

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 26 NO. 3 SEPT. 1987

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第26巻 第3号 (Vol. 26, No. 3), 1987年9月 (Sept. 1987)

目 次 (CONTENTS)

1. 大型模型による波力発電実験 —波エネルギーに関する研究 第6報—
.....高橋重雄・安達 崇・田中 智..... 3
(Electric Power Generation by a Large-scale Model of Pneumatic-type
Wave Power Converter
—A Study on Development of Wave Power, 6th Report—
.....Shigeo TAKAHASHI, Takashi ADACHI and Satoru TANAKA)
2. サーペント型造波機による発生波の特性に関する実験
—大水深海洋構造物実験場内の切れ波造波装置—
.....高山知司・平石哲也.....37
(Experimental Characteristics of Random Waves Generated by the
Serpent Type Wave Generator —The short-crested wave generator
in the Offshore Structure Experimental Basin—
.....Tomotsuka TAKAYAMA and Tetsuya HIRAISHI)

2. サーペント型造波機による発生波の特性に関する実験

—大水深海洋構造物実験場内の切れ波造波装置—

高山 知司*・平石 哲也**

要 旨

実際の海の波は、波峯線が短く切れた“切れ波”であり、これはさまざまな方向からの波が重なり合っているために起き、そのため“多方向不規則波”とも呼ばれている。多方向不規則波を造波する装置の1つとして、多数の造波機を並べたサーペント型造波機がある。この種の造波機は当所の大水深海洋構造物実験場内にも設置されている。本報告は、大水深海洋構造物実験場切れ波水槽のサーペント型造波装置で造波した多方向不規則波の特性を実験によって検討したものである。

実験では、サーペント型造波機の各造波板を同位相で運動させたときに造波される直方向不規則波、波向が直方向から傾くように各造波板の位相をずらして造波する斜め不規則波および多方向へ波のエネルギーが分布する多方向不規則波を発生させた。そして、水槽中央部に星型波高計アレイを配置した場合、水槽内の数点に波高計と2成分流速計を組み合わせて設置した場合について、水面波形および流速変動を測定し、EMLM法およびベイズモデルによって方向スペクトルを求め、方向分布特性等を検討した。

その結果、斜め不規則波の場合には、直方向不規則波に比べて、波のエネルギーが設定波向以外の方向へも広く分布することが明らかとなった。また、主波向が直方向と一致する多方向不規則波を造波したところ、設定した方向集中度が大きい場合には、発生波の方向集中度は目標値よりも小さくなった。方向集中度の設定値を低くした場合には、造波板の有限長の影響を受けて、発生波の方向集中度が目標値より高くなるがあった。方向分布特性の場地的変動については、方向分布特性が一様な領域が水槽中央部である程度確保できることが明らかとなった。

* 海洋水理部 波浪研究室長

** 海洋水理部 波浪研究室

2. Experimental Characteristics of Random Waves Generated by the Serpent-Type Wave Generator

—The short-crested wave generator in the Offshore Structure
Experimental Basin—

Tomotsuka TAKAYAMA*

Tetsuya HIRAIISHI**

Synopsis

The real sea waves are quite random in height, period and propagation direction. Therefore, they are called "directional random waves" or "short crested waves".

It is of great importance to reproduce directional random waves in a laboratory basin for hydraulic model tests. The Port and Harbour Research Institute has built a serpent-type wave generator in order to generate directional random waves similar to real sea waves. It has been installed in the experimental basin of 36m wide and 24m long and composed of 35 piston-type wave-makers. Each wave maker has a wave paddle of 80cm wide and 180cm high. The present report describes the experimental characteristics of uni and multi-directional random waves generated by the serpent-type wave generator.

In experiments, wave profiles are simultaneously measured in the central part of the experimental basin by the star array of four wave gages and the simultaneous measurements of the wave profile and the two horizontal components of the fluid velocity are performed at the different five points by a wave gage and a current meter. Those five measurement points are distributed on the line which is parallel to wave-makers and at 6m apart from them. Directional spectra are estimated by using the bayesian model as well as the extended maximum likelihood method (EMLM). The following conclusions have been drawn from the result of spectral analysis.

- 1) The wave energy of the oblique uni-directional random waves shows the directional distribution wider than that of the uni-directional random waves with the oblique angle of 0° .
- 2) The value of S_{\max} which indicates the angular spreading parameter becomes smaller than the target one for the case of large value of S_{\max} , while it becomes larger than the target one for the case of small value of S_{\max} because of the finite total width of the wave paddles.
- 3) In case that the principal direction of directional random waves is oblique to the normal direction, the estimated value of S_{\max} is smaller than that of directional random waves with the principal direction of 0° .
- 4) The directional energy distributions show almost same patterns in the central part of the experimental basin.

* Chief of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

** Member of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

目 次

要 旨	37
1. ま え が き	41
2. 造波装置の構造と造波信号の発生法	42
2.1 切れ波造波水槽および造波装置の概要	42
2.2 造波信号のシミュレーション法	45
2.3 斜め波の造波理論とその適用性	47
3. 実験方法と実験条件	49
3.1 多方向不規則波の測定方法	49
3.2 実験ケース	52
4. 解析方法とその精度	53
4.1 波高・周期・反射率の解析方法	53
4.2 方向スペクトルの解析方法	53
4.3 解析方法の精度	56
5. 単一方向不規則波の方向分布特性	60
5.1 直方向不規則波における波高・周期・反射率の特性	61
5.2 斜め不規則波の周波数スペクトル	62
5.3 解析方法による方向分布特性の相違	63
5.4 方向分布特性の検討	66
5.5 波高計アレイおよび波高計・流速計アレイによる解析結果の比較	69
6. 多方向不規則波の方向分布特性	69
6.1 方向集中度パラメータによる方向分布特性の変化	69
6.2 主波向による方向分布特性の変化	77
6.3 方向分布特性の場所的変動	78
7. サーベント型造波機を用いた模型実験と多方向不規則波の シミュレーション法に対する考察	79
8. む す び	80
参 考 文 献	82
主 要 記 号 表	83

1. まえがき

港湾構造物の設計における主要な外力は、海の波である。実際の海の波は、波峯線が短く切れた“切れ波”で、“短頂波”とも呼ばれている。これは、さまざまな方向からの波が重なり合って生じる現象で、海の波のように、このような多方向性を持つ波は、“多方向不規則波”とも言われている。

これに対して、実験室で造波された波のように、波峯線が直線上に長くつながり、波の進行方向が一定で波高と波長だけが不規則に変動する波は、“単一方向不規則波”と呼ばれている。

海の波が、沖合から浅水域へ伝播してくると、海の波を構成する成分波は、屈折によってその波向が変化し、汀線にはほぼ直角に入射するようになる。その結果、浅い海域では、海の波の波峯線は、汀線と平行方向に長くつながるようになる。このことは、比較的水深の深い沖合で、“多方向不規則波”としての性質が強く、水深が浅い海域に伝播してくるに従って“単一方向不規則”としての性質に近づくことを示している。

従来の防波堤、護岸、係船岸、堤防等の海岸・港湾施設の多くは、汀線近傍あるいは水深の浅い海域に築造されてきた。このような海域では、作用する波が単一方向不規則波に近く構造物に作用する波力、越波量等を推定するための水理模型実験において、単一方向波を作用させても、ほぼ正確な推定値を得ることができた。

近年においては、大水深防波堤あるいは関西新国際空港島のような沖合人工島は、水深が数十m以上の海域に建設あるいは計画されるようになってきた。また、海底資源探査用プラットフォーム等の海洋構造物、ディスカスブイ等の海象観測施設は、水深数百mの深い海域に設置されている。このような水深の深い海域における港湾施設や海洋構造物の設計に当たっては主要な外力である波浪を多方向不規則波として取り扱う必要がある。

水理模型実験においても従来のような単一方向不規則波ではなく、多方向不規則波を作用させることが重要となる。

多方向不規則波を、実験水槽内で造波する装置として、“サーベント型造波装置”が現在、世界の主要研究機関で設置されている^{1),2),3),4)}。港湾技術研究所においても、大水深海洋構造物実験場内の切れ波水槽内に、“サーベント型造波機”を完成させた。大水深海洋構造物実験場およびサーベント型造波機の構成については、合田⁵⁾、谷本⁶⁾、著者ら⁷⁾が詳しく述べている。

サーベント型造波機は、横一列に並べた、多数のピス

トン型造波機から成り、基本的には、波向が造波板列に対してある角度を持ち、周期、波高が一定の“斜め波”を造波することができるように設計されている。サーベント型造波機で造波される斜め波の波高、水粒子速度および波向は、“斜め波の造波理論”⁸⁾によって求めることができる。著者ら⁹⁾は、さらに、水槽実験によって、サーベント型造波機で造波された斜め波の波高および波向を測定し、理論計算値と比較した。その結果、実験値と理論計算値はほぼ一致し、サーベント型造波機によって斜め波が造波できること、斜め波の波高分布は数値計算によっても推定できることが明らかとなった。

多方向不規則波は、さまざまな波向を持つ、周期、振幅の異なる斜め波が重なり合ったものと考えられるので、斜め波の造波信号を重ね合わせることによって、サーベント型造波機で造波することが可能となる。

サーベント型造波機で発生した多方向不規則波を解析した例としては、水槽中央部で3台の波高計によって水面波形を同時測定し、MLM法¹⁰⁾によって多方向不規則波の方向分布特性を検討した著者らの解析例¹¹⁾がある。また、高橋ら¹²⁾は、波力発電ケーソンの斜め入射波に対する発電効果を検討する模型実験において、多方向不規則波を作用させて、その特性を検討している。多方向不規則波を用いた実験としては著者ら¹³⁾が一点係留ブイに係留したタンカーに多方向不規則波を作用させて、係留索張力を測定した例がある。

以上のように、サーベント型造波機が完成して以来、多方向不規則波を用いた2, 3の実験が実施されているけれども、いずれの実験においても、多方向不規則波を造波したケースが少なく、ある限られた条件で波を造波し、解析しているのみで、多方向不規則波の方向分布特性について十分な検討が成されているとは言えない。特に、方向スペクトル形、あるいはその場所的な変動性などについては、ほとんど考察されていない。サーベント型造波機を開発している諸外国の研究機関においても、サーベント型造波機で造波された多方向不規則波の特性については、今のところ、詳細な検討はまとめられていないようである。

そこで、本研究では、当所大水深海洋構造物実験場内の切れ波水槽中に設置されたサーベント型造波機で造波した多方向不規則波の特性、特に波のエネルギーの方向分布特性を実験的に検討した。造波目標とする有義波高、有義波周期、主波向、方向集中度等を変化させて多方向不規則波を造波し、水槽内の数箇所で、複数点の水面波形、あるいは水面波形と流速を同時に測定した。そ

制御信号の流れを模式的に示したものである。ミニコンピュータで作り出されたデジタル造波信号は、DMA方式によってアナログ信号に変換され、コントロール盤、制御盤を経て、造波機へ送られる。DMA (Direct Memory Access) とは、あらかじめメモリーあるいは固定ディスク内のファイルに収録した造波板の位置データを、CPUを介さずに一定の時間間隔ごとにA/D変換してアナログ出力する方式である。

アナログ信号の発生は2系列とも並行して発生できるようになっており、1つをA系列、もう1つをB系列とそれぞれ呼んでいる。A系列は、55chまでのアナログ信号を独立に発生できるようになっており、斜め波および多方向不規則波の発生に用いる。

B系列は、1chだけのアナログ信号を発生するようになっており、すべての造波板がこの信号に従って同位相の運動を行う。これによって、造波板の運動方向に伝播する単一方向波が造波できる。

ミニコンピュータからの指令信号は、造波板の変位を制御するようになっている。

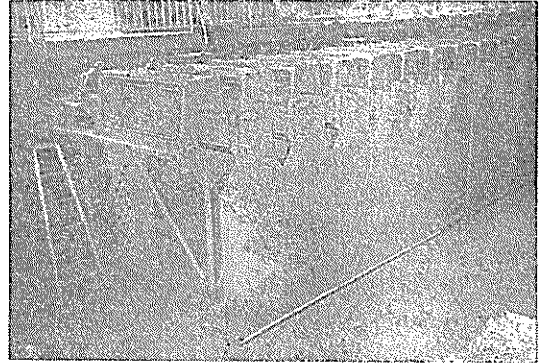


写真-1 サーペント型造波機外観

写真-1は、サーペント型造波機の外観を示したものである。図-4は、造波機の構造と、寸法を示したものである。図-4に示されるように、造波板は5台を1ユニットとして1つの架台に積載されている。現在、架台は7ユニット製作され、造波板の数は35台である。造波機は可搬式ピストン型で、造波板の幅は隙密には1台当たり79.5

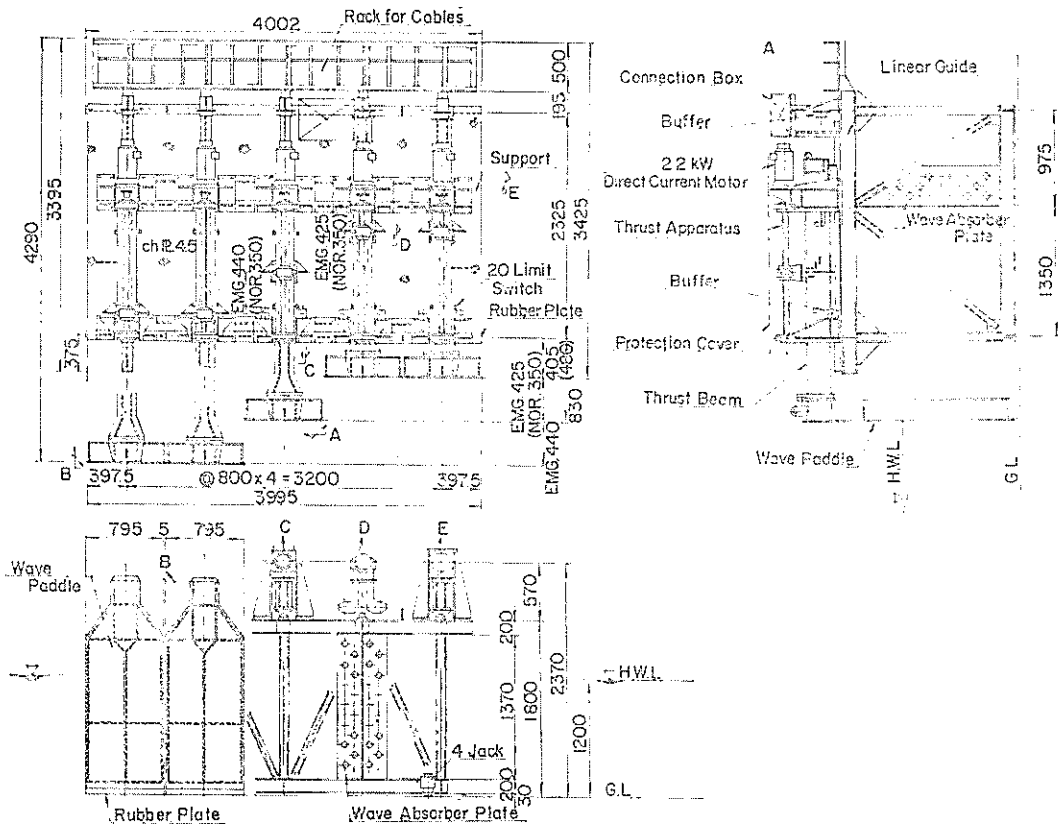


図-4 サーペント型造波機の構造

表-1 造波装置の仕様

項	目	サーベント型造波装置
造波機台数		35台
造波板幅		28m (0.80m×35台)
電動機		低慣性直流電動機 (2.2kW/台)
最大発生波高		40cm
有効最大ストローク		±35cm (ピストン型)
最大造波板移動速度		60cm/s

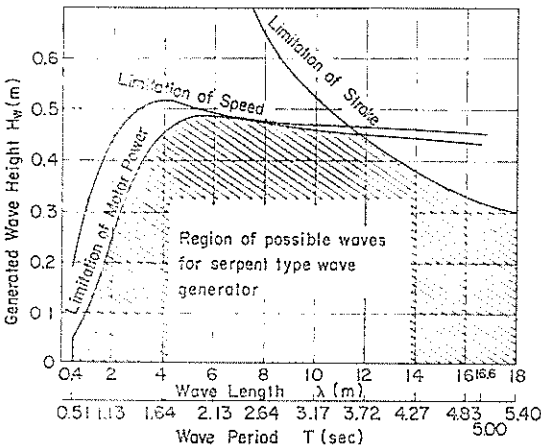


図-5 サーベント型造波機の造波可能領域

cm, 造波板間の隙間は0.5cmである。造波板の幅は、最少周期1秒の波で一般的な斜めの波が発生できるように、理論計算によって80cmと定めた。

表-1は、造波機的主要諸元を示したものである。本造波機の架台下面の高さは、水陸床から137cmであり、設計水深は120cmに設定している。

図-5は、表-1に示した諸元を用いて計算した、水深120cmにおけるサーベント型造波装置の造波可能領域を示したものである。造波可能領域の設定方法については、文献^{(14),(15)}を参照されたい。図の横軸は造波板の運動周期と、水深120cmとして計算された発生波の波長を示す。縦軸は最大発生波高 H_w を示す。

ストローク限界とは、造波板を最大ストローク移動させたときに発生する最大発生波高を示す。スピード限界とは、モータの最大回転数と、ボールネジのピッチから求まる造波板の最大移動速度(60cm/s)から決まる最大発生波高である。パワー限界とは、モータの定格出力(2.2kW)から制限される最大発生波高である。この場合、パワー限界は定格出力で計算されているため、モー

タが定格以上の出力をだしたときには、パワー限界を越える波高を得ることができる。

図-5に示すように、周期が4秒以下になると、最大発生波高は、パワー限界で決まるようになり、周期が1.5秒以下になると、最大発生波高は急速に小さくなる。したがって、本造波装置では一方向波であっても、周期0.5秒以下の波を造波することは困難である。

2.2 造波信号のシミュレーション法

造波信号のシミュレーションは、目標波のスペクトルから成分波の振幅を計算し、各成分に対するピストン型造波機の造波効率を考慮して、成分波の信号を線型的に求める方法を用いた。文献⁽⁹⁾に従って、直方向に進む単一方向波と多方向不規則波の造波信号シミュレーションについてその概略を述べる。

(1) 直方向へ進む単一方向波(直方向不規則波)の場合

ここでは造波板の運動方向に進行する単一方向不規則波を直方向不規則波、運動方向以外の斜め方向へ進む単一方向不規則波を斜め不規則波と呼ぶことにする。

直方向不規則波の場合、全造波板に同一の信号を与えて運動させるので、B系列を使って造波信号を与えればよい。したがって、式(1)に示すように、単一方向波造波信号は、N個の正弦波の重ね合わせとしてシミュレーションできる。

$$\zeta(t) = \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{F_n} \cos(\sigma_n t + \epsilon_n) \quad (1)$$

ここに、

$\zeta(t)$; 造波板の時間 t における変位

N ; 周波数分割数

a_n ; n 番目の成分波の振幅

σ_n ; n 番目の成分波の角周波数 ($= 2\pi f_n$)

f_n ; n 番目の成分波の周波数

F_n ; n 番目の成分波の造波効率

ϵ_n ; 乱数で与えられる n 番目の成分波の位相角

F_n はピストン型造波機の場合、次式で与えられる。

$$F_n = 4 \sin^2 k_n h / (2k_n h + \sin h 2k_n h) \quad (2)$$

ここに、 k_n は成分波の波数、 h は水深である。

各成分波の振幅 a_n は次式で与えられる。

$$a_n = \sqrt{2 \int_{f_{n-1}}^{f_n} S(f) df} \quad (3)$$

ここに、 f_{n-1} 、 f_n は、 n 番目の正弦波が代表する周波数帯の下限と上限値である。周波数成分の分割法としては、各成分波の振幅がほぼ同程度となるように周波数スペクトル $S(f)$ を等エネルギー分割する手法を用いた⁽¹⁶⁾。

周波数スペクトル $S(f)$ としては、本報告で述べる実験波については次式で示すブレッドシュナイダー光易型¹⁷⁾を採用した。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \times \exp\{-1.03(T_{1/3} f)^{-4}\} \quad (4)$$

ここに、

- f ; 周波数
- $H_{1/3}$; 有義波高
- $T_{1/3}$; 有義波周期

実際に計算機で式(1)を計算する場合には、 i 番目のタイムステップにおける造波板変位 ζ_i を次式のように求める。

$$\zeta_i = \sum_{n=1}^N \frac{a_n}{F_n} \cos(i\sigma_n \Delta t + \varepsilon_n) \quad (5)$$

ここに、 Δt は、アナログ信号の出力時間間隔である。 Δt が大きいほど計算時間は短くて済むので、造波機に無理な荷重がかからず、造波機がスムーズに運動する限りできるだけ Δt は大きくするのがよい。 Δt を変化させて、造波板の変位を測定して検討した結果、 Δt は 0.025 s に設定した⁹⁾。

(2) 多方向不規則波の場合

多方向不規則波を造波する場合には、A 系列を使って全造波板に別個の造波信号を与える必要がある。

l 番目の造波板の時間 t における変位 $\zeta(t, l)$ は、次式のように与えられる。

$$\zeta(t, l) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{a_{nm}}{F_n} \times \cos(\sigma_n t - lk_n b \cos \bar{\theta}_m + \varepsilon_{nm}) \quad (6)$$

- ここに、 N ; 周波数分割数
- M ; 方向分割数
- a_{nm} ; $n \times m$ 番目の成分波の振幅
- b ; 造波板幅
- $\bar{\theta}_m$; 成分波の波向
- ε_{nm} ; 乱数で与えられる位相角

である。

成分波の波向 $\bar{\theta}_m$ は、シミュレーションにおいては、造波板から直角に進行する一方向波の波向を 90° として反時計回りに定義されている。

a_{nm} は次式で定義される。

$$a_{nm} = \sqrt{2} \int_{f_{n-1}}^{f_n} \int_{\theta_{m-1}}^{\theta_m} S(f, \theta) d\theta df \quad (7)$$

ここに、 $f_{n-1} \sim f_n$ および $\theta_{m-1} \sim \theta_m$ は、それぞれ成分波を代表する周波数および波向の範囲である。 $S(f, \theta)$

は、目標とする方向スペクトルである。方向スペクトルは、波のエネルギーが、周波数と方向についてどのように分布しているかを示すものである。一般に次式のように書き表される。

$$S(f, \theta) = S(f)G(f|\theta) \quad (8)$$

ここに、 $S(f)$ は、周波数スペクトルで前述のブレッドシュナイダー光易型を用いている。 $G(f|\theta)$ は方向別のエネルギー分布を示す方向関数である。 $G(f|\theta)$ の関数形としては、光易ほか¹⁸⁾が提案した次式の光易型方向関数を用いた。

$$G(f|\theta) = G_0 \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad (9)$$

ここに、 G_0 は、波向範囲における $G(f|\theta)$ の積分値を 1 とするための定数で次式で示される。

$$G_0 = \left[\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) d\theta \right]^{-1} \quad (10)$$

θ_{\min} , θ_{\max} はそれぞれ成分法の波向範囲の最少値および最大値である。 S は波の方向集中度を示す値である。これは、方向集中度パラメータ S_{\max} を用いて次式のように提案されている¹⁹⁾。

$$S = \begin{cases} S_{\max} \cdot (f/f_p)^3 & : f \leq f_p \\ S_{\max} \cdot (f/f_p)^{-2.5} & : f > f_p \end{cases} \quad (11)$$

ここに、 f_p は次式で推定される周波数スペクトルのピーク周波数である。

$$f_p = 1 / (1.05 T_{1/3}) \quad (12)$$

実際の海の波の方向集中度パラメータ S_{\max} の値としては、次のような値を用いることが提案されている²⁰⁾。

- I) 風波 : $S_{\max} = 10$
- II) 減衰距離の短いうねり (波形勾配が比較的大) : $S_{\max} = 25$
- III) 減衰距離の長いうねり (波形勾配が小) : $S_{\max} = 75$

A 系列で多方向不規則波を発生させる場合には、 i 番目のタイムステップにおける l 番目の造波板変位 $\zeta(i, l)$ は次式で与えられる。

$$\zeta(i, l) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \frac{a_{nm}}{F_n} \times \cos(i\sigma_n \Delta t - lk_n b \cos \bar{\theta}_m + \varepsilon_{nm}) \quad (14)$$

式(14)の計算において、時間間隔 Δt ごとに計算すると、各タイムステップごとに、 $\{N \times M\}$ (造波機台数) 回の三角関数の重ね合わせを計算しなければならず、非常に多くの計算時間を要する。そこで、各造波機の各成分に関して、

$$\left. \begin{aligned} C_{nl} &= \sum_{m=1}^M \frac{a_{nm}}{F_n} \cos(\epsilon_{nm} - lk_n b \cos \bar{\theta}_m) \\ S_{nl} &= \sum_{m=1}^M \frac{a_{nm}}{F_n} \sin(\epsilon_{nm} - lk_n b \cos \bar{\theta}_m) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

とおけば、式(14)は

$$\zeta(i, l) = \sum_{n=1}^N \{ C_{nl} \cos(i\sigma_n dt) - S_{nl} \sin(i\sigma_n dt) \} \quad (16)$$

となる。あらかじめ、式(15)の C_{nl} および S_{nl} を求めておけば、式(16)の計算は方向分割数にほとんど関係しなくなる。

$$\left. \begin{aligned} \cos(\sigma_n \cdot dt) &= CC_n \\ \sin(\sigma_n \cdot dt) &= SS_n \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

