

土 木 研 究 所 資 料

スリット式消波構造物の消波性能、
作用波力および洗掘機構に関する研究

平成3年8月

建設省土木研究所
河川部海岸研究室

Copyright © (1991) by P.W.R.I.

All rights reserved. No part of this book may be reproduced by any means, nor transmitted, nor translated into a machine language without the written permission of the Director General of P.W.R.I.

この報告書は、土木研究所長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部又は一部の転載、複製は、土木研究所長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

スリット式消波構造物の消波性能、 作用波力および洗掘機構に関する研究

土木研究所 海岸研究室 室長 宇多高明

〃 研究員 小俣篤

〃 元部外研究員 川村哲也
(現 飛島建設(株) 技術企画部)

〃 元部外研究員 桂川哲行
(現 東洋建設(株) 技術開発部)

要 旨

スリット式消波構造物を対象として、消波効果および作用波力を同時に算定可能なモデルを開発した。このモデルは、低天端で越波の生じる型式やカーテンウォール型のスリット式構造物にも適用可能である。このモデルによれば、スリット式消波構造物の諸元の最適化や、複列配置における空隙率の最適組合わせの選定が可能である。次に、横スリット周辺の流速測定により、横スリット周辺では鉛直方向に非対称な渦運動が生じ、このため縦スリットより大きなエネルギー損失が得られることを明らかにした。また、局所洗掘を含むスリット式消波構造物沖合の2次元地形変化を予測するモデルを作成するとともに、3次元的な洗掘機構を移動床平面実験により検討し、構造物周辺に生じる3次元流れが大規模な洗掘をもたらす機構を明らかにした。

キーワード：スリット式消波構造物、消波効果、作用波力、諸元の最適化、渦運動、洗掘、予測モデル

はじめに

沖合消波構造物の一型式であるスリット式消波構造物は、天端高、吃水深、空隙率、スリットの列数など、非常に多くの諸元を持つ消波構造物である。したがって、それを設計する際には良好な消波効果を有し、かつ作用波力が小さいという条件を満足するよう多くの諸元を調整して構造を決定しなければならない。このような場合、多くのケースを水理模型実験により検討することは非現実的であり、したがって消波効果や作用波力の最適化検討が容易となるモデルの開発が望まれる。第1章では、このようなモデルの開発を目標とした検討を試みる。また、スリット式消波構造物ではスリットの構造上の特徴を活かし、できるだけ効率的な消波を行えるようにする必要がある。この意味より、第2章では横スリットが縦スリットに比べて消波効果が高い点に着目し、その理由を調べるため、横スリット周辺の渦運動について検討する。

ところで、スリット式消波構造物周辺で大規模な洗掘が生じると構造物の安定性が損なわれるので、洗掘深を予測すること、洗掘を生じにくい構造とすることが設計上の重要な課題となる。そこで、第3章ではスリット式消波構造物沖合の2次元的な地形変化を予測するモデルの開発を試み、さらに第4章において有限な堤長を有するスリット式消波構造物周辺に生じる3次元的な洗掘の機構を水理模型実験により検討する。

目 次

はじめに

第1章 消波効果・作用波力からみたスリット式消波構造物の最適諸元の選定法

1.1 まえがき	1
1.2 消波効果, 作用波力の算定モデル	1
1.2.1 モデルの基本構成	1
1.2.2 複列スリットのモデル化	4
1.3 モデルの妥当性の検証	6
1.3.1 検証実験の方法	7
1.3.2 エネルギー損失係数 ζ	8
1.3.3 縦スリットを用いた実験によるモデルの検証	14
1.3.4 格子型スリットを用いた実験によるモデルの検証	19
1.4 構造物諸元の最適化の検討	21
1.4.1 1列スリットの空隙率と天端高の組合わせ	21
1.4.2 3列スリットの空隙率の組合わせ	22
1.5 結 論	23
参考文献	23

第2章 横スリット近傍の渦運動に関する実験的検討

2.1 まえがき	25
2.2 実験方法	25
2.3 縦・横スリットの消波効果の比較	26
2.4 横スリット近傍の渦運動	27
2.5 結 論	32
参考文献	32

第3章 スリット式消波構造物近傍の2次元地形変化モデル

3.1 まえがき	33
3.2 前報の地形変化モデル	33
3.3 スリット式消波構造物近傍の地形変化に関する実験	36
3.3.1 実験の目的	36
3.3.2 実験方法	36
3.3.3 実験結果	37
3.4 スリット式消波構造物近傍の地形変化機構のモデル化	43
3.4.1 スリット間隙での流速	44

3.4.2	構造物近傍での net の掃流砂量	45
3.4.3	堤脚部より浮遊した底質の拡散	46
3.5	2次元地形変化モデルの改良	47
3.5.1	砂澁上の渦動粘性係数	48
3.5.2	質量輸送速度	49
3.5.3	波動運動に伴う砂澁上の浮遊砂濃度	52
3.5.4	浮遊砂濃度の計算値と実験値との比較	53
3.5.5	地形変化モデルのまとめ	54
3.6	地形変化モデルの検証	56
3.7	結 論	60
	参考文献	61
第4章	スリット式消波構造物周辺の3次元流れに起因する大規模洗掘	
4.1	まえがき	63
4.2	実験方法	63
4.3	波作用時における構造物周辺の地形変化	65
4.4	地形変化機構の検討	66
4.5	波・潮流作用時における構造物周辺の地形変化	72
4.6	結 論	75
	参考文献	75

第1章 消波効果・作用波力からみたスリット 式消波構造物の最適諸元の選定法

建設省土木研究所海岸研究室 室 長 宇 多 高 明
// 研 究 員 小 俣 篤
// 元部外研究員 川 村 哲 也
(飛鳥建設(株)技術企画部)

1.1 まえがき

近年、筆者らは外洋に面した沿岸域を静穏化するための消波構造物（海域制御構造物）の研究開発を進めてきている（例えば、建設省土木研究所，1991）。この種の消波構造物を合理的に設計するには、消波特性と作用波力の定量的関係をもとに、構造諸元と部材形状の最適値を選択する手法を明らかにすることが必要とされる。本研究は、スリット式消波構造物を対象として、消波効果と作用波力の関係より諸元の最適化手法を検討するものである。

スリット式消波構造物の消波効果や作用波力に関しては多くの研究がある（例えば、林ほか，1966；横木・岩田，1973；堀口ほか，1977；角野，小田，1985）。しかし、既往の研究ではスリット式消波構造物の大きな特徴である、流体がスリットを通過する際に生じる抵抗，あるいはエネルギー損失に係わる係数を一般的には与えておらず，むしろ透過率や波力の測定値によりこれらの係数を逆算している例がほとんどである。また，現状では非定常流場においてスリットによるエネルギー損失を評価する一般的な手法は確立されていない。一方，定常流場におけるスリットによるエネルギー損失に関する理論や広範な実験資料（例えば，Blevins, 1984）を用いれば，非定常流場におけるエネルギー損失を評価することもできるはずである。事実，近藤・竹田（1983）は，定常流場におけるエネルギー損失係数の非定常流場への適用性を示した。しかしこの研究では，様々な部材形状や空隙率を持つ消波構造物に対して，形状抵抗やエネルギー損失を一般的に評価するまでには至っていない。また，既往のモデルは越波を生じないスリットのみを取り扱っているが，実構造物では高波浪時に越波を生じることが多いので，構造諸元の検討には越波を考慮できるモデルが必要となる。さらに，カーテンウォール型のように海底面近くにスリットのない構造にも適用できるモデルが望まれる。

そこで，本研究では角柱部材からなる縦スリットを対象とし，低天端で越波を許す型式とカーテンウォール型の構造に適用可能な，消波効果および作用波力の算定モデルを開発する。その際，スリットによるエネルギー損失を定常流場でのエネルギー損失に関する理論との比較に基づいて定式化する。加えて，複列スリットのモデル化を行い，最後にスリット式消波構造物の空隙率と天端高の最適値を選定する手法を示す。

1.2 消波効果，作用波力の算定モデル

1.2.1 モデルの基本構成

(1) 基本式

スリット式構造物の消波効果および作用波力に関する既往の算定モデルは大きく3つに分けられる。堀口ほか（1977）はスリット前・背面の速度ポテンシャルをエネルギー方程式により接続することにより，角野・小田（1985）はスリット近傍とその周辺の波動場の速度ポテンシャルを重ね合わせることににより，また林ほか（1966）はスリット周辺の流れの場を水理学的に捉え，連続式，運動量方程式，エネルギー方程式を連立させることににより波動場を解析した。本研究では，越波現象を容易にモデル化でき，かつ定常流場におけるスリットによるエネルギー損失に関する理論との比較が容易であるという点より，林ほかによる水理学的手法に基づくモデルを作成する。

モデルの作成に際しては，次の仮定を設けた。

①入射波と透過波に位相差が生じないとして、林ほか（1966）、樺木・岩田（1973）と同様に入射波の水平流速と水位のピーク位相における諸量を用い、波動場を準定常状態として捉える。

②入射側および透過側の波動場は微小振幅波理論で表わされる。

以上の仮定を設けることにより、ピーク位相のみを扱うことで、透過波高、反射波高を算出することができる。以下に示す流速、水位等は特に断わりのない限り入射波のピーク位相の諸量である。構造物の入射・透過側での流量の連続式は次式で表わされる。

$$(\overline{u_i} + \overline{u_r})h = \overline{u_t}h \quad (1.1)$$

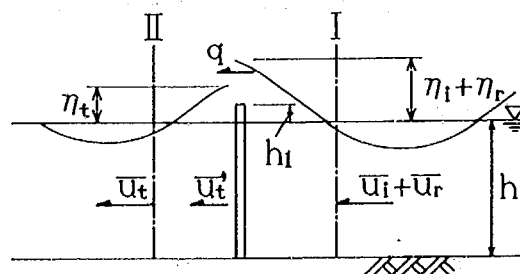
ここに、 h は水深、 u は水平流速であり、 $\overline{\quad}$ は鉛直方向の平均値を、添字 i , r , t はそれぞれ入射・反射・透過波に関する諸量を示す。

越波を許す低天端の型式、あるいはカーテンウォール型の場合には、天端より上の部分あるいはスリット下端と水路床の間を通過する流量 q を別途考慮し、支配断面内（図-1.1の断面 I, II）の流量の連続性を式（1.1）の関係に加えることにより、それらの取扱いが可能となる（図-1.1 参照）。

$$(\overline{u_i} + \overline{u_r})h = \overline{u_t'}h_2 + q = \overline{u_t}h \quad (1.2)$$

ここに、 $\overline{u_t'}$ はスリット直背後の透過側流速の鉛直平均値、 h_2 はスリットの吃水深である。越波が生じず、かつスリットの下端が水路床に接している場合には $h_2 = h$ および $q = 0$ となるから、 $\overline{u_t'}$ は $\overline{u_t}$ と一致する。また、式（1.1）、（1.2）では入射および透過側の水面変動を無視して連続式を導いているが、水面変動量を考慮しても以下の計算結果にはほとんど差が出なかった。したがって、以下ではモデルを簡略化するた

a) 越波のある場合



b) カーテンウォール型（非越波）

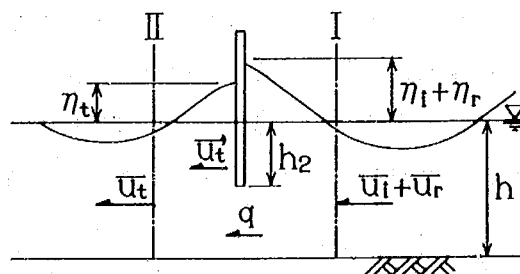


図-1.1 支配断面における流速と水位

めに水面変動量は無視する。

次に、連続式と同じ検査断面間で鉛直方向に平均化されたベルヌーイ式を立てると、

$$\frac{\alpha}{2g}(\overline{u_i} + \overline{u_r})^2 + \eta_i + \eta_r - \frac{\beta}{g} \left[\frac{\partial \overline{\phi_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\phi_r}}{\partial t} \right] = \frac{\alpha}{2g} \overline{u_i}^2 + \eta_i - \frac{\beta}{g} \frac{\partial \overline{\phi_i}}{\partial t} + \xi \frac{\alpha}{2g} \overline{u_i}^2 \quad (1.3)$$

となる。ここに、 η ：水位、 ϕ ：速度ポテンシャル、 g ：重力加速度、 ξ ：エネルギー損失係数、 α 、 β ：エネルギーおよび速度ポテンシャルの補正係数である（服部，1971）。式（1.3）では、スリットによるエネルギー損失（右辺第4項）を代表流速の2乗に比例する一般的な形で取りこみ、定常流のエネルギー損失係数との比較を容易にしている。また、代表流速に $\overline{u_i}$ を用いることにより、流体がスリットを通過する際に生じるエネルギー損失のみを評価する。

透過率を $K_t = H_t/H_i$ 、反射率を $K_r = H_r/H_i$ として、式（1.3）に式（1.2）を代入すると、 K_t は次の2次方程式の解として与えられる。

$$\left[\frac{\alpha \xi \tanh(kh)}{8kh_2} \frac{H_i}{h_2} \right] K_t^2 + \left[1 + \beta \frac{\tanh(kh)}{kh} - \frac{\alpha \xi \tanh(kh)q}{2\omega h_2^2} \right] K_t + \left[\frac{\alpha \xi q^2}{2gH_i h_2^2} - \left(1 + \beta \frac{\tanh(kh)}{kh} \right) \right] = 0 \quad (1.4)$$

ここに、 k ：入射波の波数、 ω ：角周波数である。また、式（1.1）より K_r は次式で与えられる。

$$K_r = 1 - K_t \quad (1.5)$$

次に、式（1.3）と同じ検査断面間（図-1.1参照）で運動量方程式を立てると、次式が得られる。

$$\int_1 p dz + \rho \int_1 (\overline{u_i} + \overline{u_r})^2 dz = \int_2 p dz + \rho \int_2 \overline{u_i}^2 dz + F_x \quad (1.6)$$

ここに、 p ：検査断面での圧力、 F_x ：単位幅あたりの水平波力、 ρ ：水の密度である。式（1.6）より F_x は次のように求まる。

$$F_x = \frac{pgH_i^2 \tanh(kh)}{2kh} (1 - K_t) \left[\frac{2h_2}{H_i} + R + \frac{K_t^2 H_i}{6h} \right] \quad (1.7)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \eta_i + \eta_r &\leq h_1 \text{ (非越波の場合)} & : R = 1 \\ \eta_i + \eta_r &\geq h_1 \text{ (越波のある場合)} & : R = \frac{2h_1}{H_i} \end{aligned}$$

である。

(2) 越流量の算定式

スリットを越えて越波が生ずる場合の越流量 q （図-1.1 a参照）は、刃型堰の越流公式により、

$$\begin{aligned}
q &= \frac{2}{3} C_w \sqrt{2g \left\{ (\eta_t + \eta_r) - \eta_t + \frac{\alpha}{2g} (\overline{u_t} + \overline{u_r})^2 \right\}} \cdot \left\{ (\eta_t + \eta_r - h_1) + \frac{1}{2} (\eta_t - h_1) + \frac{\alpha}{2g} (\overline{u_t} + \overline{u_r})^2 \right\} \\
&= \frac{2}{3} C_w \sqrt{2g \left\{ (1 - K_t) H_t + \frac{\alpha}{2g} \overline{u_t}^2 \right\}} \cdot \left\{ (1 - \frac{1}{4} K_t) H_t - \frac{3}{2} h_1 + \frac{\alpha}{2g} \overline{u_t}^2 \right\} \quad (1.8)
\end{aligned}$$

と与えられる。ここに、 C_w ：刃型堰の流量係数 ($C_w = 0.6$)であり、接近流速を $\overline{u_t} + \overline{u_r}$ としている。ただし、

$$\eta_t + \eta_r - h_1 < 0$$

のときは $q = 0$ とする。式 (1.8) を用いる場合、越波によって生じるエネルギー損失の評価は流量係数 C_w に含まれる。

(3) カーテンウォール型スリットの下部を通過する流量の算定式

カーテンウォール型 (図-1.1 b)参照) では、スリットの下端より下部を通過する流量 q を求める必要がある。ここでは、カーテンウォール型のスリットを潜りオリフィスと見なし、その流量算定式より q を算定する。

$$\begin{aligned}
q &= C_o \sqrt{2g \left\{ (\eta_t + \eta_r) - \eta_t + \frac{\alpha}{2g} \overline{u_t}^2 \right\}} \cdot (h - h_2) \\
&= C_o \sqrt{2g \left\{ (1 - K_t) H_t + \frac{\alpha}{2g} \overline{u_t}^2 \right\}} \cdot (h - h_2) \quad (1.9)
\end{aligned}$$

ここに、 C_o ：潜りオリフィスの流量係数 ($C_o = 0.6$)である。式(1.9)では、スリット下で生じるエネルギー損失の評価は流量係数 C_o に含まれる。

(4) 計算のフロー

以上のモデルを用いた計算フローを図-1.2 に示す。まず、微小振幅波理論により入射波の諸量を求め、次に q の初期値を与えて式 (1.4), (1.5) より K_t , K_r を求める。計算された K_t , K_r を用いて、式 (1.8) もしくは式(1.9)により再び q を算出し、 q の値が収束するまで繰り返し計算する。最後に、得られた K_t , K_r から式 (1.7) より F_x を求める。

1.2.2 複列スリットのモデル化

樫木・岩田 (1972) の手法に準じれば、複列スリットの K_t , K_r , F_x の計算ができる。まず多重反射系 (図-1.3) として各列のスリットの $K_{t,n}$, $K_{r,n}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) を求め、次いで位相を考慮してこれらを合成することにより、構造物全体としての K_t , K_r を算出する。なお、図-1.3 中の α_n は位相差を表わし、入射波が沖側スリットに到達した時点を基準時 ($n = 0$) として次式で与える。

$$\alpha_n = \cos\left(\frac{2\pi}{L} B \cdot n\right) \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (1.10)$$

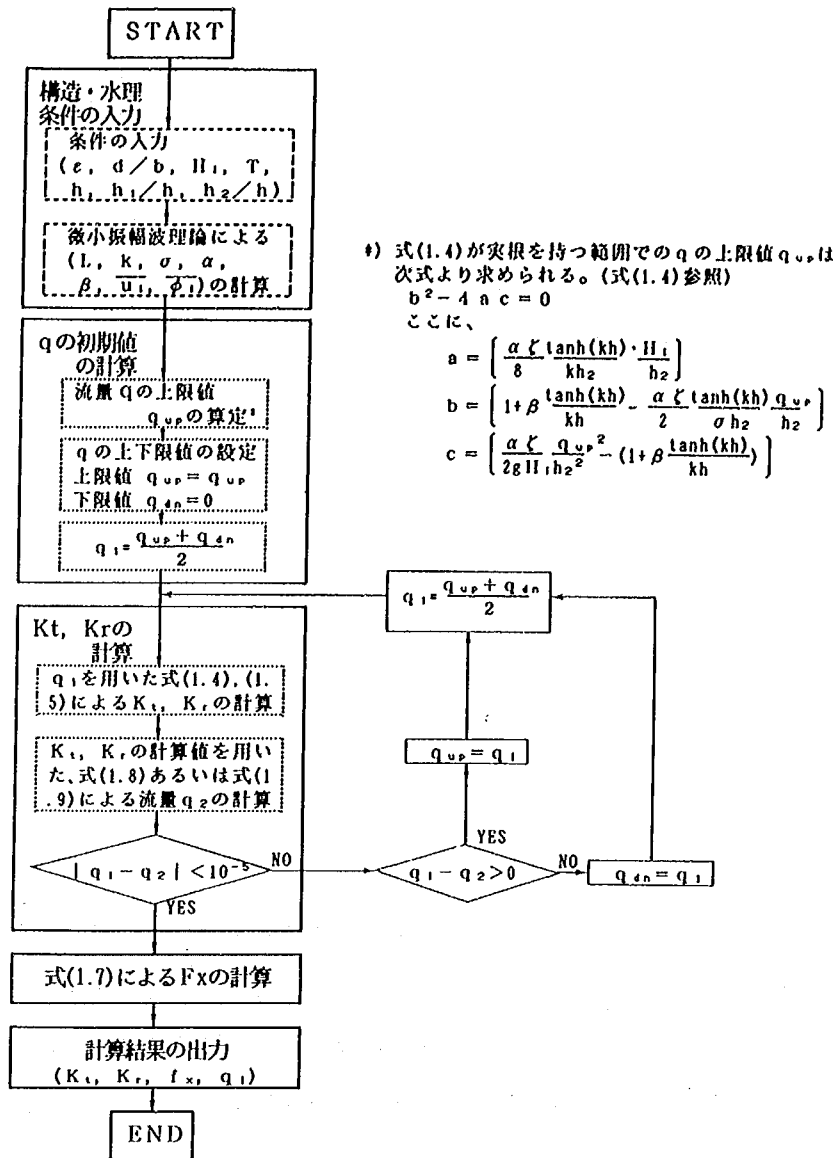


図-1.2 K_t, K_r, f_x の計算フロー

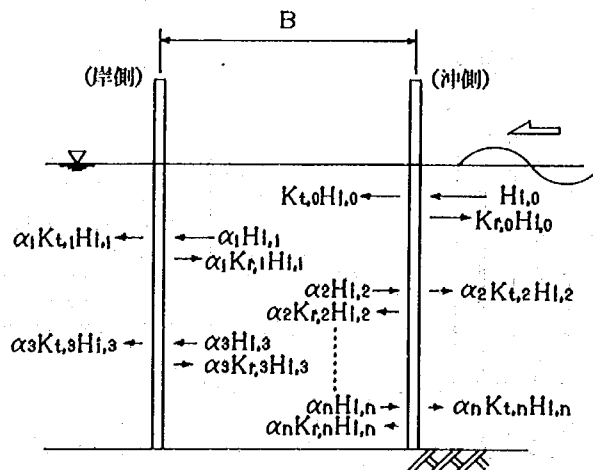


図-1.3 多重反射系のモデル

樺木・岩田 (1972) は、1列スリットとして求まる K_t , K_r を多重反射時の $K_{t,n}$, $K_{r,n}$ にそのまま用いている。しかし、式 (1.4), (1.5) に見られるように K_t , K_r は H_t/h の関数になっているので、多重反射時の波高の変化を考慮して $K_{t,n}$, $K_{r,n}$ を順次求めないと不合理である。そこで、多重反射時の波高変化を次のようにモデル化した。

$$H_{t,n+1} = K_{r,n} H_{t,n} \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (1.11)$$

構造物全体としての K_t , K_r は、透過波高を岸側スリット透過側の合成波高、反射波高を沖側スリット反射側の合成波高とすることにより、次式で与えられる。

$$K_t = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{2n} K_{t,2n} H_{t,2n}}{H_t} \quad (1.12)$$

$$K_r = K_{r,0} + \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{2n} K_{t,2n} H_{t,2n}}{H_t} \quad (1.13)$$

また、各スリットの F_x を式 (1.7) によって計算し、位相を考慮して合成することにより、複列スリットの F_x も算定できる。

1.3 モデルの妥当性の検証

本章では次の手順でモデルの妥当性を検証する。まず、縦スリット模型 (図-1.4) を用いて検証実験を行い、非越波と越波のある場合、および複列スリットで非越波の場合におけるモデルの妥当性を検討する。次に、柱と梁部材から構成される格子型スリット模型 (図-1.4) に関する実験結果より、非越波で着底型 ($h_2 = h$) とカーテンウォール型 ($h_2 < h$) の場合におけるモデルの妥当性を調べる。

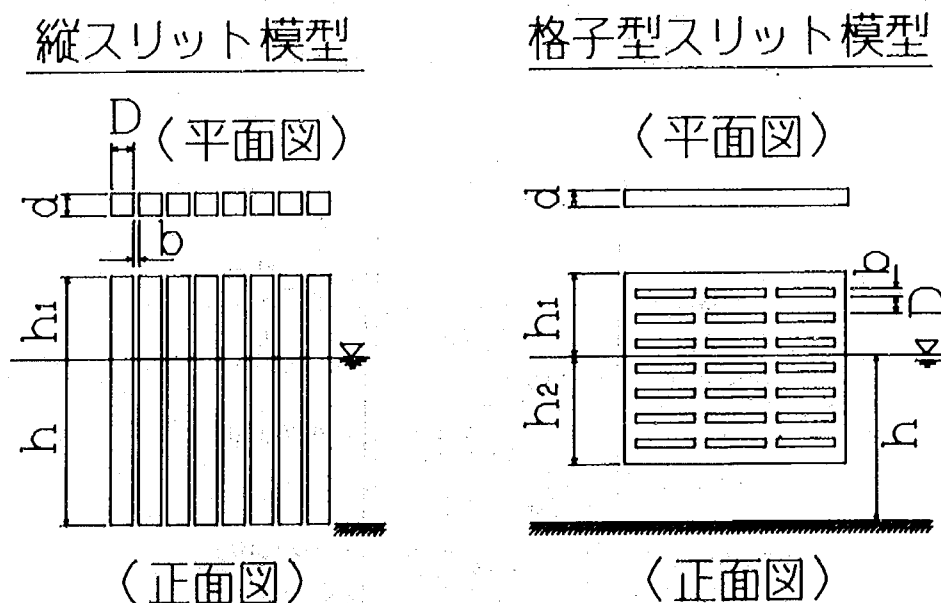


図-1.4 縦スリットと格子型スリットの模型

1.3.1 検証実験の方法

(1) 縦スリット模型を対象とした実験

実験には長さ 52 m、幅 0.6 m の造波水路を用い (図-1.5 参照)、水深 $h = 30$ cm の水平床上に構造物模型を設置した (宇多ほか, 1990 参照)。スリット模型の形状は図-1.4 に示す通りであり、その部材は、部材径 D と壁厚 d の比が $D/d = 1$ の断面を持つ角柱である。空隙の幅 b は、空隙率 $\varepsilon (= b/(D+b))$ が $0.1 \sim 0.5$ となるように変えた。また、1列スリットについて、天端高 h_1 を 3 通り変えた。複列スリットの列数 N は $N = 1, 2$ の 2 ケースとした。スリット模型の構造諸元と水理条件の一覧を表-1.1 に示す。表中の $h_1/h = \infty$ とは非越波の条件である。また、入射波高 H_i は $h = 30$ cm の水平床上での波高である。なお、測定された原データの一覧を表-1.2~1.4 に示す。

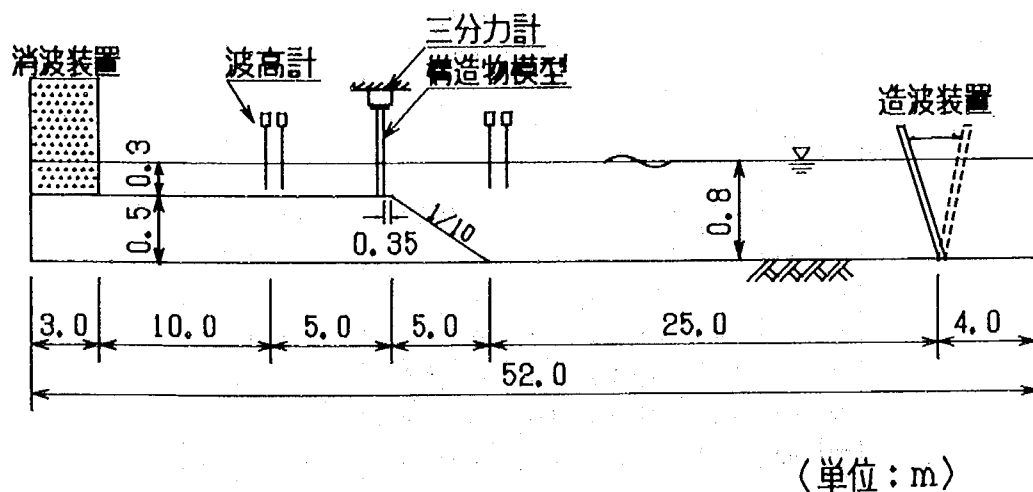


図-1.5 実験装置 (1)

表-1.1 縦スリットの構造条件と水理条件

列数 N		1	2
構造条件	形状	縦スリット	縦スリット
	ε	$0.1 \sim 0.5$	$0.1 \sim 0.3$
	D/h	0.2	0.2
	D/d	1	1
	d/b	$1 \sim 9$	$2.3 \sim 9$
	h_1/h	$0, 0.3, \infty$	∞
	B/h	0	$1 \sim 5$
水理条件	h (m)	0.3	0.3
	H_i/h	$0.33 \sim 0.66$	$0.33 \sim 0.66$
	H_i/L	$0.025 \sim 0.079$	$0.040 \sim 0.079$
	h/L	$0.076 \sim 0.12$	0.12

※ $h_1/h = \infty$: 非越波

表-1.2 1列の縦スリット（非越波の場合）の測定データ

No	ϵ	T (s)	L (cm)	IIi (cm)	IIr (cm)	IIt (cm)	Kt	Kr	f_x (kg/cm)
1	0.1	1.6	253	14.6	8.5	5.1	0.35	0.58	0.281
2	0.1	2.0	326	14.1	7.4	4.9	0.35	0.53	0.293
3	0.1	2.4	397	13.9	7.1	4.9	0.35	0.51	0.299
4	0.2	1.6	253	14.8	5.6	8.4	0.57	0.38	0.189
5	0.2	2.0	326	17.2	5.8	9.6	0.56	0.34	0.208
6	0.2	2.4	397	13.9	4.6	7.9	0.57	0.33	0.203
7	0.3	1.6	253	16.1	4.7	11.1	0.69	0.29	0.138
8	0.3	2.0	326	16.2	4.3	11.1	0.69	0.27	0.146
9	0.3	2.4	397	13.7	2.7	10.2	0.75	0.20	0.140
10	0.5	1.6	253	14.3	2.2	11.3	0.79	0.15	0.081
11	0.5	2.0	326	15.4	2.4	12.2	0.79	0.16	0.082
12	0.5	2.4	397	14.1	0.8	12.7	0.91	0.06	0.087
13	0.1	1.6	253	22.0	12.8	8.1	0.37	0.58	0.437
14	0.1	2.0	326	22.4	9.9	7.7	0.34	0.44	0.462
15	0.1	2.4	397	20.8	9.8	7.1	0.34	0.47	0.450
16	0.2	1.6	253	19.8	7.9	10.4	0.53	0.40	0.291
17	0.2	2.0	326	22.7	7.4	11.7	0.51	0.33	0.324
18	0.2	2.4	397	21.8	6.4	11.7	0.54	0.29	0.319
19	0.3	1.6	253	21.3	6.8	12.8	0.60	0.32	0.228
20	0.3	2.0	326	21.2	5.2	13.1	0.62	0.25	0.228
21	0.3	2.4	397	21.3	9.3	14.5	0.68	0.44	0.248
22	0.5	1.6	253	20.8	4.0	15.3	0.73	0.19	0.146
23	0.5	2.0	326	20.8	3.4	16.3	0.78	0.16	0.145
24	0.5	2.4	397	21.2	1.3	17.2	0.81	0.06	0.159

(2) 格子型スリット模型を対象とした実験

$h_2 = h$ で非越波の実験については建設省土木研究所（1989）に、カーテンウォール型（非越波）の実験については建設省土木研究所（1987）に詳しいので、ここではその概要について述べる。実験水路は、非越波の場合には縦スリットと同じ水路（図-1.5 参照）を、カーテンウォール型の場合には図-1.6 に示す長さ 142 m, 幅 0.6 m の水路を用いた。それぞれの実験における構造条件および波浪条件を表-1.5, 1.6 に示す。なお、カーテンウォール型の場合には、波力に関する測定は行っていない。 $h_2 = h$ で非越波の場合のみについて測定データの一覧を表-1.7 に示す。カーテンウォール型の測定データについては建設省土木研究所（1987）を参照されたい。

1.3.2 エネルギー損失係数

(1) スリットによるエネルギー損失係数に関する理論

近藤・竹田（1983）は、定常流場と振動流場での縦スリットのエネルギー損失係数を比較し、 $\epsilon = 0.3 \sim 0.4$

表-1.3 1列の縦スリット（越波のある場合）の測定データ

h=30cm

No	ε	h_1/h	T (s)	L (cm)	l _{li} (cm)	l _{lr} (cm)	l _{lt} (cm)	Kt	Kr	f _x (kg/cm)
1	0.1	1.0	1.6	253	14.6	8.5	5.1	0.35	0.58	0.281
2	0.2	1.0	1.6	253	14.8	5.6	8.8	0.60	0.38	0.189
3	0.5	1.0	1.6	253	14.3	2.2	11.3	0.79	0.15	0.081
4	0.1	0.3	1.6	253	14.4	7.7	7.0	0.49	0.53	0.227
5	0.2	0.3	1.6	253	13.9	5.3	8.7	0.63	0.38	0.158
6	0.5	0.3	1.6	253	13.9	2.4	11.9	0.86	0.17	0.064
7	0.1	0.0	1.6	253	14.0	5.8	8.4	0.60	0.41	0.167
8	0.2	0.0	1.6	253	13.1	4.0	9.3	0.71	0.31	0.116
9	0.5	0.0	1.6	253	13.3	2.0	11.7	0.88	0.15	0.058
10	0.1	1.0	2.4	397	13.9	7.1	4.9	0.35	0.51	0.299
11	0.2	1.0	2.4	397	13.9	4.6	8.5	0.61	0.33	0.203
12	0.5	1.0	2.4	397	14.1	0.8	12.7	0.91	0.06	0.087
13	0.1	0.3	2.4	397	12.9	7.0	6.2	0.48	0.54	0.240
14	0.2	0.3	2.4	397	13.8	4.6	9.7	0.70	0.34	0.169
15	0.5	0.3	2.4	397	14.5	1.8	14.9	1.03	0.12	0.069
16	0.1	0.0	2.4	397	13.1	4.6	7.9	0.61	0.35	0.155
17	0.2	0.0	2.4	397	13.6	3.5	10.1	0.74	0.26	0.126
18	0.5	0.0	2.4	397	14.4	1.0	13.9	0.96	0.07	0.062
19	0.1	1.0	1.6	253	22.0	2.8	8.8	0.40	0.58	0.437
20	0.2	1.0	1.6	253	19.8	7.9	11.4	0.58	0.40	0.291
21	0.5	1.0	1.6	253	20.8	4.0	15.1	0.72	0.19	0.146
22	0.1	0.3	1.6	253	21.1	9.2	10.9	0.52	0.44	0.325
23	0.2	0.3	1.6	253	21.4	7.2	15.2	0.71	0.34	0.202
24	0.5	0.3	1.6	253	21.7	2.1	17.8	0.82	0.10	0.086
25	0.1	0.0	1.6	253	21.3	8.1	14.0	0.66	0.38	0.204
26	0.2	0.0	1.6	253	21.6	5.7	17.0	0.79	0.27	0.143
27	0.5	0.0	1.6	253	21.8	1.9	18.2	0.84	0.09	0.072
28	0.1	1.0	2.4	397	20.8	9.8	7.1	0.34	0.47	0.450
29	0.2	1.0	2.4	397	21.8	6.4	13.3	0.61	0.29	0.319
30	0.5	1.0	2.4	397	21.2	1.3	15.8	0.75	0.06	0.159
31	0.1	0.3	2.4	397	21.6	9.5	11.5	0.53	0.44	0.365
32	0.2	0.3	2.4	397	23.1	8.2	15.9	0.69	0.35	0.223
33	0.5	0.3	2.4	397	22.1	2.9	18.7	0.85	0.13	0.095
34	0.1	0.0	2.4	397	20.3	5.6	13.0	0.64	0.28	0.209
35	0.2	0.0	2.4	397	21.4	5.0	16.0	0.75	0.24	0.148
36	0.5	0.0	2.4	397	22.3	1.8	18.5	0.83	0.08	0.083

