

不規則波浪場におけるラディエーション応力の評価法について

歌川紀之¹・西村仁嗣²

¹正会員 佐藤工業株式会社 中央技術研究所 (〒103 東京都中央区日本橋本町 4-12-20)

²正会員 工博 筑波大学教授 構造工学系 (〒305 茨城県つくば市天王台 1-1-1)

現地における海浜流を算定するためには、不規則波浪場におけるラディエーション応力の正確な評価が不可欠である。一般波浪場における多成分波の干渉を考慮したラディエーション応力の評価式を用い、一様勾配の海底地形を持つ海岸に方向分散性を有する不規則波が斜め入射した場合に発生するラディエーション応力やそれに伴う海浜流を求め、干渉項の影響を検討した。その結果、波向きが異なる成分波の干渉により、沿岸方向に不均一な起流力の集散が生じ、それが離岸流や沿岸流の蛇行の原因となることが判った。

Key Words : radiation stress, coastal current, rip current, irregular waves

1. 緒 言

海岸域における、波浪に起因する海浜流やサーフビートなどの長周期の流動現象は、海浜の地形変化や海域環境に大きな影響を与える。そこで、海岸線の保全や海岸域の有効活用のためにはこれらの流動現象を正確に把握し、制御する必要がある。

海浜流とは、砕波による波高減衰に伴うラディエーション応力の勾配が外力(起流力)となって生じる流れであり、主として底面摩擦による力、水面勾配と起流力が釣り合った定常な流れと考えられている。また、サーフビートは波群発生によるラディエーション応力の時間変動¹⁾が発生要因の一つと考えられている長周期の水位変動である。どちらの現象も、波の運動に伴う過剰運動量フラックスであるラディエーション応力が原因となる。そのため、現地の流動現象をシミュレートするためには不規則波浪場におけるラディエーション応力を正確に評価することが不可欠である。

規則波浪場におけるラディエーション応力は、進行性の波浪場を仮定した場合と反射や回折を含む一般波浪場を仮定した場合で評価式はやや異なるが、各地点の波高や波向きから計算される。実際にそれらを用い、沿岸流、構造物背後の海浜流セルや地形性の離岸流などは、三次元性や詳細な分布形状を除けば、現状の数値解析手法により予測することが可能である。一方、不規則波浪場のラディエーション応力は、不規則波を単一の波エネルギーと平均波向きあるいは主波向きで代表させ、規則波の評価式を用いる「代表波法」と、不規則波を波向き・周

波数に関するスペクトル成分に分けそれぞれの成分毎に規則波の評価式を用い算定し、足し合わせる「線形足し合わせ法」により評価されている。Battjes²⁾, Hubertz³⁾, Stiveら⁴⁾, 山口ら⁵⁾, 合田ら⁶⁾は方向分散性を考慮するため、線形足し合わせ法を用い起流力場や流れ場を求めており、その結果を代表波法による結果や現地の計測データと比較している。代表波法に比較し、成分波に分け方向分散性を考慮できるという点で、線形足し合わせ法は優れているが、成分波間の干渉については無視されているので、厳密性にやや欠ける。

成分波間の干渉効果を考慮した研究例として、構造物背後の海浜流セルの計算で、構造物両端からの回折波および構造物からの透過波の計3方向成分に分けラディエーション応力を評価した例⁷⁾、サーフビートの計算で2または3方向の周期が異なる成分波によるラディエーション応力を評価した例⁸⁾がある。現状では計算が煩雑になることや砕波帯内の不規則波の挙動が明確になっていないため、現地の海浜流を求めるといった目的で、多成分波の干渉を考慮し、ラディエーション応力を評価した例は見あたらない。

そこで本研究では、現地の海浜流を予測するという観点から、多成分波波浪場における成分波間の干渉成分を考慮したラディエーション応力評価法に主眼を置き、2方向成分波による起流力やそれに伴う海浜流の流況を求め、干渉の効果やその影響を調べる。また、多方向不規則波浪場のケーススタディを通じて、評価法の差異が結果としてどのような流況の変化をもたらすかを示す。最後に、これらの議論に基づき、より合理的かつ現実的な

ラディエーション応力評価法について考察する。

2. 成分波間の干渉を考慮した一般波浪場におけるラディエーション応力の評価式

一般波浪場におけるラディエーション応力の評価式を多成分波の場に適用する。多くの進行波成分からなる波の場のラディエーション応力の評価式については、喜岡ら⁸⁾が示している。しかし、ここでは回折波および反射波を含む重複性の波浪場を考慮できること、平面波浪場解析の結果として得られる複素振幅をそのまま利用できること、および位相関数の時空間に関する部分が分離されるので、平均操作が平易であることから、個別の成分波について一般波浪場の応力評価式を用いることとした。

一般波浪場におけるラディエーション応力テンソル S_{ij} は、次式で示される⁹⁾。

$$S_{ij} = \rho \left\{ \frac{\overline{g\eta^2}}{2} + \int_{-h}^{\bar{\eta}} dz \frac{\partial}{\partial x_i} \int_z^{\bar{\eta}} \overline{u_i \bar{w} dz'} - \int_{-h}^{\bar{\eta}} \overline{w^2} dz \right\} \delta_{ij} + \rho \int_{-h}^{\bar{\eta}} \overline{u_i \bar{u}_j} dz \quad (1)$$