とおくと、加法定理によって、

$$\left. \begin{aligned} \cos\{(i+1)\sigma_n dt\} &= CC_n \cos(i\sigma_n dt) - SS_n \sin(i\sigma_n dt) \\ \sin\{(i+1)\sigma_n dt\} &= SS_n \cos(i\sigma_n dt) - CC_n \sin(i\sigma_n dt) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

となるので、式(17)のタイムステップに関する計算は、式(18)に用いることによって、非常に計算時間が短縮される。

ミニコンピュータシステムでは、次のような入力データを与えることにより、式(16)で、造波信号を作成するようになっている。

以下の変数において添字の a は、入力条件であることを示す。

- H_a ; 有義波高 (cm)
- T_a ; 有義波周期 (sec)
- h ; 水深
- $\theta_{min}, \theta_{max}$; 最小および最大波向角
- N ; 周波数分割数
- M ; 波向分割数
- $S_{max a}$; 方向集中度パラメータ
- t_a ; 造波時間 (sec)
- j ; 乱数を計算するときの初期値

ここで、 j は、乱数の初期値を設定する値で、 j が同じ場合は、同一の波速が、異なる場合は、異なった波速が造波される。波向分割数 M を 1 とすると、単一方向に進む斜め不規則波のシミュレーションを行うことになり、そのときの波向 θ_a は、次式で与えられる。

$$\theta_a = \frac{1}{2}(\theta_{min} + \theta_{max}) \quad (19)$$

ここで、波向 $\bar{\theta}_m$ へ進む成分波を考えると、図-6の模式図に示すように、 $\bar{\theta}_m$ が 90° より大きくなるか、小さく

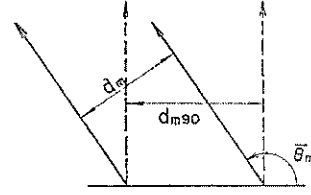


図-6 波向線の模式図

なると、波向線間の間隔 d_m は、 $\bar{\theta}_m$ が 90° のときに比較すると小さくなる。その関係を数式に示すと次式のようにになる。

$$d_m = d_{m90} \cdot \sin \bar{\theta}_m \quad (20)$$

ここに、 d_{m90} は、 $\bar{\theta}_m = 90^\circ$ のときの波向線の間隔である。したがって、波向線の間で与えられる波のエネルギーが同一とすると成分波の波向が 90° でないときには、波高が設定値よりも増大することになる。そこで、ある程度振幅を小さくする必要があると考えられる。そこで、造波信号のシミュレーションでは、式(7)で求められる振幅 a_{nm} に $\sin \bar{\theta}_m$ をかけた値を、式(14)の中での a_{nm} として用いている。

2.3 斜め波の造波理論とその適用性

(1) 斜め波の造波理論

サーベント造波機で造波された斜め波の特性については、その理論式と実験値との比較等の考察も含めて、筆者(高山)がすでに詳しく述べている^{8), 21), 22)}。それによると、図-7のように配置された単一の造波板によって発生する波の速度ポテンシャルは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Phi &= \left[\frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ &\quad \times \int_{-kb/2}^{kb/2} N_0 (\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \\ &\quad - \sum_p \frac{\sigma}{\nu} (\zeta \beta_p) \frac{\cos \nu(h+z)}{\sin \nu h} \\ &\quad \times \left. \int_{-\nu b/2}^{\nu b/2} \frac{2}{\pi} K_0 (\sqrt{(\nu x-q)^2 + (\nu y)^2}) dq \right] \cos \sigma t \\ &\quad - \frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin \sigma t \end{aligned}$$

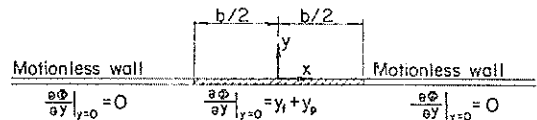


図-7 単一造波板の配置

$$\times \int_{-kb/2}^{kb/2} J_0(\sqrt{(kx-q)^2+(ky)^2}) dq \quad (21)$$

ここに、 $J_0(x)$ 、 $N_0(x)$ および $K_0(x)$ は、それぞれ 0 次のベッセル関数、ノイマン関数、および変形ベッセル関数である。 α_p は式(2)で示されたピストン型造波機の造波効率の 1/2 の値であり、 ζ は、造波機の変位振幅である。また、 k と ν は、次式(22)、(23)の実数解である。

$$\alpha^2 = gk \tan h kh \quad (22)$$

$$\alpha^2 = -g\nu \tan \nu h \quad (23)$$

また、 x 、 y は、図-7に示す平面座標系における、位置の座標である。 z は、水面を 0 として鉛直上方を正とする鉛直座標を示す。さらに、 α_p 、 β_p は次式で与えられる。

$$\alpha_p = 2 \sinh^2 kh / (2kh + \sin h 2kh) \quad (24)$$

$$\beta_p = 2 \sin^2 \nu h / (2\nu h + \sin 2\nu h) \quad (25)$$

式(24)の右辺第 2 項は、定常減衰項を示し、造波板から 1 波長も離れると非常に小さくなり無視できるようになる。この項を無視して、造波板を何台も並べた場合を考えて、各造波板の位相をずらして式(24)を重ね合わせることで、斜め波の速度ポテンシャルが得られる。

定常減衰項を無視した、波向 θ の斜め波の速度ポテンシャル ϕ_{ob} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi_{ob} = & \sum_{l=-N}^{N} \left[\frac{\sigma}{k} (\zeta \alpha_p) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ & \times \{ \cos(\sigma t - lkb \cos \theta) \\ & \times \int_{(l-\frac{1}{2})kb}^{(l+\frac{1}{2})kb} N_0(\sqrt{(kx-q)^2+(ky)^2}) dq \\ & - \sin(\sigma t - ikb \cos \theta) \\ & \times \int_{(l-\frac{1}{2})kb}^{(l+\frac{1}{2})kb} J_0(\sqrt{(kx-q)^2+(ky)^2}) dq \end{aligned} \quad (26)$$

ここに、 N_+ 、 N_- とはそれぞれ x 軸の正と負の側における造波板の数で、 $(N_+ + N_- + 1)$ が全造波板数となる。

速度ポテンシャル ϕ_{ob} が求まると、水面波形 η は次式で求めることができる。

$$\eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi_{ob}}{\partial t} \Big|_{z=0} \quad (27)$$

ここに、 g は重力加速度である。

x 方向、 y 方向の斜め波の水粒子速度 u および v は次式のように求まる。

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (28)$$

各地点における波向 θ は水粒子の合成速度 $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ が最大となる方向として定義し、次式で求める。

$$\theta = \pi/2 - \tan^{-1}\{(u)_{\max}/(v)_{\max}\} \quad (29)$$

ここで、 $(u)_{\max}$ および $(v)_{\max}$ はそれぞれ V が最大となるときの u と v である。

(2) 理論値と実験値の比較

次に、サーベント型造波機によって造波された斜め波の波高を測定し、理論値と実験値を比較した⁹⁾。

図-8は、サーベント型造波機10台を駆動させて、造波板幅方向に 105 度傾いた方向に進む斜め波を発生させたときの造波板前面での波高および波向の分布を示したものである。実験では、1 m 間隔に配置した波高計において隣り合う波高計の波形記録のずれから、波向を求めた。そのため、実験で求めた波向は、波高計間における平均的な波向を示している。図中、 H は波高、 H_0 は 2 次元断面水路のピストン型造波機の造波効率から計算によって求まる波高である。破線と実線が斜め波の造波理論から求まる波向、波高であり、 \times および \circ が、実験によって求めた波向、波高である。

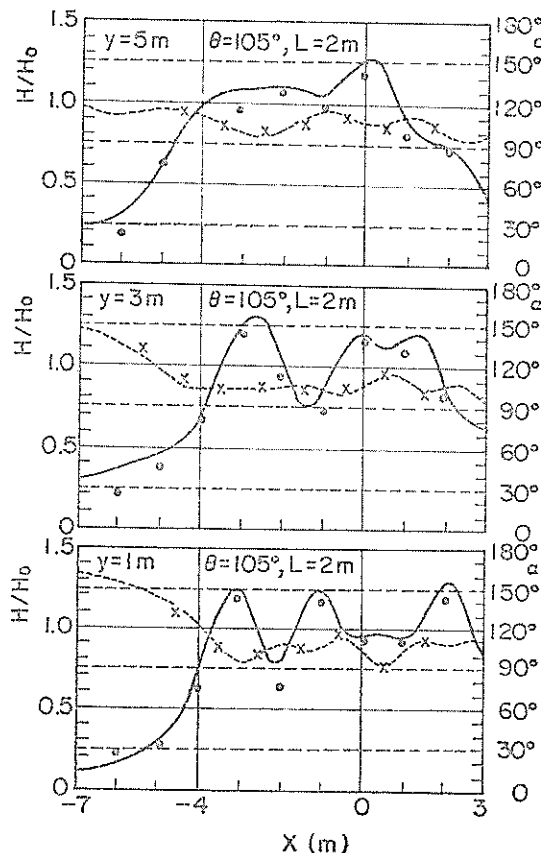


図-8 サーベント型造波機前面での波高および波向分布 (造波機10台起動, 周期1.15秒)

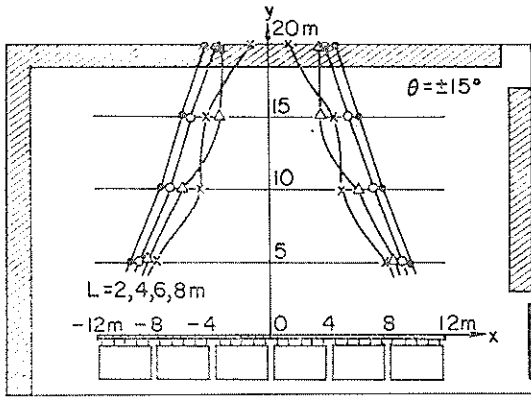


図-9 (1) 20%波高安定推定領域 ($\theta = \pm 15^\circ$)

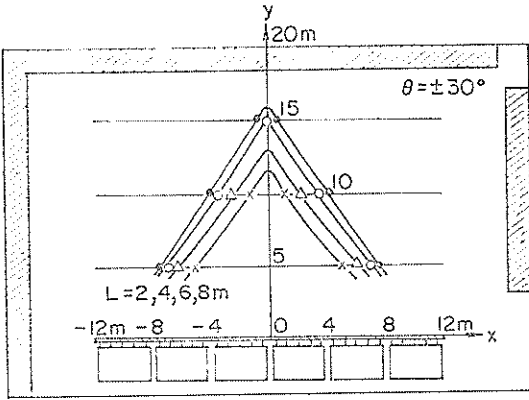


図-9 (2) 20%波高安定推定領域 ($\theta = \pm 30^\circ$)

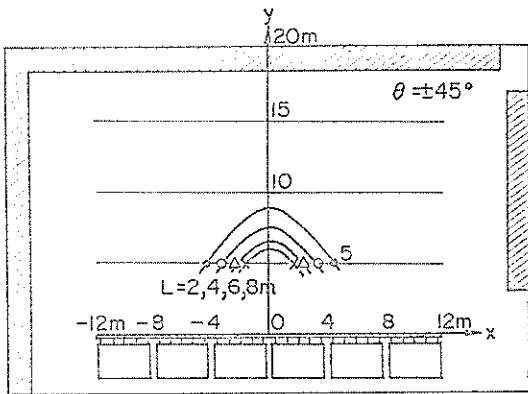


図-9 (3) 20%波高安定推定領域 ($\theta = \pm 45^\circ$)

実験では、実水深を70cmとし、波の周期を0.8, 1.15, 1.76 sの3種類、波向を 90° , 105° , 120° に変化させているが、ここでは、周期1.15 s、波向 105° の場合の図だ

けを示した。

全ケースについて理論値と実験値を比較した結果、両者はよく一致しており、理論式によって、波向および波高が推定できることがわかった。また、このことから、サーベント型造波機で起きる波の特性が理論計算でも検討できることが判明した。

なお、図から推測できるように、サーベント型造波機で起こした斜め波は、各造波幅が有限な値であることおよび全造波板幅が有限値であることによって場所ごとに変動し一様ではない。

(3) 理論による波高一様領域の推定

サーベント型造波機で造波された斜め波の波高および波向は場所ごとに変動し一様ではないが、模型実験を行う場合には、波向および波高がほぼ一様となる場所に模型を設置することが重要になる。そこで造波板全幅24mの場合について、理論計算によって、波高一様な領域を調べた。一様な波高の領域の基準は、目標波高の $\pm 20\%$ 以内に波高が納まっている領域として設定した。

図-9は、理論計算で求められた切れ波水槽内における20%波高安定推定領域を示す。図-9(1)は、全造波板幅の中央を通る造波板に直角な y 軸に対して $\pm 15^\circ$ 傾けて斜め波を造波した場合の、波長 $L=2, 4, 6, 8$ mに対する波高安定領域を示す。図-9(2)が y 軸に対して $\pm 30^\circ$ 傾けた方向を波向とする場合、図-9(3)が、 $\pm 45^\circ$ 傾けた場合を示す。図-9から、波高安定領域は、波長が長くなるに従って、また造波板から離れるに従ってその領域が狭くなることわかる。しかし、 $\pm 30^\circ$ 傾けた場合でも、造波板から10mの距離の範囲では、波高安定域がある程度確保できることがわかる。このことから、造波板全幅を24mとした場合には、多方向不規則波の発生においては、主波向から $\pm 30^\circ$ の範囲が再現可能範囲になると推測される。

3. 実験方法と実験条件

3.1 多方向不規則波の測定方法

(1) 測定装置

サーベント型造波装置で造波された多方向波を測定し、その特性を検討するためには、方向スペクトルを求めることが不可欠となる。方向スペクトルを求めるための、波高測定方法としては、数台の波高計群(wave gage array)による波形の同時観測²³⁾、pitch-roll プイによる水面傾斜と水位変動の測定²⁴⁾、流速と波高の同時観測²⁵⁾等数種類のものが考えられる。本実験では、実験場で比較的簡単に利用することができるものとして波高計群を用いる方法と、波高計と流速計を用いる方法を採用して

方向スペクトルを算定することにした。

波高計群における波高計最適配置法については、合田²⁶⁾がその一般的指針を示しており、配置法の1つとして4本の波高計による星型配置が考えられる。本実験で用いた配置法を図-10に示す。图中、 D は波高計間の最小距離である。波高計は容量式波高計を用いている。

流速計と波高計による同時記録を得るためには、容量式波高計と2成分電磁流速計を用いた。電磁流速計は、容量式波高計の支持棒に固定して、同一測点における水位、2成分流速が得られるようにした。

一般的に、電磁流速計で測定される流速データは、ある時間の流速の平均値として出力される。したがって、流速が急激に変動するような箇所における測定データ

は、振幅が真のものより小さくなり位相遅れが生じる場合もある。今回の実験では、造波した波の周期が1~2秒程度であるのに対し、流速計の、時間内の平均値を出力するための時間が、0.1秒であった。したがって、0.1秒の間の流速が急激に変化することは考えられないので、測定値の振幅が真値より小さくなる割合や、位相遅れは非常に小さいものと考え、流速計データの補正は行わなかった。

(2) 測定装置の配置

図-11に測定装置の配置を示す。図の下段が、サーベント型造波装置を示している。サーベント型造波装置の中心から6m離して、星型波高計アレイを配置した。星型波高計アレイは、消波工と造波機を除いた水槽面のほ

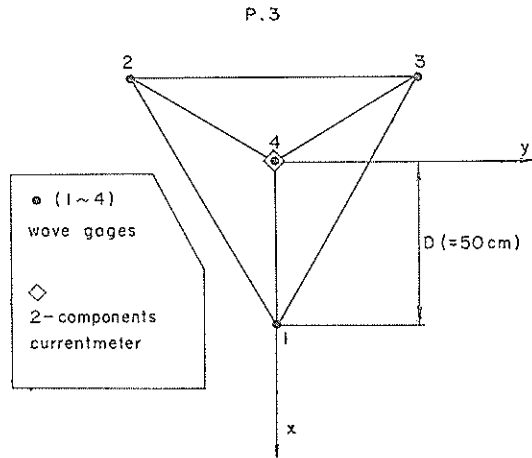


図-10 波高計アレイ

○ measurement point (wave profile + current)

△ measurement point (star array)

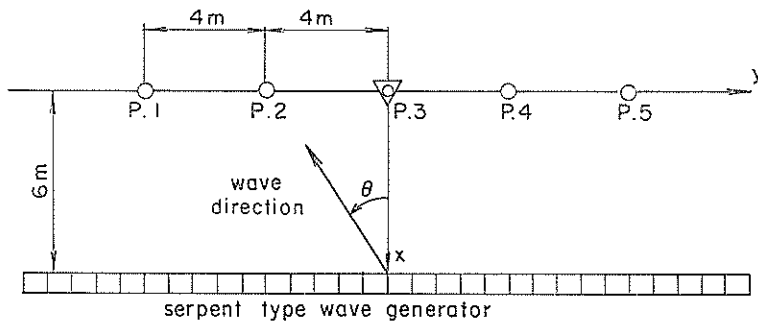


図-11 測定装置の配置

表-2 実験ケース一覧表

CASE	Number of wave paddles N+1N-1	Wave height h (cm)	Frequency distribution number				M	Target wave condition			Smax a	Points	Measured		Reference figure
			Direction distribution number		Ta (sec)	Ha (cm)		θa (deg)	Wave height H _{1/2} (cm)	Wave period T _{1/2} (sec)					
			N	N									θa		
1	30	80	30	1	1.5	5	0	00	1, 2, 3	4.8	1.4	fig. 18, 20			
2	30	80	30	1	1.5	10	0	00	1, 2, 3	9.0	1.4	fig. 18, 19, 20, 21			
3	30	80	30	1	1.5	15	0	00	1, 2, 3	12.4	1.4	fig. 18, 20			
8	30	80	30	1	2.0	10	0	00	1, 2, 3	9.4	1.9	fig. 18, 19, 20, 21			
6	30	80	30	1	2.0	15	0	00	1, 2, 3	14.1	1.9	fig. 18, 29, 30			
101	30	80	30	1	2.0	20	0	00	1, 2, 3	20.5	1.9	fig. 18			
7	30	80	30	1	1.75	10	0	00	1, 2, 3	9.2	1.7	fig. 19, 20, 21			
PS 21	35	80	30	1	1.5	12	0	00	3	12.1	1.5	fig. 18, 19, 22, 26, 27			
PS 22	35	80	30	1	1.5	12	10	00	3	12.4	1.5	fig. 22, 26, 27			
PS 23	35	80	30	1	1.5	12	20	00	3	11.6	1.4	fig. 22, 26, 27			
PS 24	35	80	30	1	1.5	12	30	00	3	11.4	1.5	fig. 22, 26, 27			
PS 25	35	80	30	1	1.5	12	35	00	3	12.2	1.5	fig. 22, 26, 27			
PS 26	35	80	30	1	1.5	12	45	00	3	9.8	1.4	fig. 22, 26, 27			
PF 25	35	80	30	1	1.75	15	30	00	3	15.0	1.8	fig. 23, 24, 25			
9	30	80	30	30	1.5	10	0	100	1, 2, 3	9.7	1.4	fig. 31, 33, 34, 35, 36, 39, 42, 44			
10	30	80	30	30	1.5	10	0	75	1, 2, 3	9.5	1.4	fig. 31, 33, 34, 35, 39, 43			
11	30	80	30	30	1.5	10	0	50	1, 2, 3	9.2	1.4	fig. 31, 32, 33, 34, 35, 39			
12	30	80	30	30	1.5	10	0	25	1, 2, 3	9.6	1.4	fig. 33, 34, 35, 39			
13	30	80	30	30	1.5	10	0	10	1, 2, 3	9.5	1.4	fig. 31, 33, 34, 35, 39			
105	30	80	30	30	2.0	15	5	200	1, 2, 3, 4, 5	14.3	1.9	fig. 40			
106	30	80	30	30	2.0	15	10	200	1, 2, 3, 4, 5	14.0	1.8	fig. 40, 45			
107	30	80	30	30	2.0	15	15	200	1, 2, 3, 4, 5	13.6	1.8	fig. 40			
108	30	80	30	30	2.0	15	30	200	1, 2, 3, 4, 5	14.9	2.0	fig. 40			
110	30	80	30	30	1.5	10	5	25	1, 2, 3, 4, 5	9.7	1.5	fig. 41			
111	30	80	30	30	1.5	10	10	25	1, 2, 3, 4, 5	1.6	1.4	fig. 41			

ほぼ中央に位置している。図では、測点3で示している。波高計アレイには、図-10に示したように、No. 1, 2, 3, 4の4台の波高計が設置されており、中央のNo. 4と頂点のNo. 1を結んだ直線が、造波板列と直角になるようにアレイの向きを設定した。このとき、頂点No. 1が最も造波機に近くなる。No. 4の波高計の軸には電磁流速計を設置して、波高計アレイと共に、流速計と波高計のペアでも方向スペクトルが測定できるようにした。

測点3から両側に、4 m離れた地点にそれぞれ測点2, 4を設けた。さらに、4 m離れた地点を測点1, 5とした。測点1, 2, 4, 5では、波高計アレイを設置せずに、流速計と波高計のペアのみを設置した。測点1と5は、2.で考察された波高安定領域のほぼ端部に相当する。

(3) 測定の基本的な条件

波高計アレイの波高計間最小距離 D について、合田²⁹⁾は、測定対象の最小波長の1/2以下にするのがよいと指摘している。また、波高計アレイの外長(正三角形の1辺の長さ)が大きいほど、方向分解能が高くなると言われている。本実験では、周期1.0秒となると実験波の波長が約156cmとなるので、 D は70cm~80cm程度が適当であるが、計測器架台の制限があるので D は50cmとして一定とした。実験時の水深は、コンクリート製の消波工が消波機能をもてるように、80cmとした。流速計センサー部の設置深さは40cmと一定にした。

実験では、平面座標の原点を波高計アレイの中心点とし、測点3から造波機側へ向かう、造波板列に直角な軸を x 軸と考えた。 y 軸は x 軸と直行し、その正方向は、図-11の右手側を向く。そして、波向としては、 x 軸の正方向から、負方向へ向かう方向を 0° に設定した。すなわち、全造波板を同一の信号で制御したときに造波される一方向波の波向を 0° と定義した。そして、この方向から反時計まわりに測った角度を正とした。

波向の定義を、シミュレーション時と 90° ずらしたのは、方向スペクトルの解析結果が、 0° を中心にして表示されることが多いためである。

実験波の造波時間は、すべてのケースにおいて5分間とし、造波開始後30秒から4分間、波高および流速を計測した。

3.2 実験ケース

実験では、全造波板を同位相で動かして造波する直方向不規則波、斜めに進む単一方向不規則波および多方向不規則波を造波した。実験ケースをまとめると表-2のようになる。

表-2において、左端のNo. は、ケース番号を示し、突

験は、1ケースについて2回計測し、波高、周期はその平均値をとった。 H_a , T_a , $S_{\max a}$ は、それぞれ、目標波の有義波高、有義波周期、方向集中度パラメターである。 θ_a は、波向範囲の最小値 θ_{\min} 、最大値 θ_{\max} 中央値であり、一方向波の場合は波向となる。 θ_{\min} , θ_{\max} は、次式によって与えた。

$$\left. \begin{aligned} \theta_{\min} &= \theta_a - 45^\circ \\ \theta_{\max} &= \theta_a + 45^\circ \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

なお、Longuet-Higgins²⁷⁾の波向の定義によると、波数空間において、座標原点と方向スペクトルの重心を結ぶ方向が、平均波向である。シミュレーションで設定した波の方向関数は、 θ_a について対称となるから、 θ_a はすなわち目標とする平均波向となる。また、一方向波浪系では、平均波向と主波向が等しくなるので²⁸⁾、 θ_a は目標とする主波向でもある。本報告では、 θ_a を以下設定主波向と呼ぶ。ここで、波向範囲を $\pm 45^\circ$ としたのは、図-9で示したように、成分波の波向が 45° 以上傾くと、所定の波高が造波できなくなるためである。

また、波向範囲を $-90^\circ \sim +90^\circ$ とした実験^{11), 13)}においては、実験で用いた多方向不規則波の方向集中度が目標値よりも低くなる傾向が見られた。そこで、本実験においては、波向範囲を狭くして主波向近傍のエネルギーを大きくする手法を用いた。

波向範囲を $\theta_a - 45^\circ \sim \theta_a + 45^\circ$ としたので、本実験にお

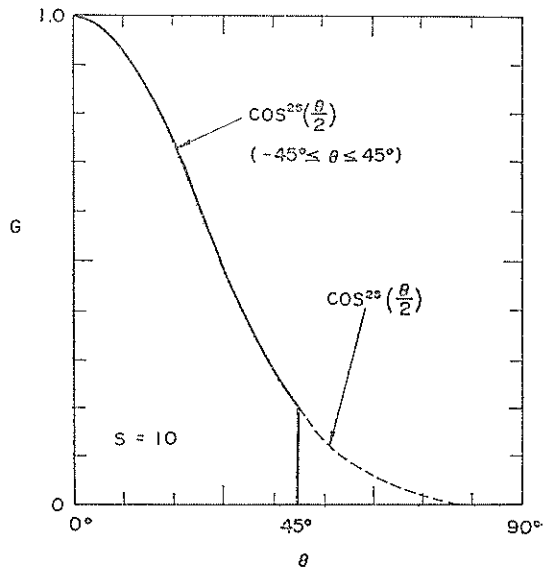


図-12 造波に用いた方向関数

いて造波時に用いる方向関数の分布形は、図-12に示すように、 $\theta_a - 45^\circ \sim \theta_a + 45^\circ$ 以外の範囲では $G(\theta)$ の値が 0 となる形になる。図-12の $G(\theta)$ の分布形は、 $G(\theta)$ のピーク値を 1 として示されている。

