

非定常性に着目した掃流砂の移動機構

山下俊彦*・金沢一郎**

1. はじめに

波による漂砂量の把握は海浜変形を予測する際に重要である。従来、漂砂量はシールズ数のみの関数として論じられている。しかし、Einstein(1972), 土屋ら(1984)は、漂砂量への非定常性 (d_0/d ; ここに d_0 : 水粒子移動振幅, d : 底質粒径) の効果を陽にとりあげ、流砂量式と比較することにより、同じシールズ数でも非定常性が強い (d_0/d が小) ほど漂砂量が増加することを明らかにしている。

漂砂量及び砂漣の発達に重要な漂砂の非平衡性を把握するためには、底質の移動確率、移動距離を調べる必要がある。これらについては、前報(山下ら, 1988; 金沢ら, 1988) で報告したが、あまり研究が行なわれていないのが現状である。一方、一方向流場については、実験的・理論的によく調べられ、その特性が明らかにされている(辻本, 1978)。

そこで本研究では、掃流砂を対象とし、まず、振動流場の移動確率と移動距離を実験的に詳細に調べ、これらの諸量に与える非定常性の効果を、一方向流場とも比較することにより定量的に明らかにする。次に、砂粒子に関する運動方程式により、非定常性が強いとなぜ漂砂量が増加するかを考察する。さらに、移動確率と移動距離に与える比重 s と d/δ (δ : 境界層厚のパラメータ) の効果について調べ、漂砂量とシールズ数、 d_0/d , s , d/δ の関係を定量的に明らかにする。

2. 実験装置及び方法

実験は測定部の長さが 275 cm の U 字管振動流装置を用いて行なった。実験条件を表-1 に示す。周期 $T=3.47, 4.70, 9.42$ 秒の 3 種類、底質粒子 $s=1.41\sim 2.65$ の 5 種類で合計 35 ケースの実験を行なった。測定項目は、移動確率、移動距離、移動継続確率であり、すべてビデオを用いて解析した。粒子は底部にできるだけ平らに敷きならし、端部の影響及び場所的ばらつきがない様

表-1 実験条件

粒径 d (cm)	比重 s	周期 T (s)	移動限界 シールズ 数 τ_{*c}	流速振幅 u_m (cm/s)	d_0/d	測定項目		
						P	L	R
0.28	1.59	3.47	0.041	22.5	87	○	○	
				22.7	89	○	○	
				25.2	102	○	○	
				27.1	111	○	○	
				24.7	130	○	○	○
		4.70	0.042	26.3	139	○	○	○
				28.3	150	○	○	○
				30.1	159	○	○	○
				28.3	300	○	○	○
				31.0	329	○	○	○
		9.42	0.036	36.4	386	○	○	○
				24.9	55	○	○	
				27.5	61	○	○	
				30.5	67		○	
				34.2	76		○	
0.5	1.6	3.47	0.033	26.7	80	○	○	
				28.7	86	○	○	
				31.5	94	○	○	
				33.7	101		○	
				39.5	145	○	○	
		4.70	0.033	43.5	160	○	○	
				46.5	171	○	○	
				49.5	182	○	○	
				47.3	236	○	○	
				48.9	244	○	○	
0.30	2.65	3.47	0.037	50.7	253	○	○	
				52.5	262	○	○	
				19.5	104	○	○	
				21.3	114	○	○	
				22.9	123	○	○	
		4.70	0.043	25.9	138	○	○	
				34.0	313		○	
				40.0	368		○	
				46.0	423		○	
				52.0	478		○	
0.28	1.41	4.70	0.044					
0.12	2.65	3.47	0.041					

P : 移動確率, L : 移動距離, R : 継続確率, d_0 : 水粒子移動振幅

に、測定部の中央部分で 3 ケ所程度測定し、それらを平均してデータを求めた。表中の移動限界シールズ数は、各々のケースについて実験から求めた値である。

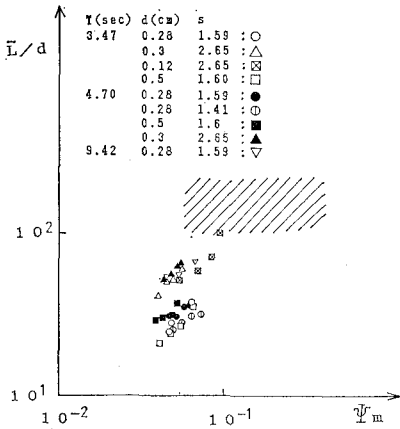
3. 移動距離

3.1 平均移動距離

振動流場における底質粒子の運動状況を観察すると、山下ら(1983)で報告した様にほとんどの粒子は加速時に移動を開始し、減速時に静止するという特性を持つことがわかる。ただし、その中には、数個以下の粒子の上を半周期ごとに往復する非常に移動距離の短いものも割割がある。しかし、海浜変形を予測する際には net の漂砂量が重要であり、これらは一周期後にほぼ元の位置に戻

