

ろ枝と懸濁粒子の凝集機構についての一考察

東北大学工学部 正員 今野 弘
正員 佐藤 敏久

1 はじめに

ろ枝と懸濁粒子が凝集する境界の条件としては、非対称電気二重層の相互作用のエネルギー V_R とVan der Waals力によるエネルギー V_A の合力 $V_T (=V_R+V_A)$ の極大値 V_{Tmax} が0の場合を考えてきた^{*}(図-1の(1))。すなわち、ポテンシャル障壁が存在しなくなる条件を設定してきたわけであるが、粒子が運動エネルギーを持っている場合はポテンシャル障壁が存在しても粒子同志が凝集することになる。ろ過現象を考えた場合、懸濁粒子は水流、沈降およびブラウン運動などによる運動エネルギー E_k を有している。したがって、粒子が凝集する境界の条件は $V_{Tmax} = E_k$ と設定することが出来る(図-1の(2))。本報告は、懸濁粒子の持っている運動エネルギーとしてブラウン運動を考えた場合の凝集の临界電位(凝集する临界状態での電位)とそれから派生する知見についてまとめたものである。

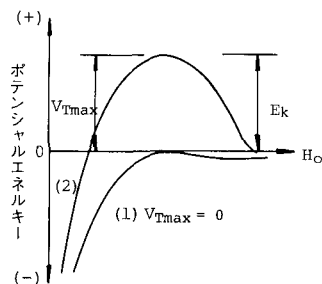
2. ブラウン運動によるエネルギーを考慮したときの凝集条件

粒子が有している運動エネルギーとしてブラウン運動を考え、そのエネルギーを E_B とすると、粒子が凝集する境界の条件は $V_{Tmax} = E_B$ となる。したがって、球形粒子1,2の場合の V_R と V_A を用いて整理すると、凝集する临界状態では次式を満足する。

$$\beta = \left(\frac{2E_B}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \frac{a_1 + a_2}{\varepsilon a_1 a_2} - I \right) / J \quad \text{----- (1)}$$

$$\begin{aligned} \text{ここで、} \quad \beta &= 2(\varphi_2/\varphi_1) / \{1 + (\varphi_2/\varphi_1)^2\} \\ I &= \frac{(KH_0) \bar{e}^{2KH_0}}{1 - \bar{e}^{2KH_0}} + \frac{1}{2} \ln(1 - \bar{e}^{2KH_0}) \\ J &= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \bar{e}^{-KH_0}}{1 - \bar{e}^{-KH_0}} - \frac{(KH_0) \bar{e}^{-KH_0}}{1 - \bar{e}^{-2KH_0}} \end{aligned}$$

(E_B :ブラウン運動によるエネルギー, φ_1, φ_2 :球形粒子1,2のStern-Gouy層境
界面での電位, a_1, a_2 :球形粒子1,2の半径, ε :誘電率, K :1オン
雰囲気の厚さの逆数, H_0 :球形粒子1,2の表面間の最短距離)



急速ろ過の場合、懸濁粒子径を a_1 、ろ枝径を a_2 とすると $a_1/a_2 \neq 0$ と考
えて良く、さらに式(1)を変形すると式(2)ようになる。

図-1 ろ枝と懸濁粒子間の
距離と両者に働くエネルギー

$$\frac{\varphi_2}{\varphi_1} = -\frac{J}{I} + \sqrt{\left(\frac{J}{I}\right)^2 + \frac{2E_B}{\varepsilon a_1 I \varphi_1^2} - 1} \quad \text{----- (2)}$$

今、水温を20℃、懸濁粒子の半径 a_1 を1 μm とし、式(2)に基づいて φ_2/φ_1 と KH_0 の関係を φ_1 をパラメータ
にして示したのが図-2である。図には従来の研究で誘導した^{*} $E_k = 0$ の場合の関係も合わせて示してあるが
これと比較すると φ_1 が小さいほど、また φ_2/φ_1 が1.0に近くなるほど KH_0 の値が小さくなることがわかる。

