

改良された海岸波浪の造波システムの特性について

安田孝志*・篠田成郎**・服部 武***・川島知佳夫****・山田雄二*****

本研究は、非線形不規則波浪をソリトン列と扱う造波方式の改良によって、長時間連続造波だけでなく、水槽内での長周期水位変動の発生抑制も同時に可能になることを示すとともに、規則波(一様ソリトン列)および海岸波浪(不規則ソリトン列)に対する造波限界を水理実験によって明らかにしたものである。その結果、規則波ではアーセル数 $U_r \geq 15$ 、不規則波では $U_r \geq 8$ であれば、ほぼ所定の波形を持つ波の造波が可能となることが明らかにされ、従来の造波方式とは逆に、強い非線形性を有する浅海波の造波に適していることが示されている。

Key Words : wave maker theory, nonlinear waves, soliton, wave maker system

1. 緒言

沿岸海域の開発・利用の進展に伴って、各種の海岸構造物の水理特性や耐波安定性の解明のための模型実験の役割が増大しつつある。

こうした模型実験においては、所定の海岸波浪を水槽内に再現することがまず要求されるが、従来の Biesel-Suquet の線形造波理論¹⁾に基づく方法では、顕著な非線形性を持つ海岸波浪の造波は困難である。また、大山・灘岡によって提案された‘数値波動水槽’²⁾は、任意の波を容易に造波できる点など優れた点を数多く有しているが、非回転流体の仮定に基づいているため、構造物や碎波による渦の影響が無視できなくなる場合には適用できないという原理的限界を抱えている。

著者らは、海岸波浪を不規則ソリトン列と扱い、所定のソリトン列を造波するため、高速応答性を持つ高速駆動部と2mのストロークを有する低速駆動部から成るダブルモード方式の造波装置を開発すると同時に、所定の造波信号を入力することによって期待通りの波形を持つ現地波浪を水槽内にそのまま再現できることを実証した³⁾(以下ではこれを‘前報’と呼ぶ)。これによって、所定の海岸波浪を入射波とする模型実験が実流体に対しても可能となったが、2mの変位を持つ低速駆動部の運動に伴う長周期水位変動の発生の問題やこの造波システムによる造波限界が未解明であるなどの問題が残されていた。

そこで、本研究では、造波境界条件に改善を加えて前者の問題の解消を図る。ついて、系統的な実験を行い、一様ソリトン列を対象とした造波限界を明らかにする一方、海岸波浪を不規則ソリトン列と扱った場合の造波限

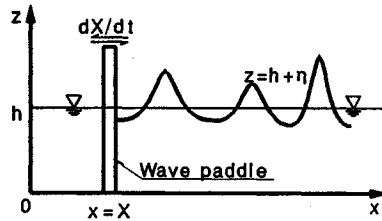


Fig.1 Definition of coordinate system and symbols

界を検討することにより、海岸波浪の造波システムの造波性能を明らかにしたい。

2. 造波方式の改良

(1) 改良点

非回転流体場での非線形不規則波浪の造波問題を流体力学的に取り扱うことにし、座標および造波板を Fig.1 のように定めれば、このときの基礎方程式および境界条件は次式で与えられる。

$$\nabla^2 \phi = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\eta_t + \eta_x \phi_x - \phi_z = 0|_{z=h+\eta} \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi_t + (\phi_x^2 + \phi_z^2)/2 + g\eta = 0|_{z=h+\eta} \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_z = 0|_{z=0} \dots\dots\dots (4)$$

$$dX/dt = \phi_x|_{x=X} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 ϕ は速度ポテンシャル、 η は平均水面周りの水位変動、 g は重力加速度、 h は平均水深および X は造波板の変位を表す。

前報では、波動の場が KdV 方程式に支配されているとしてこれを解き、造波板変位 $X(t)$ を求めた。KdV 方程式のオーダでは水平水粒子速度は鉛直方向に一様であり、ピストン式造波によって式(5)の境界条件をそのまま満足させることができる。しかしながら、実際に造

* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科 (〒501-11 岐阜市柳戸1-1)
 ** 正会員 工修 岐阜大学助手 工学部土木工学科
 *** 正会員 工修 五洋建設(株) 土木本部土木設計部
 **** 正会員 飛鳥建設(株) 技術本部構造技術部
 ***** 正会員 三井建設(株) 横浜支店

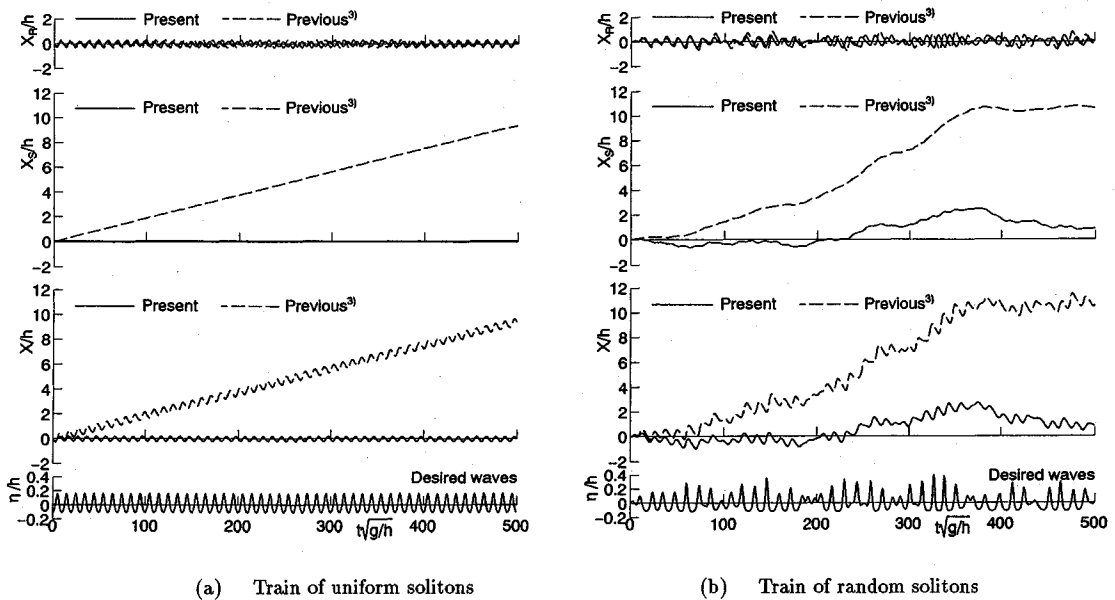


Fig.2 Desired wave profiles and displacement of wave paddle

波される波の場合、水粒子速度は必ずしも鉛直方向に一樣ではないため、ピストン式造波による限り、鉛直分布を与えることはできず、任意の z 座標の下で式 (5) を満たすことができない。このため、Goring と Raichlen の考え方⁴⁾ にならない、式 (5) を鉛直方向に積分して得られる流量に関して境界条件を満たすように造波を行う。これは、式 (5) を個々の水粒子速度ではなくその積分量である流量に関して連続性を満たすように解くことを意味している。

