

方向集中波による砕波過程に関する研究

A Study of Wave Breaking Process by Directional Concentration Waves

北海道大学工学部4年 ○学生員 藤澤蓮(Ren Fujisawa)

北海道大学大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲(Yasunori Watanabe)

1. はじめに

砕波に伴う流体運動に関して古くから造波水槽実験が行われ、砕波形態に依存した流れの分析が進められてきた。また数値実験を通して、砕波帯の渦構造の発達機構(Watanabe et al. 2005)や大規模渦による浮遊砂の発生機構(Otsuka et al. 2017)が明らかにされている。しかしながら、これら過去の殆どの砕波研究は、造波水槽が再現するような一方向の波向に対して直行する一様波峰線をもつ、クレスト長が無限の波浪に対するものであり、一般に海浜で観察される有限長さの砕波フロント下の流体運動を陽的に説明するとは限らない。H.M.Nepf(1997)は一定水深の3次元造波水槽において、波峰方向に変化する波高をもつ分散性集中包絡波を発生させ、有限クレスト長をもつ砕波過程について調査している。一方、海岸工学において重要となる浅水変形によって発生する砕波に対するクレスト長依存性に関する研究は殆どなく、砕波後の乱流構造や二次元流れの生成など、海浜過程を理解するために必要な流体力学的知見が不足している。本研究は、クレスト長をパラメータとし砕波形態、生成される渦構造さらには海底砂の浮遊砂機構を明らかにすることを最終目標とするものである。本稿は、有限クレスト長の砕波を数値的に生成するための方向集中波の造波アルゴリズムを提案すると共に、集中過程を通した波浪の発達並びに砕波の再現性について議論するものである。

2. 数値計算

(1) 運動方程式

Navier-Stokes 式をフィルター化したものは

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1)$$

ここで、 τ_{ij} はサブグリッド(SG)応力である。 τ_{ij} はサブグリッド(SG)粘性 ν_T の関数であり、 ν_T は Smagorinsky model により以下の式で表される。

$$\nu_T = C_p k_T^{\frac{1}{2}} \Delta \quad (2)$$

ここで C_p は定数、 k_T は乱れエネルギー、 Δ は計算グリッドの幅を表している。(2)式の ν_T を求めるために乱れエネルギー k_T を求める必要があり、 k_T は(1)式の Navier-Stokes 式の両辺に $\bar{u}_i$ を掛け、整理することによって得られる以下の式を解くことによって得られる。

$$\frac{\partial k_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} k_T \bar{u}_j = -\frac{1}{2} (\bar{u}_i \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_j \bar{u}_i \bar{u}_j) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} \bar{u}_j - \bar{p} \bar{u}_j)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k_T}{\partial x_j} \right) - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \tau_{ij} - \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (3)$$

また水面の検出は水面からの距離を表すレベルセット関数 d を用いて以下の式を用いて行う。

$$\frac{Dd}{Dt} = \frac{\partial d}{\partial t} + u_j \frac{\partial d}{\partial x_j} = 0 \quad (4)$$

(1),(3)に関しては CIP 法(輸送方程式法)と予測子修正子を用いて方程式を解き、(4)式に関してはCIP法を用いて解く。(Watanabe 2013)

(2) 造波条件

有限クレスト長の砕波を発生させるために、本研究ではグリッド点上で同じ波高をもつ微小振幅波理論の解析解を与え、集中地点を設定しそれらを集中させた。微小振幅波理論の解析解の速度 u, v, w と水位 η は以下の式で表される。

$$u = \frac{H}{2} \sigma \frac{k_x}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(k_x x + k_y y - \sigma t + \varepsilon) \quad (5)$$

$$v = \frac{H}{2} \sigma \frac{k_y}{k} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(k_x x + k_y y - \sigma t + \varepsilon) \quad (6)$$

$$w = \frac{H}{2} \sigma \frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \sin(k_x x + k_y y - \sigma t + \varepsilon) \quad (7)$$

$$\eta = \frac{H}{2} e^{i(k_x x + k_y y - \sigma t + \varepsilon)} \quad (8)$$

ここで多方向から波峰を集中させるためには、以下の2つの異なる方法がある。

①位相差を変化させる(k は一定)

任意の造波地点を1として、集中地点を2と定義すると集中地点における位相 θ は以下の式で表される。

$$\theta = \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) - \sigma(t_2 - t_1) + \varepsilon \quad (9)$$