したがって、波向範囲を $-90^\circ \sim +90^\circ$ とした場合に比べると、式(10)から判かるように、 G_0 の値が大きくなる。すなわち、波向範囲を $-45^\circ \sim +45^\circ$ にすることは、波向範囲が $-90^\circ \sim +90^\circ$ の場合に比して、 S_{\max} を若干増加させたことと同様の効果を生むことになる。

表-2の測点の覧は計測点を示す。今回の実験では、計測器の台数に制限があり、全測点で同時に波を測定することはできなかった。そこで、同一の波に対して、計測点を 3 回移動させた。すなわち、測点 1 と 2 は同時に計測し、次に測点 3、3 回目に、測点 4、5 において計測した。

方向集中度パラメータ $S_{\max} = \infty$ のケースは一方向波であることを示す。したがって、 $\theta_a = 0^\circ$ 、 $S_{\max} = \infty$ のケースは造波機を制御するとき、B 系統を用い、それ以外のケースでは、A 系統を用いた。

造波信号のシミュレーション条件の中で、周波数分割数 N 、方向分割数 M は、その値が大きいほど、目標スペクトルの分割数が増加するので望ましいとされているが、計算時間が非常に長くなる。そこで、今回の実験では、 $N = 30$ 、 $M = 30$ とした。単一方向波の場合には、 $M = 1$ である。

4. 解析方法とその精度

4.1 波高・周期・反射率の解析方法

実験では、計測したデータはすべてデータレコーダーに収録し、A/D 変換を行って、大型計算機で統計処理した。A/D 変換時のサンプリングタイムは 0.2 秒とし、波高、周期の計算では、2,048 個のデジタルデータを用いた。

波高および周期に関しては、ゼロアップクロス法を用いて有義波高、有義波周期を求めた²⁹⁾。測点 3 の波高、周期は、array の中心の No. 4 の波高計で計測した値で代表させた。周波数スペクトルは、FFT 法を用いて求めた³⁰⁾。

水槽内の消波工の反射率は、B 系統で造波した一方向波を用いて解析した。反射率は、波の進行方向に並んだ 2 本の波高計の波形記録から、入射波と反射波を分離して、入射波のもつエネルギーに対する反射波のエネルギーの比の平方根として求めた³¹⁾。

本実験では、B 系統を用いて造波された波の進行方向に対して平行に並んでいる、測点 3 における No. 1 と 4 の 2 本の波高記録から反射率を計算した。

4.2 方向スペクトルの解析方法

方向スペクトルの解析方法については、これまで多くの研究者が、各種の手法を提案している。DFT 法（直接フーリエ変換法）³²⁾、パラメータ法³³⁾、MLM³⁴⁾ 等の手法が標準的な手法として広く用いられている。なかでも MLM は、分解能が高く、優れていることが確認されている³⁴⁾。磯部ら³⁵⁾ は、波高計アレイ以外にも MLM 法が使えるように拡張し、水面勾配や水粒子速度などの記録が混じっている場合でも、高い精度で方向スペクトルが推定できるようにした。この手法は EMLM (Extended Maximum Likelihood Method) と呼ばれている。最近では、EMLM によって方向スペクトルが推定されることが多い³⁶⁾。

また、これらの手法をまとめ、その推定式を比較的わかりやすく示した解説書³⁷⁾が刊行されている。

EMLM より方向分解能が優れた方向スペクトル推定理論として、橋本³⁸⁾、³⁹⁾ は、MEP (Maximum Entropy Principle) モデルを提案している。さらに橋本は⁴⁰⁾、クロススペクトルの推定精度が方向スペクトルに与える影響を検討し、多変量自己回帰モデルによりクロススペクトルを推定すると、方向スペクトルの推定精度が、高速フーリエ変換による場合に比して、上昇することを示している。橋本によれば、EMLM で解析された方向関数のピーク値は、真値に比べて 10~15% 程度小さくなるのに対して MEP で解析された値は、方向集中度パラメータが 5 以上になると、ほぼ真値と等しくなることを示している。しかし、MEP は、同一測点で得られた 3 成分データ（たとえば、水位および水平 2 方向流速）に対してのみ有効である。そこで、橋本は、多点で得られた測定データから方向スペクトルを推定する手法として、新たにベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定法を提案している⁴²⁾、⁴³⁾。

ベイズ型モデルは、統計モデルによるデータ解析法の一方法として導入され、実際的な応用が進められている方法である⁴⁴⁾。

本実験では、波高計アレイを用いていることから、適用例が多い EMLM、および EMLM より推定精度が高いと言われているベイズ型モデルを用いて方向スペクトルを解析した。

(1) EMLM 法による方向スペクトルの解析

以下に、文献³⁵⁾、³⁷⁾に従って EMLM 法の概要を示す。今、位置 x_m' 、 x_n' における水面変動水圧、水面勾配、水粒子速度などの測定量の間のクロススペクトルを $\phi_{m'n'}(\sigma)$ と定義する。

クロススペクトルと、方向スペクトルの間には次の関

表-3 波に伴う諸量の水面変動に対する伝達関数³⁷⁾

対 象	記号	$H(k, \sigma)$	$\hat{H}(k, \sigma)$	λ_c	λ_s
水面変動	ζ	1	1	0	0
水圧変動	p	$\rho g \frac{\cosh kz}{\cosh kh}$	$\rho g \frac{\cosh kz}{\cosh kh}$	0	0
水面変動速度	ζ_t	$-i\sigma$	$-i\sigma$	0	0
水面変動加速度	ζ_{tt}	$-\sigma^2$	$-\sigma^2$	0	0
水面勾配(x 方向)	ζ_x	$ik \cos \alpha$	ik	1	0
" (y 方向)	ζ_y	$ik \sin \alpha$	ik	0	1
水面曲率(x 方向)	ζ_{xx}	$-k^2 \cos^2 \alpha$	$-k^2$	2	0
" (y 方向)	ζ_{yy}	$-k^2 \sin^2 \alpha$	$-k^2$	0	2
水面ねじれ率	ζ_{xy}	$-k^2 \cos \alpha \sin \alpha$	$-k^2$	1	1
水粒子速度(x 方向)	u	$\sigma \cos \alpha \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	$\sigma \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	1	0
" (y 方向)	v	$\sigma \sin \alpha \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	$\sigma \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	0	1
" (z 方向)	w	$-i\sigma \frac{\sinh kz}{\sinh kh}$	$-i\sigma \frac{\sinh kz}{\sinh kh}$	0	0
水粒子加速度(x 方向)	u_t	$-i\sigma^2 \cos \alpha \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	$-i\sigma^2 \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	1	0
" (y 方向)	v_t	$-i\sigma^2 \sin \alpha \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	$-i\sigma^2 \frac{\cosh kz}{\sinh kh}$	0	1
" (z 方向)	w_t	$-\sigma^2 \frac{\sinh kz}{\sinh kh}$	$-\sigma^2 \frac{\sinh kz}{\sinh kh}$	0	0

$k = (k \cos \alpha, k \sin \alpha)$, k : 波数, α : 波向角, σ : 角周波数, h : 水深, z : 底面からの高さ, ρ : 流体の密度, g : 重力加速度

H の絶対値および偏角は, 水面変動に対する諸量の振幅倍率および位相遅れを表し, 添字 x, y, t は, おのこのについての微分を表す。

係式が成立する。

$$\Phi_{m'n'}(\sigma) = \int_k H_{m'}(k, \sigma) H_{n'}^*(k, \sigma) e^{-ikx_{m'n'}} \times S(k, \sigma) dk \quad (31)$$

ここに $x_{m'n'}$ は測点間のベクトル距離で $x_{m'n'} = x_{m'} - x_{n'}$ で表される。

また, k は波数ベクトル, $S(k, \sigma)$ は波数・周波数スペクトル, i は虚数単位, $*$ は共役複素数を示す。 $H(k, \sigma)$ は, 水面変動を入力信号とし, ある任意の出力信号を得るときの複素伝達関数である。波動に関する諸量の場合には, 通常

$$H(k, \sigma) = (\cos \alpha)^{\lambda_c} (\sin \alpha)^{\lambda_s} \hat{H}(k, \sigma) \quad (32)$$

で表すことができる。ここに α は波向角であり, $\lambda_c, \lambda_s, \hat{H}(k, \sigma)$ の値は, 表-3 のようになる。

方向スペクトル $S(f, \theta)$ は, 波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ を, 周波数 f , 波向 θ の関数として書き直したものである。

波数・周波数スペクトル $S(k, \sigma)$ の推定値 $\hat{S}(k, \sigma)$ は, 真の値 $S(k, \sigma)$ にあるウィンドーをかけたものとして表現され, 次式で示される。

$$\hat{S}(k, \sigma) = \int_{k'} S(k', \sigma) w(k, k') dk' \quad (33)$$

ここに, $w(k, k')$ はウィンドーである。もし, $w(k, k')$ がデルタ関数⁴¹⁾になっておれば, 波数・周波数スペクトルの推定値は, 波数・周波数スペクトルの真値と等しくなる。そこでMLM法では, $k=k'$ におけるウィンドーの値を一定に保って, 波数・周波数スペクトルの推定値 $\hat{S}(k, \sigma)$ が最小となるようにしている。

結局, 波数・周波数スペクトルの推定値は, 次式のように表される。

$$\hat{S}(k, \sigma) = \frac{C_0}{\sum_{m'=1}^N \sum_{n'=1}^N \Phi_{m'n'}^{-1}(\sigma) H_{m'}^*(k, \sigma) H_{n'}(k, \sigma) e^{-ikx_{m'n'}}} \quad (34)$$

ここに、 $\Phi_{m'n'}^{-1}(\sigma)$ は、 Φ の逆行列の (m', n') 成分である。 C_0 は次式を満足するための比例定数である。

$$S(\sigma) = \int_k \hat{S}(k, \sigma) dk \quad (35)$$

$S(\sigma)$ は水面変動の角周波数スペクトルである。

(2) ベイズモデル^{42), 43)}

式(31)の2次元的なクロススペクトルと、波数・周波数スペクトルの関係式を1次元的な表示式に再構成すると次式のようになる。

$$\Phi_i(f) = \int_0^{2\pi} H_i(f, \theta) G(\theta|f) d\theta \quad (36)$$

$(i=1, \dots, N')$

ここに、 i は、式(31)における観測点の番号、 m', n' の積で、 $i=n' \times m'$ で表される。 N' は、方程式の数をあらわし、 $\Phi_{m'n'} = \Phi_{n'm'}$ であるので、観測点の数を M' とすれば、 N' は次式で与えられる。

$$N' = M'(M'+1)/2 \quad (37)$$

また、式(36)において、

$$\Phi_i(f) = \Phi_{m'n'}(f)/S(f) \quad (38)$$

$$G(\theta|f) = S(f, \theta)/S(f) \quad (39)$$

$$H_i(f, \theta) = H_{m'}(f, \theta) H_{n'}^*(f, \theta) \times [\cos \{k(x_{m'n'} \cos \theta + y_{m'n'} \sin \theta)\} - i \sin \{k(x_{m'n'} \cos \theta + y_{m'n'} \sin \theta)\}] \quad (40)$$

なお、 $H(f, \theta)$ は、周波数 f と波向 θ の関数として表した伝達関数である。

$$\left. \begin{aligned} x_{m'n'} &= x_{n'} - x_{m'} \\ y_{m'n'} &= y_{n'} - y_{m'} \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

である。

方向関数 $G(\theta|f)$ を $[0, 2\pi]$ の範囲で、分割数 K で分割するものとする、 $G(\theta|f)$ の値は正であるから、次式で示すような x_k が求められる。

$$x_k(f) = l_n \{G(\theta_k|f)\} \quad (42)$$

$; (k=1, \dots, K)$

x_k を用いると、 $G(\theta|f)$ は次式のように近似できる。

$$G(\theta|f) \doteq \sum_{k=1}^K \exp\{x_k(f)\} I_k(\theta|f) \quad (43)$$

ここに、

$$I_k(\theta|f) = \begin{cases} 1; & (k-1)\Delta\theta \leq \theta < k\Delta\theta \\ 0; & \text{otherwise} \end{cases} \quad (44)$$

$(k=1, \dots, K)$

である。

式(43)を式(36)に代入すると、次式が成立する。

$$\Phi_i(f) \doteq \sum_{k=1}^K \exp\{x_k(f)\} \int_0^{2\pi} H_i(f, \theta) I_k(\theta|f) d\theta$$

$$(i=1, \dots, N') \quad (45)$$

右辺の積分は K が十分大きいときは、次式のように近似できる。

$$\int_0^{2\pi} H_i(f, \theta) I_k(\theta|f) d\theta \doteq H_i(f, \theta_k) \Delta\theta \doteq \alpha_{ik}(f) \quad (46)$$

いま、 $\Phi_i(f)$ および $\alpha_{ik}(f)$ は複素数であり取り扱いが不便である。そこで、次のように実数部と虚数部に分離し、すべてを実数に関する式として取り扱う。次式では、たとえば $\Phi_i(f)$ の虚数部は、 $\Phi_{N'+i}$ として実数値で表されることを示している。

$$\left. \begin{aligned} \Phi_i &= \text{Real}\{\Phi_i(f)\} \\ \Phi_{N'+i} &= \text{Imag}\{\Phi_i(f)\} \\ \alpha_i &= \text{Real}\{\alpha_{i,k}(f)\} \\ \alpha_{N'+i,k} &= \text{Imag}\{\alpha_{i,k}(f)\} \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

なお、式(47)において、左辺は周波数 f の関数であるが省略して記述している。

式(45)、(46)で近似されたクロススペクトルは、真のクロススペクトルとの誤差を含んでいるので、この誤差を ε_i とおくと、(45)式は次式のように表すことができる。 i の範囲は、虚数部を $N'+i$ 番目の式として考えたので、 $i=1 \sim 2N'$ である。

$$\Phi_i = \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) + \varepsilon_i \quad (48)$$

$(i=1, \dots, 2N')$

ここで、誤差 ε_i ($i=1, \dots, 2N'$) が、平均0、分散 μ^2 の正規分布に従うものと仮定する。このとき、クロススペクトル Φ_i が観測量として与えられると、 Φ_i が生じたときの x_k ($k=1, \dots, K$) および μ^2 の起きる確率、すなわち x_k 、 μ^2 に関する尤度が次式で求められる。

$$L(x_1, \dots, x_K; \mu^2) = (2\pi\mu^2)^{-N'} \times \exp\left[-\frac{1}{2\mu^2} \sum_{i=1}^{2N'} \left\{ \Phi_i - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) \right\}^2\right] \quad (49)$$

式(49)までの展開では、方向関数 $G(\theta|f)$ は、区分的に一定値の関数として近似されている。多方向波が各区間の成分波の線型重ね合わせとして表され、各成分波は互いに独立であると思なすことができるけれども、隣り合う区間の成分波のエネルギーが極端に異なるとは考えにくい。したがって、 $G(\theta|f)$ は、滑らかな連続関数として表されるものと考えることができる。 $G(\theta|f)$ が滑らかな連続関数とであると仮定するならば、隣り合う3つの区間における x_k の値は直線的に変化するものと考えることができる。すなわち、 x_k の2次の階差 ($x_k - 2x_{k-1}$

x_{k-2}) は0に近くなる。

表現の仕方を変えると、次式の値が小さくなるほど、方向関数の推定値 $\hat{G}(\theta|f)$ は滑らかになる、と言える。

$$\sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2 \quad (50)$$

ただし、 $x_0 = x_K$, $x_{-1} = x_{K-1}$

統計学の成果にしたがうと、尤度を最大とする関数形、あるいは分布形が、最も生起する確率が高いもの、すなわち“最も起こりそうなもの”と考えることができる。したがって、式49で表される尤度を最も大きくする x_1, \dots, x_K および μ^2 が真の値に最も近い $\hat{G}(f|0)$ を与えることになる。ただし、 $\hat{G}(\theta|f)$ は滑らかな連続関数である、という仮定があるので、式50の値はできるだけ小さいものでなければならない。

したがって、 $\hat{G}(f|0)$ としては、式50の値をあまり大きくしない範囲で、式49の尤度をできるだけ大きくするものでなければならない。これを定式化すると、適当なパラメータ s^2 (超パラメータ) を用いて表される次式を最大化する (x_1, \dots, x_K) を求めることになる。

$$\ln L(x_1, \dots, x_K; \mu^2) - \frac{s^2}{2\mu^2} \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2 \rightarrow \max \quad (51)$$

式51の exp をとると次式を得る。

$$L(x_1, \dots, x_K; \mu^2) \times \exp\left\{-\frac{s^2}{2\mu^2} \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2\right\} \quad (52)$$

式52を最大にすれば、式51も最大となる。

式52に式49を代入すると、

$$(2\pi\mu^2)^{-N'} \times \exp\left(-\frac{1}{2\mu^2} \left[\sum_{i=1}^{2N'} \left\{ \phi_i - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) \right\}^2 + s^2 \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2 \right]\right) \quad (53)$$

となる。したがって、式53を最大にする $x = (x_1, \dots, x_K)$ は、式53の [] 内の値を最小にする。式53の [] 内には、 μ^2 が含まれていないので、式53を最大とする x は、 s^2 が与えられたときには、 s^2 に無関係に、次式を最小とするものとして求めることができる。

$$\sum_{i=1}^{2N'} \left\{ \phi_i - \sum_{k=1}^K \alpha_{i,k} \exp(x_k) \right\}^2 + s^2 \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2 \quad (54)$$

パラメータ s^2 の最適値は、ベイズモデルの原理によれ

ば、ABIC (赤池のベイズ型情報量規準) を最小とするものとして求められる。ABIC は、真の分布形と推定された分布形との“へだたり”を示すような値である。ABIC は次式で定義される。

$$ABIC = -2 \ln \int_{-\infty}^{\infty} L(x; \mu^2) p(x|s^2, \mu^2) dx \quad (55)$$

ここに、

$$p(x|s^2, \mu^2) = \left(\frac{s}{\sqrt{2\pi}\mu}\right)^K \times \exp\left\{-\frac{\mu^2}{2\mu^2} \sum_{k=1}^K (x_k - 2x_{k-1} + x_{k-2})^2\right\} \quad (56)$$

式55の ABIC 値は μ^2 によって異なる。 μ^2 の最適な推定値 $\hat{\mu}^2$ は、 s^2 が与えられたときの ABIC の値を最小とするものとして求められる。すなわち次式を満足するものとして計算される。

$$\frac{\partial (ABIC)}{\partial \mu^2} = 0 \quad (57)$$

具体的な計算式は、橋本^{42), 43)} が詳しく示しているの

でここでは、計算のフローだけをまとめてみる。

- i) 観測値のクロススペクトル ϕ_i を求める。
- ii) 適当なパラメータ s^2 を与えて、式54を最小とする x の推定値 \hat{x} を計算する。
- iii) 方程式57を解いて、 $\hat{\mu}^2$ を計算する。
- iv) s^2 , \hat{x} , $\hat{\mu}^2$ の値を用いて式55の ABIC を計算する。
- v) s^2 の値を変えて、ii)~iv) の計算を繰り返す。
- vi) v) の計算結果のうち、最小の ABIC を与える s^2 を最適値として、そのときの \hat{x} , $\hat{\mu}^2$ を最適な推定値とする。
- vii) 最適な推定値 \hat{x} から $\hat{G}(\theta|f)$ を計算する。

4.3 解析方法の精度

(1) EMLM の場合

本実験の解析方法の1つである EMLM 法の推定精度に関しては、前節で述べたようにすでに多くの研究者によって議論されている。EMLM 法に限らず、他の方向スペクトル推定法の精度を検討する場合には、以下のような手法がとられている。

- i) 検討対象とする方向スペクトルを仮定し、数値シミュレーション⁴⁵⁾によって多方向不規則波形を求める。得られた水面波形あるいは水面勾配、水粒子速度等から方向スペクトルの推定値を計算する。方向スペクトルの推定値と最初に与えた真の方向スペクトルを比較して、推定法の精度を検討する。
- ii) クロススペクトルと方向スペクトルの関係式58を用いて、仮定した方向スペクトルから直接クロススペクトル

ルを計算する。計算されたクロススペクトルから式(10)を用いて方向スペクトルの推定値を計算する。方向スペクトルの推定値と最初に仮定した真値を比較して推定法の精度を検討する。

i) の模擬波形をシミュレーションして、方向スペクトルの推定精度を検討する手法においては、現地での波高観測に付随するノイズを模式的に与えることができるので、i) の手法はii) の手法に比べるとより実証的な手法であると考えられる。

しかし、橋本が指摘しているように⁴⁰⁾、波形データから方向スペクトルを推定する過程の中で、クロススペクトルの推定値自体も、クロススペクトルの計算法によって異なり、真値の対して誤差を含んだものになっている。したがって、各種の方向スペクトルの推定法は、クロススペクトルから方向スペクトルの推定値を求める部分の手法が異なっているわけであるから、各種の方向スペクトルの推定法の精度を定量的に正確に判定するためには、ii) の手法がより厳密であると考えられる。

ここでは、本実験で用いた波高計 array で得られた波形記録からMLM 法によって方向スペクトルを推定する場合および2成分流速計と波高計の組み合わせによって得られた2成分の水粒子速度と波形データから EMLM 法によって方向スペクトルを推定する場合の精度について、i), ii) の手法の特性を踏まえて議論することにする。

(i) 波高計アレイの場合

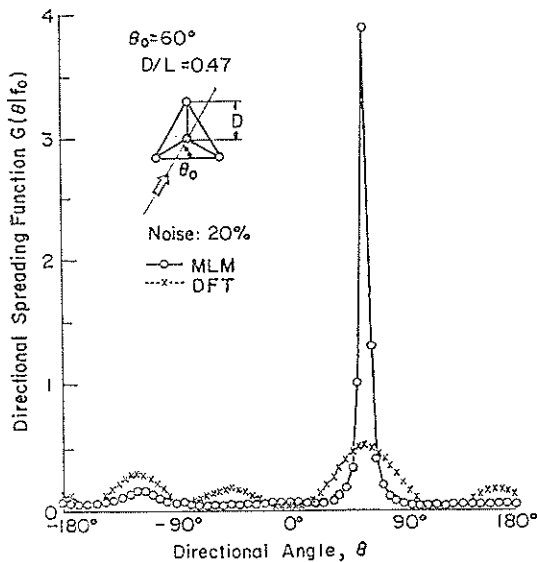


図-13 単一方向波に対する星型配置の分解能の解析例⁴⁰⁾

本実験の測点3で用いた波高計アレイによる推定方法については、合田がすでに、その分解能について詳しく検討している⁴⁰⁾。

合田によると、一方向不規則波に対しては、星型波高計アレイの分解能は極めてすぐれており、その方向分解能は入射角にほとんど影響されない。図-13は、合田が示した単一方向波に対する星型配置の分解能の解析例である。図-13は、方向スペクトルの計算結果を方向関数の形で表示したものであるが、線スペクトルの特性が明瞭に表れている。図中のノイズの大きさは、シミュレーション波形に付加されるノイズの大きさを示しており、正規確率分布をする乱数をノイズとして与えた場合に、その振幅のrms値がシミュレーション波形の振幅のrms値の何%にあたるかを示している。

次に方向スペクトルを有する2次元不規則波に対しては、星型配置に対する数値シミュレーションは行われていないけれども、直線型配置の波高計群を用いた場合でも方向関数の分布形状は入力値を良好に再現できること

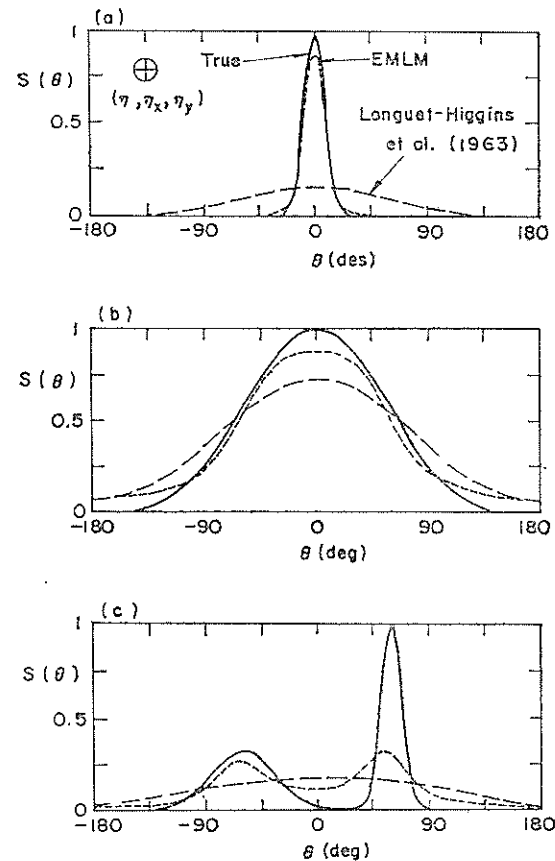


図-14 方向スペクトルの推定精度³⁵⁾ (3成分アレイ)

が明らかとなっている。しかし、このとき方向関数のピークの出現する角度は、周波数によっては5%程度の方向のずれを示すことがあるようである。

(d) 波高計・流速計アレイの場合

波高計と2成分水粒子速度との組み合わせによる方向スペクトルの推定精度については、MLMを拡張し、EMLMを提案する際に、磯部・近藤ら³⁵⁾がその精度を検討している。

