

大阪市立大学工学部 正会員
愛知県

小田一紀
松尾純也

大阪市立大学工学部 学生員 ○ 宋 元平
東洋建設(株) 金岡智昭

1. はじめに

液相内における粒子の凝集問題については、界面化学はもとより土壌力学や衛生工学など様々な分野で研究されてきた。海岸工学の分野でも汽水域で土粒子が塩分の働きによりフロックを形成することは以前から知られていたが、現象が複雑であるためもあってか、凝集に主眼を置いた研究は数少なく、十分な検討が行われていないように思われる。したがって、本研究では河口域密度流場における河川起源微細土砂粒子の凝集・沈降・堆積過程を最終的な目的とし、ここでは微細土粒子の凝集機構の素過程をモデル化することを目的とする。

2. 計算手法

本研究では以下のような仮定を設けた。① 2粒子間の中心間距離(L)が拡散二重層の厚さ($1/\kappa$)よりも小さく、必要以上の塩分濃度(S)があれば2粒子は必ず凝集する。ここに、

$$1/\kappa = \sqrt{\epsilon K T / 8 \pi e^2 n_0 z^2} \quad (1)$$

ϵ : 真空の誘電率, K : Boltzman 定数, T : 絶対温度, z : 原子価, e : 素電荷, ψ_0 : 界面電位, κ : デバイ長, n_0 : イオン濃度。② 一度凝集した粒子は乱れ等の作用によって分解しない。③ 凝集後のフロックは球形である。④ フロックの沈降速度はストークスの法則に従う。⑤ 着目領域に隣接している領域内の粒子の挙動は、着目領域内の粒子と同じ挙動をしめす。したがって、計算の対象とする領域には空間的な周期境界条件が適用できるものとする。

一般に凝集の形態は不規則でかつ非常に複雑であるため、フロックの密度(ρ_f)あるいは空隙率(ϵ)を定式化することは困難であり、したがってフロック粒子径による沈降速度を定式化することも難しい。松尾[1]は静止流体中におけるカオリンの凝集・沈降実験を行い、図-1に示すような沈降速度(W)と粒径(D)の関係を求めている。ストークスの沈降速度式を用いると、沈降速度は次式で求められる。

$$W = (\rho_f - \rho_L) g D^2 / (18 \nu \rho_L) \quad (\rho_L: \text{周囲流体の密度}, \nu: \text{動粘性係数}) \quad (2)$$

$$\rho_f = (1 - \epsilon) \rho_s + \epsilon \rho_L \quad (\rho_s: \text{フロックを形成する粒子の密度}) \quad (3)$$

と表すことにすれば、松尾の実験式とストークスの沈降速度式が等値となるようなフロック空隙率 ϵ は次のように定式化できる。ただし、 D はcmで計算するものとする。

$$\epsilon = \begin{cases} 1 - 3.25 \times 10^{-5} \times D^{-1.569} & (\text{for } 16.72[\mu\text{m}] < D) \\ 0.26 & (\text{for } 0 < D < 16.72[\mu\text{m}]) \end{cases} \quad (4)$$

また、このように定式化した ϵ を用いれば、粒径 D_1 および D_2 の2粒子が凝集してできるフロックの粒径 D' は次式のように表される。

$$D' = \sqrt[3]{(D_1^3 + D_2^3) / (1 - \epsilon)} \quad (5)$$

フロックを形成する個々の粒子は流体の乱れの影響を受けて不規則に運動し、2粒子間距離が式(1)よりも小さくなれば凝集する。この不規則運動の大きさを表す係数を D_t とすれば、時刻 t_n における粒子位置 $x(t_n)$ は

$$x(t_n) = x(t_{n-1}) + RAN \sqrt{D_t \delta t} \quad (6)$$

で計算される。ここに、 RAN は正規乱数、 δt は計算の時間間隔である。

本研究では、水温は20℃で一定とし、粒子は $\rho_s = 2.67$ 、初期粒径 $D_0 = 7.5[\mu\text{m}]$ の均一粒径をもつものと

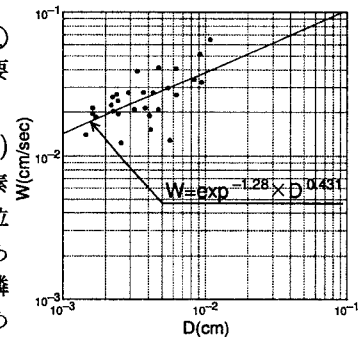


図-1 粒径と沈降速度の関係

表-1 計算条件

	S (%)	C_t (mg/l)	D_t (cm ² /s)
case1	2.0	50	0.01
case2	2.5	20	0.01
case3	2.0	50	1.0
case4	2.5	20	1.0

