

多方向平面波浪場における非線形分散性波動の 砕波モデルに関する研究

灘岡和夫*・田村 仁**・清川哲志***

1. はじめに

最近の非線形分散性波動理論の発展は、任意水深上での任意スペクトル形状の非線形不規則波の時間発展計算をも可能にし、さらにごく最近では、砕波および砕波後のモデル化についてもいくつかの進展が見られ、1次元波動場については砕波を含む一般的な条件下での波浪計算が可能になりつつある。

しかし、平面波浪場に関しては任意の多方向場の砕波のモデル化はほとんど進んでいない。たとえば、渡辺ら(1983)は、波峰での水平流速と波速の比を用いて合田の砕波指標を表現し、重合波浪場における砕波指標としてしている。しかし、合田の砕波指標が一様斜面での規則波に対する指標であるため、不規則波への拡張はできない。また、多くの砕波モデル(たとえば有川・磯部(1997))で砕波判定条件として用いられる水平流速と波速の比を用いた判定法では、多方向不規則波といった場になると「波速」をどのように定義し算定するかという原理的な難点が存在することになる。

それに対して著者の1人(灘岡ら, 1996; Nadaokaら, 1997)は, "free-fall condition", すなわち水表面近傍の鉛直圧力勾配がゼロになることによって、水塊が自由落下状態に至った状態を砕波とし、この条件を用いることで1次元規則波、不規則波動場における砕波位置を精度良く算定できることを示している。また、この砕波判定に用いるパラメータである鉛直圧力勾配は、それがスカラー量であることから、複雑な多方向波浪場であっても原理上問題なく適用可能になるものと考えられる。

本研究では、灘岡・大野(1997)による砕波帯内波動モデルを平面波浪場へ拡張することで、鉛直圧力勾配を用いた砕波判定条件により平面場においても砕波位置の算定が可能であるかについての検証を行うことを目的とした。その検証のために室内実験を行い実際の平面波浪場における砕波位置を抽出し、計算結果と比較すること

で本モデルの妥当性・有用性を検証することを試みた。

2. 砕波帯内波動モデルの概要

(1) 砕波帯内波動モデルの基本的な構成

本研究では灘岡・大野(1997)による砕波帯内波動モデルを拡張することで砕波を含んだ平面波浪場計算を行う。このモデルでは、まず、波動運動には砕波点の近くにおける波の非線形性を高精度に表現できるように、多成分連成法により式展開された波動方程式系を用いる。砕波判定は上で述べた水表面上の鉛直方向圧力勾配がゼロ以下になったときとして行う。砕波と判定された後の乱流運動に関しては、水深積分型乱れエネルギー方程式に基づいてモデル化している。このモデルは、砕波帯内の乱れの非平衡性を考慮して、乱れエネルギーの生成・消散・移流・拡散過程を含む1方程式型乱流モデルとなっている。また、そこから算出される渦動粘性係数を用いて、運動方程式中に含まれるレイノルズ応力項を評価することにより、砕波による波高減衰を表現する。

(2) モデル方程式系

波動方程式は多成分連成法により式展開し、式(1)における左辺第2, 3項のレイノルズ応力項が加わる形で以下のように定式化される。

[波動方程式]

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^N A_{nm} \frac{\partial U_m}{\partial t} - \left\{ \sum_{m=1}^N A_{nm} \nu_t \frac{\partial^2 U_m}{\partial x^2} + \sum_{m=1}^N A_{nm} \nu_t \frac{\partial^2 U_m}{\partial y^2} \right\} \\ & + B_n \cdot \nabla \left\{ g\eta + \eta \frac{\partial \omega_0}{\partial t} + \frac{1}{2} (\omega_0 \cdot \omega_0 + \omega_0^2) \right\} \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{m=1}^N C_{nm} \nabla \cdot (U_m) + \frac{\partial}{\partial t} \sum_{m=1}^N D_{nm} (\nabla \cdot U_m) \\ & \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここで、 U_m は流速成分、 N は連成成分数、 ν_t は渦動粘性係数、また A_{nm} 、 A_{nn} 、 B_n 、 C_{nm} 、 D_{nm} 、 D_{nn} は角周波数成分 ω_m 、波数成分 k_m 、水深 h によって決定される係数で以下のように表せる。

$$\begin{aligned} A_{nm} &= \frac{\omega_n^2 - \omega_m^2}{k_n^2 - k_m^2} & A_{nn} &= \frac{\omega_n^2 + h(gk_n^2 - \omega_n^4/g)}{2k_n^2} \\ B_n &= \omega_n^2/k_n^2 & C_{nm} &= (B_n - A_{nm})/k_m^2 \\ D_{nn} &= \nabla C_{nn} \end{aligned}$$