において定常流場のオリフィスマータの理論が振動流場に適用可能なことを示した。しかし、近藤・竹田（1983）にはその成立根拠や、空隙率および部材形状が変化する場合のエネルギー損失係数の取扱い方法は特に触れられていない。ここではまず、縦スリットの諸元との関係においてエネルギー損失係数のモデル化を試みた。

スリットの空隙に流れが流入する場合、一般に流れは急縮時に壁面から剥離する。空隙の長さ（部材の厚

表-1.4 2列の縦スリット（非越波の場合）の測定データ

$T=1.60s$, $L=253cm$

No	ε_1	ε_2	B (cm)	B/L	H _i (cm)	H _r (cm)	H _t (cm)	K _t	K _r	f _x (kg/cm)
1	0.2	0.2	30	0.12	10.9	3.7	4.6	0.47	0.34	0.124
2	0.2	0.2	60	0.24	11.7	3.4	4.4	0.42	0.29	0.132
3	0.2	0.2	90	0.36	9.2	2.6	3.7	0.45	0.28	0.133
4	0.2	0.2	120	0.48	11.2	5.3	4.3	0.42	0.47	0.072
5	0.2	0.2	150	0.59	12.0	4.4	5.0	0.46	0.37	0.114
6	0.2	0.2	30	0.12	18.2	6.6	6.5	0.40	0.40	0.150
7	0.2	0.2	60	0.24	18.4	4.7	6.0	0.36	0.28	0.137
8	0.2	0.2	90	0.36	17.5	5.8	5.3	0.33	0.36	0.137
9	0.2	0.2	120	0.48	17.5	9.0	5.8	0.37	0.55	0.076
10	0.2	0.2	150	0.59	16.1	6.0	6.7	0.46	0.38	0.073
11	0.2	0.2	30	0.12	23.0	8.6	7.1	0.34	0.43	0.168
12	0.2	0.2	60	0.24	23.0	6.5	6.3	0.30	0.33	0.167
13	0.2	0.2	90	0.36	22.8	7.8	6.4	0.31	0.39	0.154
14	0.2	0.2	120	0.48	20.9	9.9	6.6	0.35	0.50	0.107
15	0.2	0.2	150	0.59	22.2	8.8	7.6	0.38	0.44	0.101
16	0.3	0.1	30	0.12	10.3	4.5	3.8	0.36	0.43	0.103
17	0.3	0.1	90	0.36	11.0	3.7	3.7	0.34	0.34	0.089
18	0.3	0.1	150	0.59	10.3	5.4	3.9	0.38	0.53	0.069
19	0.3	0.1	30	0.12	16.7	8.0	5.5	0.33	0.48	0.153
20	0.3	0.1	90	0.36	17.8	6.8	5.4	0.30	0.38	0.134
21	0.3	0.1	150	0.59	17.6	9.3	6.5	0.37	0.53	0.078
22	0.3	0.1	30	0.12	21.6	0.7	6.2	0.29	0.50	0.170
23	0.3	0.1	90	0.36	22.5	8.4	6.1	0.27	0.37	0.123
24	0.3	0.1	150	0.59	21.6	2.6	7.0	0.33	0.59	0.075

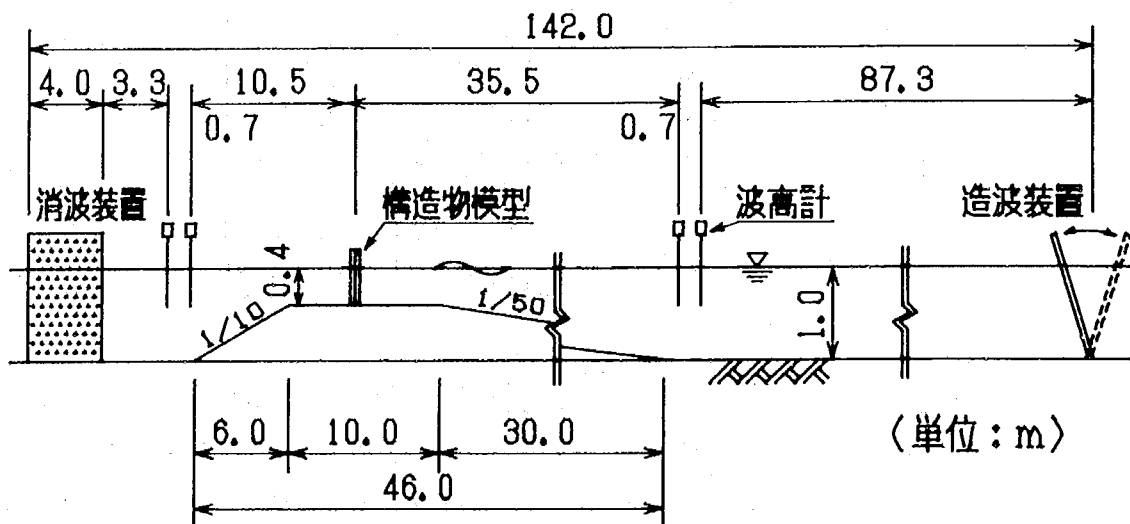


図-1.6 実験装置 (2)

表-1.5 格子型スリットの構造条件と水理条件
(着底型: $h_2 = h$)

構造条件	形状	格子型スリット
	ε	0.1~0.4
	D/h	0.13
	D/d	1
	d/b	0.42~4.44
	h1/h	∞
水理条件	h2/h	1
	h(m)	0.3
	Hi/h	0.33~0.50
	Hi/L	0.021~0.059
	h/L	0.064~0.12

表-1.6 格子型スリットの構造条件と水理条件
(カーテンウォール型: $h_2 < h$)

構造条件	形状	格子型スリット
	ε	0.2~0.4
	D/h	0.075
	D/d	0.75
	d/b	0.67~2
	h1/h	∞
水理条件	h2/h	0.3, 0.5, 0.7
	h(m)	0.4
	Hi/h	0.10~0.40
	Hi/L	0.016~0.060
	h/L	0.075~0.21

表-1.7 格子型スリットの測定データ ($h_2 = h$ の場合)

No	ε	T (s)	L (cm)	Hi (cm)	Hr (cm)	Ht (cm)	Kt	Kr	f_x (kg/cm)
1	0.1	1.6	253	5.2	2.7	1.9	0.36	0.51	0.030
2	0.1	1.6	253	10.6	6.0	3.1	0.29	0.57	0.068
3	0.1	1.6	253	15.7	9.2	5.9	0.38	0.59	0.114
4	0.1	2.0	326	6.1	3.0	2.5	0.41	0.49	0.044
5	0.1	2.0	326	9.4	4.9	3.7	0.39	0.52	0.076
6	0.1	2.0	326	12.8	6.8	5.3	0.41	0.53	0.114
7	0.1	2.8	468	5.6	3.0	2.4	0.42	0.53	0.038
8	0.1	2.8	468	9.9	5.4	3.6	0.37	0.55	0.083
9	0.1	2.8	468	13.8	7.5	4.4	0.32	0.55	0.136
10	0.2	1.6	253	5.2	1.6	3.1	0.61	0.30	0.041
11	0.2	1.6	253	10.5	3.6	5.6	0.54	0.34	0.100
12	0.2	1.6	253	15.4	5.9	8.4	0.55	0.39	0.185
13	0.2	2.0	326	6.1	1.7	3.9	0.64	0.28	0.054
14	0.2	2.0	326	9.4	2.8	5.4	0.57	0.30	0.110
15	0.2	2.0	326	12.5	3.9	7.3	0.59	0.32	0.180
16	0.2	2.8	468	5.8	1.7	3.5	0.60	0.30	0.050
17	0.2	2.8	468	9.8	3.5	5.7	0.58	0.35	0.120
18	0.2	2.8	468	13.8	5.2	7.4	0.54	0.38	0.216
28	0.4	1.6	253	5.0	1.0	4.4	0.88	0.20	0.025
29	0.4	1.6	253	10.2	2.0	8.6	0.85	0.20	0.055
30	0.4	1.6	253	15.1	3.2	11.1	0.74	0.21	0.089
31	0.4	2.0	326	6.0	0.9	5.4	0.90	0.15	0.032
32	0.4	2.0	326	9.3	1.3	8.6	0.92	0.14	0.054
33	0.4	2.0	326	12.5	1.8	11.1	0.83	0.14	0.081
34	0.4	2.8	468	5.8	1.0	4.8	0.84	0.18	0.027
35	0.4	2.8	468	9.8	1.8	8.8	0.90	0.18	0.051
36	0.4	2.8	468	13.7	2.5	11.4	0.83	0.19	0.089

さ) が空隙幅に比べて長い場合には、剥離した流れは空隙内の壁面に再付着し、さらに空隙から流出する際には急拡により再び剥離が生ずる(図-1.7 a))。この場合、スリット通過によるエネルギー損失係数 ζ_s は急縮と急拡による損失の和として次式で求められる。

$$\zeta_s = \frac{(1-C_a)^2}{\epsilon^2 C_a^2} + \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^2} \quad (1.16)$$

ここに、 C_a は縮脈係数である。一方、空隙の長さが空隙幅に比べて短い場合、流入時に剥離した流れは再付着することなく透過側へ流下する(図-1.7 b))。この場合の流れは管路に設けられたオリフィスメータでの流れとみなすことができ、 ζ_s は次式で求められる。

$$\zeta_s = \left[\frac{1}{\epsilon C_a} - 1 \right]^2 \quad (1.17)$$

これは、近藤・竹田(1983)が用いた形の損失係数である。式(1.16)、(1.17)中の C_a は次式で与えられる。

$$C_a = 0.6 + 0.4\epsilon^2 \quad (1.18)$$

(2) ζ のモデル化

1列の縦スリットの実験結果(非越波の場合)を用いて、計算値が K_t および F_x の測定値と最もよく適合するよう式(1.4)の ζ を逆算し、波形勾配 H_i/L ごとに ζ を分類して図-1.8に示す。図には式(1.16)、(1.17)

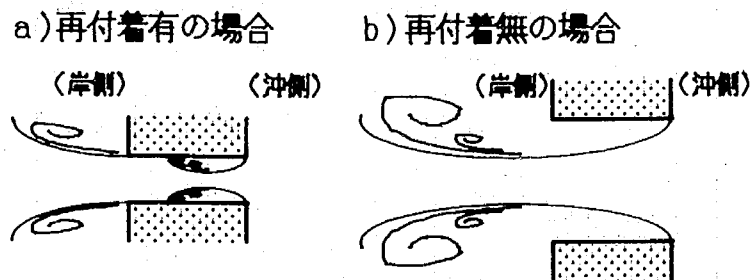


図-1.7 スリットの間隙を通過する流れの模式図

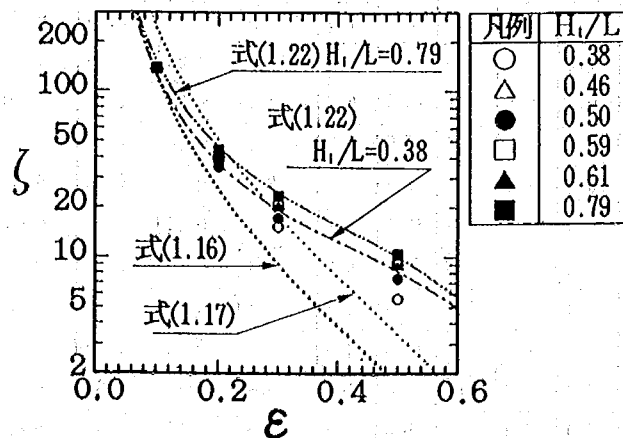


図-1.8 エネルギー損失係数の比較

より求まる δ を点線で示す。逆算された δ は、 $\varepsilon = 0.1$ 付近では式 (1.16) と、 $\varepsilon = 0.3$ 付近では式 (1.17) と一致する。Blevins (1984) は、 $Re (= Vb/\nu, V: \text{空隙部の流速}, \nu: \text{動粘性係数})$ が 4×10^3 以上となる乱流状態では、管路の急縮部における噴流の再付着長 ℓ と空隙幅 b の比 ℓ/b が 6~12 になることを示した。本実験では、 $\varepsilon = 0.1$ の条件で $d/b = 9$ となることから、空隙内で噴流が再付着できるほぼ限界の条件にあったと言える。すなわち、 $\varepsilon = 0.1$ のケースでは再付着を生じるので、 δ は式 (1.16) と一致したと考えられる。これに対し、 ε が 0.1 より大きくなると再付着が生じなくなり、その結果 δ は式 (1.17) に徐々に近づいたと考えられる。また、近藤・竹田 (1983) も $\varepsilon = 0.3 \sim 0.4$ のとき、非定常流場のエネルギー損失係数が式 (1.17) で与えられることを示している。近藤・竹田の実験の d/b は 0.89~2.65 と再付着の生じない範囲にあることから、再付着が生じないとエネルギー損失係数が式 (1.17) で与えられることを裏付けている。ところで、スリットの間隙内で再付着を生じるのなら、連続条件よりスリット間隙内の流速 V は透過側の流速 $\overline{u_t}$ と

$$\overline{u_t} = \varepsilon V \quad (1.19)$$

の関係を持つはずである。そこで、次式により定義される縮脈係数 C_a を用い、 V の測定値と $\overline{u_t}$ の関係を調べてみた。

$$C_a = \frac{\overline{u_t}}{\varepsilon V} \quad (1.20)$$

ここで、 V にはスリット岸側面より 6 mm 岸側の静水面下 10 cm の位置でレーザー流速計により測定した間隙中央の最大流速を用いた。また、 $\overline{u_t}$ は微小振幅波理論より次式で計算した。

$$\overline{u_t} = \frac{g}{\omega h} (\tanh kh) K_1 \frac{H_1}{2} \quad (1.21)$$

$h/L = 0.12$ の条件下での C_a と ε の関係を図-1.9 に示す。 $\varepsilon = 0.1, 0.2$ のケースでは、 C_a は 1 に近く、式 (1.20) がほぼ成立して再付着を生じていることが裏付けられる。一方、 $\varepsilon = 0.5$ のケースでは、 C_a は式 (1.18) より求まる C_a に近く、縮脈がスリットの間隙外でも生じている (図-1.7 b) 参照) ことがわかる。

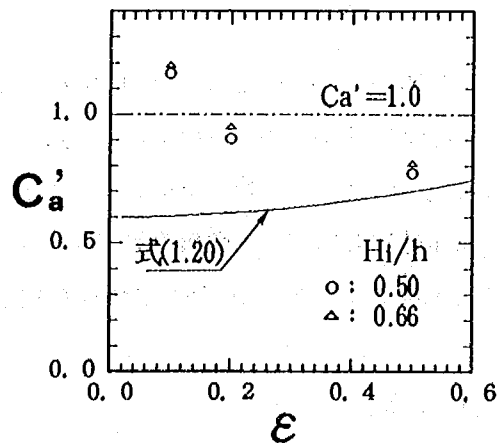


図-1.9 C_a と ε の関係 (縦スリット: $h/L = 0.12$)

再び図-1.8を参照したとき、 ϵ が0.3より大きくなると、 H_i/L の増加に伴い ζ の値が増大し、式(1.17)で与えられる ζ との差が徐々に広がる傾向がある。しかし、その場合でも H_i/L が小さければ式(1.17)の ζ と ζ との差はそれほど大きくない。このことは、 H_i/L が大きく流体運動の非定常性が強くなると、定常流の場合よりエネルギー損失が大きくなることを示している。急縮流れでは物体の前面に死水域が形成される。非定常流の場合にはこの死水域が発生・消滅を繰り返すので、非定常流の方がより大きなエネルギー損失を生じると考えられる。以上より、角柱からなる縦スリットの ζ は、 ϵ 、 d/b および H_i/L により支配されることが明らかであり、本実験では ϵ と d/b は従属関係にあることを考慮して、式(1.17)を基本としてデータと合うように関係式を求めると次式が得られた。

$$\begin{aligned}\zeta &= \left[\frac{1}{\epsilon(1.3\epsilon^2 - 1.5\epsilon + 1)} - 1 \right]^{(2+20H_i/L)(d/b)\epsilon^2} \\ &= \left[\frac{1}{\epsilon(1.3\epsilon^2 - 1.5\epsilon + 1)} - 1 \right]^{(20+20H_i/L(1-\epsilon)\epsilon)}\end{aligned}\quad (1.22)$$

1.3.3 縦スリットを用いた実験によるモデルの検証

(1) 非越波の場合

1列の縦スリットについて、非越波の場合における実験値と計算値を比較する。まず、全実験データを h/L ごとに分類し、 K_t 、 K_r および無次元水平波力 $f_x (= F_x/(h w_o H_i))$ の計算値と実験値を図-1.10に示す。計算値の一部で K_r が実験値よりわずかに大きいものの、実験と計算の K_t 、 K_r 、 f_x は良く一致する。また、 H_i/h による K_t 、 K_r 、 f_x の変化も計算により良く再現されている。 ϵ で区別せずに実験値と計算値をまとめると図-1.11となる。 K_r は10～20%ほど計算値の方が大きいものの、計算値と実験値は全体的に良く対応し、非越波の場合における本モデルの妥当性が確認される。

本モデルでは入射波と透過波に位相差がないと仮定して両者のピーク位相時の諸元により計算を行っているが、実験によるとスリット直前の水位と水平波力のピーク位相は一致しており、さらに計算値と実験値とが良く一致したことから、上述の仮定はほぼ満足されていることが確認される。

(2) 越波のある場合

$H_i/h = 0.5$ 、 $h/L = 0.12$ の条件下で求めた、1列の縦スリットの K_t 、 f_x と h_i/h の関係を図-1.12に示す。実験値は、 h_i/h が大きくなると越波が生じなくなるので、 K_t 、 f_x は一定値に近づく。この傾向は計算でも良く再現されている。 K_t 、 K_r 、 f_x の実験値と計算値を h/L ごとに分類すると図-1.13となる。非越波の場合と同様に越波のある場合でも全体に計算値と実験値の対応は良好である。実験値と計算値をまとめて図-1.14に示す。図より、越波のある場合においても計算値と実験値の対応は良く、本モデルの妥当性が確認される。

(3) 2列配置の複列スリットの場合 (非越波)

2列配置のスリットについて、スリット間隔 B と波長 L の比 B/L を横軸にとり K_t 、 K_r 、 f_x を図-1.15に示す。ここで、スリットの空隙率は $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.2$ と $\epsilon_1 = 0.3$ 、 $\epsilon_2 = 0.1$ (添字は沖からの列番号)であ

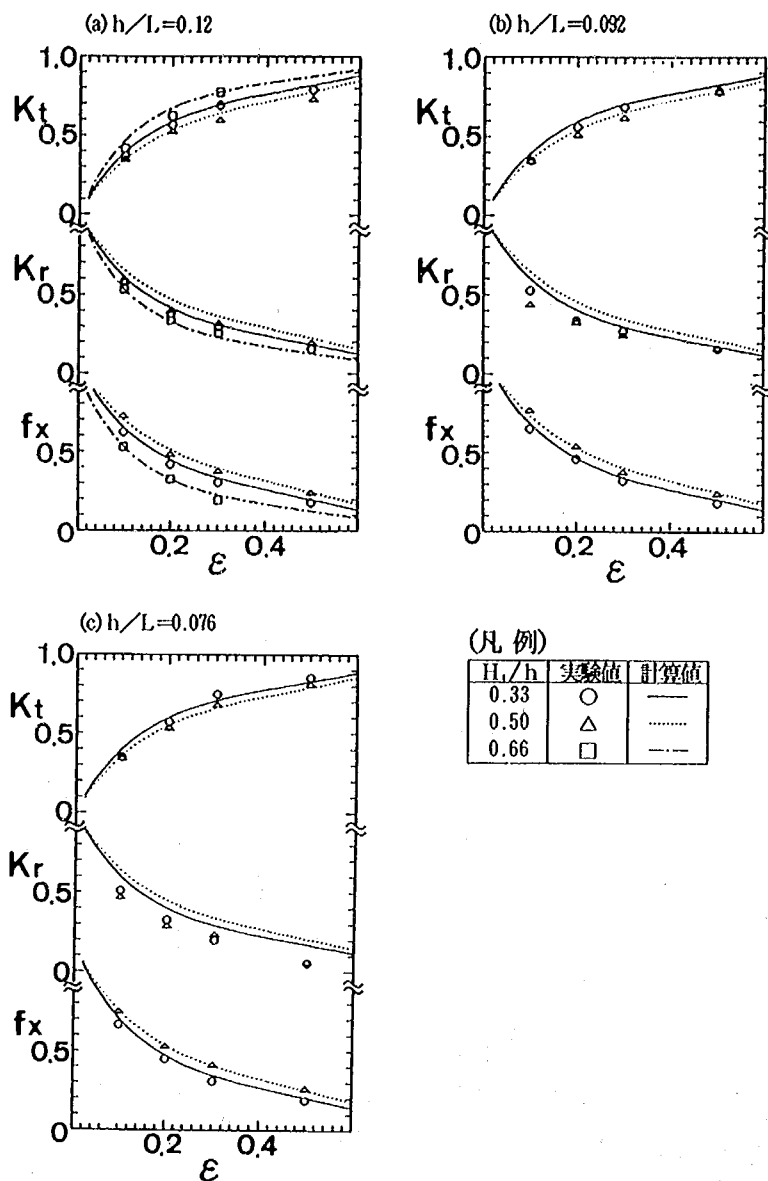


図-1.10 K_t , K_r , f_x と ε の関係 (縦スリット：非越波の場合)

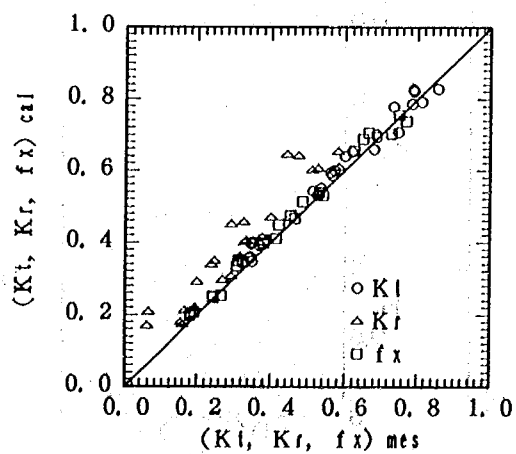


図-1.11 K_t , K_r , f_x の実験値と計算値の比較 (縦スリット：非越波の場合)

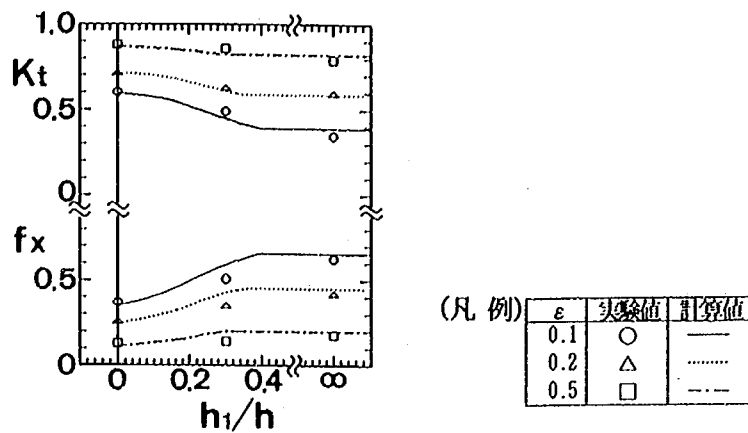


図-1.12 K_t , f_x と h_1/h の関係
(縦スリット: $H_i/h = 0.5$, $h/L = 0.12$)

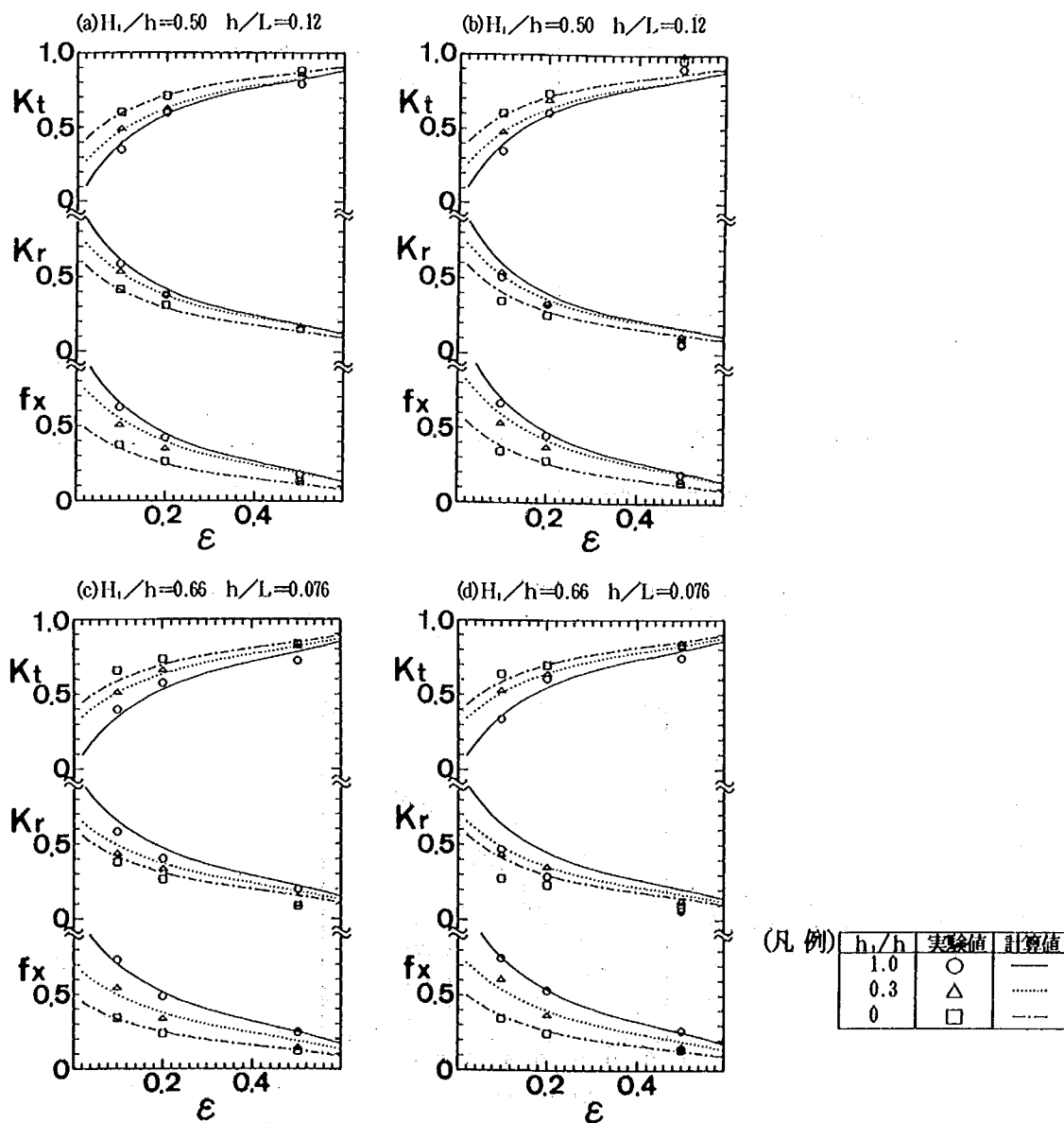


図-1.13 K_t , K_r , f_x と ε の関係 (縦スリット)

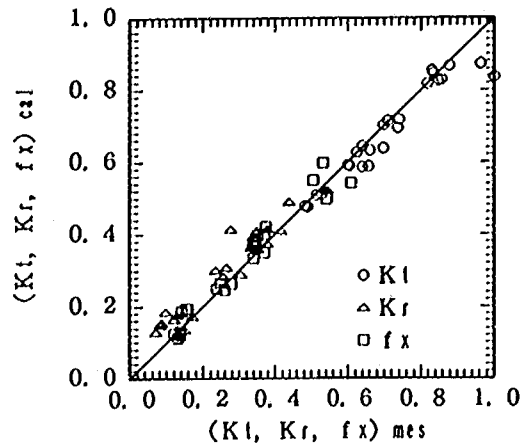


図-1.14 K_t , K_r , f_x の実験値と計算値の比較 (縦スリット)

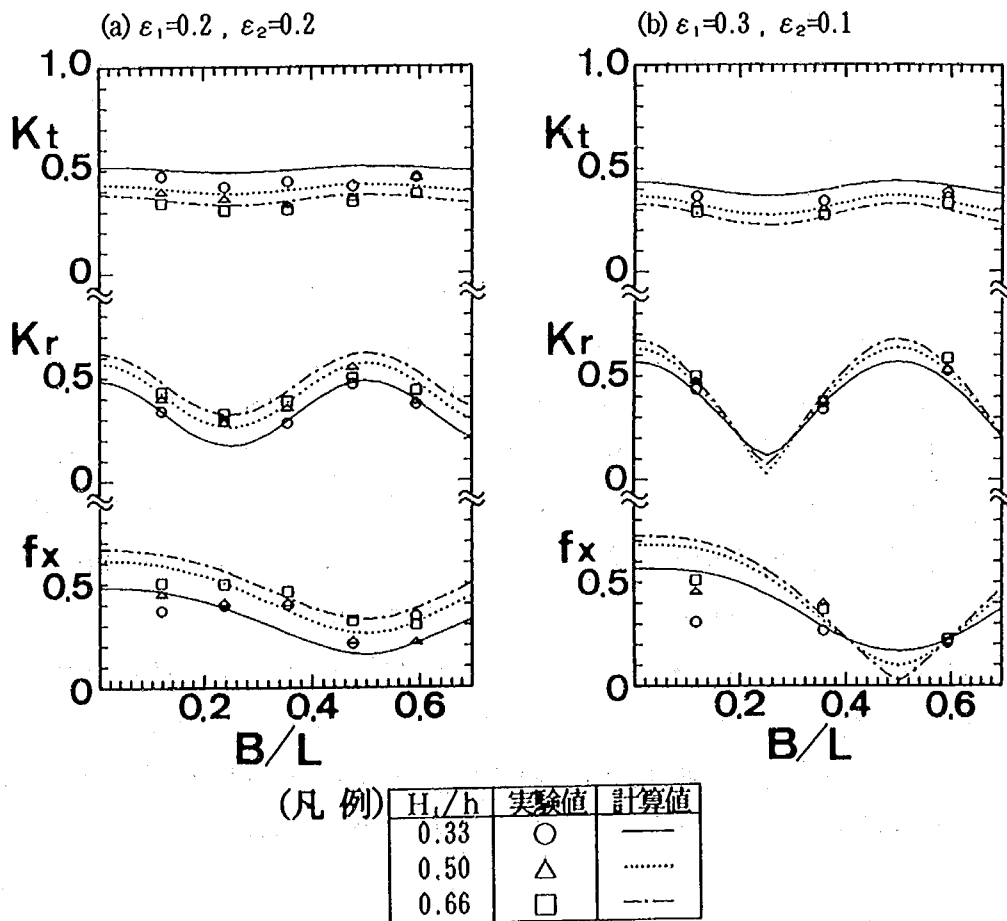


図-1.15 2列スリットの K_t , K_r , f_x と B/L の関係
(縦スリット, 非越波の場合: $H_t/h = 0.5$, $h/L = 0.12$)

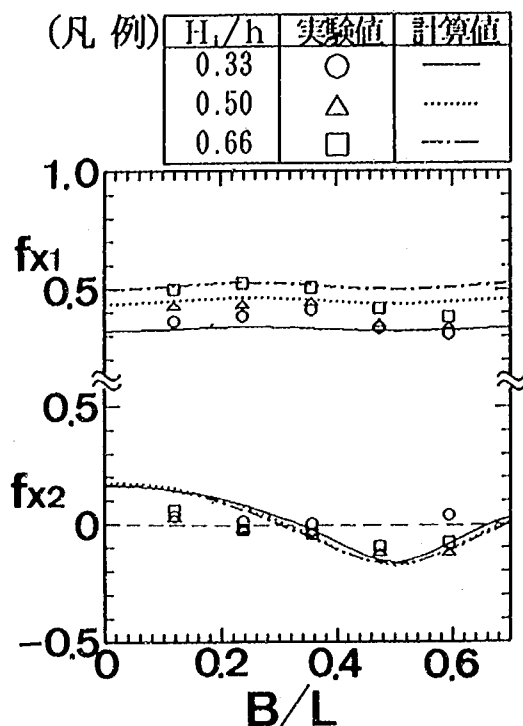


図-1.16 f_{x1} , f_{x2} と B/L の関係
(縦スリット, 非越波の場合:
 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.2$, $h/L = 0.12$)

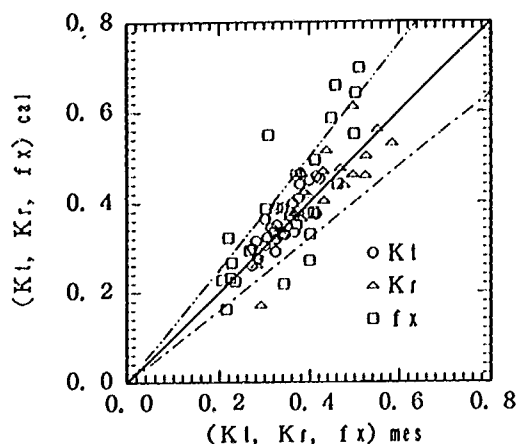


図-1.17 2列スリットの K_t , K_r , f_x の
実験値と計算値の比較
(縦スリット, 非越波の場合)

り, $h/L = 0.12$, 非越波の条件である。空隙率の組合せに係わらず, K_t , K_r は $B/L = 0.25$, 0.5 でそれぞれ極小値, 極大値をとる。これは, 榎木・岩田 (1972) の結果と同様である。また, f_x は $B/L = 0.5$ で極小値をとる。 K_t , K_r , f_x とともに計算値と実験値の対応は良い。ただし, f_x については $B/L < 0.1$ になると計算値が実験値よりもかなり大きくなる。そこで, 沖から1列目および2列目のスリットに作用する各々の波力測定値より, f_x 最大時の無次元水平波力 f_{x1} , f_{x2} を求め, f_{x1} , f_{x2} と B/L の関係を図-1.16 に示す。1列目スリットに作用する波力 f_1 は計算値と実験値がほぼ一致するものの, 2列目スリットに関しては B/L が小さくなると計算値が過大となる。これはスリット間隔がかなり狭くなると, 沖側スリットを通過した流れの混合域内に岸側スリットが位置するようになり, 2列目を独立したスリットとして取扱うことができなくなるためである。また, B/L が0に近づくと, 2列のスリットと1列のスリットの作用全波力はほぼ等しくなると考えられる。以上のことから, 複列スリットで, $B/L < 0.1$ の条件に本モデルは適用できないと言える。

次に, 2列スリットの全ケースについて, K_t , K_r , f_x の実験値と計算値を図-1.17 に示す。図中には誤差 $\pm 20\%$ の範囲を鎖線で示した。 B/L が小さいと f_x の精度が劣るため, f_x には誤差 $\pm 20\%$ を越えるものが見られるものの, 全体としては計算値は実験値に対して $\pm 20\%$ の誤差範囲にある。したがって複列スリットに関しても本モデルは適用可能なことが分かる。

1.3.4 格子型スリットを用いた実験によるモデルの検証

(1) 非越波の場合

本研究で用いた格子型スリット模型は、梁部材の占める面積が柱部材が占める面積よりもかなり大きく、横スリットに近い構造を有する。そこで、格子型スリットを対象とした計算では、柱部分を無視して横スリットとして扱うことにした。ここでは、横スリットと縦スリットのエネルギー損失は等しいと仮定して、式(1.23)の近似式をそのまま用いて格子型スリットのエネルギー損失係数 ξ を求めた。非越波の条件の全ケースについて、 h/L ごとに分類して、 ε と K_t 、 K_r 、 f_x の関係を図-1.18に示す。ただし、 $\varepsilon = 0.1$ で

