

流れおよび水深変化による有限振幅波の屈折変形

愛媛大学工学部 正 員 山口正隆

愛媛大学大学院 学生員 ○戸塚耕造

学生員 飯野剛弘

1. まえがき：水深変化および流れが同時に存在する場合の微小振幅波理論に基づく屈折変形や水深変化による有限振幅波の屈折変形に関し、種々の理論解や数値モデルの開発が行われているが、前者の場合の有限振幅波理論に基づく解析は行われていない。また、任意地形を対象とした有限振幅波理論に基づく屈折解析においても、微小振幅波理論の場合に成立する波向線間でエネルギーフラックスが一定という条件が使われており、その妥当性は疑わしい。一方、著者らは任意汀線形状海岸に適用可能な有限振幅波理論に基づく海浜流モデルを開発した。この中で、波浪変形計算は波向線法によっているが、理論解との比較が行われていないために、モデルの妥当性の検討が十分でない。そこで、本研究ではこの海浜流モデルから波浪変形計算モデルを取り出すことにより、流れおよび水深変化による有限振幅波の屈折変形計算モデルを独立に作成して、単純な条件下の理論解との比較からその妥当性を検討するとともに、複雑な流れおよび海底地形による有限振幅波の変形特性を考察する。

2. 数値計算モデル：屈折変形計算モデルの基礎方程式は波数の保存則、非回転条件および非線形分散関係式から導かれた波数成分に対する支配方程式と砕波減衰項を Battjes の段波モデルで表示したエネルギー平衡方程式である。これらの方程式は同一の特性曲線（波向線）をもつように変形できるので、これらの方程式の波向線に沿う数値積分と正方形格子点への内外挿を併用した繰返し計算により、任意汀線・海底地形上の波浪変形計算を行うことができる。すなわち、微小振幅波理論に基づく波高変化式と Snell の法則により全格子点へ波数、波向および波高の初期値を与える。ついで、沖側での周期、有限振幅波理論による波数、波向および波高を出発値として波数成分の方程式とエネルギー平衡方程式を解いて波向線上での波数、波向および平均エネルギーを算出したのち、格子点上に内外挿する。そして、格子点上でのそれらの値に対する波特性を、あらかじめ作成しておいた数表から内挿し、再び沖側境界から波向線を出発させて同様の計算を行い、解が収束するまで計算を繰り返す。

3. 平行等深線地形に対する理論解：定常で一次元的な変化($\partial/\partial y=0$)を考え、第2定義の有限振幅波理論($H_x=H_y=0, U=\tilde{U}=0$)により解析を行うものとする。波数の非回転条件、波数の保存則およびエネルギー平衡方程式はそれぞれ次式のようになる。

$$k \sin \theta = \text{const.} \quad (1)$$

$$\sigma_m + k \sin \theta V = \text{const.} \quad (2)$$

$$S_{xy} = (F/C) \cos \theta \sin \theta = \text{const.} \quad (3)$$

ここに、 k :波数、 θ :波向、 σ_m :相対角振動数、 V :沿岸方向の流速、 S_{xy} :radia-

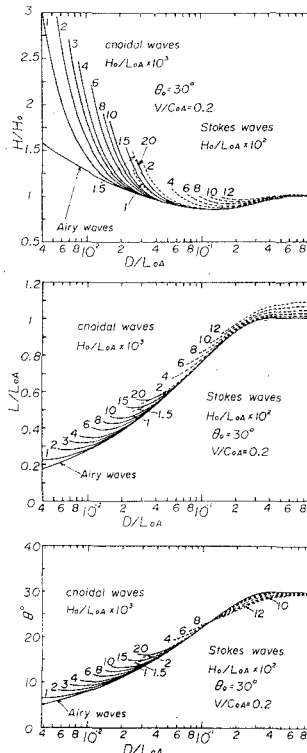


図-1

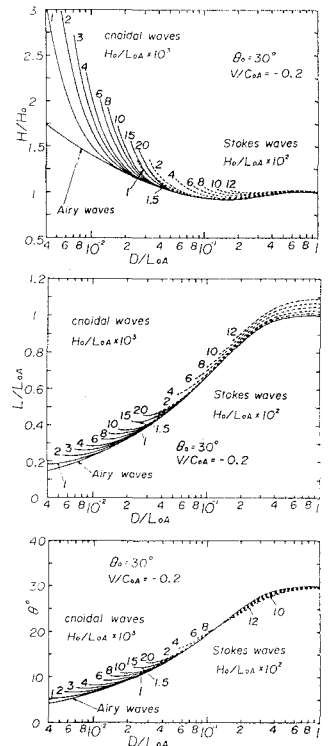


図-2

tion stress, F : エネルギーフラックス, C : 波速, である。式(1), (2) および (3) を無次元化し, const を流れが存在しない深海域での値として評価する。そして、水深および流れを与えて第2定義の有限振幅波理論により波特性を評価し、式(1), (2) および (3) を解くと、水深変化および流れによる有限振幅波の屈折変形の理論解を得ることができる。なお、第1定義の理論の場合でも $0(\varepsilon^3)$ で式(3) が成立する。そこで、式(2) に対して質量フラックスによるもどり流れ ($U = -M_x / \rho D$) を考慮すると、第1定義の有限振幅波理論においても第2定義の理論と同様に理論解を得ることができる。図-1および図-2は波向 $\theta_0 = 30^\circ$ で、 $V/C_0A = 0.2$ (順流) および $V/C_0A = -0.2$ (逆流) の場合の第2定義の有限振幅波理論による理論解を示したもので、各図の左側に