* フェロー 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻
** 学生会員 東京工業大学大学院情報理工学研究科情報環境学専攻修士課程
*** 正会員 工博 清水建設(株)和泉研究所 主任研究員

$$D_{nm} = \frac{4}{(k_m^2 - k_n^2)} \left\{ \frac{\nabla k_m}{k_m} [A_{nm} - (k_m^2 - k_n^2) C_{nm}] + \frac{\nabla h}{h} [(A_{nn} - B_n/2)(A_{mm} - B_m/2)]^{1/2} \right\} \dots\dots (2)$$

ただし、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ である。

次に乱流モデルは、波動方程式が水深積分型のモデルであることに対応して水深積分操作することで次式で表すことができる。ただし、乱れエネルギーの鉛直分布は簡単のため一様と仮定している。

[乱れエネルギー方程式]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial E}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial E}{\partial y} = P_k - \epsilon + D_k \dots\dots (3)$$

ここに、 E は乱れエネルギー、 \bar{u} 、 \bar{v} は水深平均された水平方向流速成分であり、また右辺の P_k 、 ϵ 、 D_k はそれぞれ乱れの生成項、消散率、拡散項を表し次式で与えられる(灘岡・大野, 1997)。

$$P_k = \frac{\pi r_0 (c - u_w)^3}{16(h + \eta)L_1} \dots\dots (4)$$

$$\epsilon = c^* \frac{E^{3/2}}{l} \dots\dots (5)$$

$$D_k = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \nabla E \right) \dots\dots (6)$$

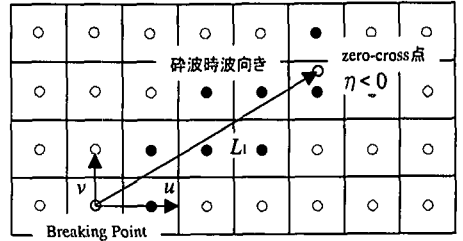
ここで、 r_0 : 渦のスケールで波峰高の1/2、 c : 波速、 u_w : zero-cross点近傍での流速、 L_1 : 乱れの供給される区間の長さで碎波点から zero-cross点までの距離、 c^* : モデル定数(=0.18)、 σ_k : 乱流シュミット数(=1.0)、 l : 乱れの長さスケール(=0.2h)である。渦動粘性係数 ν_t は乱れエネルギー E と長さスケール l により

$$\nu_t = E^{1/2} l \dots\dots (7)$$

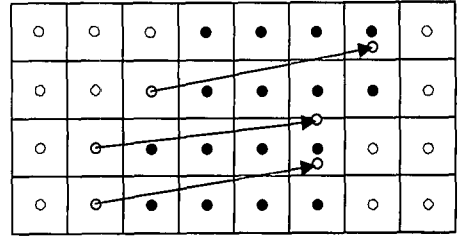
で表せ、これを用いて運動方程式中のレイノルズ応力項を評価する。

(3) 乱れの生成項の数値計算における取り扱い

灘岡・大野(1997)による1次元の碎波モデルを平面2次元化するにあたって、乱れの生成項 P_k の取り扱いに多少の注意が必要となる。このモデルでは乱れエネルギーの供給される区間の長さ L_1 は波頂部から zero-cross点までとなっており、これは1次元場においては、ある碎波点に対して一意に決まる値である。しかし平面波浪場においては碎波と判定された波がどの方向に進行しているかによって、その波の zero-cross点が決まってくる。よって平面2次元場においては、碎波した波の zero-cross点をその波向き方向に算出し、 L_1 を求め生成項を与えなければならない。ここでは L_1 の見積もり方を図-1(a)に示すようにした。まず、1) 碎波点における水平方向流速成分 u 、 v からその場所での波向きを計算し、2) それをはさむ2つの格子点の水位によりこの方向の水位 η を内挿し、3) $\eta < 0$ となる zero-cross点の



