

急速ろ過池の逆流洗浄機構の検討

ON THE MECHANISM OF FILTER BACKWASHING

埜口英昭*・上田年比古**

By Hideaki NOGUCHI and Toshihiko UEDA

1. ま え が き

急速ろ過池の逆流洗浄操作の過程で、砂層の最適な膨張比および逆流速度の決定は、砂層の清浄保持、洗浄水量の経済的使用などろ過池の効率的運用に重要な意味も持っている。逆流洗浄操作の管理は従来からろ層の膨張比によっているが、この最適膨張比について水道施設基準解説¹⁾には、「洗浄速度が高くなると粒子間の距離が増すので粒子相互の衝突摩擦も減ることにもなり、洗浄効果がかえって減少する。それで膨張比が30%前後になるような速度での洗浄がよい」とのべられている。これは洗浄が主として粒子相互の衝突摩擦作用により行われているという基本的認識に基づいていると考えられる。

ろ層の洗浄効果と膨張比あるいは逆流速度との関係については、従来から多くの研究がなされてきた。実験的研究には、J.R. Baylis²⁾、G.M. Fair³⁾、篠原⁴⁾、永井ら⁵⁾、丹保ら⁶⁾などの研究があり、その大部分は膨張比は20~30%程度で十分であり、あまり大きな膨張比は必要がないことがのべられている。また粒子の衝突ならびに水流のせん断作用について検討した異⁷⁾、藤田⁸⁾などの研究がある。なおこのほかにも多くの研究がなされているが、逆流洗浄の機構には不明な点が多く、その操作管理に必要な最適膨張比ならびに逆流速度の決定方法は未だ確立されていないようである。

本報は逆流洗浄機構解明の基礎的な研究として行ったものである。まず、従来からいわれているろ材粒子の衝突摩擦作用の検討を行った。

すなわち、ろ層内の粒子のランダムな運動にもとづく衝突を考慮して膨張ろ層全体についての粒子の衝突摩擦力の力積の総和の式および衝突数の式を導くとともに、ガラスビーズ層の定常膨張時の層内洗浄水の乱れを計測

し、衝突摩擦作用と空げき率および膨張比との関係を検討した。

次に砂ろ過筒についてカオリン、硫酸バンドおよびアルギン酸ソーダによるフロックをろ過し、このフロックを抑制させた砂ろ層について逆流を行って、逆流開始直後の砂層の非定常膨張時から定常膨張状態に至るまでの一連の洗浄過程について、ろ層の膨張・濁質排出状態の観察、洗浄排水濁度の時間変化およびろ層内残留フロック量の測定などを行い、これらにもとづいて逆流機構の検討を行った。

2. ろ層内粒子の衝突摩擦作用の検討

(1) ろ層内粒子の衝突摩擦式

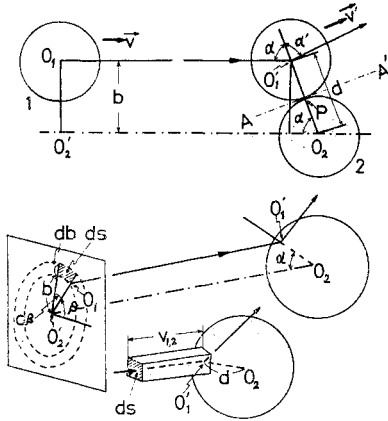
a) ろ層内粒子の衝突摩擦式の誘導

従来から凝集理論におけるフロック粒子の衝突数の式が知られているが、ここではこれとは別個の観点から逆流時のろ材粒子の衝突摩擦に関する式を求めることにする。すなわち、逆流時のろ材粒子の運動を全層にわたって均一のランダムな運動と考え、気体分子の運動⁹⁾と類似の取り扱いによって膨張ろ層全体についての単位時間当りの粒子の衝突摩擦力の力積の総和の式、および一般にこれまで検討の対象とされている衝突数の式を求めてみよう。ここでとくに衝突摩擦力の力積の総和を求めたわけは、ろ材粒子に付着するフロックのはく離が衝突数のみでなく衝突時衝突摩擦力の力積(力×作用時間)にも影響されると考え、この全層にわたる総和すなわち(衝突時の衝突摩擦力の力積)×(単位時間当り全層の衝突数)の値を洗浄効果の影響因子と考えたからである。

いま粒子はすべて等しく質量 m 、粒径 d をもつものとして、図-1のように速度 \vec{v}_1 、 \vec{v}_2 で接近し、衝突後 \vec{v}_1' 、 \vec{v}_2' で飛び去る粒子1と2に着目しよう。粒子2を固定して考えると粒子1は相対速度 $\vec{v}_{1,2} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ で粒

* 正会員 通産省工業技術院中国工業技術試験所 通産技官

** 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科



図一 粒子の衝突模式図

子2に衝突し、衝突後 $\vec{v}_{1,2} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ で飛び去る。衝突時の力積の、粒子の中心 O_1O_1' を結んだ方向の成分、すなわち力積の衝突面の法線方向の成分 I_1 は、衝突時の角度を図のように α, α' とすれば、

$$I_1 = m(1+c_e)|v_{1,2}|\cos\alpha \dots\dots\dots(1)$$

ここに $c_e = (|\vec{v}_{1,2}'|\cos\alpha') / (|\vec{v}_{1,2}|\cos\alpha)$ 、 c_e は反発係数であり衝突時の非定常運動や粒子表面に付着した濁質の影響などが含まれる。土屋ら¹⁰⁾は掃流砂礫の saltation に関する研究の中で河床を移動する砂礫の反発係数を実験的に求め、掃流力のかなり広い範囲で 0.4~0.6 の一定値を示すことを見出ししている。この結果がそのまま流動層内での粒子の衝突に適用できるものではないかもしれないが、ここでも反発係数 c_e は一定であると仮定する。

次に衝突時の力積の接点 P に引いた接線 AA' 方向の成分 I_2 (衝突面に働く摩擦力の力積に相当すると考えられる) は、衝突する2つの粒子の接触面の摩擦係数を c_f とすれば、

$$I_2 = c_f \cdot I_1 \dots\dots\dots(2)$$

で表わせる。ここで c_f は一定とする。したがって、衝突摩擦力の力積の大きさ I は

$$I = \sqrt{I_1^2 + I_2^2} = \sqrt{1+c_f^2} \cdot I_1 \dots\dots\dots(3)$$

となる。

いま流動化した層内に存在する全粒子 N 個のうちでその速度がある時刻に \vec{v} と $\vec{v}+d\vec{v}$ との間にある粒子の数を $f(v_x, v_y, v_z)dv_x dv_y dv_z$ と定義する。ここに v_x, v_y, v_z は速度ベクトル \vec{v} の成分であり、 $f(v_x, v_y, v_z)$ は速度分布関数⁹⁾である。図一に示すように粒子1と粒子2の相対速度 $\vec{v}_{1,2}$ の方向 O_1O_1' に垂直な面内の微小面積 ds に垂直に入射して、粒子2の表面上の点 p 付近に衝突する単位時間当りの粒子数 n_p は、 ds を底面として側面が $\vec{v}_{1,2}$ に平行で、長さ $|\vec{v}_{1,2}|=v_{1,2}$ の筒状体 (体積 $v_{1,2} \cdot ds$) 中にその中心があり速度が $\vec{v}_{1,2}$ の粒子の数に等しいと考える。なおここでは、この筒状体

内の1の粒子は2の粒子と衝突する以前に他の粒子との衝突はないものとしている。

いま V を膨張層の体積、 v_{1x}, v_{1y}, v_{1z} を \vec{v}_1 の各成分とすると、

$$n_p = (v_{1,2} ds / V) \cdot f(v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}) dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z} \dots\dots\dots(4)$$

さらに層内の速度 v_2 の粒子2の全個数を式(4)に乗ずると、単位時間当りに $\vec{v}_{1,2} \rightarrow \vec{v}_{1,2}'$ で表わせる衝突が起る回数 K' は、

$$K' = (v_{1,2} ds / V) \cdot f(v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}) dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z} \cdot f(v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}) dv_{2x} dv_{2y} dv_{2z} \dots\dots(5)$$

ここに ds は図一において $O_1'O_2 = d$ (粒径)、 $b = d \sin\alpha$ であるから、 $\beta, d\beta$ を図のようにとれば、

$$ds = db \cdot d\beta = d^2 \sin\alpha \cos\alpha d\alpha d\beta \dots\dots\dots(6)$$

したがって $v_{1,2} \cdot ds$ の体積中にその中心があり相対速度 $\vec{v}_{1,2}$ をもつ粒子1の衝突によって、粒子2のうける単位時間当りの力積の大きさの和 I' は式(3)×式(5)となる。いま式(6)を考慮すれば

$$I' = \sqrt{1+c_f^2} \cdot \{m(1+c_e)d^2 v_{1,2}^2 / V\} \sin\alpha \cos^2\alpha d\alpha d\beta \times f(v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}) dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z} \times f(v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}) dv_{2x} dv_{2y} dv_{2z} \dots\dots(7)$$

