代はりに用ゐ、(68) 式 (59頁)たる

$$U_2 C_2 \cos a_2 = \frac{1}{2} \dots\dots\dots(iv)$$

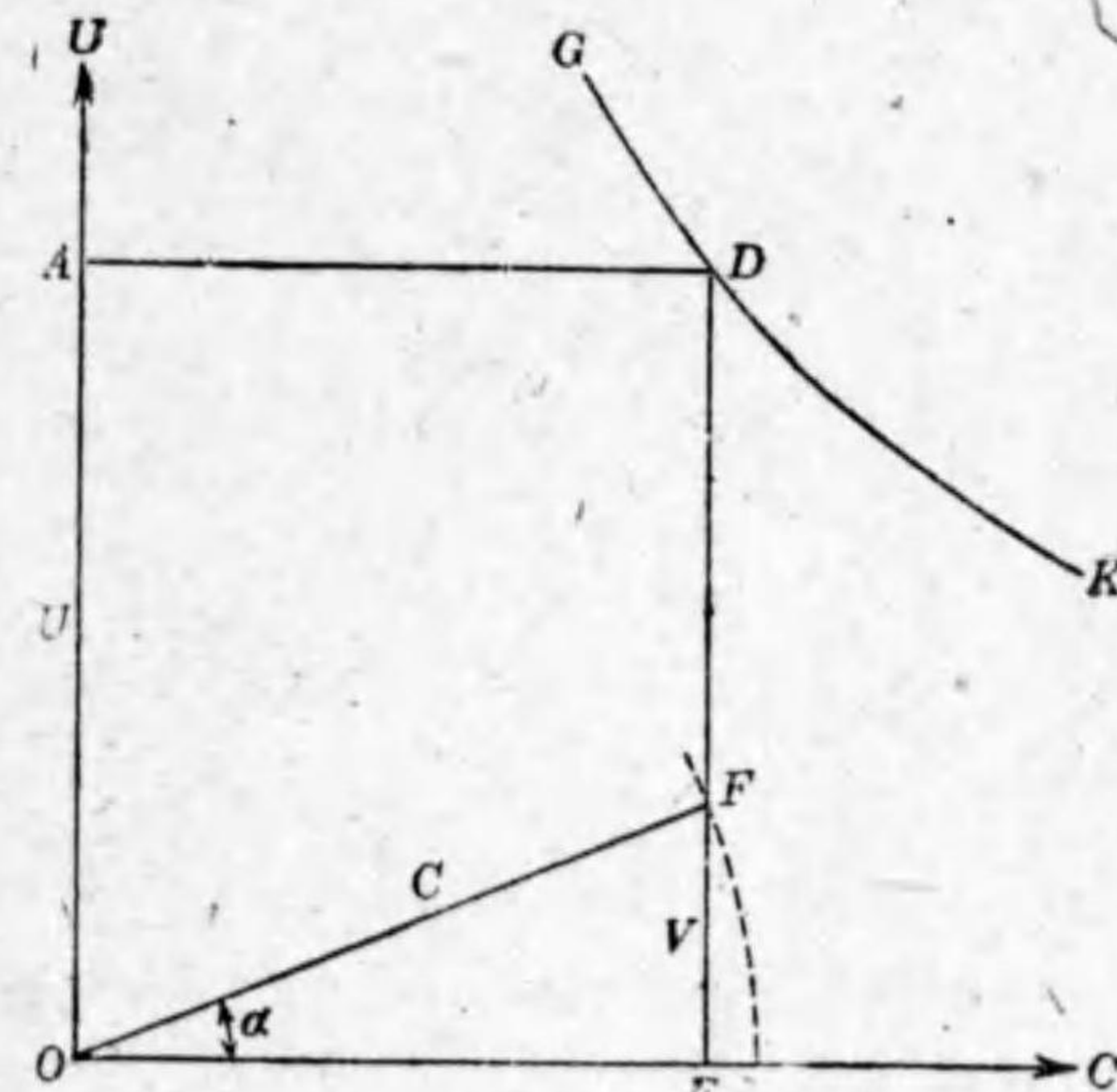
を(ii)式の代はりに用ゐればよいので、然る時は一般に

$$UC \cos a = \frac{1}{2} \dots\dots\dots(89)$$

なる方程式が圖解し得れば、(iv) 式は勿論(iii)式もまた共に圖解されたことになる。故に要する所は (89) 式を如何に圖解すればよいかと云ふことに歸着する。

さて(89)式を圖解するには、先づOに於て互に直角に交はる垂直及び水平の2直線 OA 及び OB を引き(第21圖)、これ等を座標の2軸とし、垂

直軸には圓周速度係數Uをとり、水平軸には絶對速度係數Cをとる。但し圖面を畫く尺度は兩軸とも共通のものを用ゐる。例へば2cmを以てU=0.1を表す尺度を以て垂直軸を測る尺度とすれば、それと同じ尺度を以て水平



第 21 圖
圖式解法構成の要領

軸を測り、なほこの共通の尺度を以て他の總ての長さを測ることにするのである。

斯くて豫め定めたる尺度を用ゐて $OA=U$ にとり、Aより水平線 AD を引く。

次にその尺度を用ゐて $OB=C$ にとり、原点 O を中心とし OB を半径とする圓弧 BF を畫き、O に於て水平軸と α なる角をなす直線 OF とこの圓弧との交はる點を F とする。

斯くして得たる點 F を通る垂直線 EFD を引き、それが AD と交はる點を D とする。然る時はこゝに OEDA なる長方形が出来る。この長方形の 2 邊は夫々

$$\overline{OA}=U$$

$$\overline{OE}=\overline{OF}\cos\alpha=\overline{OB}\cos\alpha=C\cos\alpha$$

であるから、この長方形の面積は

$$\overline{OA}\times\overline{OE}=UC\cos\alpha$$

されば斯かる圖法によりて畫かれたる長方形 OEDA の面積は $UC\cos\alpha$ なる値を表すからして、この面積をして $\frac{1}{2}=0.5$ なる一定値を表さしむるならば、基礎式 (89) (65頁) が圖解されたことになる。⁽¹⁾

41. 直角双曲線の利用 この圖式解法の要點は D なる點の位置を定むることにある。この點の位置が定まれば、その横法 DA と縦法 DE とを乗じたるものは長方形 OEDA の

(1) $OA=u$, $OB=c$ にとり、同様の圖法を以て長方形 OEDA を作り、その面積をして gh なる値を表さしむるならば、基礎式 (88) (64頁) が圖解されたことになる。

面積で、それが 0.5 なる一定値に合致すればよいのである。故に D なる點の位置を表すに 0.5 なる一定値を與ふるやうに工夫すればよいのである。

しかし同じ 0.5 なる面積を與ふる長方形の 2 邊の長さは限りなく種々に組み合はすことが出来るから、同じ 0.5 なる値を與ふる D の如き點は無數に存在する理であるが、斯かる點の軌跡は GDK の如き直角双曲線 (Rectangular hyperbola) であることは明らかである。

直角双曲線は、その曲線上の任意の點の横法と縦法との積が一定なる曲線であるから、この曲線上では如何なる位置に D 點があらうとも、 $\overline{DA}\times\overline{DE}=\overline{OE}\times\overline{OA}$ は一定である。故にこの GDK なる直角双曲線は 0.5 なる一定値を有する曲線だと約束すればよいことになる。

$$\text{されば } \overline{DA}\times\overline{DE}=\overline{OE}\times\overline{OA}=0.5$$

$C=1.0$ の點を X、 $U=1.0$ の點を Y とし (第 22 圖, 68 頁)、 \overline{OX} , \overline{OY} を 2 邊とする正方形 OXZY を畫き、0.5 なる値を有する直角双曲線がこの正方形に會する 2 點を G 及び K とすれば、D が G にあつても K にあつても、その横法と縦法との作る長方形

(1) 速度係数は通例 1.0 よりも小さい。たゞ羽根車の圓周速度係數 U だけが稀に 1.0 よりも大きい。

渦巻ポンプの理論は水タービンの理論と同じで、この圖式解法もそのまゝ水タービンに應用される。たゞ渦巻ポンプが水タービンと異なるは、渦巻ポンプでは ϕ が常に 1.0 よりも大きいけれども、水タービンではそれが常に 1.0 よりも小さく、且つ水タービンに於ては U がまた常に 1.0 よりも小なることである。

の面積は 0.5 に等しいから、

$$\overline{GY} \times \overline{OY} = \overline{OX} \times \overline{KX} = 0.5$$

然るに $\overline{OX} = \overline{OY} = 1.0$

故に $\overline{GY} = \overline{KX} = 0.5$

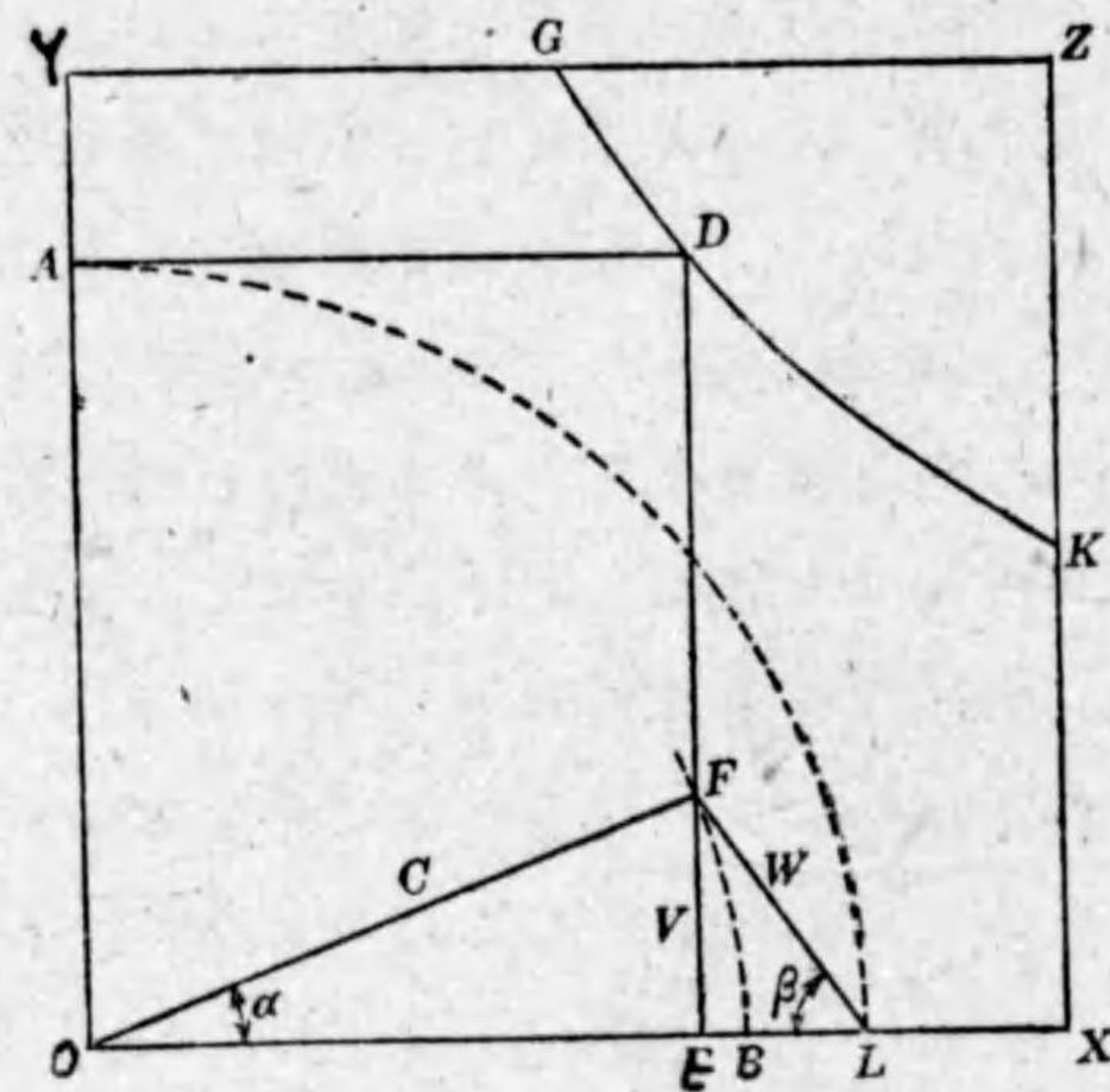
即ち斯くの如き直角双曲線的一端 G は YZ の中點に、また他端 K は XZ の中點にある。

要するに斯く畫かれたる正方形 OXZY の 2 邊 YZ 及び XZ の各中點を通る直角双曲線は 0.5 なる一定の値を有する曲線で

あつて、D なる點は常にこの一定なる直角双曲線上になければならぬ。

卷末に添附したる圖面上に引かれたる曲線は斯くの如き一定の値を有する直角双曲線である。

42. 速度三角形との聯絡 第22圖に於て OL を $\overline{OA} = U$ に等しくとり、L と F とを結べば、OLF なる三角形が出来る。この三角形は第19圖(60頁)に示したる入口又は出口の速度三



第 22 圖

圖式解法構成の要領

角形と全く同じものであつて、従つてその各邊並に夾角は夫々次の如き値を表す。

$$\overline{OF} = \text{水の絶対速度係数} = C$$

$$\overline{OL} = \text{羽根車の圓周速度係数} = U$$

$$\overline{LF} = \text{水の相對速度係数} = W$$

$$\overline{EF} = \text{水の放射速度係数} = V$$

$$\angle LOF = \text{水の絶対速度の方向を示す角} = \alpha$$

$$\angle OLF = \text{羽根の角} = \beta$$

さればこゝに示す圖式解法は斯くの如く畫かるゝ三角形 OLF を以て羽根車に關する總ての速度並に角度を表さしめ、それに聯絡する双曲線 GDK を以て、この三角形の頂點 F の位置を指定する D 點の位置を確定せんとするのである。故にこの圖式解法は基礎式 (89) (65頁) を圖面上に表すと同時に、これに關聯したる速度三角形をそれに併合したるものであるから、羽根車に關する有らゆる解法は、悉くこの簡單なる圖式方法によつて、最も迅速に且つ最も容易に成し遂げらるゝものである。

43. 本圖式解法の一特性 原點 O から對角線 OZ を引き(第23圖, 70頁)、それと 0.5 なる一定値を有する直角双曲線 GK との交點を N とすれば、 $\overline{OM} = \overline{MN}$ であるから、

$$\overline{OM}^2 = \overline{OM} \times \overline{MN} = 0.5$$

故に $\overline{OM} = \overline{MN} = \sqrt{0.5} = 0.7071$

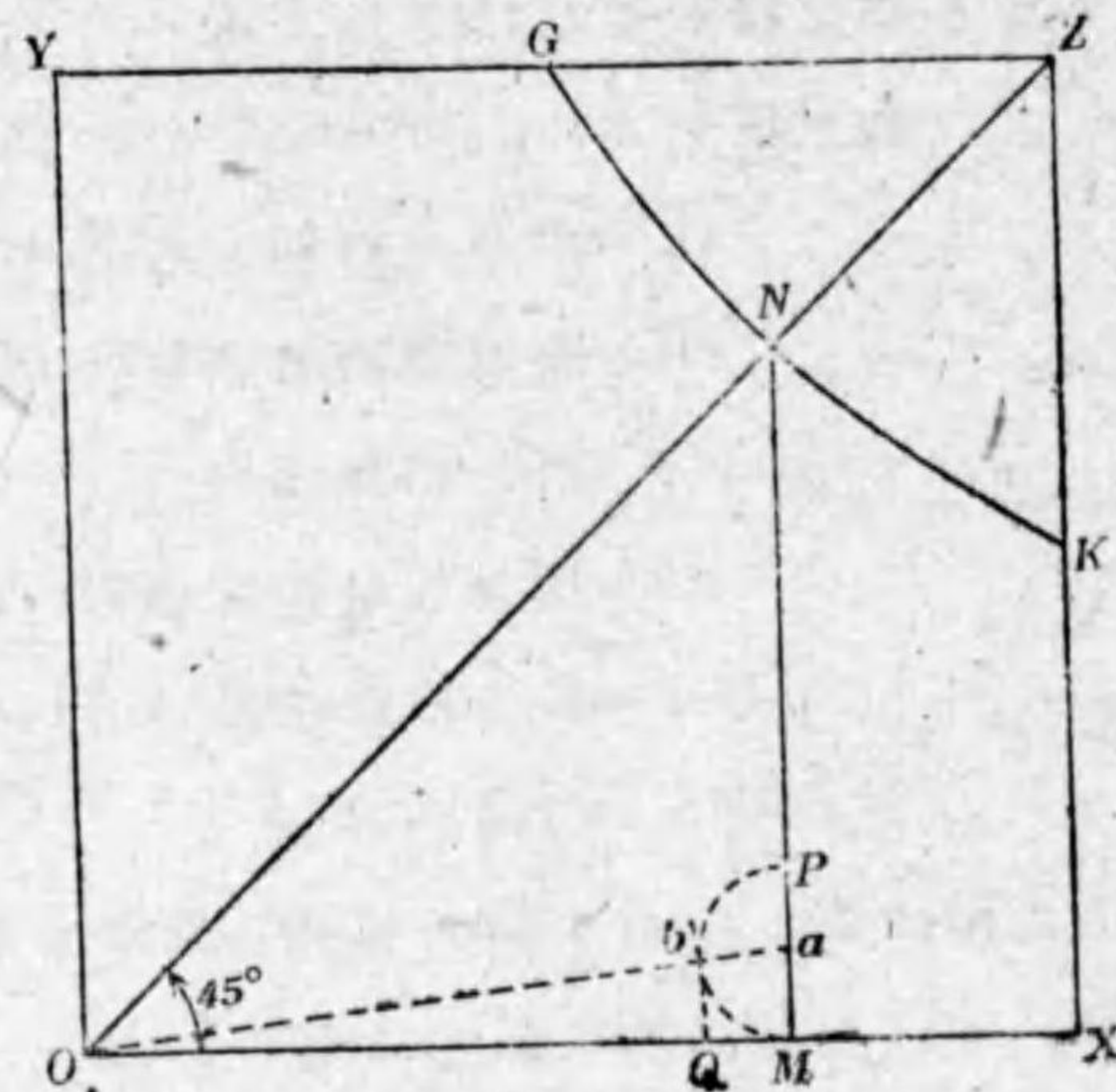
この直線 MN 上に MP を第22圖の LE に等しくとり、その

中点 a を中心として M/P なる半圓を畫く。

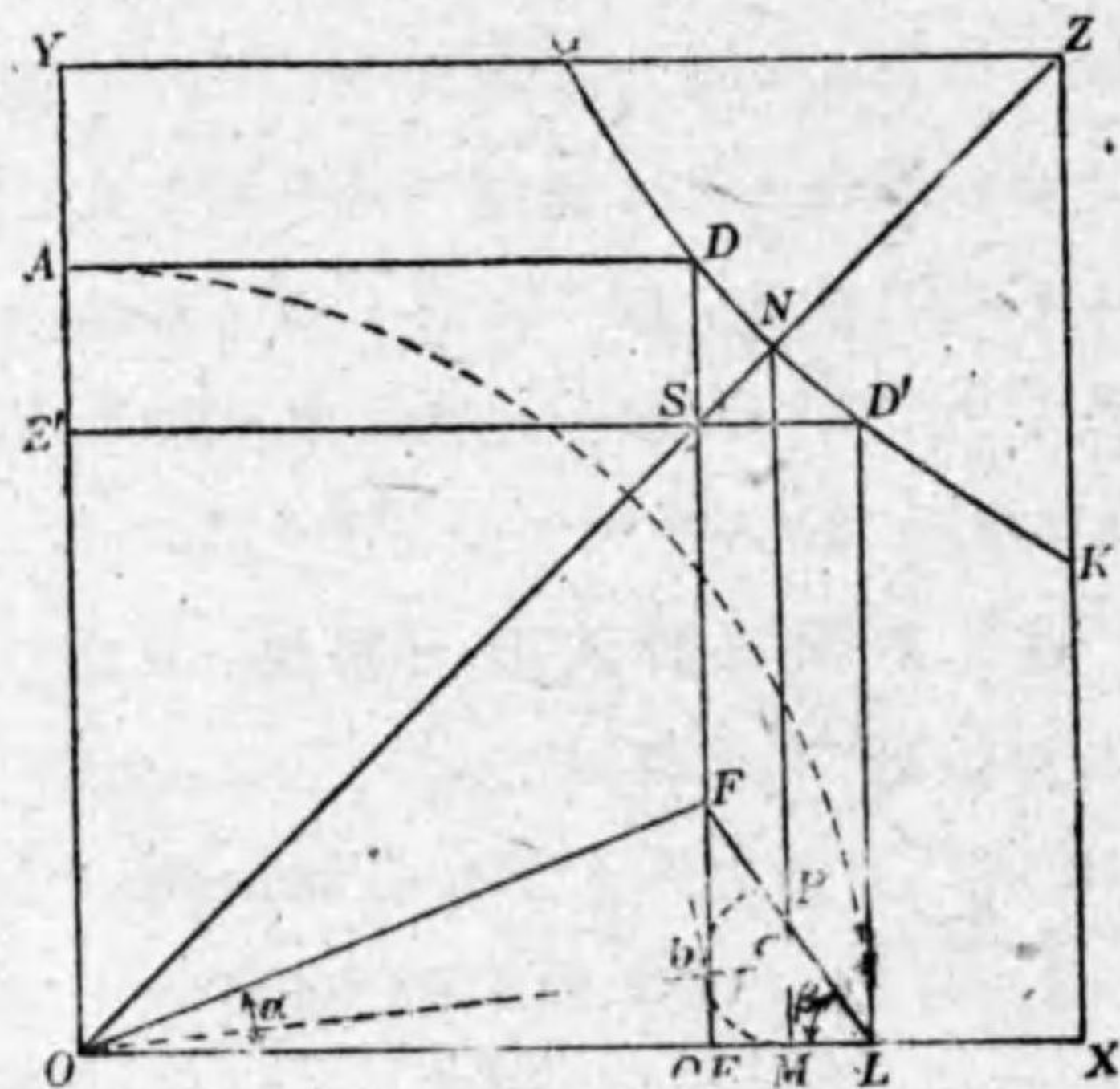
次に原點 O を中心とし、この半圓に接する圓弧 bQ を畫けば、 OQ は OE (第22圖, 68頁) に等しい。即ち Q と E とは同點である。

これは本圖式解法の一の特性であつて、何故斯かるかの證明を次に述ぶる。

第24圖はこれが證明のために第22圖(68頁)と第23圖とを組合せたもので、 L から垂直線 LD' を立て、 D' から水平線 $D'E'$ を引けば、 $OL=OA$ であ



第 23 圖
本圖式解法の一特性



第 24 圖
特性の證明

るから、 $\overline{OE'} = \overline{OE}$ でなければならぬ。されば $OESE'$ は正方形となり、 S は 3 直線 $OZ, ED, E'D'$ の交點である。

さて、面積 $OLDE' = \text{面積}(OESE' + ELD'S)$

然るに、面積 $OLDE' = \text{面積} OEDA = \overline{OM}^2$

面積 $OESE' = \overline{OE}^2$

面積 $ELD'S = \overline{LE} \times \overline{ES} = \overline{LE} \times \overline{OE}$

故に $\overline{OM}^2 = \overline{OE}^2 + \overline{LE} \times \overline{OE}$

或は $\overline{OE}^2 + \overline{LE} \times \overline{OE} - \overline{OM}^2 = 0$

これは OE について 2 次方程式で、これから OE を解けば、

$$\overline{OE} = -\frac{\overline{LE}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\overline{LE}}{2}\right)^2 + \overline{OM}^2}$$

本解法に於ける OE は必ず正號の値でなければならぬから、この式の正負の符號は正號だけが有理である。よつて

$$\overline{OE} = -\frac{\overline{LE}}{2} + \sqrt{\left(\frac{\overline{LE}}{2}\right)^2 + \overline{OM}^2}$$

然るに圖法により、

$$\frac{\overline{LE}}{2} = \frac{\overline{MP}}{2} = \overline{Ma}$$

故に $\overline{OE} = -\overline{Ma} + \sqrt{\overline{Ma}^2 + \overline{OM}^2} = -\overline{Ma} + \overline{Oa}$

$$= -\overline{Ma} + (\overline{Ob} + \overline{ba})$$

然るに $\overline{Ma} = \overline{ba}$ であるから、結局

$$\overline{OE} = \overline{Ob} = \overline{OQ}$$

斯くて Q と E とは同點でなければならぬ。

巻末に添附したる原圖には、OZ に相當する對角線と MN に相對する垂直線とを記入して、この特性を利用する場合の便に供してある。それに $U = \frac{u}{\sqrt{2g\phi H}}$ は稀に 1.0 よりも大なることがあり得るから、横法、縦法共に 1.2 までを示してある。

44. 本圖式解法の使用 本圖式解法は公式による解法の場合と同じく、H, u, c, w, v, α 及び β なる 7 變數の内、任意の 3 變數が既知數ならば、残る 4 數値は直ちに決定せらるゝことになるので、巻末の附圖はその場合に實用に供せらるゝものである。

しかしこの附圖上に直ちに速度三角形を畫く時は、一度に汚損して反復使用に供することが出来なくなるから、この附圖はそれを机上に延べ、その上に薄紙を置き、下の線圖を透き寫しつゝこの薄紙上に鉛筆にて速度三角形を畫くやうにすればよい。

實ヘッド H が既知數なる場合には、先づポンプの大小型式等に應じ、既に製作せられ實驗せられたるポンプの結果を参照して、最も適切なる ϕ の値を定めて理論ヘッド ϕH を求め、それから $\sqrt{2g\phi H}$ を計算し、それを以て速度 u, c, w 及び v を除してそれ等の速度係數 U, C, W 及び V を定め、而して後本圖式解法を適用すればよい。

若し H が既知數ならざる場合ならば、先づ公式の何れかを用ゐて H を算定したる後に上記の如き方法にて、各速度の速度係數を定め、而して後に本圖式解法を適用すればよい。

斯くて本圖式解法にて速度係數 U, C, W 及び V が決定せられたるならば、それ等に $\sqrt{2g\phi H}$ なる一定値を乗すれば、速度 u, c, w 及び v が夫々確定する。

以下項を追ふてこれが使用法の一斑を説明する。

45. H, v, α が既知 H が既知數であるから、v が既知なるは V の既知なることゝ同意である。

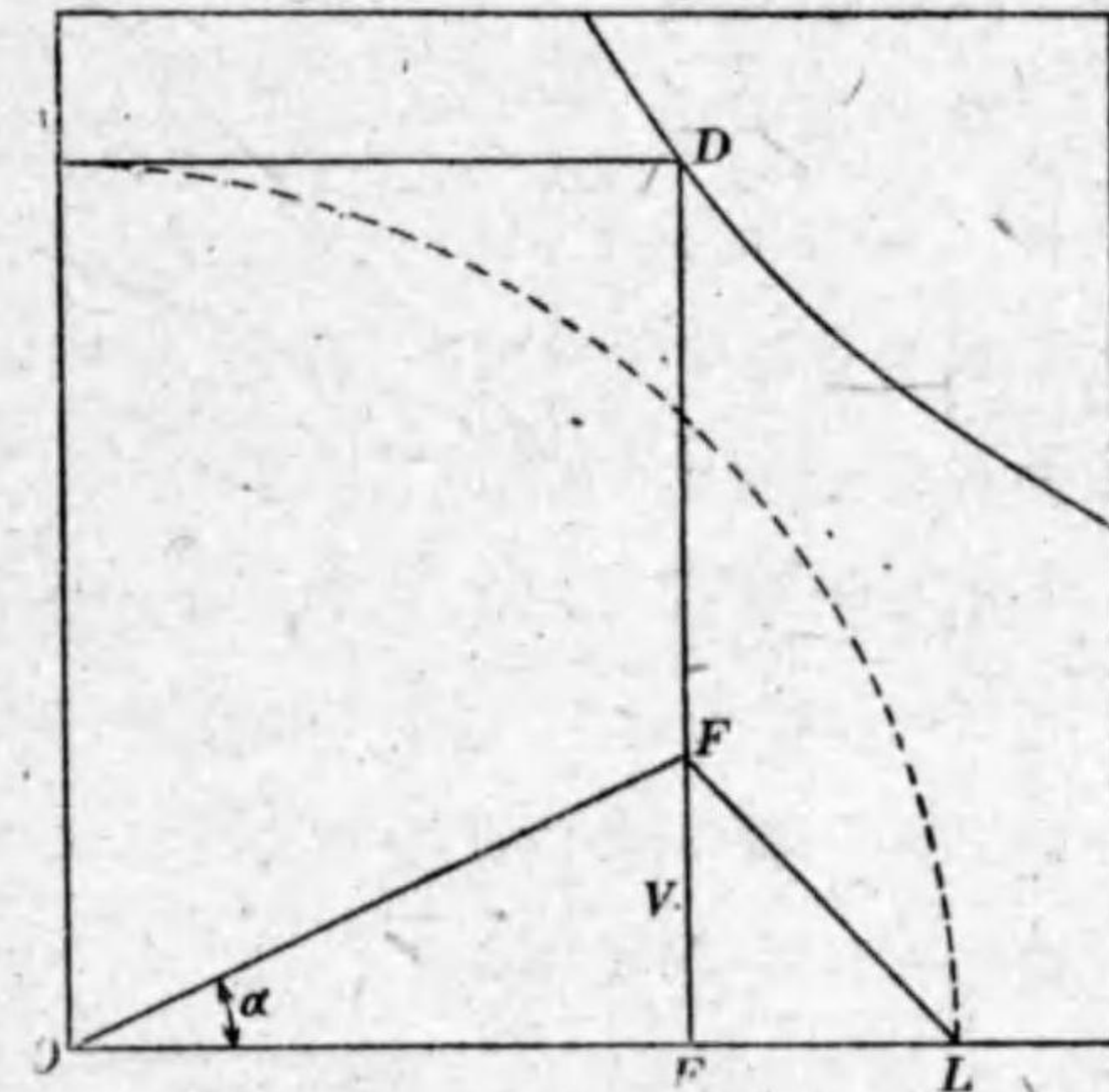
さて α が與へられてあるから、直線 OF の方向は定まり(第 25 圖) V が與へられてあるから、EF の長さは與へられ、従つて F 點は確定する。

よつて EF を延長して直角双曲線との交點を D とし、D より水平線 DA を引く。

次に O を中心とし OA を半径とする圓弧 AL を畫き、L と F とを結ぶ。

然る時は OLF は速度三角形となる

から、この三角形の各邊及び各角を既定の尺度と分度器とにて測れば、各速度係數と各角とが確定する。斯くて求められたるものは次の 4 數値である。

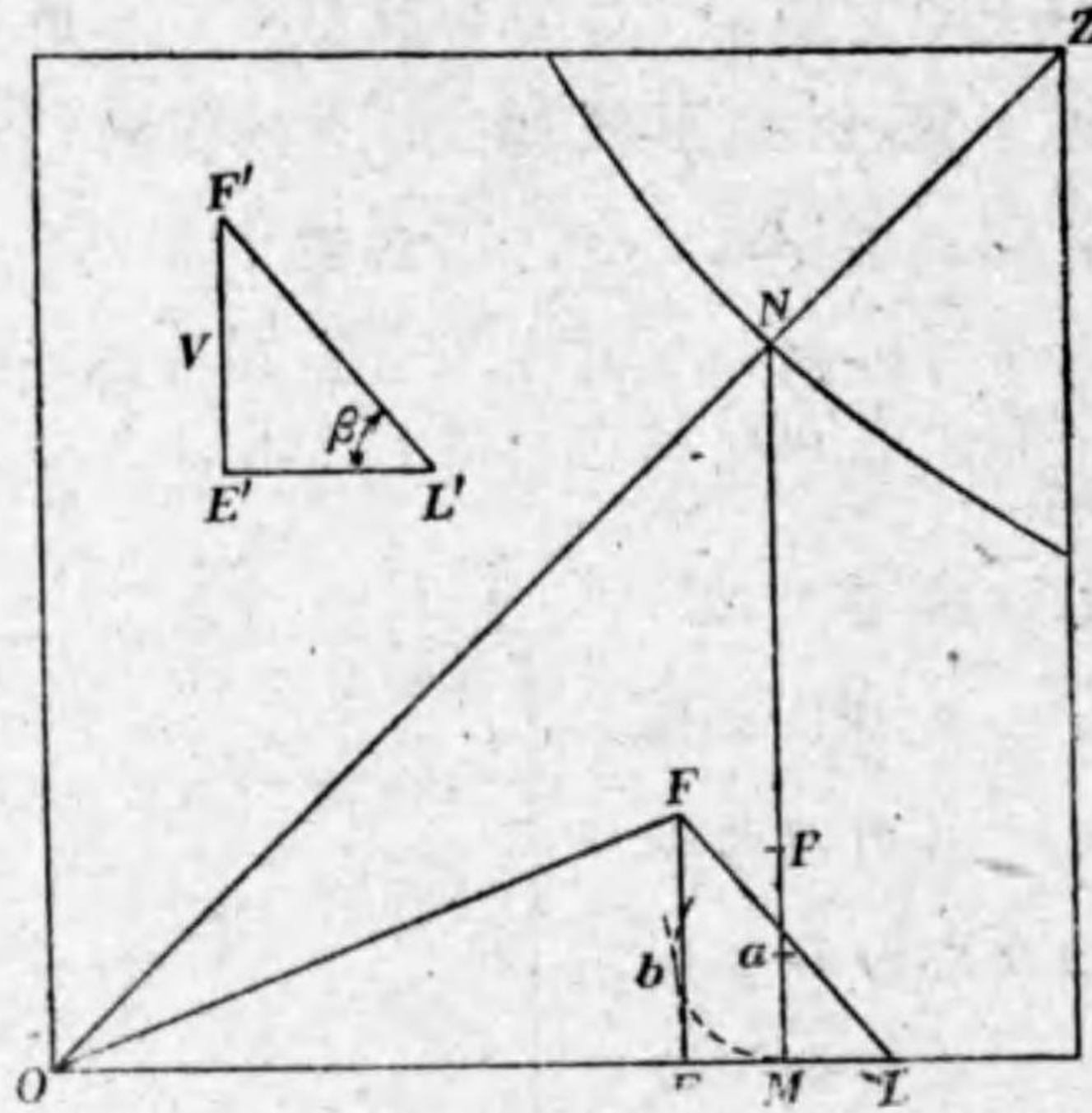


第 25 圖
H, v, α の既知なる圖式解法

$$\overline{OA}=U, \overline{OF}=C, \overline{LF}=W, \angle OLF=\beta$$

46. **H, v, β が既知** Hが既知数であるから、vの既知なるはVの既知なることと同じである。

斯くてVとβとが既知数であるから、Vを高さとしβをその對角とする直角三角形LE'F'が畫かれる(第26圖)。



第 26 圖
H, v, β の既知なる圖式解法

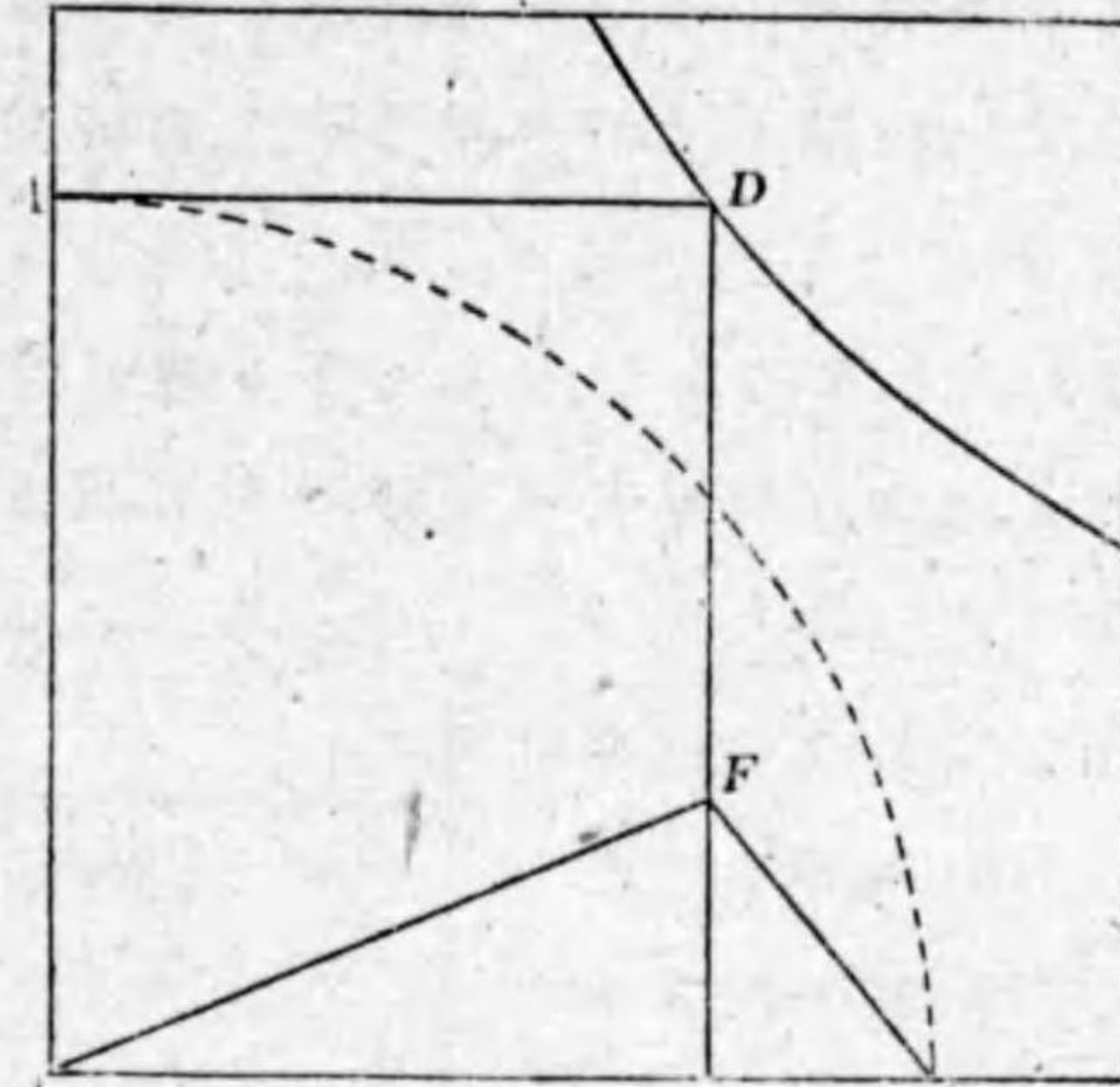
そこで第43項(69頁)の特性を利用するために、對角線と直角双曲線との交點Nから引いた垂直線上に於て、MPをLE'に等しくとり、その中點aを中心として圓弧Mbを畫き、次にOを中心としこの圓弧に接する圓弧bEを畫けば、Eが定まる。

斯くて三角形ELFを三角形E'LF'に等しく畫き、OとFとを結べば、三角形OLFは求むる速度三角形となる。次の4數値は即ち求むるものである。

$$\overline{OL}=U, \overline{OF}=C, \overline{LF}=W, \angle LOF=a$$

47. **H, u, v が既知** Hが既知数であるから、u, vの既知なるはU, Vが既知なることと同じである。

よつてOAをUに等しくとり(第27圖)、Aから水平線ADを引き、直角双曲線との交點Dから垂直線DEを下す。次にEFをVに等しくとり、FとO及びFとLとを結べば、三角形OLFが



第 27 圖
H, u, v の既知なる圖式解法

出来る。これは求むる速度三角形で、これから次の4數値が直ちに測られる。

$$\overline{OF}=C, \overline{LF}=W, \angle LOF=a, \angle OLF=\beta$$

48. **u, a, β が既知** この場合はHが未知数であるから、uは既知であつてもUは既知ではない。

この如き場合には先づ既知なるu, a, βなる3數値を與へて公式からH或はφHを算出する。それには(61)式(57頁)によればよいので、この公式の附標2を消去して一般式の形に書けば、

$$\left. \begin{aligned} \phi H &= \frac{u^2}{g \left(1 + \frac{\tan a}{\tan \beta} \right)} \\ \sqrt{2g\phi H} &= u \sqrt{\frac{2}{1 + \frac{\tan a}{\tan \beta}}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(90)$$

故に

この公式を用ひ、 u, α 及び β を與へて $\sqrt{2g\phi H}$ を計算し、それを以て u を除せば U を得るから結局 U, α, β の既知なる場合となる。

よつて OA を U に等しくとり(第28圖)、 A より水平線 AD を引き、直角双曲線との交點 D から垂直線 DE を下す。

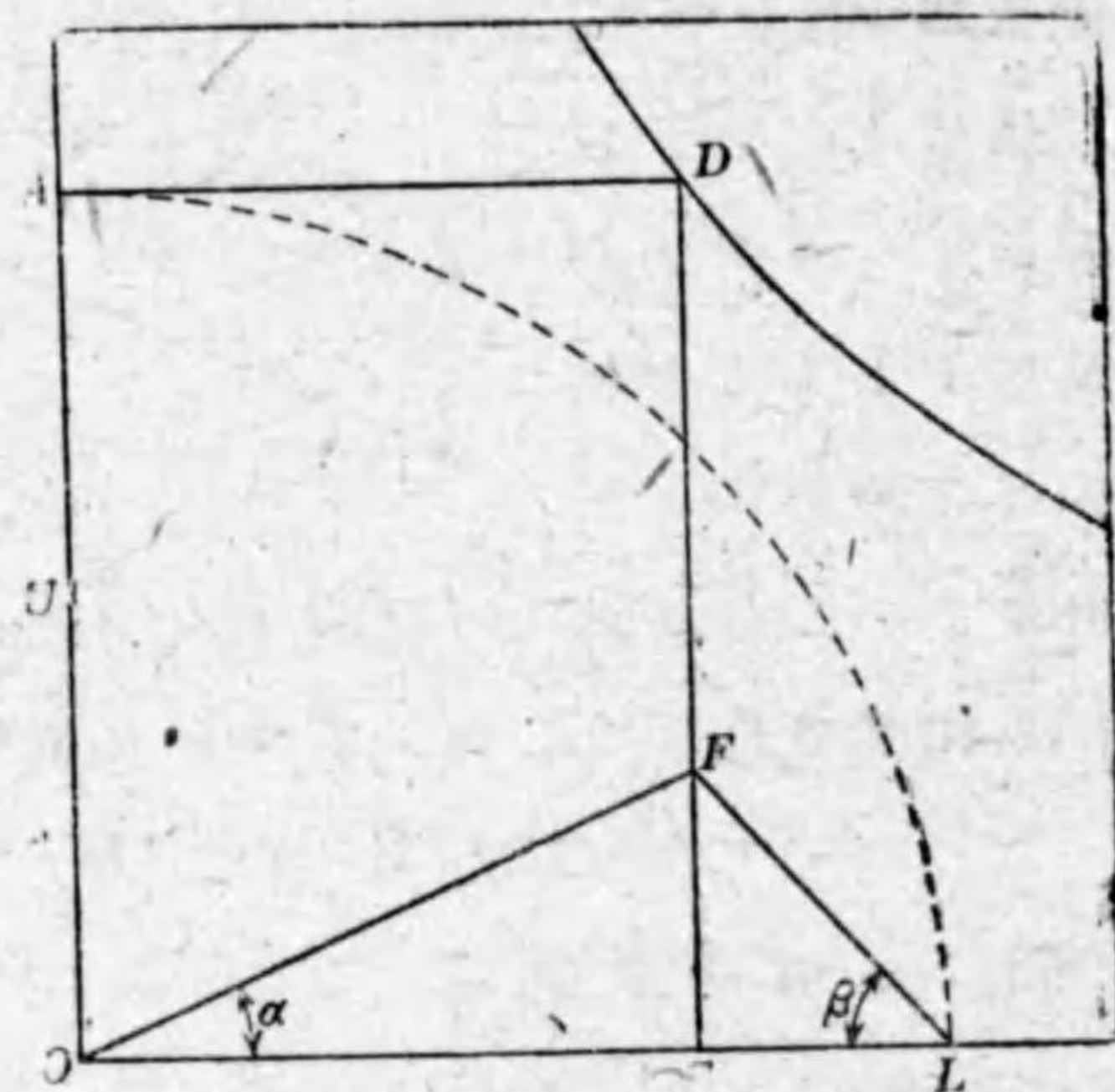
次に角 LOF を α に等しくとりて直線 OF を引き、 O を中心とし OA を半徑とする圓弧 AL を畫き、 L と F とを結ぶ。

然る時は三角形 OLF は速度三角形となり、角 OLF は與へられたる角 β に等しからねばならぬ。若しこれが β に等しくな

ければ、(90) 式(75頁)の計算又は U の算定に誤りがあつたのである。

この場合は實ヘッド H 又は理論ヘッド ϕH は (90) 式の計算によりて定まり、圖式解法によりて決定せらるゝものは次の3數値である。

$$\overline{OF} = C, \quad \overline{LF} = W, \quad \overline{EF} = V$$



第 28 圖

u, α, β の既知なる圖式解法

49. v, α, β が既知 この場合も H が未知數であるから、先づ既知なる v, α, β なる3數値を與へて公式から H 或は ϕH を算定しなければならぬ。それには (62) 式(57頁によればよいので、この公式の附標 2 を消去して一般式の形ちに書けば、

