

大型造波水路における砂漣の形状特性と消滅限界

榑山 勉*・清水隆夫*・鹿島遼一*
齊藤昭三**・丸山康樹*

1. 緒 論

波により形成される最小スケールの地形である砂漣は漂砂現象に重要な役割を果たしている。特に、浮遊砂は砂漣背後に発生する渦の強さにその供給量が支配される。また、砂漣は海底面の摩擦力に影響を及ぼし、波エネルギーの減衰の一要因ともなっている。

砂漣に関する研究は数多く行われており、著者の一人も室内実験と現地観測結果をまとめ、砂漣形状に関する実験式を提案している¹⁾。しかしながら、底質粒径の大きい場合や、外力条件の大きい場合についてのまとまったデータは必ずしも充分でない。

著者らは大型造波水路を用いた岸沖漂砂実験^{2),3)}において縦断面地形変化の測定と並行して、砂漣を対象とした微小地形の測定を行った。

本研究は、この測定データに基づき実規模に近い波浪のもとで形成される砂漣の形状特性について述べるものである。

2. 実験方法と実験条件

大型造波水路（長さ 205 m、幅 3.4 m、深さ 6.0 m）による岸沖漂砂実験は中央粒径 $d_{50}=0.47\text{ mm}$ の粗砂および $d_{50}=0.27\text{ mm}$ の細砂を用いて行った。実験条件を表一に示す。砂漣の測定には測定分解能 1 mm の超音波式測深器を用い、岸沖方向の全域あるいは重要と思われる場所数地点を水路中心軸上の測線について測定した。1 地点における測定範囲は 3 m である。縦断面地形の測定では岸沖方向の測定間隔を 5 cm または 10 cm としたが、砂漣の測定では測定間隔を 1 mm または 2 mm とした。測定範囲の砂漣 1 波 1 波について、波高、波長、波形勾配、岸沖方向の非対称度等を求め、各平均値をその領域における代表値とした。同時に容量式波高計を用いて各地点における波高を測定した。

3. 砂漣の岸沖方向変化

図一1に測定結果のうち (a) CASE 3-2 と (b) CASE 3-

表一1 実験条件

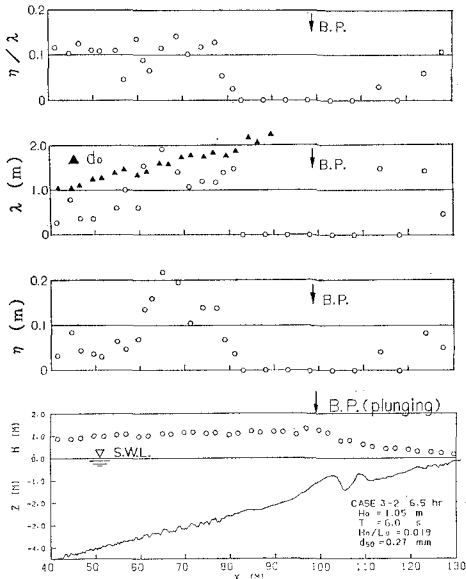
CASE	中央粒径 d_{50} (mm)	斜面勾配 $\tan \beta$	初期 斜面	一様水深 部水深 h_t (m)	周期 T (s)	換算沖 波波高 H_0 (m)	図 記	中 号
1-3	0.47	5/100	○	4.50	9.0	0.95	▲	
1-4			×		3.0	0.56	■	
1-5			×		4.5	0.25	◇	
1-6			×		6.0	0.53	●	
1-7			×		4.5	0.33	◆	
1-8	0.27	5/100	○	4.50	3.0	0.85	■	
2-1			○		6.0	1.76	●	
2-2			○		9.0	0.73	▲	
2-3			○		3.1	0.71	■	
3-2			○		6.0	1.05	○	
3-3	0.27	5/100	○	4.50	12.0	0.65	△	
3-4			○		3.1	1.62	□	