* 正会員 工博 北海道大学助教授 工学部土木工学科

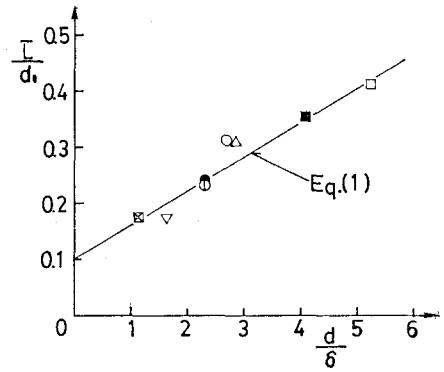
** 正会員 工修 新日本製鉄



図—1 平均移動距離

るものであり、またその解析も困難であるので、本研究では極短い粒子の移動は無視する。

図—1 に、半周期間における平均移動距離 $\bar{L}$ と最大シールズ数 Ψ_m の関係を示す。一方向流場と比較するため、 $\bar{L}$ は粒径 d で無次元化している。一方向流場の移動距離は無次元掃流力が Ψ_m に等しいとして示した。シールズ数は Jonsson (1966) の摩擦抵抗係数を用いて計算した。一方向流場では、 $\bar{L}$ は限界シールズ数を越えると急に増加し、 $\Psi_m = 0.06$ 以上では粒径 d に規定され $100d \sim 200d$ 程度 (図中の斜線部) になることが中川ら (1982) の研究で確かめられている。今回の実験範囲では、 $\bar{L}$ は一方向流場と違って粒径のみには規定されず、各粒子ごとにみると Ψ_m が増加すると共に $\bar{L}/d$ が増加するという傾向をもつことがわかる。また、すべて実験値は $100d$ 以下であり、一方向流のそれより小さくなっていることがわかる。これは、振動流場では、移動を開始した粒子が流れの反転に伴って強制的に止められるためと考えられる。すなわち、 $\bar{L}$ は水粒子の移動振幅 d_0 でかなり規定



図—3 平均移動距離と非定常性

されることが予想される。非定常性が弱く (d_0/d が大) になると $\bar{L}/d$ は一方向流のそれに近づくと考えられるが、 $d_0/d = 500$ 程度以下では振動流場に特有な運動形態をする範囲であることがわかる。

図—2 は、 $\bar{L}$ を水粒子移動振幅で無次元化した $\bar{L}/d_0$ と $\Psi_m - \Psi_c$ の関係を示す。各粒子についてみると、 $\bar{L}/d_0$ は $\Psi_m - \Psi_c$ によらずほぼ一定であることがわかる。また、周期、粒径、比重が異なっても $\bar{L}/d_0$ は d/δ が大きい程大きい。ここに、 $\delta = \sqrt{\nu T/\pi}$ (ν : 動粘性係数) は境界層厚のパラメータである。

図—3 に、 $\bar{L}/d_0$ と d/δ との関係を示す。ここでの $\bar{L}$ は図—2 で示した移動距離を各粒子ごとに平均したものである。図中の記号は図—2 と同じである。実験値によく一致する様に実線を書く式 (1) となる。すなわち、

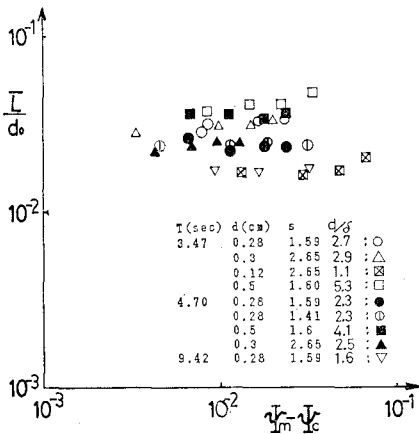
$$\frac{\bar{L}}{d_0} = \frac{1}{10} \left(1 + 0.6 \frac{d}{\delta} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