したがって単位時間当りに層内粒子の衝突によって生ずる層全体の力積大きさの総和 I_T は、まず \vec{v}_1, \vec{v}_2 を固定して α を $0 \sim \pi/2$ まで、 β を $0 \sim 2\pi$ まで積分して粒子1と粒子2の衝突のすべての場合の和を求め、次に \vec{v}_1, \vec{v}_2 のすべての場合についての和をとって求められる。ただし和をとる場合同一粒子について衝突する方とされる方で2度加算することになるので $1/2$ を乗ずることにすれば、式(7)から

$$I_T = \frac{\pi m d^2 \sqrt{1+c_f^2} (1+c_e)}{2V} \iiint dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z} \times \iiint dv_{2x} dv_{2y} dv_{2z} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} d\alpha d\beta \{ \sin\alpha \cos^2\alpha \times v_{1,2}^2 f(v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}) f(v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}) \} = \frac{\pi m d^2 \sqrt{1+c_f^2} (1+c_e)}{3V} \iiint dv_{1x} dv_{1y} dv_{1z} \times \iiint dv_{2x} dv_{2y} dv_{2z} \times \{ v_{1,2}^2 f(v_{1x}, v_{1y}, v_{1z}) \cdot f(v_{2x}, v_{2y}, v_{2z}) \} \dots\dots\dots(8)$$

いま流動化した層内で粒子はランダムな運動による衝突を繰り返す、一定の逆洗速度のもとではその速度分布は期待値が0、分散が σ 、共分散が0の3次元正規分布をするものとし、速度分布関数を次のように仮定する。

$$f(v_x, v_y, v_z) = N(1/2\sigma\pi)^{3/2} \times \exp\{- (1/2\sigma)(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)\}$$

$$\dots\dots\dots(9)$$

ここに N はろ層内の全粒子数である。

次に2つの粒子の運動をそれらの重心の運動と、2つの相対運動で表わすことにして \vec{v}_G を2つの粒子の重心の移動速度、 $\vec{v}_{1,2}$ を2つの粒子の相対速度とすれば、

$$\frac{1}{2}(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = \vec{v}_G, \quad v_1 - \vec{v}_2 = \vec{v}_{1,2}$$

$$\therefore \vec{v}_1 = \vec{v}_G + (1/2)\vec{v}_{1,2}, \quad \vec{v}_2 = \vec{v}_G - (1/2)\vec{v}_{1,2} \dots\dots(10)$$

いま式(10)により速度空間での体積素片の変換を考えると

$$\left. \begin{aligned} & dv_{1,x} dv_{1,y} dv_{1,z} \cdot dv_{2,x} dv_{2,y} dv_{2,z} \\ & = |J| dv_{G,x} dv_{G,y} dv_{G,z} \cdot dv_{1,2,x} dv_{1,2,y} dv_{1,2,z} \end{aligned} \right\} \dots(11)$$

$$|J|=1$$

ここに $v_{1,2,x}, v_{1,2,y}, v_{1,2,z}$ は $\vec{v}_{1,2}$ の各成分、 $v_{G,x}, v_{G,y}, v_{G,z}$ は \vec{v}_G の各成分であり、 J はヤコビの行列式

$$J = \partial(v_{1,x}, v_{1,y}, v_{1,z}, v_{2,x}, v_{2,y}, v_{2,z}) / \partial(v_{G,x}, v_{G,y}, v_{G,z}, v_{1,2,x}, v_{1,2,y}, v_{1,2,z}) = -1$$

である。

式(9),(10)および(11)を式(8)に代入し、 $v_{1,2}^2 = v_{1,2,x}^2 + v_{1,2,y}^2 + v_{1,2,z}^2$ 、 $v_G^2 = v_{G,x}^2 + v_{G,y}^2 + v_{G,z}^2$ を考慮すると次式がえられる。

$$I_T = \frac{\pi m N^2 d^2 \sqrt{1+c_f^2}(1+c_e)}{3V} \left(\frac{1}{2\pi\sigma}\right)^3 \times \left\{ \int \int \int_{-\infty}^{\infty} dv_{G,x} dv_{G,y} dv_{G,z} \cdot \exp\left(-\frac{1}{\sigma} v_G^2\right) \times \int \int \int_{-\infty}^{\infty} dv_{1,2,x} dv_{1,2,y} dv_{1,2,z} \cdot v_{1,2}^2 \exp\left(-\frac{1}{4\sigma} v_{1,2}^2\right) \right\} \dots\dots(12)$$

次に極座標(動径 v_G または $v_{1,2}$ 、天頂角 θ 、偏角 φ)変換

$$\left. \begin{aligned} & dv_{G,x} dv_{G,y} dv_{G,z} = v_G^2 \sin\theta d\theta d\varphi dv_G \\ & dv_{1,2,x} dv_{1,2,y} dv_{1,2,z} = v_{1,2}^2 \sin\theta d\theta d\varphi dv_{1,2} \end{aligned} \right\}$$

により式(12)を変換して $v_G, v_{1,2}$ について $-\infty \sim \infty$ 、 θ について $0 \sim \pi$ 、 φ について $0 \sim 2\pi$ にわたって積分すると

$$I_T = \frac{2\pi m N^2}{V} d^2 \sqrt{1+c_f^2}(1+c_e)\sigma \dots\dots(13)$$

いま A をろ過筒断面積、 L_0 を初期ろ層高さ、 L を膨張時のろ層高さ、 e_0 を初期空隙率、 e_V を膨張時の空隙率および V_0 を初期ろ層体積とすれば

$$V = AL = V_0(1-e_0)/(1-e_V)$$

したがって式(13)は

$$I_T = \frac{2\pi d^2 m N^2}{V_0} \cdot \frac{\sqrt{1+c_f^2}(1+c_e)}{1-e_0} (1-e_V)\sigma \dots\dots(14)$$

これが求める粒子相互の衝突摩擦力積の大きさの単位時間当りのろ層全体の総和である。

式(14)において d, m, N および V_0 は一定であり、

また係数 c_e および c_f を一定とすれば

$$I_T \propto (1-e_V)\sigma \dots\dots(14')$$

次にろ層全体での単位時間当りの粒子の衝突回数 K_T は式(5)を用いて同様な誘導をすれば、

$$K_T = \frac{2\sqrt{\pi} d^2 N^2}{V_0(1-e_0)} (1-e_V)\sigma^{1/2} \dots\dots(15)$$

$$\text{or } K_T \propto (1-e_V)\sigma^{1/2} \dots\dots(15')$$

となる。

b) 粒子の変動速度の2乗平均 σ について

さて式(14'),(15')から I_T および K_T を最大にする空隙率 e_V を求めることを考えよう。これには σ を e_V の関数として表わすことができればよいが、これを理論的に求めることは困難である。また粒子の変動の直接測定も現在のところ困難なようである。したがって、いまろ層内の洗浄水の乱れと粒子の乱れとの関連性を考えてみよう。

洗浄水の乱れの原因としては①ろ層下部のフィルターから発性する乱れ、②ろ材粒子のwakeにより生ずる乱れ、③ろ層全体にわたる大きな循環流(砂流)による乱れ⁵⁾ および④膨張ろ層内に生ずる場所的な濃度差による沈降速度の相違から、粒子が小さな群をなしてこれがたえず上下に変動することによって引き起される洗浄水の乱れである。以上の原因のうち①の乱れは後述の実験結果(図-3参照)から小さいものであることがわかった。また②の乱れも粒子のオーダーでのレイノルズ数 $Re = u_1 d / \nu$ が小さいので無視できると考えられる。また③については、実際のろ過池ではこれも大きな原因となると考えられるが、本実験ではこの砂流が発生しないようにろ過筒を正しく鉛直にし、また洗浄水をフィルター面から均等に流出させてこの原因を除去した。したがって、本実験では結局④による乱れが主な原因と考えられる。なおフロックブランケット層内の乱れもフロック群の沈降速度の変動によるものとの報告がある^{12),13)}。

以上のことから洗浄水の乱れと粒子の乱れとは粒子の比重が1よりかなり大きいことから決して同じものとは考えられないが、上記のように粒子の乱れによって洗浄水の乱れが引き起こされ両者は互いに因果関係にあることから、粒子の乱れが最大るとき洗浄水の乱れも最大となるなど、両者の乱れと空隙率の関係はその傾向が類似すると考えた。したがって、ここでは粒子の乱れを直接測定することが困難なためその代りに洗浄水の乱れを測定し、その乱れ強さの2乗を σ に比例する値とすることにした。

(2) ろ層内洗浄水の乱れの測定

a) 実験装置と実験方法

実験に用いたろ過筒は高さ1mのアクリル製長方形

断面 (10 cm×5 cm) で、その底部から高さ 13 cm まで径 2 mm の鉛玉をつめて整流用のフィルター部とした。ろ材には 粒径をほぼ均一にそろえた平均粒径 1.02 mm と 0.455 mm の 2 種類の粒径のガラスビーズを用いた。比重はいずれも 2.48 であった。初期ろ層厚さは 20 cm, その空隙率 e_0 は 0.413 (実測値) であり、逆洗時の膨張比は 10% から最大 200% まで変化させた。

