

没水水平版と波との非線形干渉に関する研究

小島 治幸*, 吉田 明德**, 井島 武士***

1. ま え が き

水面波は、水深の深い海域におかれた潜堤等の有限な長さの没水構造物により、波峰と波峰の間に新たな波峰が生じる波の分裂現象（2次波峰現象）が起こる。潜堤やステップ地形などの水深の急変により波の分裂が誘発されること自体は古くから知られており、その現象の解明や発生限界について実験的に調べてきた (Horikawa, 1960 ; Chandler ら, 1972)。また、このような波の分裂は来襲する波の波長を強制的に短縮することに相当し、波高を低減する従来の方法とは異なる新たな波の制御方法の可能性に着目した著者らの研究 (1989) がある。しかし、分裂波が生じる力学的機構や発生した分裂波が深い海域を進行するときの挙動等の理論的な解明はなされていない。本研究は、著者ら (1990) が提案したポテンシャル接続法の選点解法による定常非線形解析法をこの問題に適用し、波の分裂現象を含む没水水平版と波との非線形干渉に関して理論的に明らかにすることを目的とする。

まず、理論解析法の妥当性と適用限界について検討する。一般的に、有限振幅波理論による解の妥当性とその精度を検討する場合、理論の近似解がもとの支配方程式 (非線形水面境界条件式) をどの程度満足するかを調べる方法と、実験で得られる水面変位や波峰の変形あるいは波の山谷通過時の水平水粒子速度等の物理諸量についての実測値と計算値の一致の程度を検討する方法とがある。前者に関しては、Dean (1968) や堀川ら (1977)、磯部 (1985) らが、Stokes 波理論およびその他の理論の適用範囲について詳しく論じている。ここでは、後者の実測値と理論値との比較より理論解析法の検証を行う。

波の分裂現象の理論的な解明に関しては、没水水平版の上部領域やその通過波領域における2次の水面変位を自由波および Stokes 波、時間に関係ない平均水位の各成分に分離して、これら成分の成長の大きさや特性について調べる。また、波長に対する相対的な版長や没水深

を変化させて2次波の成長の特性についても検討する。

2. 理論解析法の概略

海域にある没水構造物に対して、 x の正方向から Stokes 波が入射する場合を考える。1次のオーダーの波（微小振幅波）の振幅を ζ_0 、波数を k 、角周波数を $\sigma (=2\pi/T : T$ は周期) で表し、図-1 に示すように流体域を鉛直の境界面によっていくつかの一定水深 $h_i (i=1, 2, \dots)$ の領域に分割する。流体運動は非圧縮性かつ非粘性完全流体の非回転運動を仮定することから、速度ポテンシャルが存在する。この速度ポテンシャルや水面変位等を、微小パラメータ $\varepsilon (=k\zeta_0 : k$ は入射波の波数) によって摂動展開し、 ε の各オーダーのポテンシャルが基本周波数 σ の調和成分の和として表せるものとする。と、速度ポテンシャル Φ の級数展開式は次のように表せる。

$$\Phi(x, z, t) = \frac{g}{k\sigma} Re \left[\varepsilon \phi_1^{(1)}(x, z) \exp(i\sigma t) + \varepsilon^2 \{ \phi_0^{(2)}(x, z) + \phi_2^{(2)}(x, z) \exp(i2\sigma t) \} + \dots \right] \quad (1)$$

上式中の $\phi_1^{(1)}(x, z)$ 、 $\phi_0^{(2)}(x, z)$ 、 $\phi_2^{(2)}(x, z)$ は、無次元の複素関数（ポテンシャル関数と呼ぶ）である。このポテンシャル関数の式の形やそれに含まれる未定係数の決定については吉田ら (1991) に詳細に示されているので省略し、水面波形の表示式のみを以下に示す。

非定常の Bernoulli の式に速度ポテンシャルの級数展開式 (1) を代入して、 $O(\varepsilon^2)$ の項まで整理すると水面波形 $\zeta(x, t)$ は次式のように表せる。

$$\frac{\zeta(x, t)}{\zeta_0} = \zeta^{(1)}(x, t) + \varepsilon \zeta^{(2)}(x, t) = Re \left[\zeta_1^{(1)}(x) \exp(i\sigma t) + \varepsilon \{ \zeta_0^{(2)}(x) + \zeta_2^{(2)}(x) \exp(i2\sigma t) \} \right] \quad (2)$$