ここで ρ は密度、 g は重力加速度、 h は水深、 u_i は水平 i 方向の水粒子速度 ($i=1, 2$)、 w は鉛直方向の水粒子速度、 η は水位上昇であり、 \sim は波動成分、 $\bar{\cdot}$ は 1 周期当たりの時間平均を示す。以下の式の展開では波動成分を示す \sim は省略する。

一方、解析の対象となる多成分波の場を次のように表現する。

$$\eta = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N [\eta_n e^{-i(\omega_n t + \varepsilon_n)} + \{\eta_n e^{-i(\omega_n t + \varepsilon_n)}\}^*] \quad (2)$$

ここで、 η_n は第 n 成分波の複素振幅、同じく ω_n は角周波数、 ε_n は初期位相角である。また、 $*$ は複素共役を示す。波数 k_n と角周波数 ω_n は次の分散関係式を満足する。

$$\omega_n^2 = gk_n \tanh k_n h \quad (3)$$

式 (2) の形式で表現すると、各項の時間と空間が変数分離されているので、積分や平均の操作が簡明になる。成分波の複素速度ポテンシャル φ_n 、 x 方向、 y 方向 (水平 i 方向) および z 方向 (鉛直方向) の複素流速 u_n 、 v_n 、 w_n はそれぞれ次式のように与えられる。

$$\varphi_n = \frac{ig}{\omega} \eta_n \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \quad (4)$$

$$u_n = \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} = -\frac{ig}{\omega_n} \frac{\partial \eta_n}{\partial x} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \quad (5)$$

$$v_n = \frac{\partial \varphi_n}{\partial y} = -\frac{ig}{\omega_n} \frac{\partial \eta_n}{\partial y} \frac{\cosh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \quad (6)$$

$$w_n = \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} = -\frac{ig}{\omega_n} \eta_n \frac{k_n \sinh k_n(z+h)}{\cosh k_n h} \quad (7)$$

実空間における多成分波の流速は、式 (2) と同様に各成分波の複素流速および位相関係から算出される。

式 (2)、(5)、(6) および (7) をラディエーション応力の基礎式 (1) に代入する。ただし、微小振幅を仮定し、鉛直方向の積分区間は底面 $z=-h$ から静水位 $z=0$ までとする。たとえば、水位上昇に関する式 (1) 第 1 項は以下のように計算される。2 成分波の場合は、位相を $\phi_n = \omega_n t + \varepsilon_n$ とおくと、

$$\eta^2 = \frac{1}{4} [\eta_1 e^{-i\phi_1} + \eta_2 e^{-i\phi_2} + \{\eta_1 e^{-i\phi_1} + \eta_2 e^{-i\phi_2}\}^*]^2 \quad (8)$$

となり、1 次成分波の時間スケールで時間平均すると、高周波数成分 (1 次周波数の和の成分) は 0 となるので、

$$\overline{\eta^2} = \frac{1}{2} [\eta_1 \eta_1^* + \eta_2 \eta_2^* + \eta_1 \eta_2^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + \eta_1^* \eta_2 e^{i(\phi_1 - \phi_2)}] \quad (9)$$

が得られる。ここで、右辺第 1 項および第 2 項は従来の線形足し合わせ法で用いられている各々の成分波から計算される定常項に対応する。右辺第 3 項および第 4 項は干渉項であり、周期が異なる成分波の場合は非定常項として残り、周期が等しい場合でも、波向きが異なれば定常項として残る。なお、不規則波浪場では干渉項は位相差に依存するので、時間方向には広い範囲の周波数成分、空間方向には広い範囲の波向きを持つラディエーション応力となる。これを多成分波に拡張すると、

$$\overline{\eta^2} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \eta_m \eta_n^* e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (10)$$

となる。同様に流速に関連する式 (1) の第 2、3、4 項も同様に計算される。

$$\int_{-h}^0 \overline{u^2} dz = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N a_{mn} \frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (11)$$

$$\int_{-h}^0 \overline{v^2} dz = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N a_{mn} \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (12)$$

$$\int_{-h}^0 \overline{w^2} dz = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N b_{mn} \eta_m \eta_n^* e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (13)$$

$$\int_{-h}^0 \overline{uv} dz = \frac{1}{4} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N a_{mn} \left[\frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} + \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \right] e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \int_{-h}^0 dz \left[\frac{\partial}{\partial x} \int_z^0 \overline{u w dz'} + \frac{\partial}{\partial y} \int_z^0 \overline{v w dz'} \right] \\ &= \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N c_{mn} \left[\frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} + \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \right. \\ & \quad \left. - \frac{(k_m^2 + k_n^2)}{2} \eta_m \eta_n^* \right] e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (15) \end{aligned}$$

ここで、 a_{mn} 、 b_{mn} 、 c_{mn} は z 方向に $-h$ から 0 までの積分の結果として、

$$a_{mn} = \frac{g^2}{\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \int_{-h}^0 \cosh k_m(z+h) \cosh k_n(z+h) dz$$

