

クレセント型没水平板の集波効果に関する研究

今井 貫爾*・秋山 義信**・池谷 毅***
工藤 君明****・續 辰之介*****

1. はじめに

近年、沿岸海域の総合利用のために、新型の波浪制御構造物について多数の研究がなされるようになってきた。従来より用いられてきた波浪制御構造物の多くは各種防波堤に代表されるように、壁状の構造物で波をさざり波を侵入させないという形式のものであった。

これに対し、ノルウェーでは、波の屈折現象を利用することにより波向きを変化させて波浪制御を行う“没水平板（水中に水平に設置された薄い板）”という新型構造物を考えている¹⁾。筆者らも、没水平板による波向き制御、特に波を集める機能に着目し、凸レンズ型を中心に没水平板による波浪変形現象の基礎的知見の把握を行ってきた²⁾。

そこで、本研究では、集波効果の増大を目的として、没水平板の平面形状を屈折理論により設計する方法について示す。つづいて、筆者らが没水平板による波浪変形現象の解析法として示したダブルレット型グリーン関数を用いた境界要素法の概要について示す³⁾。最後に上記設計より得られた没水平板に対し、実験並びに数値計算を行うことによりその集波効果の把握を行った結果について示す。

2. 没水平板の設計

没水平板は、その平面形状もしくは入射波条件を変化させることによって任意の方向に波向きを変化させることができるものである。そこで、ある条件の波を集めるのに適した平板形状を求めるために、屈折理論（スネルの法則）を用いて解析を行った。屈折理論によれば没水平板を通過する波向き線は、没水平板に波が入る（沖）側及び没水平板から波が出る（岸）側の外縁で2回曲げられることになる。一般に、没水平板から波が出る時に波向きを曲げることは、没水平板に波が入る時に波を曲げることと比べ反射が大きく透過波が小さくなるといっ

た傾向がある⁴⁾。そこで、集波効率を増大させるために波向きは没水平板に波が入る時、すなわち沖側外縁のみで曲げるものとし、岸側外縁では曲げないものとする。

図-1に示すように点Fに波を集めるとすると、没水平板の岸側外縁は波向き線に垂直に交わり、しかも、波が同位相で点Fに到達するために、平板を出てから点Fまでの到達時間が等しいという条件を満足する必要がある。一方、沖側外縁も同位相で波が点Fに到達するために、基準線（ $x=0$ ）から点Fまでの到達時間が等しい条件を満足する必要がある。したがって、没水平板の岸側外縁及び沖側外縁を与える曲線はそれぞれ以下の条件を満足しなくてはならない。

$$\angle FB'C' = \pi/2, \quad \overline{B'F}/C_0 = \text{Const.} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$B_0/C + \overline{BF}/C_0 = \overline{OA'}/C_0 + \overline{A'B'}/C + \overline{B'F}/C_0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 C は平板上での波速、 C_0 は平板外での波速である。上式を x, y 座標で記述し整理すると、それぞれ以下に示す円及び楕円の式になる。

$$x^2 + (y-r)^2 = (r-B_0)^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{x^2}{\{r\sqrt{(1-n)/(1+n)}\}^2} + \frac{\{y-rn/(1+n)\}^2}{\{r/(1+n)\}^2} = 1 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 n は屈折率（ $=C/C_0$ ）、 r は焦点距離、 B_0 は平板基準幅である。したがって、設計条件として n, r, B_0

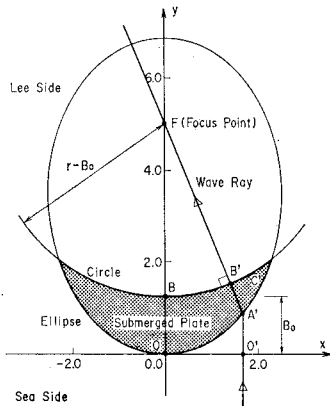


図-1 屈折理論による没水平板の形状の決定

* Ph.D. 鹿島建設株式会社技術研究所
** 正会員 工修 鹿島建設株式会社技術研究所
*** 正会員 工博 鹿島建設株式会社技術研究所
**** 工博 海洋科学技術センター
***** 水修 海洋科学技術センター

を与えることにより、集波に適した没水平板形状を決定できる。

数値解析及び実験に使用する没水平板形状を図-2に示す。この形状は表-1に示す設計条件に対し得られたもので、沖側外縁は楕円形(長軸 5.94m, 短軸 4.34m), 岸側外縁は円形(半径 3.75m)で構成されるクレセント(三日月)型である。