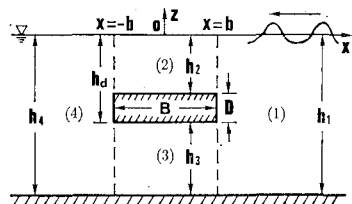


図-1 流体域の分割と諸量の記号

* 正会員 工博 九州共立大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 九州大学助教授 工学部水工土木学科

*** 正会員 工博 東和大学教授工学部建設工学科

ここに、 $\zeta_1^{(1)}$ は良く知られている 1 次の振幅を表し、2 次のオーダーの水面波形の定常成分 $\zeta_0^{(2)}$ と 2 倍周波数成分 $\zeta_2^{(2)}$ は次式のようになる。

$$\zeta_0^{(2)}(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \left[\left\{ \alpha(k_m, k_p^*) + \frac{\sigma^2/g}{2k} \right\} Q_{mp}^k(x) + \left\{ \bar{\alpha}(k_m, k_p^*) + \frac{\sigma^2/g}{2k} \right\} \bar{Q}_{mp}^k(x) \right] + Q^{(2)} \quad (3)$$

$$\zeta_2^{(2)}(x) = -2i \sum_{n=0}^{\infty} \{ C_n^{(2)} \exp(k_n^{(2)} x) + D_n^{(2)} \exp(-k_n^{(2)} x) \} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \{ H(k_m, k_p) Q_{mp}(x) + \bar{H}(k_m, k_p) \bar{Q}_{mp}(x) \} \quad (4)$$

ここに、 $C_n^{(2)}$ 、 $D_n^{(2)}$ は $O(\varepsilon^2)$ の未定数で、 k_n と $k_n^{(2)}$ は、 $n=0$ のときは純虚数、 $n \neq 0$ のときは実数として、それぞれ次式の根で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sigma^2 h}{g} &= -k_n h \tan k_n h \\ \frac{(2\sigma)^2 h}{g} &= -k_n^{(2)} h \tan k_n^{(2)} h \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中の $Q_{mp}(x)$ 、 $\alpha(k_m, k_p)$ 、 $H(k_m, k_p)$ 、 $\bar{Q}_{mp}(x)$ …等の式の形は、紙面の関係上省略するので、吉田ら (1991) を参照されたい。なお、上付きそえ字*は、それぞれの共役複素数を表す。

$O(\varepsilon^2)$ の水面波形の物理的な意味を考察する。式(3)で与えられる $\zeta_0^{(2)}(x)$ は、2 次の平均水位を表し、非線形性による wave setup と setdown を示している。水平版がなく入射波との干渉が生じない場合には、(3) 式中の停止散乱波の項と反射数を表すポテンシャルの未定数が消え ($m=p=0$ 、 $k_m=ik$ 、 $k_p^*=-ik$ 、 $D_m=D_p=0$)、(3) 式より 2 次の平均水位は、次のようになる。

$$\zeta_0^{(2)}|_{m=p=0} = \left\{ \frac{-(\Gamma^2 + k^2)}{4k\Gamma} + \frac{\Gamma}{2k} \right\} \cdot C_0^2 = -\frac{C_0^2}{2 \sinh 2kh} \quad (6)$$

これは Stokes 波理論における進行波の 2 次の setdown と一致する。

2 次の 2 倍周波数成分 $\zeta_2^{(2)}(x)$ は、(4) 式の右辺の最初の級数項で与えられる波と構造物の干渉によって励起する自由波の成分 $\zeta_f^{(2)}(x)$ と 2 重級数項で与えられる拘束波としての Stokes 波成分 $\zeta_s^{(2)}(x)$ の 2 成分よりなる。自由波成分は 2 次の分散方程式 (式(5)の下式) で与えられる 2 倍周波数に対応した波速で進行し、Stokes 波成分は基本波の波速と同じ位相速度で進行する。また水平版がない場合には上で示した平均水位のときと同様に、 $m=p=0$ 、 $k_m=ik$ 、 $k_p^*=-ik$ 、 $D_m=D_p=0$ として若干の演算をすることにより、 $\zeta_s^{(2)}(x)$ は、2 次の Stokes 波における水面波形の次式に帰着する。

$$\zeta_s^{(2)}(x, t)|_{m=p=0} = \text{Re} \left[\frac{C_0^2}{4} \frac{\cosh kh}{\sinh^3 kh} \cdot (\cosh 2kh + 2) \exp i2(kx + \sigma t) \right] \cdots \cdots (7)$$