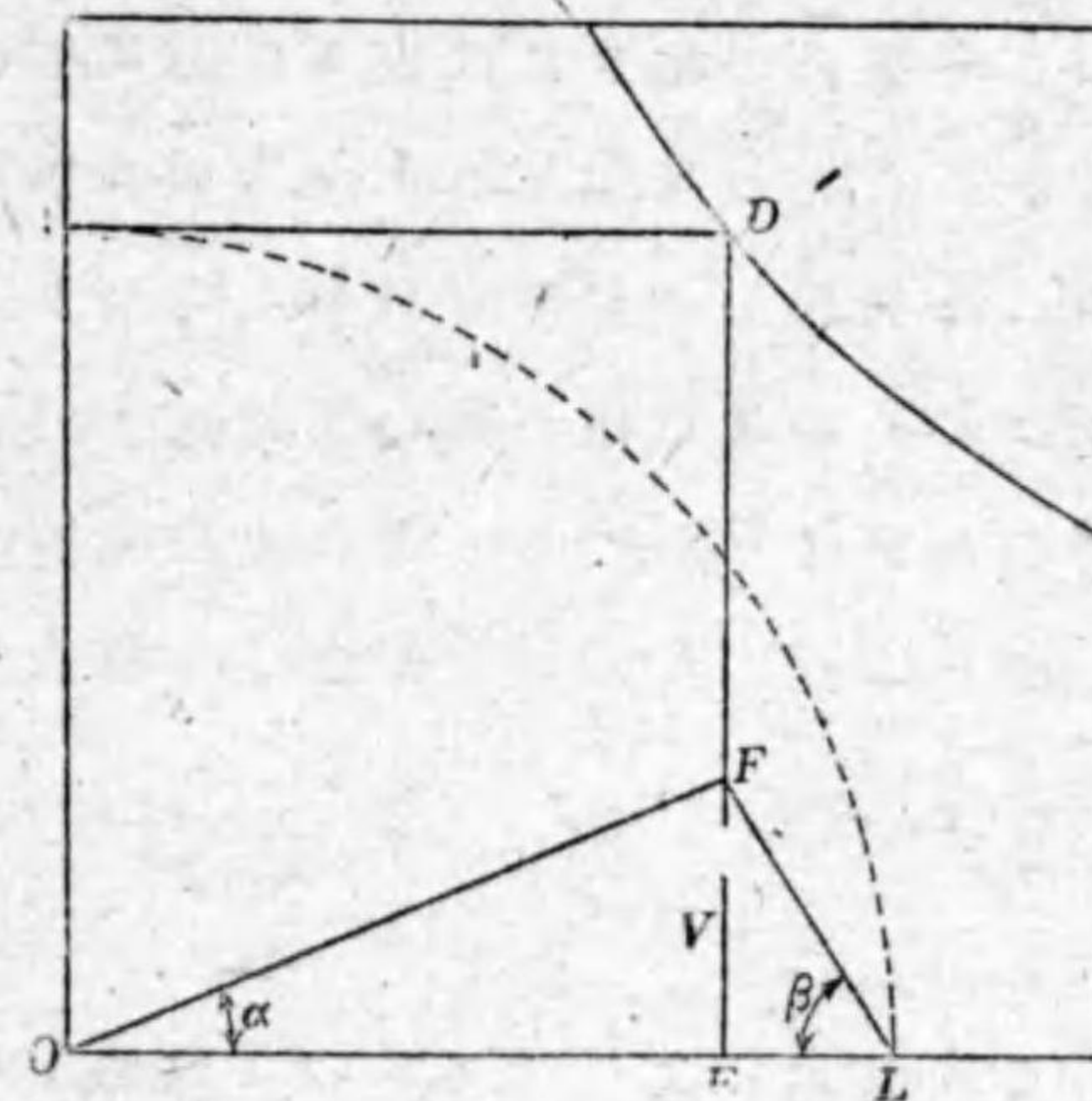
$$\left. \begin{aligned} \phi H &= \frac{v^2}{g \tan \alpha} \left(\frac{1}{\tan \alpha} + \frac{1}{\tan \beta} \right) \\ \sqrt{2g\phi H} &= v \sqrt{\frac{2}{\tan \alpha} \left(\frac{1}{\tan \alpha} + \frac{1}{\tan \beta} \right)} \end{aligned} \right\} \dots\dots(91)$$

故に

この公式により v, α, β を與へて $\sqrt{2g\phi H}$ を計算し、それを以て v を除せば V を得るから結局 V, α, β の既知なる場合となる。

よつて角 LOF を α に等しくとりて直線 OF を引き(第29圖)、 EF が V に等しくなるやうにすれば E 點の位置が定まるから、それより垂直線 ED を立て、直角双曲線との交點 D から水平線 DA を引く。

次に O を中心とし OA を半徑とする圓弧 AL を畫き、 L と F とを結ぶ。



第 29 圖

v, α, β の既知なる圖式解法

然る時は三角形OLFは速度三角形となり、角OLFは與へられたる角βに等しからねばならぬ。若しこれがβに等しくなければ、(91)式(77頁)の計算或はVの算定に誤りがあったのである。

この場合はH或はφHは(91)式の計算によりて定まり、圖式解法によりて決定せらるゝものは次の3數値である。

$$\overline{OA}=U, \overline{OF}=C, \overline{LF}=W$$

50. H, α, βが既知 この場合にはHは既知數であるけれども、速度が悉く未知數であるから、速度係数が悉く未知數である。

この場合の如きには直ちに圖式解法を適用することを得ないから、先づ既知なるH, α, βの3數値を與へて公式からu, c, wの何れかの速度を計算し、それからその速度係数を求め、或はα, βの2數値を與へて直接U, C, W, Vなる速度係数の何れかを計算し、而して後に本圖式解法を適用すればよい。

例へば(73)式(60頁)の附標2を消去して一般式の形ちにそれを書けば、

$$U = \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tan \alpha}{\tan \beta} \right)}$$

この公式によれば、α, βの2數値を與へれば直ちにUが算定せらるゝから、U, α及びβの既知なる場合の圖式解法を行へばよい。それは第28圖(76頁)に示したる圖式解法である。

又は(91)式(77頁)より $\frac{v}{\sqrt{2g\phi H}} = V$ を計算すれば、

$$V = \sqrt{\frac{\tan \alpha}{2 \left(\frac{1}{\tan \alpha} + \frac{1}{\tan \beta} \right)}} \dots \dots \dots (92)$$

この公式により α, βの2數値を與へてVを求めれば、V, α及びβの既知なる場合となるから、その圖式解法は第29圖(77頁)に示したる方法によればよい。

51. α₁=90°なる場合の解法 以上總述したるものは總て基礎式の一般形式たる

$$uc \cos \alpha = g\phi H$$

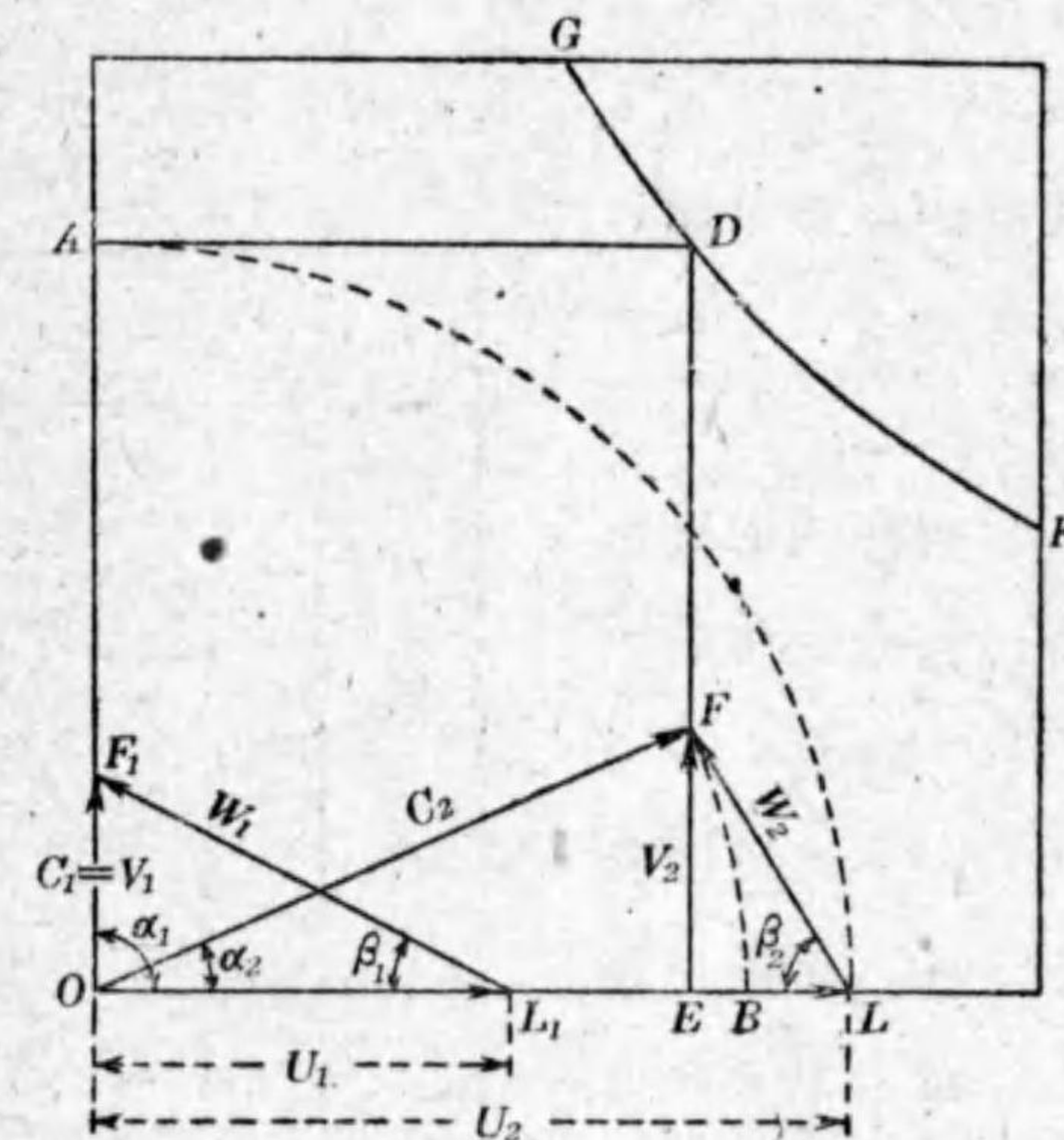
$$\text{或は } UC \cos \alpha = \frac{1}{2}$$

を圖解したるものであるから、それはα₁=90°なる放射流入の場合の基礎式

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 = g\phi H$$

$$\text{或は } U_2 C_2 \cos \alpha_2 = \frac{1}{2}$$

を圖解したるものであると見ることが出来る。



第 30 圖

α₁=90°の場合の圖式解法

第30圖はこの場合の圖式解法を示

し、三角形OLFは出口の速度三角形である。入口の速度三角

形は直角三角形 OL_1F_1 で、これはヘッドには関係がないから、直角双曲線 GK に何等関係をもたない。

52. α_1 が 90° ならざる場合の解法 α_1 が 90° ならざる場合即ち放射流入ならざる場合の基礎式は

$$u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1 = g \phi H$$

或は
$$U_2 C_2 \cos \alpha_2 - U_1 C_1 \cos \alpha_1 = \frac{1}{2}$$

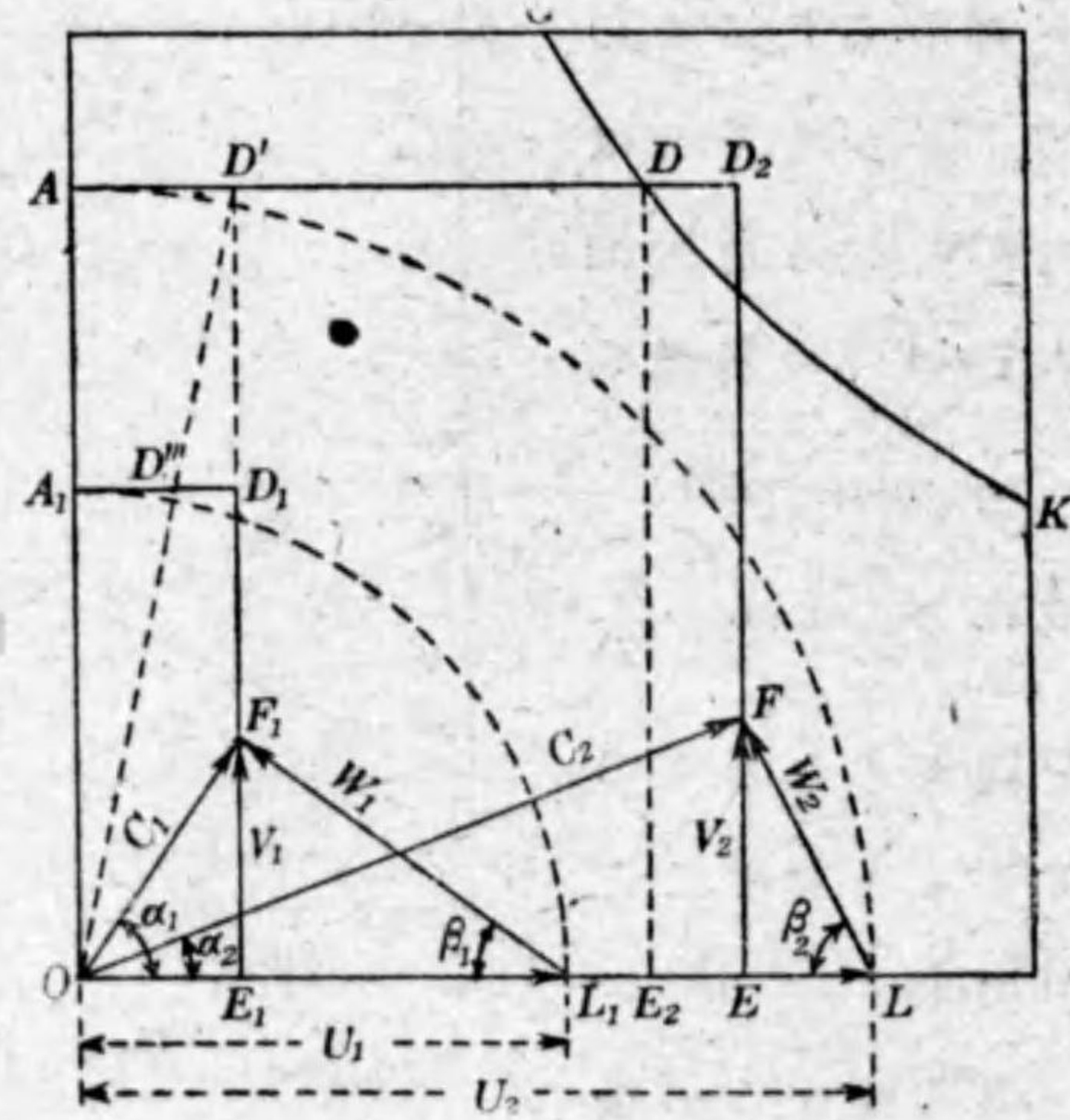
で、これは出口の $U_2 C_2 \cos \alpha_2$ より入口の $U_1 C_1 \cos \alpha_1$ を減すれば、 $\frac{1}{2}$ に等しきこと、換言すれば出口の $UC \cos \alpha$ より入口の $UC \cos \alpha$ を減すれば $\frac{1}{2}$ であることを示すものであるから、この場合の圖式解法は第31圖に

示すやうにそれを行ふ。

三角形 OLF は出口の速度三角形で、それに該当する

$UC \cos \alpha$ は長方形 OED_2A の面積に等しく、而してそれは $\frac{1}{2}$ よりも大なるが

故に、水平線 AD と垂直線 EF との交点 D_2 は、 $\frac{1}{2} = 0.5$ の直



第 31 圖

α_1 が 90° ならざる場合の圖式解法

角双曲線 GDK の右方に出る。

又三角形 OLF_1 は入口の速度三角形で、それに該当する $UC \cos \alpha$ は長方形 $OE_1D_1A_1$ の面積に等しい。されば

$$\text{面積 } OED_2A - \text{面積 } OE_1D_1A_1 = \frac{1}{2}$$

故に
$$\text{面積 } OED_2A - \frac{1}{2} = \text{面積 } OE_1D_1A_1$$

然るに
$$\text{面積 } OED_2A = \overline{OA} \times \overline{AD_2} = \overline{OA} (\overline{AD} + \overline{DD_2})$$

$$\frac{1}{2} = \overline{OA} \times \overline{AD}$$

$$\text{面積 } OE_1D_1A_1 = \overline{OA_1} \times \overline{OE_1}$$

故に
$$\overline{OA} (\overline{AD} + \overline{DD_2}) - \overline{OA} \times \overline{AD} = \overline{OA_1} \times \overline{OE_1}$$

即ち
$$\overline{OA} \times \overline{DD_2} = \overline{OA_1} \times \overline{OE_1}$$

故に
$$\overline{DD_2} = \overline{OE_1} \times \frac{\overline{OA_1}}{\overline{OA}}$$

然るに
$$\frac{\overline{OA_1}}{\overline{OA}} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{r_1}{r_2}$$

故に
$$\overline{DD_2} = \overline{OE_1} \frac{r_1}{r_2} \dots \dots \dots (93)$$

即ち DD_2 は OE_1 を羽根車の内外径の比に分けたる値に等しく、斯くの如き D_2 なる点を通る垂直線の上に出口の速度三角形の高さ EE があるのである。

E_1D_1 を D' まで延長し、直線 OD' を引き、それが A_1D_1 と交はる点を D'' とすれば、

$$\frac{\overline{A_1D''}}{\overline{AD'}} = \frac{\overline{OA_1}}{\overline{OA}}$$

故に
$$\overline{A_1D''} = \overline{AD'} \times \frac{\overline{OA_1}}{\overline{OA}} = \overline{OE_1} \frac{r_1}{r_2}$$

されば斯くの如き圖法によりて求められたる A_1D'' は DD_1 に等しい。

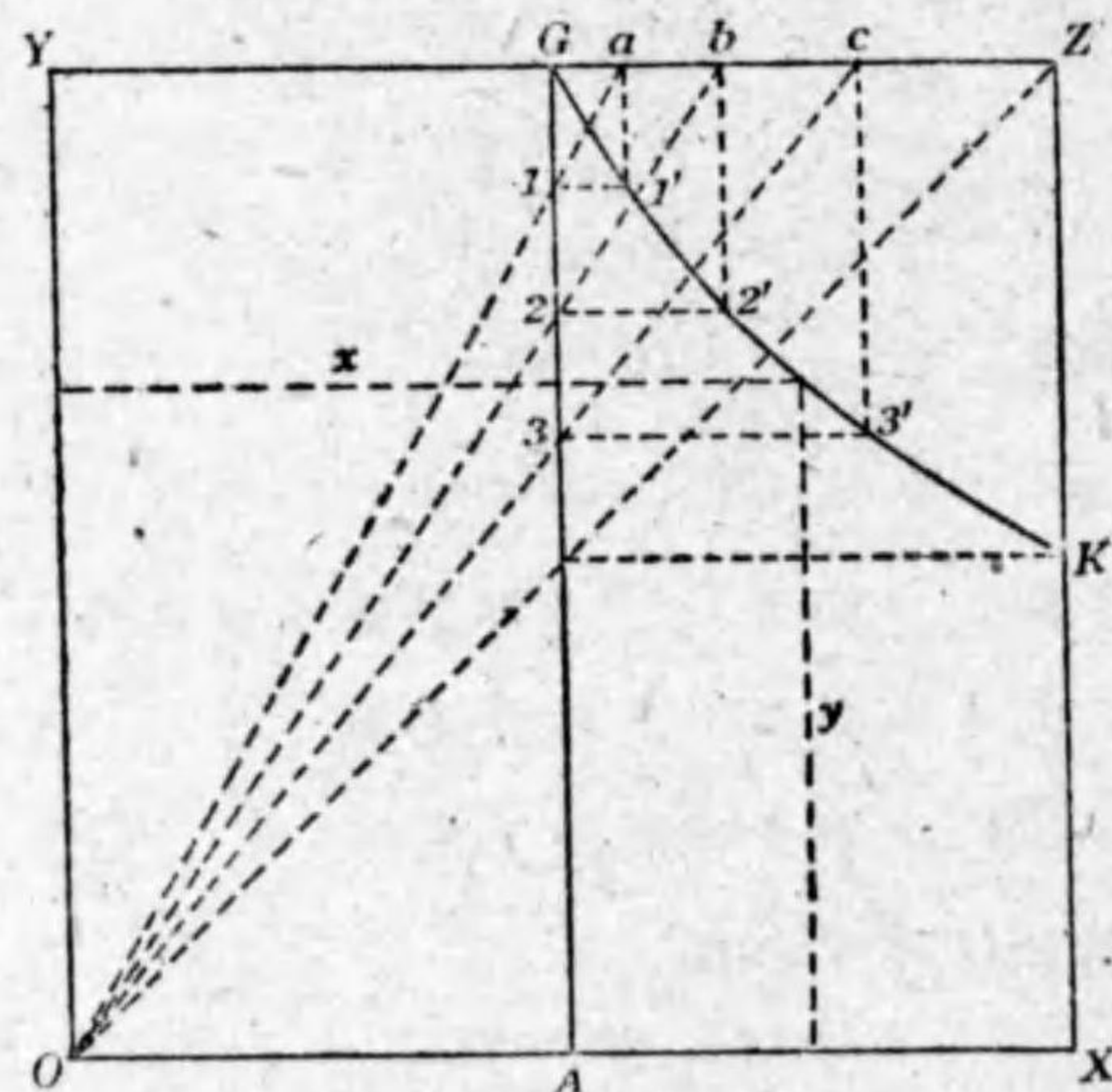
Dより下したる垂直線を DE_2 とすれば、長方形 $OE_1D_1A_1$ の面積は長方形 E_2ED_2D の面積に等しく、 $\alpha_1=90^\circ$ なる場合には E は E_2 の位置にあるけれども、 α_1 が 90° よりも小なる場合には、 OE_1 が増すに従ひ、E は E_2 より次第に右方に離れ、従つて DD_1 が次第に大となる。

されば α_1 が 90° ならざる影響は、出口の速度三角形 OLF の高さ EF を次第に右方に移動せしむることになる。

53. 直角双曲線の畫法 本圖式解法を行ふには、正方形の方眼紙 $OXZY$ の上に(第32圖)、一邊 YZ の中點 G と、他邊 XZ の中點 K とを結ぶ

直角双曲線 GK を畫きたる原圖を必要とする。卷末の附圖はその要に供するために添へたるものであるけれども、斯くの如き原圖を新たに作ることは甚だ容易である。

それは G を通り



第 32 圖
直角双曲線の畫法

て方眼紙を 2 等分する垂直線 GA を引き、次に原點 O より任意の直線 Oa, Ob, Oc 等を引き、それ等が GA と交はる點を順次に $1, 2, 3$ 等とし、 a, b, c 等より下したる垂直線と $1, 2, 3$ 等より引きたる水平線とが順次に交はる點を $1', 2', 3'$ 等とすれば、曲線 $G1'2'3'K$ は求むる直角双曲線であつて、終點 X 及び Y は何れも速度係數 C 及び U の 1.0 なる點である。

又は直角双曲線はその上の任意の點の横法と縦法との積が一定なる曲線であるから、 OX 上に於て O から測つた横法を x とし、 OY 上に於て O から測つた縦法を y とすれば、 $xy = \frac{1}{2} = 0.5$ なる直角双曲線 GK は、次表によりて方眼紙上に順次に該當點を記録し、それ等を平滑なる曲線にて連結する畫法によつても目的の原圖は作られる。

x の 値	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
y の 値	1.0	0.8333	0.7143	0.625	0.5556	0.5
x の 値	1.05	1.1	1.15	1.2	1.25	1.3
y の 値	0.4762	0.4545	0.4348	0.4167	0.4000	0.3847

54. 解法の例 羽根車の主要寸法を定むる解法の例として、次の如き渦巻ポンプを設計するものと考え。

45m の實ヘッドに 47 l/s の水を送る渦巻ポンプ。但しポンプは 1800 回/分の回轉度を有する電動機を以て直結運轉するものとす。

$\alpha_1=90^\circ$ なる放射流入を假定し、先づ羽根車出口の解法を行ふ。それには $H, u_2, c_2, v_2, w_2, \alpha_2$ 及び β_2 なる 7 變數の内、何れか 3 數値が既知數なることを要する。 $H=45\text{m}$ で、これは既知數であるから、残る 2 數値の内、假りに放射流出速度を $v_2=3.5\text{m/s}$ に、又流出角を $\alpha_2=8^\circ$ に與ふるものとする。

次にこの種のポンプが實際に製作され實驗を行つて、その時測つた全效率が假りに $\eta=70\%$ とし、別に水量效率は大凡 $\eta_v=88\%$ 、機械的效率を $\eta_m=90\%$ と假定し、これ等の値をそのまゝ採用するとすれば、(23)式(38頁より、

$$\text{マノメトリック效率, } \eta = \frac{\eta_v}{\eta_v \eta_m} = \frac{0.70}{0.88 \times 0.90} = 0.884$$

故に
$$\phi = \frac{1}{0.884} = 1.13$$

しかし放射流入を假定することゝ、羽根の數が有限であることゝの修正をなすために、こゝに假りに總計 1.4 の修正係數を乗するならば、計算に用ゐる ϕ の値は、

$$\phi = 1.13 \times 1.4 = 1.58$$

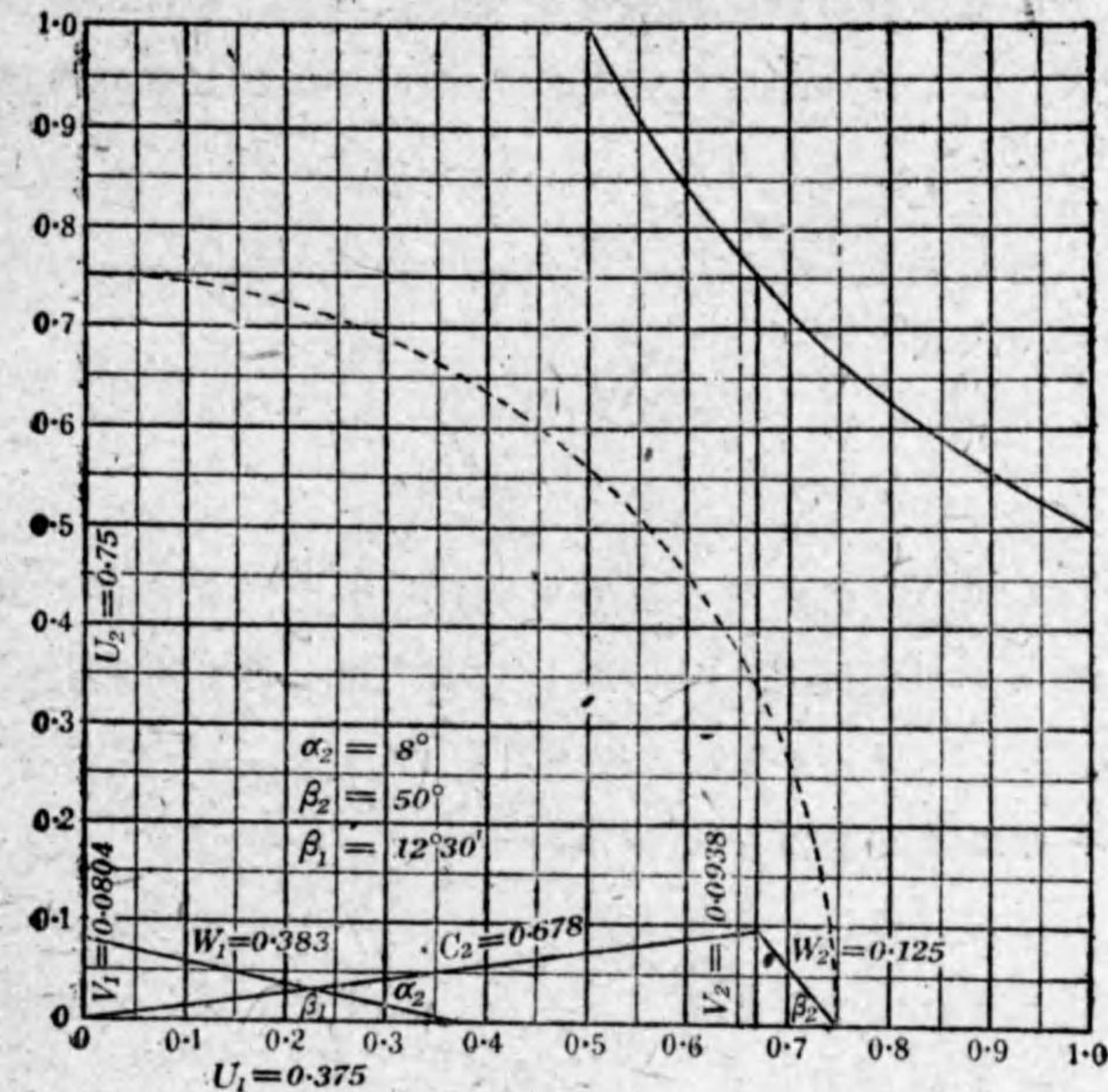
されば
$$\phi H = 1.58 \times 45 = 71.1\text{m}$$

斯くて $\phi H=71.1\text{m}$, $v_2=3.5\text{m/s}$, $\alpha_2=8^\circ$ なる 3 數値が既知數となつたから、羽根車の計算は次の如くにこれを行ふことが出来る。

$$\sqrt{2g\phi H} = \sqrt{2 \times 9.8 \times 71.1} = 37.3\text{m/s}$$

故に
$$V_2 = \frac{3.5}{37.3} = 0.0938$$

よつて卷末添附の原圖を用ゐ、第 45 項(73頁)に述べたる圖式



第 33 圖
圖式解法の一例

解法により、直ちに次の如き結果を得る(第 33 圖)。

$$U_2 = 0.75, \quad C_2 = 0.678,$$

$$W_2 = 0.125, \quad \beta_2 = 50^\circ \text{弱}$$

よつて

圓周速度, $u_2 = 0.75 \times 37.3 = 28.0\text{m/s}$

絕對流出速度, $c_2 = 0.678 \times 37.3 = 25.3\text{m/s}$

相對流出速度, $w_2 = 0.125 \times 37.3 = 4.66\text{m/s}$

W

以上は羽根車出口の速度及び角度である。入口は別に放射流入として流入速度を假りに $c_1 = v_1 = 3 \text{ m/s}$ とし、車の内径を外径の $\frac{1}{2}$ に造るとすれば、

$$\text{圓周速度, } u_1 = \frac{u_2}{2} = \frac{28.0}{2} = 14.0 \text{ m/s}$$

$$\text{従つて } U_1 = \frac{u_1}{\sqrt{2g\phi H}} = \frac{u_2}{2\sqrt{2g\phi H}} = \frac{U_2}{2} = \frac{0.75}{2} = 0.375$$

$$V_1 = \frac{v_1}{\sqrt{2g\phi H}} = \frac{3}{37.3} = 0.0804$$

よつて同じ原圖を用ゐ、第51項(79頁)に掲げたる $\alpha_1 = 90^\circ$ の圖式解法により、羽根車入口に對して次の値を得る(第33圖, 85頁)。

$$W_1 = 0.383, \quad \beta_1 = 12^\circ 30' \text{ 弱}$$

故に 相對流入速度, $w_1 = 0.383 \times 37.3 = 14.3 \text{ m/s}$

以上は圖式解法の全部であるが、これ等を公式によつて算出するとすれば、次の如き計算を行はねばならぬ。比較對照のためにそれを述ぶる。

$$g\phi H = 9.8 \times 71.1 = 696.8 \text{ (m/s)}^2$$

よつて先づ(40)式(54頁)より、

$$u_2 = \frac{g\phi H}{v_2} \tan \alpha_2 = \frac{696.8}{3.5} \tan 8^\circ = \frac{696.8}{3.5} \times 0.1405 = 28.0 \text{ m/s}$$

(50)式(56頁)より、

$$c_2 = \frac{v_2}{\sin \alpha_2} = \frac{3.5}{\sin 8^\circ} = \frac{3.5}{0.139} = 25.2 \text{ m/s}$$

(55)式(56頁)より、

$$w_2 = \sqrt{v_2^2 + (u_2 - v_2 \cot \alpha_2)^2} = \sqrt{3.5^2 + (28.0 - 3.5 \cot 8^\circ)^2}$$

$$= \sqrt{12.25 + (28.0 - 3.5 \times 7.115)^2} = \sqrt{12.25 + 3.1^2}$$

$$= \sqrt{21.86} = 4.68 \text{ m/s}$$

(47)式(55頁)より、

$$\tan \beta_2 = \frac{v_2}{u_2 - \frac{g\phi H}{u_2}} = \frac{3.5}{28.0 - \frac{696.8}{28.0}} = \frac{3.5}{3.1} = 1.13$$

故に $\beta_2 = 48^\circ 30'$

入口については(56)式(56頁)より、

$$w_1 = \sqrt{u_1^2 + v_1^2} = \sqrt{14.0^2 + 3^2} = \sqrt{205} = 14.3 \text{ m/s}$$

(60)式(57頁)より、

$$\tan \beta_1 = \frac{v_1}{u_1} = \frac{3}{14.0} = 0.214$$

故に $\beta_1 = 12^\circ 5'$

斯くの如く計算によりて求めたる結果は、圖式解法によりて求めたるものと多少相違せるものがあるけれども、これは當然のことで、圖式解法は線圖面上に引かれたる各直線の長さを尺度に照して讀み、各角度は分度器を當て、讀むのであるから、それは自然に起る誤差で、この程度の誤差は實用上何等差支へなきものである。若しこの誤差をなほ一層小ならしめんとすれば、卷末に掲げたる如き原圖のもつと大形のものを作つて、それを用ゐればよい。

初めに假定したやうに $\eta_v = 88\%$ ならば、羽根車を通過する水量は(14)式(35頁)より、

$$Q = \frac{Q_c}{\eta_v} = \frac{47}{0.88} = 53.4 \text{ l/s} = 0.0534 \text{ m}^3/\text{s}$$

羽根車の外半径 r_2 を求めるには、(45)式(55頁)より、

$$r_2 = \frac{60v_2}{2\pi N} = \frac{60 \times 28.0}{2 \times 3.14 \times 1800} = 0.149 \text{ m} = 14.9 \text{ cm}$$

故にその内半径 r_1 は、題意により、

$$r_1 = \frac{r_2}{2} = \frac{14.9}{2} = 7.45 \text{ cm}$$

羽根車の出口及び入口の幅 b_2 及び b_1 は(第17圖, 40頁参照)、

(49)式(56頁)より、

$$b_2 = \frac{Q}{\epsilon_2 2\pi r_2 v_2} = \frac{0.0534}{\epsilon_2 2 \times 3.14 \times 0.149 \times 3.5} = \frac{0.0163}{\epsilon_2} \text{ m}$$

$$b_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 2\pi r_1 v_1} = \frac{0.0534}{\epsilon_1 2 \times 3.14 \times 0.0745 \times 3} = \frac{0.0331}{\epsilon_1} \text{ m}$$

ϵ_2 及び ϵ_1 は、普通の羽根車ならば、概して次の如き値のものである。

$$\epsilon_2 = 0.85 - 0.90$$

$$\epsilon_1 = 0.7 - 0.8$$

今假りに $\epsilon_2 = 0.87$, $\epsilon_1 = 0.75$ とすれば、

$$b_2 = \frac{0.0163}{0.87} = 0.01875 \text{ m} = 1.875 \text{ cm}$$

$$b_1 = \frac{0.0331}{0.75} = 0.0508 \text{ m} = 5.08 \text{ cm}$$

斯くて羽根車の主要部の寸法は悉く決定したのである。

IV. 速度を壓力に變へる装置

55. エネルギーの變換 羽根車の回轉によりて水は速度を増し、同時に壓力を増す。即ち羽根車の入口より出口に達する間に、水は羽根車から速度ヘッドを受け、同時に壓力ヘッドを受け、この速度と壓力とを以て次に導羽根或は容器内に流入するのである。

水力學の教へる所によれば、凡て流體の抵抗(Hydraulic resistance)は、流體が固體の周壁に接着して流るゝ時その周壁の面から受くる流體摩擦抵抗(Fluid frictional resistance; Skin friction)と、周壁の形狀に従つて流體が流れねばならぬための形狀抵抗(Form resistance)との合成で、これ等の抵抗は何れも周壁と流體とが相對的に摩れ合ふ速度の大凡2乗に正比例して増し、しかも壓力には無關係なるものである。

されば流體抵抗を小にし、能ふ限り効率の大なるポンプを造らんとすれば、ポンプ内を流るゝ水の速度を能ふ限り小ならしむる必要がある。羽根車によりて水の得たるエネルギーは速度エネルギーと壓力エネルギーとの和であるから、速度を小ならしむれば壓力は必然的に大となり、しかも壓力は流體抵抗に無關係であるから、壓力は如何に大であつても、効率はそれがために直接影響を受けない。

羽根車を流出する時水は大なる速度を有するから、その速度を以てそのまゝポンプの内部から送出管に向つて流れし

むる時は、速度の大凡2乗に正比例して大なる流體抵抗を受け、流體エネルギーの損失即ち流體損失(Hydraulic loss)を來すこと著しく、延いて効率の低下を招く結果となるから、羽根車出口に於て大なる速度を有する水を、そのまゝ送出管に向つて流れしむることをせず、速度を減じ以て壓力を増す装置、換言すれば速度を壓力に變へる装置を施さねばならぬ。これ羽根車出口と容器との間に導羽根又はこれに類する装置を施す所以である。

速度を壓力に變換するには、水の通路を擴大することによつて速度を小ならしむればよいのであるけれども、速度の變化が急激であれば水は擾亂し、そのために著しく大なる形狀抵抗を誘致し、流體損失を小ならしめんとして却つてこれを大ならしむるが如き結果を來すものであるから、水の通路は極めて徐々に末擴がりに順次擴大し、最小の流體抵抗を以て、速度が壓力に變換するやうにしなければならぬ。

多くの渦巻ポンプに於ては、羽根車によつて附與せらるゝ水の全エネルギーの50—70%は壓力エネルギーで、残る30—50%は速度エネルギーである。故に速度を壓力に變換する装置を有せざるか、又はそれを有してもその構造が不完全であれば、この速度エネルギーの殆んど全部が消滅し、僅かに壓力エネルギーだけが残ることになる。

羽根車の出口が直ちに容器に接續するものは、速度を壓力に變換することなしに、水は直ちに送出管に向つて送らるゝ

ものである。さればこの種のポンプは羽根車によりて附與せらるゝ速度ヘッドの殆んど全部を失ひ、効率の甚だ小なることを免かれぬ。故にヘッド甚だ低く、速度エネルギーの餘り大ならざる場合に限り、構造を簡單にするために、この種のポンプは用ゐられる。

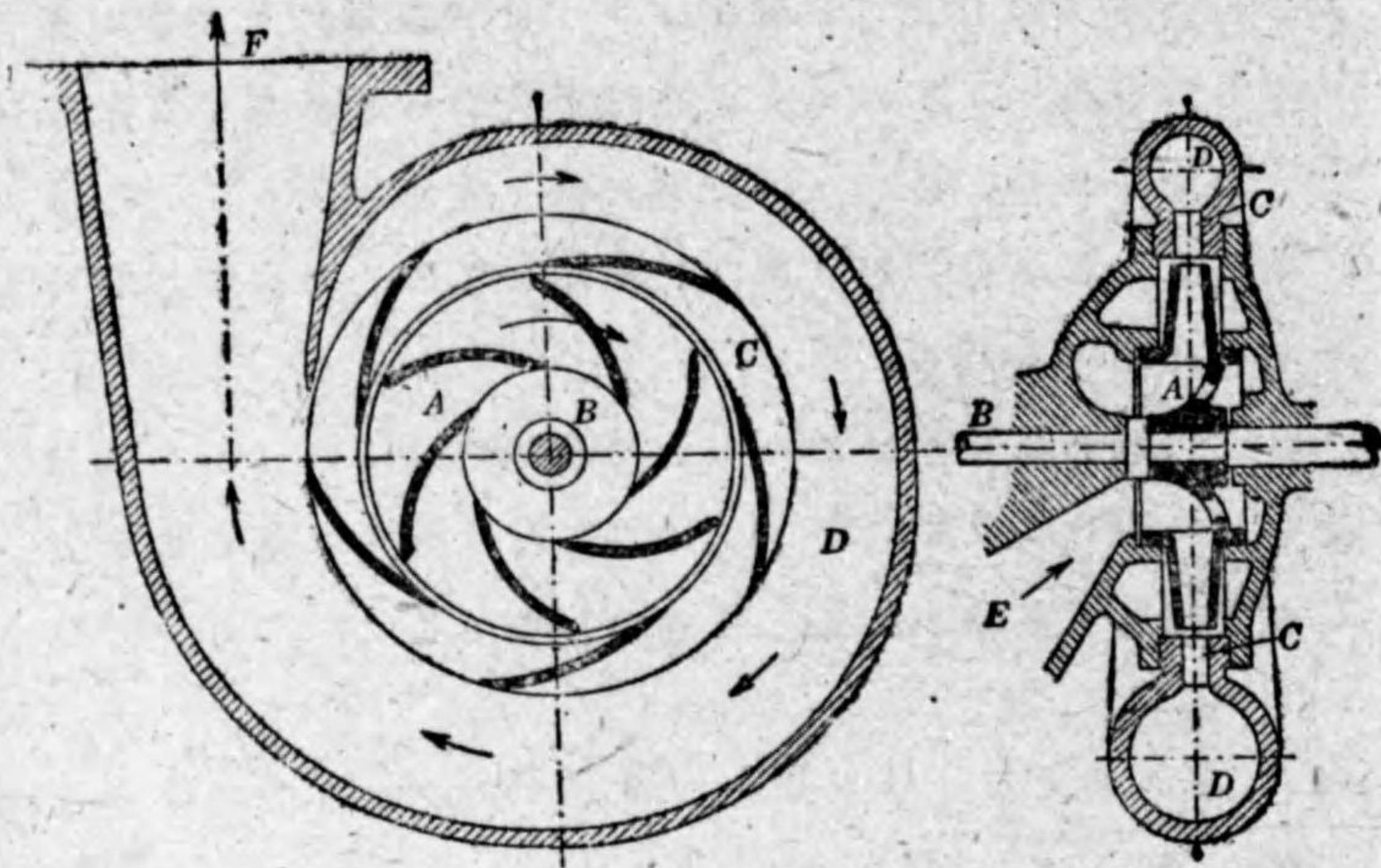
多くの渦巻ポンプは殆んど皆導羽根或はこれに類する装置を備へ、これがためにポンプの外徑は大となり、稍や大形となるけれども、効率が大となる利益がある。

1. 導 羽 根

56. タービン・ポンプ 羽根車によつて速度エネルギーと壓力エネルギーとを受けたる水は、可なり高速度を以て羽根車から流出する。これをそのまゝ容器に通し、送出管に導く時は、速度エネルギーの大部分は失はれて効率の低下著しきものがあるから、この害を防ぐために、羽根車出口と容器との中間に羽根車から流出する高速度から容器内の低速度まで水の速度を靜かに低下せしむるための固定の羽根を装置する。それが即ち導羽根である。

第34圖(92頁)に於てAは羽根車、Bはそれを回轉するための軸、Cは導羽根、Dは容器、Eは吸上管、Fは送出管である。

若しこの種の渦巻ポンプを逆に使つて、送出管から或るヘッドを有する水をポンプ内に流し込むと考へれば、それは正に反動タービン(Reaction turbine)の構造そのまゝとなり、水は容