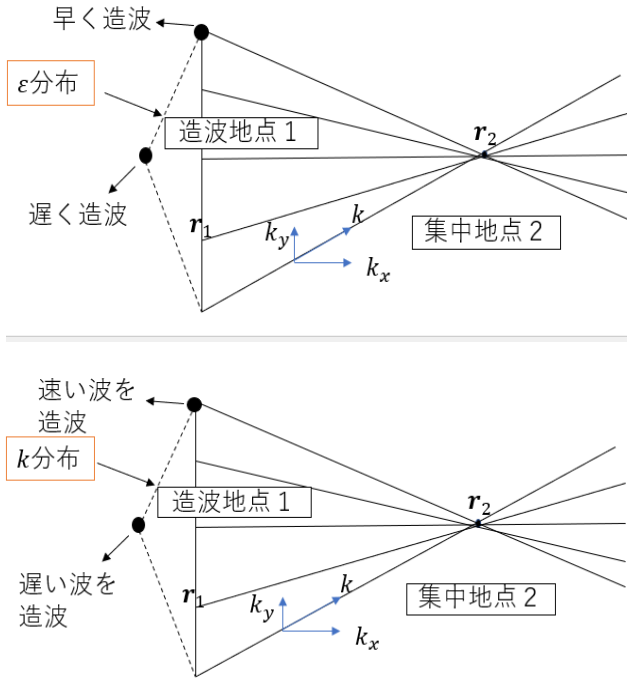
ここで $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ は造波地点、集中地点における位置ベクトルを t_1, t_2 は造波時刻、集中時刻を表す。ここで位相差 ε を

$$\varepsilon = -\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \sigma(t_2 - t_1) + \theta \quad (10)$$

と定義して $\theta=0$ とすると、任意の方向性を持つ波峰を集中地点に集中させることができる。 ε の分布は集中地点からの距離が長いところでは小さな値をとり、集中地点からの距離が短いところでは大きな値をとる分布形となり、これは集中地点までが遠い地点では早く造波し、近い地点では遅く造波することを意味する。(図-1)

②波数を変化させる($\varepsilon=0$)

集中地点までの距離を r 、波速を c とすると以下の関係が成り立つ。


 図-1 波の集中条件を考えた位相差 ε と波数 k の分布

$$r = c(t_2 - t_1) \quad (11)$$

$$c = \frac{\sigma}{k} \quad (12)$$

(11)と(12)式から波数 k は以下の式で表される。

$$k = \frac{\sigma}{r}(t_2 - t_1) \quad (13)$$

k を(13)式のように定義することによって、造波地点における波速を変化させ集中地点に波峰を集中させることができる。 k 分布は ε 分布と同様の形となり、これは集中地点までが遠い地点では速い波を造波し、近い地点では遅い波を造波することを意味する。

(3) 計算条件

計算領域は無次元長さ、15.0, 4.6, 1.8 の辺を持つ直方体として、無次元水深を 1.0 とした。また集中地点の位置は、 $x = 11.7, y = 2.3$ とし、集中条件②において代表波数を $x = 0, y = 2.3$ の造波地点に設定した。集中条件①における波数、角周波数および②の代表波数、角周波数は次元量で 4.58(/m), 6.28(/s)に相当する。数値水槽底面では non-slip 条件、側面では周期境界条件が与えられた。(図-2)

3. 検証データ

集中波を発生させた結果と比較するために、同様の計算領域において一様な波、すなわち y 方向波数 k_y を持たない波を考えた。ここで波数と角周波数は 2-(3)計算条件における値と一致させた。 $(k = 4.58(/m), \sigma = 6.28(/s))$

図-3 は中央断面における速度ベクトル(u, v)と水面形を表している。速度ベクトル、水面形ともに微小振幅波理論によって得られるものと合致しているため、これをもとに集中波との違いについて比較していく。