(a) 乱れの生成項の与え方



(b) 乱れの生成項の供給点

●: 乱れの生成項を与える点 ○: 碎波点 ○: zero-cross点
 →: 碎波時の波向き

図-1 乱れの生成項の取り扱い

位置を求める。乱れの供給される区間の長さ L_1 は碎波点とこの zero-cross点との距離である。実際に図-1(a)のような流速成分 $|u| > |v|$ となる条件の波向きの場合には、 x 方向のノード i の値を増やしながら、また不等号が逆の場合には y 方向のノード j の値を増やしながら zero-cross点を見つけ、波向き線をはさむ2個の格子点に碎波点から zero-cross点まで乱れの生成項を与えた。

また平面化にあたっては、ある点に供給される乱れは図-1(b)のように碎波点での波向きを考えると、ただ1つの碎波点によるものではなく複数個の碎波点によって与えられるものと考えられる。よって、与える生成項は、複数個の碎波点による乱れエネルギーをそれぞれの格子点において足し込んで計算し足した数で割って平均化した。

3. 平面波浪場における碎波計算とその検証

著者の1人(灘岡ら, 1996; Nadaokaら, 1997)による碎波判定法は1次元波動場に関しては精度良く碎波位置を算定できることが室内実験との比較などにより明らかにされており、その有用性が示されているが、平面波浪場においては検証されていない。よって、その妥当性を検証するため、平面場における室内実験を行い碎波位置を抽出し、それと比較することで検証を行った。

(1) 実験概要

実験には図-2に示した東京工業大学水工研究室実験棟の多方向造波平面水槽を用いた。水槽は1/15の一様勾

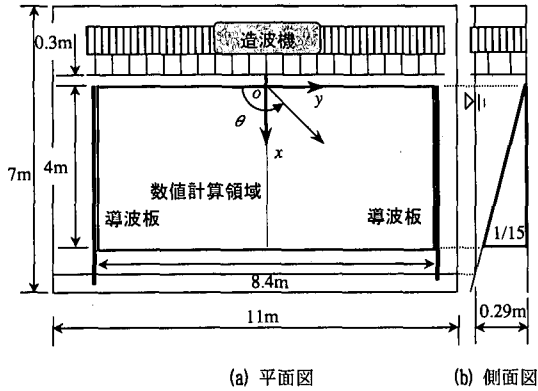


図-2 実験装置

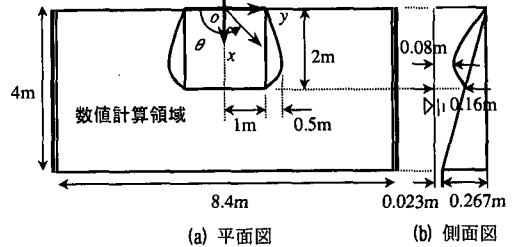


図-3 浅瀬模型

配固定床斜面で長さ 11 m、幅 7 m の大きさの水槽に、スネーク式造波機を装着した実験装置となっている。

実験は、造波板前の水平床部分の水深を 0.29 m とし、また、水槽の両側にはステンレス製の導波板を設置することで実験領域を設定し、以下の 2 ケースで実験を行った。

なお、碎波判定は碎波をジェット形成時とし、水槽の水を着色し、ストロボシートで碎波点付近の波形を断面 2 次元的に可視化することで目視により判定した。また、碎波はこの実験条件下ではほぼ定常な位置で生じていた。

(a) 一様勾配斜面上での重合波浪場

図-2 のように一様勾配斜面となる実験領域において 2 方向波を入射させた。造波の条件は、周期 1 s、造波板前面での入射波高 0.04 m とする 2 波を、入射角 θ を 60 度と 120 度とし重合波浪場とした。

碎波は中央線 ($y=0$ m) を対称軸とし $y=0$ m、 $y=\pm 1.4$ m、 $y=\pm 2.8$ m、 $y=\pm 4.2$ m の重合波浪場の腹となる場所で起こっていた。また、節 ($y=\pm 0.7$ m、 $y=\pm 2.1$ m、 $y=\pm 3.5$ m) においては、腹の部分で見られる様なジェットは形成されておらず、腹から崩れてきた乱れによって碎波が引き起こされており、波が over-hang するといった過程を経てはなかった。後述するようにこの実験条件下における数値計算結果でも、節での碎波は生じていなかった。

(b) 浅瀬模型上での一方向入射

一様勾配斜面上に図-3 のように浅瀬模型を配置した地形条件で実験を行った。模型上の水深は最も浅くなる場所で約 0.08 m、模型の岸側の端部で水深 0.16 m とした。入射波は入射角 120 度の一方向斜め入射とし、周期 1 s、入射波高 0.04 m となるように設定した。