図-14は、磯部・近藤が示した波高計と流速計から成る3成分アレイを用いて推定される方向スペクトルを方向関数の形で表し、真値と比較した図である。図では、Longuet-Higginsによる推定方法(LHM)³⁷⁾による結果も並記されている。図-14に示されるように、EMLMによる推定値の分解能は良好で、(c)のような2山型の方向関数を有するような多方向波の解析にも有効であることがわかる。しかし、方向関数のピークの値は真値と比較すると10~15%程度小さくなるようである。このことは橋本によっても指摘されており³⁸⁾、EMLMは、エネルギーのピーク付近では推定精度が若干低くなる。

この推定精度の検討は、前述の手法ii)に従って行われている。すなわち、クロススペクトルは、推定値ではなくて、方向スペクトルの形から式(34)によって直接計算

された値が使われている。

一方、波形データからFFT法によって求められるクロススペクトルの推定値にも、誤差が含まれており⁴⁰⁾、さらに、その値は磯部・古川によれば統計的に変動する⁴⁸⁾。

したがって、実験データからEMLM法によって推定された方向スペクトルの推定値を方向関数の形で表示した場合、そのピークの値は平均すると、真値に比べて若干小さくなると考えられる。しかし、推定値が平均値でない場合には統計的な変動性により、ピーク値が、真値に比較してわずかに大きくなる場合も考えられる。

EMLMを用いた方向スペクトルの解析においては、全ケースにおいて0.2秒間隔でサンプリングされた1024個のデータを用いた。そして、周波数分割数は50、方向分割数は72とし、 -180° から $+180^\circ$ までの全範囲について、方向スペクトルを計算した。

(2) ベイズ型モデルの場合⁴²⁾

橋本は、ベイズ型モデルを用いた方向スペクトル推定法の推定精度や適用性、有効性などを検討するために数値シミュレーションを実施している。そこでは、任意の周波数 f に着目して、方向角 θ に関するエネルギーの分布について議論がなされている。数値シミュレーション

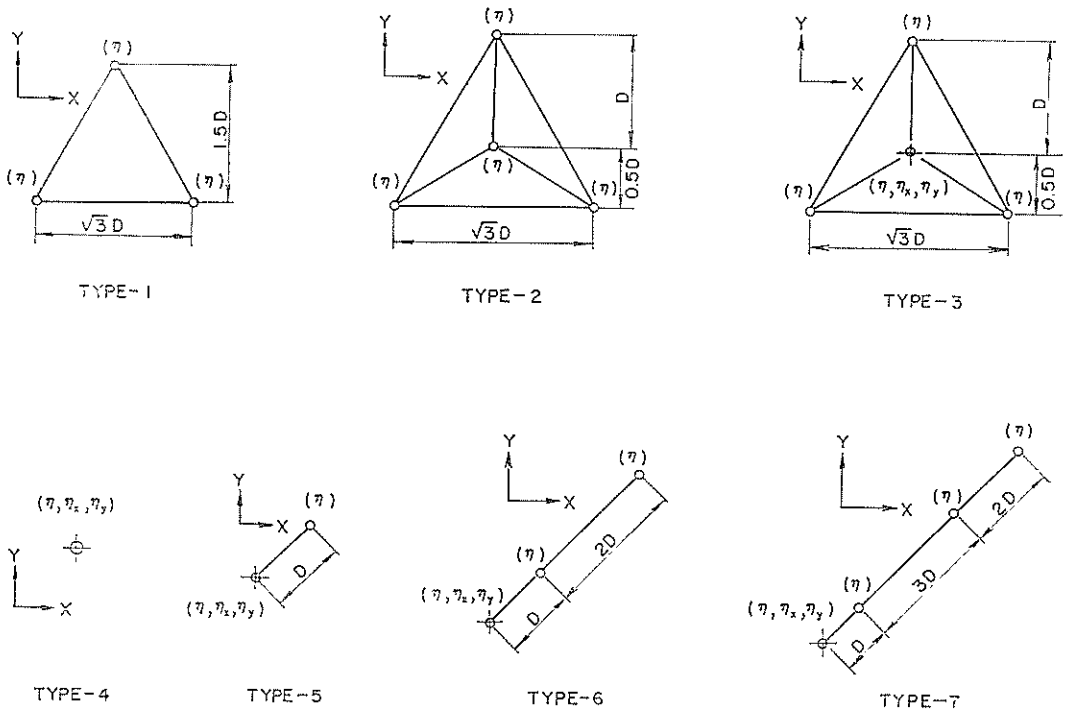


図-15 数値シミュレーションにおける測定器の配置例⁴²⁾

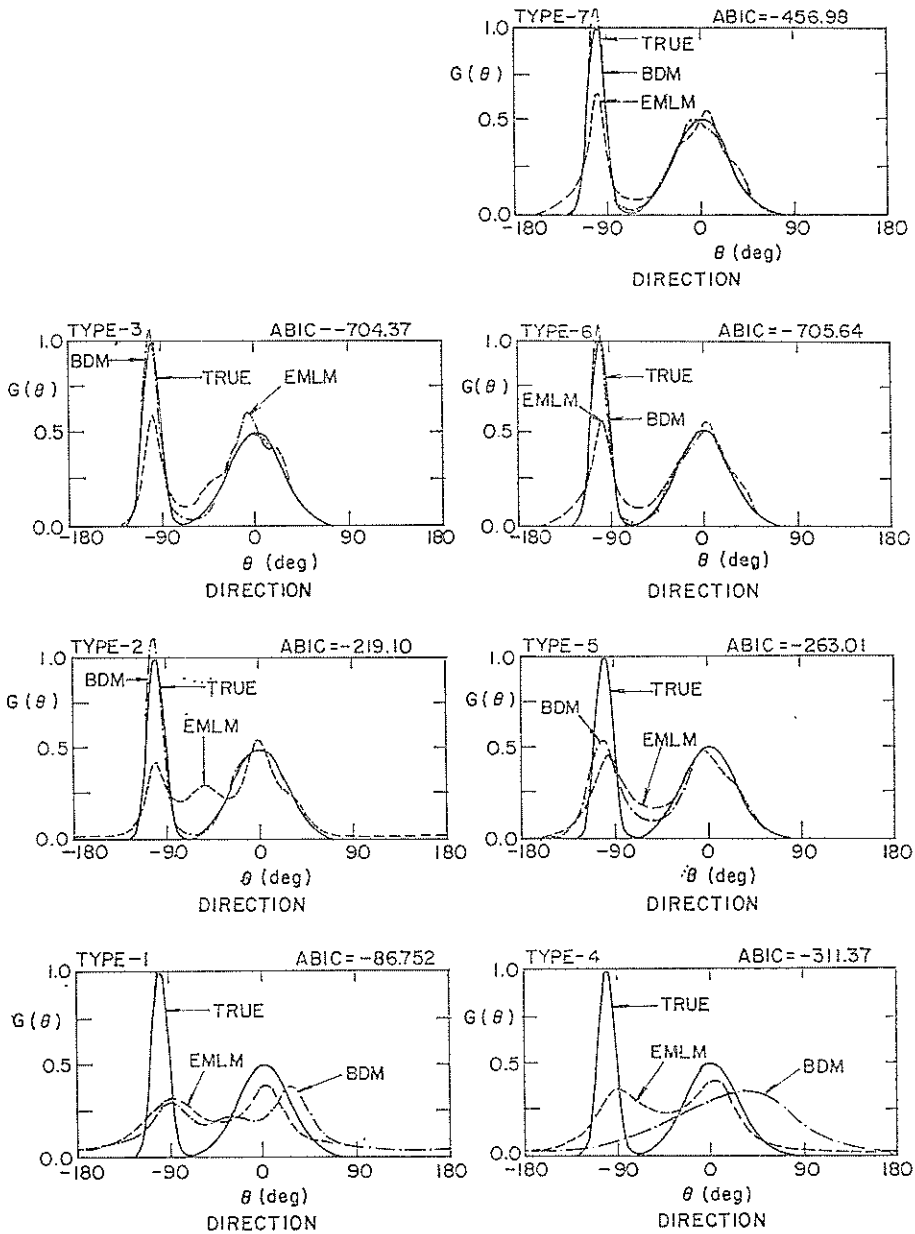


図-16 種々の測定器配置に対するベイズモデルの解析精度⁴²⁾

法は前項に述べたように直接にクロススペクトルを計算する手法を用いている。

以下に橋本が示した数値シミュレーション結果の一部を示す。

図-16は、図-15に示す6種類のアレイ配置を対象として、同一の波浪条件のもとに数値シミュレーションを実

施した結果を示している。波浪条件としては、主波向 $\theta_p=0^\circ$ の方向から、 $S_{max}=10$ の方向集中度を持つ風波が来襲しており、さらに $\theta_p=-100^\circ$ の方向から $S_{max}=100$ の方向集中度を持つうねりが来襲している状態を想定している。方向関数のピークの値の比は、風波を0.5とした場合、うねりを1とした。図-16において、TRUE

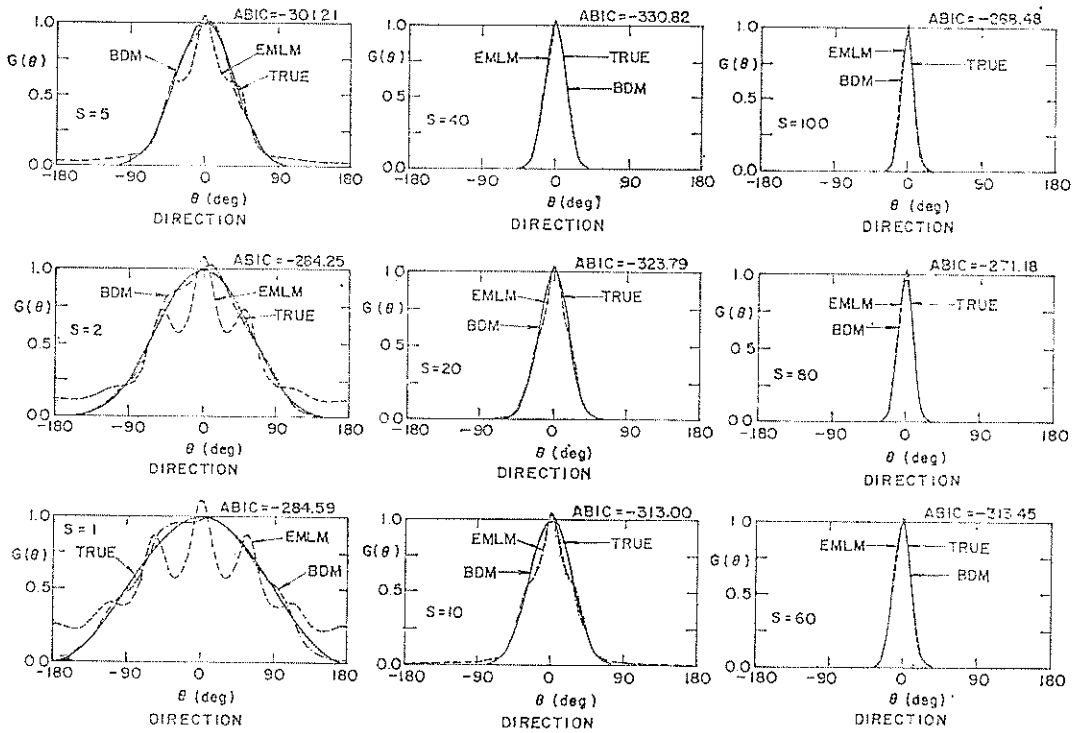


図-17 一方向波浪系に対するベイズモデルの解析結果⁽²⁾

は数値シミュレーションで与えた真の方向関数を、BDM はベイズモデルを用いて推定し方向関数を、EMLM は、EMLM によって推定された方向関数を示している。なお、図-16の縦軸は真の方向関数のピーク値で正規化して描かれており、方向分割数 K は180である。

橋本に従えば、TYPE1~TYPE6を比較すると、図-16に見られるように水位、流速、水面勾配などの観測波動量の増大とともにBDMおよびEMLMの推定精度は向上していると言える。このうち、特にTYPE-2, TYPE-3, TYPE-6では、BDMはほとんど設定値であるTRUEに一致する推定結果となっており、EMLMに比べて推定精度がよいことがわかる。一方、三つの観測波動量から構成されるTYPE-1, TYPE-4ではBDMはEMLMに比べて推定精度が劣っている。このことから、ベイズモデルは、4つ以上の観測波動量から方向スペクトルを推定する手法として、より優れていると言える。

図-17は、本実験でも用いたTYPE-2の星型アレイを用いて、 $D/L=0.2$ の場合の一方向波浪系に対する数値シミュレーション結果を示した図である。方向集中度パラメータ S が1あるいは2のように幅広いエネルギー分

布を持つ波を対象とする場合には、EMLMで推定される方向分布関数は、アレイの配置と対象とする波の波長に依存して図に見られるような振動が発生する。しかしながら、BDMはほぼ妥当な推定値を推定し得るようである。 S が20以上になると、EMLMとBDMの推定値はほぼ等しく、両者とも非常に優れた推定結果を示す。 $S=60$ 以上では、EMLMによる推定値のピーク値がBDMによる推定値のピーク値よりも大きくなっており、 $S=80, 100$ では、BDMのピーク値が真値より若干小さいのに対して、EMLMのピーク値は真値より若干大きくなっている。これは、ベイズモデルが $G(\theta)$ の分布を連続と仮定して構成されたモデルであるため、方向集中度が高くなり、真の分布形が線スペクトルに近くなると、分布形をなだらかなものに推定してしまう傾向をもつためと思われる。

以上のように、ベイズモデルは、波が単一方向波に近い場合を除くと、EMLMに比べてより優れた推定精度をもつものと推測される。

5. 単一方向不規則波の方向分布特性

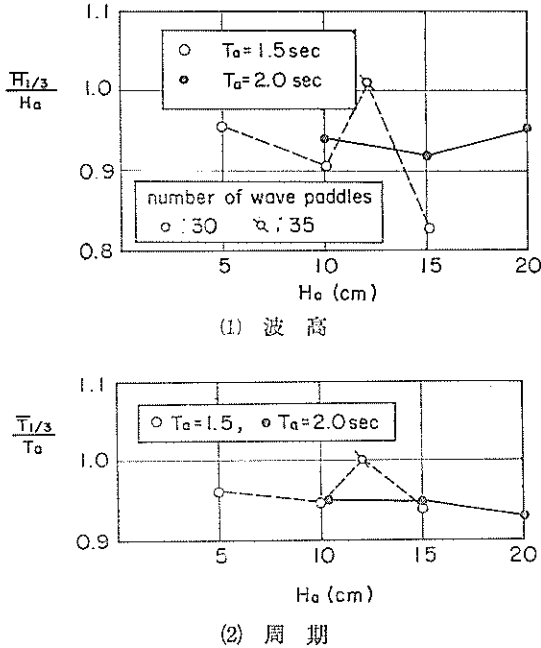


図-18 目標波高による実験波の波高および周期の変化

ここで述べる“直方向不規則波”とは、B系統の造波信号により造波板を同位相で動かすことによって造波した不規則波を指す。波の進行方向は、造波板列に対して直角方向である。また、“斜め不規則波”とは、波向を直角方向にはせず、各造波板の位相をずらして、造波板列に対して斜め方向に波が進行するように造波した不規則波のことである。“斜め不規則波”も目標どおりであれば、単一方向波となるが、後述するように、斜め不規則波の方向分布特性は多方向不規則波と同様になるので、ここでは、B系統で造波した波を“直方向不規則波”、造波板の位相をずらして造波した波を“斜め不規則波”と区別して呼ぶことにする。

5.1 直方向不規則波における波高・周期・反射率の特性

B系統によって単一方向波を造波して、測点1, 2, 3における波高, 周期の測定値を平均して、水槽内の平均有義波高, 平均有義波周期を求めた。図-18(1), (2)は、それぞれ目標とした波高 H_a および周期, T_a に対する平均有義波の波高 $\bar{H}_{1/3}$ および周期 $\bar{T}_{1/3}$ を示したものである。横軸に目標とする有義波高 H_a (cm) を示す。また、図には、有義波周期の目標値を1.5sと2.0sの2段階に変化させた両ケースを示している。図-18(1)に示した $\bar{H}_{1/3}$ の変化を見ると、目標周期 T_a が1.5sと短いと

きには、設定値 H_a に対する比 $\bar{H}_{1/3}/H_a$ は、 H_a が大きくなるにつれて減少する。 T_a が長くなり2.0sになると、 $\bar{H}_{1/3}/H_a$ は、 H_a が大きくなって減少せず、目標値のほぼ95%程度を示している。 T_a が1.5sのときに、 H_a を15cmとすると発生波高が目標波高の85%程度になる。 H_a が5, 10cmの場合でも、目標波高が平均波高より小さくなっている。これは、この場合の実験時には造波板の全長が24mしかなく、水槽の横幅に比して短いため、波のエネルギーの一部が横方向へ逃げてしまうためではないかと推測される。

図-18(1)において、白丸に斜め棒をひいた記号で示したケースは、造波板の全長が28mとなり、水槽の横幅とほぼ等しくなったときの実験ケースである。このときには、測定波高と目標波高はほぼ等しく、目標波高と等しい波高を持つ波が造波できている。このように、造波板の全長が長くなり、水槽壁とのすき間から波のエネルギーが横方向へ逃げる割合が少なくなると、測定波高はほぼ目標波高と等しくなる。

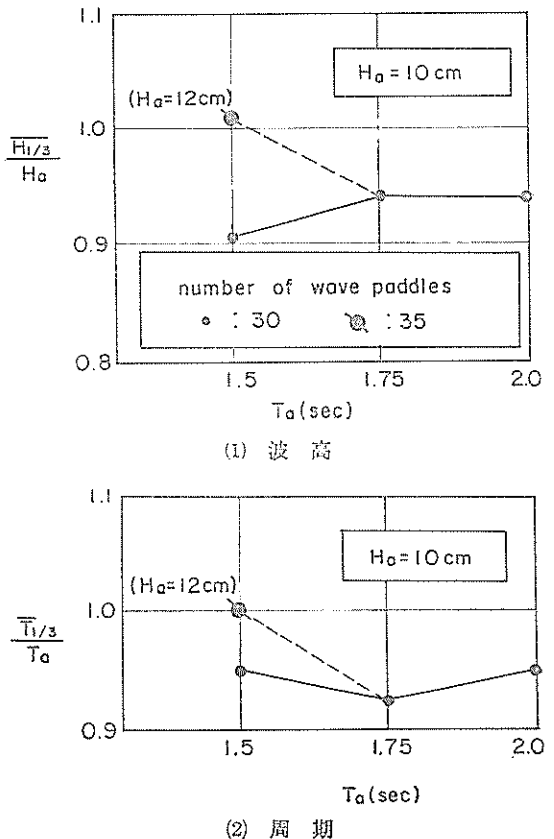


図-19 設定周期による実験波の波高および周期の変化

図-18(2)の平均有義波周期 $T_{1/3}$ を見ると、白丸あるいは黒丸で示した造波板全長が 24m の場合には、 H_a を変化させても、 $T_{1/3}/T_a$ はほぼ一定で、95%程度になることがわかる。白丸に斜め棒を引いた記号で示した造波板全長が28mのケースでは、中央部における $T_{1/3}/T_a$ はほぼ1で、測定値と設定値とのずれは生じていなかった。造波板全長が24mのときだけ、測定値と目標値が5%程度ずれる原因としては、造波板延長が24mのときは水槽内3点の平均値であるのに対して、造波板延長が28mのケースは、水槽中央部における値だけであることが考えられる。

図-19(1)および(2)は、それぞれ T_a を変化させての測定した波高および周期を示した図である。図-19(1)において、造波板延長が 24m のときには、 $H_{1/3}/H_a$ は0.9~0.94程度である。造波板延長が28mのときは、中央部で測定した $H_{1/3}$ は、目標波高とほぼ等しい。図-19(2)において、造波板延長が24mのときの結果を見ると、 T_a が変化しても $T_{1/3}/T_a$ はそれほど変化せず、0.93~0.95であることがわかる。造波板延長が28mの場合には、水槽中央部においては、 $T_{1/3}$ は T_a に等しい。

図-18, 19で得られたことをまとめると、サーベント型造波機によって起こした不規則波の有義波高 $H_{1/3}$ 、周期 $T_{1/3}$ は、造波目標とする波高 H_a 、周期 T_a と比較すると、造波板の全長が水槽幅より短いために、若干目標値とずれることがあるけれども、そのずれは数%以下で小さい、と言える。

図-20, 21は測点3の No.1 と No.4 の波高計で得られた波形データの分離計算³¹⁾より求められた水槽側壁の反射率 K_r を示している。図-20は、 $T_a=1.5$ s で $H_{1/3}$ が変化したとき、図-21は、 $H_a=10$ cm で T_a を変化させたときの K_r を示している。なお、 $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ は、測点3の No.4 の波高計において測定された値である。

図-20に示すように、反射率 K_r は、波高が大きくなるにつれて、小さくなり、 $H_{1/3}$ が 10cm より大きい場合には0.3以下になる。また、図-21に示されるように周期が長いほど、 K_r は小さくなるものの、その変化は波高が変化した場合の K_r に比較して小さい。したがって、波の周期が変化しても消波工の消波効果はあまり変化しないが、波高が増大するほど、その消波効果は増大することがわかる。しかし、0.26程度以下になることはないようである。したがって、本水槽の消波工を用いる限りでは、10cm以上の波高を起こす方がよいと考えられる。

5.2 斜め不規則波の周波数スペクトル

(1) 実験波の周波数スペクトル

2.3で述べた、サーベント型造波機で造波される斜め波

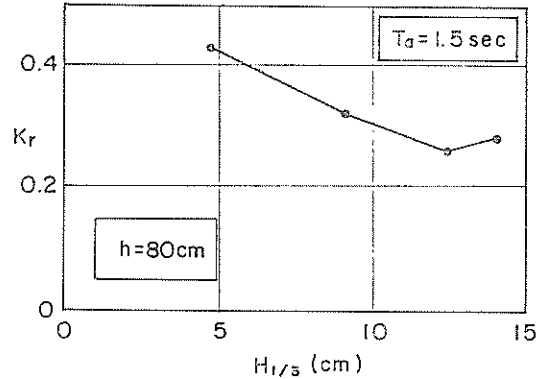


図-20 波高に対する反射率の変化

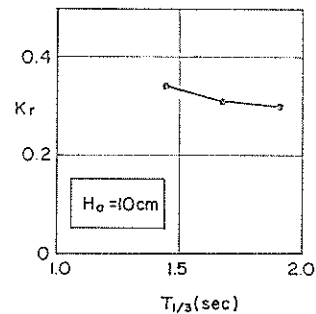


図-21 周期に対する反射率の変化

の波高、波向は理論計算で推定される値とよく一致するが、場所的に変動することが明らかとなった。ただし、この場合の波は、造波板列に対して斜めに進行する規則波であった。

図-22は、直方向および斜め方向波の水槽中央部における周波数スペクトルを示した図で、星型アレイ上の4本の波高計で測定されたスペクトルの平均値を示した。造波信号作成時の設定条件は、 $T_a=1.5$ s、 $H_a=12$ cmであり、波向分割数 M を1、周波数分割数 N を30とした。目標波向 θ_a は 0° 、 10° 、 20° 、 30° 、 35° 、 45° と変化させた。図-22は、造波機を35台すべて動かして測定した結果を示しており、波高計アレイ設置点は、造波板総延長が28mとなったので、造波機を30台動かした場合の測点3より2m程度東側へ移動させた。

図-22に示すように、測定した有義波高 $H_{1/3}$ の値は、 $\theta_a=0\sim35^\circ$ では目標とした値 12cm とほぼ一致している。図-18では、発生波の有義波高は目標値より小さくなっていったが、全造波板の幅を延長したので、横方向へ逃げるエネルギーが小さくなったために、図-22では発

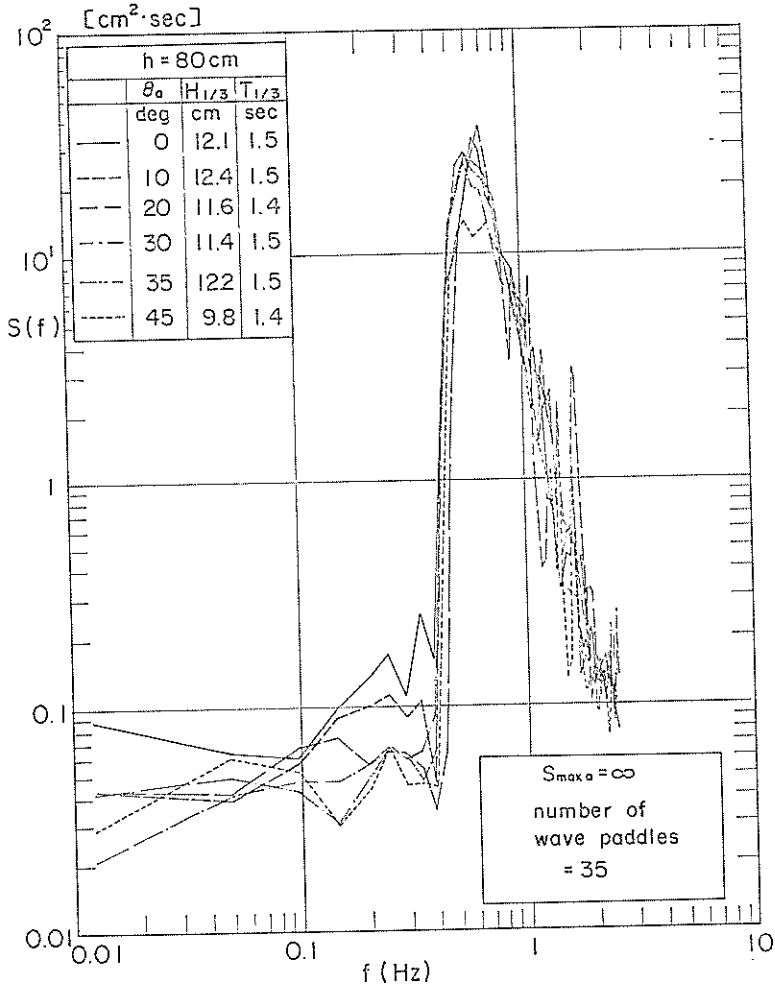


図-22 斜め方向不規則波の周波数スペクトル

生波高と目標波高が一致している。 $\theta_a=45^\circ$ の場合には、 $H_{1/3}$ は9.8cmで、 $\theta_a=0\sim35^\circ$ の場合に比べると目標値の80%程度に小さくなっている。