表一 本手法と従来手法の関係

周期	T1	T2	T3	T4	T5
波向	θ1 θ2 θ3	θ1 θ2 θ3	θ1 θ2 θ3	θ1 θ2 θ3	θ1 θ2 θ3
T1	θ1	○ ○ ○		● ○ ○	本手法 線形足し合わせ法 代表波法
	θ2	○ ○ ○		● ○ ○	
	θ3	○ ○ ○		● ○ ○	
T2	θ1		○ ○ ○		
	θ2		○ ○ ○		
	θ3		○ ○ ○		
T3	θ1			○ ○ ○	
	θ2			○ ● ○	
	θ3			○ ○ ○	
T4	θ1				○ ○ ○
	θ2				○ ○ ○
	θ3				○ ○ ○
T5	θ1				○ ○ ○
	θ2				○ ○ ○
	θ3				○ ○ ○

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{g^2}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{\sinh(k_m + k_n)h}{k_m + k_n} + \frac{\sinh(k_m - k_n)h}{k_m - k_n} \right] (k_m \neq k_n) \\ &= \frac{g^2}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{\sinh(k_m + k_n)h}{k_m + k_n} + h \right] (k_m = k_n) \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$b_{mn} = \frac{g^2 k_m k_n}{\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \int_{-h}^0 \sinh k_m(z+h) \sinh k_n(z+h) dz$$

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{g^2 k_m k_n}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{\sinh(k_m + k_n)h}{k_m + k_n} - \frac{\sinh(k_n - k_m)h}{k_m - k_n} \right] (k_m \neq k_n) \\ &= \frac{g^2 k_m k_n}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{\sinh(k_m + k_n)h}{k_m + k_n} - h \right] (k_m = k_n) \end{aligned} \right. \quad (17)$$

$$c_{mn} = \frac{g^2 k_n}{\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \int_{-h}^0 \int_{z'}^0 \cosh k_m(z'+h) \cosh k_n(z'+h) dz' dz$$

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{g^2 k_n}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{(k_m + k_n)h \cosh(k_m + k_n)h - \sinh(k_m + k_n)h}{(k_m + k_n)^2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{(k_m - k_n)h \cosh(k_m - k_n)h - \sinh(k_m - k_n)h}{(k_m - k_n)^2} \right] (k_m \neq k_n) \\ &= \frac{g^2 k_n}{2\omega_m \omega_n \cosh k_m h \cosh k_n h} \\ &\quad \left[\frac{(k_m + k_n)h \cosh(k_m + k_n)h - \sinh(k_m + k_n)h}{(k_m + k_n)^2} \right] (k_m = k_n) \end{aligned} \right. \quad (18)$$

となる。したがって、求める評価式は、

$$S_{xx} = \frac{\rho}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[(a_{mn} + c_{mn}) \frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} + c_{mn} \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} \right] e^{-i(\phi_m - \phi_n)} + \left(\frac{g}{2} - b_{mn} - \frac{k_m^2 + k_n^2}{2} c_{mn} \right) \eta_m \eta_n^* \quad (19)$$

$$S_{yy} = \frac{\rho}{2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[c_{mn} \frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} + (a_{mn} + c_{mn}) \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} \right] e^{-i(\phi_m - \phi_n)} + \left(\frac{g}{2} - b_{mn} - \frac{k_m^2 + k_n^2}{2} c_{mn} \right) \eta_m \eta_n^* \quad (20)$$

$$S_{xy} = \frac{\rho}{4} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left[a_{mn} \left(\frac{\partial \eta_m}{\partial x} \frac{\partial \eta_n^*}{\partial y} + \frac{\partial \eta_n^*}{\partial x} \frac{\partial \eta_m}{\partial y} \right) \right] e^{-i(\phi_m - \phi_n)} \quad (21)$$

となる。このように成分波間の干渉を考慮したラディ

エーション応力は各地点における水深、各成分波の周期、複素振幅および初期位相角より決定される。

表一は従来手法および本手法で考慮するラディエーション応力の内容を模式的に比較したものである。表では波向き3成分、周期5成分の計15成分波によるラディエーション応力を考えているので、全干渉項を考慮すると成分波数の2乗の225項が生じる。ラディエーション応力は各成分波毎に定まる項 ($m=n$) と成分波間の干渉項 ($m \neq n$) からなり、これらは表一の対角項と非対角項に対応する。

各成分波毎に定まる項 ($m=n$) は、定常成分であり、その項を足し合わせた結果は、従来の線形足し合わせ法で計算した結果に対応する。一方、代表波法では、全成分波の平均周期、波向き、合計エネルギーから応力を評価するので、表一では周期T3、波向きθ2を全成分波の平均周期、平均波向きと考え、そこに全てのエネルギーが集中していると仮定することになる。

成分波間の干渉項 ($m \neq n$) は、周期が等しく、波向きが異なる成分波間では定常成分の項となり、一方、周期が異なる成分波間ではそれぞれの角周波数の差の角周波数を持つ非定常成分の項となる。非定常成分のうち、対角に近い部分は2成分波の周期が近いので長周期項となり、対角から離れた右上や左下の部分は2成分波の周期が隔たって1次波周期に近い周期の項となる。この非定常成分が波群に拘束された長波(サーフビート)の発生につながる。

