清澄 汙過における初期粒子捕集機構

葭村 雄二・上田 光三郎
森 冬比古・吉岡 直哉

京都大学工学部 化学工学科*

清浄な充填層型汙過層の示す懸濁粒子捕集能力は汙過係数の形で評価されるが、その汙過係数を層内の流れに桑原の式を適用し軌道理論より求めた。ブラウン拡散による捕集の寄与が小さく、電気二重層による反発力が無視できるような高イオン強度系では、計算から求められる汙過係数と実測値との間には絶対値および傾向ともある程度良好な一致が見られた。ブラウン拡散による捕集の寄与が小さく、電気二重層による反発力が無視できない低イオン強度系では、付着効率を考慮して軌道理論を修正し汙過係数を求めた。ここで、付着効率とは汙材に接触した懸濁粒子のうち実際に付着に至る粒子の割合を示すが、この値は懸濁粒子の汙材に対する付着力および懸濁粒子を汙材から分離させようとする流体の力に関する実験結果より推定した。この修正をした軌道理論により、従来の軌道理論から求まる値と実測値との差異がある程度説明できることが確かめられた。

緒 言

従来、汙層のもつ汙過特性は現象論的取り扱いにより、たとえば汙過係数の形で定式化^{3,4,6)}されてきたが、種々の因子(懸濁粒子径、汙材粒子径、汙過速度など)の汙過係数などへの影響については実験的にこれを求めるのが普通であった。しかしながら、清浄汙層では捕集現象が汙材と懸濁粒子間の関係として取り扱えるため、汙過効率を実験パラメータなしに定量化することはある程度可能と思われる。この初期汙過性能の推算には、懸濁粒子が汙材に捕集されるまでの挙動を追跡する軌道理論が用いられる。軌道理論の妥当性は、既知の流動条件下で懸濁粒子が汙材面に捕集されていく状態を可視化することにより捕集効率と捕集量分布という二つの面から検証されている¹²⁾。したがって球粒子充填層を汙層として用いる場合、層内の流体の流れ状態をよく表現しうる式が得られれば汙過効率を軌道理論から求めることが可能であるが、懸濁粒子の挙動を追跡するという立場からは流れの式ができるだけ簡潔であるのが望ましい。従来用いられてきた式として、汙層内が直管⁷⁾さらには拡大・収縮部を持つ直管⁸⁾から成るとして導かれたもの、あるいは汙層が粒子の集合体から成ると考え代表球まわりの流れとして導かれたものなどがある(Stokesの流れ¹¹⁾、Happelのセルモデルから導かれる流れ⁹⁾、Brinkmanモデルから導かれる流れ⁷⁾など)。汙層全体の汙過効率を軌道理論から求める場合、まずこれらの代表汙材(孤立球、孤立管)による捕集効率を求める必要がある。

本研究では、汙層内の流れを表す式として桑原の式を用いて汙過効率を計算し、実測値と比較検討した。また、

付着過程で問題となる付着効率が著しく減少すると考えられる電気二重層反発力が効く系に対しても半理論的な検討を加えた。

1. 理 論

1・1 充填層内の流れ

充填層内の代表球まわりの流れに桑原の速度分布式⁵⁾を適用すると流れ関数は次式で表せる。

$$\psi = \frac{Ua_g^2}{4\xi} \left\{ (5-2\gamma^3) \left(\frac{a_g}{r} \right) - 15 \left(\frac{r}{a_g} \right) + 5(2+\gamma^3) \left(\frac{r}{a_g} \right)^2 - 3\gamma^3 \left(\frac{r}{a_g} \right)^4 \right\} \sin^2 \theta \quad (1)$$