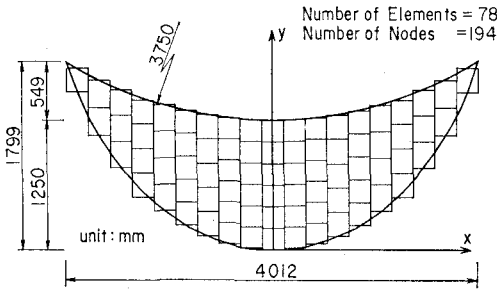


図-2 クレセント型没水平板

表-1 設計条件と実験条件

設計条件	周期	T_i (sec)	1.2
	水深	h (m)	1.0
	没水深度	d (m)	0.2
	平板代表幅	B_0 (m)	1.25
	焦点距離	r (m)	5.0
	屈折率	n	0.68
実験条件	周期	T_i (m)	1.0 1.2, 1.4
	波高	H_i (m)	約0.05
	水深	h (m)	1.0
	没水深度	d (m)	0.2

3. 数値解析方法

没水平板は水平方向のスケールに比べ鉛直方向のスケールが小さい構造物である。したがって、従来の波浪変形現象の解析法(有限要素法, ソース型グリーン関数を使用した境界要素法)では、きわめて扁平な要素を用いるか多数のメッシュ分割を行わなくてはならず、精度・計算時間に関し実用的なものにならない。そこで、平板厚さが非常に薄いとして無視し、無限水深ダブレット型グリーン関数を導入し、線形回折波理論に基づく境界要素法により定式化し解析を行った。なお、本解析の詳細並びに精度の検討に関しては文献3)によるものとする。

数値解析並びに実験の結果の整理に用いた座標系及びその記号を図-3に示す。座標原点は没水平板沖側外縁中心の静水面上に取り、各座標軸は没水平板の長さ方向に x 軸、幅方向に y 軸、鉛直方向に z 軸をとった。また図中の記号 T_i , H_i , λ_i は入射波の周期、波高、波長で、 L , B , t は没水平板の長さ、幅、厚さ、 h , d は水深、没水深度である。

3.1 支配方程式

流体は非粘性・非圧縮、流体運動は非回転とし、速度ポテンシャル Φ の存在を仮定する。波理論は微小波振幅理論を使用、水深は無限水深と仮定する。したがって流体場の速度ポテンシャルは次式で表わされる。

$$\Phi(x, y, z, t) = \zeta_w \phi(x, y, z) e^{i\omega t} \\ = \zeta_w (\phi_w + \phi_a) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 i は虚数単位、 ω は入射波の角周波数、 ζ_w は入射波振幅、 ϕ_w , ϕ_a はそれぞれ単位振幅入射波ならびに散乱波の速度ポテンシャルの複素振幅である。なお、 ϕ_a は未知量であり ϕ_w は次式で示す既知量である。

$$\phi_w(x, y, z) = ig/\omega \cdot e^{Kz - iKy} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 g は重力加速度、 K は入射波の波数である。

散乱波の速度ポテンシャル ϕ_a が満たすべき基礎方程式は以下のとおりである。

$$\nabla^2 \phi_a = 0 \quad (\text{in } \Omega) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\partial \phi_a / \partial z - K \phi_a = 0 \quad (\text{on } \Gamma_t) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\partial \phi_a / \partial z \rightarrow 0 \quad (\text{as } z \rightarrow -\infty) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\sqrt{R} (\partial \phi_a / \partial R + iK \phi_a) \rightarrow 0 \quad (\text{as } R \rightarrow \infty) \quad \dots\dots (10)$$

$$\partial \phi_a / \partial z = -\partial \phi_w / \partial z \quad (\text{on } \Gamma_s) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$(R = \sqrt{x^2 + y^2})$$

ここで、 Ω は流体内部領域を、 Γ_t は水表面を、 Γ_s は没水平板表面を表わす。式(7)は Laplace の式、式(8)は自由表面の境界条件、式(9)は無限水深底面の境界条件、式(10)は radiation 条件、式(11)は構造物表面の境界条件である。