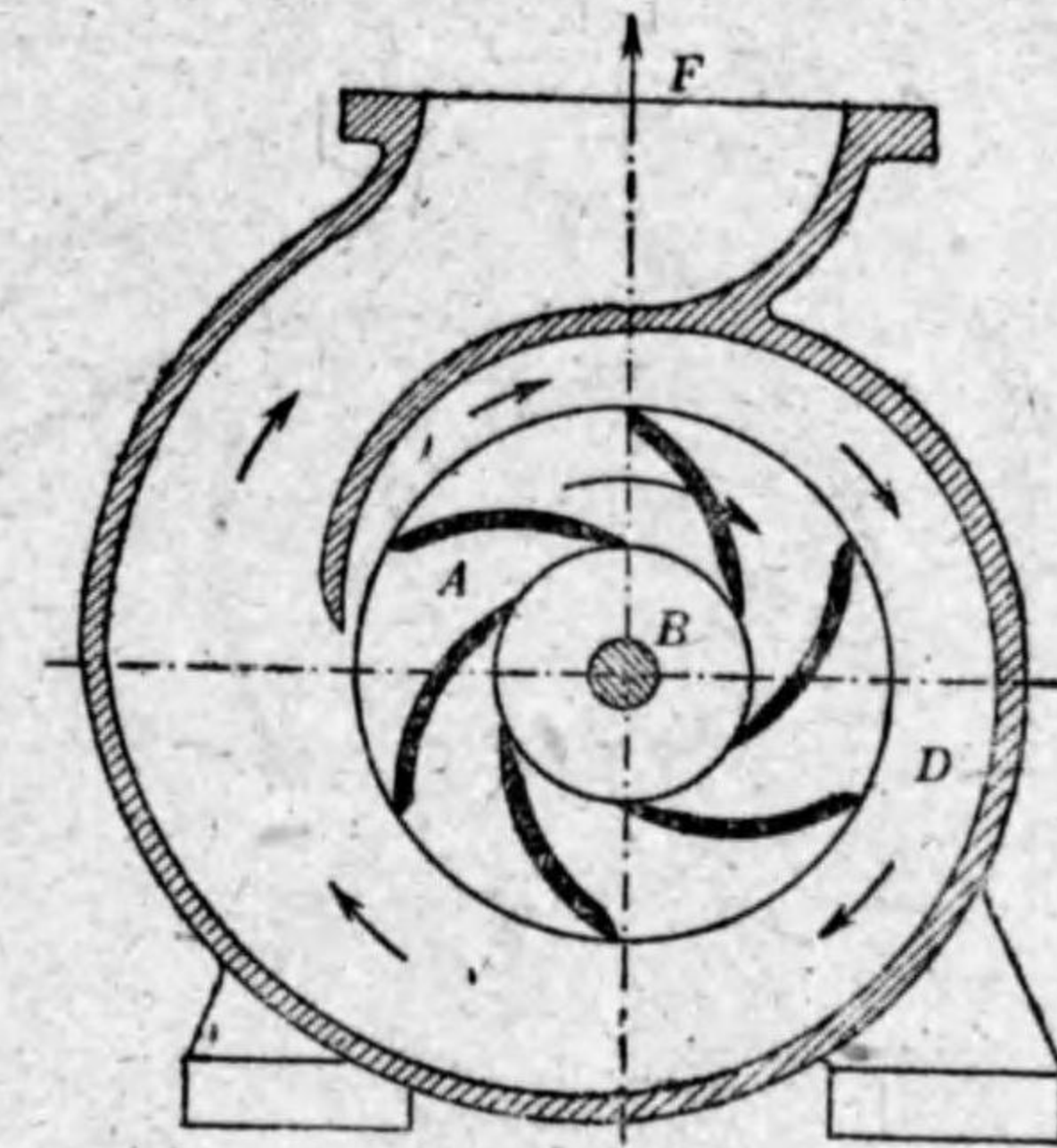
第 34 圖

導羽根を有する渦巻ポンプの断面圖

器Dから導羽根Cを経て羽根車Aに入りてそれを回轉せしめ、而して後吸上管Eから流出することになる。されば渦巻ポンプは反動タービンの正に逆作用をなすもので、導羽根は水タービンの場合にも渦巻ポンプの場合にも、羽根車に流入し又は羽根車から流出する水を正しく導く通路を與へるものであるから、外觀だけからすると、渦巻ポンプも反動タービンも殆んど區別がない。それ故導羽根を有する渦巻ポンプを俗にタービン・ポンプ(Turbine pump)と稱へる。これ水タービンに似たるポンプと云ふ意味である。

ヘッド低きポンプでは、羽根車から流出する水の速度は餘

り大きくない。故にこの種のポンプには導羽根を省略し、羽根車の出口を直ちに容器に接続しても左程大なる流體損失は起らない(第35圖)。斯くすればポンプの外徑は縮小し、タービン・ポンプよりも小形になる。この如きポンプを通俗に渦巻ポンプ⁽¹⁾(Volute pump)と呼んでゐる。



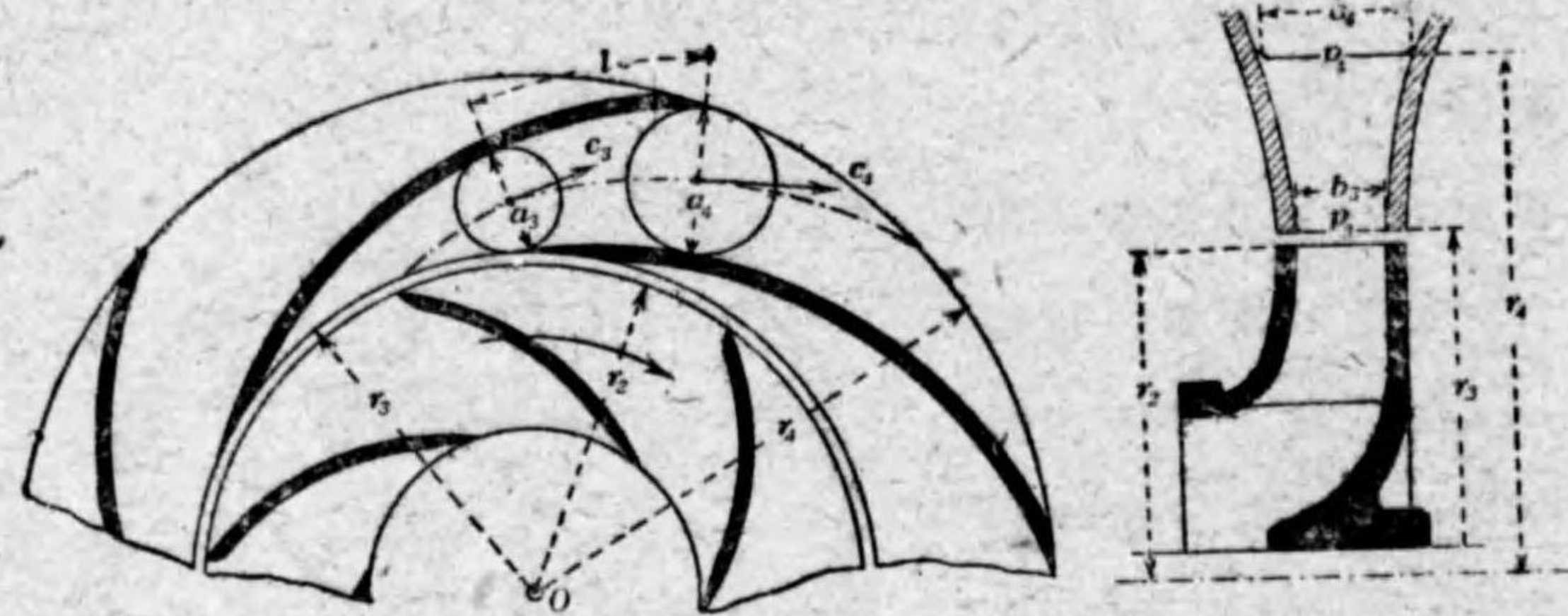
第 35 圖

導羽根を有せざる渦巻ポンプ

57. 導羽根の擴大率 導羽根を通過する間に、水の速度を次第に小たらしむることを要するものであるから、導羽根の羽根と羽根との間の斷面積を、その入口から出口に向つて次第に擴大せしむることを要するけれども、擴大の度合ひによつて流體損失は影響を受け、擴大の度合ひが大なる時は、流體損失は大なるものである。

今第36圖(94頁)に於て、導羽根の入口並に出口に於て相隣る2つの羽根の面に接する圓を畫き、それ等の直徑を入口に於

(1) 渦巻ポンプの名稱は區々で一定しない。學名からすれば總てこの種のポンプは悉く渦巻ポンプであるけれども、俗稱では導羽根を有するものをタービン・ポンプ、これを有せざるものを渦巻ポンプと呼んでゐる。



第 36 圖
臥し形導羽根の断面圖

て a_3 、出口に於て a_4 とし、この 2 つの圓の中心距離を羽根に沿うて測つた長さを l とすれば、 a_3, a_4 は導羽根の入口及び出口の廣さであるから、軸に平行なるそこの幅を夫々 b_3, b_4 とすれば、 $a_3 b_3$ 及び $a_4 b_4$ は導羽根入口及び出口の斷面積であるから、これ等の面積に等しき面積を有する圓を想像すれば、それ等の圓の半径は夫々 $\sqrt{\frac{a_3 b_3}{\pi}}$ 及び $\sqrt{\frac{a_4 b_4}{\pi}}$ であつて、その差は導羽根の擴大量と考へてよいから、この差を l にて除したる商は、導羽根の擴大する度合ひを表す量、即ち導羽根の擴大率 (Rate of divergence) としてよい。よつてこの擴大率を δ にて表せば、

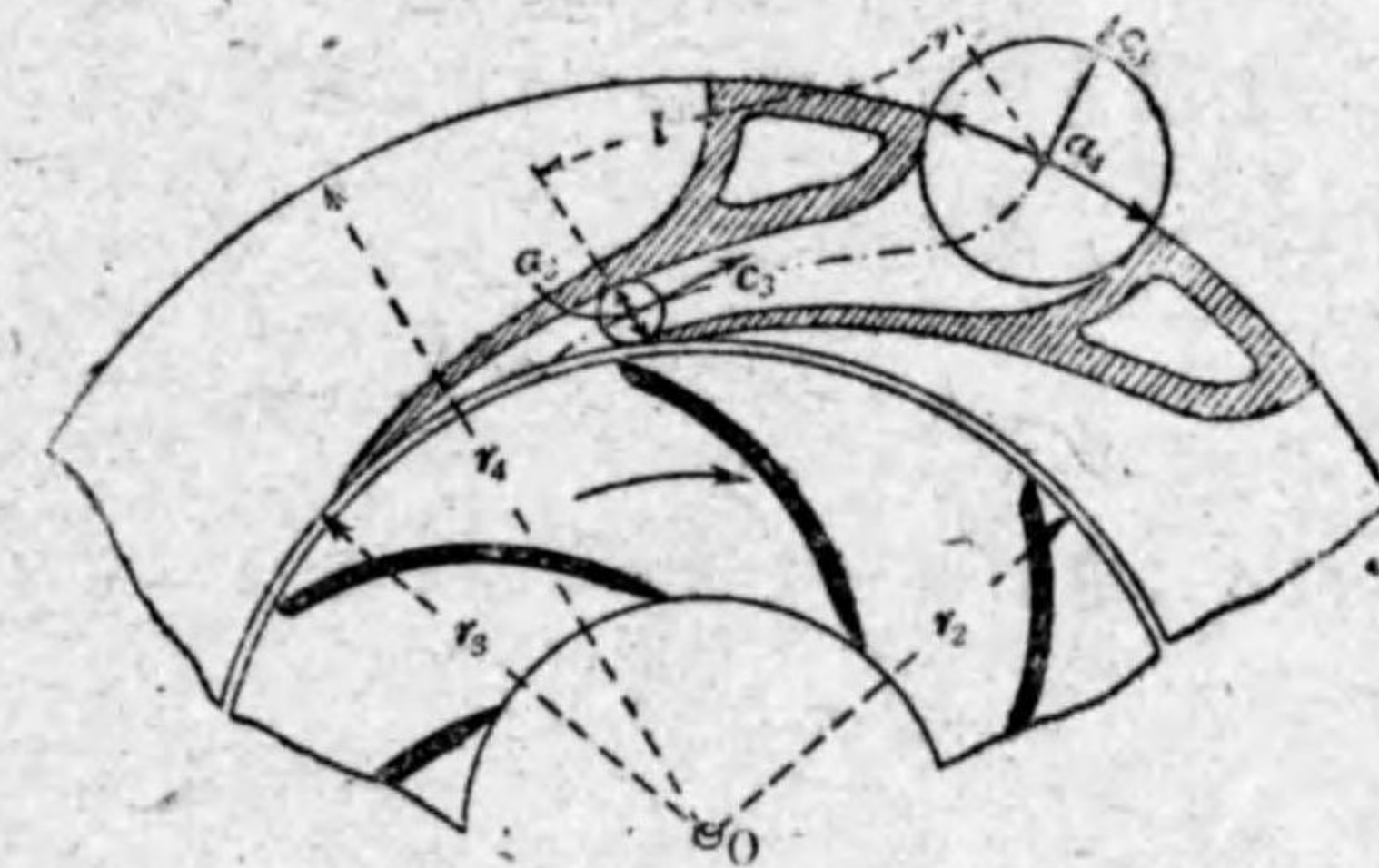
$$\delta = \frac{\sqrt{a_4 b_4} - \sqrt{a_3 b_3}}{l \sqrt{\pi}} \dots \dots \dots (94)$$

擴大率は成るべく小なることを要する。導羽根の内外の半径を夫々 r_3, r_4 とすれば、 r_3 に對して r_4 を大ならしむれば擴大率は何程でも小たらしめ得るけれども、斯くてはポンプの外徑は大となり不便なるものとなるから、 r_3 に對して r_4 を餘

り大ならしむることなく、しかも擴大率を大ならしむるために、導羽根は出来るだけ圓周の方向に臥せて造る。

容器は導羽根から流出したる水を順次に集めて送水管に導く通路で、従つて第 34 圖(92 頁)又は第 35 圖(93 頁)に示すが如き渦形であることが必要であつて、斯くの如き渦形の容器に接続する場合には、導羽根を第 36 圖に示すが如き臥し形に造ることが必要であるけれども、後に述ぶる段渦卷ポンプにあつては、導羽根から流出する水の方向を放射方向ならしむるために、その出口

を第 37 圖に示すやうに起き形に造る。この如き導羽根は半径 r_1 を大ならしむることなしに、擴大率を小ならし



第 37 圖
起き形導羽根

むることが可なり困難であるから、羽根の外端を往々圖に示すが如くに非常に厚形にする。

何れにしても導羽根は、羽根車から流出する水を斯くの如き通路の中に抑へ導くことによつて、ポンプの外徑を左程大ならしむることなしに、速度ヘッドを出来るだけ多く壓力ヘッドに變換せんとする装置に外ならぬ。

58. 導羽根の効率 c_2 なる絶對速度を以て羽根車を流出する水は、次に導羽根の中に流れ入る。その流入速度を c_3 、壓力を p_3 とし、斯くて導羽根を流出する速度を c_4 、壓力を p_4 とし、入口及び出口に於てベルヌイの定理を適用すれば、

$$\frac{p_4}{\gamma} + \frac{c_4^2}{2g} = \frac{p_3}{\gamma} + \frac{c_3^2}{2g} - \zeta \frac{c_3^2}{2g}$$

但し γ は單位容積の水の重量、 ζ は導羽根の中に於けるヘッドの損失を表す抵抗係數で、擴大率並に羽根の形狀、それに羽根の表面の粗滑に關係ある値である。

導羽根のために壓力ヘッドの増加したる量は $\frac{p_4 - p_3}{\gamma}$ で、これを h にて表せば、

$$h = \frac{p_4 - p_3}{\gamma} = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - \zeta \frac{c_3^2}{2g}$$

然るに導羽根を通過する水の量は一定なるべき關係から、

$$a_4 b_4 c_4 = a_3 b_3 c_3$$

これより
$$c_4 = \frac{a_3 b_3}{a_4 b_4} c_3$$

これを上式に代入すれば、

$$h = \left[1 - \left(\frac{a_3 b_3}{a_4 b_4} \right)^2 - \zeta \right] \frac{c_3^2}{2g} \dots \dots \dots (95)$$

若し導羽根がなければ $\frac{c_3^2}{2g}$ なる速度ヘッドはそのまゝ容器の中に亂入するのであるけれども、導羽根があるためにヘッド h だけが壓力ヘッドに變換してエネルギーが有効に取り戻される。されば $\frac{c_3^2}{2g}$ に對する h の比は導羽根の効率でな

ければならぬ。故にこの効率を e にて表せば、

$$e = \left[1 - \left(\frac{a_3 b_3}{a_4 b_4} \right)^2 - \zeta \right] \left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 \dots \dots \dots (96)$$

導羽根の側壁は平行に造ることが多い。その場合には $b_4 = b_3$ であるから、

$$e = \left[1 - \left(\frac{a_3}{a_4} \right)^2 - \zeta \right] \left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 \dots \dots \dots (96a)$$

實際には c_3 は殆んど c_2 に等しいから、以上の2式に於て $\left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 = 1$ として大差がない。然る時は上の2式は夫々次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} e &= 1 - \left(\frac{a_3 b_3}{a_4 b_4} \right)^2 - \zeta \\ e &= 1 - \left(\frac{a_3}{a_4} \right)^2 - \zeta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (96b)$$

面積 $a_4 b_4$ が $a_3 b_3$ よりも大なるほど $\frac{a_3 b_3}{a_4 b_4}$ は小となりて効率は増すやうになるけれども、それと同時に擴大率が増し ζ が大となるから、効率が結局減するやうになるかも知れぬ。

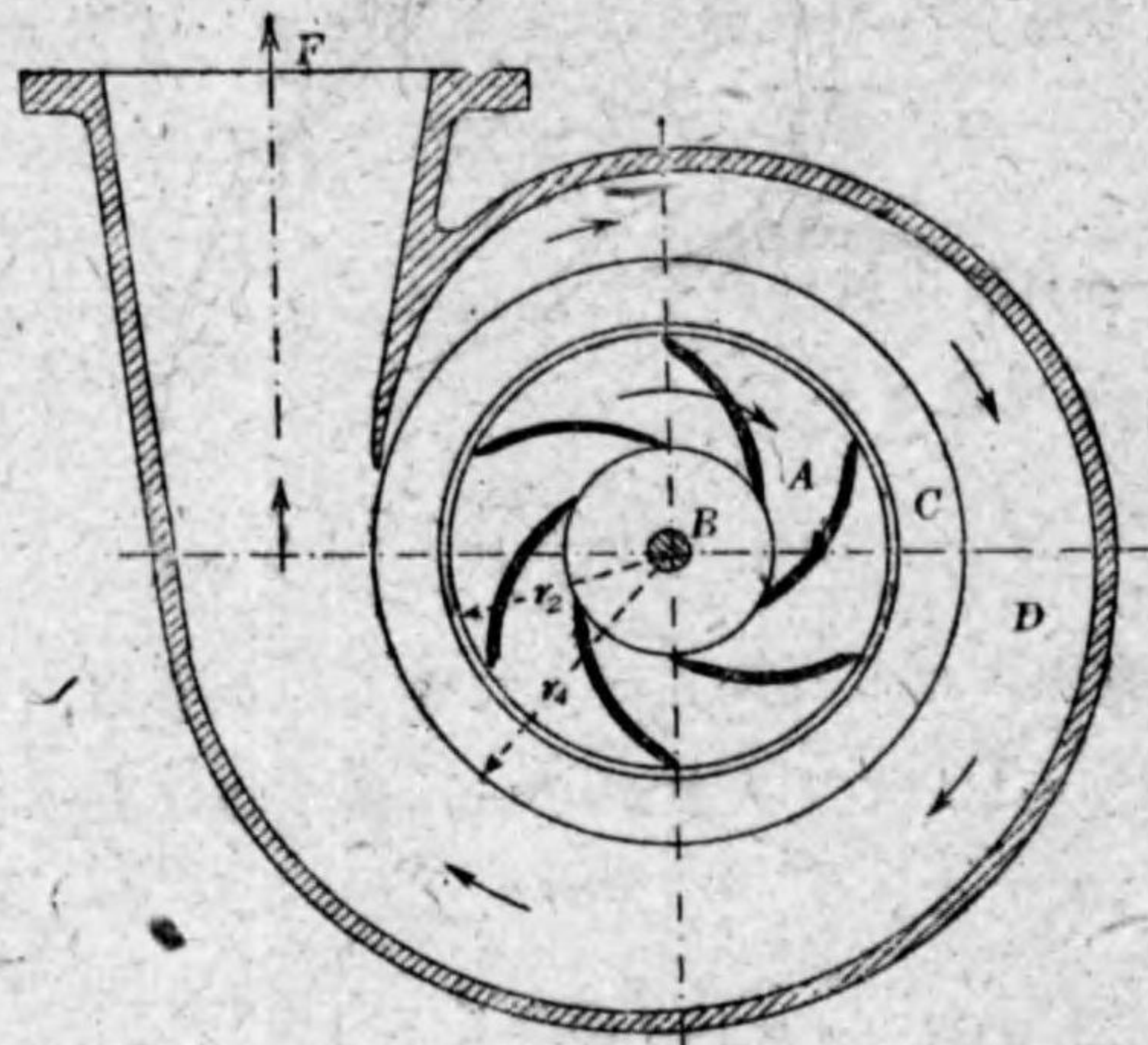
ζ が著しく大となれば、 e は0となり又は負號の値となる。これは導羽根を備へて却つて害を招いたことを示す。導羽根が長すぎるか、擴大率が過大であるか、羽根の曲線形が當を失してゐる場合に起る現象である。

2. 渦室

59. 渦室 導羽根を排置すべき位置に羽根を置かざる時、その場所を渦室 (Vortex chamber ; Whirlpool chamber) と云ふ

(第38圖)。

渦室には水の流動を強制する羽根がないのであるから、この中に於ける水の流動は自然の流動であつて、導羽根の中に於ける如き強制的流動ではない。



第 38 圖
渦室を有する渦巻ポンプ

羽根車を流出したる水はそのまゝ直ちに渦室に入り、自然的流動をなしつゝ次に容器に入るのであるが渦室にある間水の速度は次第に小となるから、速度ヘッドの大部分はこれによりて圧力ヘッドに変へられ、導羽根も渦室も何れも備へざる渦巻ポンプ(第35圖, 93頁参照)よりは効率の大なるものである。

渦室の中に於ける水の流れは自然的流動であるけれども、しかしその内半径 r_2 に対して外半径 r_1 が可なり大きくないと、渦室にある間の水の徑路の長さが餘りに短かく、従つて速度ヘッドを圧力ヘッドに変へる効果が充分でないから、同じ外徑のタービンポンプに比較すると、壓力變換の効果がター

ビンポンプに劣ることのあるのを免かれなさい。

60. 渦室内の流動 羽根車の中の水の流れは軸の回轉によりて起る流れで、入口から出口に達する間にエネルギーの次第に増加する流れであるけれども、羽根車から流出したる後には、羽根車からエネルギーを受くることはなくなり、エネルギー一定なる所謂自然的の流れを呈するものであるから、渦室内の水の流れは言ふまでもなくエネルギー一定なる流れである。

エネルギー一定なる流れは軸から回轉を受くることなき流れであつて、つまり軸の回轉モーメントに變化を與へざる流れである。されば渦室内の流れは $dM=0$ なる流れであるから、(8)式(23頁)により、

$$d(cr) = 0$$

これを積分すれば、

$$cr = C \dots\dots\dots(97)$$

但しCは或る定數である。この式によれば、自然的に回轉する流動の圓周速度は軸心からの半径に反比例する。

然るに $\alpha = \frac{v}{\tan \alpha}$ (第7圖, 21頁参照)

故に $\frac{vr}{\tan \alpha} = C \dots\dots\dots(98)$

よつて半径 r_2 なる羽根車出口より、水は直ちに半径 r_3 なる渦室に流入角 α_3 を以て流入するとし、その放射流入速度を v_3 とすれば、

$$C = \frac{v_3 r_3}{\tan a_3}$$

然るに渦室入口の幅を b_3 とすれば (第39圖)、渦室は羽根のなき空所であるから、實水量を Q として、

$$v_3 = \frac{Q}{2\pi r_3 b_3}$$

よつて
$$C = \frac{Q r_3}{2\pi r_3 b_3 \tan a_3}$$

$$= \frac{Q}{2\pi b_3 \tan a_3} \dots (99)$$

(97) 又は (98) 式の定數 C はこの如き値のものである。

羽根車の外端と渦室入口との間には幾分の間隙がある。この間隙は通例極めて狭小なるものであるから、 $r_3=r_2$, $b_3=b_2$, $a_3=a_2$ として大差がない。

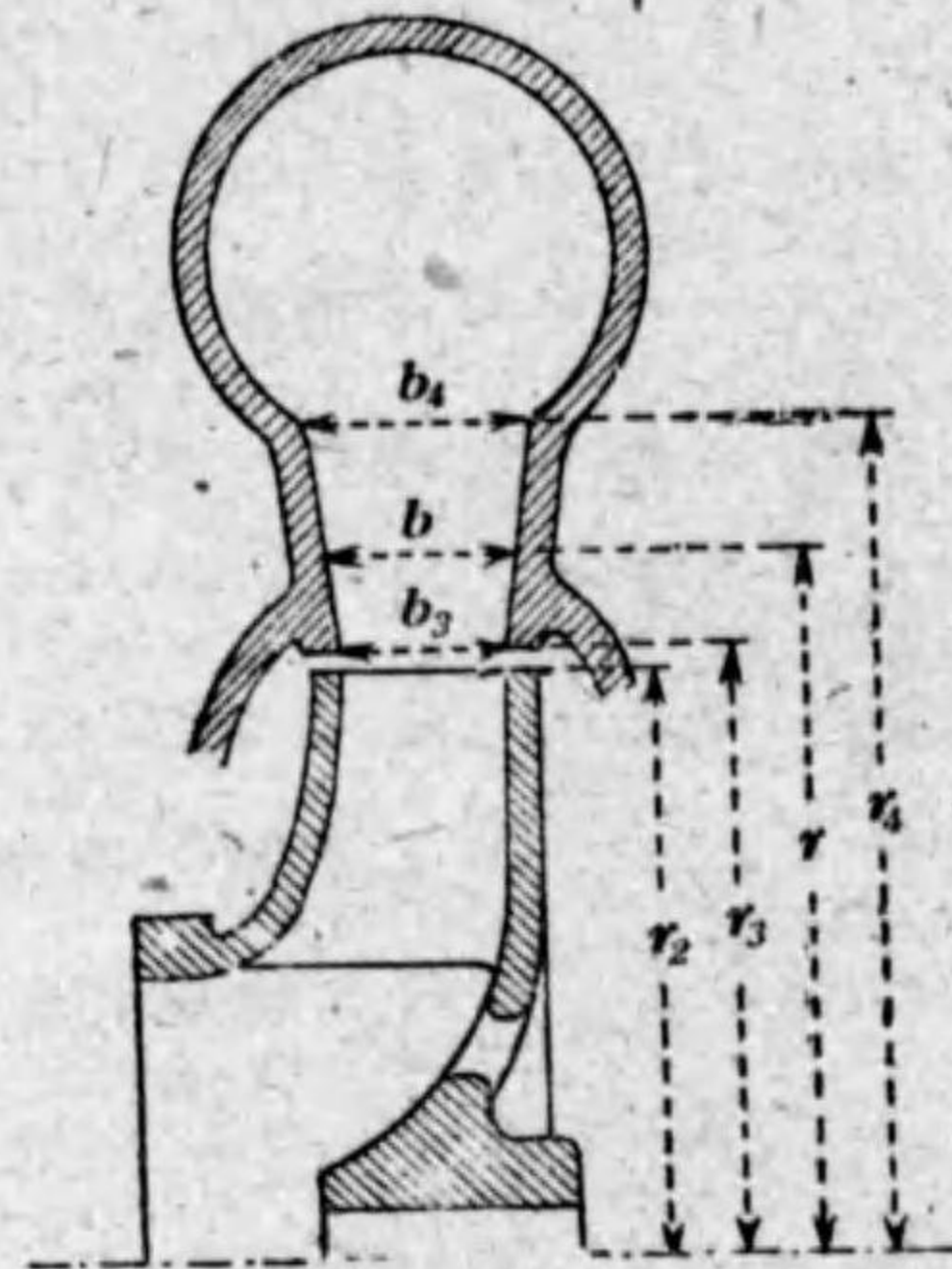
渦室の任意の半径 r なる位置の幅を b とすれば、そこを流るゝ水の放射速度 v は、

$$v = \frac{Q}{2\pi r b} \dots (100)$$

故に

$$vr = \frac{Q}{2\pi b}$$

これを(98)式(99頁)に代入すれば、



第 39 圖
渦室の縦断面

$$\frac{Q}{2\pi b \tan a} = C$$

或は $b \tan a = C_1$

但し C_1 は定數で、その値は、

$$C_1 = \frac{Q}{2\pi C} = b_3 \tan a_3$$

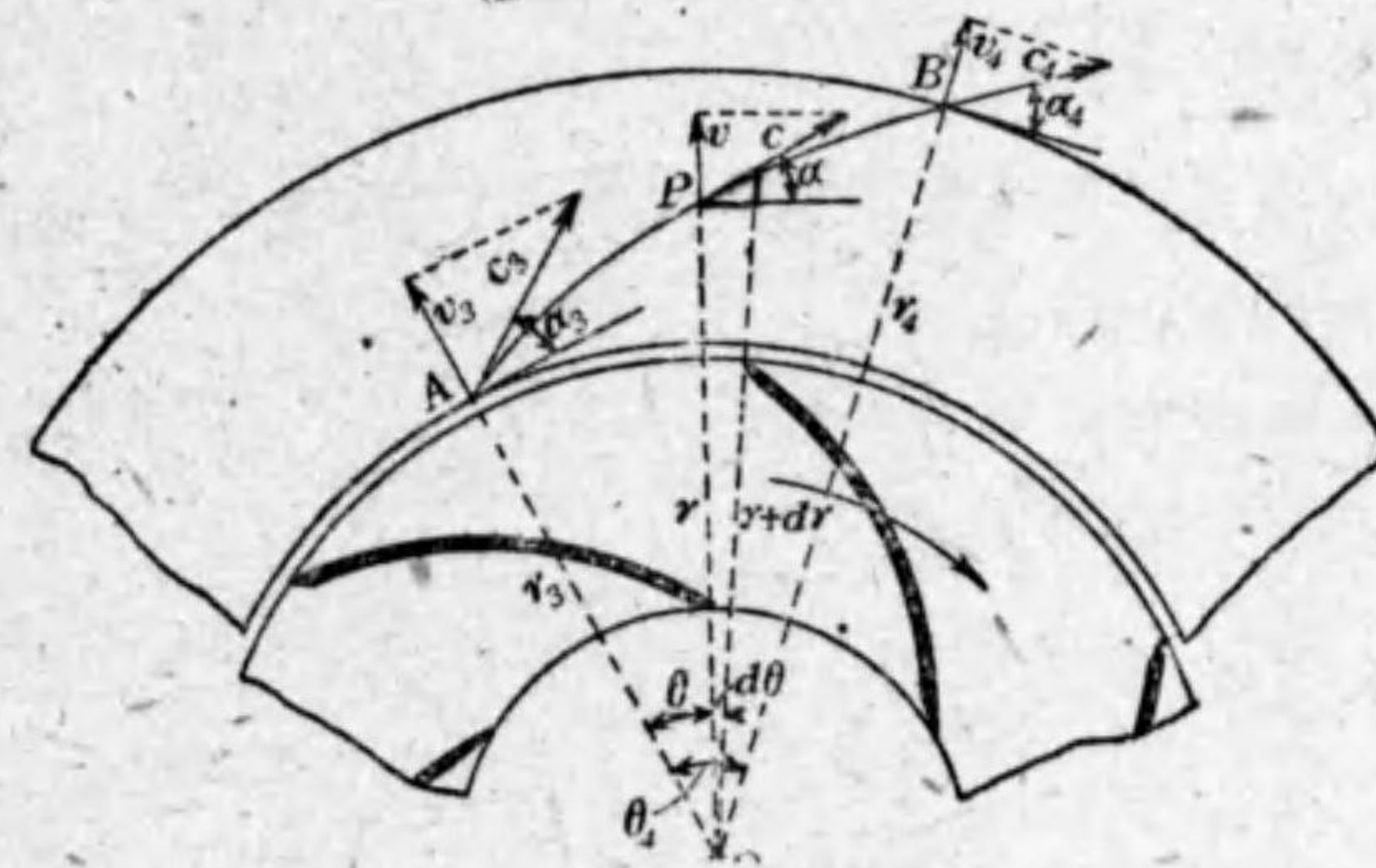
されば $b \tan a = b_3 \tan a_3 = C_1 \dots (101)$

渦室の側壁は平行に造ることが多い。然る時は b は一定となり、従つて $\frac{C_1}{b} = C_2$ なる定數とすれば、

$$\tan a = C_2$$

或は $a = \tan^{-1} C_2 = \tan^{-1} \frac{C_1}{b_3} = a_3$

即ち側壁の平行なる渦室内では、水は方向角 a が一定角 a_3 又は a_1 に等しき如き流れを生ずる(第40圖)。而して斯くの如き方向角 a の一定なる曲線は對數的渦線 (Logarithmic spiral) 又



第 40 圖
渦室内の流線

は等角渦線 (Equi-angular spiral) であるから、この場合の流線はこの如き渦線を呈する。

次に渦室内に於ける流線の一般的方程式を求むるために、流線上の任意の點 P を考ふれば、

$$\tan \alpha = \frac{dr}{rd\theta}$$

これと (101) 式(101頁)とより $\tan \alpha$ を除去すれば、

$$\frac{dr}{r} = C_1 \frac{d\theta}{b}$$

これを積分すれば、

$$\log r = C_1 \int \frac{d\theta}{b} \dots\dots\dots (102)$$

或は

$$r = e^{C_1 \int \frac{d\theta}{b}}$$

これは求むる流線の方程式で、中心角 θ に對する b の函數形が與へらるゝならば、この積分は可能となるから、流線の方程式が確定する。

*例へば渦室の側壁が、その入口から出口まで幅が b_3 から b_4 まで次第に増すやうに擴がり、しかもその増し方が、中心角 θ に對して幅が次の如き直線的なる關係にあるものとする。

$$b = b_3 + k\theta \dots\dots\dots (103)$$

但し k は或る定數で、 $\theta=0$ なる A 點に於て $b=b_3$ 、 $\theta=\theta_4$ なる B 點に於て $b=b_4$ であるから、

$$b_4 = b_3 + k\theta_4$$

故に $k = \frac{b_4 - b_3}{\theta_4} \dots\dots\dots (104)$

この場合には (102) 式は、

$$\log r = C_1 \int \frac{d\theta}{b_3 + k\theta} = \frac{C_1}{k} \log (b_3 + k\theta) + C_3$$

但し C_3 は積分定數で、 $\theta=0$ なる A 點に於て $r=r_3$ であるから、

$$C_3 = \log r_3 - \frac{C_1}{k} \log b_3$$

されば $\log \frac{r}{r_3} = \frac{C_1}{k} \log \frac{b_3 + k\theta}{b_3}$

故に $\frac{r}{r_3} = \left(\frac{b_3 + k\theta}{b_3} \right)^{\frac{C_1}{k}}$

又は $r = r_3 \left(1 + \frac{k\theta}{b_3} \right)^{\frac{C_1}{k}} \dots\dots\dots (105)$

これはこの場合の流線の方程式である。

或はこれより θ を求むれば、

$$\theta = \frac{b_3}{k} \left[\left(\frac{r}{r_3} \right)^{\frac{k}{C_1}} - 1 \right] \dots\dots\dots (106)$$

故に渦室の外半徑を r_4 とすれば、水が渦室内にある間の流線の中心角 θ_4 は次の式より計算せらるゝ。

$$\theta_4 = \frac{b_3}{k} \left[\left(\frac{r_4}{r_3} \right)^{\frac{k}{C_1}} - 1 \right] \dots\dots\dots (107)$$

次に例へば側壁が平行ならば、 b が $b=b_3=b_4$ で一定であるから、(102) 式は、

$$\log r = \frac{C_1}{b} \int d\theta = \frac{C_1}{b} \theta + C_3$$

但し $\theta=0$ なる A 點に於て $r=r_3$ であるから、積分定數 C_3 は、

$$C_3 = \log r_3$$

よつて $\log \frac{r}{r_3} = \frac{C_1}{b} \theta$

然るに(101)式(101頁)より、

$$C_1 = b_3 \tan a_3 = b \tan a_3$$

故に $\left. \begin{aligned} \log \frac{r}{r_3} &= \theta \tan a_3 \\ \text{或は} \quad r &= r_3 e^{\theta \tan a_3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(108)$

これはこの場合の流線の方程式で、それは $a = a_3 = a_4$ なる對數的渦線である。

61. 渦室の擴大率 渦室内に於ける水の速度は c_3 から c_4 まで減少し、その徑路は AB である(第40圖, 101頁参照)。故に徑路 AB を中心線とし、 Q なる水量を通過せしむる流管を想像すれば、この流管の A に於ける斷面積は $\frac{Q}{c_3}$ 、B に於けるそれは $\frac{Q}{c_4}$ であるから、流管の斷面形を圓であると假定するならば、それ等の半径は夫々 $\sqrt{\frac{Q}{\pi c_3}}$ 及び $\sqrt{\frac{Q}{\pi c_4}}$ である。故に曲線 AB の長さを l とすれば、導羽根の場合と同様に考へて、渦室の擴大率 δ は、

$$\delta = \sqrt{\frac{Q}{\pi}} \frac{\sqrt{\frac{1}{c_4}} - \sqrt{\frac{1}{c_3}}}{l} \dots\dots\dots(109)$$

然るに $c_3 = \frac{v_3}{\sin a_3}, \quad c_4 = \frac{v_4}{\sin a_4}$

且つ又 $v_3 = \frac{Q}{2\pi r_3 b_3}, \quad v_4 = \frac{Q}{2\pi r_4 b_4}$

故に $c_3 = \frac{Q}{2\pi r_3 b_3 \sin a_3}$

$$c_4 = \frac{Q}{2\pi r_4 b_4 \sin a_4}$$

よつてこれ等を上式に代入すれば、

$$\delta = \frac{\sqrt{2}}{l} (\sqrt{r_4 b_4 \sin a_4} - \sqrt{r_3 b_3 \sin a_3}) \dots\dots\dots(110)$$

例へば側壁が平行ならば $b_4 = b_3$ で、且つ又 $a_4 = a_3$ であるから、

$$\delta = \frac{\sqrt{2b_3 \sin a_3}}{l} (\sqrt{r_4} - \sqrt{r_3}) \dots\dots\dots(110a)$$

今徑路 AB の微片を dl とすれば、

$$dl = \sqrt{(rd\theta)^2 + (dr)^2}$$

然るに(102)式(102頁)より、

$$dr = C_1 \frac{rd\theta}{b}$$

或は $rd\theta = \frac{bdr}{C_1}$

よつて $dl = rd\theta \sqrt{1 + \left(\frac{C_1}{b}\right)^2} = dr \sqrt{1 + \left(\frac{b}{C_1}\right)^2}$

或は(101)式(101頁)より、

$$\frac{C_1}{b} = \tan a$$

故に $dl = rd\theta \sqrt{1 + \tan^2 a} = dr \sqrt{1 + \cot^2 a}$

又は $dl = \frac{rd\theta}{\cos a} = \frac{dr}{\sin a}$

されば $l = \int \frac{rd\theta}{\cos a} = \int \frac{dr}{\sin a} \dots\dots\dots(111)$

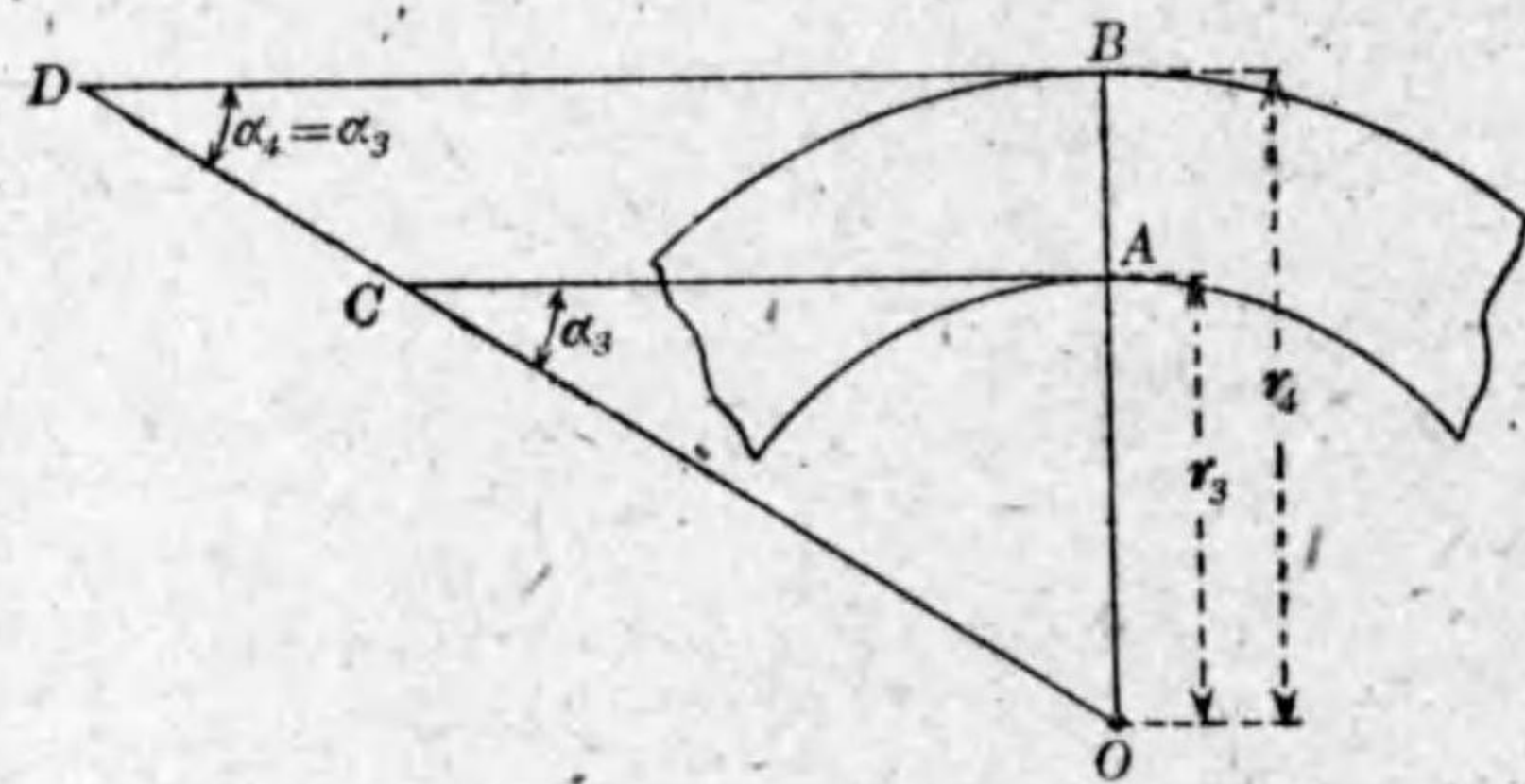
例へば側壁が平行ならば、 $a = a_3 = a_4$ であるから、

$$l = \frac{1}{\sin \alpha_3} \int_{r_3}^{r_4} dr = \frac{r_4 - r_3}{\sin \alpha_3} \dots \dots \dots (112)$$

故にこれを(110a)式(105頁)に代入すれば、

$$\delta = \frac{\sin \alpha_3 \sqrt{2b_3 \sin \alpha_3 (\sqrt{r_4} - \sqrt{r_3})}}{r_4 - r_3} \dots \dots \dots (113)$$

以上の諸計算に於て凡て $r_3=r_2$, $\alpha_3=\alpha_2$ として大差がない。(112)式によれば、側壁が平行なる場合の渦室内の流線の徑路の長さ l は $\frac{r_4-r_3}{\sin \alpha_3}$ に等しいから、 l は圖式解法によつて極めて容易に求むることが出来る。即ち第41圖に於てOA, OBを渦室の内外半径とし、A及びBより直線OB'に直角に直線



第 41 圖
側壁平行なる渦室内の流線の長さの圖解

AC及びBDを引き、次にOより直線OCDを角ODBが α_4 又は α_3 に等しきやうに引く。

然る時は

$$OD = \frac{OB}{\sin \alpha_3} = \frac{r_4}{\sin \alpha_3}$$

$$OC = \frac{OA}{\sin \alpha_3} = \frac{r_3}{\sin \alpha_3}$$

故に $CD = OD - OC = \frac{r_4 - r_3}{\sin \alpha_3} = l$

即ち斯くの如き作圖法によれば、CDの長さは徑路の長さ l に等しい。

62. 渦室の効率 渦室と導羽根との違ひは、前者には羽根がなく開放したる空間を水が自然の流れを生じて流れ、後者には羽根があつて自然の流れの方向を強制的に變へるやうにするので、エネルギー一定なる流れであることは兩者とも違ひはない。

されば渦室入口の水の速度を c_3 、壓力を p_3 、その出口の水の速度を c_4 、壓力を p_4 とすれば、導羽根の場合と同じく、

$$\frac{p_4}{\gamma} + \frac{c_4^2}{2g} = \frac{p_3}{\gamma} + \frac{c_3^2}{2g} - \zeta \frac{c_3^2}{2g}$$

故に渦室の中にて壓力ヘッドの増加したる量を h とすれば、

$$h = \frac{p_4 - p_3}{\gamma} = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2g} - \zeta \frac{c_3^2}{2g}$$

然るに渦室内を流るゝ水量一定なる關係から、

$$2\pi r_4 b_4 v_4 = 2\pi r_3 b_3 v_3$$

これより $v_4 = \frac{r_3 b_3}{r_4 b_4} v_3$

然るに第40圖(101頁)に於て、

$$v_4 = c_4 \sin \alpha_4, \quad v_3 = c_3 \sin \alpha_3$$

故に $c_4 \sin \alpha_4 = \frac{r_3 b_3}{r_4 b_4} c_3 \sin \alpha_3$

或は
$$c_4 = \frac{r_3 b_3 \sin a_3}{r_4 b_4 \sin a_4} c_3$$

これを上式に代入すれば、

$$h = \left[1 - \left(\frac{r_3 b_3 \sin a_3}{r_4 b_4 \sin a_4} \right)^2 - \zeta \right] \frac{c_3^2}{2g} \dots\dots\dots(114)$$

若し渦室の側壁が平行ならば、 $b_3 = b_4$ であり、それに流線は對數的渦線を呈して $a_3 = a_4$ となるから、この場合には、

$$h = \left[1 - \left(\frac{r_3}{r_4} \right)^2 - \zeta \right] \frac{c_3^2}{2g} \dots\dots\dots(114a)$$