$\theta_a=10^\circ$ の破線で示した場合の周波数スペクトルの形状は、 $\theta_a=0^\circ$ の直方向不規則波のスペクトル形と比較すると、ピーク付近におけるエネルギーレベルが、若干異なっている以外はほぼ同じと考えることができる。点線で示した $\theta_a=45^\circ$ の周波数スペクトルのピークにおけるエネルギーレベルは、 $\theta_a=0^\circ$ の場合の1/2以下となり小さくなっている。しかし、スペクトル形状は、 $\theta_a=45^\circ$ の場合でも、 $\theta_a=0^\circ$ の場合と相似しており、ほぼ同一のスペクトル形状を持った不規則波が造波されていることがわかる。

以上のことから、サーベント型造波機で斜め不規則波

を造波した場合、波向 θ_a を 45° 程度まで傾けても、 $\theta_a=0^\circ$ の直方向波とほぼ同じ周波数スペクトルを持つ不規則波を造波できることがわかる。ただし、 $\theta_a=45^\circ$ の場合には、スペクトルのピーク値が $\theta_a=0^\circ$ に比べて小さくなり、有義波高も設定波高の0.81倍程度に小さくなる。このことは、 θ_a が 30° より大きくなると波高安定領域が確保できなくなるという斜め波の造波理論から得られた結論とも一致する。

5.3 解析方法による方向分布特性の相違

斜め不規則波は、単一方向波として造波されているので、その方向分布特性は、直方向不規則波と同一にならないといけないが、造波機あるいは水槽の特性により、直方向波と異なった方向分布特性を持つ可能性がある。そこで、以下においては、サーベント型造波機で造

波した直方向不規則波および斜め不規則波の方向分布特性を、調べた。

4.2で示したように、方向スペクトルの解析手法としては EMLM が一般に用いられているが、精度のより高い解析手法としてベイズモデルが提案されている。ここでは、EMLM とベイズモデルの解析手法の相違による方向分布特性の変化を検討した。

両モデルにおいて、方向分割数は72とし、 $\Delta t=0.2s$ でサンプリングされた1024個の水位あるいは流速データを解析した。なお、本節においては水槽中央部の波高計アレイで測定された水位データのみを解析した。EMLMの解析においては、周波数分割数を50として全周波数について方向関数さらに方向スペクトルを求めた。ベイズモデルは最適解を見つけるための繰り返し計算を行うために、一般に EMLM の数倍程度の計算時間を要する。そこで、ベイズモデルでは、周波数スペクトルにおけるピーク周波数とその近傍の2、3の周波数についてのみ方向関数を計算した。ベイズモデルで使用する超パラメータ s^2 の値は、試算の結果、10 とした。

解析を行ったケースは、 $H_a=15cm$ 、 $T_a=1.75s$ 、 $\theta_a=30^\circ$ の斜め不規則波で、水槽中央部における $H_{1/3}$ は

15.0cm、 $T_{1/3}$ は 1.8s であった。図-23 は、測点 No.3 の水位記録から求めた周波数スペクトルである。図-23 に示すように、ピーク周波数 f_p は 0.488Hz である。ピーク周波数近傍に波のエネルギーは集中しているため、波の方向分布特性は、ピーク周波数あるいはその近傍の周波数における方向関数の分布形で代表されるものと考えることができる。

図-24は、図-23と同一のケースの斜め不規則波の、ピーク周波数とその近傍の周波数における方向関数の分布形 $G(\theta)$ を示した図である。解析には EMLM を用いた。図-24において、ピーク周波数 ($f_p=0.488Hz$) の方向関数は黒丸で示しているが、 $\theta=35^\circ$ で $G(\theta)=4.0$ となっているようにプロットされている。実際には、8以上の大きな値をとっており、 $\theta=35^\circ$ 以外では $G(\theta)$ の計算値は負値となってしまった。これは、計算の過程において、クロススペクトルの逆行行列が計算できないためと考えることができる。

図-24では、 $f=0.537Hz$ および $f=0.586Hz$ の場合には、 $G(\theta)$ が計算されているが、 $f=0.439Hz$ の場合には、 $G(\theta)$ の計算結果が負値となり精度よく求めることができなかった。他のケースにおいても、EMLM を用いた場合には、ピーク周波数の近傍においても、 $G(\theta)$ の分布形が計算できない場合が多く、すべての周波数においては方向関数を求めることができなかった。

ベイズモデルを用いると、方向関数の計算値は極端に大きくなったり、負値をとることはなく、全解析ケースにおいて方向関数の分布形を求めることができた。したがって、分布形あるいはピークの大きさに関係なく $G(\theta)$ の値を計算できるという意味で、ベイズモデルは、EMLM より安定したモデルであると言える。

EMLM によって解が求まる $f=0.537Hz$ において、EMLM とベイズモデルで計算された方向関数の分布形の比較を行った。図-25は、 $f=0.537Hz$ における方向関数の分布形を示しており、実線がベイズモデル、破線が EMLM の計算結果を示す。破線で示した EMLM の計算結果をみると、 $\theta=35^\circ$ で $G(\theta)$ は 2.9 となり、方向関数は鋭い分布形を示している。 $\theta < 0^\circ$ 、 $\theta > 60^\circ$ の範囲では、 $G(\theta)$ の値は非常に小さくなり 0.01~0.02 程度である。しかし、0 になることはなく、全波向範囲にわたってエネルギーが分布していることがわかる。また、分布形は $\theta=180^\circ$ 近傍で、低い山をもっているが、これは水槽側壁による反射波の影響と思われる。

実線で示したベイズモデルの計算結果によると、 $\theta=30^\circ$ で方向関数はピークを持ち、 $G(\theta)=2.3$ である。この値は、EMLM で求めた方向関数のピーク値より小さい。

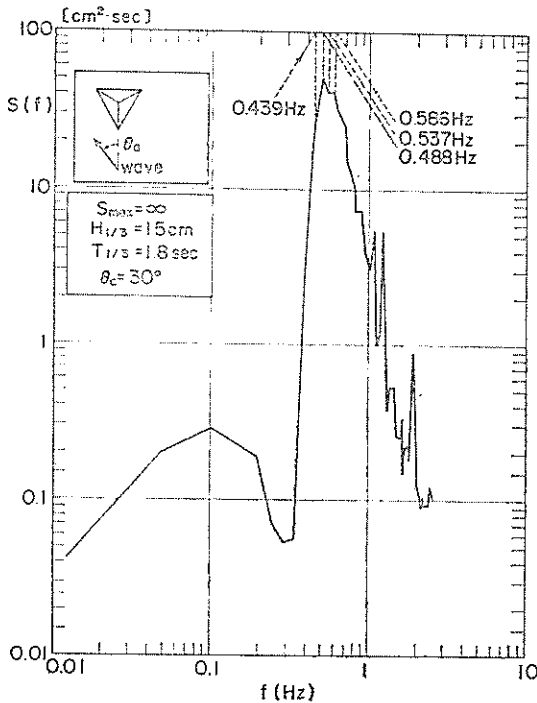


図-23 斜め方向不規則波の周波数スペクトル($\theta_a=30^\circ$)

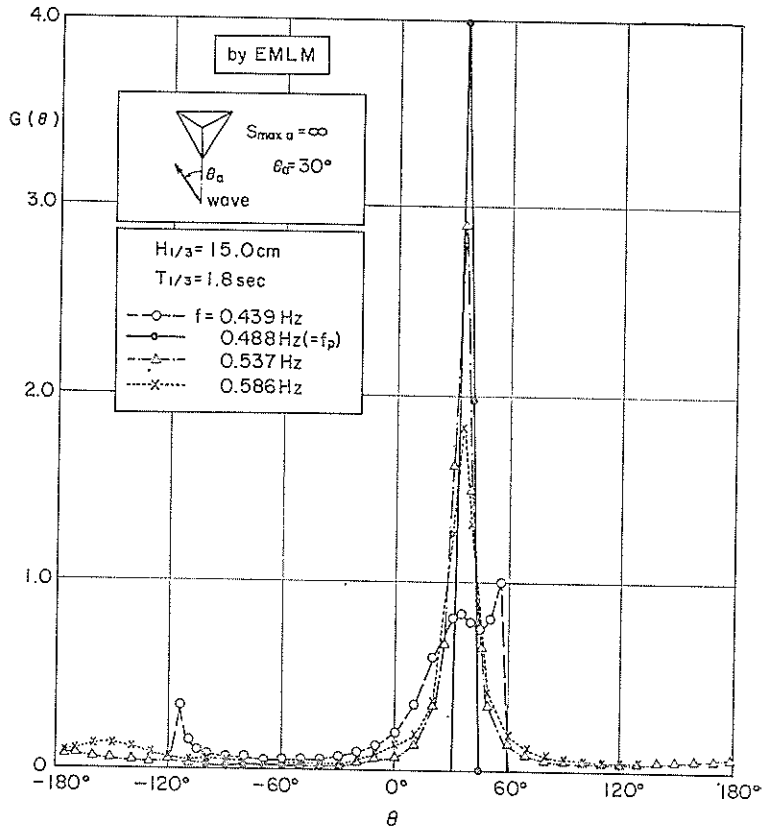


図-24 EMLMで解析した斜め方向不規則波の方向関数

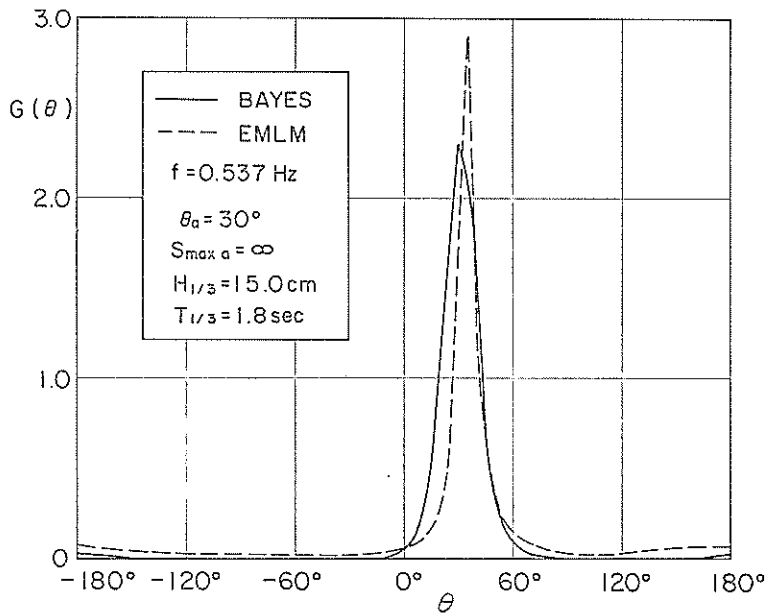


図-25 EMLMとベイズモデルの解析結果の比較

4.3で検討したように、方向集中度の高い波を解析した場合には、ベイズモデルで求めた方向関数のピーク値はEMLMで求めたピーク値よりも低くなることもあり、これは、ベイズモデルの特性によるものであると思われる。後述するように、多方向不規則波を解析した場合には、ベイズモデルで求めたピーク値の方がEMLMで求めたピーク値より高くなった。 $\theta < 0^\circ$, $\theta > 60^\circ$ の範囲では、方向関数はほとんど0となって、波のエネルギーがこの範囲ではほとんど分布していないことがわかる。 $\theta = 180^\circ$ の近傍では、方向関数の分布形はわずかに盛り上がっているが、 $G(\theta)$ の値は非常に小さい。

造波機的位置から判断すると、 $\theta < 0^\circ$, $\theta > 60^\circ$ の範囲から来襲する波のエネルギーは、ほとんど無いものと判断される。したがって、EMLMの解析結果によると、波が来る可能性のほとんど無い方向にも、ある程度、波のエネルギーが分布していることになり、不合理な結果を示していることになる。ベイズモデルを用いると、波の来る可能性が小さい波向範囲では、 $G(\theta)$ の値は、ほとんど0になり、実際の方向分布状態をよく表していると考えられる。図-25から判断できることをまとめると、EMLMでは、波のエネルギーが集中する波向を明確に表すことができるが、全波向範囲でのエネルギーの方向分布特性を正確に表すことはむずかしい、と言える。ベイズモデルを用いると、方向関数のピークの値がEMLMで計算された値より小さくなることもあるけれども、波の方向分布特性を精度良く表すことが可能である。

図-24, および 25 から導かれたベイズモデルの長所は次のようにまとめることができる。

i) EMLMを用いると、ある周波数において $G(\theta)$ の値を求めることができない場合があったが、ベイズモ

デルは安定したモデルとなっており、任意の周波数において $G(\theta)$ の分布形を求めることができた。

ii) ベイズモデルでは、全波向範囲において、波の方向分布特性をほぼ正確に求めることができるものと推定できた。

以上の理由から、本報告では、波高計アレイで測定されたデータについては、ベイズモデルによって方向スペクトルを計算することにした。

5.4 方向分布特性の検討

図-26は、EMLMを用いて求めた、斜め不規則波および直方向不規則波の水槽中央部におけるエネルギー累加曲線を示している。解析したケースは、図-22で示したケースの中の $H_a = 12\text{cm}$, $T_a = 1.5\text{sec}$, $\theta_a = 0^\circ, 10^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ のケースである。図-26の縦軸 $P_E(\theta)$ は、次式で示されるエネルギー比の累加値である。

$$P_E(\theta) = \frac{1}{m_0} \int_{-\pi}^{\theta} \int_0^{\infty} S(f; \theta) df d\theta \quad (58)$$

ここに、 m_0 は、波の総エネルギーを示す値で次式で定義される。

$$m_0 = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(f; \theta) d\theta df \quad (59)$$

周波数スペクトル $S(f)$ が、式(4)で示されるようなブレット・シュナイダー光易型の関数形であるならば、 m_0 を次式から求めることもできる。

$$m_0 = H_{1/3}^2 / 16.031 \quad (60)$$

図-26のエネルギー累加曲線は、ある波向 θ までに含まれる波のエネルギーの総エネルギーに対する割合を示した図である。5.3で示したように、EMLMを用いると、周波数によっては、 $S(f, \theta)$ の値を求めることができない場合もあったが、全周波数の範囲で積分を行うの

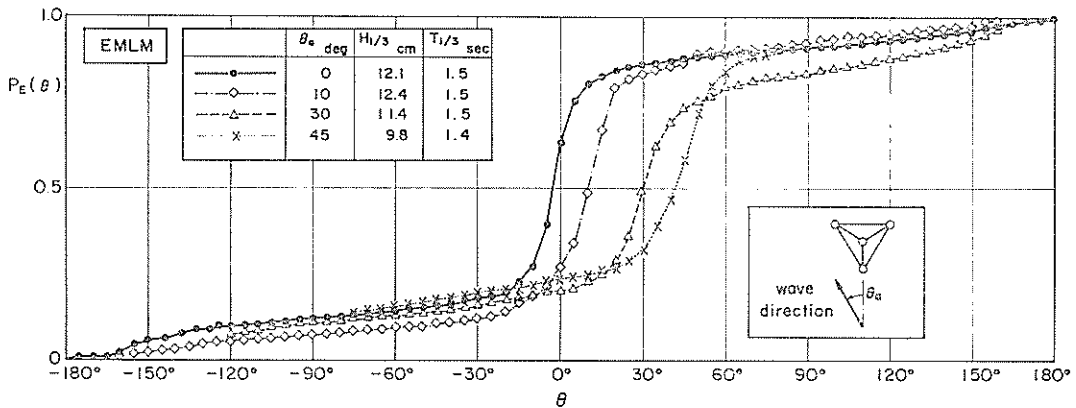


図-26 斜め方向不規則波のエネルギー累加曲線

で、総エネルギーの値に及ぼす影響は小さいものと考えた。

図-26において、黒丸で表した直方向不規則波のエネルギー累加曲線は、 $\theta = -30^\circ$ から鋭く立ち上がり、 $\theta = -5^\circ \sim 0^\circ$ で $P_E(\theta) = 0.5$ となる。そして、 $\theta = 30^\circ$ 付近でなだらかになる。このことから、波のエネルギーは $\theta = -5^\circ \sim 0^\circ$ を中心に分布していることがわかる。 $-30^\circ < \theta < 30^\circ$ に含まれるエネルギーは、全エネルギーの約60%にあたり、 $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ の範囲には全エネルギーの80%に相当するエネルギーが含まれる。したがって、波の方向集中度は極めて高く、直方向不規則波の性質をよくあらわしていると思われる。 $\theta > 90^\circ$ 、 $\theta < -90^\circ$ の範囲に含まれる波のエネルギーは、反射波によるものと考ええると、反射波のエネルギーは総エネルギーの約20%になる。5.1で求めた水槽壁の反射率は0.25~0.3程度であり、反射率から推定される反射波のエネルギーは全エネルギーの6~9%になる。したがって、実験で求めた反射波のエネルギー比は、推定される値より2倍以上大きい。この原因としては、EMLMによると波のエネルギーが全範囲にわたって分布するような計算結果とな

ることが考えられる。それ以外に、実際に、水槽側壁からの再反射等によって、 $\theta < -90^\circ$ 、 $+90^\circ < \theta$ に含まれる波のエネルギーが、反射率から推定されるものより若干大きくなることも考えられる。

◇印で示した $\theta_a = 10^\circ$ の場合には、 $\theta = 10^\circ$ で $P_E(\theta) = 0.5$ となり、目標とした $\theta = 10^\circ$ を中心として波のエネルギーが分布していることがわかる。 $\theta_a - 30^\circ < \theta < \theta_a + 30^\circ$ に含まれる波のエネルギーは、総エネルギーの70%にあたり、 $\theta_a = 0^\circ$ のケースより10%程度大きい。

△印で示した $\theta_a = 30^\circ$ の場合は、 $\theta = 30^\circ$ で $P_E(\theta) = 0.5$ となり、 $\theta_a = 10^\circ$ と同様、目標とする波向を中心に波のエネルギーは分布している。 $\theta_a - 30^\circ < \theta < \theta_a + 30^\circ$ の範囲に含まれる波のエネルギーの総エネルギーに占める割合は約60%になり、 $\theta = 30^\circ$ の近傍に波のエネルギーが集中している。

×印で示した $\theta_a = 45^\circ$ のケースでは、 $P_E(\theta) = 0.5$ となる θ は θ_a とは若干ずれて $42 \sim 43^\circ$ 程度であるが、ずれは 3° 以内で小さい。 $\theta_a - 30^\circ \sim \theta_a + 30^\circ$ の範囲に含まれる波のエネルギーは、総エネルギーの60%程度であり、目標とする波向の近傍に波のエネルギーは集中している。

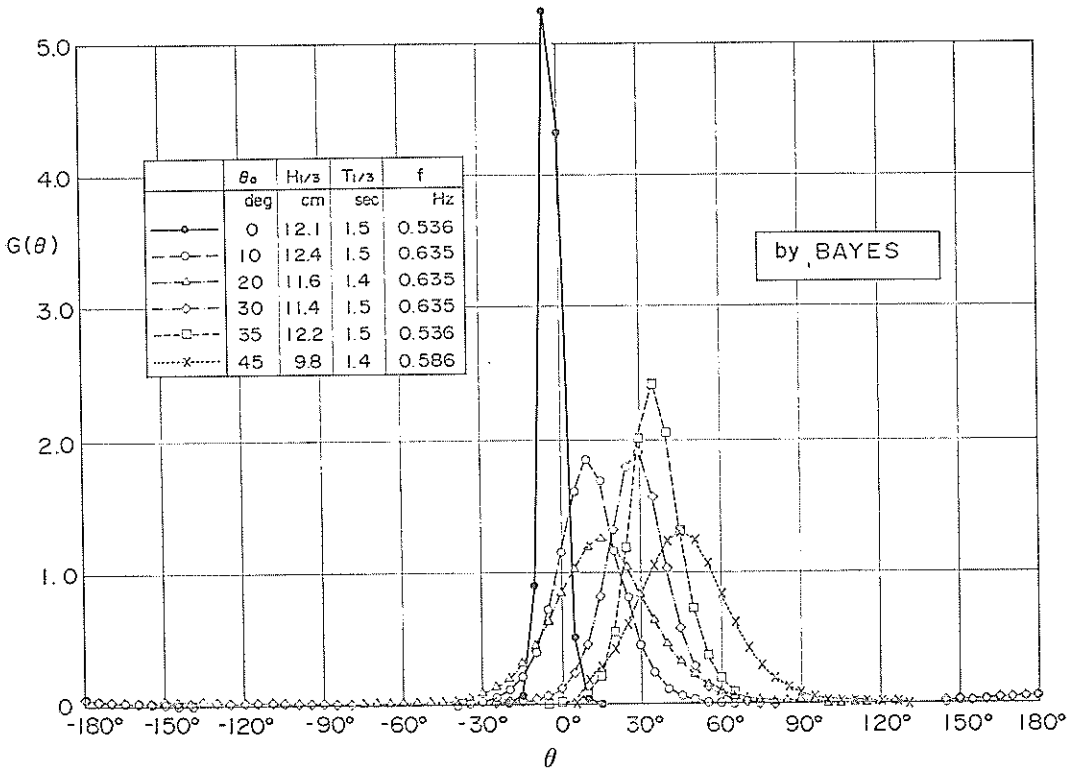


図-27 波向による斜め方向不規則波の方向分布特性の変化

以上のように、 $\theta_a=0\sim 45^\circ$ の全ケースにおいて、波のエネルギーは θ_a を中心に分布し、 $\theta_a-30^\circ < \theta < \theta_a+30^\circ$ の範囲に全エネルギーの60~70%程度が含まれる。したがって、図-26のエネルギー累加曲線で判断すると、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ の斜め不規則波のエネルギーの分布は、 $\theta_a=0^\circ$ の直方向不規則波の分布と同様のものになっていると考えることができる。しかし、エネルギー累加曲線は、方向スペクトルの積分値を示したものであるので、波の方向分布特性を詳細に検討するためには、各周波数における方向スペクトル、あるいは方向関数の分布形を検討する必要がある。

図-27は、図-22に示したものと同一ケースの直方向および斜め不規則波の方向関数の分布形を示したものである。解析手法はベイズモデルを用い、周波数スペクトルのピーク周波数とその近傍の周波数について方向関数を求めた。それらのうち方向スペクトルが最大となる周波数での方向関数の分布形を図示した。図-27中の左上の f は、方向関数を図示した周波数を示す。

図-27の黒丸で示した $\theta_a=0^\circ$ の直方向不規則波の方向関数は、 $\theta=-5^\circ\sim 0^\circ$ の間で鋭いピークを持ち、 $\theta=0^\circ$ における $G(\theta)$ の値は4.3である。分布形から判断すると、波向をさらに細かく分割すれば精度よく分布形のピークを推定できる。ピークが出現する角度が θ_a と2~3°ずれるのは統計的な変動性と計測器の設置誤差によるものと思われる。 $\theta < -15^\circ, \theta > 15^\circ$ では波のエネルギーはほとんど存在せず、波のエネルギーは、 $\theta=0\sim -5^\circ$ 近傍に極端に集中していることがわかる。これは、単一方向波の特性を顕著に示しているものと思われる。

○で示した $\theta_a=10^\circ$ のケースでは、 $G(\theta)$ は、 $\theta=10^\circ$ でピークを持ち、その値は1.85である。方向関数の分布形は、 $\theta_a=0^\circ$ のケースと比べるとゆるやかで、すそ広がり分布形状を示す。△で示した $\theta_a=20^\circ$ の場合は、 $\theta=15^\circ$ でピークを持ち、目標値と5°ずれる。ピークの値は $\theta_a=0^\circ, 10^\circ$ の場合より小さく1.35である。分布形状もかなりゆるやかで、 $\theta_a=10^\circ$ の場合よりも波のエネルギーが広く分布していることがわかる。いま、ピークが出現する波向を θ_p とし、ピーク値を G_{peak} とする。 θ_p と方向関数が G_{peak} の1/2になる波向 $\theta_{1/2}$ との差、 $|\theta_p - \theta_{1/2}|$ を半減角 θ_H と定義する。 θ_H の値を、図-27から求めると、 $\theta_a=0^\circ$ のとき、 $\theta_H=3^\circ$ 、 $\theta_a=10^\circ$ のとき $\theta_H=13^\circ$ 、 $\theta_a=20^\circ$ のとき $\theta_H=20^\circ$ で $\theta_a=0^\circ$ の直方向不規則波に比べると、斜め方向不規則波の方向集中度がかなり低くなっていることがわかる。

◇で示した $\theta_a=30^\circ$ の場合には、 $G(\theta)$ のピークは $\theta=30^\circ$ で出現し、その値は1.91である。この値は、 $\theta_a=$

10° のケースとはほぼ一致しており、方向関数の分布形も、 $\theta_a=10^\circ$ と $\theta_a=30^\circ$ のケースでは相似している。 $\theta_a=30^\circ$ のとき θ_H は 10° である。

□で示した $\theta_a=35^\circ$ の場合には、目標とする波向と等しい $\theta=35^\circ$ で $G(\theta)$ はピークを持つ。ピーク値は、2.4であり、 $\theta_a=10^\circ, \theta_a=30^\circ$ の場合に比較すると若干大きくなるが、 $\theta_a=0^\circ$ の場合に比べるとかなり低い。 θ_H は 10° である。

