

砕波帯における現地波浪の拡散係数について

安田 孝志*・西尾 保之**・山本 康裕***

1. 緒 言

砕波帯の水利現象を記述する上で砕波による運動量拡散の評価は重要である。拡散を Reynolds 応力によって評価し、運動方程式の中に取り込むことにすれば、問題はそのモデル化に帰着される。勾配拡散モデルは古典的ではあるが、その簡便性から現在なお広く用いられている。このモデルでは渦運動の影響が全て拡散係数に集約されるため、これをいかに表示するかが重要となる。灘岡・広瀬(1986)は砕波の物理過程に基づき、また青野・服部(1988)は砕波後の乱れの拡散過程の測定結果を基に拡散係数の定式化を行っているが、現地海岸に適用できる拡散係数の検討は何らなされていない。これは精度の良い現地での拡散データの取得が極めて困難なことによるものであり、この状況が直ちに解消されない以上、拡散データに依らない拡散係数の推定が試みられて良い。

これまで、現地海岸における砕波帯の波高変化の計算は、エネルギー平衡式を用い、2 測点での波形データよりエネルギー逸散率を求めることによってなされている。したがって、拡散係数を陽に含んだ精度の良い波動方程式を用いれば、同様の手法によって拡散係数を推定できるはずである。そこで本研究では、Reynolds 方程式より勾配拡散モデルに基づく波動方程式を誘導し、これによる現地波浪の伝播シミュレーションを行い、シミュレーション結果と観測結果との比較より、方程式中に含まれる拡散係数をマクロ的に推定する。さらに、こうして推定された現地の拡散係数の特性を明らかにすると同時にその定式化を試みる。

2. 波動方程式による拡散係数の推定法

2.1 波動方程式

砕波帯を沿岸方向に一樣とし、鉛直 2 次元の非圧縮流体場として扱い、粘性応力は無視できるとすれば、前報(1990)と同じ基礎式が用いられる。波動方程式を基礎式から導くため、次の 3 つの仮定を行う。①波に対する海

底勾配、海底摩擦および乱れによる拡散の影響は非線形性および分散性と同じオーダーである。②乱れ成分 w' および w' のオーダーは波動成分に準じる。③上述の①および②より、Reynolds 応力の卓越成分は水平拡散項 $-\rho \overline{u'w'}$ となるが、これは拡散係数 κ と $\partial u / \partial x$ の積で与えられる。これらの仮定の下に前報同様の変換を行うと、求める無次元波動方程式が次式のように導かれる。

$$\eta_x + \frac{3}{2} h^{-3/2} \eta \eta_\theta + \frac{1}{6} h^{1/2} \eta_{\theta\theta\theta} + \frac{1}{4} h^{-1} h_x \eta + \frac{1}{2} C h^{-2} |\eta| \eta - \frac{1}{2} \kappa^* h^{-2} \eta_{\theta\theta} = 0 \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 η は平均水面からの水位変動、 x は水平座標、 $\theta = \int dx / h^{1/2} - t$ 、 h は水深であり、いずれの諸量も原点での水深 h_1 と重力加速度 g によって無次元化されている。例えば、無次元拡散係数 κ^* は $\kappa / h_1 \sqrt{gh_1}$ と無次元化される。

2.2 推 定 法

上述の波動方程式誘導の基礎となる仮定に問題がなく、用いられる摩擦係数 C および拡散係数 κ の値も正しければ、式(1)によって砕波帯の波動場が記述でき、測点 I での観測波形を境界条件として与えることによって、測点 II での観測波形に一致する波形が計算されるはずである。したがって、種々の C および κ の下で測点 II での波形を計算し、観測波形と比較することにより、最適な C および κ の値を選ぶことができる。ここでは、測点 II での観測波形 η_{ob} と計算波形 η_{cal} の対応を定量的に評価する指標としては、スペクトルの一致度の外に、有義波高 $H_{1/3}$ の一致度を示す指標を定義し、これらの指標と目視による η_{cal} と η_{ob} の対応の評価を基に最適な C および κ を推定する。