実験装置は 図-2 に示すように、低水槽、高さ 4 m の定水頭水槽、ろ過筒、低水槽の順に水を循環させた。逆洗速度はろ過筒下部のバルブ V で調節し所要の膨張比を与えた。洗浄水の乱れの計測には DISA 製 2 成分ホットフィルム流速計を用い、これを流動化したろ層上面より所定の位置にゆるやかに挿入して行った。ホットフィルム・センサーへの粒子の衝突が計器および計測結果に悪影響を及ぼすことが心配されたが、計測後の検定、測定記録およびそれに基づく種々の算定値の検討からはその悪影響は認められなかった。なお本実験でろ材としてガラスビーズを用いた理由の一つは、表面に鋭利な角をもつ砂粒子ではホットフィルムセンサーを破壊した例があり、これをさけたためである。図-2 の検定用水槽 (ベルマウス型オリフィス) は、各実験の直前に流速に対する流速計の出力電圧の検定を行うためのものである。

逆洗膨張実験は 4 種類行ったが、その実験条件を表一

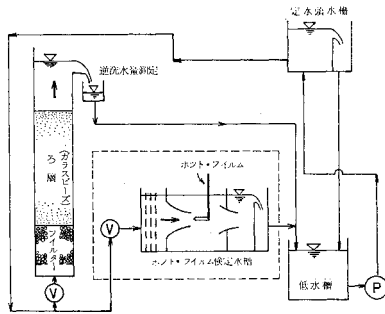


図-2 洗浄水の乱れの測定実験装置 (P:ポンプ, V:バルブ)

表-1 逆洗膨張実験の条件 (ろ材:ガラスビーズ, 比重 2.48)

	水温 ($t^{\circ}\text{C}$)	平均粒径 (d :mm)	終末沈降速度* (u_t :cm/s)	Reynoldy 数 ($R_c=u_t d/\nu$)
EXP-1	13.0	1.02	13.04	110.5
EXP-2	14.3	1.02	13.10	115.9
EXP-3	27.0	0.455	6.51	34.5
EXP-4	27.0	1.02	14.64	174.1

(* Allen 公式 $u_t=0.233\left[\frac{g^2}{\nu}\left(\frac{\rho'-\rho}{\rho}\right)^2\right]^{1/3}d$ による)

1 に示している。表の終末沈降速度は Allen の式¹⁾により算定した。EXP-1 および EXP-2 ではフィルター面より $5L/6$ (L は膨張したろ層厚さ) の一点で計測し、EXP-3 および EXP-4 ではフィルター面より $L/6, L/2$, および $5L/6$ の 3 点で計測した。計測時間は 120 秒, AD 変換時のデータのサンプリング周波数は 100 Hz および 300 Hz の 2 種類を用いた。これによってえられた流速瞬間値 u_i (総個数 $n=4096$) について $\sqrt{u'^2}=\{(1/n)\sum_{i=1}^n(u_i-\bar{u})^2\}^{1/2}$ により鉛直方向の乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ を算定した。またエネルギースペクトルの計算は 120 秒間のデータを 40 秒間の 3 ブロックに分割して、それぞれについて F.F.T 法⁴⁾により計算した。またフィルターにより発生する乱れについては、ろ過筒にろ材が充填されていない場合の洗浄水の乱れを計測しその減衰特性を調べた。

b) 洗浄水の乱れ強度と乱れのエネルギースペクトル

実験によりえられた諸量の一例として EXP-1 の場合を表-2 に示している。表において、 \bar{u} はホットフィルム流速計によりえられた空隙内の実質平均流速である。なお鉛直方向の乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ は平均流速 \bar{u} の 20~35% 程度の値を示しており、この値は他の実験においても同様である。一般に乱れの計測において十分な精度を保つには、平均流速は乱れ強度の 10 倍程度は必要とされているので、本実験の場合その精度はやや低下することはやむをえないと考えられる。

膨張比 E および測定位置による乱れ強度の変化を図

表-2 洗浄水の乱れの測定実験結果 (EXP-1) (ろ材:ガラスビーズ)

膨張比 E (%)	空隙率 e_v	逆洗速度 U_B (cm/s)	空隙率指数 n	空隙内平均流速 \bar{u} (cm/s)	$\sqrt{u'^2}$ (cm/s)	$\sqrt{v'^2}$ (cm/s)	ϵ_t $\frac{3}{\text{erg}/(\text{cm}^3\cdot\text{s})}$	ϵ_0 $\frac{3}{\text{erg}/(\text{cm}^3\cdot\text{s})}$	$(1-e_v)\sqrt{u'^2}$ (cm/s)	$(1-e_v)\sqrt{\epsilon_t}$ $\frac{\text{erg}^{0.5}}{(\text{cm}^{1.5}\cdot\text{s}^{0.5})}$	$(1-e_v)\sqrt{\epsilon_0}$ $\frac{\text{erg}^{0.5}}{(\text{cm}^{1.5}\cdot\text{s}^{0.5})}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
118	0.731	4.90	0.320	9.42	2.29	2.09	92.1	1911	0.616	2.582	11.76
101	0.708	4.50	0.324	9.32	2.34	2.14	104.7	1906	0.683	2.988	12.75
86	0.685	4.06	0.324	10.18	2.43	2.22	109.2	1855	0.765	3.292	13.57
58	0.625	3.20	0.334	8.56	2.16	1.99	97.7	1726	0.810	3.707	15.58
40	0.581	2.58	0.335	7.56	1.90	1.77	78.3	1567	0.796	3.708	16.59
30	0.549	2.18	0.335	6.09	1.67	1.52	67.6	1426	0.753	3.708	17.03
20	0.511	1.76	0.335	5.60	1.47	1.42	46.9	1247	0.719	3.349	17.27
10	0.466	1.35	0.337	4.55	1.18	1.12	17.6	1044	0.630	2.240	17.25

($e_0=0.413, u', v'$:鉛直および水平方向変動速度)

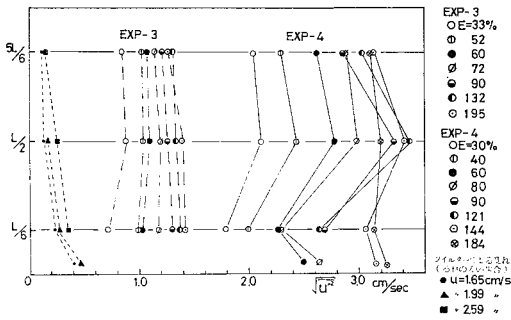


図-3 ろ層内洗浄水の乱れ強度分布 (E: 膨張比, $e_0=0.413$, u : 逆洗速度)

一3 に示している。図においてろ材がない場合のフィルターのみにより発生する乱れは鉛直上方に向かって減衰し、その大きさはろ材がある場合のろ層内の乱れに対して十分小さい。したがって、前述のように、洗浄水の乱れの主原因はフィルターによるものではないといえる。

次にろ層内での深さによる乱れ強度の相違についてみると、 $L/6$, $5L/6$ の点に比べてろ層中央部 $L/2$ 点での乱れ強度がやや大きい。これは膨張ろ層表面とフィルター表面とにより乱れがおこされることによる影響で、大粒径の場合 (EXP-4) が小粒径の場合 (EXP-3) よりその影響が大きい。しかし $L/2$ および $5L/6$ 点での乱れ強度の差はそれほど大きくないようである。

図-4 に乱れ強度と空隙率の関係を示している。乱れの測定は流速計を支持棒で支えて行ったことから、 $5L/6$ 点で支持棒の長さも短く精度もよいのではないかと考えて、この測定値は $5L/6$ 点の値をとっている。どの実験においても、乱れ強度はある空隙率で極大値をもっている。なお同一空隙率での乱れ強度の相違および極大値を示す空隙率の相違は粒径および水温の相違、すなわちレイノルズ数の相違によるものと考えられるが、本実験の範囲では乱れ強度の極大値は空隙率 $0.70 \sim 0.75$ (初期空隙率 $e_0=0.413$ とし膨張比 $93\% \sim 132\%$) 付近に存在するようである。

次に図-5 に鉛直方向の流速変動のスペクトルの一例を示している。スペクトルには慣性領域を示す $-5/3$ 乗則および粘性領域に相当する -4 乗則の成立する部分が

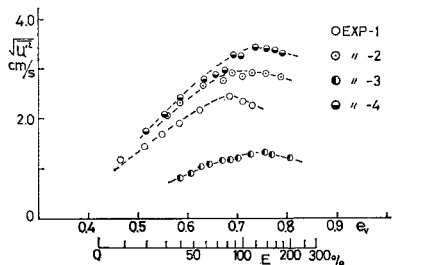


図-4 空隙率と洗浄水の乱れ強度の関係 ($e_0=0.413$)

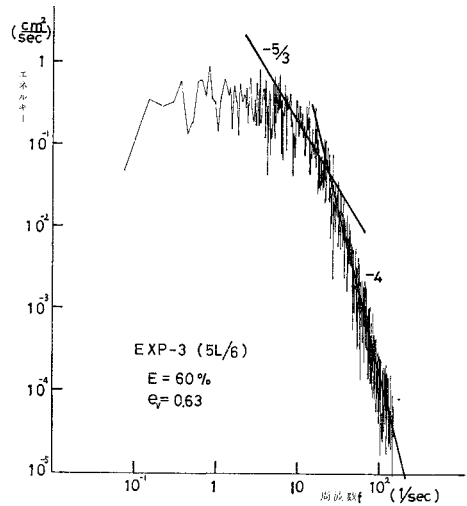


図-5 洗浄水の乱れのエネルギースペクトル ($e_0=0.413$)

