

砕波帯を進む現地波浪のモデル化

安田 孝志*・西尾 保之**

1. 緒 言

砕波帯の現地波浪を精度良くモデル化することは、砕波帯に築造される海岸構造物による波浪の散乱解析や海浜流・漂砂などの予測評価のためにも重要である。砕波帯の現地波浪についてはこれまで精力的に研究が進められてきたが、その強い非線形性のために、流体力学の基礎式を満たすようなモデル化はほとんど進んでおらず、波別解析法による取り扱いが行われているに留まっている。

本研究では、砕波帯の現地波浪を流体力学的にモデル化するため、砕波帯内の流体運動の実態について観測データを基に詳細に検討する一方、砕波帯の波動場の解析解を導き、これによって砕波帯を進む現地波浪の諸特性が精度よく記述できることを明らかにしたい。

2. 現地波浪の概要

ここで用いる観測記録は、1987年11月28日から12月1日および1988年12月16日から22日の期間にわたって、図-1に示す京都大学防災研究所附属大瀬波浪観測所のT型栈橋を用いて得られたものである。図中のC4~C9は1987年観測時の測点番号、その上の数字は測点間距離、()内の数字はそこの水深を示す。なお、流速データは1988年12月のものであり、このときの波高計および超音波式流速計はC5より沖側18.73mの水深5.0mの地点US5に位置し、流速計センサーは

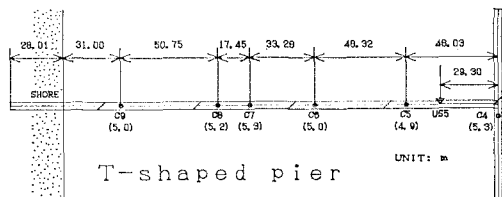


図-1 T型栈橋に沿った測点位置と水深。()内の数字は水深を示す。

海底から2.5mの高さにある。

ここでは、これらの観測データを基に砕波帯内の現地波浪の実態を明らかにするため、測点C4での砕波率(目視およびビデオ観測による)が100%のB034, B051, 約60%のB053, および20%以下のB064の波形データを解析の対象とする。なお、水粒子速度が観測されている1988年12月のデータに関しては砕波率が不明のため、このときの波形データからSkewness β_1 を求め、この値が1を越えるPS1612およびPS2215を選出し、これらを砕波帯の流速場を与えるデータとする。表-1は、解析の対象としたデータとそのときの風速および測点C5での波浪諸量を示したものである。なお、表中の Ur はゼロクロス波の平均波高および波長より計算されるUrsell数、 Qp はスペクトル尖鋭度パラメータを示す。これからわかるように、砕波率と波の非線形性の程度を表す $H_{1/3}$, Ur および β_1 の間に明瞭な対応があり、PS1612およびPS2215のいずれの砕波率も60%以上と推察できる。

表-1 観測データの番号とその風速および統計量

No.	Wind speed [m/sec]	Breaking rate[%]	$H_{1/3}$ [m]	Ur	β_1	Qp
B034	10.0	100	2.87	27.03	0.890	1.86
B051	10.0	100	2.86	21.08	0.844	1.57
B053	2.0	60	2.64	21.29	0.760	1.56
B064	2.0	20	1.58	13.57	0.450	3.34
PS1612			2.66	23.47	1.347	1.88
PS2215			2.97	19.81	1.173	1.53

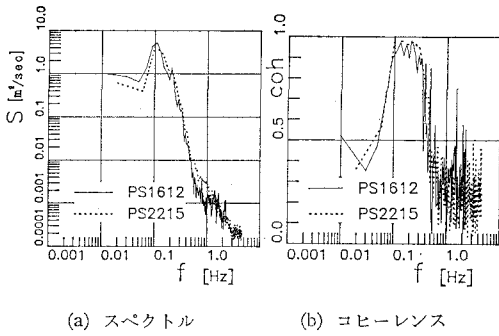
3. 観測波の表示

(1) 砕波帯内の流体運動

図-2は前述のPS1612およびPS2215の岸沖方向の水粒子速度のスペクトル S および水粒子速度と水面変動とのコヒーレンス COH を示す。流速計が超音波式であり、サンプリング間隔も0.2秒と粗いこともあるが、 $f=0.1$ Hz周辺の波動モードが卓越しており、渦の影響は認められない。また、水粒子速度のエネルギーの大部

* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 岐阜大学大学院工学研究科



図—2 水平水粒子速度のスペクトルおよび水粒子速度と水面変動とのコヒーレンス

分を占める $f=0.09\sim 0.4$ Hz における水面変動との相関は極めて高く、このときの速度場が水面変動に一義的に支配されていることがわかる。したがって、砕波による波動エネルギーの急速な逸散は進むものの、砕波帯内であっても流体運動の卓越モードは波動モードであり、各種の渦の影響はエネルギー逸散に関与するに留まると考えられる。したがって、水面変動を精度良く記述できるモデルを確立すれば、砕波帯内の流体運動を統一的に記述できるようになる。

(2) フーリエモードによる表示

フーリエモードによる方法は、非線形干渉の次数を高めれば、平面2次元の任意の波について砕波直前まで厳密に記述できる普遍性を有している。しかし、これによって実際に非線形干渉の影響を取り込んだ解析的表示を導くには、狭帯域仮定を設けてモード数を減らした狭帯域モデルとする必要がある。このため、その適用を考えるに当たっては、バンドパスフィルターによるスペクトルの狭帯域化の影響を明らかにしておく必要がある。

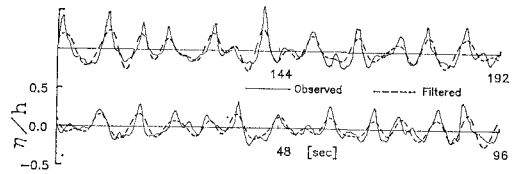
表—2は、それぞれの波についてバンドパスフィルターの影響を示したものであり、 f_p はスペクトルのピーク周波数である。これから、サーフビートなどの長周期変動 ($f/f_p < 0.5$) の影響を除いた $0.5 \leq f/f_p$ の波形を基準とすると、砕波率が20%程度のB064の場合でさえ統計量を正しく再現するには $4f_p$ の高周波モードまで取り込んだ方が良く、砕波率が100%となるB034やB051では $4f_p$ 以上の高周波モードまでの評価が必須となることがわかる。図—3は、B051の測点C5での波について $0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$ および $0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$ のバンドパスフィルター処理した波形と観測波形を比較したものである。これからも、狭帯域モデルのバンド幅としては広い $0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$ では波峯部の不一致が著しく、波峯部が一致するには狭くても $0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$ のバンド幅が必要である。したがって、一般に考えられているような狭帯域モデル ($0.5 \leq f/f_p \leq 1.5$) によって砕波帯の現地波浪を取り扱うことは、バイスペクトルまで考慮

したとしても容易ではない。これは、非線形性の強い極浅海から砕波帯にかけての波に対して狭帯域仮定に基づく包絡線理論を適用することは難しく、ゼロクロス波がフーリエモードに結合できるようになるのは非線形性の弱い深海から浅海の波に限られることを示している。

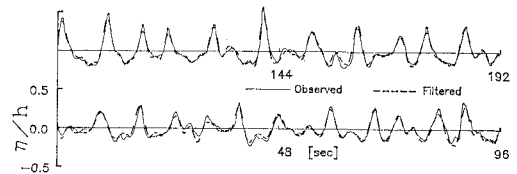
図—4は、測点C4でのB051の波を48.03m離れたC5および96.35m離れたC6まで線形波として進ませ、そこでの観測波形と比較したものである。このときの各波峯は砕波しつつ伝播していることもあるが、波頂の位相だけでなく全般的に両者の相違は大きく、水面変動を

表—2 統計量に及ぼすバンドパスフィルターのバンド幅の影響

No.	Band pass width	β_1	$H_{1/3}$ [m]	$T_{1/3}$ [sec]
B034	$0.0 < f/f_p$	0.89	2.87	8.21
	$0.5 \leq f/f_p$	1.02	2.87	8.27
	$0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$	0.08	2.11	8.70
	$0.5 \leq f/f_p \leq 3.0$	0.57	2.45	8.40
	$0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$	0.81	2.61	8.23
B051	$0.0 < f/f_p$	0.84	2.86	7.98
	$0.5 \leq f/f_p$	1.00	2.84	7.91
	$0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$	0.16	2.11	8.74
	$0.5 \leq f/f_p \leq 3.0$	0.55	2.49	8.17
	$0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$	0.79	2.64	8.10
B053	$0.0 < f/f_p$	0.76	2.64	8.20
	$0.5 \leq f/f_p$	1.00	2.63	7.98
	$0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$	0.14	1.99	8.81
	$0.5 \leq f/f_p \leq 3.0$	0.58	2.28	8.21
	$0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$	0.79	2.39	8.15
B064	$0.0 < f/f_p$	0.45	1.58	8.06
	$0.5 \leq f/f_p$	0.72	1.59	8.11
	$0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$	0.20	1.48	8.20
	$0.5 \leq f/f_p \leq 3.0$	0.63	1.54	8.13
	$0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$	0.71	1.57	8.12