* ○印は整地した場合、×印は整地しなかった場合

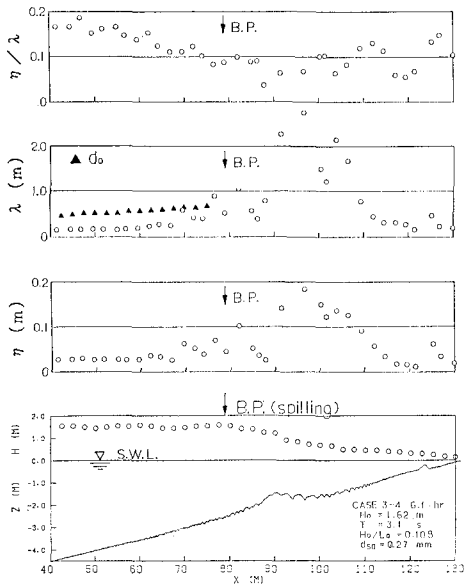
4 の波作用初期における縦断面地形および波高 H 、砂漣波高 η 、波長 λ 、波形勾配 η/λ の岸沖方向の分布を示す。砂漣波長 λ の図中には、砕波帯外についてのみ波高 H と水深の実測値より微小振幅波理論で求めた底面水粒子軌道全振幅 d_0 を▲印で示した。B.P. は砕波点、括弧内は砕波形式である。

図一1 (a) では、斜面法先から $X=60\text{ m}$ 付近までは小規模な砂漣が形成されているが、 $X\approx 60\text{ m}$ で砂漣のスケールは不連続的に変化し、それより浅いところでは比較的大きな砂漣と小さな砂漣が混在している。砂漣の波形勾配はほぼ一定である。さらに岸側では砂漣波高が減少、波長が増大し、砂漣の消滅過程が空間的に観察される。消滅地点は砕波点より約 15 m 沖である。一方、(b) の CASE 3-4 では砂漣は斜面法先から砕波点まで連続的に変化しており、砂漣波形勾配も一様に減少している。また、砕波点においても砂漣は消滅することなく、発達初期の bar の上に残っている。図一2 にこのケースの部分的な拡大図を示す。(a) は水深約 3.8 m における波高約 3 cm、波長約 20 cm の非対称砂漣、(b) はクレストが丸みを帯びた半月型砂漣で spilling 砕波の直下で形成されている。

* 正会員 工修 (財)電力中央研究所 土木研究所
** (財)電力中央研究所 土木研究所

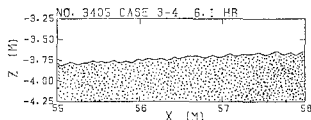


(a) CASE 3-2 ($H_0=1.05$ m, $T=6.0$ s)

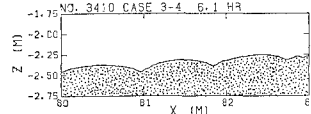


(b) CASE 3-4 ($H_0=1.62$ m, $T=3.1$ s)

図—1 縦断面地形と波高および砂澁の岸沖方向分布 (初期斜面勾配 5/100)



(a) 小規模非対称砂澁



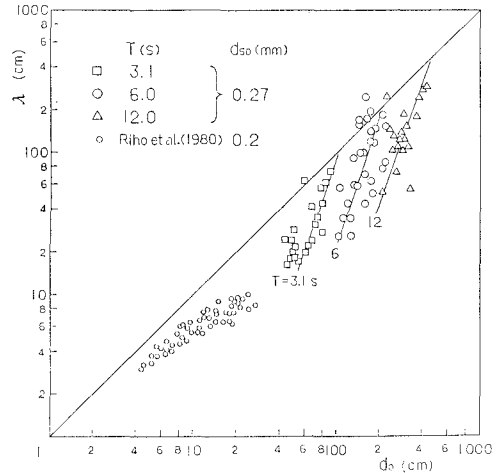
(b) 半月型砂澁

図—2 測定例 (CASE 3-4)

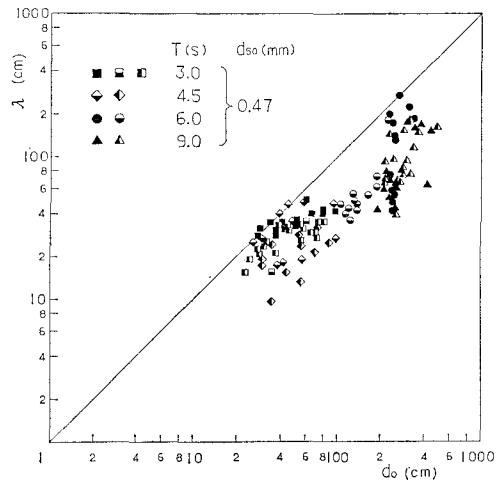
砕波帯内では砂澁は複雑な流体運動に支配される。以下では実際の流体運動と水面波形から推算される波動運動との対応関係が容易な砕波帯外の砂澁の形状について求めることにする。

