

歪み固定砂れんによる岸沖漂砂の制御と その最適寸法・形状に関する検討

武 若 聡* ・ 入 江 功** ・ 内 田 雅 洋***
坂 本 寛 和**** ・ 渡 辺 桂 三***** ・ 小 野 信 幸*****

1. 緒 言

沖浜帯の岸沖漂砂の制御を意図して提案された“歪み固定砂れん”（以降，“歪み砂れん”と略）の性能を調べ、その効果が高まる形状と寸法，メカニズムなどについて論じる。歪み砂れんとは図-1 に示す形状のブロックであり，これを海底に敷き詰めて漂砂の制御を行うことを想定している。歪み砂れん上では波の通過に伴いその頂部の岸側と沖側に強度の異なる剥離渦が発生し，底層に岸向き定常流が生じて底質が岸側へ運ばれる。歪み砂れんを，例えば，養浜断面の沖側に設置すれば養浜砂の流失を防ぐことが可能となる。

これまでの研究では主に歪み砂れんの基本的な機能の確認を行い，歪み砂れん上に制御を意図した方向への定常流が発生し底質が輸送されること，歪み砂れんを海浜の沖浜帯に設置した時に漂砂を岸向きに輸送し得ること，などを確めてきた（入江ら，1992，1993；Irie et al., 1998）。本研究ではこれまで不明であった，歪み砂れんの制御効果が高まる寸法，形状についての検討を実験と計算により行う。

2. 歪み固定砂れんの形状

本研究では寸法，形状の異なる 4 種類の歪み砂れん A, B, C, D について検討を行った（図-2）。歪み砂れん A, B, C の波長 $\lambda=0.055\text{ m}$ と波高 $\eta=0.01\text{ m}$ は，細砂（中央粒径 $D=0.16\text{ mm}$ ）から成る移動床に規則波（水深 0.27 m ，周期 1.5 s ，波高 0.08 m ）を作用させた時に形成されたほぼ対称形状の砂れんの波長，波高と同一に設定した。歪み砂れんの形状，非対称性は現時点で試行的に定めている。歪み砂れん B, C の形状は A に比較して急峻であり，沖あるいは岸側に発生する剥離渦が大きくなることを意図し，このことが流れ場の形成ならびに底質の輸送に及ぼす影響を調べる。歪み砂れん D は歪み

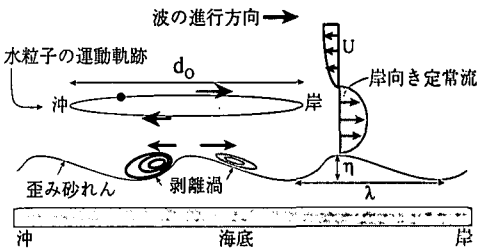


図-1 歪み固定砂れん

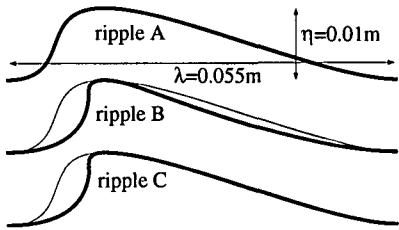


図-2 歪み砂れん A, B, C の形状

砂れん A を相似的に 2 倍に拡大したものであり，異なるスケールにおける歪み砂れんの効果を調べた。

3. 歪み砂れん上の流れ場と底質輸送に関する実験

(1) 実験の概要と実験条件

2 次元造波水路の中央部に歪み砂れんを長さ 6 m にわたって敷設し，水深を 0.29 m に設定して実験を行った。入射波の周期 T は $0.8\sim 2.0\text{ s}$ ，波高 H は $0.05\sim 0.09\text{ m}$ の範囲で変化させた。全ての実験で歪み砂れんの急峻な面を造波装置に向けて設置し，底層に波の進行方向に向う定常流を発生させ底質を輸送することを意図した。また，これ以降では説明の便宜上，水槽内の造波装置側を沖側，その反対側を岸側と呼ぶ。レーザー流速計を用いて歪み砂れん頂部上の水平方向流速変動 u の鉛直分布を測定した。歪み砂れん上の底質移動を調べる実験には，底質として細砂（中央粒径 $D=0.16\text{ mm}$ ，比重 $\rho=2.6$ ），ガラスビーズ（ $D=0.08\text{ mm}$ ， $\rho=2.6$ ），メラミン樹脂（ $D=0.30\text{ mm}$ ， $\rho=1.6$ ）を用いた。静水時に歪み砂れんの 4 個所の谷部にそれぞれ 20 g の底質を置き，その後波