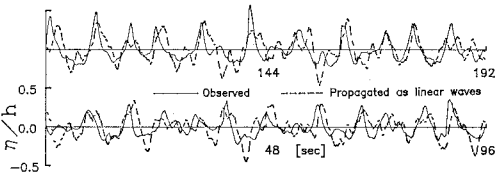


(a) $0.5 \leq f/f_p \leq 2.0$

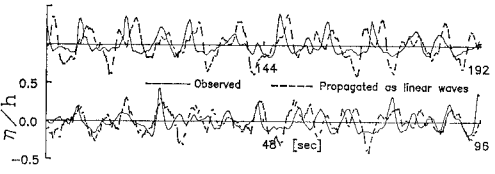


(d) $0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$

図—3 実測波形 (B051) とバンドパスフィルター処理波形との比較



(a) C4~C5 の 48.03 m 区間



(b) C4~C6 の 96.35 m 区間

図—4 実測波形 (B 051) と線形伝播波形との比較

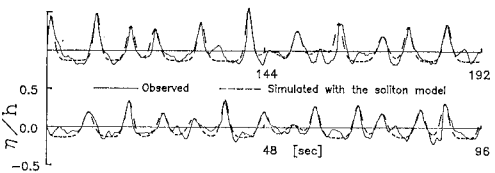
精度良く記述するには各フーリエモードの伝播速度，すなわち分散関係に対する非線形性の影響の評価が必須となる。

以上のような検討を表—2 に示した各データに対して行った結果，砕波率が 60% を越えるような現地波浪のモデル化に対しては，最低でも $4f_p$ までの高周波成分を取り込んだ非線形理論による取り扱いが必要となり，弱非線形仮定に基づく狭帯域モデルはこのような砕波帯の波には適していないことが明らかとなった。

(3) ソリトンモードによる表示

Ur 数が 10 を越えるような浅海域でのうねりが非線形波動であるソリトンの連なりとして表示できることは既の実証されており (例えば，安田，1984)，また，砕波帯を進む主要な波が孤立波 (ソリトン) として扱えることは水口・松田 (1980) によって示されている。したがって，ソリトンを砕波帯の不規則波の基準モードとできれば，パースペクトルなどの計算の必要もなく，フーリエモードによる場合と比べて計算労力は大幅に軽減され，砕波帯の現地波浪のモデル化も可能となってくる。そこで，まず，砕波帯を 1 次的に進む現地波浪を KdV 方程式の解であるソリトンの連なりとする表示を試みる。

図—5 は，B051 の波について測点 C5 での $0.5 \leq f/f_p$

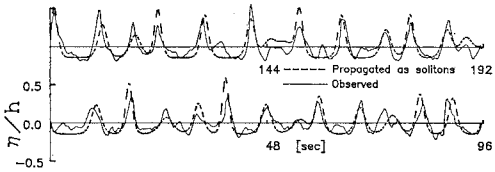


図—5 実測波形 (B 051) とソリトンモード表示波形との比較

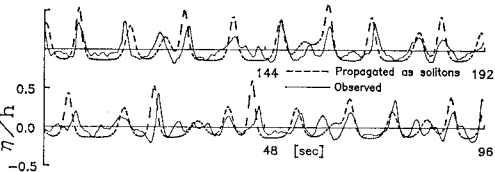
表—3 ソリトンモード表示された波形の統計量

No.	β_1	$H_{1/3}$ [m]	$T_{1/3}$ [sec]
B034	1.17	2.74	8.55
B051	1.11	2.52	8.51
B053	0.96	2.26	9.51
B064	0.74	1.50	8.56