4. 砂澁の波長

砕波帯外における砂澁波長 λ と軌道全振幅 d_0 の関係を図—3 に示す。図—3 (a) の中央粒径 0.27 mm の細砂の場合は従来の室内実験結果とは異なる傾向を示している。即ち, Moridge & Kamphuis⁴⁾ や利穂ら⁵⁾ の室内実験結果では, λ と d_0 は $\lambda/d_0 < 1$ の下で比例関係にあり, d_0 がある値以上になると λ は一定値を保つという結果を得ている。これに対して, 本実験結果では d_0 が増加するに従って λ は $\lambda=d_0$ の直線に近づいていく。しかも図に示される直線に沿って周期別にこの傾向が明瞭に表われている。一方, (b) の中央粒径 0.47 mm の



(a) 細砂 (中央粒径 0.27 mm)



(b) 粗砂 (中央粒径 0.47 mm)

図—3 砂澁波長 λ と軌道全振幅 d_0 の関係

粗砂の場合は、 $d_0 \leq 200$ cm では室内実験結果と同様の傾向を示し、 $d_0 \geq 200$ cm では (a) と同様に d_0 の増加に伴い λ は $\lambda = d_0$ の直線に近づいていく。

このように λ と d_0 の関係がある条件を境にして変化することはデータ数は少ないものの Inman の現地観測結果を用いて本間・堀川・鹿島により示されている。

図-4 は本間らと同様に d_0/λ と $Re = \bar{U}_w \cdot d_0/\nu$ の関係を示したものである。ここに、 $\bar{U}_w$ は底面水粒子流速振幅、 ν は動粘性係数である。本間らが提案した実験式では、 $0.2 < d_{50} < 0.3$ mm の場合、 $Re < 2 \times 10^5$ の領域では d_0/λ と Re 数は単調増加の関係にあるが、 $Re > 2 \times 10^5$ で d_0/λ は減少するとしている。本実験の細砂の場合にも、 $Re > 3 \times 10^5$ の領域では、 Re 数の増加に対して d_0/λ は減少している。一方、(b) の粗砂の場合はバラツキはあるものの、 $Re < 2 \times 10^6$ では単調増加の傾向を、 Re 数のそれ以上の領域では (a) と同様に減少の傾向を示している。

以上のように砂漣波長 λ と軌道全振幅 d_0 の関係は 2 つの領域に分けられ、 Re 数が小さい領域においては、 d_0 を一定とした場合、流速が大きい (周期が小さい) ほど波長の小さい砂漣が形成され、 Re 数が大きい領域では流速が大きいほど砂漣波長は大きくなるという全く逆の現象を表わしていることになる。本論文では前者を低レイノルズ数領域、後者を高レイノルズ数領域における砂漣

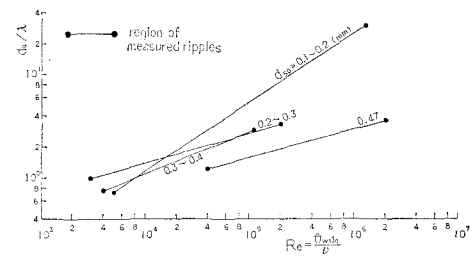


図-5 d_0/λ と Re 数の関係の粒径による変化

とよぶことにする。その境界は底質粒径および周期によって異なる。

低レイノルズ領域における砂漣の d_0/λ と Re 数の関係について本間らは中央粒径の 3 段階について実験式を求めているが、中央粒径 0.4 mm 以上についてはデータが充分でないため明らかにされていない。本実験の中央粒径 0.47 mm の結果より次式を得る。

$$\frac{d_0}{\lambda} = 0.0648 Re^{0.277} \quad Re < 2 \times 10^6 \dots\dots\dots (1)$$

