

港湾空港技術研究所 資料

TECHNICAL NOTE
OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

No.1013

December 2001

リーフ地形内における超大型浮体の波浪中応答特性
—孤立リーフモデルと海浜リーフモデルにおける水理模型実験—

原 崎	惠太郎
白 石	悟
飯 島	一 博
米 山	治 男
平 石	哲 也

独立行政法人 港湾空港技術研究所

Independent Administrative Institution,
Port and Airport Research Institute, Japan



目 次

要 旨	3
1. まえがき	4
2. 水理模型実験の概要	4
3. 水理模型実験の結果	7
3.1 リーフ内の波と流れの特性	7
3.2 リーフ内の浮体の鉛直変位およびひずみ	24
3.3 リーフ内の浮体の水平変位および係留力	39
3.4 波高と浮体の応答の関係	51
4. リーフ地形内に係留された超大型浮体に関する応答予測手法について	55
4.1 概説	55
4.2 応答予測手法	56
4.3 水理模型実験結果との比較	57
5. 結論	59
6. あとがき	60
謝辞	60
参考文献	61

Response Characteristics of a Very Large Floating Structure in Waves Moored Inside a Reef

- Hydraulic Model Tests for Structures Inside a Ring Reef and a Coastal Reef -

Keitaro HARASAKI*
Satoru SHIRAISHI**
Kazuhiro IJIMA***
Haruo YONEYAMA****
Tetsuya HIRAISHI*****

Synopsis

A Very Large Floating Structures (VLFS), which is moored at the site where ocean waves are protected by such as breakwater, have been studied past several years. In the concept, a huge pontoon type floating structures is moored to dolphins with fenders in calm sea area where wave height is reduced by breakwater constructed near the floating structures. In addition to the studies, new type VLFS have been proposed to widely use floating structures in severe wave conditions. One of the concept is the VLFS moored inside a reef topography where ocean waves decreasing by wave breaking. The site condition inside a reef differs greatly from conventional site conditions due to the wave breaking in very shallow water depth, and long period waves, wave setup and current appears at the site.

In this study, the hydraulic model tests were carried out on the VLFS moored inside both a ring reef in an isolated island and a coastal reef in southern semi-tropical islands in Japan to understand the response characteristics of VLFS in waves and currents. And numerical computations were also carried out to estimate vertical displacements and strains of VLFS inside the ring reef.

Key Words: reef, wave breaking, long-period waves, very large floating structure, mooring, elastic response

* Trainee of Offshore Structures Division, Geotechnical and Structural Engineering Department, Ecoh Corporation, Former Visiting Researcher from the Corporation for Advanced Transport & Technology
** Head of Offshore Structures Division, Geotechnical and Structural Engineering Department
*** Researcher of Offshore Structures Division, Geotechnical and Structural Engineering Department
**** Senior Researcher of Geotechnical and Structural Engineering Department
***** Head of Wave Division, Marine Environment and Engineering Department
3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan
Phone: +81-468-44-5060 Fax: +81-468-44-0255 e-mail: shiraishi@pari.go.jp

リーフ地形内における超大型浮体の波浪中応答特性

— 孤立リーフモデルと海浜リーフモデルにおける水理模型実験 —

原崎 恵太郎 *
白石 悟 **
飯島 一博 ***
米山 治男 ****
平石 哲也 *****

要 旨

超大型浮体は、埋立て工法に対して、工期が短い・環境への負荷が少ない・地震に強いといった特長を持ち、次世代の社会的インフラ施設として注目されている。既に開発されている超大型浮体は、比較的静穏な海域にポンツーン型浮体を浮かべるコンセプトであるが、より海象条件の厳しい海域に適用するために新形式の超大型浮体に関する研究が行われている。新形式の超大型浮体の一つとして、自然のリーフ地形にポンツーン型超大型浮体を設置し、リーフエッジでの砕波による波高減衰効果を利用することにより、厳しい海象条件下でもポンツーン型超大型浮体を適用する方法が考えられる。リーフ地形では、リーフエッジにおける砕波や極浅海域であることによる波浪の非線形性、水位上昇、流れの生成など、これまで研究されてきたポンツーン型超大型浮体の設置環境条件と大きく異なると考えられるが、このような条件下での波浪や流れに対する超大型浮体の応答の特性は明らかにされていない。

本研究では、主に異常時の海象条件を対象に、波と流れの特性と浮体の弾性応答特性、係留力特性の関係を把握することを目的に孤立リーフ地形と海浜リーフ地形に係留されたポンツーン型超大型浮体について水理模型実験を実施し、波と流れの特性と浮体の弾性応答特性、係留力特性の関係を把握した。さらに、リーフ地形内の超大型浮体の鉛直変位とひずみの近似計算法について考察した。

キーワード：リーフ，砕波，長周期波，超大型浮体，係留，弾性応答

* 地盤・構造部 海洋構造研究室研修生(株式会社エコー,前 運輸施設整備事業団 派遣研究員)
** 地盤・構造部 海洋構造研究室長
*** 地盤・構造部 海洋構造研究室
**** 地盤・構造部 主任研究官
***** 海洋・水工部 波浪研究室長
〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 独立行政法人港湾空港技術研究所
電話:0468-44-5060 Fax:0468-44-0255 e-mail:shiraishi@pari.go.jp

1. まえがき

超大型浮体は、埋立て工法に対して、工期が短い・環境への負荷が少ない・地震に強いといった特長を持ち、次世代の社会的インフラ施設として注目されている。既に研究開発されている超大型浮体は、比較的静穏な海域にポンツーン型浮体を浮かべるコンセプトであるが^{1)~6)}、より海象条件の厳しい海域に適用するために新形式の超大型浮体に関する研究が行われている^{7)~10)}。新形式の超大型浮体の一つとして、自然のリーフ地形にポンツーン型超大型浮体を設置し、リーフエッジでの砕波による波高減衰効果を利用することにより、より厳しい海象条件下でもポンツーン型超大型浮体を設置する方法が考えられる。リーフ地形では、リーフエッジにおける砕波や極浅海域であることによる波浪の非線形性、屈折による波向の変化、波速の変化による波の位相差、水位上昇、流れの生成¹¹⁾など、これまで研究されてきたポンツーン型超大型浮体の設置環境条件と大きく異なると考えられるが、このような条件下での波浪や流れに対する超大型浮体の応答の特性は明らかにされていない。

そこで、本研究では、主に異常時の海象条件を対象に、孤立リーフ地形と海浜リーフ地形に係留されたポンツーン型超大型浮体について水理模型実験を実施し、波と流れの特性と浮体の弾性応答特性、係留力特性の関係を把握する。

2. 水理模型実験の概要

図-1(1)-(2)は水槽と実験模型を示し、図中にリーフ地形模型、浮体の配置状況を示す。実験に用いた地形は2地形あり、第一地形は南海の孤立リーフ地形を模擬したもので、以下、簡単に「孤立リーフ」と記述する。第二地形は沖縄諸島の海岸等のリーフ地形を簡略化し模擬したもので、以下、簡単に「海浜リーフ」と記述する。リー

フ内に設置する浮体は長さ1500m、幅150m、型深さ5mであって、実験縮尺は1/125とした。水槽内には多方向不規則波が造波可能な2面のサーベントタイプの造波機が設置されていて、造波機の1面または2面を作動させることにより規則波、一方向不規則波、多方向不規則波が造波可能である¹²⁾。写真-1(1)-(2)に、実験概況を示す。リーフ内には浮体が設置されており、その周辺に計測用の架台が設置されている。表-1には浮体模型の諸元およびその実機換算値を示す。表-2には水理模型実験における計測項目と計測機器の一覧を示す。計測点は浮体ひずみ、鉛直変位および水平変位、係留力について、それぞれ42、23、5、10である。波高、流速の計測成分数は、33および9である。図-2(1)-(2)は、実験における波高および流速の計測点の配置図である。波高は、リーフ外およびリーフ内で計測している。計測点にはWP11のような略号を付している。計測点のうち□印を記しているWP1、WP2-2、WP3はアレイ観測をしている点、△印を付している点が流速を計測している点、◎印が浮体を設置した時には波高を計測しない点である。すなわち、WP22、WP23、WP24については、浮体を設置した条件では波高を計測していないので、浮体を設置した条件での波高の計測成分数は30である。図-3は浮体のひずみの計測点である。ひずみゲージは浮体上に合計51枚貼付しているが、データ収録装置のチャンネル数の制約から実際の計測点は42点で波向別にひずみの出現する特性を考慮して計測ポイントを変更している。計測点にはSG3のような略号を付している。図中の①、②、③は、それぞれ入射波向135度、45度、90度のときのひずみの計測点を示している。図-4は浮体の水平変位、鉛直変位、係留力の計測点を示す。計測点には変位の場合にL16、係留力の場合にMF6のような略号を付している。実験に作用させた波浪を類別して表-3に示す。実験に用いた波は規則波(R-1:波高 $H^* = 0.112\text{m}$ 、現地換算波高 $H^* = 14.0\text{m}$ 、R-2:波高 $H^* = 0.032\text{m}$ 、現

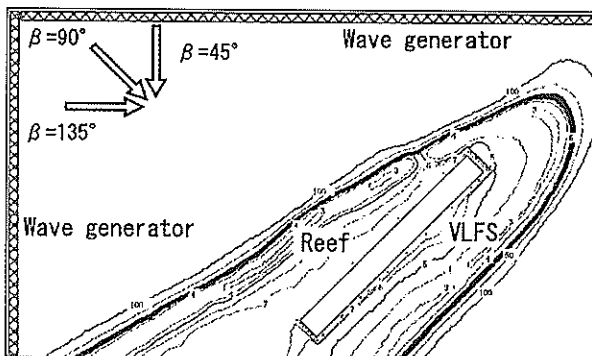


図-1(1) 実験模型(孤立リーフ)

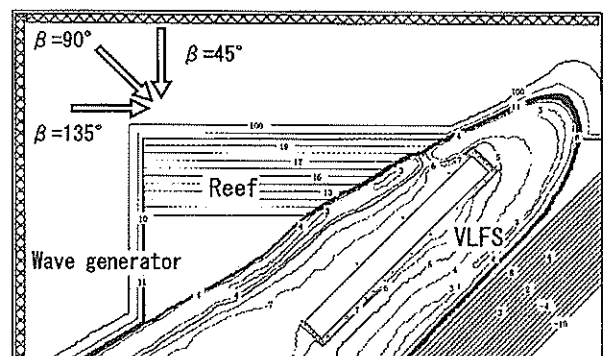


図-1(2) 実験模型(海浜リーフ)

地換算波高 $H^* = 4.0\text{m}$, R-3 : 波高 $H^* = 0.016\text{m}$, 現地換算波高 $H^* = 2.0\text{m}$), 一方向不規則波 (SIR-1 : 有義波高 $H_{1/3}^* = 0.064\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 8.0\text{m}$, SIR-2 : 有義波高 $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 2.0\text{m}$), 多方向不規則波 (MIR-1 : 有義波高 $H_{1/3}^* = 0.126\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 15.8\text{m}$, MIR-2 : 有義波高 $H_{1/3}^* = 0.143\text{m}$,

現地換算 $H_{1/3}^* = 17.9\text{m}$, MIR-3 : 有義波高 $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 2.0\text{m}$) である. ここで, MIR-1, MIR-2 は, 孤立リーフ地形を模擬した現地における 50 年, 100 年確率波に相当する. なお, 以下の記述においては, 実験結果はすべて模型量で記述し, 必要に応じて現地換算量を付記している.



写真-1(1) 実験概況 (孤立リーフ)

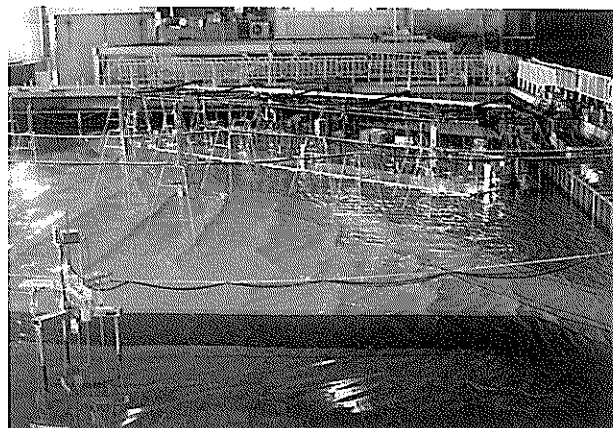


写真-1(2) 実験概況 (海浜リーフ)

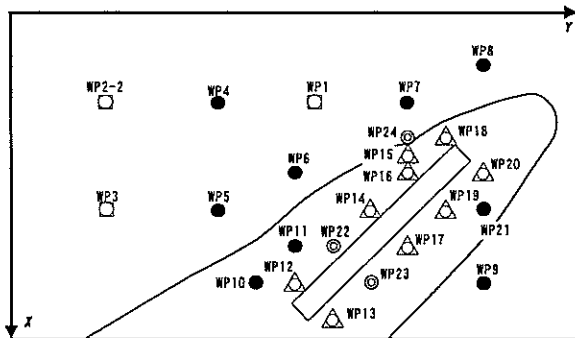


図-2(1) 波高計測点の位置図 (孤立リーフ)

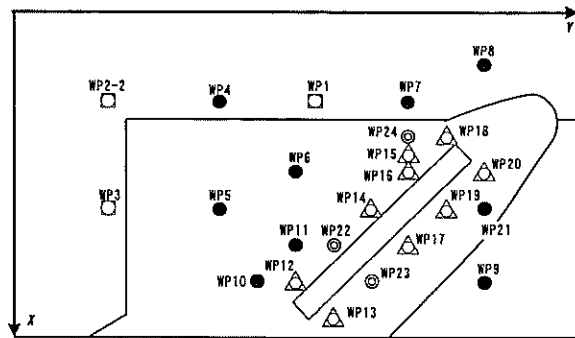


図-2(2) 波高計測点の位置図 (海浜リーフ)

表-1 浮体模型の諸元

項目		模型諸元	実機諸元
模型スケール		1/125	1
長さ		12m	1500.0m
幅		1.2m	150.0m
深さ		0.04m	5.0m
喫水		0.008m	1.0m
水深	沖合	0.8m	100.0m
	浮体設置位置	0.064m	8.0m
慣性モーメント		$2.25 \times 10^{-8} \text{m}^4$	$1.88 \times 10^{-1} \text{m}^4$
実機 (鋼) のヤング率		—	$2.01 \times 10^{11} \text{N/m}^2$
実機 (鋼) の板厚		—	15.1mm
模型 (アルミ) のヤング率		$7.06 \times 10^{10} \text{N/m}^2$	—
模型 (アルミ) の板厚		3mm	—
係留装置	sway方向	$7.11 \times 10 \text{N/m} \times 5\text{基}$	$111.0 \times 10^4 \text{N/m} \times 5\text{基}$
	surge方向	$1.78 \times 10 \text{N/m} \times 2\text{基}$	$27.8 \times 10^4 \text{N/m} \times 2\text{基}$
固有周期	sway方向	3.58s	40.0s
	surge方向	11.31s	126.5s

表-2 計測項目と計測機器

計測項目	計測点数	使用した計測機器と型式
ひずみ	42	ひずみゲージ (KFWS-2N-120)
鉛直変位	23	レーザー式変位計 (LB-01, LB-300)
水平変位	5	レーザー式変位計 (LB-01, LB-300)
係留力	10	ロードセル (LM-500GA-P)
波高計	33 (30)	容量式波高計 (CHT6-10,CHT6-100,CHT4-HR40)
流速計	9	流速計 (VMT-200-08P)

(脚注) 計測点数の欄にある () は浮体を設置した総合実験時の計測点数

表-3 実験条件

ケース	波向 \hat{a} (deg)			波高 (m)	波周期 (s)	備考
	45	90	135	$H^*, H_{1/3}^*$	$T^*, T_{1/3}^*$	
R-1	○	○	○	0.112 (14.0)	1.25, 1.43, 1.61 (14, 16, 18)	規則波
R-2	○	-	-	0.032 (4.0)	0.89, 1.07, 1.25, 1.43, 1.61 (10, 12, 14, 16, 18)	規則波
R-3	-	○	-	0.016 (2.0)	1.25, 1.43, 1.61 (14, 16, 18)	規則波
SIR-1	○	○	○	0.064 (8.0)	1.25, 1.43, 1.61 (14, 16, 18)	一方向不規則波
SIR-2	-	○	-	0.016 (2.0)	1.25, 1.43, 1.61 (14, 16, 18)	一方向不規則波
MIR-1	○	○	○	0.126 (15.75)	1.62 (18.1)	多方向不規則波 (50年確率波)
MIR-2	-	○	-	0.143 (17.88)	1.72 (19.2)	多方向不規則波 (100年確率波)
MIR-3	-	○	-	0.016 (2.0)	1.72 (19.2)	多方向不規則波

(脚注) () は現地換算の波高, 周期

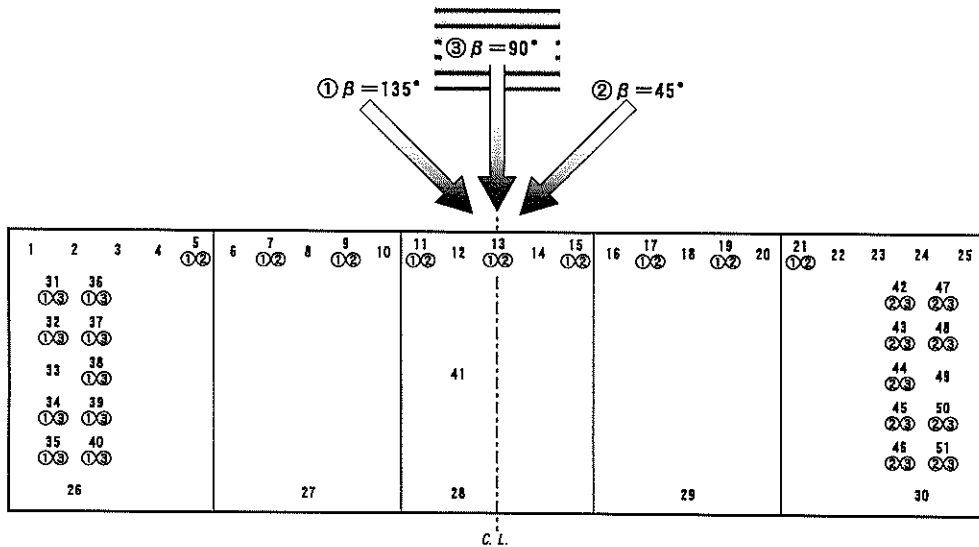


図-3 ひずみ計測点の位置図

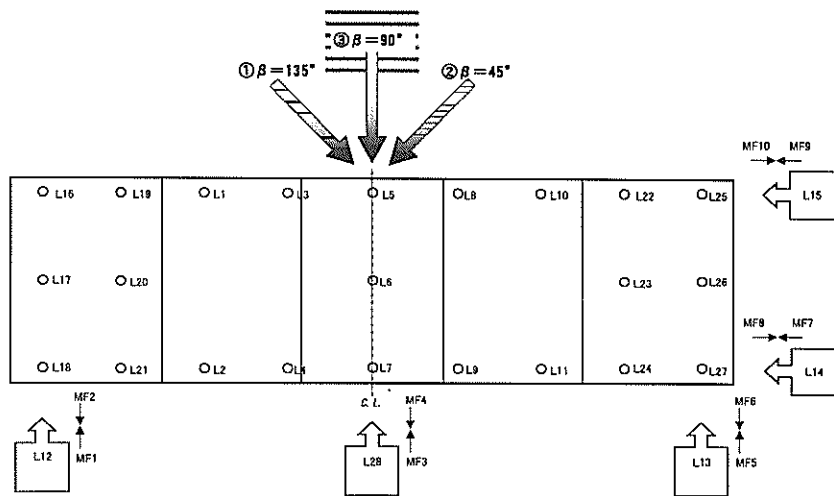


図-4 鉛直変位, 水平変位, 係留力計測点の位置図

3. 水理模型実験の結果

3.1 リーフ内の波と流れの特性

(1) 波の特性

浮体に作用する波の特性を示すため, 沖波 (WP2-2) とリーフ内波浪 (WP22) の比較を行う. 図-5(1)-(8)は, 孤立リーフ, 海浜リーフについて, 波向90度における規則波および一方向不規則波の沖波とリーフ内波浪を比較したものであり, 実験開始100秒後から50秒間の時系列を示している. ただし, これらは, リーフ内に浮体が設置されていないときの時系列である.

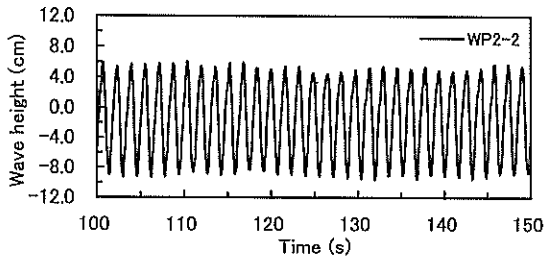
孤立リーフの場合は, リーフ内では砕波により波高が減少し, かつ, 波形が非線形化していることがわかる. 不規則波中では, 規則波中での現象に加えてサーフビートが生じ, 長周期波が発生している. 海浜リーフも傾向は同じであるが, 特に規則波のときは, リーフ長が長いいため浮体設置点近傍における波が, 砕波変形によって孤立リーフのときよりもかなり小さくなることわかる. また, リーフ内の波高が小さくなることによって波高と水深の比 (H/h) が小さくなるため, 波の非線形性は孤立リーフのときよりも見かけ上は小さな傾向になる. ただし, 後述するスペクトル解析の結果からもわかるように, 海浜リーフの方が, 沖波での卓越周波数成分に対する2倍, 3倍周波数成分の影響が大きくなることわかる. 一方向不規則波においても, 海浜リーフの場合には孤立リーフと比較してリーフ内の波高が小さくなる傾向が見られる.

図-6(1)-(4)に, 孤立リーフ, 海浜リーフについて, 規則波と一方向不規則波における沖波とリーフ内波浪のパワースペクトルを示す. 孤立リーフの規則波の場合は,

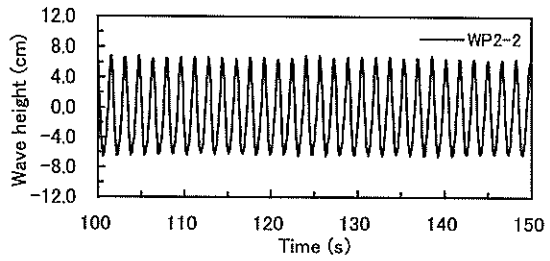
沖波では波周期に相当する0.62Hzの周波数成分が卓越しており, リーフ内では, 沖波での卓越周波数成分のエネルギーは減少し, リーフエッジで生成される2倍, 3倍の周波数成分のエネルギーが大きくなることわかる. 孤立リーフの不規則波の場合は, 有義波周期に相当する卓越周波数帯のエネルギーは, リーフ内では砕波により減衰するのに対し, 低周波数側および高周波数側では, エネルギーが増大していることがわかる. 低周波数側におけるエネルギー増大はサーフビートによる長周期波の生成によるもので, 高周波数側でのエネルギー増大は, 規則波のところで示したように各成分波に対してリーフエッジにおける2倍, 3倍の周波数成分の波の生成によるものである.

海浜リーフの規則波の場合は, リーフ内での波周期に相当する卓越周波数成分のエネルギーの減少は, 孤立リーフのときよりもより顕著で, そのエネルギーレベルは1オーダー小さくなっている. 一方, 2倍周波数成分のエネルギーは波周期に相当する卓越周波数成分のエネルギーとほぼ等しいエネルギーレベルになっている. すなわち, リーフ長が長くなることによって, リーフ内における波の変形がより顕著になっていることがわかる.

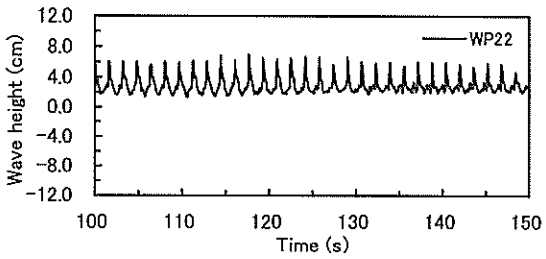
海浜リーフの不規則波の場合は, 沖波の卓越周波数成分およびサーフビートによる長周期波成分のエネルギーが, 孤立リーフのとき比べて小さくなっている. しかしながら, リーフエッジで生成された短周期成分のエネルギーは孤立リーフのときと同等である. すなわち, 海浜リーフの規則波中においては, 2倍, 3倍の周波数成分のエネルギーは孤立リーフのそれと同等であって, 高周波数成分については, リーフ内におけるエネルギーの減衰が比較的小さいことを示している.



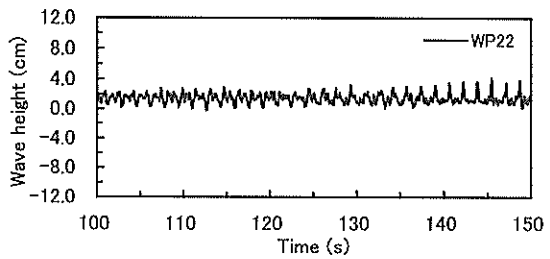
(1) 孤立リーフ・沖波 (規則波, R-1)



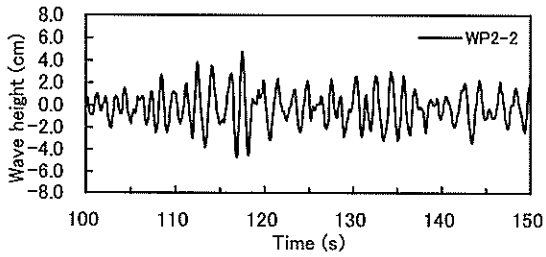
(5) 海浜リーフ・沖波 (規則波, R-1)



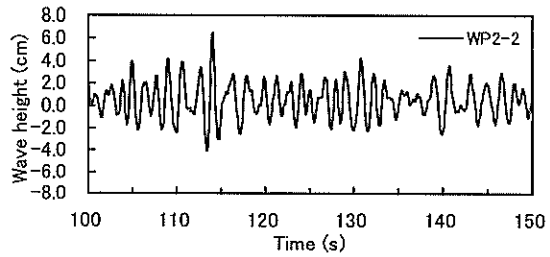
(2) 孤立リーフ・リーフ内 (規則波, R-1)



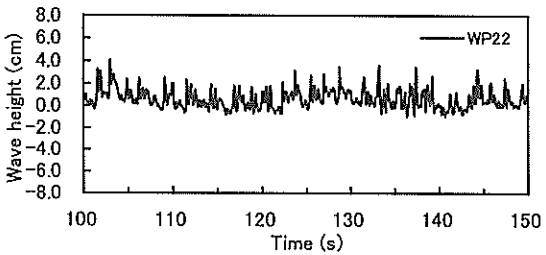
(6) 海浜リーフ・リーフ内 (規則波, R-1)



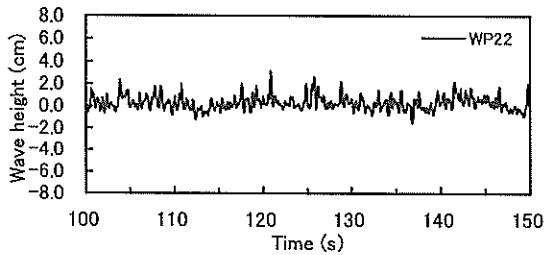
(3) 孤立リーフ・沖波 (一方向不規則波, SIR-1)



(7) 海浜リーフ・沖波 (一方向不規則波, SIR-1)



(4) 孤立リーフ・リーフ内 (一方向不規則波, SIR-1)

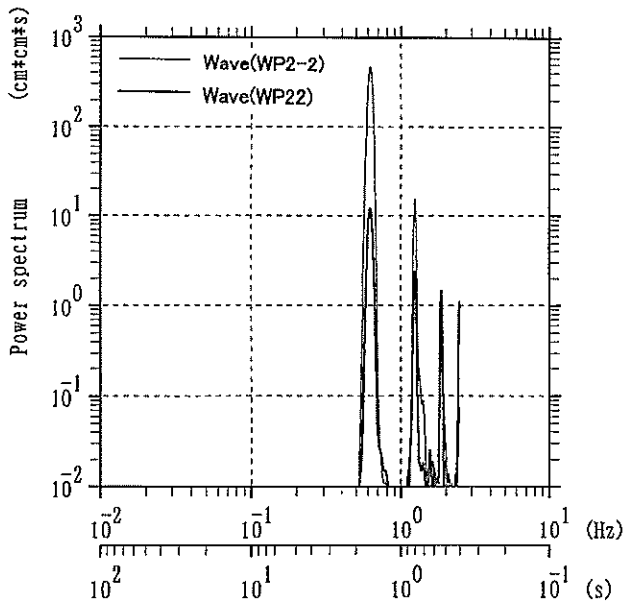


(8) 海浜リーフ・リーフ内 (一方向不規則波, SIR-1)

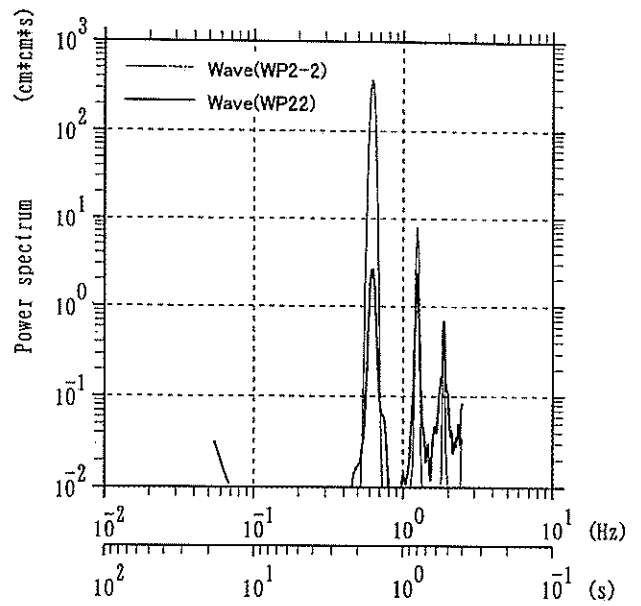
図-5 沖波とリーフ内波浪の時系列の比較 (波向 90 度)

(R-1 : $H^* = 0.112\text{m}$, $T^* = 1.6\text{s}$, 現地換算 $H^* = 14.0\text{m}$, $T^* = 18.0\text{s}$)

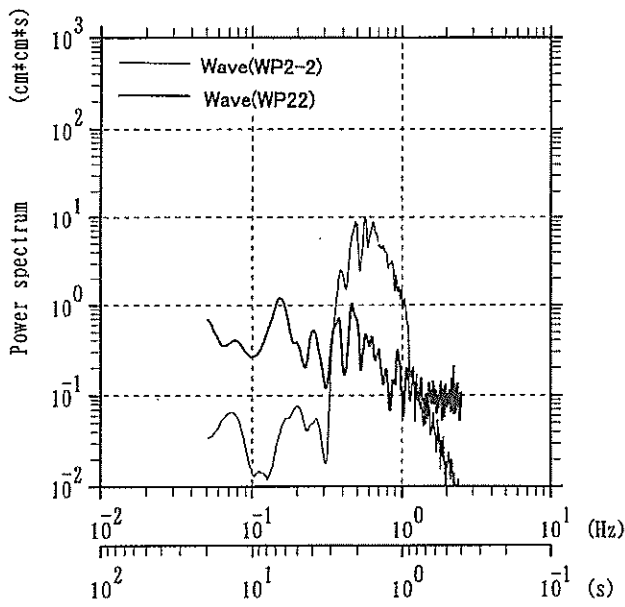
(SIR-1 : $H_{1/3}^* = 0.064\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.6\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 8.0\text{m}$, $T_{1/3}^* = 18.0\text{s}$)



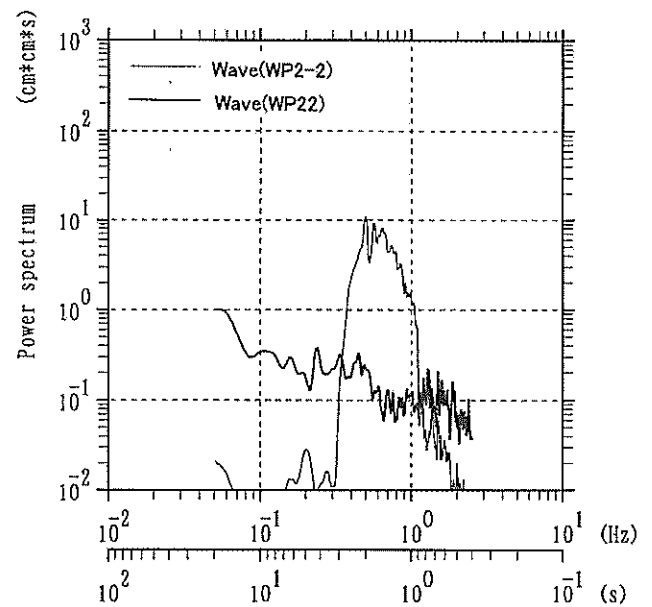
(1) 孤立リーフ (規則波, R-1)



(3) 海浜リーフ (規則波, R-1)



(2) 孤立リーフ (一方向不規則波, SIR-1)



(4) 海浜リーフ (一方向不規則波, SIR-1)

図-6 沖波とリーフ内波浪のパワースペクトルの比較 (波向90度)