3. 理論解析法の検証

3.1 実験条件と方法

実験は、反射波吸収型の造波水路を使用し、水深を $h=0.35$ m の一定とし、水路の中央付近に没水水平版を設置して行った。水面変動は、容量式波高計を用いて計測し、造波板後方 3 m で入射波高を測定した。測定項目は、次の 2 つである。(i) 堤体中心から前方 1.575 m (4.5h)、後方 3.675 m (-10.5h) の範囲において、0.105 m (0.3h) に取った計 51 点の測点で、台車に乗せた 5 本の容量式波高計により水面変動を測定した。各測点においては、水路端からの反射が入る前の水面変動を、サンプリング間隔 50 msec で、個数 300 から 400 個をデジタルデータレコーダーに記録した。実験における波の条件を表-1 に示す。表中の U_{R1} 、 U_{R2} は、それぞれ次式に表される入射波領域と水平版上領域における Ursell 数である。

$$U_{R1} = \frac{H_0}{L_1} \cdot \left(\frac{L_1}{h_1} \right)^3, \quad U_{R2} = \frac{H_0}{L_2} \left(\frac{L_2}{h_2} \right)^3$$

ここに、 L_1 、 L_2 は、それぞれ領域 (1)、(2) における微小振幅波理論により得られる波長である。

表-1 実験条件

h/L	h_2/L_2	ζ_0/h	$k_1 H_0$	$k_2 H_0$	U_{R1}	U_{R2}
0.10	0.0471	0.030	0.050	0.095	8.00	144.2
0.15	0.0702	0.030	0.056	0.106	2.67	48.8
		0.040	0.075	0.142	3.56	65.0
		0.050	0.094	0.176	4.44	81.3
0.20	0.0861	0.038	0.096	0.164	1.90	41.0
		0.048	0.121	0.208	2.40	51.8
		0.060	0.151	0.260	3.00	64.7
0.25	0.1016	0.036	0.113	0.184	1.15	27.9
		0.045	0.141	0.230	1.44	34.9
0.30	0.1155	0.036	0.136	0.209	0.80	21.6
		0.060	0.226	0.348	1.33	36.0

(ii) 水平版の後端から 1 m 離れたところから 0.105 m (0.3h) 間隔で 4 本の容量式波高計を固定して各位置における通過波の水面変動を、相対水深を $h/L=0.075 \sim 0.450$ まで変化させて、(i) と同様に計測した。波高は $\zeta_0/h=0.028$ 、0.038、0.045 とした。

3.2 理論解析法の妥当性に関する検討

図-2 は、相対水深 $h/L=0.15$ における 3 種類の入射波高に対する 0.6h 間隔の各測点における 2 周期分の水面波形を波峰をそろえて図示したもので、実線が $O(\varepsilon^2)$ の項を考慮した理論値を表し、点線が実験値を表

している。波が水平版上 ($-1.0 \leq x/h \leq 1.0$) を進むにしたがう波の変形がみられ、水平版を通過した後 ($x/h < -1.0$)、再び深い海域で波が進行するところで、波の分裂が見られる。このとき 図-2 (b), (c) に示すように、理論値と実験値の水面波形が定性的に食い違う場合がみられ、波高 (Ursell 数) が大きいほどその傾向が顕著に現れる。通過

波における高周波成分波の振幅を調べると、これらは、3 倍周波数成分波の振幅が 2 倍成分波と同程度の大きさになっている場合に相当する。ここには示していないが Ursell 数がある程度小さい場合は、各測点における主峰と 2 次波峰の相対的な大きさや位置関係など実験で得られた波の分裂現象を理論値は定性的によく表している。