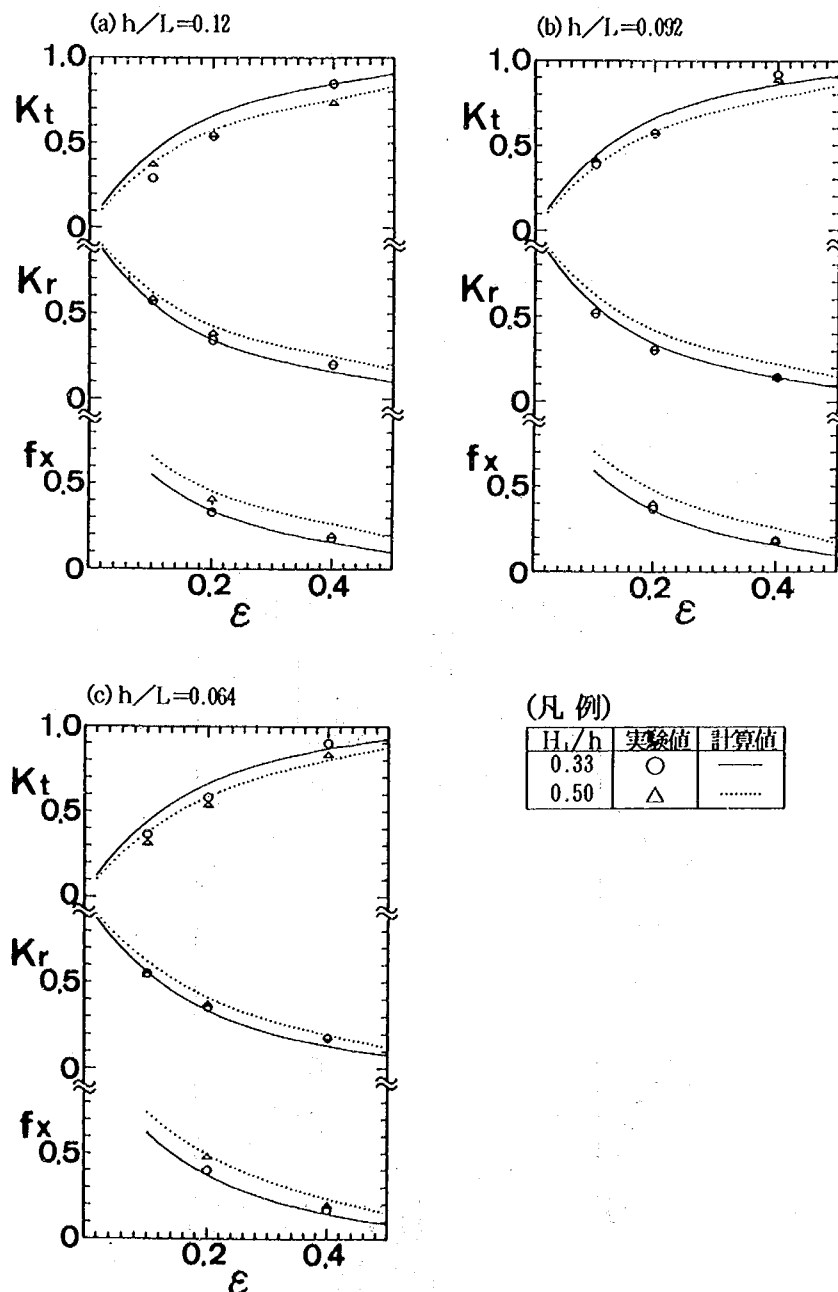


図-1.18 K_t 、 K_r 、 f_x と ε の関係
(格子型スリット、 $h_2 = h$ で非越波の場合)

は f_x の測定精度に問題があったので実験値を除いた。 K_t は $\varepsilon = 0.1 \sim 0.2$ の範囲で実験値より計算値が大きい。宇多ほか (1990) によると、横スリットでは同じ諸元の縦スリットに比べると、エネルギー損失の効率がやや高いことが報告されている。すなわち、縦スリットと横スリットではどがわずかに異なることが示唆される。この点が、横スリットでは K_t の計算値がやや大きくなる原因と推定される。しかし、全体的に計算値と実験値の対応は良く、本モデルによれば格子型スリットの K_t 、 K_r 、 f_x を算定できる。

(2) カーテンウォール型の場合 (非越波)

カーテンウォール型の格子型スリットで $H_t/h = 0.3$ 、 $h/L = 0.11$ (非越波) の条件について、 K_t 、 K_r と h_2/h の関係を図-1.19 に示す。 h_2/h が小さくなるとスリット下端と水路床との間を通過する流量が大きくなるので、 K_r は小さくなり、 K_t は大きくなる。定量的にみると、 ε が小さいケースでは h_2/h による K_t 、 K_r の変化が計算でやや小さいものの、定性的には実験値の変化傾向が計算により良く再現されている。

次に、波浪条件ごとに K_t 、 K_r の実験値と計算値を図-1.20 に示す。全体的に ε が小さい場合に、計算値と実験値の対応は良くない。また、 h_2/h が大きくなると両者の一致度が低くなる。これは、 h_2/h が大きくなると、オリフィスの流量公式が適合しにくくなるためと考えられる。さらに、 $h/L = 0.14$ の場合には K_t の計算値は実験値よりもかなり大きく、逆に K_r の計算値は実験値よりも小さい。これは、 h/L が大きくなると波動エネルギーが水面付近に集中するようになるため、鉛直方向に平均化した諸量を用いる本モデルが適用できなくなるためと考えられる。したがって、カーテンウォール型の構造物に本モデルを適用できるのは、 h/L が小さく、かつ h_2/h が比較的小さい条件に限られる。

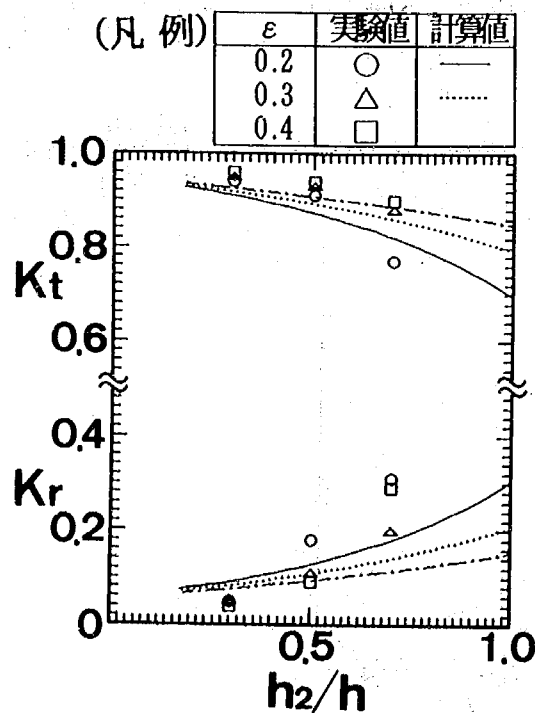


図-1.19 K_t 、 K_r と h_2/h の関係
(格子型スリット、カーテンウォール型(非越波) : $H_t/h = 0.3$, $h/L = 0.11$)

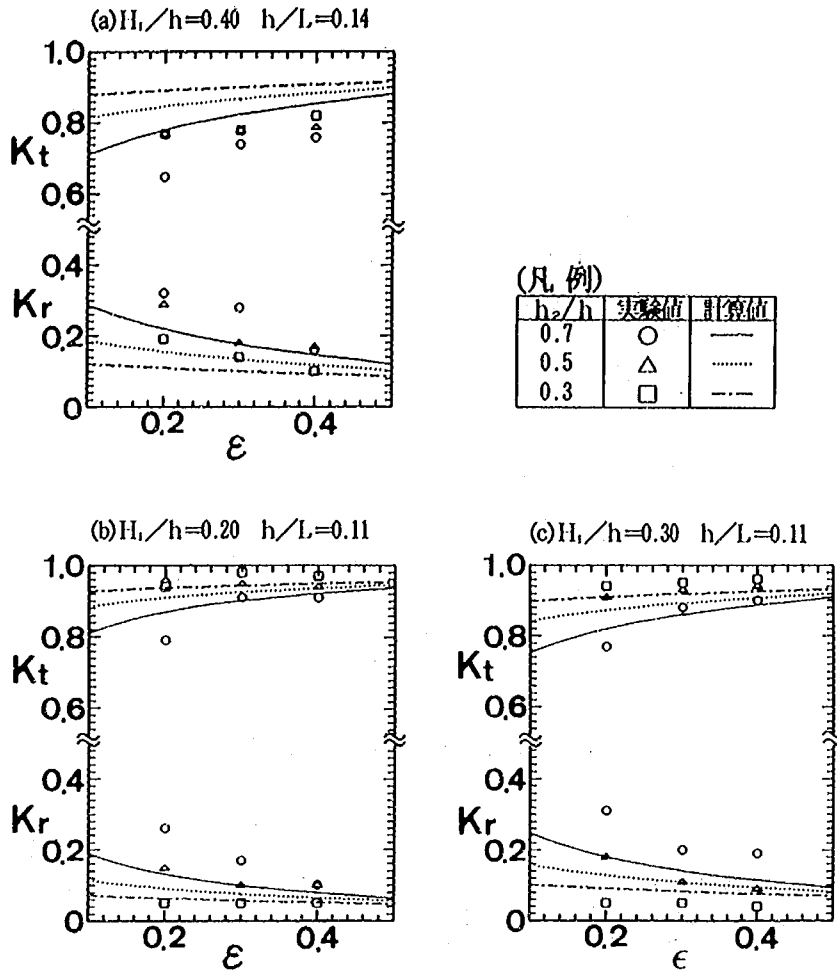


図-1.20 K_t , K_r , f_x と ϵ の関係
(格子型スリット, カーテンウォール型(非越波))

1.4 構造物諸元の最適化の検討

1.4.1 1列スリットの空隙率と天端高の組合わせ

消波構造物を設計するには、高い消波性能のもとで作用波力を極力小さくすることが必要とされる。ここではまず、1列スリットを取り上げ、消波性能と作用波力の観点より最適な空隙率と天端高の選定法について述べる。式 (1.4), (1.7) から明らかなように、 K_t , f_x はともに h_1/h , ϵ , h/L および H_i/h に支配される。したがって、 h/L , H_i/h が固定される場合には、 ϵ と h_1/h による K_t , f_x の変化を調べれば良い。一例として $H_i/h = 0.33$, $h/L = 0.09$ の場合について、 ϵ , h_1/h と計算により求めた K_t , f_x の関係を図-1.21 に示す。この図より、 K_t を一定とした場合の h_1/h と ϵ の組み合わせを求め(図中の●印)、それらの組み合わせの中で f_x が最も小さくなる条件を選択すれば良い。この例では、 h_1/h を小さくする方が同じ透過率でも波力を小さくできることが分かる(図中の▲印)。このように、本モデルにより種々の条件下で h_1/h と ϵ の最適な組み合わせを求めることができる。

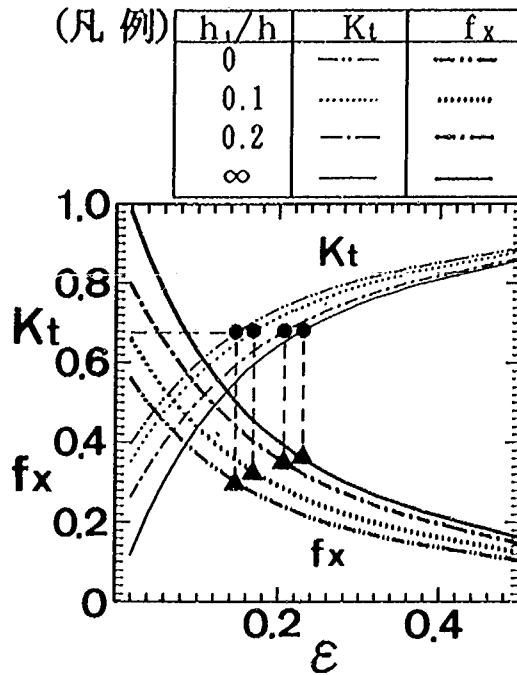


図-1.21 構造諸元の最適化の例 (1列スリット)

1.4.2 3列スリットの空隙率の組み合わせ

スリット式構造物は、安定な構造とするためにしばしば3列配置として設計される。このような3列スリットの空隙率の組み合わせについて、萩原ほか(1988)は K_r を低減するには ε を沖から岸に向かい漸減させると良いことを示した。しかし、この研究は消波効果と作用波力の両者の観点から空隙率の組み合わせを検討したものではない。そこで、ここでは3枚スリットの ε の組み合わせが K_t 、 K_r 、 f_x に及ぼす影響を計算により検討した。本モデルを用いた試算によっても、 $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3$ の条件が合理的なことは明らかなので、 $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2 \geq \varepsilon_3$ を前提とした。ここでは、 B'/L (B' : 1列目と3列目のスリットの間隔)を一定とし、スリット間隔が等間隔の条件で ε の組み合わせを調べた。また、 B' はあまり大きくすると実用的でなく、かつ本モデルは B'/L が小さいと適用できないことから、ここでは $B'/L = 0.2$ と 0.4 を検討対象とした。検討ケースは、 $K_t = 0.33$ 、 0.50 となる ε の組み合わせの中から、それぞれ表-1.8 に示す4ケースを採用した。ケース1は $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ 、ケース2は $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ 、ケース3は $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 > \varepsilon_3$ 、ケース4は $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3$ の条件である。

$H_i/h = 0.33$ 、 $h/L = 0.12$ の条件について、 $B'/L = 0.2$ 、 0.4 の場合の K_r 、 f_x の計算結果を表-1.8 に示す。これによると、 $B'/L = 0.2$ で K_t が等しい場合には f_x にあまり差はない。これに対し、ケース1、2の K_r はケース3、4の K_r に比較してかなり大きい。ケース1では ε_1 が小さいため沖側スリットからの反射率が高くなり、またケース2では ε の小さな中央スリットからの反射を ε の大きい沖側スリットが抑制できないために上記の結果が得られたと考えられる。次に $B'/L = 0.4$ に関しては、 $K_t = 0.50$ となる組み合わせでは各ケースの K_r 、 f_x にはほとんど差が見られない。一方、 $K_t = 0.33$ の場合には K_r は前述の理由によりケース4、3、1、2の順に大きく、 f_x はケース3、4で小さい。これは、 $B'/L = 0.4$ の場合、1列目と3列

表-1.8 3列スリットの ε の組み合わせによる K_r , f_x の変化
($H_i/h = 0.33$, $h/L = 0.12$)

case	ε_1	ε_2	ε_3	$B'/L=0.2$			$B'/L=0.4$		
				K_t	K_r	f_x	K_t	K_r	f_x
1	0.16	0.16	0.16	0.33	0.40	0.58	0.33	0.32	0.44
2	0.50	0.12	0.12		0.33	0.60		0.35	0.49
3	0.25	0.25	0.10		0.21	0.56		0.31	0.32
4	0.30	0.20	0.10		0.22	0.57		0.27	0.36
1	0.27	0.27	0.27	0.50	0.25	0.44	0.50	0.21	0.30
2	0.50	0.22	0.22		0.21	0.44		0.23	0.32
3	0.35	0.35	0.20		0.16	0.43		0.22	0.24
4	0.40	0.30	0.20		0.17	0.43		0.21	0.26

目スリットの位相差が大きく、全波力最大時に3枚目スリットの波力が負となるため、 ε_3 を小さくすることが有効に働くためである。結局、消波効果を高くし、かつ作用波力を小さくするには、空隙率を $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2 > \varepsilon_3$ と沖側から漸減させれば良いことが分かる。

1.5 結論

- ① 角柱スリットでは、スリットの厚さと空隙率の関係より、急縮時に剝離した流れが空隙内で再付着するかどうか判別される。再付着が生じないほどにスリット厚の薄い場合のエネルギー損失係数には、定常流におけるオリフィスマーターの理論式が、再付着するほどに厚い場合には急縮と急拡を合成した定常流に関する理論式が適合可能である。ただし、 ε が大きくなると非定常性の影響が大きくなるために、定常流の理論式はエネルギー損失を過小評価する。
- ② 刃形堰の越流公式から求めた越波流量を連続式に含めることにより、低天端で越波のある場合にも K_t , K_r , f_x を算定できるモデルを初めて開発した。さらに、カーテンウォール型の場合には、スリット下端より下部を通過する流量を潜りオリフィスの流量公式より求めて連続的に考慮することにより、 h/L と h_2/h が小さい場合に本モデルが適用できることを示した。開発されたモデルによれば、種々の構造諸元を有するスリット式構造物に対して K_t , K_r , f_x を算定できる。
- ③ 本モデルにより、1列スリットの最適な空隙率と天端高の選択手法(図-1.21 参照)が示された。
- ④ 消波効果と作用波力の両者の観点から空隙率の最適な組み合わせを検討した結果、3列スリットでは、 $\varepsilon_1 \geq \varepsilon_2 > \varepsilon_3$ と沖側から空隙率を漸減させれば消波効果を高くし、かつ作用波力を小さくできることが判明した。

参 考 文 献

- 宇多高明・小俣 篤・川村哲也(1990):スリット型消波構造物の消波および波力特性に関する実験的研究, 土木研究所資料, 第2891号, 54 p.
- 角野昇八・小田一紀(1985):任意断面柱体列周辺波動場の境界値問題解析, 第32回海岸工学講演会論文集,

pp. 589～593.

建設省土木研究所河川部海岸研究室(1987)：海域制御構造物の開発に関する共同研究報告書(1)，土木研究所資料，第 2454 号，173 p.

建設省土木研究所河川部海岸研究室(1989)：海域制御構造物の開発に関する共同研究報告書(9)，土木研究所資料，第 2788 号，209 p.

建設省土木研究所河川部海岸研究室(1991)：海域制御構造物の開発に関する共同研究報告書(12)，共同研究報告書，第 48 号，140 p.

近藤俣郎・竹田英章 (1983)：消波構造物，森北出版，275 p.

榎本 亨・岩田好一郎 (1972)：透過性構造物による波の変形について，第 19 回海岸工学講演会論文集，pp. 199～206.

榎本 亨・岩田好一郎 (1973)：多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性に関する二，三の考察，土木学会論文報告集，第 220 号，pp. 53～63.

萩原運弘・藤原隆男・宇多高明 (1988)：スリット型海域制御構造物の透過率，反射率および全波力の解析，第 35 回海岸工学講演会論文集，pp. 532～536.

服部昌太郎 (1971)：多孔壁式防波堤の水理特性，第 18 回海岸工学講演会論文集，pp. 115～120.

林 泰造・服部昌太郎・白井増次郎 (1966)：透過性鋼管防波堤の水理，第 13 回海岸工学講演会講演集，pp. 97～101.

堀口孝男・布施敏一郎・上原正晴 (1977)：両面多孔壁消波構造の水理解析，第 24 回海岸工学講演会論文集，pp. 276～280.

Blevins, R. D. (1984)：Applied Fluid Dynamics Handbook, Van Nostrand Reinhold Co., 558p.

第2章 横スリット近傍の渦運動に関する 実験的検討

建設省土木研究所海岸研究室 室 長 宇 多 高 明
" 研 究 員 小 俣 篤
" 元部外研究員 川 村 哲 也
(現 飛島建設(株)技術企画部)

2.1 まえがき

スリット式消波構造物では、部材形状と空隙率が同一の場合、作用波力はほぼ同等であるにもかかわらず、縦スリットよりも横スリットの方がエネルギー損失量が大きく消波効果が高い（宇多ほか，1990）。しかし、このようにスリットの方向によりエネルギー損失量がかなり大きく変化する理由については十分明らかにされていないのが現状である。そこで、本研究ではレーザー流速計により縦・横スリット近傍の流速測定を行い、渦運動を調べることで縦・横スリットのエネルギー逸散機構の比較検討を試みる。

2.2 実験方法

実験には、図-2.1 に示す長さ 52 m、幅 0.6 m の造波水路を用い、水深 $h = 30$ cm の水平床上に模型を設置した。模型は、第 1 章で述べた実験と同一の空隙率 ($\epsilon = 0.2$) を持った縦・横スリットである（図-2.2）。

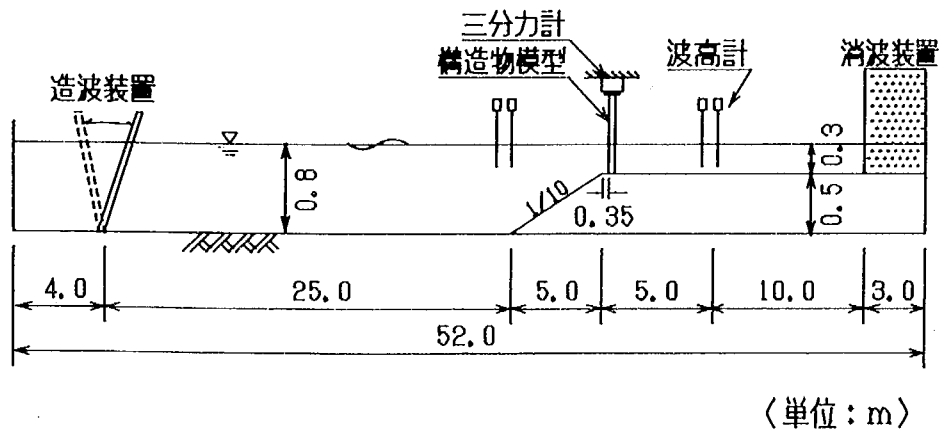


図-2.1 実験水路

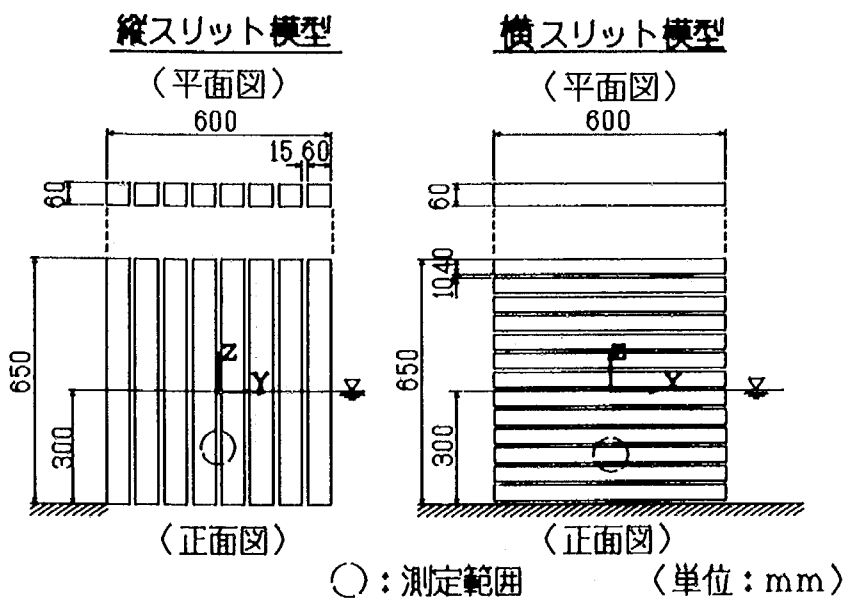


図-2.2 縦・横スリット模型

入射波の条件は周期が $T = 1.6\text{ s}$, $h = 30\text{ cm}$ での波高が $H_i = 15, 20\text{ cm}$ である。また、流速測定には光ファイバー式レーザー流速計(プローブ焦点距離: 30 mm)を用い、 100 Hz のサンプリング間隔で 2048 個のデータを取得した。座標系としては、構造物の岸側面の中央、静水位に原点を定め、鉛直上方に Z 軸、水路横断方向に Y 軸をとった(図-2.2 参照)。流速は、構造物の岸側 6 mm にある面上において測定した。縦スリットでは $z = -15\text{ cm}$ の高さで Y 軸方向に 11 点、横スリットでは $z = -13\text{ cm} \sim -23\text{ cm}$ の範囲で Z 軸(鉛直)方向に 17 点の測点を配置した。なお、流速は岸向きを正とする。

2.3 縦・横スリットの消波効果の比較

宇多ほか(1990)の測定データより、縦・横スリットの透過率 K_t 、反射率 K_r 、および水平全波力 F_x と H_i/L の関係を図-2.3~2.5 に示す。図によれば、横スリットは縦スリットに比べ K_t が小さく、 K_r はわずか

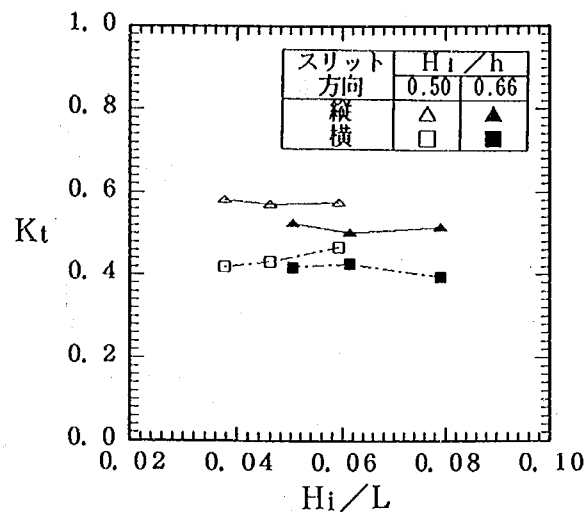


図-2.3 K_t と H_i/L の関係

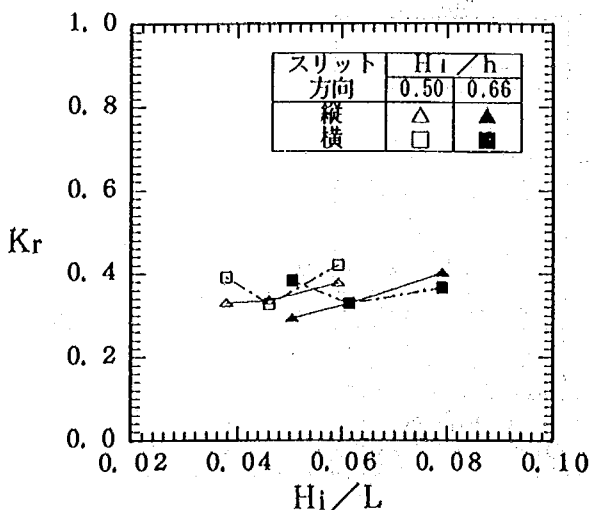


図-2.4 K_r と H_i/L の関係

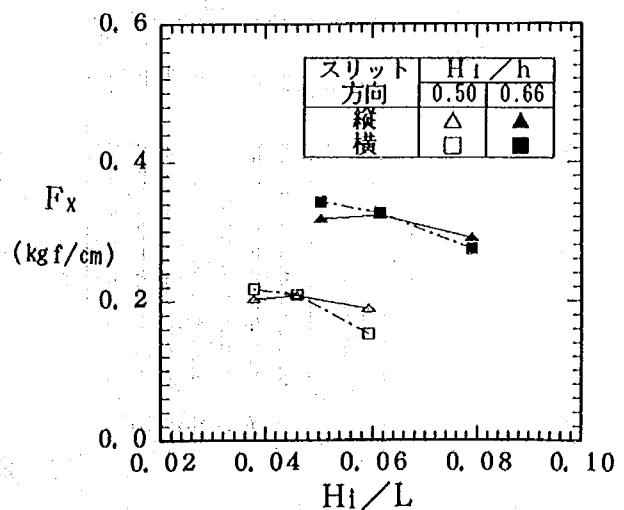


図-2.5 F_x と H_i/L の関係

に大きい。これらのデータより、エネルギー損失率 K_L^2

$$K_L^2 = 1 - K_t^2 - K_r^2 \quad (2.1)$$

を求めると、縦スリットでは $K_L^2 = 0.53 \sim 0.64$ 、横スリットでは $K_L^2 = 0.61 \sim 0.71$ となる。このように K_L^2 はかなり違うが、両者の F_x に大きな差は見られない (図-2.5)。すなわち作用波力がほぼ同一であるにもかかわらず、縦スリットより横スリットの方が10~20%エネルギー損失率が大きいことが分かる。

2.4 横スリット近傍の渦運動

レーザー流速計によって測定された縦・横スリットの岸向き最大水平流速 $u_{\max}$ の分布を図-2.6 (a), (b)に示す。(a)によれば、縦スリットの $u_{\max}$ は間隙の中心線を挟んでほぼ左右対称である。一方、(b)の横スリットでは間隙下端の測点(No. 7, 15)の $u_{\max}$ が上端の測点(No. 3, 11)よりもかかなり大きく、また速度勾配も間隙下端付近(No. 7~8と No. 15~16)で急になっている。したがって、横スリットを通過する流れの混合現象は鉛直方向に非対称であり、間隙下端付近で特に強いせん断力が生じていると判断される。

$H_i/h = 0.50$ のケースを例にとり、横スリットについて平均流速 $\bar{u}$ の鉛直方向分布を図-2.7に示す。 $\bar{u}$ は間隙で岸向き、部材の背後で沖向きになっており、間隙中心線の上下に一对の循環流が存在することを示している。ただし、間隙上部の測点(No. 3, 11)の $\bar{u}$ は沖向きであるのに対し、間隙下部の測点(No. 7, 15)では岸向きになっている。したがって間隙からの噴流の主流がやや下方に傾き、岸向きの平均流が間隙下部の流体をかなり連行していることが分かる。

以上に示した横スリットの $u_{\max}$ および $\bar{u}$ の上下非対称性をより詳細に把握するため、 $H_i/h = 0.50$ のケースについて間隙上部の測点(No. 2~No. 4)と間隙下部の測点(No. 6~No. 8)での流速 u の生波形を図-2.8に示す。まず、間隙上端の測点 No. 3と下端の測点 No. 7を比較すると、No. 7で波動成分の流速振幅

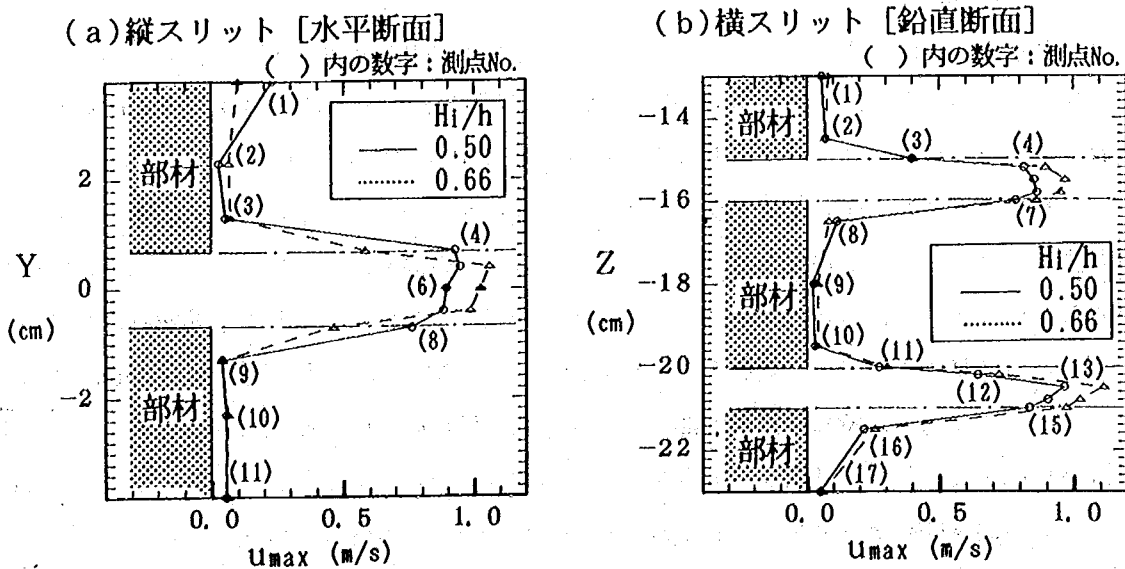


図-2.6 縦・横スリットの $U_{\max}$ の分布

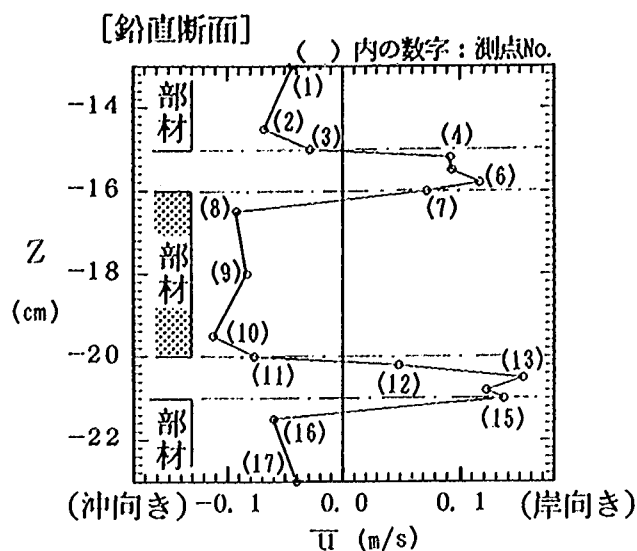


図-2.7 $\bar{u}$ の分布 (横スリット, $H_t/h = 0.50$)

が大きく, またその流速波形は No. 3 より下部に位置する測点 No. 4 のそれと類似している。さらに, 間隙上部の測点 No. 2 では流速波形に入射波の周期に対応した波動成分がほとんど見られないのに対し, 間隙下部の No. 8 では波動成分が明瞭に見られる。以上の点もまた間隙から発生する噴流の主流軸が下方に傾いていることを示している。一方, 各測点のパワースペクトル (図-2.9: 0.8 Hz 幅の Parzen 型ウィンドーにより平滑化) によると, 間隙の下部の No. 6~No. 8 では, 入射波の周波数 (0.63 Hz) から高周波側へ次第に低下するスペクトル形状を示している。また, スペクトルのパワーは間隙上部より下部の測点の方が全体的に大きい。したがって, 間隙下部では入射波の周波数を有する主流から高周波の乱れに至るまで順次エネルギーが移行していることが示唆される。これに対して, 間隙上部の No. 3, 4 では 2 Hz 付近, No. 2 では 4 Hz 付近の低周波側にスペクトルのピークが見られる。間隙下部の測点 (No. 7, 8) とは異なり, 間隙の上部では比較的低周波の渦運動が卓越していることが分かる。

次に, 2~4 Hz, 4~6 Hz, 6 Hz 以上の 3 つの周波数帯ごとに流速変動成分 u' の平均強度 $\sqrt{u'^2}$ を算出し, その鉛直方向分布を調べた (図-2.10)。6 Hz 以下の低周波数帯は渦の生成に, 6 Hz 以上の高周波数帯は渦崩壊後の乱れとエネルギー逸散に関連すると考えられる。図-2.10 によれば, $f = 2\sim 4$ Hz と $f = 4\sim 6$ Hz の $\sqrt{u'^2}$ は間隙上端の測点 No. 3 に比べて間隙下端の測点 No. 7 で大きい。すなわち, 間隙下部では上部よりも強い渦が生成されていることが分かる。一方, $f = 6$ Hz 以上の高周波成分には間隙の上下に偏った分布の傾向は見られないことから, エネルギー逸散と関連する高周波成分にはあまり上下非対称性がない。

以上を示した横スリット近傍の渦運動をまとめて図-2.11 の模式図に示す。間隙からの噴流は鉛直下方にやや傾いた軸を有するため, 特に間隙の下部で強いせん断 (図中の $\rightarrow$ 印) を生じる。このため, 間隙の下部では強い渦が生成され, その渦は激しい混合を生じ崩壊する。一方, 間隙上部では周波数が 2~4 Hz の弱い渦が存在し, その渦は間隙下部で生成された渦からのエネルギーをも受けつつ崩壊する。

最後に, 縦・横スリットの高周波の流速変動を比較するために, $f \geq 6$ Hz の流速変動成分 u' について, $\sqrt{u'^2}$ の鉛直方向分布を調べた。 (図-2.12)。横スリットの $\sqrt{u'^2}$ は縦スリットのそれより約 10% 大きい。縦