(R-1 : $H^* = 0.112\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$, 現地換算 $H^* = 14.0\text{m}$, $T^* = 18.0\text{s}$)

(SIR-1 : $H_{1/3}^* = 0.064\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 8.0\text{m}$, $T_{1/3}^* = 18.0\text{s}$)

表-4(1)-(4)は、孤立リーフ、海浜リーフについて、100年確率波(MIR-2)における浮体前面の各計測点の有義波高、有義波周期をとりまとめたものである。ただし、スペクトル形(ブレットシュナイダー・光易型およびJONSWAP型)と波群の異なる4ケースの実験結果について示している。リーフ内波は前述したように非線形化しているが、ここでは、通常のゼロアップクロス法によって有義波高、有義周期を求めている。表より、リーフ形状の影響を受けて各計測点の計測値には相違があること、海浜リーフにおいては、孤立リーフに比べてリーフ長が長いことによって波高が小さくなっていることがわかる。例えば、ブレットシュナイダー・光易型の波群-1については、孤立リーフ地形においてWP18とWP12における有義波高の比が $6.52/4.76=1.37$ であるのに対して、海浜リーフ地形においては、 $6.42/3.02=2.13$ であり、海浜リーフ地形では、浮体の両端における波高の相違が大きい。また、沖波の有義波周期($T_{1/3}^* = 1.72s$)と比較すると孤立リーフにおいてはサーフビートの影響を受け有義波周期が長くなっているが、海浜リーフのWP12、WP22、WP14についてはリーフエッジで生成する2倍、3倍周波数成分の影響により短周期化していることがわかる。

図-7(1)-(12)は、100年確率波(SIR-2)においてブレットシュナイダー・光易型($S_{max}=10$)で波群-1の条件について、地点WP2-2の沖波波高の時系列、および浮体の前面に相当する地点WP12、WP22、WP14、WP16、WP18におけるリーフ内波高の時系列を示す。孤立リーフおよび海浜リーフともにリーフ内波浪は砕波変形の影響を受け、波形が非線形化していることがわかる。リーフエッジから浮体設置点までのリーフ長が相対的に長いWP12、WP22、WP14の3点については、孤立リーフと海浜リーフとを比べて波形の相違が大きいことがわかる。すなわち、海浜リーフにおいては砕波による波の変形減衰が大きく波形が短周期化している傾向が孤立リーフの場合よりも顕著である。これに対して、WP16およびWP18ではリーフ内における波高の低減が少なく波は浅喫水となることで非線形化しているものの沖波の周期成分が卓越していることがわかる。実験した地形条件では、海浜リーフにおいて波浪条件の場所ごとの相違が大きくなることがわかる。すなわち、浮体の両端のWP12とWP18と比較すると孤立リーフの場合には、波高の相違はそれほど大きくないが周波数特性の相違が

大きいこと、一方、海浜リーフの場合には、波高および周波数特性のいずれについても相違が大きいことがわかる。

図-8(1)-(10)、は100年確率波(SIR-2)においてブレットシュナイダー・光易型($S_{max}=10$)で波群-1の条件について、地点WP2-2の沖波波高のパワースペクトルと地点WP12、WP22、WP14、WP16、WP18におけるリーフ内波高のパワースペクトルを対比して示している。これらの図を観察することによってリーフ内の波浪が沖波と比べて、どの程度変形しているかがわかる。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについてもリーフ長が短いWP18では、沖波の卓越成分の周期帯のエネルギーがリーフ内でも大きく残っているのに対し、海浜リーフのWP12、WP22、WP14ではリーフ内における砕波によって沖波のスペクトルの卓越する帯域におけるエネルギー低下が著しく大きい。このような場所ごとの波高分布の相違、スペクトル形状の相違が浮体の応答に及ぼす影響については、これまで明らかにされていない。超大型浮体の場合においても防波堤背後における浮体の応答についての研究は、実施されているものの^{13),14)}スペクトル形状変化の影響については、これまで明らかにされていない。

表-5(1)-(2)は、孤立リーフ、海浜リーフについて、100年確率波(MIR-2)の条件でのリーフ内の浮体近傍の計測点における平均水位上昇量を示す。表には、波の周波数スペクトル形および波群の異なる4ケースの実験結果について示している。孤立リーフにおいてはWP12からWP14での平均水位上昇量が大きく、WP18では小さい。これを前出の表-4(1)と比べると、有義波高が大きくなると、平均水位上昇量が小さくなる。海浜リーフでは孤立リーフと比べて平均水位上昇量が全体的に小さくなっている。海浜リーフにおいても、有義波高が大きくなると平均水位上昇量は小さく、逆に有義波高が小さくなると平均水位上昇量は大きい。ブレットシュナイダー・光易型、波群-1の場合の浮体前面の5計測点の平均上昇量の現地換算値は、孤立リーフでは、2.8m、海浜リーフでは、1.9mである。平均水位上昇量は浮体の係留系の設計において重要である。例えば、ドルフィン係留方式では、ドルフィンの標高などの決定において、チェーン係留方式では、張力の安全性の評価や初期張力の決定などにおいて重要である。

表-4(1) リーフ内の有義波高 (孤立リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	4.76	4.81	5.98	6.72	6.52	5.76
BS	波群-2	4.97	5.04	5.37	6.61	6.64	5.73
JS	波群-1	4.61	4.87	5.41	5.99	6.44	5.47
JS	波群-2	4.78	5.02	4.73	6.23	5.89	5.33
平均		4.78	4.94	5.37	6.39	6.37	—

単位: cm (模型量), BS: プレドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

表-4(2) リーフ内の有義波周期 (孤立リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	1.73	1.70	2.15	2.02	2.13	1.94
BS	波群-2	1.81	1.83	1.85	2.07	2.01	1.91
JS	波群-1	1.56	1.64	1.94	1.82	1.88	1.77
JS	波群-2	1.72	1.76	1.70	1.99	1.93	1.82
平均		1.71	1.73	1.91	1.98	1.99	—

単位: s (模型量), BS: プレドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

表-4(3) リーフ内の有義波波高 (海浜リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	3.02	3.23	3.61	5.09	6.42	4.27
BS	波群-2	3.10	3.04	3.38	4.82	6.34	4.14
JS	波群-1	3.11	2.93	3.27	4.29	6.54	4.03
JS	波群-2	3.15	3.04	3.12	4.48	5.98	3.95
平均		3.10	3.06	3.34	4.67	6.32	—

単位: cm (模型量), BS: プレドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

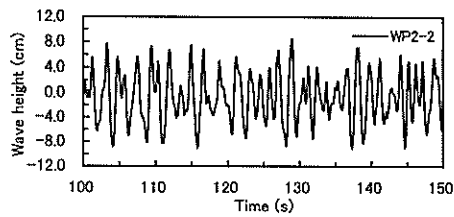
JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

表-4(4) リーフ内の有義波周期 (海浜リーフ, 100年確率波)

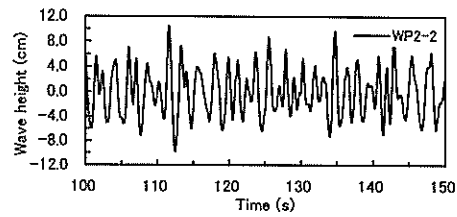
スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	1.25	1.17	1.45	1.92	1.95	1.55
BS	波群-2	1.24	1.14	1.30	1.84	2.00	1.50
JS	波群-1	1.34	1.26	1.38	1.71	1.95	1.53
JS	波群-2	1.32	1.34	1.08	1.67	1.84	1.45
平均		1.29	1.23	1.30	1.79	1.94	—

単位: s (模型量), BS: プレドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

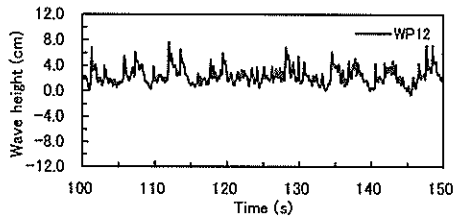
JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)



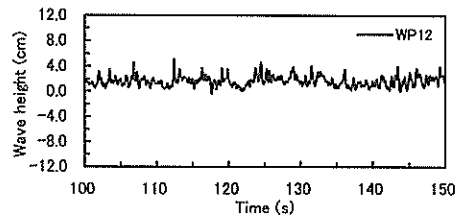
(1) 孤立リーフ・沖波 (WP2-2)



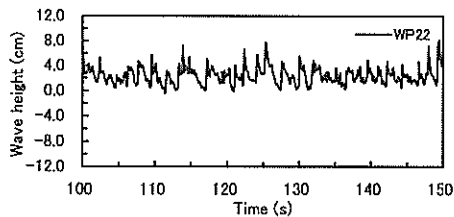
(7) 海浜リーフ・沖波 (WP2-2)



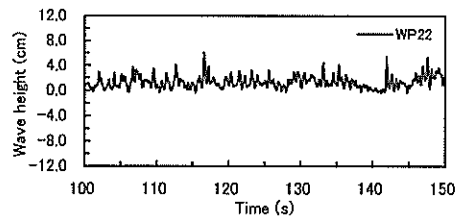
(2) 孤立リーフ・リーフ内 (WP12)



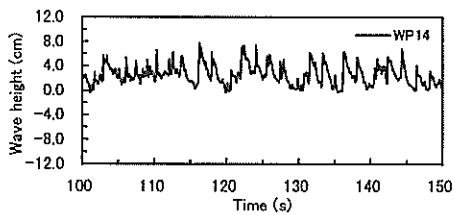
(8) 海浜リーフ・リーフ内 (WP12)



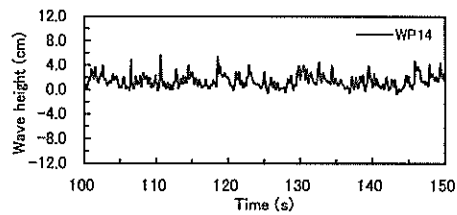
(3) 孤立リーフ・リーフ内 (WP22)



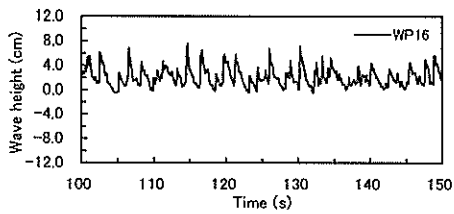
(9) 海浜リーフ・リーフ内 (WP22)



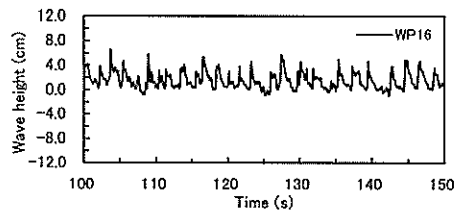
(4) 孤立リーフ・リーフ内 (WP14)



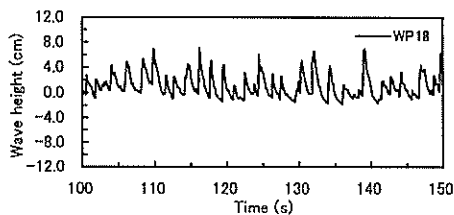
(10) 海浜リーフ・リーフ内 (WP14)



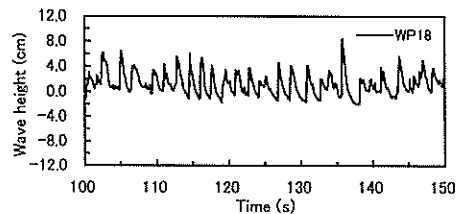
(5) 孤立リーフ・リーフ内 (WP16)



(11) 海浜リーフ・リーフ内 (WP16)

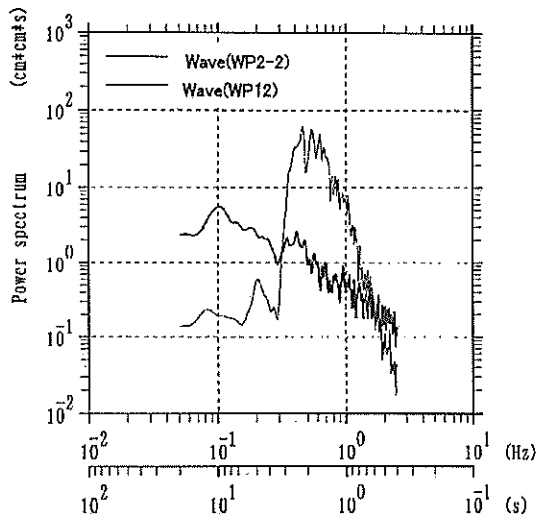


(6) 孤立リーフ・リーフ内 (WP18)

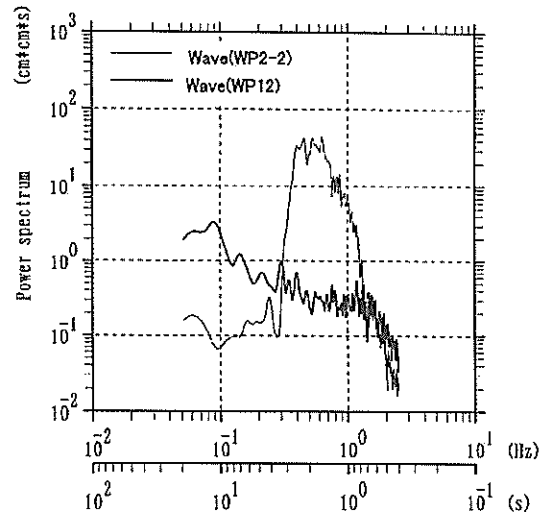


(12) 海浜リーフ・リーフ内 (WP18)

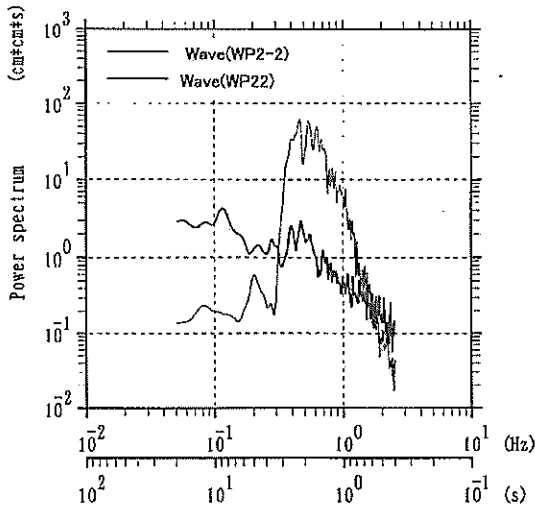
図-7 沖波とリーフ内の地点ごとの波の時系列の比較 (100年確率波, BS, 波群-1)



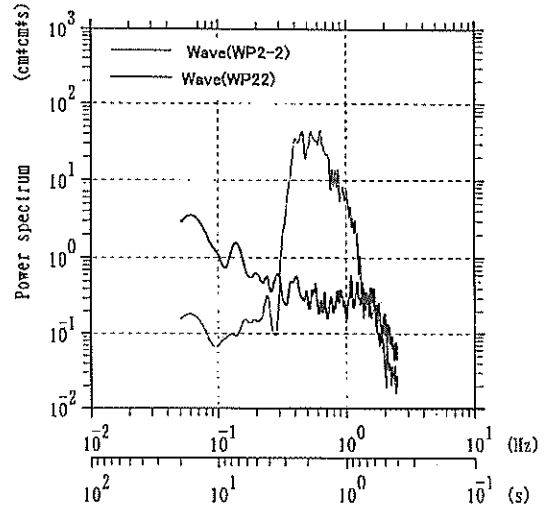
(1) 孤立リーフ・リーフ内 (WP12)



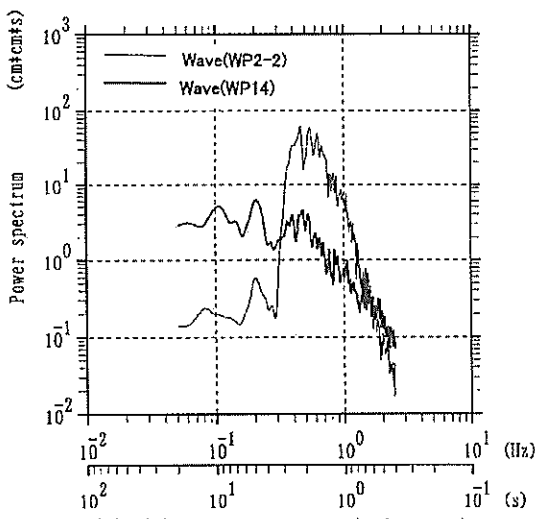
(6) 海浜リーフ・リーフ内 (WP12)



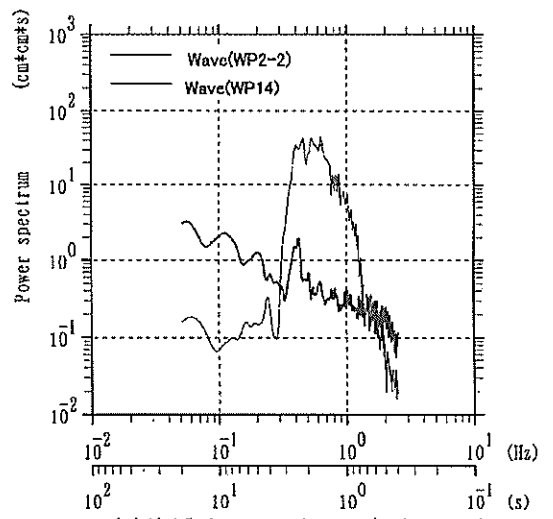
(2) 孤立リーフ・リーフ内 (WP22)



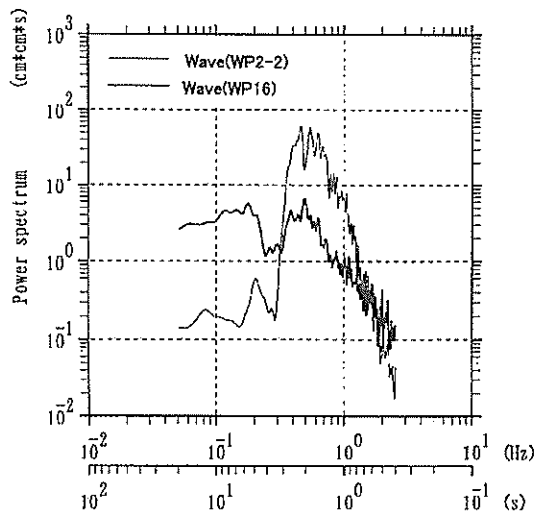
(7) 海浜リーフ・リーフ内 (WP22)



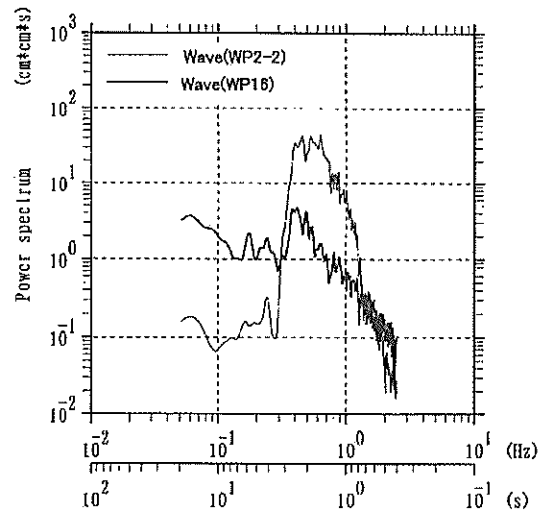
(3) 孤立リーフ・リーフ内 (WP14)



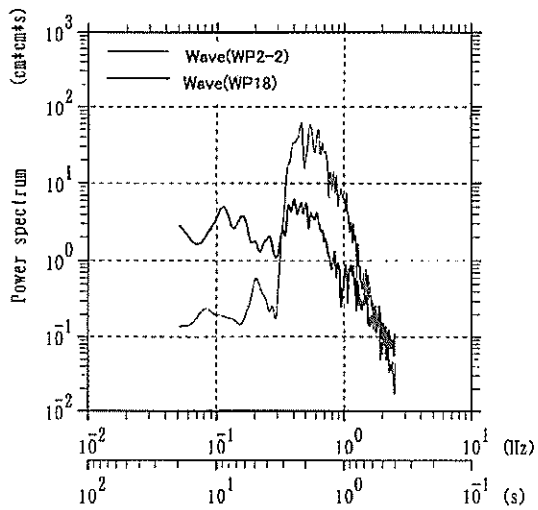
(8) 海浜リーフ・リーフ内 (WP14)



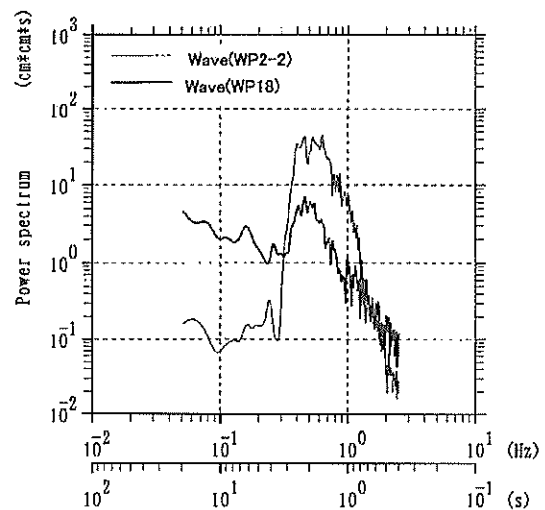
(4) 孤立リーフ・リーフ内 (WP16)



(9) 海浜リーフ・リーフ内 (WP16)



(5) 孤立リーフ・リーフ内 (WP18)



(10) 海浜リーフ・リーフ内 (WP18)

図-8 沖波とリーフ内の地点ごとのパワースペクトルの比較 (100年確率波, BS, 波群-1)

表-5(1) リーフ内の平均水位上昇量 (孤立リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	2.33	2.40	2.59	2.17	1.53	2.20
BS	波群-2	2.44	2.55	2.58	2.22	1.58	2.27
JS	波群-1	2.23	2.23	1.80	1.97	1.21	1.89
JS	波群-2	2.32	2.31	2.55	2.17	1.52	2.17
平均		2.33	2.37	2.38	2.13	1.46	—

単位: cm (模型量), BS: プレッドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

表-5(2) リーフ内の平均水位上昇量 (海浜リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	平均
BS	波群-1	1.70	1.61	1.52	1.51	1.26	1.52
BS	波群-2	1.73	1.67	1.56	1.51	1.02	1.50
JS	波群-1	1.73	1.63	1.54	1.48	1.16	1.51
JS	波群-2	1.82	1.75	1.60	1.57	1.21	1.59
平均		1.75	1.67	1.56	1.52	1.16	—

単位: cm (模型量), BS: プレッドシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

(2) 流れの特性

図-9(1)-(8)は, 孤立リーフおよび海浜リーフについて規則波 (R-1: $H^*=0.112\text{m}$, $T^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=14.0\text{m}$, $T^*=18.0\text{s}$) および一方向不規則波 (SIR-1: $H_{1/3}^*=0.112\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=14.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$) の状態におけるリーフ内の合成流速の時系列を示したものである。流速計の位置は, 後出の図-11の WP12 および WP18 の位置に対応する。図面には流速を示す FL12 および FL16 の記号を付している。

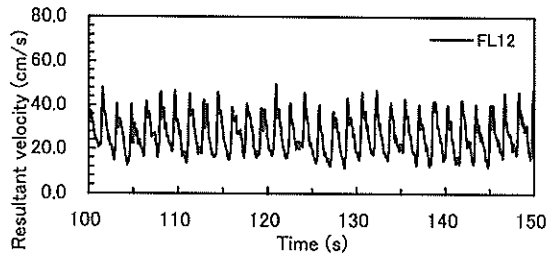
図-9(1)-(4)に示す孤立リーフの場合には, 規則波中および不規則波中とも FL16 における流速が大きい。これは, リーフエッジの一部に水深の深い箇所があり, そこからの進入波がリーフ上で砕波する影響である。不規則波中ではサーフピートが生成しているため, これに伴う流速の長周期変動がある。平均流速は不規則波中の FL16 では, 30.0cm/s に達する。これは, 現地換算値では, 3.4m/s であることからリーフ内での流れは係留力の評価においては, かなり重要な要素となる。

図-9(5)-(8)に示す海浜リーフの場合についても, 規則波中および不規則波中とも FL16 における流速が大きい。ただし, 平均流速は孤立リーフのときよりも小さくプレッドシュナイダー・光易型の波群-1 においては, 23.5cm/s である。これに対して FL12 では, この位置においてはリーフ長が長いことから, 波高は浮体近傍に達する前により大きく減衰し, このため流速も低下するこ

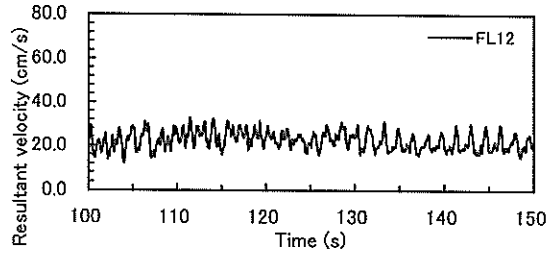
とがわかる。例えば, プレッドシュナイダー・光易型の波群-1 では, 孤立リーフのときに 22.5cm/s であるのに対して海浜リーフでは, 13.4cm/s である。

ここで模型実験のモデルとして取り扱った海浜リーフについては, 浮体の波上側におけるリーフ長が浮体の各位置において異なるため, 浮体近傍における流速の相違が大きいことから浮体に作用するヨウモーメント力が大きくなるおそれがある。

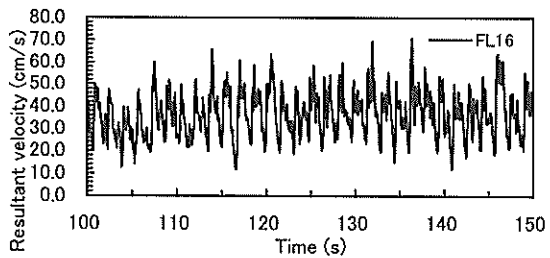
図-10(1)-(4)は孤立リーフ, 海浜リーフについて, 規則波中 (R-1) および一方向不規則波中 (SIR-1) の流速のパワースペクトルを示したものである。ただし, この値は波に起因する流速の変動成分を含んでいる。規則波中においては波周波数成分のエネルギーのほかに波と同様に2倍周波数成分, 3倍周波数成分の流速成分が存在することがわかる。FL12 と FL16 の比較では, 波高がより大きなポイントである FL16 の流速のエネルギーが大きなことがわかる。一方向不規則波中でも同様のことが言えるが, 孤立リーフにおいては, FL12 と FL16 の両者について流速のパワースペクトルのエネルギー密度の相違が小さいのに対して, 海浜リーフにおいては相違が大きい。流速のパワースペクトルにおいてエネルギーの相違の大きな周波数帯は沖波の卓越成分であることから, 波のリーフ内における砕波変形による影響が海浜リーフにおいてより大きく生じていることが相違の原因である。



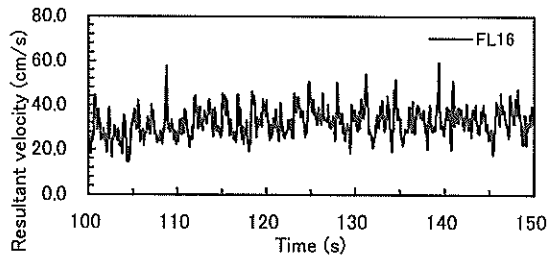
(1) 孤立リーフ・規則波 (FL12)



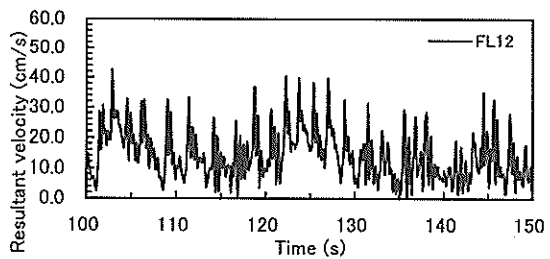
(5) 海浜リーフ・規則波 (FL12)



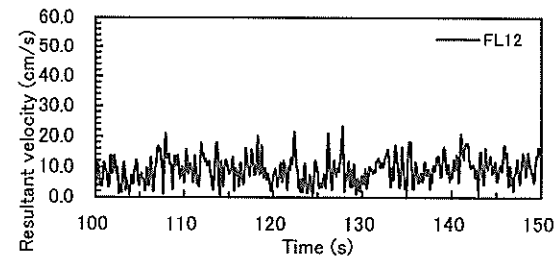
(2) 孤立リーフ・規則波 (FL16)



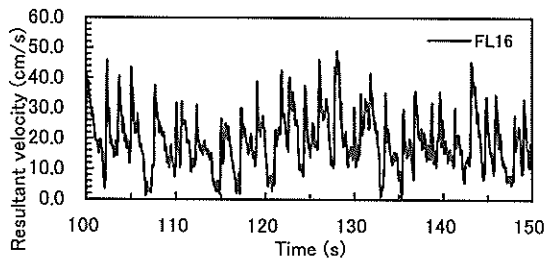
(6) 海浜リーフ・規則波 (FL16)



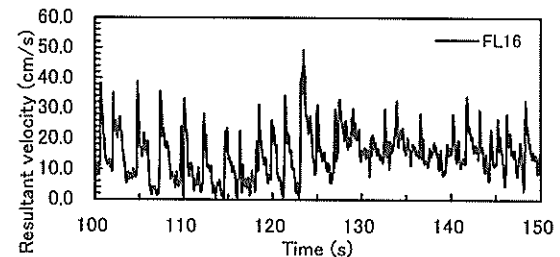
(3) 孤立リーフ・一方向不規則波 (FL12)



(7) 海浜リーフ・一方向不規則波 (FL12)



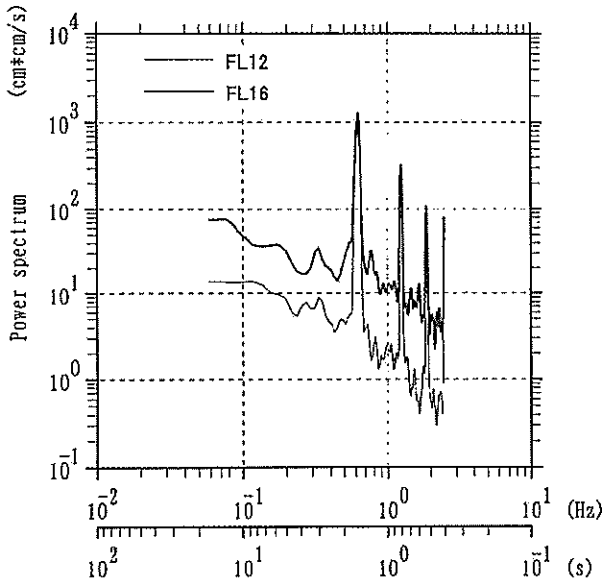
(4) 孤立リーフ・一方向不規則波 (FL16)



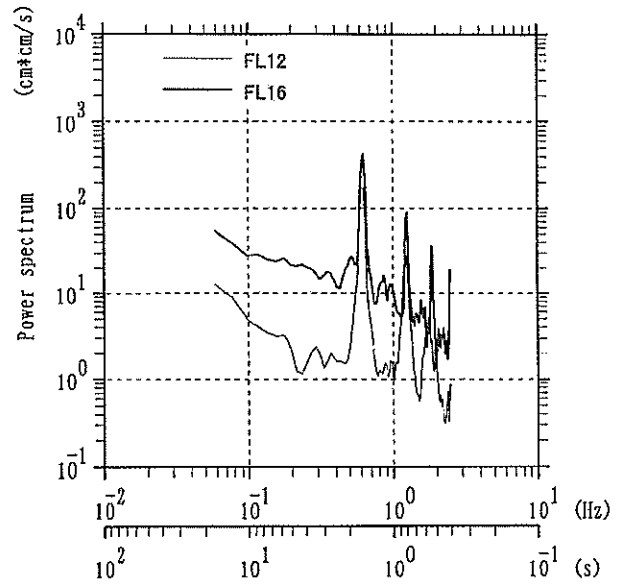
(8) 海浜リーフ・一方向不規則波 (FL16)

図-9 リーフ内流速の時系列の比較

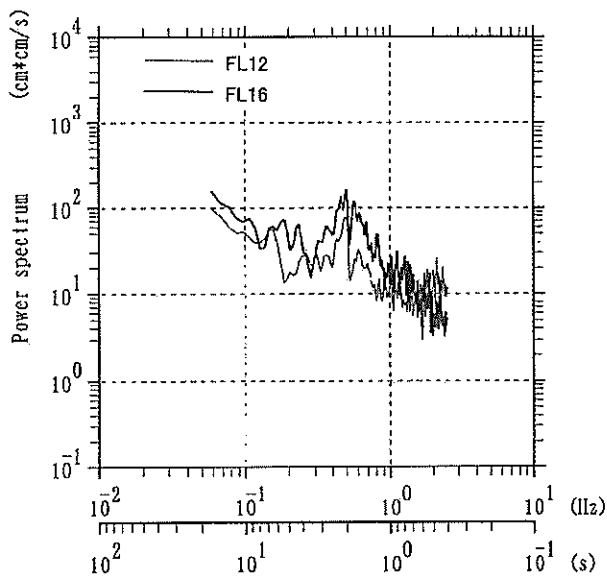
(規則波 (R-1), 一方向不規則波 (SIR-1), 波向 90 度, $T^* = T_{1/3}^* = 1.61s$)