存在し、局所等方性が成立していることがわかる。またこの図の $-5/3$ 乗則と -4 乗則を示す直線の交点すなわち慣性領域と粘性領域との境界における周波数 f_d からミクロスケール $l_d = 2\pi/k_d = \bar{u}/f_d$ (k_d : 両領域の境界の波数, \bar{u} : 空隙内の実質平均流速) を求めると、ろ材平均粒径 0.455 mm の場合で $l_d = 2.0 \sim 3.0 \text{ mm}$ 、ろ材平均粒径 1.02 mm の場合で $l_d = 3.0 \sim 4.0 \text{ mm}$ となりこれらはほぼ粒径の $3 \sim 4$ 倍程度である。このことは粒子が数個の群をなして変動していることを示すものと考えられる。

表-2 の ϵ_0 は洗浄水が膨張ろ層内を通過する間に失う単位時間・単位体積当りの損失エネルギーの全量で次式により算定したものである。

$$\epsilon_0 = \{(\rho_p/\rho_w) - 1\} (1 - e_V) \rho_w g u_B \dots\dots\dots (16)$$

ここに ρ_p : 粒子の密度, ρ_w : 流体の密度, e_V : 膨張時の空隙率, g : 重力の加速度, u_B : 逆洗速度である。また ϵ_T (エネルギー散逸率) は ϵ_0 のうちの洗浄水の乱れにより失う単位時間・単位体積当りの損失エネルギーで、次式¹⁵⁾により算定したものである。

$$\epsilon_T = 15 \rho_w \nu \sum k^2 F(k) 4k \dots\dots\dots (17)$$

ここに ν : 動粘性係数, k : 波数, $F(k)$: エネルギースペクトルである。

(3) ろ層内粒子の衝突摩擦作用について

以上によって洗浄水の乱れ強度の2乗平均 $\overline{u'^2}$ と e_V との関係がえられた。前述のようにここでは式 (14'), (15') の σ が $\overline{u'^2}$ と比例するものと仮定して、 $\overline{u'^2} \sim e_V$ の関係を $\sigma \sim e_V$ の関係の代りに用いることにした。すなわち

$$I_T \propto (1 - e_V) \sqrt{\overline{u'^2}} \dots\dots\dots (14'')$$

$$K_T \propto (1 - e_V) \sqrt{\overline{u'^2}} \dots\dots\dots (15'')$$

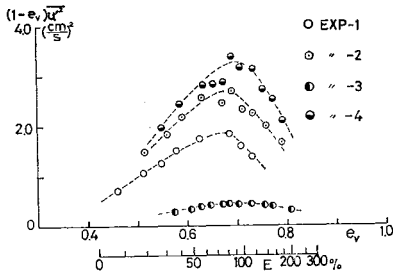


図-6 $(1-\epsilon_V)\sqrt{u^2}$ と ϵ_V との関係 ($\epsilon_0=0.413$)

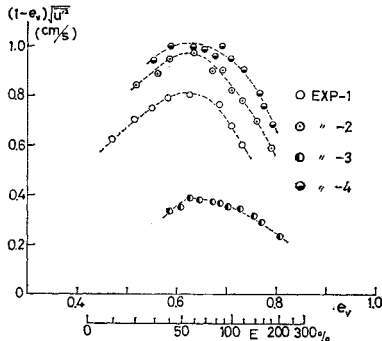


図-7 $(1-\epsilon_V)\sqrt{u^2}$ と ϵ_V との関係 ($\epsilon_0=0.413$)

として、図-4の結果から式(14''),(15'')右辺と ϵ_V との関係の求めると 図-6,7 がえられる。

図-6,7をみると、それぞれの図においてその peak を示す空隙率は各実験についてほぼ同じになり、また 図-6の peak を与える空隙率は 図-7のそれより大きくなっている。次に peak における空隙率 ϵ_V および膨張比 E は 図-6 では $\epsilon_V \approx 0.7$ となり、本実験の $\epsilon_0 = 0.413$ (実測値) に対して $E \approx 96\%$ 、また大き目の値として $\epsilon_0 = 0.50$ をとれば $E \approx 67\%$ となる。また 図-7 では $\epsilon_V \approx 0.63$ となり本実験の $\epsilon_0 = 0.413$ に対して $E \approx 59\%$ 、また $\epsilon_0 = 0.50$ に対して $E \approx 35\%$ となる。 ϵ_0 によって E が異なるので E についての議論にはやや明確さを欠くが、以上のことから衝突数最大に対する膨張比は従来からいわれている最適膨張比約 30% に比較的近いようであるが、衝突摩擦力の力積の総和が最大になる膨張比はこの 30% よりかなり大きくなるようである。

(4) 凝集理論における衝突回数式のついて

ここで凝集理論で知られている衝突数の式について検討してみよう。丹保がその概要¹⁰⁾をのべているように、単位体積、単位時間当りの衝突数 K_n および膨張る層全体の単位時間当りの衝突数 K_T の式には、

$$K_n = (4/3)n^2 d^3 G \text{ (Camp}^{11)\text{らによる)} \dots\dots (18)$$

$$\therefore K_T = (4/3)(N^2/V)d^3 \sqrt{\epsilon_0/\mu} \propto (1-\epsilon_V)\sqrt{\epsilon_0}$$

$$\dots\dots\dots (19)$$

乱流の条件下で

$$K_n = 12 \pi \beta n^2 d^3 \sqrt{\epsilon/\mu} \text{ (Levich}^{12)\text{による)} \dots (20)$$

$$\therefore K_T = 12 \pi \beta (N^2/V)d^3 \sqrt{\epsilon/\mu} \propto (1-\epsilon_V)\sqrt{\epsilon}$$

$$\dots\dots\dots (21)$$

ここに d : 粒径 (均一とする)、 N : 層内全粒子数、 V : 膨張る層体積、なお $V = V_0(1-\epsilon_0)/(1-\epsilon_V)$ 、ここに V_0 : 初期層体積、 ϵ_0 : 初期空隙率、 ϵ_V : 膨張る層空隙率、 n : 単位体積内粒子数 ($=N/V$)、 G : 速度勾配 ($=\sqrt{\epsilon_0/\mu}$)、 ϵ_0 : 速度勾配にもとづく単位体積、単位時間当りのエネルギー損失量で、Camp^ら¹¹⁾は層内の全損失の単位時間、単位体積当りの損失量をとっている。 ϵ : 乱流下の単位体積、単位時間当りの損失量、 μ : 粘性係数、 β : 定数である。藤田¹²⁾は式(19)の ϵ_0 に式(16)を与えて

$$K_T \propto (1-\epsilon_V)^{3/2} u_B^{1/2} \dots\dots\dots (22)$$

として、これに空間率関数 $\epsilon_V = (u_B/u_t)^n$ を使い、この式の n には Fair¹³⁾の提唱している $n=0.222$ を与えて式(22)の K_T を最大にする ϵ_V を求めている。これによると K_T 最大の状態では $u_B = u_t/10$ 、 $\epsilon_V = 0.60$ および $\epsilon_0 = 0.48$ とすれば膨張比 $E = 30\%$ となり、従来の最適膨張比約 30% はほぼ衝突数最大するときであると考えればよく説明がつくとおべている。しかしこの算定過程における上記の n は終末沈降速度のレイノルズ数 $Re = u_t d/\nu$ の関数¹¹⁾で、レイノルズ数の増加につれて n は増し、丹保らによれば砂層では $Re = 10$ 程度で $n = 0.30$ 程度となる¹³⁾ ことがのべられている。なお砂粒径 0.6 mm に対しては $Re \approx 50$ となり n はさらに大きくなると考えられる。著者らの実験でもガラスビーズ ($d = 0.45 \sim 1.00$ mm) について、 $n = 0.30 \sim 0.35$ をえている (この一例として表-2(4)欄参照)。いま $n = 0.30$ として、式(22)からあらためて K_T 最大の状態を求めると、 $u_B = u_t/8.5$ 、 $\epsilon_V = 0.52$ また $\epsilon_0 = 0.48$ とすれば $E = 11\%$ となる。 K_T 最大の状態についてはまだ定説はないが、 $\epsilon_V = 0.52$ はやや小さ過ぎるのではないかと考えられる。なお n が増せば ϵ_V 、 E はさらに小さくなる。いま EXP-I (表-2)の場合について式(19)の $(1-\epsilon_V)\sqrt{\epsilon_0}$ を示すと表-2の(12)欄となるが、この値の最大に対する ϵ_V は(4)欄に示す $n = 0.33$ を用いて算定すると $\epsilon_V = 0.50$ となり、静止時の空隙率に近いかなり小さな値となる。