したがって、海浜流などの計算に際して定常項のみを考える場合でも、対角項のみならず周期が等しい成分波間の干渉項を加える必要がある。また、着目する現象がサーフビートなどの長周期波の場合は周期が異なる成分

波間の干渉項が作用力となる。

現地の海浜流は、時空間変動するものと観測結果から明らかにされており、定常成分と比較し、非定常成分は必ずしも小さなオーダーのものではないと考えられる。ただし、ここではより長期的に安定な海浜流の状況把握を目標としているので、非定常成分については考慮から除外することとする。

3. 検討モデルおよび解析手法

前章で示したように多成分波浪場では、各成分波毎に波高、波向き、周期、初期位相角が異なり、それらが複合的に干渉する複雑なラディエーション応力が発生する。そこで、多成分波浪場におけるラディエーション応力の特徴を知るため、海底勾配が一様な海浜に、多成分波が入射する状況を想定し、平面波浪場、ラディエーション応力およびそれに伴う海浜流を算定し、干渉項の影響を検討する。

一様勾配 (1/50) の海底地形を持つ海浜に沖側境界から多成分波を入射させる (図-1)。解析領域は模型スケールで、沿岸方向 6 m、岸沖方向 6 m、最大水深は沖側境界で 12 cm である。

波浪の計算では、丸山らが開発した放物型方程式による平面波浪場の解析手法¹⁰⁾を各成分波毎に適用し、線形的に重ね合わせた。多成分波浪場における碎波条件は、現時点では明らかにされていない。そこで、事前に平均的な波高、周期、波向きを持つ単一入射波の波浪計算を行い、碎波点ならびにその碎波による減衰係数を決定し、各成分波の波浪計算では、それらの減衰定数を各成分波に等しく適用する方法を用いた。したがって、碎波点は時間および場所的に一定となる。また、碎波後の波は成分波間の位相干渉が継続され、周波数スペクトルについても碎波前の分布形状と同様な形状を保ちつつ減衰することになる。各成分波の入射波高は、波高 1.4 cm の単一進行波とエネルギーの合計量が等しくなるよう設定する。また、入射波の平均周期は 1.2 秒および 1.0 秒、平均波向きは 0° 、 6° および 23.5° とした。

海浜流の計算では、時間発展形式の差分法を用い、静水状態から出発して流れが定常状態に達する段階まで計算を繰り返した。海底摩擦項の表現としては著者の一人が提案した波・流れ共存場の表示式¹¹⁾を用い、波浪条件は平均波で代表させた。入力定数は、海底摩擦係数を 0.01、水平拡散項に関しては係数は波高の影響を考慮した Longuet-Higgins の評価式を用い、定数 N は 0.01 とした。この場合、側方境界で沿岸流分布を合理的に仮定することが困難であり、便宜上壁面の存在を条件とした。この点で波の場の解析と条件は符合しないが、その有意な影響は境界付近に限定されるものと思われる。な

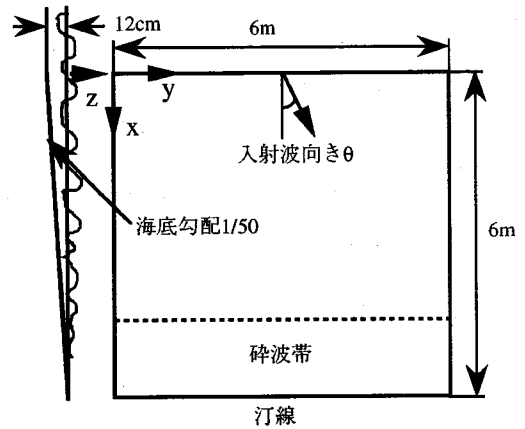


図-1 検討モデル

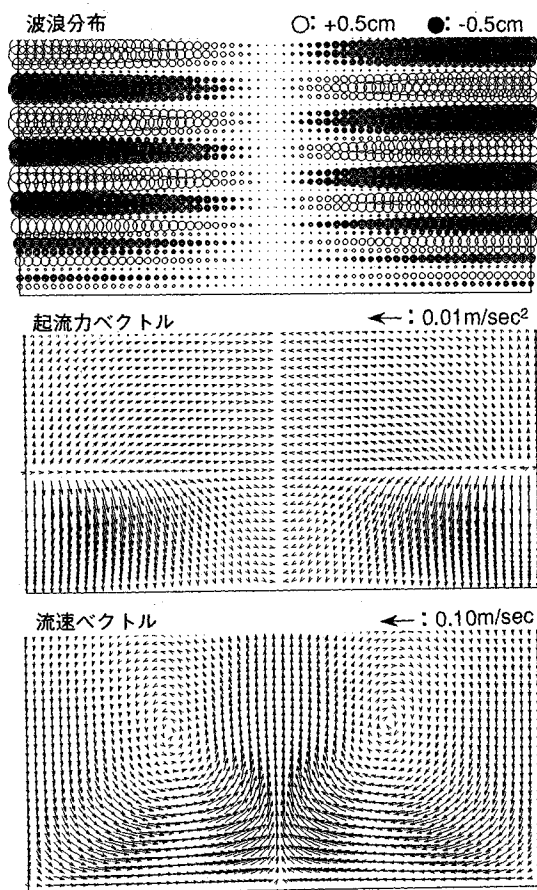
お、2方向波のケースでは、沿岸方向の起流力が生じない位置を両側の側方境界としており (周期的境界条件)、この問題は生じない。また、ここでは現象の定性的な把握を目的としているので、平均水位上昇による汀線の移動などの波と流れの相互作用は考慮していない。