渦室がなければ $\frac{c_3^2}{2g}$ なる速度ヘッドはそのまゝ容器に亂入するのであるけれども、渦室のために h だけのヘッドが壓力に變換してエネルギーが有効に取り戻さるゝことになるのであるから、 $\frac{c_3^2}{2g}$ に對する h の比は渦室の効率でなければならぬ。故にこの効率を e にて表せば、

$$e = \left[1 - \left(\frac{r_3 b_3 \sin a_3}{r_4 b_4 \sin a_4} \right)^2 - \zeta \right] \left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 \dots\dots\dots(115)$$

若し側壁が平行ならば、

$$e = \left[1 - \left(\frac{r_3}{r_4} \right)^2 - \zeta \right] \left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 \dots\dots\dots(115a)$$

以上2式に於て $\left(\frac{c_3}{c_2} \right)^2 = 1$ として大差がない。

ζ は $\zeta \frac{c_3^2}{2g}$ にて表さるゝ渦室内の抵抗係數であるが、渦室は開放せる空所で羽根の如き障害物がないから、導羽根に比較すると水に接觸する固體面積が甚だ小さく、且つ又水の流れが強制的に推し曲げらるゝが如き無理がないから、摩擦抵

抗形狀抵抗何れも導羽根の場合に比較すると著しく小さい。従つて ζ は導羽根に比較すると非常に小なるものと察せらるゝ。

(115) 式によれば、 r_4 が r_3 よりも大なるほど同時に b_4 が b_3 よりも大なるほど渦室の效率は増す。しかし b_4 が b_3 よりも大なればそれだけ渦室の擴大率は増し、水流不安定となつて混亂し、その結果 ζ が増し結局效率が減することが起り得る。

渦室の側壁は平行に造ることが多い。然る時は(115a)式により r_4 が r_3 よりも大なるほど效率は増すけれども、同時にポンプの外徑が増して大形となる不便が起る。要するに渦室の效果は、 r_4 が r_3 に比し相當に大きくないと餘り大ならざるものである。

63. 渦室内の壓力 渦室内では入口より出口に達する間水の速度が次第に減じ、その結果壓力が次第に増す。今渦室内任意の半徑 r なる位置の壓力を p とし、そこの水の速度を c とすれば、ベルヌイの定理により、

$$\frac{p}{r} + \frac{c^2}{2g} = \frac{p_3}{r_3} + \frac{c_3^2}{2g} - \zeta \frac{c_3^2}{2g}$$

但し $\zeta \frac{c_3^2}{2g}$ は半徑 r_3 なる渦室入口から半徑 r なる位置までの間に起る損失ヘッドの總額を表す。故に抵抗係數 ζ は半徑と共に増す値である。

次にこの位置に於ける水の放射速度を v とし、渦室の幅を b とすれば、水量一定なる條件から、

$$2\pi r b v = 2\pi r_3 b_3 v_3$$

故に

$$v = \frac{r_3 b_3}{r b} v_3$$

又

$$v = e \sin \alpha, \quad v_3 = c_3 \sin \alpha_3 \quad (\text{第 40 圖, 101 頁 参照})$$

故に

$$e \sin \alpha = \frac{r_3 b_3}{r b} c_3 \sin \alpha_3$$

或は

$$e = \frac{r_3 b_3 \sin \alpha_3}{r b \sin \alpha} c_3 \dots \dots \dots (116)$$

これを上式に代入して計算すれば、

$$\frac{p}{r} = \frac{p_3}{r} + \left[1 - \left(\frac{r_3 b_3 \sin \alpha_3}{r b \sin \alpha} \right)^2 - \zeta \right] \frac{c_3^2}{2g} \dots \dots (117)$$

渦室内の壓力をヘッドにて表したる $\frac{p}{r}$ はこの公式にて計算せらるゝ。若し半径 r の種々な値に對して $\frac{p}{r}$ の値を計算するならば、渦室内にて壓力が次第に増大する状態を知ることが出来る。

若し側壁が平行ならば、 $b=b_3$ 、 $a=\alpha_3$ であるから、上式は次の如くなる。

$$\frac{p}{r} = \frac{p_3}{r} + \left[1 - \left(\frac{r_3}{r} \right)^2 - \zeta \right] \frac{c_3^2}{2g} \dots \dots \dots (117a)$$

この場合に (116) 式は次の如くなる。

$$e = \frac{r_3}{r} c_3 \dots \dots \dots (116a)$$

即ち側壁の平行なる渦室内では、流れの速度は半径に反比例する。

V. 諸抵抗並に諸損失の研究

64. 抵抗並に損失 ポンプは流體を取扱ふ一種の機械的構造物であるから、それが運轉には流體的抵抗 (Hydraulic resistance) と機械的抵抗 (Mechanical resistance) とを同時に受くることを免かれない。この2種の抵抗は何れもエネルギーの消耗を來し、ヘッドの損失を惹き起す。流體的損失 (Hydraulic loss) 及び機械的損失 (Mechanical loss) がそれである。流體的抵抗及び流體的損失は、通例略して夫々流體抵抗及び流體損失と云ふ。

流體抵抗及び流體損失は、水の流動に對して働く抵抗及びそれによりて起るヘッドの損失であつて、流體抵抗の一般理論に従へば、この抵抗或は損失は摩擦抵抗と形狀抵抗との合成したるもので (第 55 項, 89 頁 参照) 前者は水に接する固體面の大きさに正比例し、なほその面の粗滑の状況によるものであるが、後者は水の通過する通路の形狀にのみよるもので、接觸面の大きさやその粗滑には何等關係がない。而してこれ等の抵抗及び損失は何れも水の速度の大凡 2 乗に正比例するものである。

水の通過する通路の形狀宜しきを得なければ流れは不安定となり、渦を生じて擾亂する。水のこの擾亂はエネルギーを發散せしめ、その損失を招くから、これが即ち通路の形狀如何による抵抗、つまり形狀抵抗に外ならない。流れの安定を

亂さないやうな通路の形状は所謂流線形(Stream-line form)であつて、通路の形状が大凡流線形に造られてある場合には、形状抵抗は甚だ小なるものとなるから、損失の大半は摩擦抵抗にのみ歸するものとなる。

摩擦抵抗を小ならしめんとすれば、水に接する固体面を出来る限り小にし、且つその面を平滑ならしむることを要する。然るに接觸面を小にすると概して形状抵抗が増すやうになる。例へば羽根車或は導羽根について云へば、摩擦抵抗を小ならしめんとすれば、羽根は成るべく短かく且つ幅を狭く、それに羽根の数は少ないがよい。然るに斯くすると水の流れは、羽根によりて強制せらるべき徑路と違つた徑路をとり易く、そのために流線入り亂れて安定を失ひ、擾亂を起して結局形状抵抗が増すことになる。

凡て摩擦抵抗と形状抵抗とはその性質多くは正反對で、摩擦抵抗を小ならしめんとすれば形状抵抗が増し、形状抵抗を小ならしめんとすれば摩擦抵抗が増す。然るに流體の全抵抗は常にこの2種の性質相反する抵抗の和であるから、この和が最小なる如き状態が全抵抗の最小なる状態である。故に吾人の知らんとする状態は實に斯くの如き場合である。

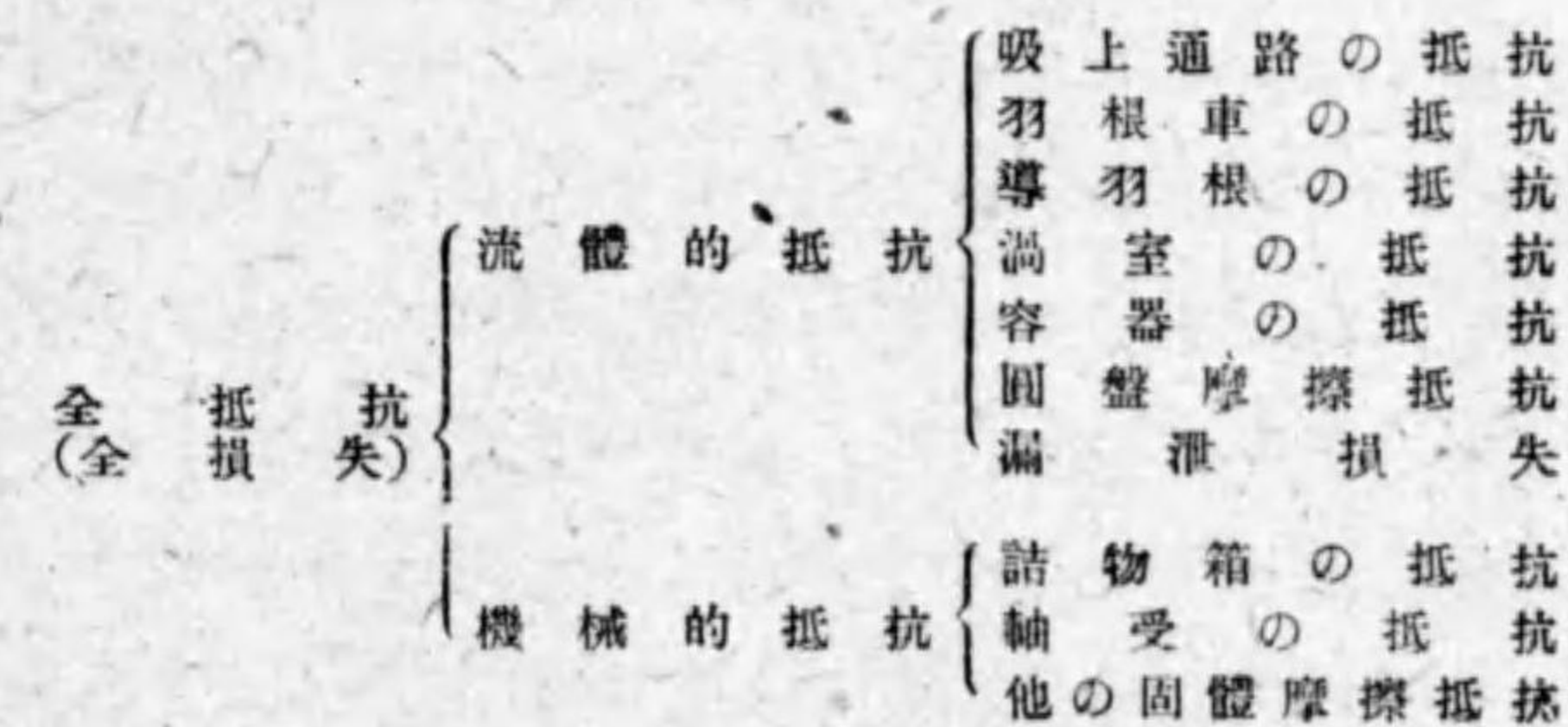
機械的抵抗は軸と軸受軸と詰物箱の如き固体と固体との接觸によりて起る固体摩擦(Solid friction)によるものであつて、上述の流體摩擦(Fluid friction)と著しくその性質を異にし、流體摩擦は接觸面の大きさに正比例し、壓力には無關係であ

るけれども(第55項, 89頁参照)固体摩擦は接觸面間の直壓力に正比例し、接觸面の大きさには無關係であるが如き最も著明なる相違である。

なほ流體抵抗は流れの速度の大凡2乗に正比例して増減するけれども、固体摩擦は摩擦面相互間の摩れ合ふ速度に對して大なる相違はない。されば流體抵抗は、流れの速度と共に大凡その2乗に正比例して可なり急激に増すけれども、機械的抵抗は速度に左ほど關係なく、總ての速度に於て略々一定の値を有するから、その害は比較的小さく、且つ又これを軽減すべき機械的方法はたゞ機械的構造上の問題となり、その方法も比較的容易である。

以上述べたる如く渦巻ポンプに働く全抵抗或はそれによりて起る全損失は、先づ流體的抵抗或は流體的損失と機械的抵抗或は機械的損失とに大別せられ、各部署に従つてそれ等は更に種々の抵抗或は損失に細別せらるゝ。

今この分類を一目して明瞭ならしむるために、表を以て示せば次の通りである。



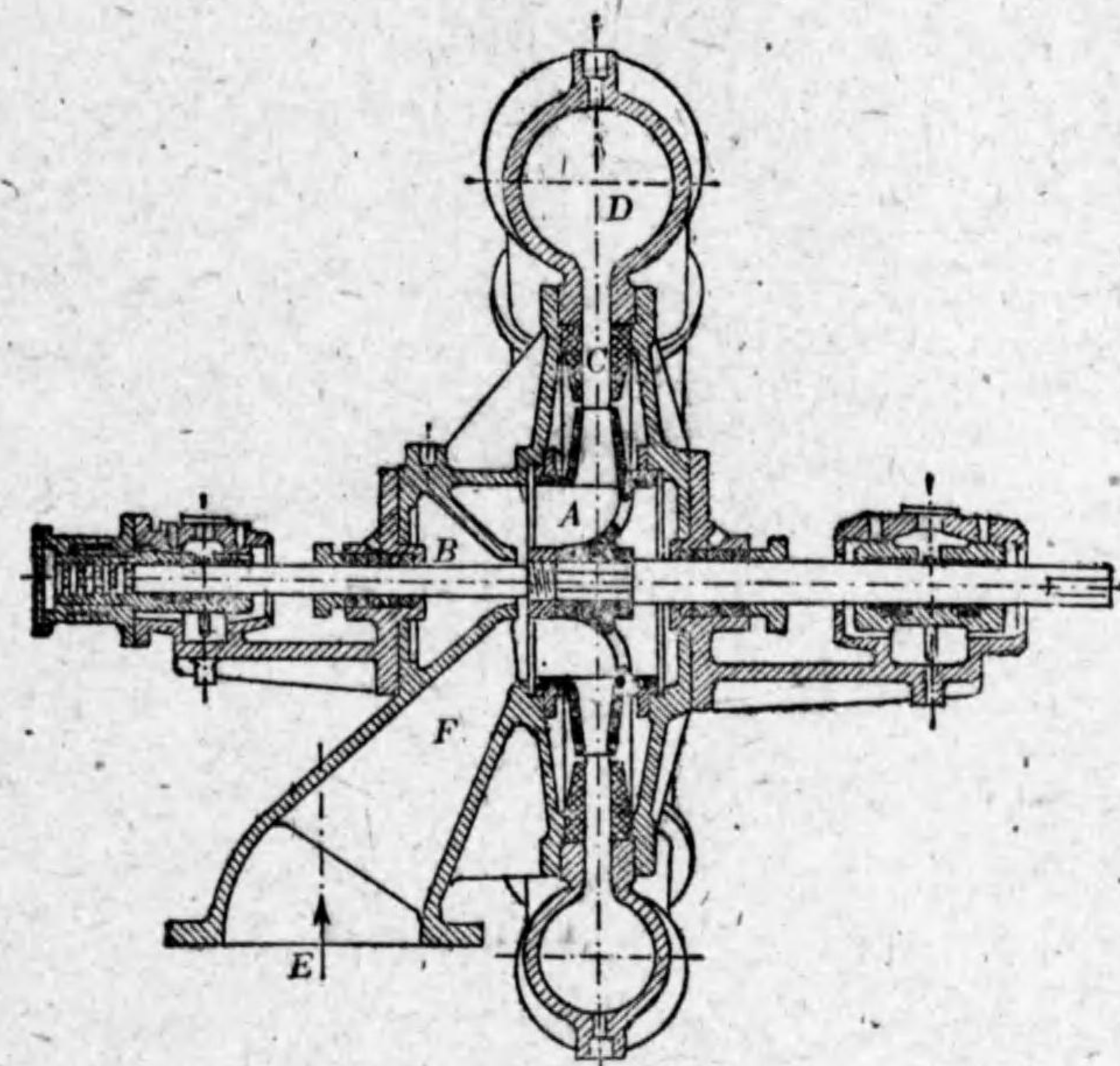
抵抗の小なるほどポンプの効率は大い。故に吾人の欲するものは抵抗の最小なるポンプ、即ち効率の最大なるポンプである。よつて以下大凡この分類表の順序に従ひ各部の抵抗或は損失を如何にして小ならしめ得るかの方策を攻究する。

1. 流體的抵抗

i. 吸上通路の抵抗

65. 片吸込みと兩吸込み 羽根車にはその一側から水を吸込む片吸込み (Single suction) と、兩側から水を吸込む兩吸込み (Double suction) との2つの型がある。第42圖は片吸込み、第43圖(116頁)は兩吸込みの羽根車を有するポンプの構造の例を示したのであつて、Aは羽根車、Bはそれを運轉するための軸、Cは導羽根或は渦室で、第42圖のポンプはこれを備へ、第43圖はこれを備へないものを示したのである。Dは容器、Eは吸上管の上端ポンプに接續する部である。

Eに於て吸上管の上端が直ちにポンプの吸上通路Fに接續し、それより羽根車Aの入口に水を導くのであるが、片吸込みではこの通路は羽根車の一側にあればよく、兩吸込みでは第43圖F、Fのやうにそれが羽根車の兩側に向つて2分し、左右同一量の水が、過不足なしに、對稱的形狀を呈して羽根車に向つて導かるゝやうにしなければならぬ。若し左右に兩斷されたる水量並に流線の形狀が左右互に異なる時は、羽根車



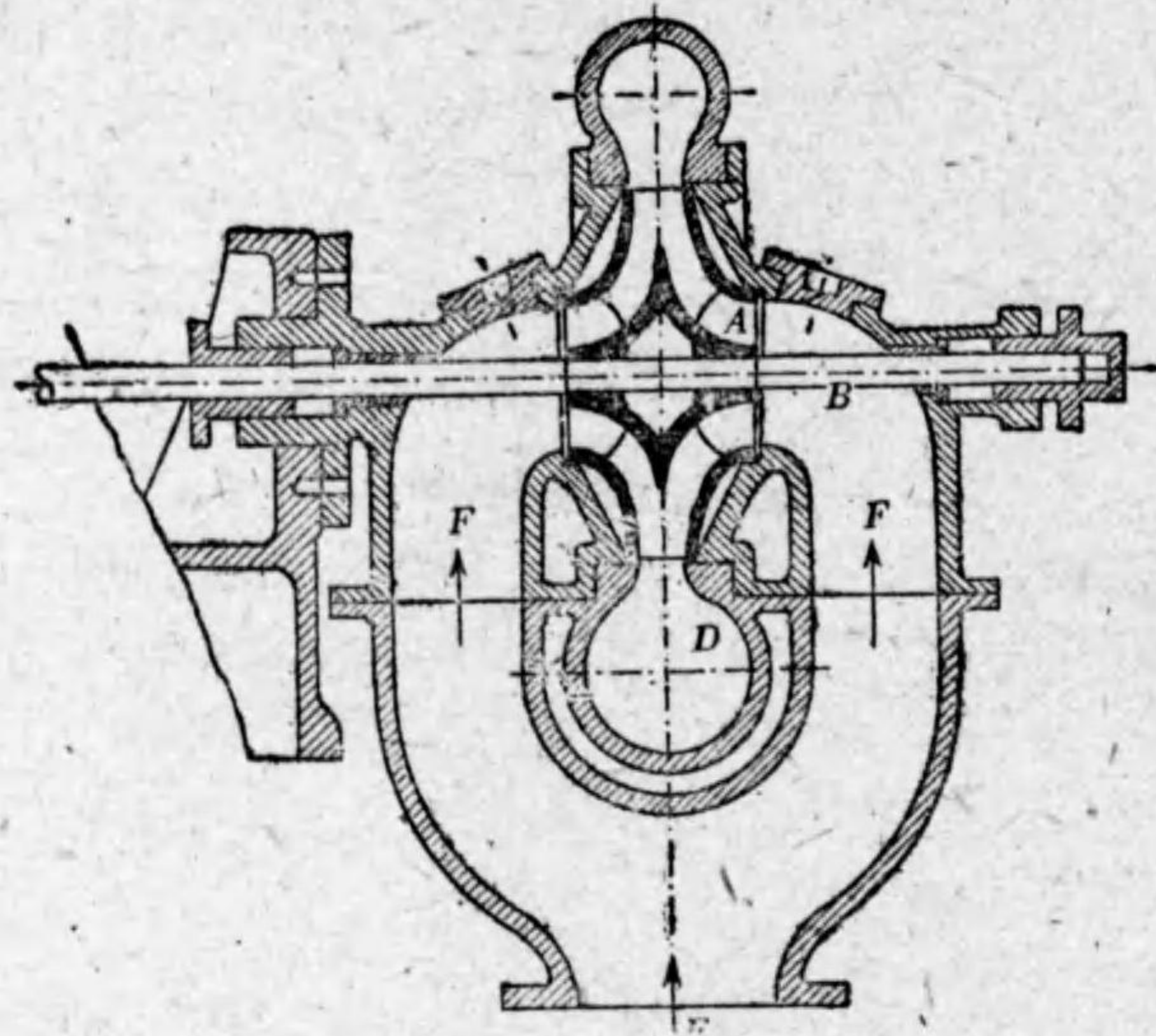
第 42 圖

片吸込み羽根車を有するポンプ

に働く左右の推力が相違し、軸はそのために片方に推され、好ましからざる結果を招くものである。

66. 吸上通路 吸上通路は可なり彎曲と出入とのあり勝ちなる水の通路であるから、流體抵抗を招き易い。故にこの通路は成るべく彎曲を少くし、且つ出入のないやうに造らなければならぬ。

羽根車を回轉する軸は通例この通路を貫通し、水流に障害を與へ、抵抗を與へる恐れが多いから、その構造及び形狀を定



第 43 圖
兩吸込み羽根車を有するポンプ

むるには、餘ほど注意を要する。しかし流れの速度が大ならば、流體抵抗はその大凡 2 乗に正比例して大でないからこの通路内では水の速度が小なるやうに、その斷面積を成るべく大きく造るやうにする。

しかし吸上管から流れ上つた水の速度が吸上通路内に入つて急に小さくなると、大なる形狀抵抗を發生することになるから、吸上管から流れ上つた水が、その同じ速度を保ちつゝ、羽根車に達するやうに、通路の斷面積を造つた方が却つて結果がよいものである。

吸上管は送出管と同じ直徑に造るか、又は送出管よりも幾分か太く造る。これ等の管の直徑は、その中を流れしむべき水の平均速度を與ふることによつて定まるので、速度を小ならしむれば直徑は大となり、速度を大ならしむれば直徑は小となる。直徑大ならばその中に於ける流體損失は小となるけれども、それに接続するポンプの各部は自然大形となり、ポンプ全體が凡て高價となる。故にこれ等の管の直徑は經費上より打算して定むるもので、水量多くヘッド大なる場合には細く、水量少くヘッド小なる場合には太くする。

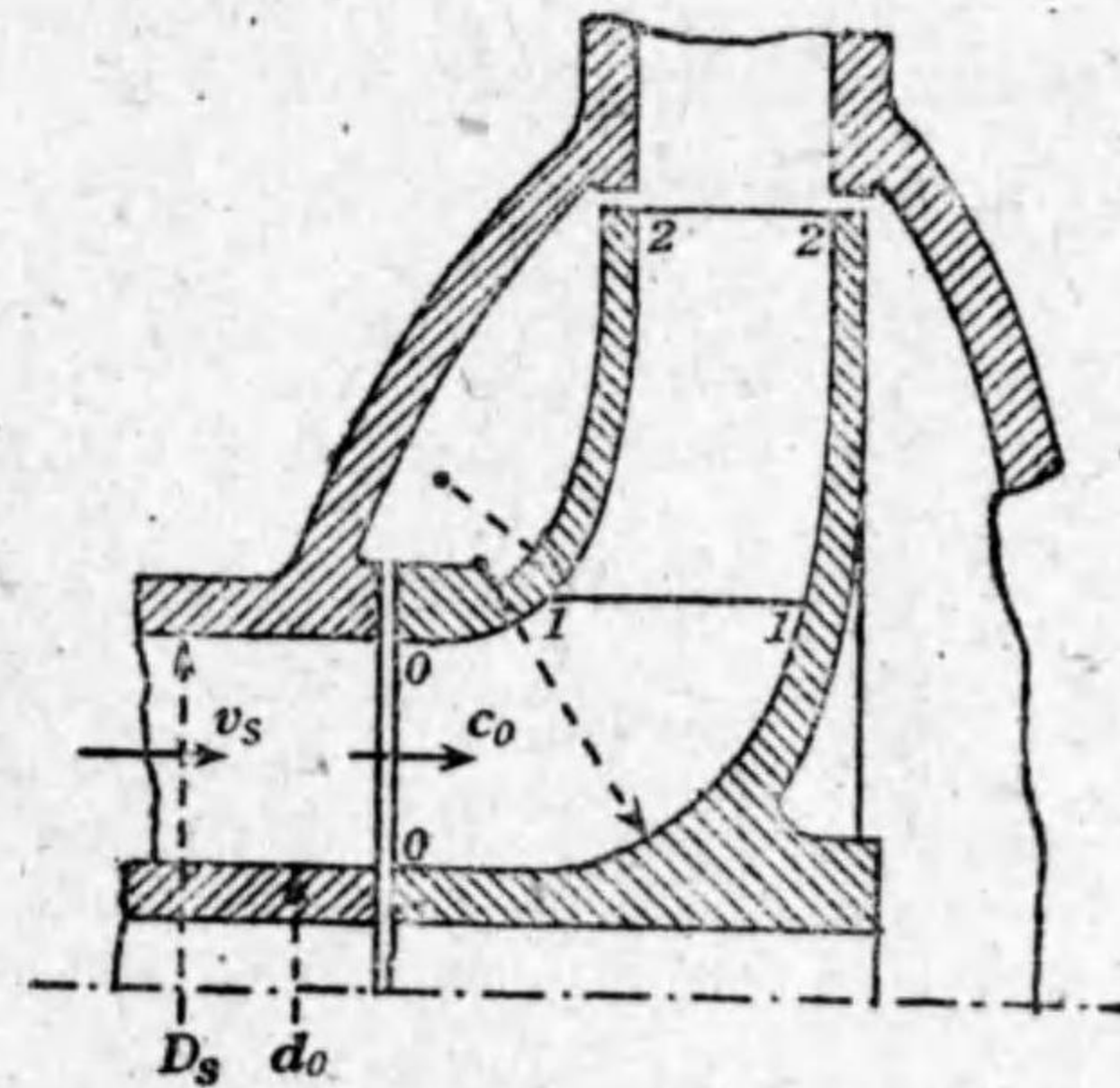
斯くて吸上管中を流動せしむべき水の平均速度 v は通例次の如くにとる。

$$v = 2 - 4 \text{ m/s}$$

但し水量多くヘッド大なる時は速度を大に、水量少くヘッド

小なる時はそれを小にとる ((271) 式参照)。

尤もこれは普通の範圍であつて、特に小なるポンプには 2 m/s よりも小に、又甚だ大なるポンプには 4 m/s よりも大にすることがある。



第 44 圖
羽根車の吸上通路

第 44 圖は軸の中心

線に對して羽根車の上半部を示したる断面圖である。吸上管から流れ上る水は、速度に激變なく大凡その同じ速度を保ちつゝ、羽根車の入口に向つて流るゝやうにするとすれば、羽根車直前の通路の直径を D_s 、軸を包む環の直径を d_0 とし、實水量を Q_e とすれば、片吸込みの羽根車を有するポンプでは、

$$\frac{\pi}{4}(D_s^2 - d_0^2)v_s = Q_e \dots \dots \dots (118)$$

又若し兩吸込みの羽根車を有するならば、

$$\frac{\pi}{4}(D_s^2 - d_0^2)v_s = \frac{Q_e}{2} \dots \dots \dots (118a)$$

斯くして Q_e 、 d_0 及び v_s を與ふれば、直径 D_s は算定せらるゝ。

ii. 羽根車の抵抗

67. 羽根車通路 吸上通路を流るゝ水は00から羽根車通路内に入る(第44圖, 117頁)。しかし羽根は11から22の間にあるので、羽根車の働きをなす眞の入口は11である。この入口11は羽根車のそのの圓周速度 u_1 を、11線に沿うて等しからしむるならば、羽根の入口角が11線上の各點に於て等しくなつて、羽根の設計、製圖及び製作が非常に簡單となるから、11線を軸に平行に造ることが多い。

羽根の入口11線を斯く造れば、00と11との間は、水の流れる方向が軸方向から放射方向に方向變換をなすための廣い空所となり、この空所は羽根車入口に水を導くための通路となる。

この通路は空所であるけれども、羽根車の内部であるために、その兩壁の回轉に引かれて水は多少回轉状態を呈し、11から羽根車に流入する時、その方向が放射方向から幾分羽根車の回轉方向に傾くことになり、第24項(40頁)に述べたる修正を要することになるのである。さればこの通路は出来るだけ短かきことを要し、同時に流體抵抗を小ならしむるために、その周壁の曲線01, 01は滑らかなる曲線、例へば圓弧を以て作り、且つその表面は平滑なる面であることを要する。

回轉する羽根車と静止せる容器との間には必ず或る間隙(Clearance)あることを免かれない。然るに羽根車出口は壓力高く、入口は壓力低いから、羽根車から流出したる水はこの間隙を通して吸込側に向つて逆流し、後節述ぶる所の漏泄損失を起す。このために吸上管中を流れ上る水量よりも羽根車を通過する水量が多いことになる。故に速度 v_s を以て吸上通路内を流るゝ水が羽根車入口00に達すると、水量が急に増加する結果、水の速度はこゝで急に v_s よりも大となり、こゝに流體損失を招く。

今實水量を Q_e 、羽根車を通過する理論水量を Q 、逆流水量を q とすれば、

$$Q = Q_e + q \dots \dots \dots (119)$$

Q は常に Q_e よりも大で、(14)式(35頁)によれば $\frac{Q_e}{Q}$ は水量効率 η_v であつて、その値はポンプの大小、構造、型式、新古等によつて一定しないけれども、大凡の値は

$$\eta_v = 0.85 - 0.90$$

されば $Q = \frac{Q_e}{\eta_v} = (1.11 - 1.18)Q_e$

但しヘッド小に水量大なるポンプは1.11に近く、ヘッド大に水量小なるものは1.18に近き値を有する。

00を通過する水の速度を c_0 とすれば、

$$c_0 = \frac{Q}{\frac{\pi}{4}(D_s^2 - d_0^2)} = \frac{Q_e}{\eta_v \frac{\pi}{4}(D_s^2 - d_0^2)}$$

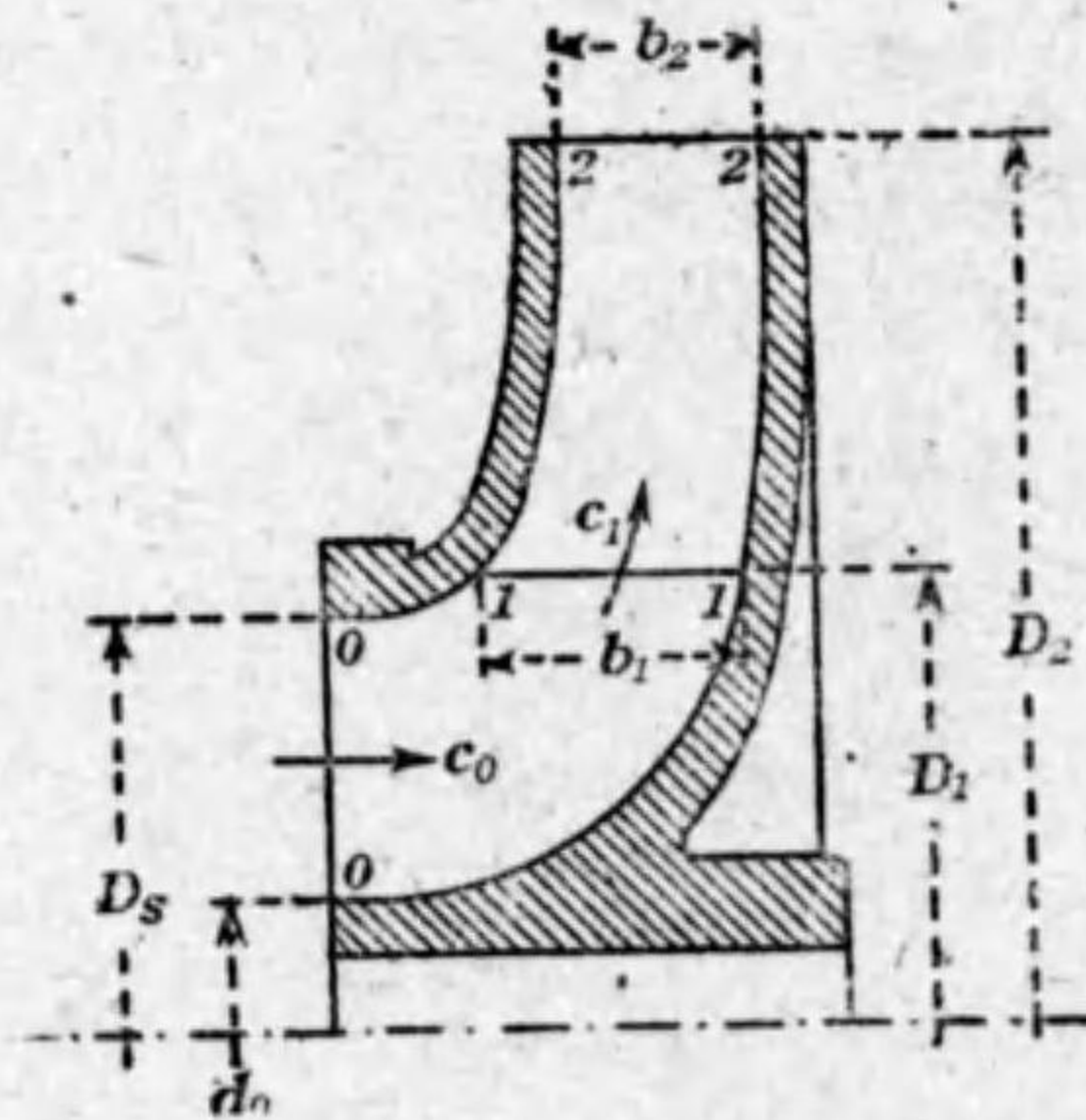
これと(118)式(118頁)とより、

$$c_0 = \frac{v_s}{\eta_v} \dots \dots \dots (120)$$

即ち吸上通路より羽根車通路に入る際、水の速度は $\frac{1}{\eta_v}$ 倍、即ち大凡(1.11-1.18)倍に増大し、こゝに流體損失を起す。

この損失を小ならしむるには、羽根車の回轉部と周圍の固定部との間の間隙をして、漏泄を最小ならしむるやうに造るより外に途がない(90項参照)。

68. 羽根の入口 羽根車通路に向つて速度 c_0 を以て流入したる水は、その速度を保ちつゝ羽根の入口11に達するやうに通路の形状及び大いさを與



第 45 圖
羽根車の羽根の入口及び出口

ふることが肝要である。されば入口の幅を b_1 、直径を D_1 とすれば(第45圖)、

$$\pi D_1 b_1 c_0 = Q = \frac{Q_e}{\eta_v}$$

或は(120)式の c_0 をこれに代入すれば、

$$\pi D_1 b_1 v_s = \eta_v Q = Q_e$$

故に $b_1 = \frac{Q}{\pi D_1 c_0} = \frac{Q_e}{\pi D_1 v_s} \dots \dots \dots (121)$

D_1 は D_s に等しいよりは多少それよりも大ならしめた方がよいけれども、 D_1 を餘り大ならしむると羽根車がそれだけ大形となる不便がある。

斯くて入口11に達したる水はそのまゝ直ちに羽根のある場所に流入するのであるが羽根のために水の通過する斷面積は減じ、速度が急に増す。この速度が即ち羽根車の絶対流入速度 c_1 である。若しこの時水の粘性を度外視するならば、速度 c_0, c_1 は共に軸を含む平面上を流るゝ速度であつて、11に於て水流の方向が放射的ならば、 $c_1 = v_1$ である。

何れにしても放射流入速度 v_1 は(49)式(56頁)より、

$$v_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 \pi D_1 b_1} = \frac{Q_e}{\eta_v \epsilon_1 \pi D_1 b_1} \dots \dots \dots (122)$$

ϵ_1 の値は大凡次の如きものである。

$$\epsilon_1 = 0.7 - 0.8$$

この値は羽根車の直径に比して羽根の厚いほど小さく、薄いほど大きい。若し羽根がなければ、 $\epsilon_1 = 1$ である。小なるボ

ンプでは羽根車の直径に比して羽根が概して厚いから ϵ_1 は小さく、大なるポンプではその反対に ϵ_1 が大きい。

(121)式 (121頁)より、

$$c_0 = \frac{Q}{\pi D_1 b_1} = \frac{Q_0}{\eta_r \pi D_1 b_1}$$

これと (122)式とより、

$$v_1 = \frac{c_0}{\epsilon_1}$$

よつて放射的の流入を假定するならば、

$$c_1 = v_1 = \frac{c_0}{\epsilon_1}$$

これと (120)式 (120頁)とより、

$$c_1 = v_1 = \frac{c_0}{\epsilon_1} = \frac{v_s}{\epsilon_1 \eta_r} \dots \dots \dots (123)$$

ϵ_1 は常に 1 よりも小なる値であるから、 c_1 は常に c_0 よりも大である。されば羽根の入口に於て流入速度は c_0 から急に c_1 に増大し、そこに流體損失を招く。この損失を小ならしむるには、羽根は成るべく薄く、その数は成るべく少く、且つ羽根の先端は後面を削り取つて鋭利にし、断面積の變化従つて速度の變化が急激に起らぬやうにしなければならぬ(第51圖参照)。

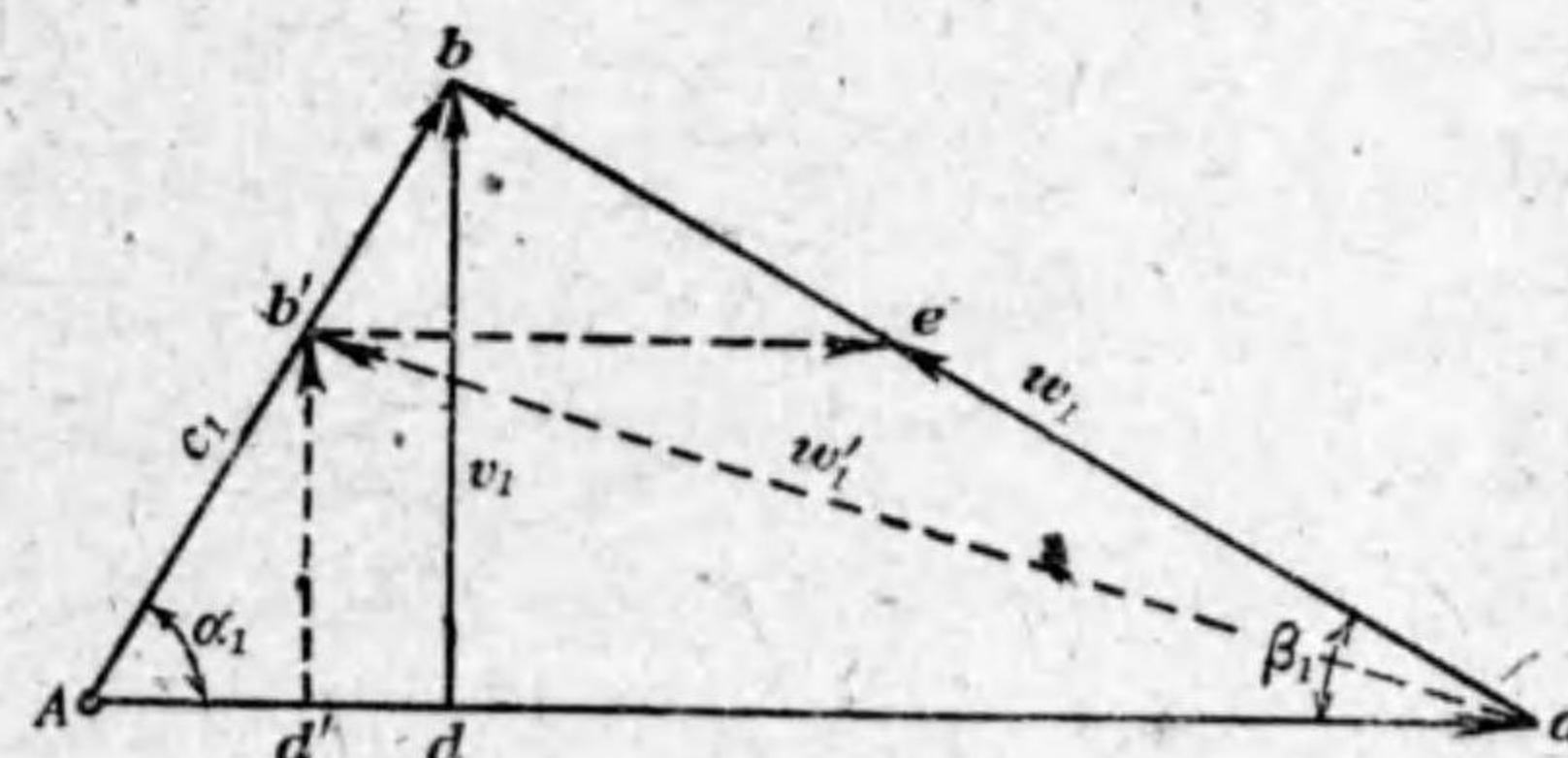
69. 不定格運轉による羽根の入口損失 凡て渦巻ポンプは、揚水量、ヘッド、速度等が或る與へられたる状態である時に最大の効率を現すやうに設計し製作せられてあるものであるから、それ等がこの與へられたる状態と異なる状態に

ある時は、効率は必ずその最大値よりも低下するものである。

揚水量、ヘッド及び速度が設計の時に定めたる状態と同じである時、その状態を**定格状態**(Normal condition; Rated condition)と云ひ、その時の揚水量を**定格揚水量**(Normal discharge; Rated discharge)、ヘッドを**定格ヘッド**(Normal head; Rated head)、回轉度を**定格回轉度**(Normal speed; Rated speed)と云ふ。

羽根の入口は定格状態に於て、羽根車に對する水の相對流入速度 w_1 が衝突なしにその方向に流入するやうに、羽根の先端は w_1 の方向に接線的に造られてあるけれども、若しも水量、ヘッド、回轉度の何れかゞ定格状態と異なる状態に運轉せらるゝならば、 w_1 の方向が羽根の入口の方向と接線的なる條件を失ひ、そこに水の衝突を起し、混亂を生じて流體損失を招く。定格ならざる状態に於て効率の低下する原因の一は實にこれによる。

例へば第46圖に於て Aab は定格状態に於ける羽根車入口



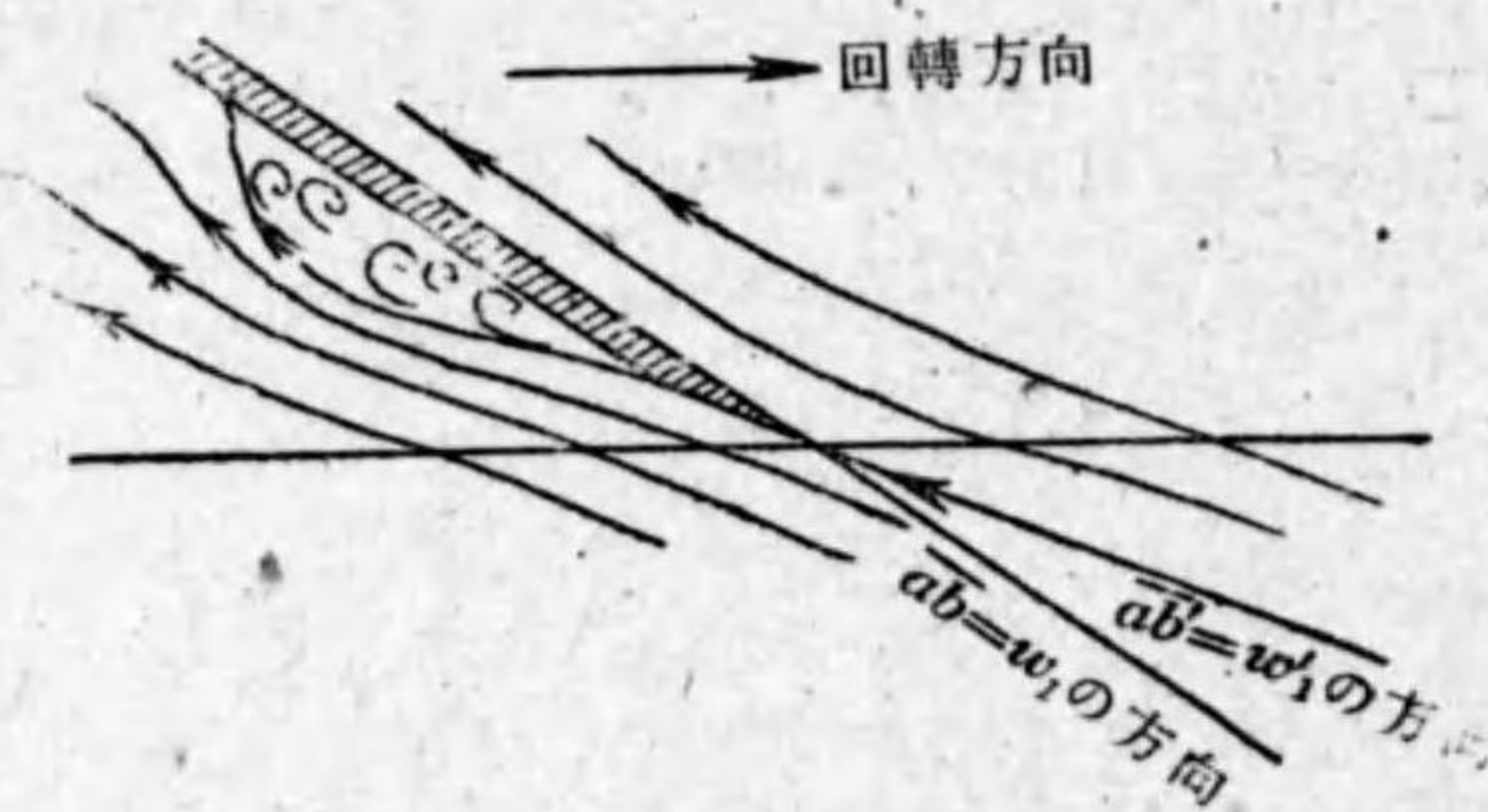
第 46 圖

水量が定格揚水量よりも小なる時羽根車入口に於ける水の衝突

の速度三角形だとすれば、羽根の入口の方向は $\overline{ab}=w_1$ の方向に接線的である。然るに若しもこのポンプをその回轉度を變へることなしに、換言すれば $\overline{Aa}=u_1$ を變へることなしに水量を變へたとすれば、放射流入速度 $\overline{db}=v_1$ は $\overline{d'b}$ の如くに變はるから、それに該當する速度三角形は Aab' のやうになり、それにつれて相對流入速度が $\overline{ab'}=w_1'$ を以て表さるゝやうに變はる。