以上のように K_T の式に層流条件下の式(18)を用い、この式の ϵ_0 に層内に発生する全損失量の式(16)を用いることには疑問が感ぜられる。

さて丹保らは乱流下の粒子の衝突には式(20)を用いるべきことをのべ¹⁰⁾、この式の ϵ には粒子の衝突に關与する有効損失エネルギーをとるべきことを強調してい

て、撈槽では種々の報文から推定すると、有効損失エネルギーは ϵ_0 の 10~15% 程度²⁰⁾ と考えられるとのべている。さて、逆洗の場合では ϵ_0 は式 (16)、表-2 (9) 欄に示されている。次に粒子の衝突に關与する乱れのエネルギー損失量は ϵ_f (式(17)、表-2 (8) 欄) に相当すると考えられる。表-2 から ϵ_0 と ϵ_f を比較すると ϵ_f は ϵ_0 の約 2~6% 程度となっていてかなり小さい。したがって、 ϵ_0 のうちの大部分は膨張層内の粒子を浮遊状態に維持するために使われているといえる。また表-2 から ϵ_f の peak に対する e_v は 0.685 となっているのに対し、 ϵ_0 の peak に対する e_v は式 (16) の微分から求めると (この場合 (4) 欄の $n=0.33$ を用いる) $e_v=0.75$ となる。すなわち peak の位置の e_v が異なり、 ϵ_f は ϵ_0 に対して比例して小さくなっていないことがわかる。いま式 (21) の ϵ に丹保のいう有効エネルギーとしてこの ϵ_f をとってみる。すなわち、式 (21) を

$$K_T \text{ の } (1-e_v) \sqrt{\epsilon_f} \dots\dots\dots (21')$$

とすると表-2(11)欄のようになり、 K_T の peak の e_v は 0.55~0.58 ($e_0=0.48$ として $E=15.6\sim 24\%$) 付近となる。この e_v は前述のように本報でえられた衝突数の peak に対する空隙率 0.63 (表-2(10) 欄に例示している) に比較的近似した値を示す。

ところで、式 (15) は粒子の乱れの 2 乗平均 σ が直接求めないためここではやむなく洗浄水の乱れ強度の 2 乗平均を代用しているにしても、あくまで粒子そのものの運動に着目して求めた衝突の式である。一方凝集理論による衝突数の式 (21) は水の乱れに着目したもので、粒径 d が乱れのミクロスケール λ_0 (Kolomogoroff の局所スケールで $\lambda_0=(\nu^3\rho_w/\epsilon_f)^{1/4}$ 定義される) より十分小さいこと、および粒子の比重が 1 に近く粒子は水の運動に十分追従できることが必要な条件となる。したがって、比重が 1 に近いフロックのような粒子の衝突では式 (21) が適用できても、粒径が λ_0 よりかなり大きく (表-2 に示す実験条件では $\lambda_0\approx 0.1\text{ mm}$ で粒径 d の 1/10 程度のオーダーとなっている)、比重が 2.48 程度であるろ材粒子の洗浄時の衝突現象にそのまま適用することには疑問が感ぜられる。

3. 逆流洗浄実験と洗浄機構の検討

(1) ろ過によるフロックの抑留

a) ろ過装置とろ過方法

実験は恒温室内に設置した砂ろ過筒で行った。実験装置の概要を 図-8 (a) に示している。実験に用いたろ過筒の寸法は 図-2 と同一で、底部には径 2 mm の鉛玉で高さ 10 cm のフィルター部を設け、ろ過筒上部をフ

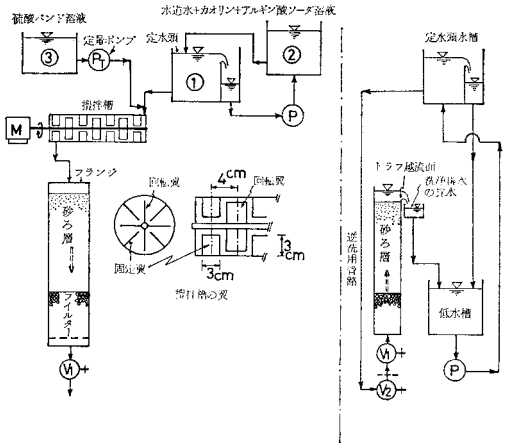


図-8 ろ過・逆洗実験装置 (M: モーター, P: ポンプ)

ランジにより密閉して撈槽と内径 2 cm のビニール管で連結させている。ろ材はふるい目 0.59~0.84 mm 間で採取した比重 2.65 の砂ろ材を用い、ろ層厚さは 60 cm とした。この場合の初期空隙率は $e_0=0.48$ 程度であった。ろ過にあたっては、学内水道水にカオリンとアルギン酸ソーダを入れた原水を小型ポンプで水槽 ①② 間で循環させ定水頭を保ちながら撈槽へ流入させる。同時に水槽 ③ から硫酸バンド溶液を定量ポンプにより撈槽に送り、急速撈槽によりフロックを形成させ、これをろ過筒へ自然流下させてろ過する。ろ過速度の調節はバルブ V_1 により行う。撈槽は内径 10 cm、長さ 1 m のアクリル製円筒で、幅 3 cm、長さ 3 cm、厚さ 1 cm の回転翼およびこれと同形の固定翼をそれぞれ回転軸と槽内壁に 90° をなして取付けている。回転翼の回転数は 130 rpm、 G 値は 400 1/sec、撈槽内のフロックの平均滞留時間は約 8 分であった。

ここで行った実験条件を表-3 に示している。注入率はカオリン 30 ppm、アルギン酸ソーダ 0.2 ppm、硫酸バンド 15 ppm で、EXP-II のみは硫酸バンド量の影響をみるため、注入率を 30 ppm としている。各実験ともろ過池に流入するフロックの平均径は約 40 μ であった。次にろ過速度は 150 m/day、ろ過継続時間はろ層の損失水頭が 1.0 m~1.2 m になるのを目安として 15.5 時間

表-3 ろ過・逆洗実験の条件

実験	ろ 過 条 件				逆 洗 条 件			
	ろ 層 高 さ (cm)	ろ 過 速 度 (m/day)	ろ 過 時 間 (hour)	硫酸バンド注入率 (ppm)	膨張比 (%)	逆 洗 速 度 (cm/s)	逆洗時間	
EXP-I	62.0	150	15.5	15	47.6	2.06	6分30秒	
EXP-II	60.0	150	15.5	30	32.0	1.64	6×30〃	
EXP-III	60.5	150	15.5	15	28.9	1.38	6×30〃	
EXP-IV	58.5	150	15.5	15	18.8	0.98	6×30〃	
EXP-V	61.0	150	15.5	15	—	—	—	

(EXP-V はろ過実験のみ)

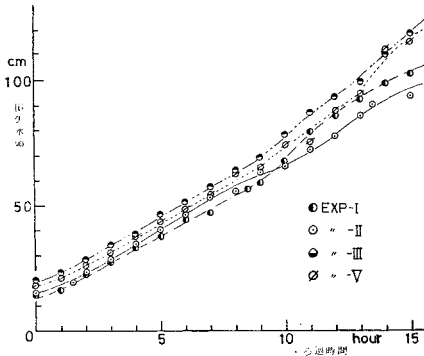


図-9 ろ過時の損失水頭の時間変化

とした。ろ過継続中はフランジの小孔から流入水を2時間間隔で取り出し濁度を測定して、ろ過終了後にその平均値を求め、流量からろ層への流入フロック総量(表-4の(19)欄)を算出した。またバルブ V_1 の下端で、30分間隔で流量をチェックして、それを一定に保ち、またろ過開始後2時間までは15分間隔で、その後は1時間間隔でろ水濁度を測定した。ろ過時の水温は16~19°Cであった。

b) フロックの抑留

図-9にろ過時の損失水頭の時間変化を示している。時刻 $t=0$ での値はろ層の初期損失水頭であるが、ろ層の充填時に空隙率を厳密に同じにできないため、各実験で多少の相違をきたしている。次に損失水頭の時間変化をみると、EXP-I, III, V はほぼ同じ勾配であり、初期損失水頭を差引いた値の時間変化はほぼ一致する。したがって、実験の再現性は十分あると考えられる。次にEXP-IIはろ過継続時間ほぼ9時間までは他のものとほぼ同じ勾配をなして、それ以後はややゆるやかになっている。これは硫酸バンドが多いためフロックの性状がやや異なり、ろ層内のフロック抑留形態が他の実験と多少相違したためではないかと考えられる。しかしその相違は小さく、したがって、これらのろ層はほぼ同じフロック抑留状態とみなして逆洗の検討を行った。

図-10に、EXP-Vのろ過終了後にろ層を切取って測定したろ層内抑留フロック量の分布を示している。ろ層表面には約2~3mmのケーキが堆積しているが、ここではケーキも砂層表面1cmの部分の抑留量として取り扱った。

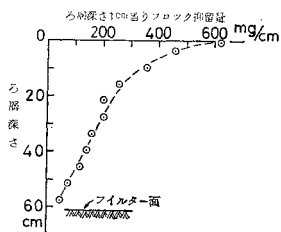


図-10 ろ層内フロック抑留量分布 (EXP-V)