そこで、連続式 (1) を Leibniz の積分則に従って $z = 0$ から $h + \eta$ まで鉛直方向に積分し、式 (2) および式 (4) を用いてこれを書き換えれば、

$$\int_0^{h+\eta} \phi_x dz = - \int \eta_t dx + \text{const.} \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。同様に、造波境界条件式 (5) を鉛直方向に積分すれば、

$$\int_0^{h+\eta} \frac{dX}{dt} dz = \int_0^{h+\eta} \phi_x dz \Big|_{x=X} \dots\dots\dots (7)$$

が得られ、これら両式より次式が導かれる。

$$\int_0^{h+\eta} \frac{dX}{dt} dz = - \int \eta_t dx + \text{const.} \Big|_{x=X} \dots\dots\dots (8)$$

静水状態では $\eta_t = 0$ であり、造波板も静止しているため、const. をゼロとできる。また、ピストン式造波板を用いる限り、 dX/dt は z に独立となるため、式 (8) は

$$\frac{dX}{dt} = \frac{-1}{h + \eta} \int \eta_t dx \Big|_{x=X} \dots\dots\dots (9)$$

と書き換えられる。これは、連続式、自由表面および底面での運動学的境界条件、および造波境界条件を近似な

しに満足しており、これらが前報からの大きな改良点となっている。すなわち、前報では水粒子速度の鉛直分布を一樣と仮定したため、実際に造波される波の水粒子速度の鉛直分布との差異が式 (5) に対する誤差として造波板の変位に影響し、質量輸送として要求される以上の変位が造波板に生じていた。本報では、前述したように式 (5) を鉛直方向に積分した式 (7) を用いるため、鉛直分布に関係なく造波境界条件を満たすことが可能となり、造波板の変位に前報におけるような誤差の影響が顕れるという問題は解消されている。

式 (9) よりわかるように、造波すべき波の波形 $\eta(x, t)$ が与えられれば、造波板変位 $X(t)$ は確定する。そこで、海岸波浪を不規則ソリトン列と扱う^{5),6)} ことにすれば、上述の式 (1)~(4) を KdV 方程式のオーダーで満足する波形は

$$\eta(x, t) = \sum_{j=1}^N \eta_j(x, t) \dots\dots\dots (10)$$

$$\eta_j(x, t) = A_j \text{sech}^2 \theta_j - \eta_0/N \dots\dots\dots (11)$$

$$\theta_j = \frac{\sqrt{3A_j}}{2} (x - c_j t + \delta_j), c_j = 1 + \frac{A_j}{2} - \frac{3}{2} \eta_0 \dots (12)$$

と表示され、式 (9) は次式のように書き換えられる。

$$\frac{dX}{dt} = \frac{\sum c_j \eta_j(X, t)}{1 + \sum \eta_j(X, t)} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 A_j : j 番目のソリトンの振幅、 δ_j : j 番目のソリトンの空間座標上の位相、 c_j : j 番目のソリトンの伝播速度、 η_0 : 波谷面と平均水面との水位差および N : 造波対象時間中のソリトンの個数である。式 (13) をこのまま

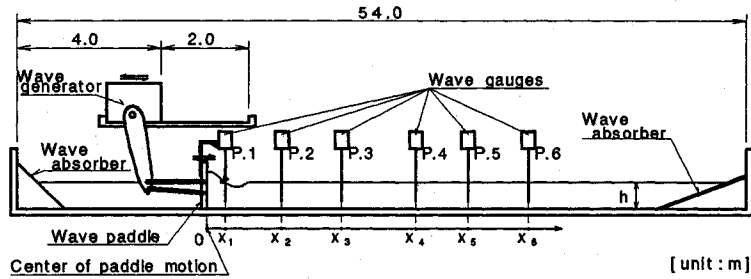


Fig.3 Sketch of the wave tank used here and location of wave gauges installed

Table1 Experimental conditions and case numbers for the trains of uniform solitons

Periods, D^*	Amplitudes, A^*								
	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.40	0.50	0.60	0.70
7.5		15075	20075		30075	40075			
8.0	10080	15080	20080		30080	40080	50080	60080	70080
8.5		15085	20085	25085					
9.0		15090			30090				
9.5		15095							
10.0	10100 DP311	15100	20100		30100 DP331	40100	50100 DP351	60100 DP361	70100
10.5			20105	25105					
12.0	10120		20120		30120	40120	50120	60120	70120
13.0		15130							
14.0	10140		20140		30140	40140	50140	60140	70140
16.0	10160		20160		30160	40160	50160	60160	70160
18.0	10180		20180		30180	40180	50180	60180	70180
20.0	10200		20200		30200	40200	50200	60200	70200
25.0	10250		20250		30250	40250	50250	60250	70250
30.0	10300		20300		30300	40300	50300	60300	70300

Runge-Kutta-Gill 法などによって数値的に解くことは可能であるが、安定な計算を行うには計算時間が長くなるなどの問題が生じたため、ここでは計算時間の短縮化を第一義的課題として以下のような計算を行った。

前報同様、時間を Δt 間隔で離散化し、時刻 $t_n = n\Delta t$ での造波板変位 $X(t_n) = X_n$ からのずれを $\zeta(t)$ と置き、これを未知量として変位

$$X(t) = X(t_n) + \zeta(t), \quad t_n \leq t < t_{n+1} \dots \dots (14)$$

を計算する。 Δt を十分に小さくすれば、 $\zeta(t)$ も十分に微小となるから、式 (14) を式 (13) に代入し、 $O(|\zeta(t)|)$ の項以下を除去すれば、次式のように $\zeta(t)$ が導かれる。

$$\zeta(t) = \int_{t_n}^t \left\{ \sum_{j=1}^N c_j \eta_j(X_n, t) \right\} / \left\{ 1 + \sum_{j=1}^N \eta_j(X_n, t) \right\} dt \dots \dots (15)$$

前報では $O(|\zeta|)$ まで取り込んで計算していたことになるが、 Δt を十分小さく (ここでは、無次元時間間隔で 0.16 程度としている) すれば、上式による安定した長時間計

算が可能になっている。

(2) 改良結果

上述したように、造波板変位 $X(t)$ に関する方程式 (8) は連続式に加えて式 (2)、(4) および (5) の各境界条件を厳密に満足している。このため、造波板変位の計算を式 (9) のように簡略化してはいるが、前報での計算法に比べて非圧縮非回転流体場での基礎式に対する精度は改善されている。これによって低速駆動部の動きが抑えられるようになり、これに伴って水槽内に発生していた長周期水位変動の影響も無視できる程度に小さく抑えられるようになった。