4. 干渉項の影響

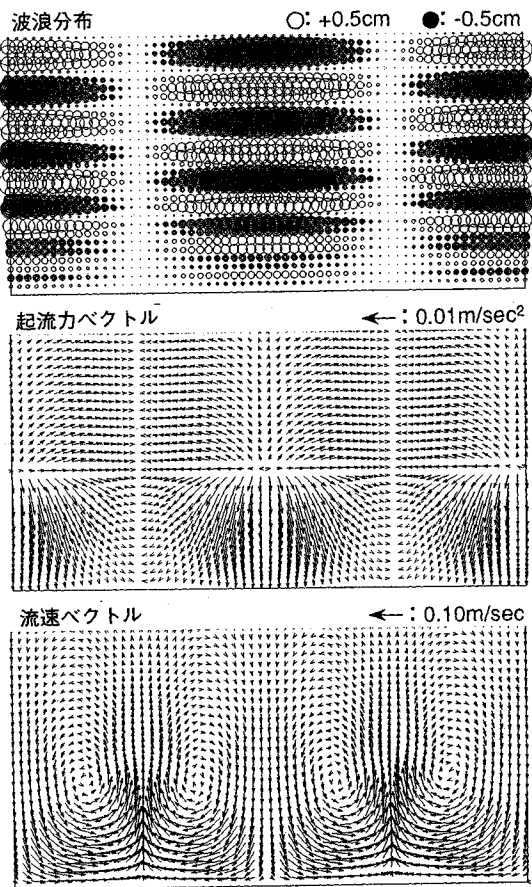
周期は同一で、岸沖方向に対し 6° および 12° の傾角で対称方向から入射する 2つのケースの 2方向波浪場についてラディエーション応力、起流力および海浜流の分布を計算した。結果は波浪分布、ラディエーション応力による起流力ベクトル (運動方程式中のラディエーション応力項の x, y 方向成分) および海浜流の流速ベクトルの形で、図-2、図-3 に比較表示した。ここで、波浪分布はある時刻における水位で表し、白丸は平均水位から+側の水位、黒丸は-側の水位、その直径は水位に比例している。また、各図中、下端の実線は汀線を表している。

図-4 は入射波の傾角が 6° のケースについて、成分波の一方のみによる起流力 (対角成分) と 2つの成分波間の干渉項に対応する起流力 (非対角成分) を別個に取り出して示したものである。

2方向波の干渉により沿岸方向に重複波が形成される。また、2成分波の波向きの差によって重複波の腹節の間隔は異なり、波向きの差が大きい程、腹節の間隔は小さくなる。そのため、ラディエーション応力による起流力も沿岸方向に周期的に変化し、腹から節へ向かう起流力ベクトルが生じる。図-4 に示すように、沿岸方向の起流力ベクトルは成分波の干渉によるもので、各成分波の波数ベクトルの差の方向となっている。その結果、腹の位置では向岸流、節の位置では離岸流となる海浜流

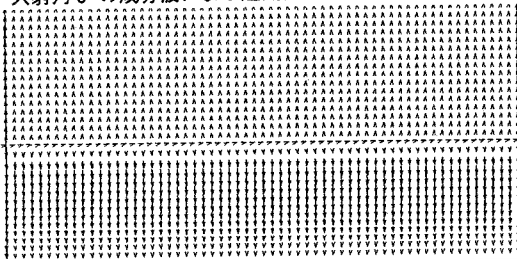


図一2 波向きが異なる2成分波による波高, 起流力, 海浜流分布 (傾角 6°)

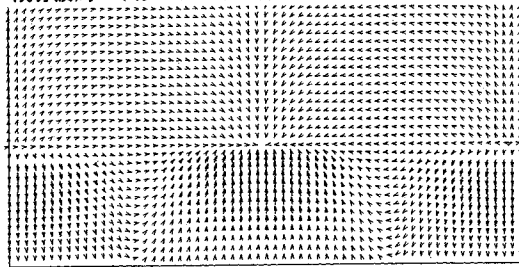


図一3 波向きが異なる2成分波による波高, 起流力, 海浜流分布 (傾角 12°)

入射角 6° の成分波による起流力ベクトル (対角成分)



成分波間の干渉による起流力ベクトル (非対角成分)