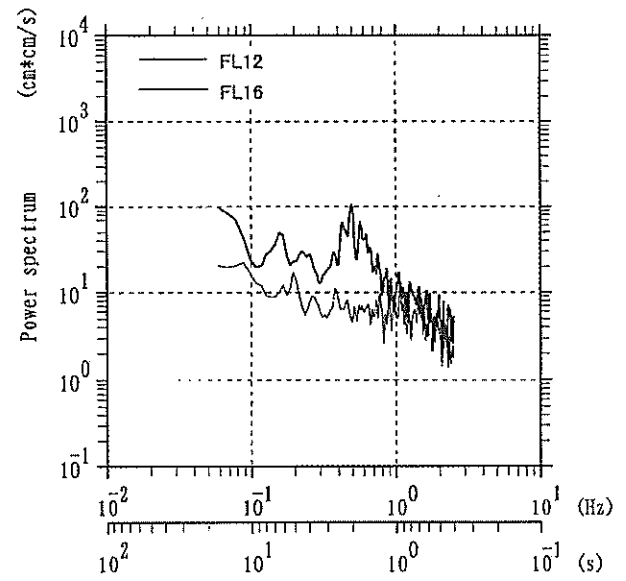
(1) 孤立リーフ (規則波, R-1)



(3) 海浜リーフ (規則波, R-1)



(2) 孤立リーフ (一方向不規則波, SIR-1)



(4) 海浜リーフ (一方向不規則波, SIR-1)

図-10 リーフ内流速のパワースペクトルの比較
(規則波 (R-1), 一方向不規則波 (SIR-1), 波向 90 度, $T^*, T_{1/3}^* = 1.61s$)

表-6(1)-(2)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて、100年確率波の条件(MIR-2)でのリーフ内の浮体近傍の計測点における平均流速を示す。ただし、入射波向は $\beta=90$ 度である。表には、波の周波数スペクトルおよび波群の異なる合計4ケースの水理模型実験結果について示している。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれにおいても、FL18の平均流速が大きい。これは、先に述べたように、この付近では、リーフエッジに水深の深い箇所があり、リーフ内への進入波の影響が大きくなることによる。海浜リーフにおいては、孤立リーフよりも流速が低下しており、とくにリーフ長が相対的に長い地点であるFL12、FL14における流速の低下が顕著である。

例えば、ブレットシュナイダー・光易型、波群-1の条件では、孤立リーフ地形の場合には、FL18とFL12の流速比は、 $33.6/22.5=1.49$ であるのに対して、海浜リーフ地形の場合には、 $33.0/13.4=2.46$ であって位置ごとの相違が大きい。なお、ブレットシュナイダー・光易型、波群-1の場合のFL12、FL14、FL16、FL18の4点の流速平均の現地換算値は、孤立リーフでは3.23m/s、海浜リーフでは2.25m/sであることから、いずれの地形においても、かなり大きいことが分かり、浮体構造物の設計の観点では、特に係留系の設計において十分に注意する必要がある。

表-6(1) リーフ内の平均流速(孤立リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	FL12	FL14	FL16	FL18	平均
BS	波群-1	22.5	29.5	29.9	33.6	28.9
BS	波群-2	22.8	26.5	27.9	35.3	28.1
JS	波群-1	23.2	30.2	29.2	39.0	30.4
JS	波群-2	23.9	24.4	30.1	34.0	28.1
平均		23.1	27.7	29.3	35.5	—

単位: cm/s (模型量), BS: ブレットシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)
 JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

表-6(2) リーフ内の平均流速(海浜リーフ, 100年確率波)

スペクトル形	波群	FL12	FL14	FL16	FL18	平均
BS	波群-1	13.4	11.4	23.5	33.0	20.3
BS	波群-2	13.1	12.7	22.2	33.8	20.5
JS	波群-1	14.0	12.8	21.4	39.0	21.8
JS	波群-2	11.6	15.1	20.7	31.4	19.7
平均		13.0	13.0	22.0	34.3	—

単位: cm/s (模型量), BS: ブレットシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)
 JS: JONSWAP型 ($\gamma=10, S_{max}=10$)

リーフ内では、地形の影響を受けて波向、流向が複雑に変化していると考えられる。ここでは、図-11に示すように流速の2成分 (u , v) から水粒子の運動軌跡を求め、地点ごとの相違を分析する。

図-12(1)-(8)は、規則波 (R-1, $T^* = 1.61s$, 波向90度) について、リーフ内での計測点FL12, FL14, FL16, FL18における流速のデータを用い、その直交する二つの成分から求めた水粒子の運動軌跡を示したものである。時刻ごとの流向はどの計測点においても複雑に変化しているが、その方向には、おおよその方向性がみられる点と、かなり複雑に変動しており一方向に特定するのが困難な点とがある。孤立リーフについては、FL12においては流向は90度よりやや大きくおよそ110度、これに対してFL18においては波高が大きかったため、流速計が露出することがあり、データには大きなノイズが含まれる。流向は90度よりもやや小さく70度程度であると思われる。また、FL14においては90度の流向成分のほか、これと逆向きの流れの成分があることがわかる。海浜リーフについては、リーフ内からリーフ外への逆の流速成分が卓越する傾向が観察される計測点があってFL12およびFL14においては流向がほぼ270度であって、孤立リーフ

の場合と流向が反転している。水理模型実験中の目視観察においても海浜で反射した戻り流れの成分がFL12およびFL14の近傍で見られた。海浜リーフの場合でもFL16およびFL18では、沖からの流れが卓越している。FL18では流速計が、波高が大きいために露出するため、データにノイズが含まれる。流向は90度よりも小さく60度~70度であると思われる。

図-13(1)-(8)は、100年確率波、ブレッドシュナイダー・光易型 (BS), 波群-1の条件について、リーフ内での計測点FL12, FL14, FL16, FL18における流速データを用いて求めた水粒子の水平運動を示したものである。多方向不規則波では時刻ごとの水粒子の運動の方向は規則波の場合と比べるとさらに複雑に変化しており、その卓越方向を判断することはかなり難しい。ただしFL18については孤立リーフ、海浜リーフのいずれについても、流れの卓越方向が観察され、その流向は約70度であると思われる。

表-7(1)-(2)は、孤立リーフ、海浜リーフの双方について、規則波、多方向不規則波について、計測点ごとの卓越波向を求めたものである。ただし、図-12および図-13に示すように流速の方向は複雑に変化していることに注意する必要がある。

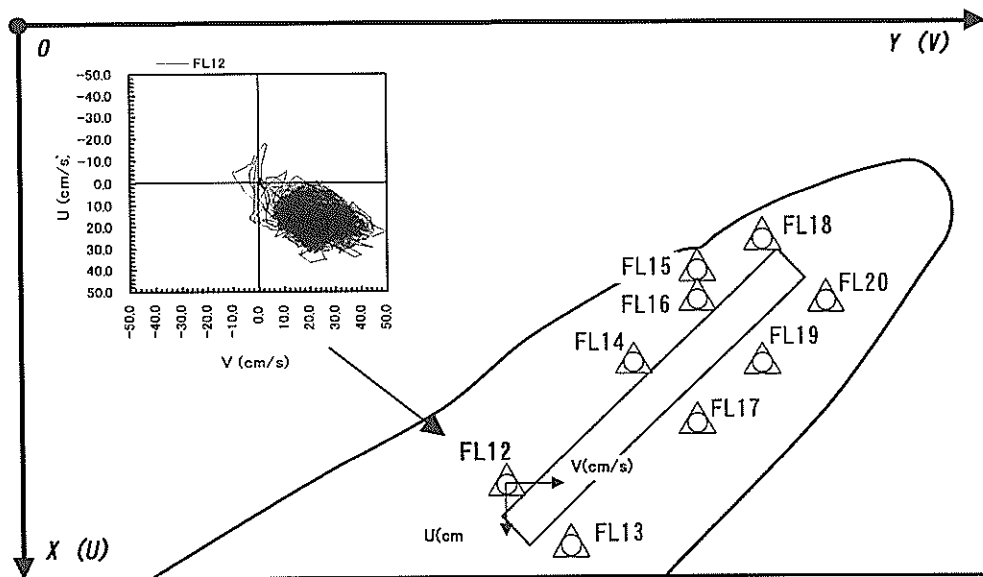
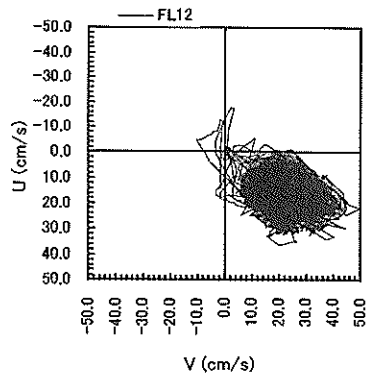
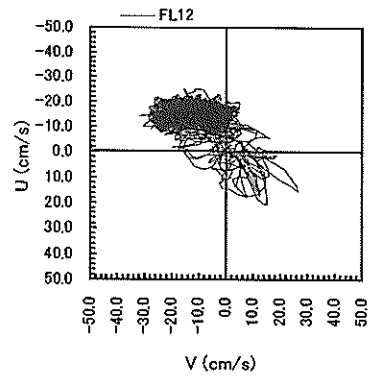


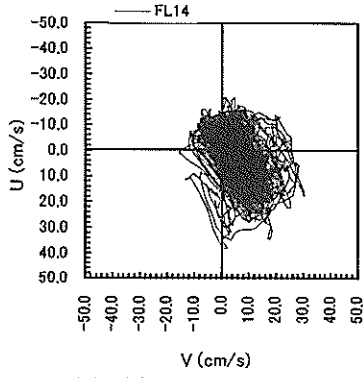
図-11 水粒子の運動軌跡を求めるために用いた流速データの方向の定義



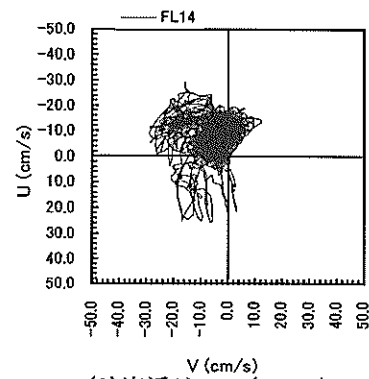
(1) 孤立リーフ (FL12)



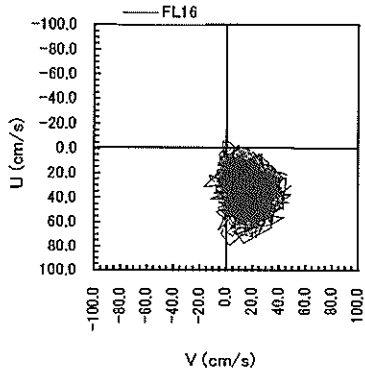
(5) 海浜リーフ (FL12)



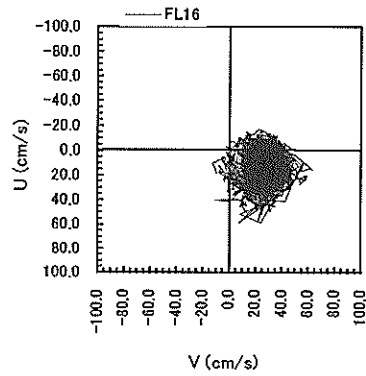
(2) 孤立リーフ (FL14)



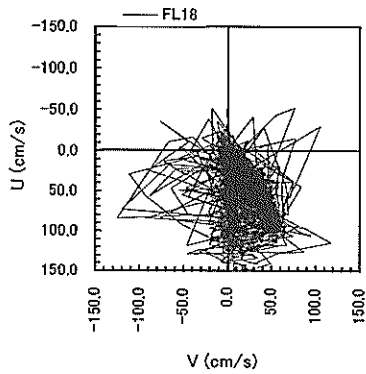
(6) 海浜リーフ (FL14)



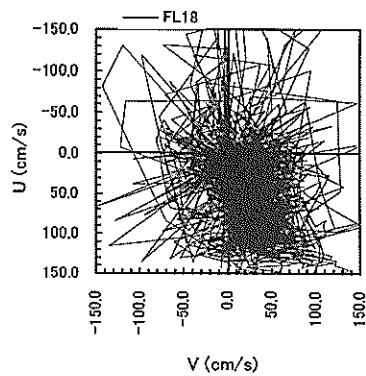
(3) 孤立リーフ (FL16)



(7) 海浜リーフ (FL16)

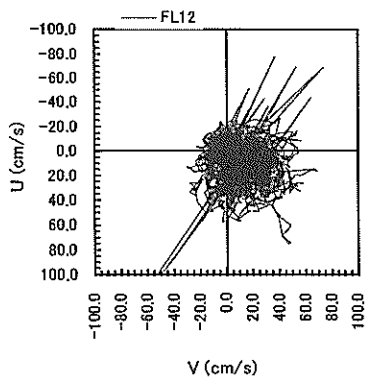


(4) 孤立リーフ (FL18)

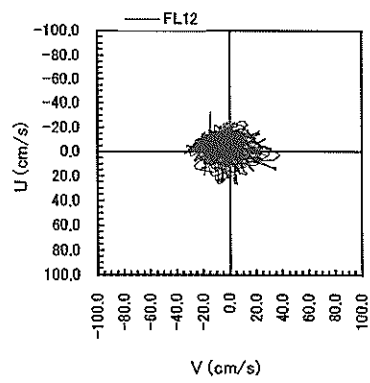


(8) 海浜リーフ (FL18)

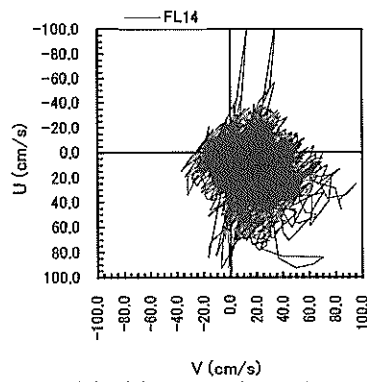
図-12 リーフ内の水粒子の水平運動軌跡 (規則波, R-1, $T^* = 1.61s$, 波向90度)



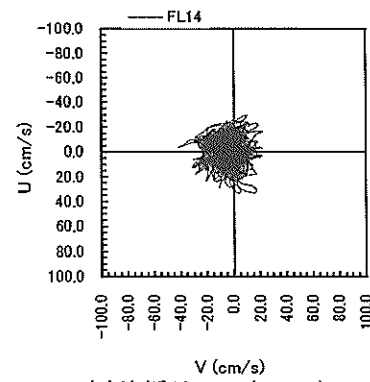
(1) 孤立リーフ (FL12)



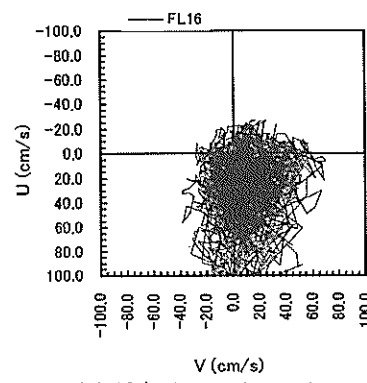
(5) 海浜リーフ (FL12)



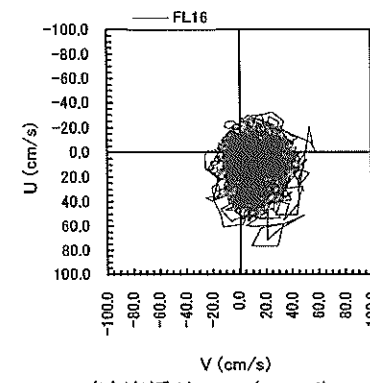
(2) 孤立リーフ (FL14)



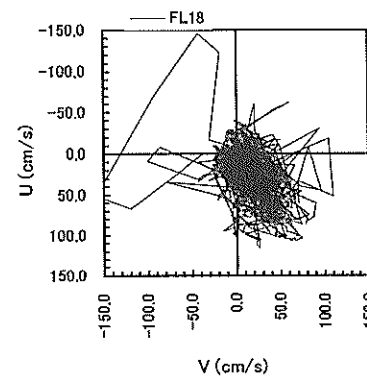
(6) 海浜リーフ (FL14)



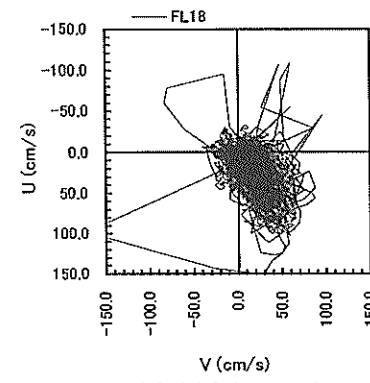
(3) 孤立リーフ (FL16)



(7) 海浜リーフ (FL16)



(4) 孤立リーフ (FL18)



(8) 海浜リーフ (FL18)

図-13 リーフ内の水粒子の水平運動軌跡 (100年確率波, BS, 波群-1, 波向90度)

表-7(1) リーフ内の卓越波向(規則波, R-1, $T^* = 1.61s$)

地形条件	波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	平均
孤立リーフ	—	108.3	70.8	73.3	67.0	79.8
海浜リーフ	—	129.3	129.6	50.3	63.4	93.2

単位：度

表-7(2) リーフ内の卓越波向(多方向不規則波, 100年確率波, MIR-2)

地形条件	波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	平均
孤立リーフ	波群-1	23.0	46.4	36.4	73.0	44.7
海浜リーフ	波群-2	-39.5	80.3	50.2	73.5	41.1

単位：度, スペクトル形：ブレットシュナイダー・光易型 ($S_{max}=10$)

(3) 浮体設置による影響

図-14(1)-(4)は浮体構造物がリーフ内にあることの有無による沖波有義波高 ($H_{1/3}^*$) に対するリーフ内有義波高 ($H_{1/3}$) の比 ($H_{1/3}/H_{1/3}^*$) の相違を示す。波浪条件は一方向不規則波であって、 $H_{1/3}^* = 0.064m$ (現地換算 8.0 m) のケース (SIR-1) の波向 90 度の条件である。

図-14(1)は、孤立リーフの場合の浮体前面における波高計測点 (WP12, WP22, WP14) の波高比を示す。図の横軸は、有義波周期である。浮体前面の波高比は、有義波周期によって依存せずにはほぼ一定であり、場所によって相違があるが、浮体が無い状態においてはおおむね 0.30 ~ 0.45 である。すなわち、この条件では、リーフ内の有義波高は沖波に対して約 1/3 強に減少していることがわかる。一方、浮体が存在するときには反射波の影響で、浮体前面の有義波高の沖波有義波高に対する比は 0.40 ~ 0.55 に増大する。

図-14(2)は、孤立リーフの場合の浮体背後における波高計測点 (WP13, WP23, WP17) の波高比を示す。これらの計測点においても浮体が無いときの沖波に対する波高比はおおむね 0.30 ~ 0.45 であり、浮体前面の計測点の数値におおむね等しい。しかしながら、浮体がある場合には、浮体背後では、浮体が存在することにより波高比は 0.25 ~ 0.30 に減少する。以上のことにより浮体に入射した波は浮体の前面において部分反射を起こしていることがわかる。

図-14(3)は、海浜リーフの場合の浮体前面における波高計測点 (WP12, WP22, WP14) の波高比を示す。浮体前面の波高比は、波周期によって依存せずにはほぼ一定

であり、場所によって相違があるが、浮体が無い状態においてはおおむね 0.25 ~ 0.35 である。すなわち、この条件では、リーフ内の波高は沖波に対して約 1/4 から 1/3 に減少していることがわかる。孤立リーフでは浮体が無いときの波高比が 0.30 ~ 0.45 であったことから、海浜リーフにおけるリーフ内の有義波高は、孤立リーフの場合の約 0.8 倍になっていることがわかる。一方、浮体が存在するときには反射波の影響で、浮体前面の有義波高の沖波有義波高に対する比は 0.35 ~ 0.40 に増大する。

図-14(4)は、孤立リーフの場合の浮体背後における波高計測点 (WP13, WP23, WP17) の波高比を示す。これらの計測点においても浮体が無いときの沖波に対する波高比はおおむね 0.25 ~ 0.35 であり、浮体前面の計測点の数値に等しい。しかしながら、浮体がある場合には、浮体背後では、浮体が存在することにより波高比は 0.2 ~ 0.3 に減少する。

図-15(1)-(4)は、孤立リーフ、海浜リーフについて浮体構造物の有無による波高の変化を浮体前面と背後について示したものである。図には、浮体があるときのリーフ内の波高 $H_{1/3with}$ を同一計測ポイントにおいて浮体が無いときの波高 $H_{1/3without}$ で除した数値を示している。浮体前面では反射波により波高が増大し、波高の比率は 1.0 ~ 1.3 倍に増大していることが、浮体背後では浮体によって波が遮蔽されるため透過波高は入射波高の 0.6 ~ 0.8 倍に減少していることがわかる。浮体があることによる波高の低減は、海浜リーフよりも孤立リーフのときがより顕著である。

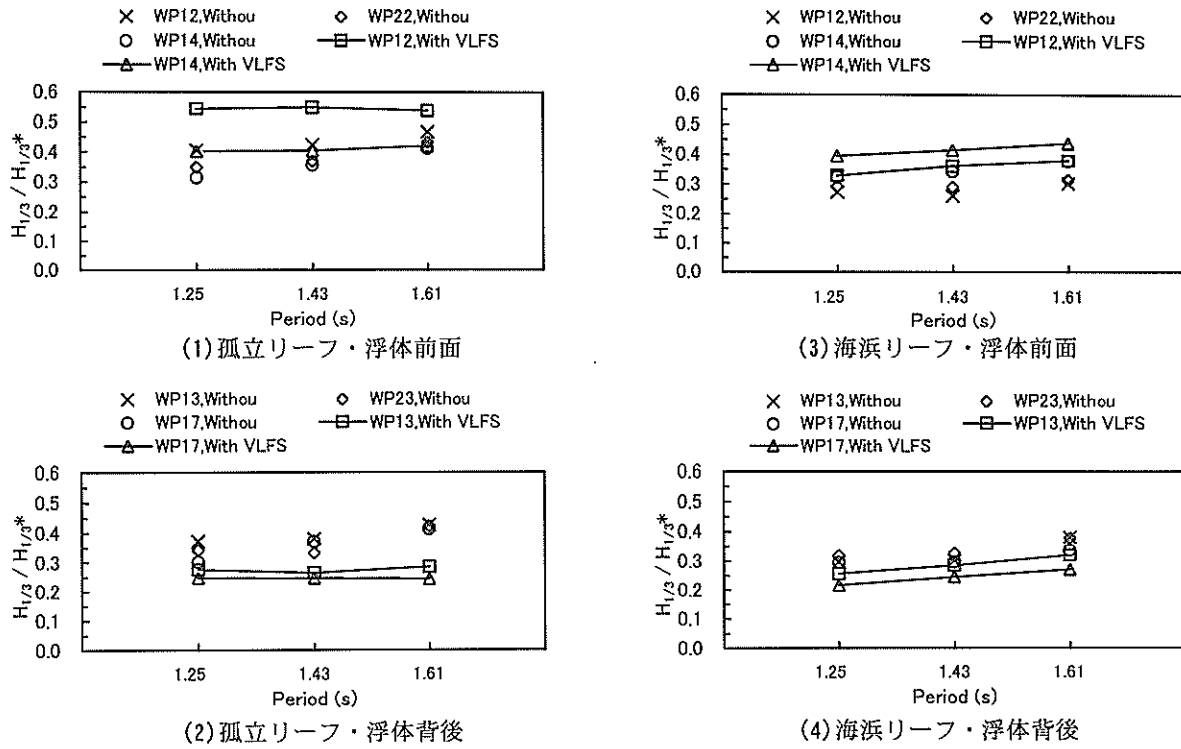


図-14 浮体周辺の沖波に対する波高比 (一方向不規則波, SIR-1, 波向90度)

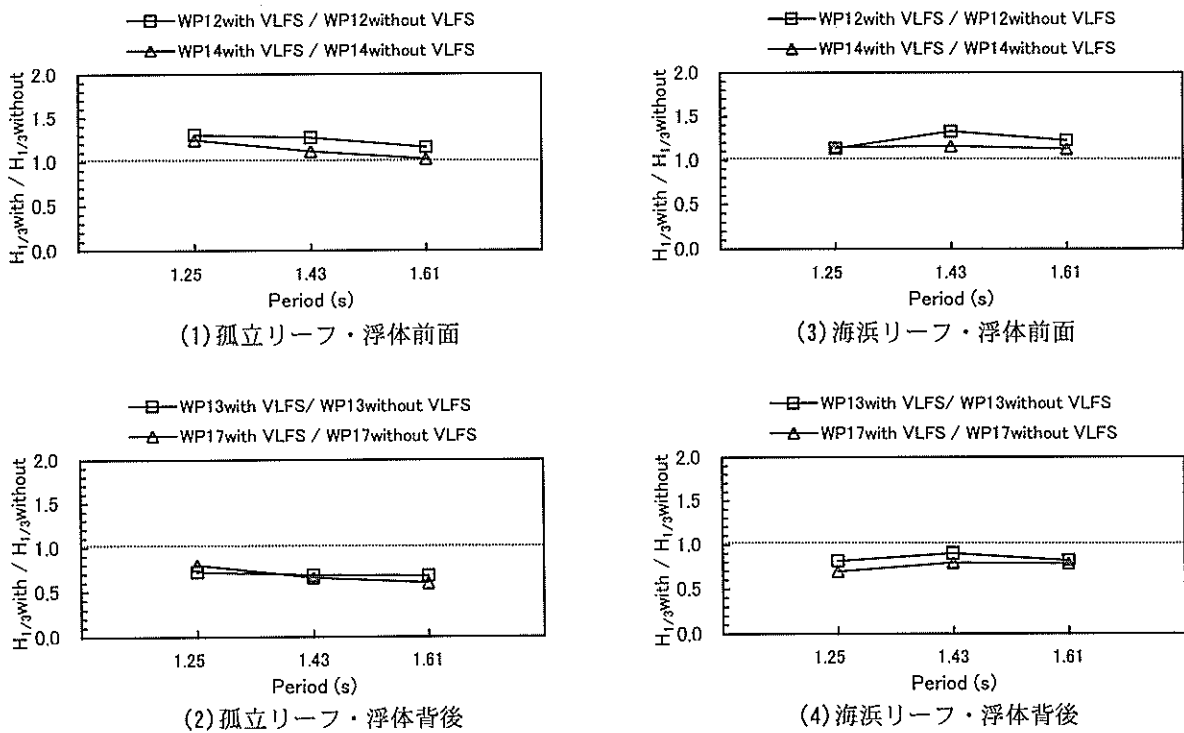


図-15 浮体の有無による浮体周辺の波高比の変化 (一方向不規則波, SIR-1, 波向90度)

3.2 リーフ内の浮体の鉛直変位およびひずみ

(1) 浮体の鉛直変位特性

a) 時系列およびスペクトル特性

図-16(1)-(6)は、孤立リーフおよび海浜リーフについてリーフ内に設置された浮体の鉛直変位の計測点(L16)の時系列を示す。図は、それぞれ規則波(R-1; $H^*=0.112\text{m}$, $T=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=14.0\text{m}$, $T=18.0\text{s}$), 一方向不規則波(SIR-1; $H_{1/3}^*=0.064\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=8.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$), 多方向不規則波(MIR-1; $H_{1/3}^*=0.126\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.62\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=15.8\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.1\text{s}$)に対するものを示している。ただし、波向はいずれも45度である。孤立リーフの規則波中においては、入射波の周波数に加えて2倍周波数, 3倍周波数の成分が生じていることがわかる。ただし、海浜リーフにおいては、リーフ内の波高がより大きく減衰しているため浮体の鉛直変位は孤立リーフに比較して小さくなっている。一方向不規則波, 多方向不規則波中では、サーフピート成分の影響を受けて鉛直変位の時系列には、長周期成分が生じている。これらの長周期の変位成分についても海浜リーフの場合は孤立リーフよりもかなり小さくなるがわかる。

図-17(1)-(6)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて計測点L16における浮体の鉛直変位のパワースペクトル, 計測点WP12におけるリーフ内波高のパワースペクトル, リーフ内波高WP12に対する計測点L16の鉛直変位の伝達関数を示す。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについても、計測点L16における浮体の鉛直変位については、規則波中のパワースペクトルは沖波の周波数成分に対して、その2倍, 3倍の周波数成分のエネルギーが生じていることがわかる。この2倍, 3倍のエネルギー成分は図-17(2)および(5)に示すようにリーフ内波浪のパワースペクトルにも現れている。図-17(3)は波高が異なる一方向不規則波($H_{1/3}^*=8.0\text{m}$, 現地換算値), 多方向不規則波($H_{1/3}^*=15.8\text{m}$, 現地換算値)について、リーフ内波高に対する鉛直変位の伝達関数を示すが、両者は沖波の波高および波の多方向性の条件が異なってもおおむね一致することがわかる。図-17(6)に示す海浜リーフの場合にも、図-17(3)に示す孤立リーフの場合とほぼ同じ伝達関数になっていることがわかる。

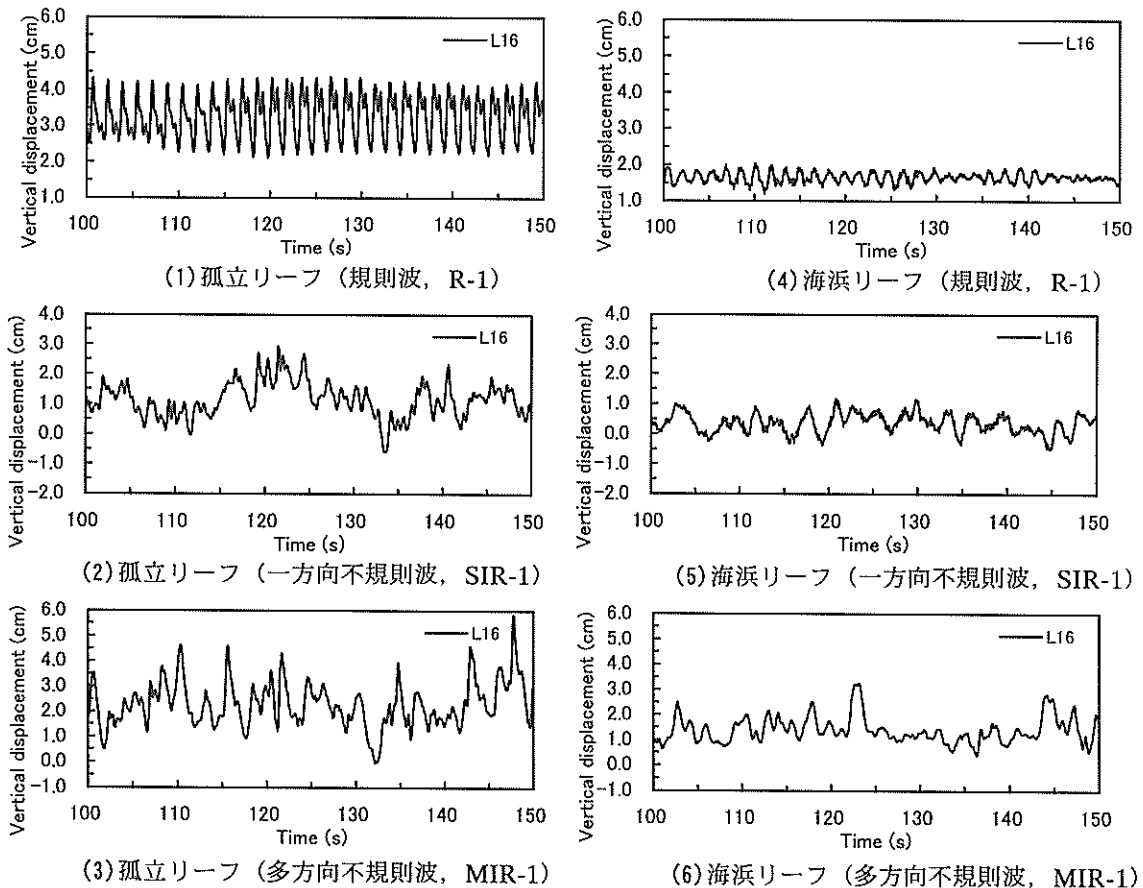


図-16 浮体の鉛直変位の時系列 (計測点L16, 波向45度)

