

波と流れが任意の角度で交差する場における漂砂特性

伊 福 誠*・住 井 勝 彦**

1. ま え が き

波と流れの共存場の内部機構は Lundgren (1972) によってモデル化され、その後、Grant・Madsen (1979) は波と流れの水粒子速度場を記述する精緻なモデルを提案した。なお、渦動粘性係数に種々の分布形を仮定し、Grant・Madsen と同様の取り扱いをした理論的研究が Smith (1977)、田中・首藤 (1982) 等によってなされている。前述した理論的および実験的研究は共存場における水粒子速度や底面摩擦に着目したものである。

波と海浜流が共存する場における漂砂に関する実験的あるいは観測的研究は Sawaragi・Deguchi (1978)、灘岡ら (1981) および清水ら (1983) 等があるが数少ないのが現状である。

浅野ら (1983) は、波と流れが交差する場において漂砂に関する理論的検討を行っているが、実験や観測との比較は必ずしも満足されるものではないことを報告している。底質の移動を論ずる場合、底質粒子に作用する流体力の評価が重要になるとの考えから、伊福ら (1990) は、波と流れが共存する場において底面に発達する乱流境界層を考慮した漂砂に関する数値モデルを提案し、波と流れの交差角が 0 および π rad の場合を対象とした解析を行い、流れが漂砂に及ぼす影響について調べた。

本研究では波と流れが任意の角度で交差する場における漂砂について調べる。

2. 基礎方程式および解析方法

(1) 乱流境界層内の水粒子速度

流体が非圧縮性でその運動が非定常な場合、波と流れが共存する場合の二次元運動方程式は x を水平な底面にとり、 z を底面より鉛直上向きにとると次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + (u+U) \frac{\partial(u+U)}{\partial x} + (w+W) \frac{\partial(u+U)}{\partial z} \\ = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial(p_f+P_f)}{\partial x} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここに、 t は時間、 u および U は波および流れの岸沖方向水粒子速度、 w および W は波および流れの鉛直方向水粒子速度、 ρ_f は流体の密度、 p_f および P_f は波および流れの圧力、 τ は波と流れの交差場の摩擦応力である。

波と流れの共存場における流体の運動に関して次の仮定をする。

- i) 流れの流速の x 方向の勾配 $\partial U / \partial x$ は小さい。
- ii) 波および流れの鉛直方向の流速は流れの流速の x 方向の勾配に比較して小さい。
- iii) 境界層外での運動は非粘性の波動理論で記述できる。

式(1)に対して上述の仮定を導入し、さらに u についての非線形項を無視すると

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial(p_f+P_f)}{\partial x} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を得る。

式(2)の中の摩擦応力は渦動粘性係数 N_z を用いて評価する。渦動粘性係数は Grant・Madsen (1979) を援用し、境界層内外で区別すると次式で与えられる。

$$N_z = \kappa |u_{cw}^*| z \quad z < \delta_b \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$N_z = \kappa |u_c^*| z \quad z > \delta_b \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 u_{cw}^* および u_c^* は波と流れの交差場の摩擦速度および流れの摩擦速度、 κ はカルマン定数 ($\kappa=0.4$)、 δ_b は乱流境界層の厚さである。

波および流れの摩擦応力は

$$\tau_w = \rho_f \kappa |u_{cw}^*| z (\partial u / \partial z) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\tau_c = \rho_f \kappa |u_c^*| z (\partial U / \partial z) \quad \dots\dots\dots (6)$$

で与えられ、波動境界層内の摩擦応力 τ_{cw} は、波および流れの摩擦応力の和で表される。

$$\tau_{cw} = \tau_w + \tau_c = \rho_f \kappa |u_{cw}^*| z \cdot \partial(u+U) / \partial z \quad \dots\dots\dots (7)$$

波動境界層内における流れの流速分布は次式で評価する。

$$U = (u_c^2 / \kappa |u_{cw}^*|) \ln z / z_0 \quad z < \delta_b \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 z_0 は粗度高さである。一方、波動境界層外の流れの流速分布は次式で表される。

$$U = (u_c^2 / \kappa) \ln z / \delta_b + U_b \quad z > \delta_b \quad \dots\dots\dots (9)$$