故に若しも羽根が \overline{ab} の方向に造られてあるならば水は衝突なしにそのまゝ羽根車の中に流入するけれども、このポンプの羽根は元々 \overline{ab} の方向に造られてあるのであるから、 \overline{ab} なる相對速度を有する水は、羽根の先端に於て急激に \overline{ae} なる速度に變へられ、その結果 \overline{ve} なる速度の激變が起り、そこで $\frac{\overline{ve}^2}{2g}$ なるヘッドの損失が起る。 \overline{ve} は \overline{Aa} に平行なるベクトルで、斯く急激に押し曲げられたる後に水は \overline{ae} なる相對速度を以て羽根車の中に流入するのである。

この時相對流入速度の方向と羽根の方向との關係は第47圖に示すが如くであつて、羽根車の回轉方向に對し



第 47 圖
水量が定格揚水量よりも小なる場合に羽根の後面に發生する渦

て羽根の後面に渦巻きを發生し、これがヘッドの損失を招くことになる。

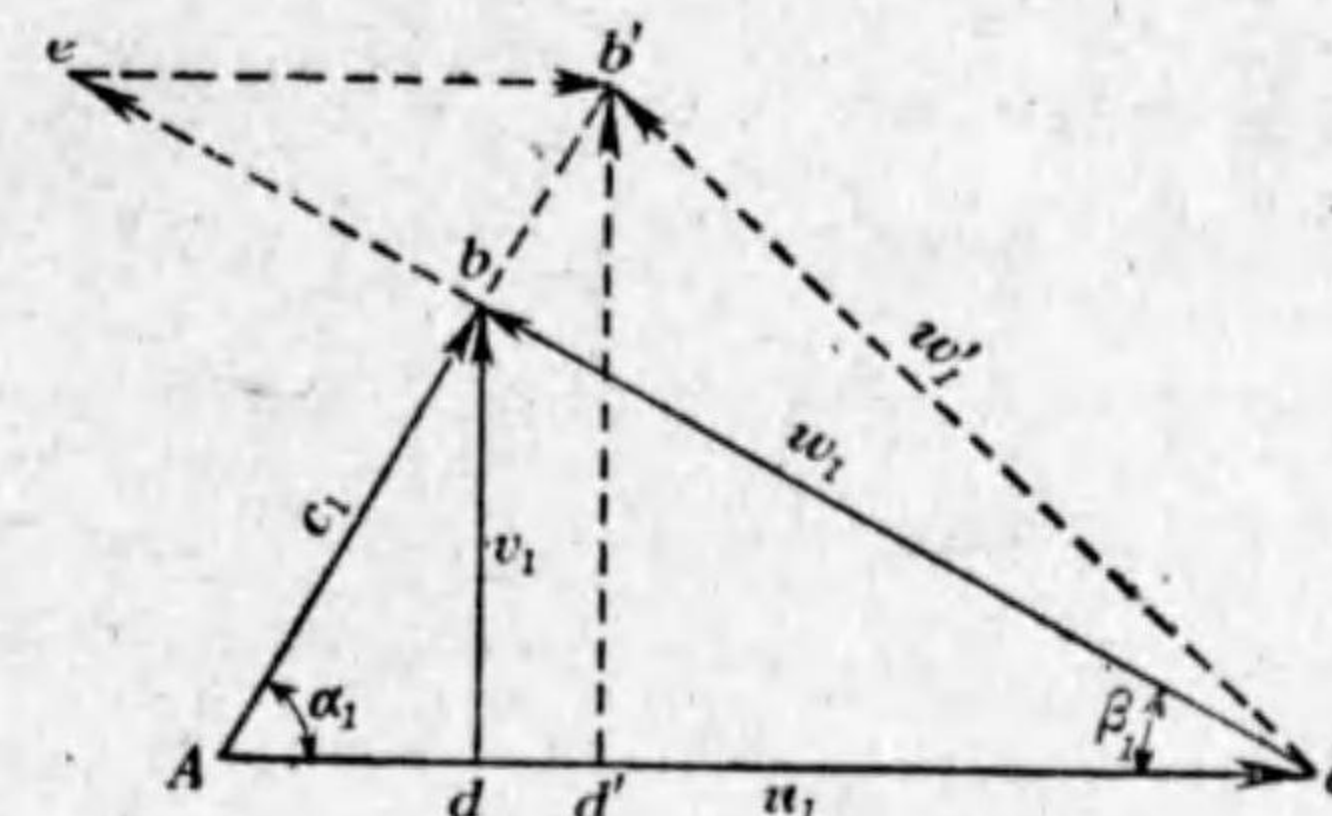
以上は水量が定格揚水量よりも小なる場合である。

定格揚水量よりも大なる場合もこれ

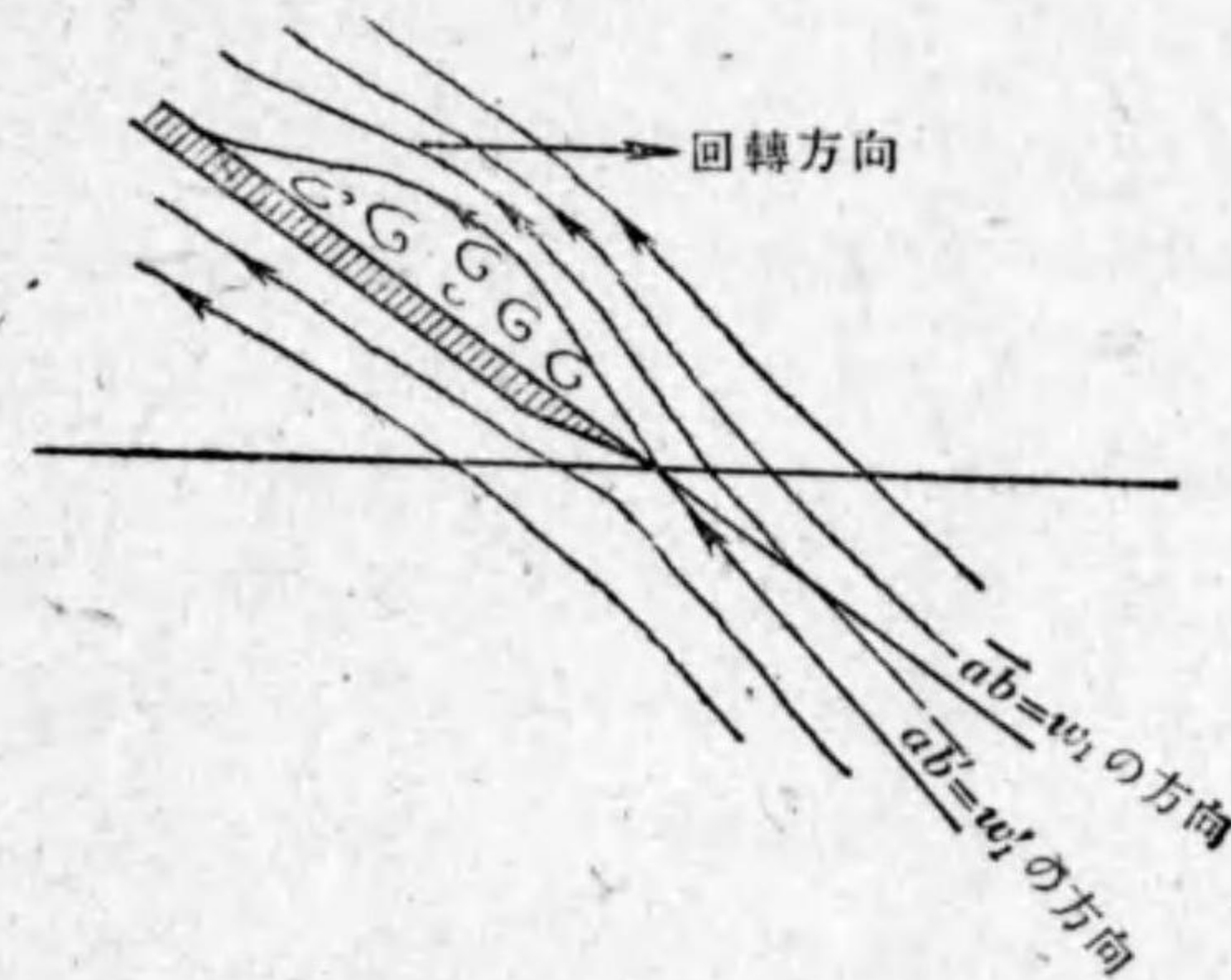
と同様で、 $\frac{\overline{ve}^2}{2g}$ なるヘッドの損失が羽根車入口に於て起り(第48圖)而して渦巻きは羽根の前面に起ることになる(第49圖)。

次に羽根車が定格回轉度と異なる回轉度を以て運轉せらるゝ場合を考へ

て見る(第50圖, 126頁)。Aabは定格状態に於ける羽根車入口の速度三角形とし、假りに回轉度が定格回轉度よりも小なる場合を考ふるならば、圓周速度は \overline{Aa} に對し



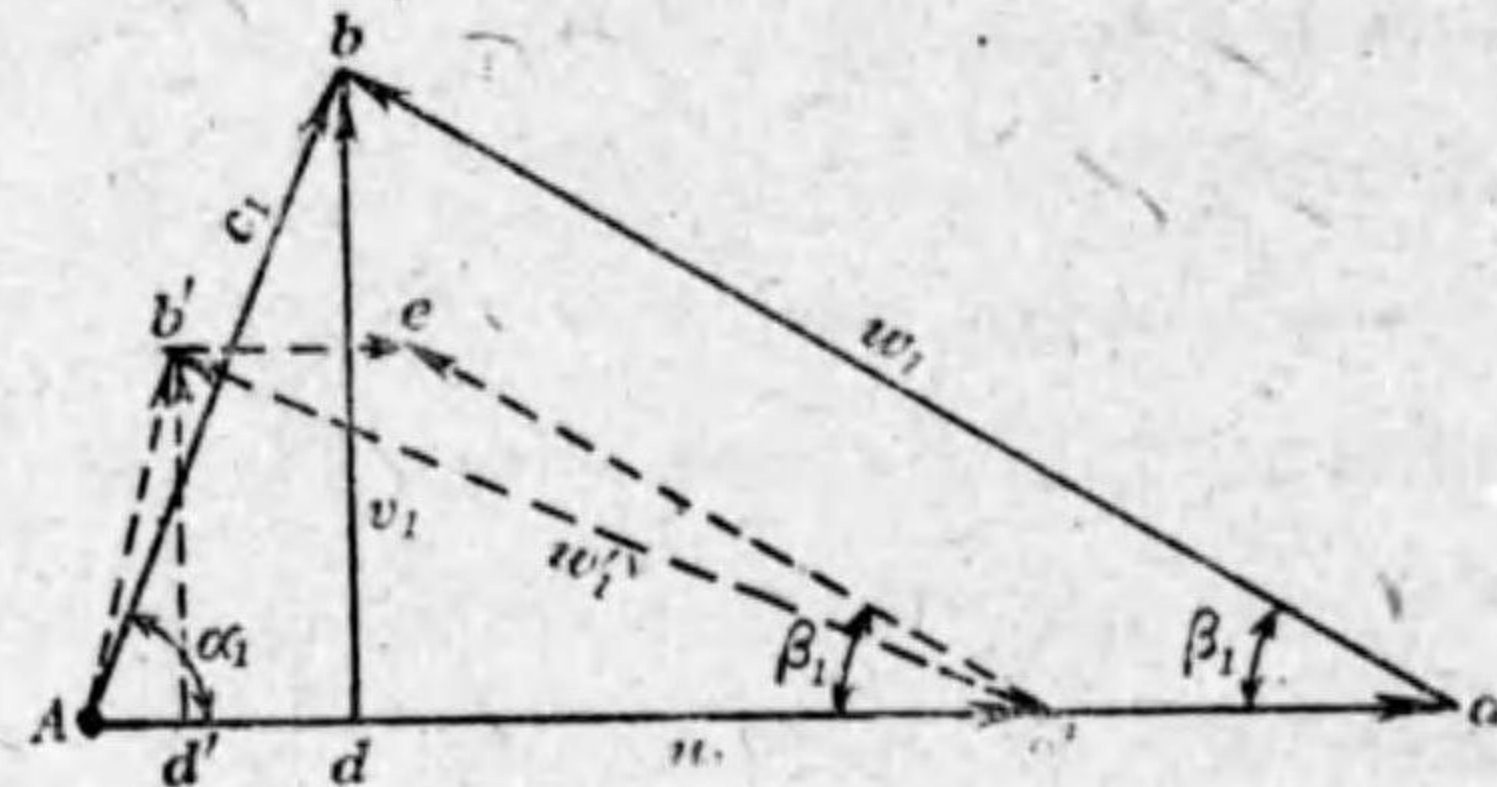
第 48 圖
水量が定格揚水量よりも大なる時羽根車入口に於ける水の衝突



第 49 圖
水量が定格揚水量よりも大なる場合に羽根の前面に發生する渦

て $\overline{Aa'}$ のやうに小となる。

回轉度の變化によつて水の粘性の影響が幾分變はり、それによつて流入角 α_1 が變はつて絶対流



第 50 圖

回轉度が定格回轉度と異なる場合に羽根車入口に於ける水の衝突

入速度の方向が \overline{Ab} から $\overline{Ab'}$ のやうに變はり、それと同時に水量が變はつて放射流入速度が \overline{ab} から $\overline{a'b'}$ のやうに減じたとすれば、相對流入速度は $\overline{ab}=w_1$ から $\overline{a'b'}=w_1'$ に變はり、この時若しも $\overline{a'b'}$ が \overline{ab} に平行とならば水は入口に衝突することはなく、従つてヘッドの損失は起らぬけれども、若しもそれが平行でなければ、 $\overline{a'e}$ を \overline{ab} に平行に引き、 $\overline{b'e}$ を \overline{Aa} に平行に引けば、入口に於て速度が $\overline{a'b'}$ から $\overline{a'e}$ に激變する結果、 $\frac{\overline{b'e}^2}{2g}$ なるヘッドの損失を來すことになる。この時發生する渦巻きは恰も第47圖(124頁)に示したる状態と同じである。

70. 羽根の出口 羽根車出口に於ては水は直ちに容器に入るか、渦室に入るか、或は導羽根の中に入る。導羽根の中に入る場合には、靜止せる導羽根と回轉する羽根車との間には幾分の間隙あることが必要で、この間隙は羽根を備へざる或る開放せる空所であるから、何れの場合にしても羽根車から流出する水は一旦或る空所に入るので、流れの速度はそこ

で減少を來す。

今羽根車出口の直徑を D_2 とし、その幅を b_2 とすれば(第45圖, 120頁参照)、羽根車から將に流出せんとする水の放射速度 v_2 は(49)式(56頁)により、

$$v_2 = \frac{Q}{\epsilon_2 \pi D_2 b_2} = \frac{Q_e}{\eta_1 \epsilon_2 \pi D_2 b_2} \dots\dots\dots(124)$$

これより $b_2 = \frac{Q}{\epsilon_2 \pi D_2 v_2} = \frac{Q_e}{\eta_1 \epsilon_2 \pi D_2 v_2} \dots\dots\dots(125)$

η_1 は第67項(120頁)に示したる如き値であり、又 ϵ_2 は大凡次の如き値である。

$$\epsilon_2 = 0.85 - 0.90$$

この値は羽根車の直徑に比して羽根の厚いほど小で、薄いほど大であること凡て第68項(121頁)に述べたる入口の場合と同じ關係がある。

羽根がなければ $\epsilon_2 = 1$ であるから、羽根車を正に流出したばかりの水の放射速度を v_2' とすれば、これは(124)式に於て $\epsilon_2 = 1$ としたるものに等しい。即ち

$$v_2' = \frac{Q}{\pi D_2 b_2} = \frac{Q_e}{\eta_1 \pi D_2 b_2} \dots\dots\dots(126)$$

さて出口の速度三角形より、羽根車を將に流出せんとする水の絶対速度は、

$$c_2 = \frac{v_2}{\sin \alpha_2}$$

羽根車を正に流出したる後の絶対速度の方向は、將に流出せんとする絶対速度の方向と同じであると考へ得るから、流

出したばかりの絶対速度を c''_2 とすれば、

$$c''_2 = \frac{v''_2}{\sin \alpha_2}$$

以上の2式より、

$$\frac{c''_2}{c_2} = \frac{v''_2}{v_2}$$

然るに(124), (126)(127頁)の兩式より、

$$\frac{v''_2}{v_2} = \varepsilon_2$$

されば
$$\frac{c''_2}{c_2} = \frac{v''_2}{v_2} = \varepsilon_2 \dots \dots \dots (127)$$

斯くの如く羽根車出口に於て水の絶対速度は c_2 から c''_2 に減小し、若しこれが急激に起ればそこに $\frac{(c_2 - c''_2)^2}{2g}$ なるヘッドの損失を起す。即ちこの損失を h にて表せば、

$$h = \frac{(c_2 - c''_2)^2}{2g} = (1 - \varepsilon_2)^2 \frac{c_2^2}{2g} \dots \dots \dots (128)$$

上に掲げたる ε_2 の値を以てすれば、それは大凡

$$h = (0.01 - 0.0225) \frac{c_2^2}{2g}$$

若しこの速度の變化が左ほど急激でなければ、損失ヘッドはこれよりも小さい。

この損失を小ならしむるには、入口の場合と同じく羽根は成るべく薄く、数は成るべく少く、且つ羽根の先端を鋭利にし、以て羽根車から流出する水の速度の變化が急激に起らぬやうにすればよい。しかしながら凡て速度が大きくなる場合

には、たとひその變化が急激に起つても損失は左ほど大きくないけれども、速度が小さくなる場合には、可なり大なる損失を來すものであるから、羽根は入口の形ちよりも出口の形ちを特に重大に考へて速度の減小に伴ふ流れの不安定から起る擾亂を招かぬやうに、出口の羽根の形ちを造らなければならぬ。

羽根の間を流るゝ状態を見るに、羽根と水とは決してなだらかに運動するのではなく、水は羽根に推しやられ推し動かさるゝのであるから、羽根の前面にある水は羽根に推され、後面にある水は羽根に引かれ、従つて羽根の曲線によつて要求せらるゝ水の運動は、羽根の前面に接する水の運動である。

されば羽根の曲線は羽根の前面が大切で、後面の曲線は渦の發生なからしむれば足る。故に羽根の入口及び出口の角度は、羽根の前面にその通りの角度を與へ、羽根の先端を尖らすためには、羽根の後面を削り取つて第51圖(130頁)に示すが如くならしむることが肝要である。

71. 羽根の内部 羽根の内部に於て水の速度は w_1 から w_2 に變はり、この時流れの受くる抵抗は摩擦抵抗と形狀抵抗とである。摩擦抵抗は羽根の間の通路の表面から受くる抵抗で、これを小ならしむるには、羽根の長さは成るべく短かく、羽根の数は出来るだけ少く、しかも羽根並びに兩側壁の面を能ふ限り滑らかならしめねばならぬ。

形狀抵抗は速度 w_1 が w_2 に變はる時その方向及び大いさの

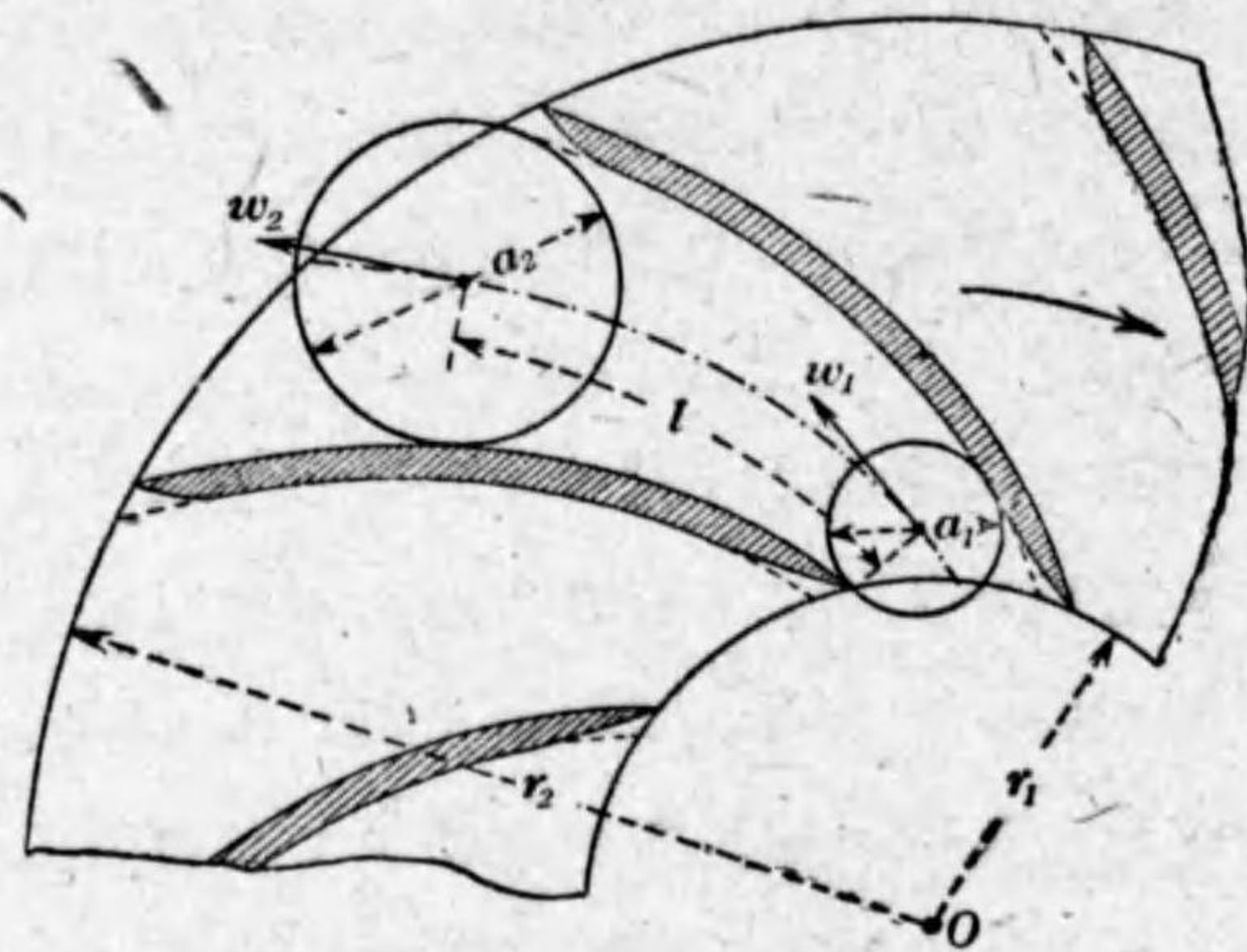
変化によりて起る抵抗で、羽根と羽根との間の通路の形状及びその擴大率に關係するものである。この抵抗は羽根の形状が緩やかな

曲面を呈し、その曲率半徑を成るべく大きく、且つ曲率半徑が入口から出口に到るに従ひ漸次に變化し、決して急突なる變化

のないやうにするほど小さく、従つて羽根は成るべく長いほどよい。なほ又羽根と羽根との間が廣いほど流れは不安定の度を増し、流線入り亂れて擾亂し易いから、羽根は成るべく數多きほどよい。

斯くの如く摩擦抵抗と形状抵抗とは性質相反すること多く、摩擦抵抗を減ぜんとして羽根の數を少く、且つそれを短かくすれば、それは結局形状抵抗を増すこととなる。故に摩擦抵抗も形状抵抗も共に小なる最も理想的なる羽根の數並にその長さは、摩擦抵抗と形状抵抗との和が最小なる如き數並に長さでなければならぬ。

しかし斯くの如き條件を満足する羽根の數並に長さは、現



第 51 圖

羽根の先端の形状並に羽根の間の通路

存する多數のポンプを實驗し、精細に調査したる上にて定むるより外に確かなる途がない。

羽根の入口及び出口に於て相隣る2つの羽根に同時に接する圓を畫き(第51圖)、それ等の直徑を夫々 a_1, a_2 とし、この2つの圓の中心距離を羽根に沿うて測つた長さを l とすれば、入口及び出口の羽根の間の斷面積は夫々 $a_1 b_1, a_2 b_2$ である(第57項, 93頁参照)。但し b_1, b_2 は軸に平行に測つた入口及び出口の羽根車の幅である(第45圖, 120頁参照)。故にこれ等の面積を圓の面積に換算すれば、それ等の半徑は夫々 $\sqrt{\frac{a_1 b_1}{\pi}}, \sqrt{\frac{a_2 b_2}{\pi}}$ であるから、この差を l にて除したる商は羽根の擴大率である。即ちそれを δ にて表せば、

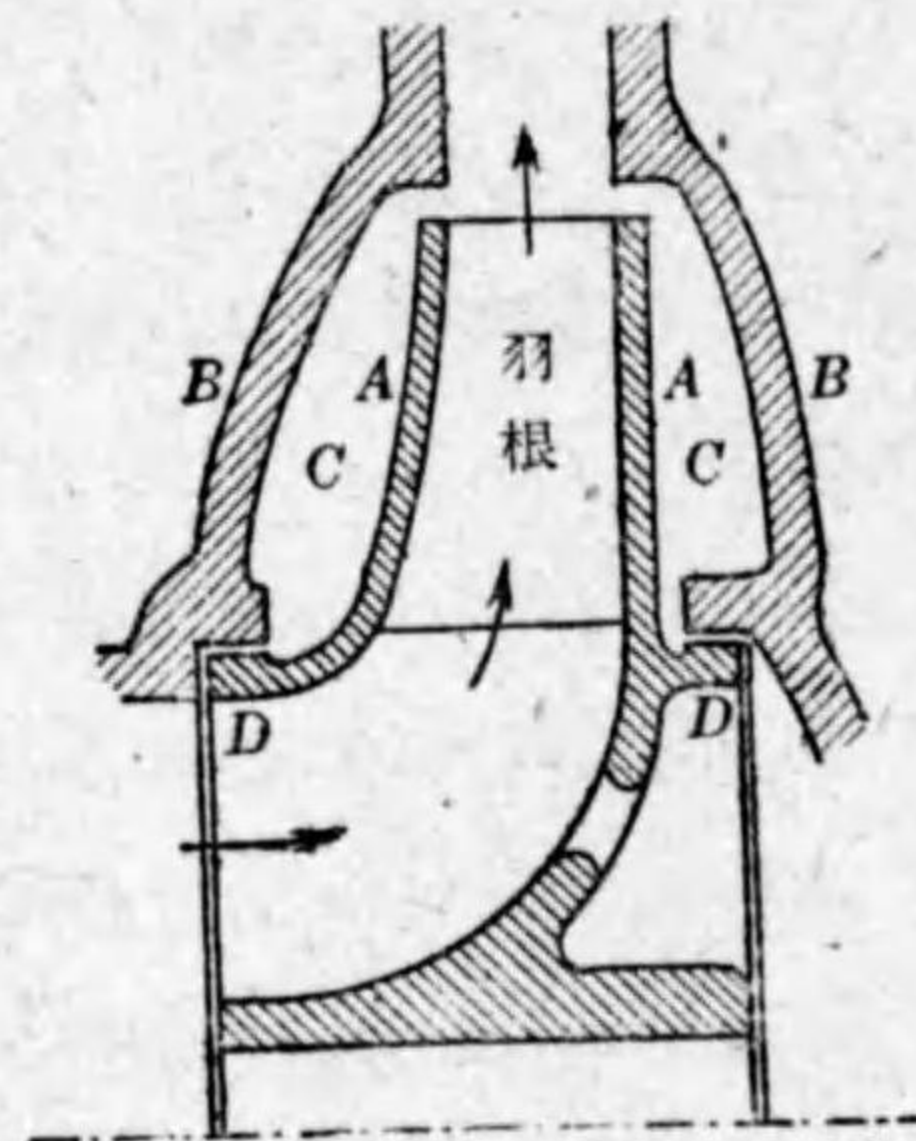
$$\delta = \frac{\sqrt{a_2 b_2} - \sqrt{a_1 b_1}}{l \sqrt{\pi}} \dots \dots \dots (129)$$

羽根の間の水の通路を圓錐管と假定しその頂角を θ とすれば、 δ は $\tan \frac{\theta}{2}$ であるから、圓錐管に關する實驗結果を參酌して案すれば、擴大する總ての形状の水の通路に於て、 δ の値が大凡 0.17 以下ならば、擴大による流體抵抗は一般に甚だ小なるものである(84項参照)。

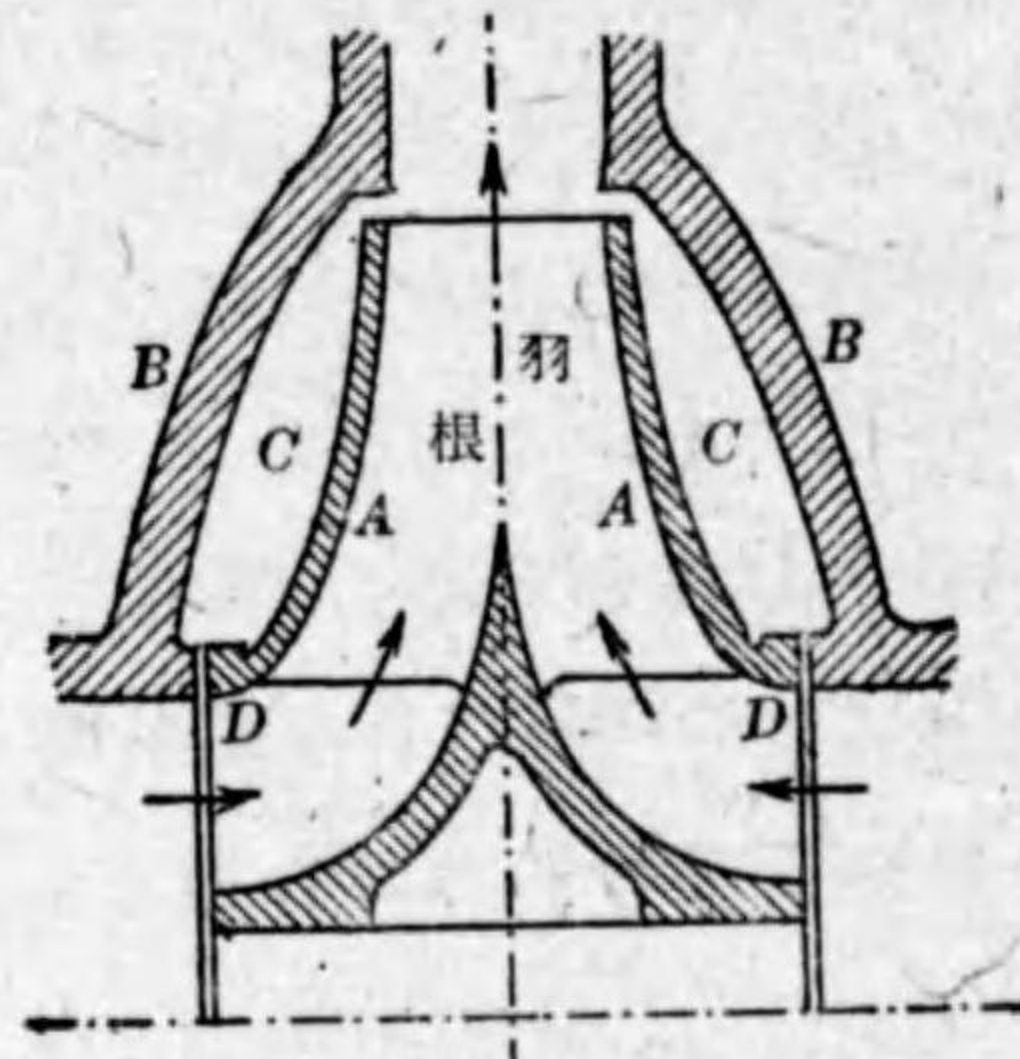
72. 箱形と扇形 羽根車は概して、片吸込みのものは大凡第52圖(132頁)の如く、又兩吸込みのものは第53圖(132頁)の如く、凡てA, Aなる圓盤形の側壁を以て羽根を圍み、C, Cなる空所を隔て、B, Bなる外壁を有する容器の中に納むる。

扇風機には第54圖(132頁)に示すが如く羽根車に側壁がな

く、羽根が開放して扇形を呈し、それをB, Bなる外壁に殆んど接觸するほど狭い間隙を隔て、容器の中に納むる構造のも



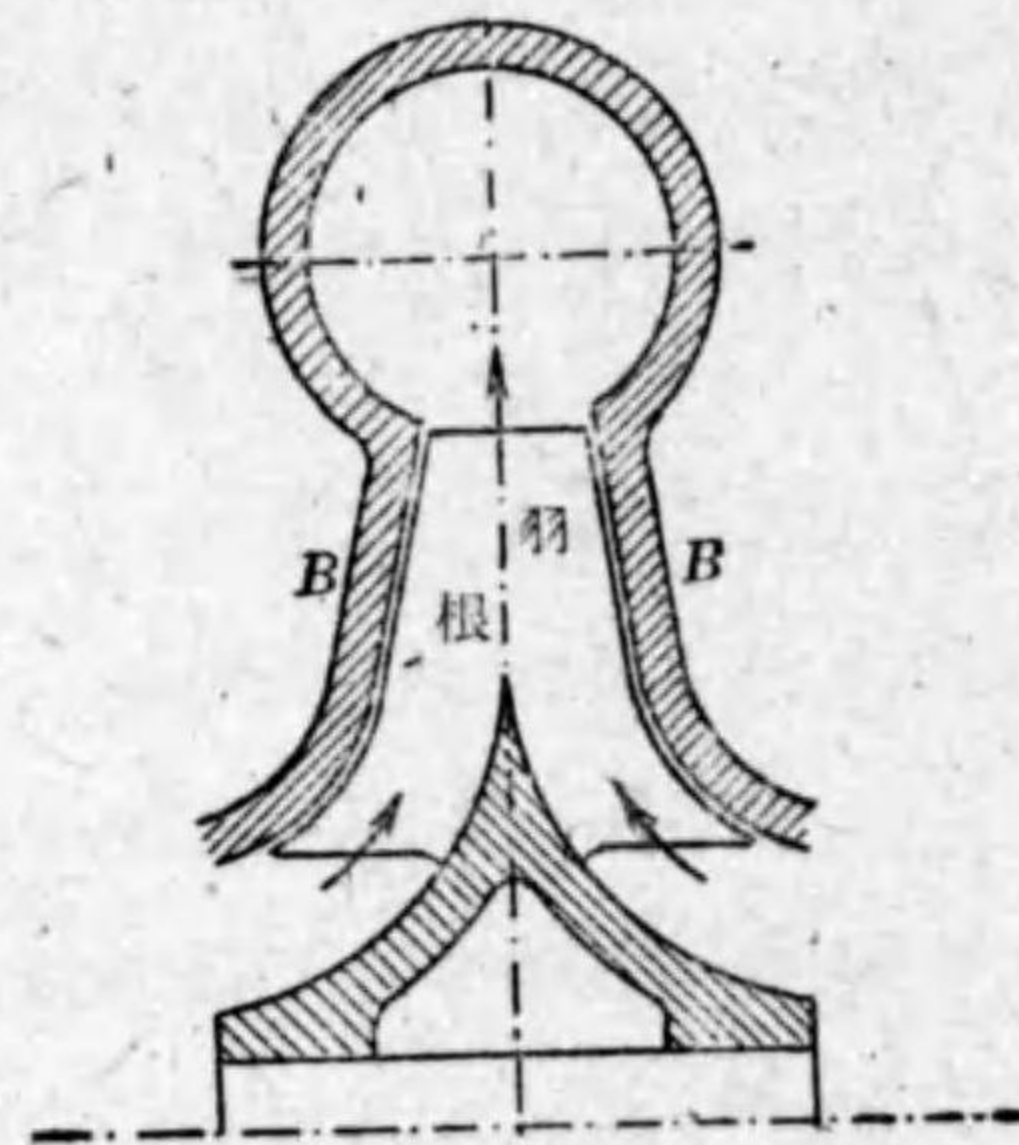
第 52 圖
片吸込み箱形羽根車



第 53 圖
兩吸込み箱形羽根車

の多いはれども、渦巻ポンプにはこの如き羽根車を用ゐる場合は極めて稀である。この如き羽根車を扇形羽根車(Unshrouded impeller)と云ひ、これに對して第52圖及び第53圖に示すが如きを箱形羽根車(Shrouded impeller)と云ふ。

扇形羽根車では、羽根と羽根との間の空間が、固定せる外壁の内面に直接に接着し



第 54 圖
兩吸込み扇形羽根車

てみるために、羽根車の内部に流動せる水は可なり大なる速度を以て外壁と摩れ合ひ、甚だ大なる流體摩擦抵抗を受くるのみならず、外壁に接する面が廣いために、羽根と外壁との間の間隙から逆流する水を防止することが困難であり、マノメトリック効率、水量効率共に劣等であるから、従つて効率甚だ小なることを免かれぬ。されば扇形羽根車はたとひそれをポンプに用ゐることはあつても、ヘッドの極めて低い場合に限られたるもので、しかも甚だ劣等なるものに限る。

箱形羽根車では、羽根車の内部と外部とが側壁によりて完全に絶縁せられてあるから、扇形の如き過度の摩擦抵抗を受くることなく、それに羽根車の側壁とポンプの外壁との間には、C, Cの如き廣き空所を備へ、その内端D, Dの所に水の逆流を充分に防ぐ装置が施してあるから、逆流による漏泄損失がまた甚だ小さい。

iii. 導羽根及び渦室の抵抗

73. 導羽根の入口 導羽根入口の側壁間の幅を b_3 とすれば(第36圖, 94頁参照), b_3 は本來 b_2 に等しからしむるのが當然であるけれども、羽根車の中心線がその運轉中に導羽根の中心線に多少の喰ひ違ひを起すかも知れぬ場合を豫想して、それによつて生ずる流體損失を軽減するために、豫め b_3 を b_2 よりも往々1—2mm廣く造る。

さて羽根車を出て羽根車出口と導羽根入口との間にある

間隙の中に流れ込んで放射速度 v'_2 、絶対速度 c'_2 を有する水は、次に導羽根の中に流入する場合には、こゝで再び羽根のために水の通路は狭められ、速度が大きくなる。

羽根車から流出したる水の一部が吸込側に逆流して漏泄するのは、羽根車出口とその入口との間に循環して起る現象である(87項参照)。さればこの漏泄は羽根車出口の流れにだけ影響があつて、導羽根の中へまではその影響が及ばない。導羽根を通過する水は、そのまゝ何れへも奪ひ去らるゝことなしに、容器を経て完全に送水管に向つて運ばるゝものである。

されば導羽根を通過する水量は實水量 Q_c である。故に導羽根入口の直径を D_3 とし、それに流入する放射速度を v_3 とすれば、

$$v_3 = \frac{Q_c}{\epsilon_3 \pi D_3 b_3} \dots\dots\dots (130)$$

ϵ_3 は羽根のために狭められたる面積の縮小率で、羽根の厚さを t_3 、ピッチを p_3 、流入する方向角を α_3 とすれば、(38)式(51頁)に照して

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{t_3}{p_3 \sin \alpha_3} \dots\dots\dots (131)$$

ϵ_3 の値は羽根車出口の ϵ_2 と同じく、大凡次の如き値と見て大差があるまい。

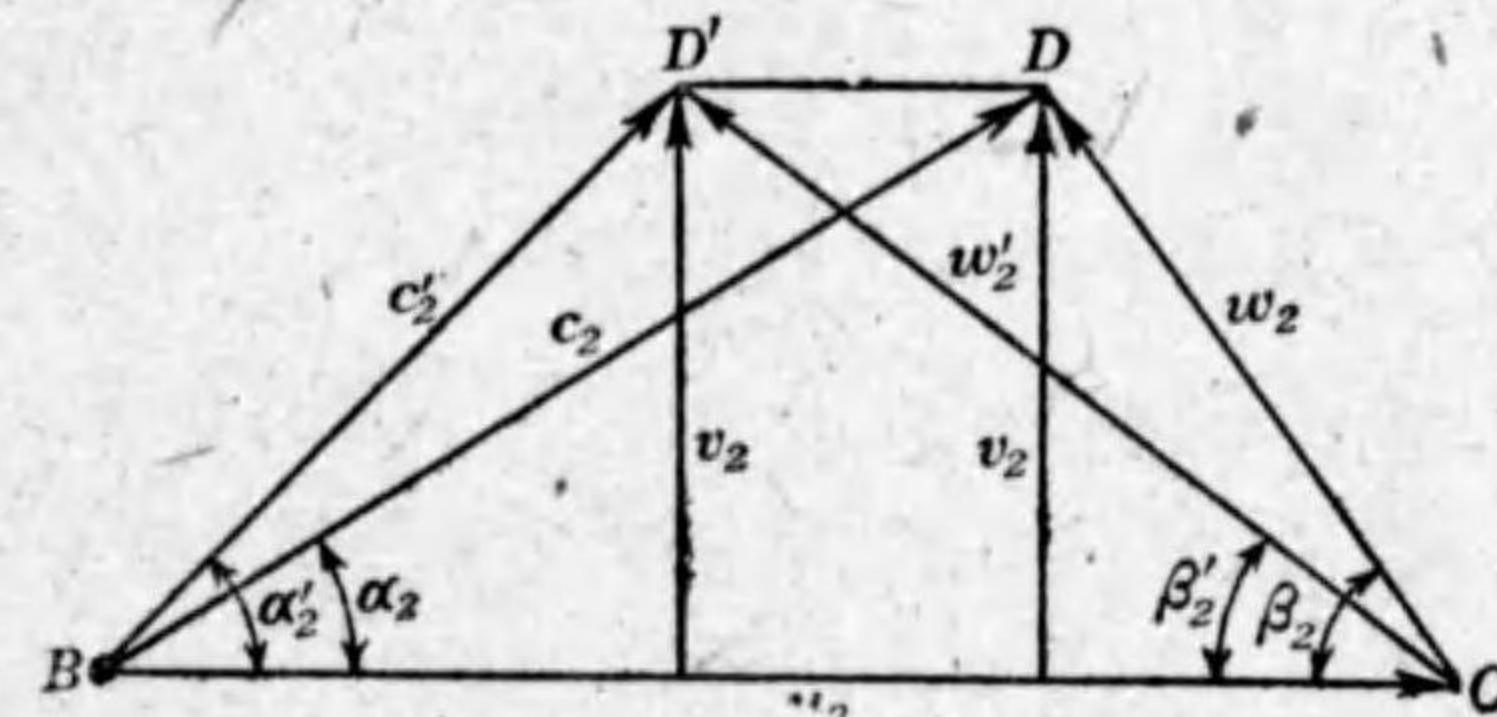
$$\epsilon_3 = 0.85 - 0.90$$

羽根の数が有限であるために、羽根車から流出する水の實

際の流出角の平均値は、羽根車の羽根から算出したる流出角 α_2 よりも大きい(第25項, 45頁参照)。従つて α_3 もまた羽根車の羽根から算出したるものよりも大きい。

今羽根車の羽根に該當する出口の速度三角形を BCD とすれば(第55圖)(第16圖, 47頁参照)、實際の速度三角形は BCD' の如くであつて、實際の平均流出角 α'_2 は羽根に該當する流出角 α_2 よりも大きい。

DD' は BC に平行で、その大きさは放射速度 v_2 に正比例し、羽根の数や羽根の形状によつて異なるけれども、實驗の結果によると、定



第 55 圖
羽根車出口の羽根の速度三角形と
眞實の速度三角形との關係

格状態の近傍では大凡次の如き値である。⁽¹⁾

$$\overline{DD'} = (0.28 - 0.40)v_2$$

斯くて DD' が定めれば實際の流出角 α'_2 並に實際の流出速度 c'_2 は速度三角形から直ちに定むることが出来、而して導羽根入口は α'_2 の方向に接線的に造らなければならぬ。

斯くて導羽根に流入する實際の水の速度を c_3 とし、その流

(1) 機械學會誌第 37 卷第 202 號(昭和九年二月)葛西泰二郎氏「渦巻ポンプ羽根車出口に於ける流れの状態に就て」

入角を α'_3 とすれば

$$c'_3 = \frac{v_3}{\sin \alpha'_3} = \frac{Q_c}{\epsilon_3 \pi D_3 b_3 \sin \alpha'_3} \dots \dots \dots (132)$$