* 正 会 員 工博 筑波大学講師 構造工学系
** 正 会 員 工博 九州大学教授 大学院工学研究科
*** 正 会 員 工修 日本鉄道建設公団
**** 学生会員 九州大学 大学院
***** 学生会員 九州大学 建設都市工学科
***** 正 会 員 工修 九州大学助手 大学院工学研究科

表-1 実験条件の一覧

周期 (s)	波高 (m)	流測測定	底質移動測定
0.8	0.05	A	
1.0	0.05	A, B, C	
1.0	0.08	A, B, C	A: 砂, ガ, メ
1.2	0.08	A, B, C	A: 砂
1.2	0.05	A	
1.3	0.07	A	
1.5	0.05	A	
1.5	0.07	A, B*, C	
1.5	0.08	A, B*, C, D	A: 砂, ガ, メ D: 砂, メ
1.5	0.09	A, B*, C	
1.6	0.07	A	
1.6	0.09	A, B*, C, D	
1.8	0.05	A	
1.8	0.08	A, B*, C*	A: 砂
1.8	0.09	A, B*, C*	D: 砂, メ
2.0	0.07	A, D	A: ガ, メ D: 砂, メ
2.0	0.08	A, D	
2.0	0.09	A, B*, C*	A: ガ, メ D: 砂, メ

A, B, C, D は実験を実施した歪み砂れんを表す。流測測定の欄中の* は意図した流れの制御がなされなかったことを表す。底質移動測定の欄中の各記号の意味: 砂=細砂, ガ=ガラスビーズ, メ=メラミン。

を作用させた。波作用時間毎の底質の移動分散状況を調べ、底質の岸方向への移動速度から歪み砂れんの漂砂制御能を評価した。実験を行った条件と測定項目の一覧を表-1 に示す。実験条件の周期と波高は微小振幅波理論で計算される歪み砂れん上の水平方向流速振幅あるいは水粒子軌道長径 d_0 (図-1 参照) が実験条件の範囲内で連続的に変化するように定めた。

(2) 歪み砂れん上の流れ場

(a) 歪み砂れん A, D

測定された流速変動から位相平均波形 u を求め、これから流速変動を波動成分、乱れ成分、定常流成分に分離した。波動成分の振幅を u_a 、乱れ成分の強度を u'_{rms} 、定常流成分を U とする。図-3 に求められた u_a , u'_{rms} , U の鉛直分布 (歪み砂れん A, $T=1.5$ s, $H=0.08$ m) を例示する。ここで図中の座標 z は歪み砂れんの頂部から鉛直上向きに設定した。底層には高さ $\delta=0.12$ m 付近まで岸向きの定常流が発達している。 u'_{rms} の鉛直分布からは、剥離渦が歪み砂れんの高さの 2.5 倍の高さ $\delta'=0.025$ m まで到達していたこと判断される。これに対応して、 δ' の高さで u_a , U の鉛直分布は急変している。歪み砂れん A, D については、表-1 に示した全ての実験条件時に制御を意図した方向への定常流が底層に発生した。

本研究では次式で定義される二つの流量値 Q_I , Q_{II} を求めて歪み砂れんの流れ場の制御能を評価した。

Q_I : $\bar{u}$ を高さ δ まで積算して求めた流量

$$Q_I = \int_0^{\delta} \bar{u} dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで z は歪み砂れんの頂部から鉛直上向き方向の座標、 δ は、先の図-3 に示したように、歪み砂れん頂部上の定常流が制御を意図した方向に発生している最も高い位置である。