Fig.2は、無次元波高 0.3 および無次元周期 10.0 の規則波 (一様ソリトン列) と無次元平均波高 0.218 および無次元平均周期 9.153 の不規則波 (不規則ソリトン列) に関する期待波形と造波板変位の関係を前報の手法によるものと比較して示したものであり、 X_S および X_R はそれぞれ低速駆動部および高速駆動部の造波板変位を表す。これより、前報の手法による X_S が時間とともに急増していくのに対し、改良された今回の手法による X_S は造波

板変位がゼロ点付近に留まり、低速駆動部の動きが小さくなっていることがわかる。また、一様ソリトン列の場合には、無次元波高が小さいこともあり、低速駆動部はほとんど動かず、高速駆動部のみによる運動による造波が可能となっている。

このように今回の造波方式の改良によって低速駆動部の動きが小さくなり、長時間の連続造波が可能となっただけでなく、水槽内の長周期動揺も無視できる程度に抑えられるようになっている。

3. 一様ソリトン列の造波性能

既に前報において、ソリトン列として表示できる波列であれば、規則波と不規則波の区別なく造波できることを示し、この造波システムによって造波できる規則波（一様ソリトン列）の領域がほぼアーセル数 $U_r (= gHT^2/h^2) \geq 15$ にあることを明らかにした。ここに、 H は波高および T は周期を表す。ここでは、改良された造波方式によって再実験を行い、このシステムの一様ソリトン列に対する造波性能について詳細に調べ、その造波限界を明らかにしたい。

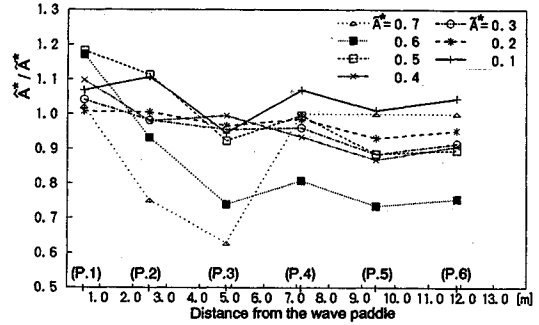
(1) 実験方法および条件

一様ソリトン列の場合、前述したように造波板の変位に低周波成分は生じない。このため、造波したい規則波の波高 H および周期 T をソリトンの振幅 A および波峰間隔 D に置き換え、振幅および位相数の時系列 $A_j (= A)$ および $\delta_j (= jD)$ を前述の式 (10) に与え、これに対応する造波信号を計算し、 $X_R(t) = X(t)$ として高速駆動部のみによって造波すればよいことになる。

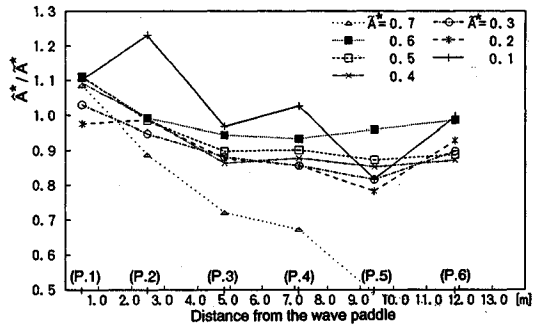
実験は、Fig.3に示す水槽に6台の容量式波高計を取り付けて行った。なお、消波側端部には勾配1/10のステンレス性模型海浜を設置し、さらに斜面部分にステラシートを張りつけるとともに径および間隔を変化させた小孔をあけ、種々のエネルギー逸散によって反射率を極力抑えるよう工夫した。Table1はこのときの実験条件およびそれらのケース番号を示し、表中の \tilde{A}^* および D^* は、入力振幅 \tilde{A} に対する無次元量 \tilde{A}/h および $D\sqrt{g/h}$ による値を示す。なお、 $D^* = 10.0$ における先頭に DP の付いたケース番号は水深が 30.0cm の場合のものを意味し、他はすべて 15.0cm におけるものである。また、Table2には各実験ケースにおける測点位置を示す。

(2) 造波特性

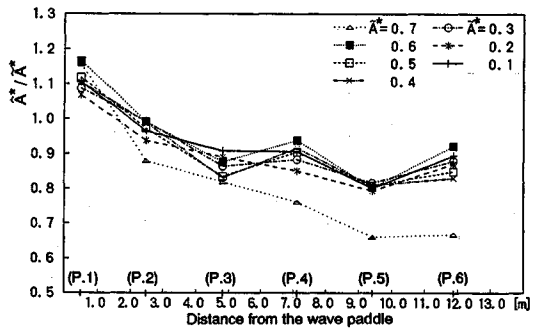
ソリトンモード法では、造波の対象となる波をソリトン列と扱うため、造波問題は所定のソリトン列の造波問題に帰着され、所定のソリトン列が造波されれば必然的に造波すべき波が水槽内に再現されたことになる。したがって、造波性能については所定のソリトン列がどこまで正確に造波されているかという点に関してまず検討されるべきこととなる。この点については、既に前報にお



(a) $D^* = 8$



(b) $D^* = 16$



(c) $D^* = 25$

Fig.4 Spatial changes in amplitudes of uniform solitons during the propagation; \tilde{A}^* denotes the dimensionless input amplitude and \hat{A}^* the dimensionless measured one.

いて、実測波形よりソリトン分解⁶⁾によって得られる振幅 \hat{A} が入力振幅 \tilde{A} よりも若干小さくなることを示し、両者の関係を回帰式によって定式化した。ここでは今回の新たな実験結果を基により詳細な検討を行い、造波特性を明らかにする。

Fig.4は、 $D^* = 8, 16$ および 25 の場合について各測点でのソリトンの実測振幅 \hat{A} の入力振幅 \tilde{A} に対する比 \hat{A}/\tilde{A} の空間分布を示したものである。図中の $\tilde{A}^* = 0.7$ の場合の比が測点 P.2 以遠で急激に落ち込んでいるが、これは砕波によるものであり、流速に鉛直分布を与えられない

Table2 Locations of wave gauges

Case No.	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6
15075, 15080, 15085, 15090, 15095, 15100, 20075, 20085	0.00	2.50	4.86	7.20	9.45	11.84
15130, 20105, 25085, 25105, 30075, 30090, 40075	0.00	2.40	4.85	7.15	9.45	11.85
Others	0.50	2.50	4.84	7.15	9.43	11.88

[unit:m]