2 次までの本理論の適用性を調べるために実験条件を、LeMehauté (1969) が提案した形式で図示したものが 図-3 である。縦軸に kH_0 、横軸に kh を取り、△印は入射波領域 (領域 (1)) における水深 (h_1) と波数 (k_1) に対して図示した場合であり、○印は水平版上の領域 (領域 (2)) における水深 (h_2) と波数 (k_2) に対して図示した場合である。図-2 の結果より得られた理論値と実験値の定性的な一致 (分裂波の個数や主峰と 2 次波峰の相対的な位置関係等) がよい場合を白ぬきで示し、一致が悪い場合を黒塗で示している。また、図中には Stokes 波理論の適用限界と言われている $U_R = 8\pi^2/3 \approx 26$ (Dean & Dalrymple, 1984) と Hamada (1951) による孤立波理論の碎波限界を破線で示している。この図より分かるように入射波領域においては、実験で行った波の条件は Stokes 波理論の適用範囲内であるが、水

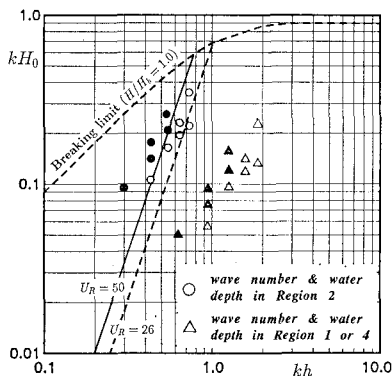
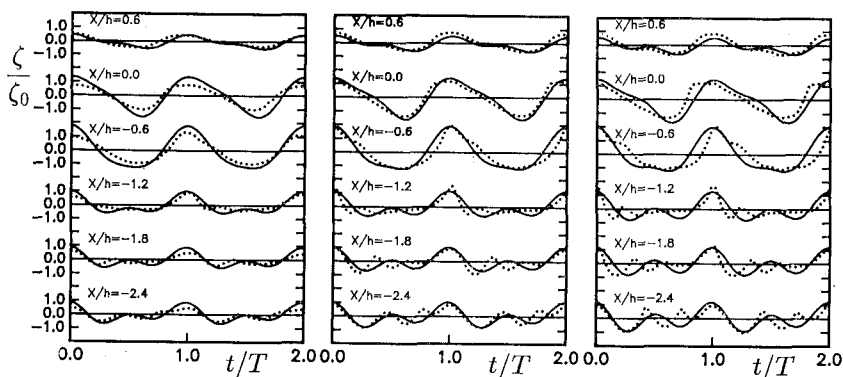


図-3 Stokes 波理論の適用限界と実験条件の比較



(a) $\zeta_0/h=0.03$, $U_{R2}=44.8$ (b) $\zeta_0/h=0.04$, $U_{R2}=65.2$ (c) $\zeta_0/h=0.05$, $U_{R2}=81.3$

図-2 水面波形の理論値(—)と実験値(⋯): [$h/L=0.15$, $B/h=2.00$, $h_2/h=0.25$]

平版上の領域では、1つの場合を除いてすべて適用外の条件である。水面波形の結果から得られた理論値と実験値の定性的な一致が比較的良好な場合は、通常言われている Stokes 波理論の適用範囲の Ursell 数よりも大きく、図中に実線で示されている $U_R=50$ 程度まである。Ursell 数がそれよりも大きくなると 2 次以上の高次の成分波の影響が大きくなり、水面波形の定性的な一致がみられなくなる。

図-4 は、水面の時間波形にフーリエ解析を行って得られる基本周波数成分波と 2 倍周波数成分波の振幅の場所的な分布を表している。図中、点線が 1 次波、実線が 2 次波の理論値を表し、□が 1 次波、●が 2 次波の実験値を表している。この図が示すように、2 次の水面振幅が入・反射波領域で場所的に変動している様子や水平版上でノコギリ状に増大していく様子、さらに通過波領域で場所に関して周期的に微変動する様子など定性的な特徴を理論結果は非常によく表している。しかし、定量的には、理論計算は実験値よりも過大な値を推定している。この原因の 1 つは、実験では水平版の周辺で生じる渦や水の粘性効果によるエネルギー損失が起こるが、理論解析ではこの影響を考慮していないためであると考えられる。従って、理論解析法の定量的な適用性を考察するためには、この影響を実験値から取り除く必要がある。