絶対速度 c'_2 を以て羽根車を流出したる水は一旦狭き間隙中に入りて速度 c'_2 に減小し [(127) 式, 123 頁], そのまゝ直ちに導羽根内に流入して速度は c'_3 に増大するのであつて, この間隙は通例甚だ狭い空所であるから, 水の方向はこの間隙の中では變化がないと見なし得る。されば上式に於て, $\alpha'_3 = \alpha'_2$, $D_3 = D_2$ としてよい。なほ詳細は第 76 項に述べる。

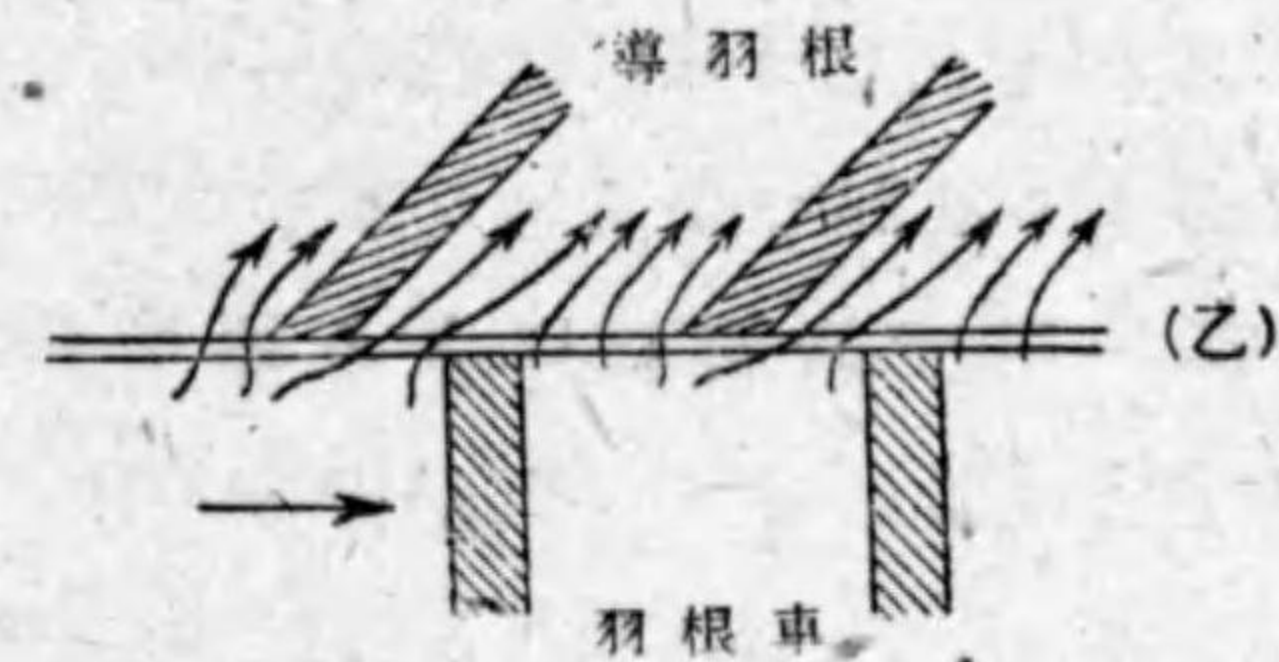
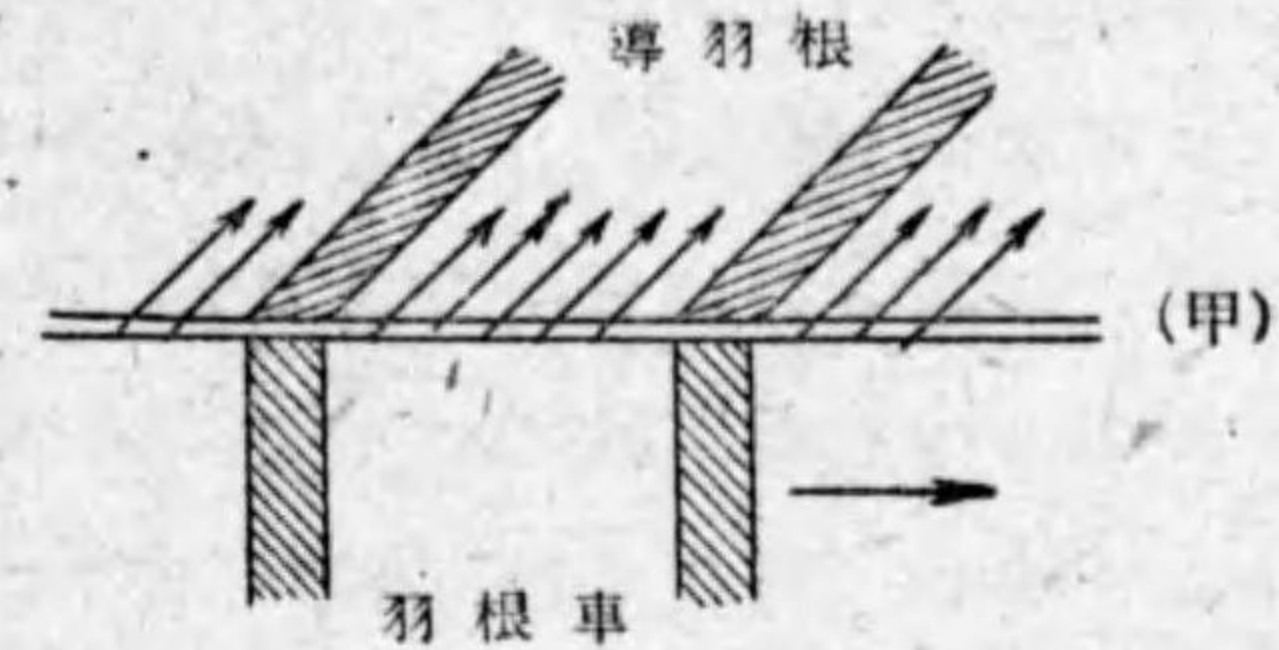
導羽根入口に於ける流體損失は速度 c'_2 が c'_3 に増大するより起るのであつて, これは羽根車入口に起るものと同じ性質のもので, この損失を小ならしむるには, 羽根は成るべく数を少く, 且つ成るべく薄く, しかもその先端を尖鋭にして速度の變化が成るべく小さく, 且つ緩やかであるやうにしなければならぬ。

74. 導羽根の数 導羽根の羽根の数は羽根車の羽根の数と違つたのがよい。何とならば導羽根の羽根の数と羽根車の羽根の数とが同じであると, これ等の羽根は或る瞬間第 56 圖(甲)のやうに羽根の全體が同時に出會ひ, 次の瞬間には(乙)のやうにそれ等が同時に離れ, (甲)の如き瞬間には羽根車から導羽根に流入する水は何等の妨げなしに整流を呈するけれども, (乙)の如き状態にあると羽根の先端に水の擾亂が起り, (甲)の整流と(乙)の不整流とが交互にしかも間歇的に起るから, ポ

ンプが一種鼓動的なる脈動を受け, その結果ポンプの各部に故障を來すやうになる。

然るに羽根の数を違へて置くと, (甲)の如き完全整流の状態がない代わりに, (乙)の如き烈しき不整流の状態も起らないから, 常に多少の水の擾亂はあつても, 鼓動的の脈動は發生することがない。

つまり導羽根の羽根と羽根車の羽根とが同時に會ふ数を少くするほど脈動は減じ, ポンプの運轉が圓滑になるので, それにはそれ等の羽根の数の間に公約數



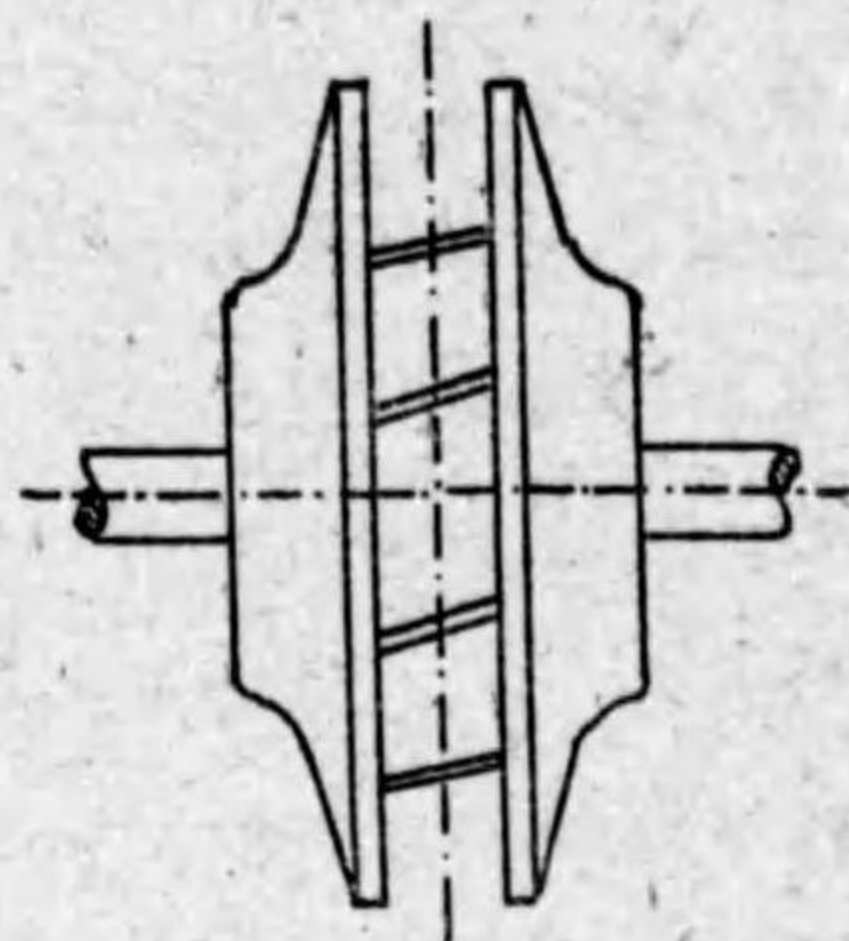
第 56 圖
羽根車より導羽根に流入する水の整流と不整流

がないやうにすればよいのである。通例は導羽根の羽根の数を羽根車の羽根の数よりも 1—2 枚少くすればよいので, 斯くすれば羽根車を通過したる水中の浮游物の如きは, 故障なしに導羽根を通過し去ることにもなる。

この鼓動的の脈動は羽根の先端を薄く尖らすほどその發生が微弱となることは明らかである。又羽根車出口と導羽根入口との間の間隙が狭ければ, 羽根の先端に起る水の擾

亂がその狭い場所の中で起ることになつて害が大きいから、この間隙は事情の許す限り或る程度まで広い方がよい。

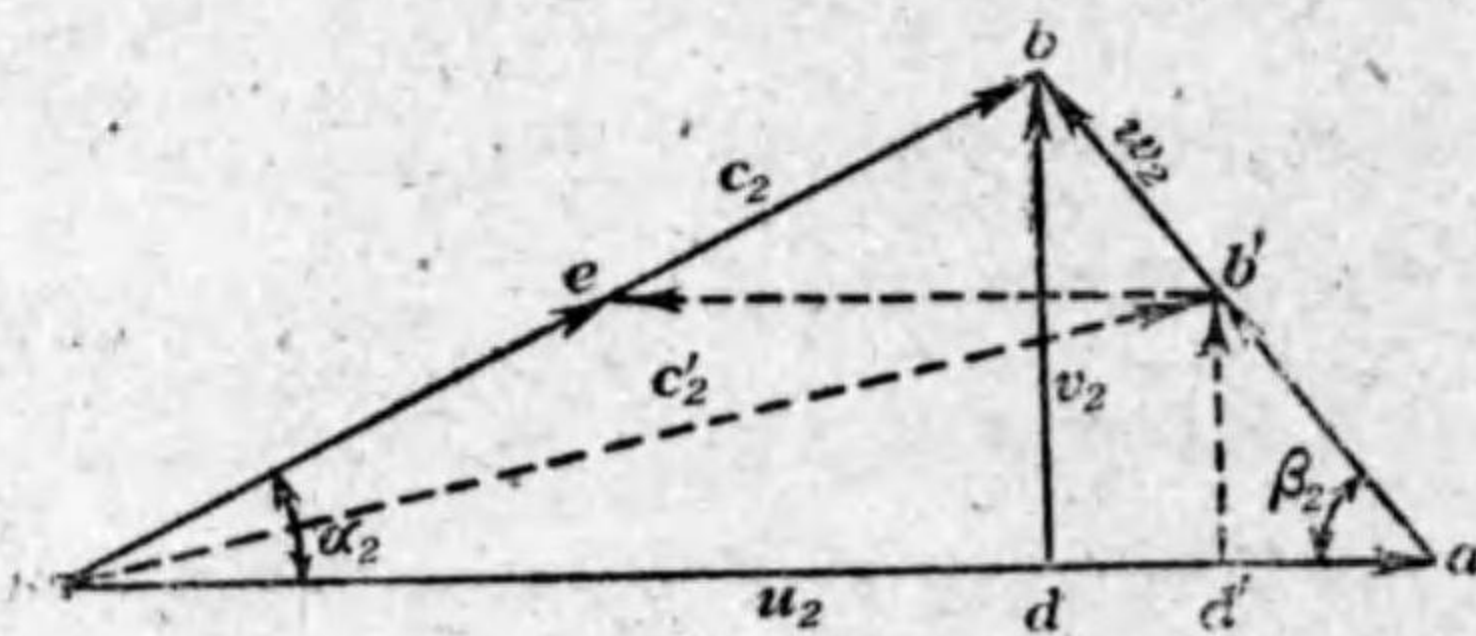
羽根車の羽根の出口の縁は軸に平行に造るのが通例であるけれども、これを第57圖に示す如くに軸に傾けて造れば、設計、製作共に非常に手数を要することゝなるけれども、上記の鼓動的の脈動は著しく緩和せらるゝことになる。



第 57 圖
羽根の出口を軸に傾けしめたる羽根車

75. 不定格運轉による導羽根入口損失 ポンプの運轉が定格状態を失へば、羽根車入口に水の衝突を起してヘッドの損失を招くが、それと同時に羽根車出口から導羽根入口にかけて同様なヘッドの損失を來すものである。

導羽根を備へざるポンプでは、水は羽根車から直ちに容器の中に流入するのであるから、この損失は左ほど大なるものではないけれども、導羽根を有するポンプ即ちタービ



第 58 圖
水量が定格揚水量と異なる時導羽根入口に於ける水の衝突

ンポンプであると、この損失は可なり大なるものである。

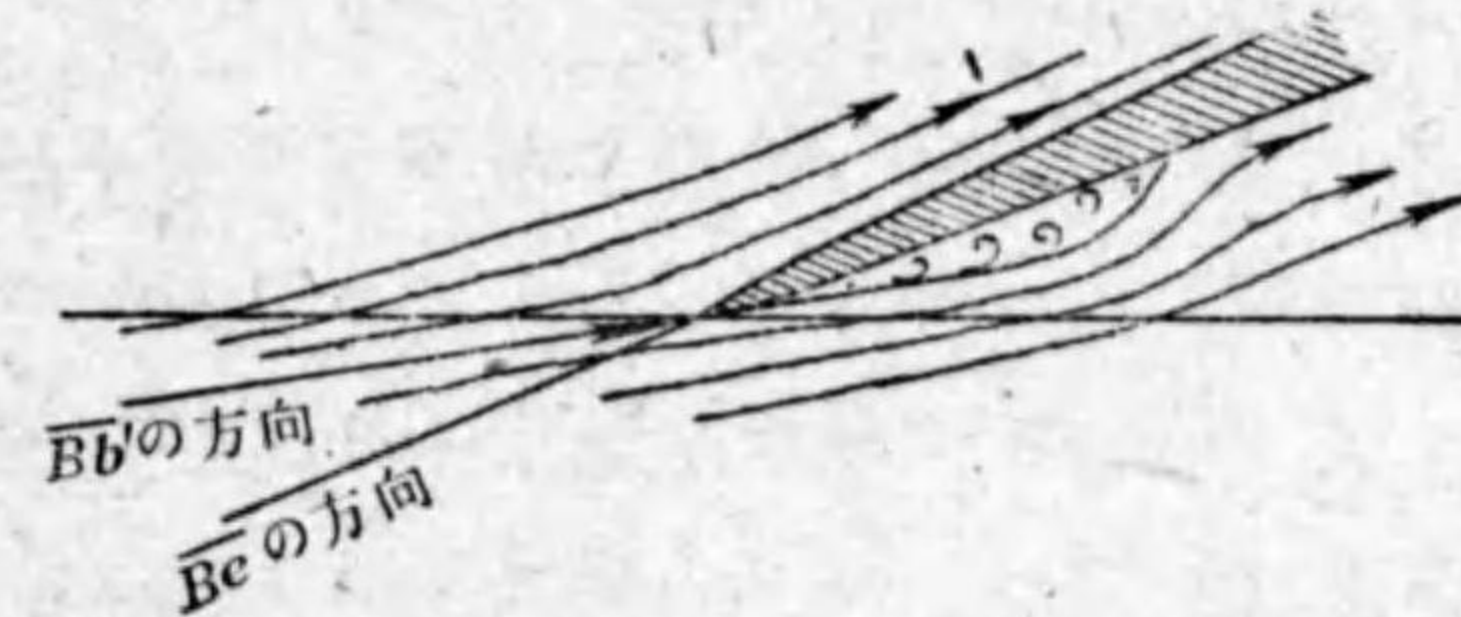
例へば第58圖に於て Bab は定格状態に於ける羽根車出口の速度三角形であるとすれば、羽根車を出て導羽根に流入する水の絶対速度は $\overline{Bb} = c_2$ を以て表され、導羽根の入口はこの方向に固定して備へられてあるのである。

若しこのポンプがその回轉度を變へることなしに揚水量を變へたとすれば、放射流出速度 $\overline{db} = v_2$ は $\overline{d'B'}$ の如くに變はり、それに該當する速度三角形は Bab' のやうになり、それにつれて絶対流出速度が $\overline{B'b'} = c'_2$ を以て表さるゝやうに變はる。

導羽根は \overline{Bb} の方向に固定して備へられてあるに關らず、羽根車から水は $\overline{B'b'}$ の方向に流出するのであるから、導羽根入口に於て $\overline{b'e}$ なる速度の激變が起り、その結果 $\frac{\overline{b'e}^2}{2g}$ なるヘッドの損失が起る。 $\overline{b'e}$ は \overline{Ba} に平行に引きたるベクトルで水は \overline{Be} なる絶対速度を以て導羽根の中に流入することになるのである。

この場合導羽根の後部に渦巻きを發生し(第59圖)、これがヘッドの損失を來す原因である。

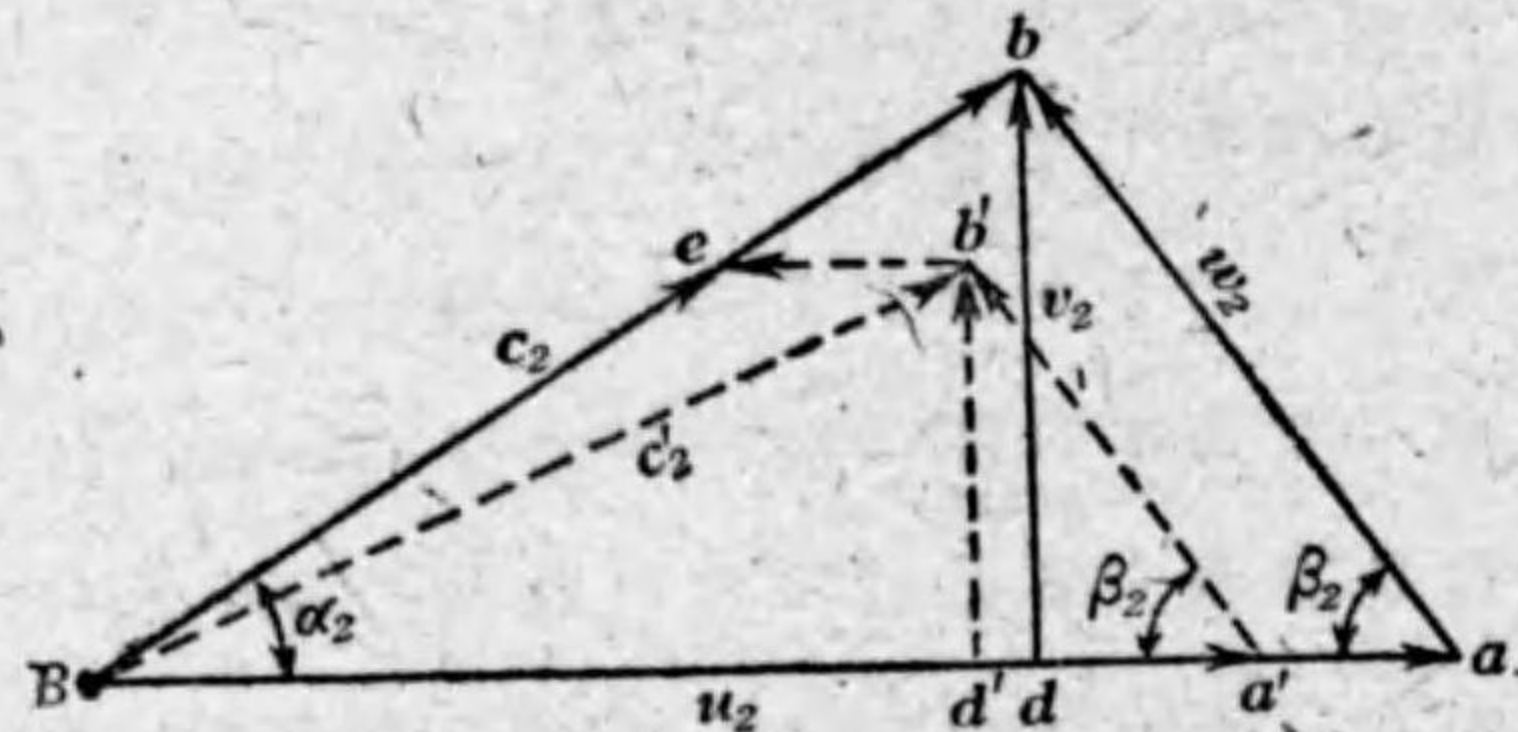
第58圖は揚水量がその定格量よりも小なる場合を示したのである。定格量よ



第 59 圖
水量が定格揚水量と異なる場合に導羽根の先端に發生する渦

りも大なる場合もこれと同様のヘッドの損失を起し、その場合渦巻きは導羽根の前部に発生すること、凡て第69項(122頁)に述べたる羽根車入口の場合と同様である。

次に羽根車が定格状態と異なる回転度を以て運轉せらるゝ場合を考へる(第60圖)。



第 60 圖

回転度が定格回転度と異なる場合に導羽根入口に於ける水の衝突

Bab は定格状態に於ける羽

根車出口の速度三角形だとし、假りに回転度が定格回転度よりも小なる場合を考へるならば、圓周速度は定格速度 \overline{Ba} に對して $\overline{Ba'}$ のやうに小となる。

回転度が小となれば揚水量も小となり、その結果放射流出速度が $\overline{db} = v_2$ から $\overline{db'}$ に減じたとすれば、この時の出口の速度三角形は $Ba'b'$ となる。

若しこの際 $\overline{Bb'}$ が \overline{Bb} 線上に重なれば、水は衝突なしに導羽根の中に流入し、ヘッドの損失を來さないけれども、然らざるならば、 $\overline{b'e}$ を \overline{Ba} に平行に引けば、速度 $\overline{Bb'}$ が速度 \overline{Be} に激變する結果、 $\frac{\overline{b'e}^2}{2g}$ なるヘッドの損失を惹き起すことになる。

導羽根入口に起る以上の如き流體損失は、導羽根入口に於ける水の絶對速度の急激なる變化に歸因するのであつて、若

しこの變化があつてもそれが急激に起らなければ、この損失は左ほど大なるものではない。

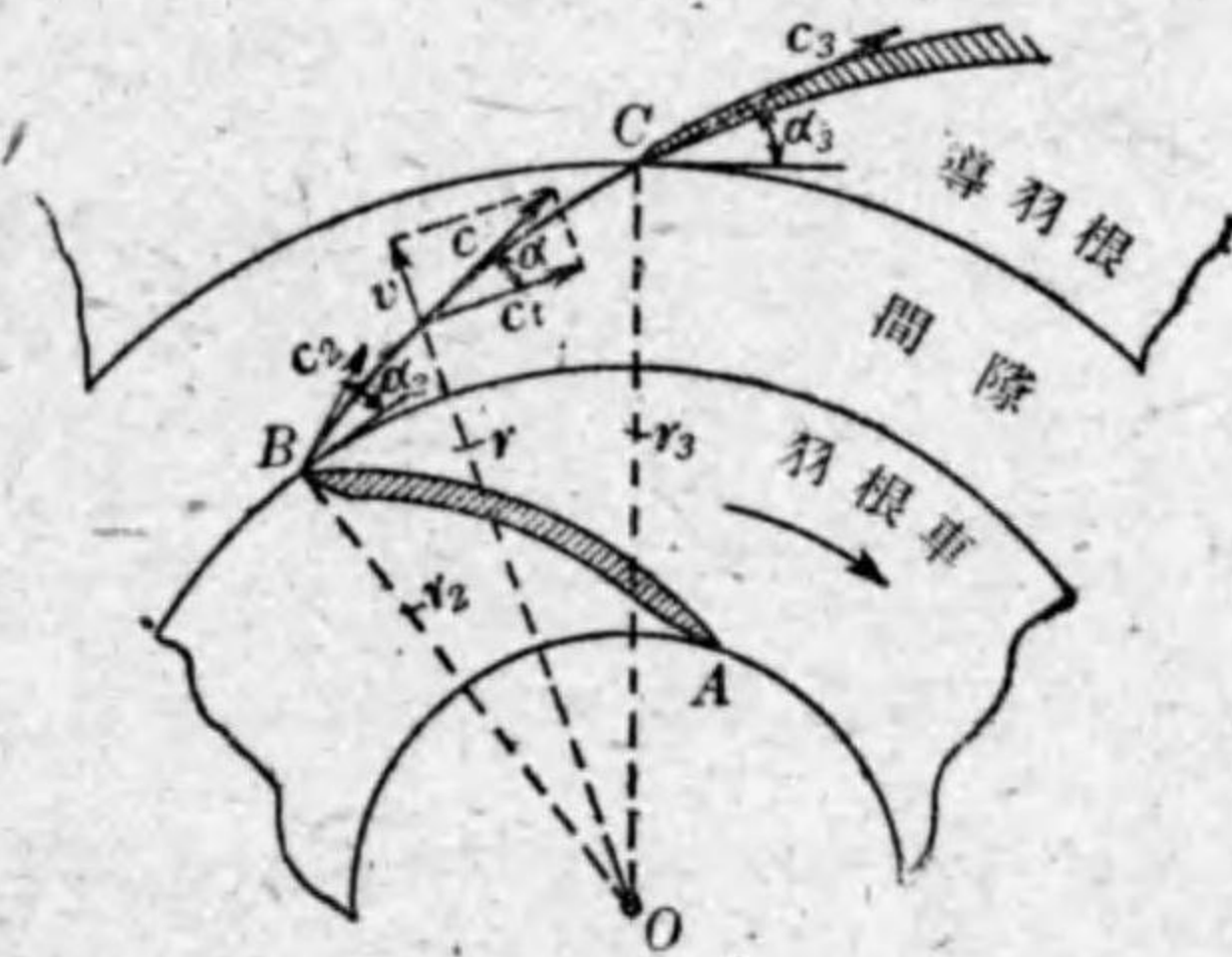
羽根車出口と導羽根入口との間の間隙の中でこの變化が起るのであるから、この間隙が狭ければそれだけ急激にこの變化が起らざるを得ない。さればこの間隙は相當の廣さを有せしむることがポンプの效率を大ならしむる上に於て肝要で、それは第74項(136頁)に述べたる事實に照しても必要なることである。

しかし間隙を廣くすればそれだけポンプの外徑が増し、ポンプが大形となるから、それを餘り廣く造ることはまた好まじきことではない。

76. 間隙の中に於ける水の流動 羽根車出口と導羽

根入口との間の間隙は何等障害物のない開放せられたる空所であつて、この中に於ける水の運動はエネルギー一定なる自然流動である。

自然流動にあつては、流體の回轉する圓周速度はその半径に反比例するからして [(97)式, 99頁], 今間隙の中の半径 r なる位置に於ける水の圓周速度を α とすれば(第61圖),



第 61 圖

間隙の中の水の流動

$$cr=C$$

但しCは或る定数である。

又この點に於ける水の放射速度をv、絶對速度をcとし、cが圓周方向に傾く角をαとすれば、

$$\alpha = \frac{v}{\tan \alpha}$$

故に $\frac{vr}{\tan \alpha} = C$

間隙の兩壁は通例平行であるから、兩壁間の幅をbとすれば、bは一定である。されば

$$2\pi r b v = Q_e$$

或は $vr = \frac{Q_e}{2\pi b}$

これを上式に代入すれば、

$$\frac{Q_e}{2\pi b \tan \alpha} = C$$

故に $\tan \alpha = \frac{Q_e}{2\pi b C} = \text{一定}$

よつて $\alpha = \text{一定}$

即ち間隙の中の水の流れは傾斜角αの一定なる流れである。さればこの中の流動の徑路は對數的渦線を呈すること、側壁の平行なる渦室内に於ける流れと同じである(第60項, 99頁参照)。故に羽根車出口に於ける水の絶對流出速度の傾斜角がα₂ならば、導羽根に流入する傾斜角α₃はα₂に等しい。即ち

$$\alpha = \alpha_2 = \alpha_3 \dots \dots \dots (133)$$

次に $c = \frac{v}{\sin \alpha} = \frac{Q_e}{2\pi r b \sin \alpha}$

故に $cr = \frac{Q_e}{2\pi b \sin \alpha} = \text{一定}$

即ち間隙内の水の絶對速度はその半徑に反比例する。よつて次の關係を得る。

$$cr = c_2 r_2 = c_3 r_3 = \text{一定} \dots \dots \dots (134)$$

故に $c_3 = \frac{c_2 r_2}{r_3} \dots \dots \dots (135)$

間隙は通例餘り廣く造らない。従つてr₂とr₃との差はr₂に比較して通例甚だ小さいから、c₃は大凡c₂に等しい。

77. 導羽根の出口 導羽根の出口は開放せる容器に接

續する所で、羽根車の出口と同じくこゝで水の速度は急に減小するために、ヘッドの損失を起す。

今こゝの水の流出速度をc₄、その放射速度をv₄、傾斜角をα₄、直徑をD₄、幅をb₄とすれば(第62圖, 144頁)(第36圖, 94頁参照)、

$$v_4 = \frac{Q_e}{\epsilon_4 \pi D_4 b_4} \dots \dots \dots (136)$$

ε₄は羽根のために狭められたる面積の縮小率で、羽根の厚さをt₄、ピッチをp₄とすれば、(38)式(51頁)に照し、

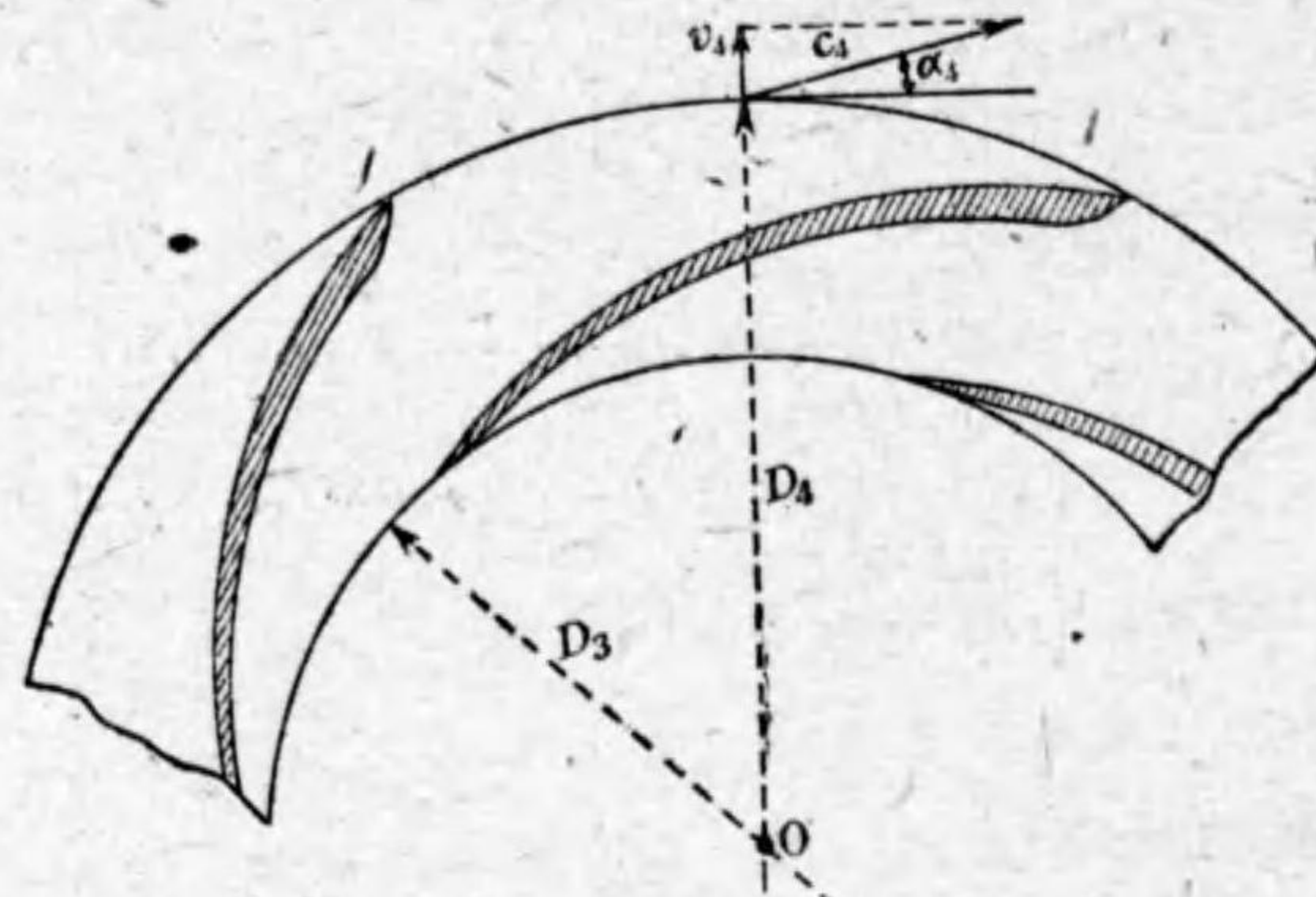
$$\epsilon_4 = 1 - \frac{t_4}{p_4 \sin \alpha_4} \dots \dots \dots (137)$$

ε₄の値は大凡次の如きものと見て大差がなからう。

$$\epsilon_4 = 0.90 - 0.95$$

さて $c_4 = \frac{v_4}{\sin \alpha_4}$

導羽根を出づればそこは羽根を備へざる空所であるから導羽根を出たばかりの放射速度を v_4 とすれば、



第 62 圖
導羽根の出口

$$v_4 = \frac{Q_e}{\pi D_4 b_4} \dots\dots\dots (138)$$

導羽根を出たばかりの速度を c_4 とすれば、

$$c_4 = \frac{v_4}{\sin \alpha_4}$$

以上の 2 式より、

$$\frac{c_4}{v_4} = \frac{1}{\sin \alpha_4}$$

然るに (136) (143 頁), (138) の 2 式より、

$$\frac{v_4}{v_4} = \epsilon_4$$

故に

$$\frac{c_4}{v_4} = \frac{v_4}{v_4} = \epsilon_4 \dots\dots\dots (139)$$

斯くの如く導羽根出口に於て水の速度は c_4 から c_4' に減少し、若しこの變化が急激に起ればそこに $\frac{(c_4 - c_4')^2}{2g}$ なるヘッドの損失を來す。この損失を h にて表せば、

$$h = \frac{(c_4 - c_4')^2}{2g} = (1 - \epsilon_4)^2 \frac{c_4^2}{2g} \dots\dots\dots (140)$$

故に上に與へたる ϵ_4 の値を以てすれば、

$$h = (0.0025 - 0.01) \frac{c_4^2}{2g}$$

この損失を小ならしむるには、羽根車出口の場合と同じく、羽根は成るべく薄く、その数は成るべく少く、且つ先端は銳利に尖らし、以て c_4 より c_4' に移る速度の變化を成るべく緩やかならしめねばならぬ。

直列ポンプ(117項)では、送出管に接續する最後の段の導羽根は第62圖に示すが如き形狀に造るけれども、他の段の導羽根は、その次の段の羽根車の吸込みの中心部に向つて外方から内方に放射的に水を導き集むるために、導羽根出口の方向を放射的に造る。この場合に第62圖に示すが如き薄き羽根を用ゐると擴大率が非常に大となり、水の擾亂が烈しく起ることになるから、これを避くるために、第63圖(146頁)に示すやうに羽根の外端を甚しく厚形に造る。

今この外端の厚さを t_4 とし、羽根の数を n_4 とすれば、

$$c_4 = v_4 = \frac{Q_e}{(\pi D_4 - n_4 t_4) b_4} \dots\dots\dots (141)$$

この場合には導羽根を流出したる速度 c_4' は、 $t_4=0$ に該當する速度であるから、

$$c_4' = \frac{Q_e}{\pi D_4 b_4}$$

故に

$$h = \frac{(c_4 - c_4')^2}{2g}$$

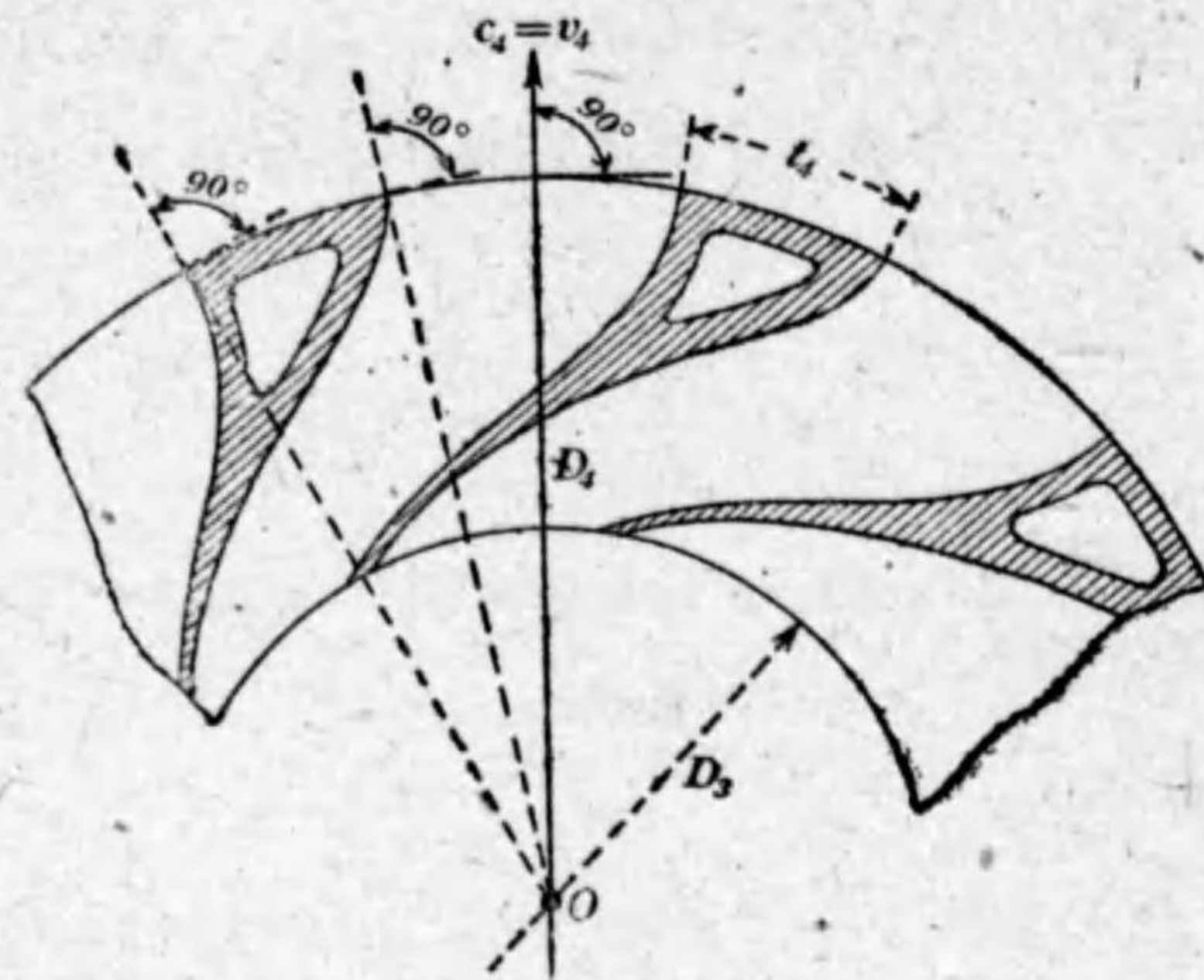
$$= \frac{1}{2g} \left(\frac{Q_e}{b_4} \right)^2 \left(\frac{1}{\pi D_4 - n_4 t_4} - \frac{1}{\pi D_4} \right)^2$$

即ち
$$h = \frac{1}{2g} \left[\frac{n_4 t_4 Q_e}{\pi D_4 b_4 (\pi D_4 - n_4 t_4)} \right]^2 \dots\dots\dots (142)$$

この損失を避くるためには、斯くの如く厚き羽根の外端はそのまま放置せず、それを次の段の吸込みに向つて水を導く間次第に薄くして、 $c_4=v_4$ が急激の變化なしに次の段の吸込みの速度 c_2 となるやうに、水の通路を造らなければならぬ。

78. 導羽根の内部 導羽根を通過する間に水の速度は c_3 から c_4 に變はり、その時の流體損失は羽根車内部に於ける損失と同じく、流體摩擦抵抗によるものと形状抵抗によるものとの和である。

水に接觸する羽根並に兩壁面は出来るだけ平滑ならしめ、

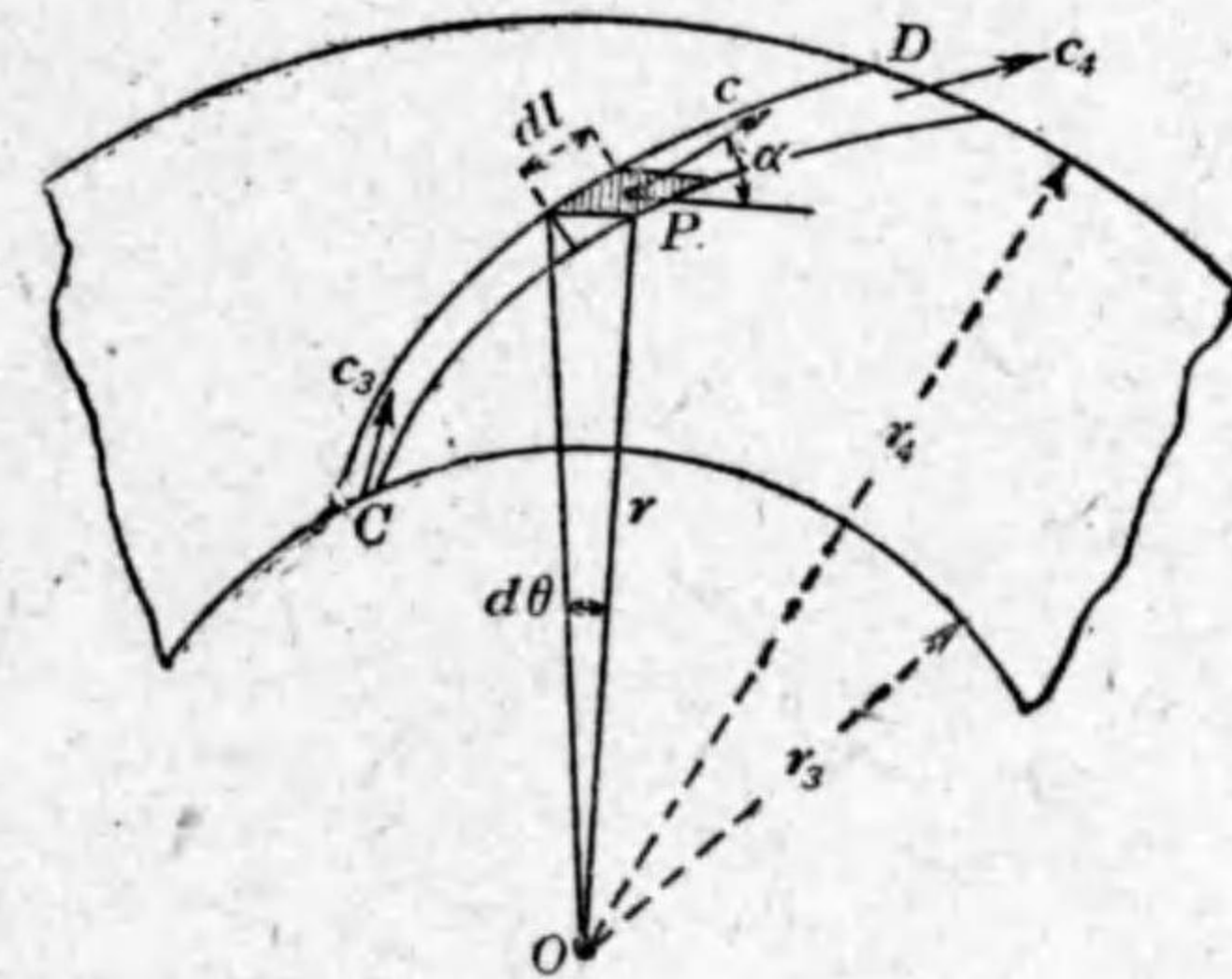


第 63 圖 直列ポンプの導羽根

羽根の曲面は曲率半徑の變化が入口から出口に到る間餘り急でないやうにし、しかも通路の擴大率が 0.17 以下で成るべく小なるやうにすること(第71項,129頁参照)などは、摩擦抵抗及び形状抵抗を小ならしむる上に於て重要なことである。なほ羽根の數とその長さとは、この2種の流體抵抗の和が最小であるやうにすることが、導羽根として最も肝要なる條件で、これ等は凡て羽根車の場合と同じ理論に當てはまるものである。