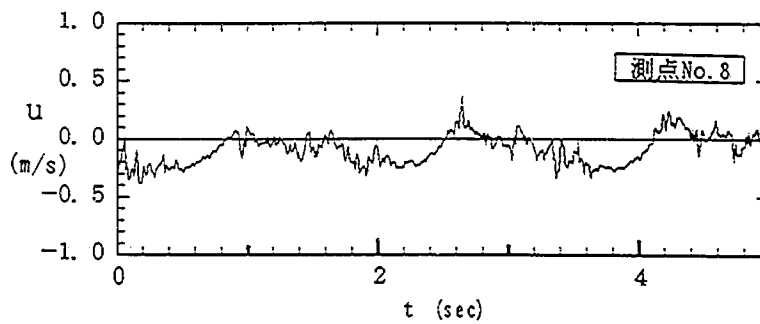
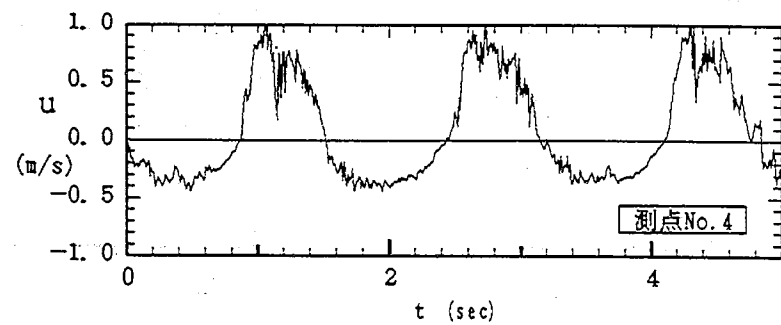
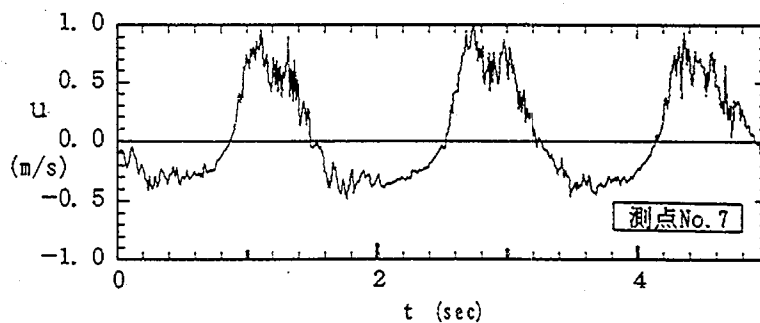
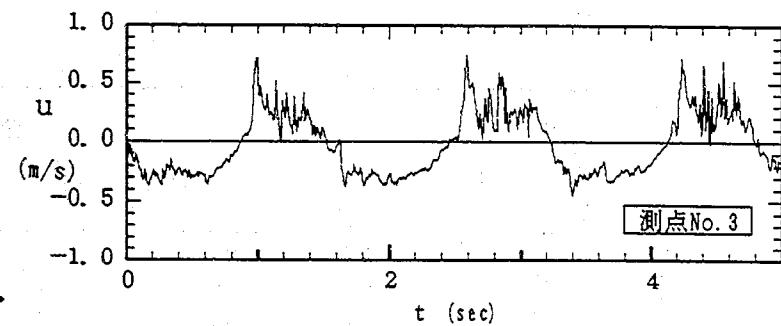
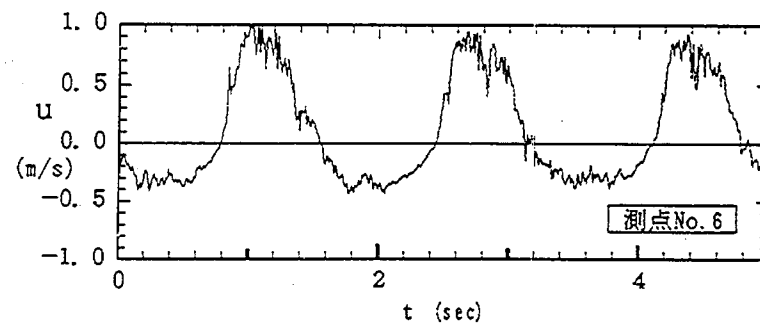
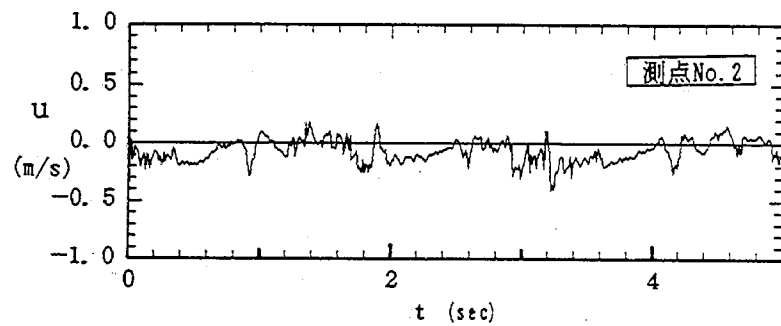
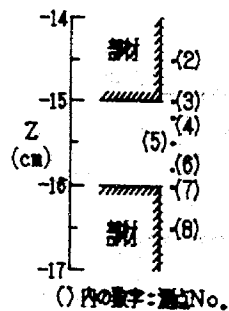


図-2.8 流速 u の生波形 (横スリット, $H_i/h = 0.50$)

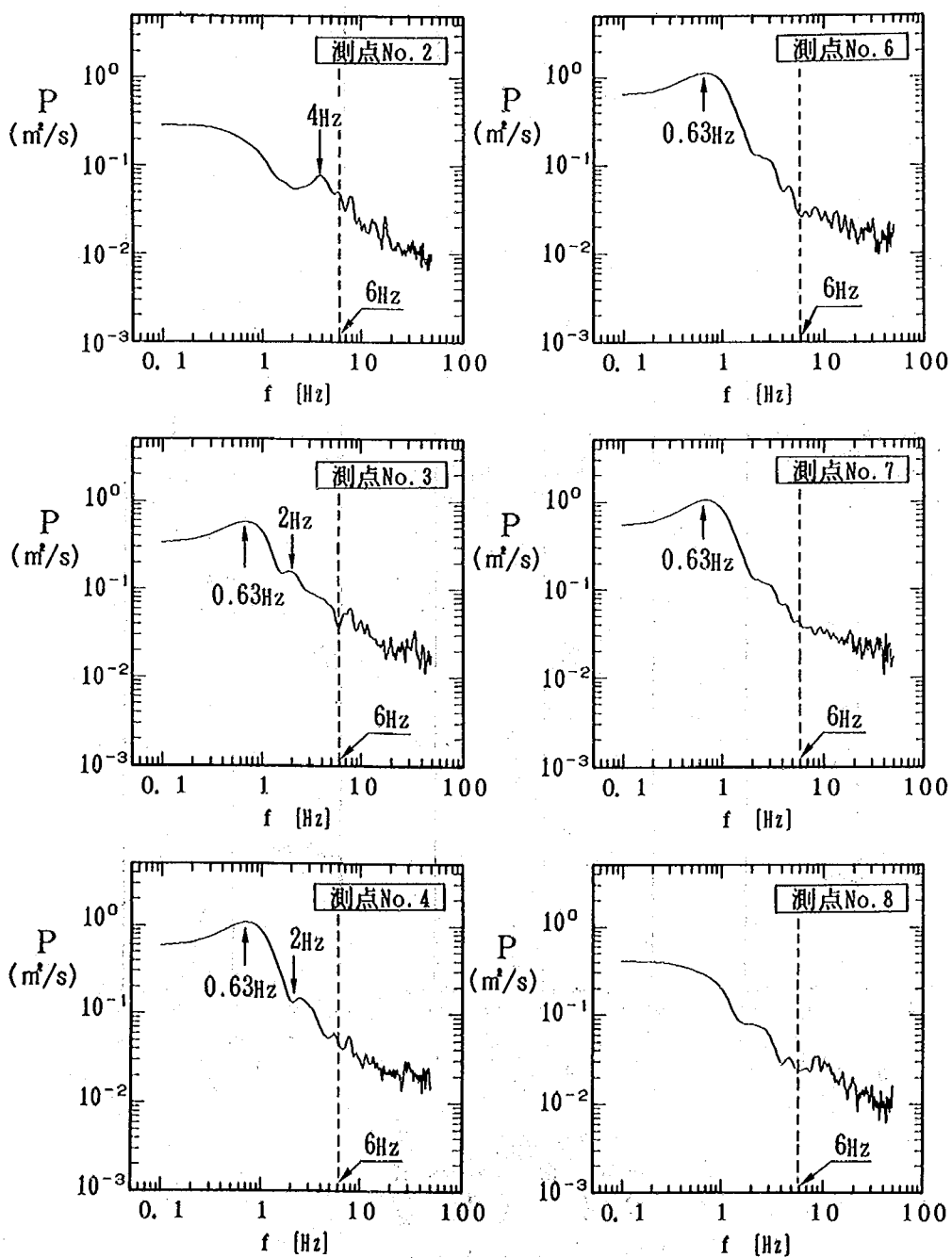
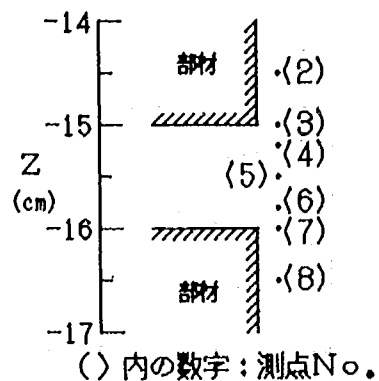


図-2.9 パワースペクトル (横スリット, $H_t/h = 0.50$)

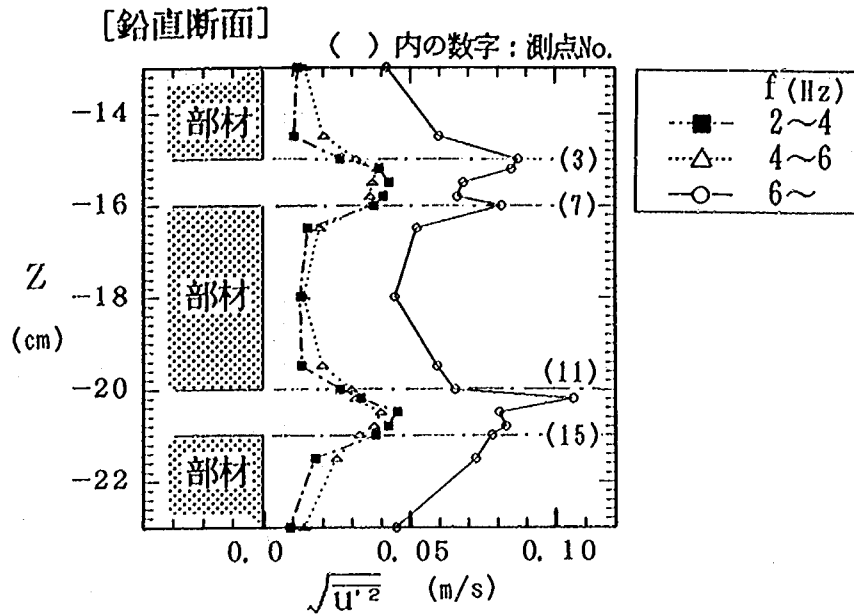


図-2.10 $\sqrt{u'^2}$ の鉛直分布 (横スリット, $H_t/h = 0.50$)

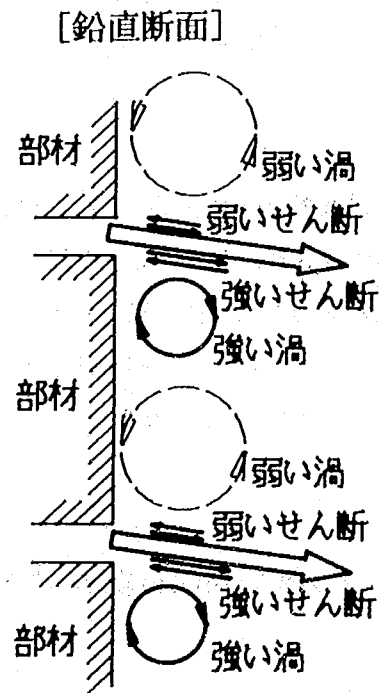


図-2.11 横スリット近傍の渦運動の模式図

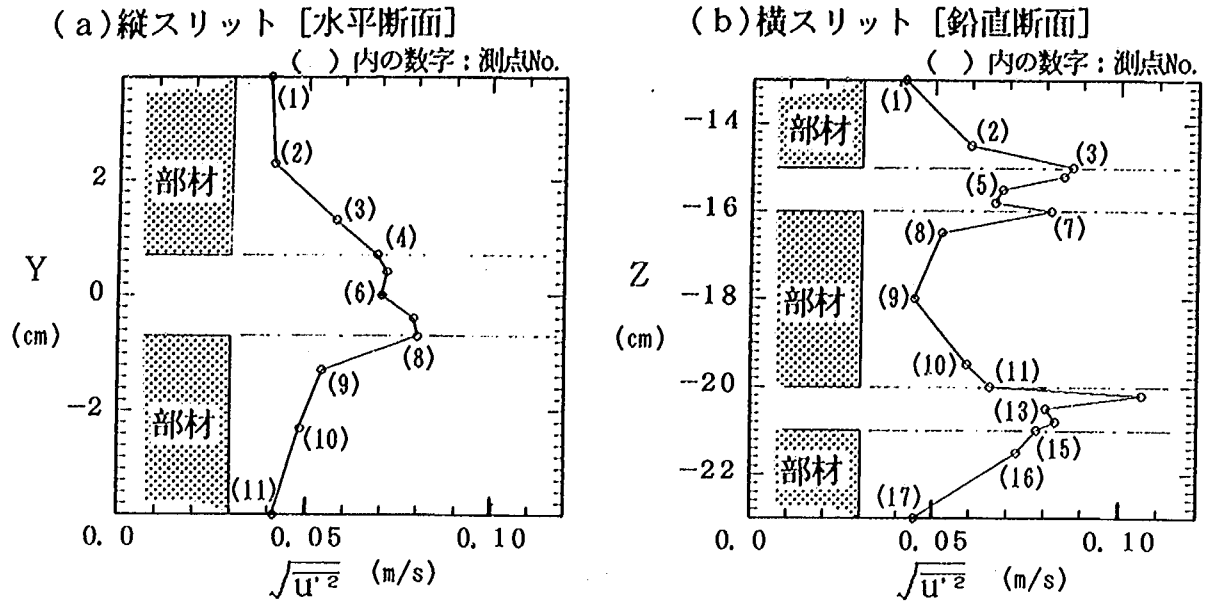


図-2.12 縦・横スリットの $\sqrt{u^2}$ の分布の比較
($H_t/h = 0.50$)

スリットと横スリットの間隙からの噴流の最大流速はほぼ同じである (図-2.6 参照) ことを考慮すると、間隙からの噴流の非対称性により横スリットでは高周波の流速変動が大きくなったと結論される。このため、横スリットは縦スリットに比べ大きなエネルギー損失が得られると考えられる。

2.5 結論

横スリットの間隙から発生する噴流は鉛直下方にやや傾いた軸を有するため、特に間隙下部においては強いせん断力を生じる。このため強い渦が生成され、激しい混合を伴ってその渦が崩壊する。一方、間隙上部では低周波の弱い渦が形成され、その渦は間隙下部の強い渦からもエネルギーを受けて崩壊する。このように横スリットでは鉛直方向に非対称な混合が生じるので、横スリットは縦スリットに比較して高周波の流速変動が激しくなる。その結果、横スリットが縦スリットより大きなエネルギー損失をもたらすと考えられる。

参考文献

宇多高明・小俣 篤・川村哲也 (1990): スリット型消波構造物の消波および波力特性に関する実験的研究, 土木研究所, 第 2891 号, 54p.

第3章 スリット式消波構造物近傍の2次元 地形変化モデル

建設省土木研究所海岸研究室 室 長 宇 多 高 明
〃 研 究 員 小 俣 篤
〃 元部外研究員 桂 川 哲 行
(現 東洋建設(株)技術開発部)

3.1 まえがき

最近、外洋に面した海域を静穏化し、沿岸域の有効利用を図るための消波構造物の研究開発が進められてきている（例えば、宇多・小俣，1990）。これらの構造物は砕波帯より沖合の砂質地盤上に設置されることが多く、その場合堤脚部で著しい洗掘が生じ、構造物の安定性が損なわれることが危惧される。宇多ほか（1988；1989）は駿河海岸の沖合、水深約 7 m の海底に設置された有脚式消波構造物周辺で生じた地形変化の現地観測を行い、この構造物周辺では杭周りの局所洗掘のほかに構造物を中心とする広域の洗掘が生じていることを明らかにした。洗掘は構造物の安定性と密接に関連するから、この種の海底地形変化を予測可能とすることは、構造物の設計上非常に重要である。本研究は、スリット式の透過性消波構造物を対象とし、砕波帯より沖合に設置される消波構造物周辺の地形変化機構を明らかにする。また、岸沖方向の 2 次元地形変化を予測するモデルの開発を試みる。

十分に長い堤長を持った消波構造物の周辺で生じる海底地形変化は、岸沖方向に 2 次元的な変形になると考えられる。このような構造物沖の 2 次元的地形変化に関して、野田（1970）は部分重複波の場における質量輸送速度の分布と地形変化の関係を論じた。また、入江ほか（1984）は防波堤沖で生じる地形変化パターンを底質の沈降速度と底面流速振幅の比により分類した。一方、宇多ほか（1990，以下前報と呼ぶ）は、スリット式消波構造物沖合の地形変化を対象として 2 次元移動床実験を行い、構造物の沖合では重複波による地形変化と局所洗掘が重なることを明らかにするとともに、この機構を取入れた 2 次元地形変化モデルを提案した。しかし、このモデルに用いられた浮遊砂濃度や Euler 平均流速の算定式は前報の実験条件にのみ適用されるものであったため、モデルは一般性に欠けていた。また、構造物近傍の地形変化については予測精度があまり良くなかった。そこで本研究では、浮遊砂濃度や渦動粘性係数に関する従来研究成果を参照して前報のモデルを一般化するとともに、構造物近傍の地形変化機構を実験により詳細に検討し、前報のモデルの改良を試みる。

3.2 前報の地形変化モデル

(1) モデルの概要

前報では 4 ケース（表-3.1 参照）の 2 次元移動床実験を行い、それをもとに縦スリット構造物沖の地形変化モデルを作成した。このモデルの概要は以下のである。

浮遊砂濃度の岸沖方向変化があまり小さくなく、水粒子と浮遊砂が同一の運動をすると仮定すると、任意の点における水平方向の漂砂量は近似的に次式で算定できる。

$$q(X, Z) = \frac{1}{T} \int_0^T C(X, Y, Z, t) \cdot U_E(X, Z, t) dt \quad (3.1)$$

ここに、 $C(X, Z, t)$ ：浮遊砂濃度、 $U_E(X, Z, t)$ ：水平方向の Euler 流速、 T ：周期、 t ：時間、 X, Z ：岸沖、鉛直方向座標である。次に、式 (3.1) より、流速および濃度の測定データを用いて漂砂量を計算したところ、漂砂量の鉛直分布形が Euler 平均流速のそれとほぼ一致していたこと、また、浮遊砂濃度の時間的な変化が比較的小さかったことから、式 (3.1) を近似的に次式で表わした。

表-3.1 実験条件 (ケース 1~4)

ケース	波浪条件		空隙率	反射率	備 考
	H _i (cm)	T (sec)	ε	K _r	
1	10.0	2.80	0.025	0.73	前報の 実験
2	15.0	2.50	0.025	0.67	
3	10.0	2.80	0.20	0.29	
4	15.0	2.50	0.20	0.30	
5	12.0	1.60	0.21	0.33	今回の 実験
6	12.0	1.60	0.025	0.66	

$$q(X, Z) = C_m(X, Z) \cdot \overline{U_E(X, Y)} \quad (3.2)$$

ここで, $C_m(X, Z)$: 浮遊砂濃度の時間的平均値, $\overline{U_E(X, Y)}$: Euler 平均流速である。地形変化量は $q(X, Z)$ を鉛直方向に積分して得られる漂砂量 $Q(X)$ を用いて次の連続式により計算される。

$$\frac{\partial Z_P(X, t)}{\partial t} + \frac{\partial Q(X)}{\partial X} = 0 \quad (3.3)$$

ここに, $Z_P(X, t)$ は基準面からの地盤高である。

(2) Euler 平均流速

式 (3.2) には Euler 平均流速が含まれており, これを波の諸元より算定する必要がある。部分重複波の場合において, 底面の影響を考慮した Euler 平均流速を与える理論式としては, 次式で表わされる Longuet-Higgins (1953) の層流解がある。

$$\overline{U_E} = \frac{\omega k H_i^2}{\sinh^2 kh} \{ (1 - K_r^2) f_E^{(p)}(\xi) + 2K_r f_E^{(s)}(\xi) \sin 2kX \} \quad (3.4)$$

$$\xi = Z \sqrt{\omega / (2\nu)}$$

$$f_E^{(p)}(\xi) = \left(-\cos \xi + \frac{1}{2} \sin \xi \right) e^{-\xi} - \frac{1}{2} (\cos \xi + \sin \xi) \xi e^{-\xi} + \frac{1}{4} e^{-2\xi} + \frac{3}{4}$$

$$f_E^{(s)}(\xi) = -\left(\frac{1}{2} \cos \xi + 2 \sin \xi \right) e^{-\xi} + \frac{1}{2} (\cos \xi - \sin \xi) \xi e^{-\xi} - \frac{1}{4} e^{-2\xi} + \frac{3}{4}$$

ここに, $\omega = 2\pi/T$, $k = 2\pi/L$, H_i : 入射波の波高, L : 入射後の波長, h : 水深, K_r : 構造物の反射率である。前報では, 理論解の動粘性係数 ν に渦動粘性係数 ν_z をあてはめ, 平均流速の鉛直分布が測定値と合うようにその値を調整して, $\nu_z = 50 \text{ cm/s}$ とした。

(3) 浮遊砂濃度分布

構造物近傍では, 波動運動に起因する底質の浮遊と堤脚部で巻き上げられた砂の拡散とが重合していると

考え、浮遊砂濃度を波動運動による浮遊砂濃度 C_w と底脚部で巻き上げられた砂の拡散による浮遊砂濃度 C_s の和とした。

$$C_m = C_w + C_s \quad (3.5)$$

これらのうち、 C_w に対しては、構造物の影響がほとんど及ばない沖合の浮遊砂濃度の測定値より、測定結果に合うように次式を導いた。

$$C_w = a_1 \exp\{a_2 \exp(-a_3 Z)\} \quad (3.6)$$

ここで、 a_1 、 a_2 、 a_3 は定数である。そしてこれらの定数は底面流速振幅のみの関数として、測定値に適合する式を導いた。

一方、前報では C_s を鉛直方向に一定と仮定し、岸沖方向に立てた定常 1 次元の拡散方程式を用い、沢本ほか (1981) にならい浮遊砂の拡散係数 K_x が乱れ強度と混合距離の積に比例するとして指数関数系の分布式を導いた。このとき、前報で測定した乱れ強度 $\sqrt{u'^2}$ の岸沖分布形が

$$\sqrt{u'^2} \propto \exp(-a_4 X) \quad (3.7)$$

であったことから、混合距離を一定と仮定して

$$K_x = a_5 \exp(-a_4 X) \quad (3.8)$$

とした。ここに a_4 、 a_5 は定数である。以上の検討の結果、

$$C_s = C_{so} \exp\{-w_o/(a_4 a_5) \exp(a_4 X)\} \quad (3.9)$$

が得られた。ここに、 w_o は砂の沈降速度、 C_{so} は構造物位置で底脚部から巻き上げられた浮遊砂の濃度である。式 (3.9) の C_{so} は主に底脚部でのスリットの間隙流速に支配されていると考えられ、また砂の巻き上げが間隙部のみで生じ、その量が間隙流速の最大値 $V_{\max}$ に比例するとすれば

$$C_{so} = a_6 (V_{\max}^2 / \epsilon) \quad (3.10)$$

となる。ここに、 C_{so} は ppm 単位、 a_6 は定数である。また、 $V_{\max}$ には林ほか (1966) による式を用いた。

(4) モデルの問題点

以上に述べたモデルには次の問題点がある。

- ① 平均流速には Longuet-Higgins (1953) の層流解において便宜上 $\nu_z = 50 \text{ m}^2/\text{s}$ として得られた値を準用した。しかし、この方法は砂漣上の底面境界層流れに適用できるか確認されていない。
- ② C_w の算定式は、測定結果に合うように導かれた実験式であるため、一般性がない。
- ③ 計算では、局所洗掘の状況が十分に再現されていない。この原因は、モデルにおいて局所洗掘が C_s および波による平均流速場のみに支配されるとしたことにある。
- ④ モデルに地形変化の安定化機構が考慮されていない。

第1の問題については、従来の研究成果を参考にして砂漣上の乱流境界層における渦動粘性係数を評価することを試み、砂漣上の乱流境界層における流れを評価する手法を検討する。第2点については浮遊砂の拡散係数を渦動粘性係数との関係より導き、砂漣上の浮遊砂濃度分布に関する従来の研究をもとに一般化された C_w の算定式を求める。第3点については、新たな実験によりスリット近傍の流体運動を調べ、局所洗掘に関するモデルを検討する。一方、第4点については安定化機構が十分に解明されていないために、本研究では検討の対象外とする。

3.3 スリット式消波構造物近傍の地形変化に関する実験

3.3.1 実験の目的

構造物近傍ではスリットの影響が必ず及ぶから、線形波動理論により砂の移動に関与する流速場を表現することは困難であり、式(3.2)のみで底質の移動をモデル化することはできない。前報において構造物近傍の地形変化を十分に再現できなかった理由はこのことによると考えられる。そこで、構造物近傍の地形変化機構をより詳細に検討するために、構造物近傍の流速場および底質の移動機構を実験的に調べた。

3.3.2 実験方法

実験には長さ 52 m、幅 0.6 m、深さ 1.2 m の片面ガラス張りの 2 次元造波水路を用いた(図-3.1)。水路床は造波板より 25 m から 1/10 勾配斜面とし、水深 47 cm 位置から岸側を水平床とした。また、水平床を幅 19 cm と 41 cm に 2 分し、幅 19 cm の部分にのみ模型を置くことにより多重反射を緩和した。構造物は水平床沖

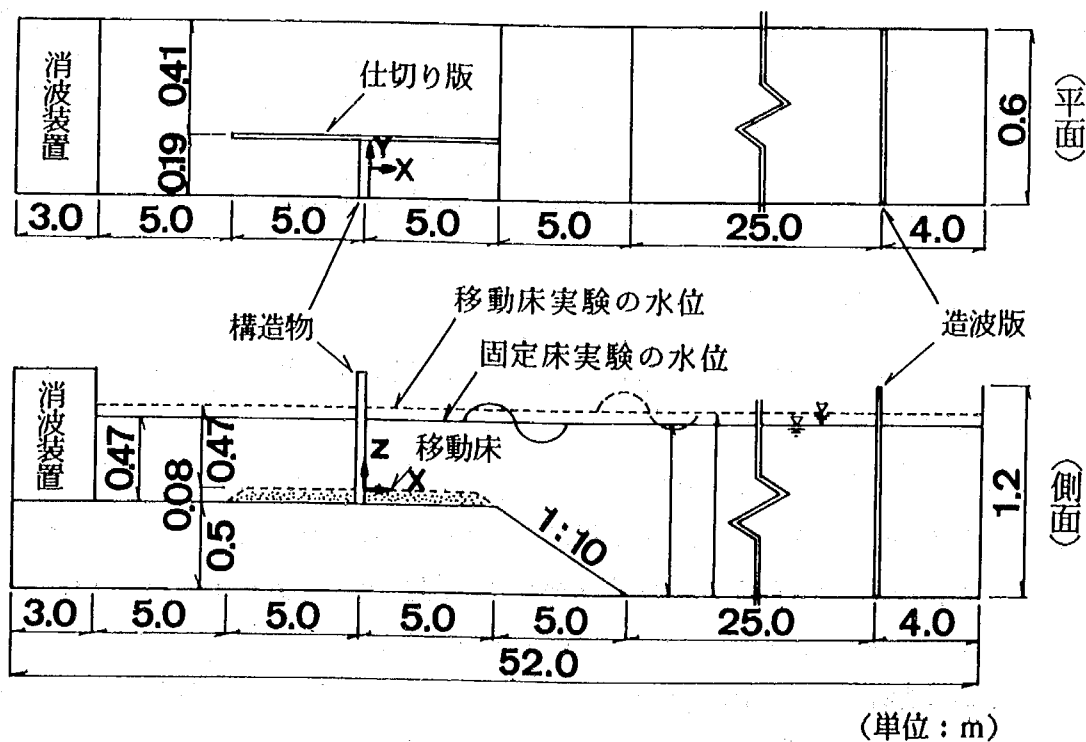


図-3.1 実験水路 (ケース 5, 6)

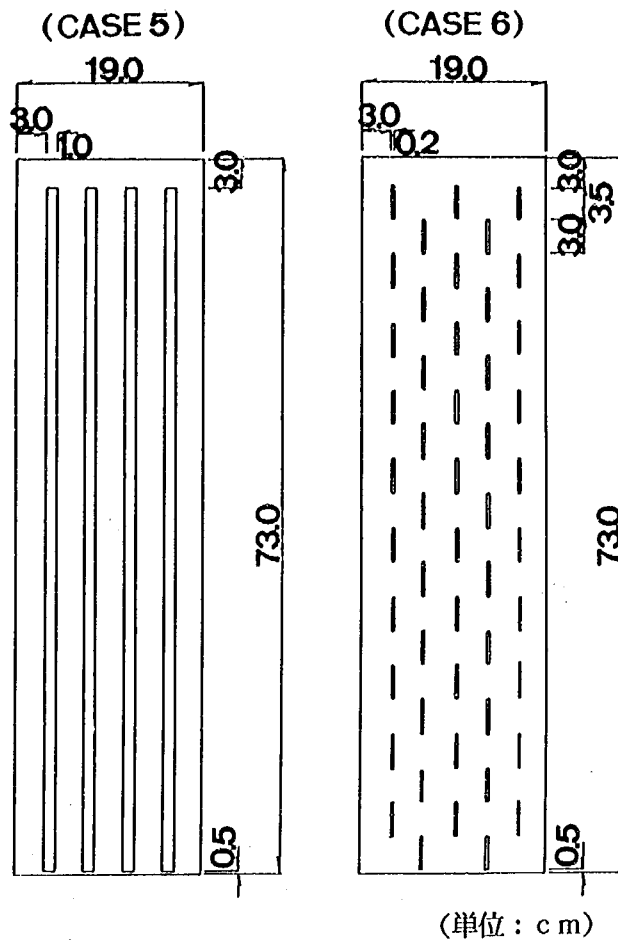


図-3.2 スリット構造物の模型

端から 5 m の位置に設置した。実験ではまず流速測定を行い、次に水平床上に中央粒径 $d_{50} = 0.15$ mm の細砂により厚さ 8 cm の移動床を設け、浮遊砂濃度および海底形状を測定した。実験には縦スリットおよび千鳥状の空隙を持つスリット式の消波構造物を用い(図-3.2 参照)、空隙率 ϵ を 0.21 と 0.026 に調整した。なお、実験は前報の実験と同じ種類のものであるため、実験結果を整理する際にはケースを一連番号で表示することとした(表-3.1 参照)。表中のケース 5, 6 が今回の実験である。波浪条件は両ケースともに入射波高 $H_i = 12.0$ cm, 周期 $T = 1.69$ sec とした。

流速測定には 2 成分型レーザー流速計、浮遊砂濃度測定には光学式濁度計を用いた。座標系としては、スリット沖側面上、間隙中央の底面に原点をとり、沖向きに X 軸、横断方向に Y 軸、鉛直方向に Z 軸を定めた(図-3.1 参照)。流速は構造物沖の X - Z 平面上の 2 成分を測定した。

3.3.3 実験結果

(1) スリット近傍の流速場

ケース 5 の平均流速ベクトルの分布を図-3.3 に示す。開口部沖に位置する $Y = 0$ cm では、スリット近傍の $X = 1.0$ cm で強い沖向き流れが生じている(図-3.3 a)。これに対し、スリット部材の中央の沖側に位置

CASE 5

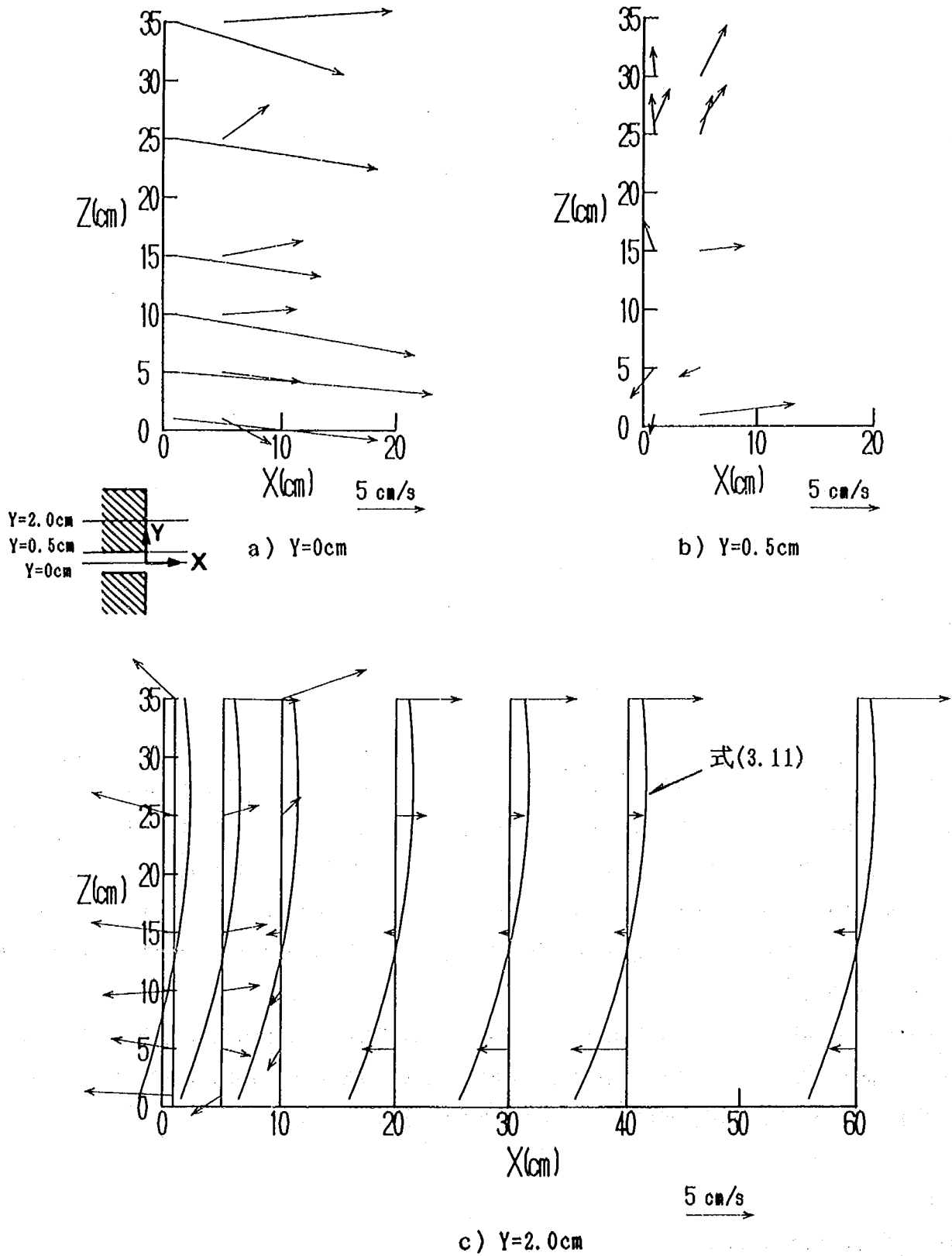


図-3.3 ケース 5 の平均流速ベクトル分布

する $Y = 2.0 \text{ cm}$ では岸向きの平均流が生じた (図-3.3 c))。また, $Y = 0.5 \text{ cm}$ の $X = 1.0 \text{ cm}$ 上では平均流速の岸沖成分がほとんどない。以上の流速分布によれば, 構造物の沖側近傍では部材と間隙の間で循環流が生じていることが分かる。このような循環流はスリットの間隙を通過する流れに起因して生じたことは明らかであって, 噴流の主流部では沖向き, はく離域では岸向きの流れが生じている。以上のように, 構造物近傍の流速場はスリットを出入りする流れにより強い影響を受けるが, 構造物より十分離れれば波動運動が卓越し, それに伴う平均流速場が形成されているはずである。そこでこの点を確認するために, 底面が滑面であることから, conduction 方程式より導かれた部分重複波の場合における境界層外側の質量輸送速度 $\overline{U_{Lu}}$ (Longuet-Higgins, 1953) を図-3.3 c) に併せて示した。

$$\overline{U_{Lu}} = \left[\frac{\omega}{4 \sinh^2 kh} \{ (H_i/2)^2 (1 - K_r^2) \{ \sinh 2k(-Z) + F^{(p)}(Z) \} + 2(H_i/2)^2 K_r \sin 2kX F^{(s)}(Z) \} \right] \quad (3.11)$$

$$F^{(p)}(Z) = 3k + k^2 h^2 \sinh 2kh \{ 3(h-Z)^2/h^3 - 4(h-Z)/h^2 + 1/h \} + 1/2 (\sinh 2kh + 3kh) \{ 3(h-Z)^2/h^3 - 3/h \}$$

$$F^{(s)}(Z) = \frac{2kh \cosh 2kh \cdot 2k \cosh 2k(h-Z) - 2k \cosh 2k(h-Z) \sinh 2kh}{\sinh 4kh - 4kh} - \frac{4k^2(Z-h) \sinh 2k(h-Z) \sinh 2kh}{\sinh 4kh - 4kh}$$