平均移動距離 $\bar{L}$ は、非定常性の特性である d_0 と d/δ に規定されることがわかる。 d/δ は移動中の粒子が受ける水粒子速度に関係があるため、 $\bar{L}$ に影響するものと考えられる。

3.2 移動距離分布

図—4 に移動距離 L の度数分布の典型的な例を示す。 L は平均移動距離 $\bar{L}$ で無次元化している。分布形状は、 $L/\bar{L} = 1$ を中心として左右対称なガウス分布に近い形をしている。他の実験条件においても、分布形状はほとんど変わらなかった。一方向流場の移動距離分布は指数分布になることが、辻本 (1978) の研究で確かめられているが、振動流場の分布とは異なることがわかる。

次に、振動流場でなぜ上述の様な移動距離分布になるかを考察する。理論的に移動距離分布を求めるためには、底質粒子がどの位相でどの程度動き出し、どの位相で静止し、その運動中の粒子速度がどの程度であるかという情報が必要である。そこで、山下ら (1983) を参考にして、移動開始位相、停止位相の各々の確率密度関数



図—2 平均移動距離と非定常性

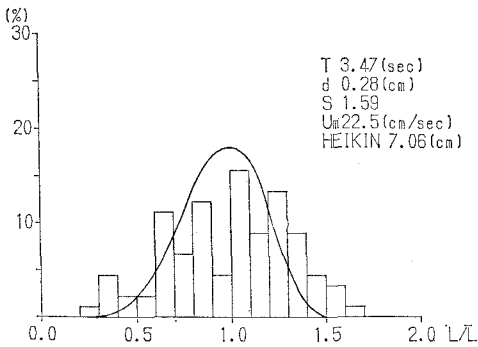


図-4 移動距離分布

$f_1(t/T)$, $f_2(t/T)$ は, $\cos$ 形状で近似した式 (2), (3) と仮定する.

$$f_1(t/T) = -(2/\pi) \cos\left(\frac{8\pi t}{T}\right) + \frac{2}{\pi} \quad \left(0 \leq \frac{t}{T} \leq \frac{1}{4}\right) \quad (2)$$

$$f_2(t/T) = -(2/\pi) \cos\left(\frac{8\pi t}{T}\right) + \frac{2}{\pi} \quad \left(\frac{1}{4} \leq \frac{t}{T} \leq \frac{1}{2}\right) \quad (3)$$

ただし, $t=0$ は主流の反転時とした. 式 (2), (3) は, 底質粒子は加速時に移動を開始し, 減速時に停止するという振動流場特有の運動特性を表わしている. 移動を開始した粒子の速度 U は, 山下ら (1983) を参考にするとある程度その位相の主流の速度で近似できることがわかる.

$$U = u_m \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (4)$$

粒子は式 (2) に従って移動を開始し, その速度は瞬間的に水粒子の速度に等しく (式 (4)) なり, 移動している粒子は移動開始位相によらず式 (3) の停止位相の確率密度関数に従って静止するものと仮定し, 計算した結果が図-4 中の曲線である. かなり大胆な仮定に基づいて計算したものであるが, 実験値とかなりよく一致する.

4. 移動確率

4.1 移動確率の定義

前述の様に, 振動流場の移動機構の特徴は, 粒子運動は水粒子軌道に規定され, 加速時に移動を開始した粒子は約半周期間移動し続け減速時に静止することである. すなわち, ある底質粒子は半周期間に 1 回移動するかどうかで, 1 度移動開始した粒子が一旦静止し再び移動することはない. そこで, 移動確率 P は, 最大掃流力作用時に底表面に存在する粒子の何割が移動しているかと定義する. 半周期漂砂量は 5. で述べる様にこの P と $\bar{L}$ の積により求まる. 一方, 一方向流場の移動確率 P_s は単位時間当たり底表面に存在する粒子の何割が移動を開始

するかと定義されている.