3. 砕波帯での現地波浪

3.1 観 測 波

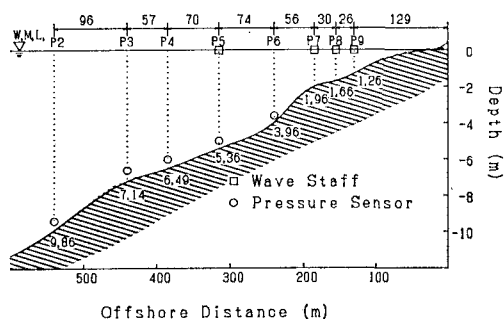
ここで用いる観測データは、1978 年 11 月に太平洋に面したカリフォルニアの Torrey Pines Beach (TP Beach と略称、図-1(a)) および 1987 年 11 月に日本海に面した大湊海岸 (図-1(b)) において得られたものである。

TP Beach では測点 P6 と P7 の間で大半の波が砕波す

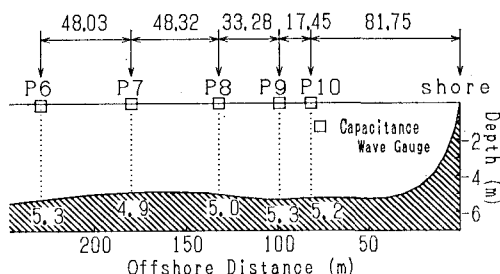
* 正 会 員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科

*** 正 会 員 愛知県庁土木部港湾課



(a) TP Beach



(b) 大湊海岸

図-1 測点位置と水深

るのに対し、大湊海岸では測点付近の海底がほぼ平坦なこともあり、測点 P6 において既にほとんどの波が砕波している。

表-1 に TP Beach の測点 P7 および大湊海岸での測点 P6 の統計量を示す。表中の U_r 数および Skewness β_1 の値からもわかるように、これらの値が最大となる B051 および B034 は測点 P6 において砕波率 100% であり、これらの値が小さくなる B032 および B053 ではほぼ 60% となる。B074 は海底摩擦係数の推定に用いる砕波率 0% の波である。また、合田(1985)によって定義された Atiltness β_3 の値から大湊海岸での砕波が崩れ波型であるのに対し、TP Beach での砕波は巻き波型と推察される。これらの統計量の値により、B034 や B051、また TP Beach の測点 P7 以浅の観測波の記述においては、非線形性の評価が必須となることがわかる。

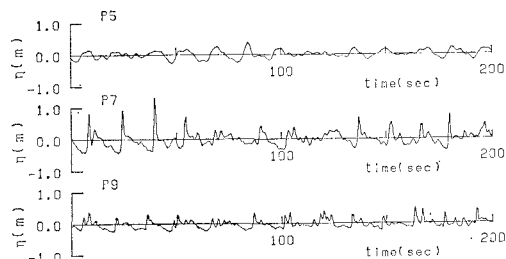
表-1 観測波の統計量

	Code No.	Point	Depth (m)	$H_{1/3}$ (m)	$T_{1/3}$ (s)	U_r	β_1	β_3
Torrey Pines	P7	P7	1.96	1.32	12.63	107.05	1.657	1.627
	B032	P6	5.30	2.02	7.40	12.87	0.703	0.172
	B034	P6	5.30	3.00	8.12	26.19	1.058	2.554
	B051	P6	5.30	2.96	8.23	23.20	1.007	0.341
	B053	P6	5.30	2.52	8.35	17.44	0.987	0.400
Ogasawara Coast	B074	P6	5.30	1.05	8.08	8.84	0.451	-0.248

