

海洋投棄した底泥の分離過程

矢 内 栄 二*

1. はじめに

航路や泊地の維持のために浚渫された底泥の処理方法の一つとして、底泥を海域に投棄する方法がある。その輸送・投下には底開式バージまたはスプリット式バージなどが多く使用されるが、バージから投下した底泥塊の沈降過程での挙動についてはこれまでほとんど知られていない。著者（矢内・加藤，1989，1990）はすでに、現地観測と室内実験から底泥塊の沈降形態が含水比により図-1に示すように3種類に変化することを見出し、その判定指標を実験的に考察した。しかし、実際の設計上の指標とする場合には現地の泥塊の形状や大きさなどについて汎用性が必要であり、そのような点を考慮した研究はこれまでほとんど行われていない。

本研究では、海洋投棄した底泥の拡散過程に対する設計上の指標を求めるために沈降形態と分離過程について理論的に検討し、室内実験および現地観測結果と比較してその妥当性を検討する。

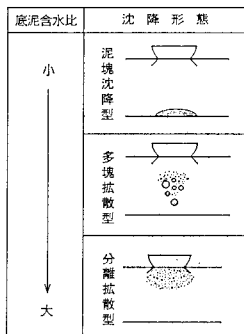


図-1 泥塊の沈降形態

2. 泥塊の分離過程と汚濁負荷量の評価

(1) 泥塊の拡散とモデル化

泥塊の沈降は、上述したように3種類のパターンがある。これをモデル化する場合、現象的な面から図-2のように二つに分けることができると考えられる。

泥塊が自立する場合には、水中を沈降していくときに

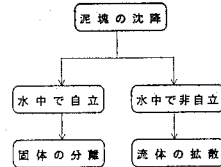


図-2 泥塊の拡散状況

固体としての性質が支配的となるため弾性体としてモデル化することが可能であると考えられる。一方、泥塊が水中で自立しない場合には、沈降・拡散過程は高い粘性を持つ流体の拡散となると考えられ、自立する場合とは異なるモデルを検討する必要があると考えられる。

泥塊を固体として取り扱う場合には、泥塊内の応力は構造力学的に解析することができ、比較的解析が容易であると考えられる。これに対し、泥塊を粘性流体として取り扱うときは、コロイド化学などの分野で行われているように、粘着力の主要な要因である底泥粒子の van der Waals 力を正確に算定する必要がある。本研究で対象とするような 500 m³ 以上といった大量の底泥を取り扱う方法として有効とはいえないと考えられる。

そこで、本研究では、泥塊が自立する場合からアプローチしてモデル化を行い、泥塊が沈降・拡散過程について考察する。

(2) 沈降過程での作用力

水中で自立する底泥塊を考えたとき、泥塊が塊状に分離する現象は、泥塊が沈降過程で受ける流体力と、泥塊自身の抵抗力とが非平衡状態になったときに生じるものと考えられる。

泥塊が沈降途中で受ける力は、

- 沈降による抗力
- 表面摩擦力
- 泥塊背後の渦力
- 回転による揺動力

などであると考えられる。今、泥塊が、

- 沈降途中で回転しない
- 表面摩擦による破壊が小さい

とすると、泥塊に作用する力としてはaとcが支配的になると考えられる。また、渦力は泥塊の形状や沈降レイ

ノルズ数によって大きく変化すると考えられることから、本研究では簡単のために抗力係数に渦の影響が含まれているものと考え、解析に使用する外力として抗力のみをとりあげることとする。

一方、泥塊の抵抗力としては、せん断強度、圧縮強度、および引張強度などが考えられるが、これらはいずれも同等な関係があることから、現地での測定が簡単なせん断強度を泥塊の抵抗力として代表させることとする。

(3) 沈降過程のモデル化と無次元分離指数

実験における泥塊の分離は、泥塊の中央部付近から折れ曲がることから始まる。このことから、泥塊を 図-3 のような任意の形状の薄い板とし、これに流れによる荷重が作用している状態を考える。これより、泥塊内の応力解析は平板の曲げ問題に置き換えることができる。流れによる圧力は面に垂直に働くことから、力の釣り合い方程式は

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} = \frac{p}{\gamma} \quad (1)$$