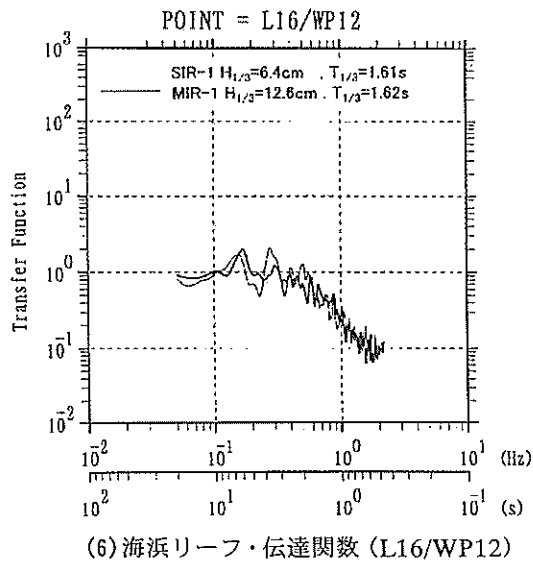
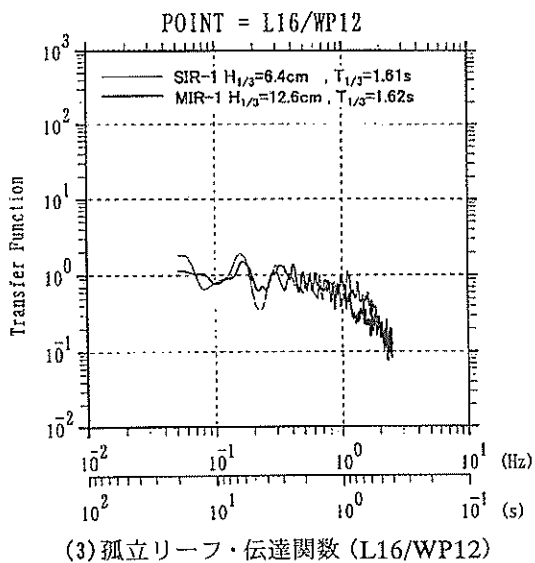
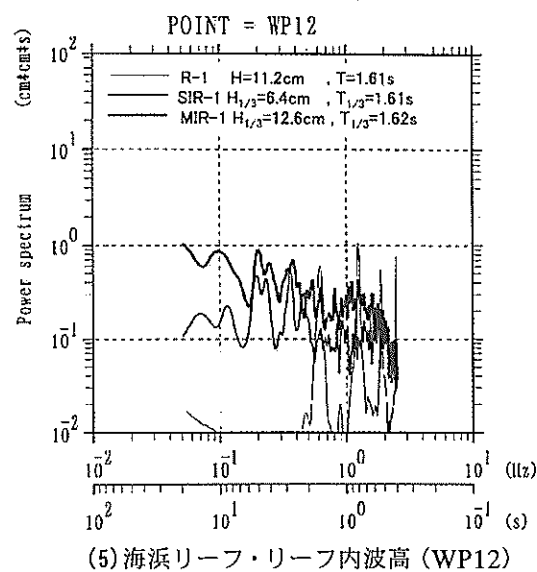
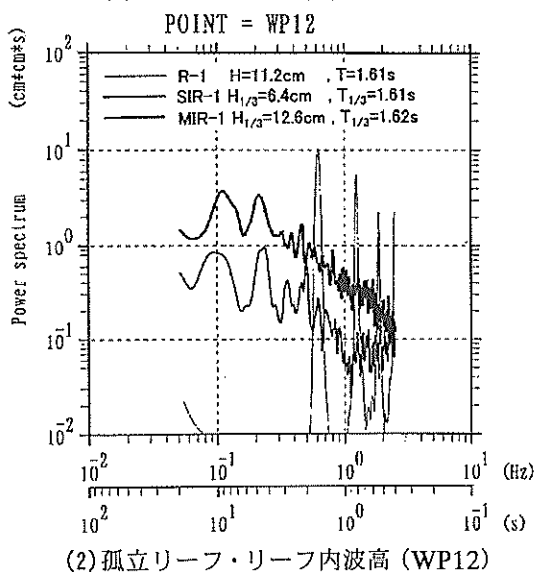
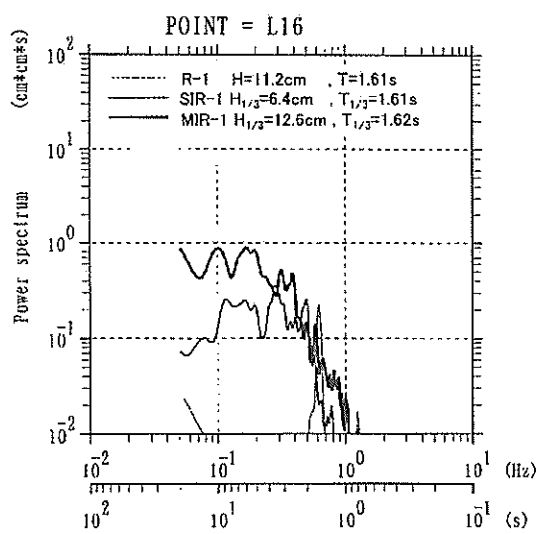
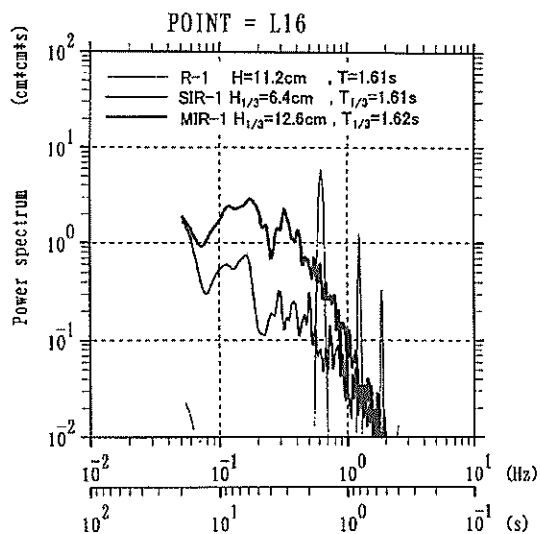


図-17 浮体の鉛直変位のスペクトルおよび伝達関数 (計測点L16, 波向45度)

b) 規則波中および一方向不規則波中の鉛直変位分布

図-18(1)-(6)および図-19(1)-(6)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて、規則波(R-1: $H^* = 0.112\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$, 現地換算: $H^* = 14.0\text{m}$, $T^* = 18.0\text{s}$)および一方向不規則波(SIR-1: $H_{1/3}^* = 0.064\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$, 現地換算: $H_{1/3}^* = 8.0\text{m}$, $T_{1/3}^* = 18.0\text{s}$)の波向別の浮体の鉛直変位について浮体各位置での分布状況を示している。鉛直変位は各計測点ごとにその有義値 $Z_{1/3}$ を沖波の有義波高 $H_{1/3}^*$ で除して無次元化している。図中には沖波波高に対する浮体の各位置における浮体前面と浮体背後の波高比も同時に示している。波高比はリーフ内の有義波高 $H_{1/3}$ を沖波の有義波高 $H_{1/3}^*$ で除している。また、浮体がリーフ内がない場合の有義波高(without VLFSと表記)とある場合の有義波高(with VLFSと表記)について両者を表示している。

まず、図-18(1)-(6)に示す孤立リーフにおいては、浮体の鉛直変位の有義値 $Z_{1/3}$ は、沖波の有義波高 $H_{1/3}^*$ に比べて小さく、おおむね $1/5 \sim 1/10$ 程度である。また、図-18(5)に示すように波向90度において $X/L = 0.4 \sim 0.5$ 付近ではリーフ内波高が大きくかつ浮体の鉛直変位も大きい。これはリーフエッジの一部に水深の深い箇所があり、ここからの波の進入が大きなことの影響である。規則波中では、浮体の鉛直変位の有義値の沖波の有義値に対する比は、波向45度、135度では0.1前後、波向90度では0.15前後である。また、波上側と波下側の鉛直変位の相違は小さい。リーフ内波高に対する鉛直変位の比は、いずれの波向においてもおおむね $1/2 \sim 1/3$ 程度であって、波向90度ではリーフ内波高そのものが大きいため、浮体の鉛直変位も他の波向に比べて大きくなっている。

一方向不規則波中では、浮体の鉛直変位の有義値の沖波の有義値に対する比は、波向45度、135度では0.1～0.3、波向90度では0.2～0.4である。また、波上側と波下側の鉛直変位の相違は規則波中と同様に小さい。リーフ内波高に対する鉛直変位の比は、いずれの波向においても約 $1/2$ であって、規則波中の場合に比べて大きい。また、波向90度ではリーフ内波高の沖波に対する波高比そのものが0.5～0.6と大きいため、規則波のときと同様に浮体の鉛直変位も他の波向に比べて大きくなっている。

次に、図-19(1)-(6)に示す海浜リーフにおいては、浮体の鉛直変位の有義値 $Z_{1/3}$ は、海浜リーフのときよりも小さな傾向にある。ただし、波向45度では、浮体前面のリーフ長の短い $X/L = 0.3 \sim 0.5$ 付近での波のリーフ

内への進入が大きく、浮体の鉛直変位もこの付近で大きくなっていることがわかる。また、この傾向は波向90度の場合においては、より顕著である。これに対して波向135度では、この波向に対してはリーフ長が長いことによって波のリーフ上での減衰が大きく、浮体設置位置付近での波高の沖波波高に対する比は、規則波では0.15倍程度に、一方向不規則波においても0.2～0.3倍程度に減衰していることから、この波浪減衰効果によって浮体の鉛直変位は実験を行った3波向の中では最も小さくなっている。

図-20、図-21は、孤立リーフ、海浜リーフについて、浮体が無いときのリーフ内の浮体前面位置における波高の計測点5点の平均値を用いて無次元化した浮体の鉛直変位応答の分布を示す。図-20(1)-(3)は孤立リーフの規則波、(4)-(6)は海浜リーフの規則波、図-21(1)-(3)は孤立リーフの一方向不規則波、(4)-(6)は海浜リーフの一方向不規則波の結果を示している。

孤立リーフの規則波では、浮体の鉛直変位はリーフ内波高のおおむね0.2～0.4倍であって、浮体の各位置における相違がみられる。また、波向135度に対しては波下側の位置($X/L = +0.4$)における鉛直変位応答が大きくなることがわかる。

海浜リーフの規則波では、波向45度、90度においては浮体の $X/L = +0.4 \sim +0.5$ の位置における応答が大きくなることがわかる。とくにこの傾向は波向90度において顕著であって浮体の応答の波高に対する比は0.6を超える。これに対して波向135度では鉛直変位応答は浮体鉛直変位の全長にわたって比較的一様であって浮体の両端においてやや大きくなる傾向がみられる。

孤立リーフの一方向不規則波では、浮体の位置ごとの応答の相違は規則波の場合に比べると小さくなる。また、浮体の鉛直変位応答の倍率はおおむね0.5～0.8であって規則波中よりも大きくなる傾向がみられる。

海浜リーフの一方向不規則波では、浮体の位置ごとの相違は規則波のときと同様に小さくなる。また、リーフ前面の有義波高の平均値に対しての応答の倍率は孤立リーフのときとほぼ同様になる。波向45度と波高90度では、 $X/L = +0.4 \sim +0.5$ における鉛直変位応答が大きいが、この近傍におけるリーフ内の有義波高が大きくなることの影響である。孤立リーフと海浜リーフとは鉛直変位応答の分布形状が異なっているのは、浮体の各位置における波浪の平面分布状況が異なることによる影響である。

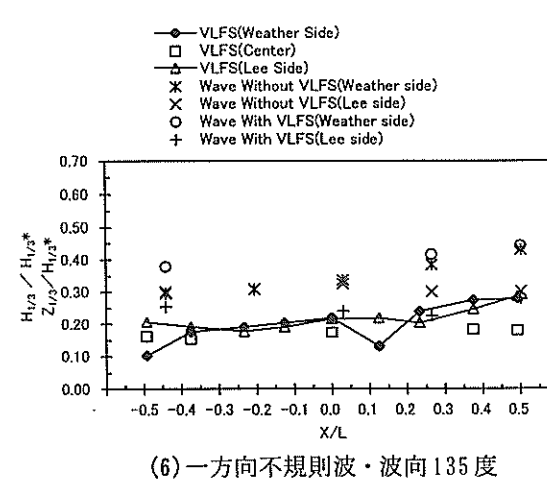
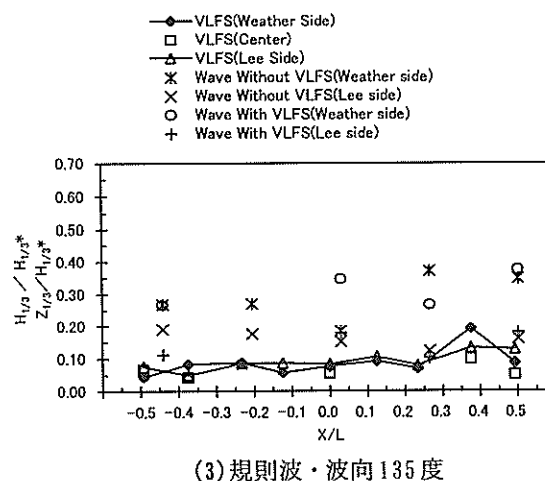
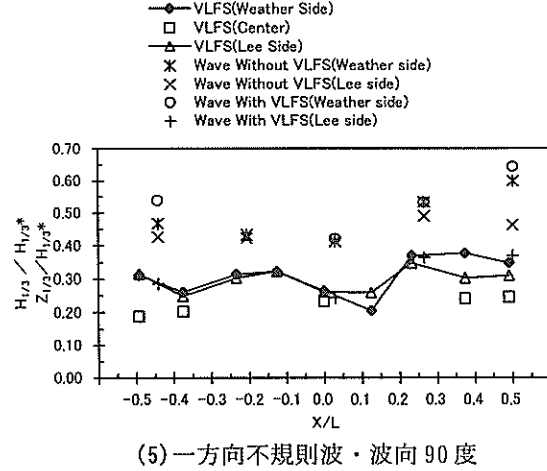
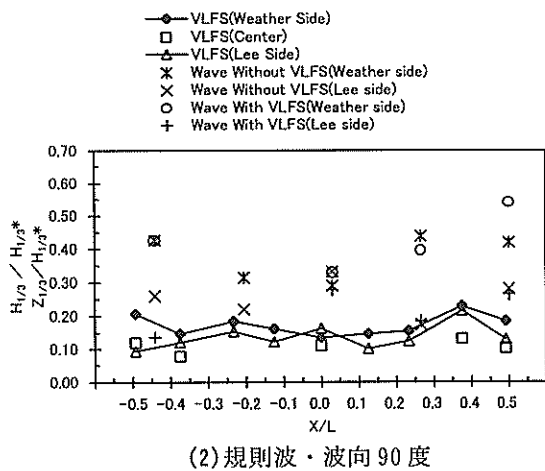
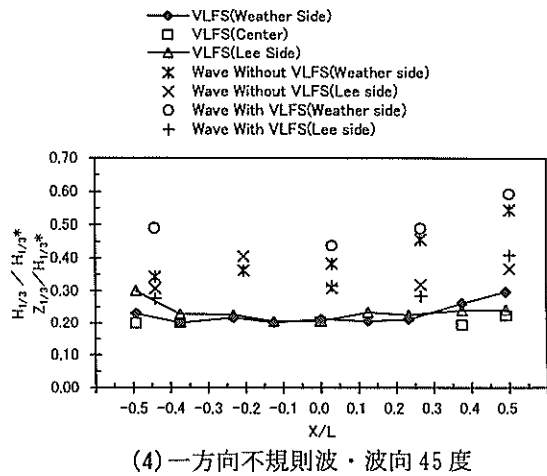
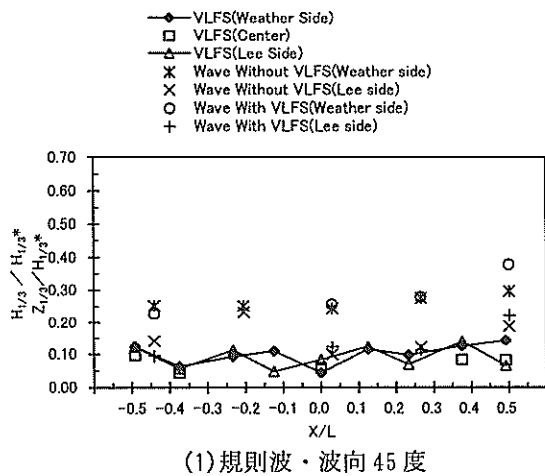
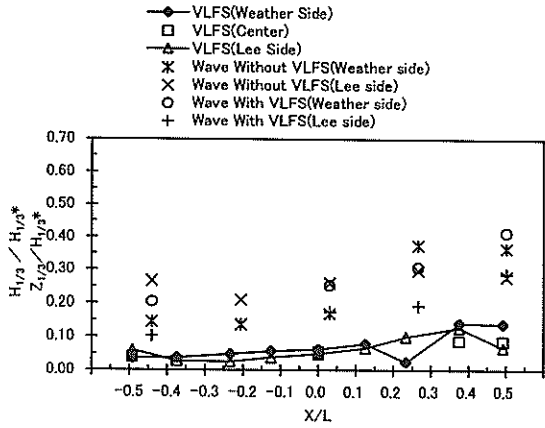
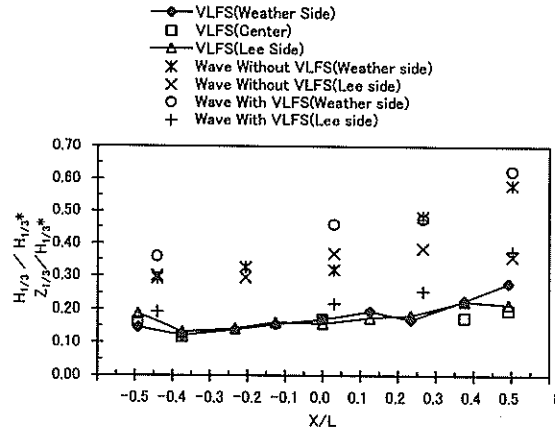


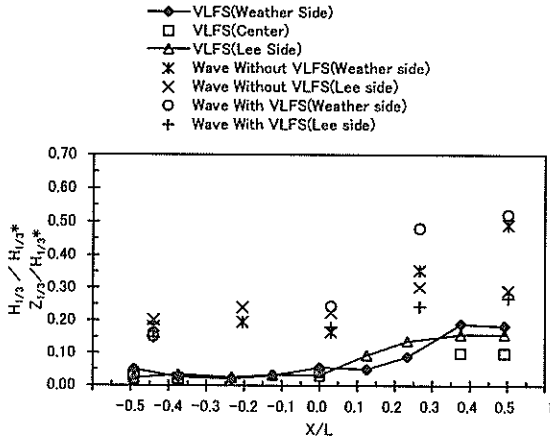
図-18 浮体の鉛直変位の分布 (孤立リーフ, R-1, SIR-1, T^* , $T_{1/3}^* = 1.61s$)



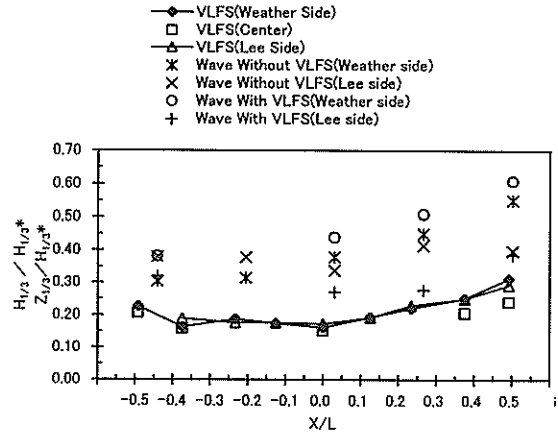
(1) 規則波・波向 45 度



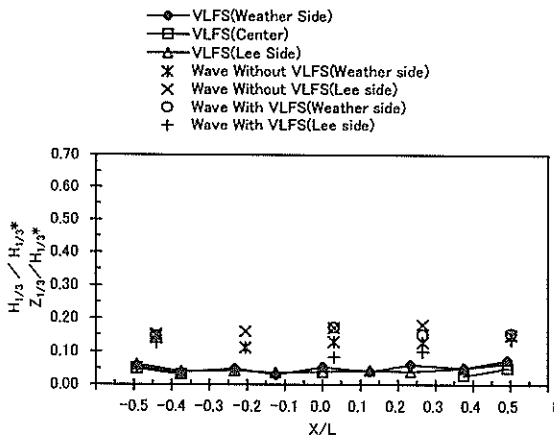
(4) 一方向不規則波・波向 45 度



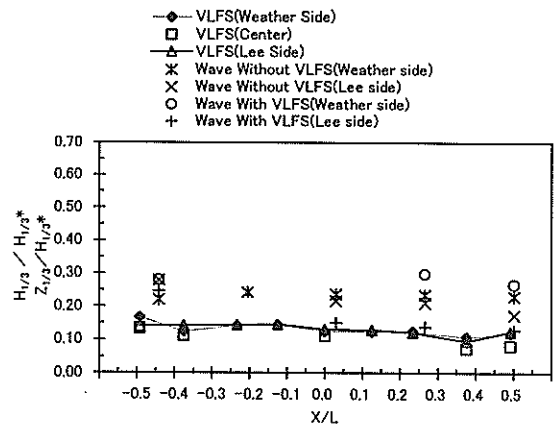
(2) 規則波・波向 90 度



(5) 一方向不規則波・波向 90 度

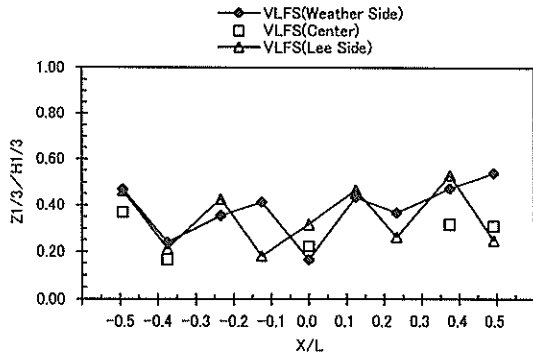


(3) 規則波・波向 135 度

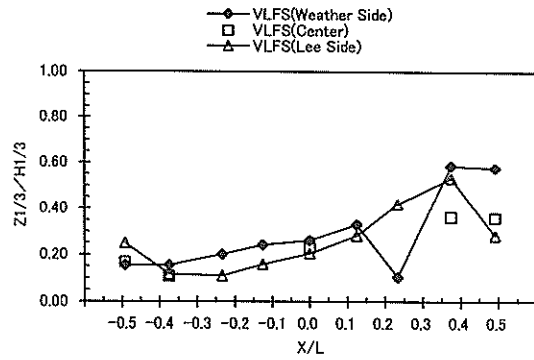


(6) 一方向不規則波・波向 135 度

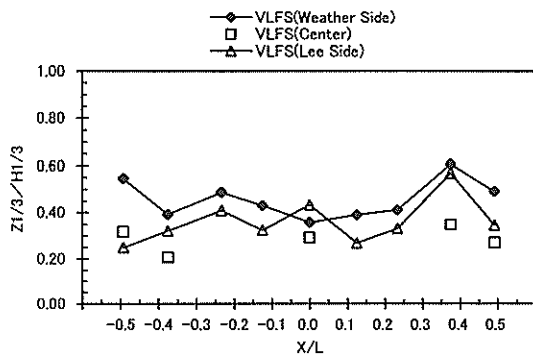
図-19 浮体の鉛直変位の分布 (海浜リーフ, R-1, SIR-1, T^* , $T_{1/3}^* = 1.61s$)



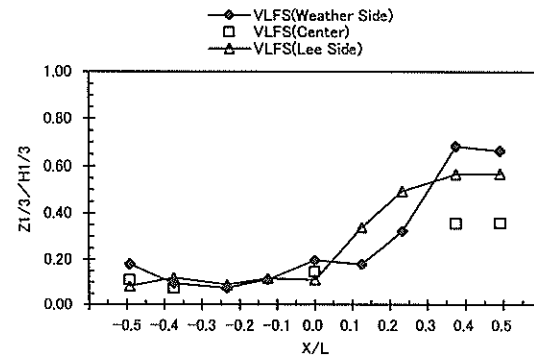
(1) 孤立リーフ・規則波・波向 45 度



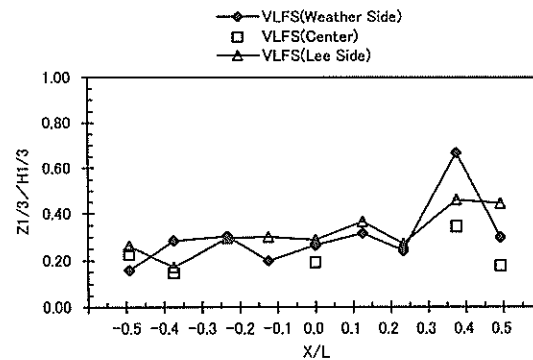
(4) 海浜リーフ・規則波・波向 45 度



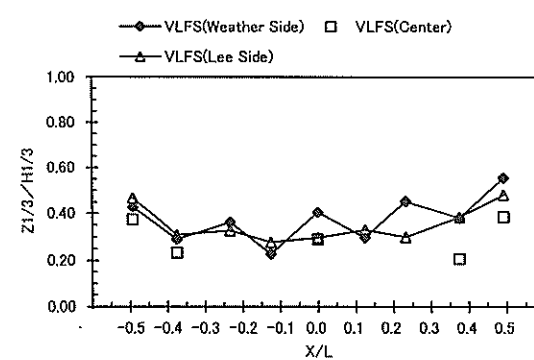
(2) 孤立リーフ・規則波・波向 90 度



(5) 海浜リーフ・規則波・波向 90 度

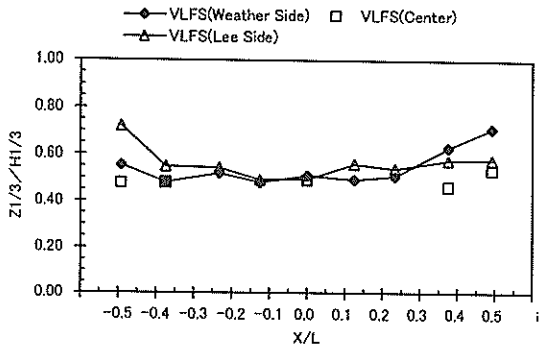


(3) 孤立リーフ・規則波・波向 135 度

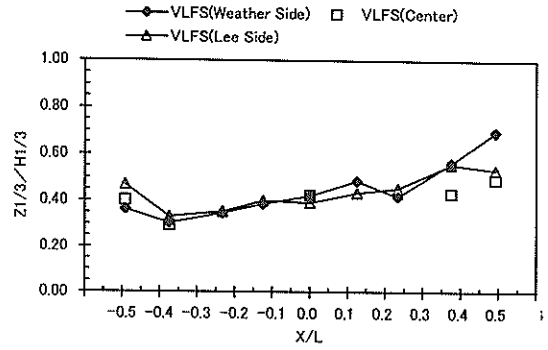


(6) 海浜リーフ・規則波・波向 135 度

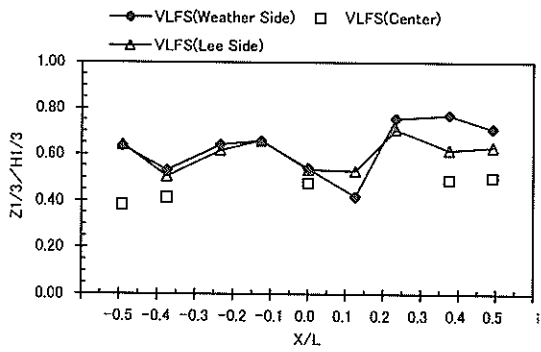
図-20 浮体の鉛直変位のリーフ内波高に対する無次元値の平面分布 (R-1)



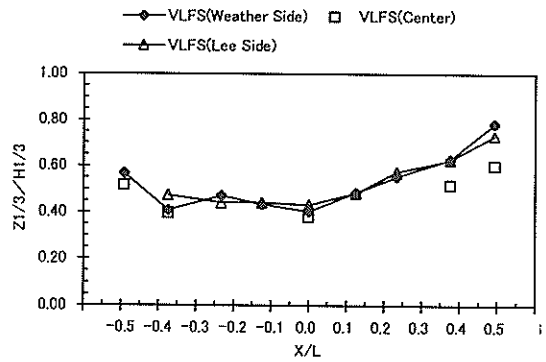
(1) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 45 度



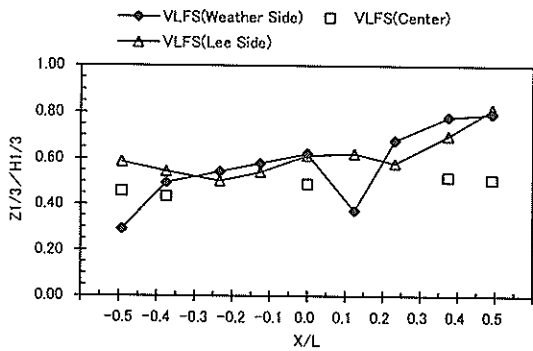
(4) 海浜リーフ・一方向不規則波・波向 45 度



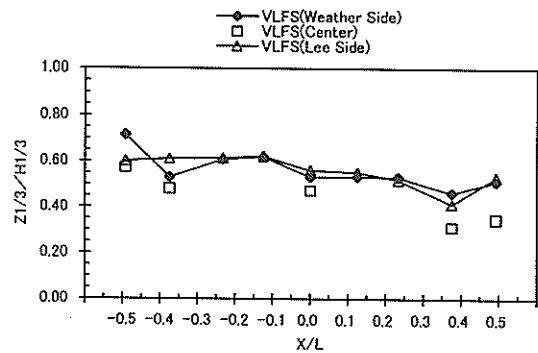
(2) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 90 度



(5) 海浜リーフ・一方向不規則波・波向 90 度



(3) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 135 度



(6) 海浜リーフ・一方向不規則波・波向 135 度

図-21 浮体の鉛直変位のリーフ内波高に対する無次元値の平面分布 (SIR-1)

c) 多方向不規則波中の鉛直変位分布

図-22(1)-(2)は100年確率波の波浪条件(MIR-2; $H_{1/3} = 0.143\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 17.9\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$)におけるリーフ内の平均水位上昇量と浮体の各位置での平均上昇量を示す。ただし、これらの数値は、沖波の有義波高 $H_{1/3}$ で除して無次元化している。リーフ内の平均水位上昇量は波高計での計測値、浮体の平均上昇量はレーザー式変位計での計測値に基づいて求めたものである。孤立リーフでは、リーフ内の平均水位上昇量の沖波の有義波高に対する比は0.14~0.17であって、かなり大きな値であることがわかる。波下側の浮体の平均上昇量はおおむねその近傍における平均水位上昇量と等しいが、波上側の浮体の中央においては、浮体の平均上昇量が平均水位上昇量よりも小さく、かつ波上側の鉛直変位の平均上昇量は波下側のそれよりも小さい。海浜リーフでは、リーフ内の平均水位上昇量の沖波の有義波高に対する比は0.12~0.14であって、孤立リーフの場合に比べて小さな値であることがわかる。波上側、波下側のいずれのポイントにおいても浮体の平均上昇量は、おおむね平均水位上昇量と等しい。

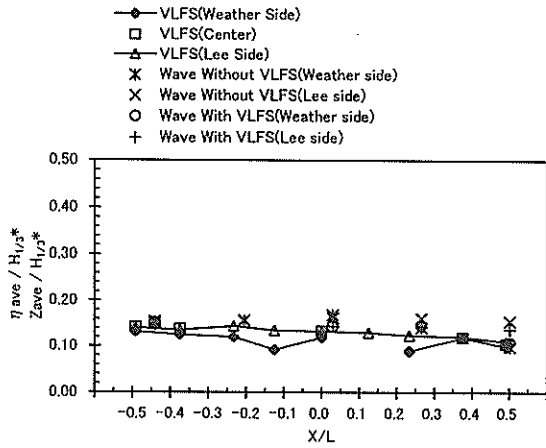
図-23(1)-(2)は100年確率波の波浪条件(MIR-2; $H_{1/3} = 0.143\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 17.9\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$)における沖波有義波高 $H_{1/3}$ に対するリーフ内の各計測点の有義波高 $H_{1/3}$ の比、および沖波有義波高 $H_{1/3}$ に対する浮体各点の鉛直変位の有義値 $Z_{1/3}$ の比を示したものである。孤立リーフにおいては浮体位置においても波高比が大きい、海浜リーフではリーフにおける波浪減衰がより大きいため、浮体位置における波高比は海浜リーフのときよりも小さくなっている。また、海浜リーフの場合には、浮体前面のリーフ長が浮体の位置ごとに異なり、リーフ長が短い $X/L = 0.3 \sim 0.5$ における波高が、 $X/L = -0.5 \sim 0.0$ の位置よりもかなり大きいことがわかる。前出の図-22(1)において孤立リーフの場合の $X/L = -0.25 \sim +0.25$ 付近において浮体の平均上昇量が水位上昇量に比べて小さかった要因の一つには、波の浮体上への越波の影響が考えられる。海浜リーフでは、リーフ内における波高が $X/L = 0.5$ 付近を除けば、孤立リーフのときよりも小さいため、浮体上への越波の影響が相対的に小さかったため平均水位上昇量と浮体の鉛直変位の平均上昇量との相違が小さかったと考えられる。

図-24(1)-(2)は波高が小さな波浪条件(MIR-3; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$, 波向90度)におけるリーフ内の平均水位上昇量と浮体の各位置での平均上昇量を示す。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについても沖波波高が小さなときのリーフ内の平均水位上昇量および浮体の平均上昇量は小さく、沖波の有義波高に対する比は0.0~0.05であって無視しうる量であることがわかる。