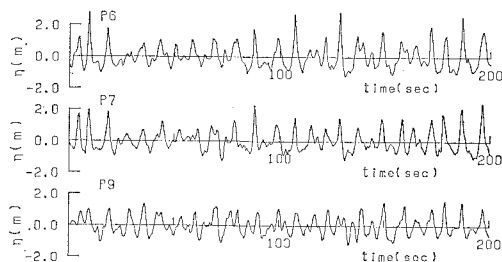
3.2 伝播に伴う変化

波浪の伝播に伴う波形およびスペクトルの変化について調べ、砕波帯での波形変化の実態を明らかにしたい。

図-2 は、同一時刻における TP Beach および大湊海岸での各測点での波形を示したものであり、砕波によるエネルギーの逸散の影響が波形変化に顕れている。また、TP Beach では浅水化の影響がこれに加わって、鋸歯状の波列となり、エネルギー逸散だけでなく浅水化による非線形性強化の影響が顕れている。図-3 はこれらの変化をスペクトルによって示したものである。TP Beach では図-2 に見られた波形の著しい変化に対応してスペクトルも周波数全域にわたって変化しており、砕波の影響が大湊海岸のものに比べて顕著となっている。表-2 は、 $H_{1/3}$ 、Skewness および Atiltness の各測点ごとの値を示すが、これからも大湊海岸では砕波の影響が比較的緩やかであるのに対し、TP Beach では著しく、拡散係数の値もかなり大きなものになると推察される。

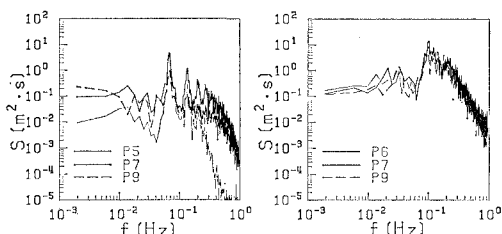


(a) TP Beach



(b) 大湊海岸 (B051)

図-2 観測波形の空間変化



(a) TP Beach

(b) 大湊海岸 (B051)

図-3 観測波のスペクトルの空間変化

表—2 観測波の統計量の空間変化

	Code No.	Point	$H_{1/3}$ (m)	β_1	β_3
Torrey Pines Beach		P5	0.63	0.536	0.599
		P7	1.32	1.657	1.627
		P8	0.80	0.834	1.688
		P9	0.54	0.667	1.805
Ogata Coast	B032	P6	2.02	0.703	0.172
		P7	2.20	0.670	0.132
		P8	2.02	0.563	1.980
		P9	1.88	0.392	-0.042
	B034	P6	3.00	1.058	0.534
		P7	2.77	0.692	0.784
		P8	2.49	1.073	0.578
		P9	2.04	0.771	0.007
	B051	P6	2.96	1.007	0.341
		P7	2.77	0.764	0.523
		P8	2.31	0.973	0.463
		P9	2.04	0.531	-0.084
	B053	P6	2.52	0.987	0.400
		P7	2.42	0.584	0.298
		P8	2.06	0.858	0.198
		P9	1.99	0.609	-0.049

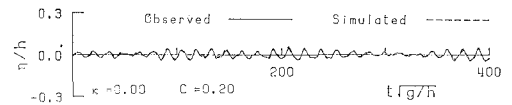
4. 現地波浪の拡散係数

4.1 海底摩擦係数の推定

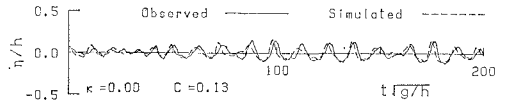
式(1)に含まれる海底摩擦係数 C および拡散係数 κ を観測波形より同時に決定することは難しいため、まず、 C の推定を行う。境界層理論によれば、このときの観測波に対して C の値は $10^{-2} \sim 10^{-3}$ となり、Bretschneider による 0.01 を下回る。これに対し、現地観測結果より求められた C の値はこれらよりはるかに大きく、ソリトン解表示を用いた安田・西本(1988)では C は 0.2 程度となっている。ここでは、非砕波の観測データ (B074 および測点 P6 以深の TP) を用い、 κ をゼロとして上述の方法で最適な C の値の推定を試みる。図—4 は上述の方法で推定した C の値 (大潟海岸では 0.13, TP Beach では 0.20 となり、後者は前述のソリトン解表示による結果と一致している。) を用い、B074 では測点 P7 の波を P8 まで進ませ、また TP Beach では測点 P2 の波を P3 まで進ませ、それぞれ P8 および P3 での観測波形と比較したものである。また、図—5 は同様の比較をスペクトルに関して行ったものである。いずれもよく一致しており、ここで用いた C の値は妥当と判断される。

