Wet Cyclone 内の流れの理論*

正 会 員 藤 本 敏 治**

A Theoretical Analysis on the Distributions of Tangential Velocity and Static pressure in the Wet Cyclone

Toshiharu FUJIMOTO

It will be clear from the experimental results already described in a previous report¹⁾ that the fluid motion within the cyclone is extremely complicated. Coupled with the difficulty in the comprehension of viscous fluid dynamics, little theoretical analysis on this subject has been attempted before. The single report published so far is Kodama's essay which is based on the gascyclone and ignores the turbulence. Consequently, it appears that the results do not express actual flow conditions in an adequate manner.

This paper is based on Von Kármán's hypothesis relating to dynamical similarity, taking into consideration the turbulence and on the assumption that the angular momentum is transported by this turbulence, provides a theoretical analysis of this flow, establishing the fact that the distribution of the tangential velocity within the cyclone can be expressed as Eq. (2.10) and (2.14), and the distribution of pressure as Eq. (2.15). These equations have furthermore been compared with experimental results and their validity established and the results of tests conducted on the flow around the cyclone axis also given.

1. 緒 言

サイクロン内の流体の運動がきわめて複雑なことは既報¹⁾の実験結果からも明らかである。従来これに関する理論解析は粘性流体力学の難解性と相まってほとんど行われていない。わずかに児玉氏の報告²⁾があるが、それは乾式サイクロンの場合³⁾に準じて解いたもので乱流変動を無視しているから、必ずしも実際の流れ状況と一致しないようである。

本報文は Von Kármán の力学的相似の仮説³⁾を適用して、乱流変動を考慮に入れ、これらの乱流により角運動量が移動されるものとしてその流れを理論的に解析し、主として速度（とくに周分速度）および圧力などの分布状況を明らかにしたもので、それらを既報¹⁾の実験結果と対比してその妥当性を確かめた。さらに軸心部の流れの実験結果にも言及する。

2. 理 論 解 析

2.1 速度分布

実験結果¹⁾から内部の流れ模様は一種の Rankine うずをなしていることが明らかにされている。したがって流入した流体の力学的性質を外周部とそれより内側とは異なったものとみなすべきである。この点を考えて周分速度 v_t の分布を第1図のように設定する。各領域のうち重要なのは [2] [3] と考える。同図 (b) において [2] の分布は [3] と [1] とで形成される鋭いとがりとなるはずであるが、実験の結果は平たんに近い山形となった。そこでこの現象を乱流混合のためと解すれば、その幅は Prandtl の平均混合距離⁴⁾程度と考えられる。また [3] は流入流体の大部分が一定の緩和時間を経た後に形成されたものと考えられ、Reynolds 応力 τ によるものと思われる。この τ は乱流変動に基づく見掛けの応力で、内壁近くの粘性の効く範囲を除いては全応力 (=粘性応力+Reynolds 応力) にほぼ等しい⁴⁾。

いま流体が時間平均的に完全な円運動をなし、かつ乱流変動が主流の進行方向と半径方向にしか存在しないものと仮定すれば τ は v_t と r の関数で表わされる。このことより乱流変動を考慮した場合の τ を解き、これと運動力学的に求めた τ および次元解析による τ とから v_t の分布式を導き、さらにその指数 n の値をも求める。ここで以下の数理的取扱いを簡単にするために、サイクロ

* 昭和33年6月28日受理
昭和32年11月 日本鉱業会秋季大会にて講演
** 工業技術院・資源技術試験所

第 1 図 模型化した速度分布図

ン軸に直角な任意の平面内での軸分速度 v_z および半径分速度 v_r を無視する。ちなみに v_z および v_r の値は実験結果¹⁾ から v_t の 10% 程度である。