図-5 は低レイノルズ数領域の砂漣の d_0/λ と Re 数の関係をまとめて表わしたものである。各粒径に関して図に示された領域にわたって砂漣データが確認されている。この図より、粒径が大きくなるに従い、勾配が緩かになり砂漣波長への Re 数の影響が少なくなること、また同一の波浪条件の下では粒径が大きくなるほど砂漣波長が大きくなるのがわかる。

以上より、細砂の砂漣波長 λ は低レイノルズ数領域については式 (2) で示す本間らの提案式を用い、高レイノルズ数領域については図-4 (a) より得た式 (4) を、粗砂については図-4 (b) から低・高レイノルズ数両領域について導いた式 (3), (5) を用いて算定できる。

低レイノルズ数領域

$$\text{細砂} \quad \lambda = 1.93 \cdot T^{0.289} \cdot d_0^{0.422} \quad Re < 3 \times 10^5 \dots\dots (2)$$

$$\text{粗砂} \quad \lambda = 3.14 \cdot T^{0.277} \cdot d_0^{0.446} \quad Re < 2 \times 10^6 \dots\dots (3)$$

高レイノルズ数領域

$$\text{細砂} \quad \lambda = 9.06 \times 10^{-4} \cdot T^{-2.06} \cdot d_0^{3.0} \quad Re > 2 \times 10^5 \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{粗砂} \quad \lambda = 7.37 \times 10^{-6} \cdot T^{-1.18} \cdot d_0^{3.36} \quad Re > 2 \times 10^6 \dots\dots\dots (5)$$

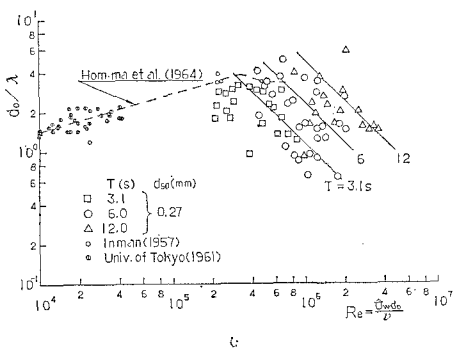
また、高レイノルズ数領域における極値として、砂漣の最大相対波長は

$$\frac{\lambda}{d_0} = 1 \dots\dots\dots (6)$$

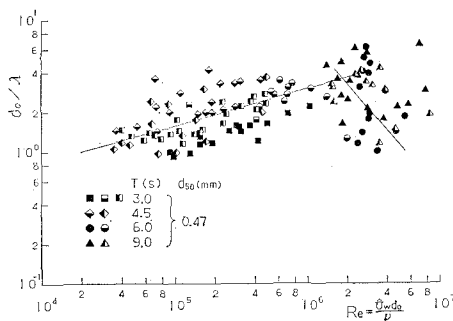
まで成り得るものと考えられる。

5. 砂漣の波高

Hom-ma & Horikawa⁵⁾ は 5 個の砂漣支配パラメータのうち、砂漣波高に関するパラメータ η/λ と η/d_0 は粒径に無関係な直線的な関係にあることを示した。本実験

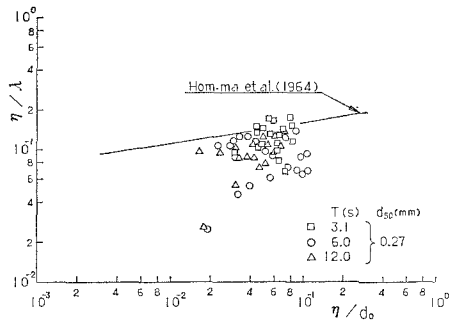


(a) 細砂 (中央粒径 0.27 mm)

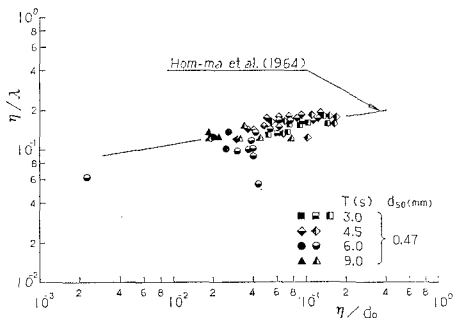


(b) 粗砂 (中央粒径 0.47 mm)