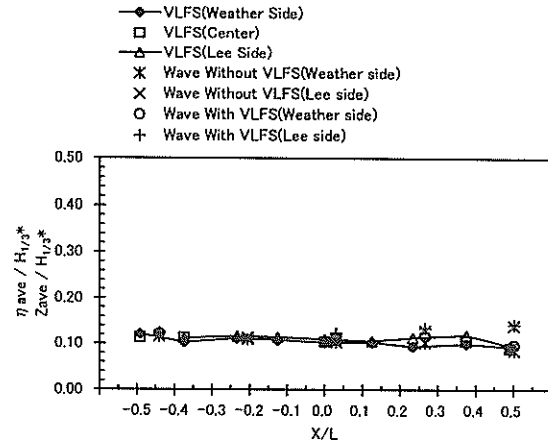
図-25(1)-(2)は波高が小さなときの波浪条件(MIR-3; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$, 波向90度)における沖波有義波高に対するリーフ内各計測点の有義波高の比、および沖波有義波高に対する浮体各点の鉛直変位の有義値の比を示したものである。波高が小さなときにはリーフによる碎波変形の影響が高波浪条件のときよりも小さくなり、孤立リーフにおいては浮体が無いときのリーフ内の有義波高は、沖波有義波高と比べた波高比が約0.8となる。これに対して浮体があるときには、浮体による反射波の影響で浮体前面の波高増大が生じ、沖波有義波高に対する波高比は1.0~1.3と大きくなる。一方浮体背後では、浮体がないときの波高との差異が小さい。沖波有義波高に対する浮体の鉛直変位応答の比は、浮体の全長にわたって0.4~0.5程度であって、100年確率波に対しては、浮体の鉛直変位応答の沖波有義波高に対する比が0.2であったのに比べると大きい。これは、リーフによる波浪の減衰が沖波波高が小さなときには相対的に小さくなることによる。

海浜リーフでは、波高の小さなときのリーフにおける波浪減衰が小さいため、浮体が無いときの沖波有義波高に対する浮体位置における有義波高の比は、ほぼ1.0であってリーフによる波高の低減が生じていないことがわかる。また、浮体が存在するときには沖波に対する波高比は場所によっては1.4程度になる。また、沖波の有義波高に対する鉛直変位の有義値の比は0.3~0.6であって、浮体の両端において鉛直変位が大きくなる傾向があることがわかる。

なお、波高が小さなときの水利模型実験も100年確率波に対して設定した潮位条件(HHWL)と同一の条件で実施しているが、実際には波高が小さな状況では、その様な潮位条件になることは確率的に極めて低いと考えられることから、リーフ内の波高は、ここで示したものよりも小さくなることが予想される。

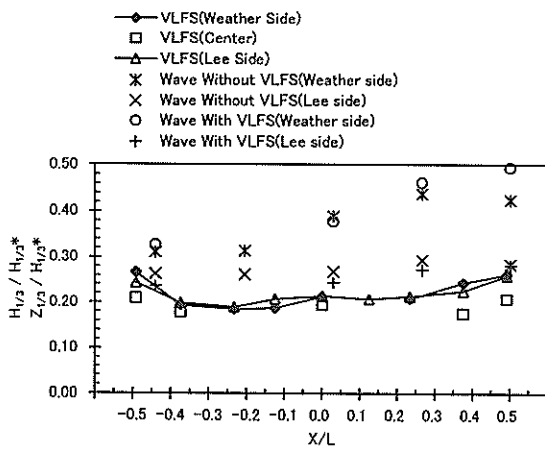


(1) 孤立リーフ

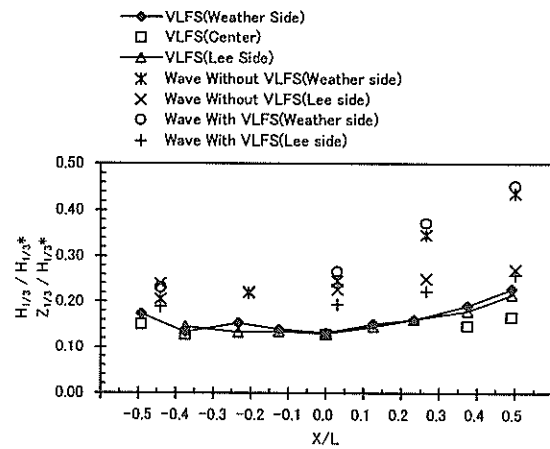


(2) 海浜リーフ

図-22 リーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量
(多方向不規則波, MIR-2, 100年確率波, 波向90度)

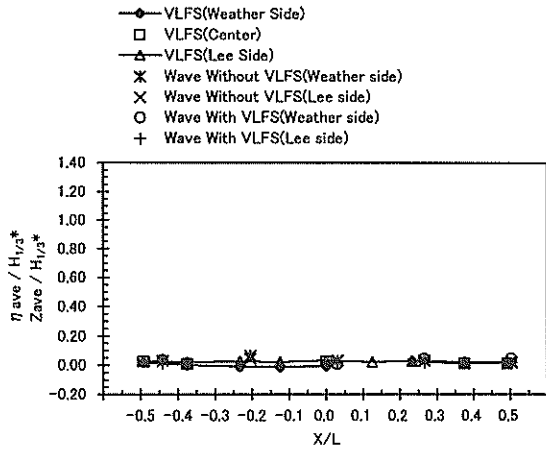


(1) 孤立リーフ

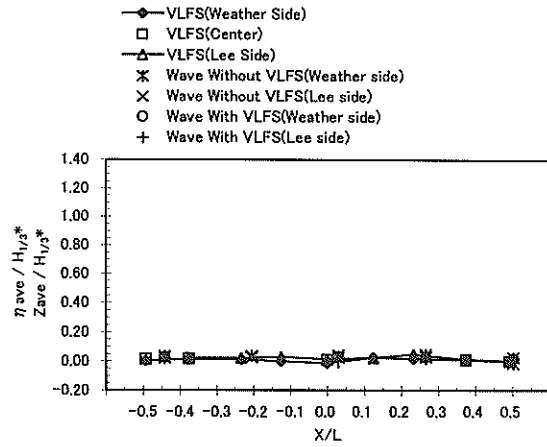


(2) 海浜リーフ

図-23 リーフ内の有義波高と浮体の鉛直変位の有義値
(多方向不規則波, MIR-2, 100年確率波, 波向90度)

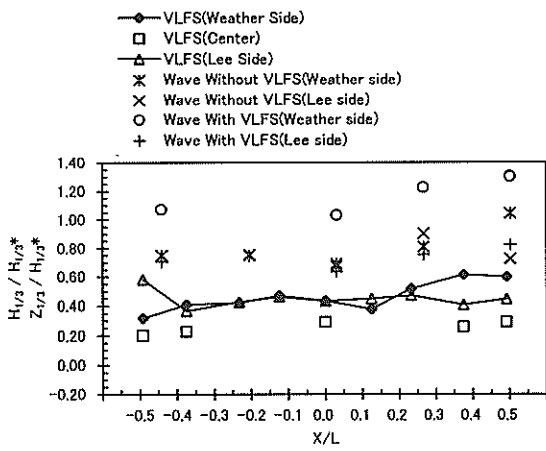


(1) 孤立リーフ

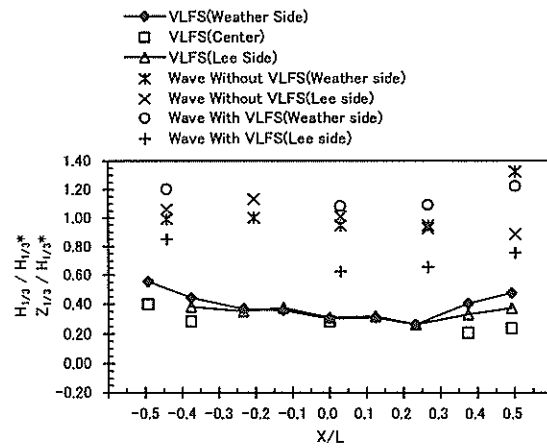


(2) 海浜リーフ

図-24 リーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量
(多方向不規則波, MIR-3, 波向90度)



(1) 孤立リーフ



(2) 海浜リーフ

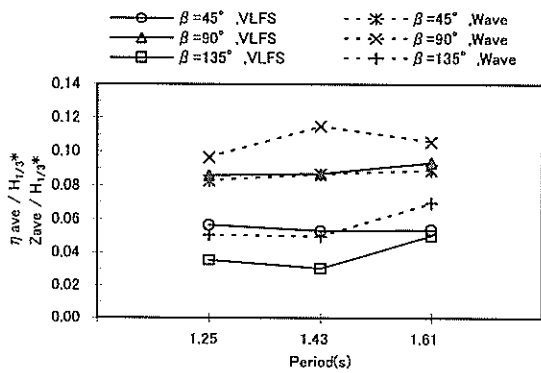
図-25 リーフ内の有義波高と浮体の鉛直変位の有義値
(多方向不規則波, MIR-3, 波向90度)

d) 浮体の平均上昇量の波向および周期による影響

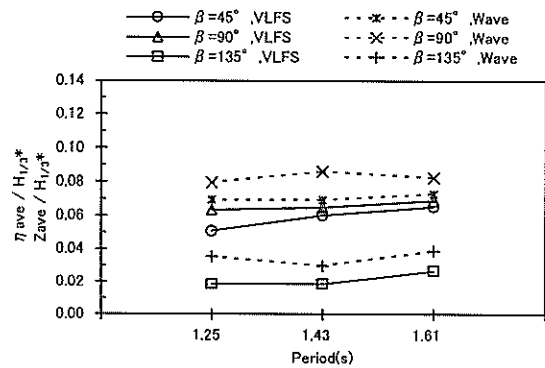
図-26(1)-(2)は、一方向不規則波(SIR-2)について、孤立リーフ、海浜リーフにおけるリーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量の関係をまとめたものである。図の横軸は、有義波周期であり平均水位上昇量と浮体の平均上昇量は浮体の各点の数値を平均して示している。また、波向は45, 90, 135度の条件をすべて示している。この条件での沖波波高(SIR-2; $H_{1/3}^* = 0.064\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 8.0\text{m}$)は前出の図-22で示した条件(MIR-2; $H_{1/3}^* = 0.143\text{m}$, 現地換算 $H_{1/3}^* = 17.9\text{m}$)よりも小さいため、沖波波高に対する平均水位上昇量および浮体の平均上昇量の比は小さく、孤立リーフの波向90度では0.08~0.10, それ以外の波向では0.03~0.06である。波向90度ではリーフに対してほぼ直角に波が入射することからリーフ内への波の入射が大きくなり、したがってリーフ

内での平均水位上昇量が他の波向と比較して大きくなっている。海浜リーフでは、リーフ内の波高が孤立リーフに比べて小さいため、浮体の平均上昇量は小さい。とくにその傾向はリーフ長が実験した波向の条件では最も長くなる波向135度において顕著である。これらのことから、リーフ内の水位上昇量については、波向およびリーフ長が極めて大きな影響要因であることがわかる。

図-27(1)-(2)は、孤立リーフ、海浜リーフについて横軸に有義波周期をとりリーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量の比をまとめたものである。ただし、波向は45, 90, 135度の条件をすべて示している。海浜リーフの波向135度の波下側を除き、孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについても浮体の平均上昇量は浮体がないときの平均水位上昇量よりも小さいことがわかる。



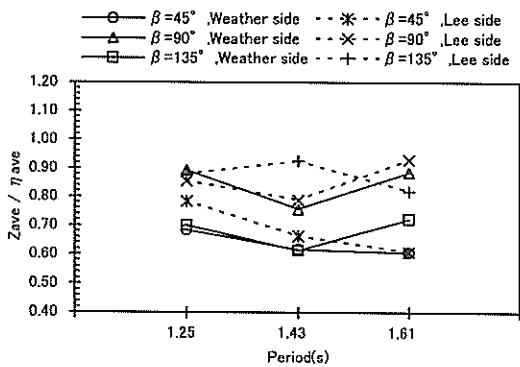
(1) 孤立リーフ



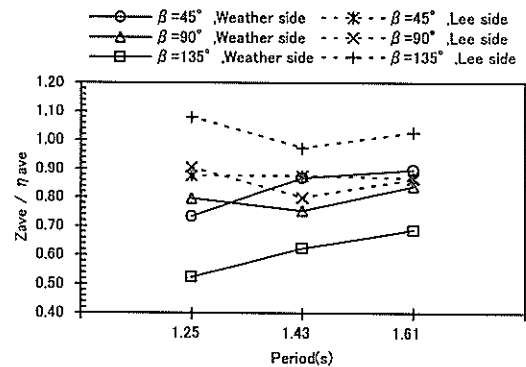
(2) 海浜リーフ

図-26 リーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量の周期変化

(一方向不規則波, SIR-2)



(1) 孤立リーフ



(2) 海浜リーフ

図-27 リーフ内の平均水位上昇量と浮体の平均上昇量の周期変化

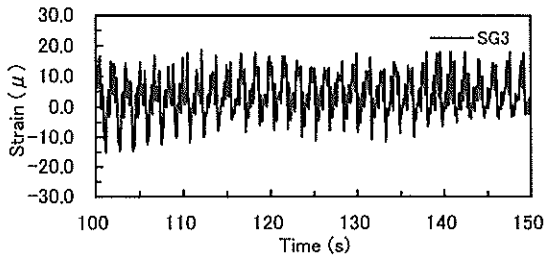
(一方向不規則波, SIR-2)

(2) 浮体のひずみ (曲げモーメント) 特性

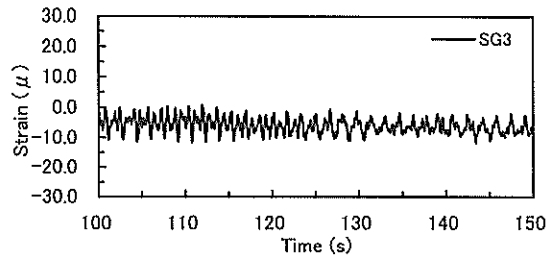
a) 時系列およびスペクトル特性

図-28(1)-(6)は、孤立リーフ、海浜リーフについて計測点SG3における浮体のひずみの時系列を示す。図は、それぞれ規則波 (R-1; $H^{\cdot}=0.112\text{m}$, $T^{\cdot}=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^{\cdot}=14.0\text{m}$, $T^{\cdot}=18.0\text{s}$), 一方向不規則波 (SIR-1; $H_{1/3}^{\cdot}=0.064\text{m}$, $T_{1/3}^{\cdot}=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^{\cdot}=8.0\text{m}$, $T_{1/3}^{\cdot}=18.0\text{s}$), 多方向不規則波 (MIR-1; $H_{1/3}^{\cdot}=0.126\text{m}$, $T_{1/3}^{\cdot}=1.62\text{s}$,

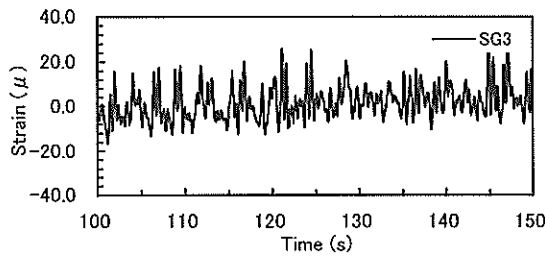
現地換算 $H_{1/3}^{\cdot}=15.8\text{m}$, $T_{1/3}^{\cdot}=18.1\text{s}$) に対するものを示している。ただし、波向はいずれも45度である。浮体のひずみの時系列には、前出の鉛直変位の時系列の場合に比べると高周波成分が顕著にあらわれている。海浜リーフにおいてはリーフ内の波浪が小さくなるため浮体のひずみは孤立リーフに比べて大幅に低減する。



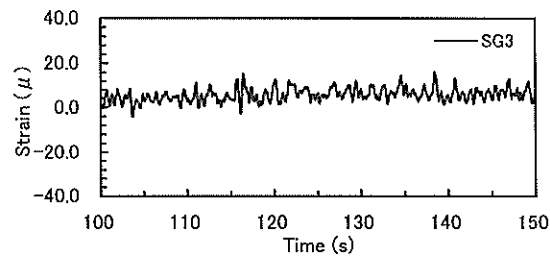
(1) 孤立リーフ (規則波, R-1)



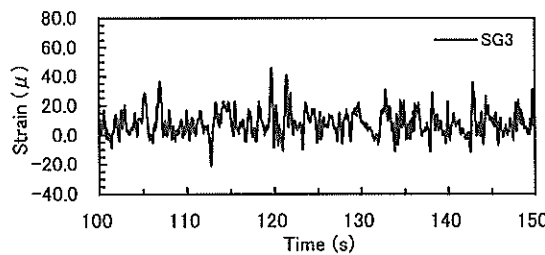
(4) 海浜リーフ (規則波, R-1)



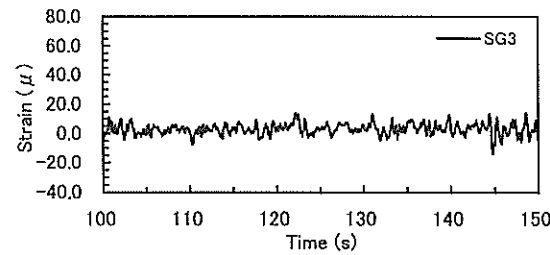
(2) 孤立リーフ (一方向不規則波, SIR-1)



(5) 海浜リーフ (一方向不規則波, SIR-1)



(3) 孤立リーフ (多方向不規則波, MIR-1)



(6) 海浜リーフ (多方向不規則波, MIR-1)

図-28 浮体のひずみの時系列 (計測点 SG3, 波向 45 度)

図-29(1)-(2)は、孤立リーフ、海浜リーフにおける計測点SG3における浮体のひずみのパワースペクトルを示す。浮体のひずみのパワースペクトルは規則波中では、入射波成分のほかに2倍、3倍周波数成分のエネルギーが大きなことがわかる。不規則波中では、波の卓越周波数成分のエネルギーの他に低周波数成分および高周波数成分にも大きなエネルギーが現れていることがわかる。先に示した鉛直変位のパワースペクトルに比べ高周波数側のエネルギーが大きいことがわかる。海浜リーフでは、孤立リーフに比べてひずみのスペクトルのエネルギー密度が相対的に小さくなっていることがわかる。これは、リーフ内波浪の減衰が海浜リーフにおいてより顕著である効果である。

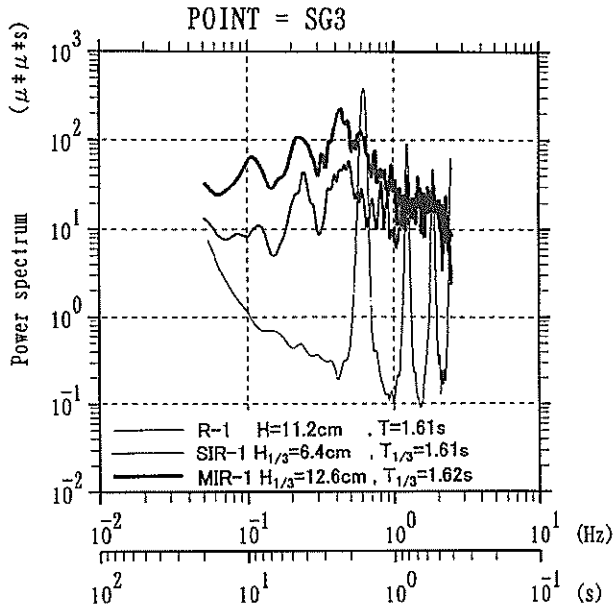
図-30(1)-(2)は浮体ひずみの入射波高のスペクトルに対する伝達関数であるが、0.4Hz(現地換算0.036Hz)付近に伝達関数のピークがあるほか、高周波数側の応答が大きなことがわかる。海浜リーフでは孤立リーフに比べて長周期側の伝達関数が大きく、また、長周期波側に二つのピークとなる周波数帯を有している。ただし、孤立リーフ、海浜リーフともに一方向不規則波と多方向不規則波における伝達関数の相違は小さい。ただし、孤立リーフと海浜リーフとでは伝達関数の形状が相違することから、伝達関数を対象とするひずみの計測ポイント(SG3)の近傍の波(WP12)のみで評価することには限界があると思われる。浮体の弾性応答は波上側から進入する波によって起振されていることから、この場合の波上側の波浪条件についてもデータを整理する際に考慮する必要があると思われる。この点については、4章の応答予測手法のところで、再度検討することにする。

b) 規則波中および一方向不規則波中のひずみ分布

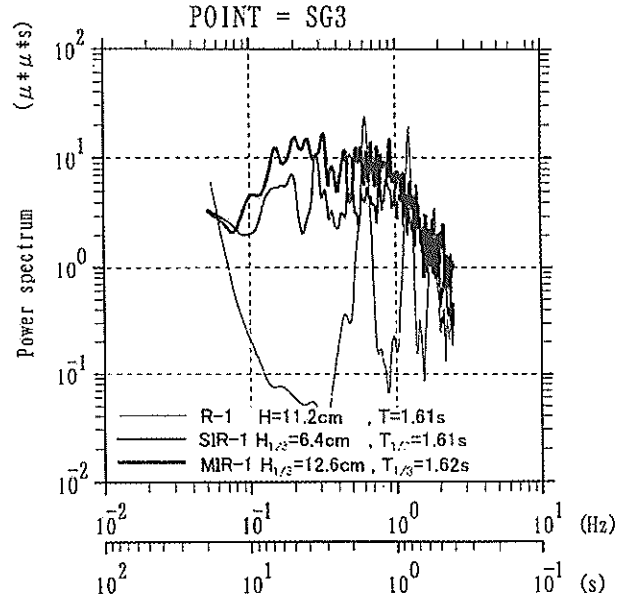
図-31(1)-(6)は孤立リーフおよび海浜リーフについて、規則波(R-1; $H^*=0.112\text{m}$, $T^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=14.0\text{m}$, $T^*=18.0\text{s}$), 一方向不規則波(SIR-1; $H_{1/3}^*=0.064\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=8.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$)の浮体のひずみ分布を示す。

まず、図-31(1)-(3)に示す孤立リーフにおいては規則波および不規則波中における浮体ひずみの分布パターンはおおむね等しい。波向45度では、その入射角における浮体の後端にあたる-0.40L付近で、波向135度では同様にその入射波に対して浮体の後端にあたる+0.40L付近で浮体のひずみが大きくなることがわかる。斜波中では、浮体の後端で浮体のひずみが大きくなる現象は一樣水深の浅海域におかれた大型弾性浮体の挙動と同一である¹⁵⁾。これに対して浮体にほぼ横から波が入射する条件である波向90度では、+0.40Lで浮体のひずみが大きい。これは、検討した地形条件では浮体の+0.40L付近の前面となるリーフの一部に水深の深い地点があり、ここからリーフの中へ進入する波が大きく、この付近で浮体に入射する波の波高が大きくなっていることに起因している。

次に、図-31(4)-(6)に示す海浜リーフでは、孤立リーフの場合とひずみの分布の様相が大きく異なる。まず、波向45度では浮体の前端部においてひずみが大きい。このことは、孤立リーフの場合と大きく異なる現象である。浮体の前端部(+0.4L付近)でひずみが大きくなる原因は、この付近ではリーフ長が短く、かつリーフの一部に水深の深い箇所があるためリーフ外からの波の進入が大きく、この場合の波下側にあたる後端部(-0.5L付近)よりもかなり大きな波が作用しているためである。同様の現象は波向90度の場合にもあらわれており、+0.2~+0.4L付近のひずみが大きい。波向135度では、浮体のひずみ分布が極端に大きくなっている箇所は無く、ほぼ一樣な分布性状を示す。このことは、波下側の+0.4L付近でひずみ応答が大きくなっている孤立リーフの場合と大きく異なる点である。この様にリーフ内に設置された浮体のひずみ特性は、一樣水深における浮体の応答特性とはかなり相違する現象が表れており、浮体周辺の波高分布、波向の変化、浅海域における波速の変化による位相差など種々のパラメーターの影響があつてかなり複雑な挙動を示す。

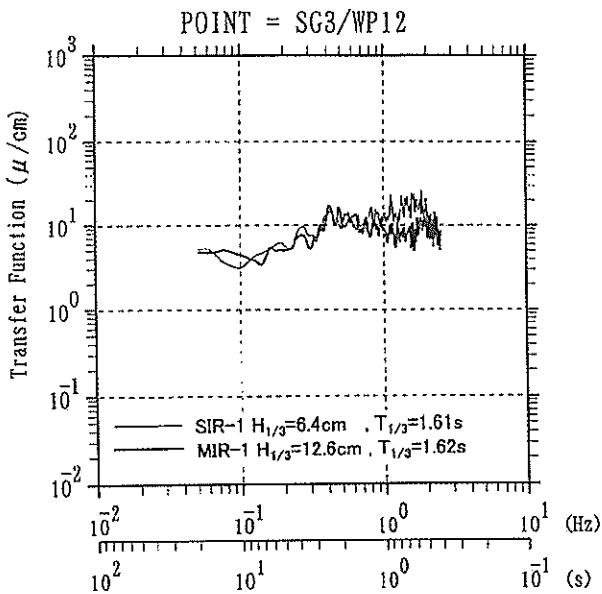


(1) 孤立リーフ

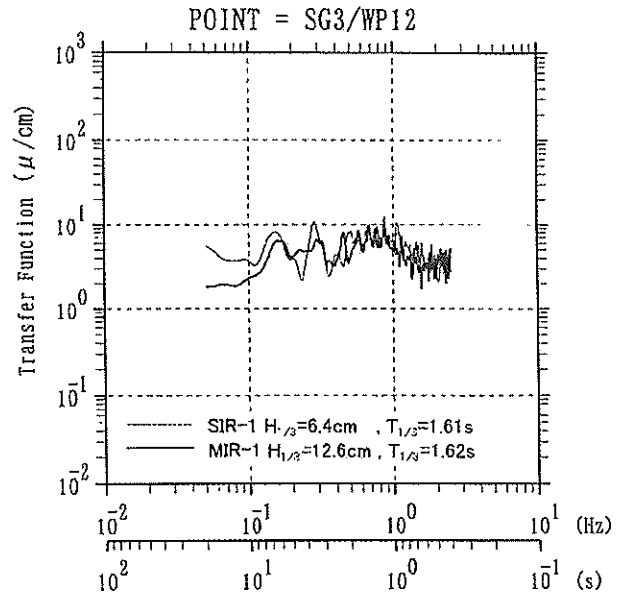


(2) 海浜リーフ

図-29 浮体ひずみのパワースペクトル (計測点SG3, 波向45度)

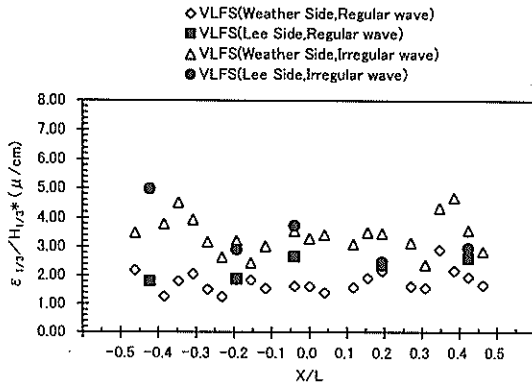


(1) 孤立リーフ

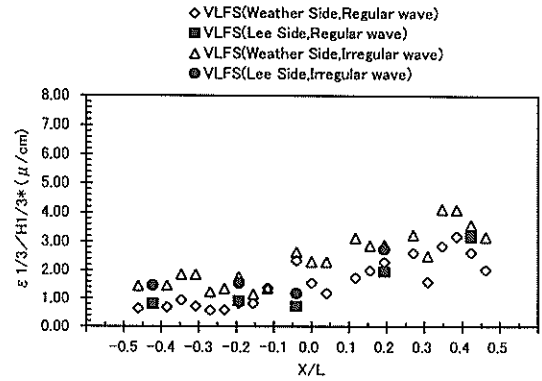


(2) 海浜リーフ

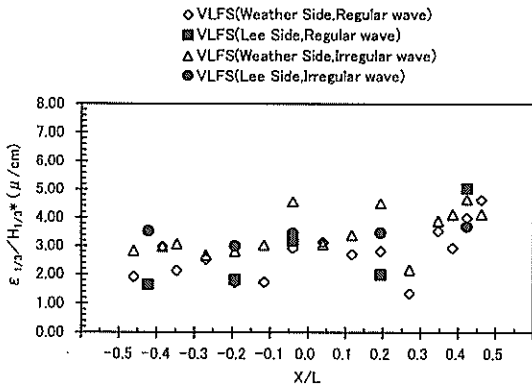
図-30 浮体ひずみの伝達関数 (波向45度, SIR-1, MIR-1)



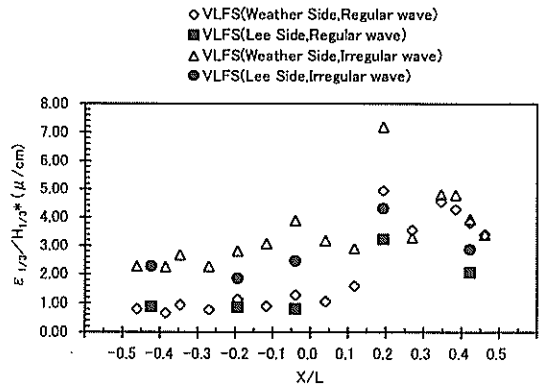
(1) 孤立リーフ・波向 45 度



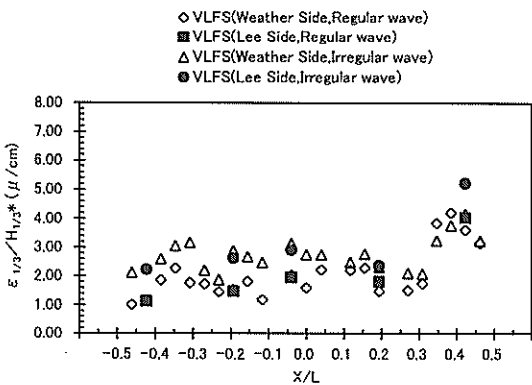
(4) 海浜リーフ・波向 45 度



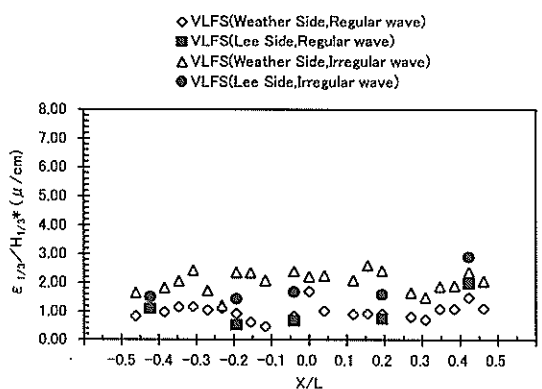
(2) 孤立リーフ・波向 90 度



(5) 海浜リーフ・波向 90 度



(3) 孤立リーフ・波向 135 度



(6) 海浜リーフ・波向 135 度

図-31 浮体のひずみ分布 (R-1, SIR-1)

3.3 リーフ内の浮体の水平変位および係留力

(1) 波浪条件

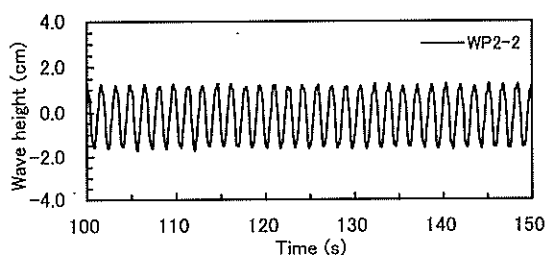
係留力については、沖波波高が小さい条件（規則波：R-3、一方向不規則波：SIR-2、多方向不規則波：MIR-3）について比較する。波高が大きいきの波浪特性は、3.1節で既に述べているが、ここでは、波高が小さいときの波と流れの特性について述べる。

図-32(1)～(12)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて H^* または $H_{1/3}^*$ が 0.016m（現地換算 2.0m）のときの沖波と WP18 におけるリーフ内波浪の時系列を示したものである。ただし、実験開始 100 秒後から 50 秒間のデータのみを示している。これらの図を見ると、いずれの波浪条件においても波高が小さいときにはリーフ内波浪は沖波波高が大きなきほどには低減していないことがわかる。後出の表-8によれば、沖波波高に対するリーフ前面の計測点 5 点の有義波高の平均値の比は、孤立リーフの場合には、規則波、一方向不規則波、多方向不規則波に対して 0.67, 0.63, 0.82 となり、海浜リーフの場合は、0.64, 0.73, 1.03 である。波高のより高い条件では、リー

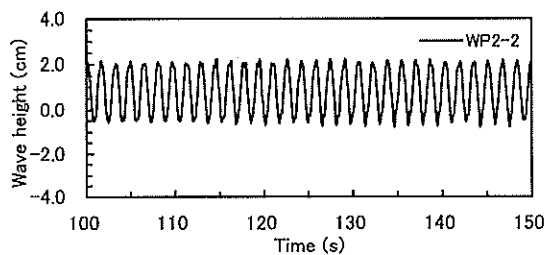
フ内波の波高の沖波波高に対する比は 0.3～0.4 であったことから、沖波波高が小さいときには、リーフ内の波高はあまり低減しないことがわかる。

表-8(1)～(4)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて沖波とリーフ内波の有義波高と有義波周期をまとめたものである。リーフ内波は海浜リーフの場合に地点ごとの相違がとくに大きなことがわかる。沖波の目標有義波高は 1.6cm（現地換算 2.0m）であったが、沖波の計測点 WP2-2 における計測波高は、一方向不規則波（SIR-2）の場合には、これより大きく、一方、多方向不規則波（MIR-3）では小さくなっている。波高検定は、リーフのない状態でかつ有義波高の大きな条件で実施していることから、地形影響によって計測波高の相違が生じている。従って、ここでは沖波波高の目標値との相違について考慮しながら後の考察を進めていく。