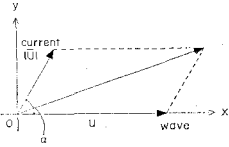
* 正 会 員 工 博 愛 媛 大 学 講 師 工 学 部 土 木 海 洋 工 学 科

** 学 生 会 員 愛 媛 大 学 大 学 院 工 学 研 究 科

ここに、 U_b は境界層外縁における流れの流速であり次式で与えられる。

$$U_b = (u_{cw}^* / \kappa) \ln \delta_b / z_0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

図一1 のように波の進行方向に x 軸、それと直角方向に y 軸をとると y 軸方向の波の成分は存在しないので交差場においても、摩擦応力および波の水粒子速度は式 (1) で計算可能である。



図一1 座標系

る。式 (2) において流れの圧力は波の圧力に比較して小さいという仮定を用い、さらに式 (7) を用いると線形化した境界層方程式

$$\frac{\partial(u-u_b)}{\partial t} - U_b \frac{\partial u_b}{\partial x} + U \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa u_{cw}^* z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。なお、波と流れの交差場における水粒子速度および摩擦応力は、波の水粒子速度および摩擦応力に流れの流速および摩擦応力をベクトルの如くに加えて算出する。

(2) 濃 度

沈降速度 w_0 を持つ物質の鉛直一次元の乱流拡散方程式は流れの鉛直方向の水粒子速度は波のそれに比較して小さいとすれば次式のように与えられる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) + w_0 \frac{\partial C}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 C は物質の濃度、 K_z は乱流拡散係数である。

沈降速度は次式で算出する。

$$w_0 = \{4d(\rho_s - \rho_f)g/3C_D\rho_f\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 d および ρ_s は物質の粒径および密度、 C_D は抗力係数 ($C_D = 24/R_0 + 4.5$; $R_0 = w_0 d / \nu$) である。

掃流層内の濃度は、伊福(1986)が波動場を対象とした解析で用いた方法に流れの効果を加味して評価する。すなわち、次式で算出する。

$$C_0 = 2P\rho_s d V / 3 \int_{z_0}^{\delta_B} (u + U) dz \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 V は物質の移動速度、 δ_B は掃流層の厚さ、 P は pick-up rate であり次式で表せる。

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{V_* W_* - 1/\gamma_0}^{\infty} \exp(-z^2/2) dz \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 $V_* = 4/3 C_L \gamma_0$ 、 $W_* = (\rho_s - \rho_f) g d / \rho_f u_0^2$ (C_L : 揚力係数、 $1/\gamma_0$: 経験係数、 u_0 : 波と流れの共存場における任意の高さにおける流速) である。物質の移動速度を如何に評価するかが問題となるが、本研究においては物質の移動速度は波動場を対象とした解析と同様に掃流層内の断面平均流速とする。

乱流拡散係数は水平方向および鉛直方向の水粒子速度に依存する次式で仮定する。

$$K_z = \gamma \{l_T(u+U)^2 + l_L(w+W)^2\} / q \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 γ は正の係数、 l_T 、 l_L は水平および鉛直方向流速成分による拡散係数への寄与を表す特性長であり、 $l_L = al_T$ (a : 正の係数)、 $q = \{(u+U)^2 + (w+W)^2\}^{1/2}$ である。

(3) 数値解析法

差分法を用いて乱流境界層内の流速に関する式(11)と物質の濃度に関する式(12)の解を得る。計算にはラングーニコルスン法を用いる。鉛直座標は底面から水面までを 100 分割し、底面から物質の粒径の 3 倍の高さまでを粒径の 1/2 の等間隔、それより水面までを等比級数的に分割する。時間は波の一周期を 96 等分する。

