波峰方向に変動を持つ波浪場解析

Wave place analysis having a change crest length

北海道大学工学部 ○学生員 鈴木卓朗(Takuro Suzuki) 北海道大学大学院工学研究科 正員 渡部靖憲(Yasunori Watanabe)

1. 初めに

一様な海底勾配を有する砂浜域に入射した波浪は波峰 方向に一様な水面形を持ち、最終的に一様なジェットの 突入に伴って砕波し、その後複雑な三次元的水面形状へ と急速に遷移する. このような砕波については古くから 二次元波動水路を用いて様々な調査研究が行われてきた. 砕波帯外では一般に多方向不規則波からなる波峰長さが 有限かつ形状が多様な波浪場が形成されている. 三次元 的に急峻な波峰はある程度以上の海上風によって砕波し (white capping), 乱れによる表面更新から熱物質の輸送 を促進する. 一様な波峰をもつ波群が伝搬に伴い周期的 に波峰方向に変位し,三日月状の三次元的な波浪へと遷 移することが知られている. (図 1 参照). これは sideband 不安定性に起因する現象であり、波形勾配が 0.3<ak<0.44 のレンジの stokes 波は一定水深上を進行す るにもかかわらず、有限の波峰をもつ三次元的に急峻な 波浪となり、その後波峰方向に対して一定の間隔で一斉 に砕波する. この様な砕波は明らかに波峰方向に一様な 波浪の砕波過程とは異なり、結果として生じる乱流構造 とも異なると考えられるが, これに関して十分な知見は ない.

本研究は、三次元砕波に伴う乱流構造の特徴化、並びにクレストレングスをパラメータとしたモデル化を最終目標とするものであり、本稿においてその境界条件となる Stokes 波の不安定性を摸擬し、また複数の入射角の異なる波浪による重合波動場において数値的にクレストレングスを制御することを目的とするものである.



図 1 写真右から左へストークス波(周波数 1.55Hz 波長 65cm 波形勾配 0.32 造波機より 15m 地点)を起こした様子.

2. 計算の流れ

本計算では、LES(Large Eddy Simulation)を用いた計算を行う. (Ming-Yang Su et al.(1982)より)

$$\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u}_{i}\overline{u}_{j}}{\partial x_{j}} = -\frac{1}{\rho_{f}} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_{i}} + v \frac{\partial}{\partial x_{j}} (\frac{\partial \overline{u}_{i}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial \overline{u}_{j}}{\partial x_{i}}) + g_{i} - \frac{\partial \overline{\tau}_{ij}}{\partial x_{j}} \cdots (1)$$

(1)式は Navier-Stokes 式をフィルタリングしたものである. 上付き文字はフィルタリング済みを表し, \mathbf{u} は流速, \mathbf{p} は圧力, \mathbf{v} は動粘性係数, $\mathbf{\tau}$ は SG 応力を示す. 解き進めていくにあたって, その過程で現れる移流方程式には CIP 法を, 圧力に関するポアソン方程式にはマルチグリッド法を, 水面に関してはレベルセット法を用いて進めていく. また, グリッドについてはスタッガードグリッドを採用した(図 2 参照).

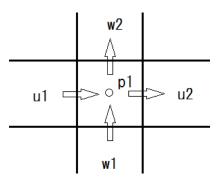


図 2 スタッガードグリッド

3. 波峰が一様な場合の砕波

(1) 境界条件及びパラメータ

予備段階として、波峰方向への変位が無いクレストレングスが無限の波について計算をした. パラメータを表1にまとめた. 図3は計算領域を表すものである. 赤で示された面は水面を表している. 境界条件は黄色の側面は周期境界条件を、緑色の面はスリップ条件を、底面はノンスリップ条件を与えた.

h(m)	H(m)	F(Hz)	L(m)	勾配
0.25	0.1	1	1.3	1:15

表 1 hは水深, Hは波高, Fは周波数, Lは波長

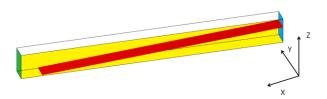


図 3 計算領域

青色で示された造波境界に与えた条件は以下のストークス波二次近似の式を用いた。ここで ζ は水面変位,uは水平流速,wは鉛直流速,pは圧力,kは波数, σ は角速度を表す。

$$\zeta = \frac{H}{2}\cos(kx - \sigma t) + \frac{H^2k}{16}(3\coth^2 kh - \coth kh)\cos 2(kx - \sigma t)\cdots(2)$$

$$u = \frac{H}{2} \frac{gk}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t) + \frac{3}{16} H^2 \sigma k \frac{\cosh 2k(h+z)}{\sinh^4 kh} \cos 2(kx - \sigma t) \cdots (3)$$

$$w = \frac{H}{2} \frac{gk}{\sigma} \frac{\sinh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \sigma t) + \frac{3}{16} H^2 \sigma k \frac{\sinh 2k(h+z)}{\sinh^4 kh} \sin 2(kx - \sigma t) \cdots (4)$$

$$\frac{p}{\rho g} = -z + \frac{H}{2} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t)$$

$$+ \frac{kH^2}{8 \sinh 2kh} \left(\left(3 \frac{\cosh 2k(h+z)}{\sinh^2 kh} - 1 \right) \cos 2(kx - \sigma t) + 1 - \cosh 2k(z+h) \right) \cdots (5)$$

(2)計算結果

図4は砕波前、図5は砕波後である.



図 4 砕波前(x=0.6m)



図 5 砕波後(x=1.3m)

図からわかるように、波峰方向が一様であっても、砕波した後は3次元的に変化が現れることがわかる.

4 おわりに

現在,表題にあるような波峰方向に変動を持つ波についての解析は十分に進んでいないため,発表にて詳しく説明する予定である.

参考文献

Ming-Yang Su et al.(1982) : Experiments on nonlinear instabilities and evolution of steep gravity-wave trains