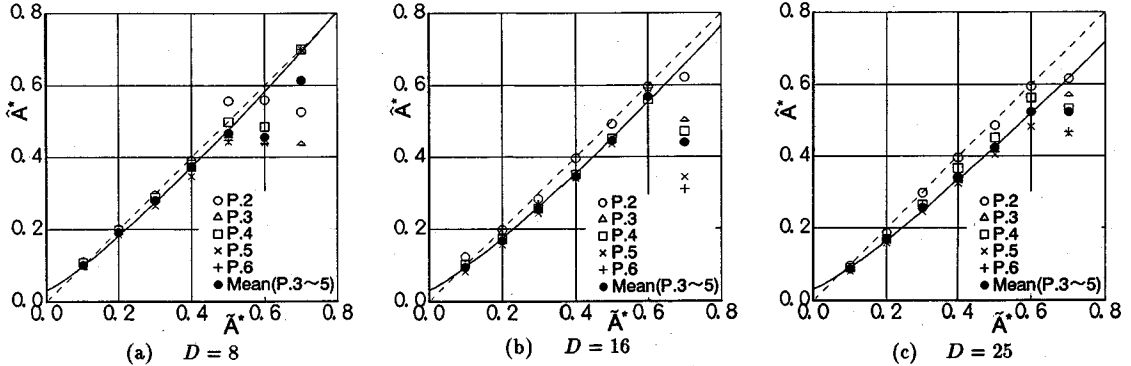


Fig.5 Relationship between the amplitudes \hat{A}^* given as input signals and the observed ones \hat{A}

ピストン式造波では $\hat{A}^* = 0.6$ 程度が造波できる上限と言えそうである。 \hat{A}/\hat{A}^* の空間分布を見ると、測点 P.1 から P.2 にかけての変化は大きい、P.2 から P.6 までの間における変化は比較的小さく、測点 P.2 以遠では造波されたソリトンが定常ソリトンとして伝播していると判断される。しかしながら、摩擦による減衰や造波直後の波の非定常性のため、 \hat{A}/\hat{A}^* の値は必ずしも 1 にはなっておらず、入力通りの振幅を持つソリトンが造波されている訳ではない。

Fig.5は、Fig.4と同様の $D^* = 8, 16$ および 25 の場合について各測点での実測振幅 \hat{A} と入力振幅 \hat{A}^* の関係を示したものである。図中の破線は $\hat{A} = \hat{A}^*$ および実線は次式の間帰式によっている。

$$\left. \begin{aligned} \hat{A}_R &= \alpha \hat{A}^{1.16} + 0.0311 \\ \alpha &= -0.0067D^* + 1.06 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 \hat{A}_R は間帰式によって与えられる入力振幅 \hat{A}^* に対する出力振幅である。図中の黒丸●は測点 P.3 から P.5 での平均値を示し、砕波の影響が顕れる $\hat{A}^* \geq 0.7 (D^* = 8 \text{ では } \hat{A}^* \geq 0.6)$ の領域を除けば、 $D^* = 25$ の場合にその長波性のために減衰が顕著となっているものの、間帰曲線にほぼ一致していることがわかる。なお、用いられる水路の摩擦などの特性が同一であれば、この結果が一般性を持つことは言うまでもない。

Fig.6は、測点 P.3 から P.5 までの実測振幅の平均値 $\langle \hat{A} \rangle$ と間帰式(16)による \hat{A}_R との関係を示したものであり、水深 15.0 および 30.0cm に関するデータをそれぞれ○および□印で示してある。いずれも図中の破線で示

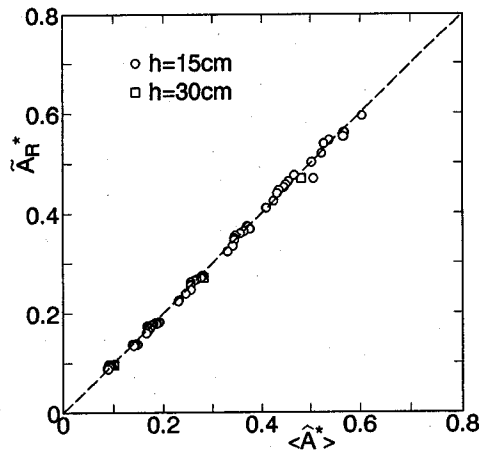
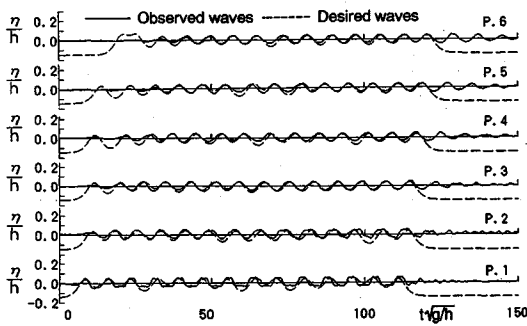


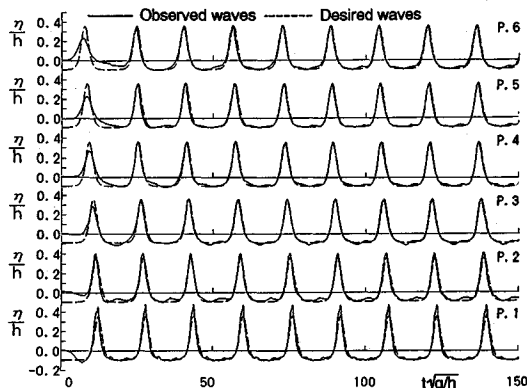
Fig.6 Relationship between mean values of the observed amplitude $\langle \hat{A} \rangle$ and the calculated ones \hat{A}_R from the input amplitudes \hat{A}^* using the regression equation (16)

す $\langle \hat{A} \rangle = \hat{A}_R$ にほぼ完全に従っており、ここで行った実験の範囲内(砕波する場合を除く)では入力振幅 \hat{A}^* と実測振幅 \hat{A} の間に式(16)の関係が成立すると考えることができる。

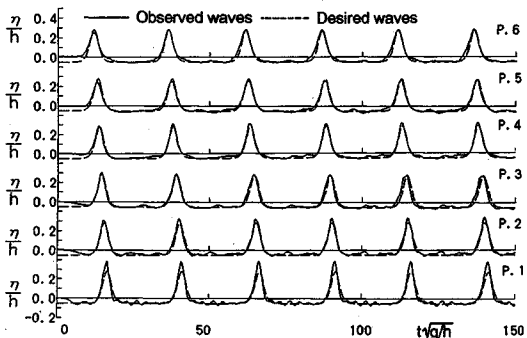
ソリトン分裂を伴わない安定なソリトン列が造波されている場合には、入力ソリトン列と実測波形の各波峯は 1 対 1 に対応することに加え、実験の再現性も極めて高いことから、式(16)は $D \geq 8$ 程度の領域の非砕波のソリトンに対して成立する普遍的関係と言える。したがって、式(16)における実測振幅 \hat{A}_R を造波すべきソリトンの振幅、すなわち期待振幅 A^* と見なせば、振幅 A^* を持