まず、浅野ら(1983)の波と流れの共存場における実験結果に基づいた解析を行い、境界層内の流速について実験結果と比較・検討する。次に、田中ら(1973)の共存場における実験諸元に基づいた解析を行い、共存場における濃度の鉛直分布について調べ、解析モデルの有用性について検討する。なお、田中らの実験は微小振幅波を対象としているので、波動理論は微小振幅波を使用する。田中らおよび浅野らの実験諸元に基づいた解析では対象とする流体は淡水とし、流体の密度は 1.0 g/cm^3 とする。最後に、伊福(1986)が現地海岸で得た波浪や底質の条件に基づいた解析を行い、流体中の物質の濃度分布および漂砂量やその移動方向について解析する。なお、水温は 10°C として密度、動粘性係数を算出する。対象とする物質は砂とし、粒径は 0.2 mm 、乾燥砂の密度は 2.65 g/cm^3 とする。解析対象とする波の波高は 0.5 m 、周期は 4.5 s および水深は 2 m である。この波は Stokes 波の第 3 次近似解が適用される領域にある (Shore Protection Manual, 1977)。波と流れの交差場における粗度高さについて検討されたものは著者の知り得る限りではないので、伊福が波動場を対象とした解析において評価した方法を準用する。また、乱流境界層の厚さは、波動場を対象とした解析で用いた野田(1969)の結果を援用する。なお、揚力係数は 0.2 、経験係数 $1/\gamma_0$ は 1.5 、 u_0 は砂粒頂部の高さの値を使用する。また、乱流拡散係数を評価する際の正の係数 γ および a は、波動場を対象とした解析で使用した値 0.03 および 50 を準用する。

(4) 初期条件および境界条件

波および流れの岸沖方向流速に関する初期条件および境界条件は

$$u(z, 0) = 0 \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} u(z_0, t) &= 0 \\ U(z_0, t) &= 0 \\ u(\delta_b, t) &= u_b(t) \\ U(\delta_b, t) &= U_b \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

とする。

物質の濃度に関する初期条件および境界条件は

$$C(z, 0) = 0 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\left. \begin{aligned} C(\delta_B, t) &= C_0(t) \\ K_x(\partial C / \partial z) + w_0 C &= 0, \quad z = h \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (20)$$

とする。ここに、 $C_0(t)$ は時刻 t における掃流層内の濃度、 h は水深である。

3. 解析結果

(1) 境界層内の流速

浅野ら(1983)の共存場における実験条件をもとに線形の乱流境界層方程式に基づいて解析した共存場における水粒子速度の分布を、浅野らの論文から読み取った実験結果(Case III) とともに示したのが図-2 である。なお、浅野らは数値モデルによる解析において粗度高さを 0.12 cm としているので、ここでもその値を用いる。0 および $3\pi/4$ の位相においては計算結果と実験結果の差が大きいが、 $\pi/4$ および $\pi/2$ の位相においては計算結果は実験結果とほぼ一致しているようである。計算結果は実験で得られた境界層内の各高さにおける結果と必ずしも精度良く一致してはいないものの、ほぼ実験結果を再現しているのではないかと考える。実験結果と計算結果の差違が境界層外縁の位置の取り扱いの差によるものなのかあるいは境界層方程式として線形化したものを使用したためであるのか否か現在のところ定かではない。

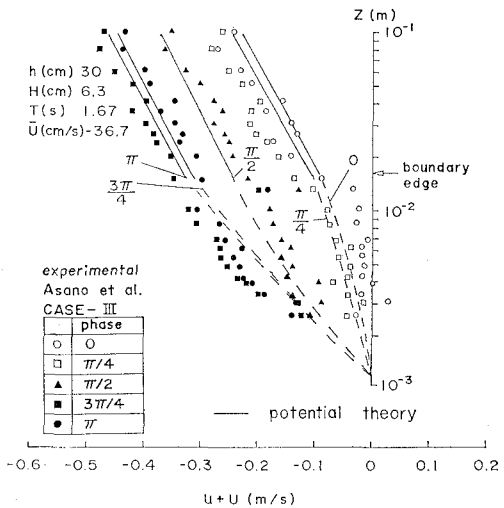
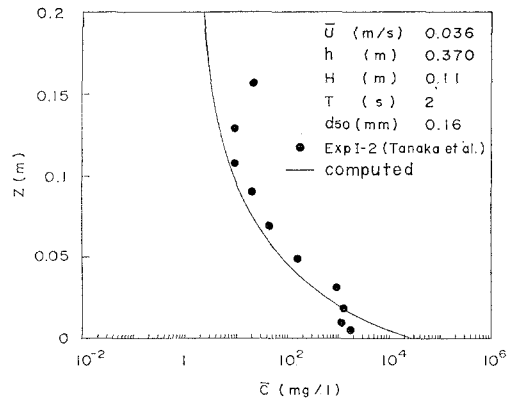