の観測波形とそのソリトン合成波形との比較を示したものである。これから，工学的に重要となる主要な波峯部に関する限り，両者の対応は良好であり，前述の 図—4 に示した $0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$ のバンドパスフィルタによる波形と同程度の精度を有していることがわかる。また，表—3 は，測点 C5 での各観測波形 ($0.5 \leq f/f_p$) のソリトンモード表示波形より求められた統計量を示したものである。前述の表—2 に示したバンドパスフィルタによる場合と比べると，ソリトンモード表示では微小な波峯が無視されるために周期は若干長くなるが， β_1 や $H_{1/3}$ に関する限り，波形のソリトンモード表示の精度は良好であり， $0.5 \leq f/f_p \leq 4.0$ のバンドパスフィルタと同程度の精度を有しているといえる。



(a) C4~C5 の 48.03 m 区間



(b) C4~C6 の 96.35 m 区間

図—6 実測波形 (B 051) とソリトン伝播波形との比較

ついで，水面変動の伝播に対するソリトンモード表示の精度について検討するため，前述の 図—4 と同様の比較をソリトンモード表示された波形に関して行った。図—6 はその結果であり，この場合の表示では砕波による減衰を考慮していないため，峯高は一致していないが，測点 C4 から C5 までの比較的短い距離 (48.03 m，周期 7.5 秒の波の約 1 波長分に相当) であれば，波峯の位相のずれは小さく，各波峯はソリトンとして伝播していると見ることができる。測点 C4 から C6 までの 96.35 m を伝播した場合についても峯高や細部の不一致はあるものの波峯の位相はほぼ対応していると見られ，

前述の図-4 に示した線形波として進ませた場合の波形の比較に比べて伝播に対する精度が大きく改善されていることがわかる。

図-7 は、PS2215 の波について水平水粒子速度の実測結果と実測波形より求めたソリトンモード表示による結果との比較を示す。波峯の位相での水粒子速度の評価が過大となっているが、その点を除けば、ソリトンモードによる砕波帯内の流速場の表示は十分可能と判断される。

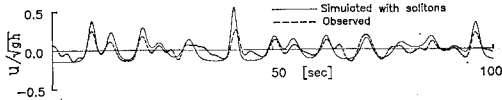


図-7 水平水粒子速度の実測結果 (PS 2215) と波形データからのソリトンモード表示結果との比較

以上より、強風下でかつ大規模な乱れを伴う砕波帯であっても、その大略は決定論的波動場として取り扱うことができ、砕波帯を進む現地波浪に対しては海底地形や砕波の影響を評価した不規則ソリトン列によるモデル化が精度的実用的に最良であると判断される。

4. 砕波帯の不規則波モデル

(1) 波動方程式の誘導

砕波帯を沿岸方向に一樣とし、図-8 に示すような鉛直 2 次元の非圧縮流体場として扱う。このとき、水粒子速度 u , w は波動成分 $\bar{u}$, $\bar{w}$ と乱れ成分 u' , w' に分けられ、粘

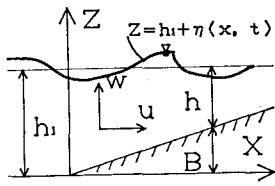


図-8 座標と記号

性応力は Reynolds 応力に比べて無視できるとすれば、基礎式は以下に示す鉛直 2 次元の Reynolds 方程式、連続式および境界条件によって構成される。

$$\left. \begin{aligned} D_t \bar{u} &= -\partial_x p / \rho - \partial_x \bar{u}'^2 - \partial_x \bar{u}' w' \\ D_t \bar{w} &= -g - \partial_z p / \rho - \partial_z \bar{u}' w' - \partial_z \bar{w}'^2 \\ \partial_x \bar{u} + \partial_z \bar{w} &= 0, \\ D_t \eta &= \bar{w}, p = 0, -\rho \bar{u}' w' = 0 : z = h_1 + \eta \\ -\bar{u} h_x &= \bar{w}, -\rho \bar{u}' w' = \rho C |\bar{u}| \bar{u} : z = B \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ここに、 t は時間、 D_t は Lagrange 微分、 ∂_x は x に関する偏微分記号、 η は静水面からの水面変動、 h_x は海底勾配、 p は圧力、 ρ は海水の密度、 g は重力の加速度、 C は海底摩擦係数である。空間座標を h_1 、時間を $\sqrt{g/h_1}$ 、流速分布を $\sqrt{g h_1}$ 、圧力および Reynolds 応力を $\rho g h_1$ によってそれぞれ無次元化すると同時に、①波動モードは x の正方向に進むソリトンに一致する。②海底勾配、海