79. 渦室内の抵抗 渦室内の流體抵抗は、側壁に接觸して流るゝ水の摩擦抵抗と擴大率による形状抵抗との和である。

今 CD を渦室内に於ける流れの流管とし(第64圖)、その或る點 P に中心を有し、 $rd\theta$ と dl とを2邊とする平行四邊形の斷面形を具へ、幅 b なる水の



第 64 圖 渦室内の流體抵抗

微小柱體を考ふれば(第39圖, 100頁参照)、この流管の厚さは $rd\theta \sin \alpha$ であるから、この柱體が側壁の1面に接觸する面の大きさは $rd\theta \sin \alpha \cdot dl$ である。故に2つの側壁に接觸する面の總計は $2rd\theta \cdot dl \sin \alpha$ である。

さればこの柱體の速度が c ならば、それに働く摩擦力 dF は、

$$dF = f \cdot 2rd\theta \, dl \sin a \cdot c^2$$

但し f は接觸面の粗滑による流體摩擦係數である。故に渦室全體に働く摩擦力を F とすれば、

$$F = 2f \int_0^l \int_0^{2\pi} c^2 r \sin a \, d\theta \, dl$$

水は中心 O のまはりに整一に流動すると考へらるゝから、 c, r 及び a は流線の長さ l のみの函数で、中心角 θ には無關係である。故にこの式は次の如くなる。

$$F = 4\pi f \int_0^l c^2 r \sin a \, dl$$

これに (116) 式 (110頁) の c の値を代入して計算すれば、

$$F = 4\pi f (r_3 b_3 c_3 \sin a_3)^2 \int_0^l \frac{dl}{rb^2 \sin a} \dots \dots \dots (143)$$

さてこの摩擦力のために半径 r_4 なる渦室の外圍は、半径 r_3 なるその内圍に對して壓力の減小を來す。今この壓力減小を Δp とし、その働く面を渦室の内外面の平均面だとすれば、

$$F = 2\pi \left(\frac{r_3 + r_4}{2} \right) \left(\frac{b_3 + b_4}{2} \right) \Delta p = \frac{\pi}{2} (r_3 + r_4) (b_3 + b_4) \Delta p$$

$\frac{\Delta p}{\gamma}$ は流體摩擦のために失はるゝヘッドである。よつてこれを h_f にて表せば、

$$\Delta p = \gamma h_f$$

されば、
$$F = \frac{\pi}{2} \gamma (r_3 + r_4) (b_3 + b_4) h_f$$

これと (143) 式とより h_f を求むれば、

$$h_f = \frac{8f(r_3 b_3 c_3 \sin a_3)^2}{\gamma (r_3 + r_4) (b_3 + b_4)} \int_0^l \frac{dl}{rb^2 \sin a}$$

なほ $\frac{8gf}{\gamma}$ を λ にて表せば、⁽¹⁾

$$h_f = 2\lambda \frac{(r_3 b_3 \sin a_3)^2}{(r_3 + r_4) (b_3 + b_4)} \cdot \frac{c_3^2}{2g} \int_0^l \frac{dl}{rb^2 \sin a} \dots \dots \dots (144)$$

故に渦室内の損失へッ F を流體摩擦損失のみと考へるならば、(117) 式 (110頁) の ζ の値は次の如きものである。

$$\zeta = 2\lambda \frac{(r_3 b_3 \sin a_3)^2}{(r_3 + r_4) (b_3 + b_4)} \int_0^l \frac{dl}{rb^2 \sin a} \dots \dots \dots (145)$$

若し側壁が平行ならば、 $b = b_3 = b_4$ 、 $a = a_3$ であるから、(144) 式は次の如くなる。

$$h_f = \lambda \frac{r_3^2 \sin^2 a_3}{(r_3 + r_4) b_3} \cdot \frac{c_3^2}{2g} \int_0^l \frac{dl}{r}$$

然るに $dl \sin a = dr$

故に $a = a_3$ なる場合には、

$$dl = \frac{dr}{\sin a} = \frac{dr}{\sin a_3}$$

されば
$$\int_0^l \frac{dl}{r} = \frac{1}{\sin a_3} \int_{r_3}^{r_4} \frac{dr}{r} = \frac{1}{\sin a_3} \log \frac{r}{r_3}$$

よつてこれを上式に代入すれば、

(1) この係數 λ は、直径 d なる圓管に速度 v を以て水が流るゝ時の流體摩擦ヘッドを計算する公式

$$h_f = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$$

の λ と同じ値である。

$$h_f = \lambda \frac{r_3^2}{(r_3+r_4)b_3} \cdot \frac{c_3^2}{2g} \log \frac{r_4}{r_3} \dots\dots\dots(146)$$

従つて
$$\zeta = \lambda \frac{r_3^2}{(r_3+r_4)b_3} \log \frac{r_4}{r_3} \dots\dots\dots(147)$$

次に形状抵抗によるヘッドの損失を h_c とすれば、

$$h_c = \xi \frac{c_3^2}{2g} \dots\dots\dots(148)$$

ξ は擴大率に關係ある實驗的係數で、この値を知るには實驗的研究に俟たねばならぬけれども、多くの場合に側壁は平行で、その場合の形状抵抗は摩擦抵抗に比較すると甚だ小なるものであるから、流體損失は摩擦損失がその全體であるとしても大差がない。

iv. 容器の抵抗

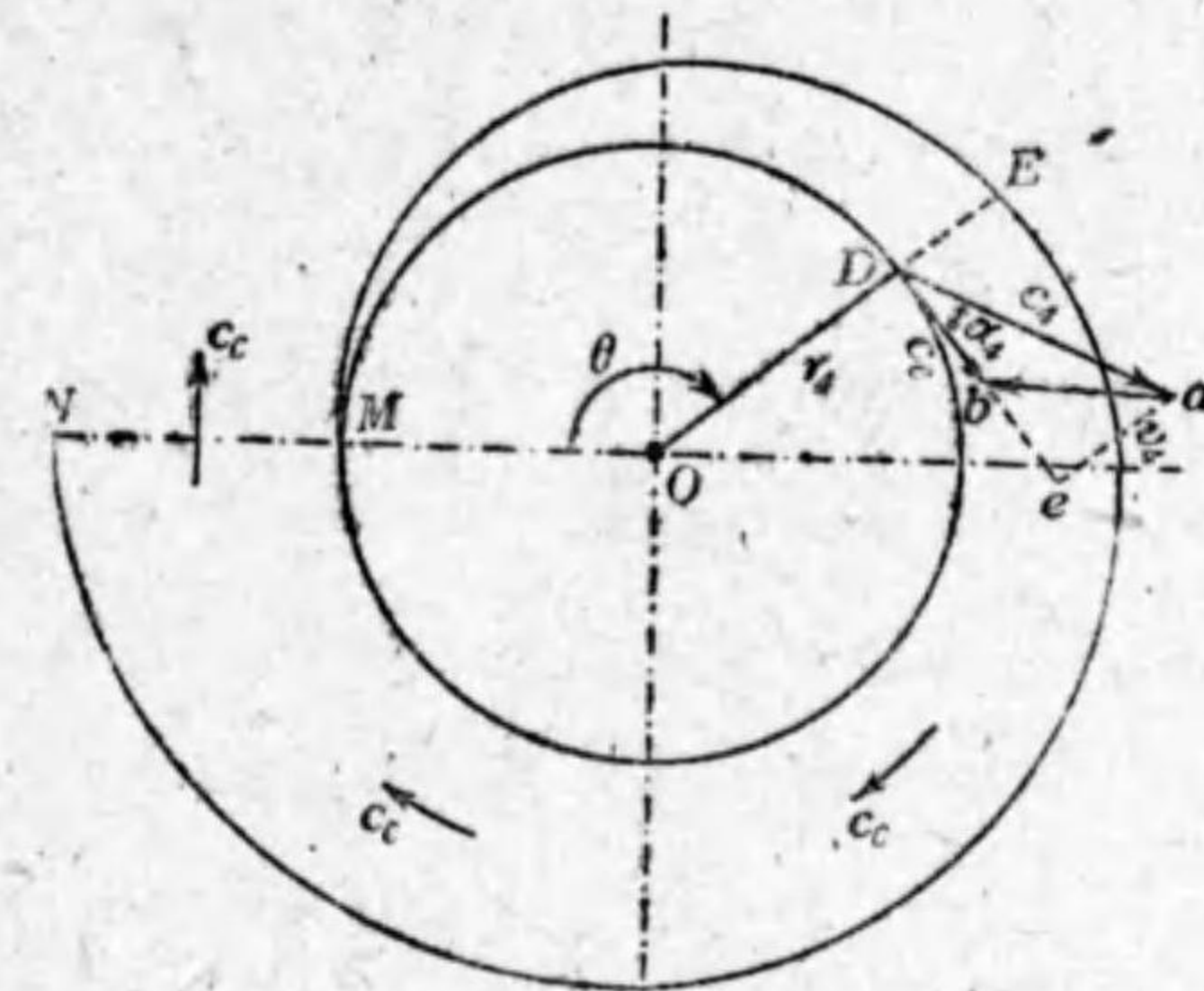
80. 渦形容器⁽¹⁾ 羽根車から直接に、或は羽根車から導羽根又は渦室を経て流出する水を、順次に集めて送出管に導くには、それが通路たる容器の形は勢ひ渦形でなければならぬ(第65圖)。故にこの如き形ちの容器を渦形容器(Spiral casing)と稱へる。

さて水は圓周方向に對して α_1 なる傾斜をなす方向に、 c_1 なる速度を以て容器内に流入するのであるから、容器内の水の平均速度を c_c とすれば、容器内に流入する D なる點に於て水

(1) 東北帝國大學工學報告第 11 卷第 3 號 (昭和九年九月) 著者の Notes on the Design of a Propeller Pump and of the Spiral Casing of a Centrifugal Pump (英文) 參照

の速度は c_1 から急に c_c に變はり、 $\frac{ab^2}{2g}$ なるヘッドの損失を起す。

容器内に流入する速度 c_1 並に傾斜角 α_1 は、半徑 r_1 なる圓の全周に沿うて均等であるから、ヘッドの損失をこの圓の全周に沿うて均等ならしむる



第 65 圖 渦形容器に於ける速度の變化

ために、容器内の水の平均速度 c_c を、この圓の全周に沿うて均等ならしむる。つまり容器の總ての斷面を通して水は均等なる平均速度 c_c を以て流るゝやうに容器を造るのである。

MN は半徑 OM が、O を中心とし中心角 2π ラジアンだけ 1 と廻りしたる容器の終端で、そこに送出管を接続するのであるから、この斷面を通過する水量は實水量 Q_c に等しく、この他の總ての斷面、例へば斷面 DE を通過する水量は、OM よりの中心角 θ ラジアンに正比例する理である。故にこの斷面を通過する水量を q とすれば、

$$q = Q_c \frac{\theta}{2\pi}$$

よつてこの斷面積を A とすれば、

$$c_c = \frac{q}{A} = \frac{Q_c \theta}{2\pi A} \dots\dots\dots(149)$$

速度 c_c が容器の總ての断面を通して一定なることを要する結果、断面積 A はその中心角 θ に正比例することを要する。これ容器が渦形を呈する所以である。

渦形容器内の流れは自然流動であるから、流れの圓周速度は r の半徑に反比例する [(97)式, 99頁参照]。されば θ の大なるほど容器の半徑は増し、流れの速度はそれに應じて減するから、平均速度 c_c は容器の出口に近づくほど小となる理である。故に c_c を一定ならしむるためには断面積 A を θ に正比例するよりも小ならしめねばならぬ理である。

しかしこの影響は、渦室内の流體摩擦を考ふるならば、流體摩擦は θ の大なるに従ひ減小するものであるから、 θ の大なる位置に於て断面積を小ならしむる必要は打ち消され、結局一定速度 c_c に正比例したる断面積を具ふるものたらしむればよいこととなる。

81. 渦形容器内の損失 渦形容器に入る時 $\frac{\overline{ab}^2}{2g}$ なるヘッドの損失があり(第65圖, 151頁), それに断面 MN に於て $\frac{c_c^2}{2g}$ なる速度ヘッドが容器から送出管に運び去らる。この速度ヘッドは送出管に向つて水を送り出すために必要なるヘッドであるけれども、容器から見ればこれもまた一種の損失である。故にこの2種の損失の和を h_1 とすれば、

$$h_1 = \frac{\overline{ab}^2}{2g} + \frac{c_c^2}{2g}$$

\overline{Db} 又はその延長線上に a より下したる垂直線を \overline{ae} とす

れば、それは容器内に流入する水の放射速度 v_1 を表す。而して

$$\begin{aligned} \overline{ab}^2 &= \overline{ae}^2 + \overline{be}^2 = \overline{ae}^2 + (\overline{De} - \overline{Db})^2 \\ &= (c_1 \sin a_1)^2 + (c_1 \cos a_1 - c_c)^2 \end{aligned}$$

故に

$$\begin{aligned} h_1 &= \frac{(c_1 \sin a_1)^2}{2g} + \frac{(c_1 \cos a_1 - c_c)^2}{2g} + \frac{c_c^2}{2g} \\ &= \frac{(c_1 \sin a_1)^2}{2g} + \frac{(c_1 \cos a_1)^2}{2g} - \frac{c_c c_1 \cos a_1}{g} + \frac{c_c^2}{g} \end{aligned}$$

$\sin^2 a_1 + \cos^2 a_1 = 1$ なるにより、

$$h_1 = \frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_c c_1 \cos a_1}{g} + \frac{c_c^2}{g} \dots \dots \dots (150)$$

以上2種の流體損失の外にはほヘッドの損失がある。それは容器の壁面によりて起る流體摩擦抵抗と、容器が曲線路であるために起る形状抵抗とである。この2種の流體抵抗の合成したる結果は、それを摩擦抵抗として考へるならば、曲線路なる場合の抵抗は直線路なる場合の $1 + a \frac{r}{R}$ 倍に當る⁽¹⁾。換言すれば直線路内の流體摩擦係数を f とすれば、それが曲線路ならばその流體摩擦係数は $(1 + a \frac{r}{R})f$ である。但し r は線路の半徑、 R は線路の中心線の曲率半徑を表し(第66圖, 154頁)、 a はダイメンションなき定數で、實驗上から定めらるべき値である。

(1) 東北帝國大學工學報告第11卷第1號(昭和八年八月)及び帝國學士院紀事第8卷第8號(昭和七年十月)に著者の Flow in Curved Pipes and Its Stability (英文) 並に機械學會誌第35卷第187號に著者の「曲管内の流れと流れの安定さに就て」参照。

この理論に従へば、渦形容器の中心線の長さ dl の内部に起る流體摩擦及び形狀抵抗の和を dh_2 とすれば、

$$dh_2 = \left(1 + \alpha \frac{r}{R}\right) \frac{f dl}{m} \frac{c_c^2}{2g} \dots\dots\dots (151)$$

但し m は断面の平均水深 (Hydraulic mean depth) である。

(149) 式 (151 頁) より、中心角 θ なる位置の断面積 A は、

$$A = \frac{Q_c \theta}{2\pi c_c}$$

然るに $\frac{Q_c}{c_c}$ は容器の出口の断面 MN

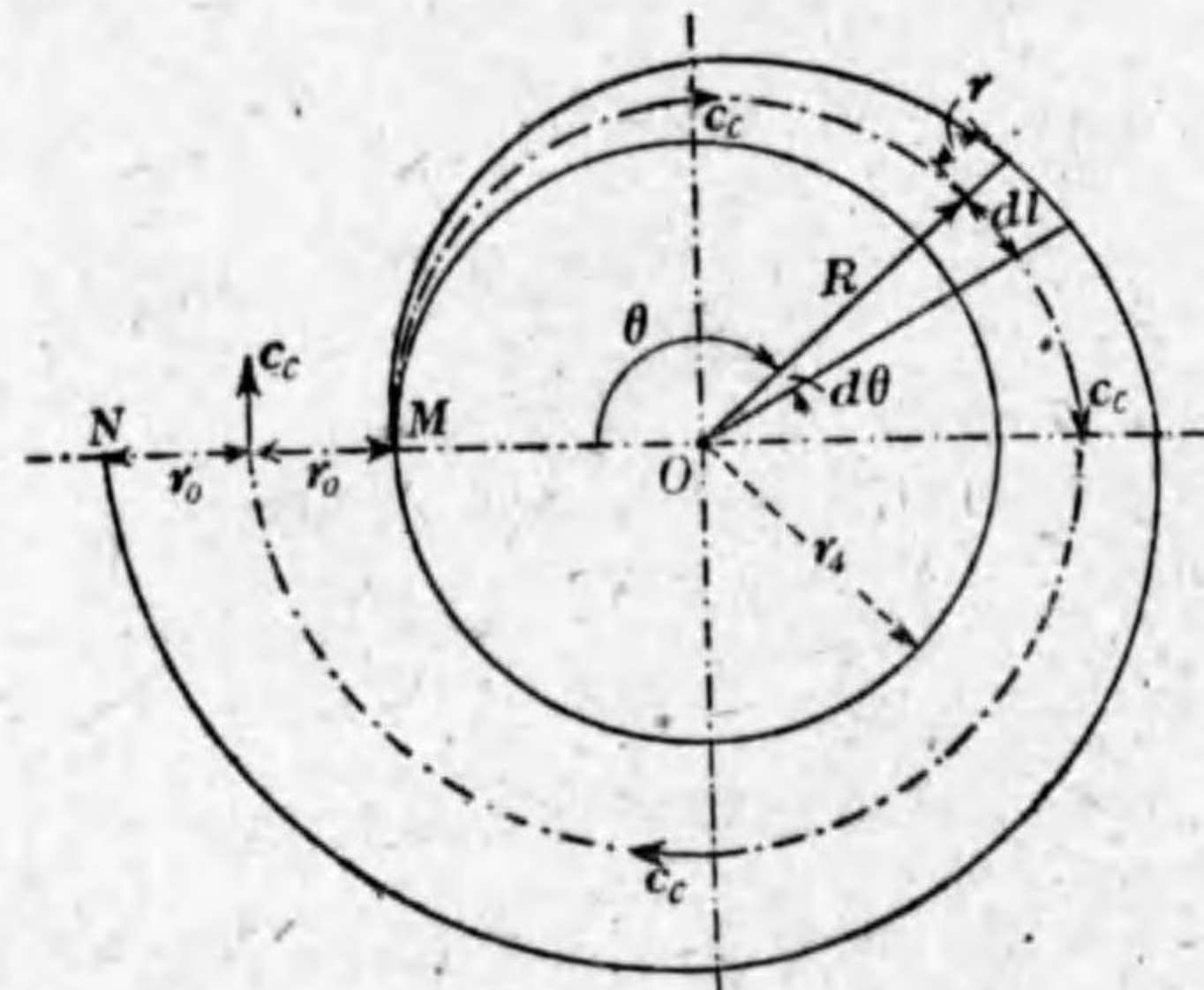
の面積である。故にその面積を A_0 にて表せば、

$$A = A_0 \frac{\theta}{2\pi} \dots\dots\dots (152)$$

即ち断面積はその中心角 θ に正比例する。

さて渦形容器の断面は圓形、四角形、梯形、或はこれ等の多少變形したる形ちに造るけれども、圓形を基礎の形ちど考へて大差がないから、大體に於て断面形は圓形であるとするならば、

$$A = \pi r^2$$



第 66 圖

渦形容器内の流體摩擦及び形狀抵抗

よつて $r = \sqrt{\frac{A}{\pi}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{A_0 \theta}$

然るに断面 MN の半径を r_0 とすれば、

$$A_0 = \pi r_0^2$$

故に $r = r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}} \dots\dots\dots (153)$

従つて $R = r_1 + r = r_1 + r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}$

よつて $\frac{r}{R} = \frac{r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}}{r_1 + r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}}$

而して $dl = R d\theta = \left(r_1 + r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}\right) d\theta$

m は断面積をその接觸線 (Wetted perimeter) の長さにて除したるものであるから、

$$m = \frac{\pi r^2}{2\pi r} = \frac{r}{2} = \frac{r_0}{2} \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}$$

これ等の値を (151) 式に代入すれば、

$$dh_2 = \left(1 + \alpha \frac{r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}}{r_1 + r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}}\right) \frac{f \left(r_1 + r_0 \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}\right) d\theta}{\frac{r_0}{2} \sqrt{\frac{\theta}{2\pi}}} \cdot \frac{c_c^2}{2g}$$

$$= 2f \left(\frac{r_1}{r_0} \sqrt{\frac{2\pi}{\theta}} + 1 + \alpha\right) \frac{c_c^2}{2g} d\theta \quad (1)$$

(1) これで見ると θ 大なるほど摩擦及び形狀抵抗は小さい。即ち容器は出口に近づくほど流體抵抗は減少するのである。

故に容器内に於ける流體摩擦及び形狀抵抗の全額に等しきヘッドを h_2 とすれば、

$$\begin{aligned}
h_2 &= 2f \frac{c_c^2}{2g} \int_0^{2\pi} \left(\frac{r_4}{r_0} \sqrt{\frac{2\pi}{\theta}} + 1 + a \right) d\theta \\
&= 2f \frac{c_c^2}{2g} \left[\frac{2r_4}{r_0} \sqrt{2\pi\theta} + (1+a)\theta \right]_{\theta=0}^{\theta=2\pi} \\
&= 4\pi f \left(\frac{2r_4}{r_0} + 1 + a \right) \frac{c_c^2}{2g} \dots\dots\dots(154)
\end{aligned}$$

なほ $\pi r_0^2 = \frac{Q_c}{c_c}$

故に $r_0 = \sqrt{\frac{Q_c}{\pi c_c}} \dots\dots\dots(155)$

よつてこれを上式に代入して計算すれば、

$$h_2 = 4\pi f r_4 \sqrt{\frac{\pi}{Q_c} \frac{c_c^{\frac{5}{2}}}{g}} + 2\pi f (1+a) \frac{c_c^2}{g} \dots\dots\dots(154a)$$

渦形容器内の損失ヘッドの總額は $h_1 + h_2$ であるから、それを h にて表せば、(150) (153頁), (154a) の2式より

$$h = \frac{c_4^2}{2g} - \frac{c_c c_4 \cos a_4}{g} + \frac{c_c^2}{g} + 4\pi f r_4 \sqrt{\frac{\pi}{Q_c} \frac{c_c^{\frac{5}{2}}}{g}} + 2\pi f (1+a) \frac{c_c^2}{g}$$

即ち $h = \frac{c_4^2}{2g} - \frac{c_c c_4 \cos a_4}{g} + [1 + 2\pi f (1+a)] \frac{c_c^2}{g} + 4\pi f r_4 \sqrt{\frac{\pi}{Q_c} \frac{c_c^{\frac{5}{2}}}{g}} \dots\dots\dots(156)$

82. 渦形容器内の水の速度決定 (156)式を見るに速度 c_c が増せば右邊の第三及び第四項は増すけれども、第二項は却つて減するから、渦形容器内の水の速度が増すとも、一概

に損失或は抵抗が増すとは限らない。斯くの如き場合には、流體抵抗を最小ならしむべき速度 c_c の存在することは見易きことであつて、その如き速度 c_c は、渦形容器内を流動せしむべき水の速度として最も有益なるものであるから、この條件を満足せしむる速度 c_c を求むるために、 Q_c, r_4, c_4, a_4, f 及び a を總て與へられたる値とし、(156)式を c_c にて偏微分してそれを0と置けば、

$$-c_4 \cos a_4 + 2[1 + 2\pi f (1+a)] c_c + 10\pi f r_4 \sqrt{\frac{\pi}{Q_c}} c_c^{\frac{3}{2}} = 0 \dots\dots\dots(157)$$

或は $c_c^{\frac{3}{2}} + \frac{1 + 2\pi f (1+a)}{5\pi f r_4} \sqrt{\frac{Q_c}{\pi}} c_c - \frac{c_4 \cos a_4}{10\pi f r_4} \sqrt{\frac{Q_c}{\pi}} = 0 \dots\dots\dots(157a)$

この式を満足する速度 c_c は求むる速度である。

f は大凡 0.005-0.007 ぐらゐの値であるから、これを $f=0.006$ として上式を計算すれば、

$$c_c^{\frac{3}{2}} + 5.99[1 + 0.0377(1+a)] \sqrt{\frac{Q_c}{r_4}} c_c - 3c_4 \cos a_4 \sqrt{\frac{Q_c}{r_4}} = 0$$

或は $\frac{r_4}{\sqrt{Q_c}} c_c^{\frac{3}{2}} = 3c_4 \cos a_4 - 5.99[1 + 0.0377(1+a)] c_c$

この左右兩邊を2乗すれば、

$$\begin{aligned}
\frac{r_4^2}{Q_c} c_c^3 &= 9(c_4 \cos a_4)^2 - 35.9[1 + 0.0377(1+a)] c_4 \cos a_4 \cdot c_c \\
&\quad + 35.9[1 + 0.0377(1+a)]^2 c_c^2
\end{aligned}$$

これは大凡次の如くに書くことを得る。

$$\frac{r_4^2}{9Q_c} c_c^3 - 4[1 + 0.0377(1+a)]^2 c_c^2 + 4[1 + 0.0377(1+a)] c_c \cos a_1 - (c_c \cos a_1)^2 = 0$$

斯くて c_c と $c_c \cos a_1$ との比を x にて表す、即ち

$$\frac{c_c}{c_c \cos a_1} = x \dots\dots\dots (158)$$

とすれば、上式は次の如くなる。

$$c_c \cos a_1 \frac{r_4^2}{9Q_c} x^3 - 4[1 + 0.0377(1+a)]^2 x^2 + 4[1 + 0.0377(1+a)] x - 1 = 0$$

さて第65圖 (151頁) に於て、

$$c_c \cos a_1 = \overline{De} = \frac{\overline{ae}}{\tan a_1} = \frac{v_c}{\tan a_1}$$

然るに $v_c = \frac{Q_c}{2\pi r_4 b_4}$

故に $c_c \cos a_1 \frac{r_4^2}{9Q_c} = \frac{r_4}{18\pi b_4 \tan a_1}$

これを上式に代入し、なほ直管と曲管とに水を通して実験したる結果によると、 a の値は大凡 15—20 であるから、その平均値として $a=17.5$ として上式を計算すると、次の如き結果を得る。

$$\frac{r_4}{18\pi b_4 \tan a_1} x^3 - 11.5x^2 + 6.8x - 1 = 0 \dots\dots\dots (159)$$

この 3 次方程式を満足する x は、渦形容器内に於て流體損失を最小ならしむる x であつて、それより水の速度 c_c は (158) 式より直ちに定まり、その如き速度を與ふるやうに渦形容器

の各斷面積を造れば、それが最も良好なる容器であると云ふ結果になる。

導羽根も渦室も共に備へざるポンプでは、水は羽根車の出口より直ちに容器内に流入するのであるから、上式に於て r_4 は r_2 に、 b_4 は b_2 に、 a_4 は a_2 に書き變へなければならぬ。

若し假りに容器内に流體摩擦が働かぬものとすれば、 $f=0$ であるから、(157) 式 (157頁) は次の如くなる。

$$-c_c \cos a_1 + 2c_c = 0$$

これより $c_c = \frac{1}{2} c_c \cos a_1 \dots\dots\dots (160)$

これ即ち $x = \frac{1}{2} = 0.5$ なる場合である。されば摩擦抵抗がないならば、容器内の水の最も良好なる速度は、容器内に流入する水の圓周速度 $c_c \cos a_1$ の $\frac{1}{2}$ 即ち $x=0.5$ なる如き速度である。

しかし f が 0 でなければ、 c_c は $f=0$ なる場合よりも小でなければならぬことは (157) 式 (157頁) によりて明らかであるから、(159) 式を満足する眞正の x の値は、0.5 よりも小でなければならぬ。斯くて所要の x の値は大凡次の如きものと想像せらるゝ。

$$x = \frac{c_c}{c_c \cos a_1} = 0.35 - 0.45$$

(159) 式を満足する x の値を定むるには、豫め r_4 、 b_4 及び a_4 を與へ、 x に二三適宜の値を假定してこの式の左邊を計算し、それが 0 となる如き x の値を補挿法 (Interpolation) によりて定

むればよい。

83. c_c を求める計算の例 (159)式 (158頁)によりて x を求め、次に (158)式 (158頁)によりて c_c を定める計算例として、 Q_c, r_4, b_4 及び α_4 が次の如き値だとする。

$$Q_c = 47 \text{ l/s} = 0.047 \text{ m}^3/\text{s},$$

$$r_4 = 25 \text{ cm} = 0.25 \text{ m},$$

$$b_4 = 1.9 \text{ cm} = 0.019 \text{ m},$$

$$\alpha_4 = 8^\circ 30', (\tan \alpha_4 = 0.1495)$$

故に
$$\frac{r_4}{18\pi b_4 \tan \alpha_4} = \frac{0.25}{18\pi \cdot 0.019 \times 0.1495} = 1.56$$

よつて (159) 式 (158頁) は次の如くなる。

$$1.56x^3 - 11.5x^2 + 6.8x - 1 = 0$$

或は
$$x^3 - 7.37x^2 + 4.36x - 0.641 = 0$$

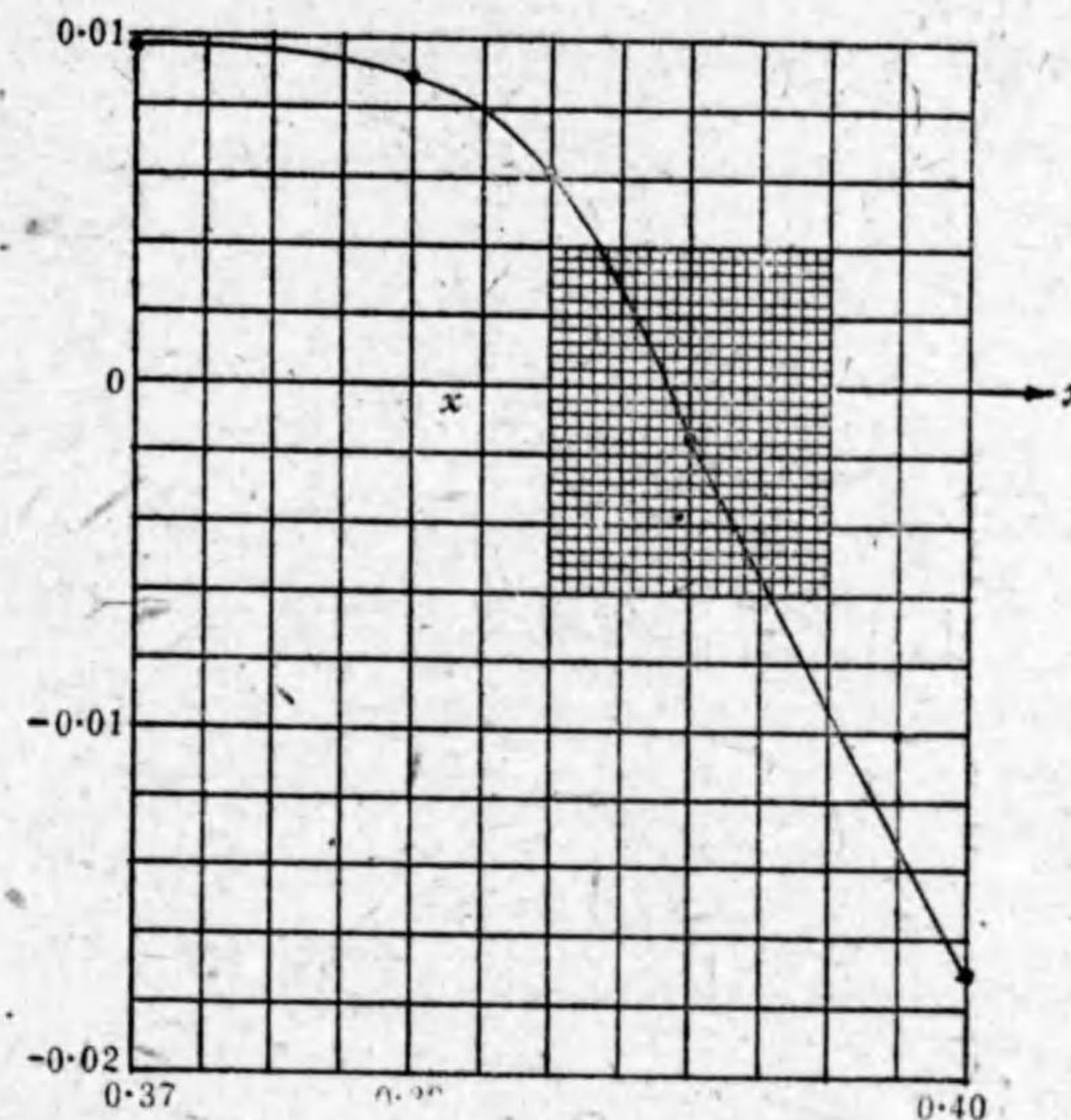
さて試みに $x=0.37$ とすればこの方程式の左邊は $+0.0096$ となり、 $x=0.4$ とすればそれは -0.017 となるから、この方程式を満足する x は、 $x=0.37$ と $x=0.4$ との間にあることが判かる。

これを更に $x=0.38$ 及び $x=0.39$ を以て計算すれば、この方程式の左邊は夫々 $+0.0089$ 及び -0.0017 となるから、求める x は 0.38 と 0.39 との間にあつて、しかも 0.39 に甚しく近い値であることが判かる。

よつて更に $x=0.385$ を以て計算すればそれは $+0.006$ となる。故に求める x は 0.385 と 0.39 との間にあることを知り、しかもなほ 0.39 に近い値であることが判かる。

されば $x=0.39$ として差支へないけれども、若しもそれを更に正確に求める必要があるならば、以上與へたる x とそれを

以て計算したる方程式の値とを次の如き表に記録し、兩者を直角座標軸上にとつて第67圖に示すが如き曲線を引き、それが x 軸を切る點の x の値を読めば、それは $x=$



第 67 圖
渦形容器内の水の速度 c_c を定める補挿法

が x の確實なる値である。

x の 値	0.37	0.38	0.385	0.39	0.40
方程式の値	+0.0096	+0.0089	+0.006	-0.0017	-0.017

次に
$$v_4 = \frac{Q_c}{2\pi r_4 b_4} = \frac{0.047}{2\pi \cdot 0.25 \times 0.019} = 1.575 \text{ m/s}$$

故に
$$c_c \cos \alpha_4 = \frac{v_4}{\tan \alpha_4} = \frac{1.575}{0.1495} = 10.5 \text{ m/s}$$

されば $x=0.39$ を以てすれば、(158)式 (158頁) により、

$$c_c = 0.39 \times 10.5 = 4.1 \text{ m/s}$$

これ即ち求める渦形容器内の水の速度である。

従つて容器の出口 MN の断面積は(第65圖, 151頁参照),

$$A_0 = \frac{Q_c}{c_c} = \frac{0.047}{4.1} = 0.0115 \text{ m}^2$$

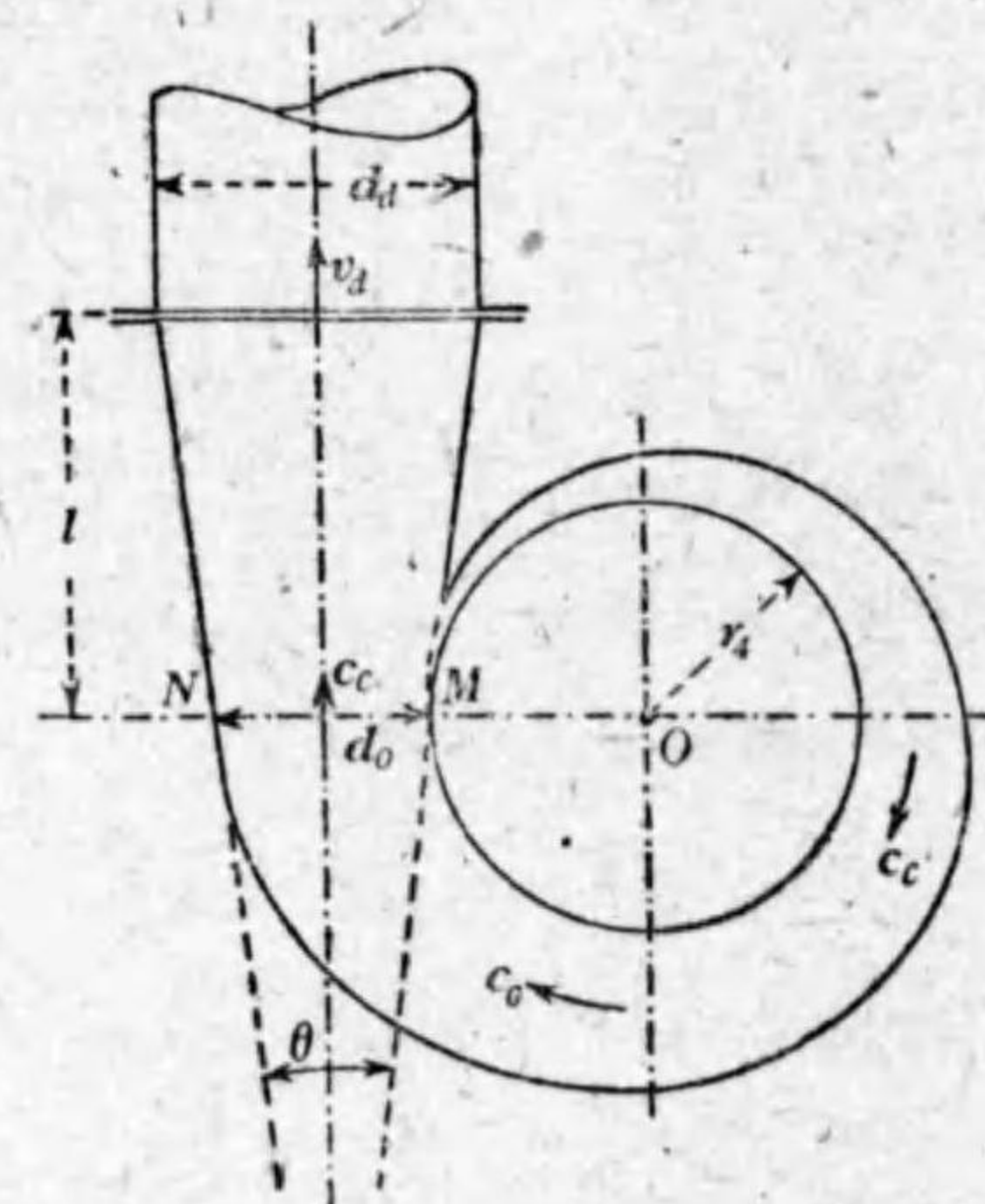
故にその断面が圓形ならば, その直径 d_0 は,

$$d_0 = 2r_0 = 2\sqrt{\frac{A_0}{\pi}} = 2\sqrt{\frac{0.0115}{\pi}} = 0.121 \text{ m}$$

或は $d_0 = 12.1 \text{ cm}$

84. 送出管へ圓錐管の接続 送出管内の水の平均速

度 v_d は, 渦形容器内の水の平均速度 c_c よりも概して小さい。従つて送出管の直径は通例容器の出口の直径 d_0 よりも大きいから, 容器の末端 MN と送出管との間に適當なる圓錐形の管を挿入して, 速度 c_c が靜かに送出管内の速度 v_d に減するやうに装置しなければならぬ(第68圖)。



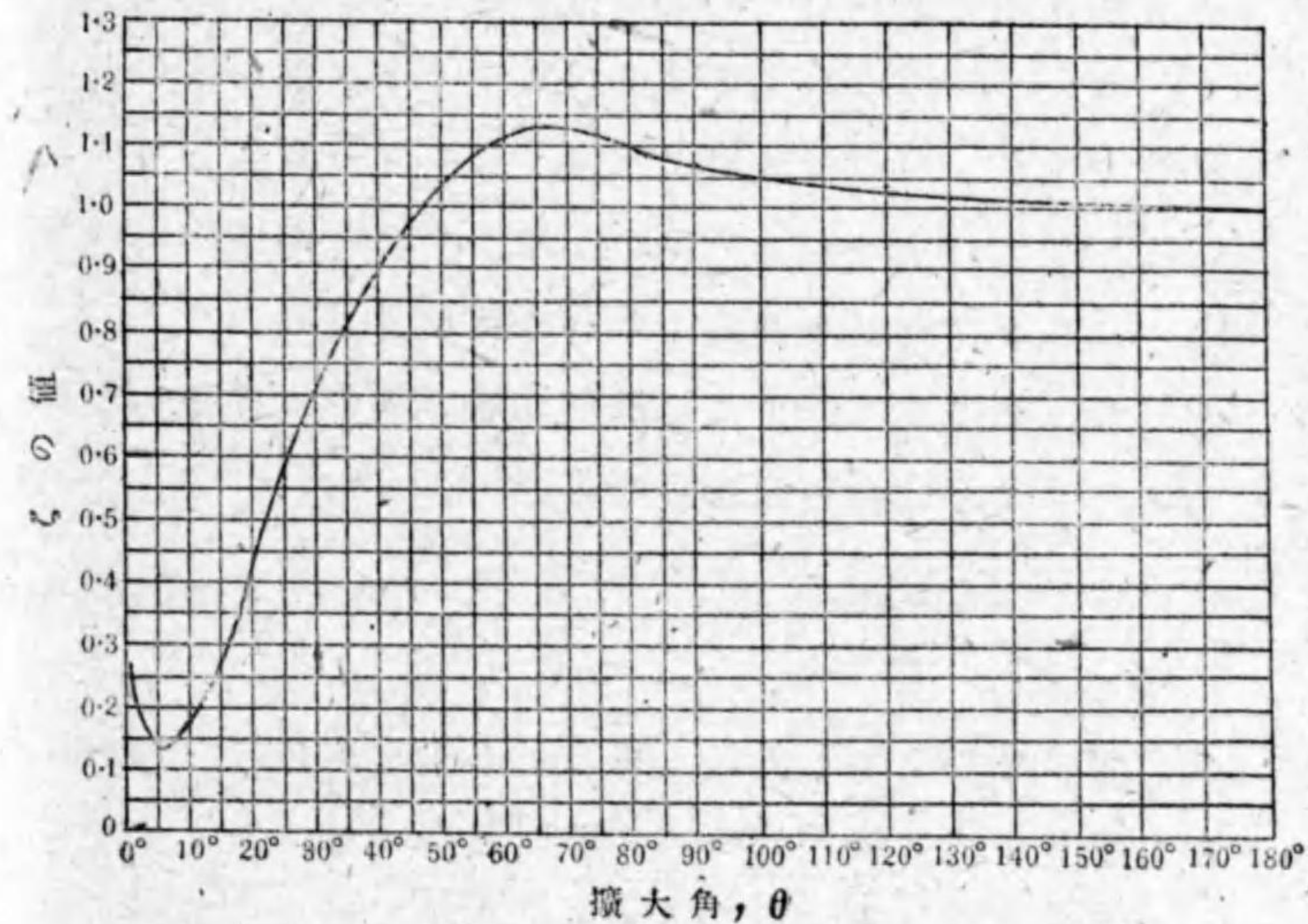
第 68 圖

圓錐管の細き方より太き方に向つて水を通してその速度が次第に減する場合には, ヘッドの損失は $\frac{(c_c - v_d)^2}{2g}$ に正比例し, それを h にて表すと, h は

一般に次の如き式にて表さるゝ。

$$h = \zeta \frac{(c_c - v_d)^2}{2g} \dots \dots \dots (161)$$

ζ は實驗によつて定めらるべき抵抗係數で, これに関するギブソン (A. H. Gibson, 1910) の實驗の結果によると, ζ は主として圓錐の頂角 θ によるもので, $\theta = 5^\circ 30'$ 即ち大約 $\theta = 6^\circ$ の時に ζ は最小でその値 0.135, θ がこれよりも小さくとも大きくとも ζ は共に増し, θ が $5^\circ 30'$ よりも大きくなると ζ は急に増し,



第 69 圖

圓錐管内に擴大する水の流の抵抗係數が圓錐の頂角に對する關係 $\theta = 65^\circ$ に於て ζ は最大でその値大凡 1.13 となり, これより θ が増せば ζ は幾分づゝ減じ, $\theta = 90^\circ$ に於て $\zeta = 1.07$, $\theta = 120^\circ$ に於て $\zeta = 1.04$, 斯くて次第に θ が大きくなるに従つて ζ は次第に

1 に近づき、 $\theta=180^\circ$ になると正に $\zeta=1.0$ となる。

なほこの関係を表にて示せば大約次表に示すが如くであり、それを圖表にて示すと第69圖(163頁)の如くである。

圓錐の頂角, θ	1°	5°30'	10°	20°	40°	65°	90°	120°	180°
抵抗係數, ζ	0.25	0.135	0.175	0.43	0.88	1.13	1.07	1.04	1.2