(a) Case number 20080 ($A^* = 0.182, D^* = 8.0$)



(b) Case number 50160 ($A^* = 0.452, D^* = 16.0$)



(c) Case number 40250 ($A^* = 0.334, D^* = 25.0$)

Fig.7 Observed wave profiles and the desired ones for the trains of uniform solitons

つソリトン列の造波に必要な入力振幅 \tilde{A}^* は式 (16) を \tilde{A}^* に関して解くことによって次式で表示される。

$$\tilde{A}^* = \{(A^* - 0.0311)/\alpha\}^{1/1.18} \dots \dots \dots (17)$$

Fig.7は、 \tilde{A}^* を入力振幅として造波したソリトン列の実測波形と造波すべき期待波形との各測点での比較を $D^* = 8, 16$ および 25 の波について示したものである。期待振幅が実測振幅と一致するように一様ソリトン列を造波していることから当然であるが、両者の波形はほぼ一致しており、所定の期待波形が造波されていることがわかる。

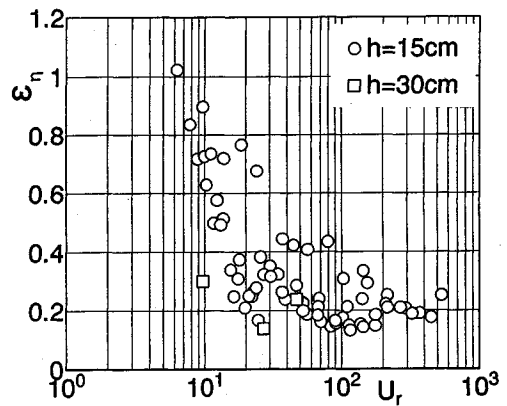


Fig.8 Relationship for trains of uniform solitons between the Ursell number U_r and the error index ϵ_η defined in eq.(18)

(3) 造波限界

一様ソリトン列として表示できる波であれば、本システムによって所定の波形を持つ波を造波できるため、造波限界はソリトンの表示限界と言い換えることもできる。クノイド波が漸近的に独立なソリトンの連なりとして表示できるのは、前報でも述べたように U_r の値が 40 以上であるが、若干の誤差を許せば $U_r \approx 10$ 程度のクノイド波でも一様ソリトン列として表示できる。このため、次式で表示される波形の誤差指標

$$\epsilon_\eta = \sqrt{\int_0^{T^*} (\eta_{obs} - \eta_{des})^2 dt / \int_0^{T^*} (\eta_{des})^2 dt} \dots \dots (18)$$

によって造波精度を評価し、これと U_r 数との関係を調べることにする。ただし、 T^* : 無次元観測時間、 η_{obs} : 実測波形および η_{des} : 期待波形である。

Fig.8は、砕波した場合を除いた前述の全実験ケースについて U_r と波形の誤差指標 ϵ_η との関係を示したものであり、Fig.6と同様に水深 30.0cm におけるものは□印で区別してある。これから、水深それ自体には関係なく U_r の増大とともに ϵ_η の値が減少していくことがわかる。

Fig.9は、 ϵ_η の値が 0.897, 0.765, 0.422 および 0.177 の場合の実測波形と期待波形との比較を示したものである。造波に伴う微小擾乱の影響がいずれの場合にも $t\sqrt{g/h} \approx 60$ 付近から認められるようになり、特に波高の小さい (a), (b) および (c) の場合に目立っている。しかしながら、 ϵ_η の値が 0.8 以下の (b), (c) および (d) のケースでは、こうした微小擾乱は伝播に伴い逸散し、測点 P.5 においてその影響は微小となり、ほぼ所定の波形を持つ規則波が造波されていると見なせる。このことからすれば、 $U_r \geq 15$ ではいずれの場合の ϵ_η の値も 0.8 以下に留まっており、 U_r の値が 15 付近がこのシステムの造波限界と判断される。

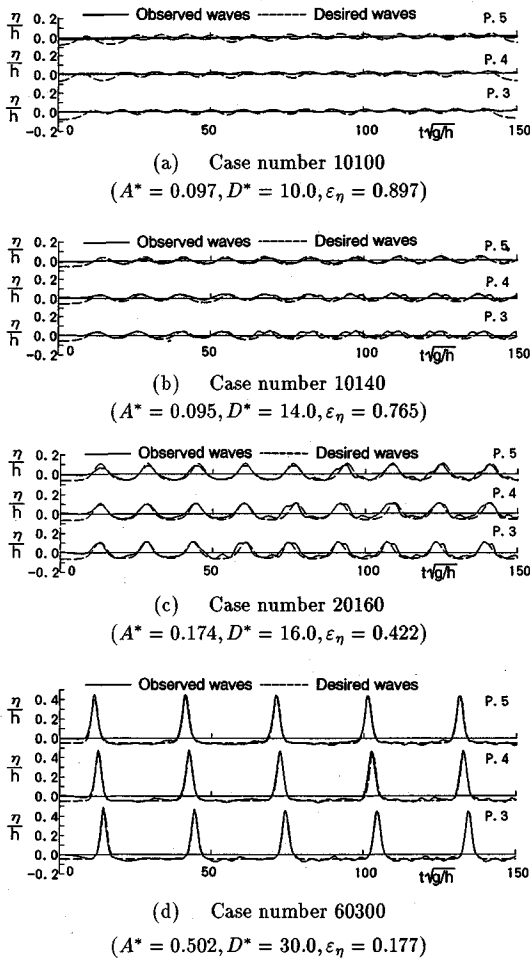


Fig.9 Comparisons for trains of uniform solitons between the desired wave profiles and the observed ones

4. 不規則ソリトン列の造波性能

前報では、ごく限られたケースに対して不規則ソリトン列の造波精度を検討し、この造波システムによって非線形性の強い現地波浪の波形をそのまま再現できることを示した。しかしながら、不規則波を対象とした場合の造波限界を明らかにするまでには至っていなかった。ここでは、まず、様々な統計的性質を有する不規則ソリトン列をデジタルシミュレーション⁷⁾によって生成する。ついで、これを入力信号として今回の改良された造波方式によって造波し、水槽内での不規則ソリトン列の再現性およびその造波限界を明らかにする。