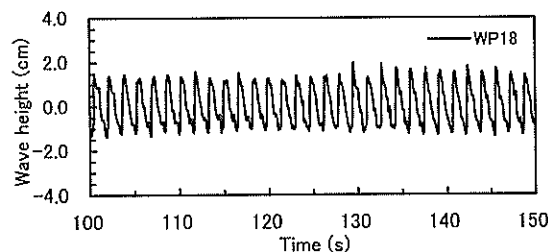
表-9(1)～(4)は、孤立リーフおよび海浜リーフについてリーフ内の平均流速と卓越波向をまとめたものである。リーフ内の流れは海浜リーフの場合に地点ごとの相違が大きなことがわかる。



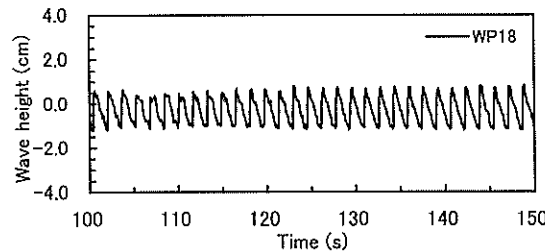
(1) 孤立リーフ・沖波（規則波，R-3）



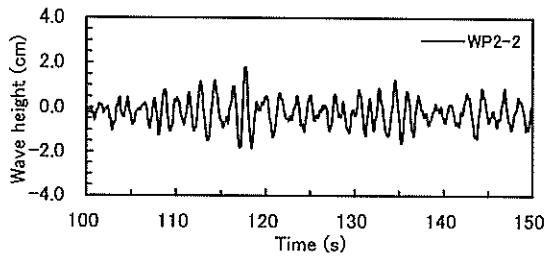
(7) 海浜リーフ・沖波（規則波，R-3）



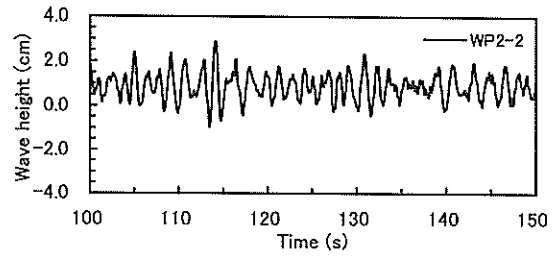
(2) 孤立リーフ・リーフ内（規則波，R-3）



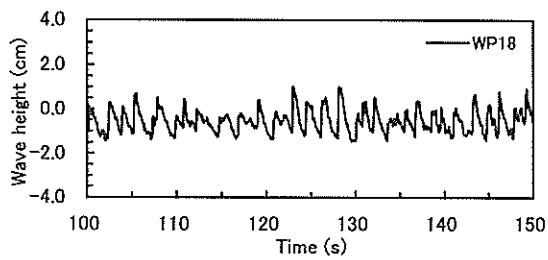
(8) 海浜リーフ・リーフ内（規則波，R-3）



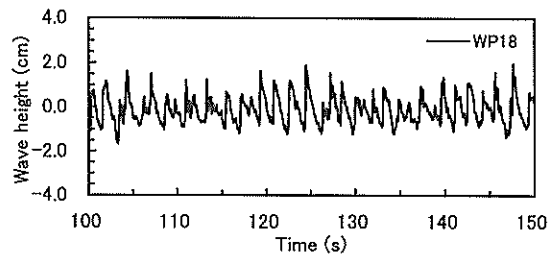
(3) 孤立リーフ・沖波 (一方向不規則波, SIR-2)



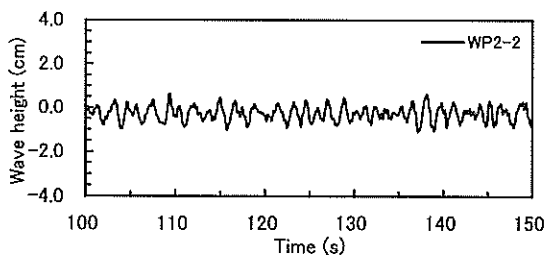
(9) 海浜リーフ・沖波 (一方向不規則波, SIR-2)



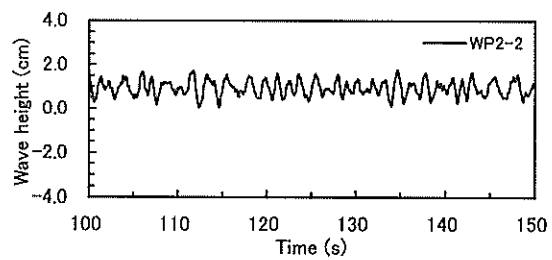
(4) 孤立リーフ・リーフ内 (一方向不規則波, SIR-2)



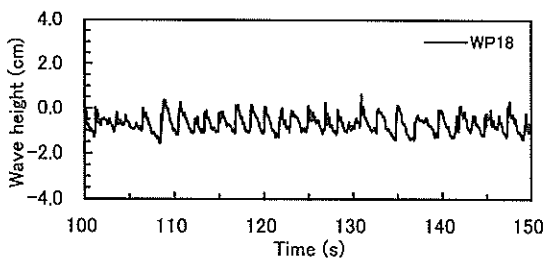
(10) 海浜リーフ・リーフ内 (一方向不規則波, SIR-2)



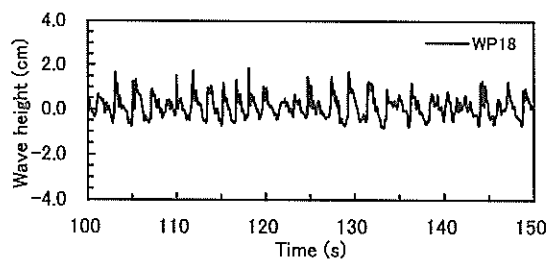
(5) 孤立リーフ・沖波 (多方向不規則波, SIR-3)



(11) 海浜リーフ・沖波 (多方向不規則波, SIR-3)



(6) 孤立リーフ・リーフ内 (多方向不規則波, SIR-3)



(12) 海浜リーフ・リーフ内 (多方向不規則波, SIR-3)

図-32 沖波とリーフ内波高の時系列の比較 (R-3, SIR-2, MIR-3, 波向90度)

表-8(1) 沖波とリーフ内波の有義波高 (孤立リーフ)

波の種類	WP2-2	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	リーフ内平均
R-3	2.89	2.33	1.50	1.46	2.35	2.03	1.93
SIR-2	2.45	1.62	1.38	1.21	1.70	1.82	1.55
MIR-3	1.31	1.00	1.00	0.92	1.08	1.39	1.08

単位: cm (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$; SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-8(2) 沖波とリーフ内波の有義波周期 (孤立リーフ)

波の種類	WP2-2	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	リーフ内平均
R-3	1.61	0.64	0.90	0.51	1.61	1.61	1.05
SIR-2	1.59	0.67	0.71	0.77	1.25	1.84	1.05
MIR-3	1.73	0.74	0.68	0.68	0.71	1.85	0.93

単位: s (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$; SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-8(3) 沖波とリーフ内波の有義波高 (海浜リーフ)

波の種類	WP2-2	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	リーフ内平均
R-3	2.85	1.51	1.61	1.56	1.62	2.82	1.82
SIR-2	2.50	1.86	1.66	1.47	1.67	2.44	1.82
MIR-3	1.33	1.30	1.31	1.25	1.25	1.74	1.37

単位: cm (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$; SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-8(4) 沖波とリーフ内波の有義波周期 (海浜リーフ)

波の種類	WP2-2	WP12	WP22	WP14	WP16	WP18	リーフ内平均
R-3	1.61	0.67	0.85	0.73	0.47	1.61	0.87
SIR-2	1.65	0.81	0.83	0.72	0.87	1.76	0.99
MIR-3	1.71	0.78	0.82	0.75	0.71	1.48	0.91

単位: s (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$; SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-9(1) リーフ内の平均流速 (孤立リーフ)

波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	リーフ内平均
R-3	10.32	4.85	16.56	16.85	12.15
SIR-2	6.54	4.92	9.36	9.58	7.60
MIR-3	4.22	4.24	5.77	6.34	5.14

単位: cm/s (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$

SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-9(2) リーフ内の卓越波向 (孤立リーフ)

波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	リーフ内平均
R-3	74.6	66.7	58.8	80.4	70.1
SIR-2	76.9	69.5	57.3	77.5	70.3
MIR-3	75.3	71.0	59.9	74.9	70.3

単位: 度 R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$

SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-9(3) リーフ内の平均流速 (海浜リーフ)

波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	リーフ内平均
R-3	10.96	5.75	5.18	10.43	8.08
SIR-2	7.40	5.75	6.03	7.55	6.68
MIR-3	5.87	3.79	5.18	6.05	5.22

単位: cm/s (模型量) R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$

SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

表-9(4) リーフ内の卓越波向 (海浜リーフ)

波の種類	FL12	FL14	FL16	FL18	リーフ内平均
R-3	68.8	21.7	91.4	76.4	64.6
SIR-2	84.3	45.7	69.6	73.8	68.4
MIR-3	76.9	57.4	63.4	68.3	66.5

単位: 度 R-3, $H^* = 0.016\text{m}$, $T^* = 1.61\text{s}$

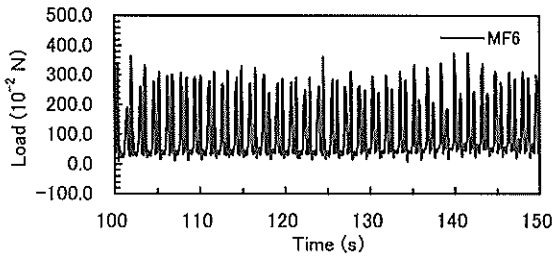
SIR-2, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.61\text{s}$

MIR-3, $H_{1/3}^* = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}^* = 1.72\text{s}$

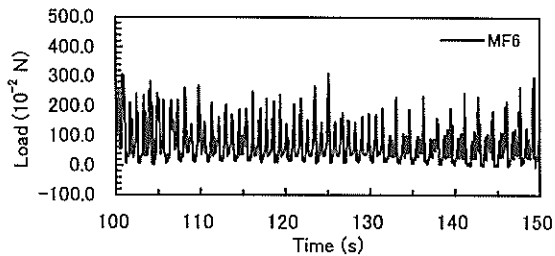
(2) 係留力

図-33(1)-(6)は孤立リーフ、海浜リーフについて波向90度で、規則波(R-3; $H=0.016\text{m}$, $T=1.61\text{s}$, 現地換算 $H=2.0\text{m}$, $T=18.0\text{s}$), 一方向不規則波(SIR-2; $H_{1/3}=0.016\text{m}$, $T_{1/3}=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}=2.0\text{m}$, $T_{1/3}=18.0\text{s}$), 多方向不規則波(MIR-3; $H_{1/3}=0.016\text{m}$, $T_{1/3}=1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}=2.0\text{m}$, $T_{1/3}=19.2\text{s}$)における計測点MF6における係留力(ドルフィン反力)の時系列

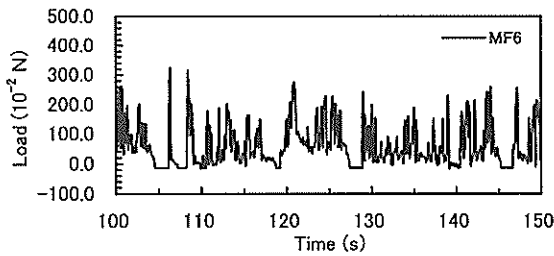
を示したものである。不規則波中では係留力は波力、流れによる力および変動漂流力の影響を受けて大きく変動することがわかる。すなわち、流れによる力または漂流力が大きなきに浮体は大きく波下側に移動することから浮体はドルフィンに定常的に押しつけられ、流れによる力または漂流力が小さいときに浮体はドルフィンから離れている様子がわかる。



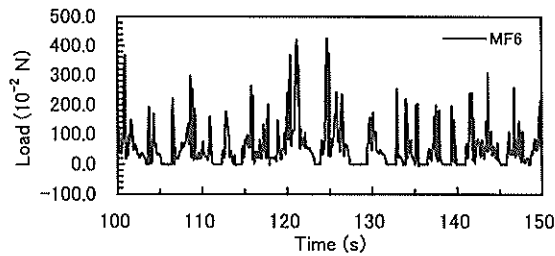
(1) 孤立リーフ (規則波, R-3)



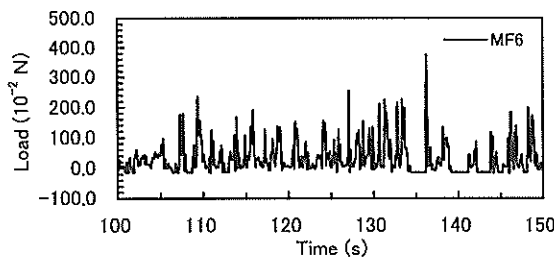
(4) 海浜リーフ (規則波, R-3)



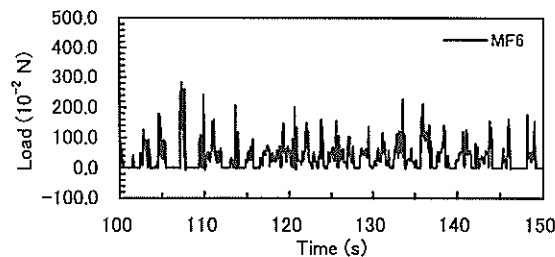
(2) 孤立リーフ (一方向不規則波, SIR-2)



(5) 海浜リーフ (一方向不規則波, SIR-2)



(3) 孤立リーフ (多方向不規則波, MIR-3)



(6) 海浜リーフ (多方向不規則波, MIR-3)

図-33 浮体の係留力の時系列 (計測点MF6, 波向90度)

表-10(1)-(2)は、孤立リーフ、海浜リーフについて計測点 MF6 (浮体端部) と計測点 MF4 (浮体中央部) における係留力の統計量を示す。当然のことながら浮体のヨウモーメントの影響を受け、浮体端部の係留力は浮体中央部よりも大きい。リーフでは浮体の作用する波高が場所によって異なることに加えて、水深変化に伴う波速の変化があるため浮体へ作用する波の波峯線が浮体に対して一定角度ではなく、浮体の場所ごとに作用する波

向が異なっていることに注意する必要がある。また、浮体の鉛直変位応答、ひずみは海浜リーフにおいては孤立リーフに比べて全体的に小さかったのに対して、係留力は小さくなっていない。これはリーフ内波の計測点 WP16, WP18 の波高は海浜リーフにおいてもあまり小さくなっていないため、作用波力の浮体の場所ごとの不均一性に起因する浮体のヨウイングによる影響がより顕著にあらわれているためと考えられる。

表-10(1) 係留力の統計量 (孤立リーフ)

波の種類	浮体中央 MF4		浮体端部 MF6	
	R_{max} (N)	$R_{1/3}$ (N)	R_{max} (N)	$R_{1/3}$ (N)
R-3	1.00	0.80	3.46	2.92
SIR-2	2.68	1.30	3.49	2.15
MIR-3	1.52	0.68	3.72	1.88

波向 90 度, $H' = 0.016\text{m}$, $T' = 1.61\text{s}$ (R-3)

$H_{1/3}' = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}' = 1.61\text{s}$ (SIR-2)

$H_{1/3}' = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}' = 1.72\text{s}$ (MIR-3)

表-10(2) 係留力の統計量 (海浜リーフ)

波の種類	浮体中央 MF4		浮体端部 MF6	
	R_{max} (N)	$R_{1/3}$ (N)	R_{max} (N)	$R_{1/3}$ (N)
R-3	2.01	1.21	3.96	2.27
SIR-2	2.78	1.46	4.19	2.30
MIR-3	1.51	0.86	3.95	1.57

波向 90 度, $H' = 0.016\text{m}$, $T' = 1.61\text{s}$ (R-3)

$H_{1/3}' = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}' = 1.61\text{s}$ (SIR-2)

$H_{1/3}' = 0.016\text{m}$, $T_{1/3}' = 1.72\text{s}$ (MIR-3)

図-34(1)-(6)は孤立リーフ、海浜リーフについて波向90度で、規則波(R-3; $H^*=0.016\text{m}$, $T^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=2.0\text{m}$, $T^*=18.0\text{s}$), 一方向不規則波(SIR-2; $H_{1/3}^*=0.016\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=2.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$), 多方向不規則波(MIR-3; $H_{1/3}^*=0.016\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=2.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=19.2\text{s}$)中の計測点WP18におけるリーフ内波高のスペクトル, 計測点MF6における係留力(ドルフィン反力)のスペクトルおよびリーフ内波高に対する係留力の伝達関数を示したものである。

図-34(1)および(4)にWP18におけるリーフ内波高のパワースペクトルを示すが、孤立リーフおよび海浜リーフの両者における差異は小さいことがわかる。また、前出の図-6(2)および(4)で示した波高の大きなとき(SIR-1; $H_{1/3}^*=0.064\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=8.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$)のパワースペクトルと異なり、リーフ内においても沖波の卓越周波数成分のエネルギーが大きなことがわかる。すなわち沖波波高が小さいときには、リーフ内の波高があまり低減しておらず、そのスペクトル形状も沖波のスペクトル形に近いことがわかる。また、リーフ内波の長周期成分のスペクトルのエネルギー密度は、多方向不規則波と比較して一方向不規則波の方が大きく、このことからリーフ内のサーフビート成分については一方向不規則波の方が大きなことがわかる。

図-34(2)および(5)にMF6における係留力のパワースペクトルを示すが、孤立リーフおよび海浜リーフの両者における差異は、長周期成分において大きなことがわかる。係留力に対しては長周期成分の影響が大きく、一方向不規則波の方がリーフ内のサーフビート成分が大きくなることから、浮体の係留力も大きくなっている。これに対して、より現地の波に近い状態で実施したと考えられる多方向不規則波では、サーフビート成分のエネルギーが小さくなっている。このことから、係留力の観点からは波の多方向性を考慮してリーフ内の波高を推定した上で係留力を求める方が、より合理的な設計になると思われる。

図-34(3)および(6)にMF6における係留力のリーフ内波高に対する伝達関数を示すが、一方向不規則波と多方向不規則波の差異、および孤立リーフと海浜リーフの両者における差異はいずれも小さいことがわかる。このこ

とから、浮体の係留力の推定においてはリーフ内の波浪の周波数特性を精度よく推定できていれば、おおむね評価できると思われる。

図-35(1)-(8)は孤立リーフ、海浜リーフについて波向90度で、規則波(R-3; $H^*=0.016\text{m}$, $T^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=2.0\text{m}$, $T^*=18.0\text{s}$), 一方向不規則波(SIR-2; $H_{1/3}^*=0.016\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=2.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=18.0\text{s}$), 多方向不規則波(MIR-3; $H_{1/3}^*=0.016\text{m}$, $T_{1/3}^*=1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}^*=2.0\text{m}$, $T_{1/3}^*=19.2\text{s}$)中の計測点FL15およびFL18における流速のパワースペクトル, FL15およびFL18の流速に対する計測点MF6における係留力(ドルフィン反力)の伝達関数を示したものである。

図-35(1)-(2)および(5)-(6)は、孤立リーフおよび海浜リーフにおける流速のスペクトルを示す。FL15においては一方向不規則波と多方向不規則波のスペクトル形の相違は小さい。これに対してFL18においては一方向不規則波における流速のパワースペクトルのエネルギーが大きい。この傾向は、孤立リーフの場合において顕著である。図-35(3)-(4)および(7)-(8)は、孤立リーフおよび海浜リーフにおけるリーフ内流速(計測点FL15およびFL18)に対するドルフィン係留力(計測点MF6)の伝達関数であり、図-34(2)および(5)に示す係留力のパワースペクトルを図-35(1)-(2)および(5)-(6)示すリーフ内流速のパワースペクトルで除して得られたものである。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについても、一方向不規則波中と多方向不規則波中の係留力の伝達関数の相違は大きい。ここでは、係留力を流速で除したものを表示しているが、流れによる力は流速の自乗に比例すると考えられるので、これが相違の原因であると考えられる。また、図-34(3)および(6)に示したようにリーフ内波高に対する伝達関数は一方向不規則波中と多方向不規則波中でほぼ等しかったことから、係留力についてはリーフ内波高の周波数特性による影響がより支配的であると思われるが、波の一次強制力、流れによる力、変動漂流力がそれぞれ影響していると考えられるので、リーフ内に係留される超大型浮体の係留力については今後、さらに検討を加えていく必要がある。

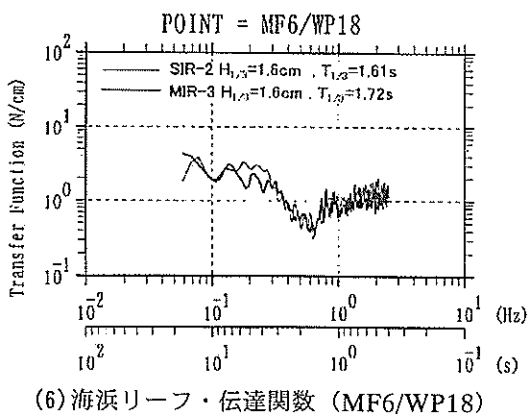
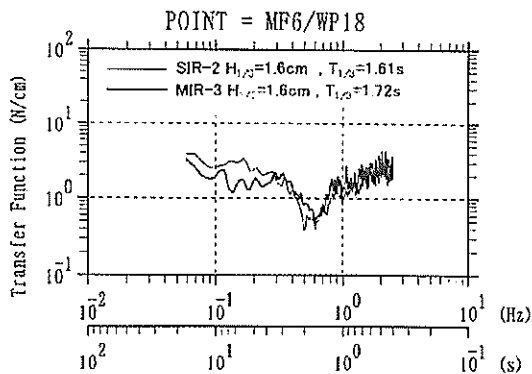
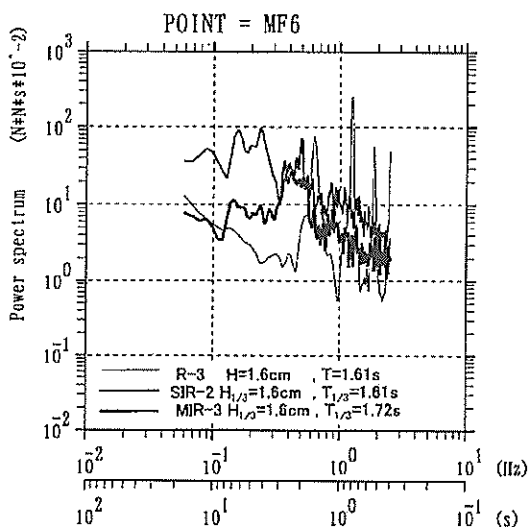
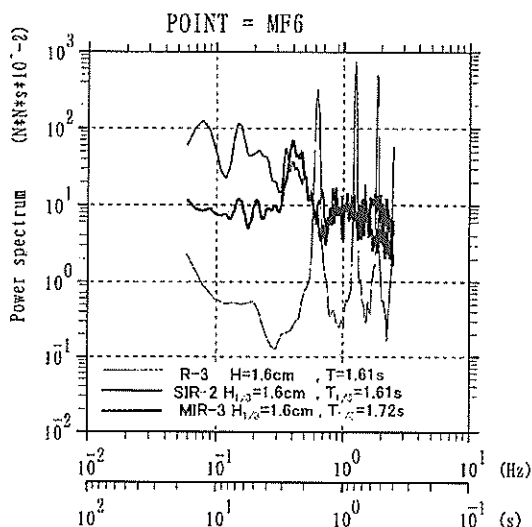
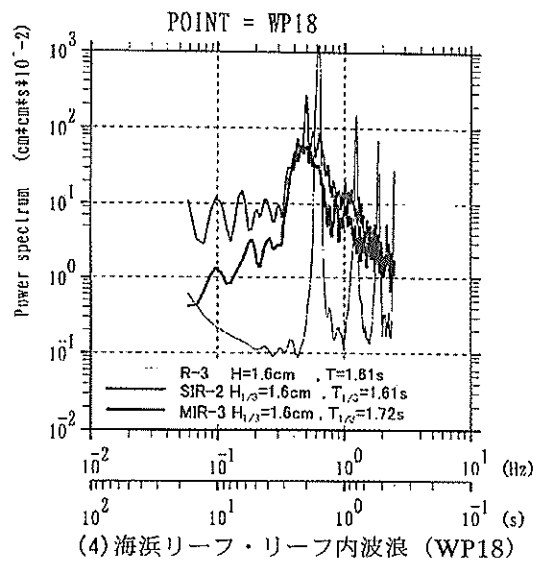
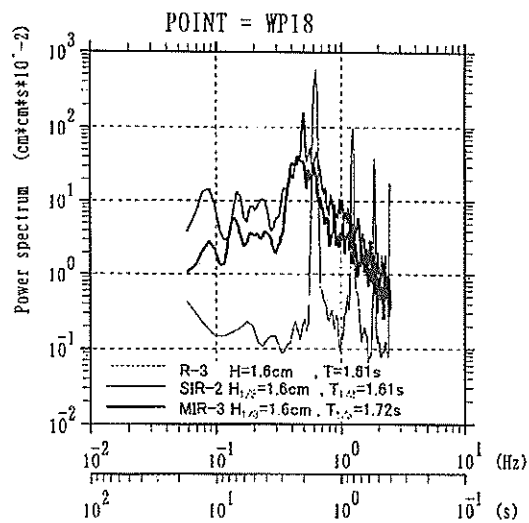
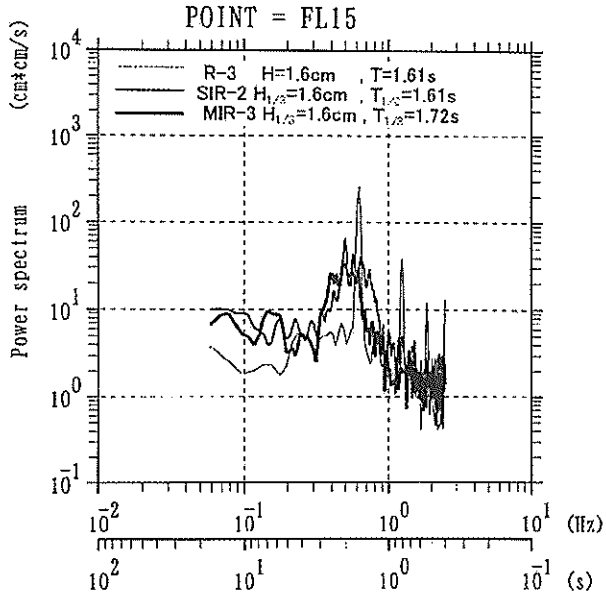
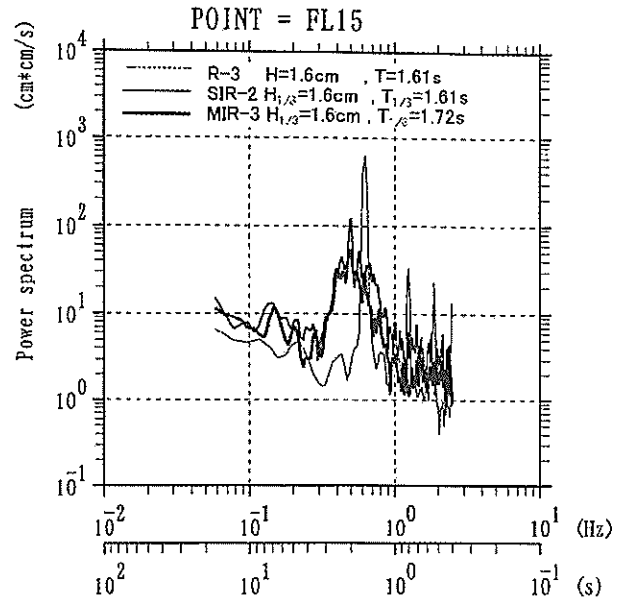


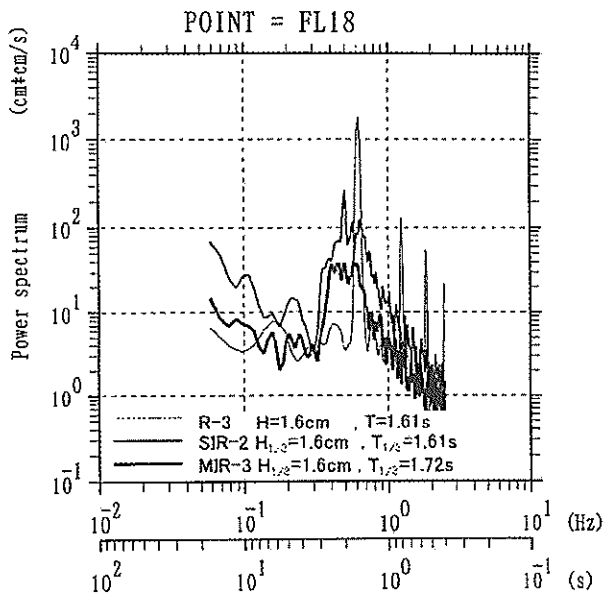
図-34 リーフ内波高，係留力のスペクトルおよび波高に対する伝達関数（波向90度）



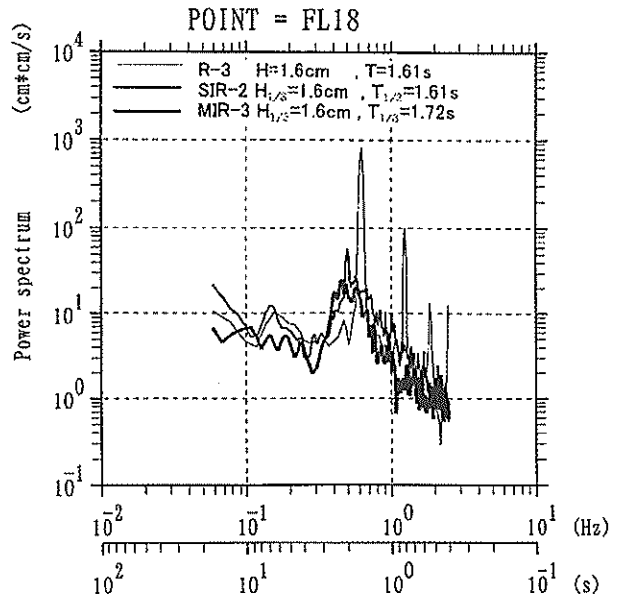
(1) 孤立リーフ・リーフ内流速 (FL15)



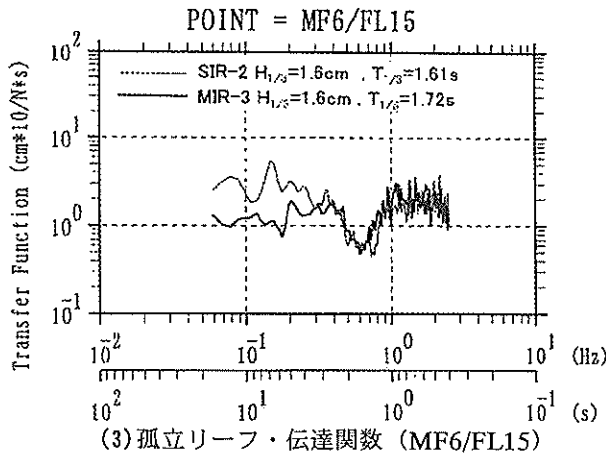
(5) 海浜リーフ・リーフ内流速 (FL15)



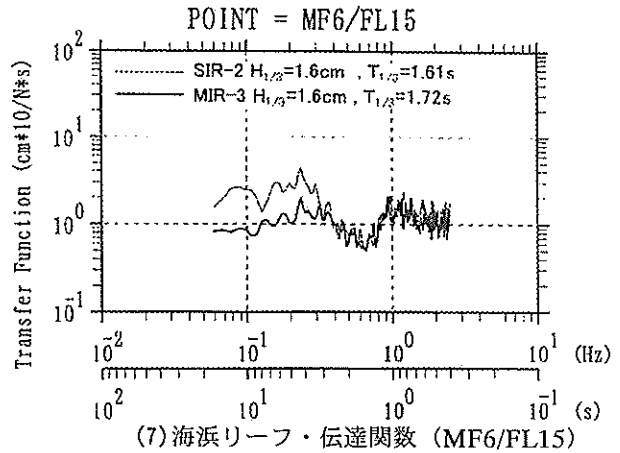
(2) 孤立リーフ・リーフ内流速 (FL18)



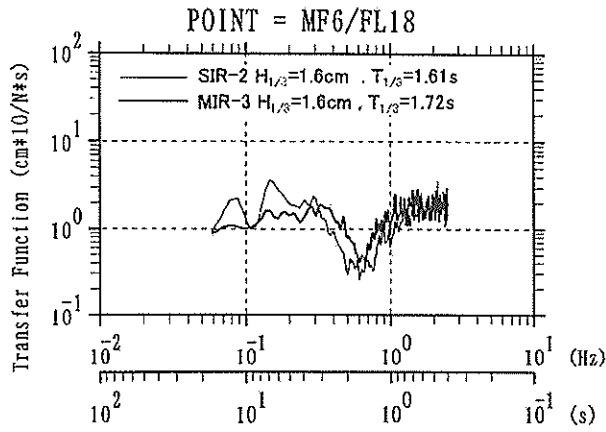
(6) 海浜リーフ・リーフ内流速 (FL18)