ここで

$$\xi = 5 - 9\gamma + 5\gamma^3 - \gamma^6 \quad (2)$$

$$\gamma^3 = 1 - \varepsilon \quad (3)$$

Eq. (1)の有効域は桑原のセル内であり、 $a_g \leq r \leq a_g/\gamma$ である。

懸濁粒子の運動は特に汙材表面近傍に限定されているので、Eq. (1)を汙材の表面近傍でTaylor近似すると次式を得る。

$$\psi \cong (3/4)KwU(r-a_g)^2 \sin^2 \theta \quad (4)$$

ここで

$$Kw = 5(1-\gamma^3)/\xi \quad (5)$$

この式より流体の速度を成分表示すれば

$$u_\theta = (3/2)KwU(r-a_g) \sin \theta / r \quad (6)$$

$$u_r = -(3/2)KwU(r-a_g)^2 \cos \theta / r^2 \quad (7)$$

を得る。

1・2 粒子の運動方程式

前報¹²⁾と同様に懸濁粒子の代表汙材球まわりの運動方程式をたてる。ここでは特に付着過程の力として van

* 〒606 京都市左京区吉田本町

Fig. 1 Coordinate systems

Fig. 2 Experimental apparatus

der Waals 力のみを考える (Fig. 1).

$$\left. \begin{aligned} F_G + F_D + F_A &= 0 \\ T_G + T_D + T_A &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Eq. (8) より、最終的に懸濁粒子の軌道方程式は次式となる。

$$\begin{aligned} -\frac{dH}{d\theta_p} &= \frac{(1+R+RH)/\sin \theta_p}{\left\{ RN_G F_3 + \frac{3}{2} KwR^2 \frac{1+H}{(1+R+RH)} F_1 \right\}} \\ &\times \left[\left\{ \frac{3}{2} KwR^2 \frac{(1+H)^2}{(1+R+RH)^2} F_2 + N_G \right\} \cos \theta_p \right. \\ &\left. + \frac{\alpha}{H^2(2+H)^2} N_A \right] \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、 F_1 , F_2 , F_3 , α は前報¹²⁾ と同じであり、

$$N_A = A/(9\pi\mu a_p^2 U) \quad (10)$$

$$N_G = 2a_p^2(\rho_p - \rho)g/(9\mu U) \quad (11)$$

$$R = a_p/a_g \quad (12)$$

この Eq. (9) により、懸濁粒子の軌跡を付着点 (H_0, β) から上流の方へ逐次計算して効率を求める。ここで、 H_0 は付着した状態における懸濁粒子と炉材間の無次元表面間距離であり前報¹²⁾ と同じ値 (表面間距離 = 10 Å) を用いた。

1・3 代表球捕集効率

付着点 β までの捕集効率 (すなわち球表面の $-\beta$ か

ら $+\beta$ までの部分に捕集される効率) は次式で表される (付着効率 = 1 と仮定)。

$$\eta_\beta = \frac{s_\beta^2}{a_g^2} = (1+R+RH)^2 \sin^2 \theta_0 \quad (13)$$

したがって、 $\beta \rightarrow 180^\circ$ とすることにより単一球 (代表球) 捕集効率 η_T が得られる。

一方、懸濁粒子が完全に流線に沿っているとすれば、さえぎり効率は次式となる。ただし、 $R \ll 1$ 。

$$\eta_I \cong \frac{3}{2} KwR^2 \quad (14)$$

また捕集がブラウン拡散のみによると仮定すれば (粒子易動度の炉材表面近傍での減少はないとする)、効率は次式で表される^{1,10)}。

$$\eta_D = 2.498 Kw^{1/3} \left(\frac{Ua_g}{D_\infty} \right)^{-2/3} \quad (15)$$

1・4 付着効率

今までの理論効率は付着効率を 1 として導いたものであった。しかしながら付着過程の条件によってはこの値はより小さくなると予想される。いま付着効率を η_c で表せば代表球捕集効率は次式で修正される。

$$\eta_T^* = \eta_c \times (\eta_T + \eta_D) \quad (16)$$

ブラウン拡散による捕集の寄与が小さい場合、この η_c を次のように考える。

球の十分前方において (この場合の前方とは $u_r = -U \cos \theta$ となる 所を指す) 半径 $s_\beta \sim s_\beta + ds_\beta$ に囲まれる円環断面を通過した粒子が角度 $\beta \sim \beta + d\beta$ に囲まれる球表面上で接触捕集されるものとする、球表面上の単位面積、単位時間あたりに捕集される粒子数は次式で表される (付着効率 = 1)。

$$n_\beta = \frac{2\pi s_\beta ds_\beta UC_0}{2\pi a_g^2 \sin \beta d\beta} \quad (17)$$