まず τ を乱流変動より考察する。三次元曲線座標 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ について、座標変換テンソルを h_1, h_2, h_3 で示せば線要素 ds は $ds^2 = h_1^2 d\alpha_1^2 + h_2^2 d\alpha_2^2 + h_3^2 d\alpha_3^2$ で与えられる。また点 $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ における速度を u (u_1, u_2, u_3) $= (v_1 + v_1', v_2 + v_2', v_3 + v_3')$ とし流体は非圧縮性の完全流体にして密度 $\rho = \text{const}$ とする。ここに平均流速を v とし、変動流速には v' のように ' を付し、その時間平均を $\bar{v}'$ のように $-$ を付して表わす。いま τ を定義するために Navier-Stokes の運動方程式⁵⁾ において次のような変換を行う。すなわち $\bar{v}_1', \bar{v}_2', \bar{v}_3'$ の値はいずれも $= 0$ であるから、流れを主流と変動流に分離して運動方程式を書き改めて整理すると、 v_l ($l=1, 2, 3$) と v_l' の平均値は符号も含めて同じ形の項として平均運動方程式に現われて来る。したがって乱流変動のある場合はない場合に対して $-\rho \cdot \bar{v}_i' \bar{v}_m'$ が付加項となる。この項を Reynolds 応力という。 $l=m$ なら垂直応力、 $l \neq m$ ならせん断応力である。

次にサイクロンの軸を Z 、これに垂直な面内に (r, θ) 平面をもつ円筒座標を考えれば、線要素 ds は $h_1=1, \dots, \alpha_1=r, h_2=r, \dots, \alpha_2=\theta, h_3=1, \dots, \alpha_3=z$ であるから $ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + dz^2$ となる。また速度 u は次のようになる。

$$\begin{aligned} v_1 &= v_r = 0 & v_1' &= v_r' \\ v_2 &= v_\theta = v_t & v_2' &= v_\theta' \\ v_3 &= v_z = 0 & v_3' &= v_z' (=0) \end{aligned}$$

ここで (r, θ) 平面内において、密度 $\rho = \text{const}$ なる完全流体が平均流 v で Z 軸を中心として円運動をなし、かつ $\frac{\partial v_z}{\partial z} = 0$ としているから変動流 v_z' が存在しないと仮定すれば、

連続の式：

$$\frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial(r v_r')}{\partial r} + \frac{\partial(v_t + v_\theta')}{\partial \theta} \right\} = 0 \quad (2.1)$$

渦度成分：

$$w(w_r, w_\theta, w_z) = \left(0, 0, \frac{1}{r} \left[\frac{\partial\{r(v_t + v_\theta')\}}{\partial r} - \frac{\partial v_r'}{\partial \theta} \right] \right) \quad (2.2)$$

運動の方程式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial(r v_t)}{\partial r} - r \cdot \Delta \phi \right) \\ & + v_r' \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial(r v_t)}{\partial r} - r \cdot \Delta \phi \right) \\ & + \left(\frac{r v_t + r v_\theta'}{r^2} \right) \frac{\partial \left(\frac{\partial(r v_t)}{\partial r} - r \cdot \Delta \phi \right)}{\partial \theta} \\ & + \frac{\partial v_r'}{\partial r} \left(\frac{\partial(r v_t)}{\partial r} - r \cdot \Delta \phi \right) \\ & - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\theta'}{r} \right) \frac{\partial v_r'}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r v_t}{r^2} \right. \\ & \left. + \frac{v_\theta'}{r} \right) \frac{\partial(r v_\theta')}{\partial \theta} = 0 \quad (2.3) \end{aligned}$$

ここに $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$, ϕ は流れの

関数。

(2.3) 式に r を乗じ、さらに角運動量 $L = r \cdot v_t$ において展開すれば次のようになる。

$$L = \frac{dL}{dr} r + \frac{d^2 L}{dr^2} \frac{r^2}{2!} + \dots$$

さらに適当な長さ l 、速度 A を用いて次のように変数変換する。すなわち

$$r = l r_1 \quad (2.4.a)$$

$$\theta = \text{const} + \theta_1 \quad (2.4.b)$$

$$t = \text{const} + \frac{l}{A} t_1 \quad (2.4.c)$$

$$\phi(r, \theta, t) = l A \phi_1(r_1, \theta_1, t_1) \quad (2.4.d)$$

したがって

$$\begin{aligned} \Delta \phi &= \frac{A}{l} \Delta_1 \phi_1 & v_r' &= \frac{A}{r_1} \frac{\partial \phi_1}{\partial \theta_1} \\ A \frac{\partial \phi}{\partial r} &= \frac{A}{l^2} \Delta_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial r_1} & v_\theta' &= -\frac{A \partial \phi_1}{\partial r_1} \end{aligned}$$