(1) 不規則ソリトン列の生成シミュレーションと実験条件

不規則ソリトン列の造波性能を明らかにするためには、前述の一樣ソリトン列の場合と同様に、様々な波高(ソ

リトンの振幅)および周期(波峰間隔)条件に対する検討が必要となる。不規則ソリトン列の場合、これらの条件は振幅および波峰間隔に関する統計的特性として評価され、具体的には、前後のソリトンの振幅相互の結合分布および振幅と波峰間隔の結合分布によって定まる⁷⁾。そこでここでは、これら2つの結合分布の再現を目標とした不規則ソリトン列の生成シミュレーション手法に基づき、所定の統計的性質を有する様々な不規則ソリトン列を造波目標として作成することにする。

上述の2種類の結合分布は振幅の平均 μ_A と標準偏差 σ_A 、波峰間隔の平均 μ_D と標準偏差 σ_D 、前後の振幅相互の相関係数 γ_A 、および振幅と波峰間隔の相関係数 ρ_{AD} によって規定される。このため、不規則ソリトン列の生成シミュレーションでは、振幅の平均を $\mu_A = 0.1, 0.2, 0.3$ の3通り、波峰間隔の平均を $\mu_D = 8, 10, 12$ の3通り、および振幅と波峰間隔の相関係数を $\rho_{AD} = 0.0, 0.2, 0.4$ の3通りに設定し、これらの組み合わせによってシミュレーション条件を決定することにした。なお、残りの統計量 σ_A 、 σ_D 、および γ_A については、現地波浪の解析結果から得られる統計量相互の関数関係⁷⁾を用いて算出したものをシミュレーションの目標統計量として使用する。また、不規則ソリトン列の造波実験では、実験結果の検討を統計的に行う必要があるため、生成するソリトン数を200と設定して、実験データ解析時の統計的なばらつきを抑えるようにしてある。Table3は造波すべき不規則ソリトン列を生成するための数値シミュレーションの結果とケース番号を示したものであり、各ケースの上段および下段の数値はそれぞれシミュレーションの目標値(入力値)およびこのシミュレーションによって生成されるソリトンの振幅と位相の連なりから計算される統計量の無次元量を表す。ただし、不規則波の造波に際しては、上述のシミュレーションによるソリトン列を用いるので、表中の下段の数値が造波における目標統計量と扱われることになる。

実験水槽および実験装置としては、前述の一樣ソリトン列の実験と同様である。ただし、この実験では造波するソリトン数が多く、造波時間が長くなるため、水槽他端からの反射波の有無を確認する必要がある。このため、波高計の設置位置をP.1からP.6まで順に $x_1 = 0.0$ (造波板位置)、 $x_2 = 2.40$ 、 $x_3 = 7.00$ 、 $x_4 = 7.08$ 、 $x_5 = 7.30$ 、 $x_6 = 11.85\text{m}$ として、P.3~P.5の3台の波高計により合田らの方法⁸⁾に基づいた入・反射波の分離を行えるようにしてある。また、一樣ソリトン列の実験から明らかとなった振幅の補正式(17)を用いて期待振幅から造波時の入力振幅を計算することとし、実験水深は15.0cmに設定した。

(2) 波形の再現性と造波限界

不規則ソリトン列の場合には、3で検討した一樣ソリトン列の場合と異なり、各ソリトンの波速が異なるために

Table3 Results of digital simulation for trains of random solitons having the desired statistics and those case numbers

Case No.	μ_A	σ_A	μ_D	σ_D	γ_A	ρ_{AD}
180	0.1	0.056	8.0	3.77	-0.242	0.0
	0.101	0.056	8.10	3.71	-0.243	-0.031
182	0.1	0.056	8.0	3.77	-0.242	0.2
	0.103	0.056	8.28	3.51	-0.196	0.151
184	0.1	0.056	8.0	3.77	-0.242	0.4
	0.099	0.056	8.03	3.54	-0.294	0.365
1A0	0.1	0.056	10.0	4.72	0.343	0.0
	0.102	0.056	10.12	4.64	0.319	0.001
1A2	0.1	0.056	10.0	4.72	0.343	0.2
	0.102	0.056	10.16	4.63	0.319	0.202
1A4	0.1	0.056	10.0	4.72	0.343	0.4
	0.102	0.056	10.20	4.68	0.319	0.422
1C0	0.1	0.056	12.0	5.66	0.555	0.0
	0.103	0.055	12.15	5.57	0.534	0.007
1C2	0.1	0.056	12.0	5.66	0.555	0.2
	0.103	0.055	12.20	5.58	0.534	0.215
1C4	0.1	0.056	12.0	5.66	0.555	0.4
	0.103	0.055	12.16	5.67	0.534	0.423
280	0.2	0.112	8.0	3.73	-0.242	0.0
	0.203	0.112	8.04	3.70	-0.244	-0.043
282	0.2	0.112	8.0	3.73	-0.242	0.2
	0.207	0.112	8.28	3.47	-0.196	0.151
284	0.2	0.112	8.0	3.73	-0.242	0.4
	0.202	0.108	7.88	3.61	-0.264	0.397
2A0	0.2	0.112	10.0	4.67	0.343	0.0
	0.203	0.107	9.86	4.49	0.316	-0.004
2A2	0.2	0.112	10.0	4.67	0.343	0.2
	0.206	0.111	10.17	4.58	0.319	0.199
2A4	0.2	0.112	10.0	4.67	0.343	0.4
	0.206	0.111	10.14	4.70	0.319	0.432
2C2	0.2	0.112	12.0	5.60	0.555	0.2
	0.207	0.110	12.21	5.52	0.534	0.216
2C4	0.2	0.112	12.0	5.60	0.555	0.4
	0.207	0.110	12.19	5.61	0.534	0.423
382	0.3	0.157	8.0	3.39	-0.242	0.2
	0.298	0.154	7.85	3.30	-0.268	0.204
384	0.3	0.157	8.0	3.39	-0.242	0.4
	0.298	0.154	7.84	3.33	-0.268	0.415
3A2	0.3	0.157	10.0	4.24	0.343	0.2
	0.295	0.151	9.79	4.10	0.315	0.180
3A4	0.3	0.157	10.0	4.24	0.343	0.4
	0.298	0.154	9.85	4.32	0.315	0.355
3C2	0.3	0.157	12.0	5.09	0.555	0.2
	0.292	0.156	12.40	4.99	0.521	0.195
3C4	0.3	0.157	12.0	5.09	0.555	0.4
	0.297	0.154	11.80	5.22	0.532	0.368

伝播に伴い波形が変化する。このため、造波目標としての $x = 0$ における期待波形と各測点における実測波形を直接比較することはできない。そこで、ここでは、 $x = 0$