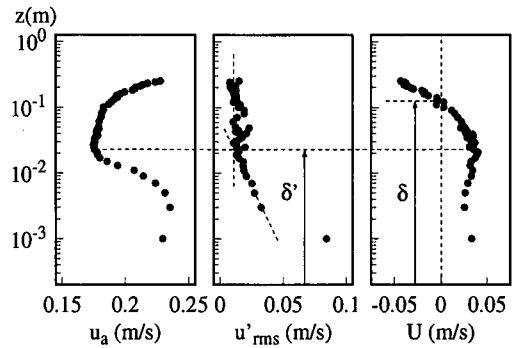


図-3 歪み砂れん A 上の流れ場 ($T=1.5$ s, $H=0.08$ m), 波動流速振幅 u_a , 乱れ強度 u'_{rms} , 定常流速 U (波の進行方向: 正)

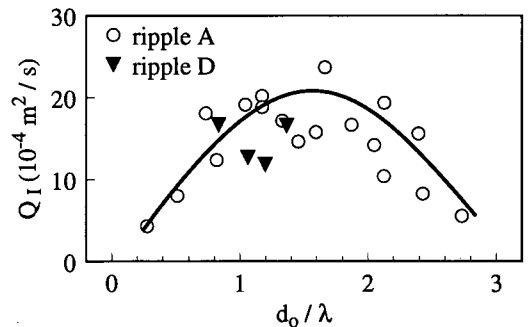


図-4 Q_I の変化 (歪み砂れん A, D)

Q_{II} : $\bar{u}$ を高さ $m\eta$ まで積算して求めた流量

$$Q_{II} = \int_0^{m\eta} \bar{u} dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 m は整数 (≤ 3 程度)、 η は歪み砂れんの高さである。通常、歪み砂れん上の底質の浮遊高さは歪み砂れんの高さの 2~3 倍程度である。従って、指標 II で求められる流量は、底質が巻き上げられる範囲の定常流を積算した量である。積算される流速値には制御を意図しない方向の成分が含まれることがある。

図-4 には流量 Q_I と波動運動の規模を表す指標としての水粒子軌道長径 d_0 の関係を示す。ここで、 d_0 は微小振幅波理論より求め、図中では歪み砂れんの波長 λ で無次元化して表示した。歪み砂れん A, D については、 Q は $d_0/\lambda \sim 1.7$ 付近で大きくなる。この水理条件は歪み砂れんの波長と波高を定める際に参考にした移動床実験の水理条件と同一であり、これは経験的に知られている移動床上に形成される砂れんの波長 λ_s と水粒子軌道長径 d_0 の間の関係 (例えば: 渡辺ら, 1989; Mogridge et. al, 1994)

$$\lambda_s/D = C_r d_0/D \quad \dots\dots\dots (3)$$

とも一致する。ここで C_r は 0.6~1.0 の値の定数で、渡辺ら (1989) の研究ではこれを 0.6 としている。以上は歪

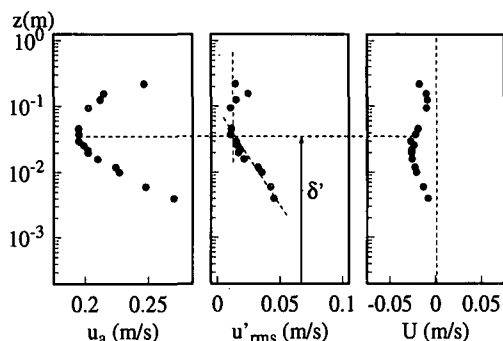


図-5 歪み砂れん C 上の流れ場 ($T=1.6$ s, $H=0.09$ m), 波動流速振幅 u_a , 乱れ強度 u'_{rms} , 定常流速 U (波の進行方向: 正)