いま接触した粒子のうち必ずしもすべてが付着まで至らないとすれば、角度 $\beta \sim \beta + d\beta$ で囲まれる球表面上の帯部で正味に捕集される粒子量は Eq. (16) より次式となる。

$$2\pi a_g^2 \sin \beta d\beta n_\beta \phi(s_\beta) \quad (18)$$

ここで $\phi(s_\beta)$ は球表面上での局所的な付着効率を表しているが、 ϕ が s_β の関数であるということは球表面上で流体の及ぼす剪断力に分布があることを考慮したためである。したがって、球表面の $-\beta$ から $+\beta$ までの部分に粒子が捕集される効率は次式となる。

$$\eta_\beta^* = \frac{\int_0^\beta 2\pi s_\beta C_0 U \phi(s_\beta) ds_\beta}{\pi a_g^2 UC_0} = \frac{\int_0^\beta \phi(s_\beta) s_\beta ds_\beta}{\int_0^\beta s_\beta ds_\beta} \cdot \eta_\beta \quad (19)$$

もし $\phi(s_\beta) = 1$ であれば η_β^* は Eq. (13) に還元される。これより $\beta \rightarrow 180^\circ$ とすれば η_T^* が求まる。

2. 実験装置および方法

実験装置を Fig. 2 に示す。汙層本体は内径 4 cm, 高さ 6 cm のアクリル製円筒を数段重ねたものである。汙材として使用した粒子はガラスビーズで、表面を塩酸で処理した後蒸留水で充分洗浄し乾燥させたものを用いた。懸濁粒子としては前報¹²⁾と同一のラテックス粒子(ポリスチレン(P.S.), スチレンダイビニルベンゼン(S.D.B.)およびポリビニルトルエン(P.V.T.)ラテックス粒子)を用いた。所定イオン濃度に調整された電解質溶液(NaCl 溶液で孔径が $0.2\mu\text{m}$ のメンブランフィルターで汙過したもの)を充填層内に 2 時間満たしておいた後、ラテックス粒子を超音波分散させたサスペンションを汙層に流し込んだ。汙層入口部(所定の流量で自然流出させている)および出口部における粒子の個数濃度は各時間ごとにコールターカウンターで計測した。一方、あらかじめ蒸留水で満たしておいた同充填層に同電解質溶液を同一流量条件下で流し込み、電解質をトレーサーとした応答も測定した。汙層の初期の汙過特性をみるためラテックス粒子の個数濃度は 10^8 個/cc 以下とし、汙過時間は 1 時間以内とした。

3. 実験結果および考察

3.1 懸濁粒子および汙材粒子の κ 電位

懸濁粒子および汙材粒子の κ 電位は前報¹²⁾と同じ値を用いた。

3.2 C/C_0 および κ/κ_0 と時間の関係

ガラスビーズ粒子が充填された汙層に所定条件下で電解質溶液を導入し、汙層入口部での電解質溶液電気伝導度(κ_0)と汙層出口部での電解質溶液電気伝導度(κ)を各時間ごとに測定した。また、同一条件下で汙層にサスペンションを導入し、汙層入口部での懸濁粒子個数濃度(C_0)と汙材出口部での懸濁粒子個数濃度(C)を各時間ごとに求めた。この κ/κ_0 vs. t および C/C_0 vs. t の関係の一例を Fig. 3 に示す。これより $\kappa/\kappa_0 \approx 1.0$ となる時間 t_s を用いてその条件下での初期特性を表す C/C_0 を決定した。

3.3 対数透過性

3.2 より求まる C/C_0 と汙層の厚さ(L)の関係の一例を Fig. 4 に示す。この図からわかるように懸濁粒子の濃度は汙層内部で対数的に減少している。したがって、岩崎の式⁴⁾

$$\frac{\partial C}{\partial L} = -\lambda C \quad (20)$$

より

$$\lambda_0 = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{C}{C_0} \right) \quad (21)$$