以上の實驗的結果に徴すると、圓錐の頂角が大約 6° であるやうに圓錐管を造ればそれが最も流體損失の小なるものとなる。しかし $\theta=6^\circ$ の如き小なる角にする時は、圓錐部の長さが甚だしく長くなつて構造上不便となるから、實際には θ を 15° 以上 20° 位にすることが多い。斯くすれば流體損失は増すことになるけれども、構造上それは止むを得ぬ。

送出管の直徑を d_a とすれば、渦形容器の末端の直徑 d_0 と圓錐管の長さ l とは次の關係になる。

$$l = \frac{d_a - d_0}{2 \tan \frac{\theta}{2}} \dots \dots \dots (162)$$

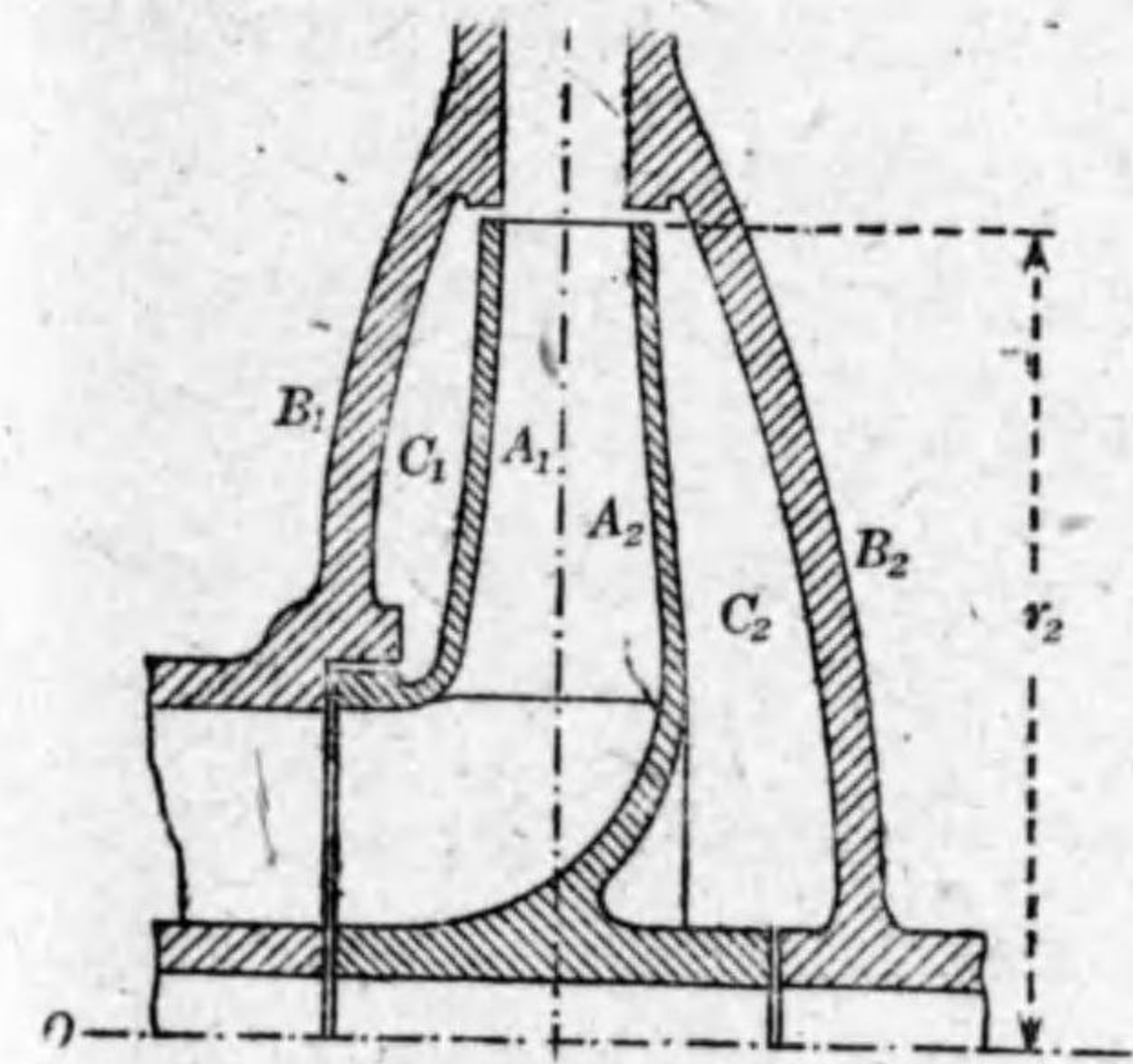
d_0 が却つて d_a よりも大なる場合があるとすれば、 d_a は d_0 よりも小となり、水は圓錐管内に次第に速度を増すことになる。この如き場合には流體損失は、速度が次第に減する場合に比して著しく小なるものであるから、圓錐管は任意の頂角のものを使用してもさしたる害はない。

送出管の中心線をポンプの中心に一致せしめて送出管の重量をポンプの脚にて支へしむれば、ポンプの据付けが非常

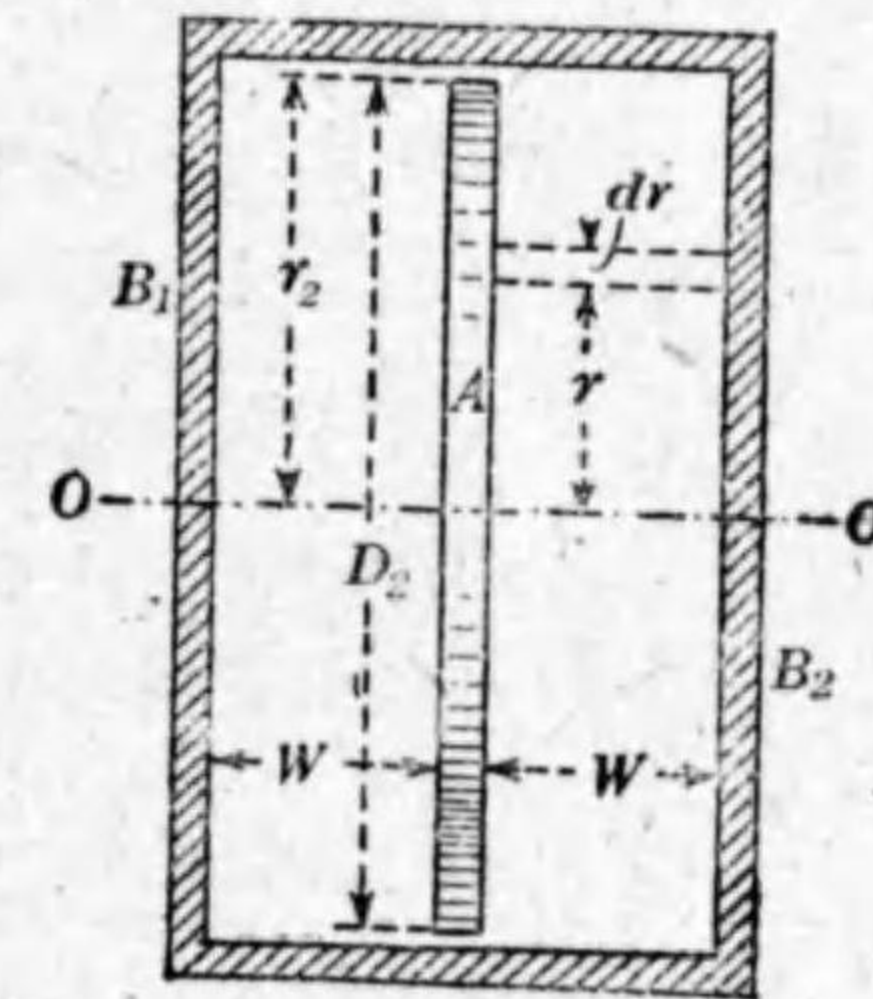
に容易になる。斯くするには圓錐部を第35圖(93頁)に示すが如くに甚だ不自然なる形狀に彎曲せしめねばならぬが、斯かる彎曲圓錐管に於ける流體損失は、直圓錐管に於ける損失に比して甚しく大なるものであるから、ポンプの效率は害され、製作もまた甚だ困難となる。

V. 圓盤摩擦抵抗

85. 圓盤摩擦 羽根車の2つの側壁 A_1, A_2 と容器の兩壁 B_1, B_2 との間には C_1, C_2 なる隙間がある(第70圖)。この隙



第70圖 羽根車側壁の圓盤摩擦



第71圖 圓盤摩擦を計算する略圖

間には水が充滿し、それが羽根車のために回轉され、しかもこの水は静止せる容器と運動せる羽根車との間に挟まれてゐるために、この水を回轉するために或るエネルギーが必要で、その力を圓盤摩擦(Disc friction)と稱へる。

第71圖(165頁)は第70圖の羽根車側壁の圓盤摩擦を計算し易からしむるために畫き變へた圖面で、 B_1, B_2 は水を充滿して密閉したる圓筒形の容器、その中にAなる圓盤を置き、それを圓筒の軸OOを軸として回轉せしむる。然る時は B_1 及び B_2 とAとの間は隙間で、この中の水はAのために回轉せられて圓盤摩擦を起す。

今圓盤Aの面上に半径 r 、厚さ dr なる極めて薄き圓環形の面を考へれば、その面積は $2\pi r dr$ で、この面の摩擦に引かれて回轉せらるゝ水の平均角速度を ω_m とすれば、この面が水と摩擦合ふ平均圓周速度は $\omega_m r$ である。故に盤面の流體摩擦係数を f とすれば、この面に働く流體摩擦抵抗は $f \cdot 2\pi r dr \cdot (\omega_m r)^n$ である。但し n は盤面の粗滑に關係する指數で、概して2よりもやゝ小なる値である。

故にこの摩擦抵抗が軸心に及ぼす力のモーメントを dM とすれば、

$$dM = f \cdot 2\pi r dr \cdot (\omega_m r)^n \cdot r = 2\pi f \omega_m^n r^{n+2} dr$$

隙間は羽根車の兩側にあるから、圓盤摩擦を起す面は圓盤の兩面である。よつてこの結果を2倍し、それを半径 r_0 から羽根車の外半径 r_2 まで積分して圓盤摩擦のモーメントの總計を求め、それを M とすれば、

$$M = 4\pi f \omega_m^n \int_{r_0}^{r_2} r^{n+2} dr = \frac{4\pi f \omega_m^n}{n+3} (r_2^{n+3} - r_0^{n+3})$$

こゝで r_0 は圓盤摩擦を起す隙間の内端の半径で、實際は第

70圖(165頁)に示すが如く羽根車の兩側に於て圓盤の形ちは異なるけれども、 r_0 は軸を包む環の半径である。

されば單位時間に圓盤摩擦のために消費せらるゝエネルギーを E とすれば、

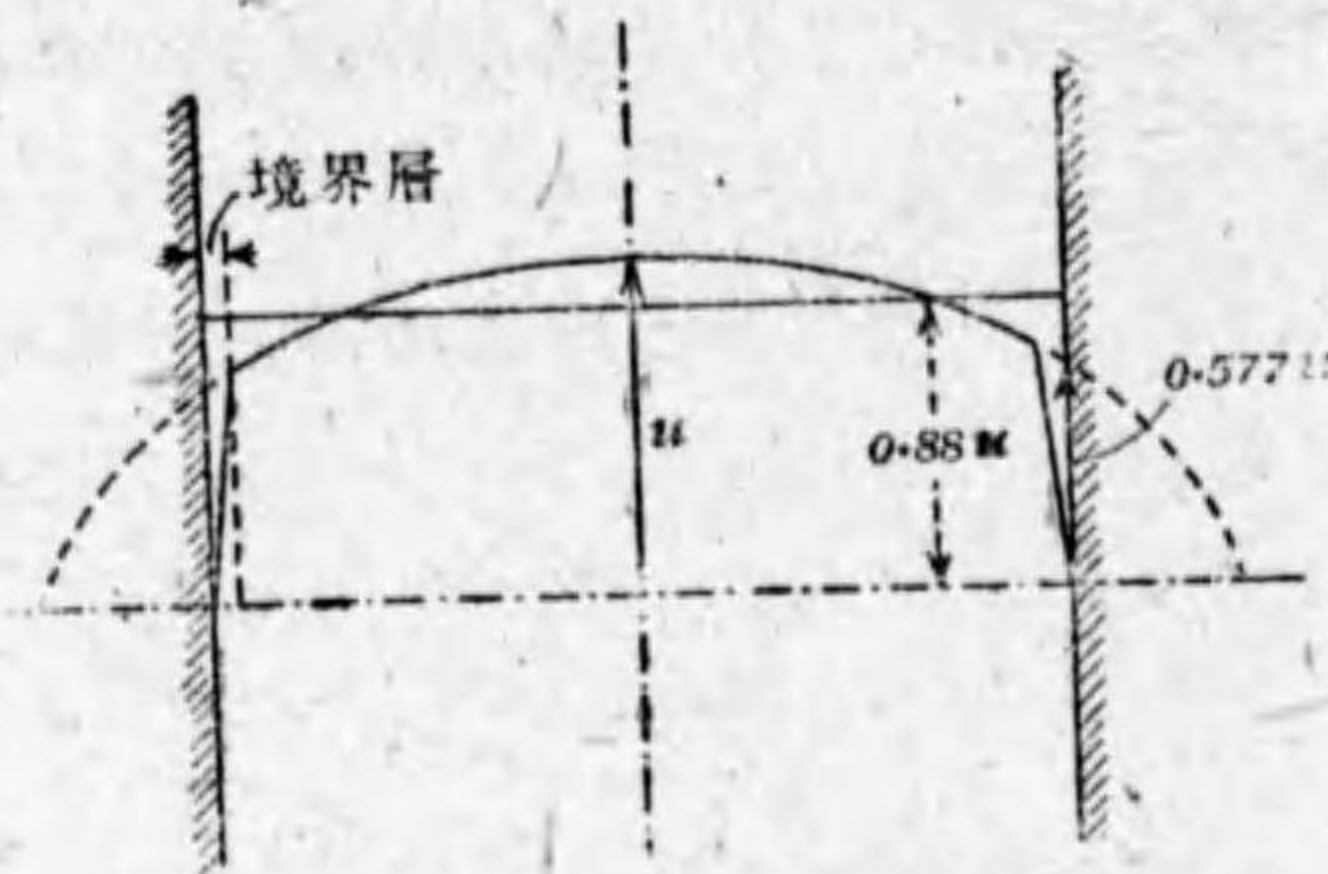
$$E = M \omega_m = \frac{4\pi f \omega_m^{n+1}}{n+3} (r_2^{n+3} - r_0^{n+3}) \dots \dots \dots (163)$$

この結果は盤面が回轉の軸心OOに直角なる場合である。然るに羽根車の盤面は必ずしも軸心に直角ではなく、しかも流體摩擦は摩擦面の面積に正比例するものであるから、實際の羽根車の圓盤摩擦はこの結果よりもやゝ大きい。

さて半径 r なる位置に於て盤面に接觸する水は盤面と同じ速度を以て回轉する、と考へらるゝけれども、盤面を過ぎかるに従ひ順次に速度は減じ、若し回轉する水の流れを層流(Laminar flow; Stream-line flow)と考へるならば、容器に接觸する面に於て水の速度は0で、しかも、盤面から容器までの間の速度の分布は拋物線を呈し、断面形の四角なる水路の中の層流と同じく、水の平均速度は盤面の速度の $\frac{1}{2}$ である。

しかし隙間の中の實際の水の流れは混流(Turbulent flow)であつて層流ではない。この場合には盤面に接着する水は層流の場合と同じく盤面と同じ速度を以て回轉すると考へらるゝけれども、容器に接着する極めて薄き境界層(Boundary layer)の面に於て速度は0ではなく、盤面から容器までの間の速度の分布は大凡橢圓形を呈し、断面形の四角なる水路の

中の混流を想像するならば、第72圖に示すが如く境界層に接する所で水の速度は、水路の中央の最大速度 u の大凡 0.577 であり、全体の平均速度はその大凡 0.88 である。



第 72 圖
隙間の中に回転する水の速度分布

速度 u は盤面の速度である。故に盤面の回転する角速度を ω とすれば、

$$u = \omega r$$

従つて隙間の中で水が回転する平均圆周速度は $0.88\omega r$ であつて、これを r にて除したるものは平均角速度 ω_m でなければならぬ。されば、

$$\omega_m = 0.88\omega \dots\dots\dots(164)$$

この値を(163)式(167頁)に代入し、なほ指数 n をその概略の値 2 と置けば、この式は次の如くなる。

$$E = 1.71 f \omega^3 (r_2^5 - r_0^5) \dots\dots\dots(165)$$

この場合 ω は羽根車の回転する角速度である。

普通の羽根車の場合の如く、内半径 r_0 が r_2 よりも可なり小なる時は、 r_0^5 は r_2^5 に比較すると甚だ微小なる値であるから、簡單のために上式から r_0^5 は除去しても大差は起らない。

然る時は、

$$E = 1.71 f \omega^3 r_2^5 \dots\dots\dots(165a)$$

羽根車の回転度を n 回毎分とし、その直径を D_2 とすれば、

$$\omega = \frac{2\pi n}{60} = \frac{\pi n}{30} \text{ ラジアン/s}$$

されば
$$E = 1.71 f \left(\frac{\pi}{30}\right)^5 n^5 \left(\frac{D_2}{2}\right)^5$$

これを計算すれば次の結果を得る。

$$E = 0.000,0613 f D_2^5 n^5 \dots\dots\dots(166)$$

ギブソン及びライアン (A.H. Gibson and A. Ryan, 1909) が圓盤摩擦について細密なる實驗を行つて得たる實驗式を、m 單位にして書けば、

$$E = 0.000,0271 D_2^{4.83} n^{2.83} \dots\dots\dots(167)$$

以上2つの式を對照して f の値を求めれば、

$$f = \frac{0.142}{(D_2 n)^{0.17}} \dots\dots\dots(168)$$

斯くの如く流體摩擦係數 f は、圓盤の直径とその回転度とによりて變はるものである。

圓盤摩擦によりて失はるゝエネルギー E を水のヘッドに換算したるものを h にて表せば、

$$h = \frac{E}{rQ}$$

この E に(167)式の値を代入し、更に $r = 1000 \text{ kg/m}^3$ として計算すれば次の結果を得る。

$$h = \frac{D_2^{4.83} n^{2.83}}{Q_e} 2.71 \times 10^{-8} \dots \dots \dots (169)$$

羽根車兩側壁の圓盤摩擦は、これだけのヘッドを減少せしむるものである。

86. 隙間の廣さの影響 隙間の中にある水は、羽根車兩側壁の圓盤摩擦のために回轉せらるゝものであるから隙間が廣いか狭いかによつて、回轉せらるゝ水の量は異なり、従つてその水を回轉するためのエネルギー E は異なるべき理である。

第71圖(165頁)に示すが如き装置によつて前記ギブソン及びライアンが隙間の廣さ W を種々に變へて實驗したる結果によると、E は $\frac{W}{D_2}$ なる比によりて多少變はり、 $\frac{W}{D_2} = 0.12$ 近傍で E は最小値を示し、 $\frac{W}{D_2}$ がそれより大となるに従つて E は幾分づゝ増し、 $\frac{W}{D_2} = 0.3$ 近傍で E はその最小値の約 20% 増す。

又 $\frac{W}{D_2}$ が 0.12 よりも小となれば E は多少増すけれども、 $\frac{W}{D_2} = 0.08$ 近傍になると、それより後は $\frac{W}{D_2}$ が小となるに従ひ E もまた次第に小となり、容器の壁面が回轉する圓盤面に殆んど接觸せんとするほど隙間が狭くなれば、E は前記の最小値よりもなほ 3% ほど小となる。これは隙間が斯くの如く狭い場合の隙間の中の水の流れは層流の状態を呈し、混流の状態よりも摩擦が減ずる結果に外ならぬ。

この結果から推論すれば羽根車と容器との間の隙間 C_1, C_2

(第70圖,165頁参照)は、容器の壁面が羽根車の兩側壁の外面に接着せんとするくらゐ狭くするのが最も良好であるけれども、斯くすれば構造上の多少の狂ひによつて、羽根車は容器の壁面に接觸して固體摩擦を起し、却つて大害を惹き起す恐れがあるから、安全のためには隙間は却つて廣く造り、それが $\frac{W}{D_2} = 0.10 - 0.15$ くらゐであるやうにした方がよい。

なほ圓盤摩擦を小ならしむるには、摩擦係数 f と摩擦面とを小ならしむれば良いので、それには羽根車側壁の兩面並に容器の壁面は成るべく平滑ならしめ、且つ成るべく凹凸少なき平盤ならしむることが肝要である。

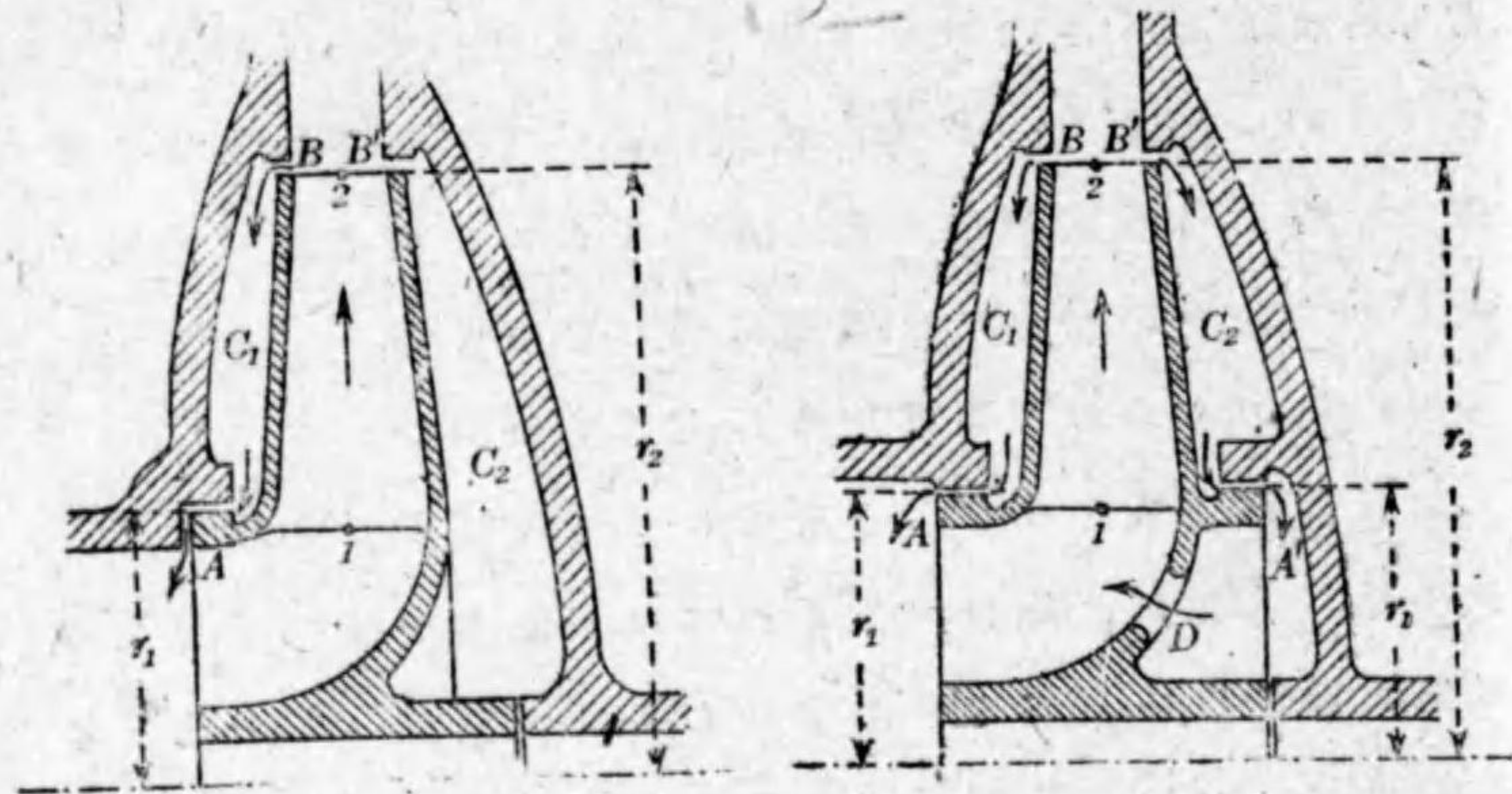
vi. 漏泄損失

87. 漏泄 羽根車は回轉しその周圍の容器は固定し、回轉部と固定部との接着する部には、多少の間隙あることを免かれぬ。普通の構造は羽根車の吸込部 A と送出部 B とに狭き間隙があり(第73圖,172頁)、その間に C_1 なる廣き隙間を置く。

或るポンプでは軸推力を減ずる方法として、羽根車吸込部の側壁に D なる孔をあけ(第74圖,172頁)、隙間 C_2 を吸込部に接続する(151項参照)。この如き構造の羽根車には、A に對向する所に A' の如き狭き間隙を置くやうに造る。

凡て羽根車の送出部 2 の壓力は吸込部 1 の壓力よりも高いから、羽根車から送出されたる水の一部は間隙 B を通して C_1 の中に逆流し、間隙 A を通して吸込部に戻る。この逆流水

は羽根車の内部とその外部の隙間 C_1 との間を通して循環し、



第 73 圖

片側間隙より水の逆流

第 74 圖

両側間隙より水の逆流

送出管から送出せらるゝ實水量 Q は、羽根車を通過する理論水量 Q よりも少い。この現象を羽根車の漏泄 (Leakage) と云ふ。

第 74 圖の構造では $B-C_1-A$ を通して水が漏泄すると同時に、 $B-C_2-A'-D$ を通して漏泄し、第 73 圖の場合よりも漏泄する水量が多く、その約 2 倍に當る。

漏泄する水量は水の通過する間隙の断面積と間隙の形ちによるものであるから、漏泄を少なくするためには、間隙を出來るだけ狭く、且つ間隙の形ちを複雑にして、漏泄する水の流れに大なる抵抗を與へるやうにせねばならぬ。

間隙の厚さが同じだとすると、軸心から間隙に至る半径の小なるほど間隙の断面積は小なる理であるから、羽根車の外端 B 又は B' に於て漏泄を喰ひ止むるよりは、その内端 A 又は

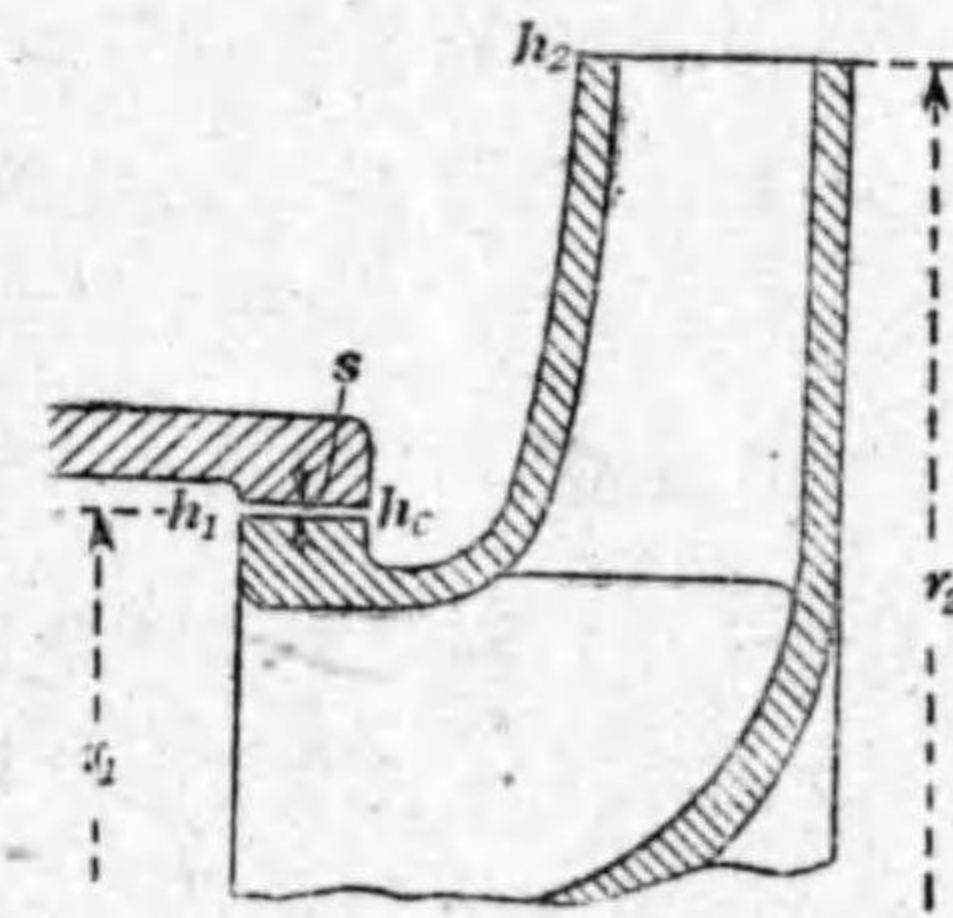
A' に於てこれを喰ひ止むるやうにした方が、漏泄防止の効果は大きい。

この理に基づき、漏泄は通例羽根車内端の A 又は A' に於て充分に喰ひ止むるやうに造り、外端の B 又は B' は却つて廣く開いて、羽根車の外端が容器に接觸して固體摩擦を起し、又は水中の浮游物がそこに填まつて羽根車を損傷する危険なからしむる。

以上の外漏泄は羽根車の軸が容器を貫く部からも起り、その他種々の部から自然に起り又は故意に起さしむるけれども、漏泄の主なるものは、こゝに述べたる羽根車とその間隙との間の水の循環によるものである。

88. 漏泄止めの壓力差 羽根車はその内端に於て漏泄を充分に喰ひ止むるのであるが、

この目的のために特にそこに裝置せらるゝ仕掛けを漏泄止め (Clearance ring) と呼ぶ。漏泄は漏泄止めの兩端の壓力差によりて起るものである。



第 75 圖

漏泄止め兩端の壓力差

羽根車出口の水の速度は c_2 である。されば羽根車出口と送出管に接續するポンプの出口までとの間の損失ヘッドは $\frac{c_2^2}{2g}$ にて表さるゝから(第 2 圖, 11 頁参照、羽根車出口の壓力ヘッドを h_2 とすれば(第 75 圖)、ベルヌイの定理により、

$$h_2 = \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} + \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} \dots\dots\dots(170)$$

羽根車吸込側の水の速度は c_1 であるから、吸上管に接続するポンプの入口と羽根車吸込側までとの間の損失ヘッドは $\zeta_1 \frac{c_1^2}{2g}$ にて表され、従つて吸込側の圧力ヘッドを h_1 とすれば、

$$h_1 = \frac{p_s}{\gamma} + \frac{v_s^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} - \zeta_1 \frac{c_1^2}{2g} \dots\dots\dots(171)$$

h_2 は隙間 C_1, C_2 の外端 B 又は B' の圧力ヘッドである(第73, 74圖, 172頁参照)。然るに隙間 C_1, C_2 の中の水は(164)式(168頁)にて表さるゝ如き平均角速度 ω_m を以て固體的回轉をなせるものと考へらるゝから、羽根車の中心から漏泄止めまでの半径を r_1 とし、羽根車の半径を r_2 とすれば、漏泄止めに接する隙間の内部の圧力ヘッドは、 h_2 よりも $\frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$ だけ低い。故にその圧力ヘッドを h_c とすれば、

$$h_c = h_2 - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$$

$$= \frac{p_a}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} + \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$$

漏泄止めの漏泄は隙間側の圧力ヘッド h_c が吸込側の圧力ヘッド h_1 よりも大なるがために起るのであつて、この差を h_u とすれば、

$$h_u = h_c - h_1$$

$$= \frac{p_a}{\gamma} - \frac{p_s}{\gamma} + \frac{v_a^2}{2g} - \frac{v_s^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} + \frac{c_1^2}{2g} + \zeta_1 \frac{c_1^2}{2g}$$

$$+ \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$$

(2)式(12頁)によればマノメトリックヘッド H は、 a は H に比して甚だ小なる値であるからこれを省略しても大差がなく、従つて、

$$H = \frac{p_a - p_s}{\gamma} + \frac{v_a^2 - v_s^2}{2g}$$

これを上式に代入すれば、

$$h_u = H - \frac{c_2^2}{2g} + \frac{c_1^2}{2g} + \zeta_1 \frac{c_1^2}{2g} + \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$$

$\frac{c_1^2}{2g}$ は羽根車入口に於ける速度ヘッドで、このヘッドは羽根車内部に於ける流體損失ヘッドに等しいと考へて大差がない。然る時は、

$$\zeta_1 \frac{c_1^2}{2g} + \frac{c_1^2}{2g} + \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g}$$

は、ポンプの吸上管に接続する所から送出管に接続する所まで、ポンプ内部全体の損失ヘッドである。故にこれを h にて表せば、

$$h_u = H + h - \frac{c_2^2}{2g} - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g}$$

然るに $h = \lambda H$ にて表され、従つて(11)式(26頁)により、

$$H + h = (1 + \lambda)H = \phi H$$

されば
$$h_u = \phi H - \frac{c_2^2}{2g} - \frac{\omega_m^2(r_2^2 - r_1^2)}{2g} \dots\dots\dots(172)$$

(164)式(168頁)の ω_m の値をこれに代入すれば、

$$h_u = \phi H - \frac{c_2^2}{2g} - 0.774 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2g} \dots\dots\dots(172a)$$

89. 漏泄水量及び漏泄損失 漏泄する水の流に直角なる漏泄止めの間隙の断面積を a とし、そこを漏るゝ流れの流量係数を C とし、単位時間の漏泄水量を q とすれば、

$$q = Ca\sqrt{2gh}$$

C は漏泄止めの構造による実験的係数で、常に 1 よりも小なる値である。

漏泄止めの間隙の厚さを s とすれば(第75圖, 173頁)、

$$a = 2\pi r_1 s$$

これを上式に代入すれば、

$$q = 2\pi Cr_1 s \sqrt{2gh} \dots\dots\dots (173)$$

或はこれに(172a)式(175頁)の h の値を代入すれば、

$$q = 2\pi Cr_1 s \sqrt{2g \phi H - c_2^2 - 0.774(r_2^2 - r_1^2)} \dots\dots (173a)$$

半径 r_1 の小なるほど漏泄水量の小なることは、これによつても明らかで、従つて漏泄止めは出来るだけ軸に近く装置するほどその効果が大きい。

漏泄は h なる壓力ヘッド差のある所を単位時間に q なる容積の水が通過するのであるから、漏泄のエネルギーを E とすれば、

$$E = \gamma q h = 2\pi \gamma Cr_1 s \sqrt{2g} h^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (174)$$

漏泄のためにこれだけのエネルギーが単位時間に失はるゝのである。故に羽根車を回轉するには、これだけ多くのエネルギーを必要とする。

漏泄のために費やさるゝこのエネルギーを水のヘッドに換算したるものを h にて表せば、

$$h = \frac{E}{\gamma Q_e} = \frac{2\pi Cr_1 s \sqrt{2g}}{Q_e} h^{\frac{3}{2}} \dots\dots\dots (175)$$

第74圖(172頁)の羽根車では、漏泄は A, A' の漏泄止めから同時に起るから、漏泄水量は大凡 $2q$ に等しく、従つてそれがためのエネルギーの損失は $2E$ 、ヘッドの損失は $2h$ である。

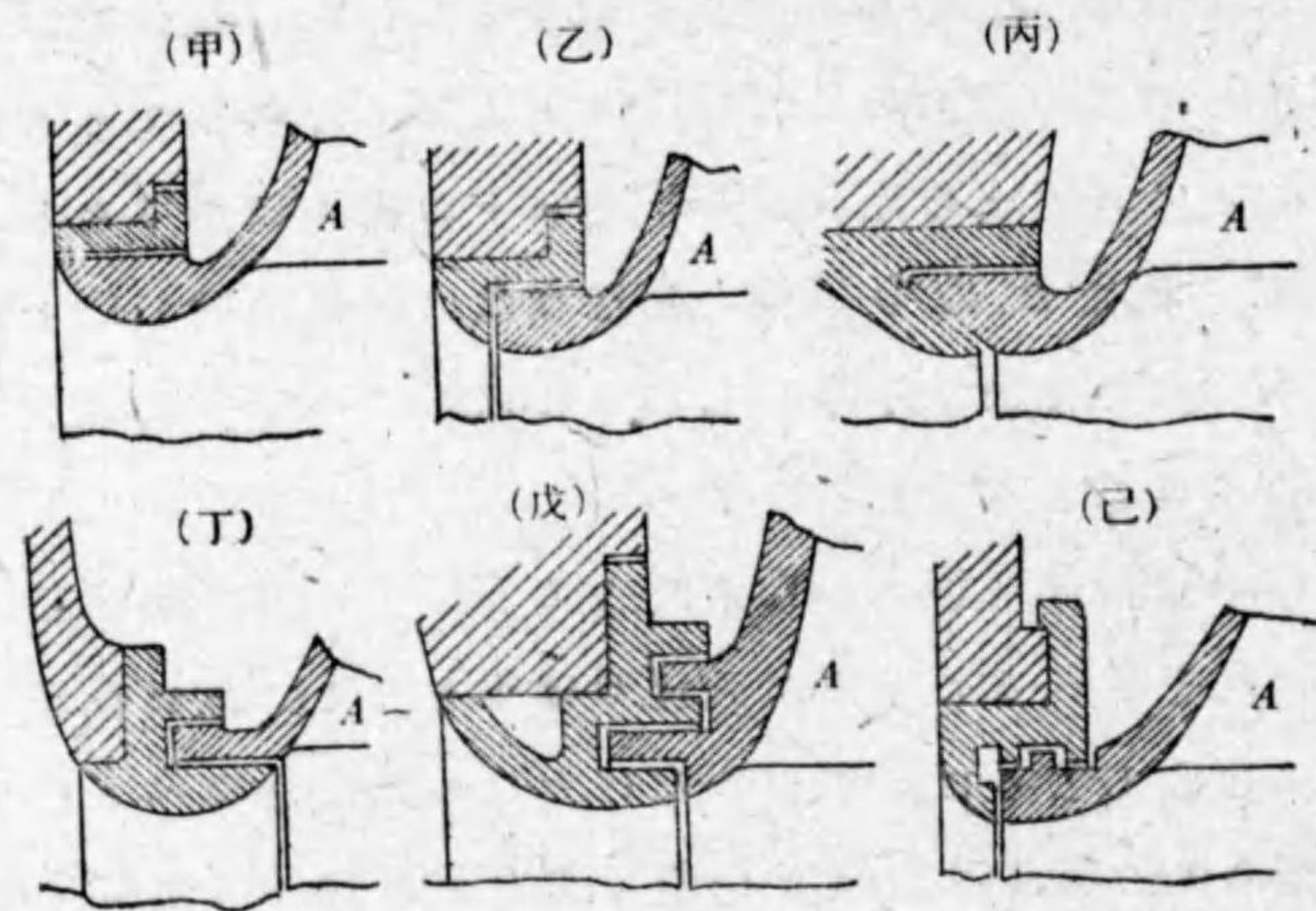
90. 漏泄止めの構造 漏泄水量は流量係数 C に正比例する。故に漏泄を小ならしむるには、 C の小なる漏泄止めを用ゐるに若くはない。

C の値は漏泄止めの構造によるものであつて、漏泄の流れに抵抗を與へること大なれば、 C は小となる。故に漏泄水量を小ならしむるには、出来るだけ大なる抵抗を與へるやうな漏泄止めを装置すればよいので、流れが直線的であるよりは屈曲的である方が抵抗は大きく、出入あり凹凸ある方が抵抗は更に大きく、なほ流れの厚さや廣さが一定なるよりは、或は廣く或は狭く、流れの速度が緩急遲速を反復されるやうになつてゐる方が抵抗が更に一層大きい。

されば漏泄止めの構造は簡單なるよりは複雑錯綜せるものゝ方がよいけれども、餘りに複雑なるは構造上不便があるのみならず、水中の浮游物が狭き間隙に填まりて圓滑なる運轉を害し場合によつてはこれを損傷するやうな恐れがあるから、上ぐるべき水の性質に應じ、それに最も適當したる漏泄

止めの構造を工夫すべきものである。

第76圖(甲),(乙),(丙),(丁),(戊),(己)は簡單なるより順次複雑なる各種漏泄止めの構造の大要を示す。Aとあるは總て羽根車である。凡て漏泄止めは丁寧なる仕上げを要するもので



第 76 圖
漏泄止めの各種構造

あるから、特に別種の金屬を以てそれを環形に造り、それをその位置に嵌め込む。

2. 機械的抵抗

91. 詰物箱の抵抗 羽根車を回轉する軸が容器を貫く部には、水の漏出を防ぐために必ず詰物箱(Stuffing box)を装置するから、この中で軸と詰物(Packing)とが機械的に摩れ合ひ、

摩擦を起してエネルギーの損失を來す。

この損失を軽減するには水又は油を以て摩擦面を十分に潤はし、なほ軸は材料の強さが許す限り直徑を小ならしめて、摩擦速度を小ならしめねばならぬ。

詰物の摩擦抵抗を小ならしめ、且つ又詰物の間を通して水の漏泄を少くするには、金屬詰物(Metallic packing)を用ゐるに若くはない。布片や絲片を用ゐたる柔軟詰物(Soft packing)では、堅く詰めれば抵抗を増し、軟く詰めれば漏泄を増す缺點がある。

92. 空氣の滲入 送出側にある詰物箱は、ポンプ内部の壓力が外界の大氣の壓力よりも高いから、水は詰物を通して外方に漏出せんとするから、詰物箱の中が常に水を以て満たされ、適切なる潤滑狀を呈して有效であるけれども、吸込側の詰物箱は、内部の壓力が外界の大氣の壓力よりも低いから、外界の空氣が詰物を通してポンプ内部に滲入し、これに大害を及ぼす。

何となれば空氣が滲入して水に混ざると、水の占むる空間がそれだけ減するから、吸ひ上げらるゝ水量がそれだけ減じて、水量効率の低下を來す。又空氣を混じたる水は比重が低下するから、羽根車は充分に自己の動作を遂行することが出來ず、従つて特に多量の空氣が滲入する場合には、ポンプは水を吸ひ上げる能力を失ふやうになる。

なほポンプの腐蝕は主としてポンプ内に空氣が存在する

ために起る現象であつて、これこそポンプの生命を短縮する大敵でなければならぬ(162項参照)。

さればポンプ内に空氣の滲入することは、有らゆる點から推して絶対に防止せねばならぬものである。

さて斷面積 a なる或る間隙の兩端の壓力差を p とすれば、その間隙を通して流體の漏るゝ速度 v は、

$$v = Ca\sqrt{2g\frac{p}{\gamma}}$$

γ は流體の單位容積の重量で、 C は流量係數である。

故に空氣の單位容積の重量を γ_a とし、水のそれを γ_w とすれば、同じ状態及び同じ構造の間隙を通して空氣の漏るゝ速度を v_a とし、水の漏るゝ速度を v_w とすれば、

$$v_a = Ca\sqrt{2g\frac{p}{\gamma_a}}, \quad v_w = Ca\sqrt{2g\frac{p}{\gamma_w}}$$

故に
$$\frac{v_a}{v_w} = \sqrt{\frac{\gamma_w}{\gamma_a}}$$

よつて單位時間に空氣の漏るゝ量を q_a とし、水の漏るゝ量を q_w とすれば、

$$q_a = av_a, \quad q_w = av_w$$

されば
$$\frac{q_a}{q_w} = \frac{v_a}{v_w} = \sqrt{\frac{\gamma_w}{\gamma_a}} \dots\dots\dots (176)$$

斯くの如く或る間隙を通して流體の漏るゝ量並にその速度は、流體の單位容積の重量の平方根に反比例するものである。故に同じ詰物を通して空氣がポンプ内に漏れ込む量は、

水がポンプ外に漏れ出す量よりは大きく、假りに水に對して空氣の比重は約 $\frac{1}{850}$ だとすると、

$$\frac{q_a}{q_w} = \frac{v_a}{v_w} = \sqrt{850} = 29.2$$

即ち空氣の漏れ込む量は水の漏れ出す量の約 29.2 倍に當る。

されば空氣は非常に漏れ込み易きもので、しかもポンプに及ぼすその害が著しいから、吸込側の詰物箱は特に注意して製作しなければならぬけれども、空氣の滲入を防ぐことは極めて難事であるから、吸込側の詰物箱、或は一般に内部の壓力が外界の大氣壓よりも低き場所に用ゐる詰物箱には、通例細管をねぢ込みてそれを適當なる高壓部の水に接続し、以て詰物箱の内部に高壓の水を導く。

斯くすれば詰物箱の内部から高壓の水の一部は外方に漏出し、又一部は吸込側の内部に逆流することになるけれども、この損害は空氣の滲入するに比較すれば甚だ微小なるものである。

吸込側は凡て内部の壓力が外界の大氣壓よりも低く、空氣の漏れ込む恐れがあるから、以上の外ポンプと吸上管との接合部、壓力計の取付け部の如きは、充分に注意して最密ならしめねばならぬ。

送出側は内部の壓力が外界の大氣壓よりも高いから、内部の水が外方に漏れ出さないので、それが検出は容易であり、監視し修理することも簡單であるけれども、吸込側は空氣が内方に