

流れの非定常変化を考慮した不規則波浪の屈折変形計算モデル

愛媛大学工学部 正員 山口 正隆

愛媛大学工学部 正員〇畑田 佳男

愛媛大学工学部 池田 優

1. はじめに：流れおよび水深変化が同時に存在する場合の不規則波の変形計算法は数値計算の立場から格子点モデル（酒井ら、山口ら）と1点モデル（Mathiesen, Brink-Kjaer）に、流れおよび水深場の計算条件から定常モデルと非定常モデル（山口ら）に分類されるが、非定常格子点モデルは未だ開発されていない。1点モデルは波浪の平面分布を計算するには不便であるし、完全な線形性を仮定するので、砕波などの非線形過程を考慮することが困難である。そこで、本研究では流れ、水深および入射波浪が非定常変化する場合に適用可能な格子点法に基づく不規則波浪の変形計算モデルを開発するとともに、単純な場では準理論解に相当する著者らの1点法に基づく波浪変形計算モデルの結果との比較から、モデルの妥当性を検討する。

2. 波浪変形計算モデル：波浪変形計算モデルに用いる基礎方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial N(k)}{\partial t} + (C_{gx} + U) \frac{\partial N(k)}{\partial x} + (C_{gy} + V) \frac{\partial N(k)}{\partial y} + \frac{dk_x}{dt} \frac{\partial N(k)}{\partial k_x} + \frac{dk_y}{dt} \frac{\partial N(k)}{\partial k_y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dx}{dt} = C_{gx} + U = C_g \cos \theta + U \quad (2), \quad \frac{dk_x}{dt} = - \frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kh}{2\omega_r} \frac{\partial h}{\partial x} - k_x \frac{\partial U}{\partial x} - k_y \frac{\partial V}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{dy}{dt} = C_{gy} + V = C_g \sin \theta + V \quad (4), \quad \frac{dk_y}{dt} = - \frac{gk^2 \operatorname{sech}^2 kh}{2\omega_r} \frac{\partial h}{\partial y} - k_x \frac{\partial U}{\partial y} - k_y \frac{\partial V}{\partial y} \quad (5)$$

ここに、 k :波数、 k_x, k_y :波数の x, y 成分、 θ :波向、 C_g :群速度、 C_{gx}, C_{gy} :群速度の x, y 成分、 U, V :流れの x, y 成分、 $\omega_r = \sqrt{gk \tanh kh}$:流れに相対的な角振動数、 h :水深、 $N(k)$:wave action 波数スペクトル密度である。式(1)は式(2)～(5)で定義される波向線上で $N(k_x, k_y) = \text{const.}$ が成立し、wave action 波数スペクトルが保存されることを意味する。これを周波数・方向空間で表わせば、

$$\psi(f, \theta) = \frac{C_g + U \cos \theta + V \sin \theta}{2\pi k} \frac{E(f, \theta)}{\omega_r} = \text{const.} \quad (6)$$

である。格子点モデルではwave action 波数スペクトルの保存則を特性曲線法的一种であるpiecewise ray methodにより解く。すなわち、各格子点を出発点として、式(2)～(5)に基づいた1タイムステップ過去に遡る計算から求められる波向線先端でのwave action 波数スペクトルを周囲の格子点でのそれらの値に関する高次補間から内挿し、これを出発点での周波数・方向成分に対するwave-action 波数スペクトルとみなす計算過程を全周波数・方向成分、全期間について繰り返すことにより、全格子点での方向スペクトルの経時変化を算出する方法を採用する。なお、非定常流れ場では格子点における方向のみならず周波数が格子点でデータとして与えられた値と異なるので、空間および方向、さらに周波数に関しても内挿を行う。

3. 1次元定常流れに対する計算結果：図-1は海底勾配($i=1/50$)、水深(h)40～4mの領域で1次元定常流れ V が存在する場合に、光易型周波数スペクトル

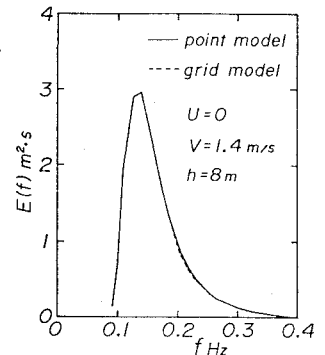


図-1 (a)

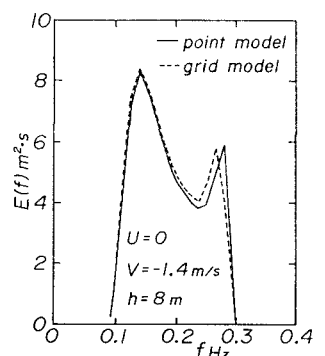


図-1 (b)