時間的に掃流力の変化する振動流場の P と一方向流場の P_u を直接比較することはできない. そこで, 振動流場において最大掃流力が働いている時に移動している粒子個数と同じ掃流力の働いている一方向流場で移動している個数に着目して比較を行なう. 振動流場において, 底表面に単位面積当たり n 個の粒子があったとすると, 最大掃流力時に単位面積当たり動いている粒子数 N_1 は

$$N_1 = nP \quad (5)$$

となる. 一方, 一方向流場では, 粒子の平均移動距離 $\bar{L} = 150d$, 平均移動速度を中川ら (1979) の実験及びシミュレーション結果より摩擦速度 u_* の 3 倍とすると, 粒子の平均移動継続時間は $150d/3u_*$ となり, 単位面積当たり動いている個数 N_2 は次式となる.

$$N_2 = \frac{50nP_u d}{u_*} \quad (6)$$

$N_1 = N_2$ より, 次式が求まる.

$$P_s = P_u \frac{50d}{u_*} \quad (7)$$

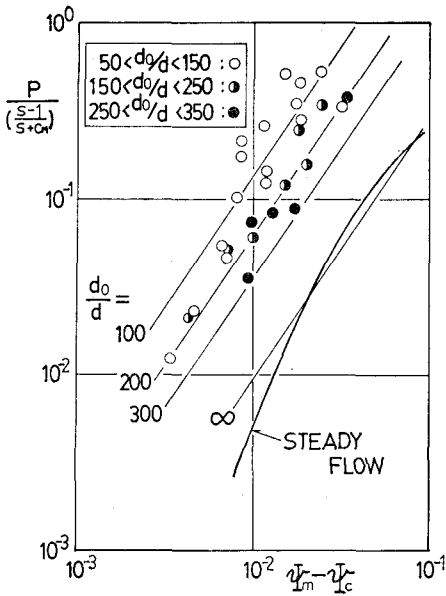
これは, 一方向流場の定義で移動確率が P_u であった時振動流場での定義に換算すると P_s になる, すなわちこの P_s が周期が無限大の振動流の移動確率に対応する.

4.2 移動確率に及ぼす非定常性の効果

底質粒子に関する運動方程式を変形し, 各項を無次元にすると式 (8) となる.

$$\left(\frac{s+C_M}{s-1}\right) \frac{1}{g} \frac{dU}{dt} = \frac{(1+C_M)}{(s-1)g} \frac{du}{dt} + \frac{C_D A |u-U|(u-U)}{2(s-1)gV} - \mu \quad (8)$$

ここに, U , u : 底質粒子, 水粒子の速度, C_M : 付加質量係数, C_D : 抗力係数, A , V : 底質粒子の投影面積, 体積, μ : 摩擦係数である. 左辺は, 底質粒子の加速度項で, 右辺第一項が流れの持つ圧力勾配項, 第二項が抗力, 第三項が摩擦項である. 左辺の $((s+C_M)/(s-1))$ が比重の効果に対応する. 右辺第二項がシールズ数に対応する. 非定常性の効果は, 右辺第一項と第三項に現われる. すなわち, 右辺第一項は底質粒子を動かそうとする圧力勾配による付加的な外力である. u , U , t をそれぞれ u_m , u_m , T で無次元化し, 右辺第一項と第二項の比をとると非定常パラメータ d/d_0 が現われ, 圧力勾配による外力は d/d_0 の関数となることがわかる. 右辺第三項への非定常性の効果の主要なものとして, 非定常性が強いと, 前の半周期に移動していた粒子は安定した場所を見つける前に流れが反転してしまうので, 次の半周期に移動しやすいことが考えられる. そこで, 移動継続確率 R を, 前の半周期に移動していた粒子が次の半周期にも移動する割合と定義する. この移動しやすさは, 一方向流場の平均移動距離 $\bar{L}$ ($=150d$) と振動流場の $\bar{L}$



図—5 移動確率と非定常性

($\propto d_0$) の比, すなわち d/d_0 に関係すると考えられる。前者は, 非定常性 (d/d_0) の影響による最大シールズ数 Ψ_m の増加, 後者は移動限界シールズ数 Ψ_c の減少に対応する。両者の効果により, 非定常性が強い程移動しやすいことが考えられる。

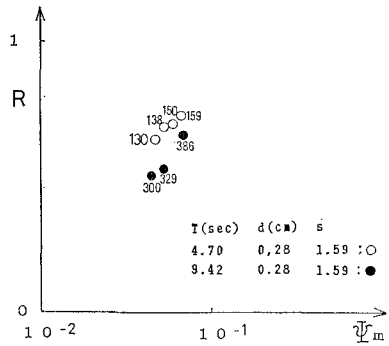
また, 一方向流場では, 粒子は下流方向の一方向のみに移動するため, 粒子の移動しやすさは, 流体力の変動を無視して考えると着目した粒子の下流側の粒子の配置状態のみにより決まる。しかし, 振動流場では流れが反転するため, 両側の粒子の配置状態が関係する。振動流場では, 移動方向の自由度が2で, 粒子はどちらか拘束の弱い方向に移動開始するので, 一方向流場よりも移動しやすいものと考えられる。