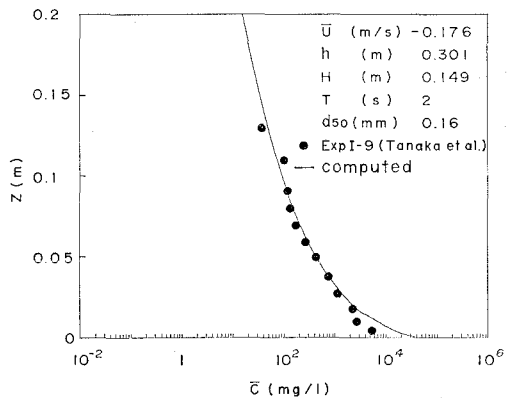
図-2 共存場の流速分布 (浅野ら(1983)の実験値との比較)

(2) 平均濃度の鉛直分布

田中ら(1973)の実験諸元に基づいて解析した流体中の砂の平均濃度の鉛直分布を 図-3 に示す。(a) は流れの断面平均流速が正の場合、(b) は流れの断面平均流速が負の場合であり、図中の黒丸および実線はそれぞれ、田中らの実験結果および計算結果である。(a) では底面近傍および底面からほぼ 0.15 m の高さにおいて実験結果



(a) $\bar{U} = 0.036 \text{ m/s}$



(b) $\bar{U} = -0.176 \text{ m/s}$

図-3 平均濃度の鉛直分布 (田中ら(1973)の実験値との比較)

と計算結果との差が大きいうであるが、その他の高さにおいては両者はほぼ一致している。(b) では底面近傍において実験結果と計算結果との差が大きいのその他の高さにおいては両者は(a)よりも良く一致している。(a)および(b)の底面近傍における実験結果と計算結果との濃度差を生ずる要因としては掃流層内の濃度を評価するうえで支配的である揚力係数、経験係数 η_0 および掃流層の厚さ等が考えられる。底面近傍における高濃度領域の存在は漂砂量にも大きな影響を及ぼすことから実験や観測で得た底面近傍における濃度をうまく再現できるよう数値モデル中に含まれる各種の物理量について再検討の余地があるようにも思える。

(3) 濃度に及ぼす波と流れの交差角の影響

$|\bar{U}|/u_{bm}$ ($\bar{U}$: 断面平均流速, u_{bm} : 波動場の境界層外縁における最大水粒子速度) が 0.5 の場合の境界層外縁における濃度の経時変化を波と流れの交差角をパラメータとし、0 rad から π rad まで $\pi/3$ rad ずつ変化させたものが図-4 である。第 1 ピークの生じる位相は、交差角が大きいほど早いようである。第 1 ピークの生じる位相付近における濃度は、交差角が 0 および $\pi/3$ rad で流

れの x 軸方向の成分が正である場合と交差角が $2\pi/3$ および π rad で流れの x 軸方向の成分が負である場合とではかなり差があるが、第2ピークの生じる位相付近における濃度は、第1ピーク付近にみられたほどの差はない。また、交差角が 0 および $\pi/3$ rad で流れの x 軸方向の成分が正である場合の濃度変動は、交差角が $2\pi/3$ および π rad で流れの x 軸方向の成分が負である場合に比べるとかなり大きい。交差角が π rad の第2ピークの濃度は第1ピークの濃度より高い。

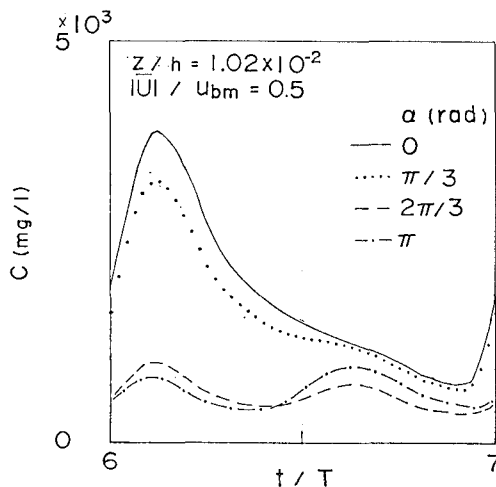
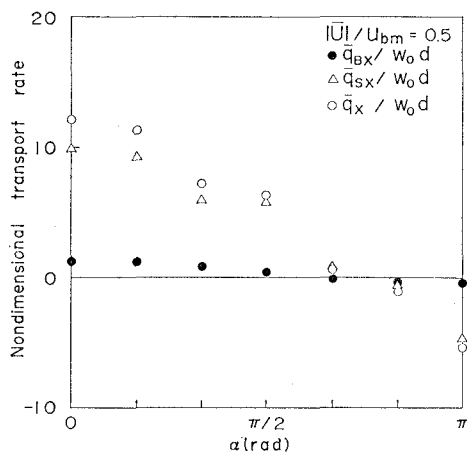