図-4 d_0/λ と Re 数の関係



(a) 高レイノルズ数領域における砂漣



(b) 低レイノルズ数領域における砂漣

図-6 η/λ と η/d_0 の関係

の結果を図-6に示す。図中の直線は本間らの実験式である。図-6(a)は高レイノルズ数領域における細砂の結果であり、 η/λ と η/d_0 の関係は明瞭ではなく、砂漣波高についても従来の結果と一致しない。これに対して(b)は低レイノルズ数領域における粗砂の結果である。実験結果と実験式は良く一致し、これまで十分なデータがなかった中央粒径 0.4mm 以上の砂漣についても式の妥当性が確認された。

以上のことから、 Re 数の領域によって砂漣の特性が変わるものと考えられる。砂漣波高の統一的な表示は7.節で述べることにする。

6. 砂漣の非対称性

砂漣の非対称性は、砂漣の沖側と岸側に発生する渦の強さを支配し、冲向、岸向漂砂量に差を生じさせ、netの漂砂量を支配する要因の1つである。本実験ではbarの前後で著しく形状の異なる砂漣が観察された。barの沖側ではこれまでも報告されているような岸側に急な砂漣が、barの岸側にはこれとは逆に沖側に急な砂漣が形成された。砂漣の非対称性に対しては、波の非線型性や流れの影響が考えられる。ここでは Sunamura⁶⁾と同様に波の非線型性をアーセル数で代表し、砕波帯外における砂漣の非対称度 β/λ との関係を図-7に示した。実験結果は Sunamura の実験式のまわりに分散し、特定の傾向はみられない。また、水面波形の非対称度との関係に

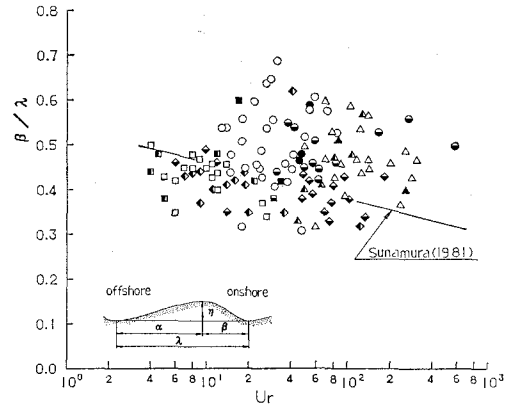


図-7 砂漣の非対称度とアーセル数の関係

についても整理したが明瞭な関係は得られなかった。

7. 砂漣の波形勾配と発生・消滅限界

図-8は砂漣波形勾配 η/λ と Shields 数 ϕ_m の関係を示すものである。ここで、 ϕ_m は田中・首藤⁹⁾の波と流れ共存時の摩擦係数を用いて求めた。ただし、流れ成分は考慮していない。また、図中には田中・首藤⁹⁾により提案された η/λ と ϕ_m の関係も示した。本実験において砕波帯外における波浪条件から Shields 数を求めると、 $\phi_m=0.03\sim 2.0$ の広い範囲にわたっている。全てのケースにおいて断面法先で砂漣が発達しているために、砂漣の発生限界は判別できない。利穂らによると砂漣の発生限界は次式で与えられる。

$$d_0/d_{50} \geq 280 \quad \text{かつ} \quad \phi_m > 0.1 \quad \dots\dots\dots (7)$$

本実験では $\phi_m < 0.1$ の条件下でも砂漣が形成されている。この時、軌道全振幅・中央粒径比 d_0/d_{50} は $10^3\sim 10^4$ のオーダーであり、室内実験条件より 1~2 オーダ大きい。この影響で室内実験条件よりも Shields 数の小さい条件下で砂漣が形成されるものと考えられる。

発達した砂漣の波形勾配 η/λ は砂漣1波1波についてみると、0.16~0.20 これまで報告されているものよりも若干大きい。また、砕波帯外では香取らが示したシート・フロー発生限界である $\phi_m=0.5\sim 0.7$ の条件下でも砂漣は消滅することなく充分に発達していることが確認された。後述する砂漣の消滅限界値を考慮に入れ、 η/λ と ϕ_m の関係式として次式を得た。

$$\frac{\eta}{\lambda} = 0.121 \cdot (1.5 - \phi_m)^{0.887} \quad (\phi_m < 1.5) \quad \dots\dots (8)$$