となる (Timoshenko and Krieger, 1959)。ここに、 w : 変位、 p : 泥塊面に作用する荷重、 γ : 泥塊の曲げ剛性 ($= E h_{mud}^3 / 12(1 - \delta^2)$)、 δ : ポアソン比、 h_{mud} : 泥塊厚、 E : 泥塊のヤング率である。

式 (1) は非線形な方程式であることから、一般解を求めることは難しい。そこで、実際の海洋投棄時の状況を考慮して式 (1) を解析的に解くこととする。

海洋投棄に使用される一般的な底開バジの土層は直方体であることから、式 (1) を辺長 a, b 、高さ h_{mud} とする直方体として解くこととする。また、実験での泥塊破壊は中央部の分離から始まることから、破壊は泥塊中央部での最大曲げモーメントにより生じていると考えられる。したがって、泥塊端部での境界条件は単純支持と考えられる。よって、境界での条件は、

$$\left. \begin{aligned} w &= 0 & (x=0, x=a, y=0, y=b) \\ M_x = M_y &= 0 & (x=0, x=a, y=0, y=b) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となる。式 (1) を (2) の条件で解くと、Navier の解として知られる次式が得られる。

$$w = \frac{1}{\pi^4 \gamma} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{mn}}{(m^2/a^2 + n^2/b^2)^2} \sin \frac{m\pi x}{a}$$

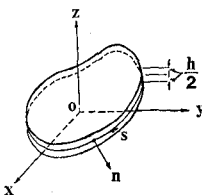


図-3 解析のモデルと座標系

$$\times \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (3)$$

ここに、 a_{mn} は荷重分布関数 $p(x, y)$ を複正弦級数に展開したときの係数を表す。すなわち、

$$p(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (4)$$

$$a_{mn} = \frac{4}{ab} \int_0^a \int_0^b p(x', y') \sin \frac{m\pi x'}{a} \times \sin \frac{n\pi y'}{b} dx' dy' \quad (5)$$

よって、泥塊内に働く曲げモーメントは

$$\left. \begin{aligned} M_x &= \frac{a^2 \lambda_{ab}^2}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\lambda_{ab}^2 m^2 + \delta n^2) a_{mn}}{(\lambda_{ab}^2 m^2 + n^2)^2} \\ &\quad \times \sin \alpha_m x \sin \beta_n y \\ M_y &= \frac{a^2 \lambda_{ab}^2}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\delta \lambda_{ab}^2 m^2 + n^2) a_{mn}}{(\lambda_{ab}^2 m^2 + n^2)^2} \\ &\quad \times \sin \alpha_m x \sin \beta_n y \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となる。ここに、 $\alpha_m = m\pi/a$ 、 $\beta_n = n\pi/b$ 、 $\lambda_{ab} = b/a$ である。

最大曲げモーメントは、泥塊中央部で生じることから $x=a/2$ 、 $y=b/2$ とし、荷重を等分布荷重とすると、

$$a_{mn} = 16/\pi^2 mn \quad (7)$$

より

$$\left. \begin{aligned} M_x &= \frac{16pa^2\lambda_{ab}^2}{\pi^4} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\lambda_{ab}^2 m^2 + \delta n^2)}{mn(\lambda_{ab}^2 m^2 + n^2)^2} \\ M_y &= \frac{16pa^2\lambda_{ab}^2}{\pi^4} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\delta \lambda_{ab}^2 m^2 + n^2)}{mn(\lambda_{ab}^2 m^2 + n^2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

となる。したがって、泥塊の断面係数を Z_x, Z_y とすると、泥塊内に生じる応力は

$$\sigma_x = M_x/Z_x, \quad \sigma_y = M_y/Z_y \quad (9)$$

で求められる。

泥塊の破壊は、式 (9) で算定された応力が底泥の抵抗力を超えたときに生じると考えられることから、式 (9) の応力の最大値 σ_{max} と底泥塊のせん断強度 τ_{mud} との比 Ψ を導入して、

$$\Psi = \frac{\sigma_{max}}{\tau_{mud}} \quad (10)$$

を、泥塊の分離の判定指標として考え、無次元分離指数と呼ぶこととする。ただし、 σ_{max} は σ_x, σ_y の大きい方の値である。

式 (10) は、泥塊が自立する場合を対象としているが、その適用限界については実験結果との比較により考察する。また、無次元分離指数が分離の限界に達したときを Ψ_c とし、分離限界指数と呼ぶこととする。