図-4 濃度の経時変化に及ぼす交差角の影響

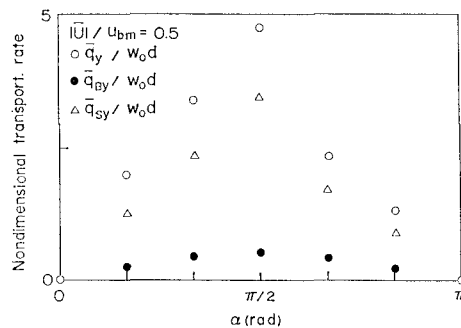
(4) 波と流れの交差角と漂砂量との関係

波の1周期間における掃流漂砂量 $\bar{q}_B$ 、浮遊漂砂量 $\bar{q}_S$ および全漂砂量 $\bar{q}$ と波と流れの交差角との関係を流れの大きさをパラメータとして示したのが図-5である。(a) および (b) は、それぞれ、 x 軸および y 軸方向の漂砂量について示したものである。なお、掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量は、静止流体中における沈降速度と粒径の積で除して無次元化したものである。図中の $\bullet$ 、 Δ および $\circ$ は、それぞれ、掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量を示す。なお、交差角は 0 rad から π rad まで $\pi/6$ rad ずつ変化させた。漂砂量の算出法は伊福ら(1990)が共存場の解析で用いた方法と同一である。

x 軸方向の掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量について示した(a)では、交差角が増大するに従って、 x 軸の正方向の掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量とも減少するが減少の割合は、掃流漂砂量が一番小さい。掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量の減少する割合は、交差角が $\pi/2$ rad から $2\pi/3$ rad にかけて急激に大きくなり、掃流漂砂の方向は x 軸の正方向から x 軸の負方向に変わる。掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量の減少は、交差角が $\pi/2$ rad から $2\pi/3$ rad にかけて、流れの x 軸方向の成分が負となるためである。 y 軸方向の



(a) x 軸方向



(b) y 軸方向

図-5 漂砂量と交差角との関係

掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量について示した(b)では、交差角が $\pi/2$ rad で最大値を示し、その前後の交差角では掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量とも減少する傾向がある。交差角が $\pi/2$ rad より大きい場合には、流れの x 軸方向の成分が負となるため各漂砂量は減少するものとする。

(5) 漂砂の方向と波と流れの交差角との関係

波の1周期で平均して得た x 軸方向および y 軸方向の掃流漂砂量、浮遊漂砂量および全漂砂量をベクトル合成し、合成ベクトルと x 軸とのなす角 $\bar{\theta}$ を漂砂の方向と定義した(図-6)。 $|\bar{U}|/u_{bm}$ が 0.1 と 0.5 の場合の波の1周期で平均した漂砂の方向 $\bar{\theta}$ と波と流れの交差角との関係を流れの大きさをパラメータとして示したのが図-7である。(a)および(b)は、 $|\bar{U}|/u_{bm}$ が 0.1 および

