

多方向不規則波による港内副振動の予測モデルとその適用性

喜岡 渉*・柏原 謙爾**・相川 久紀***・田中正博****

1. はじめに

台風や低気圧の通過に伴って比較的小規模な港では顕著な長周期水面振動が生じることがあることは従来よりよく知られており、最近でも Morison・Imberger (1992), Okihiro et al. (1993), 清水ら (1994), 田端ら (1995), 菅沼ら (1995) などの多くの観測結果がある。これらの研究例では、港内において副振動による長周期波の増幅が見られたものとそうでないものがあるが、いずれの場合においても港内の長周期振動には来襲波群に拘束されてやってくる2次長周期波(セットダウン波)が直接関係していることが示されている。この2次長周期波が港内副振動を引き起こす外力とすると、それを拘束する波群の個々波の多方向性により長周期波の振幅や入射波向も大きく変化する。その結果、来襲波の多方向性が増幅特性にも大きく影響を与えることになるので、長周期水面変動の予測精度を上げるためには来襲波を多方向不規則として取り扱う必要があろう。

本研究は、すでに喜岡・柏原 (1995) が開発している Nwogu (1993) の Boussinesq 方程式を用いた多方向不規則モデルの現地副振動への適用性を検討するものである。対象としたのは台風接近時の副振動のデータが取得された駿河湾奥の由比漁港で、港内外各点の長周期波について計算結果と比較検討するとともに、港内長周期波の増幅特性について調べた。

2. 数値計算モデル

(1) モデル方程式

基礎方程式は任意水深の流速で定義された Nwogu (1993) の修正 Boussinesq 方程式にスポンジ層による減衰項を加えた次の式 (1), (2) である。

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(\zeta + h)u] + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} z_a^2 - \frac{1}{6} h^2 \right) h \nabla (\nabla \cdot u) \right] + \left(z_a + \frac{1}{2} h \right) h \nabla \cdot \{ \nabla \cdot (hu) \} = 0 \quad \cdots (1)$$

$$u_t + (u \cdot \nabla)u + g \nabla \zeta + \left[\frac{1}{2} z_a^2 \nabla (\nabla \cdot u_t) + z_a \nabla \{ \nabla \cdot (hu_t) \} \right] + f_s \left[u + \left[\frac{1}{2} z_a^2 \nabla (\nabla \cdot u) + z_a \nabla \{ \nabla \cdot (hu) \} \right] \right] = 0 \quad \cdots (2)$$

ここに、 ζ は水面変動、 h は静水深、 u は静水面を基準とする任意水深 z_a における水平方向流速ベクトルを示す。 z_a については任意に選ぶことができるが、ここでは Nwogu (1993) により $0 < k_0 h < 3.14$ (k_0 : 沖波の波数) の範囲で分散性が最も改善されると報告されている $z_a = -0.531h$ を採用した。また、 ∇ は水平方向微分演算子ベクトル、下付き添字 t は時間による微分を表している。 f_s は開境界に設置した数値消波フィルターのスポンジ層の減衰係数である。

前報(1995)と同様に、入射波の1次成分はエネルギー等分割のシングルサンメーション法により与え、2次波は Boussinesq 方程式に基づく2次の伝達関数(干渉係数)を介して求めた。特に周波数差の2次長周期波を与えることにより、入射境界での自由長波の発生を抑制している。ただし、現地への適用にあたって計算領域をできるだけ小さくするために、開境界と入射境界に対して改良を加えた。すなわち、外洋部の境界については図-1に示すように岸沖方向の開境界に対してもスポンジ境界を設け、沖側境界における波の多重反射の発生を抑制するとともに計算領域の縮小を図った。境界端部からの波の入射は行えないため、代わって波動場内に配置した造波ソース(Larsen・Dancy, 1983)によって入射波を発生させた。この場合、連続式(1)に対して入射波の流量

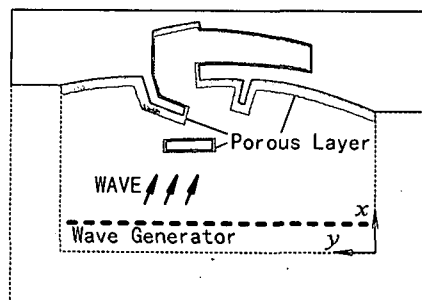


図-1 計算モデル

* 正 会 員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科

** 正 会 員 工 修 名古屋工業大学助手 工学部社会開発工学科

*** 学生会員 名古屋工業大学 大学院工学研究科

**** 正 会 員 工 博 清水建設(株)技術本部 企画部

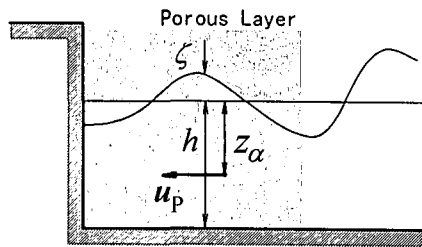


図-2 透水層を用いた任意反射率境界

フラックスの2倍の流量フラックスをソース項として付加すればよく、流速そのものは与える必要がないために反射波は入射波に影響されことなく造波ソース上を自由透過することになる。