Fig. 3 Response curves of electrolyte and suspension concentrations

Fig. 4 Variation of suspension concentration with filter depth

が求まり、 $\ln(C/C_0)$ と L の傾きより初期汙過係数(λ_0)を求めその条件下での汙過特性を表す指標とした。この初期汙過係数は軌道理論から求まる代表球捕集効率と次の関係にある。

$$\lambda_0 = \frac{3(1-\varepsilon)}{4a_g} \eta_T \quad (22)$$

3.4 λ_0 vs. d_p

高イオン強度系に対して、 λ_0 と d_p の関係の一例を Figs. 5, 6, 7 に示す。図中で実線は軌道理論(Eqs. (9), (13), (22)。ただし $A = 1.0 \times 10^{-18}$ erg とした)より求まる値で、一点鎖線は捕集がブラウン拡散のみで起こる場合の値であり、破線は双方の効率に加成性を仮定し加えた値である。汙過速度が遅い場合、実測値は $\lambda_T + \lambda_D$ でよく表されているが、汙過速度が速くなってくると実測値の方が理論値より小さくなっている。また、懸濁粒子の径($d_p = 5.7\mu\text{m}$)がほぼ同じでも粒子の差異(P.S. ラテックスと S.D.B. ラテックス)が効率に明白に表れている。これらの理由として、汙過速度が速い場合付着効率が減少すること、およびその付着効率が汙材と懸濁粒子間の付着力にも依存していることなどが考えられる。

3.5 λ_0 vs. U

高イオン強度系に対して、 λ_0 と U の関係の一例を Figs. 8, 9 に示す。図中の実線は軌道理論より求まる値であり、破線はその効率にブラウン拡散のみによる効率を加え合

Fig. 5 Effect of d_p on λ_0

Fig. 6 Effect of d_p on λ_0

Fig. 7 Effect of d_p on λ_0

Fig. 8 Effect of U on λ_0

Fig. 9 Effect of U on λ_0

わせた値である。 $d_p = 5.7 \mu\text{m}$ の粒子では、 $U = 0.15 \text{ cm/sec}$ 程度で実測値と理論値の間にずれが現れてきているのに対し、 $d_p = 11.3 \mu\text{m}$ の粒子では、 $U = 0.06 \text{ cm/sec}$ 程度でその差が著しくなっている。これは粒子径の増加にともない河材表面上に作用する剪断力のために、粒子が安定な付着状態を維持できないこと、つまり付着効率

Fig. 10 η vs. N_A at various values of N_G , R

の減少によると考えられる。

3・6 代表球捕集効率の無次元表示

代表球捕集効率 η_T を N_A との関係で表したものを Fig. 10 に示す。図中の実線は軌道理論 (Eqs. (9), (19)) から求めたものである。各実測値は $R =$ 一定の条件下に得られたものであり、 $R = 0.021$ の粒子を除けば理論値とほぼ対応している。いま新しく、無次元項 N_A' , N_G' を導入し

$$N_A' = Aa_g^2 / (9\pi\mu a_p^4 KwU) = N_A / (KwR^2) \quad (23)$$

$$N_G' = 2a_g^2(\rho_p - \rho)g / (9\mu KwU) = N_G / (KwR^2) \quad (24)$$

代表球捕集効率を整理しなおしたものを Fig. 11 に示す。図中の実線は軌道理論より求まる η_T とさきぎり効率 η_I の比を N_A' に対し表したものである。この表示法を用いれば、 $N_G' \approx 1.0$ 以下で η_T/η_I の値は R にほとんど無関係に N_A' と N_G' の関係で表せる。

図からわかるように、ブラウン拡散による捕集の寄与は本実験では小さいが $N_A' \approx 5 \times 10^{-2}$ 程度から若干の寄与がみられ、しだいに η_D/η_I に漸近している。一方、 $N_A' < 6 \times 10^{-4}$ では実測値が理論値よりも小さくなっている。この領域は懸濁粒子径が大きく河過速度も速い条件下に対応しており、付着効率の減少が効いてくるため

Fig. 11 η/η_I vs. N_A at various values of N_G'