4.2 拡散係数の推定

まず、前節で求めた C の値が砕波帯の波にもそのまま適用できるとして拡散係数 κ の推定を行う。大潟海岸では B032, 34, 51 および 53 の波に対し、測点 P6, 7, 8 および 9 からそれぞれ隣りの P7, 8, 9 および 10 まで $C=0.13$ として伝播させ、また TP Beach でも $C=0.20$

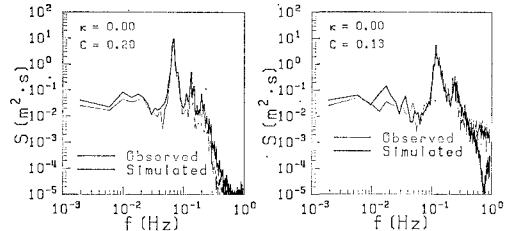


(a) TP Beach (P2~P3)



(b) B074 (P7~P8)

図—4 推定された摩擦係数によるシミュレーション波形と観測波形との比較

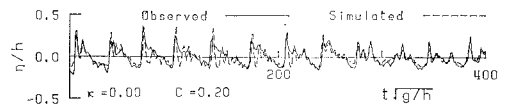


(a) TP Beach (P2~P3)

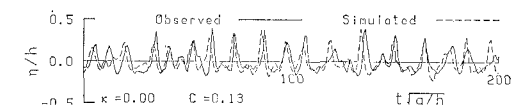
(b) B074 (P7~P8)

図—5 推定された摩擦係数によるシミュレーション波形のスペクトルと観測結果との比較

として同様に伝播させ、上述の方法で κ の値を求めたが、いずれの場合も $\kappa=0.00$ となった。図—6 はこのときの波形比較を測点 P8 での TP Beach および B051 の波に対して示し、図—7 はスペクトルについての比較を示す。B051 では各波の峯高やスペクトルもほぼ一致しており、乱れによる拡散の影響を考慮しなくても海底摩擦のみの評価で砕波帯内の伝播の記述がある程度可能ながわかる。TP Beach でも個々の波の波高や全体的な波形の対応は良いが、シミュレーション波形に高周波の振動が目立ち、スペクトルについてもピーク付近にずれが目立つ。これは、前述したように、TP Beach では

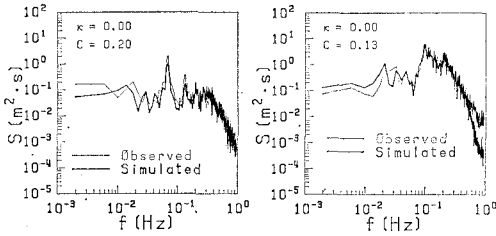


(a) TP Beach (P7~P8)



(b) B051 (P7~P8)

図—6 海底摩擦のみにによるシミュレーション波形と観測波形の比較



(a) TP Beach (P7~P8) (b) B051 (P7~P8)
図-7 海底摩擦のみによるシミュレーション波形のスペクトルと観測結果との比較

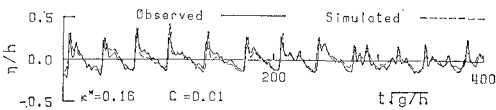
砕波による拡散の影響が著しく、 κ をゼロとしたことによって拡散の影響が評価されなかったことによると推察される。したがって、拡散の影響が著しい砕波帯においては、単に波高が一致しただけで正しく記述されていると速断すべきではないことがわかる。