クノイド波の第2次近似解 ($0(\varepsilon^3)$)、右側に Stokes 波の第4次近似解 ($0(\varepsilon^4)$) による理論曲線が同時に示されている。これらによると、shoaling に伴う波高の急激な増加に加えて、逆流状態では順流状態より H/H_0 は大きく、 L/L_0A は小さい。また、順流が屈折をさまたげ、逆流が屈折を促進させるから、逆流状態の波向変化は順流状態のそれより大きい。

4. 計算結果: 図-3および図-4は第2定義の Stokes 波理論の第4次近似解を使用し、平行等深線地形にそれぞれ逆流および順流が作用する場合の波高変化および波向変化の理論解と数値計算結果を $\theta_0 = 30^\circ$ について示したものである。理論解および計算結果の両者はいずれの場合もよく一致している。また、屈折変形におよぼす流れの影響をみると、順流の場合の砕波前の波高は逆流の場合より若干小さいにすぎないが、波向の変化は逆流の場合よりかなり小さい。図-5、

図-6および図-7は直角入射の場合の凸型汀線地形に対する入流流速場、第2定義のクノイド波理論に基づく波向線および波高分布をそれぞれ示したもので、結果の対称性から図の右半分に微小振幅波理論による結果が与えられている。波向線図によると、沖側から入射した波向線は凸型地形および流れの影響を受けて蛇行しながら岸に到達している。また、有限振幅波理論による波向線の蛇行は微小振幅波理論によるものより緩やかであるため、微小振幅波理論に基づく結果に見出される凸部先端における波向線の集中傾向が有限振幅波理論による結果では緩和されている。ついで、

波高変化図をみると、有限振幅波の急激な波高増加に対応して砕波線がより沖側に位置するとともに、沖側の等値線も密になっている。

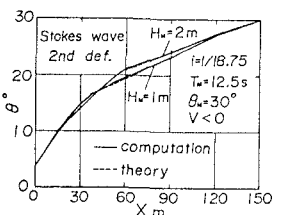
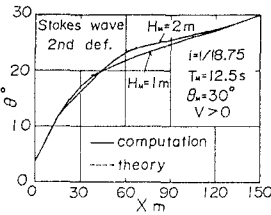
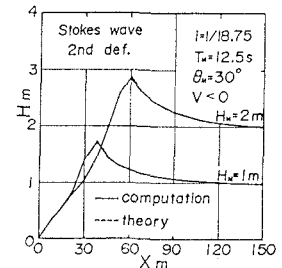
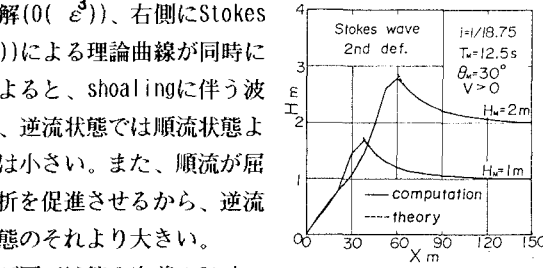


図-3

図-4

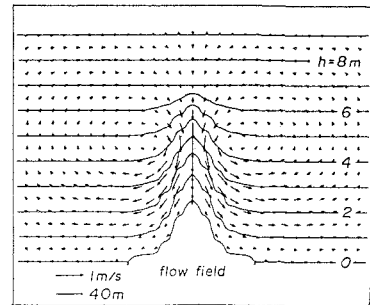


図-5

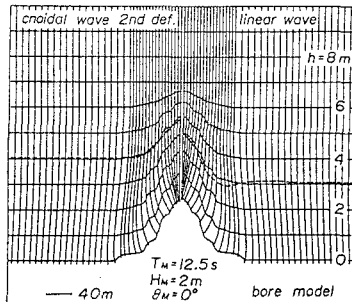


図-6

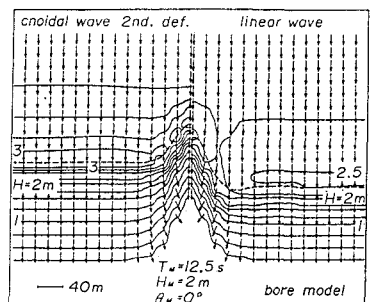


図-7