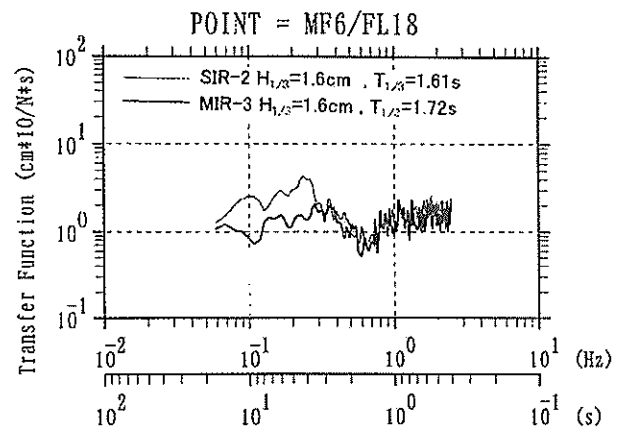
(3) 孤立リーフ・伝達関数 (MF6/FL15)



(7) 海浜リーフ・伝達関数 (MF6/FL15)



(4) 孤立リーフ・伝達関数 (MF6/FL18)



(8) 海浜リーフ・伝達関数 (MF6/FL18)

図-35 リーフ内流速のスペクトルおよび流速に対する伝達関数 (波向 90 度)

(3) 水平変位

図-36(1)-(6)は孤立リーフ、海浜リーフについて波向 90 度で、規則波 (R-3 ; $H^*=0.016\text{m}$, $T^*=1.61\text{s}$, 現地換算 $H^*=2.0\text{m}$, $T^*=18.0\text{s}$), 一方向不規則波 (SIR-2 ; $H_{1/3}=0.016\text{m}$, $T_{1/3}=1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}=2.0\text{m}$, $T_{1/3}=18.0\text{s}$), 多方向不規則波 (MIR-3 ; $H_{1/3}=0.016\text{m}$, $T_{1/3}=1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3}=2.0\text{m}$, $T_{1/3}=19.2\text{s}$) 中の浮体端部の計測点 L13 における水平変位の時系列を示したものである。一方向および多方向不規則波中では水平変位はサーフビート、流れによる力および変動漂流力の影響を受けて変動し、長周期動揺が生じていることがわかる。すなわち、流れによる力および漂流力が大きくなるときの浮体は大きく波下側に移動することから浮体はドルフィンに定常的に押しつけられ、流れによる力および漂流力が小さいときに浮体はドルフィンから離れている様子が見られる。海浜リーフでは、孤立リーフに比べて浮体の水平変位応答が小さくなる傾向が見られる。

表-11(1)-(2)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて、計測点 L13 (浮体端部) と計測点 L28 (浮体中央部) における水平変位の統計量を示す。当然のことながら浮体のヨウモーメントの影響を受け、浮体端部の水平変位は浮体中央部のそれよりも大きい。水平変位は海浜リーフにおける値が孤立リーフよりも小さい。また、一方向不規則波と多方向不規則波の水平変位を比較すると一方向不規則波の方が大きい。この原因としては、実験波の沖波波高自体が一方向不規則波のときの方がやや大きかったこと、および長周期のサーフビート成分が一方向不規則波のときの方が大きくなることによる。なお、水平変位の応答の評価においては、リーフ内での波高の値の位置ごとによる相違に加えてリーフでは浮体の波峯線が浮体に対して一定角度ではないため、浮体の場所ごとに作用する波向および波の位相が異なっていることに注意する必要がある。

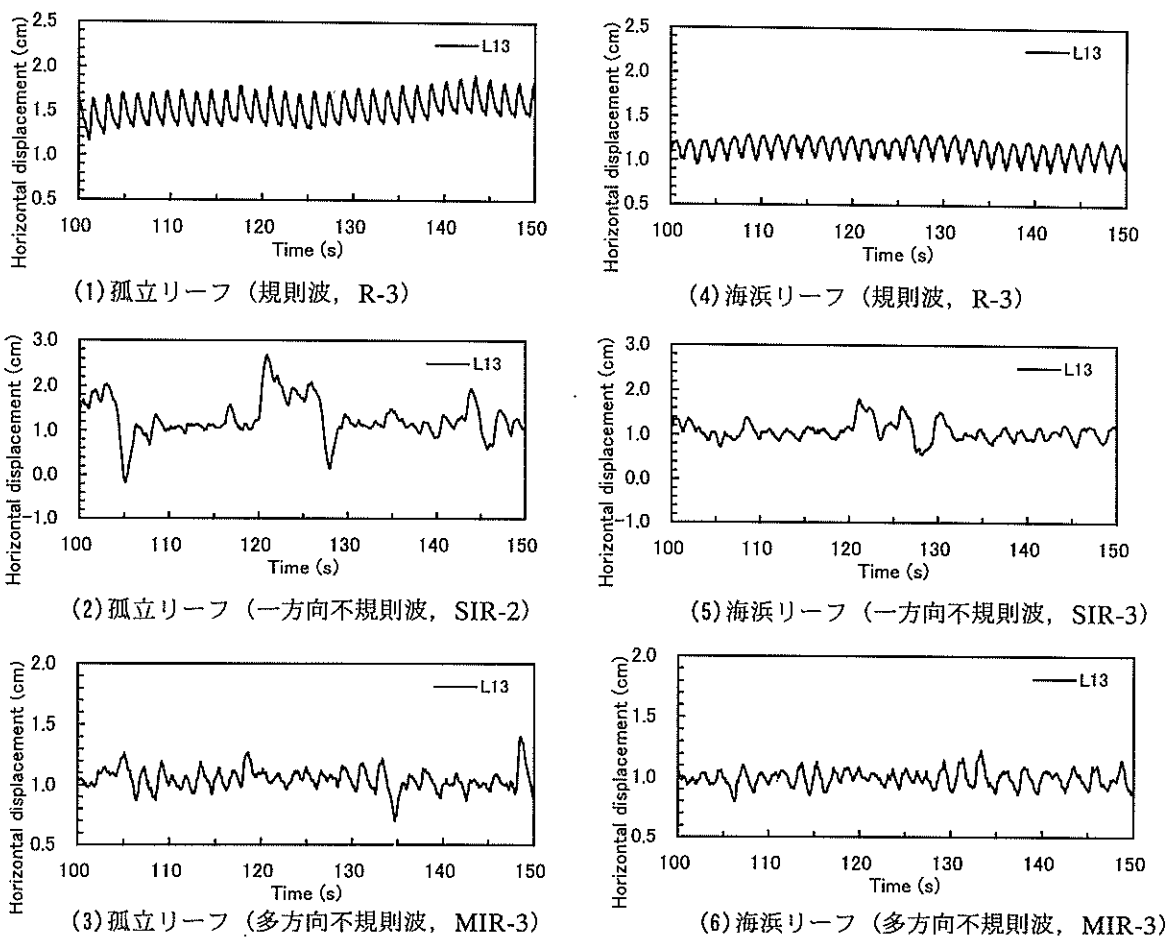


図-36 浮体の水平変位の時系列 (波向 90 度)

表-11(1) 水平変位の統計量 (孤立リーフ)

波の種類	浮体中央 L28		浮体端部 L13	
	Y_{max} (N)	$Y_{1/3}$ (N)	Y_{max} (N)	$Y_{1/3}$ (N)
R-3	0.41	0.27	0.54	0.43
SIR-2	3.42	1.84	3.32	1.00
MIR-3	1.05	0.35	0.55	0.30

波向 90 度, $H^* = 0.016m$, $T^* = 1.61s$ (R-3)
 $H_{1/3}^* = 0.016m$, $T_{1/3}^* = 1.61s$ (SIR-2)
 $H_{1/3}^* = 0.016m$, $T_{1/3}^* = 1.72s$ (MIR-3)

表-11(2) 水平変位の統計量 (海浜リーフ)

波の種類	浮体中央 L28		浮体端部 L13	
	Y_{max} (N)	$Y_{1/3}$ (N)	Y_{max} (N)	$Y_{1/3}$ (N)
R-3	0.21	0.14	0.34	0.29
SIR-2	1.88	0.51	2.12	0.67
MIR-3	0.31	0.15	0.36	0.23

波向 90 度

図-37(1)-(4)は孤立リーフ、海浜リーフについて波向90度で、一方向不規則波 (SIR-2; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 18.0\text{s}$), 多方向不規則波 (MIR-3; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$) 中の計測点 L13 における水平変位のスペクトルおよびリーフ内波高 (計測点 WP18) に対する水平変位の伝達関数を示したものである。

図-37(1)および(3)に示すように、孤立リーフおよび海浜リーフのいずれにおいても、一方向不規則波中では水平変位のパワースペクトルにおいて長周期成分が卓越することがわかる。これに対して多方向不規則波中では沖波の周波数成分のエネルギーが卓越することがわかる。

図-37(2)および(4)に示すように、孤立リーフおよび海浜リーフのいずれにおいても、水平変位のリーフ内波高 (計測点 WP18) に対する伝達関数では、一方向不規則波と多方向不規則波における相違が大きなことがわかる。作用する波浪条件は異なるが図-17(3)および(6)に

示した鉛直変位の伝達関数では、波の一方向性と多方向性による伝達関数の相違は小さくかつ長周期領域での応答は波高とほぼ同じオーダーであった。これに対して、水平変位の伝達関数は長周期の周波数帯で大きく異なっており、多方向不規則波では一方向不規則波に比べて浮体に作用する変動漂流力が小さくなるのが両者の相違の原因であると考えられる。

図-38(1)-(4)は孤立リーフおよび海浜リーフについて、波向90度で一方向不規則波 (SIR-2; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.61\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 18.0\text{s}$), 多方向不規則波 (MIR-3; $H_{1/3} = 0.016\text{m}$, $T_{1/3} = 1.72\text{s}$, 現地換算 $H_{1/3} = 2.0\text{m}$, $T_{1/3} = 19.2\text{s}$) 中の水平変位のリーフ内流速 (計測点 FL15 および FL18) に対する計測点 L13 における水平変位の伝達関数を示したものである。これらの図についても、リーフ内波高に対する伝達関数と同様に一方向不規則波中における水平変位の伝達関数が多方向不規則波における伝達関数よりも長周期成分側で大きいことがわかる。

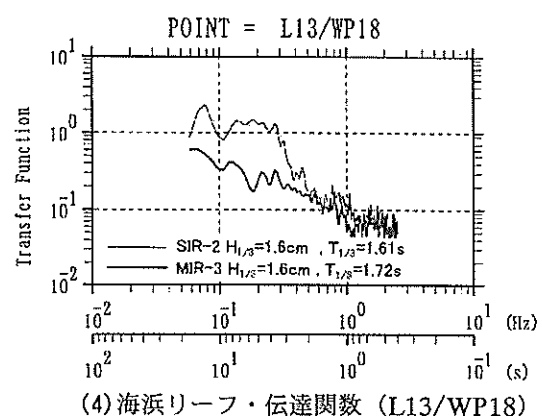
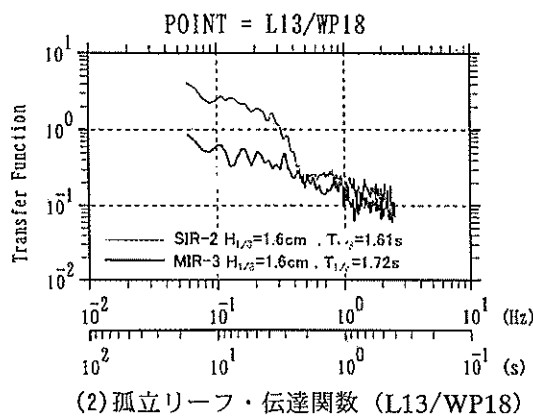
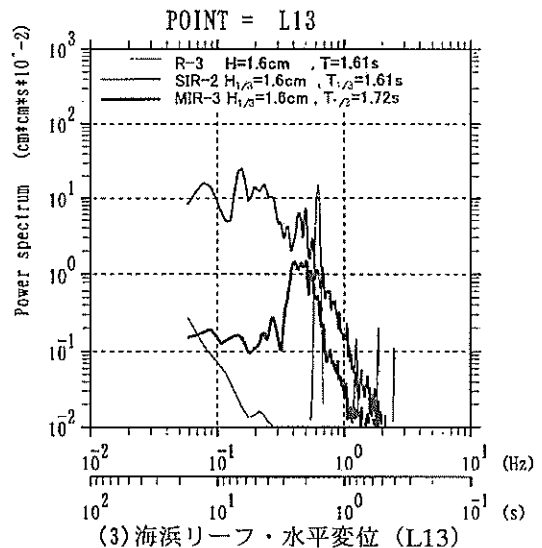
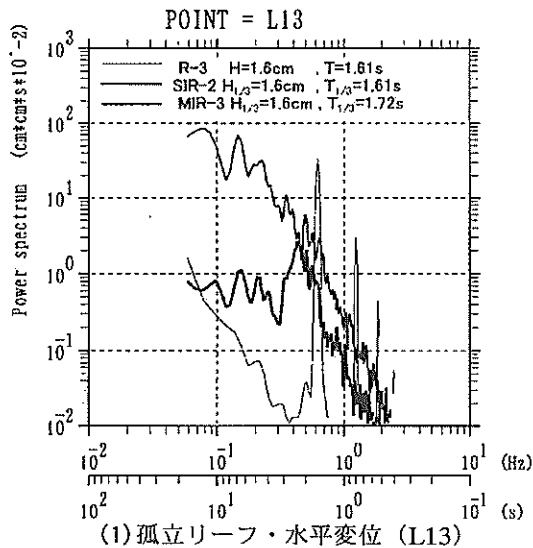


図-37 水平変位のスペクトルおよびリーフ内波高に対する伝達関数 (波向90度)

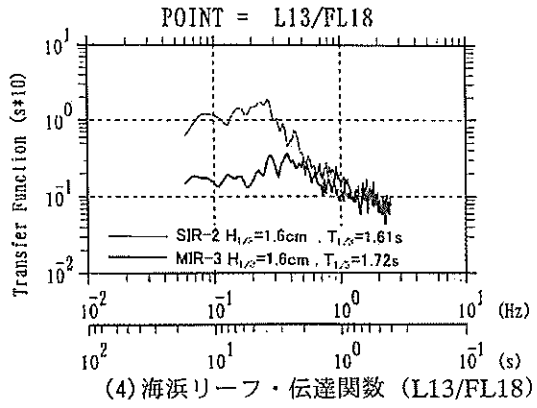
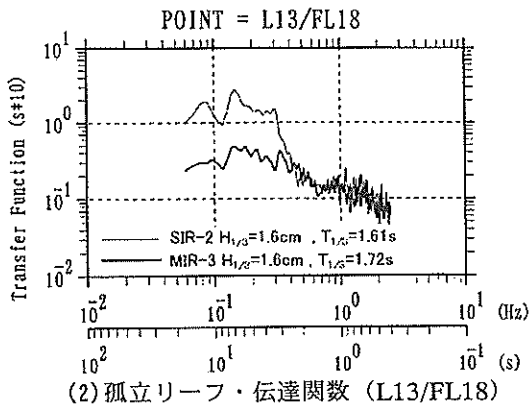
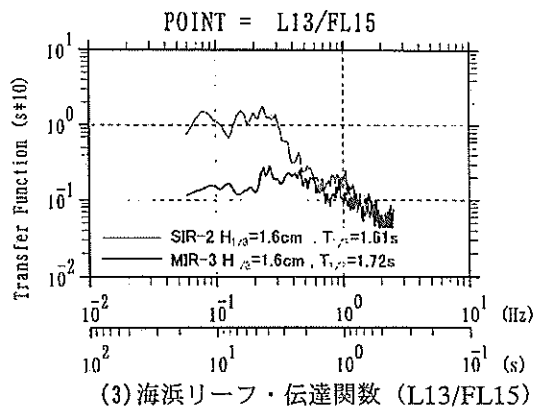
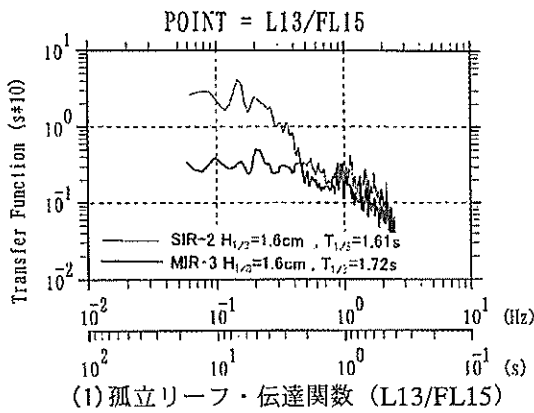


図-38 水平変位のリーフ内流速に対する伝達関数 (波向90度)

3.4 波高と浮体の応答の関係

(1) 浮体の鉛直変位

図-39(1)-(6)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて、有義波周期1.61s(現地換算18s)、主波向90度、ブレードシュナイダー・光易型のスペクトル条件における有義波高0.064mおよび0.016m(現地換算8.0mおよび2.0m)の一方不規則波が作用したときの沖波波高に対するリーフ内波高(計測点WP12)の伝達関数と沖波波高に対する計測点L16における浮体の鉛直変位の伝達関数、およびリーフ内波高に対する計測点L16における浮体の鉛直変位の伝達関数を示したものである。

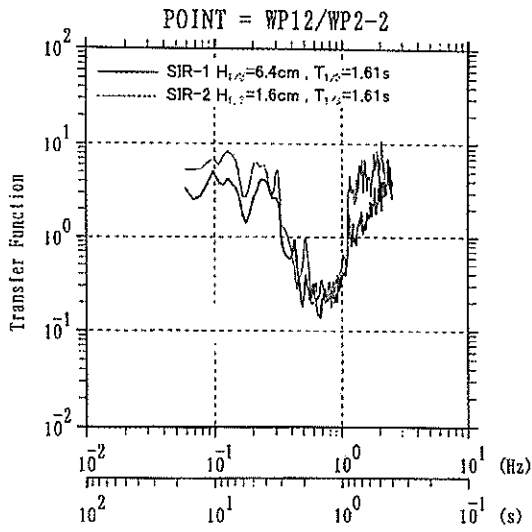
図-39(1)および(4)は孤立リーフおよび海浜リーフについて、有義波高が異なるときのリーフ内波高の沖波波高に対する伝達関数を示すが、とくに長周期波側において相違が大きいことがわかる。すなわち、リーフ内の波高の伝達関数は波高が小さなときに大きく、沖波波高に対して線形の関係にないことがわかる。

図-39(2)および(5)は孤立リーフおよび海浜リーフについて、波高が異なるときの計測点L16における鉛直変位の沖波波高に対する伝達関数を示すが、リーフ内の波高と同様に長周期成分側において相違が大きいことがわかる。すなわち、浮体の鉛直変位の伝達関数は波高が小

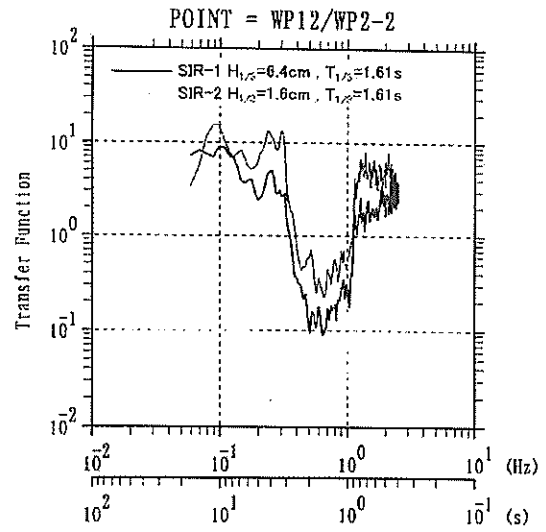
さなときに大きく、沖波波高に対して線形の関係にないことがわかる。

図-39(3)および(6)は、波高が異なるときの鉛直変位について、リーフ内波高に対する伝達関数を示している。沖波波高が異なるときもリーフ内波高で無次元化した伝達関数は、ほとんど一致しており、このことはリーフ内波高が推定できれば、リーフ内の波浪に対しては浮体の応答は、おおむね線形近似で推定できる可能性を示唆している。

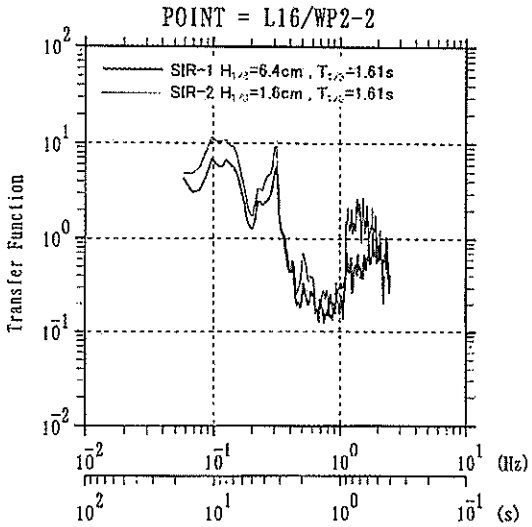
図-40(1)-(4)は、横軸に有義波周期をとり、縦軸に浮体の鉛直変位をとって両者の関係を示したものである。孤立リーフおよび海浜リーフのいずれについても無次元化を沖波有義波高でしたときには、沖波の有義波高0.064m(現地換算8.0m)のときの無次元値は、有義波高0.016m(現地換算2.0m)のときの無次元値に比べて小さくなっている。これは主として碎波によるリーフ内の波高の低減による効果である。これに対して、鉛直変位の有義振幅の無次元化をリーフ内有義波高で行ったときの値は海浜リーフの1.25sのように一部に相違する点があるが、全体的には沖波波高の相違にかかわらずおおむね近くなっている。



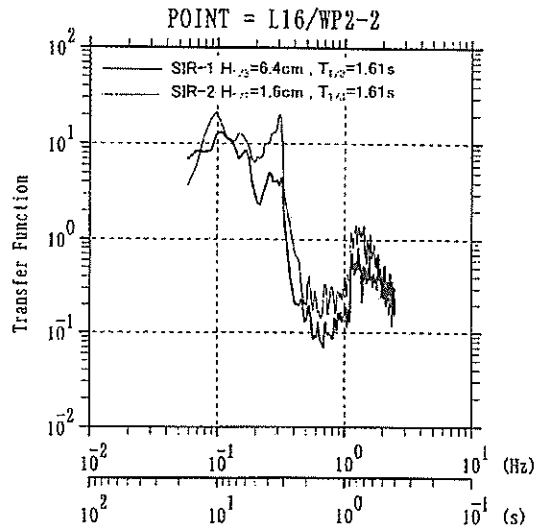
(1) 孤立リーフ・リーフ内波高の伝達関数



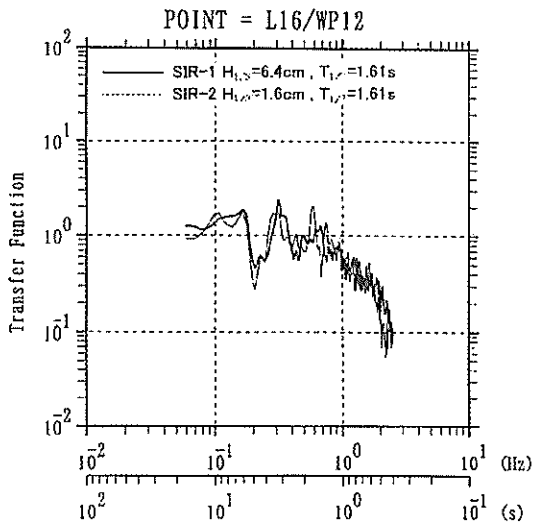
(4) 海浜リーフ・リーフ内波高の伝達関数



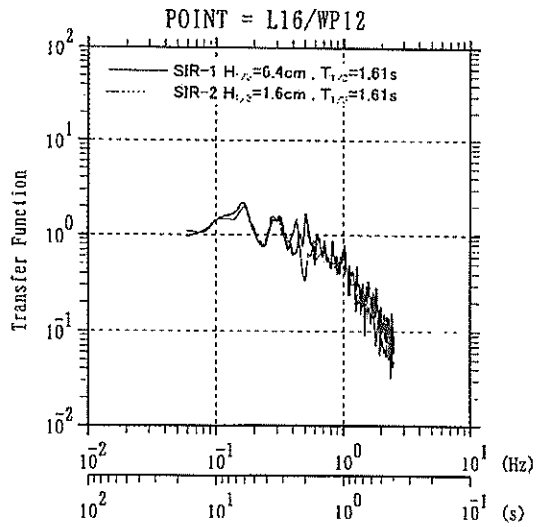
(2) 孤立リーフ・鉛直変位の伝達関数 (沖波)



(5) 海浜リーフ・鉛直変位の伝達関数 (沖波)

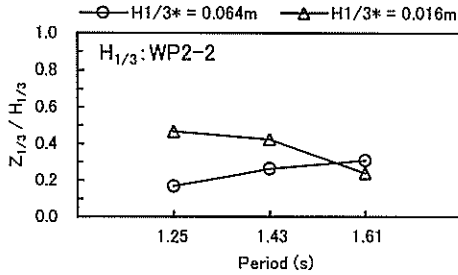


(3) 孤立リーフ・鉛直変位の伝達関数 (リーフ内波高)

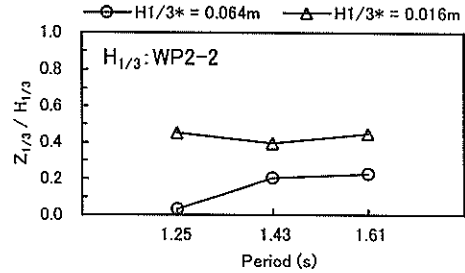


(6) 海浜リーフ・鉛直変位の伝達関数 (リーフ内波高)

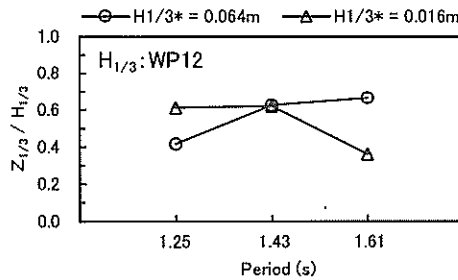
図-39 波高が異なる場合のリーフ内波浪と浮体の鉛直変位の伝達関数



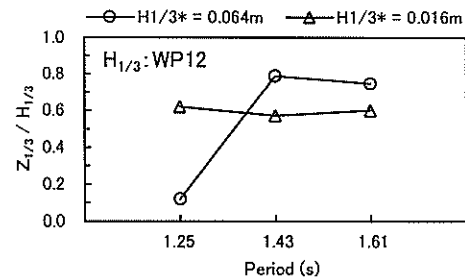
(1) 孤立リーフ (沖波波高に対する無次元値)



(3) 海浜リーフ (沖波波高に対する無次元値)



(2) 孤立リーフ (リーフ内波高に対する無次元値)



(4) 海浜リーフ (リーフ内波高に対する無次元値)

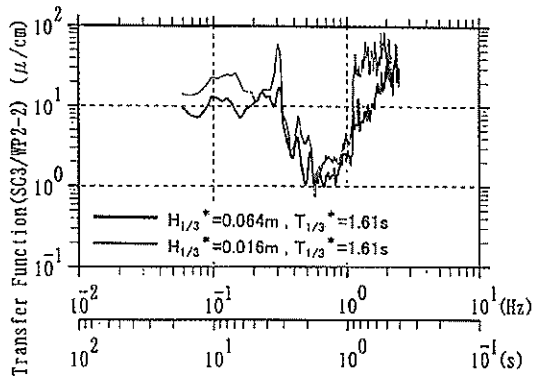
図-40 鉛直変位の無次元値(計測点 L16)

(2) 浮体のひずみおよび、曲げモーメント

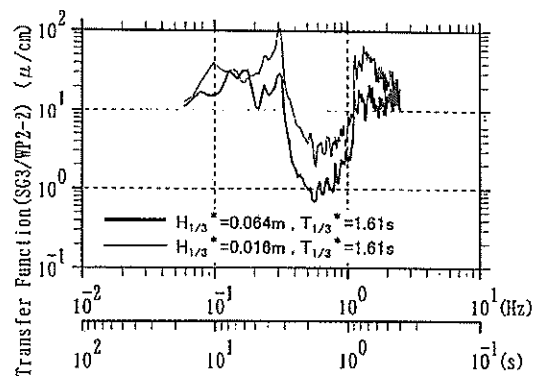
図-41(1)-(4)は、波周期1.61s(現地18s)、主波向90度、ブレードシュナイダー・光易型のスペクトル条件における有義波高0.064mおよび0.016m(現地換算8.0mおよび2.0m)の一方不規則波が作用したときの沖波波高に対するリーフ内波高(計測点WP12)の伝達関数と沖波波高に対する計測点SG3における浮体ひずみの伝達関数を示したものである。有義波高が異なるときのリーフ内波浪とひずみは、とくに長周期側において相違が大きいことがわかる。すなわち、リーフ内の波高のパワースペクトルおよび浮体ひずみのパワースペクトルを沖波の波高のパワースペクトルで除した応答関数は波高が小さなときに大きく、沖波波高に対しては線形の関係にないことがわかる。

図-41(2)は、孤立リーフについて、波高が異なるとき

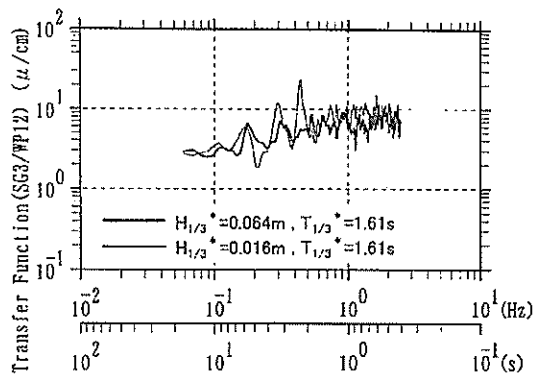
の浮体ひずみについて、リーフ内波高に対する伝達関数を示している。沖波波高が異なるときもリーフ内波高で無次元化した伝達関数は、ほぼ一致してしており、このことはリーフ内波高が推定できれば、リーフ内の波浪に対しては浮体の応答は、線形近似である程度推定できることを示唆している。同様に、図-41(4)は海浜リーフにおけるリーフ内波高に対する浮体ひずみの伝達関数である。波高が異なる場合にも、ほぼ等しい伝達関数が得られていることは孤立リーフの場合と同じである。ただし、長周期側における伝達関数の形状が孤立リーフと海浜リーフにおいては異なっており、伝達関数を求める際に代表させた波高計測点の位置の問題やリーフ形状が異なることによる浮体各位置での波高の平面分布の相違および浮体の各位置ごとの作用波向の変化などの要因による影響と思われる。



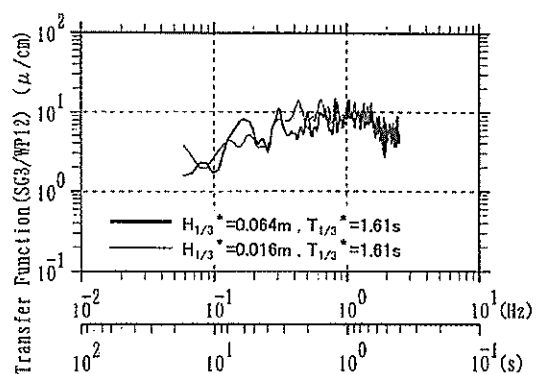
(1) 孤立リーフ・ひずみの伝達関数 (沖波)



(3) 海浜リーフ・ひずみの伝達関数 (沖波)



(2) 孤立リーフ・ひずみの伝達関数 (リーフ内波高)

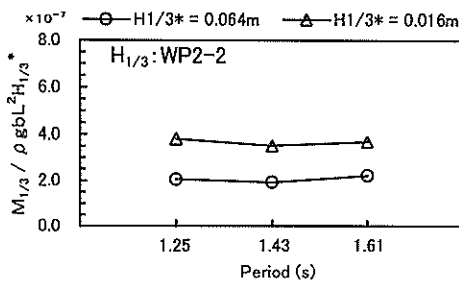


(4) 海浜リーフ・ひずみの伝達関数 (リーフ内波高)

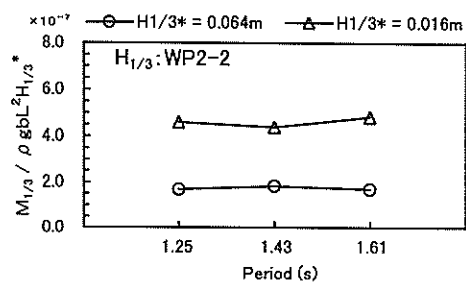
図-41 波高が異なる場合のリーフ内波浪と浮体ひずみの伝達関数(計測点 SG3)

図-42(1)-(4)は、孤立リーフおよび海浜リーフについて、横軸に波周期をとり、縦軸に浮体ひずみの計測値から推定した曲げモーメントの無次元値をとって両者の関係を示したものである。孤立リーフについて、無次元化を沖波有義波高で行ったときには、沖波の有義波高0.064m(現地換算8.0m)のときの無次元値は $2.0 \sim 2.5 \times 10^{-7}$ であって、有義波高0.016m(現地換算2.0m)のときの無次元値 $3.5 \sim 4.0 \times 10^{-7}$ と比べて、かなり応答が低減していることがわかるが、これは主としてリーフによる波高の低減による効果である。これに対して、曲げモーメントの無次元化をリーフ内有義波高で行ったときの値は沖波波高の相違にかかわらず $4.5 \sim 5.5 \times 10^{-7}$ であって、リーフ内波高に対する浮体の弾性応答は線形的であることを示唆している。同様の処理を海浜リーフについて行くと、まず無次元化を沖波有義波高で行った場合には、沖波の有義波高0.064m(現地換算8.0m)の