これらを用いて (2.3) 式を変換し、ここで Kármán の力学的相似の仮説を適用して整理すれば l および A が求まる。ここに l と A は着目している点の関数であるが、 ϕ_1 はこれに無関係である。すなわち

$$\left. \begin{aligned} l &= \frac{\text{const} \frac{d(r \cdot v_t)}{dr}}{\frac{d^2(r \cdot v_t)}{dr^2}} \\ A &= \text{const} \cdot l \frac{d(r \cdot v_t)}{r_0 \cdot dr} \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

しかるに Reynolds 応力 $\tau = -\rho \cdot \overline{v_\theta' v_r'}$ であったから式 (2.4.d) と (2.5) とより, τ を l で書き改めて

$$\tau = \rho \frac{1}{r_0^2} l^2 \left\{ \frac{d(r \cdot v_t)}{dr} \right\}^2 \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

$$l = \kappa \frac{d(r \cdot v_t)}{dr} \cdot \frac{1}{\frac{d^2(r \cdot v_t)}{dr^2}} \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

をうる。ここに κ は普遍定数である。 l は Prandtl の混合距離⁹⁾ に相当する。

次に τ を運動力学的に考察し, これと (2.6) 式の τ とを等しいとおいて v_t の分布式を求める。いま第2図のようなサイクロン内の回転流体の一部分に着目し, その斜線部分の力のつり合いを考えれば次式が成立する。

$$\left\{ \left(\bar{p} + \frac{\partial \bar{p}}{r \cdot \partial \theta} r \cdot d\theta \right) - \bar{p} \right\} dr$$

$$= \left(\tau + \frac{\partial \tau}{\partial r} dr \right) \left(r + \frac{1}{2} dr \right) d\theta - \tau \left(r - \frac{1}{2} dr \right) d\theta$$

$$+ \tau \cdot dr \cdot \frac{1}{2} d\theta + \left(\tau + \frac{\partial \tau}{r \cdot \partial \theta} r \cdot d\theta \right) dr \cdot \frac{1}{2} d\theta$$

$$\dots\dots\dots (2.7)$$

ここに $\bar{p}$ は θ 方向の時間的平均圧力を表わす。(2.7) 式の両辺を $(dr \cdot d\theta)$ で除し $d\theta, dr$ などを含む項を微小量とみなし無視して整理し, さらに $\bar{p}$ は r, θ の関数であるから r について積分すれば

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} \left(\frac{r^2 - r_1^2}{r^2} + \alpha \right) \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

となる。 r_1 と α は積分定数で, α はサイクロン中心部の空気柱の半径 r_1 における Reynolds 応力の2倍

を $\frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta}$ で除したものである。

一方, 式 (2.7) と (2.8) において, τ を混合距離理論

第2図 回転流体の一部における力のつり合い

の方から r_0 を一定長として $\frac{d(r \cdot v_t)}{dr} = y, \frac{r_0^2}{2\rho\kappa^2} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \theta} = H^2$ とおけば

$$H = \sqrt{(1+\alpha)r^2 - r_1^2} = \pm \frac{y^2}{\frac{dy}{dr}}$$

となる。これを整理して積分すれば次式がえられる。

$$r \cdot v_t = \pm H \sqrt{1+\alpha} \left[\log \left\{ \left(\sqrt{1+\alpha} \frac{r}{r_1} \right) + \sqrt{\left(\sqrt{1+\alpha} \frac{r}{r_1} \right)^2 - 1} \right\} + c \right] \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