であろうと予想される。類似の傾向は Fitzpatrick らの実測値²⁾にもみられる。

3・7 付着効率について

付着効率は懸濁粒子の汙材に対する付着の容易さおよび流体の流れに抗する付着の強さなどに関係していると考えられる。いま大胆ではあるが、剪断付着実験¹³⁾より求めた粒子付着率 (δ) および粒子残留率 (ϕ) を用いて、 $\phi(s\beta)$ を次式で仮定する (ここではブラウン拡散の寄与が小さい場合を考える)。

$$\phi(s\beta) \doteq \delta \cdot \phi(\tau) \quad (25)$$

δ は懸濁粒子の汉材に対する付着の容易さを表す指標であり、 ϕ は汉材に付着した懸濁粒子の、流体抗力に起因する脱離力に対する抵抗の強さを表す指標であるので厳密な理論づけも可能と思われるが本報では剪断付着実験より求めた値を用いた。Eq. (19) を用いて効率を計算する場合は次の手順に従う。

i) 軌道理論 ($\phi(s\beta)=1.0$) より $\eta\beta$ と β の関係が得られ $s\beta = a_g \sqrt{\eta\beta}$ であることにより、 $s\beta$ が β の関数として求まる。

ii) 代表球表面上での剪断応力は次式で与えられるから

$$\tau_{r\beta} = \frac{3}{2} K w \mu U \frac{1}{a_g} \sin \beta \quad (26)$$

$\tau_{r\beta}$ が β の関数として求まる。ここで、汉材球と懸濁粒子の大きさの比較より懸濁粒子はほぼ平面上に付着しているものとして近似的に取り扱う。

iii) 剪断付着実験より、与えられた条件下に δ および ϕ と τ の関係が得られる。これらの i), ii), iii) と Eq. (19) より修正部分捕集効率 $\eta\beta^*$ が求まる。

汉過係数にこの補正をしたものの一例が Figs. 8 9 に示した一点鎖線である。実測値は半理論値の約 2 倍の値を示しているが、汉過速度に対する依存性には良好な一致がみられる。このことにより懸濁粒子の径が大きくなるにつれ、機械的な篩分け作用などが有効でない場合、流体の剪断力が捕集に大きく作用してくると予想され

Fig. 12 Effect of I on λ_0 for various values of d_p

Fig. 13 Effect of I on λ_0

Fig. 14 Effect of I on λ_0

る。

3・8 λ_0 vs. I

汉過係数はイオン強度の減少に伴いしだいに減少してくる。このことは定性的にはイオン強度の減少に伴い電気二重層による反発力が増加してくるためと考えられる。実測値の一例を Fig. 12 に示す。 λ_0 の減少は $I \approx 10^{-2}$ mol/l 程度から始まっており、減少の傾向はイオン強度に対してほぼ指数関数的である。イオン強度が高い場合、 λ_0 はイオン強度にさほど依存せずほぼ一定である。いま、3・7 の方法を用いて汉過係数を半理論的に求めたものの一例を Figs. 13, 14 に示す。ここで破線は電気二重層による反発力を考慮せずに付着効率を 1 とした求めた値である。実線は付着効率を $\delta \cdot \phi$ とした求めた半理論値である。 $d_p = 3.7 \mu\text{m}$ の懸濁粒子の場合、低イオン強度で実測値は λ_T^* の約 4 倍程度の値を示しているが、イオン強度に対する依存性には傾向の一致がみられ

る。 $d_p = 11.3 \mu\text{m}$ の懸濁粒子（ブラウン拡散の寄与がほとんどない）の場合，イオン強度の全域にわたって実測値は λ_r^* の約2倍程度の値を示しており，またイオン強度に対する依存性にも良好な一致がみられる．以上の議論により，初期の汙過係数のオーダーおよび各因子に対する依存傾向などはだいたい推測できるわけであるが，付着効率の推定の際に剪断付着実験の結果を流用するという大胆な仮定があるために今後さらにこの付着過程での検討が必要である．

結 言

懸濁粒子としてラテックス粒子，汙材層としてガラスビーズ粒子充填層を用いて清澄汙過実験を行い以下の知見を得た．

1) 電解質濃度が変化するにつれ汙材粒子および懸濁粒子の界面特性が大きくかわるが，それに対応して初期の汙過効率が大きく変化することがわかった．したがって，汙過機構が単なる物理的因子のみならず，物理化学的因子にも大きく依存していることが確かめられた．