実験では、碎波は浅瀬模型上の一部分 ($x=1.5$ m、 $y=-1$ m 付近)、入射波が導波板からの反射波と重合す

る腹の 2 ケ所 ($x=3.5$ m、 $y=4.2$ m、 $x=3.5$ m、 $y=3$ m)、また汀線付近においてははっきりと確認できた。汀線での碎波は浅瀬模型上で碎波し波高減衰した波が再碎波する場と、そのまま通過した波が碎波する場に分けられるが、共に汀線付近の同一線上で起こっていた。

(2) 数値計算概要

数値計算はそれぞれの実験ケースと同一条件で行った。ただし、境界条件として導波板は不透過の slip 条件とし、岸側に関しては透過条件として 0.023 m の一定水深部を設けた。また、計算時間刻み幅は 0.01 s とし、空間格子幅は x, y 方向にそれぞれ 0.025 m、0.0525 m とし計算を行った。

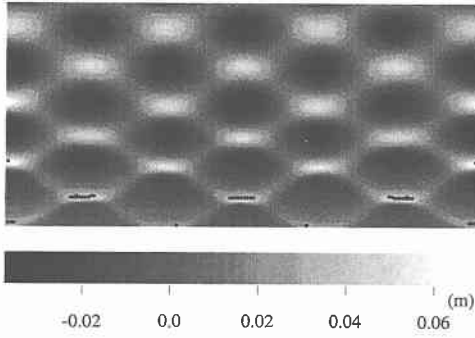
さらに、今回、造波の条件としては規則波を入射したため、用いる波動方程式はその連成成分数を 1 とし狭帯域波動モデルとした。

(3) 計算と実験結果との比較

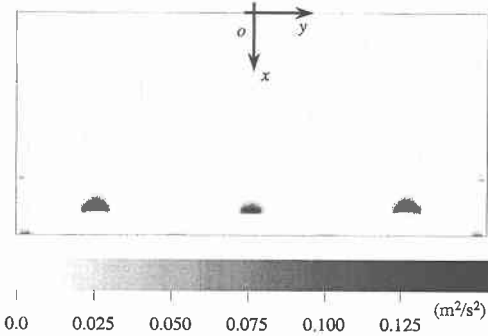
図-4, 5 は数値計算によって得られたそれぞれのケースでの (a) 水位分布図と碎波位置 (●印)、(b) 乱れエネルギー分布図、と (c) 室内実験 (▲印) と数値計算 (●印) とによって得られた碎波位置の比較図である。

図-4 は一様勾配斜面上において重合波浪場とした場合を示したものである。図-4(a) は $t=5.75$ s での水位分布を表しているが、波形は岸に近づくにつれて非線形性が增大し、非線形干渉の特徴である波峯の重合パターンがひし形から六角形パターンに変化するとともに、重合部分で碎波が発生していることがわかる。また、図-4(b) はその時の乱れエネルギー分布を示しているが、碎波位置に対応して乱れエネルギーが生成されている。また、図-4(c) に示した実験による碎波位置は、その対称性より中央線 ($y=0$ m) から $+y$ 方向の半分の領域において計測し、それをプロットしたものである。また、計算によって得られた碎波位置に関しては、実際の数値計算では、碎波は波頂部付近で起こっており、波が進むにつれて碎波位置も進行するが、ここでは、波向き方向の最も沖側での碎波点をプロットすることで碎波位置とした。この図を見ると、重合波浪場で腹となる場では碎波位置の良好な一致が得られている。また、腹から節に近