図-3.3 によると, 構造物沖の $X \geq 20 \text{ cm}$ では式 (3.11) による計算値と測定値はかなり良い対応を示す。これに対し $X \leq 5 \text{ cm}$ では両者の分布形はかなり異なる。 $X = 10 \text{ cm}$ では両者の分布がやや類似していることから, $X = 10 \text{ cm}$ を境界としてそれより岸側で波動場と異なる流体運動が生じ, そこで循環流が発達したことが分かる。スリット近傍での循環流はスリットの間隙から流出する噴流により生じることから, 波動場の流体運動が卓越する区域と循環流の卓越する区域の境界より構造物までの間を, 噴流の影響域とすることが出来る。

次に, 構造物近傍の流体運動の変化を詳しく調べるために, $X = 1.0 \text{ cm}$, $Z = 5.0 \text{ cm}$ における岸向きおよび沖向き最大水平流速 $U_{\max}$ の横断方向分布を図-3.4 に示す。間隙部では, 両ケースともに沖向きの $U_{\max}$ は岸向きのそれよりかなり大きい。一方, 部材の沖側の測点では, 岸向きと沖向きの $U_{\max}$ にあまり差がない。すなわち, スリット近傍では間隙部沖での水平流速の非対称性により, 沖向きに net の漂砂が生じると考えられる。ここで, スリット沖側面から噴流の影響域の境界までの距離を ℓ_b としたとき, 水平流速の非対称性が生ずる範囲は $X \leq \ell_b$ で与えられる。したがって, 構造物近傍で局所洗掘が生じる範囲は ℓ_b と密接に関係するはずである。そこで, 次に ℓ_b と局所洗掘との関係を調べた。

(2) 局所洗掘の形状と ℓ_b との関係

造波開始後約 2 時間の局所洗掘形状を水路側壁のガラス面より読み取った (図-3.5)。ケース 5 の最大洗掘深は約 4 cm であり, 洗掘の範囲はほぼ $X < 9 \text{ cm}$ にある。ケース 6 では, 最大洗掘深が約 6 cm, 洗掘の範囲はおおよそ $X < 14 \text{ cm}$ にあり, ケース 5 よりも著しい洗掘が生じている。

次に, 局所洗掘の生じたスリットの極く近傍について, 浮遊砂濃度の鉛直分布を調べてみた (図-3.6)。図の縦軸は測定時の海底面を基準とした高さ Z' である。構造物の沖側面位置は重複波の腹に相当することか

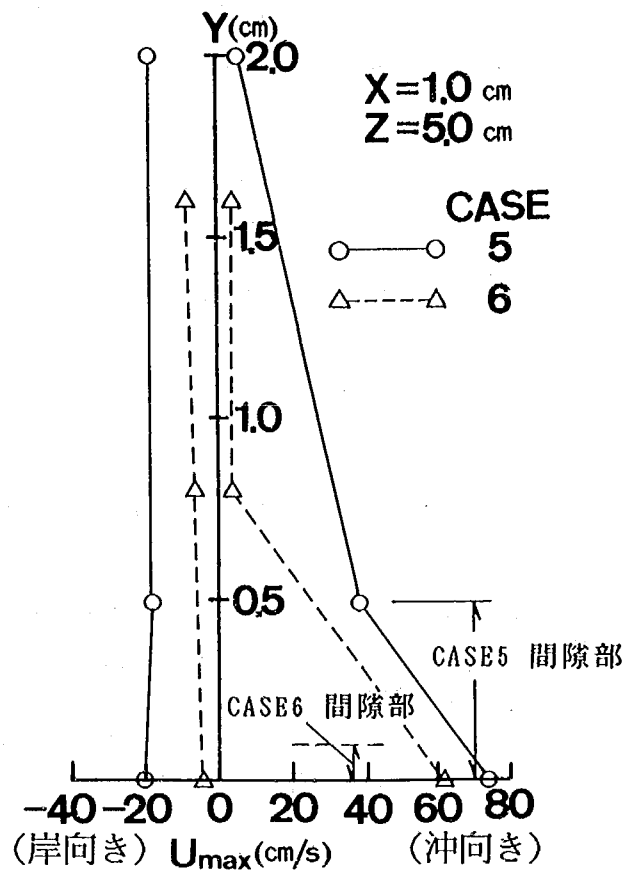


図-3.4 最大水平流速の横断方向分布 (ケース 5, 6)

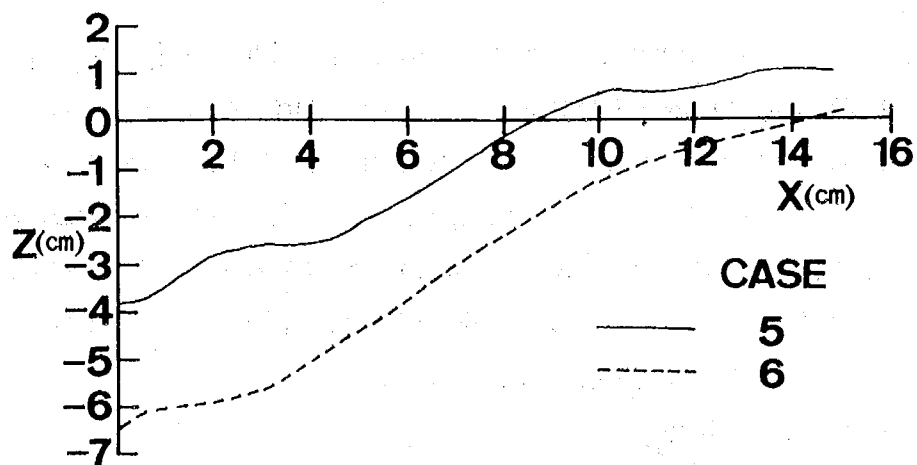
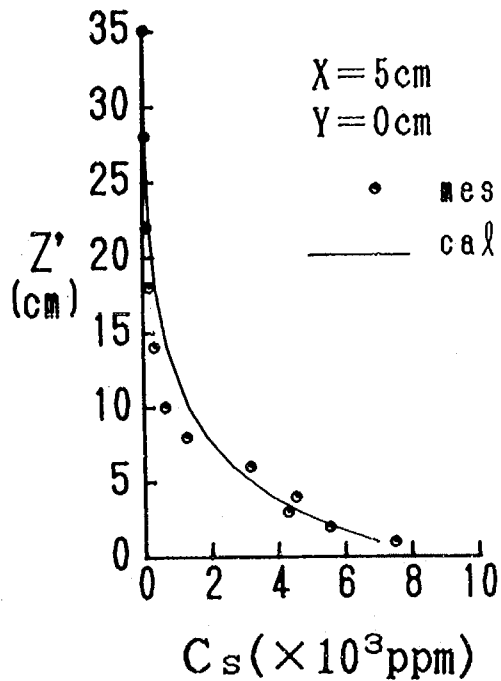
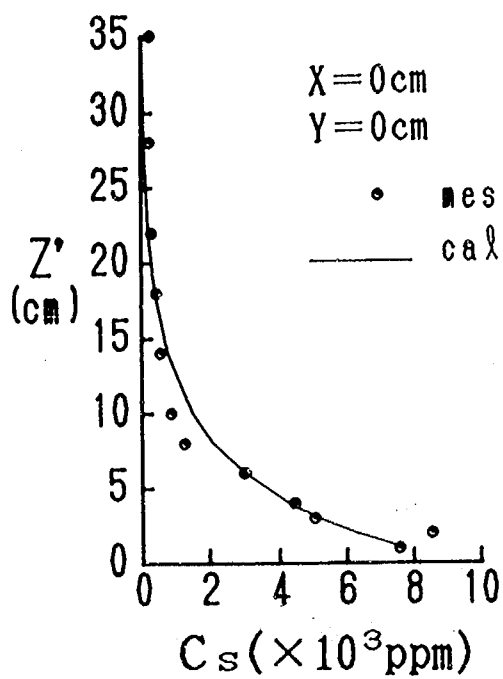


図-3.5 構造物沖の局所洗掘形状 (ケース 5, 6)

a) CASE 5



b) CASE 6

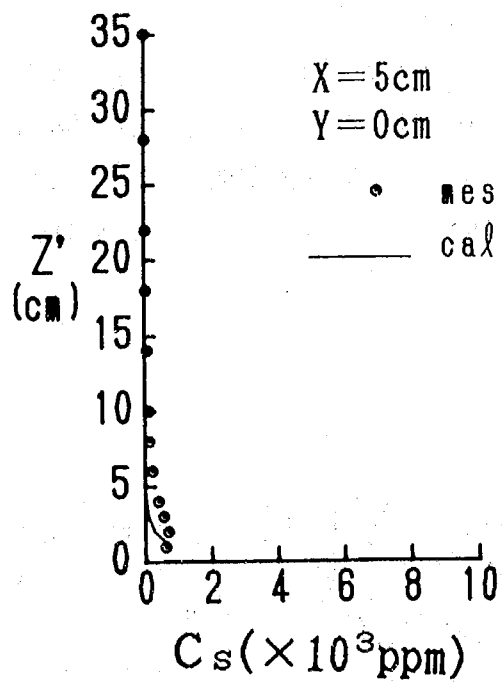
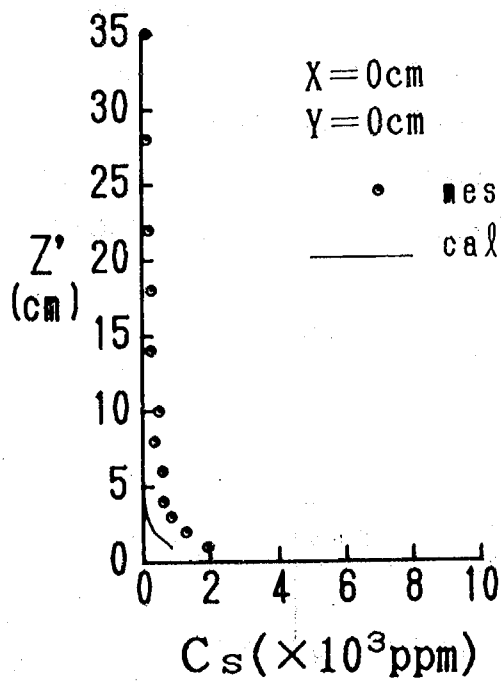


図-3.6 浮遊砂濃度の鉛直分布 (ケース 5, 6)

ら、波動運動による水平方向の水粒子運動は弱く、したがって測定データには波動運動に起因して生じる浮遊砂濃度 C_w はほとんど含まれていないと考えられる。この場合、測定濃度は構造物の堤脚部で巻き上げられた浮遊砂の濃度 C_s とほとんど等しくなる。 $Z' = 10 \sim 30$ cm の範囲の濃度に着目すると、いずれのケースにおいても $X = 0$ cm 位置では $X = 5$ cm 位置より濃度がやや高い。これは、構造物の極く近傍ではスリット間隙を通過する流れにより堤脚部で巻き上げられた砂が上方へ拡散したためと考えられる。一方、浮遊砂濃度の絶対値は $X = 0, 5$ cm 位置ともにケース 5 の方がはるかに大きい。これに対し、局所洗掘はケース 6 の方が著しかった(図-3.5 参照)。前報のモデルでは構造物近傍で浮遊した砂が平均流により運搬されることで局所洗掘が生じるとした。反射率の高いケース 6 では構造物近くにおいて平均流速がケース 5 より遅く、また浮遊砂濃度も低いので、前報のモデルによると局所洗掘も小さくなる。したがって、前報のモデルのように浮遊砂濃度と平均流速の積より漂砂量を算出するモデルでは、ケース 6 の著しい局所洗掘を表現することはできない。この点が前報で構造物近傍での地形変化の予測精度が劣った原因と考えられる。

既に図-3.5 に示したように、局所洗掘範囲の沖側境界は $X = 9 \sim 14$ cm 付近にあり、また l_b は両ケースともに 10 cm 程度であることから、局所洗掘範囲と噴流の影響範囲とはほぼ一致する。 $X < l_b$ では水平流速に岸沖方向の非対称性が生じているから、この流速の非対称性により net の掃流漂砂が生じることは容易に予想される。流速の非対称性は構造物から離れると小さくなると考えられるので、net の掃流砂量は構造物から離れると小さくなる。したがって、水平流速に岸沖方向の非対称性がある $X < l_b$ の範囲で局所洗掘が生じるとすることは妥当な考えと言える。

スリット間隙からの噴流の影響域 ($X < l_b$) において局所洗掘が生じるとすれば、前報で得られた構造物近傍の地形変化より l_b を定式化することが可能である。前報のケース 1~4 の実験データより、波作用による地形変化が安定した時点における構造物近傍の海底地形を図-3.7 に示す。これによると、ケース 1, 2 に比べケース 3, 4 では局所洗掘の範囲が狭く、 l_b が小さいことがうかがわれる。局所洗掘範囲は空隙率 ε が同じケースではあまり変わらないことから、 l_b は ε のみの関数と仮定できる。そこで、構造物近傍で $Z < 0$ と

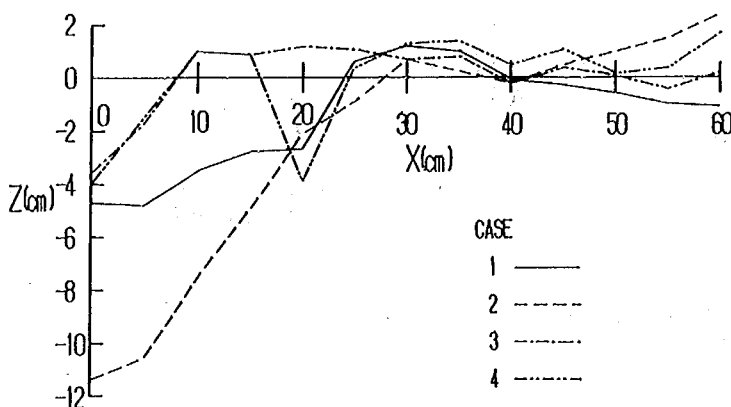


図-3.7 構造物沖の局所洗掘形状 (ケース 1~4)

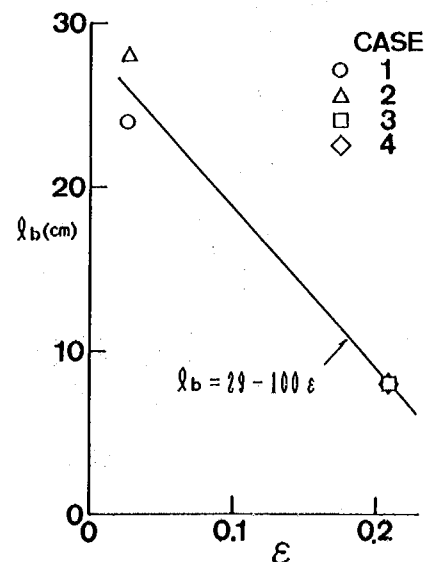


図-3.8 l_b と ε の関係 (ケース 1~4)

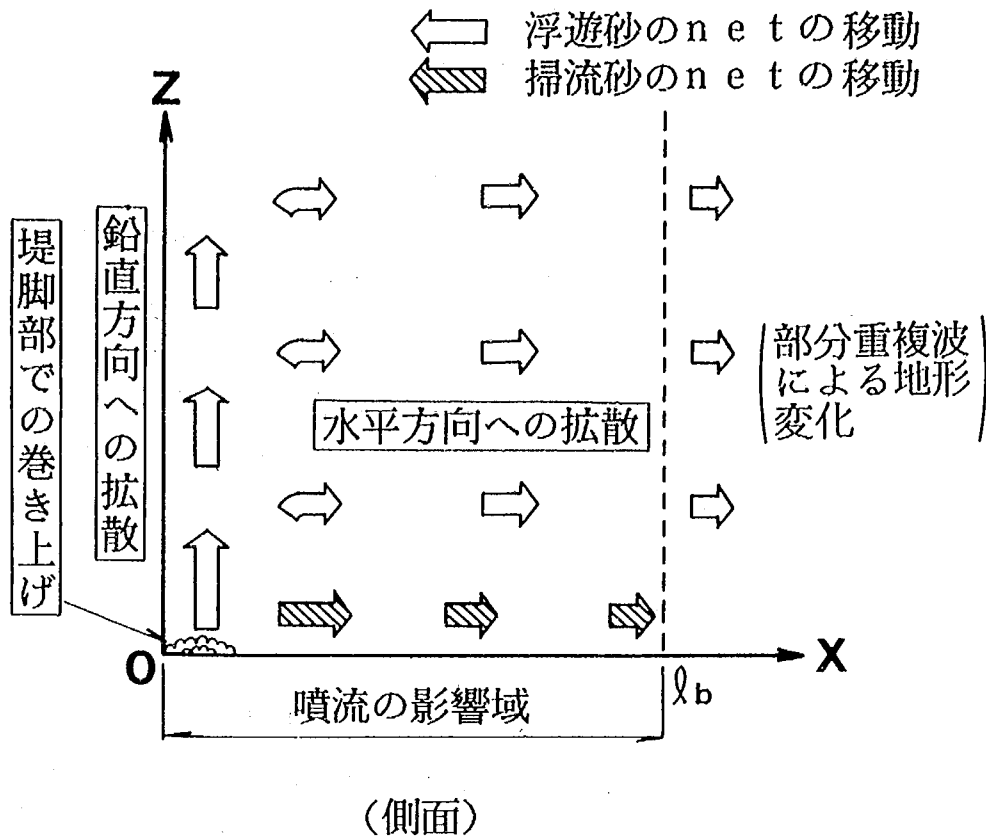


図-3.9 スリット構造物近傍の地形変化機構

なる範囲を洗掘域として海底地形よりその幅を読み取り、その値を l_b として ϵ との関係調べた(図-3.8)。これより次式が導かれる。

$$l_b = 29 - 100\epsilon \quad (3.12)$$

ここで l_b の単位は cm である。本来、 l_b は間隙部の流速によっても影響を受けるはずであるが、データ数が少なくここでは検討できないので、本モデルでは式 (3.12) により l_b を算定する。

以上の考察より、スリット近傍における底質の移動機構をまとめると図-3.9 となる。スリット近傍の流体運動は、スリット間隙からの噴流の影響範囲と、その沖の波動運動の卓越した区域に分けて取り扱うべきである。 $X < l_b$ の範囲では、流速の非対称性により net の掃流漂砂が生じ、また、スリット堤脚部で巻き上げられた底質は上方に浮遊し沖へと拡散する。

3.4 スリット式消波構造物近傍の地形変化機構のモデル化

ここでは構造物近傍の地形変化機構をモデル化するために、まずスリット間隙での流速について検討する(3.4.1節)。次に、この結果を用いて構造物近傍での net の掃流砂量のモデル化を行う(3.4.2節)。一方、浮遊砂の拡散については別途の検討が必要であるから、3.4.3節においてこの問題に関する検討結果について述べる。

3.4.1 スリット間隙での流速

構造物近傍での水平流速の非対称性が局所洗掘に大きく影響することは、スリット間隙部の流速を評価する必要があることを意味する。前報のモデルでは、間隙部の最大水平流速 $V_{\max}$ を林ほか (1966) の式により算定した。ケース 5, 6 の実験条件での最大流速 $V_{\max}$ をこの式により計算すると、ケース 5 で $V_{\max} = 89 \text{ cm/s}$ 、ケース 6 で $V_{\max} = 125 \text{ cm/s}$ となる。間隙のすぐ沖側の測点で測定した最大水平流速は鉛直方向にあまり変わらず、ケース 5 で約 63 cm/s 、ケース 6 で約 66 cm/s であった。したがって両ケースの条件では、林ほか (1966) の式で計算される値はかなり過大となるようである。林ほかの式は準定常の仮定の下で、間隙でのエネルギー損失を縮脈係数のみで評価したものであり、当然適用限界がある。また、スリットを通過する振動流をモデル化した研究はあまりないことから、ここでは筆者らの測定結果に加え、岩垣・村上 (1972)、角野 (1987) による測定値を用いて間隙最大流速 $V_{\max}$ の定式化を試みた。

入射波の諸元より線形長波理論を用いて定めた流速振幅 $U_{\max}$ を求め、 $V_{\max}/U_{\max}$ と ε の関係を波形勾配をパラメータとして図-3.10 に示す。実験結果にはかなりばらつきがあるものの、波形勾配が大きくなると $V_{\max}/U_{\max}$ は小さくなる傾向がある。これは、波形勾配が大きい、すなわち流速振幅や水面変動の加速度が大きい場合には、間隙の流れを加速するスリット前後の水位差が十分に継続しないためと考えられる。ところで、波形勾配が極小となり定常流に近づくと、反射波の成分はなくなるので $V_{\max}$ は次の連続式より求めら

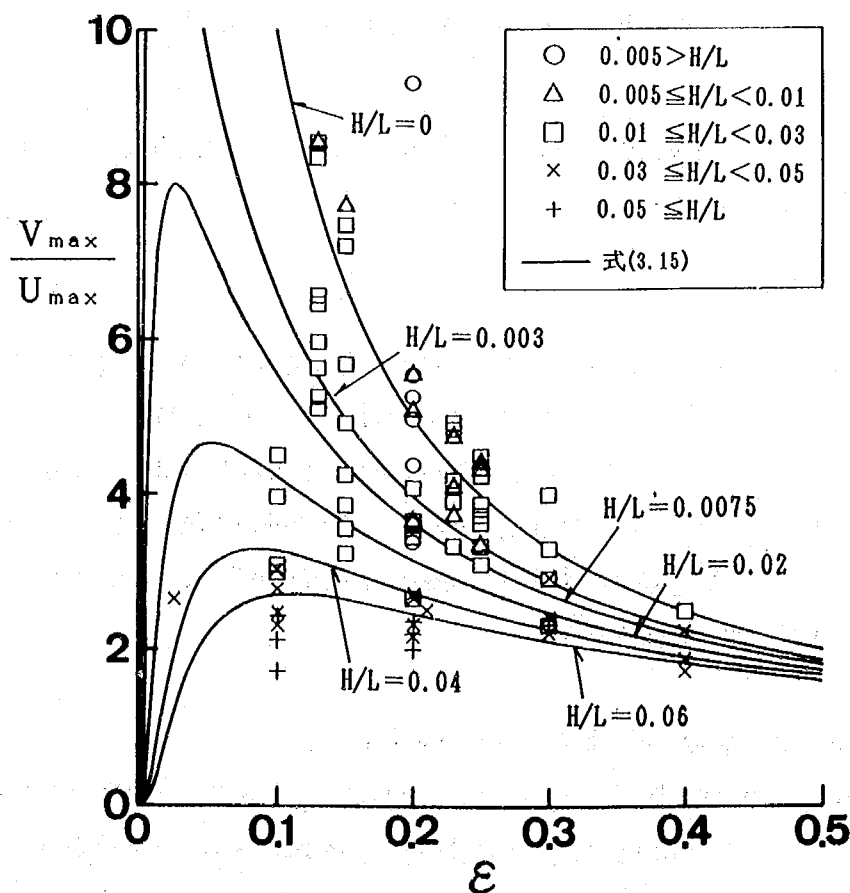


図-3.10 $V_{\max}/U_{\max}$ と ε の関係

れる。

$$V_{\max} = U_{\max}/\varepsilon \quad (3.13)$$

また, $\varepsilon = 1$ の場合には

$$V_{\max} = U_{\max} \quad (3.14)$$

となる。さらに, $\varepsilon = 0$ では $V_{\max} = 0$ である。すなわち, ε が小さくなると間隙内の流れは層流へと遷移し, ε が小さくなるほど $V_{\max}$ も小さくなる。以上の点を考慮して測定値と合うような $V_{\max}$ の実験式として次式を得た。

$$V_{\max}/U_{\max} = \varepsilon \{0.69(H/L)^{0.38} \varepsilon^{-0.38} - 1\} \quad (3.15)$$

式 (3.15) は式 (3.13), (3.14) の条件を満たし, $\varepsilon = 0$ では $V_{\max} = 0$ となるように配慮されている。図中には式 (3.15) による計算値を示すが, 計算式は, ε , H/L による実測値の変化を妥当に表現できている。

3.4.2 構造物近傍での net の掃流砂量

構造物近傍の地形変化を精度良く予測するためには図-3.9 に示すように net の掃流砂量を評価する必要がある。掃流砂量に関する研究は数多く, この中で特に斜面の影響を考慮したものとして, Kobayashi (1982), 山下ほか (1986) の研究がある。ただし, これらは勾配斜面 1/10 より緩い緩勾配斜面を対象としており, 洗掘面の勾配が砂の水中安息角に達するような局所洗掘の場合には適用できない。スリット沖の洗掘では流速の非対称性が net の掃流砂を生じる主因であることから, 取扱いの容易な Brown 公式(Brown, 1949)を用いた。すなわち, net の掃流砂量は次式で与えられる。

$$q_b = 19\tau_*^2 V_{b*} d_{50} \quad (3.16)$$

$$\tau_* = V_{b*}^2 / (sgd_{50})$$

ここに, τ_* : 無次元掃流力, V_{b*} : 摩擦速度, $s = \rho_s/\rho_w - 1$, ρ_s, ρ_w : それぞれ水, 砂の密度, d_{50} : 砂の中央粒径である。また, V_{b*} は

$$V_{b*} = \sqrt{f_w/2} \cdot V_b \quad (3.17)$$

で与えられる。ここで, V_b は間隙からの流れに支配される底面流速である。岸向き・沖向きの V_b がそれぞれ半周期間で一定と仮定し, その一定流速をそれぞれのピーク流速で代表させれば, 式 (3.16) を用いて net の掃流砂量を見積ることができる。沖向き時の $V_{b(off)}$ は式 (3.15) の $V_{\max}$ で与えられる。このとき $V_{b(off)}$ は間隙の幅 b の区間でのみ流れ, 部材の沖の区間では流れがないとする。したがって, 沖向き掃流砂量 $q_{b(off)}$ は

$$q_{b(off)} = \varepsilon \frac{5f_w^{5/2}}{16s^2g^2d_{50}} V_{\max}^5 \quad (3.18)$$

で与えられる。また、岸向き時の流れは横断方向に一様に間隙へ向かうとすれば、 $V_{b(on)}$ は次式で算定できる。

$$V_{b(on)} = \varepsilon V_{max} \quad (3.19)$$

したがって、岸向きの掃流砂量 $q_{b(on)}$ は

$$q_{b(on)} = \varepsilon^5 \frac{5 f_w^{5/2}}{16 s^2 g^2 d_{50}} V_{max}^5 \quad (3.20)$$

となり、結局、net の漂砂量は

$$q_{b(net)} = q_{b(off)} - q_{b(on)} \quad (3.21)$$

で与えられる。局所洗掘により生ずる斜面の勾配は約 1/3 と砂の安息角にほぼ等しい(図-3.7 参照)。このような急斜面上では net の漂砂量は式 (3.21) と異なってくる。しかし、急斜面上の q_b を評価する一般的なモデルはないので、ここでは斜面勾配が 30° に達すると $q_{b(net)} = 0$ となるように仮定し、斜面勾配 θ により $q_{b(net)}$ が次のように変化するものとした。

$$q_{b(net)} = q_{b(net)}(1 - \tan\theta / \tan 30^\circ) \quad (3.22)$$

また、 $q_{b(net)}$ は $X < \ell_b$ で一定と仮定した。ただし、 $X \geq \ell_b$ で $q_{b(net)} = 0$ としてしまうと、沖向きに移動した砂が $X = \ell_b$ のすぐ沖側に集中して堆積してしまう。実際には $q_{b(net)}$ は沖に向い除々に減少するはずであるから、ここでは局所洗掘の影響範囲が構造物から最初の節付近までであったことを考慮して、モデルでは便宜的に $X = \ell_b$ から最初の節までの範囲で $q_{b(net)}$ が直線的に漸減すると仮定した。

3.4.3 堤脚部より浮遊した底質の拡散

(1) 底脚部における底質の浮遊

構造物の堤脚部ではスリットの間隙からの高流速により底質が浮遊し、浮遊した底質は鉛直上方および沖合へと拡散する。したがって、前報で定義した構造物の影響により生ずる浮遊砂の濃度 C_s を求めるためには、 C_s の基準点濃度となる堤脚部での浮遊砂濃度 C_{so} を算定する必要がある。Einstein (1950) は一方向流の場における浮遊砂濃度の基準点濃度は掃流層の平均濃度と等しくなるとして次式を導いた。

$$C_{so} = \frac{\tan\theta q_b}{2 d_{50} \beta U_{b*}} \quad (3.23)$$

ここに、 $\tan\theta$: 海底勾配、 β : 定数である。堤脚部での岸・沖方向の q_b はそれぞれ式 (3.18), (3.20) により求まるので、式 (3.23) を準用して岸向き掃流時の基準点濃度 $C_{so(on)}$ と沖向き掃流時の $C_{so(off)}$ を求めると

$$C_{so(on)} = \frac{q_{b(on)}}{2 \beta d_{50} U_{b*(on)}} \quad (3.24)$$

$$C_{so(off)} = \frac{q_{b(off)}}{2 \beta d_{50} U_{b*(off)}} \quad (3.25)$$

となる。一周期間の平均基準点濃度は両者を平均することにより、

$$C_{so} = \frac{1}{2}(C_{so(on)} + C_{so(off)}) \quad (3.26)$$

とする。式(3.26)により求まる C_{so} と底面付近の測定濃度が一致するように β を決めると、 $\beta = 14$ となる。一方、Einstein (1950) は $\beta = 11.6$ としていることから、測定濃度より定まった β はほぼ妥当な値であることが分かる。

(2) 構造物近傍の浮遊砂濃度分布

構造物近傍の浮遊砂濃度 C_s は、堤脚部より浮遊した砂がスリットから発生する乱れによって上方および沖方向へと拡散することで生ずる。すなわち、 C_s はスリット間隙からの噴流により生ずる乱れに支配される。したがって、浮遊砂の拡散係数は自由噴流の渦動粘性係数から類推できると考える。ここでは、噴流の影響域 $X < \ell_b$ では流体混合が激しいので、拡散係数は水平・鉛直方向に一定であるとし、さらに水平・鉛直方向の浮遊砂の拡散係数 K_x 、 K_z が 2 次元自由噴出の渦動粘性係数に比例すると仮定する。したがって、

$$K_x = K_z = A_1 b V_{\max} \quad (3.27)$$

となる。ここで、 b : スリットの間隙幅、 A_1 : 噴流の渦動粘性係数と砂の拡散係数の比を表わす係数である。また、 $X > \ell_b$ では拡散係数を変化させるべきであるが、この区域では C_s の絶対値が小さいので、解析の容易さを考えて $X > \ell_b$ でも K_x 、 K_z は変化しないとした。これより定常 2 次元の拡散方程式

$$K_x \frac{d^2 C_s}{dX^2} + K_z \frac{d^2 C_s}{dZ^2} + w_o \frac{dC_s}{dZ} = 0 \quad (3.28)$$

を解くと、 C_s の分布として次式が得られる。

$$C_s = C_{so} e^{-(A_1 X / K_x + w_o Z / 2 K_z)} (A_2 \sinh \gamma + \cosh \gamma) \quad (3.29)$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{w_o^2 - 4 A_2^2 K_z}}{2 K_z} Z$$

ここで、 A_2 、 A_3 は定数である。定数 A_1 、 A_2 、 A_3 をケース 5、6 の浮遊砂濃度分布の測定値 (図-3.6) と合うように決定し、 $A_1 = 0.3$ 、 $A_2 = 0.08$ 、 $A_3 = -1$ を得た。図-3.6 中に実線で示す式 (3.29) による計算値は実験値をかなり良く再現している。

3.5 2 次元地形変化モデルの改良

構造物近傍における局所洗掘に関しては、底脚部での掃流漂砂量や底脚部での浮遊砂濃度およびその拡散を評価するモデルが得られた。しかしながら、消波構造物沖合の 2 次元地形変化モデルを完成させるには、局所洗掘以外に波動運動に伴う地形変化のモデル化も必要である。前報でもこのモデルについて検討したが、なお一般性の面で問題があり、したがって前報のモデルはこの面より再検討が必要とされていた。そこで、ここでは、部分重複波の場合における質量輸送速度および浮遊砂濃度分布に関する前報のモデルの一般化を試みる。まず、3.5.1 節では砂連上の渦動粘性係数について述べ、さらに 3.5.2 節では質量輸送速度について、

3.5.3 節では波動運動に伴う砂漣上の浮遊砂濃度について述べる。そして最後に 3.5.5 節ではモデルの全体的な取りまとめを図る。

3.5.1 砂漣上の渦動粘性係数

Kajiura (1968) は乱流境界層を内層、中間層および外層の 3 層に分け、渦動粘性係数 ν_z を用いてモデル化を行った。ここに渦動粘性係数 ν_z は内・外層では一定、中間層では Z に比例するとした。一方、野田(1970) は Johns (1968) に従い内層、中間層の ν_z は Z^2 に比例し、外層で一定とする 3 層モデルを提案した。ここでは渦動粘性係数の扱いが比較的容易な Kajiura のモデルをもとに、乱流境界層内の渦動粘性係数を定式化する。Kajiura のモデルでは、粗面乱流境界層内の渦動粘性係数 ν_z は次式で表わされる。

$$\nu_z = \begin{cases} \alpha x U_{b*} D_R & 0 < Z < D_R \text{ (内層)} \\ x U_{b*} Z & D_R < Z < D_m \text{ (中間層)} \\ x U_{b*} D_m & D_m < Z \text{ (外層)} \end{cases} \quad (3.30)$$