さらに、砂漣の消滅地点における ϕ_m と $Re_w = \bar{U}_w a_m / \nu$ の関係を図-9に示す。ここに、 $a_m = d_0/2$ である。図中には香取らのシート・フロー発生限界の実験結果も示した。香取らの結果も含め消滅限界は $\phi_m=0.5\sim 2.0$ と広い範囲に及んでいるが、本実験結果より消滅限界 ϕ_c は次式で与えられる。

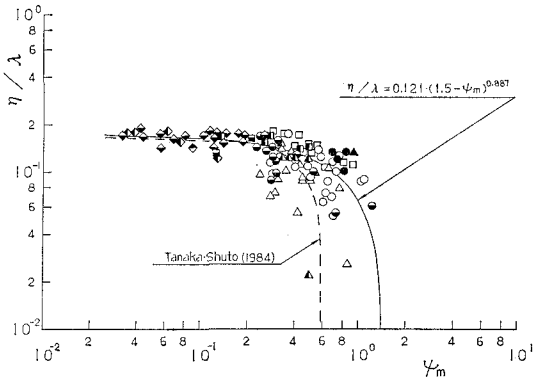


図-8 η/λ と ψ_m の関係

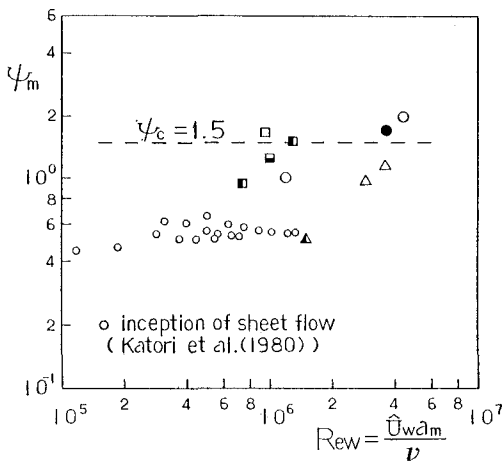


図-9 砂漣の消滅限界

$$\psi_0 = 1.5 \dots\dots\dots (9)$$

この値は香取らのシート・フロー発生限界より大きい
が、図-8 に示すように $\psi_m = 1.0$ まで砂漣が充分発達

していることから実規模に近い波浪条件に対しては妥当な値であると考えられる。

8. 結 語

実規模波浪の下で形成される砕波帯外の砂漣に関して従来の室内実験とは異なる興味ある結果を得た。今後は砕波帯内の砂漣やスケール効果、また砂漣の漂砂量に対する効果を検討していく予定である。

最後に鹿島建設株式会社 利穂吉彦氏には快く砂漣のデータを使わせていただいた。ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第 11 回海岸工学講演会講演集，pp. 159～168，1964.
- 2) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・斉藤昭三：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 197～201，1981.
- 8) 鹿島遼一・清水隆夫・丸山康樹・斉藤昭三：大型造波水路による岸沖漂砂の実験的研究 (2)——粗砂海浜 ($d_{50} = 0.47$ mm) の岸沖漂砂のモデル化——，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 228～232，1982.
- 4) Morige, G. R. and J. W. Kamphuis: Experiments of bed form generation by wave action, Proc. 13th Coastal Eng., pp. 1123～1142, 1972.
- 5) 利穂吉彦・渡辺 晃・堀川清司：二次元海浜変形と岸沖漂砂量，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 217～221，1981.
- 6) Hom-ma, M. and K. Horikawa: Suspended Sediment due to wave action, Proc. 8th Conf. Coastal Eng., pp. 168～193, 1963.
- 7) Sunamura, T.: Bed forms generated in a laboratory wave tank, Sci. Rept. Inst. Geoscience, Univ. Tsukuba, Sect. A, Vol. 2, pp. 31～43, 1981.
- 8) 田中 仁・首藤伸夫：波・流れ共存時の底面摩擦に関する研究，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 163～167，1980.
- 9) 田中 仁・首藤伸夫：河口部の砂移動に関する実験および現地観測，第 28 回水理講演会論文集，pp. 137～142，1984.
- 10) 香取完和・渡辺 晃・堀川清司：シート・フロー状態の底質移動に関する研究，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 202～206，1980.