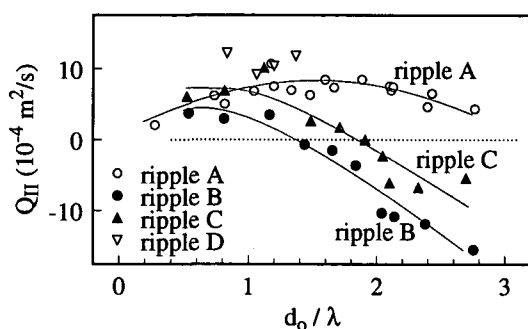


図-6 $Q_n(m=3)$ の変化

み砂れん A, D の最適な寸法を, 制御の対象となる波の下で形成される砂れんの波長と波高を参考に定めればよいことを示し, また, 歪み砂れん A, D についてはその制御効果が高まるメカニズムと砂れんの形成機構の間に何らかの関連性が存在することを伺わせる。

(b) 歪み砂れん B, C

歪み砂れん B, C については, 実験条件により制御を意図した方向への定常流が底層に全く発生しなかった。図-5 に例を示す (歪み砂れん C, $T=1.6$ s, $H=0.09$ m)。この例では, 剥離渦は先の例 (図-5) よりも高い位置 $\delta=0.035$ m まで到達していたと判断されるが, 定常流成分 U には正の値が見られない。このような状況は歪み砂れん B, C についての一部の実験条件 (表-1 参照) について見られた。図-6 には流量 $Q_n(m=3)$ と d_0/λ の関係を示す。歪み砂れん A, D は本研究の実験条件の範囲内では意図した制御効果を発揮している。これに対して, 歪み砂れん B, C では波動運動のスケールが小さい時 (およそ $d_0/\lambda < 1.2$) には歪み砂れん A, D と同等の効果を発揮するが, 水粒子運動の規模が大きくなると有効に作用しなくなる。

流れ場を可視化し, 歪み砂れんの頂部から発生する剥離渦を調べたところ, 歪み砂れん B, C では波動運動が激

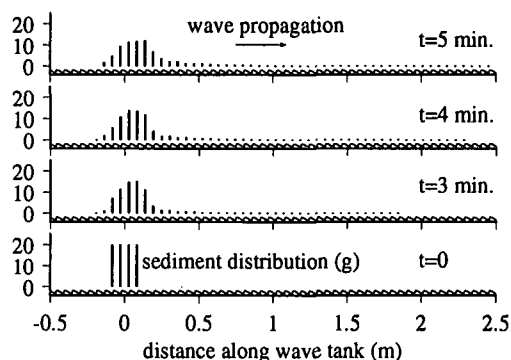


図-7 底質の移動・分散状況 (歪み砂れん A, 細砂, $T=1.5$ s, $H=0.08$ m)

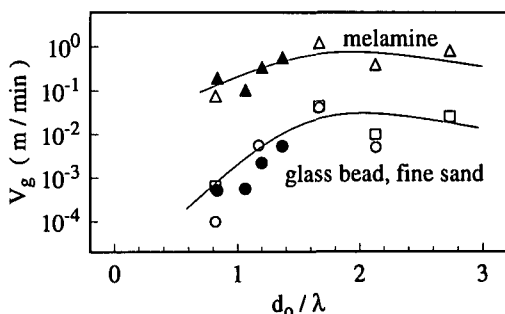


図-8 V_g の変化 (歪み砂れん A, D): □歪み砂れん A (ガラスビーズ), △歪み砂れん A (メラミン), ○歪み砂れん A (細砂), ▲歪み砂れん D (メラミン), ●歪み砂れん D (細砂)