2) 高イオン強度系では，軌道理論より実験パラメータなしに求まる初期の汙過係数と実測値の間には絶対値および傾向ともある程度良好な一致がみられるが，懸濁粒子径および汙過速度が増大するにつれ双方には差異が生じることがわかった．この現象は付着効率を考慮して求めた半理論式によりある程度説明できた．

3) 低イオン強度系では電気二重層による反発力が支配的になり，理論的には懸濁粒子の捕集はほとんどありえなくなるため，実測値と理論値の間には大きな差異が生じる．しかしながら，付着効率を考慮して求めた半理論式によれば実測値をある程度説明できることがわかった．

懸濁粒子および汙材粒子が球形であるという理想系を用いた場合，またブラウン拡散による捕集の寄与が小さい場合には，初期汙過効率に対する理論値と実測値との間にはある程度の一致がみられるが，今後の問題として種々の懸濁粒子および汙材を用いた実験を行い理論の一般性を検討する必要があると思われる．

Nomenclature

A	= Hamaker constant	[erg]
a_g	= grain radius of filter medium	[cm]
a_p	= particle radius	[cm]
C_0, C	= number concentration of particles at filter inlet and filter outlet, respectively	[particles/cm ³]
d_g	= grain diameter of filter medium	[cm]
d_p	= particle diameter	[cm]
D_∞	= Brownian diffusion coefficient	[cm ² /sec]
F	= force vector acting on the particle	[dyn]

F_1, F_2, F_3	= correction factors	[—]
g	= acceleration due to gravity	[cm/sec ²]
h	= minimum separation between grain and particle surfaces (Fig. 1)	[cm]
H	= h/a_p	[—]
I	= ionic strength	[mol/l]
K_w	= flow model parameter	[—]
L	= filter depth	[cm]
n_0	= deposition rate per unit area of the grain at forward stagnation point	[particles/cm ² ·sec]
n_β	= deposition rate per unit area of the grain at the angular position β	[particles/cm ² ·sec]
r	= radial position of particle center	[cm]
s_β	= distance from the flow center line to the point corresponding to the end of the integration, started from the grain surface at angle β	[cm]
t	= time	[sec]
t_s	= sampling time	[sec]
T	= torque vector acting on the particle	[dyn·cm]
U	= superficial velocity	[cm/sec]
u_r	= liquid velocity in r direction	[cm/sec]
u_θ	= liquid velocity in θ direction	[cm/sec]
x	= coordinate tangent to the collector surface	
y	= coordinate normal to the x - z plane	
z	= coordinate normal to the collector surface	
α	= retardation correction factor	[—]
β	= angular position of deposited particle [deg]	
ϵ	= $(1 - \epsilon)^{1/3}$	[—]
δ	= fraction of adhering particles	[—]
ϵ	= porosity	[—]
ζ	= zeta-potential	[mV]
η	= initial collection efficiency	[—]
η_β	= fractional collection efficiency to the angular position β ($-\beta \sim 0 \sim +\beta$)	[—]
η_I, η_D	= collection efficiencies due to interception and diffusion, respectively	[—]
η_c	= collision efficiency factor	[—]
η_T	= collection efficiency calculated from trajectory analysis	[—]
θ	= angular coordinate	[rad]
θ_p	= angular position of particle center from forward stagnation line	[rad]
θ_0	= angular position of particle center corresponding to the end of the integration	[rad]
κ_0, κ	= electric conductivity of the liquid at filter inlet and filter outlet, respectively	[$\mu\Omega/\text{cm}$]
λ_0	= initial filter coefficient	[cm ⁻¹]
λ_D	= initial filter coefficient due to diffusion	[cm ⁻¹]