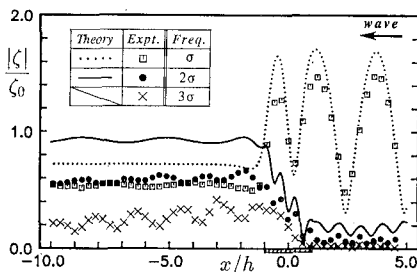


図-4 各成分波の振幅の場所的な変化 [$h/L=0.20$, $\zeta_0/h=0.038$, $U_{R2}=41.0$, $B/h=2.00$, $h_2/h=0.25$]

ここでは、渦や粘性効果による通過波の1次と2次の成分波のエネルギーの低下が、同じ割合で起こると仮定し、通過波における2次と1次の振幅の比を取ることにによって、それらのエネルギー減衰の影響を取り除くことが可能であると思われる。そこで、通過波における2次と1次の振幅比 $|\zeta^{(2)}|/|\zeta^{(1)}|$ を各相対水深に対して図示したものが図-5である。横軸は相対水深の他に、入射波高と没水水平版上の相対水深に対応する Ursell 数 U_{R2} を取っている。図中、実線が理論値を、●印が実験値を表しており、また比較の意味で、3倍周波数成分波と基本波(1次)の振幅比を×印で表している。

図を見ると、Ursell 数が $U_{R2}=50$ 前後を境にそれよりも Ursell 数が大きい波に対しては、実験値に比べ理論値が過大な値となり、それよりも小さい波に対しては計算値と実験値の一致は良好である。ここには示していないが、入射波高を変えた場合や水平版の版長が長くなった場合、没水深が浅くなった場合にも、同じ様に Ursell 数が50以下の条件のときに理論値と実験値はよい一致を示している。この Ursell 数は、前述の定性的な適用限界値と一致している。以上のことより、2次のオーダーまでの水面境界条件を考慮にいたれた本解析法の適用限界は、入射波高と水平版上の相対水深に対応する Ursell 数が $U_{R2}=50$ 以下であると結論づけられる。しかし、ここで得られた適用限界は、便宜的な方法によるもので、今後さらに渦や粘性効果によるエネルギー損失の影響を理論解析法に取り入れた詳細な検討が必要である。

4. 波の分裂現象の理論的な考察

4.1 2次波の振幅の場所的な分布

2次波の2倍周波数波を形成している Stokes 波成分の振幅 $\zeta_s^{(2)}$ と自由波の振幅 $\zeta_f^{(2)}$ の絶対値の場所的な分布を相対水深 $h/L=0.20$ に対して示したのが図-6である。図中、破線が $|\zeta_s^{(2)}|/\zeta_0$ 、点線が $|\zeta_f^{(2)}|/\zeta_0$ 、実線が $|\zeta_s^{(2)}+\zeta_f^{(2)}|/\zeta_0$ を表している。

入・反射波側では、2次の Stokes 波成分 $\zeta_s^{(2)}$ は、入射波と反射波における各々の自己干渉やそれらの相互

干渉が起こり、空間的に変動している。この変動の大きさは、1次の反射波の大きさに依存しており、それが大きい場合はその変動が大きく、逆に小さいときは振幅の空間的な変動はほとんど見られない。一方、自由波成分は2次の反射波のみが存在することになるので、その振幅は水平版からある距離離れ2次の散乱波の影響がなくなるところでは一定値を示す。没水水平版上では、Stokes 波成分および自由波成分の振幅とも空間的な振動を示し、それらの大きさはほぼ同程度になり、その振動の大きさは相対水深が小さい(波長が長い)ほど大きくなる。通過波側では、 $-x$ 方向に進行する通過波とその散乱波のみが存在することから、Stokes 波成分と自由波の振幅は空間的に変動せず、散乱波の影響のある水平版の近傍を除くところでは一定である。図からも分かるように、自由波成分の振幅が Stokes 波成分のそれよりも相対的に大きいため、2次の水面波形に関して自由波成分の寄与が卓越することになる。また、 $\zeta_s^{(2)}$ と $\zeta_f^{(2)}$ が重合した2倍周波数成分波の振幅は空間的に振動し、その振動の大きさは Stokes 波成分の振幅の大きさに等しくなっている。

