

大口径円柱周辺の底質の移動限界と洗掘

勝井秀博*・東江隆夫**

1. はじめに

本研究は構造物周辺の洗掘防止工の設計法を確立するため、構造物周辺の底質の初期移動と初期洗掘について理論的に検討したものである。

大型海洋構造物周辺の波による洗掘に関しては、北海において大口径の石油プラットフォームが多数設置されたにもかかわらず、その洗掘のメカニズムを追及した研究は、Rance (1980), 東江・勝井(1985), Katsui・Toue (1988), 斉藤・佐藤・柴山 (1988) を除き、未だ多くない。筆者らは、模型実験を通して、大口径円柱周辺の渦の効果は小さく、特に底質の初期移動については、底面剪断力のみで評価できることを示した。しかし、同時に、円柱周辺の底面では、水粒子軌道が楕円を描くことや、波に起因する流れが存在することなどのために、従来の2次元的な底面剪断力の評価方法では実験結果を十分には説明しきれないことも指摘した。一方、波流れ共存場における底面剪断力については、Tanaka・Shuto (1981) が、平面波と流れが共存する場での線形の境界層方程式を解いて、摩擦係数 f_{cw} を導いている。

そこで、本研究では、楕円軌道を描く振動流場に、質量輸送と radiation stress による弱い流れが存在する場合の底面剪断力を線形の範囲で理論的に求め、実験結果と比較した。さらに、同理論を用いて円柱周辺の底質の移動を計算し、実験で得られた洗掘パターンと比較検討した。

2. 重合波波浪・流れ共存場における底面剪断力の理論

2.1 基本理論

a) 基本方程式と解

Tanaka・Shuto (1981) が対象とした流れ場は、進行する平面波の振動流成分と、それと角度 ϕ をなす定常流成分の合成場である。ここでは、Tanaka らの理論を拡張して、進行波と回折波が重合するため水粒子が楕円

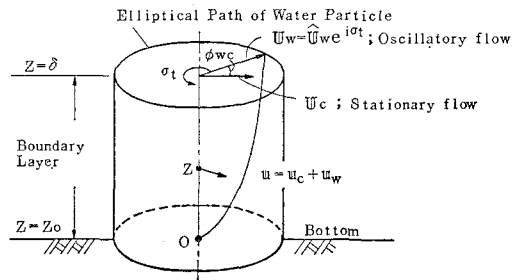


図-1 境界層内の流れ(記号の定義)

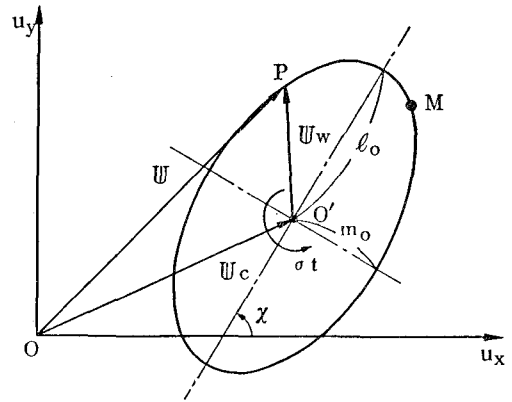


図-2 波・流れ共存場における境界層外縁の流速楕円

軌道を描くような波動場に定常流が加わる場合の底面剪断力の理論誘導を試みる。

まず、彼らにならって、波動による振動流と潮流・海浜流などの定常流との線形重ねあわせを仮定する。ここで、流れは十分弱く、波を変形させないものとする。図-1に境界層内の流れを模式的に示す。海底面における境界層外縁の波による振動流速ベクトル U_w と流れによる定常流速ベクトル U_c およびこれらの境界条件によって発生する境界層内の流速ベクトル u 、それらの振動流成分 u_w 、定常流成分 u_c 、同様に圧力 p の振動流成分 p_w 、定常流成分 p_c をそれぞれ式(1)~式(6)で定義する。

* 正会員 工修 大成建設(株)技術研究所土木研究グループ

** 正会員 工修 大成建設(株)技術研究所土木研究グループ

境界層外縁流速：振動流：

$$U_w = (U_{wx}, U_{wy}) = \hat{U}_w e^{i\sigma t} \quad (1)$$

定常流：

$$U_c = (U_{cx}, U_{cy}) \quad (2)$$

境界層内流速および圧力：

$$u = u_w + u_c \quad (3)$$

$$p = p_w + p_c \quad (4)$$

振動流成分

$$u_w = (u_{wx}, u_{wy}) = \hat{u}_w e^{i\sigma t} \quad (5)$$

定常流成分：

$$u_c = (u_{cx}, u_{cy}) \quad (6)$$

ただし、 σ ：波の角周波数、 $\hat{\cdot}$ ：振動成分の複素振幅、大文字はベクトル、添字の w, c は、振動流、定常流を、 x, y は方向を表わす。