ここに、 U_{b*} ：底面摩擦速度、 x ：カルマン定数 ($= 0.4$)、 D_R ：内層外縁の高さ、 D_m ：中間層外縁の高さであり、 α は次式で与えられる定数である。

$$1/\alpha = \ln(D_R/Z_o) = 2.708 \quad (3.31)$$

ここに、 Z_o は粗度長さ (Nikuradse の相当粗度 Z_d は $Z_d = 30Z_o$ で表わされる。)、また $D_R = 15Z_o$ である。底面が粗面と見なせる条件は

$$U_{b*} Z_d / \nu > 10^3 \quad (3.32)$$

で与えられる。また、中間層は次の条件で消失するとされている。

$$D_o/Z_d < 230 \quad (3.33)$$

ここで、 D_o は水粒子軌道の全振幅である。

前報の実験では、部分重複波の腹付近を除けば式 (3.32)、(3.33) の条件が満足されることから、底面境界層は内層と外層の 2 層からなる粗面乱流境界層とみなすことができる。堀川・渡辺 (1968) は人工砂漣 (砂漣の波高 $H_s = 0.8$ cm, 砂漣の波長 $L_s = 3.2$ cm) 上における振動流境界層内の流速測定結果より、 ν_z を逆算して Kajiura (1968) のモデルと比較した。これによると、中間層のない条件下において流速分布から逆算した ν_z は、鉛直方向にほぼ一定とみなすことができる。このように ν_z が鉛直方向に一定であれば、乱流境界層の場合の Euler 平均流速や質量輸送速度は、Longuet-Higgins (1953) の理論解より求めることができる。そこで、本研究では簡単のために ν_z は鉛直方向に一定とし、式 (3.30) のうちの内層で与えられる値を用いることにした。このとき、 D_R は堀川・渡辺 (1968) にならい

$$D_R = aH_s \quad (3.34)$$

とした。ここに、 H_s は砂漣の波高、 a は乱流境界層厚と砂漣の波高との比を表わす定数である。以上より、

$$\nu_z = \alpha x U_{b*}(aH_s) \quad (3.35)$$

となる。前報の平均流速の実測値と式(3.4)による計算値とが一致するように定数 a を定めたところ、 $a = 10$ となった。堀川・渡辺(1968)は $a = 2$ としており、 $a = 10$ はかなり大きな値である。この原因は前報の実験では H_s が約 3 cm と堀川・渡辺(1968)の実験よりかなり大きいこと、粗度は突起の高さの代表値のみでなく突起の配置間隔により変化すること(例えば、足立, 1964)をあげることができる。

また、砂漣の波高 H_s は次のように算定する。Nielsen(1981)は規則波実験により砂漣の波形勾配を次式で表わした。

$$H_s/L_s = 0.182 - 0.24(0.5f_w\psi)^{1.5} \quad (3.36)$$

$$\psi = (D_o\omega)^2 / \{(\rho_s - \rho_w)gd_{50}\}$$

ここに、 L_s : 砂漣の波長、 D_o : 水粒子軌道全振幅、 f_w : Jonsson(1966)による摩擦係数、 ρ_s : 砂の密度、 ρ_w : 水の密度、 g : 重力加速度、 d_{50} : 砂の中央粒径である。また、佐藤・堀川(1984)は L_s について次の実験式を示した。

$$L_s = 0.6D_o \quad (3.37)$$

式(3.36)、(3.37)によれば H_s を算定することができる。

3.5.2 質量輸送速度

浮遊砂の平均移動速度として前報では Euler 平均流速を用いたが、浮遊砂が流体とほぼ等しい運動をして輸送されるのであれば、砂粒子は Lagrange 的な平均流速により移動すると考えるべきである。そこで、本報告では質量輸送速度 $\overline{U_L}$ に Longuet-Higgins(1953)による層流解を用い、動粘性係数の代わりに式(3.35)で定まる渦動粘性係数 ν_z を用いて $\overline{U_L}$ を算定した。

$$\overline{U_L} = \frac{\omega k H_s^2}{16 \sinh^2 kh} \{ (1 - K_r^2) f_L^{(p)}(\xi) + 2K_r f_L^{(s)}(\xi) \sin 2kX \} \quad (3.38)$$

$$\xi = Z\sqrt{\omega/(2\nu_z)}$$

$$f_L^{(p)}(\xi) = 5 - 8e^{-\xi} \cos \xi + 3e^{-2\xi}$$

$$f_L^{(s)}(\xi) = -3 + 8e^{-\xi} \sin \xi + 3e^{-2\xi}$$

前報での Euler 平均流速の実測値と式(3.38)による $\overline{U_L}$ の計算値を図-3.11、3.12に示す。全ケースとも構

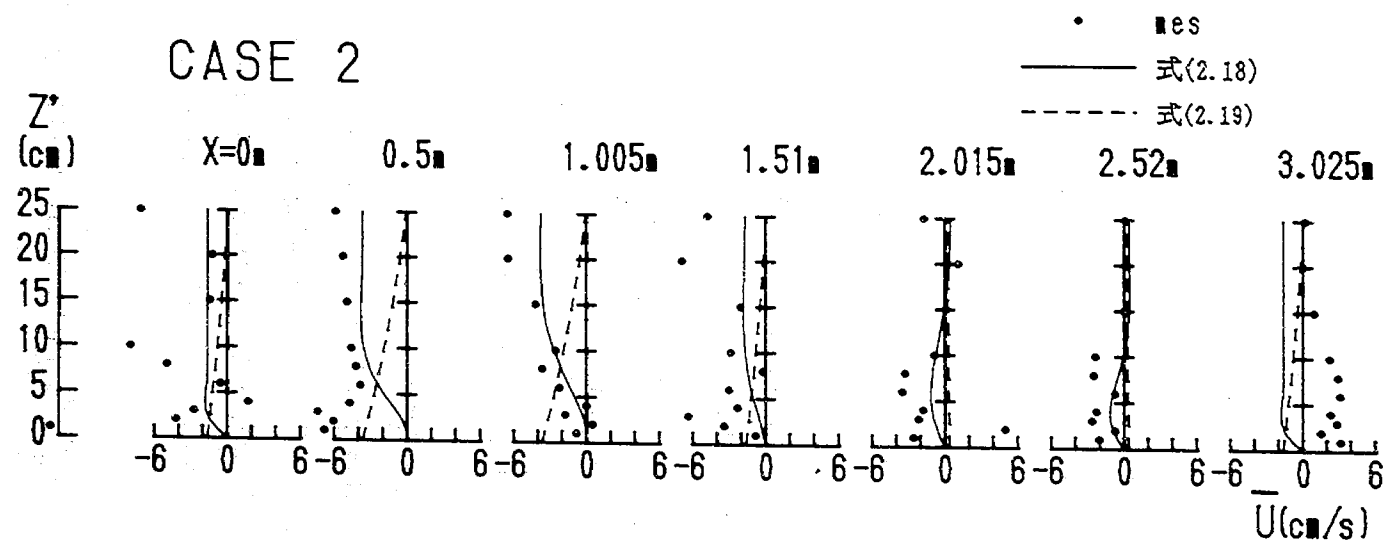
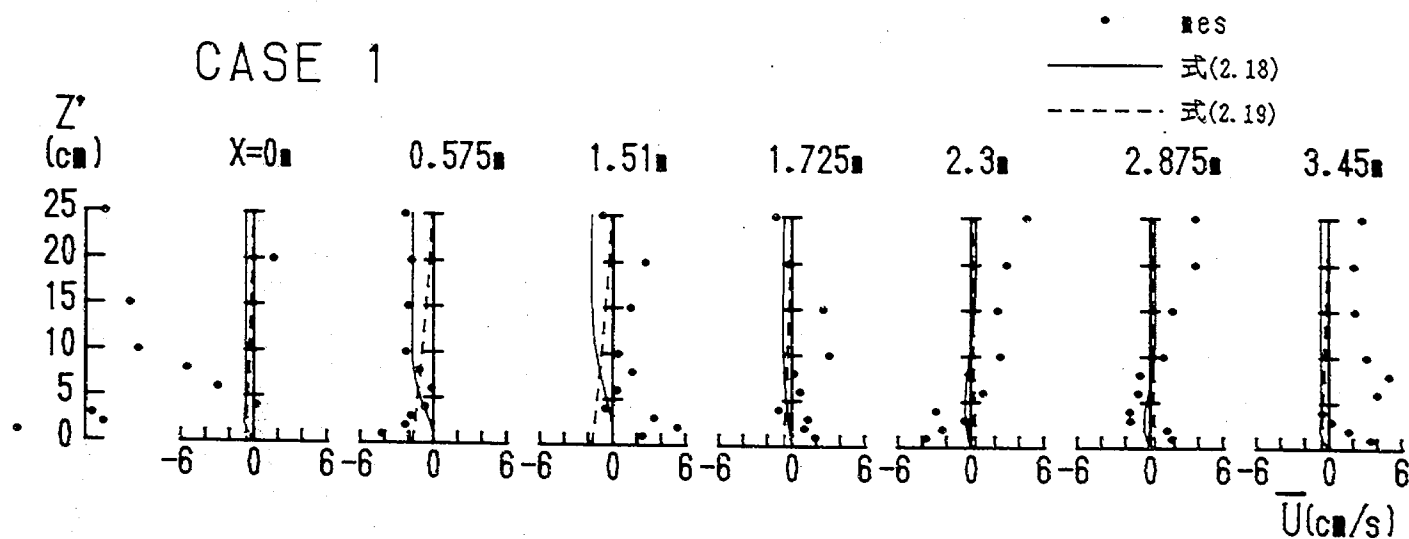


図-3.11 Euler 平均流速の分布 (ケース 1, 2)

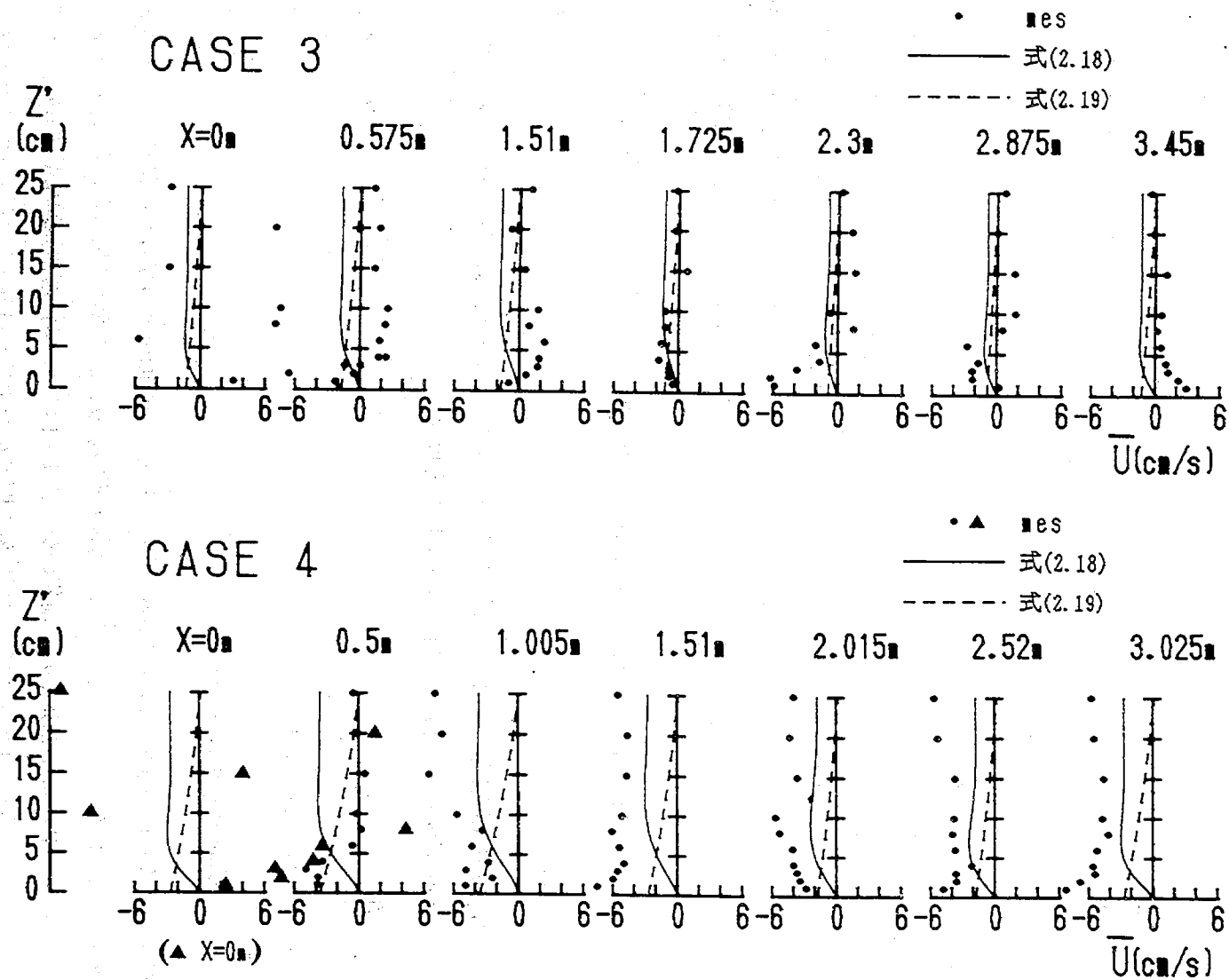


図-3.12 Euler 平均流速の分布 (ケース 1, 2)

造物沖合で流速の方向はよく一致している。特に、ケース1の $X = 2.3 \text{ m}$ および 2.875 m において、実験で生じた逆転層が計算でも十分に再現されている。構造物直前の $X = 0 \text{ m}$ では、計算に構造物の影響が考慮されていないため実験と計算との対応は悪い。

入江ほか(1984)は、前出の部分重複波の場合における境界層外側の質量輸送速度 $\overline{U_{Lu}}$ (式(3.11) : Longuet-Higgins, 1953) を用いて防波堤沖で生ずる地形変化のパターンを分類した。そこで、図-3.11, 3.12 に式(3.11) による計算値も併せて示した。Euler 平均流速の実測値と式(3.11) の対応は非常に悪く、乱流境界層内の質量輸送速度として求められる式(3.38) の計算値の方がかなり適合性が高いことが明らかである。したがって、波高および波長の比較的大きな砂漣のある場合には、粗度として砂漣が流速場に及ぼす影響はかなり上方にまで及ぶことが示唆される。

3.5.3 波動運動に伴う砂漣上の浮遊砂濃度

(1) 浮遊砂濃度分布式

前報では実験の測定濃度分布に一致する浮遊砂濃度分布の経験式を作成したが、ここでは既往の研究成果に基づいて砂漣上の浮遊砂濃度分布を定式化する。Skafel and Krishnappan (1984) は、水粒子の軌道運動に対する砂粒子の追従性に着目し、砂の拡散係数を実験的に求めて指数分布形の浮遊砂濃度分布式を提案した。一方、沢本ほか(1981) は、砂漣上での組織的な渦の生成、崩壊に着目し、乱れ強度分布を定式化して乱れの拡散係数を求め、それと砂の拡散係数が比例するとしたモデルを示している。本研究では、沢本ほか(1981) と同様に乱流境界層内の渦動粘性係数に砂の拡散係数 K_z' が比例すると仮定し、

$$K_z' = m\nu_z \quad (3.39)$$

とする。ここで、 m は比例係数である。 ν_z は鉛直方向に一定の値をもち式(3.15)で与えられるので、Skafel and Krishnappan (1984) と同様に定常次元の拡散方程式

$$K_z' \frac{dC_w}{dz} + w_0 C_w = 0 \quad (3.40)$$

を解いて、次の指数関数の分布式が得られた。

$$C_w = C_{w0} \exp\{-(w_0/K_z')Z'\} \quad (3.41)$$

ここで、 C_{w0} は底面近傍の基準点濃度である。式(3.41)では、底面付近の浮遊砂濃度分布の勾配が式(3.39)中の係数 m に支配されることになる。そこで、前報の実験より、構造物から離れた沖合での測定濃度勾配と合うように式(3.39)中の m を決定した。前報のケース1~4について、底面流速振幅 $U_{b\max}$ と m の関係を図-3.13に示す。 m と $U_{b\max}$ はケースごとに反比例の関係を示すことが分かる。 $U_{b\max}$ が大きいほど m が小さくなるのは、砂粒子が高流速時の乱れによる流体運動に追従できなくなるためと推定される。図より m は次式で近似される。

$$m = m_1 - 0.02 U_{b\max} \quad (3.42)$$

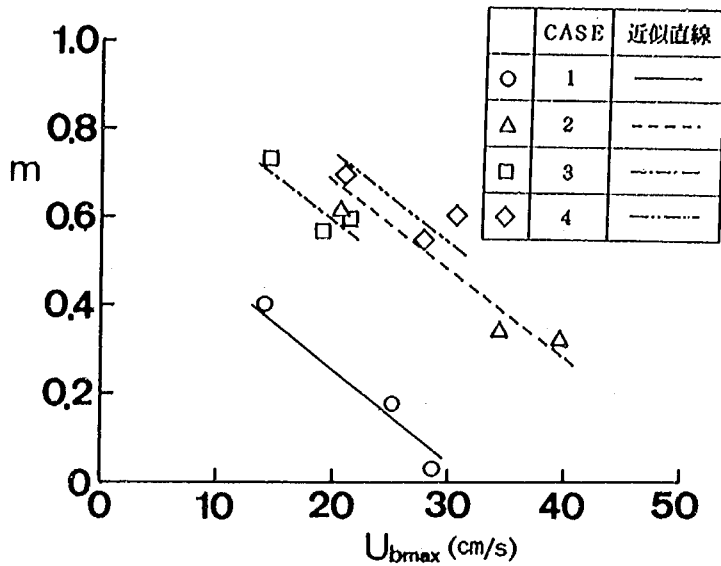


表-3.2 ケース 1~4 の m_1

CASE	m_1
1	0.68
2	1.14
3	1.00
4	1.20

図-3.13 m と U_b の関係 (ケース 1~4)

m_1 は定数であり, 各ケースごとに決まる (表-3.2)。 m には砂の運動スケールや慣性など様々な効果が関与すると考えられるが, 測定データが限られているのでケースごとに m_1 が異なる理由は今のところ不明であり, ここでは表-3.2 に示す m_1 の値を用いる。

(2) 基準点濃度

基準点濃度 C_{wo} の算定には, 計算が比較的簡単な橋本ほか (1982) の提案した方法を用いる。橋本ほか (1982) は砂漣上に発生する渦のエネルギーと渦層内の砂粒子の位置エネルギーとのバランスにより基準点濃度を定式化し, 次式を示した。

$$C_{wo} = \frac{2\Gamma\rho_s}{T_v(\rho_s/\rho_w - 1)} \quad (3.43)$$

$$\Gamma = 0.6 \int_{t_1}^{t_2} (k' U_b)^2 dt$$

$$k' = 1/(1 - \pi H_s/L_s)$$

ここで, Γ : 渦の循環値, T_v : 渦の形成されている時間, t_1, t_2 : 渦の発生, 消滅時の位相であり, $t_1/T = 0$, $t_2/T = 7/8\pi$ とされている。また, 基準点の高さは沢本ほか (1981) にならい H_s に等しいとする。

3.5.4 浮遊砂濃度の計算値と実験値との比較

構造物より離れた沖合において波動運動に起因する砂漣上の浮遊砂濃度 C_w は式 (3.41) により, スリットを通過する流れに起因する構造物近傍の浮遊砂濃度 C_s は式 (3.29) より求められる。したがって構造物沖の浮遊砂濃度 C は次式で与えられる。

$$C = C_w + C_s \quad (3.44)$$

前報の実験より浮遊砂濃度の測定値と式 (3.44) による計算値を図-3.14, 3.15 に示す。 $Z' > 10 \text{ cm}$ における測定濃度は計算値に比べ大きい。前報の実験状況をビデオにより詳しく観察したところ、底質に含まれていたシルト分がかなり上方に浮遊していた。このシルト分は常に浮遊しており、このため測定濃度が全体的に大きかったと考えられる。しかし、底質中のシルト分が地形変化にもたらす影響はほとんどないので、底面から離れた上方の測点における計算値と測定値の差は問題にならないと考えられる。底面近くにおいては、計算と実験の濃度分布形状は全体的に見るとほぼ一致している。

3.5.5 地形変化モデルのまとめ

前報に示した地形変化モデルについて、特に構造物近傍の地形変化機構を図-3.9 のように修正し、種々の改良を行った新しい地形変化モデルの構成は次のようである。

- ① 砂澱上の渦動粘性係数 ν_z : 式 (3.35)
- ② 質量輸送速度 $\overline{U_L}$: 式 (3.38)
- ③ 浮遊砂濃度 C : 式 (3.29), 式 (3.41), 式 (3.44)
- ④ net の浮遊漂砂量 : 質量輸送速度 $\overline{U_L}$ と浮遊砂濃度 C を鉛直積分することにより、浮遊漂砂量 $q_{S(\text{net})}$

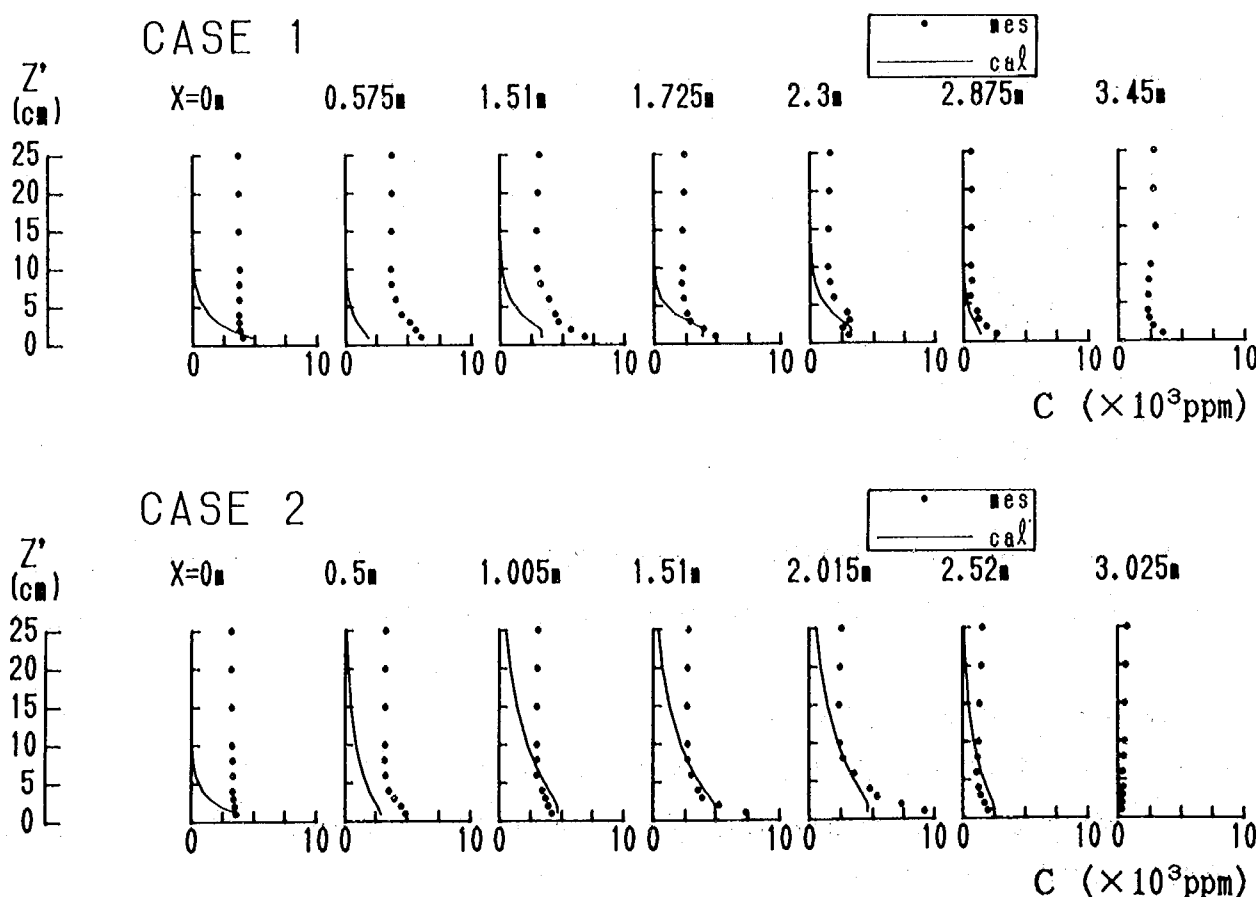


図-3.14 浮遊砂濃度の分布 (ケース 1, 2)

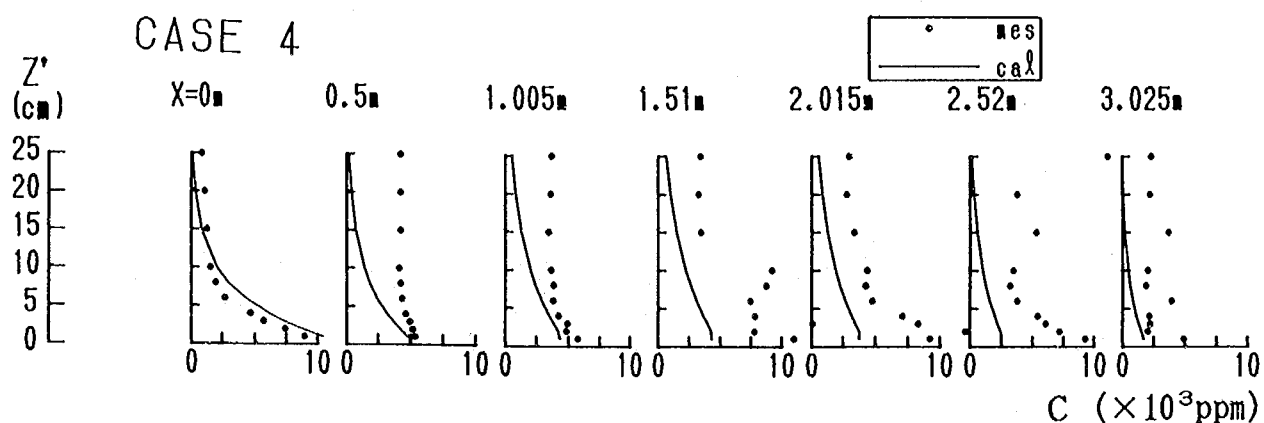
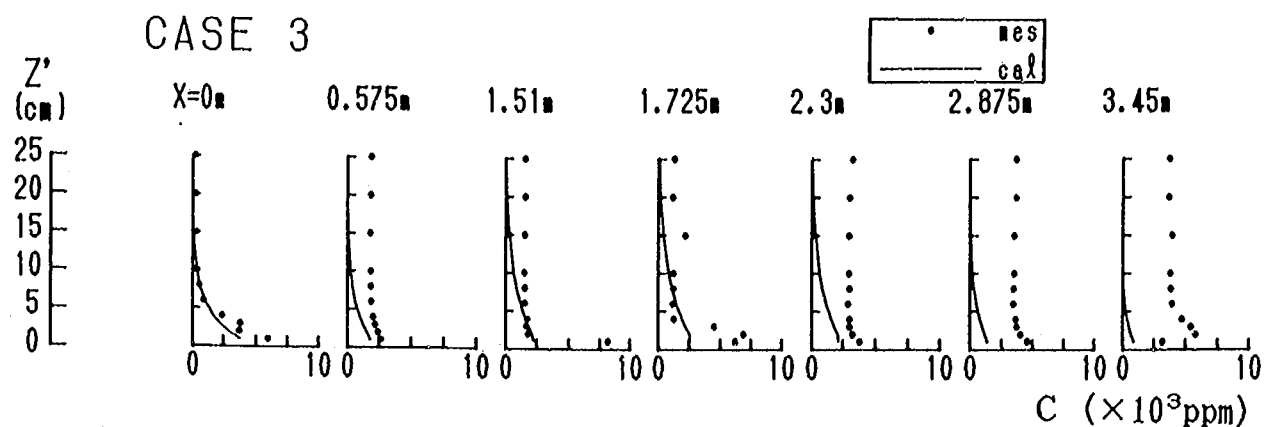


図-3.15 浮遊砂濃度の分布 (ケース 3, 4)

は

$$q_{S(\text{net})} = \frac{1}{(\rho_s - \rho_w)g(1-\lambda)} \int U_L(Z) \cdot C(Z) dz \quad (3.45)$$

で与えられる。

- ⑤ net の掃流砂量 $q_{b(\text{net})}$ は式 (3.21) で与えられ、海底勾配に応じて式 (3.22) に従い変化する。 $X \leq \ell_b$ では $q_{b(\text{net})}$ は一定であり、 $X > \ell_b$ では最初の節の位置まで直線的に低減する。
- ⑥ net の総漂砂量 $q_{(\text{net})}$: $q_{S(\text{net})}$ と $q_{b(\text{net})}$ の和。ただし、本モデルには海底地形の安定化機構が取り込まれていない。したがって、 $q_{b(\text{net})}$ が支配的となる構造物近傍の地形変化と $q_{S(\text{net})}$ が支配的となる構造物から離れた沖合の地形変化がほとんど独自に進行してしまう。この結果、計算時間の経過に伴い、進行速度の速い方の地形変化が実態とはかけ離れて大きく生じるようになる。そこで、実験で得られた安定地形形状と計算結果とがほぼ同時間で一致するよう $q_{b(\text{net})}$ の値を調整する。すなわち、 $q_{(\text{net})}$ には次式を用いる。

$$q_{(\text{net})} = q_{S(\text{net})} + n q_{b(\text{net})} \quad (3.46)$$

ここで、 n は地形変化の時間スケールを調整する係数である。

3.6 地形変化モデルの検証

(1) 地形変化の計算値と実験値との比較

実験によるケース1~4の海底地形の変化と本モデルにより計算した海底地形を図-3.16~3.19に示す。空隙率の小さいケース1の実験では、構造物近傍を除くと腹と節の中間が侵食され節に堆積し腹ではあまり変化の生じないN-タイプの地形変化(入江ほか, 1984)が生じている。計算結果では堆積のピーク位置が実験とはずれているものの、構造物より離れた沖合では同様にN-タイプの地形変化を生じている。また、計算による構造物近傍での地形変化には実験で生じた局所洗掘が再現されている。ケース1と同じ空隙率で入射波

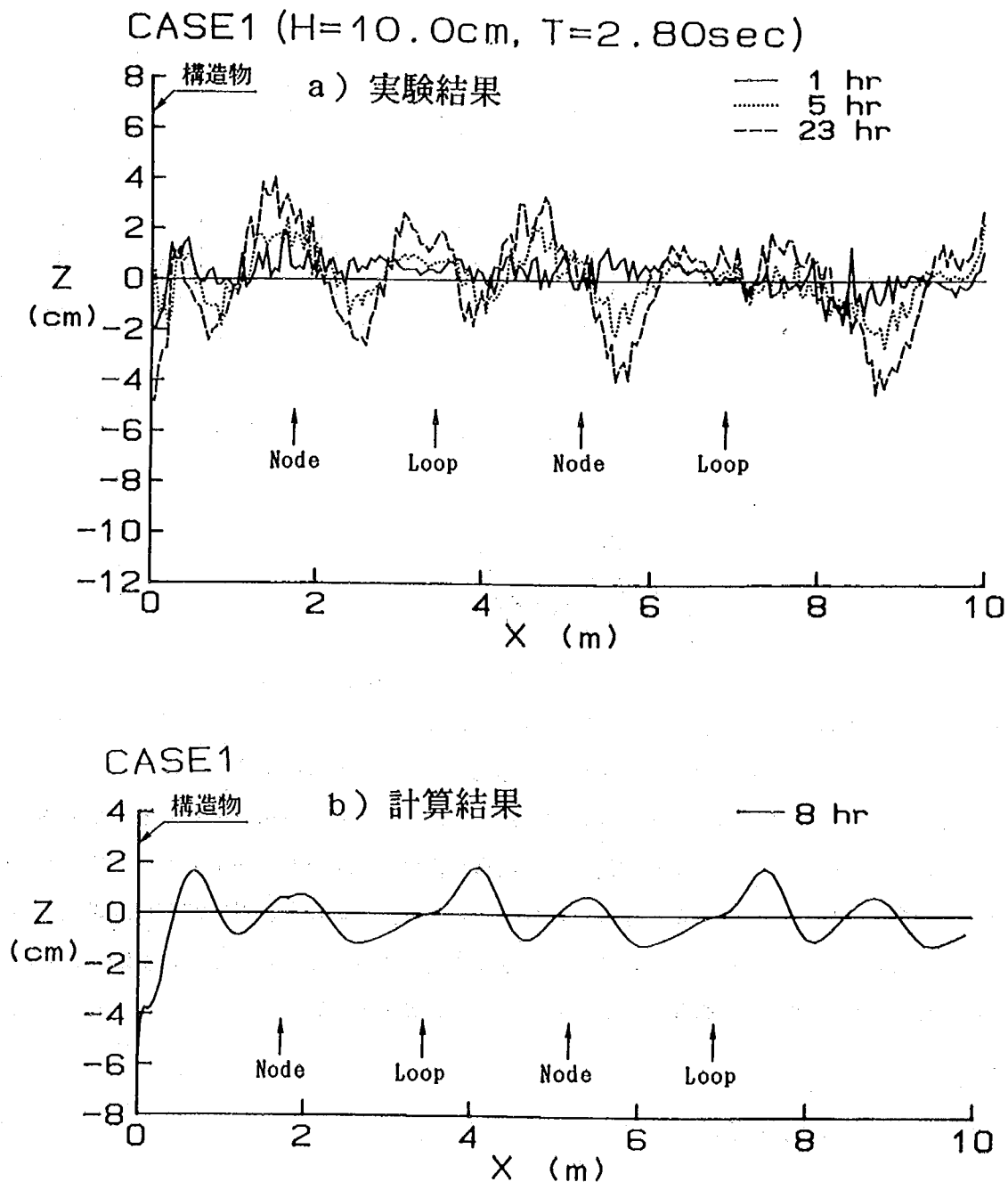


図-3.16 実験と計算の海底断面変化 (ケース1)

高の高いケース2では、構造物より離れた沖合における実験の地形変化は節の部分が侵食され腹に堆積するL-タイプとなった。これに対し、計算でも節付近が侵食されL-タイプに近い地形変化となっているものの、堆積は腹の位置よりやや沖にずれて生じている。本モデルでは、腹付近は濃度、流速ともに小さいため漂砂