λ_T = initial filter coefficient calculated from trajectory analysis [cm⁻¹]
 μ = viscosity of the liquid [g/cm·sec]
 ξ = $5-9\gamma+5\gamma^3-\gamma^6$ [—]
 ρ = density of the liquid [g/cm³]
 ρ_p = density of the particle [g/cm³]
 τ = shear stress at the grain surface [dyn/cm²]
 ϕ = fraction of adhering particles after hydrodynamic shear force is applied [—]
 Ψ = stream function for the creeping flow around the grain [cm³/sec]
 ψ = collision efficiency factor at local point [—]
 Ω = magnitude of the angular velocity of the particle [rad/sec]
 <Dimensionless groups>
 N_A = adhesion group = $A/(9\pi\mu a_p^2 U)$ [—]
 N_A' = modified adhesion group = $Aa_g^2/(9\pi\mu a_p^4 KwU)$ [—]
 N_G = gravity group = $2a_p^2(\rho_p - \rho)g/(9\mu U)$ [—]
 N_G' = modified gravity group = $2a_g^2(\rho_p - \rho)g/(9\mu KwU)$ [—]
 R = interception parameter = a_p/a_g [—]
 <Subscripts>
 A = adhesion
 D = drag
 DL = double layers
 G = gravity
 T = trajectory analysis
 r = r -direction

θ = θ -direction
 <Superscript>
 * = corrected value

Literature cited

- 1) Cookson, J. T.: *Environ. Sci. Technol.*, **4**, 128 (1970)
- 2) Fitzpatrick, J. A. and L. A. Spielman: *J. Colloid Interface Sci.*, **43**, 350 (1973)
- 3) Ives, K. J.: "The Scientific Basis of Filtration", p. 203, Noordhoff, (1975)
- 4) Iwasaki, T.: *J. Am. Water Works Assoc.*, **29**, 1591 (1937)
- 5) Kuwabara, S.: *J. Phys. Soc. Japan*, **14**, 527 (1959)
- 6) Mints, D. M.: *Inter. Water Supply Assoc., 7th Congress*, Barcelona, **1**, 1 (1966)
- 7) Payatakes, A. C., R. Rajagopalan and Chi Tien: *Can. J. Chem. Eng.*, **52**, 722 (1974)
- 8) Payatakes, A. C., Chi Tien and R. M. Turian: *AIChE J.*, **20**, 889 (1974)
- 9) Spielman, L. A. and J. A. Fitzpatrick: *J. Colloid Interface Sci.*, **42**, 607 (1973)
- 10) Spielman, L. A. and S. K. Friedlander: *J. Colloid Interface Sci.*, **40**, 22 (1974)
- 11) Yao, K.-M., M. T. Habibian and C. R. O'Melia: *Environ. Sci. Technol.*, **5**, 1105 (1971)
- 12) Yoshimura, Y., K. Ueda and N. Yoshioka: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **5**, 179 (1979)
- 13) Yoshimura, Y., K. Ueda, F. Mori, K. Shiino, S. Kawai and N. Yoshioka: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **5**, 205 (1979)

(1978年6月9日受理; 化学工学協会第10回秋季大会(名古屋, 1976年10月)および同第11回秋季大会(東京, 1977年10月)にて発表)

Initial Collection Mechanisms in Deep Bed Filtration

Yuji Yoshimura, Kozaburo Ueda, Fuyuhiko Mori
 and Naoya Yoshioka

Dept. of Chem. Eng., Kyoto Univ., Kyoto 606

Initial filter coefficients used to evaluate the efficiencies of clean deepbed filters in removing suspended particles were estimated by trajectory calculations using Kuwabara's flow model. Under the conditions where double-layer repulsion forces were negligible and contribution from collection by Brownian diffusion was small, the experimental results were in fairly good agreement with trajectory calculations. Under the conditions where double-layer repulsion forces were not negligible and contribution from collection by Brownian diffusion was small, the initial filter coefficients were predicted with corrected trajectory calculations taking into account collision efficiency factors. The collision efficiency factors are defined as the ratio of the number of suspended particles adhering to the filter media to the total number of contacts between them. Their values were estimated by using the data of adhesive forces between suspended particles and filter media and hydrodynamic forces which tend to detach the adhering particles. It was found that the difference between the usual trajectory calculations and experimental results could be explained to some extent using the corrected trajectory calculations.