図-2 に、 $u_x - u_y$ 平面上における境界層外縁の流速ベクトル $\mathbf{U} = \mathbf{U}_c + \mathbf{U}_w$ を模式的に示す。回折重合波浪・流れ共存場では、流速ベクトルの終点 P は時間と共に位置を変え、一周期で楕円形の Lissajous 図形を描く。図中 M は $|\mathbf{U}|$ が最大値 $U_{\max}$ となる点、 l_0, m_0 は流速楕円における長軸と短軸、 λ は軸の傾きを表わす。

図-3 に、 $U_{\max}$ および $|\mathbf{U}|$ の時間平均値 $\tilde{U}$ と $|\mathbf{U}_c| = U_c$ の関係を、 U_{wx}, U_{wy} 成分間の位相差 $\varepsilon = \pi/2$ (標準楕円)、 $U_{cy} = 0$ の場合について示す。このように単純なケースでは、 $U_{\max}$ は U_c と直線関係にあるが、 $\tilde{U}$ は、 U_{wy}/U_{wx} の値によって異なることが分かる。

線形化された境界層内の基礎方程式は (7) 式で表わされる。

$$\partial u / \partial t = -(1/\rho) \nabla p + \partial(\tau/\rho) / \partial z \quad (7)$$

ここに、 τ ： x 方向、 y 方向の境界層内剪断力ベクトル (τ_x, τ_y)、 ρ ：水の密度、 z ：鉛直方向座標 (底面を原点とする)、 t ：時間とする。

境界層内の乱流単層モデルを仮定し、渦動粘性係数 K_z を (8) 式で表現する。

$$K_z = \kappa u_* z \quad (8)$$

ただし、 κ ：Karman 定数、 u_* は重合波浪場と流れ共存場における摩擦速度の代表値である。

境界条件と乱流単層モデルを入れて (7) 式を解くと、結局底面剪断力の定常成分 τ_c と振動成分 τ_w は次のように表現できる、

$$\tau_c = (\rho \kappa u_* / (1 + h/z_0)) U_c \quad (9)$$

$$\tau_w = \rho (\kappa u_* \sigma z_0)^{1/2} A e^{iB} e^{-i\pi/4} \hat{U}_w e^{i\sigma t} \quad (10)$$

$$A e^{iB} = \{N_1(\xi_h) J_1(\xi_0) - J_1(\xi_h) N_1(\xi_0)\} / \{N_1(\xi_h) J_0(\xi_0) - J_1(\xi_h) N_0(\xi_0)\} \quad (11)$$

ただし、 z_0 ：粗度高さ、 $\xi = 2(cz)^{1/2} \exp(-i\pi/4)$ 。

$c = \sigma / (\kappa u_*)$ 、 ξ_0, ξ_h はそれぞれ $z = z_0$ (底面)、 $z = \delta$ (境界層外縁の高さ) に対応する値である。

(9)、(10) 式は、Tanaka らが導いた式と形式的に

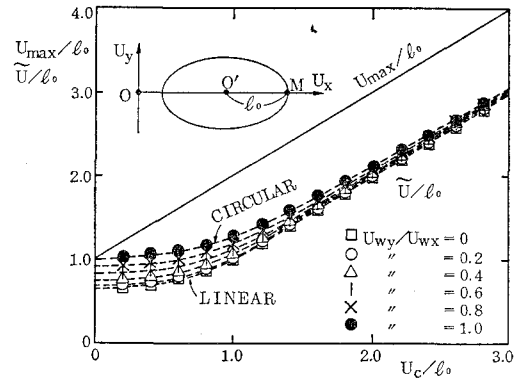


図-3 $U_{\max}/l_0, U/l_0$ と U_c/l_0 の関係 ($\varepsilon = \pi/2, U_{cy} = 0$)

同一形となっている。底面 ($z = z_0$) における剪断力の合成値 $\tau_0 = \tau_c + \tau_w$ の最大値を $\tau_{\max}$ 、そのときの摩擦速度を u_{cw*} 、重合波浪・流れ共存場における摩擦係数 f_{cw} を (12) 式で定義する。