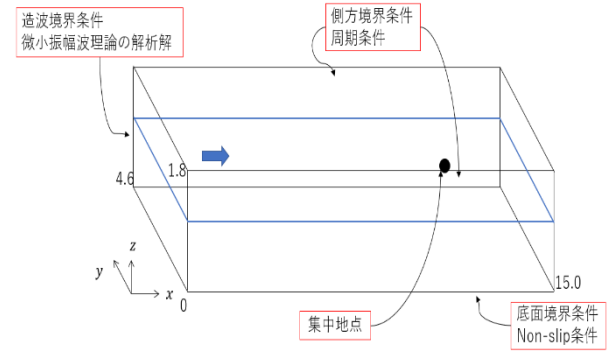
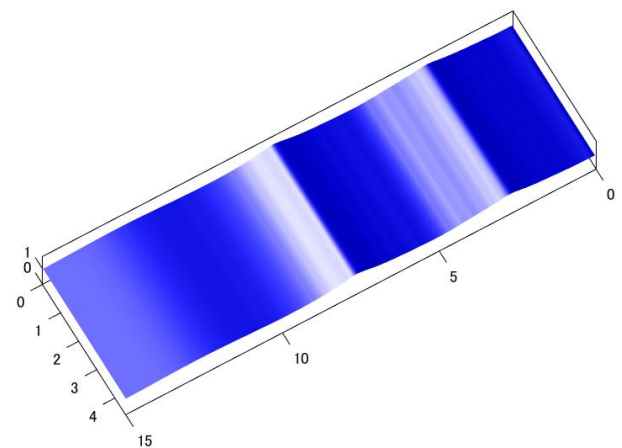
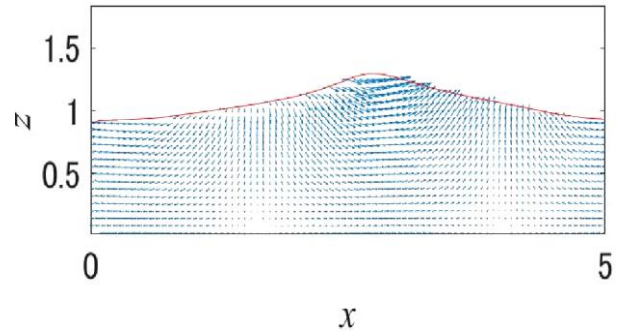


図-2 計算領域と境界条件


 図-3 一様波における、 $0 \leq x \leq 5.0$ の速度ベクトル分布(上)と水面形(下)($t = 3.56s$)

4. 計算結果

造波条件①、②それぞれの計算結果を図-4に示す。一様波の結果と比較すると①、②両方の場合について集中位置付近($x = 11.7, y = 2.3$)における水位が高くなっていることが見受けられる。しかし図-1で示した ε 分布と k 分布は $y = 2.3$ に関して対称的になっているが、図-4における水面形はどちらも対象になっていない部分が存在する。この問題の考えられる原因に関しては、側方の境界条件や造波境界条件の計算の不備などがあるが、現段階では原因は分かっておらず、今後の研究で不具合を修正することが目標である。また集中位置付近の水位は一樣とならず $y = 2.3$ で最大にならないといけませんが、得られた計算結果では水位は一樣となってしまっており、この原因についても今後解明する必要がある。

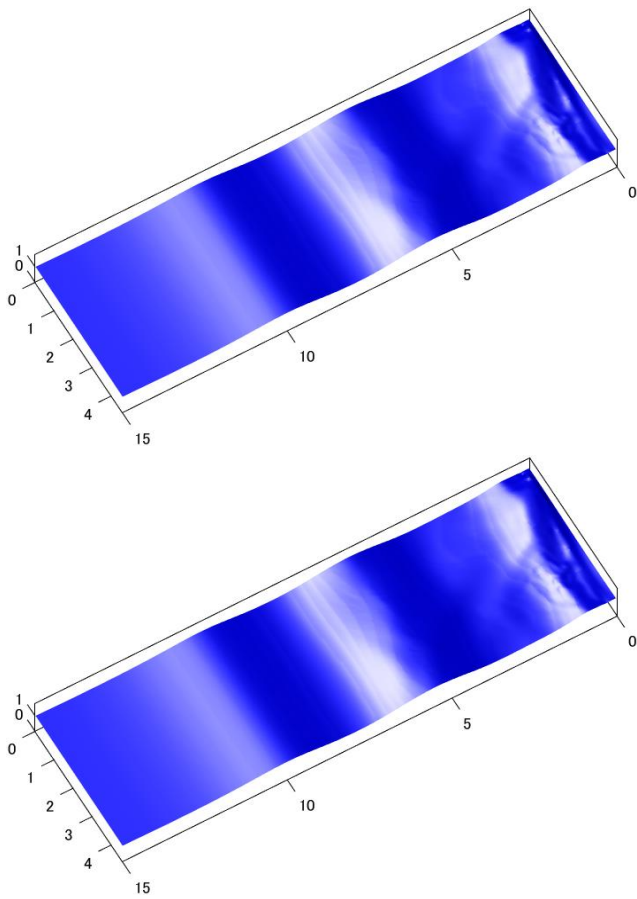


図-4 造波条件①（上）と②（下）の集中時刻における水面形($t = 3.56s$)

参考文献

- 1) Watanabe, Y., Sacki, H., Rojer, J. H.: Three-dimensional vortex structures under breaking waves
- 2) Otsuka, J., Saruwatari, A., Watanabe, Y.: Vortex-induced suspension of sediment in the surf zone
- 3) H. M. Nepf, C. H. Wu, E. S. Chan: A comparison of two- and three-dimensional wave breaking
- 4) Gotoh, H., Okayasu, A., Watanabe, Y.: Computational wave dynamics