ただし積分定数 c は $r=r_1$ において

$$c = \frac{r_1 v_{t1}}{\sqrt{1+\alpha} H} - \log(\sqrt{1+\alpha} + \sqrt{\alpha})$$

さらにサイクロンの半径 r と空気柱の半径 r_1 との比を $m=r/r_1$ において書き直せば

$$v_t(m) = B \frac{1}{m} \left[\log \left\{ Dm + \sqrt{(Dm)^2 - 1} \right\} + c \right] \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

$$\text{ここに } B = \sqrt{1+\alpha} \frac{H}{r_1}, D = \sqrt{1+\alpha}$$

をうる。(2.10)式は周分速度 v_t の分布を表わす式にして, いま定数 $B=1$ の場合に他の定数 α, c を第1表のように適当に選んでプロットするとその分布型は第3図

第1表 諸定数と n の関係

α	c	n	
		$m=8 \sim 10$	$m=10 \sim 15$
0.1	0.05	0.667	0.701
	0.2	0.705	0.738
	0.4	0.736	0.760
0.4	0.2	0.713	0.740
	0.4	0.747	0.764

ただし定数 $B=1$ の場合。

第3図 $v_t(m)$ 線図

のようになる。図から $v_t(m)$ を $v_t(m) \propto r^{-n}$ と近似すれば m が大になるほど n の値は 1 に近づくことが知られる。すなわち r が一定のとき r_1 が小さくなれば n は大になり、 r_1 が大きくなると n は小さくなる。これらは既報¹⁾の実験結果とよく符号する。

また τ は次元解析の方から次のように表わしうる。

$$\tau = +\rho\sigma^2rv_t \frac{1}{[r]} \frac{d(r \cdot v_t)}{dr} \dots\dots\dots (2.11)$$

ここに σ^2 は無次元の普遍定数で、 $[r]$ は r の次元を有する r のある関数である。したがって式 (2.6) と (2.11) を等しいとおき、 $v_t = K \cdot r^{-n}$ ($K, n: \text{const}$) と表わされるものとして整理すれば

$$n^2 + \left(\frac{\kappa}{\sigma}\right)^2 n - \left(\frac{\kappa}{\sigma}\right)^2 = 0 \dots\dots\dots (2.12)$$

となる。ここに κ, σ の値として Deissler⁶⁾ の値 $\kappa = 0.36, \sigma = 0.109$ を用いて $n > 0$ にとれば

$$n = 0.92 \dots\dots\dots (2.13)$$

をうる。この値は (2.10) 式において r が大きいところのもので、 $\rho = \text{const}$ なる流体ならその種類に無関係に一定なはずである。しかし実際には Reynolds 応力以外の因子たとえばサイクロン各部の寸法割合などのため n の値は変化するものと考えられる。なお式 (2.12) において $n=1$ とすれば、左辺は不定形となり右辺は 0 となる。したがって左辺を改めて 0 と定義すれば等号がそのまま成立する。しかしその場合 Reynolds 応力は式 (2.11) からみて存在しないことになるが⁷⁾、これは近似式のためと考える。

以上のことから実際のサイクロンでは、定数 B, D, c などがあまり大きな変動をきたさない限り $v_t(m) \propto r^{-n}$ は第 3 図のように $n=0.7 \sim 0.9$ の範囲でかなりの近似で成立することがわかる。したがって実際の見地より領域 [3] の速度分布を表わす式として一般に

$$v_t \cdot r^n = \text{const} \dots\dots\dots (2.14)$$

を用いて差支えないことが知られる。このことは既報¹⁾の実験結果とも符号する。

また式 (2.6) において $r \cdot v_t = K \cdot r^{1-n}$ において偏微分し、前述の n および κ の値⁶⁾を代入すれば Prandtl の平均混合距離 l が求まる。ここで m の大きいところと考えれば近似的ながら次のようになる。

$$l \cong 0.4 \times r_1 \dots\dots\dots (2.15)$$

2.2 圧力分布

速度分布の場合と同様に条件を理想化する。すなわち流体を非圧縮性の完全流体とし、内壁の影響および流体の自重を無視する。

いま流体が定常な円運動をしているとすれば遠心力と圧力こう配はつり合うから、サイクロンの任意の半径 $r=r$ において単位高さの流体質量 $\rho \cdot r \cdot d\theta \cdot dr$ を考え