4.2 2次の波の包絡線と平均水位の特徴

図-7は、相対水深の $h/L=0.20$ おける x 軸に沿う各点での水面波形の無次元最大値と最小値 ($\zeta_{\max}/\zeta_0$ と $\zeta_{\min}/\zeta_0$)、つまり波の峰と谷の包絡線と、平均水位 $\zeta_0^{(2)}/\zeta_0$ とを示したものである。図中、破線が $O(\epsilon)$ の、点線が $O(\epsilon^2)$ の、実線が $O(\epsilon)+O(\epsilon^2)$ の包絡線と平均水位を表しており、黒丸が実験値を表している。

入・反射波領域で、1次の部分重複波の形成に対応した空間的に変動する平均水位の変化がみられ、antinodes で水位の昇が、nodes で水位の降が起こる。没水水平版上では、node 位置で最も水位が下降する。通過波側では、平均水位は空間的に変動はせず、どの相対水深においても若干の水位上昇が見られる。

水面波形の包絡線に関しては、没水水平版の上で、 $O(\epsilon^2)$ の振幅が水平版の終端の方に行くほど大きくなるので、版の中央から後端にかけて包絡線は1次のそれから著しく変わる。特に、波の峰の振幅は、相対水深に関

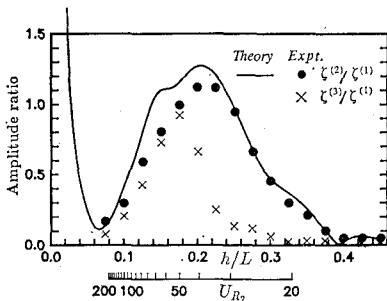


図-5 相対水深に対する通過波の2次と1次の振幅比
 $[\zeta_0/h=0.038, B/h=2.00, h_2/h=0.25]$

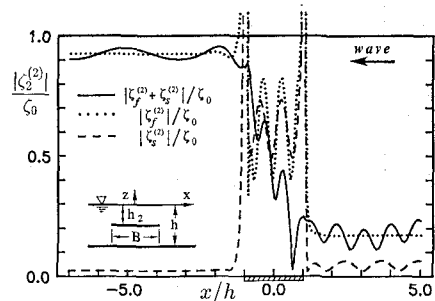
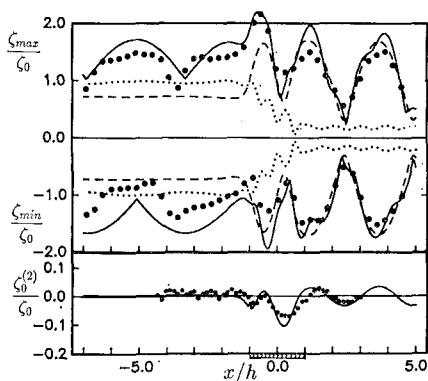


図-6 2次成分波の振幅分布 $[h/L=0.20, \zeta_0/h=0.038, B/h=2.00, h_2/h=0.25]$



図—7 波高の包絡線と平均水位: (—) $O(\varepsilon) + O(\varepsilon^2)$, (---) $O(\varepsilon)$, (···) $O(\varepsilon^2)$, ● 実験値 [$h/L=0.2$, $\zeta_0/h=0.038$, $B/h=2.00$, $h_2/h=0.25$]

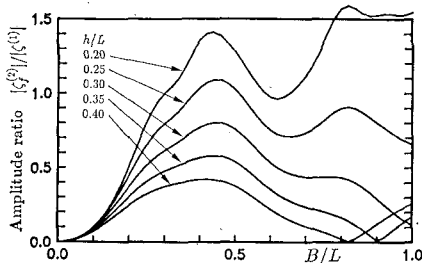
係なく $O(\varepsilon^2)$ の項により常に増大させられる。通過波側では、2次の自由波成分が卓越するため1次の自由波との位相干渉により包絡線の形は空間的に変動する。