3.2 積分方程式

散乱波速度ポテンシャルの複素振幅 ϕ_a はダブレット型グリーン関数 G_a と没水平板上のダブレット特異点強さ δ の積より次式で示される。

$$\phi_a(P) = \iint_S \delta(Q) \cdot G(P; Q) dS_Q \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 Q はダブレット特異点が置かれた位置を示し、 P は流体場の任意の位置を示す。上式を構造物表面境界

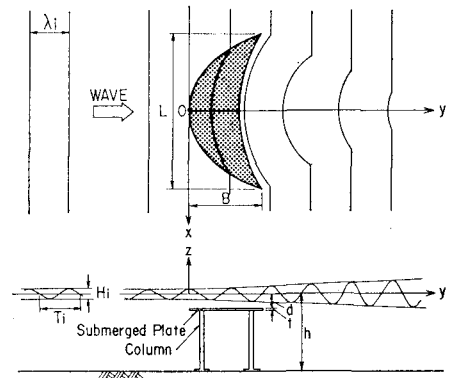


図-3 座標系と記号

条件式(11)に代入することにより以下に示すダブルレット特異点強さ δ を未知数とする積分方程式が得られる。

$$\iint_S \delta(Q) \left(\frac{\partial}{\partial z} G(P; Q) \right) dS_Q = -\frac{\partial}{\partial z} \phi_w(P) \quad \dots\dots\dots (13)$$

なお、ダブルレット型グリーン関数 G_d はソース型グリーン関数 $G_s^{(5)}$ を z' 方向に一階偏微分することにより次式で示される。

$$\begin{aligned} G_d(x, y, z; x', y', z') &= \partial G_s / \partial z' \\ &= -\frac{z-z'}{4\pi r^3} - \frac{K}{2\pi r_1} + \frac{z+z'}{4\pi r_1^3} \\ &\quad + \frac{1}{4} K^2 e^{K(z+z')} \left\{ H_0(KR) + Y_0(KR) \right. \\ &\quad \left. + \int \frac{K^{1/2} e^{Kv}}{\sqrt{v^2 + (KR)^2}} dv \right\} \\ &\quad + i \frac{1}{2} K^2 e^{K(z+z')} J_0(KR) \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここに、 J_0, Y_0, H_0 はそれぞれ第一種、第二種 Bessel 関数および Struve 関数で、 R, r, r_1 は次式で示される。

$$\left. \begin{aligned} R &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \\ r &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \\ r_1 &= \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

3.3 水面変動量の算出

水面変動量は圧力方程式から次式で示される。

$$\begin{aligned} \zeta(P) &= -\frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(P) \Big|_{z=0} \\ &= -i\zeta_w \frac{\omega}{g} (\phi_w(P) + \phi_a(P)) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

3.4 数値計算法

積分方程式(13)を解くために、没水平板の表面をメッシュ分割して離散化を行う。各要素上でのダブルレット特異点の強さ δ は一定であると仮定し、境界条件を合わせる標点を要素図心 X_m とすると、積分方程式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M \delta_m \cdot \frac{\partial}{\partial z} G_d(X_i; X_m) \cdot S_m \\ = -i\omega \zeta_w e^{-Kz-iKy_i} \quad (i=1 \sim M) \quad \dots\dots\dots (17) \end{aligned}$$

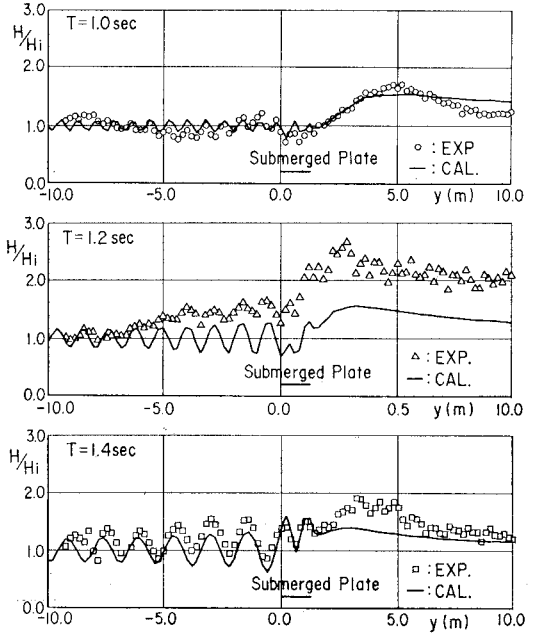
上式を解けば各々の要素でのダブルレット特異点の強さ δ_m がわかり速度ポテンシャル ϕ_a は次式で示される。

$$\phi_a(P) = \sum_{m=1}^M \delta_m \cdot G(P; X_m) \cdot S_m \quad \dots\dots\dots (18)$$