しくなるにつれて, 砂れん頂部の両側 (沖側, 岸側) に剥離渦が顕著に発生することが認められた。これに対して, 歪み砂れん A, D では全ての場合に急峻な面上 (沖側) にのみ顕著な剥離渦の発生が認められた。以上の剥離渦の発生状況の差異が歪み砂れん A, D と B, C における定常流場の特徴の相違の原因であると考えられる。歪み砂れんの微妙な形状の違いは剥離渦の発生形態の差につながり, これが極端に異なる定常流場の形成の原因となる。今後より効果的な歪み砂れん形状を定める際には, 想定される広範な波浪条件の下での検討を行い, その流れ制御能の特性を詳細に把握しなければならない。また, 歪み砂れんの形状の決定に際しては, 単に非対称的に剥離渦を発生させる粗度を考えるだけでは不十分で, これらが定常流に及ぼす影響を慎重に見定めなくてはならない。

(3) 歪み砂れん A, D 上の底質移動

静水時に歪み砂れん A, D 上に散布した底質は, 波が作用した後に全ての場合に分散しつつ平均的に制御を意図した方向 (波の進行方向, 岸向) に移動した。各時間毎に岸沖方向の底質の質量分布を測定し (図-7), 時間毎の質量分布の重心位置 X_g を求めた。これから X_g の時間

変化, すなわち, 底質の平均的な移動速度を V_θ を求めた (入江ら, 1993)。図-8 に V_θ と d_0/λ の関係を示す。 V_θ のオーダは底質の種類により異なるが, 先に示した図-4 の Q と d_0/λ の間の関係と同様に V_θ は $d_0/\lambda \sim 1.7$ で大きくなる傾向にある。以上の実験結果は, Q と V_θ の間には相関が存在し, 歪み砂れんと同規模の砂れんが発生する水理条件下で歪み砂れん上の底質移動が活発になり, 漂砂制御能が高まることを示している。このことは, 再度, 有効な歪み砂れんの寸法を求める際には, 制御の対象となる波の下で形成される砂れんの波長と波高を参考にすればよいことを示唆している。

4. 歪み砂れん上の流れ場の計算

ここでは歪み砂れん上の流れ場に関する計算を行い, 歪み砂れんの流れの制御機能について数値的に調べる可能性を検討した。計算は歪み砂れん A を対象に, 正弦的な振動流を与えて行った。

(1) 数値計算の概要

砂れん上の x - y 直交座標系で表される空間を ξ - η 直交曲線座標系で表現した。 x - y 座標系と ξ - η 座標系の間には次の関係がある。

$$x = \xi - x_0 - \sum_{n=0}^N e^{-nk\eta} a_n \sin(nk\xi + \varphi_n) \quad \cdots \cdots (4)$$

$$y = \eta + y_0 + \sum_{n=0}^N e^{-nk\eta} a_n \cos(nk\xi + \varphi_n) \quad \cdots \cdots (5)$$

ここで k は歪み砂れんの波数であり, $\eta = \eta_0$ で歪み砂れんの形状を表すように $x_0, y_0, N, a_n (n=0 \sim N), \varphi_n (n=0 \sim N), \eta_0$ を定めた。図-9 に計算格子の形状と歪み砂れん A の比較を示す。両者に若干の差異があるものの, 後に示す計算結果からは, 流れの概況を知る上での支障はなかったと判断した。

流れ場は ξ - η 座標系内で記述された流れ関数 ψ に関するポアソン方程式と Reynolds 方程式から求めた時間平均化された渦度 ω に関する輸送方程式を交互に解いて求めた (例えば: 佐藤ら, 1983)。渦度輸送方程式を解く際には渦拡散係数 ν_t を導入し, ν_t の空間勾配が含まれる項を省略した。 ν_t は混合距離理論 (0 方程式モデル) より定めた。

$$\nu_t = C(\kappa l)^2 \left| \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right| \quad \cdots \cdots (6)$$

ここで, C は調整パラメータ, κ はカルマン定数 ($=0.4$), l は底面からの距離, u は水平方向流速, v は鉛直方向流速である。 C は計算された流速変動と実験値が可能な限り一致するように, 本研究では $C=0.35$ と定めた。

計算領域は水平方向, 鉛直方向ともに歪み砂れんの一波長と同じ長さに設定した。水平方向に 60 点, 鉛直方向に 50 点の計算点を設定し (図-9), 側方境界は周期境界