つぎに、式 (10) より、泥塊の分離が停止する状態について検討する。

沈降時の流体力は、流体密度を ρ 、泥塊の沈降速度を

w_{f0} , 抵抗係数を C_D とすると,

$$p = C_D \rho w_{f0}^2 / 2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

で表される。沈降速度 w_{f0} は, $Re \geq 10^4$ では C_D 一定の領域となるから, 泥塊の代表長さ a に対して $w_{f0} \propto a^{1/2}$ となり, 式 (11) より式 (8) は $M \propto a^3$ となる。

泥塊が分離したとき厚さが変わらず幅のみが小さくなっていくとすれば, $Z \propto a$ であるから, 泥塊内の応力の最大値は $\sigma_{\max} \propto a^2$ となる。したがって, 式 (10) は式 (12) で示されるように泥塊の代表長さ a^2 の関数 ($f(a^2)$) となる。

$$\Psi = f(a^2) / \tau_{\text{mud}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

泥塊の含水比が沈降途中で変化しないとすると, τ_{mud} は一定である。したがって, 泥塊が分離することにより式 (12) の分子が小さくなる。バージから投棄直後に分離した泥塊が, 分離を繰り返す,

$$\Psi < \Psi_c \quad \dots\dots\dots (13)$$

となった時点で分離を停止することになる。

(4) 汚濁負荷率の評価

前報 (矢内・加藤, 1990) では, 汚濁負荷量の評価法として分離拡散状態に対する汚濁負荷量との比である Dispersion Factor ϕ を導入した。Dispersion Factor は, 底泥塊のせん断強度や含水比に影響されるものであり, したがって無次元分離指数により変化するものである。本報では, Dispersion Factor を汚濁負荷率と呼ぶこととし, その評価について理論的に考察する。

汚濁負荷率 ϕ は汚濁負荷量の低減率であるが, 分離限界以下では汚濁負荷はなく, 分離限界を大きく上まわったときに分離拡散状態の汚濁負荷を与えることを示している。よって, 無次元分離指数に対しては分離限界指数 Ψ_c との間につぎのような関係がある。

$$\left. \begin{array}{l} \phi=0: \Psi < \Psi_c \\ \phi=1: \Psi \gg \Psi_c \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

このことから, 汚濁負荷の低減率である汚濁負荷率は, 言い換えれば泥塊が分離する確率と同様の性質を示すと考えられる。したがって,

$$\phi \doteq P_a \quad \dots\dots\dots (15)$$

とする。ここに, P_a : 泥塊が分離する確率, である。

本研究では, 流砂理論において粒子の飛びだし確率を考察したものとして知られる Einstein 理論 (Einstein, 1950) により, 泥塊が分離する確率を検討する。

泥塊が沈降するときに働く流体力は時間的に変動していると考えられることから, 泥塊の応力も時間的に変動すると考えられる。よって,

$$\sigma = \sigma_0 |1 + \eta| \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここに, σ_0 : σ の時間平均値である。

泥塊の応力 σ と抵抗力の関係を 図-4 のように考えると, σ が τ を上まわったときに泥塊の分離が生じる

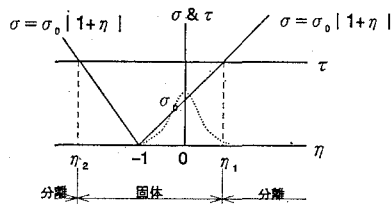


図-4 泥塊の応力と分離の関係

ものと考えられる。よって,

$$\sigma / \tau > 1 \quad \dots\dots\dots (17)$$

のときに泥塊は分離する。 $\tau \propto \tau_{\text{mud}}$ とすれば式 (16) と (10) より, 式 (17) はつぎのように書き直される。

$$\frac{\Psi}{B} |1 + \eta| > 1 \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに, B : 無次元定数である。

η の確率密度関数として正規分布を考えると, 図-4 より式 (18) が成り立つ確率 P_a は,

$$P_a = 1 - \int_{\eta_2}^{\eta_1} p(t) dt \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$p(t) = (1/\sqrt{\pi}) \exp(-t^2)$$