図によると表層から深さ約20cmまでに総抑留量の56%、40cmまでに85%、50cmまでに95%が抑留されており、かなりの深さま

でフロックが侵入していて、いわゆる深層ろ過の傾向にあることがわかる。また各実験ともろ過継続中のろ水濁度はすべて1度以下であり、流入フロックのほぼ全量が砂層内に抑留されたものと考えてよい状態であった。

(2) 洗浄実験装置と実験方法

上述のろ過によりえられたフロックの抑留されたろ層について逆流洗浄実験を行った。装置の略図を図-8(b)に示している。実験にあたっては、ほぼ所定の膨張比がえられるように、各実験ごとろ過を行う前に次のようにバルブ V_2 の開度をあらかじめ調節した。すなわちバルブ V_2 のついている逆洗用管路とろ過筒下部のバルブ V_1 を連結し、バルブ V_1 を全開した状態でバルブ V_2 の開度を所定の膨張比がえられるように設定する。その後逆洗用管路を取りはずし、バルブ V_1 を操作して所定のろ速でろ過を行う。ろ過終了後、バルブ V_1 を閉じてろ過筒上部のフランジを取りはずして逆洗用トラフ(ろ過筒からの洗浄排水の越流部)を取り付け、再び逆洗管路を連結する。洗浄にあたってはバルブ V_1 を一定時間で全開した。したがって、このとき逆洗はあらかじめ設定したバルブ V_2 の開度で行われることになる。

洗浄排水の採取は次のように行った。逆洗開始前にトラフ面まで湛水しておき、逆洗開始(図-8(b)のバルブ V_1 の開き始め)と同時にトラフからの排水の採水を開始する。初期の高濁度の排水については、1 l ビーカーで10秒間の採水を連続して(全量採水)行い、濁度が減少した後は10秒間の採水を5秒の間隔をあけて行った。濁度の測定はN社製の積分球式濁度計 SEP-PT-201型で行い、あらかじめ作成した検定曲線からフロック量を求めた。また逆洗速度はこのようにして採取した水量とろ層断面積から算出し、採取時間の中央時刻の逆洗速度とした。

逆洗の実験は表-3のEXP-I~IVに示す4種類の膨張比について行った。実験にあたってとくに留意した点をあげると、

① 流動化したろ層内で容器のスケールに相当した大きな循環流が発生しないように、前述のような比較的小断面のろ過筒を用いて、それを鉛直に設置し、均一な流動状態がえられるようにした。これはろ層内での大きな循環流の発生による濁質の移流拡散効果を防止するためである。

② 各実験において、排水トラフの越流面を定常膨張状態の砂層上面にできるだけ近づけ(ここでは膨張砂面上3~4cmの位置に設置した)、砂面から排水トラフ越流面までの水域における洗浄水の乱れによる濁質の拡散を極力除いた。これによりトラフからの排水濁度の時間変化はろ層表面からの排水濁度のそれとほぼ一致した値

を示すと考えられる。上記①、②によりろ層からの濁質排除の現象のみを直接とらえるようにした。

③ 所定の膨張比を与えるバルブ開度まで、バルブを開く時間を各実験について一定にして実験条件を同じにした。すなわち、ここでは前述のように図-8(b)のバルブ V_1 を比較的短い一定時間 10 秒で全開することで行った。

④ 実験は恒温室内で行い、各実験における水温をほぼ一定値 (16.5~17°C) に保った。

(3) 洗浄実験結果

a) 濁質の排出曲線と排出現象の観察

図-11 に洗浄排水濁度の時間変化を示している。縦軸はフロック総排出量に対する単位時間 (10 秒) 当りのフロック排出量の比である。洗浄実験は排水濁度が十分小さくなって後もかなり長い時間行い、その時間は各実験とも 6.5 分間にとったが、ここでは排水濁度がほぼ 0 になる洗浄時間と濁質の総排出量とを次のようにした。逆洗開始後 2~3 分経過して、洗浄排水が 5 ppm 以下の低濁度になった時、この濁度と時間の関係を普通目盛の方眼紙上にプロットし、これらの点を概略通る直線と排出濁度 0 を示す横軸との交点を求め、これを排出濁度が 0 になる洗浄時間とし、この時刻を濁度排出終了点と定義した。またこの時点までのフロック排出量をフロック総排出量として、この値は各時間ごとの排出濁度の測定値 (図-11 の排出濁度曲線) から算定した。上記の濁度排出終了点から以後の各実験の排水濁度はほとんど 0 に近く、したがって、このようにして求めたフロック総排出量と、実験上の全洗浄時間 (6.5 分) で排出されたフ

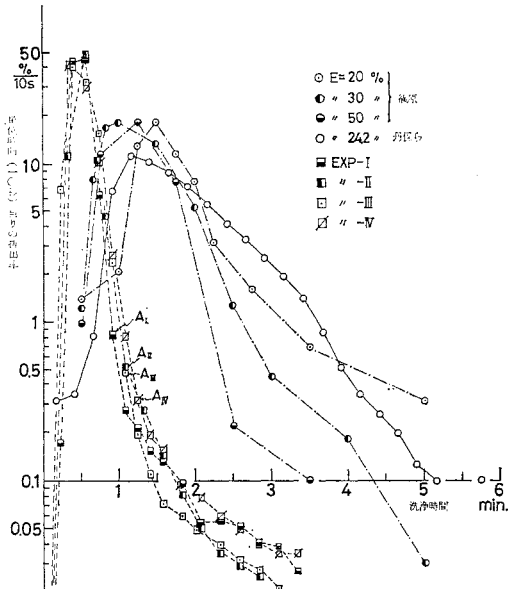


図-11 洗浄排水濁度の時間変化

ロック総量との差はほとんどないとみなせる。

図-11 に示すように、本実験ではいずれも逆洗開始後 30~40 秒で初期高濁度のピークが現われ、約 1 分程度で急激に減衰し、その後低濁度の緩慢減衰部が続いている。A₁~A₄ 点は、図の片対数紙上で濁度の減衰がほぼ直線 (減衰係数一定) から曲線に変る点としてとったものであり、この点を高濁度排出終了点と定義する。なおこの点の濁度は 65~93 度 (表-4 の (6) 欄参照) でかなり低濁度となっている。次に図中に併記している篠原⁴⁾ および丹保ら⁵⁾ の実験結果は、本実験結果に比べ初期高濁度の peak の出現時刻がかなりおそく、また濁度の減衰がゆるやかである。これは前述①~③に関する実験条件の相違から、ろ層上部水域の乱流拡散あるいはろ層内に生じた循環流の影響などによって濁度の排出が遅延したためではないかと考えられる。

図-12 (a)~(d) に、逆洗によるフロックの総排出量に対する累加排出率および逆洗速度の時間変化を示している。累加排出率は前述のようにして求めた各実験でのフロック総排出量に対する各時刻までの累加排出量の比である。また図の定常膨張状態は、ろ層表面の上昇が観察によって停止したと判断した時刻 (B₁~B₄) をとって、多少の誤差は含まれると考えられる。なおこの図に前述の A₁~A₄ 点を併記しているが、A 点と B 点はほぼ近似した時刻を示すようである。

次に、これらの図と逆洗現象の観察からフロックの洗浄排出状況をのべよう。逆洗バルブを開くと同時にろ層は膨張を始め、ろ層下部から大きな渦が急激に発達し、ろ層をかき乱しろ材間隙に沈積しているフロックを集めながら上昇する。この間トラフからの越流量したがって逆洗速度も次第に増加する。また下部砂層の空隙の増大により、ろ層表面は下部の砂層から押し上げられる形で

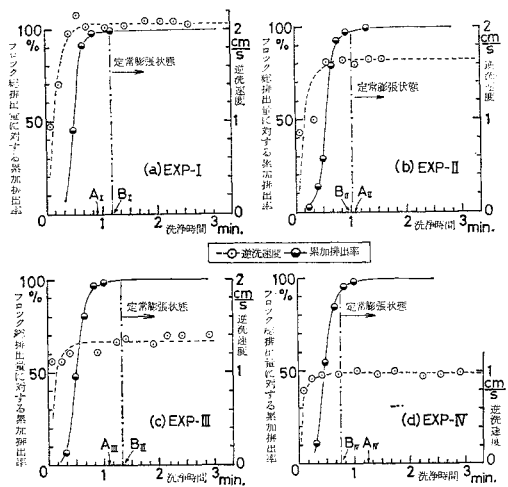


図-12 フロック累加排出率、逆洗速度と洗浄時間

比較的静かに上昇する。そして、この下部から始まったろ層の乱れがろ層表面に達したとき、表面が急激に破壊されて濁質が大量に放出される。ここでは、これを押し出し流れとよぶことにした。この時点までの濁質除去の機構は粒子相互の衝突摩擦というものではないようで、上向きの流れにより砂粒子の間隙が広げられ、この間隙に堆積していたフロックが押し出されたとみられるものようである。なお、前述の高濁度排出終了点(A₁~A₄)はほぼ押し出し流れの終了点とみなしてもよいと考えられる。次にろ層表面の上昇はこの時点よりややおくれで停止し、いわゆる定常膨張状態に達する。定常膨張状態に達する時間は、図-12に示すようにEXP-I~IIIでは1分~1分20秒程度であり、EXP-IVでは約45秒で他に比べて短い。これはEXP-IVでは、逆洗速度が小さいために不均一な流動状態で定常に達し、その時間が他の実験におけるように全層にわたる均等な流動層になる時間と比べて短いためと考えられる。排出濁度は、上記の大量の濁質放出の後は急激に減少してゆく。定常膨張状態における濁質の除去機構は主として粒子相互の衝突摩擦によるフロックのはく離と考えられよう。

b) ろ層内残留フロック量

図-13は逆洗後ろ層を表面から1cm、それより下は6cmずつ切り取り、切り取った各層に一定の水を加えて洗浄し、洗浄水の濁度を測定しmg/cm単位の残留フロック量を求め各層の中央の深さの位置にプロットしたものである。また各層の残留フロック量を合計して、全層の残留フロック量とした(表-4(16)欄)。図において表層1cmの部分の残留フロック量が非常に多いのは、砂層表面に堆積したフロックが加算されているためである。この堆積フロックは逆洗時にろ層内部から排出され