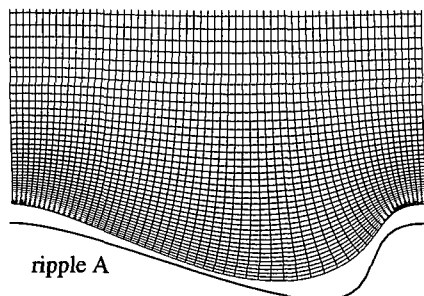
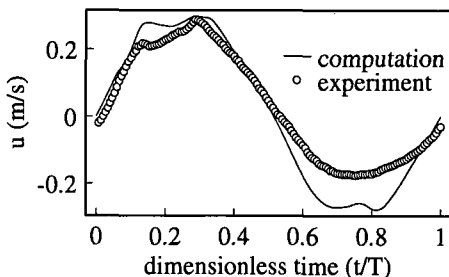
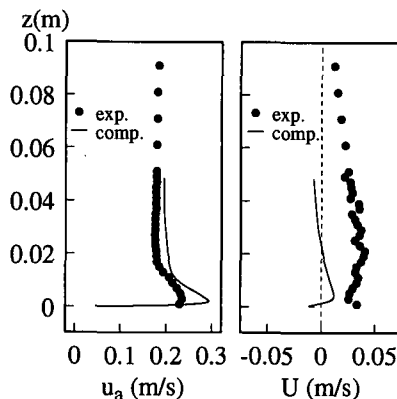


図-9 計算格子 (下層部) と歪み砂れん A の形状



(a)



(b)

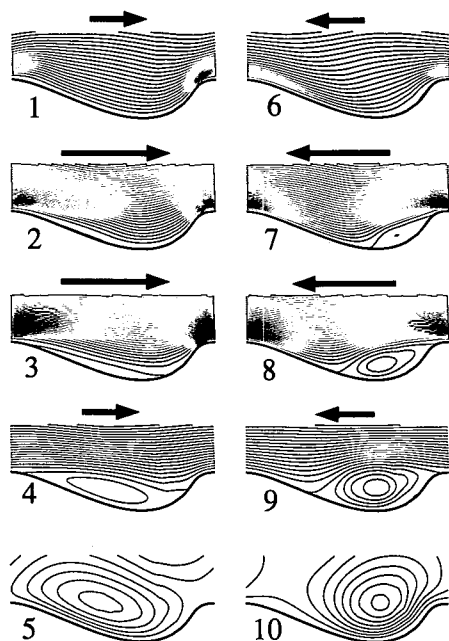
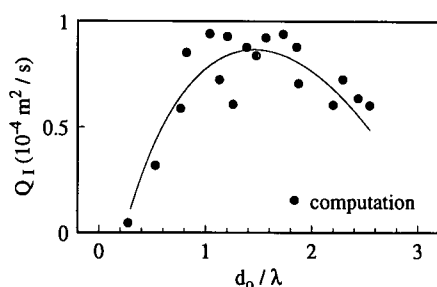
(c)

図-10 歪み砂れん A の頂部上の計算結果 ($T=1.5$ s, $H=0.08$ m): (a) 流速変動 ($z=0.003$ m), (b) 周期変動成分振幅 u_a , (c) 定常流 U

条件を課した。計算領域の上方では空間的には一様で, 時間的には正弦的に変動する水平方向の振動流速成分を与えた。流速変動の振幅は実験条件から求まる波動流速変動振幅と同一にした。計算の時間刻み幅は $T/6000$ とし, 周期的に変動する解が得られるまで計算を繰り返した。渦度輸送方程式は, 時間方向には前進差分で解き, 拡散項は中央差分, 移流項は風上差分で評価した。

(2) 数値計算結果

図-10 に歪み砂れん A についての計算結果と実験値の比較を示す。図-10(a) は歪み砂れん頂部上の水平方

図-11 1周期内の ψ の変化図-12 Q_1 と d_0/λ の関係 (計算結果)