×で示した $\theta_a=45^\circ$ のケースでは、目標値と等しい $\theta=45^\circ$ で $G(\theta)$ はピークを持つが、その値は小さく1.30である。 θ_H は 18° で、方向関数の分布形は、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ の場合より、すそ広がり分布形をしており、 $\theta_a=20^\circ$ の場合とほぼ等しい。

方向関数の分布形から判断される斜め不規則波の方向集中度は、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ$ の場合がほぼ同程度であり、 $\theta_a=35^\circ$ の場合には、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ$ に比べるとやや高くなっている。しかし、方向関数の値は統計的な変動性を伴うため、それを考慮すると、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ$ および 35° の場合には、斜め不規則波は、ほぼ同じ方向集中度をもつものと判断することができる。 $\theta_a=20^\circ, \theta_a=45^\circ$ の場合、 G_{peak} が1.3程度になり、他の波向の斜め方向不規則波と比較すると方向集中度が低くなっている。方向関数の分布形もかなりすそ広がりになっており、統計的な変動性だけが原因とはなっておらず、実際に、 $\theta_a=20^\circ$ および 45° の場合には、 $\theta_a=10^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ のケースと比較して波の方向集中度が少し低下していることがわかる。 $\theta_a=45^\circ$ のケースについては、波向が傾いたために、波向とは直角方向へ逃げる波のエネルギーが、 $\theta_a < 45^\circ$ の場合に比べて、大きくなったために分布形がより広がったと考えることができる。 $\theta_a=20^\circ$ の場合については、方向集中度が低下した原因はよくわからない。

斜め方向不規則波の実験ケース全体について検討すると、斜め不規則波のエネルギーが集中する波向は、目標とした波向 θ_a と一致することが判明した。また、斜め不規則波の方向集中度は θ_a によって大きく変動することはないと考えることができる。そして、それらの方向集中度は、直方向不規則波の方向集中度に比べるとかなり小さく、斜め方向不規則波は単一方向波よりむしろ多方向不規則波に近い性質を示すことが明らかになった。

水理模型実験においては、外力としての波の進入方向すなわち波向を変化させる実験が行われることがある。サーベント型造波機を用いて模型実験を行うと、波向を簡単に、変化させることができる。しかし、以上に示したように、サーベント型造波機で造波した斜め不規則波は、幅広いエネルギーの方向分布を示すので、単一方向

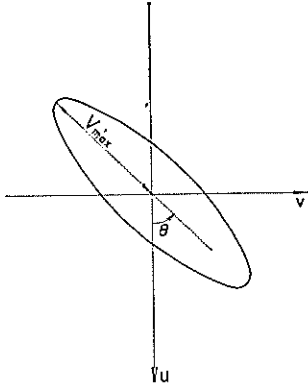


図-28 水粒子速度の軌跡

波とは考えることはできない。したがって、波向を変化させた実験を行う場合には、できるだけ造波機の方角あるいは模型自体を回転させて射波向を変化させた実験を行う方が良いことがわかった。

斜め方向不規則波が、直方向不規則波と比較すると、波のエネルギーが広く分布する傾向を持ち、多方向不規則波に近い性質を示す原因の1つとしては、以下の事が考えられる。

すなわち、斜め波の造波理論に従うと、サーベント型造波機で造波された斜め波の水粒子速度の平面的な移動軌跡が楕円状になる、ということである。図-28は、サーベント型造波機で造波された斜め波の水粒子の速度の軌跡を示した図である。図-28において波向は、合成速度 V が最大値 V_{max} となる角度として定義される。図-28からわかるように、水粒子は、波向方向の運動成分以外に、波向と垂直方向の運動成分を持つ。この波向に対して直角方向の運動成分が、方向分布特性に影響を及ぼしているものと思われる。

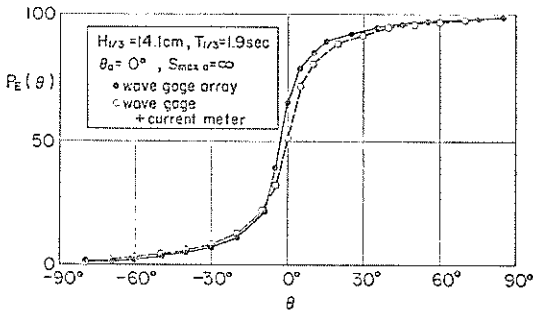


図-29 エネルギー累加曲線における波高計アレイおよび流速計・波高計アレイによる解析結果の比較 (EMLMによる)

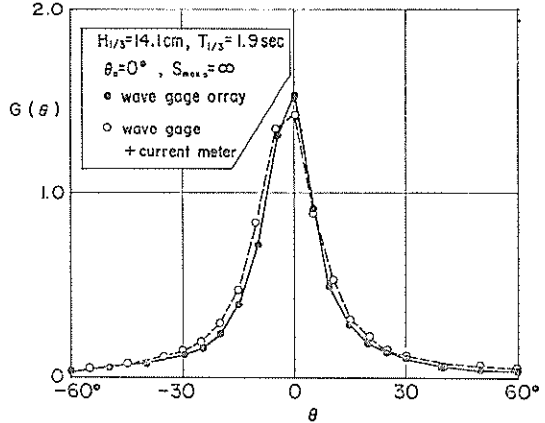


図-30 方向関数分布形における波高計アレイおよび流速計・波高計アレイによる解析結果の比較 (EMLMによる)

5.5 波高計アレイおよび波高計・流速計アレイによる解析結果の比較

図-29は、直方向波に対するエネルギー累加曲線の計算値である。エネルギー累加曲線は、 -90° から 90° までの範囲に含まれるエネルギーを1として表示している。図-29では、黒丸が、測点 No.3の波高計アレイの波形記録から計算されたエネルギー累加曲線を示し、白丸が、同一測点における流速計と波高計の同時記録から計算されたエネルギー累加曲線を示す。両者のエネルギー累加曲線はよく一致している。

図-30は、波高計アレイおよび、波高計と流速計の組み合わせから得られたデータから計算した方向関数の分布形を示している。方向関数の分布形についても両者はよく一致している。

以上のことから、本実験で配置した波高計アレイおよび流速計と波高計の組み合わせとは、ほぼ同程度の分解能となることがわかる。

6. 多方向不規則波の方向分布特性

6.1 方向集中度パラメータによる方向分布特性の変化

多方向不規則波の発生条件の中では、周波数分割数 N 、方向分割数 M および成分波の波向範囲 $\theta_{min} \sim \theta_{max}$ 、方向集中度パラメータ $S_{max \theta}$ が方向分布特性に大きく影響する。本実験では、 $N=30$ 、 $M=30$ 、 $\theta_{max} - \theta_{min} = 90^\circ$ に固定して、方向集中度パラメータ $S_{max \theta}$ を変化させて方向分布特性の変化を検討した。解析対象ケースは、表-2におけるケース番号3、9、10、11、12、13で

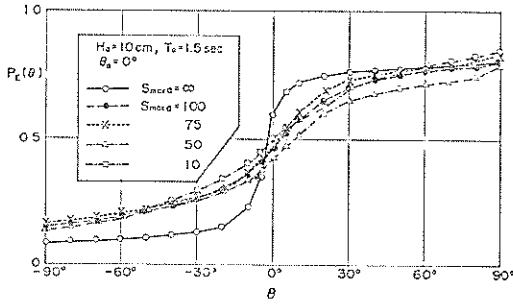


図-31 多方向不規則波のエネルギー累加曲線 (EMLMによる)

ある。ケース番号3は $S_{max\alpha} = \infty$ の直方向不規則波のケースである。ケース番号9~13が多方向不規則波を造波したケースで、主波向 θ_a は一定で 0° とし、 $S_{max\alpha}$ を100, 75, 50, 25, 10に変化させた。 θ_{max} は 135° 、 θ_{min} は 45° 、 $H_a = 10\text{cm}$ 、 $T_a = 1.5\text{s}$ とした。

図-31は、波向が -180° から $+180^\circ$ の全範囲に分布するものとして求めたもののうち -90° から $+90^\circ$ の範囲内の波のエネルギー累加曲線を示している。解析は、測点 No. 3 の波高計アレイで測定された波形記録を用いて示しており、EMLMを用いて計算した白丸と実線で示された直方向不規則波のエネルギー累加曲線を見ると、 0° 近傍で、曲線の傾きは極端に大きくなっており、 $0^\circ \pm 10^\circ$ の範囲に全エネルギーの50%が含まれている。 $S_{max\alpha}$ が有限値をもつ多方向不規則波の場合には、 0° 付近の勾配は緩やかであり、 $0^\circ \pm 10^\circ$ の範囲に含まれるエネルギーの割合も小さく、 $S_{max\alpha} = 100$ でも、22%程度である。また多方向不規則波の場合も直方向不規則波の

場合も、 θ が主波向 0° に対して 30° 以上ずれると、曲線の傾きはかなりゆるやかになる。

図-31において、全方位から来る波のエネルギーに対する造波板側から来る波のエネルギーの割合、すなわち $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ に含まれるエネルギーの割合を調べた。白丸で示した $\theta_a = 0^\circ$ 、 $S_{max\alpha} = \infty$ の場合、 $-90^\circ \sim +90^\circ$ に含まれるエネルギーは全エネルギーの70%、 $S_{max\alpha} = 10 \sim 100$ の場合には、60~70%程度である。この値は、図-26の直方向波の場合に求めたエネルギー比よりも10%程度小さく、その分だけ反射波の影響等によるエネルギー比が増加していることがわかる。反射波および水槽側壁からの再反射波の占める割合が、図-26の直方向不規則波の場合に比べると若干大きくなっているのは、成分波の波向が直方向だけではないので、側壁による反射の影響が強くなるためと推測できる。さらに、5.8で検討したような、全範囲にわたってある程度の波のエネルギーが分布するというEMLMの特性も影響を及ぼしていると思われる。

図-32は、 $\theta_a = 0^\circ$ 、 $H_a = 10\text{cm}$ 、 $T_a = 1.5\text{s}$ 、 $S_{max\alpha} = 50$ の条件での波のピーク周波数における方向関数分布形を示した図である。統計計算の結果、有義波高 $H_{1/3} = 9.2\text{cm}$ 、有義波周期 $T_{1/3} = 1.4\text{s}$ であった。図-32において実線がベイズモデルによる解析結果、破線がEMLMによる解析結果を示す。一点鎖線は、次式によって推定される目標とする方向関数の分布形である。

$$G(\theta|f_p) = G_0 \cos^{2S_{max\alpha}}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (61)$$

ここに、

$$G_0 = \left[\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \cos^{2S_{max\alpha}}\left(\frac{\theta}{2}\right) d\theta \right]^{-1} \quad (62)$$

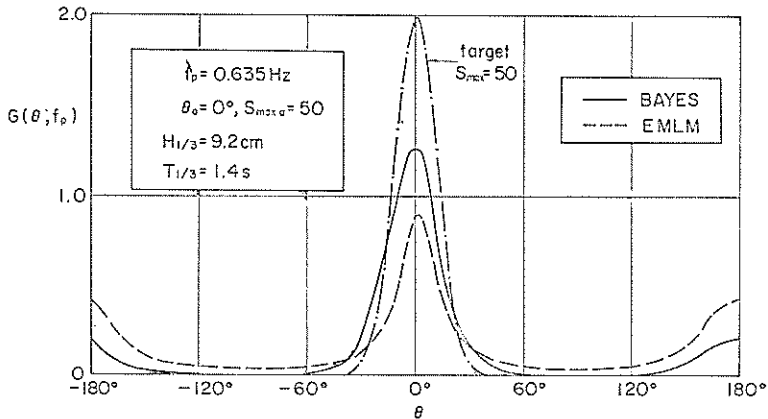


図-32 多方向不規則波の方向関数の分布形におけるベイズ型モデルとEMLMによる解析結果の比較

である。

目標とする分布形のピーク値は2.0で、 $\theta > +30^\circ$ 、 $\theta < -30^\circ$ の範囲では方向分布関数の値はほとんど0で、エネルギーはほとんど無い。破線で示した EMLM による解析結果をみると、ピーク値は目標値の1/2以下となっている。 $60^\circ < \theta < 120^\circ$ 、 $-60^\circ > \theta > -120^\circ$ の範囲においても方向分布関数値は0.04程度となり、この方向にも波のエネルギーが分布していることを示している。また、 $\theta = 180^\circ$ 近傍においても若干のエネルギーが集中しており、そのピークの値は0.4程度である。

EMLM によって多方向不規則波の方向分布特性を検討すると、上記のように全方向からエネルギーが来ているような結果を得るため、反射波の影響を過大に評価することになる。

実線で示したベイズモデルの解析結果では、 $\theta = 0^\circ$ における $G(\theta|f_p)$ のピーク値は1.3程度で、目標値よりは小さいが、EMLM より大きくなっている。 $60^\circ < \theta < 120^\circ$ 、 $-60^\circ > \theta > -120^\circ$ の範囲では、方向関数の値はほとんど0になり EMLM とは異なった結果を示す。 $\theta = 180^\circ$ の近傍においては、反射波の影響によって若干のエネルギーが生じていることが示されているが、そのピークの値は EMLM より小さく0.2程度である。

図-25の斜め方向不規則波の解析結果では、方向関数のピーク値は、EMLM の方が高かったけれども、図-32の多方向不規則波のケースでは、 $G(\theta)$ のピーク値はベイズモデルの方が高くなった。このことは、単一方向波のように方向集中度の高い波を解析する場合には、EMLM を用いても真の分布形に近い分布形を求めることができるけれども、多方向不規則波の場合には、解析結果の精度がさらに下がり、ベイズモデルの解析結果との差が大きくなることを示している。

図-31において、全エネルギーに対する $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ の範囲に含まれる波のエネルギーの割合が60~70%しかなかったのは、上述した EMLM の解析結果の特性による影響が含まれているためではないかと推測される。ベイズモデルによる解析結果によれば、設定波向近傍のエネルギーが増加し、それ以外の方向からくる波のエネルギーが非常に小さくなるので、EMLM の場合に比して側壁による反射波の影響が小さく考えられる。

ベイズモデルでは、計算時間が長くなるため、エネルギー累加曲線を求めることができるほど多くの周波数に関して計算することができなかつたので、エネルギーの分布特性は周波数スペクトルのピーク周波数における方向関数で代表されるものと考えて、側壁による反射波のエネルギーの割合を求めた。すなわち、方向関数の面

積を計算して、 $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ の範囲にある波のエネルギーの全エネルギーに対する割合を求めた。

図-33は、ベイズモデルによるピーク周波数における方向関数の計算値から

$$\frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} G(\theta) d\theta}{\int_{-\pi}^{\pi} G(\theta) d\theta}$$

を求めた結果である。解析したケースは、 $H_a = 10\text{ cm}$ 、 $T_a = 1.5\text{ s}$ 、 $\theta_a = 0^\circ$ として、 $S_{\max a}$ を10, 25, 50, 75, 100と変化させたケースで図-31と同一である。図-33の黒丸がベイズモデルによる解析結果を示し、白丸が、参考のために示した EMLM による解析結果を示す。白丸で示した EMLM による解析結果では、 $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ に含まれるエネルギーの割合は0.55~0.65であるのに対して、ベイズモデルでは、ほぼ0.8となる。つまり、EMLM では全エネルギーの30~40%程度が造波板以外の方向から来るものと見なされるのに対して、ベイズモデルを用いると、20%程度しかないことになる。

このことから、図-26で検討した結果とほぼ同様の結論を導くことができ、前面消波工の反射率を0.3程度とすると、全エネルギーのほぼ10%が、造波板に面する消波工による反射波のエネルギーに相当し、80%が造波板からのエネルギーで、残りの10%が造波板端からの回折波あるいは側壁からの反射波の影響により生じているものと推測できる。

次に、サーベント型造波装置で造波された多方向不規則波の方向分布特性を検討するために、ベイズモデルによって方向スペクトルを計算した。

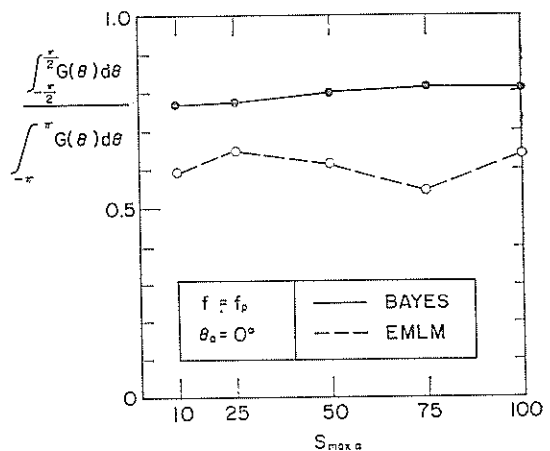


図-33 $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ の波向範囲に含まれるエネルギーの全エネルギーに対する比

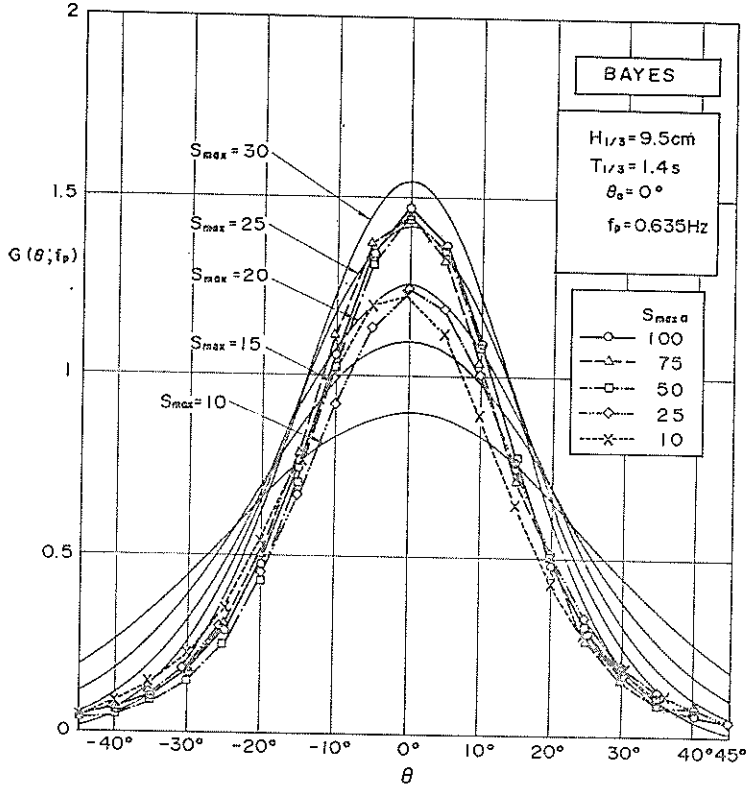


図-34 多方向不規則波の方向関数の分布形 (BAYES)

図-34は、ベイズモデルを用いて計算した周波数スペクトルのピーク周波数 f_p における方向関数を示す。解析したケースは図-31, 33と同一の $H_a=10\text{cm}$, $T_a=1.5\text{s}$, $\theta_a=0^\circ$, $S_{\max\alpha}=100, 75, 50, 25, 10$ の多方向波である。全ケースともピーク周波数はほぼ 0.635Hz であった。図では横軸に波向 θ , 縦軸に $G(\theta|f_p)$ の値をとった。図-34の細実線は、式(7)で示される目標とする方向分布関数である。図-34に示されるように、 $S_{\max\alpha}$ にかかわらず、全ケースにおいて $G(\theta|f_p)$ は、設定した主波向 $\theta_a=0^\circ$ でピーク値をとり、造波された波の主波向は、設定条件と同一になる。白丸で示した $S_{\max\alpha}=100$ の多方向不規則波の方向関数のピーク値は、1.47であり、この値は、 $S_{\max\alpha}=25\sim 30$ 程度の目標とする多方向波のピーク値に相当する。 $S_{\max\alpha}=75, 50$ と設定条件を変化させても、 Δ および \square で示した実験における方向分布関数の分布形は、 $S_{\max\alpha}=100$ のものにほぼ等しい。また、分布形のピーク値もそれぞれ1.45, 1.44であり、 $S_{\max\alpha}=100$ の場合とほとんど差がない。

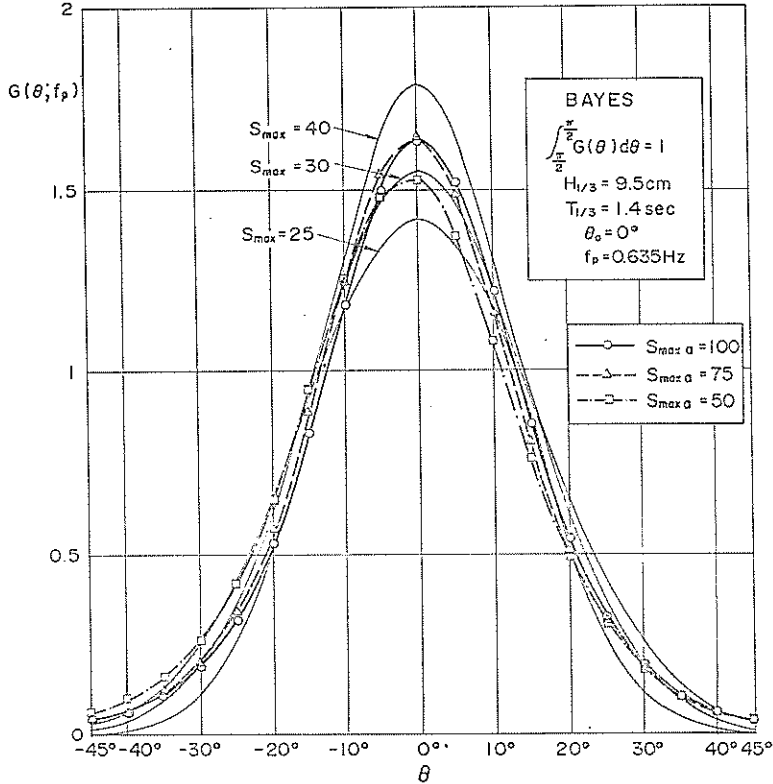
$S_{\max\alpha}=25$ の場合、 \diamond で示した方向関数の分布形は、目標とする分布形にほぼ等しい。 $G(\theta|f_p)$ のピーク値

は、1.48である。 \times 印で示した $S_{\max\alpha}=10$ の場合について解析した方向関数の分布形は、 $S_{\max\alpha}=25$ の場合とほとんど同じである。ピーク値は $S_{\max\alpha}=25$ の場合に比べて若干小さく、1.45で、 $S_{\max\alpha}=10$ における推定値0.90より大きい。

以上のように、サーベント型造波機で造波された多方向不規則波をベイズモデルを用いて解析した結果では、以下のような結論が得られた。

$S_{\max\alpha}$ を50以上として多方向不規則波を造波した場合、 $S_{\max\alpha}$ を変化させても、実際に造波される多方向波の方向分布特性はあまり変化しない。また実際に造波される多方向波の方向集中度は、目標とする方向集中度よりも低い。 $S_{\max\alpha}=25$ として多方向不規則波を造波した場合には、造波された波の方向集中度は目標とするものより低く、 $S_{\max\alpha}=20$ の場合に近くなる。 $S_{\max\alpha}=10$ とした場合の方向集中度は目標値よりも高くなり、 $S_{\max\alpha}=20$ の場合の推定値に近くなる。

図-34は、波向範囲を全範囲 $(-\pi\sim\pi)$ として計算しているが、実験値には、 $\theta=180^\circ$ 付近において集中しているエネルギーの影響が含まれているので、 $-90^\circ < \theta <$



(1) $S_{max \alpha} = 50 \sim 100$

図-35 $-90^\circ > \theta > 90^\circ$ を波向範囲として求めた多方向不規則波の方向関数の分布形

90°の範囲だけで、方向関数の積分値が1となるように書き改めた。

図-35は、図-34で解析した結果を

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} G(\theta | f_p) d\theta = 1$$

となるように書き改めた図である。図-35(1)は、 $S_{max \alpha} = 100, 75$ および50のケースを示し、図-35(2)は、 $S_{max \alpha} = 50, 25, 10$ のケースを示す。

図-34と比較すると各ケースとも、ピーク値が大きくなっており、 $S_{max \alpha} = 100, 75, 50$ の場合には、 $G(\theta | f_p)$ は、 $S_{max \alpha}$ が小さくなるにつれて小さくなり、1.65, 1.64, 1.52である。これらの値は、 $S_{max} = 30 \sim 40$ を目標とする方向関数のピーク値とほぼ等しい。方向関数の分布形状も、 $S_{max} = 30 \sim 40$ の分布形状にほぼ等しい。

図-35(2)では、 $S_{max \alpha} = 25, 10$ として造波した多方向不規則波のピーク周波数 f_p における方向関数の最大値はそれぞれ、1.5, 1.45であり、その変化は小さい。1.5

という値は、 $S_{max} = 25 \sim 30$ の場合の目標値に相当する。図-35(1), (2)で得られる結論を述べると次のようになる。造波時の方向集中度パラメータの設定値 $S_{max \alpha}$ を変化させた場合、造波される多方向不規則波の方向集中度は $S_{max \alpha}$ が小さくなるにつれて小さくなる。しかし、その変化は小さく、 $S_{max \alpha} = 10 \sim 100$ のいずれのケースにおいても、造波された波の方向分布は、 $S_{max} = 25 \sim 40$ の目標分布とほぼ等しくなる。したがって、 $S_{max \alpha}$ が50以上のときは、造波された波の方向集中度は、目標値よりも低くなる。すなわち、目標値が $S_{max \alpha} = 75, 100$ のときは、 $S_{max} = 30 \sim 40$ に相当し、 $S_{max \alpha} = 50$ のときは、 $S_{max} = 25 \sim 40$ とほぼ同程度の方向分布を示す。 $S_{max \alpha}$ が25の場合には、 $S_{max} = 25 \sim 30$ のものとほぼ等しく、 $S_{max \alpha} = 25$ として造波された多方向波はほぼ目標通りの方向分布性を示す。 $S_{max \alpha} = 10$ の場合、実験波の方向集中度は目標値より高くなり、 $S_{max} = 25$ の推定値にほぼ等しい。