れば次式が成立する。

$$\left\{ dp - \left(dp + \frac{dp}{dr} dr \right) \right\} r \cdot d\theta + \frac{\rho v_t^2}{r} r \cdot d\theta \cdot dr = 0$$

$$\therefore dp = \frac{\rho v_t^2}{r} dr$$

したがって静圧 p の分布は次式のように表わされる。

$$p = p_0 + \int_r^r \frac{\rho v_t^2}{r} dr \dots\dots\dots (2.16)$$

ここに p_0 は空気柱 [1] と流体 [2] との境界の圧力とする。式 (2.16) の分布は式 (2.10) の v_t の分布から計算できるはずであるが、複雑なため近似式 (2.14) を用いれば

領域 [2] [3] では

$$p = p_0 + \int_{r_1}^r \frac{\rho K^2}{r^{2n+1}} dr$$

$$= p_0 + \frac{\rho K^2}{2n} \left(\frac{1}{r_1^{2n}} - \frac{1}{r^{2n}} \right) \dots\dots\dots (2.17)$$

領域 [4] では

$$p = p_0 + \frac{\rho K^2}{2n} \left(\frac{1}{r_1^{2n}} - \frac{1}{r_3^{2n}} \right)$$

$$+ \rho K^2 \log \left(\frac{r}{r_3} \right) \dots\dots\dots (2.18)$$

となる。

これらの式から圧力こう配はサイクロン軸に直角な二つの断面の間では、半径位置のみで決まりその間の垂直距離に無関係なことが知れ、この点既報¹⁾の実験結果とも一致する。

3. 実験結果および考察

実験装置は既報¹⁾のものと同じである。流れの測定にはピトー管のほか、既報の供試サイクロンと全く同寸法の第 4 図のようなアクリル製サイクロンに高速度ストロボライトを併用した写真撮影によった。

3.1 速度分布および圧力分布

これらの結果の大半は既報¹⁾のとおりであるが、それらはピトー管の太さの影響およびスラリィを流体としたときのことは考慮されていない。したがって、ここではそれらの影響のほか中心部の流れの詳細についての実験結果を示し、既報の結果をも含めて前述の理論と対比して考察する。

第 5 図は指数 n に及ぼす流入速度の影響をピトー管の太さ d_p をパラメータとしてプロットしてある。図からいずれの d_p に対しても流入速度が大きくなるほど n の値は乱れて来て、その影響は d_p が大きいほど大であることが知れる。

第 6 図は d_p の n に対する影響を示し、これは上述の流入速度の影響の少ないところのものである。図から n の値は d_p が小さいほど大きく、 $d_p=0$ において $n \rightarrow 1$

第4図 アクリル製供試サイクロン

に取れんす様相を呈しているが理論的に考えても $n=1$ とはならない。すなわち n の値は本実験では $0.8 < n < 1$ の範囲にあるものと思われ、式 (2.13) の理論値とはほぼ一致する。

また速度分布型、とくに領域 [3] については既報の結果と第3図とを比較することにより理論式 (2.10) および近似式 (2.14) の妥当性がうかがえる。なお (2.10) 式は $v_z=0$ としているが、実際には領域 [2] における v_z は他の領域に比しかなりの値をもつが、領域 [3] を含めて実験事実と比較的よく符号している。圧力分布についての考察は前項の理論において述べたとおりである。

以上は清水を流体とした場合の結果であるが、スラリを流体とした場合には、その実験結果からみると速度分布型にはほとんど変化を与えないが、 n の値はかなり異なったものがえられた。第7図はその一例で、縦軸は清水の場合の指数 n に対する各濃度における指数の比をとってある。図から濃度が大きくなるにつれて n' の値は小さくなり、ある濃度以上になるとほぼ一定値となる傾向を示す。このことは予想されたことで、固体微粒子の介在により旋回流の強さが弱められるためと考えられるから、この値の大小は実際操業におけるサイクロン性