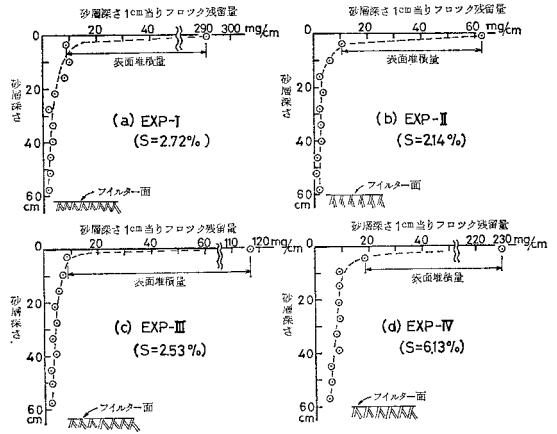


図-13 洗浄後のろ層内フロック残留量分布

たが、トラフからは排出されずにかわ状の塊となって残留したフロックであって、その量は直接測定が困難であったので、図示のように表層1cmの砂層中の残留フロック量を次の下の切り取り層内の残留フロック量に等しいとして、これを表層1cmの残留フロック量から差し引いて求めた(表-4(17)欄)。図中のSの値は初期ろ層のフロック総抑留量に対するろ層内部のフロック残留率で次式により求めた。

$$S = \frac{(\text{ろ層フロック残留量}) - (\text{ろ層表面フロック堆積量})}{(\text{フロック総排出量}) + (\text{ろ層フロック残留量})} \times 100 (\%)$$

上式の分母はフロック総抑留量である。また分子でろ層フロック残留量からろ層表面フロック堆積量を差し引いたのは、この砂面上の堆積フロックは、とにかくろ層内部からは排出されたものであり、実際池では表面洗浄に

表-4 高濁度排出終了点および濁度排出点終了点の諸量

	実験 (No.)	—	—	I	II	III	IV	平均
高濁度排出終了点Aでの諸量	膨張比 (%)	(1)		47.6	32.0	28.9	18.9	
	定常逆洗速度 (cm/s)	(2)		2.06	1.64	1.36	0.98	
	定常膨張到達時間 (sec)	(3)		70	60	80	45	
	高濁度排出終了時間 (sec)	(4)		55	65	65	75	
	濁度排出終了時間に対する比 (4)での濁度 (ppm)	(5)	(4)/(12)	21	25	23	19	22
	洗浄水量 (l)	(7)		4.8	4.4	3.8	3.5	
	総洗浄水量に対する比	(8)	(7)/(13)	18.5	21.8	20.7	18.9	20.2
	濁質排出量 (mg)	(9)		9 658	9 854	10 104	13 940	
	総排出量に対する排出率 (%)	(10)	(9)/(14)	98.2	98.6	98.9	98.5	98.6
	総抑留量に対する排出率 (%)	(11)	(9)+(17)/(18)	95.9	96.5	96.5	92.5	
	濁度排出終了点Cでの諸量	濁度排出終了時間 (sec)	(12)		260	260	280	385
総洗浄水量 (l)		(13)		25.9	20.2	18.4	18.5	
濁質総排出量 (mg)		(14)		9 837	9 998	10 210	14 146	
総抑留量に対する排出率 (%)		(15)	(14)+(17)/(18)	97.3	97.9	97.5	93.8	
ろ層フロック残留量 (mg)		(16)	(17)を含む	565	273	377	1 150	
ろ層表面フロック残留量 (mg)	(17)		282	53	109	211		
フロック総抑留量 (mg)	(18)	(14)+(16)	10 402	10 271	10 587	15 296		
流入フロック総量 (mg)	(19)		11 011	12 198	13 222	14 370		

よりくだかれていずれば排出されるものと考えたからである。

e) 高濁度排出終了点および濁度排出終了点の諸量

表—4 に高濁度排出終了点および濁度排出終了点における諸量を示している。この表で (19) 欄はろ過時の流入水の濁度測定から求めたもので、(18) 欄との相違は実験誤差である。ここでは (18) 欄の方が精度がよいと考えこの欄を用いている。(16)、(17) 欄は図—13 でのべたものである。また (12) 欄は前述のように低濁度排出曲線の直線近似により求めた時間で、(4) 欄は図—11 の A 点までの時間である。この表によって高濁度排出終了点までと、この時点以後濁度排出終了点までにおける排出濁度、逆洗水量などの比較をすることができる。

d) 総抑留量に対する排出率と洗浄水量との関係

図—14 にフロック総抑留量に対するフロック累加排出量の比と洗浄水量との関係を示している。ここではろ層表面上のフロック堆積量は、前述のように排出可能なものとして始めからフロック累加排出量に加えている。また図—14 の A 点は前述の高濁度排出終了点 (図—11 の A 点)、C 点は濁度排出終了点である。なお参考のため定常状態到達点 B (図—12 参照) も併記している。この図によると逆洗開始からほぼ A 点までは逆洗水量は少なく濁度排出量が多く、A 点から C 点までは逆洗水量が多く濁度排出量が少なくなっている。またこれらの曲線はほぼ同じような曲線をなして、もし縦軸を総排出量に対する排出率、横軸を総洗浄水量に対する比をとつ

て C 点を一致させれば、A 点は表—4 の (8)、(10) 欄がほぼ同じ値を示していることからほぼ一致し、したがって、この場合各曲線はほぼ重なることがわかる。

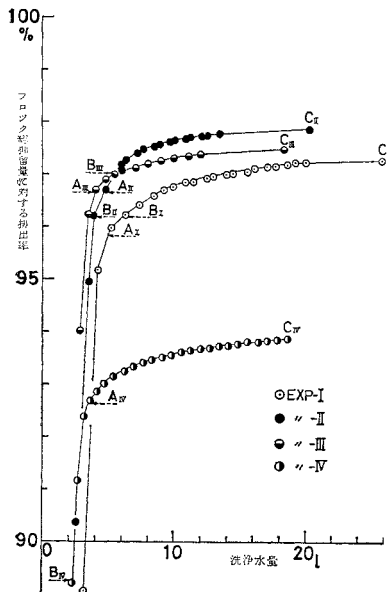
(4) 逆洗機構の考察

以上の結果から逆洗現象について考えると、高濁度排出終了点 (図—11, 14 の A 点) によって現象を 2 つにわけて考えることができよう。すなわち 図—11, 14 および表—4 から、高濁度排出終了点より前は時間は表—4 の (5) 欄に示すように濁度排出終了時間の 22% 程度で短く、濁質排出は押し出し流れによって行われる。ろ層は非定常膨張状態で、逆洗速度は増加、ろ層表面は上昇の状態にある。またこの間の洗浄水量は総洗浄水量の 20% 程度 (表—4 の (8) 欄) で少ないが、濁質排出量は総排出量の 98.6% 程度 (表—4 の (10) 欄) に達する。

次に高濁度排出終了点より後は、上記の数値を用いてのべれば時間的には濁度排出終了時間の約 78% 程度で長く、濁質の排出は主として粒子相互の衝突摩擦作用によって行われると考えられる。ろ層は定常膨張状態で、逆洗速度は一定になっている。またこの間の洗浄水量は総洗浄水量の 80% 程度でかなり多いが、濁質排出量は総排出量のわずか 1.4% 程度である。なお上述のようにほぼ高濁度排出終了点で逆洗の種々の現象を 2 つにわけて考えることを知りえたのは、前述のように本実験でトラフの位置を膨張砂層上面にできるだけ近づけて設置したためと考える。

以上のように逆流洗浄の濁質排除は、そのほとんどが初期の非定常膨張時の短時間の押し出し流れによるものといえる。粒子の衝突摩擦作用は上述の高濁度排出終了点以後の排出率 1.5% のフロック量に対してであって、その量はわずかである。したがって、衝突摩擦作用の大小による洗浄効果の差異はほとんど認められなくなるものと考えられる。すなわち衝突摩擦作用が働き始める以前に濁質がほとんど排出されていて、衝突摩擦作用がその効力を発揮できない状態といえよう。ただし実際のろ過池では、ろ過・逆洗が長年にわたり反復して行われるため、上記の粒子の衝突摩擦作用によるフロックの排出がたとえ量的にはわずか (本実験では約 1.5%) であっても、これがろ層の清浄保持に占める重要性については研究の必要があると考える。