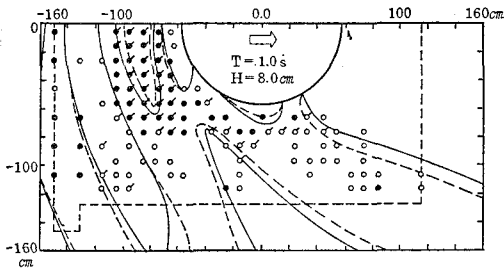
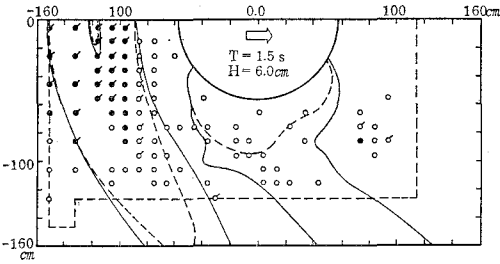
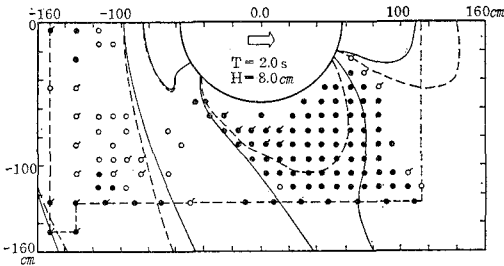
$$\tau_{\max} = \rho u_{cw*}^2 = (\rho/2) f_{cw} U_m^2 \quad (12)$$

U_m の定義は、Tanaka らに従って、振動流成分のみの最大値 (振幅) とする。

結局 (10) 式より、 τ_w は境界層外縁の振動流速 U_w を複素定数倍したものにすぎない。すなわち、流れがない時、 $\tau_{\max}$ は U_w の最大値のみによって決り、水粒子が楕円軌道を描くための特別な効果は線形理論では表われない。

b) 流速楕円が $K_z \sim u_*$ に及ぼす影響

渦動粘性係数 K_z は境界層内の Euler 運動量の拡散係数であるから、これを $x-y$ 方向に一定とする以上、線形の運動量方程式の範囲では、前述したように楕円流速場であることの特別な効果は生じない。しかし、運動量の拡散は、境界層の発達に度合い、すなわち境界層厚 δ の影響を受ける。 δ は水粒子の移動距離 (Lagrange 的) が長くなるにつれて発達する。したがって、水粒子が図-2 に示すように楕円軌道を描く場合、 δ の発達の度合いは、たとえ U_w の最大値が同じでも、水粒子が直線上を往復運動する場合と異なると考えられる。この考えに基づけば、 $K_z \sim u_*$ は合成流速の $|\mathbf{U}|$ の時間積分値あるいは図-3 に示したような平均値 $\tilde{U}$ と関係付けることのほうが実現に即している可能性がある。この問題に関連して、Fredsope (1984) は、円軌道を描く振動流場の底面剪断力を運動量方程式の積分形から求め、円軌道では直線軌道の場合より δ が 50% 小さく、したがって $\tau_{\max}$ は 10~15% 増大することを理論的に導いている。この結果は、筆者らの δ の発達に関する推定と相反するものであるが、Fredsope の理論にも仮定と結論の間に大きな矛盾が見られる。このように、重合

(a) A-C-1, $T=1.0s$, $H=8cm$ (b) A-C-2, $T=1.5s$, $H=6cm$ (c) A-C-3, $T=2.0s$, $H=8cm$

図—4 円柱周辺の底質の移動分布

波浪場での境界層の発達メカニズムについては、未だ十分な研究は無く、また、実験データも無い。したがって、ここでは問題を提起するに留め、(8)式中の u_* としては Tanaka らにならって u_{cw*} を用いることにする。

2.2 計算結果

以上述べた理論を実証するため、大口径円柱周辺の砂の初期移動と全面移動に関する実験値と計算値を比較した。計算の条件は、東江・勝井 (1985) が示した模型実験の条件と一致させ、円柱の直径 $D=117cm$ 、水深 $h=30cm$ 、波高 $H=6\sim 8cm$ 、周期 $T=1.0\sim 2.0s$ 、 $D_{50}=0.058cm$ とした。計算では、砂の初期移動と全面移動に関する限界剪断力 (限界シールズ数) の値を知る必要がある。そこで、東江ら (1985) の 2次元実験の結果を用いると、底面粗度 $z_0=D_{50}/30$ として、初期移動では $\Psi_c=0.034$ 、全面移動では $\Psi_c=0.055$ の値が得られた。円柱周辺の流れは、斉藤ら (1988) に従って、質量輸送速度と radiation stress による流れを重み付け無し