そこで、海底摩擦係数の値として $C=0.01$ とし、 κ の最適値を各測点間ごとに求めた。表-3 はその結果であり、図-8 は、こうして推定された κ の値を用いて測点 P7 から P8 まで伝播させ、P8 でのシミュレーション波形 η_{cal} と観測波形 η_{ob} との比較を TP Beach および B051 について示したものである。なお、図中の κ^* は P7 の水深を h_1 として無次元化した拡散係数の値を示す。B051 では前述の図-6 とほとんど変わらず、係数を評

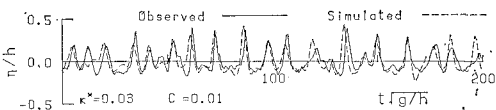
表-3 推定された拡散係数 κ の値 (単位は m^2/s)

		P5-P7	P7-P8	P8-P9
Torrey Pines		0.00	1.37	1.46

		P6-P7	P7-P8	P8-P9	P9-P10
Ogata Coast	B034	0.38	1.15	0.00	0.00
	B051	0.38	1.15	0.00	0.00
	B053	0.38	0.38	0.00	0.00



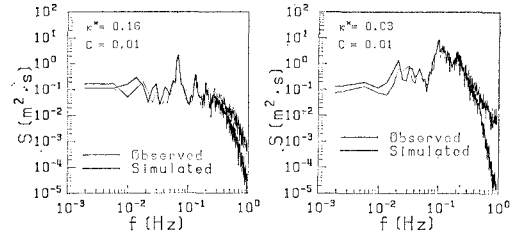
(a) TP Beach (P7~P8)



(b) B051 (P7~P8)

図-8 $C=0.01$ として拡散を考慮したシミュレーション波形と観測結果との比較

価した効果はあまり見られないが、TP Beach について見るとその効果は歴然としており、前述の図-6 に見られたような高周波の振動は拡散による減衰によって消えており、観測波形との対応も良好となっている。また、図-9 に示すスペクトルについてもピーク付近での対応は良くなっている。



(a) TP Beach (P7~P8) (b) B051 (P7~P8)
図-9 $C=0.01$ として拡散を考慮したシミュレーション波形のスペクトルと観測結果との比較

4.3 拡散係数の定式化

前述の式(1)を第1項と第6項のみ残してエネルギー方程式に書き換えると、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \gamma^2 \right) - \frac{1}{2} \kappa^* h^{-2} \eta \eta_{00} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。この第2項はエネルギー拡散項であり、Thornton・Guza(1983)の砕波によるエネルギー拡散項 ε_b

$$\varepsilon_b = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^2 \frac{H_{rms}^3}{T \gamma^2 h_b^3} \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + (H_{rms}/\gamma h_b)^2]^{5/2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

と次元を合わせて等置する。さらに、 $H_{1/3}$ および Skewness の値が最大となる砕波帯内の点をこのときの原点とし、そこでの水深を h_b と書き、 $\gamma = H_{rms}/h_b$ として拡散係数 κ について解くと、最終的に次式を得る。

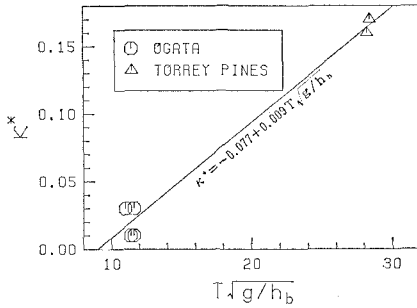
$$\kappa = A \gamma h_b^* T \sqrt{g/h_b} h_b \sqrt{g h_b} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $h_b^* = h_b/h_{b0}$ 、 h_b は砕波帯内の水深、 T は有義波周期、 H_{rms} は砕波帯でのゼロダウン波高の rms 値、 γ は砕波点での波高水深比、 B は砕波係数と呼ばれる経験定数、 A も経験定数である。式(4)による κ の値が前述の表-3 に示した κ の推定値に一致するように式(4)を修正すると、

$$\frac{\kappa}{h_b \sqrt{g h_b}} = -0.077 + 0.018 \gamma T \sqrt{g/h_b} \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。図-10 は $\gamma=0.5$ としたときの式(5)による無次元拡散係数 $\kappa^* = \kappa/h_b \sqrt{g h_b}$ を実線で示し、表-3 の推定値と比較したものであり、データ数が少ないという問題はあるが、推定値との対応は良く、式(5)を現地での拡散係数の推定式として使えることがわかる。