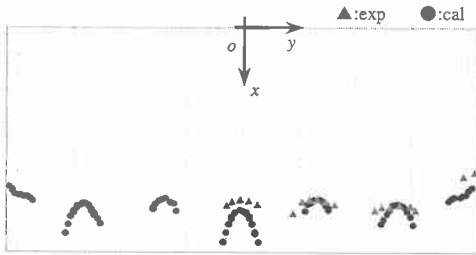
●:Breaking Point



(a) 水位分布図



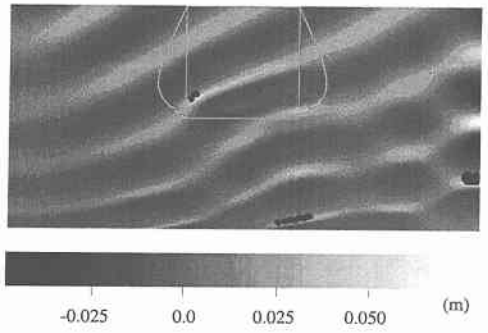
(b) 乱れエネルギー分布図



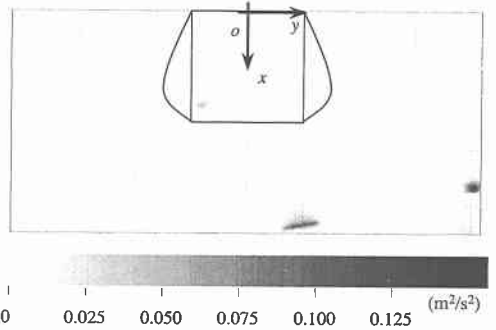
(c) 実験値と計算値の比較

図-4 一様勾配斜面上での重合波浪場

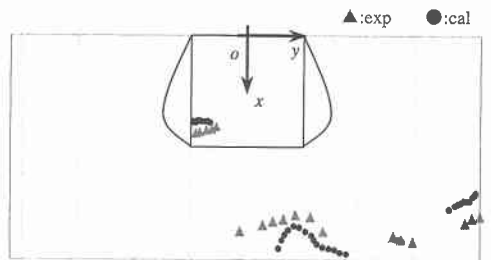
●:Breaking Point



(a) 水位分布図



(b) 乱れエネルギー分布図



(c) 実験値と計算値の比較

図-5 浅瀬模型上での一方向斜め入射

づくにつれて、計算では実験よりも岸側で碎波する結果となっているが、これは計算では岸側を透過境界として取り扱っており、碎波による戻り流れの影響を考慮していないためであると考えられる。

図-5は浅瀬模型上での一方向斜め入射の結果である。図-5(a)は $t=8$ s時の水位分布図であるが、浅瀬模型上で碎波し、地形の効果によって波が屈折している様子がわかる。導波板付近における反射波との重合波浪場でも波峰の重合パターンがひし形から六角形へと変化し波高が高くなっており、ここでも碎波が生じている。また、図-5(b)はこの時の乱れエネルギー分布を示している

が図-5(a)と比較してみると、碎波位置付近で乱れが生成されて乱れエネルギーが大きくなり、碎波後の拡散、消散も表現できていることがわかる。図-5(c)に関しても図-4(c)と同様の方法により、計算によって得られた碎波位置をプロットしている。実験値との比較では、浅瀬模型上の碎波位置を精度良く算定できていることがわかる。また、導波板付近(図の右端)の反射波による重合場における碎波においては導波板での碎波位置はやや沖にずれているものの、2ヶ所ともほぼ一致した碎波位置が得られる結果となった。

図-4, 5(c) から、実験による碎波位置と計算による

碎波位置には局所的な多少のずれはあるものの両者の一致は良好であり、鉛直圧力勾配を用いた碎波判定法により、平面波浪場においても碎波位置を精度良く算定できることが示された。

4. おわりに

灘岡・大野 (1997) による碎波帯内波動モデルを平面波浪場に拡張し、重合波浪場や地形効果により方向性を帯びる波浪場といった、より一般的な条件下での同モデルの碎波判定法の基本的な検証を、室内実験により得られた碎波位置と比較することで行った。その結果、多方向波浪場での非線形干渉過程の特徴である、波峰の重合パターンがひし形から六角形に変化する現象を再現するとともに、多方向波浪場へのモデルの拡張においてキー

ポイントとなる碎波位置の評価を本モデルにより合理的に行えることが確認された。

参考文献

- 有川太郎・磯部雅彦 (1998): 非線形緩勾配方程式を用いた碎波モデルの構築, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 141-145.
- 灘岡和夫・大野修史 (1997): 水深積分型乱流エネルギー輸送方程式を連結させた碎波帯内波動モデルの提案, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 106-110.
- 灘岡和夫・大野修史・栗原 礼 (1996): 波動場の力学状態に基づく碎波過程の解析と碎波条件, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 81-55.
- 渡辺 晃・原 哲・堀川清司 (1983): 重合した波浪場における碎波について, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 5-9.
- Nadaoka, K., O. Ono and H. Kurihara (1997): Near-crest pressure gradient of irregular water waves approaching to break, Coastal Dynamics'97, pp. 255-264.