底摩擦および砕波による乱れの影響は非線形性の影響と同じオーダーである、との仮定の下に

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \varepsilon^{1/2} (dx/h^{1/2} - t), X = \varepsilon^{3/2} x, \varepsilon = (h_1/L_1)^2, \\ B &= B(X), h = h(X), -\bar{u}'^2 = \kappa \partial_x \bar{u}, \\ \eta &= \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 + \dots, \bar{u} = \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2 + \dots, \\ \bar{w} &= \varepsilon^{3/2} w_1 + \varepsilon^{5/2} w_2 + \dots, p = p_0 + \varepsilon p_1 + \dots, \\ u' &= \varepsilon u'_1 + \dots, w' = \varepsilon^{3/2} w'_1 + \dots \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

の変換を上述の基礎方程式に適用すると、最終的に ε^2 のオーダーの波動方程式が次式のように導かれる。

$$\begin{aligned} \partial_x \eta_1 + (3/4) h^{-3/2} \partial_\xi \eta_1^2 + (1/6) h^{1/2} \partial_\xi^3 \eta_1 \\ + (h_x/4 h) \eta_1 + (3 C A_1 / \varepsilon^{1/2} h^2) A_1 \eta_1 - (1/\varepsilon^{1/2} h^2) \\ \cdot (C + \kappa) \partial_\xi^2 \eta_1 = 0 \end{aligned} \dots (3)$$

ここに、 L_1 および A_1 は原点でのソリトンの代表波長および振幅、 κ は $h_1 \sqrt{g h_1}$ で無次元化した拡散係数である。

(2) ソリトン解の誘導

式 (3) は、新たに Reynolds 応力の影響を取り込んではいないが、摩擦のある緩斜面上でのソリトンの波動方程式 (安田・西本, 1988) と同型であるため、同様の方法によって解け、求めるソリトン解が次式のように導かれる。

$$\begin{aligned} \eta/h_1 &= A [\operatorname{sech}^2 \phi + (2 \alpha \phi + 3 \beta) \operatorname{sech}^2 \phi - \beta \\ (1 - \tanh \phi) + f] \end{aligned} \dots (4)$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} f &= \beta \left[1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \sigma^{-1} \sin(\sigma \xi / X^{1/3} + 3 \sigma^3) d\sigma \right], \\ A &= A_1 / h \Omega, \phi = \theta + (\alpha \theta^2 + 3 \beta \theta) / 2, \\ \alpha &= \sqrt{3} h^3 \Omega^{3/2} h_x / A_1^{3/2} (2/45) (3 \Omega / A_1)^{1/2} \\ &\quad (4 h C + 3 \kappa), \\ \beta &= \alpha - (2/45) (3 \Omega / A_1)^{1/2} (2 h C + 9 \kappa), \\ \theta &= (3 A / 4 h)^{1/2} \left\{ \int [h^{1/2} (1 + A/2 h)]^{-1} dx - t \right\}, \\ \Omega &= 1 + A_1 \left[\int \frac{8}{15} C h^{-3} + \frac{2}{5} \kappa h^{-4} dx \right] \end{aligned} \right\} \dots (5)$$

これより、式 (4) によって 1 個の波峯を表し、その連なりとして砕波帯を現地波浪の表示が可能となる。

(3) 現地波浪への適用

式 (4) を現地波浪に適用するには、未知量である海底摩擦係数 C および拡散係数 κ を知る必要がある。海底摩擦係数についてはこれまで数多くの検討がなされてきたが、いずれも波高の減衰を全て海底摩擦によって説明しようとしたため、いずれも過大な値となっていた。ここでは、砕波に伴う乱れによる Reynolds 応力が波高減衰の主原因とし、海底摩擦による減衰は付加的なものと考え、 C の値としては Bretshneider による 0.01 を用いることにした。拡散係数 κ については、2 測点 (I および II) での振幅 A_I および A_{II} 、水深 h_I および h_{II} がわかっておれば式 (5) の A の表示式より導かれる

$$\kappa = \{1 - h_{II} A_{II} / A_I + (4 h_{II} A_{II} / 15 h_x) (1 - 1/h_{II}^3) C\} / \{(2 h_{II} A_{II} / 15 h_x) (1/h_{II}^3 - 1)\} \dots\dots\dots (6)$$

に代入することによって求めることができる。なお、全ての量は h_I を基準値として無次元化されている。

図-9は、測点 C4, C5 および C6 での観測データ (B034, B051 および B053) を用いて求めた拡散係数 κ

$$\kappa = 2.9 \gamma^{-41/24} (T \sqrt{g/h})^{-5/8} (-5 h_x / 16)^{1/3} \dots\dots\dots (7)$$