図—5 は, 移動確率 P とシールズ数 Ψ , 非定常性の効果 d_0/d の関係を示したものである。 P は前述の比重大の効果を除いたものである。図中の曲線は辻本(1978)が提案した一方向流場の移動確率を式(7)に従って振動流場の定義に直したもので, 直線は式(9)である。移動確率は, 非定常性が強く (d_0/d が小) なる程同じシールズ数でも増加することがわかる。一方向流場は $d_0/d = \infty$ に相当するが, $d_0/d = 100$ の移動確率は一方向流場の約10倍にもなることがわかる。この関係を近似すると P は式(9)で表わされる。

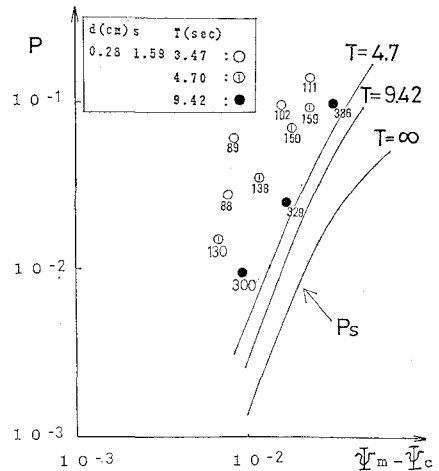
$$P = 10 \left(1 + \frac{300}{d_0/d} \right)^2 \left(\frac{s-1}{s+C_M} \right) (\Psi_m - \Psi_c)^{1.5} \dots (9)$$

4.3 移動継続確率

振動流場の移動確率 P が一方向流場の P より大きくなる主な要因として, 前節で ① 圧力勾配による付加的



図—6 移動継続確率

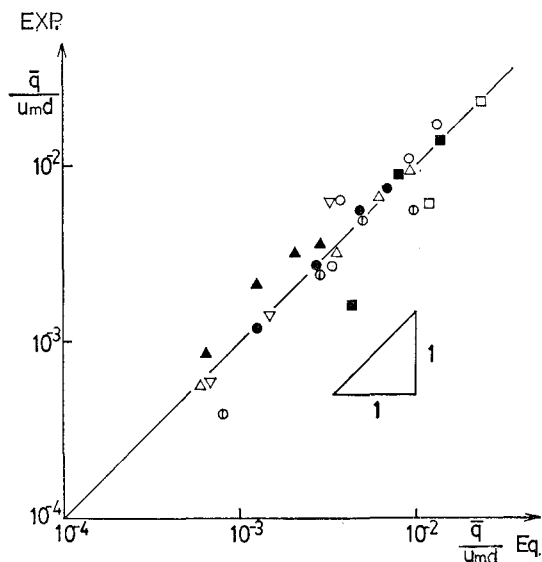


図—7 移動確率と移動継続確率

な外力, ② 移動継続確率, の2つをあげた。① は定量化が困難であるので, ここでは ② の移動継続確率 R が実際にどの様な値をとるのかと, R により移動確率がどの程度増加するかを示す。

図—6 は, 移動継続確率 R と Ψ_m , d_0/d の関係を示したものである。図中の数値は d_0/d の値である。 R は, 同じシールズ数で見ると, 周期が短い程, すなわち非定常性が強い程大きくっており, 粒子が動き出しやすくなっていることがわかる。これは, 4.2 で述べた理由による。同じ周期に着目すると, R は掃流力 Ψ_m が大きい程大きくになっている。これは, Ψ_m が大きくなるとシートフロー状砂移動に近づき, R が大きくなるものと考えられる。

次に, 移動継続確率 R がどの程度一方向流場に対応した移動確率 P_s を増加させるかについて述べる。ここでは, 移動している底質粒子の数は少なく, R によって移動粒子の数は増加しても, 粒子を運動させるのに必要なエネルギーは全体として小さく, 流体力自体は変化しないと考える。単位面積当り底表面に n 個の粒子がある