で重ねあわせた。

計算結果と実験値の比較を図—4に示す。図中の曲線は (9)、(10) 式による移動限界の計算値で、破線は流れ無しの場合、実線は流れを考慮した場合を表わす。また、点線は実験における砂移動の観察領域を表わし、○は初期移動限界、○は表層の粒子の 10% 程度が動く状態、●は表層の粒子の 50% 程度が動く状態、●は全面移動に対する実験値である。

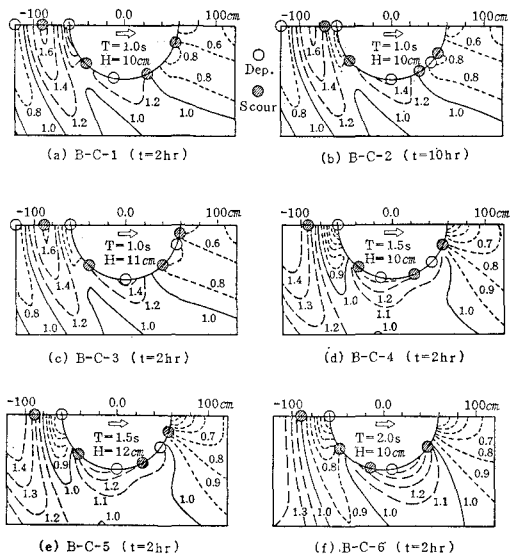
図を見ると、どのケースについても、円柱周りの底質の移動限界は、流れなしの場合に比べ、波による流れの影響を加味した場合の方が実験結果をよく説明できる。この結果より、大口径円柱周辺の底質の移動限界は、弱い流れを考慮した線形理論による底面剪断力の計算方法では評価できることが分かる。今後の課題として、重合波浪場での $K_z \sim u_*$ を詳細に検討すること、円柱周辺の流れを定量的に把握することなどが挙げられる。

3. 円柱周辺の海底地形変化

3.1 洗掘・堆積の位置

筆者らは大口径円柱周辺の海底地形変化についても実験を行ない報告している (東江ら, 1985)。ここでは、その結果を用いて円柱前面および、円柱側壁に沿った (円柱周縁) 洗掘パターンについて考察する。対象とする実験条件は、移動限界実験と同じ円柱、水深で、波高 $H=10\sim 12cm$ 、周期 $T=1.0\sim 2.0s$ 、 $D_{50}=0.015cm$ である。

図—5に円柱前面の中心線上と円柱周縁における洗掘傾向・堆積傾向の位置を示す。図中には円柱周辺の波による底面水粒子速度の分布を入射波の条件で正規化して



図—5 円柱周縁の洗掘・堆積パターン

示してある。円柱前面の中心線上では、 $T=1.0\sim 1.5$ s (B-C-1~B-C-5) ではL型洗掘となり、入江ら(1984)が示した防波堤前面の洗掘パターンと一致する(図-6参照)。したがって、円柱の直径と波長の比が $D/L > 0.5$ では、円柱前面の洗掘現象は2次元적であると言てよい。

$T=2.0$ s(B-C-6, $D/L=0.36$) ではN型洗掘となり、従来の定性的傾向からはずれる。これは、アーセル数 ($HL^2/h^3=39.3$) が入江らの実験条件外であることのみならず、周期が長くなり、円柱周辺の流れ場が3次元性を帯びた結果であると考えられる。

次に、円柱周縁では、入江らのN型洗掘の定義を拡張して、「波による水粒子速度が最大となるところで堆積し、流速の変化率の大きいところで洗掘する」形態を「N'-型洗掘」と呼ぶことにすると、どのケースも円柱周縁の前方から側方にかけて($\theta=20\sim 100^\circ$)、N'-型洗掘となる。ただし、波に向かって前面を $\theta=0^\circ$ とする。