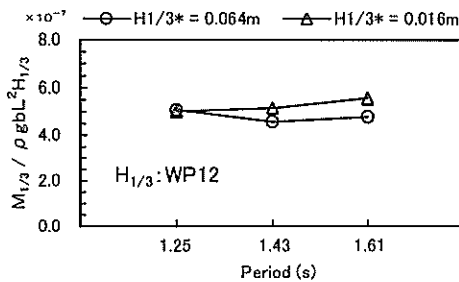
ときの無次元値は $1.5 \sim 2.0 \times 10^{-7}$ であって、有義波高0.016m(現地換算2.0m)のときの無次元値 $4.5 \sim 5.0 \times 10^{-7}$ と比べて、かなり応答が低減していることがわかる。応答の低減の程度は孤立リーフの場合よりも大きく、これは主としてリーフ長が長いという地形条件によるリーフ内波高の低減が大きなことによる効果である。これに対して、曲げモーメントの無次元化をリーフ内有義波高で行ったときの値は沖波波高の相違にかかわらず $5.0 \sim 7.0 \times 10^{-7}$ であって孤立リーフのときと比べてやや大きい。孤立リーフと海浜リーフにおいて無次元化をしたときの値が異なる理由としては、無次元化を行った代表点WP12の波高と浮体全体に作用している波高の平面分布の相違による影響と考えられる。とくに海浜リーフについては、計測ポイントごとの有義波高やスペクトルの形状の相違が大きいに注意する必要がある。



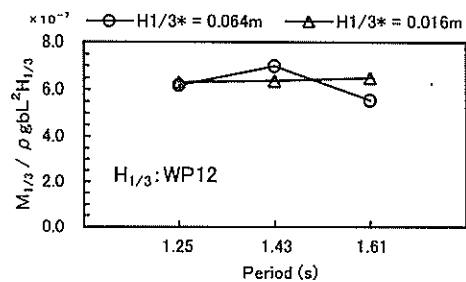
(1) 孤立リーフ（沖波波高に対する無次元値）



(3) 海浜リーフ（沖波波高に対する無次元値）



(2) 孤立リーフ（リーフ内波高に対する無次元値）



(4) 海浜リーフ（リーフ内波高に対する無次元値）

図-42 曲げモーメントの無次元値（計測点 SG3）

4. リーフ地形に係留された超大型浮体に関する 応答予測手法について

4.1 概説

3章における水理模型実験から、リーフ内に係留された超大型浮体は波浪中で、入射波の周波数に対して数倍の周波数の応答を示す応答の高周波数化および、サーフビートに起因する波浪の長周期化など非常に複雑な応答を示すことが明らかとなった。そこで生じている現象はあまりにも複雑なために応答を予測する方法が実験による評価以外には存在しないかのような感がある。ところが、設計を行う立場に立って考えれば、応答を複雑化させる様々の要因を考慮しつつ、なんらかの方法でリーフ内の超大型浮体の波浪中応答の程度を見積もることができなければならない。

応答を複雑化させる要因を平たくいえば、海底地形－波浪－超大型浮体の相互の干渉効果であるといえるだろう。このような問題が従来から取り扱われてこなかったわけではない。Seto¹⁶⁾は領域分割法による定式化を行って、汎用的な応答解析ツールを作っているし、宇都宮ら¹⁷⁾は特異点分布法による定式化を行い、多重極展開法に基づく解法によって高速に解を得ることに成功している。彼らの手法は線形の範囲ではあるものの、原理的に海底地形－波浪－超大型浮体の三者の相互の干渉を考慮して

おり、また汎用性の高さが評価される。

ここで、リーフ内の超大型浮体の波浪中応答の複雑性の要因は、浮体に対する入力である波浪変形に着目したときには次のように整理される。

- ①海底地形の起伏によって生じる波浪変形（屈折）効果
- ②海底起伏がリーフ部分で急激に変化することによって生じる反射や回折の効果
- ③リーフエッジにおける碎波による波高減衰などの非線形効果
- ④波高が水深に対して有限であるために生じる非線形効果
- ⑤サーフビートによる長周期成分

また、浮体がリーフ内にあることに起因する応答特性の上からの要因は、次のものが挙げられる。

- ⑥水深が非一様な海底地形と浮体の相互の干渉
- ⑦応答が水深に対して有限であることによる非線形効果

これまで提案されてきた超大型浮体の波浪中応答解析の数値的手法はいずれも線形の範囲内のものである。ところが、3章で示されたようにリーフ内の波浪中応答に生じる重要な要素は、③、④あるいは⑤に挙げた非線形

的な効果である。これらの非線形的な効果を数値的手法中に取り込まない限り、波浪中の超大型浮体の応答量的確に見積もることができない。例えば、先述した宇都宮の手法には①、②の効果を取り込まれている。ところが線形的な手法であり、砕波による波高の減衰効果が含まれていないために、定量的にも定性的にも、リーフ内に係留された超大型浮体の応答について妥当な結果を与えていない。

一方で非線形性まで含めた波浪解析の数値的手法にはブシネスク方程式やCFD (Computational Fluid Dynamics) による定式化に基づく方法など様々な手法が提案されている¹⁹⁾。CFDは流体が従うとされるナビエ-ストークス式を数値的に直接的に解く手法であり、原理的には最も汎用性が高い手法であるが、現在のコンピュータの能力は広い領域を解析するためには不十分である。ブシネスク方程式は本来、波高が有限波高であることによって生じる非線形性を考慮しつつ、長波について屈折・回折効果による波浪変形を解くための解析法であるが、数値的なモデル化の拡張によって、砕波による減衰効果や波の分散性が考慮できるようになっている。従って、ブシネスク方程式に超大型浮体による散乱効果を取り込むことができれば、浮体の運動方程式と連成させることで、リーフ内の超大型浮体の波浪中応答予測に用いることができる可能性がある。しかしながら、これまでブシネスク方程式を超大型浮体に拡張・適用した例はなく、理論やモデル化の上での様々なハードルが残っているものと考えられる。

先述したSetoや宇都宮以外にも、これまでの多くの研究によって超大型浮体の波浪中応答解析手法が提案され、検証されている。著者の一人も線形の範囲内ではあるが、任意形状の浮体に適用することのできる浮体応答解析手法を提案している¹⁹⁾。これらの数値計算手法を用いて、リーフ内に係留された超大型浮体の応答を簡便的に予測することを試みる。

3章での検討の中で超大型浮体の応答はリーフ内の波に対して線形的であることが指摘された。今回用いたモデルの場合には、リーフ内では水深がほぼ一定であり、リーフエッジでの砕波変形後の波の非線形性は小さくなっているため、リーフ内の波に対しての超大型浮体応答の線形性は合理的なものであると考えられる。そこで、リーフ内の波高分布が与えられたものとして、現在の数値計算手法でどの程度実験を再現できるかの検討を行うこととする。リーフ内の波は場所によって、波高、位相、波向が異なることに特徴があり、従来の手法にこのような効果を取り込むことでリーフ内の波浪の情報から超大型

型浮体の応答が推定可能であると予想される。そこで、従来の数値解法をこのような波浪の非一様性を考慮できるように改良する。このようにして得た解は厳密性にはやや欠けるものの、実用性の点からは有効な近似的な解を得ているものと思われる。

なお、浮体の応答は上下方向だけではなく、水平方向変位や漂流力特性も係留設計の観点からは重要な検討項目であるが、ここでは浮体構造設計上で最も重要で基本的な量として浮体の上下変位およびそれに伴う曲げモーメント（あるいはひずみ）を検討対象とした。

4.2 応答予測手法

本論文で用いた数値解析理論およびその理論に基づくプログラムは著者らのうちの一人が中心となって発展したものである。このプログラムをVODAC (Very Large Floating Structure Oriented Dynamics Analysis Code) と称し、これまでに各種の超大型浮体の波浪中応答解析に用いている¹⁹⁾。線形の範囲内ではあるものの、浮体と流体の相互の干渉を厳密に評価しており、実験値との比較から超大型浮体の波浪中応答の解析の精度は十分であるといえる。数値解析理論については文献中に示されているので、ここでは、リーフ内の超大型浮体の応答解析への適用方法について述べる。

防波堤や岸壁などの鉛直壁からなる、地形影響を含んだ応答の解析を行う場合には、まず浮体がないものとして波浪場の解析を行い、次に浮体に変形された波浪場を入力するという、いわば二段階の解析手法によって、十分な解析精度が得られることが示されている²⁰⁾。鉛直壁による波浪変形は、ヘルムホルツ型の式を用いる線形計算によってよく再現できることがわかっており、数値解析は容易である。今回の解析についても、同様の二段階の解析手法を用いることとする。つまり、波浪場をなんらかの形で求め、大型浮体応答については線形解析を行うものである。

今回、実験を行ったように急激な水深変化を伴うリーフによる波浪変形については、ブシネスク方程式を用いても十分な解析精度が得られることが示されたとは言い難く、リーフ地形による波浪変形は数値計算的手法のみでは解析が困難な段階であると考えられる。そこで、実験で計測された波浪データを処理して、数値解析時の入射波として用いることが考えられる。解析方法のフローを図-43に示す。数値解析手法は線形なものであるのに対して、計測された波高の時系列を参照すると強い非線形性が生じていることがわかるが、フーリエ解析を行って、ある範囲の周波数成分だけを抜き取り成分波とし、

これら成分波の重ね合わせとして非線形波浪を近似的に表すものとする。各成分波による応答の解析を行い、応答を線形重ね合わせの原理によって成分波による解を足し込んで全体の解を表現する。実験結果から”波浪変形そのものは非線形的であるが、変形された波浪に対しての応答は線形的である”ことが示されており、このような解析手法によってリーフ内の超大型浮体の波浪応答が近似的に予測できるものと考えられる。

実際にこの手法を適用する場合には、限られた数の計測点における波高から浮体が配置されている場所での波浪を推定する必要がある。図-2(1)から、浮体周辺部の

計測点は浮体前面の WP12, WP22, WP14, WP16, WP18, 背面の WP13, WP23, WP17, WP19, WP20 である。これら10点における波高の観測結果から、浮体設置場所における波高を推定する。また、各場所における波の主方向を推定するための流速計は WP12, WP14, WP16, WP18 および WP13, WP17, WP19, WP20 に設置されている。WP22 および WP23 においては流速計が設置されていないので、それぞれ近接する WP12, WP22 と WP13, WP17 の流速から WP22, WP23 における波向を推定することにする。図-44 に示すように浮体を5分割し、上記の観測値から各部分に作用する波を推定し、各部分ごとにそれぞれ波を入力する。図中の D1, D2, ..., D5 は分割された領域名を表す。

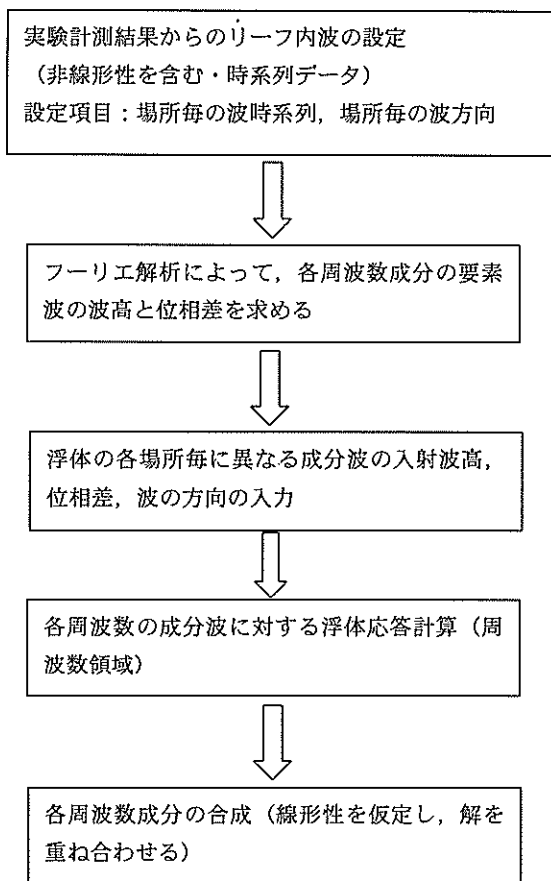


図-43 応答解析法全体フロー

4.3 水理模型実験結果との比較

図-45(1)-(3)には孤立リーフ地形内に係留された大型浮体に不規則波が入射した場合の沖波に対する鉛直変位応答量について示した。ただし、応答有義値は式(1)を用いて推定している。

$$Z_{y3} = 4.0\sqrt{m_0} \dots\dots\dots (1)$$

ここに、

$$m_0 = \frac{1}{2} \sum Z_i^2 \quad Z_i \text{は} i \text{番目の成分波による鉛直変位応答量}$$

数値計算結果はx軸プラス側で応答が大きいなどの実験値に見られるおよその傾向をよく説明しているが、一般的に数値計算が実験値を下回る傾向がみられる。これは数値計算においては計算する周期域が限られているために、長周期側あるいは短周期側のある周期を境として、それ以下あるいはそれ以上の周期を有する応答を表現していないためであると考えられる。特にサーフビートによる長周期の応答は鉛直変位応答においては重要な働きをするものと考えられるが、数値計算においては、この影響が含まれていない。なお、数値計算で考慮されている周期範囲は、現地換算で4.2s~100sである。

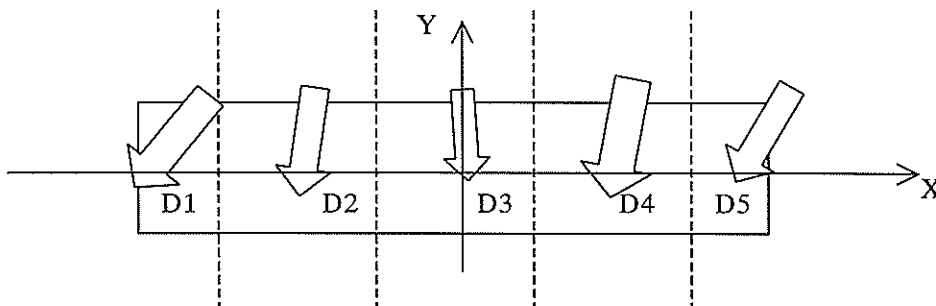


図-44 応答計算時の波の入力法概念図

また、数値計算結果の方が実験結果に比べて、全般的に特徴が強調される傾向がある。例えば、浮体端部の $X/L=0.5$ 付近で応答量が大きくなる特徴がそうである。これは、数値計算時の領域の分割が荒く、一方、WP16において観測された波高が他の計測点における波高よりも大きかったために、図-44のD4の領域において入射波高が一様に大きく入力しているためであると考えられる。WP16は今回の実験で用いたリーフ地形の形状から特に大きな波高が観測された部位である。実際には、領域D3-D4-D5にわたり波高は滑らかに分布しており、特にD4の領域においては、平均的により低い波高が数値計算の入力条件として用いられるべきであり、より多くの地点での観測結果が得られている場合や、数値計算によって

正しい波高分布が得られている場合には回避可能であると考えられる。

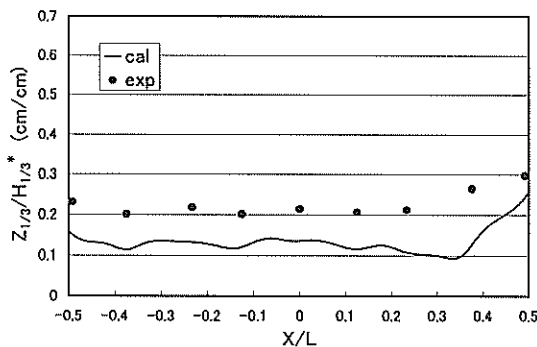
次に、図-46(1)-(3)には孤立リーフ地形内に係留された大型浮体に不規則波が入射した場合の沖波に対するひずみ応答量について式(2)で求めて示した。

$$\varepsilon_{y3} = 4.0\sqrt{m_0} \dots\dots\dots (2)$$

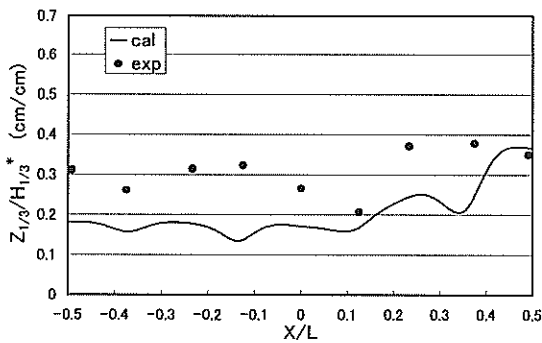
ここに、

$$m_0 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \varepsilon_i^2 \quad \varepsilon_i \text{は} i \text{番目の成分波によるひずみ応答量}$$

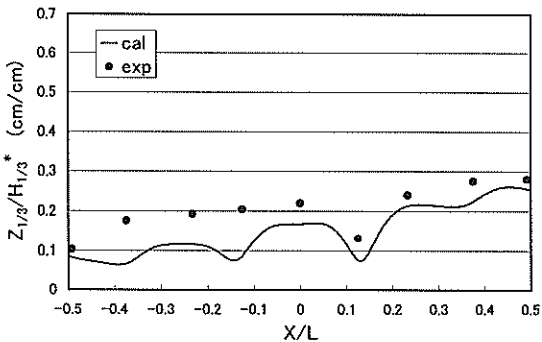
数値計算は実験結果をよく説明しており、実験に表れた応答の最大値は数値計算によってほぼ予測されている。二段階の解析手法の妥当性およびリーフ内波浪に対する



(1) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 90 度

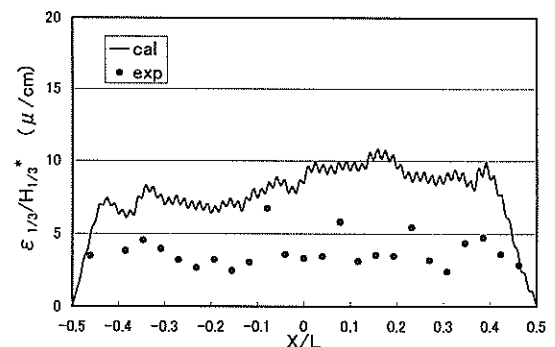


(2) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 90 度

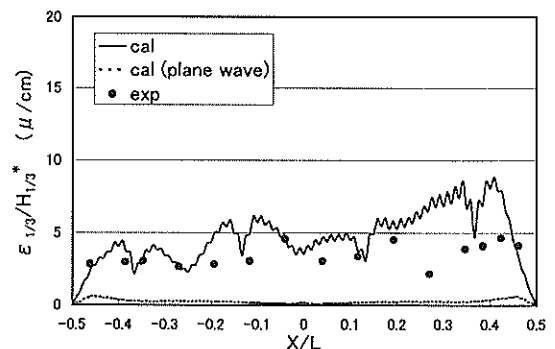


(3) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 135 度

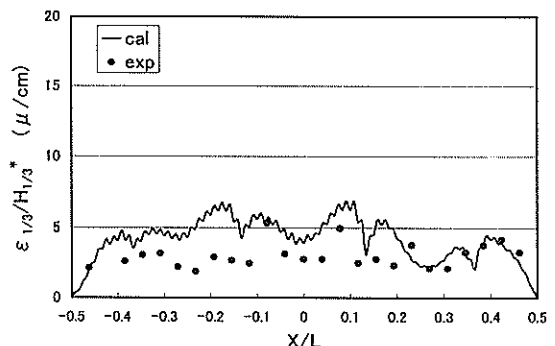
図-45 沖波に対する浮体の鉛直変位応答分布の数値計算結果



(1) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 90 度



(2) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 90 度



(3) 孤立リーフ・一方向不規則波・波向 135 度

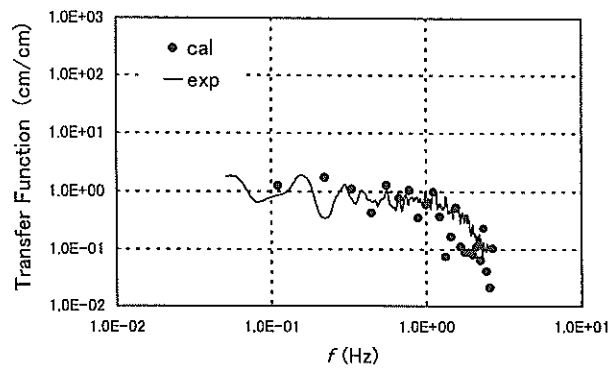
図-46 沖波に対する浮体のひずみ分布の数値計算結果

線形性の仮定の妥当性を裏付けている。

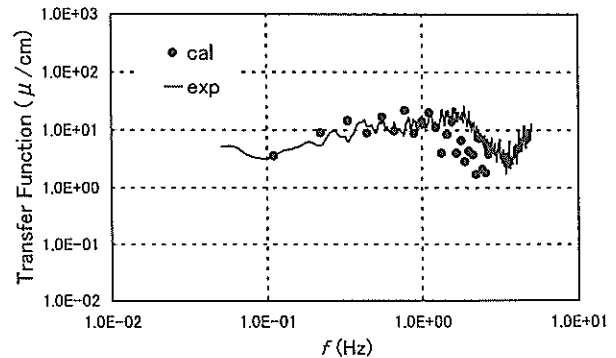
図-46(2)には、平面入射波を仮定して入力した場合のひずみ応答も合わせて示している(図中でplane waveと表示)。この場合には、各場所毎の波の非一様性は取り込まれておらず、波の入射角は沖波の入射角を、波高はWP12, WP14, WP18における観測された有義波高の平均を用いている。平面入射波では実験値を説明できないことがわかり、ここで用いている解析手法のように各場所の波の非一様性を考慮する必要があることがわかる。また、サーフビートがひずみ応答に与える影響は変位応答に与える影響に比較して小さいと考えられる。非常に波長が長い波に対しては、浮体は鉛直方向に一様に上昇し、曲げモーメントはほとんど作用しないからである。仮に数値計算においてサーフビートにあたる周期域を考慮したとすれば、鉛直変位に関しては若干、数値計算が大きくなり、ひずみに関してはほとんど変わらないものと考えられる。このことは、次に示す伝達関数からもわかる。

図-47(1)-(2)には変位およびひずみに関しての伝達関数を示した。この図は、すでに示した図-17および図-30の伝達関数に計算結果を合わせて示したものである。計算結果は実験結果とよく一致していることがわかる。伝達関数の特性に注目したときに、変位についての応答関数は長周期側で応答倍率1.0に漸近するのに対して、ひずみの伝達関数の場合には応答倍率は低いレベルになっていく。変位応答がサーフビートのような長周期の波浪の影響を受けるのに対して、ひずみなどの構造応答においてはその影響が小さいことを示している。また、変位あるいはひずみ応答の時系列に注目すると、図-16に示した鉛直変位応答の時系列では、非常に長周期の変動が見られるのに対して、図-28のひずみ応答の時系列では、長周期の変動の影響がより小さい。

これまでの議論から、ここで用いた手法がリーフ内に設置された超大型浮体の構造安全性の検討に用いることが可能であるといえる。超大型浮体の機能性について検討する場合には波高が低く、サーフビートの影響のレベルは小さいと考えられ、やはりここで用いた手法が有効であると考えられる。ただし、異常時の変位が問題となる係留ドルフィンからの抜けを検討する場合には、注意が必要であるし、また、係留設計について重要となる水平変位や漂流力については未検討であり、今後さらに、解析手法の検討が必要になると思われる。



(1) 孤立リーフ・鉛直変位の伝達関数 (L16/WP12)



(2) 孤立リーフ・ひずみの伝達関数 (SG3/WP12)

図-47 伝達関数の計算結果

5. 結論

リーフ地形の中に係留された浮体の弾性応答特性および係留応答特性を明らかにするために縮尺1/125の模型により水理模型実験を実施した。水理模型実験の結果、以下のことが明らかになった。

- (1) リーフ内の波高は砕波することによって非線形な応答特性となる。すなわち、サーフビートによる長周期成分、整数倍の高周波数成分が出現する。したがって、沖波の卓越成分のエネルギーは減衰するが、長周期波成分および短周期波成分のエネルギーは大きくなる。長周期波成分は浮体の係留において、短周期波成分は浮体のひずみの推定において重要である。
- (2) リーフ内では水位上昇が生ずるため、浮体も上昇する。100年確率波の条件では、リーフ内の平均水位上昇量の沖波の有義波高に対する比は、本研究で検討したモデルにおいては、孤立リーフでは0.14~0.17、海浜リーフでは0.12~0.14である。孤立リーフでは、浮体の平均上昇量は浮体上への越波などの影響などにより平均水位上昇量よりもやや小さい。

- (3) 孤立リーフについては、斜波中（波向45度、135度）においては波下側でひずみが大きくなるが、この傾向は一様水深の浅海域におかれた大型弾性浮体の挙動と同じである。海浜リーフにおいては、斜波中で波下側でひずみが大きくなる傾向はみられず、浮体近傍の波が大きな場所でのひずみが大きくなる傾向がみられる。ひずみの特性において、リーフ内の波高分布の影響が極めて大きなことが確認された。
- (4) 沖波の波高が異なる条件について、それぞれのリーフ内有意波高で無次元化して得られる浮体の鉛直変位および曲げモーメントの無次元値は、おおむね一致している。このことから、リーフ内部の波高が精度よく推定することができれば、浮体の応答の概算値は水深を一定とする計算モデルを用いてもある程度推定可能である。
- (5) 浮体がない場合の波浪場の実験結果を用いた線形理論に基づく大型浮体応答の二段階的数値解析手法を提案した。その数値解析結果と実験値を比較したところ、数値解析によって、ひずみ応答の最大値をほぼ予測可能であることが明らかとなった。このことから、二段階的数値解析手法は、リーフ内に設置された超大型浮体の構造安全性の検討に用いることができる。

6. あとがき

自然の地形場に係留された浮体の挙動を扱う上で外力条件の設定は常に悩ましい問題である。特に浮体が巨大となるにしたがって浮体に作用する外力環境は一様ではない。浮体が小規模である場合にはその外力条件は浮体の近傍の一点で与えることで実用上にも問題が無いが、浮体が巨大になる場合は、波、風、流れなどの外力の空間的分布が設計上非常に重要な条件となる。今回の問題はこれに加えてリーフ地形による砕波、極浅海域であることによる波浪の非線形化、リーフ内における水位の上昇、リーフ内での流れの生成といった複雑な条件が加わった。本研究では孤立リーフ地形と海浜リーフ地形の二地形においてリーフ内の波浪の変形と浮体の応答挙動についての考察を加えた。ここで検討した地形をリーフ地形の一般化な地形として分析することはできないが、現象的な点についてはかなりの程度把握できたと考える。ただし、実験水槽の大きさの制約等から海浜リーフ地形については孤立リーフ地形の一部を改造して模型を製作したため、海浜リーフ地形の場合にはリーフ長が場所的

に大きく異なるモデルとなり波高および流速の空間的な不均一性がより顕著となった。実際の海浜リーフ地形でリーフ長が十分に長い場合には本研究の地形モデルで得られたよりも更に大きな波高の低減効果が期待できるであろう。

次に設計の面から考察を加える。リーフ内の浮体の応答を評価する場合に、リーフによる波浪変形と浮体の応答を一体的に取り扱う方法が考えられるが、超大型浮体を対象とする場合には数値計算に長時間かかることから、現時点ではまだまだ実用的ではないと考えられる。しかも波浪変形の非線形性を同時に考慮できる実用的なモデルは開発段階に留まっている。そこで、本研究では場所的に分布する波浪場が与えられたときの浮体の鉛直変位応答を近似的に求める方法を採用した。実験で波高が得られている点が浮体の大きさに比して十分ではない（現地換算で1500mの長さの浮体に対して波高観測点が5点）が、実験と計算は完全に一致はしないものの、設計的には実用に供しても大幅な差異の無い結果が得られている。更にモデルの改良を加えるとともに、波浪変形計算の結果を直接入力して各種のパラメータに対する応答特性を評価していくことが今後の課題である。

浮体の係留設計の観点からは、本研究では十分な検討を加えられたとは言い難い。リーフの中では波高・波向の場所的な変動、流れの生成と流向の時間的な変動、サーフビートによる長周期波の生成等とこれまでの浮体構造物の設計技術をはるかに超える難しい問題が存在している。今後は、これらについてより詳細な解析手法を検討し係留系設計法合理化の検討をしたいと考えている。

(2001年8月31日受付)

謝辞

本研究は運輸施設整備事業団による「運輸分野における基礎的研究推進制度」（平成11年度第2次募集）に採択された「自然のリーフ海岸地形を利用した大規模浮体施設の基礎的研究（研究代表者：京都大学大学院教授 渡邊英一）」のうち独立行政法人港湾空港技術研究所（研究当時運輸省港湾技術研究所）が実施した「自然地形場における波浪変形と浮体応答に関する研究」のうち海洋構造研究室が担当したリーフ地形における総合実験の結果をとりまとめたものである。本研究は当研究所と京都大学、新日本製鐵株式会社、三菱重工株式会社、日立造船株式会社の計5者の共同で実施された。実験の実施においても関係者との調整および議論を経た上で行われた。

水理模型実験は海洋・水工部（研究当時水工部）波浪研究室の研究室員の多大なる協力を得て実施した。また、実験の準備においては堀地達郎氏（研究当時海洋構造研究室受託研修生，現寄神建設株式会社），実験の実施およびデータ整理には八千代エンジニアリング㈱の協力を得ている。ここに協力いただいた関係各位に感謝の意を表すものである。

参考文献

- 1) メガフロート技術研究組合：超大型浮体式海洋構造物（メガフロート）平成7年度研究成果報告書－概要－，メガフロート技術研究組合，1996年，188p
- 2) メガフロート技術研究組合：超大型浮体式海洋構造物（メガフロート）平成8年度研究成果報告書－概要－，メガフロート技術研究組合，1997年，323p
- 3) メガフロート技術研究組合：超大型浮体式海洋構造物（メガフロート）平成9年度研究成果報告書－概要－，メガフロート技術研究組合，1998年，350p
- 4) メガフロート技術研究組合：メガフロートの空港利用に関する実証的研究，平成10年度研究成果報告書－概要－，メガフロート技術研究組合，1999年，163p
- 5) メガフロート技術研究組合：メガフロートの空港利用に関する実証的研究，平成11年度研究成果報告書－概要－，メガフロート技術研究組合，2000年，166p
- 6) メガフロート技術研究組合：メガフロートの空港利用に関する実証的研究，－フェーズⅡ成果概要及び平成12年度研究成果－，メガフロート技術研究組合，2001年，228p
- 7) 吉田宏一郎ほか8名：セミサブメガフロート実用化のための基礎的研究，第16回海洋工学シンポジウム論文集，日本造船学会，2001年，pp. 235～240
- 8) 鳥井正志ほか9名：自然のリーフ海岸に係留された超大型浮体施設の概念設計，第16回海洋工学シンポジウム論文集，日本造船学会，2001年，pp. 241～248
- 9) 小林日出雄ほか9名：新形式沖合メガフロートのデュアルポートへの適用，第16回海洋工学シンポジウム論文集，日本造船学会，2001年，pp. 249～254
- 10) 高木幹雄ほか16名：没水平板を利用した波エネルギー吸収型メガフロートに関する研究，第16回海洋工学シンポジウム論文集，日本造船学会，2001年，pp. 255～262
- 11) 高山知司・神山豊・菊地治：リーフ上の波の変形に関する研究，港湾技研資料，No. 278，1977年，28p.
- 12) 加藤雅也・平山克也・丸山晴広・平石哲也：デュアル・フェース・サーペント型造波装置による二方向波浪の造波特性，港湾技研資料，1999年，No. 927，24p.
- 13) 大松重雄：防波堤が存在する場合のポンツーン型超大型浮体の波浪中弾性応答計算法－その1. 近似計算法－，日本造船学会論文集，第185号，1999年，pp. 169-175
- 14) 大松重雄：防波堤が存在する場合のポンツーン型超大型浮体の波浪中弾性応答計算法－その2. 厳密計算法－，日本造船学会論文集，第186号，1999年，pp. 193-199
- 15) Torii, T. et al., Conceptual Design Study of a Very Large Floating Structures moored inside a Reef, *Proc. of the 16th Ocean Engineering Symposium*, 2001, OMAE/OSU-5201
- 16) Seto, H. and Ochi, M.: A Hybrid Element Approach to Hydroelastic Behavior of a Very Large Floating Structure in Regular Waves, *Proc. of Hydroelasticity in Marine Technology*, 1998, pp. 185-193
- 17) 宇都宮智昭，渡邊英一：超大型浮体の波浪応答解析のための高速化グリーン関数法の開発，第16回海洋工学シンポジウム論文集，2001年，pp. 313-320
- 18) 土木学会：“海岸波動”[波・構造物・地盤の相互作用の解析法]，1994年，520p
- 19) 飯島一博・吉田宏一郎・鈴木英之：超大型半潜水式浮体の波浪中構造応答解析，日本造船学会論文集，第181号，1997年，pp. 281-288
- 20) 飯島一博・白石 悟：港湾内の大型浮体の波浪中応答解析，第16回海洋工学シンポジウム論文集，日本造船学会，2001年，pp. 461-466

港湾空港技術研究所資料 No.1013

2001.12

編集兼発行人 独立行政法人港湾空港技術研究所

発行所 独立行政法人港湾空港技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号
TEL.0468(44)5040 URL.<http://www.pari.go.jp/>

印刷所 株式会社 東京プリント

Copyright © (2001) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI.

この技術資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事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。