向の流速変動 (位相平均波形) u , 図-10(b) は変動成分振幅 u_a の鉛直分布, 図-10(c) は定常流 U の鉛直分布である。 u の実験波形には剥離渦の通過に伴う不規則な変動が現れている ($0.1 < t/T < 0.3$)。このことは計算でも再現されているが、変動の強度がやや小さい。また、実験値と計算値の位相関係は良好に一致しているが、流れが負の方向 (冲向, $0.5 < t/T < 1.0$) を向いている時の絶対値の差が大きく、これが U の実験と計算結果の大きな差となって現れる。以上、詳細に眺めると実験結果と計算結果には一致が見られない点がいくつかある。これは、計算の入力条件 (振動流) が実験 (波動) と異なること、計算格子と歪み砂れんの形状が完全に一致していないこと、などを考えるとやむを得ないことであるが、剥離渦が非対称的に歪み砂れんの頂部から発生し、これが底層に制御を意図した方向に流れを発生させる、といった基本的な事項は計算で再現されていると判断した。

図-11 には流れ関数の等値線の 1 周期内の変動パ

ターンを示す。歪み砂れんの頂部から発生する剥離渦は急峻面上での形成が顕著であり (位相 7~10)、緩斜面上に発生する剥離渦は相対的に弱い (位相 2~5)。この剥離渦の非対称的な発生が定常流を生じさせる源となっている。

図-12 には歪み砂れん頂部上の U の分布から求めた Q_1 と d_0/λ との関係を調べた結果を示す。 Q_1 のオーダは実験結果に比較すると小さいものの、定常流の発達が $d_0/\lambda \sim 1.7$ 付近で大きくなる、という特徴は捉えられている。

5. 結 語

底層の流れ場と岸沖漂砂の制御を意図した歪み固定砂れんの効果が高まる形状と寸法についての実験的な検討を行った。現時点で試行的にその形状を定めた歪み砂れん A, D は本研究で行った実験の範囲内では全ての場合に有効に作用した。この場合、流れ場と漂砂の制御効果が高まる条件は $d_0/\lambda \sim 1.7$ であり、これは移動床に形成される砂れんの波長と水粒子運動の規模の關係に一致している。一方では、剥離渦の発生を促進させることを意図した形状の歪み砂れん B, C では水粒子運動の規模が大きくなった時に流れ場の制御がなされなかった。この原因は剥離渦の発生形態が歪み砂れん A, D と異なっていた点にあると推測されるが、詳細についてはさらなる研究が必要である。

歪み固定砂れん A 上の流れ場についての数値計算を行い、実験により明らかにされた流れ場についての特徴の一部、すなわち、剥離渦が歪み砂れんの急峻面上に大きく発生すること、定常流の発達が $d_0/\lambda \sim 1.7$ 付近で大きくなること、などを再現した。

謝辞: 数値計算プログラム作成の初期の段階に九州大学総合理工学研究科杉原裕司助手のプログラムを参照した。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 入江 功・辻 利徳・村上啓介・藤井研一・牛房幸光 (1992): 歪み砂れんマットによる底層流の制御とその応用, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 476-480.
- 入江 功・小野信幸・村上啓介・橋本誠也・中村 聡 (1993): 歪み砂れんマットによる沖浜帯の岸沖漂砂の制御, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 561-565.
- 佐藤慎司・三村信男・渡辺 晃 (1983): 砂漣上の振動流境界層に関する研究, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 189-193.
- 渡辺 晃・先瀬正成・磯部雅彦 (1989): 波・流れ共存場における砂漣形状と漂砂量, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 299-303.
- Irie I., S. Takewaka, N. Ono, K. Murakami, H. Sakamoto and O. Shimada (1998): Retaining beach sand by a distorted ripple mat, Int. Conf. on Coastlines, Structures and Breakwaters, The Institution of Civil Engineers, London.
- Mogridge, G. R., M. H. Davis, D. H. Willis (1994): Geometry prediction for wave-generated bedforms, Coastal Eng., Vol. 22, pp. 255-286.