3.2 円柱周縁の「N'-型洗掘」のメカニズム

N'-型洗掘の発生理由について考察する。図-7に示すように、円柱周縁での砂の移動形態は、波粒子の速度(剪断力)場の変化に起因する砂の移動(A)と波・流れ共存場における底面剪断力 τ_0 の最大値と最小値の差に起因する砂の移動(B)の2種類が考えられる。円柱近傍では、円柱前面を除き半径方向の砂の出入りは小さいので、流れとしては、円周方向のみを対象とする。まず、円柱周辺では質量輸送と radiation stress の勾配により、円周に沿って流れ場が形成される。さらに、(A)については、振動流中で一旦移動を開始した砂は $|du/dx|$ が大きい場所、即ち、急激な速度変化のある場所では、砂は慣性力のため元の位置に戻ることができず、次第に拡散していく傾向があると考えられる。したがって、この拡散傾向の砂粒子が流れに乗って後方に輸送されると、円柱周縁部では $|du/dx|$ の大きい場所で洗掘が発生し、 $|du/dx|$ が小さい $\theta=90^\circ$ 付近で堆積傾向と

なる(図-7(a))。一方、(B)については、波・流れ共存場における底面剪断力と砂の移動限界との釣り合いから、図-7(b)に示すように流速が最大となる $\theta=90^\circ$ 付近を挟んで洗掘と堆積が発生する。(A)の定量的な評価は、今のところ不十分であるが、両者の重ねあわせで、円柱周縁の洗掘・堆積のパターンの微妙な変化を定性的に説明できる。図-8に、円柱側面から8cm離れた位置における、無次元剪断力 Ψ 、波粒子速度 u_w の場所的变化率 $1/r(\partial u_w/\partial \theta)$ 、質量輸送速度の θ 方向成分 $U_{m\theta}$ (波の進行方向を負とする)の計算値と円柱周縁の底面変化 z_s の実験値を示す。何れのケースも、上述したメカニズムに応じた洗掘・堆積パターンとなっている。ただし、 $\theta=0^\circ$ 付近では、円柱前方からの漂砂により堆積が発生している。

3.3 洗掘のシミュレーション

大口径円柱周辺の洗掘シミュレーションに関しては、斉藤ら(1988)が、質量輸送と radiation stress による流れを取り入れたパワーモデルを提案している。ここでは彼らの計算のうち、シーلز数 Ψ を(9)、(10)式を用いて改良し、シミュレーションを行なった。ただし、漂砂量は次式で表現する。

$$q=A(\Psi-\Psi_0)UD_{50}/(1-\lambda) \quad \dots\dots\dots (13)$$

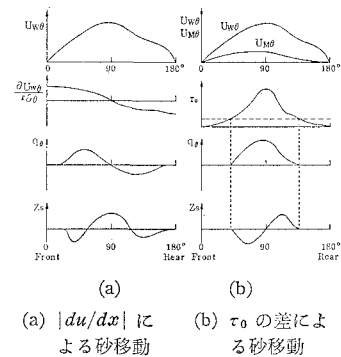


図-7 円柱周縁の洗掘メカニズムの概念

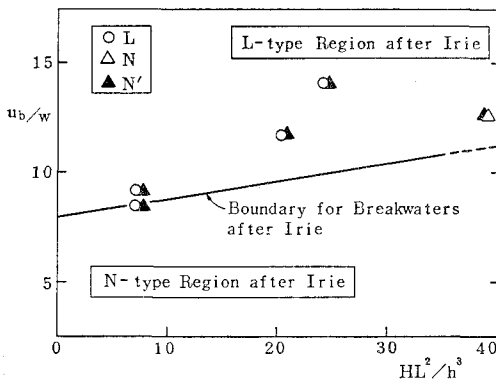


図-6 円柱前面と周縁の洗掘タイプ

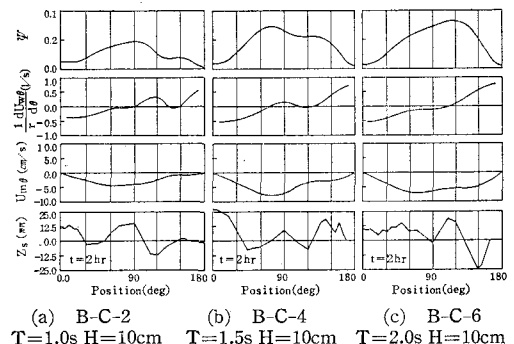


図-8 円柱周縁の水理量の計算値と地形変化の実験値の比較 ($t=2$ hr.)