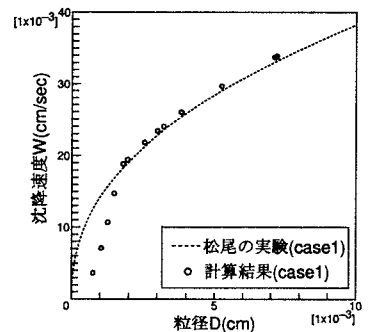


図-2 フロック径と沈降速度

し、塩分濃度 (S) および濁質濃度 (C_t) および D_t は表-1 のように与えた。初期条件として 216 個の粒子をそれぞれの中心間距離が $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 10D \sqrt[3]{1325\pi/3C_t}$ [cm] となるように規則的に配置した。

3. 計算結果

図-2 は、ブロック径の成長による沈降速度の変化に関する計算結果と実験値との比較を行ったものである。同図によれば、 $D > 16.72[\mu\text{m}]$ の範囲では両者はよく一致していることがわかる。ただし、 $D < 16.72[\mu\text{m}]$ の範囲では計算による沈降速度は実験結果を過小評価しており、 $D < 16.72[\mu\text{m}]$ における式 (4) の定式化では ε を過大評価していることを示している。

図-3 および図-4 は case1 および case2 におけるブロックの粒径加積曲線の経時変化を示したものである。図-3 と図-4 を比較すると、濁質濃度が高い case1 の方がブロック粒子径の成長が早いことがわかり、既往の実験的研究 [2] で指摘されている傾向と一致している。

また、図-5 は case1 におけるブロック粒子の平均径の時間的变化に関する計算結果を示したものであるが、本計算で行った時間の範囲内ではブロックの平均粒径は時間が経過するにつれて増加し続ける結果となった。安立 [2] は、粒子は凝集を重ねるごとに大きくなるが、無限に大きくなるのではなく、ある大きさ以上には大きくなならない“最大粒径”が存在すると報告しているが、本研究ではそのような結果は得られなかった。ただし、本モデルでも凝集が進行し、粒子間の距離が十分に大きくなって粒子同士が互いに近接する機会が少なくなれば凝集が起こらなくなり、粒径が変化しなくなるものと考えられる。

流れの中における粒子の凝集を考えると、平均流速と同じ速度で移動する座標系で現象をみれば、見かけ上乱流拡散係数 D_t が大きくなるだけであると考えることができる。図-6 は計算を開始してから 10 分後の case1 ~ case4 のブロックの粒度分布を表したものである。図同により、場の乱れが大きくなればブロック粒径の成長が早くなることがわかる。さらに、 $D_t = 0.01$ の時には、case1 と case2 の粒径加積曲線にはほとんど差がみられなかったが、 $D_t = 1.0$ の場合には case3 と case4 のそれには大きな差がみられるようになり、流体場の乱れが凝集機構に大きな影響を及ぼすことが、本モデルで再現できていることが確認できる。

4. 結論

本研究では、凝集過程をモデル化して簡単な条件の下で計算を行い、既往の実験的研究が指摘しているような定性的なブロックの成長過程が再現できていることを確認した。今後は定量的な検討を行うとともに、実海域への適用性についても検討したいと考えている。

参考文献

- [1] 松尾純也：河口域における無機懸濁粒子の凝集・沈殿過程に関する基礎的研究、大阪市立大学卒業論文、1995。
- [2] 安立重昭：塩水中におけるベントナイトのブロック形成について、港湾技研資料、No.464、1983。

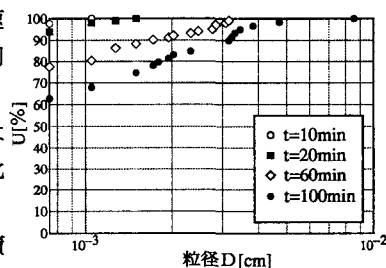


図-3 粒径加積曲線の経時変化 (case1)

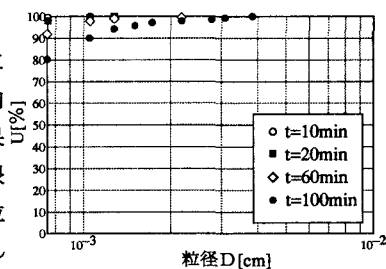


図-4 粒径加積曲線の経時変化 (case2)

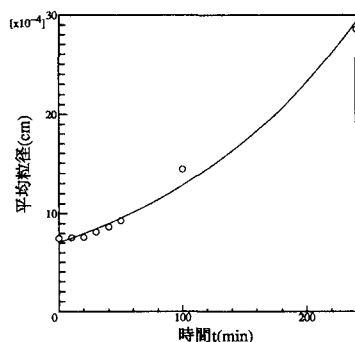


図-5 ブロック平均径の経時変化 (case1)

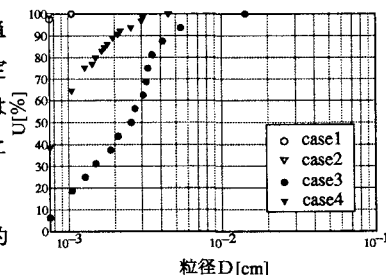


図-6 乱れによるブロックの粒径の変化 ($t = 10[\text{min}]$)