なお、ダブルレット型グリーン関数の $r=0$ の特異性に関してはソース型グリーン関数における方法と同様⁶⁾ に特異点を含む微小領域で積分を行った後に特異点に近づけることにより回避するものとする。その結果、特異点におけるグリーン関数ならびにグリーン関数の微分は以下に示すように評価される。

$$G_d(Q; Q) = 1/2 \cdot S_Q + G_d^* \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} G_d(Q; Q) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{f(\theta)} d\theta + \frac{\partial G_d^*}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (20)$$



図—4 y 軸上の波高分布

ここに、 S_Q はメッシュ要素の面積、 $f(\theta)$ はメッシュ要素の外枠形状を表わす関数である。また、 G_d^* は特異性を持たない項で次式で示される関数である。

$$G_d(P; Q) = -\frac{z-z'}{4\pi r^3} + G_d^* \quad \dots\dots\dots (21)$$

計算に使用したメッシュ図を 図—2 に示す。要素数 78、節点数 194 で長方形要素である。

4. 結果および考察

4.1 実験方法および実験条件

実験には、幅 20 m、長さ 58 m、深さ 1.5 m の平面水槽を使用した。模型の形状は、図—2 に示す形状を使用し、平板厚さは 15 mm とし、耐水製ペニヤで製作した。また、模型は没水深度を変化できる治具を取り付けた直径 2 cm の PC 鋼支柱 19 本を用いて支持し、固定場所は造波板から 27.5 m の地点とした。

入射波条件は表—1 に示すように設計条件を中心に周期 1.0, 1.2, 1.4 秒、波高はほぼ 5 cm になるようにして実験を行い、没水平板周りの波高分布の測定を行った。なお、水深は 1.0 m、没水深度は 0.2 m である。波高測定は容量式波高計を用い、移動式観測台車に取り付け広域的に測定を行った。

4.2 実験結果と計算結果

a) 没水平板中心線 (y 軸) 上の波高分布

図—4 に没水平板の集波効果の周期依存性を把握するために行った y 軸上の波高分布の実験値と計算値を示す。縦軸は入射波波高で無次元化した波高(波高増幅率)

であり、横軸は y 座標である。没水平板は 0.0 m から 1.25 m の位置に存在している。入射波周期は、1.0, 1.2, 1.4 秒と変化させた。図より、波は没水平板により曲げられ平板岸側で集波し、波高の増幅が生じる。また、最大の波高増幅率は設計条件である周期 1.2 秒の時に生じ、2.7 倍となる。

実験値と計算値を比較すると、周期が 1.0 秒の場合は顕著な一致を示すのに対し、周期が 1.2, 1.4 秒では平板前面では一致を示すが、平板後面では一致が得られなかった。これは、実験では後節で示すように平板上での浅水変形に伴う水面波形の非線形化並びに平板通過直後に生じる波の分裂の影響が増大するのに対し、数値解析では線形回折波理を仮定しているために上記現象を考慮できず一致が得られなかったものと考えられる。

b) 没水平板回りの波高の平面分布

図-5 に、波高の平面分布について実験値と計算値を示す。入射波条件は没水平板の設計条件である。実験値は、没水平板岸側では y 軸近傍水域で集波域が生じ、 y 軸より離れた水域で静穏域が生じた。また、平板沖側領域では、平板からの反射波により重複波が生じ、反射域が生じた。一方、計算値は実験により得られたパターンと同様な結果となり、両者の定性的な一致が得られた。しかし、集波域における最大波高増幅率の大きさ及び発生位置に関しては a) で示した理由により実験結果との定量的な一致は得られなかった。

図-6 に数値解析により得られた diffracted wave の波高平面分布について示す。図より平板上で高い波が生じており、平板から波が出る際に沖側に向けて顕著な反射が生じていることが確認される。