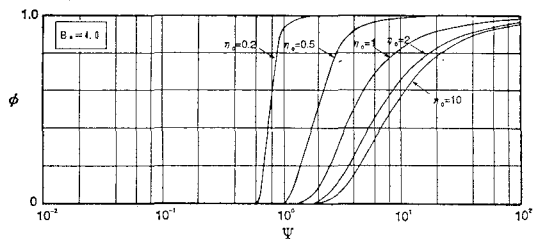
$$\eta_1 = B/\Psi - 1, \quad \eta_2 = -B/\Psi - 1$$

である。 η の標準偏差を η_0 とし, $\eta_* = \eta/\eta_0$ とすると, 汚濁負荷率 ϕ は式 (19) より

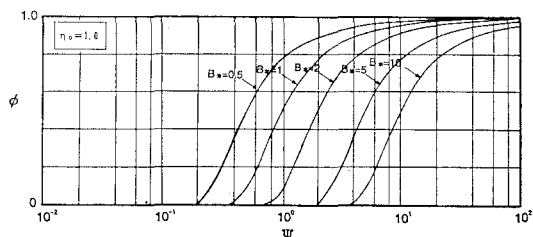
$$\phi = 1 - \int_{\eta_{*2}}^{\eta_{*1}} p(t) dt \quad \dots\dots\dots (20)$$

となる。ここに, $\eta_{*1} = B_*/\Psi - 1/\eta_0$, $\eta_{*2} = -B_*/\Psi - 1/\eta_0$, $B_* = B/\eta_0$, である。

式 (20) を図示すると, 図-5 (a)~(b) のようになる。ただし, (a) は $B_* = 4.0$ として η_0 を, (b) は $\eta_0 = 1.0$ として B_* を, それぞれ変化させたもので



(a) η_0 の変化 ($B_* = 4.0$)



(b) B_* の変化 ($\eta_0 = 1.0$)

図-5 無次元分離指数と汚濁負荷率

ある。 η_0 および B_* は、次項で検討する分離限界値より決定される。

(5) 泥塊の分離限界

本研究における無次元分離指数は、曲げモーメントにより発生する応力と泥塊のせん断強度により定義している。しかし、曲げモーメントに対する抵抗力は本来は引張強度であり、この場合には曲げ応力/引張強度=1 のときが分離の限界値となると考えられる。粘性土の引張強度 σ_t と粘着力 c およびせん断強度 τ_{mud} の間には式 (21) のような関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t &= 2c \frac{\cos \theta_0}{1 + \sin \theta_0} \\ \tau_{mud} &= \sigma \tan \theta_0 + c \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 θ_0 : 内部摩擦角 (粒子間の摩擦係数を角度で示したもの) である。

式 (21) において、 $\theta_0 = 0$ となるような理想的な状態では $\sigma_t = 2\tau_{mud}$ となる。したがって、泥塊の分離限界としての無次元分離指数 Ψ_c は、

$$\Psi_c = 2.0 \dots\dots\dots (22)$$

となると考えられる。しかし、実際の底泥では砂粒やベントスなど、引張強度を低減する成分が含まれていることが多く、 $\theta_0 \neq 0$ と考えられる。そこで、本研究においては 図-6 の実験結果との比較から、

$$\Psi_c = 1.5 \sim 2.0 \dots\dots\dots (23)$$

を泥塊の分離限界値と考えることとする。

また、式 (18) より

$$\Psi_c = B_* / |1/\eta_0 + \eta_*| \dots\dots\dots (24)$$

となるから、 $\eta_0 = 1.0$ 、 $\eta_* = 1.0$ とすれば $B_* = 3.0 \sim 4.0$ となる。本研究においては、実験値との整合性より、 $\eta_0 \parallel 1.0$ 、 $B_* = 4.0$ とする。

3. 実験結果との比較

(1) 理論式と実験結果の比較

実験値は、前報 (矢内・加藤, 1989) で測定した結果を使用する。幅 0.5m×長さ 2.5m×高さ 1.0m の鋼製水槽に、37mm×29mm×20mm の直方体容器に入れた底泥塊を沈降させ、拡散雲の拡がり幅を測定した。底泥は3種類の浚渫底泥を用い、含水比を170%~700%まで変化させた。長方形板の抗力係数として $C_D = 2.01$ 、