$S_{max \alpha}$ として50以上の大きな数値を入れた場合に、実

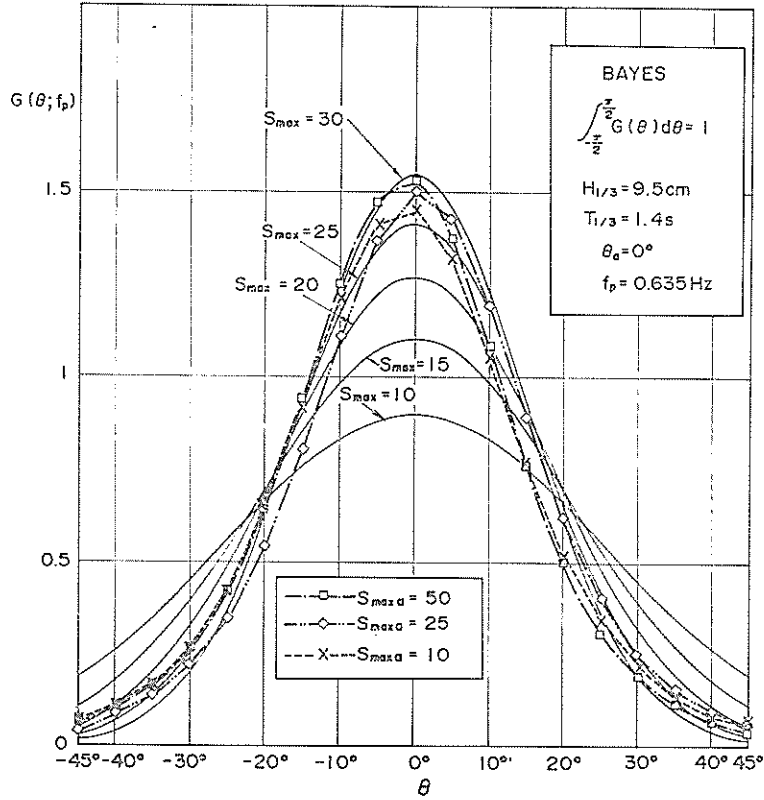


図-35(2) $S_{max \alpha} = 10 \sim 50$

験波の方向集中度が目標とするものより低くなる原因の1つとして、ベイモデルで解析した周波数が真のエネルギーのピーク周波数となっていなかったことが考えられる。すなわち、式(9)~(11)からわかるように、 $G(f|\theta)$ は $f=f_p$ のときに最も大きくなり、 f が f_p から離れるに従って小さくなる。したがって、解析した周波数 f が f_p からずれていると、計算された G_{peak} の値は真の値より小さくなる。

この可能性を $S_{max \alpha} = 100$ の解析結果を例として考えてみる。図-36は、 $H_a = 10$ cm, $T_a = 1.5$ s, $S_{max \alpha} = 100$ とした多方向不規則波の周波数スペクトル、および、各周波数における方向関数の最大値 $G_{peak}(f)$ を示したものである。横軸に周波数、縦軸に周波数スペクトル $S(f)$ 、 $G_{peak}(f)$ を示した。黒丸で示した $S(f)$ は、 $f = 0.64$ Hzで最大となっている。白三角で示した $G_{peak}(f)$ は、 $f = 0.64$ Hzとは若干異なる $f = 0.68$ Hzで最大となった。方向スペクトル $S(f, \theta)$ を求めると、 $f = 0.68$ Hzにおいて最大となる。 $G_{peak}(f)$ の、 $f = 0.68$ Hzにおける値は、約1.5である。

今、 0.68 Hzとは異なる周波数において $G_{peak}(f)$ が

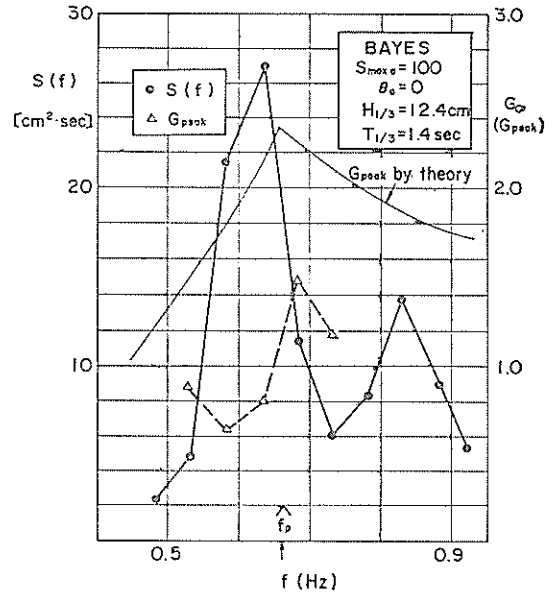


図-36 各周波数における方向関数のピーク値の推定結果

最大となるものと仮定し、その周波数を f_p とする。 f_p を 0.66Hz として、 $G_{peak}(f)$ の分布を次式によって理論的に推定したものが図-36の細実線で示した値である。

$$G_{peak}(f) = G_0 = \left[\int_{\theta_{max}}^{\theta_{max}} \cos^{2S} \left(\frac{\theta}{2} \right) d\theta \right]^{-1} \quad (63)$$

$$S = \begin{cases} S_{max} \cdot (f/f_p)^5 & ; f \leq f_p \\ S_{max} \cdot (f/f_p)^{-2.5} & ; f > f_p \end{cases} \quad (64)$$

白三角で示した $G_{peak}(f)$ の実験値の分布形と、細実線で示した理論値を比較すると全周波数において、実験値の G_{peak} が、理論値よりも明らかに小さくなっていることがわかる。したがって、図-35(1)において G_{peak} の解析結果が、目標とする値より小さくなっているのは、解析した周波数が真のピーク周波数とずれていたため、とは考えられない。

このことから、サーベント型造波機で発生した多方向不規則波の方向集中度は、 S_{max} が 50 以上の場合、明らかに目標値よりも小さくなると結論づけられる。この原因としては、斜め方向不規則波のところでも考察したように、成分波の斜め波の水粒子が水平面内で隋円状の軌跡を描くこと、水槽内の多重反射の影響などが考えられる。

S_{max} として 10 を設定した場合には、図-35(2)でわかるように、実験波の方向集中度は目標とする集中度より若干高くなっている。この原因としては、2.2 で述べたように、多方向不規則波の造波範囲を主波向に対して $\pm 45^\circ$ の範囲に限定し、さらに斜めに進む成分波のエネルギーに図-12で示した $\cos^2 \theta$ を乗じて、結果として斜め方向に進む成分波のエネルギーを小さくしていることが挙げられる。また、造波機の有限長の影響も考えられる。

図-37および図-38は造波機の有限長がエネルギーの方向分布性におよぼす影響を考察した図である。図-37は、サーベント型造波機と計測点3の位置関係を示した図である。サーベント型造波機の総延長は24mである。測点3に達する波のうち、水槽側壁からの反射波を除くと、最も遠方からくる波は造波板端部で発生する波である。したがって、図-37に示すように、造波機で生じた波のうち、測点3に到達可能な波向の範囲は、造波板の両端と測点3を結ぶ2直線ではさまれた範囲である。測点3と造波板との距離が6mで、造波板総延長が24mとすると、造波機によって物理的に発生可能な波向の範囲は、図-37に示されるように、 $-63^\circ < \theta < +63^\circ$ である。実際には、造波板の端部近傍では、端部における回折の影響を受けて発生波の波高は小さくなるので、上記に示し

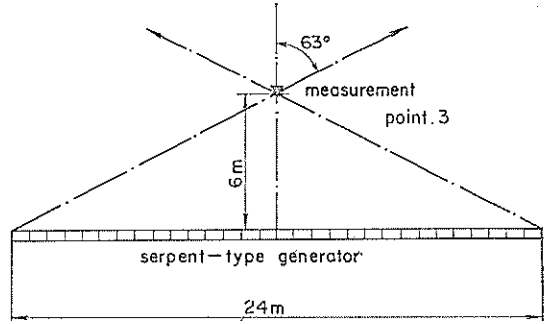


図-37 造波機の有限長が波向範囲に及ぼす影響

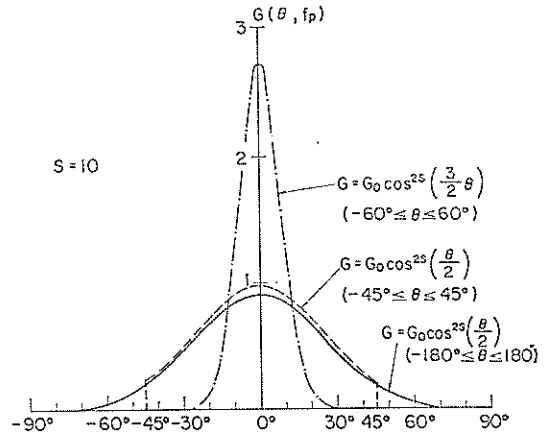


図-38 波向範囲が方向関数の分布形に及ぼす影響

た波向範囲はもう少し狭くなり、 $-60^\circ < \theta < +60^\circ$ 程度になるものと推測される。すなわち、水槽側壁の反射波の影響は無視できるものとする、測点3における波向範囲は $-60^\circ < \theta < +60^\circ$ 程度に限定されるものと推測できる。

図-38は、波向範囲が限られることによって方向関数の分布形が変化することを説明するための図である。 $S_{max}=10$ のとき、造波目標とする方向関数は、 $f=f_p$ において、図-38の実線で示すような分布形を持つ。しかし、2.2で述べたように、計算機に入力するときの波向範囲は $\theta_a - 45^\circ \leq \theta \leq \theta_a + 45^\circ$ としているので、造波信号をシミュレーションするとき用いる方向関数は、図-38の破線で示すような分布形となっている。サーベント型造波機で波を造波した場合には、波向の範囲が $-60^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ に限定されるので、方向関数はさらに変化する。変化した方向関数は、 $\theta < -60^\circ$, $60^\circ < \theta$ の範囲で0になると考えられる。さらに、方向関数は滑らかな連続

関数と考えられるので、 $\theta = -60^\circ$ 、 $\theta = 60^\circ$ のとき0で、滑らかに変化する関数となるものと推測できる。このような関数形を決定するのは困難であるが、ここでは、一例として、 $\theta = 60^\circ$ で0となる方向関数形として次式で示す関数を考える。

$$G(\theta|f) = G_0 \cos^2 S \left(\frac{3}{2} \theta \right) \quad (55)$$

$$(-60^\circ \leq \theta \leq 60^\circ)$$

ただし、

$$G_0 = 1 / \int_{-60^\circ}^{60^\circ} \cos^2 S \left(\frac{3}{2} \theta \right) d\theta \quad (56)$$

S は、(1)で示した方向集中度パラメーターである。式(55)で示した方向関数形を図示すると、図-38の一点鎖線のようになる。ピークの値は、2.7で、 $S = 10$ としても、方向集中度の高い分布形を示す。サーベント型造波機で造波された多方向波の方向関数の分布形が、図-38の一点鎖線で示されるような関数形に変化するには言い切れないけれども、波向範囲が限定されることによって、設定した方向関数形よりも、方向集中度の高い関数形により近づくものと推測される。

以上の考察から、 $S_{max} = 10$ で示されるような幅広いエネルギー分布を持つ多方向波を造波しようとしても、測点3では、成分波の波向が限定されるので、波の方向関数は、図-38の一点鎖線で示したように、 $S_{max} = 10$ より、高い方向集中度を表す関数となり、測定される波の方向集中度は目標値よりも高くなるのが予想される。

図-35(2)において $S_{max} = 10$ のときの発生波の方向集中度が、 $S_{max} = 10$ のものよりも高くなり、 $S_{max} = 25$ 程度になったのは、測点3では、造波機の有限長の影響のために、波向範囲が $-60^\circ < \theta < +60^\circ$ 程度に限定されるためだと思われる。

なお、上述の発生可能な波向範囲は、測点3の造波板からの距離によって変化するものと思われる。図-37から推測されるように、測点3が造波板にもっと近づけば、測点3と造波板端を結ぶ直線のなす角度は増加するので、造波機によって発生可能な波向の範囲はもっと広がる。したがって、測点3を今の位置よりも、造波板に近づけると、 $S_{max} = 10$ 程度の幅広い方向分布をもつ多方向波を発生することができるものと推測される。

多方向不規則波の方向分布特性および波向を比較的簡単な計算で推算できる指標として、合田²⁸⁾は、平均分散角を提案している。水面上昇量と水粒子速度2成分を用いた場合には、共分散を用いて平均分散角 θ_k が次式で定義される。

$$\theta_k = \tan^{-1} \left\{ \frac{\sqrt{\bar{\eta}^2} \sqrt{(\overline{\eta v})^2 u^2 - 2\overline{\eta u} \cdot \overline{\eta v} \cdot \overline{uv} + (\overline{\eta u})^2 v^2}}{(\overline{\eta v})^2 + (\overline{\eta u})^2} \right\} \quad (57)$$

ここに、 η ; 水面上昇量

u, v ; x および y 方向の水粒子速度

であり、 \overline{uv} 等は、遅れ時間0に対する2変数の共分散で次式で定義される。

$$\overline{u(t)v(t)} = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \int_{-t_0/2}^{t_0/2} u(t)v(t) dt \quad (58)$$

水面波形と水粒子速度計測の場合には、 θ_k の値は、 S_{max} の値によってほぼその値が定まるために逆に θ_k から、 S_{max} の値を推定することが可能になる。

図-39は、 S_{max} を変化させて多方向不規則波を造波した場合に、測点3において測定された波形と流速の記録から計算した平均分散角を示した図である。図-39の実線で示された推算値は、合田が示した数値計算値であり、今回の実験条件と最もよく似たシミュレーション条件から推定される関係を示している。図-39に示されるように、実験から求められた平均分散角は、数値計算値より大きくなり、このことは、平均分散角で表現される実験波の方向集中度は、目標とする方向集中度より低く、エネルギーがより広く分散していることを示し、このことは、方向スペクトルを計算して得られた結論とほぼ一致する。ただし、図-35に示された実験結果から推測される方向集中度は図-38で推定された方向集中度よりさらに低くなっており、これは水粒子速度の記録に含まれるノイズ、あるいは、水粒子の波向と直角方向成分の運動の影響によるものと推測できる。

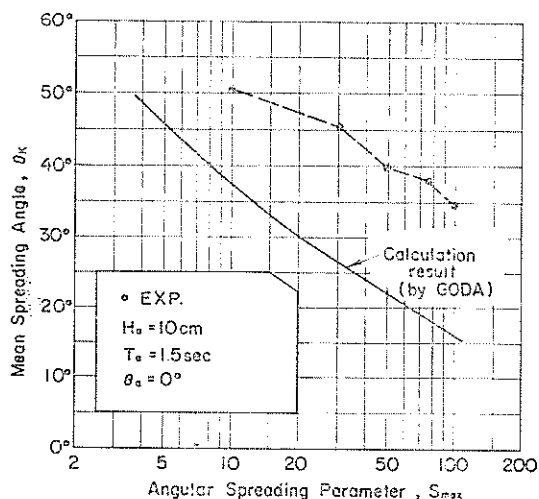


図-39 多方向不規則波の平均分散角

6.2 主波向による方向分布特性の変化

5.の斜め不規則波の方向分布特性の検討結果から、設定した主波向 θ_a が 0° からずれると、波のエネルギーが方向に関して広く分散する傾向があることが確認できた。そこで、多方向不規則波を造波した場合にも、同様の分布傾向を示すかどうかを検討した。

なお、斜め不規則波の場合、 θ_a が 45° になると、周波数スペクトルのピークが目標値より小さくなり、波のエネルギーが小さくなったので、多方向不規則波の設定主波向 θ_a は $\theta_a \leq 30^\circ$ の範囲と考えた。

図-40は、主波向 θ_a を 0° 以外に変化させた場合のピーク周波数 f_p における方向関数の分布形を示した図である。解析はベイズモデルを用いて行った。解析したケースは、 $H_a=15\text{cm}$ 、 $T_a=2.0\text{s}$ 、 $S_{\max a}=200$ のケースで、 $\theta_a = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ と変化させた。図-40において●で示した $\theta_a=10^\circ$ のケースでは、 $G(\theta|f_p)$ は $\theta=0^\circ$ において最大値をとり、その値は、1.53である。白丸で示した $\theta_a=5^\circ$ のケースでも $G(\theta|f_p)$ は、 $\theta=0^\circ$ で最大となり、その値は1.64である。方向関数の最大値が現れる波向はいずれのケースにおいても $\theta=0^\circ$ であり設定値とはずれている。また、 $G(\theta|f_p)$ の最大値は、図-35に示した目標値と比較すると $S_{\max a}=30\sim 40$ 程度に相当し、設定値 $S_{\max a}$ が 200であることを考えると、実

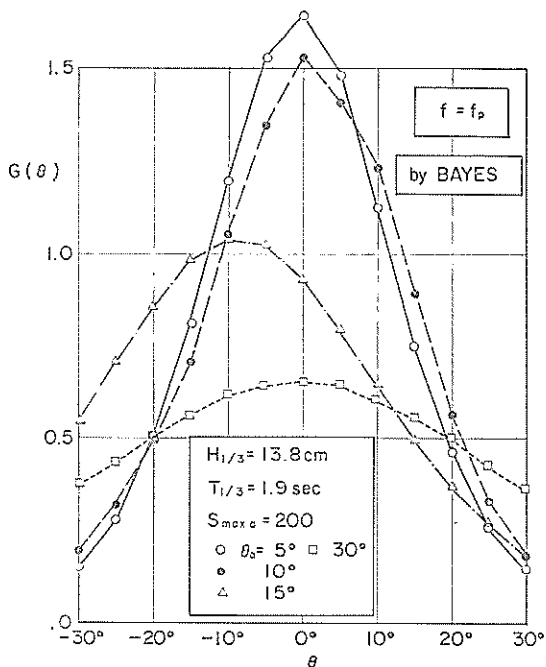


図-40 $\theta_a \neq 0$ の場合における多方向不規則波の方向分布特性 ($S_{\max a}=200$)

際に造波された方向集中度は目標とするものよりかなり小さいと言える。

三角形で示した $\theta_a=15^\circ$ のケースでは、 $G(\theta|f_p)$ は、 $\theta=-10^\circ$ で最大値をとり、その値は1.04となり、 $\theta_a=5^\circ, 10^\circ$ の場合よりも小さくなる。四角印で表示した $\theta_a=30^\circ$ ケースでは、分布形は非常になだらかとなり、 $G(\theta|f_p)$ は $\theta=0^\circ$ で最大値をとり、その値は0.65と小さくなった。したがって、主波向の設定値 θ_a が 0° からずれるにつれて、多方向波の方向集中度は低くなっている。

図-41は、 $H_a=10\text{cm}$ 、 $T_a=1.5\text{s}$ 、 $S_{\max a}=25$ として造波したケースの、ピーク周波数における方向関数の分布形をベイズモデルを用いて求めた結果である。黒丸は $\theta_a=5^\circ$ としたケース、白丸は $\theta_a=10^\circ$ としたケースである。造波された多方向波の方向集中度は、 $\theta_a=10^\circ$ の方が低く、 $S_{\max a}=25$ の場合にも、 $S_{\max a}=200$ の場合と同様に、 θ_a が大きくなるにつれて、方向集中度は低くなっている。黒丸で示した $\theta_a=5^\circ$ のケースでは、 $G(\theta|f_p)$ のピーク値は、0.95であり、 $S_{\max a}=10\sim 15$ として計算した目標値とほぼ一致している。 $\theta_a=0^\circ$ 、 $S_{\max a}=25$ とした場合には、図-35(2)で示したように、 G_{peak} および分布形は、 $S_{\max a}=25$ として計算した目標値とほぼ等しかったので、次のことが言える。サーベント型造波機で造波した多方向不規則波の方向集中度は、設定した

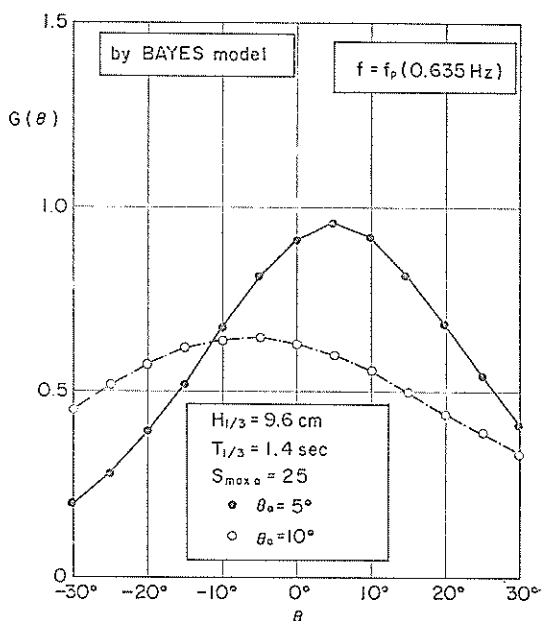


図-41 $\theta_a \neq 0$ の場合における多方向不規則波の方向分布特性 ($S_{\max a}=25$)

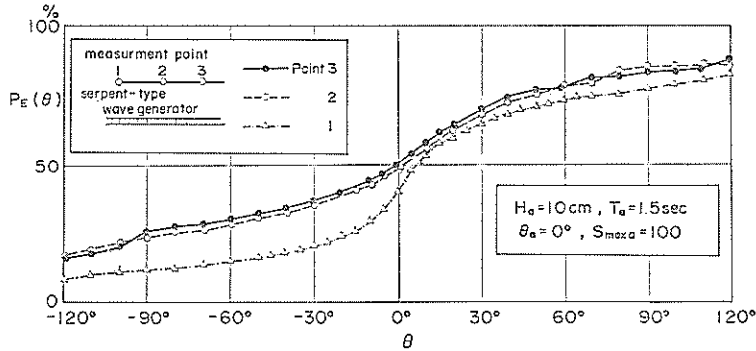


図-42 エネルギー累加曲線の場所的変動

$S_{max\alpha}$ が同一であれば、 $\theta_a=0^\circ$ のときに最も高くなり、 θ_a が大きくなるにつれて、方向集中度は低くなる。

図-40, 41 において、 $G(\theta|f_p)$ が最大となる波向を検査してみると、上述したように、図-41の $S_{max\alpha}=25$ 、 $\theta_a=5^\circ$ の場合を除いて、いずれの場合も設定した主波向 θ_a とは一致しない。この原因としては、造波板が $\theta=0^\circ$ の方向に駆動していること、測定装置の設置誤差、統計的な変動性などが考えられるが、はっきりしたことは不明であり、今後、理論計算等で検討していく必要がある。

6.3 方向分布特性の場所的変動

ここまでは、多方向波の解析結果は、水槽中央部の測点3におけるデータの解析結果を示していた。ここでは、方向分布特性の場所的な相違を検査するために、測点1, 2, 3, 4, 5における解析結果を検査した。なお、方向スペクトルの解析には、EMLMを用いた。

図-42は、流速計と波高計のアレイによって測定された水位変動と2成分流速を解析して計算したエネルギー累加曲線である。波向範囲は -180° から 180° までとした。解析した実験ケースは、ケース番号9であり、 $H_a=10\text{cm}$ 、 $T_a=1.5\text{s}$ 、 $\theta_a=0^\circ$ 、 $S_{max\alpha}=100$ のケースである。黒丸で示した測点3と、白丸で示した測点2におけるエネルギー累加曲線の形状は非常に一致しているが、三角形で示した測点1におけるエネルギー累加曲線は、測点2, 3におけるものと、その変化の様子が異なる。特に、 θ が負の領域におけるエネルギーの量が、測点2, 測点3のものに比べて小さくなっている。たとえば、 $\theta=-30^\circ$ までのエネルギーの累加値は、測点2, 測点3における値が36%程度であるのに対して、測点1の場合は20%しかなく2/3以下となっている。この理由としては、測点1が、造波板列の中央に位置する測点3より8m離れているので、測点1よりさらに8m左側にある造波板の長さは4mしかないことが考えられる。すな

わち、負の角度になる成分波のエネルギーが落ちたものと推測される。その結果、他の測点に比較して θ が負となるエネルギーの累加値が小さくなったと考えられる。測点4, 5は、 $\theta_a=0^\circ$ については、測点3に対して、測点2, 1と対称位置になるので、方向スペクトルの解析は行わなかった。

図-43と44は、方向関数 $G(\theta|f_p)$ を G_{peak} で割って標準化した方向関数の分布形を各測点について比較した図である。比較した実験波のケースは、ケース番号10 (図-43) および9 (図-44) であり、設定値は、ともに $\theta_a=0^\circ$ 、 $H_a=10\text{cm}$ 、 $T_a=1.5\text{s}$ で、 $S_{max\alpha}$ はそれぞれ75 および100である。図-43および44において黒丸で示した測点3と、×印と白丸で示した測点2の方向分布関数の分布形はよく類似しており、測点3と測点2の方向分布特性は、ほぼ同様の傾向を示すことがわかる。白丸あるいは三角で示した測点1における方向分布は、波のエネルギーがより広く分布していることを示している。