また、 $|\varphi_1| > 30\text{mV}$ の場合には $E_k = 0$ と考えた ψ_2/ψ_1 (-)

場合と大差ない。次に、临界電位は式(2)より

$$\varphi_{1c} = \pm \sqrt{\frac{2E_B}{\varepsilon a_1 I \{1 + \frac{2J}{I}(\frac{\varphi_2}{\varphi_1}) + (\frac{\varphi_2}{\varphi_1})^2\}}} \quad \text{---- (3)}$$

と求められ、その時の K は、

$$K = \frac{6\varepsilon(KH_0)^2 \bar{e}^{KH_0} \varphi_{1c} \varphi_{2c}}{A(\bar{e} - 1)} \left(1 - \frac{1}{\beta \bar{e}^{KH_0}}\right) \quad \text{---- (4)}$$

A : Hamaker定数(ここでは $A = 1 \times 10^{-12} \text{ erg}$ としている)

となる。

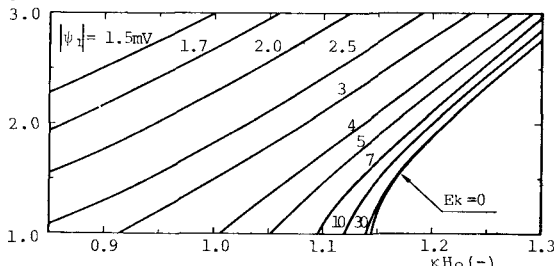


図-2 φ_2/φ_1 と KH_0 ($a_1 = 1\mu\text{m}$, 水温 20℃)

一方、 $E_k = 0$ と考えた場合には

$$\psi_{ic} = \pm \sqrt{\frac{A(e^{2\kappa H_0} - 1)}{6\epsilon(\kappa H_0)^2 \left\{ e^{\kappa H_0} \left(\frac{\psi_2}{\psi_1} \right) - \frac{1 + (\psi_2/\psi_1)^2}{2} \right\}}} \sqrt{\kappa} \quad \text{----- (5)}$$

と臨界電位を求めることができる。図-3は式(3), (4), (5)に基づき、ブラウン運動のエネルギーを考慮した場合と、運動エネルギーを一切考慮しない場合の臨界電位 $|\psi_{ic}|$ を合わせて示したものである(ただし、水温 20°C , $a_1 = 1\mu\text{m}$)。図からわかるように当然のことながら、ブラウン運動によるエネルギーを考慮した方が臨界電位の絶対値が大きいものの $\log \kappa$ が比較的大きい場合には、その差は無視できる程度と思われる。

3 水温と粒子径の凝集への影響

運動エネルギーを考慮したことにより、水温と粒子径の効果が表われている。本項では $\psi_2/\psi_1 = 1$ として展開する。図-4は臨界電位の絶対値 $|\psi_c|$ と $\log \kappa$ の関係の水温 T による変化を示したものであり、図-5(1), (2)は各 $\log \kappa$ における $|\psi_c|$ と T との関係を示したものである。

これらから、(1)水温が高いほど臨界電位の絶対値が大きい (2)臨界電位の水温に対する増加は直線的でその増加割合は $\log \kappa$ が大きいくほど著しいことがわかる。図-6は $|\psi_c|$ と $\log \kappa$ の関係の a_1 による変化、図-7は、各 $\log \kappa$ における $|\psi_c|$ と a_1 の関係をそれぞれ示したものである。これらから (1)懸濁粒子の直径が $2\mu\text{m}$ 以上の場合は粒子径による臨界電位の変化は無視できる (2)直径が $2\mu\text{m}$ 以下では径が小さくなるほど臨界電位の絶対値が大きくなり、その変化傾向は $\log \kappa$ が小さいほど顕著に表われる などがわかる。水温と粒子径の凝集に与える効果を比較すると $\log \kappa$ が小さい場合は粒子径が大きく影響するのに対して、 $\log \kappa$ が大きくなると水温による効果が顕著に表われてくること明らかになった。