4.3 1次波と2次波の振幅比の特徴

通過波領域 ($x=-4.0h$) における2次の自由波と1次の波の振幅比 $|\zeta_f^{(2)}|/|\zeta^{(1)}|$ について相対水深をパラメータとして版長を変えたときの結果を図—8に示す。なお、ここに示した計算結果は U_{R2} が50以下の条件におけるものである。相対水深が $0.2 \sim 0.4$ までの範囲の波に対しては、振幅比が最初の最大値を示す相対版長は、入射波長の約45%のときで、没水深が変わると若干小さくなる。この相対版長は、 $\zeta_f^{(2)}$ の振幅自体が最大となるところと一致する。振幅比が最大を示す版長は、それよりも長いところにもあるが、版長が非常に長くなるため実用上あまり意味がない。従って、水平版の版長を入射波の波長の0.45倍としたときが、水平版を通過した波の波長を最も効果的に短縮できる。

5. む す び

本研究により次のことを明らかにした。



図—8 相対水深に対する通過波の2次と1次の振幅比の特性 [$\zeta_0/h=0.038$, $h_2/h=0.25$]

(1) 水面変動の実験値と理論値の比較により、2次のオーダーの本解析法の適用限界は、没水水平版上における Ursell 数 (入射波高を用いた) が50程度までであることを明らかにした。これは、通常言われている2次の Stokes 波理論の適用限界である Ursell 数が26よりも大きいところまで近似的に適用できることを示している。

(2) 2次の水面波形は、時間に関係ない平均水位を表す成分と拘束波の Stokes 波成分および自由波の3つの成分より成る。没水水平版上においては、Stokes 波成分と自由波成分の振幅の大きさはほぼ同程度となり、2倍周波数成分波の振幅はそれらの位相干渉によって決まる。通過波においては2次の自由波成分の振幅が Stokes 波成分のそれよりも相対的に大きいため、自由波成分が支配的となり、基本波 (1次) の波と重なり合った波の包絡線は空間的に変動する。

(3) 通過波における2次の自由波成分の振幅の大きさは、入射波の波高と相対水深および没水水平版の版長と没水深に依存しており、版長が入射波長の0.45倍のときに最大となり、波高が大きいほどまた没水深が小さいほどその振幅は増大する。

最後に、九州大学工学部入江功教授より貴重なご意見を頂いた、ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 磯部雅彦 (1985): 有限振幅波の諸理論と適用範囲, 水工学シリーズ 85-B-1, pp. 1-1~1-25.
- 小島治幸・井島武士 (1989): 没水水平版による波の分裂と波浪制御に関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 529-530.
- 堀川清司・西村仁嗣・磯部雅彦 (1977): 有限振幅波理論の適用範囲について, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 10-14.
- 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博 (1990): ポテンシャル接続法 (選点解法) による有限振幅波の境界値問題解析法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 519-523.
- 吉田明徳・小島治幸・鶴本良博 (1991): ポテンシャル接続法 (選点解法) による有限振幅波と構造物の波動境界値問題解析法, 土木学会論文集, 印刷中.
- Chandler, P. L. and R. M. Sorensen (1972): Transformation of waves passing a submerged bar, Proc. 13th ICCE, ASCE, Vol. 1, pp. 387-404.
- Dean, R. G. (1968): Relative validities of water theories, Proc. ASCE, Speciality Conf. of Civil Eng. in the Ocean, pp. 1-30.
- Dean, R. G. and R. A. Dalrymple (1984): Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists, Prentice-Hall, Inc., pp. 1-353.
- Hamada, T. (1951): Breakers and beach erosion, Rept. Transportation Tech. Res. Inst., Ministry of Transportation, No. 1, pp. 1-165.
- Horikawa, K. (1960): Secondary wave crest formation, Trans. of Japanese Soc. Civil Eng., No. 66, pp. 50-58.
- Le Méhauté, B. (1969): Introduction to hydrodynamics and water waves, Water Wave Theories, Vol. II, U.S. Dept. of Commerce, TR ERI 118-POL-3-2.