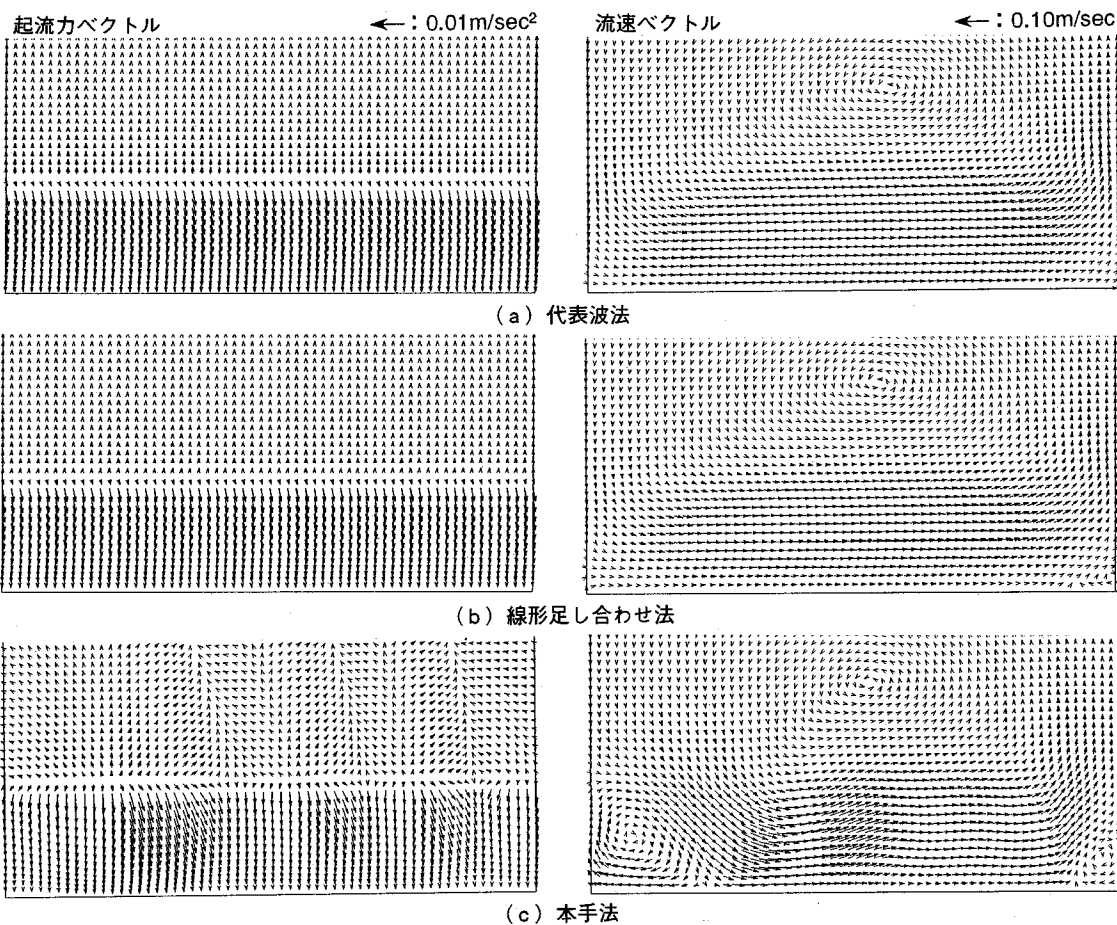


← : 0.01m/sec²

図一4 起流力の各成分

セルが発生する。海浜流セルの大きさは、波浪場の腹節の間隔と一致する。また、海浜流セルの沿岸方向の位置は、2成分波の位相差により変化する。本計算では位相差を0としており、重複波の腹の位置に側方境界が想定されている。

このように異なる波向きの2成分波の位相干渉によって、沿岸方向に波の高低が発生し、それに伴ってラディエーション応力による起流力の沿岸方向の集散が生じ、腹の部分では向岸流、節の部分では離岸流が発生する。この結果は、離岸流の発生が異なった方向から入射する波の重合によるとする cross wave 説¹²⁾に対応し、離岸流の間隔は2成分波の沖における波向きと波長から決定されるという Dalrymple¹²⁾の結論と一致している。なお、干渉項を考慮しない場合は、沿岸方向の起流力は打ち消し合い、水位上昇は生じるものの流れは発生しない。



図—5 従来手法との比較 (入射角 23.5°)

5. 多方向不規則波浪場におけるラディエーション応力

沖側境界から多方向不規則波が入射する場合の起流力場を従来の代表波法，線形足し合わせ法および本手法により評価し，それぞれに対して海浜流を計算する。

ここでは沿岸流の発達が予想される入射波傾角の大きいケース (23.5°) と沿岸流とともに離岸流が発生するような入射波傾角の小さい (6°) ケースをとり上げて計算を行った。沖側境界から入射する多方向不規則波を周波数方向に 11 成分，波向き方向に 10 成分の 110 成分波と仮定し，ラディエーション応力を算定した。平均波の波向き 23.5° および 6°，周期 1.0 秒，波高 1.4 cm に対応して，有義波周期 $T_{1/3}=1.2$ 秒，有義波高 $H_{1/3}=2.24$ cm とし，Bretshneider-光易型の波浪スペクトルを想定して各周波数，各波向きの入射波高を定めた。また波向き方向については波向き集中パラメータ $S_{max}=75$ とし，文献¹³⁾を参考に分割した。初期位相角は $0\sim 2\pi$ の一様