の値と A_I の関係を示したものである。測点 I から II まで進む間の海底摩擦以外による波高変化をすべて κ の値に負わせているため、値のばらつきは大きい。図中に実線で示した灘岡・広瀬 (1986) による線形長波近似に基づく拡散係数による値 0.26 (なお、実測値の平均は測点 C4 から C5 では 0.24, C4 から C6 では 0.22) の近くに分布していることがわかる。ここでは、流体力学的にモデル化するという立場から、式 (7) による値を採用し、式 (4) の波動解によって碎波帯を進む現地波浪のモデル化を行うことにした。

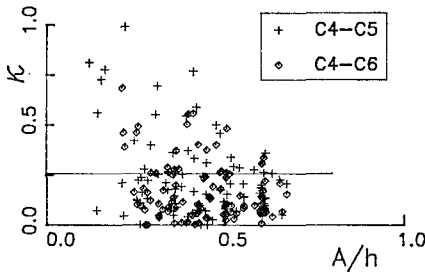
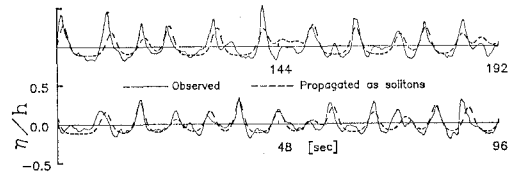
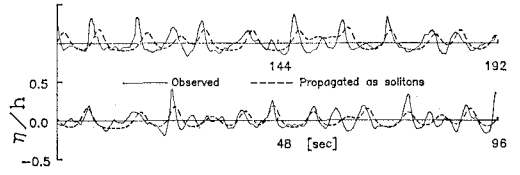


図-9 拡散係数の観測結果

図-10は、測点 C4 での B051 の波を式 (4) の右辺第1項のみを用いて測点 C5 および C6 まで伝播させ、そこでの観測波形と比較したものである。若干、波高の減衰が進み過ぎている傾向はあるが、前述の図-8に比べて精度は大幅に改善されていることがわかる。特に、主要な波峰に着目する限り、ここで導いた波動解によって伝播過程まではほぼ正確に記述できており、式 (4) によって碎波帯を進む現地波浪のモデル化が可能となる。なお、ここで対象とした碎波帯の測点 C4 から C9 までの平均海底勾配は 0.0015 であることもあり、いずれの波の Atiltness の値も Skewness の値が 1 に近いことに対して 0.001 以下と極めて低く、このため、式 (4) および位相関数 ϕ の右辺第2項以下の影響が顕れなかった。しかし、海底勾配が急となれば、ここでは無視された第2項以下の影響が顕れ、Atiltness の増大に合わせた波形の表示が可能となる。



(a) C4~C5 の 48.03 m 区間



(b) C4~C6 の 96.35 m 区間

図-10 実測波形 (B051) と碎波帯のソリトンモデルによる伝播波形との比較

5. 結 語

碎波帯における現地波浪の観測データを解析することにより、碎波帯内であっても流体運動の卓越モードは水面の変動に対応した波動モードであり、そのモデル化にはピーク周波数の3倍までの高周波成分を取り込んだ非線形理論による取り扱いが必須となり、ソリトンモードによるモデル化が有効であることを示した。さらに、この結果を基に、海底勾配、海底摩擦および碎波による拡散 (Reynolds 応力) の影響を取り込んだソリトン解を流体力学の基礎式より導き、これを基に碎波帯の現地波浪のモデル化を試み、これによって碎波後の伝播による波形変化まで精度良く記述できることを明らかにした。

最後に、本研究の実施に当って多大な御指導および御協力を頂いた京都大学防災研究所土屋義人教授をはじめ、同海岸災害部門の諸氏に深謝するとともに、本研究が試験研究 (1) (01850121 代表者 京都大学土屋義人教授) による成果であることを付記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 灘岡利夫・広瀬文人 (1986): 碎波の物理過程に基づいた碎波帯内の拡散係数のモデル化, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 26~30.
- 水口 優・松田仲次 (1989): 現地不規則波浪の浅海変形について, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 134~138.
- 安田孝志 (1984): 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, pp. 1~16.
- 安田孝志・西本光伸 (1988): 摩擦のある緩斜面上のソリトン解による海岸波浪の表示, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 83~87.