次に 図—14 に示す各曲線の AC 間の総抑留量に対する濁質排出率は表—4 の (15) - (11)、の算定によりえられるが、これらはほぼ 1.3% 程度となり量的に大差がない。したがって、A 点までの濁質排出量でほぼ総排出量がきまり洗浄効果の良否が定まることがわかる。したがって、総排出量を増加して洗浄効果を上げるには、A 点までのいわゆる押し出し流れの段階でできるだけ多



(A₁~A₄: 高濁度排出終了点 (図—11 参照)
 (B₁~B₄: 定常状態到達点 (図—12 参照)
 (C₁~C₄: 濁度排出終了点)

図—14 フロック総抑留量に対する排出率と洗浄水量

量の濁質の排出を行うことが必要といえる。

次に洗浄効果をみると、図—14 および 表—4 の(15)欄から総抑留量に対する濁度排出終了点の排出率は EXP-I~III ではその相違が1%以内で、ほぼ同程度とみてよい。なおこのことは図—14 からみてこれ以上の膨張比についても同様と考えられる。次に EXP-IV では排出率はやや小さくなっていて、洗浄効果が他のものに比べてやや劣っていることがわかる。またこのことは表—4 の(11)欄すなわち高濁度排出終了点についても同様である。一方定常膨張時の状態をみると、EXP-I~III ではろ層内は完全均一に流動化し、EXP-IV では不完全な流動状態を示している。したがって、上記の結果と合わせて考えて定常膨張時に不完全な流動状態を示す逆洗操作では高濁度排出終了点までの排出量が少なく、定常膨張時に完全流動化する逆洗操作に比べ洗浄効果が劣ると考えられる。したがって、十分な洗浄効果をうるには定常時に完全な流動状態をうる逆洗速度が必要であり、本実験では上記のことから少なくとも20%程度の膨張比を与える逆洗速度が必要と考えられる。なお、永井ら⁹⁾は逆洗には十分な砂流の発生が必要で、膨張比20%以上でこの状態に達するとしているが、これも同様のことをのべていると考えられる。

次に EXP-I~III の洗浄水量を比較すると、表—4 の(7)欄および(13)から膨張比の小さい方がやや小となっている。なお洗浄水量については丹保ら⁹⁾の実験があり、これとほぼ同様な結果をえており、濁質の総排出量の99.5%の排除に要する水量は膨張比20%で最小になっている。

以上の考察から完全膨張状態となる膨張比20~30%以上では洗浄効果に大差がなく、この範囲の膨張比では洗浄水量は膨張比の小さい方が少なくなる。したがって、最適膨張比は、洗浄効果のほぼ同じ範囲で洗浄水量が少ないという経済的側面をとってほぼ20~30%とすることができるようである。なお同様なことを丹保⁹⁾ものべていて、最小の水量で所定の洗い出しを行うことのできる膨張比を20~25%とし、経済的見地からこれを最適値としている。

4. む す び

以上えられた主な結果を要約すると次のようである。

(1) 変動速度が3次元正規分布をすると仮定した等径粒子のランダムな運動にもとづく衝突を考えて、膨張ろ層全体についての粒子相互の衝突摩擦力の力積の総和の式および衝突数の式を誘導し、またガラスビーズ層内の逆流洗浄水の乱れの計測を行い、これらから力積の総和最大の空隙率0.70、および衝突数最大の空隙率0.63

をえた。またこれらに対する膨張比は衝突数最大に対しては従来からいわれている最適膨張比約30%に比較的近いようであるが、力積の総和最大に対してはこの30%よりかなり大きくなるようである。

(2) 従来の凝集理論の衝突数の式で、ろ層の単位時間、単位体積当りの損失量 ϵ にろ層内の全損失水頭からの算定値を用いると、衝突数最大を与える空隙率が小さくなり過ぎる傾向にある。

(3) フロックを抑留させた小断面砂ろ過筒について、トラフを膨張砂面にできるだけ近づけて設置し、ろ層からの排出濁質を直ちにとらえるようにして逆洗実験を行った結果、洗浄は逆洗初期の非定常時の押し出し流れによってほとんどの濁質が排除され、その後続く衝突摩擦作用が卓越すると考えられる定常膨張時にはろ層内の濁質は非常に少なくなっていて、衝突摩擦の作用する余地は非常に少ないと考えられる。

(4) 押し出し流れによる濁質の排出率は不完全な膨張状態を与える膨張比の場合に比べて完全な膨張状態を与える膨張比ほぼ20~30%以上の場合の方が大きく、また20~30%以上の範囲では排出率に大差がない。またこの範囲では洗浄水量は膨張比が小さい方が少ない。

(5) 上記の濁質排出率と洗浄水量の両面から、膨張比20~30%程度が最適膨張比と考えることができるようである。

以上の結果はあくまできわめて単純化した境界条件のもとでの実験検討の結果であり、実際池ではこの単純な現象が基本となって、これに逆流洗浄水の噴出の不均一性、ろ過池内の大きな循環流、ろ層上部水域の乱流拡散、さらに表面洗浄による効果などが加わって、濁度排出曲線が変形し、また洗浄効果に変化してゆくと考えられる。

また衝突摩擦作用については、本報ではその排出濁質の量的面に着目してのべたが、量的には少なくとも定常膨張時の衝突摩擦によるろ材面付着のフロックのはく離が、実際池において長年のろ過・逆洗の繰返しにおいてもろ層の清浄を維持していることとどの程度の寄与をしているのか、あるいはまた短時間ではあるが逆洗初期の押し出し流れの時点における衝突摩擦作用の評価については今後の研究にまかたいと考えている。

終りに、実験に協力していただいた松尾淳君（現在日本鋼管工事（株）勤務）、久松博三君（現在日本道路（株）勤務）、下茂道人君（大学院学生）に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 水道施設基準解説, p. 191, 日本水道協会, 1966年.
- 2) J.R. Baylis: Nature and Effect of Filter Backwashing, A.W.W.A., Vol. 51, No. 1, pp. 126~156, Jan. 1959.
- 3) G.M. Fair and J.C. Geyer: Water Supply and Wast-

- Water Disposal, pp. 676~681, John Wiley, 1954.
- 4) 篠原 紀：急速ろ過池のろ過機構と複層ろ過池に関する基礎的研究，学位論文，昭. 49.8.
 - 5) 永井 勝・平賀岑吾：急速ろ過池の洗浄効果について，水道協会雑誌，364号，pp. 39~52，昭. 40.1.
 - 6) 丹保憲二・丸山俊朗・海老江邦雄：急速砂ろ過池ろ層の洗浄効果に関する研究，衛生工学 12号，pp. 37~52，昭. 41.3.
 - 7) 巽 巖：急速砂ろ過槽の逆流洗浄効果に関する研究（I），（II），（III）水道協会雑誌，314号，315号，316号，昭. 35.11，昭. 35.12，昭. 36.1.
 - 8) 藤田賢二：急速ろ過池における洗浄に関する諸元の水理学的考察，水道協会雑誌，455号，pp. 2~7，昭. 47.8.
 - 9) 市村 浩：統計力学，pp. 7~20，裳華房，昭. 46.
 - 10) 土屋義人・矢野勝正・青山俊樹：掃流砂レキの saltation に関する実験，京大防災研究所年報，12号 B，pp. 491~502，昭. 44.3.
 - 11) 水理公式集（昭和46年度改訂版），pp. 411~427，土木学会編
 - 12) 粟谷陽一・楠田哲也：固液系流動層内における乱れについて，九大工学集報，45巻5号，pp. 599~606，昭. 47.10.
 - 13) 楠田哲也：熱線流速計によるスラッジプランケット層内の乱れの測定，九大工学集報，45巻6号，pp. 800~806，昭. 47.12.
 - 14) 力石國男・光易恒：スペクトル 計算法と有限フーリエ級数，九州大学応用力学研究所所報，39号，pp. 77~104，昭. 48.3.
 - 15) 橋東一郎：水理学（II），p. 151，森北出版，1974.
 - 16) 丹保憲二：フロック形成過程の基礎的研究（I），水道協会雑誌，372号，pp. 10~19，昭. 40.9.
 - 17) T.R. Camp, P.C. Stein：Velocity Gradients and Internal Work in Fluid Motion, Jour. of Boston Society of Civil Eng., Vol. 30, pp. 219~237, Oct. 1943.
 - 18) Levich：Physicochemical Hydrodynamics, pp. 207~219, Prentice-Hall, 1962.
 - 19) 丹保憲二・阿部庄治郎：上昇流式沈でん池におけるフロックプランケットの挙動（I），水道協会雑誌，415号，pp. 7~15，昭. 44.4.
 - 20) 丹保憲二・山田浩一・穂積 準：フロック強度に関する研究，水道協会雑誌，427号，pp. 4~15，昭. 45.4.
 - 21) 丹保憲二：「下水処理工学」粒状層ろ過（清澄ろ過）(5)，水処理技術，Vol. 13, No. 10, pp. 59~63, 1972.

(1976.8.12・受付)