乱数で与えた。

それぞれの手法で評価したラディエーション応力に基づく起流力分布および海浜流の流速分布について，図—5 および 図—6 に示す。起流力に着目すると従来の方法ではどちらも砕波帯内で沿岸流が沿岸方向に一樣となるような分布となっている。その大きさを比較すると，線形足し合わせ法では，方向分散性を考慮することにより，起流力ベクトルがやや小さくなっている。一方，本手法では線形足し合わせ法に成分波の干渉成分が考慮された結果，沿岸方向に起流力の方向が変化しており，砕波帯内では起流力の集散が特に目立つ分布となっている。その結果から算定された流況に着目すると，従来の方法では，境界の影響を直接受けない中央部では沿岸流のみが発生しており，起流力が大きい代表波法では，線形足し合わせ法の結果に比較して，流速が 1割程度大きくなっている。この結果は合田ら⁹⁾の計算結果と符合している。一方，本手法では，起流力の沿岸方向の集散の結果，平均入射角が大きいケースでは沿岸流がやや蛇行してお

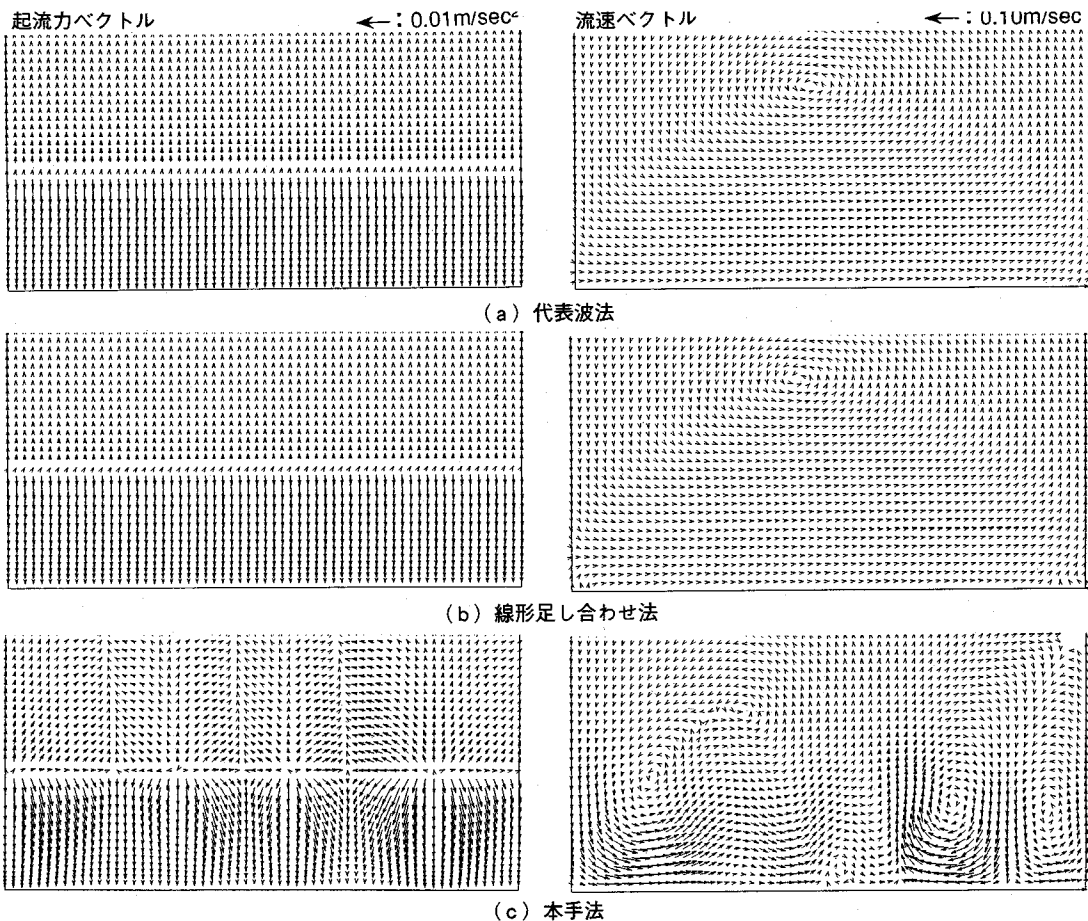


図-6 従来手法との比較 (入射角 6°)

り、平均入射角が小さいケースでは離岸流の発生が見られる。この結果は、「外海から規則的なうねりが汀線にほぼ直角に入射するときには、離岸流が生じる¹⁴⁾」、「波が直角入射から斜め入射が変わると沿岸流と離岸流からなる蛇行性の海浜流が見られ、さらに入射角が大きくなると沿岸流だけとなる¹⁵⁾」といった、典型的な現地海浜流パターンが、波浪の方向分散性によっても生じることが定性的に説明するものと考えられる。