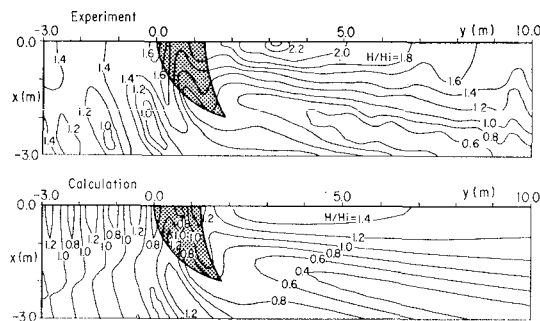


図-5 没水平板回りの波高の平面分布

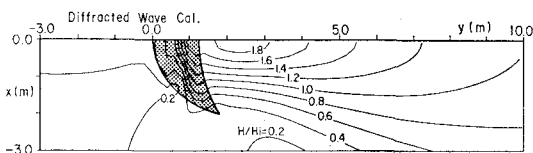


図-6 没水平板回りの diffracted wave

c) 没水平板中心線 (y 軸) 上の波形変化

周期 1.2 秒における y 軸上の時系列波形の場所的变化を図-7 に示す。図より、平板入射前に正弦的であった波形が平板上で浅水変形し波峰が尖り、谷部で平坦な波形に変化する。また、平板通過直後は波形が分裂し二次波峰が生じるが、その二次波峰は波の進行と共に減衰する。なお、波峰分裂であるが、これは平板上で非線形化し不安定になった波が平板から出る際に起こる顕著な反射波により強い擾乱を与えられ生じるものではないかと考えられる。

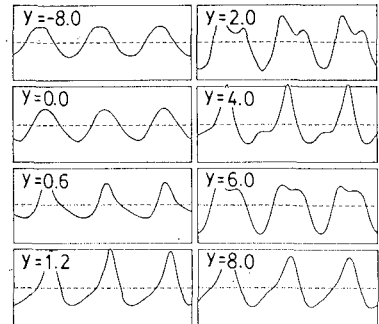


図-7 波形変化

4.3 波峰分裂の影響

前節でも述べたように、没水平板を通過した波はある程度周期が増大すると波峰分裂を生じる。そこで、没水平板の集波効果に対する波峰分裂の影響を検討するために、実験で得られた時系列水面波形 η を Fourier 級数に展開する。

$$\eta(x, y, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos\left(\frac{2\pi n t}{T_i} - \theta_n\right) \dots\dots\dots (21)$$

各々の実験の入射波に対する 1~3 次成分 a_n を示したのが図-8 である。縦軸は展開された各次数の振幅を入射波振幅で除したものであり、横軸は座 y 標である。図より、周期 1.0 秒の場合は 1 次成分のみが卓越しているが、周期 1.2, 1.4 秒の場合には 1 次成分では集波はあまり起らず、2 次成分の波高の集波効果への寄与が高いことがわかる。

4.4 エネルギーフラックス分布

各測点におけるエネルギーフラックスを次式で求める。

$$W = \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} \rho g a_n^2 C_{gn} \dots\dots\dots (22)$$

ここに、 a_n は前節の Fourier 級数展開により得られた n 次の振幅、 ρ は水の単位体積重量、 g は重力加速度である。また、 C_{gn} は n 次周波数における群速度で、 n 次周波数と波数の間に線形で独立な関係があると仮定し、微小振幅波理論の分散関係式より求めるものとする。 y 軸上のエネルギーフラックスの分布を図-9 に示す。横軸は y 軸、縦軸は入射波エネルギーフラックスにより無次

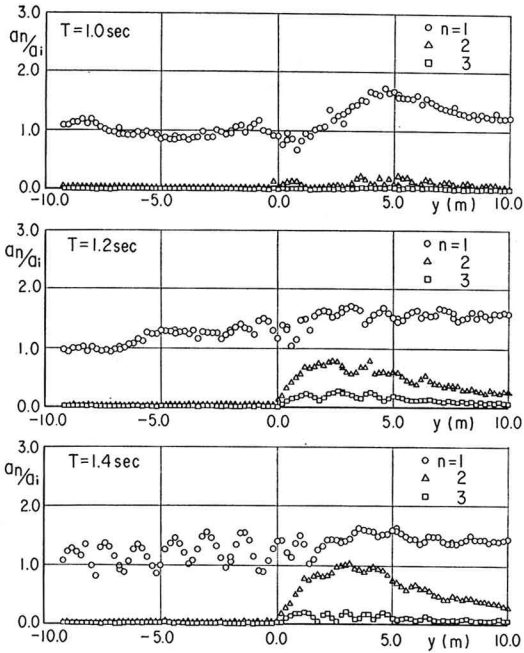
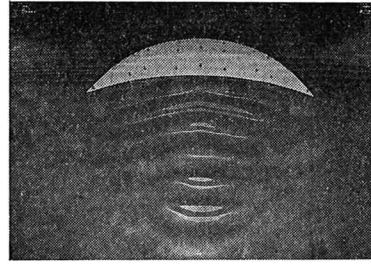
図-8 n 次周波数成分の場所的変動