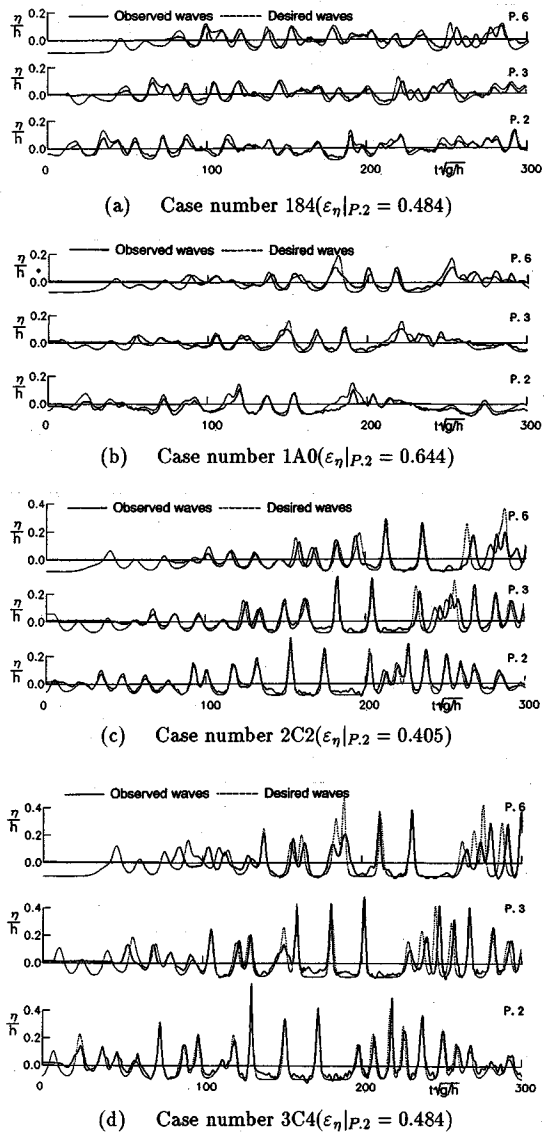


Fig.10 Comparisons between the desired wave profiles for trains of random solitons and the observed ones

における期待波形 (シミュレーション波形) を漸近ソリトン解によって各測点まで伝播させ、そこでの波形を対象測点位置での期待波形として扱うことにする。

Fig.10は、このようにして計算される期待波形、すなわち伝播シミュレーション波形と実測波形を測点 P.2, P.3 および P.6 について比較したものである。また、各図の説明文中の ϵ_η は式 (18) により計算される測点 P.2 における波形の誤差指標である。これらの図より、波の伝播とともに実測波形と期待波形との位相がわずかにずれる部分が生ずるものの、全体的にはいずれのケースにおいても両者は良好な一致を示しており、ケースごとの造波精

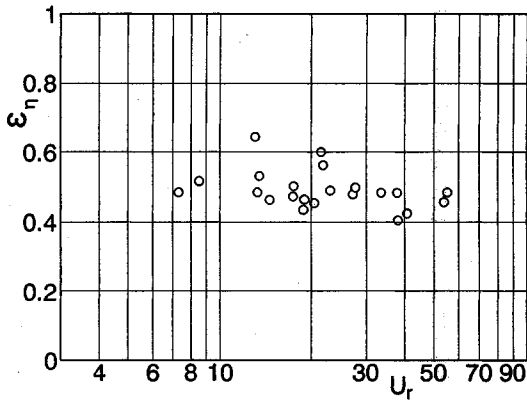


Fig.11 Relationship between the Ursell number U_r and the error index ϵ_η for the wave profiles

度の相連はあまり認められないことがわかる。なお、測点 P.3~P.5 の波形記録を用いた入・反射波の分離推定の結果、ここで示したケースを含めた全てのケースにおいて反射波の存在は認められず、一方向に伝播する波動場での実験が実現できていたことが確認できた。

Fig.11は、一様ソリトン列の場合の Fig.8と同様に、造波目標としての各ソリトンの振幅と波峰間隔から計算されるアーセル数の平均 U_r と測点 P.2 における波形の誤差指標 ϵ_η との関係を示したものである。一様ソリトン列の場合には、 $\epsilon_\eta = 0.8$ を誤差指標から見た造波限界と結論づけていたが、この図ではいずれのケースも $\epsilon_\eta < 0.8$ となっている。また、非線形性指標である U_r の減少に伴い、波形の誤差指標 ϵ_η はわずかに増加するのみでほとんど変化しておらず、一様ソリトン列の場合に見られた $U_r \leq 20$ での急増傾向は認められない。不規則ソリトン列では、与える平均振幅 μ_A や平均波峰間隔 μ_D などの統計量によって多少の差はあるものの、小さなものから大きなものまで様々な大きさの振幅や波峰間隔を有するソリトンを含んでいる。このため、各々のソリトンとしては Fig.8 に示したような波形誤差を持つが、全体として波形誤差を評価するとそれらが平均化されてしまい、Fig.8 における平均的な ϵ_η の値としての 0.4~0.6 程度の誤差に留まっていると考えられる。このように、不規則ソリトン列では種々の要因が波形誤差に関与していることもあり、 U_r は造波限界指標として余り意味を持たないが、ここでを行った実験の下限である $U_r \approx 8$ 以上で造波可能と判断される。ただし、今回の実験はほとんど非砕波の条件を想定しており、Fig.10(d) に示すケース番号 3C4 のような期待平均振幅 $\mu_A = 0.3$ の場合において若干の砕波が認められたに過ぎない。このため、当然のことではあるが、顕著な砕波の生ずる場合には上述の議論は成立しないであろう。

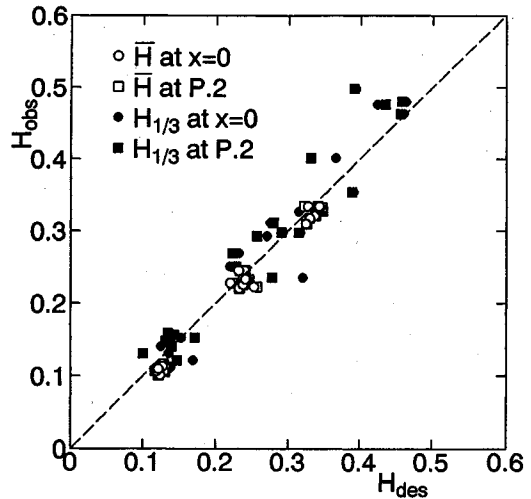


Fig.12 Comparison between desired mean and significant wave heights H_{des} and the observed ones H_{obs}