図—8 漂砂量についての式と実験値の比較

とすると、単位面積当り移動している個数 N_1 は式(5)で表わされる。前の半周期に移動していないで、新たに移動を開始する確率を一方向流に対応した移動確率 P_s とすると移動している個数 N_s は次式の様になる。

$$N_s = nPR + (n - nP)P_s \quad \dots\dots\dots (10)$$

右辺第一項は、前の半周期で移動していた粒子が移動継続確率 R の条件付で次の半周期に動き出す数で、第二項は、前の半周期で移動していない粒子が一方向流に対応した移動確率で移動した数を表わす。 $N_1 = N_s$ より次式となる。

$$P = P_s / (1 - R + P_s) \quad \dots\dots\dots (11)$$

式(11)は、一方向流場に対応した移動確率 P_s が、移動継続確率 R を考慮することによりどれだけ増加するかを表わす。例えば $R=0.6$ なら P_s の約 2.5 倍、 $R=0.8$ なら約 5 倍となる。

図—7 は、図—6 に示した継続確率 R を用いて、 $T=4.70, 9.42$ 秒の時、一方向流場の移動確率 P_s がどの程度増加するかを示したものである。図中には、 d_0/d の値をつけた実験値も示してある。非定常性が強くなると移動確率が増加するが、この図より、増加量の半分程度はこの移動継続確率 R で説明できることがわかる。

5. 漂 砂 量

粒子の平均移動距離 $\bar{L}$ 、移動確率 P を用いると半周期平均漂砂量 $\bar{q}$ は次式となる。

$$\bar{q} = \frac{1}{3T} d P \bar{L} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし、粒子は球形とした。 P に式(9)、 $\bar{L}$ に式(1)を代入し、無次元表示すると次式となる。

$$\frac{\bar{q}}{u_m d} = \frac{1}{3} \left(1 + 0.6 \frac{d}{\delta} \right) \left(1 + \frac{300}{d_0/d} \right)^2 \times \left(\frac{s-1}{s+C_M} \right) (\Psi_m - \Psi_0)^{1.5} \quad \dots\dots\dots (13)$$

式(13)では、 $\bar{q}$ が合理的に $u_m d$ で無次元化され、非定常性の効果 d_0/d 、 d/δ 及び比重の s 効果を考慮した形で漂砂量を求めることができる。

図—8 は、漂砂量について式(13)と実験値を比較したものである。両者はよく一致しており、式(13)で振動流場の半周期平均漂砂量がよく表せることがわかる。

6. おわりに

主要な結論をまとめると以下の様である。

①振動流場の平均移動距離は、非定常のパラメータである水粒子移動振幅及び粒径と境界層厚の比で規定されることがわかった。

②移動距離分布は、一方向流の指数分布と異なり、平均値を中心としたガウス分布になることがわかった。

③移動確率は、非定常性が強いほど同じシールズ数でも増加することがわかった。この要因として、圧力勾配による付加的な掃流力、移動継続確率を指摘し、後者の移動継続確率を考慮することにより移動確率がどの程度増加するかを示した。

④非定常性及び比重の効果を含んだ形で、移動確率、移動距離、漂砂量を見積る式を提案した。

参 考 文 献

- 金沢一郎・山下俊彦・佐伯 浩 (1988): 振動流場における砂粒子の移動距離と移動確率についての一考察, 第43回年講概要集, 2, pp. 723~729.
- 辻本哲郎 (1978): 掃流過程の確率モデルとその移動床問題への応用, 京都大学学位論文, 174 p.
- 土屋義人・上田康裕・大下哲則 (1984): 掃流漂砂量則について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 306~310.
- 中川博次・辻本哲郎・細川泰廣 (1979): 移動床における掃流砂れきの不規則運動性状について, 京都大学防災研究所年報, 第22号, B-2, pp. 553~573.
- 中川博次・辻本哲郎・富田邦裕 (1982): 河床波スペクトルの発達に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第25号, B-2, pp. 451~471.
- 山下俊彦・沢本正樹・秋山義信・山崎泰助 (1983): 波動場での砂粒子の移動確率と掃流砂量に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 194~198.
- Einstein, H. A. (1972): Sediment Transport by Wave Action, Proc. 13th ICCE, pp. 933~952.
- Jonsson, I. G. (1966): Wave Boundary Layer and Friction Factors, Proc. 10th ICCE, pp. 127~148.