第5図 指数 n に及ぼす流入速度 v_i の影響 第6図 指数 n に及ぼすピトー管の大きさ d_p の影響 第7図 指数 n に及ぼすスラリ濃度 δ_f の影響

能とくに分級粒径¹⁰⁾を論ずる場合に大きな影響を及ぼすことになる。

$D=125$ $D_0=40$ $H=374$ $D_u=22$
 $\sqrt{bh}=26.5$ $S=40$ $pi=0.5\text{kg/cm}^2$ [mm]

第8図 中空柱およびその外周の回転流体の瞬間写真

3.2 中心部の流れ

第8図は中心部に形成された中空柱およびその外周を旋回上昇する着色層を示す瞬間写真である。実験結果の一部は既報¹⁾で述べたが、ここでは中心部の流れが $v_t = r \cdot \omega$ なる流れ方をしていることの定量的証明と領域^[2]の厚さの測定結果を述べる。

角速度 ω の測定には超高速度ストロボライトを用い、その補助手段として絹糸を第4図のサイクロン軸と一致するように張り、その糸に直径約2mmのコルク球を結びつけて回転運動をさせて行った。この場合コルク球の回転数とストロボの発振周波数との同期は周波数の整数倍のところで行われるから、同期像がただ一点で見えるところを確認し、その周波数を用いて ω を算出した。このようにして従来乾式サイクロンをも含めて定性的にしか知れていなかった v_t と ω の関係を定量的に求めた。その一例を第9図に示す。なおこの付近の流れのねじれ角は大きいときで 80° 前後を示し、 ω と考え合わせていかに高速であるかが知れる。

また領域^[2]の厚さの測定には、第8図のように下流管から着色液を吸込ませた状態を写真撮影してその平均外周半径 r_2 を実測し、同時に中空柱の平均半径 r_1 をも実測してその差 $r_2 - r_1$ から求めた。その結果を第10

第9図 $v_{tc(max)} - \omega$ 線図

第10図 r_1, r_2 に対する v_i の影響

図に示す。図から r_2, r_1 は流入速度の増大とともに大きくなりやがて飽和することが知られる。この傾向は上流管の内径 D_0 が大きいほど著しく、また飽和点は D_0 が小さいほど流入速度の小さいところにある。ここにおいて、これらの着色現象を領域^[2]の v_z が乱流であることから、中空柱に接する水の内壁より Prandtl の混合距離だけ着色されたものと考えれば、その厚さは式 $(2 \cdot 15)$ より $l \approx \kappa \times r_1$ となるはずで第10図の実験結果とほぼ一致する。

4. 結 言

- 1) 本報文は湿式サイクロン内の流れ、とくに周分速度および圧力の分布についての理論解析を、従来全く無視されていた乱流変動を考慮して行い、各種の実験結果と対比してその妥当性を確かめたものである。
- 2) すなわち速度分布の近似式 $v_t \cdot r^n = \text{const}$ は $n=0.7$

~0.9 の範囲でよく成立することが知られた。

- 3) 流れの領域 [2] を従来は第 1 図のように平たんとみなしていたが、解析の結果第 3 図のように考えるのが至当と思う。すなわち [2] を [3] の延長部と考える方がより実際の実験結果ともよく一致することが認められた。
- 4) 領域 [2] の厚さを Prandtl の混合距離程度と考えれば、理論的な厚さは空気柱の半径の約 0.4 倍で実験結果ともよく符号する。
- 5) 中心部の流れについて、各種因子を定量的に測定して明らかにした。
- 6) 圧力こう配はサイクロン軸に直角な二つの断面間では、半径位置のみで決まりその間の垂直距離に無関係なことを理論的に求め実験結果と一致することを確かめた。
- 7) 上述の第 2 項に示す指数 n について、ピトー管による影響とスラリを流体とした場合の変化をしらべ、