これらの結果から、従来の2つの手法と本手法では、得られる流況が本質的に異なることがわかる。すなわち、従来の方法では、沿岸方向に様な海底勾配を持つ地形に方向分散性を持つ不規則波を斜め入射させた場合、沿岸流のみが発生するのに対し、本手法では成分波間の干渉を考慮することにより、沿岸方向の起流力の集散が生じ、その結果、通常の沿岸流とともに蛇行する沿岸流や離岸流などのより複雑な海浜流のパターンが再現される。

海浜流を予測するという観点からは、地形の影響がと

くに強い場合や平均的な沿岸流速を求める場合には、代表波法や線形足し合わせ法で、ある程度の成果が期待される。しかしながら、沿岸方向に地形変化が少ない自然海浜で発生する海浜流を求める場合や構造物の存在により2方向の波向きが卓越する場の海浜流を求めるような場合には、成分波間の干渉の考慮が必要と考えられる。ただし、現状では成分波間の位相差を与えることが困難であり、多成分波の碎波条件が明確ではないといった課題がある。さらにここでは考慮しなかったラディエーション応力の非定常成分が問題となるケースもあろう。

6. 結 語

多方向不規則波浪場を多成分波で表し、ラディエーション応力の評価に際してその成分波間の干渉を考慮する方法を示した。評価式より、干渉項は周期が等しく方向の異なる成分波による定常項および周期の異なる成分波による非定常項からなっている。周期が等しく異なる

方向の2成分波間の干渉によって沿岸方向に集散する定常的な起流力が発生する。これは離岸流の一因を説明する cross wave 説を裏付けるものである。

さらに本手法を多成分波浪場に適用し、従来の代表波法と線形足し合わせ法による計算結果と比較した。沿岸方向に一様な海底勾配を持つ地形に方向分散性を持つ不規則波を斜め入射させた場合、従来の手法では沿岸流のみが算定されるのに対し、成分波間の干渉項を考慮することにより、沿岸方向に非一様な起流力の発生が説明される。その結果、沿岸流の蛇行や離岸流の発生など、より現実の現象に近い海浜流の流況が理由付けられることがわかった。これらの議論を実証するためには、複雑な入射波条件下における大規模な実験と精密な流況測定が必要であり、今後その方向の研究努力が待たれる。

謝辞：波浪および海浜流の計算では(株)開発計算センターの定森良夫氏および香山真裕氏の助力を得た。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart : Radiation stresses in water waves; a physical discussion, with applications, *Deep-Sea Research*, Vol.11, pp.529-562, 1964.
- 2) Battjes, J.A. : Radiation Stresses in Short-crested Waves, *Jour. of Marine Research*, Vol.30, pp.56-64, 1972.
- 3) Hubertz, J.H. : Modeling of Nearshore Wave Driven Currents, *Proc. 19th Conf.on Coastal Eng. Conf., ASCE*, pp.2208-2219, 1984.

- 4) Heteren, J.V. and M.J.F. Stive : Wave Kinematics and Directionality in the Surf Zone, *Proc. 19th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, pp.70-81, 1984.
- 5) 山口正隆, 細野浩司, 川原博満 : 波の不規則性を考慮した海浜流の数値モデル, 土木学会論文集, 第375号/II-6, pp.251-259, 1986.
- 6) 合田良実, 渡辺剛行 : 沿岸流速公式への不規則波モデルの導入について, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.210-214, 1990.
- 7) 榎木亨・出口一郎・泉雄士 : 離岸堤及び潜堤周辺で生ずる海浜流セルに関する研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.310-314, 1981.
- 8) 喜阿弥・石原健司 : 波群の屈折に伴う2次長周期波の伝播変形解析, 土木学会論文集, No.467/II-23, pp.75-82, 1993.
- 9) Mei, C.C. : *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley & Sons, 740 p., 1983.
- 10) 平口博丸, 丸山康樹 : 斜め入射波に対する波浪変形計算法—新しい放物型方程式の提案—, 電力中央研究所報告, 研究報告U86045, 昭和62年6月.
- 11) 西村仁嗣 : 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.333-337, 1982.
- 12) Dalrymple, R.A. : A Mechanism for Rip Current Generation on an Open Coast, *Jour. of Geophysical Research*, Vol.80, No.24, pp.3485-3487, 1975.
- 13) 合田良実, 鈴木康正 : 光易型スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算, 港湾技研資料, No.230, 45 p., 1975.
- 14) 堀川清司編 : 海岸工学—海岸工学への序説—, 東京大学出版会, 317 p., 1973.
- 15) Sonu, C.J. : Field Observation of Nearshore Circulation and Meandering Currents, *Jour. of Geophysical Research*, Vol.77, No.18, pp.3232-3247, 1972.

(1994.7.28 受付)

ESTIMATION OF RADIATION STRESS IN RANDOM WAVE FIELDS

Noriyuki UTAGAWA and Hitoshi NISHIMURA

In the analyses of nearshore currents on actual coasts, more knowledge is required on the radiation stress in fields of random waves. Discussions are made on detailed superposition of the stresses corresponding to constituent waves. Driving forces thus obtained are not uniform in the longshore direction, and possibly produce rip and meandering longshore currents on a uniformly sloping beach.