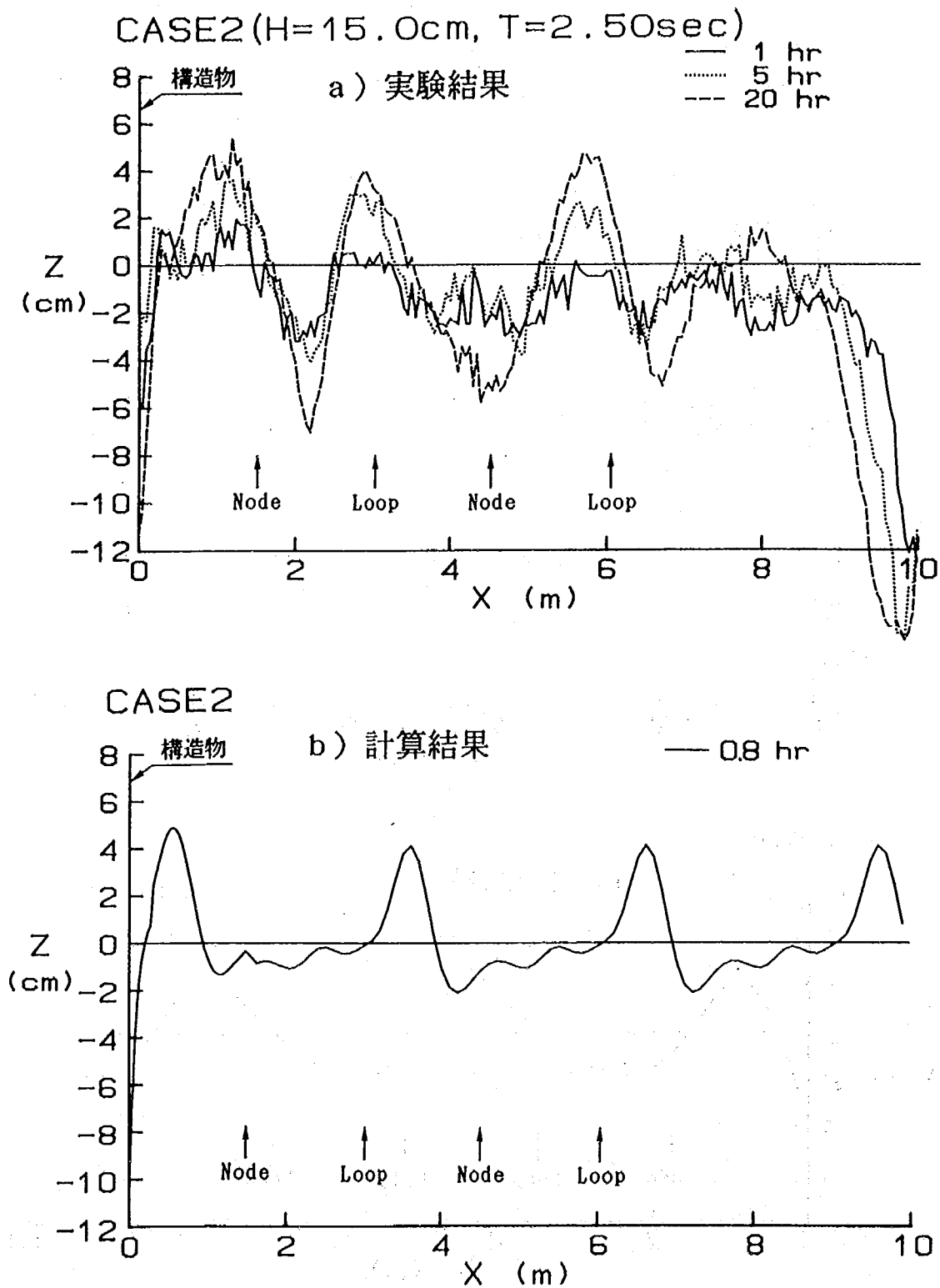


図-3.17 実験と計算の海底断面変化 (ケース2)

量の絶対値および岸沖変化量が小さくなる。このため、腹付近では地形変化が生じにくくなっている。一方実現象では水粒子の軌道運動に伴い砂粒子も水平方向に大きく移動する。腹と節の間から腹付近へ達した浮遊砂は、腹付近の流速が小さいので一部が沈降して再び浮遊できなくなる。この場合、腹付近は堆積を生じ易いはずである。これらの現象をモデルに取り込むためには、一周期内における浮遊砂移動の非平衡性を考慮する必要がある。本モデルは平衡漂砂量のみ考慮しているため、計算では腹付近に堆積を生じさせることはできなかった。ケース2の構造物近傍の地形に着目すると、局所洗掘の状況は両者ともに一致しているが、その沖の堆積量は実験の方がかなり大きい。これは、部分重複波による地形変化の再現性が沖合と同様に劣

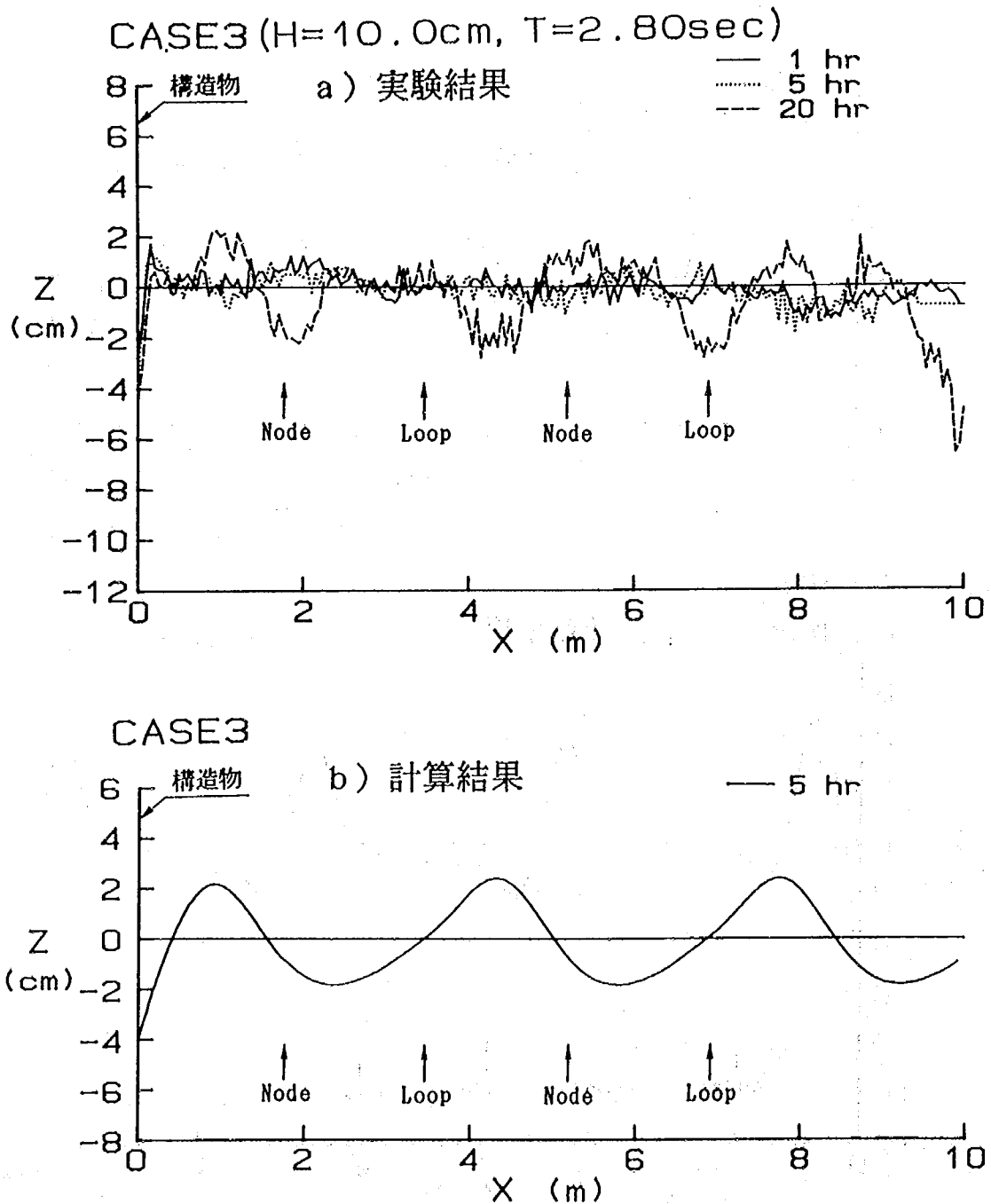


図-3.18 実験と計算の海底断面変化 (ケース3)

ることによると考えられる。前報ではケース1でN-タイプの地形変化を再現できておらず、局所洗掘の形状もあまり一致していなかった。これらの点は前報より改善されたことが分かる。

空隙率の大きいケース3,4に関しては、前報のモデルでは構造物近傍の地形変化を再現できなかった。一方、改良されたモデルでは両ケースともに計算でも実験同様に構造物近傍で局所洗掘を生じた。しかし、局所洗掘の生じた範囲は両ケースともに計算の方が実験より3倍程度広い。本モデルでは、局所洗掘に支配的である掃流砂量をスリット間隙からの噴流の影響範囲($X < l_0$)で一定、その沖で漸減させるという簡易的な岸沖分布を与えている。このため洗掘の範囲が計算で広くなったと考えられる。構造物の沖合に着目すると、

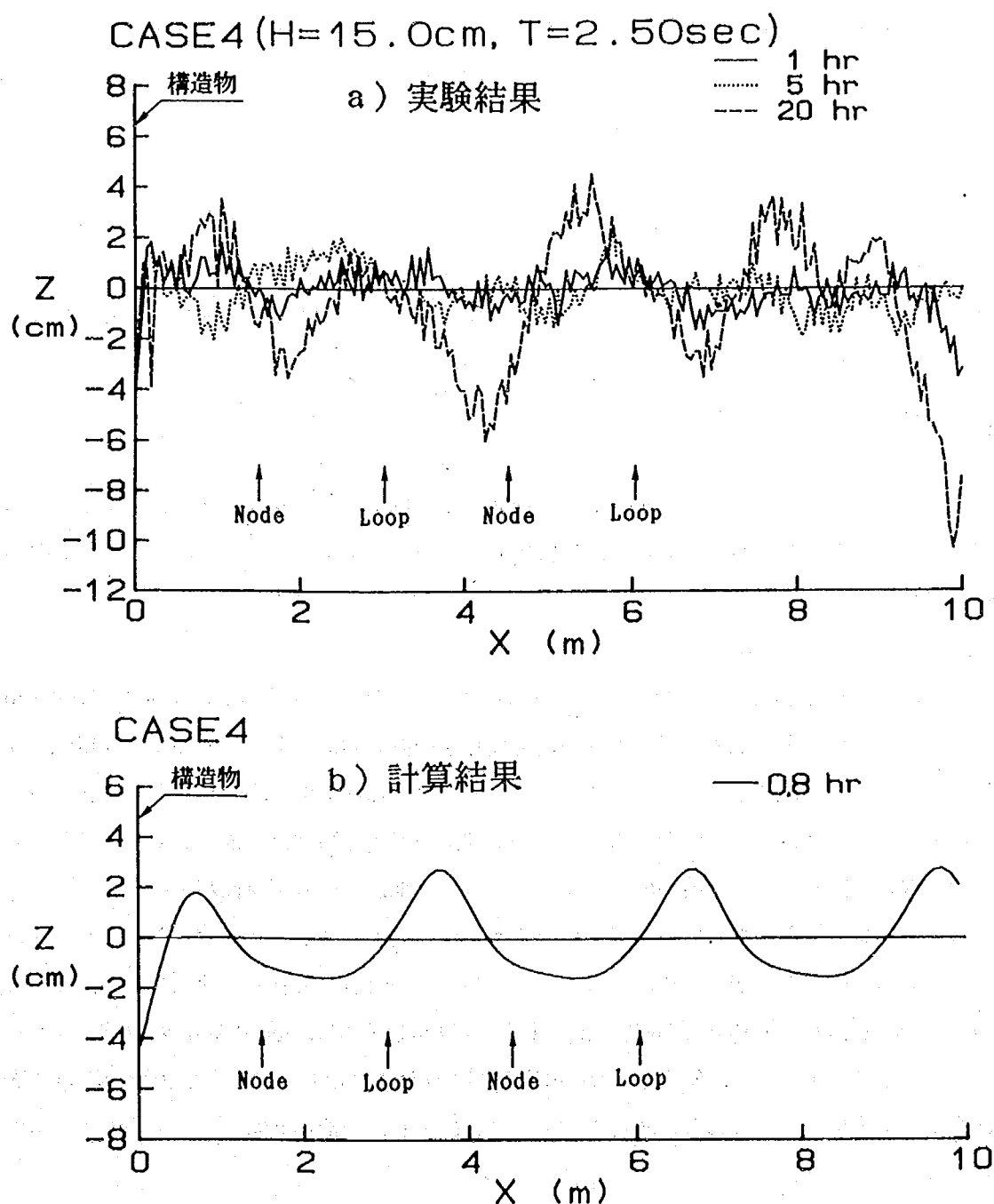


図-3.19 実験と計算の海底断面変化 (ケース4)

ケース3では実験の地形変化がL-タイプともN-タイプとも判別しがたいので、計算の再現性を判断できない。ケース4では、実験での地形変化がL-タイプであったのに対し、計算結果もL-タイプに近い地形変化となった。ただし、ケース2と同様に、計算では腹の位置に堆積を生じていない。前報のモデルでは、空隙率の大きなケースでは地形変化の再現性がかなり低かったが、今回の改良によりモデルがかなり一般化されるとともに、地形変化の予測精度が向上したことが分かる。

(2) 今後の課題

スリット式消波構造物沖合の地形変化モデルの改良に伴う残された主な課題を以下に要約する。

- ① 本モデルでは砂漣上の浮遊砂濃度の計算に拡散モデルを用いたが、この場合、渦動粘性係数と砂の拡散係数との関係が明確にされていない。また、砂漣上の砂の拡散に関しては、岸沖方向の流速場の変化が小さいと仮定して浮遊砂の移動をモデル化したが、水粒子運動の軌道長が長い場合には、岸沖方向の流速場の変化を考慮した取扱いが必要となる。この場合には、浮遊漂砂量を質量輸送速度と濃度の積として取り扱うことはできない。
- ② スリットの間隙における最大流速の実験式を空隙率と波形勾配との関係より導いたが、これらの関係を物理的に裏付ける必要がある。
- ③ 構造物近傍における浮遊砂の拡散を、2次元自由噴流の渦動粘性係数を準用して定常2次元の拡散方程式によりモデル化したが、この機構についてはさらに詳細な検討が必要である。
- ④ 構造物近傍における地形変化を精度良く予測するためには、底面近傍の net の掃流砂量の岸沖分布をモデル化する必要がある。

また、本研究の対象とはしなかったが、部分重複波による地形変化の安定化機構に関する具体的な検討はこれまでのところほとんど行われておらず、最終的にはこの点を解明してモデルに取り込む必要がある。

3.7 結論

本研究では、スリット式消波構造物沖合の2次元地形変化モデルの一般化を図るために、① Kajiura (1968) のモデルにならって砂漣上の乱流境界内の渦動粘性係数を鉛直方向に一定として与え、② Longuet-Higgins (1953) の解に渦動粘性係数を用いることで乱流境界内の質量輸送速度を評価し、さらに③浮遊砂の拡散係数が乱流境界内の渦動粘性係数に比例するとして、砂漣上の浮遊砂濃度分布式を導いた。これらの改良によりモデルの一般化が図られ、特に前報の地形変化モデルでは地形変化の再現性がかなり低かった空隙率の大きなケースについて、構造物沖合での地形変化の予測精度を向上させることができた。また、構造物近傍の局所洗掘の予測精度の向上を図るため、①スリット間隙からの噴流の影響する範囲とその流速を実験により定式化し、②水平流速の岸沖方向の非対称性より生ずる堤脚部近傍での net の掃流砂量を導き、さらに③堤脚での巻き上げ量をモデル化し、2次元自由噴流の渦動粘性係数を準用した砂の拡散係数を用いて構造物近傍の浮遊砂濃度を定式化した。これらの改良を加えることにより、構造物近傍の局所洗掘の予測精度をかなり向上させることができた。

参 考 文 献

- 足立昭平 (1964) : 人工粗度の実験的研究, 土木学会論文集, 第 104 号, pp. 33-44.
- 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二次元的海底洗掘一底質の移動機構に着目した研究一, 港湾技研報告, 第 23 巻, 第 1 号, pp. 3-52.
- 岩垣雄一・村上仁士 (1972) : 防波堤開口部における波のエネルギー損失に関する実験, 第 19 回海岸工学講演会論文集, pp. 221-225.
- 宇多高明・小俣 篤 (1990) : 海域制御構造物の開発, 土木技術資料, Vol.32, No.12, pp. 2-5.
- 宇多高明・小俣 篤・峯松麻成 (1990) : 透過式消波構造物沖合の地形変化機構に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 409-413.
- 宇多高明・堤 博志・村井禎美・藤原隆一 (1988) : 杭式海洋構造物周りの洗掘実態調査, 海洋開発論文集, Vol.4, pp. 123-128.
- 宇多高明・中村瑛佳・村井禎美・松永博史 (1989) : 有脚式離岸堤周りの初期洗掘の現地調査, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 409-413.
- 角野昇八 (1987) : 鉛直スリットを有する海岸・海洋構造物の周辺波動場に関する研究, 大阪市立大学博士論文, 171p.
- 佐藤慎司・堀川清司 (1984) : 非対称振動流下における砂漣上の砂移動に関する実験的研究, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 286-290.
- 沢本正樹・山下俊彦・北村 匡 (1981) : 砂漣上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 232-236.
- 野田英明 (1970) : 波動境界層における質量輸送と海底の洗掘, 第 17 回海岸工学講演会論文集, pp. 59-66.
- 橋本 宏・辻本剛三・早川典生 (1982) : 大規模砂漣上の流速分布と浮遊砂濃度, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 244-248.
- 林 泰造・服部昌太郎・白井増次郎 (1966) : 透過性鋼管防波堤の水理, 第 13 回海岸工学講演会講演集, pp. 97-101.
- 堀川清司・渡辺 昇 (1968) : 表面波による振動流境界層に関する実験的研究, 第 15 回海岸工学講演会講演集, pp. 16-23.
- 山下俊彦・千田洋一・佐伯 浩 (1986) : 斜面勾配の影響による砂移動機構の変化と net の掃流砂量, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 219-222.
- Brown, C. B. (1949) : Sediment Transportation, Engineering Hydraulics (edited by H. Rouse), John Wiley & Sons, Inc., New York, pp. 769-857.
- Einstein, H. A. (1950) : The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows, USDA, Soil Conservation Service, Tech. Bull., No. 1026, pp. 1-71.
- Johns, B. (1968) : The Damping of Gravity Waves in Shallow Water by Energy Dissipation in a Turbulent Boundary Layer, Tellus, Vol. 20, No. 2, pp. 330-337.
- Jonsson, I. G. (1966) : Wave boundary layer and friction factors, Proc. 10th Coastal Eng. Conf., ASCE,

pp. 127-148.

Kajiura, K.(1968): A Model of the Bottom Boundary Layer in Water Waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, pp. 75-123.

Kobayashi, N. (1982): Sediment transport on a gently slope due to wave action, Proc. ASCE, Vol. 108, No. WW3, pp. 234-271.

Longuet-Higgins, M. S. (1953): Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. of Royal Soc., London, Series.A, No. 903, Vol. 245, pp. 538-581.

Nielsen, P. (1981): Dynamics and geomentry of wave generated ripples, J. Geophys. Res., Vol. 80, No. C7, pp. 6467-6472.

Skafel, M. G. and B. G. Krishnappan(1984): Suspended sediment distribution in wave field, Jour. Waterway, Port and Ocean Eng., ASCE, Vol. 110, No. 2, pp. 215-230.

第4章 スリット式消波構造物周辺の3次元 流れに起因する大規模洗掘

建設省土木研究所海岸研究室 室 長 宇 多 高 明

〃 研 究 員 小 俣 篤

〃 元部外研究員 桂 川 哲 行

(現 東洋建設(株)技術開発部)

4.1 まえがき

現地海岸に設置される消波構造物は、一般に一波長以上の堤長を持っているが、しばしば開口部が設けられている。したがって、その周辺に生じる地形変化は沿岸方向に一樣とはならず、3次元的な特性を有するはずである。宇多ほか（1988；1989）による駿河海岸における海洋構造物周辺の現地調査においても、構造物を中心とした同心円状の洗掘が生じたことが報告されている。

海中に設置された構造物の周辺で生じる地形変化に関する従来の研究としては、小口径の円柱を扱った水口ほか（1985）、西沢・沢本（1989）による局所洗掘形状の分類や、比較的口径の大きな円柱周りに生じる洗掘に関する斉藤ほか（1988）、勝井・東江（1990）の研究がある。一方、堤長が波長に比べて十分に長い不透過の防波堤に関しては、入江ほか（1984）の研究成果を用いて重複波により生じる地形変化パターンを予測することができる。しかし、円柱と長い防波堤との中間的なスケールの堤長を持つ消波構造物については、その周辺に生じる地形変化に関する研究はほとんど見あたらないのが現状である。波長程度の堤長を持ち、開口部を有する消波構造物の場合、波高が平面分布を有することに起因して生じる海浜流や、構造物近傍における3次元的な流れが地形変化に影響することが予想され、第3章で述べた2次元モデルはそのまま適用することはできなくなる。そこで、本研究では波長と同程度の堤長を持つスリット式の消波構造物を対象として移動床平面実験を行い、これにより構造物周辺における3次元的な地形変化の機構を調べた。

4.2 実験方法

消波構造物としては駿河海岸に建設された新型離岸堤（浦田ほか，1989）を想定し、現地の諸条件の1/13スケールに実験条件を設定した。現地海岸での地形変化には、波の作用のみならず潮流の影響も無視できないと考えられることから、実験では波のみを作用させたケースと、波と潮流を作用させたケースを設定した。実験には長さ24 m、幅30 m、深さ1.0 mの平面水槽を用いた。造波板より2～14 mの範囲に中央粒径 $d_{50} = 0.25$ mmの細砂により厚さ18 cmの水平床を整形し、その中央に模型を設置した（図-4.1）。水槽壁に沿っては、波の多重反射を防ぐため砂斜面を設けた。また、潮流を発生させるために水槽側面には分散管を設けた。潮流を作用させるケースでは整流導波板を斜めに設けて縮流させ、構造物近傍ではほぼ一樣な潮流が生じるようにした。構造物の中心線上の底面に原点を置き、ここより沿岸方向にX軸を、沖向きにY軸を、鉛直上方にZ軸を定めた（図-4.1）。

実験では、構造物の設置水深を54 cmとし、入射波高を $H_i = 12$ cm、周期を $T = 2.2$ secに設定した。消波構造物の模型は2列のスリット板からなる有脚式構造物である（図-4.2 参照）。模型の堤体延長は構造物の設置水深における波長 $L = 4.6$ mよりやや短い3.6 mに設定し、幅1.0 m、高さ0.9 m（うち地中部0.18 m）とした。スリット板の空隙率と吃水深 h_1 を変えることにより反射率（ K_r ）を変化させた2種類の模型を用い、波のみを作用させた2ケースと、反射率が高い方の模型を用いて波と潮流を作用させた1ケースの実験を行った（表-4.1 参照）。

測定項目は、構造物周辺の波高、流速、表面流況および海底地形である。波高測定には容量式波高計を用い、 $-3.5\text{ m} \leq Y \leq 3.5\text{ m}$ 、 $-4.0\text{ m} \leq X \leq 0\text{ m}$ の範囲で50 cm間隔の格子点上に測点を設けて測定した。流速は2成分型超音波式流速計、流況はフロートのビデオ追跡により測定した。流速測定時における高さの

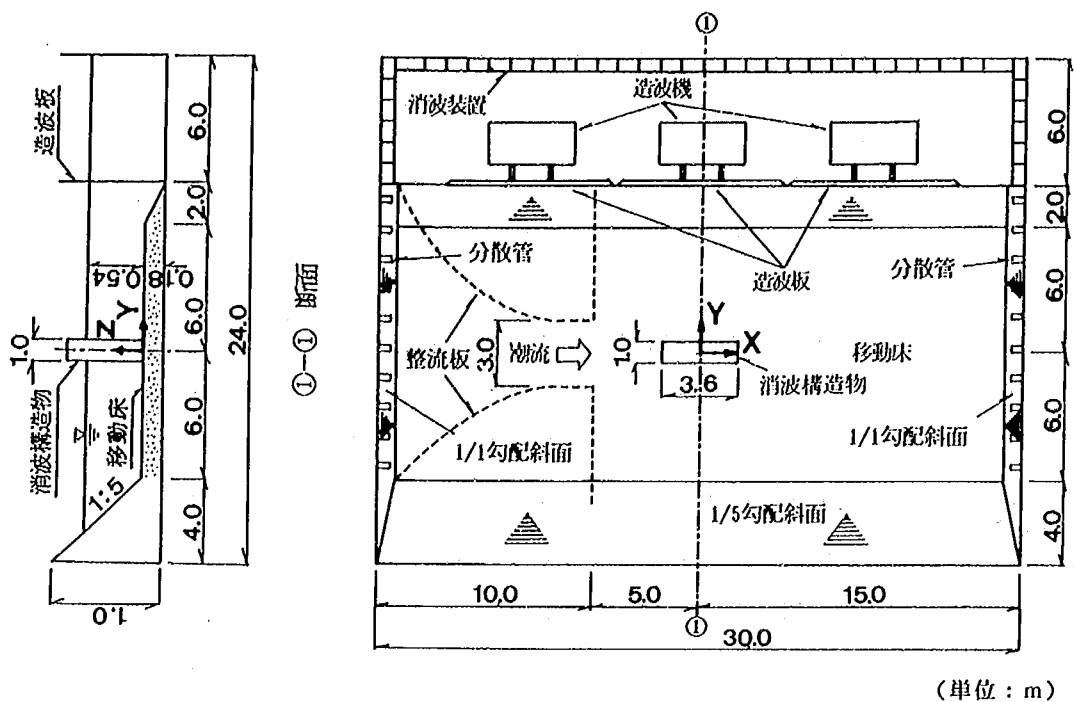


図-4.1 実験水槽

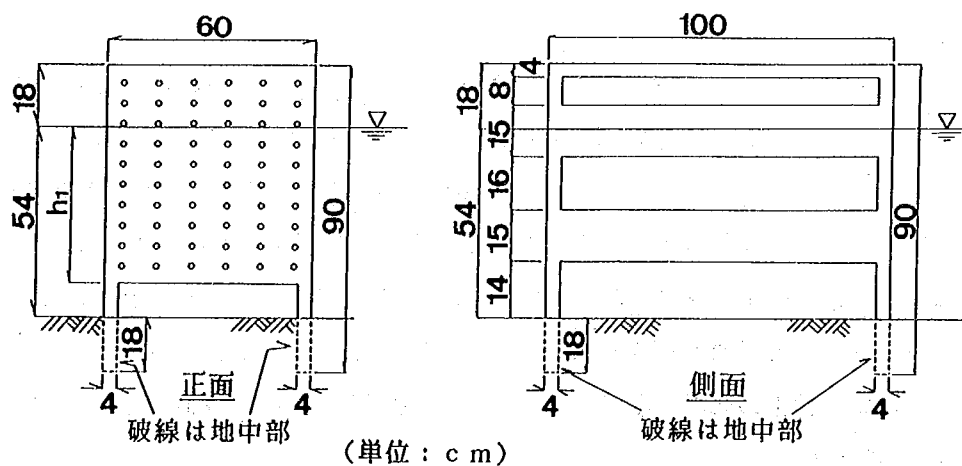


図-4.2 構造物模型の概要

表-4.1 模型条件 (ケース1~3)

ケース	h_1 (cm)	ε	K_r	潮流
1	36	0.21	0.21	無
2	48	0.024	0.48	無
3	48	0.024	0.48	有

基準は測定時の海底面にとり、海底面から鉛直上方の距離 Z' により測点位置を区別した。海底地形は X 軸方向に 25 cm 間隔の測線を設け、測線上を 10 cm 間隔で測定した。波高、流況および流速の測定は実験開始直後から 5 時間以内に実施し、その後海底地形が安定するまで約 20 時間波を作用させた後に地形を測定した。

4.3 波作用時における構造物周辺の地形変化

反射率の低いケース 1 について、初期地形と造波開始後 24 時間の地形より求めた地形変化量の平面分布を図-4.3 に示す。また、波高測定により判定した重複波の腹と節の位置を図の右端に示す。 $Y = 1.7$ m 付近にある節の周辺では堆積傾向であるのに対し、 $Y = 2.8$ m 付近にある腹の周辺ではあまり地形変化が生じていない。このことから、この実験では入江ほか(1984)の N-タイプの地形変化が生じたと判断される。また、構造物の沖側直近では局所洗掘が生じている。以上のように、反射率が低い場合には構造物沖側で N-タイプの地形変化と局所洗掘が重なっており、第 3 章で述べた 2 次元実験と類似した結果が得られた。

一方、図-4.4 に示した反射率が大いなるケース 2 では、構造物沖で 3 角形状に広域の洗掘が生じ、また洗掘深が 18 cm 以上に達したため水路床が露出した。さらに、構造物沖の洗掘域の沖合には、集中的な堆積区域が見られる。構造物の岸側では構造物に沿って細長い局所洗掘が見られ、その岸側には小高い丘状に底質が堆積した。ここで地形変化量を計算すると、 $Y = 0$ m より沖合での総侵食量が 1.07 m^3 であるのに対し、堆積量も 1.09 m^3 であり、両者は非常に良い対応を示す。同様に、 $Y = 0$ m より岸側での侵食量 (0.40 m^3) が堆積量 (0.41 m^3) と一致することから、構造物近傍で洗掘された底質は構造物の沖合と岸側へと移動したことが分かる。

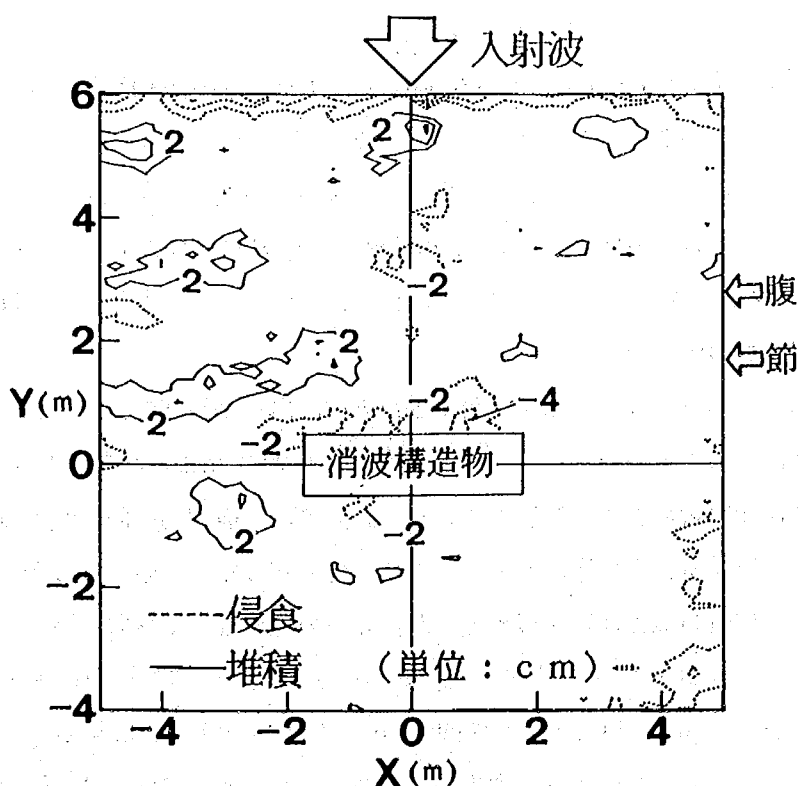


図-4.3 地形変化量の平面分布 (ケース 1)

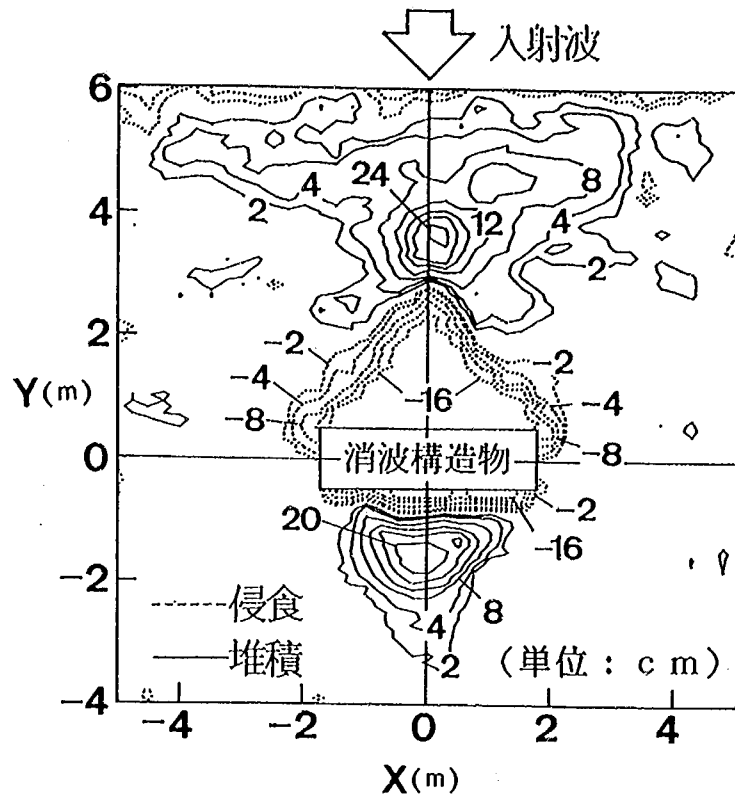


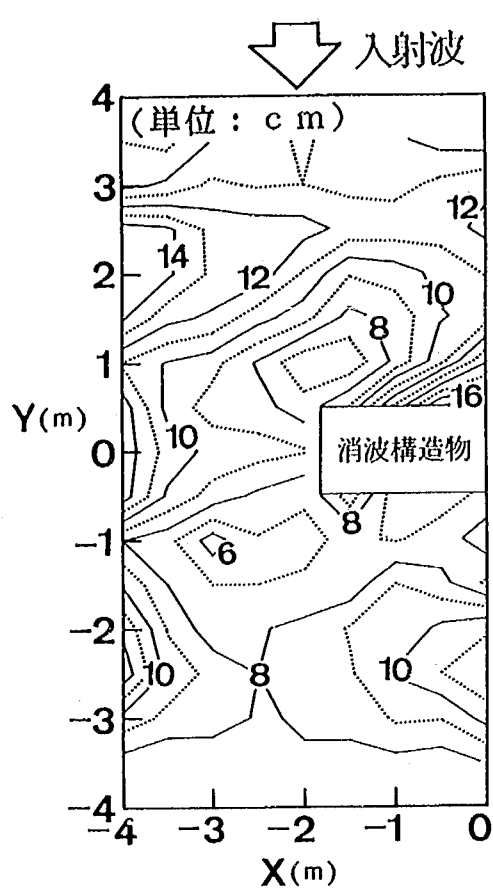
図-4.4 地形変化量の平面分布 (ケース 2)

4.4 地形変化機構の検討

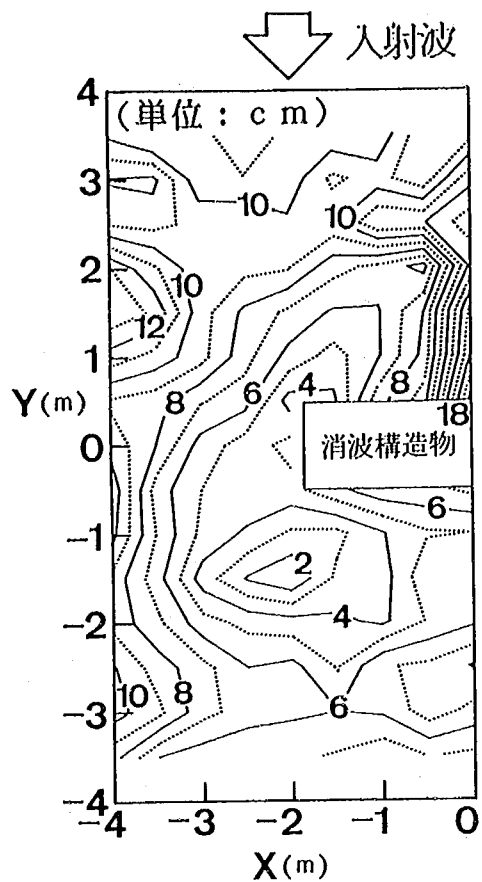
(1) 波高分布

ケース 1, 2 の波高分布を図-4.5 に示す。ケース 1 の $X = 0$ m 上の波高の岸沖分布によれば、部分重複波の腹の位置に相当する構造物沖側直近と、 $Y = 2.8$ m 付近で波高が高く、また構造物近くではその中心より端部へと等波高線が斜めに延びている。これに対し、ケースの 2 の波高分布はケース 1 とはかなり異なる。腹の位置に相当する $Y = 2.8$ m 付近でやや高波高の領域が沿岸方向に分布することから、部分重複波の特徴が一部に見られる。しかし、 $X = 0$ m 上の等波高線は岸沖方向に並び、波高の高い領域は $-0.5\text{m} \leq X \leq 0\text{m}$ の細長い帯状の範囲に集中している。