サイクロン性能に及ぼす影響について述べた。

本研究の実施に当り終始有益な御教示と御べんたつを賜わった北海道大学教授高桑健氏に対し謹んで謝意を表する。実験その他について御助力を寄せられた当試験所所長馬場有政氏、部長田中和美氏および田中楠弥太氏、ならびに当所技官田中忠次氏、平本立躬氏および佐藤宗徳氏らに深謝する。

参 考 文 献

- 1) 藤本敏治: 日本鉱業会誌, 74巻835号, 昭33, p. 29~36.
- 2) 児玉八郎: 日本鉱業会誌, 69巻785号, 昭28, p. 495~499.
- 3) SHIH-I PAI: *Viscous Flow Theory (II-Turbulent Flow)*, 1957, p. 27.
- 4) 谷一郎: “流れ学”, 1955, p. 133~140.
- 5) A. A. Tawnson: *The Structure of Turbulent Shear, Flow*, 1956, p. 30.
- 6) Deissler: *Trans. ASME*, 73, 1951, p. 101~107.
- 7) SHIH-I PAI: *Viscous Flow Theory (II-Turbulent Flow)*, 1957, p. 54.
- 8) 谷一郎: “流れ学”, 1955, p. 139.
- 9) 北浦嘉之: 化学機械, 15巻5号, 昭26, p. 206~211.
- 10) 藤本敏治: 日本機械学会論文集, 24巻137号, 昭33, p. 74~79.

文献紹介

Dobson の 25t 水力鉄柱

(Colliery Guardian より)

水力鉄柱の降縮耐圧は従来 20t までのものが製作されていた。最近英国の Dobson 会社では耐圧 25t のものを製作し、すでに英国の 100 炭坑以上で使用されている。この鉄柱は高さ 20' から 98' までの全ての切羽に対して使用することが出来、外見 Dowty のものと同様、円筒形で凹凸少なくスマートである。

(鈴木 光)

エチレンジアミンジエーオルトヒドロキ

シフェニル酢酸による鉄の分光分析

A. L. Underwood: Spectrophotometric Determination of Iron with Ethylenediamine Di (o-Hydroxyphenylacetic Acid) Anal. Chem. 30, (1958) 44.

この試薬の赤色の鉄錯塩は極めて安定であり、鉄のスペクトル分析に有効である。pH2~9 に亘つて吸光度は不変で又試薬の大過剰も不要である。鉄の好適濃度は 5 ppm で標準誤差は 0.5% である。アルミ合金中の鉄分析法を示した。

(三枝)

チタン及びチタン合金中の酸素の発光

スペクトル分析

V. A. Fassel and W. A. Gordon: Emission Spectrometric Determination of Oxygen in Titanium and Titanium Alloys (Anal. Chem. 30, (1958) 179)

この方法は熔融白金浴の特殊電極の直流弧光励起によるものであり、チタン試料中の酸素は速にこの浴からアルゴン雰囲気中に遊離する。線強度比 O_{7771A}/A_{7891A} は試料中の酸素濃度に比例する。精度は真空熔融法又は臭素化・還元法に匹敵し、且つ極めて迅速に行える。

(三枝)

金属中の極微量炭素の定量

R. E. Fryxell: Determination of Very Small Amount of Carbon in Metals (Anal. Chem. 30, (1958) 273)

燃焼 CO_2 をアルカリ液に吸収せしめて電導度を測定する方法で、空气中で坩堝を取扱うことによるブランクのため、炭素量 0.005% 以下では普通減圧燃焼法に劣る。この精度を向上するため可変変圧器により燃焼温度を調節してブランクを安定させ、炭素 0.001% まで高精度をもつことが出来た。

(三枝)

精油所廃水中の油の定量

J. B. Rather, Jr., et al.: Determination of Oil in Refinery Effluent Waters (Anal. Chem. 30 (1958) 36)

精油所廃水中の全油量を迅速に定量する為に三製造所において協同研究がなされた。その結果赤外吸収法が、抽出・比重法や API 法 731~53 より優ることがわかった。しかし抽出・比重法は揮発性物質の存在或は低濃度の油には特に有効である。

(三枝)