表-1 実験結果

底泥	含水比 W (%)	せん断強度 τ_{mud} (Pa)	分離指数 Ψ	汚濁負荷率 ϕ	圧力 p (Pa)	最大モーメント $\times 10^{-5} \text{N}\cdot\text{m}$	最大応力 σ (Pa)
A	177	860.4	0.029	0	69.2	$M_x = 4.822$	24.95
	190	405.7	0.061	0		$M_y = 4.106$	
	258	122.5	0.204	0			
	344	16.76	1.492	0.023			
	394	6.27	3.98	0.199			
	486	2.65	9.41	0.728			
	560	1.18	21.14	0.937			
	633	0.59	42.28	0.967			
B	168	1176.	0.023	0	72.9	$M_x = 5.145$	26.61
	194	365.5	0.073	0		$M_y = 4.381$	
	320	25.87	1.03	0			
	375	10.09	2.64	0.179			
	429	5.19	5.13	0.588			
	544	1.37	19.42	0.949			
C	681	0.39	68.23	0.995	77.3	$M_x = 5.390$	27.88
	216	399.8	0.70	0		$M_y = 4.596$	
	232	37.73	0.74	0			
	282	59.09	0.47	0			
	322	30.87	0.90	0			
	368	11.96	2.33	0			
	423	5.59	4.99	0.689			
	482	2.74	10.18	0.764			
	560	1.18	23.63	0.938			

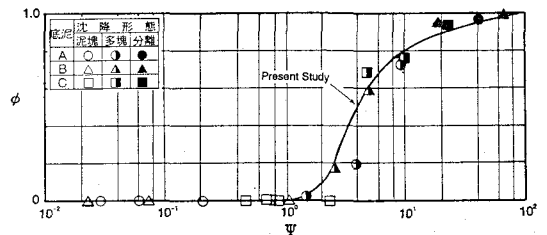


図-6 実験結果との比較

および水の密度 $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$ とし、ポアソン比は粘土の一般的な値である $\delta = 0.5$ とすると、各ケースにおける結果はそれぞれ 表-1 のようになる。

表-1 の実験結果を理論と比較したものが 図-6 である。全体的に、理論は実験結果と良く一致している。とくに、 $\Psi > 20$ の領域では泥塊がすでに流体状となっているため、本理論での泥塊の自立する仮定が成立しないにもかかわらず、理論と実験結果は良い一致を示している。このことから、本理論で予想される泥塊の分離と汚濁負荷率は妥当なものと考えられる。

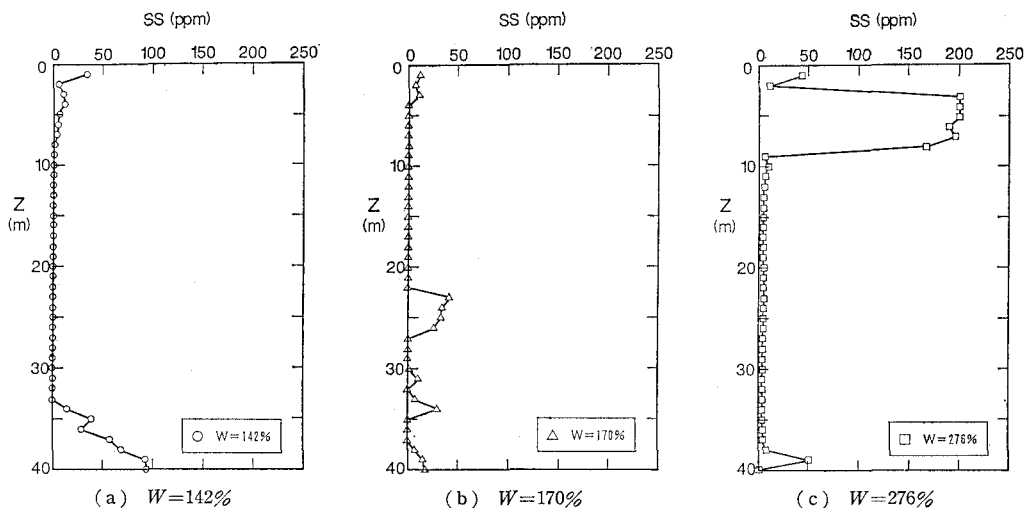


図-7 濁度の鉛直分布 (現地観測結果)