両ケースの波高分布に差が見られた理由を検討するために、構造物沖側の面を任意反射境界とした数値計算により各ケースの波高分布を求めた。計算には、清川ほか (1982) による波動方程式の直接差分法を用い、構造物の反射率には 2 次元実験による測定値を用いた。計算では、構造物岸側の面を造波境界として、透過側の波高分布が実験と一致するように造波波高 (透過率) を設定した。このとき透過波の位相は入射波の位相と一致させた。また、岸側の境界は透過境界とした。側方の境界は完全反射境界とし、沿岸方向の計算領域を構造物中央からそれぞれ 20 m とすることで、境界からの反射波が構造物周辺に到達するまでに計算を終了させた。格子間隔は $\Delta X = \Delta Y = 0.2$ m, 時間間隔 $\Delta t = 0.004$ s とした。計算結果を図-4.6 に示す。構造物の沖合に注目すると、ケース 1 では構造物中央から端部に向かう波高の低下は実験の方がやや急であるものの、実験と計算は全体に一致している。一方、ケース 2 の計算値は、波高の絶対値の差はあるもののケー

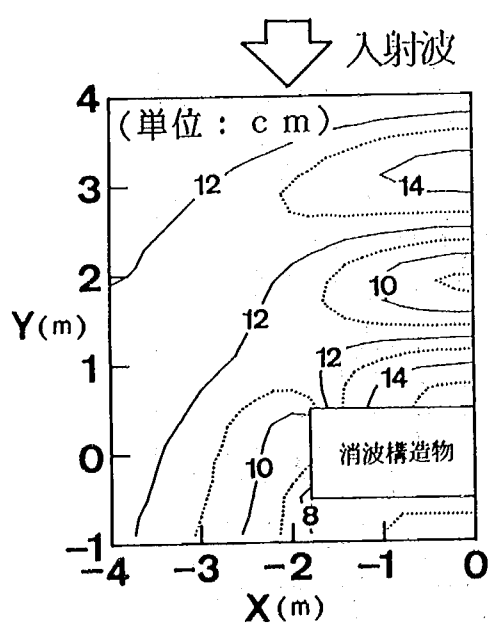


a) ケース 1

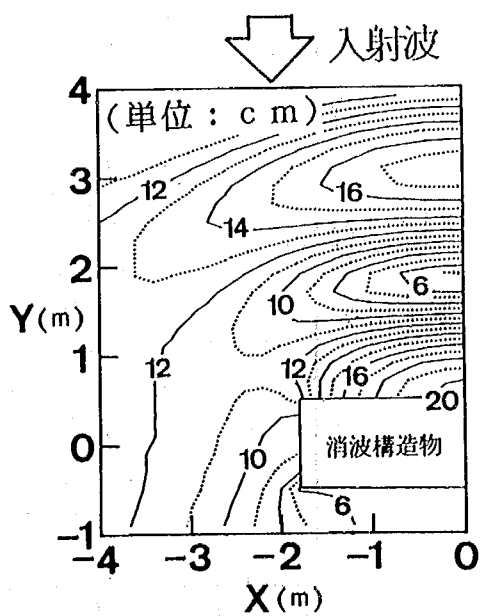


b) ケース 2

図-4.5 波高分布図 (実験値)



a) ケース 1



b) ケース 2

図-4.6 波高分布図 (計算値)

ス1と同様の波高分布を示し、構造物中央の沖合で波高が著しく高くなる実験状況を再現していない。ケース1では構造物を単純な反射境界とすることにより実験と同様の波高分布が計算されたのに対し、ケース2では、計算と実験による波高分布には著しい相違が見られる。このことは、ケース2では構造物の沖側面を単純な反射境界として扱うのでは不十分であり、重複波の場合とは大きく異なる流体運動が生じたことを示唆する。

(2) 構造物周辺の3次元的な流速場

ケース1, 2の表面流況をそれぞれ図-4.7, 4.8に示す。両ケースとも構造物沖では冲向きの強い流れが生じている。構造物沖での冲向き流れの発生は、スリット式の消波構造物では共通して見られる（建設省土木研究所, 1988）。一般に、不透過な防波堤や従来タイプの離岸堤の沖合で生ずる重複波は、海浜流を発生させる原因にはならない（例えば、渡辺ほか, 1984）。したがって、本研究のようにその下部にかなり広い間隙を有することが構造物沖側での顕著な冲向き流れの発生と密接に関連すると推定される。しかも、構造物岸側の平均流は弱いから、冲向きの平均流が構造物を横切って流出したとは考えられない。したがって、構造物近傍での流体運動が冲向き流れの発生に関与しているはずである。特に、ケース2の冲向き流れはケース1より狭い範囲で生じ、流速も速いことは注目に値する。ケース2では構造物近傍で侵食された底質が強い冲向き流れにより輸送され、沖合に堆積したと考えられるからである。この点は、底面付近での流速測定値よりさらに明らかにするとができる。

ケース1の底面上の高さ $Z' = 1\text{ cm}, 10\text{ cm}$ における平均流速 $\bar{V}$ を図-4.9に示す。上下層の流向にあまり

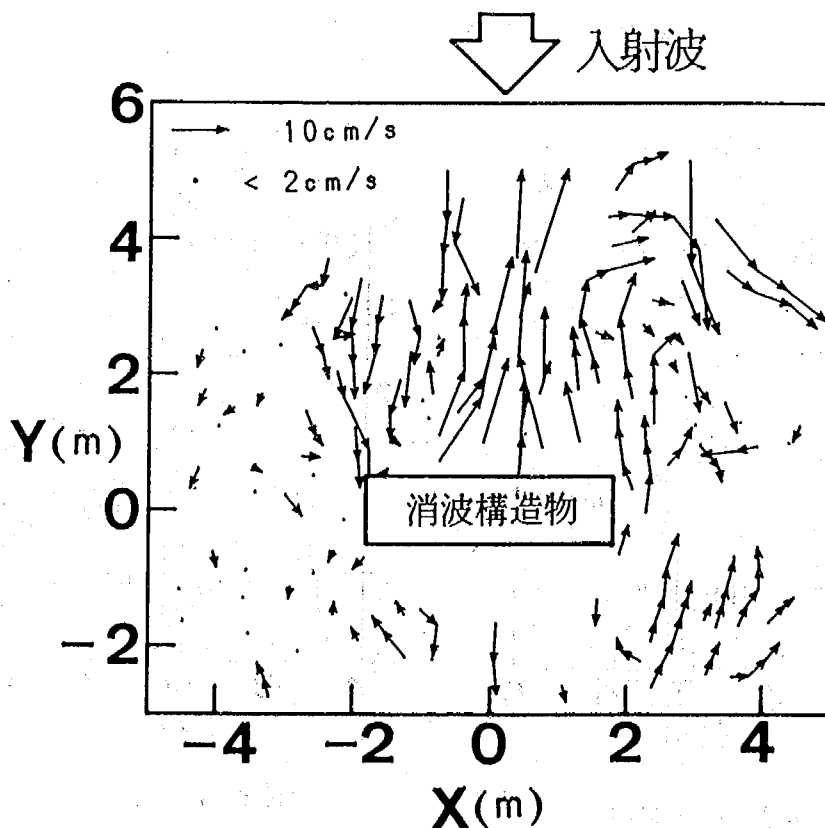


図-4.7 ケース1の表面流況

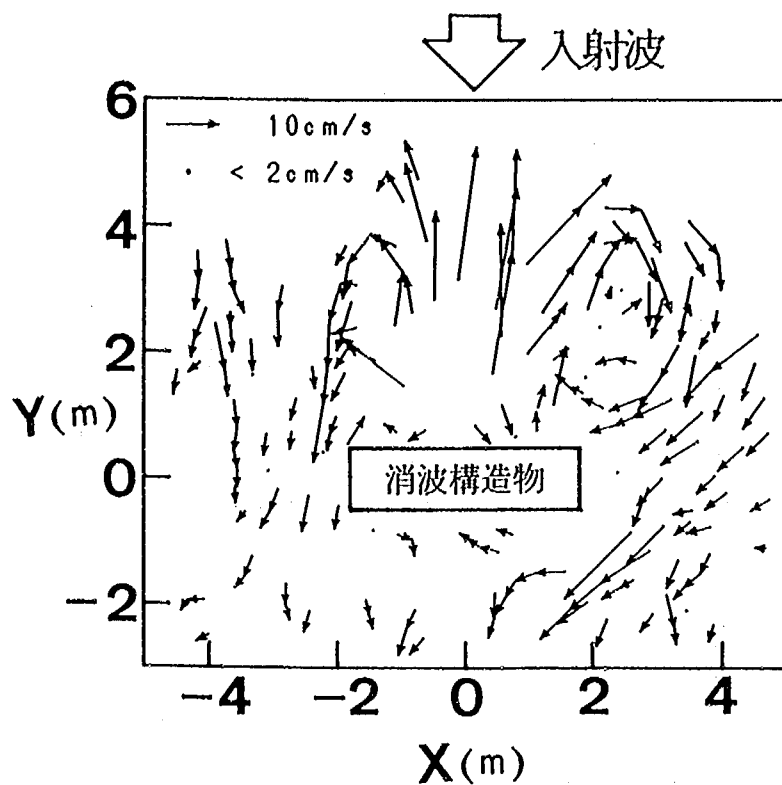


図-4.8 ケース 2 の表面流況

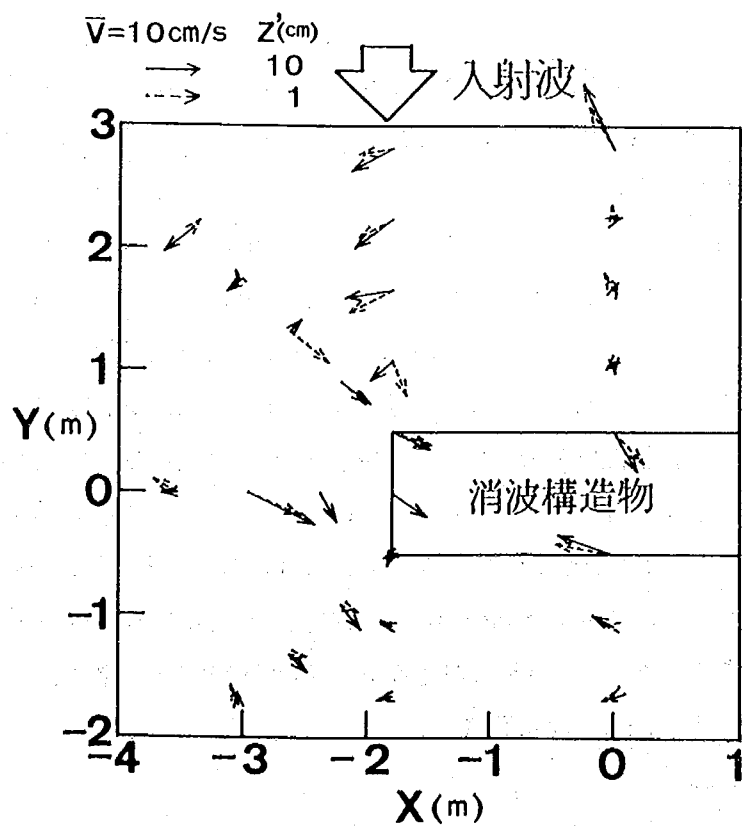


図-4.9 底面付近の平均流速分布 (ケース 1)

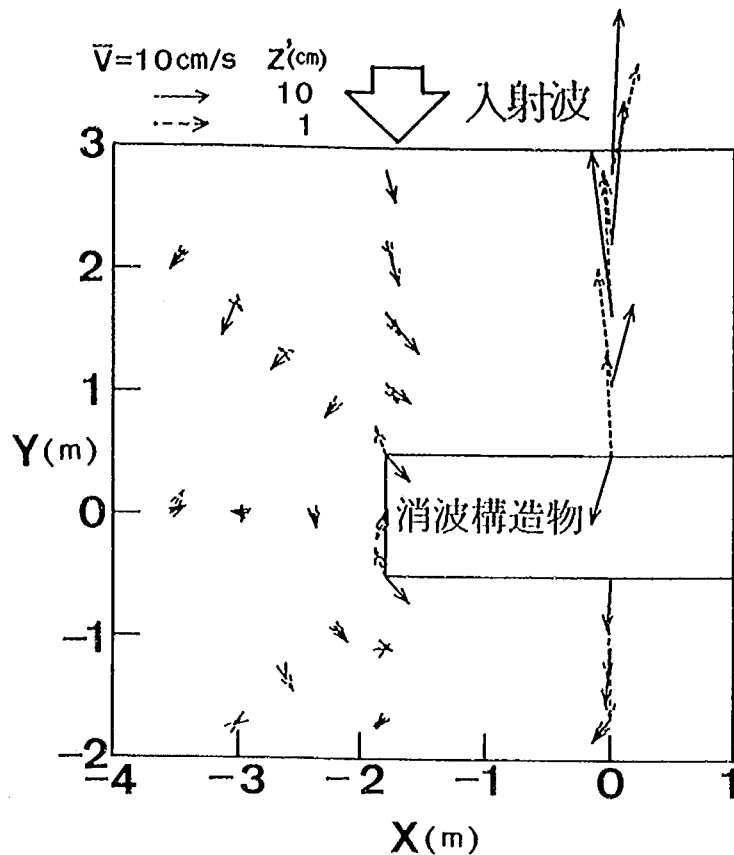


図-4.10 底面付近の平均流速分布 (ケース 2)

大きな差は見られず、構造物中心線上では冲向きであり、構造物端部の側面に流れ込むような補償流が発生している。また、類似した補償流は流況図 (図-4.7) にも見られる。しかし、構造物沖の底面近くの流速はそれほど速くない。このため構造物近くの底質は沖合に流出し得なかったと考えられる。

一方、ケース 2 の底面近くの平均流速 (図-4.10) には、構造物沖で速い冲向き流れが見られ、鉛直方向にほぼ一様な冲向き流れが生じている。これに対しケース 1 と同様の補償流も見られるが、そのみでは流量の連続条件が満足され得ない。したがって、図-4.10 の $X = -1.8 \sim 0$ m の間でこれを補う岸向き流れが発生していると推定される。以上の点より、ケース 2 に関する構造物沖合の模式的な流れの分布は図-4.11 のように整理される。底面近傍では、構造物沖の三角状の区域を横切って構造物方向へと向かう弱い岸向き流れがあり、この流れは構造物直近より冲向きに流れるとともに、その一部は上昇し、表面付近での冲向き流れとなる。この流れの分布をケース 2 の地形変化と関連付けると、3 角形状に生じた広い範囲での洗掘の原因を説明できる。すなわち、 $X = -1.8 \sim 0$ m の範囲の沖合では浮遊した底質が弱い岸向き流れにより構造物方向へと運ばれるが、構造物中央では強い冲向き流れがあるから侵食傾向となり、構造物の沖合は深くなる。一方、輸送された底質は構造物中央の沖合で沈降堆積する。

(3) 沖側スリット面での流れ

図-4.11 に示す 3 次元的な流れには、構造物の中央部沖における高速の冲向き流れが深く関与する。ケース 2 の流況図 (図-4.8) と流速ベクトル図 (図-4.10) より、構造物の沖側スリット面位置での流れを調べると、

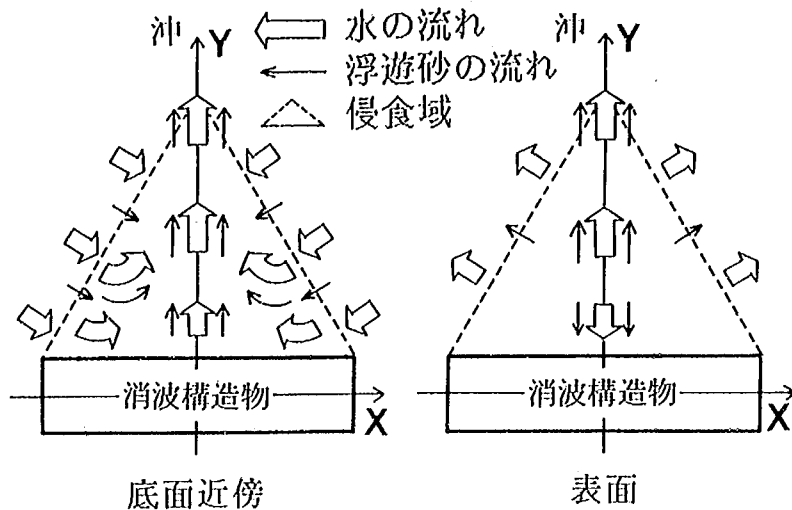


図-4.11 ケース2の流れの場の模式図

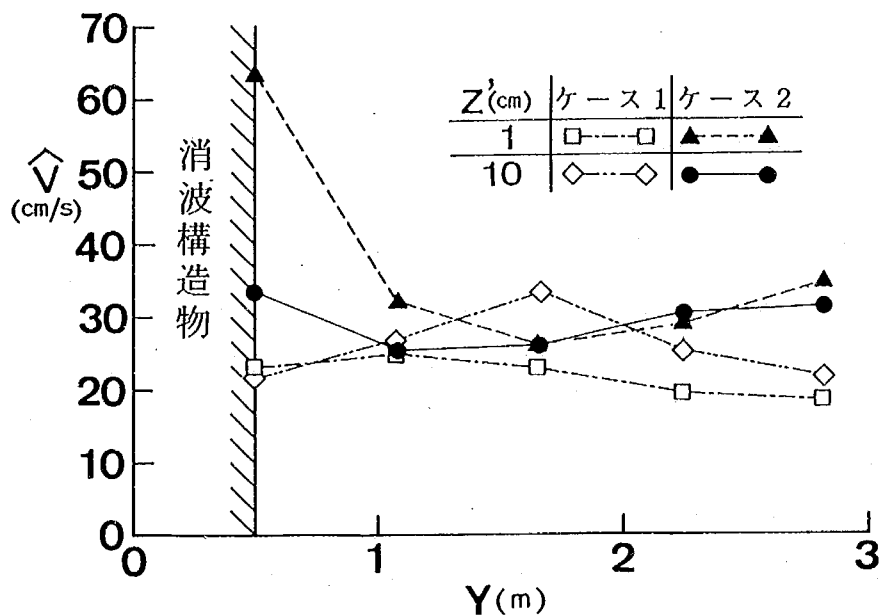


図-4.12 底面付近の水平流速振幅の岸沖分布

$Z' = 1$ cm の底面近くでは沖向き、 $Z' = 10$ cm と表面では岸向き流れが生じている。したがって、構造物の沖側スリット面では鉛直循環流が生じていたと考えられる。このような流れはケース1には見られないことから、構造物形状の差がその主因となろう。ケース2は吃水が深く、スリット板と海底面との間隙が狭いが、その影響は、 $X = 0$ m 測線上の流速測定データから求めた構造物沖の水平流速振幅 V の岸沖分布より調べられる(図-4.12)。これによると、まず、ケース1の V は $Z' = 1$ cm ではほぼ一様であり、 $Z' = 10$ cm では節付近で最大、腹で最小となる部分重複波の分布形を示す。また、両者の絶対値にあまり差はない。一方、ケース2の V は沖側スリット位置の $Z' = 1$ cm で 63.6 cm/s とかなり大きく、 $Z' = 10$ cm の V のほぼ2倍である。これは、ケース2ではスリット板下の間隙に流れが集中し、かなりの高流速が生じたことを意味

する。この原因は次のように考えられる。まず、ケース2では空隙率が小さく、吃水深が大きいのでカーテンウォール式構造物のようにスリット板下の間隙に流れが集中したこと、また、反射率が高いことから入射側と透過側の水位差が大きくなり、このことが高流速を助長したことである。参考までに、水位差にスリット位置での半波高を与え、流量係数を0.6として潜りオリフィスの式により間隙部の流速を求めると約75 cm/sとなり、測定値とほぼ一致する。このことより、上記の推定がほぼ妥当なことが分かる。

ところで、図-4.12によればケース2の $Y = 1.2$ m位置における $Z' = 1$ cmの V はスリット位置に比べ著しく小さく、 $Z' = 10$ cmの V との差はほとんどない。したがって、スリット下の間隙で生ずる高流速の振動流は、スリットの直ぐ沖では鉛直方向に振動方向が変わっているはずである。すなわち、間隙部で生じた高流速の振動流が構造物沖側の近傍で著しい水面変動をもたらしたと考えられる。ケース2の波高分布に構造物中央部の沖側で波高が著しく高い部分が見られたのは、このことが原因と考えられる。また、構造物の中央部に波高の高い範囲が集中しているのは、数値計算の結果(図-4.6参照)にあるように、有限堤長の構造物では元々堤体中央部の波高が高くなるので、大きな水位差に起因する間隙部の高流速も中央部に集中したものと考えることができる。さらに、このことが構造物の中央部で沖向きの集中した流れが形成された原因とも考えられる。

4.5 波・潮流作用時における構造物周辺の地形変化

(1)潮流の条件

駿河湾に設置された新型離岸堤周辺では流速約10~20 cm/sの潮流が流れている(宇多ほか, 1988)。このような一方向流は浮遊砂の輸送に関与し、地形変化にも影響するはずである。そこで、ケース3ではケース2と同じ波浪条件のもとで新たに潮流の作用を加えた実験を行った。まず、波の作用前に潮流の水平流速分布を測定した(図-4.13)。構造物周りではやや沖向きに傾いているものの、沿岸方向にほぼ一様な流れが生じている。また、その流速は最大で約4 cm/sである

(2)構造物周辺の地形変化

地形変化量の平面分布を図-4.14に示す。ケース2と同様に構造物沖では3角形状に広域の洗掘が生じ、その沖合には集中的な堆積区域が見られる。しかし、堆積区域の中心は構造物中央よりややXの正の方向、すなわち潮流の下流方向に偏っている。構造物の岸側でもケース2と同様、構造物に沿った細長い局所洗掘が見られ、その岸側には小高い丘状に底質が堆積した。この堆積域も潮流の下流側に偏っている。したがって、構造物周辺で移動する浮遊砂が、潮流によりX軸方向へ偏って輸送されたと考えられる。ここで、ケース3の波作用時の表面流況を図-4.15に示す。ケース2とほとんど同じ流況を示しており、潮流流速が遅いので表面流況には潮流の影響は見られない。

潮流の作用による地形変化の特徴を詳しく調べるために、潮流を作用させたケース3の地形変化量から潮流の作用無のケース2の地形変化量を差し引き、潮流の作用のみによる地形変化量の分布を調べた(図-4.16)。これによると、構造物の岸側では堆積域が潮流の下流方向へかなり移動したことが分かる。また、構造物沖の3角形状の洗掘域のうち、 $X = 0$ m(潮流の上流側)では潮流の作用により洗掘域が狭くなり、構造物沖の堆積地盤高も潮流の作用により低下した。以上のように、ケース3ではケース2に比べ侵食域が

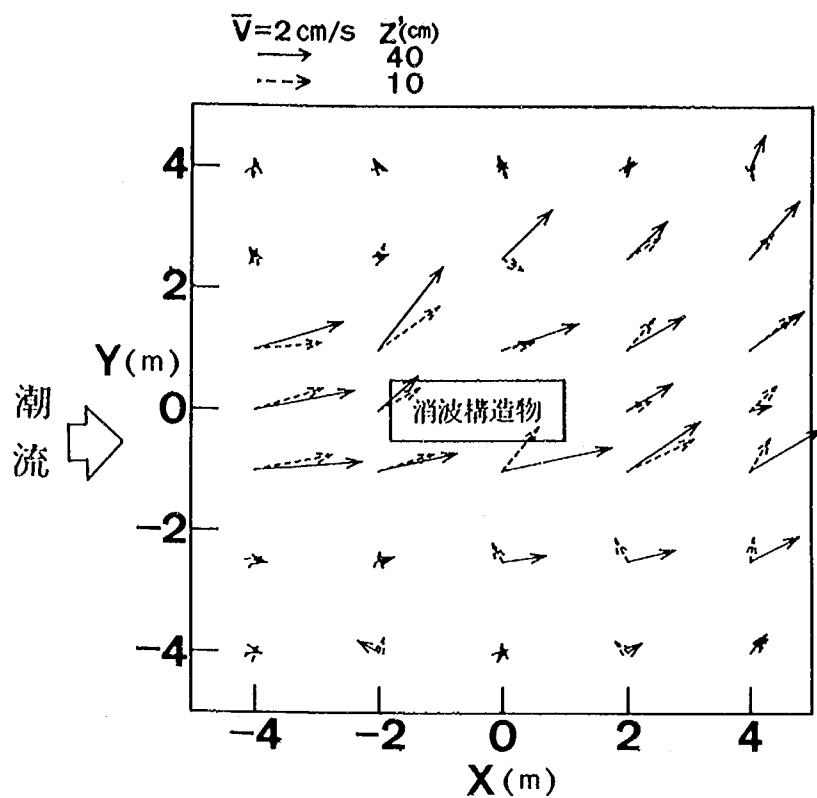


図-4.13 潮流の水平流速ベクトルの分布

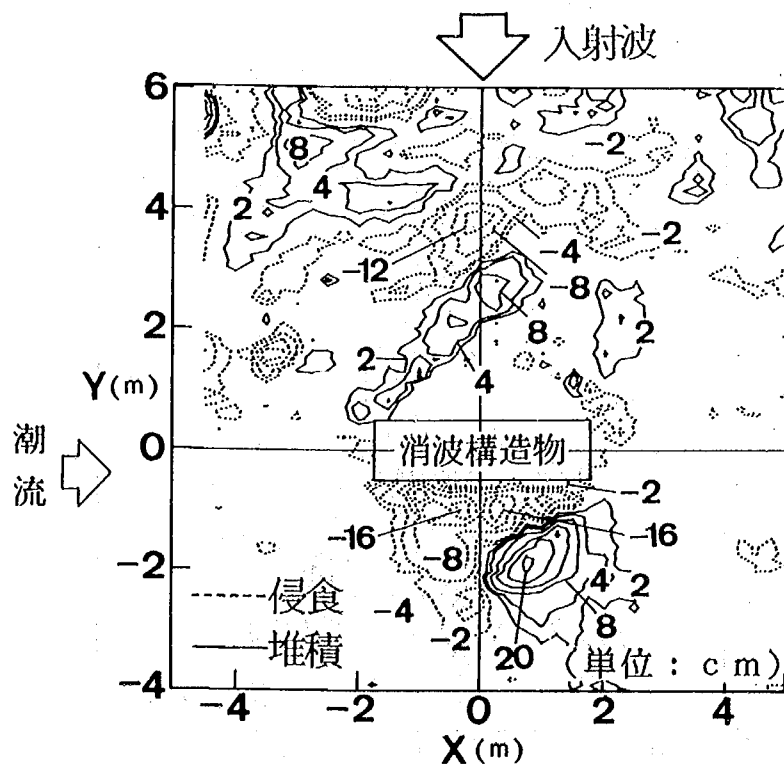


図-4.14 地形変化量の平面分布 (ケース 3)

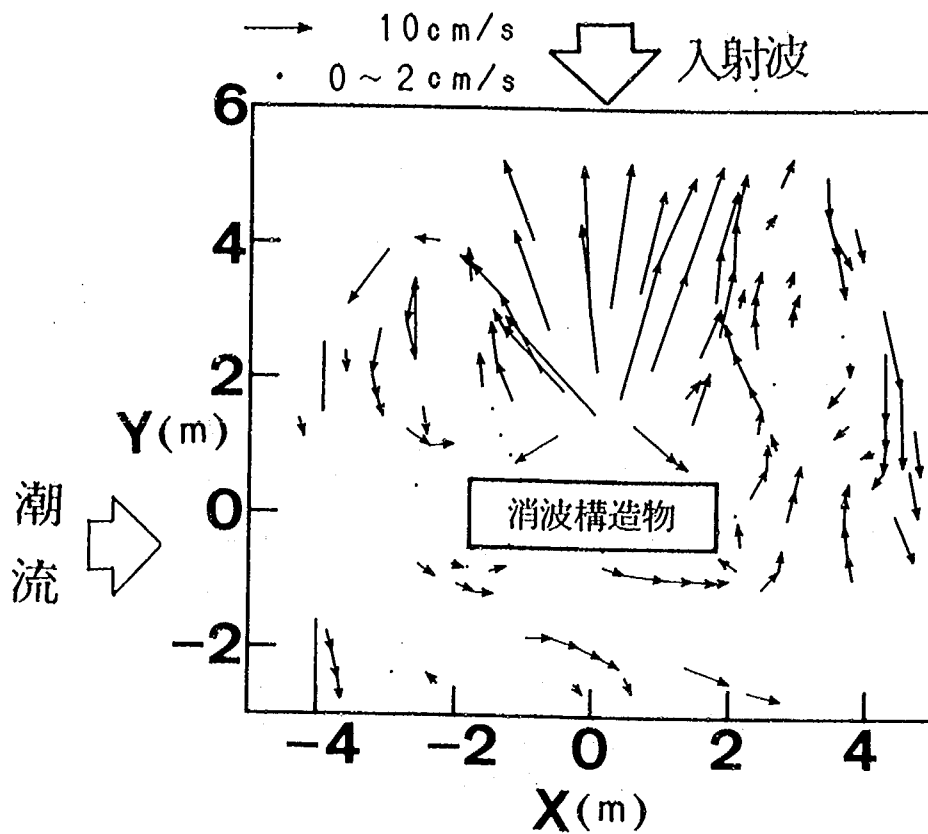


図-4.15 ケース 3 の表面流況

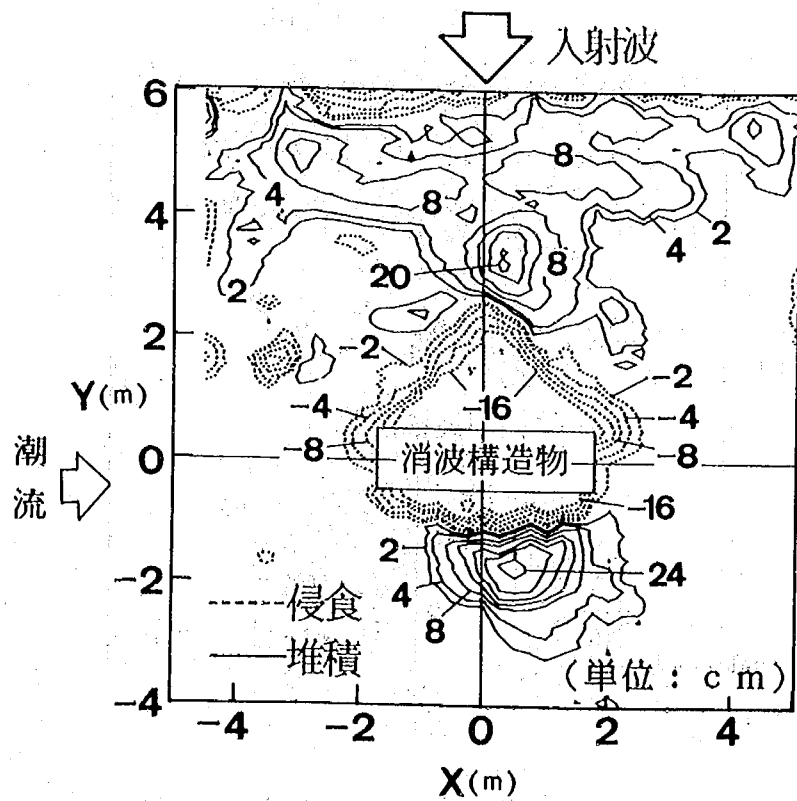


図-4.16 潮流の作用により生じた地形変化量の平面分布

やや狭まり、堆積域は広い範囲に均される傾向がある。宇多ほか（1988；1989）による新型離岸堤周りの現地観測によると、ケース2に見られるような集中的な侵食や堆積は生じていない。一方、ケース3によると潮流により地形変化は均される傾向にあることから、現地の地形変化において潮流の作用を無視できないことがうかがわれる。

4.6 結論

2列のスリット板からなる消波構造物の空隙率と吃水深を変えて洗掘実験を行った。これによると、スリット板の空隙率が小さく、吃水深が大きいとスリットにより流体運動が拘束され、スリット板下の間隙で高流速の振動流が生じた。この高速の振動流は構造物の沖側近傍で著しい水面変動をもたらす、構造物の中央部沖で速い沖向き流れを生じさせる。この結果、構造物の沖側には3次元的な循環流が生じ、大規模な洗掘をもたらす。透過率を低く抑え反射率の高い条件でこのような洗掘を防止する方法としては、スリット板を海底面にまで設ける方法が考えられる。しかし、この場合にもわずかな洗掘を生じることにより、洗掘部に間隙を生じて同様の洗掘をもたらす恐れがある。したがって、スリット板下の間隙をあまり大きくせず空隙率もある程度大きくして、スリットの列数を増すことなどにより透過率を下げるか、あるいは高速振動流の発生を抑制するためにスリット列間に底板を設ける方法などが有効と考えられる。また、潮流が作用する場合には、構造物周辺で生ずる地形変化が均される傾向にあることが分かった。

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二次元的海底洗掘—底質の移動機構に着目した研究—，港湾技研報告，第23巻，第1号，pp. 3-52.
- 宇多高明・堤 博志・村井禎美・藤原隆一（1988）：杭式海洋構造物周りの洗掘実態調査，海洋開発論文集，Vol.4，pp. 123-128.
- 宇多高明・中村瑛佳・村井禎美・松永博史（1989）：有脚式離岸堤周りの初期洗掘の現地調査，海岸工学論文集，第36巻，pp. 409-413.
- 浦田健一・中村瑛佳・大石英男・宇多高明・村井禎美（1989）：駿河海岸における新型離岸堤の建設とその後の追跡調査，海洋開発論文集，Vol.5，pp. 309-314.
- 藤井秀博・東江隆夫（1990）：大口径円柱周辺の底質の移動限界と洗掘，海岸工学論文集，第37巻，pp. 379-383.
- 清川哲志・大山 巧・小林 浩（1982）：波動方程式の直接差分による港内波高分布解析法，第29回海岸工学講演会論文集，pp. 90-94.
- 建設省土木研究海岸研究室（1988）：海域制御構造物の開発に関する共同研究報告書（7），土木研究所資料，第2661号，pp. 5-23.
- 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.
- 西沢 勝・沢本正樹（1989）：波による円柱まわりの局所洗掘，海岸工学論文集，第36巻，pp. 414-418.

水口 優・小島匡人・小宮山正二・佐藤 忍 (1985) : 波動による小口径円柱まわりの局所洗掘に関する実験的研究, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 430-434.

渡辺 晃・丸山康樹・清水隆夫・榊山 勉 (1984) : 構造物設置に伴う三次元海浜変形の数値予測モデル, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 406-410.

スリット式消波構造物の消波性能、
作用波力および洗掘機構に関する研究

I S S N 0386-5878
土 研 資 料 第3020号
平成3年8月 (1991)

要 旨

宇多 高明, 小俣 篤
川村 哲也, 桂川 哲行

スリット式消波構造物を対象として、消波効果および作用波力を同時に算定可能なモデルを開発した。このモデルは、低天端で越波の生じる型式やカーテンウォール型のスリット式構造物にも適用可能である。このモデルによれば、スリット式消波構造物の諸元の最適化や、複列配置における空隙率の最適組合わせの選定が可能である。次に、横スリット周辺の流速測定により、横スリット周辺では鉛直方向に非対称な渦運動が生じ、このため縦スリットより大きなエネルギー損失が得られることを明らかにした。また、局所洗掘を含むスリット式消波構造物沖合の2次元地形変化を予測するモデルを作成するとともに、3次元的な洗掘機構を移動床平面実験により検討し、構造物周辺に生じる3次元流れが大規模な洗掘をもたらす機構を明らかにした。

キーワード：スリット式消波構造物、消波効果、作用波力、諸元の最適化、渦運動、洗掘、予測モデル

郵便はがき

郵便切手
は
い
は
つ
て
下
さ

3 0 5 - □ □

茨城県つくば市大字旭一番地
建設省土木研究所
河川部海岸研究室
行

No. _____

No. _____

配布先氏名

配布先住所

土木研究所資料第3020号 部

上記のとおり受領しました。

所 属 (住所)

氏 名

印