写真-1 実験状況

数に分散するためにこのような結果になったものである。なお、最大のエネルギー増幅率は周期 1.2 秒の時 3.2 で倍となる。

最後に、実験における集波状況の一例を写真-1に示す。波は上方より入射している。

5. おわりに

新しい波浪制御構造物として有望であると考えられる没水平板に対し、集波に適した形状の設計法を示すとともに、実験並びに数値計算を実施し、その集波効果の把握を行った。その結果以下に示す結論を得た。

a) 屈折理論により設計されたクレセント型没水平板は波向きを変化させ平板外で波を集めることができる。

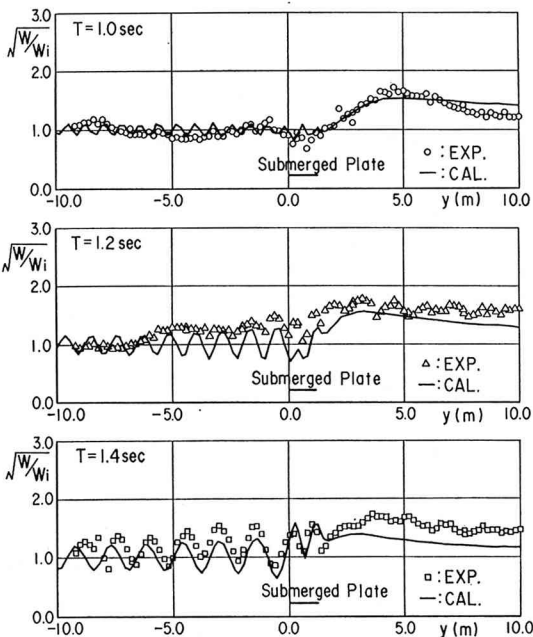
b) 今回対象としたクレセント型没水平板は、設計条件において波高増幅率で 2.7 倍、エネルギーフラックス増幅率で 3.2 倍の集波効果を得ることができる。

c) ダブルレット型グリーン関数を用いた数値計算は周期が短い時には実験値と一致するが、周期が長くなると実験における波峰分裂現象のために一致が得られなくなる。

最後に、本研究は海洋科学技術センターの「海域制御技術の研究開発（青い珊瑚礁計画）」として実施したことを併記し、関係各位に感謝の意を表わします。

参考文献

- 1) J. Helstad: Power production based on focused ocean swell, Norwegian Maritime Research, No. 4, pp. 34~42, 1980.
- 2) 工藤君明・續辰之介・今井貫爾・秋山義信・志岐 明: 没水平板による波浪制御法の開発, 第2回波浪エネルギー利用シンポジウム講演集, pp. 209~217, 1987.
- 3) 工藤君明・續辰之介・今井貫爾・秋山義信: 没水平板の集波効果に関する研究—凸レンズ型没水平板による波の変形解析—, 日本造船学会論文集, 第106号, pp. 35~43, 1987.
- 4) 石原藤次郎・本間 仁編: 応用水理学 (中II), 丸善, pp. 519, 1958.
- 5) 流力研究グループ: 船舶流体力学ノート (3)—3次元波動場のグリーン関数を求める方法—, 日本造船学会誌, 第536号, pp. 83~91, 1974.
- 6) C. J. Garrison: Hydrodynamic loading of offshore structures. Three-dimensional source distribution methods, Chapter 3, Numerical Method in Offshore Engineering, John Wiley & Sons, pp. 87~140, 1978.

図-9 y 軸上のエネルギーフラックス分布

元化したエネルギーフラックスの増幅率の平方根である。なお、縦軸で平方をとったのは、図-4に示す波高増幅率の結果と比較するためである。周期 1.0 秒の時是一次成分が卓越するため波高増幅率とほぼ同じ形となるが、周期 1.2, 1.4 秒の時には波高増幅率よりも小さめとなる。これは、波峰分裂に伴ないエネルギーが2次周波