4. あとがき

臨界電位の絶対値が大きいということは粒子がより凝集しやすいということを物語るものであり、また、ここで得た知見はブラウン運動以外の運動エネルギーも考慮することによってより明確に、より大きな差として表われてくると思われる。なお、我々が実際にできるものは ζ -電位であり、しかもその測定精度に問題点はあるが、上記の議論は水処理プロセスで表われてくる界面電位的解析の一つの基礎としたい。

参考文献 * 佐藤 今野: 水処理工学, 1979-1.

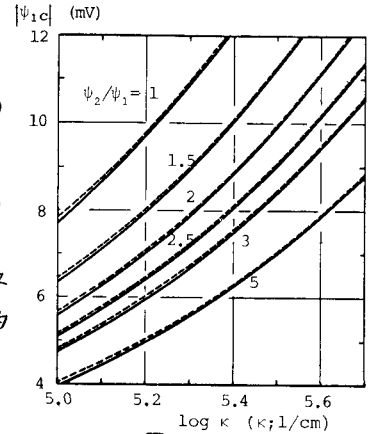


図-3 $|\psi_{ic}|$ と $\log \kappa$ ($a_1 = 1\mu\text{m}$, 水温 20°C)
—— $E_k = 0$ の時
----- ブラウン運動を考慮した場合

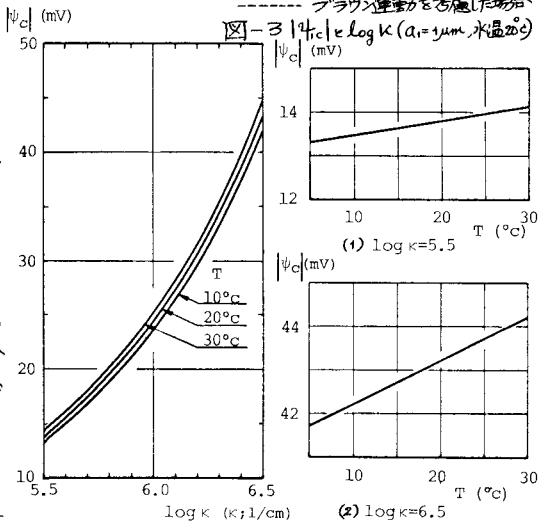


図-4 $|\psi_c|$ と $\log \kappa$ ($a_1 = 1\mu\text{m}$)

図-5 $|\psi_c|$ と T ($a_1 = 1\mu\text{m}$)

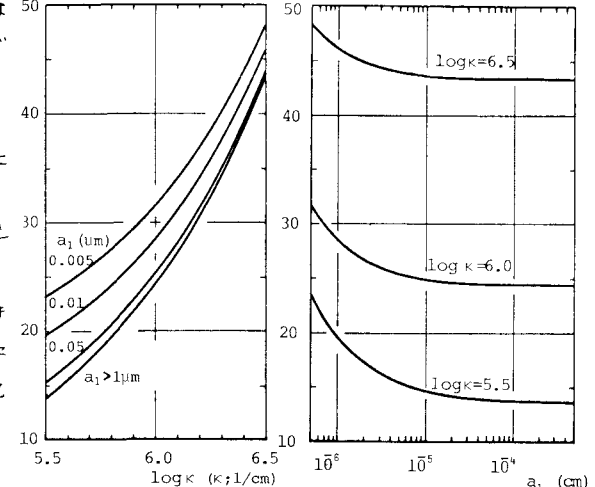


図-6 $|\psi_c|$ と $\log \kappa$ ($T = 20^\circ\text{C}$)

図-7 $|\psi_c|$ と a_1 ($T = 20^\circ\text{C}$)