ここで、 Ψ_c : 限界シールズ数 ($=0.06$), U : 円柱周辺の定常流速, A : 無次元定数 ($=0.75$), λ : 底質の空隙率 ($=0.4$) である。式 (13) において、従来行なわれているように $\Psi < \Psi_c$ となる領域で $q=0$ とするのは、 $\Psi > \Psi_c$ の領域から浮遊砂や掃流砂が $\Psi < \Psi_c$ の領域に侵入することを全く無視することになり、例えば、円柱前面での堆積現象を表現できない。そこで、 $\Psi = \Psi_c$ の境界から $\Psi < \Psi_c$ の領域内に、式 (14) で定義する距離 l_s の範囲まで漂砂量を線形に低減させて、この砂移動の「拡散現象」を表現することにした。

$$l_s = \beta \Psi U \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 β : 浮遊砂濃度、浮遊砂雲の高さ、沈降速度に関する定数で、ここでは $\beta=100$ とした。

円柱周辺の洗掘領域に関するシミュレーションの結果と筆者らによる実験値との比較を図-9に示す。図中、斜線は洗掘領域で、実線は実験値、破線は計算値を表わす。 $T=1.0$ s のケースでは両者の一致度は円柱前方～

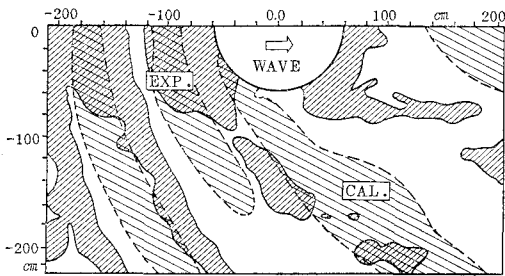


図-9 円柱周縁の洗掘パターンのシミュレーションと実験値の定性的比較 (B-C-2; $T=1.0$ s, $H=10$ cm, $t=2$ hr.)

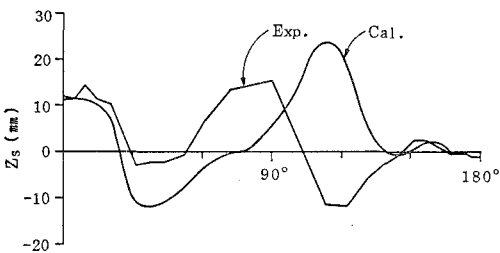


図-10 円柱周縁の洗掘パターンのシミュレーションと実験値の定量的比較 (B-C-2)

斜め前方にかけて良好であるが、図-10にも示すように円柱側壁の下手側の洗掘堆積傾向が逆転している。これは、図-7で説明した洗掘・堆積のメカニズムのうち、(A)に関するメカニズムが計算に反映されていないためであり、流れのみによる漂砂量フラックスによるシミュレーションの限界を表わすものである。図には示していないが、 $T=1.5, 2.0$ s と周期が長くなると、シミュレーションと実験値との不一致は大きくなる。

4. 結 論

重合波浪・流れ共存場における底面剪断力の計算式を線形理論の範囲で導き、大口径円柱周辺の底質の移動限界に関する実験値と比較した。その結果、以下の結論が得られた。

①構造物周辺の底質の移動限界の範囲は、楕円軌道を描く振動流と構造物周辺に発生する定常流との干渉を考慮した底面剪断力で説明できることが分かった。

②流れを考慮した底面剪断力を用いたパワーモデルにより、円柱前方の洗掘計算が改良された。

③円柱の側壁に沿って発生する「N'-型洗掘」パターンは、波粒子速度の場所的勾配が支配的原因と考えられる。今後、このメカニズムを計算モデルに取り入れる必要がある。

参 考 文 献

- 入江 功・灘岡和夫・近藤隆道・寺崎賢次 (1984): 重複波による防波堤前面での2次元的海底洗掘—底質の移動機構に着目した研究一, 港湾技術研究所報告, 第23巻第1号, 3, pp. 3~52.
- 斉藤栄一・佐藤慎司・柴山知也 (1988): 波動場における大口径円柱周辺の局所洗掘に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 392~396.
- 東江隆夫・勝井秀博 (1985): 大口径円柱周辺の洗掘現象, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 425~429.
- Fredsoe, J. (1984): The turbulent wave boundary layer along a vertical wall, Prog. Rep. 61, Inst. Hydrodyn and Hydraulic Eng. Tech. Univ. Denmark, pp. 23~33.
- Katsui, H. and T. Toue (1988): Inception of sand motion around a large obstacle, Proc. 21th ICCE, Vol. II, pp. 1310~1322.
- Rance, P. J. (1980): The potential for scour around large objects, Scour prevention techniques around offshore structures, The Society for Underwater Technology, pp. 41~51.
- Tanaka, H. and N. Shuto (1981): Friction coefficient for a wave-current coexistent system, Coastal Eng. Japan, Vol. 24, pp. 105~128.