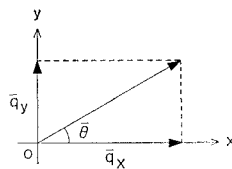


図-6 漂砂の方向の定義

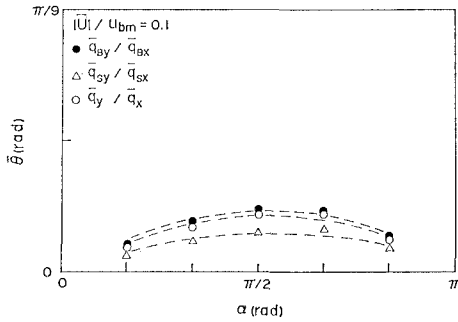
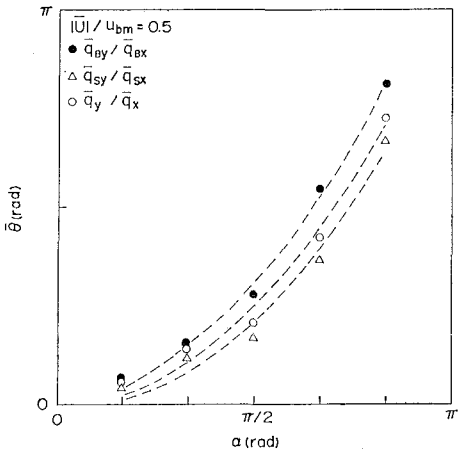
(a) $|\bar{U}|/u_{bm}=0.1$ (b) $|\bar{U}|/u_{bm}=0.5$

図-7 漂砂の方向と交差角

4. あとがき

本研究では、主として上下非対称な波を対象として波と流れが任意の角度で交差する場における境界層内における流速分布や漂砂について調べ、流れの大きさや向きが漂砂に及ぼす影響についての基礎的資料を得た。しかしながら、比較に用いた実験結果は交差角が0あるいは π rad の場合であり、流れは対数則に従うと仮定した。現地海岸で得た周波数が0の流速分布は、水面近傍では岸向きで底面付近では沖向きという観測事実とは異なる。今後は、種々の交差角を対象とした実験あるいは観測結果との比較・検討が残された課題であると考えられる。

参考文献

- 浅野敏之・岡本 浩・岩垣雄一 (1983): 波と流れの共存場における底面乱流境界層に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 84-88.
- 伊福 誠 (1986): 砕波帯における浮遊砂の濃度分布, ながれ, 第5巻, 第4号, pp. 326-339.
- 伊福 誠・後藤博光 (1990): 波と流れの共存場における浮遊砂濃度と漂砂量, 土木学会論文集, 第417号/II-13, pp. 165-172.
- 清水琢三・三村信男・渡辺 晃 (1983): 波浪・海浜流共存場における海浜変形と漂砂量モデル, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 229-233.
- 田中 仁・首藤伸夫 (1982): 一方向流を伴う振動流に関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 259-263.
- 田中則男・小笹博昭・小笠原昭 (1973): 波と流れによる砂移動に関する実験, 港湾技術研究所報告, 第12巻, 第4号, pp. 3-22.
- 灘岡和夫・田中則男・加藤一正 (1981): 蛍光砂を用いた砕波帯内における局所的砂移動の観測, 港湾技術研究所報告, 第20巻, 第2号, pp. 75-126.
- 野田英明 (1969): 波動による乱流境界層の発達, 第16回海岸工学講演会講演集, pp. 23-27.
- Grant, W. D. and O. S. Madsen (1979): Combined wave and current interaction with a rough bottom, Jour. Geophys. Res., Vol. 84, No. C4, pp. 1797-1808.
- Lundgren, H. (1972): Turbulent currents in the presence of waves, Proc. 13th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 623-634.
- Sawaragi, T. and I. Deguchi (1978): Distribution of sand transport rate across a surf zone, Proc. 16th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1596-1613.
- Smith, J. D. (1977): Modeling of sediment transport on continental shelves, The Sea, Vol. 6, Wiley-Interscience, pp. 539-577.
- U.S. Army Coastal Eng. Res. Center (1977): Shore Protection Manual, Vol. 2, pp. 2-35.

0.5 の場合である。図中の●, △および○は、それぞれ、掃流漂砂、浮遊漂砂および全漂砂の方向を示す。また、図中の破線は二次曲線を用い、最小二乗法によって求めた回帰線である。(a)および(b)をみると、 $|\bar{U}|/u_{bm}$ が大きいものほど、流れの大きさの違いによって漂砂の方向に大きな影響があらわれることがわかる。すなわち、流れの大きさが比較的小さい(a)では交差角が $\pi/2$ radで漂砂の方向は最大となり上に凸の形状を示す。流れの大きさが比較的大きい(b)では、掃流漂砂、浮遊漂砂および全漂砂の方向とも交差角が増大するにつれて増大し、漂砂の方向は交差角にほぼ等しくなる。なお、交差角が $\pi/2$ rad より大きい場合には交差角の増大の割合に対する漂砂の方向の変化の割合は大きい。