ついで、上述の砕波水深 h_{b0} を代表値として κ を無次



図—10 推定された無次元拡散係数 κ^* とその算定式との比較

元化すると、式(5)は

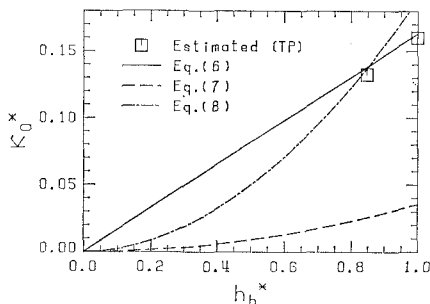
$$\frac{\kappa}{h_{b0} \sqrt{gh_{b0}}} = -0.077 h_{b0}^{*3/2} + 0.018 \gamma h_b^* T \sqrt{g/h_{b0}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。これに対し、灘岡・広瀬(1986)および青野・服部(1988)の拡散係数の表示を線形長波近似によって書き換えると、それぞれ

$$\kappa/h_{b0} \sqrt{gh_{b0}} = 2\gamma S^{1/3} h_b^{*7/3} (T \sqrt{g/h_{b0}})^{-5/3} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\kappa/h_{b0} \sqrt{gh_{b0}} = [25 - 208 \gamma (T \sqrt{g/h_{b0}})^{-1} h_b^{*1/2}] \gamma^2 \cdot h_b^{*2} (T \sqrt{g/h_{b0}})^{-1} \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。ここで S は海底勾配である。図—11は、このときの無次元拡散係数を $\kappa_o^* = \kappa/h_{b0} \sqrt{gh_{b0}}$ と書き、TP Beach の波を対象にして各式による κ_o^* の比較を推定値とともに示したものである。式(6)が推定値とほぼ一致するのは当然であるが、実験結果を基に導かれた青野・服部のものも推定値と良く対応している。これに対し、灘岡・広瀬のものは TP Beach のような緩勾配海浜に対しては過小評価となることがわかる。



図—11 無次元拡散係数 κ_o^* とその算定式との比較



図—12 TP Beach での P5 から P9 までのシミュレーション波形と観測波形との比較

図—12 は、この結果を用いて、TP Beach の波を測点 P5 から P9 まで伝播させ、P9 での観測波形と比較したものである。両者はよく対応しており、ここで導いた拡散係数の表示が妥当なものであることがわかる。

5. 結 語

Reynolds 方程式より勾配拡散モデルに基づく波動方程式を導き、これを用いて碎波帯の現地波浪の伝播シミュレーションを行うことにより、現地海岸における海底摩擦係数および拡散係数の推定を行った。その結果、単に碎波帯での波高変化の記述であれば、碎波による拡散の影響を海底摩擦として評価しても支障はないが、波形やスペクトルの変化を正しく評価するには拡散の評価が必須となることが明らかとなった。そして、正しく拡散係数を評価することによって、巻き波型碎波による強い拡散のある碎波帯であっても精度の良い記述が可能となることを示した。こうして推定された現地における拡散係数の定式化を行い、それが線形長波近似の下での青野・服部のものと近い値を与えることを明らかにした。

なお、本研究で用いた TP Beach でのデータは Delaware 大学の R. A. Dalrymple 教授より提供されたものであり、ここに記して謝意を表す。また、本研究は試験研究(1)(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する。

参 考 文 献

- 青野利夫・服部昌太郎 (1988): 碎波帯内のエネルギー伝播過程に関する実験的研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 59-63.
- 合田良実 (1985): 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港研報告, 第24巻, 第4号, pp. 65-102.
- 灘岡和夫・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.
- 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.
- Thornton, E. and R. Guza (1983): Transformation of wave height distribution, Jour. Geophys. Res., Vol. 88, No. 10, pp. 5925-5938.