Fig.12は、不規則ソリトン列の造波における統計量の再現性を検討するために、ゼロアップクロス法で求められる無次元平均波高 \bar{H} と無次元有義波高 $H_{1/3}$ に関する期待値 H_{des} と実測値 H_{obs} との比較を示したものである。図中の○および●印は $x = 0$ における期待波形(ソリトン列生成シミュレーションによる波形)から求められる \bar{H} および $H_{1/3}$ と測点 P.2 での実測波形から得られるものに関するプロットであり、□および■印は、測点 P.2 における期待伝播波形と実測波形に関するプロットを示す。この造波実験は一様水深で行われており、波の伝播過程で各ソリトンの振幅は変化しないため、ソリトン間の波峰の相互干渉が無視できる場合には、ゼロアップクロス波の平均波高や有義波高もほとんど一定に保たれると考えられる。すなわち、 $x = 0$ における造波目標としての期待波形および各測点での期待伝播波形から算出される平均波高や有義波高は各測点で得られるそれらの波高と一致するはずである。多少のばらつきは存在するものの、これらの各プロットは破線で示す $H_{obs} = H_{des}$ にほぼ従っており、波高に関する統計量の再現性は良好であると判断できる。

以上より、非砕波の条件下では、ここで扱った程度の非線形性を有する波、すなわち、 $U_r \geq 8$ を満たす不規則波に対して、本造波方式によって精度の良い造波が可能になると結論づけられる。

(3) 目標統計量と波形の再現性

一般に、不規則波の造波実験は所定の統計的特性を有する波浪を対象として実施される。このため、造波における目標統計量の如何に関らず、すなわち任意の目標統計量に対する造波を可能とする必要がある。期待波形と

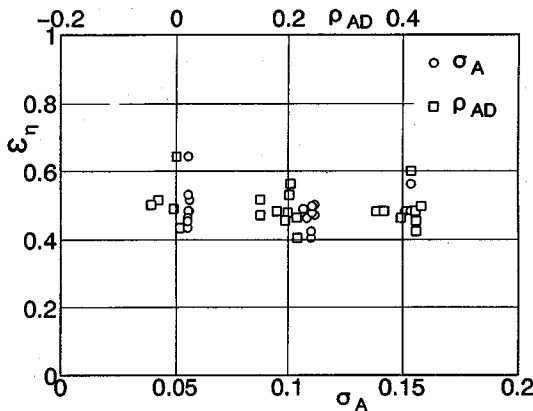


Fig.13 Relationship between the desired statistics and the error index ε_η for wave profiles

しての不規則ソリトン列の各種統計量の与え方により造波精度に相違が現れるか否かについても検討した結果の例を Fig.13 に示す。 σ_A および ρ_{AD} のいずれのついても波形の誤差指標 ε_η との間の相互関係を見出すことはできない。また、このほかの統計量についても同様な結果が得られた。これより、造波時に設定する目標統計量の値とは無関係に、如何なる統計的性質を有する不規則波でも同等の精度で造波可能と考えられる。

5. 結 語

以上、本研究では、所定の振幅と位相を持つソリトン列を造波目標とする海岸波浪の造波理論を確立し、これに基づく造波システムの適用性および限界を系統的な水理実験から明らかにすることを試みた。これにより得られた主要な結論を以下に示す。

(1) 既に著者らによって提案されている造波理論の造波境界条件に改善を加えることにより、造波板の長周期の運動成分を最小限に抑制することが可能となり、これに伴い造波時に水槽内に発生していた長周期水位変動の発生を抑えられるようになった。

(2) 規則波（一様ソリトン列）の造波実験結果を基に、造波目標となるソリトン列に関する造波時の入力振幅と実測振幅との関係を回帰分析により明らかにし、これを

振幅の補正式として造波信号の作成を行うことにより期待すべき振幅のソリトン列が実際に造波可能となる。

(3) 規則波（一様ソリトン列）の造波限界はアーセル数 U_r で示せば、 $U_r \geq 15$ であり、この造波理論およびシステムは、従来のものとは逆に比較的的非線形性の強い浅海波の造波に適している。

(4) 不規則波（不規則ソリトン列）の造波では、平均量によって計算されるアーセル数の値に関係なく、 $U_r \geq 8$ であれば、良好な波形および統計量の再現性を示す。

(5) 造波しようとする不規則波（不規則ソリトン列）の統計量と造波精度は無関係であり、 $U_r \geq 8$ であれば、任意の統計的性質を有する不規則波を常にほぼ一定の精度で造波できる。

最後に、本研究で使用したダブルモード方式の造波装置の開発を担当された（株）伊勢屋機械製作所の向勝巳氏ほかの諸氏に謝意を表すとともに、本研究の遂行に際して財団法人鹿島学術振興財団から研究助成を得たことを記して、深謝する。

参 考 文 献

- 1) Biesel, F. and F. Suquet : Les appareils generateurs de houle en laboratoire, La Houille Blanche, Vol.6, Nos.2, 4, et5, 1951 (translated by St. Anthony Falls Hyd. lab., Univ. Minnesota, Rept. No. 39).
- 2) 大山巧・灘岡和夫 : 数値波動水槽を用いた潜堤による波の分裂現象の解析, 海岸工学論文集, 第 38 卷, 1991, pp.16-20.
- 3) 安田孝志・篠田成郎・服部武・向勝巳 : ソリトンモードに基づく海岸波浪の造波システム, 海岸工学論文集, 第 37 卷, 1990, pp.71-75.
- 4) Goring, D. and F. Raichlen : The generation of long waves in the laboratory, Proc. 17th ICCE, Sydney, 1980, pp.763-783.
- 5) 安田孝志 : ソリトンスペクトル理論の海岸工学への応用, 水工学シリーズ 84-B-1, 土木学会水理委員会, 1984, pp.1-16.
- 6) 安田孝志 : ソリトンの海岸工学への応用, 水工学シリーズ 91-B-9, 土木学会水理委員会, 1991, pp.1-19.
- 7) 篠田成郎・安田孝志・石原貴司・土屋義人 : 不規則ソリトン列による海岸波浪の統計理論とその応用, 海岸工学論文集, 第 37 卷, 1990, pp.126-130.
- 8) 合田良実・鈴木康正・岸良安治 : 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.

(1992. 7. 13 受付)

AN DEVELOPED WAVE-MAKER SYSTEM FOR COASTAL WAVES IN SHALLOW WATER

Takashi YASUDA, Seirou SHINODA, Takeshi HATTORI, Chikao KAWASHIMA, and Yuji YAMADA

A theory of wave-maker system for nonlinear random waves having the desired statistics is developed and established on the assumption that waves in shallow water are regarded as the KdV solitons. Applicability of this theory is examined experimentally. This wave-maker system is usefull to generate accurately nonlinear waves having the desired water surface profiles of which nonlinearity is specified by the Ursell number $U_r \geq 15$ for regular waves and $U_r \geq 8$ for random ones.