(2) 沈降形態の分類と無次元沈降指数

図-6 から、無次元分離指数 Ψ は沈降形態と密接に関連していることが認められる。3 種類の沈降形態に対して Ψ は、

$$\left. \begin{array}{ll} \Psi < \Psi_1 & : \text{泥塊沈降型} \\ \Psi_1 \leq \Psi < \Psi_2 & : \text{多塊拡散型} \\ \Psi_2 \leq \Psi & : \text{分離拡散型} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

となっており、沈降形態の分類の指標として Ψ が有効であると考えられる。 Ψ_1 , Ψ_2 は、図-6 よりそれぞれ $\Psi_1=1.5 \sim 2.0$, $\Psi_2=10 \sim 20$ とする。

(3) 現地観測結果との比較

現地観測結果は、前報(矢内・加藤, 1989)で測定した結果を使用する。図-7 (a)~(c) は、600 m³ バージから水深 40 m の海域に投下したときの濁度の鉛直分布を YPC-I 型濁度計により測定した結果であり、それぞれ泥塊沈降型、多塊拡散型、分離拡散型と考えられる。投下で使用した 600 m³ バージの土槽の大きさは、3 m × 25 m × 8 m であり、泥塊の単位体積重量は 11.6 kN/m³ である。土層の形状を考慮すると泥塊の抗力係数は $C_D=4.3$ となることから(水理公式集, 1971)、泥塊の沈降速度は $w_f=1.82$ m/s となる。これより泥塊内の最大曲げモーメントを計算すると $M_{\max}=25.87$ kN・m となり、泥塊の最大応力は $\sigma_{\max}=2.16$ kPa となる。図-7 の泥塊それぞれのせん断強度は、 $\tau_a=1.79$ kPa ($W=142\%$)、 $\tau_b=0.839$ kPa ($W=170\%$)、 $\tau_c=53.8$ Pa ($W=276\%$) であるから、無次元分離指数はそれぞれ、 $\Psi_a=1.2$ (泥塊沈降型)、 $\Psi_b=2.6$ (多塊拡散型)、 $\Psi_c=40.1$ (分離拡散型) となり、観測時の沈降形態と本研究による分類が一致している。このことから、本研究による分類が現地における海洋投下においても妥当な結果を与えられられる。

4. む す び

海洋投下した底泥塊の分離過程について理論的に検討した。その結果、底泥塊の分離の指標として、泥塊内の応力と底泥のせん断強度の比によって定義される無次元分離指数を導入し、これによる沈降形態の分類が実験値および現地観測結果と良い一致を示した。さらに、汚濁負荷量の低減率として導入した汚濁負荷率を泥塊の分離の確率として考え、無次元分離指数との関係を明らかにした。

本研究の遂行にあたり、中央大学理工学部服部昌太郎教授より貴重なご助言をいただいた。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 大草重康 (訳) (1969): フローリンの土質力学, 第1巻, 森北出版, 444 p.
- 尾崎幸男 (1980): 水流による河床砂礫の移動と流路形態とに関する水理学的研究, 中央大学博士論文, 190 p.
- 港湾環境アセスメント手法の開発ワーキンググループ (1978): 港湾環境アセスメント技術マニュアル, 306 p.
- 土木学会編 (1971): 水理公式集, pp. 411-412.
- 矢内栄二・加藤 謙 (1989): 底泥塊の沈降形態と拡散係数の評価法, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 324-328.
- 矢内栄二・加藤 謙 (1990): 外洋投下した底泥塊の拡散過程, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 774-778.
- Einstein, H. A. (1950): The bed-load function for sediment transportation in open channel flows, Technical Bulletin, No. 1026, U.S. Dept. of Agric., Washington, D.C., pp. 1-72.
- Meakin, P. (1983): Diffusion-controlled flocculation: The effects of attractive and repulsive interactions, Journal of Chemical Physics, Vol. 79, No. 5, pp. 2426-2429.
- Timoshenko, S. P. and S. W. Krieger (1959): Theory of plates and shells, 2nd Ed., McGraw-Hill, 580 p.