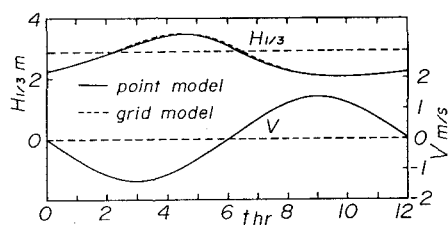


図-2

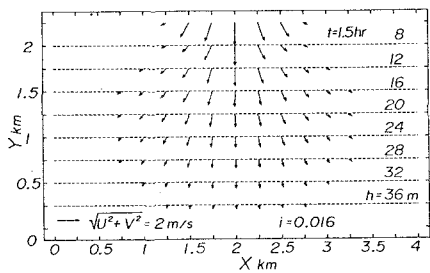


図-4

ルおよび方向分布関数を有する不規則波 ($H_b=3\text{m}$ 、 $T_b=7\text{s}$ 、主方向 $\theta_m=60^\circ$) が入射する場合の $h=8\text{m}$ 地点における周波数スペクトルを1点モデルおよび格子点モデルについて示したものである。順流の場合(a) の格子点モデルの結果は1点モデルの結果にほぼ一致するが、逆流の場合(b) には高周波側において相違が現れている。これは格子点モデルで使用される内挿過程に伴う平滑化の影響が絶対群速度の小さいcut-off 周波数付近で強くなるためである。

4. 1次元非定常流れに対する計算結果：図-2は正弦的变化を伴う流れ(最大値は定常流れと同一) V の場合の $h=8\text{m}$ 地点における波高の計算結果を示したものである。逆流時の波の増幅作用が順流時の減幅作用より大きいため、時間波形は非対称になり、しかも流速よりやや遅れた経時変化を示す。また、両モデルの結果はほぼ一致するが逆流時に両者の対応が若干低下する。図-3は図-2に示した逆流および順流時における方向スペクトルの等値線分布を比較したものである。これによると、両モデルに基づく等値線の分布形状はほぼ対応する。しかし1点モデルでは $\theta < 45^\circ$ に方向スペクトルの急変部が形成されるのに対し、格子点モデルではそれが平滑化されている。単純な水深・流れ場の場合、1点モデルは計算誤差をほとんど含まないので、急激な方向スペクトルの変化を再現できるのに対して、格子点モデルでは流れおよび水深の変化が急激なほど、空間および方向、周波数に関する内挿を通じて導入される数値分散が増大するので、両モデルによる差が大きくなる。

5. 2次元非定常流れに対する計算結果：ここでは図-4に示す河口付近の流れをモデル化した流速分布が6時間周期で正弦的に変化する場に前述の光型型方向スペクトル ($H_b=1\text{m}$ 、 $T_b=7\text{s}$ 、 $\theta_m=90^\circ$) をもつ不規則波が入射する場合の格子点モデルに基づく計算結果について述べる。図-5は波高ベクトル図および入射波高で無次元化した有義波高の等値線分布を逆流時および順流時について示したものである。逆流時には波高ベクトルは河口に集中する傾向を示し、波高も入射波高の1.6 倍程度に増幅されるのに対して、順流時には波高ベクトルは河口から離れる方向に変化し、波高も入射波高の0.8 倍程度にまで減少する。また、対象領域が1次元流れの場合よりはるかに狭いので、波高と流速の位相差はほとんど観察されなかった。

図-5は波高ベクトル図および入射波高で無次元化した有義波高の等値線分布を逆流時および順流時について示したものである。逆流時には波高ベクトルは河口に集中する傾向を示し、波高も入射波高の1.6 倍程度に増幅されるのに対して、順流時には波高ベクトルは河口から離れる方向に変化し、波高も入射波高の0.8 倍程度にまで減少する。また、対象領域が1次元流れの場合よりはるかに狭いので、波高と流速の位相差はほとんど観察されなかった。

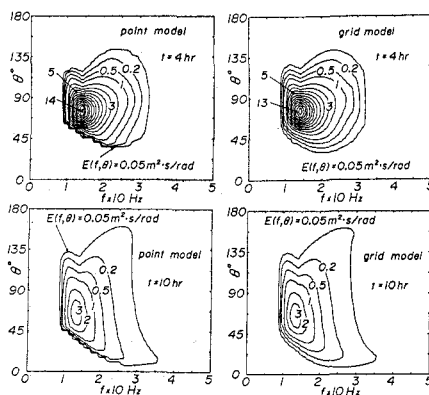


図-3

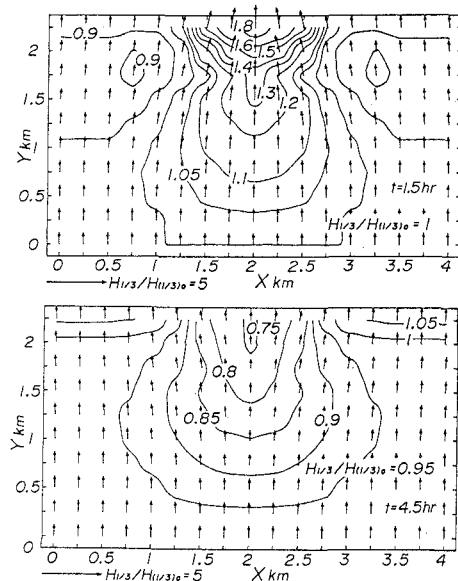


図-5