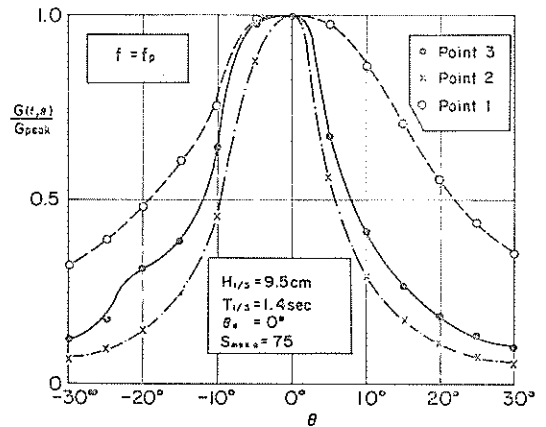


図-43 方向関数の場所的変動
($\theta_a=0^\circ$, $S_{max\alpha}=75$)

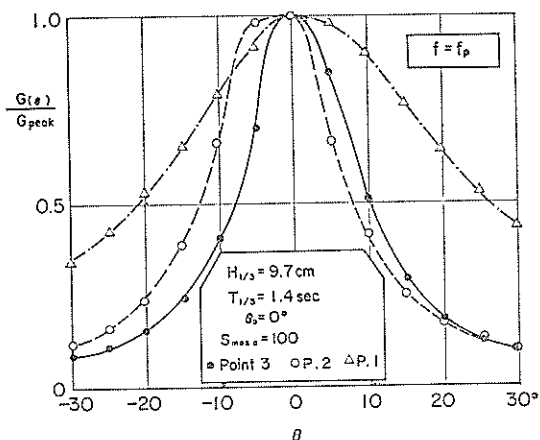


図-44 方向関数の場所的変動
($\theta_a=0^\circ$, $S_{max \alpha}=100$)

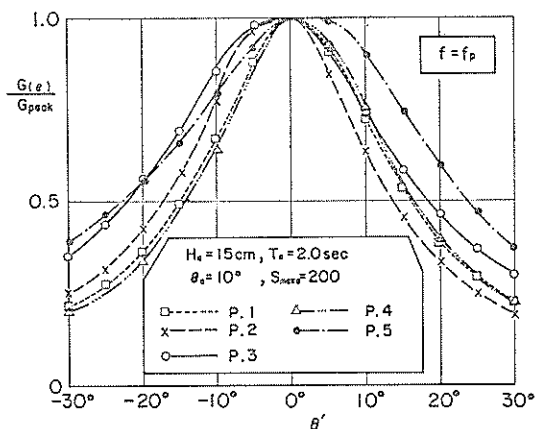


図-45 方向関数の場所的変動
($\theta_a=10^\circ$, $S_{max \alpha}=200$)

図-45は、目標主波向が 0° ではなくて、 10° とした場合の測点1, 2, 3, 4, 5における標準化された方向分布関数を比較した図である。方向関数はピーク周波数での形を示しており、 $H_a=15\text{ cm}$, $T_a=2.0\text{ s}$, $S_{max \alpha}=200$ である。波向 θ' は、方向関数のピークが出現する波向を 0° になるように補正した角度である。図-45においては、各測点間の方向分布関数の形状に大きな差が見られない。このことは、設定波向を 0° より傾けた場合には、測点1, 2, 3, 4, 5における方向分布特性には顕著な差が生じなくなることを示している。この原因としては、6.2で考察したように設定主波向が 0° より傾くと、同じ方向集中度パラメータを設定しても、 0° のときに比べて方向集中度が極めて低くなることが考えられる。す

なわち、目標波向が 0° ではないので、波のエネルギーが、目標波向が 0° の場合より広く分布する傾向を示し、あたかも水槽全体をかき回したような状態に近くなる。それゆえに、各測定点間の方向分布特性の差が小さくなるものと推測される。

7. サーベント型造波機を用いた模型実験と多方向不規則波のシミュレーション法に対する考察

ここでは、5., 6.で考察されたサーベント型造波機で造波された波の特性を考慮して、以下の諸点について検討した。

- i) 現有のシステムで、サーベント型造波機を用いて模型実験を行う場合の留意点と、実験条件を決定するための指針
- ii) シミュレーション法の問題点とその改良法

(1) サーベント型造波機を用いて模型実験を行う場合の留意点と実験条件を決定するための指針

サーベント型造波機を用いて模型実験を行う場合の大きな利点の一つとして、模型の位置、向きあるいは造波機の位置を変化させることなく、波向を変化させることができる、ということが挙げられる。防波堤の配置、長さ等を検討するための静穏度実験等では入射波の波向が大きな要素となっている。サーベント型造波機の前面の水槽内に模型を製作し、一方向波を外力として作用させる場合を考える。このとき、5.3, 5.4で考察されたように、設定波向が 0° 以外の場合には、波向 0° の単一方向波に比較すると方向分散性が強くなり、厳密には単一方向波とは言えなくなる。したがって、方向集中度がかなり高い波を用いなければならない実験では、目標波向を 0° 以外に変化させたときには、実験結果に特に配慮する必要がある。

サーベント型造波機を用いた模型実験におけるもう一つの最大の利点は、多方向不規則波を用いた模型実験が可能であるという点である。外洋に設置された海底資源探査用プラットフォーム等の海洋構造物、ブイ等の波浪観測用浮体、大水深域における円筒形防波堤⁴⁹⁾等の模型実験等においては、波高、周期だけでなく波向に対する応答を知ることが重要であり、多方向不規則波を用いた実験が不可欠になると思われる。水槽中央部に海洋構造物の模型を設置して、多方向不規則波に対する応答特性を検討する場合を想定する。主波向が 0° の場合には、目標とする S_{max} の値が大きく、50以上の場合には、造波された波の方向集中度は、目標値よりも小さくなり、 $S_{max}=30\sim 40$ 程度になる。設定値 $S_{max \alpha}$ が低く、10程度のときには、発生波の方向集中度は、目標値より高く

なり、 $S_{\max}=20\sim 25$ 程度になる。これは、造波板の有限長の影響を受けて波向が限定されるためである。したがって $S_{\max}=10$ のように幅広いエネルギー分布を示す波を作用させる場合には、模型を中央部よりさらに造波機側へ近づける必要があると思われる。

主波向 0° をではなく、 $5^\circ\sim 30^\circ$ として変化させた場合、6.2で考察したように、 $S_{\max a}$ が同一であっても、 θ_a が大きくなるにつれて方向集中度は低下する。 $\theta_a=5^\circ$ 、 $S_{\max a}=25$ の条件で造波したケースでは、 $S_{\max}=10\sim 15$ 程度の推算値による方向分布形状とほぼ等しくなった。

以上のことから、本サーベント型造波機で多方向不規則波を造波した場合には、その方向集中度は、 $S_{\max a}$ を大きくしても目標とするものほどは集中せず、 $S_{\max}=25\sim 40$ 程度の方向集中度パラメータで代表される方向分布特性を持つものと思われる。また、主波向 θ_a を 0° から変化させるにつれて方向集中度は低下し、設定した主波向と実際に造波した波の主波向とはずれる。

6.3で考察したように、本水槽内では、水槽中央の測点3から4m水槽側壁側へ離れた測点においても、中央部と同様の方向分布特性をもった波が造波できる。中央部から造波板列と平行に8m程度離れると、同一の方向分布特性が得られない。本実験で用いた波の波長は、ほぼ3~4mであったので水槽中央部より1波長程度離れた場所でも、ほぼ等しい方向分布特性をもった波が造波できる。しかし、本報告では、波長と方向分布特性の場所的変動の相関については詳細な議論をしていないので定量的に明確な結論を得ることはできなかった。

以上述べたことを模型実験を行う際の指針として簡潔にまとめると次のようになる。

- i) 造波板列に対して直角方向を 0° としたときに、 0° より傾いた波向を持つ斜め不規則波を造波するときには、 0° の方向に造波される直方向不規則波に比べて、波のエネルギーが多方向に分布する傾向を示すことに留意する。
したがって、波向を変化させる場合には、造波機によって波向を変化させることは避けて、できるだけ、模型を回転させるか、造波機を回転させた方がよい。
- ii) 目標値 $S_{\max a}$ を50以上にしても、発生波の方向集中度は目標値ほど大きくならず、 $S_{\max}=30\sim 40$ 程度にしかならないことに留意する。
- iii) $S_{\max}=10$ のように幅広いエネルギー分布を持つ多方向波を作用させるときには、模型を中央部より造波板側へ近づける。

iv) 模型の設置範囲は、造波板列の中心から、造波板列に平行に、両側に1波長程度離れた2点を、境界とする範囲内になるべく収まるようにする。

(2) シミュレーション法の問題点とその改良方法

これまで検討してきたことから、現在の造波信号のシミュレーション手法あるいは水槽の機能について今後改良していかなければならない点として次のようなことが考えられる。

まず5.1で検討したように、サーベント型造波装置の設置されている切れ波水槽における消波工の反射率は、0.25~0.3である。ベイズモデルによる解析結果からも推測できるように、全エネルギーのほぼ20%程度が、反射波の影響によって生じており、反射波のエネルギーをさらに低くすることにより、実際の海の波により近い状態を水槽内に再現できると思われる。

次に、6.1で示したように、サーベント型造波機で造波された多方向不規則波の方向集中度は、 $S_{\max a}$ を変化させても、大きく変化せず、ほぼ $S_{\max}=25\sim 40$ 程度の方向集中度を示す。具体的には、 $S_{\max a}\geq 50$ の場合には、造波された波の方向集中度は目標とするものよりも低くなり、逆に $S_{\max a}=10$ 程度のときには、発生波の方向集中度は目標値よりも若干高くなる。

造波された波の方向集中度をより高くする方法としては、いまのところ次のようなことが考えられる。まず、成分波の波向範囲を、現在の $\theta_a-45^\circ\sim\theta_a+45^\circ$ よりさらに狭くし、相対的に波の方向集中度を高くする。あるいは、各成分波の振幅に $\cos\theta$ のような係数をかけ、 θ が主波向から離れるにしたがって成分波のエネルギーを小さくする、等である。

逆に、目標とする方向集中度が低く、実験波の方向集中度が目標値より高くなる場合には、前述したように模型を定常減衰波の影響が生じない範囲で造波機側へ近づけることが考えられる。

ところで、造波信号のシミュレーション法を改良した場合、造波される波の方向集中度が目標とするものと一致するかどうかを調べる必要がある。このとき、本報告で示したような実験を行っている、非常に時間がかかるので、水槽内におけるクロススペクトルの分布を数値計算で求める手法を開発し、発生波の方向集中度を数値計算で検討することが望ましいと思われる。

8. むすび

本報告では、大水深実験場に設置されているサーベント型造波装置で造波された斜め不規則波、多方向不規則波の特性を検討した。方向スペクトルの解析法として

は、EMLM および ベイズ型モデルを用いた。さらに、その検討結果をもとに、多方向波を用いた模型実験手法について考察した。

主要な結論をとりまとめると以下ようになる。

- i) 大水深実験場の切れ波水槽内の水槽側壁に沿って設置されている消波装置の反射率は有義波高が大きくなるほど、小さくなり、有義波高 15cm 程度のとき $K_r=0.25$ 程度であった。
- ii) 波向を 0° から傾けて造波した斜め不規則波は、造波板列に対して直角方向を波向とする直方向不規則波と比較すると、その波のエネルギーが設定波向以外の方向にも分布する傾向がある。
- iii) 本研究で用いた造波方式を用いる限りにおいては、サーベント型造波機で造波された多方向不規則波の水槽中央部における方向集中度については、以下のようなことが言える。
 設定した $S_{max\alpha}$ が 50 以上で大きい場合には、発生波の方向集中度は目標とするものより低くなり、 $S_{max}=40\sim 30$ 程度になる。これは、成分波となる斜め不規則波が単一方向波ではなく、幅広いエネルギー分布を持つためである。
 設定した $S_{max\alpha}$ が 25 とときは、ほぼ目標とする方向集中度を持つ多方向波が造波できる。
 $S_{max\alpha}=10$ のように方向集中度の低い波を造波したときには、造波板の有限長の影響を受けて波向が限定されるために、発生波の方向集中度は目標値より高くなる。
- iv) $S_{max\alpha}$ を一定として、主波向の目標値 θ_a を変化した場合、造波される多方向不規則波の方向集中度は、 θ_a が 0° から離れるにつれて、小さくなる。また、造波された波の、方向関数値が最大となる波向は目標とする主波向 θ_a とは一致しないことが多い。
- v) 今回の実験ケースから多方向不規則波の場所的な変動性を考慮したところ、水槽中央点から、造波板列に平行に一波長程度離れた点においても、その方向分布特性は、中央部の方向分布特性とほぼ相似したものとなった。
- vi) 以上の結果から、現在のシステムにおいて多方向不規則波を用いた模型実験を行うには、以下のような手法を取った方がよい、と言える。
 - ① 実験波の波向を変化させる場合には、造波機によって波向を変化させずに、できるだけ模型自体を回転させるか造波機を回転させる。
 - ② 多方向不規則波を造波させる場合には、 $S_{max} =$

50以上の高い方向集中度を持つ波は造波することは困難であることに留意して実験条件を設定する。

- ③ 方向集中度の低い多方向波を作用させるときには、模型を造波機へ近づける。
- ④ 模型の設置範囲は、水槽中央から造波板列と平行に、一波長程度両側に離れた範囲内とする。

本報告は、サーベント型造波装置を用いて、多方向波を作用させた模型実験を行うときに考慮しておかねばならない波の特性を、急ぎとりまとめたものである。そのため、実験ケースと、測点数が十分ではなく、波連の違いによる測定結果の変動、あるいは方向分布特性の場所的変動等が検討できていない。しかし、実験を行うにあたり、最低限知っておかねばならないような点については検討したつもりである。

しかしながら、本報告で得られた結論は、限られた実験データを解析して求めたもので、斜め不規則波の方向集中度の低下や多方向不規則波の方向分布形における目標と実験との相違など、それらの原因について未解明な部分が残されている。今後は、斜め波の造波理論を用いて、サーベント型造波機で起される多方向波の特性について理論的な検討を行ってゆく予定である。これによって、本報告で得られた結論が実験に用いた造波装置や水槽の固有の特性なのか、一般的な特性なのか、明らかにできるものと思っている。

本報告で用いた EMLM の解析プログラムは、当研究所合田良実所長が作成したものであり、使用法および解析結果のとりまとめについて懇切な指導をいただいた。当研究所水工部海象観測研究室橋本典明研究官からは、方向スペクトルの推定法の精度について詳細な御教示を受けるとともに、ベイズモデルの解析プログラムを提供していただいた。また、サーベント型造波装置の開発を担当していた元波浪研究室永井紀彦研究官には、サーベント型造波機の制御方法について有益な助言をいただいた。本報告における実験の一部は、波浪研究室研究員本城智枝官、技卓工専実習生小栗開仁君に行っていた。以上の方々に深く感謝する次第である。

なお、本報告では、高山の全般的な指導の下に、平石が実験、解析およびとりまとめを行った。

(1987年6月30日受付)

参考文献

- 1) Kjeldsen, S. P.: Whitecapping and wave crest lengths in directional seas, *Proc. of the Symposium Description and Modelling of Directional Seas*, Technical Univ., Denmark, 1984, B6-1~B6-17.
- 2) Aage, C. and E. Sand: Design and construction of the DHI 3-D wave basin, *Proc. of the Symposium on Description and Modelling of Directional Seas*, Technical Univ., Denmark, 1984, pp. B2-1~B2-20.
- 3) Outiaw, D. G.: A portable directional irregular wave generator for wave basins, *Proc. of the Symposium on Description and Modelling of Directional Seas*, 1984, pp. B3-1~B3-8.
- 4) Salter, S. H.: Absorbing wave-makers and wide tanks, *Proc. of Conf. on Directional Wave Spectra Application*, Univ. of California, Berkeley, 1981, pp. 185~202.
- 5) 合田良実, 谷本勝利, 高山知司: 運輸省港湾技術研究所の大水深海洋構造物実験水槽について, 日本造船学会誌第691号, 1987年, pp. 35~39.
- 6) 谷本勝利: 運輸省港湾技研の「大水深海洋構造物実験水槽」水理実験が本格化, 土木学会誌1986年12月号, p. 99.
- 7) 高山知司: 大水深海洋構造物実験場と多方向不規則波発生装置について, 埋立と浚渫 No. 122, 1985, pp. 39~46.
- 8) Takayama, T.; Theoretical properties of oblique waves generated by serpent-type wavemakers, *Rept. of the Port and Harbour Res. Ins.*, Vol. 21-No. 2, 1982, pp. 3~48.
- 9) 高山知司・永井紀彦・合田良実: サーベント型造波装置の制御方式と造波特性, 港湾技研資料, No. 509, 1984, 30p.
- 10) Capon, J.; High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, *Proc. IEEE*, 57, 1969, pp. 1408~1418.
- 11) 高山知司・永井紀彦・合田良実: サーベント型造波機の制御方式と発生波の特性, 第32回海岸工学講演会論文集, 1985, pp. 16~20.
- 12) 高橋重雄, 明瀬一行: 波力発電ケーソンの空気出力に及ぼす波向きと平面配置の影響, 第33回海岸工学講演会論文集, 1986, pp. 501~505.
- 13) 高山知司, 平石哲也, 古川正美, 佐尾邦久, 奥野直哉; SALM型パイ係留タンカーの避泊実験, 海洋開発論文集, Vol. 2, 1986, pp. 169~174.
- 14) 鶴田千里, 久田安夫: 大型造波水路の設計について, 港湾技研参考資料, No. 20, 1965, 62p.
- 15) 合田良実, 鶴田千里: 小型造波水路の設計について, 運輸技研資料, No. 31, 1961, 78p.
- 16) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計算, 港湾技術研究所報告, Vol. 11, No. 2, 1972, pp. 47~119.
- 17) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達(2), 第17回海岸工学講演会論文集, 1980, pp. 1~7.
- 18) Mitsuyasu, H. et al.; Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phy. Oceanography*, Vol. 5, No. 4, 1975, pp. 750~760.
- 19) 合田良実・鈴木康正: 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No. 230, 1975, 45p.
- 20) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 昭和52年, p. 24.
- 21) 高山知司: 造波機によって発生する斜め波の特性について, 第29回海岸工学講演会論文集, 1982, pp. 208~212.
- 22) Takayama, T.; Theory of oblique waves generated by Serpent-type wave-maker, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 27, 1984, pp. 1~19.
- 23) 山口正隆・土屋義人・小矢田宏: 一様風域場における波浪の方向スペクトルの特性について, 第24回海岸工学講演会論文集, 1977, pp. 97~101.
- 24) Kobune, K., Sasaki, H., Hashimoto, N.; Characteristics of Ocean Waves off Cape Nojima in the Northwestern Pacific, Measured with a Discus Buoy, *Report of the Port and Harbour Research Institute*, Vol. 24, No. 3, 1985, pp. 3~30.
- 25) 永井 豊, 谷津英明, 角野 隆: 海洋構造物の実海域実験研究(第2報), 第28回北開道開発局技術研究発表会論文集, 1985, pp. 1514~1522.
- 26) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 1977, pp. 218~219.
- 27) Longuet-Higgins, M. S., D. E. Cartwright and N. D. Smith: Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy, *Ocean Wave Spectra*, Prentice Hall, Inc. New Jersey, 1963, pp. 111~136.
- 28) 合田良実: 共分散法を用いた波向推定方式の数値的検討, 港湾技術研究所報告, Vol. 20, No. 3, 1981, pp. 53~92.
- 29) たとえば, 前出26) のpp. 10~12.
- 30) 桑島 進, 永井康平: 任意個数試料のFFT 算法とそのスペクトル解析への応用, 港湾技研資料, No. 155, 1973, 33p.
- 31) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治: 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No. 248, 1976, 24p.
- 32) Barber, N. F.: The directional resolving power of an array of wave detectors, *Ocean wave Spectra*, Prentice Hall, Inc. 1961, pp. 137~150.
- 33) Panicker, N. N. and Borgman, L. E.: Enhancement of directional wave spectrum estimate, *Proc. 14th Coastal Engg. Conf.*, Copenhagen, 1974, pp. 258~279.
- 34) Capon, J.; High-resolution frequency-wave number spectrum analysis, *Proc. IEEE*, Vol. 57, 1969, pp. 1408~1418.
- 35) 磯部雅彦, 近藤浩石, 堀川清司: 方向スペクトルの推定におけるMLMの拡張, 第31回海岸工学講演会論文集, 1984年, pp. 173~177.
- 36) 小舟浩治: 波向観測の現状について, 昭和61年度港湾技術研究所講演会講演集, pp. 1~44.
- 37) 本間 仁・堀川清司他: 海岸環境工学, 東京大学出版会, 1985, pp. 506~524.

- 38) 橋本典明・小舟浩治; 最大エントロピー原理(MEP)を用いた方向スペクトルの推定, 港湾技術研究所報告, Vol. 24, No. 3, 1985, pp.123~145.
- 39) 小舟浩治・橋本典明; 最大エントロピー原理(MEP)を用いた方向スペクトルの推定, 第32回海岸工学講演会論文集, 1985, pp.159~163.
- 40) 橋本典明・小舟浩治; 方向スペクトルの推定における多変量自己回帰モデルの適用, 第33回海岸工学講演会論文集, 1986, pp.164~168.
- 41) たとえば, 森口繁一, 宇田川銓一, 一松 信; 数学公式(II), 岩波全書229, 1957年, pp.160~162.
- 42) 橋本典明; ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定, 港湾技術研究所報告, Vol. 26, No. 2, 1987, pp.97~125.
- 43) 橋本典明; ベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定, 第34回海岸工学講演会論文集, 1987, pp.126~130.
- 44) たとえば, 繁舛算男; ベイズ統計入門, 東京大学出版会, 1985年, 225p.
- 45) Goda, Y.; Numerical experiments on statistical variability of ocean waves, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.* Vol. 16, No. 2, 1977, pp. 3~26.
- 46) 合田良実; 波高計群による方向スペクトルを用いた反射波推定法の検討, 港湾技術研究所報告, Vol.19, No. 3, 1980, pp.37~70.
- 47) 磯部雅彦, 近藤浩右; 入・反射波の共存場における方向スペクトルの推定法, 第30回海岸工学講演会論文集, 1983, pp.44~48.
- 48) 磯部雅彦, 古市耕輔; 不規則波に対する統計量の変動に関する理論的考察, 第33回海岸工学講演会論文集, 1986, pp.159~163.
- 49) 谷本勝利, 吉本靖俊, 岡 幸夫; 大水深波浪制御構造物に関する水工的研究(その3)一波力特性に関する実験一, 港湾技研資料, No. 543, 1985, 61p.

- $J_0(x)$; 0次ベッセル関数
 k ; 波数
 \mathbf{k} ; 波数ベクトル
 k_n ; n 番目の成分波の波数
 $K_0(x)$; 変形ベッセル関数
 $L(x, \sigma^2)$; 尤度関数
 M ; 方向分割数
 N ; 周波数分割数
 $N_0(x)$; ノイマン関数
 N_+ ; x 軸の正側の造波板の数
 N_- ; x 軸の負側の造波板の数
 $p(x, y)$; 確率密度関数
 $P_E(\theta)$; エネルギーの累加値
 $S(f), S(\sigma)$; 周波数スペクトルおよび角周波数スペクトル
 $S(f; \theta)$; 方向スペクトル
 S_{max} ; 方向集中度パラメーター
 S_{maxa} ; 方向集中度パラメーターの設定値
 $S(k, \sigma)$; 波数・周波数スペクトル
 $\hat{S}(k, \sigma)$; 波数・周波数スペクトルの推定値
 T_a ; 目標周期
 $T_{1/3}$; 有義波周期
 $\bar{T}_{1/3}$; 水槽内の平均有義波周期
 t_a ; 造波時間
 u ; x 方向水粒子速度
 s^2 ; ベイズモデルにおける超パラメーター
 v ; y 方向水粒子速度
 V ; 合成流速
 $\omega(k, k')$; ウィンドー
 \mathbf{x} ; 位置ベクトル
 α ; 複素伝達関数における波向角
 α_p ; $2 \sinh^2 kh / (2kh + \sinh 2kh)$
 β_p ; $2 \sin^2 \nu h / (2\nu h + \sin 2\nu h)$
 σ ; 角周波数
 μ^2 ; 分散
 Δt ; 造波信号出力時間間隔
 η ; 水位
 ζ ; 造波板変位
 ν ; $\sigma^2 = -g\nu \tan \nu h$ の実数解
 $\Phi(\sigma)$; クロススペクトル
 θ ; 波向角
 $\bar{\theta}_m$; 成分波の波向
 θ_a ; 設定主波向
 θ_{min} ; 造波時の成分波の波向範囲の最小値
 θ_{max} ; 造波時の成分波の波向範囲の最大値

主要記号表

- a_n ; 成分波の振幅 (単一方向波)
 a_{nm} ; 成分波の振幅 (多方向波)
 b ; 造波板幅
 d_m ; 波向線の間隔
 D ; 最小波高計間距離
 F_n ; ピストン型造波板の造波効率
 f ; 周波数
 f_p ; ピーク周波数
 $G(f|\theta)$; 方向関数
 G_0 ; $G(f|\theta)$ の積分値を1とする係数
 $G_{peak}(f)$; 周波数 f における方向関数の最大値
 $G'(f|\theta)$; G_{peak} で標準化された方向関数
 g ; 重力加速度
 H_a ; 目標波高
 H_W ; 造波機による最大発生波高
 $H_{1/3}$; 有義波高
 $H(k, \sigma)$; 複素伝達関数
 $\bar{H}_{1/3}$; 水槽内の平均有義波高
 H_m, H_n ; 伝達関係
 h ; 水深
 i ; 虚数単位
 j ; 乱数を求めるときの初期値