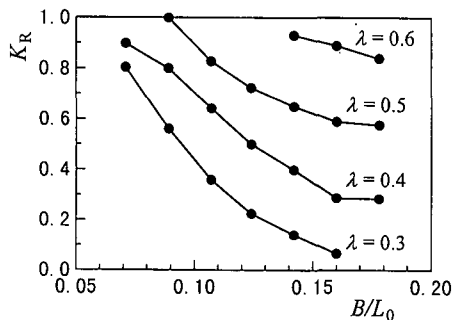
外洋に面している海岸および湾の境界はすべて鉛直壁とみなし、消波工背後の壁面に対しては法線方向および接線方向の流速成分を0とした。モデル方程式(1),(2)では粘性は考慮されていないため、本来、壁面接線方向の流速成分は0とはならない。壁面接線方向の流速成分を0とすることによって計算の安定化が図れるとの報告(Rygg, 1988)もあるが、あらかじめ実施した予備計算の結果においては接線方向流速を0と拘束することで有意な差は現れなかった。ここでは、鉛直壁境界付近の計算アルゴリズムの簡素化のため同条件を用いることとした。なお、壁面境界上の水面変動には、境界上で運動量式を厳密に満足する壁面法線方向の水面変動の空間勾配が0という条件を用いた。

(2) 透水層を用いた任意反射率境界

由比漁港の漁港内壁および防波堤前面には消波工が設置されており、壁面は短周期の波に対して完全反射境界となっていない。そこで本モデルでは、これらの消波工を透水層として取り扱い、所定の反射率を得るようにした。

透水層内の流体運動を考慮した方程式としては、喜岡ら(1994)が透水層内の流体運動に Forchheimer 型抵抗則を適用した Boussinesq 方程式を誘導している。ただし、彼らが導いたのは透水地盤上の方程式であるため、ここでは図-2に示すように透水層内の流体が自由表面を持つ方程式に書き換えてやる必要がある。この場合、透水地盤上の基礎方程式と異なるのは透水層と流体場の圧力の接続条件が大気との接続条件になる点のみであり、彼らと同様に透水層内の流速を水深(透水層厚)のべき級数として展開する方法によって透水層内の波動場についての Boussinesq 方程式が直ちに誘導される。最終的に得られる透水層内の Boussinesq 方程式は次の式(3),(4)となる。

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(\zeta + h)u_p] + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2}z_\alpha^2 - \frac{1}{6}h^2 \right) h \nabla (\nabla \cdot u_p) \right]$$

図-3 透水層境界の反射率 ($h=4.0$ m)

$$+ \left(z_\alpha + \frac{1}{2}h \right) h \nabla \cdot (hu_p) \Big] = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\tau}{\lambda} u_{pt} + \frac{1}{\lambda^2} \frac{1}{2} \nabla u_p^2 + g \nabla \zeta + \frac{\tau}{\lambda} \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla \cdot u_p) \right. \\ & \quad + z_\alpha \nabla \cdot (hu_p) \Big] + \alpha \left[u_p + \left[\frac{1}{2} z_\alpha^2 \nabla (\nabla \cdot u_p) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + z_\alpha \nabla \cdot (hu_p) \right] \right] + \beta |u_p| u_p = 0 \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここに、 λ は空隙率、 τ は付加質量係数を κ として $\tau=1+\kappa(1-\lambda)$ で与えられる質量係数、 u_p は透水層内の流量流速ベクトルである。なお、任意水深の流速を用いている波動場の方程式との整合性をはかるため、式(3),(4)は任意水深 z_α における流量流速による表記式となっている。係数 α が乗じてある項は線形な層流抵抗を表す項でありスポンジ層内で式(2)に付加される減衰項と本質的に同じ減衰特性を持つものである。透水層ではさらに非線形な乱流抵抗 $\beta |u_p| u_p$ が式に加えられる。

運動量方程式(4)中の層流抵抗係数 α 、乱流抵抗係数 β はそれぞれ次の式(5),(6)で評価することとした。

$$\alpha = 1000 \frac{(1-\lambda)^3}{\lambda^2} \frac{\nu}{D^2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\beta = 1.1 \frac{(1-\lambda)}{\lambda^3} \frac{1}{D} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 D は透水層構成材の平均粒径である。質量係数 τ については付加質量の効果は無視できるものとして $\tau=1$ とした。現地データからは消波工などの抵抗係数 α, β を正確に評価することはできないので、ここでは空隙率 λ と透水層幅 B を調整することによって反射率を現地と一致させるようにした。すなわち、まず現地の地形条件(消波工の幅)とできるだけ一致するような透水層幅を設定し、ついで所定の反射率 K_R が得られるよう λ を調節して α, β の値を決めることにした。なお、透水層前面においては、反射による高周波の散乱波の発生を抑制するために、 λ は境界付近で $\lambda=1$ に漸近するようなめらかに変化させるようにした。一定水深の矩

形水路を用いた数値計算の結果、得られた反射率の一例を図-3に示す。入射波には規則波を用い、 K_R は透水層前面での最大波高から計算で与えた入射波高を差し引くことによって反射波高を求め、入射波高との比をとることによって求めた。図の結果を現地で観測された有義波周期にあてはめると、例えば外洋に面している岸壁($K_R=0.4$, B =約20m)ならば、水深4mにおいては λ を0.3~0.4に設定すればよいことがわかる。現地のスケールから決定される α は非常に小さく、透水層内の減衰のほとんどは乱流抵抗によっている。なお、水深6mのケースでは透水層による入射波の減衰は生じにくくなり、 K_R は $\lambda>0.4$ で $B/L_0<0.2$ の範囲においては1.0付近の値をとる。水深が比較的大きい場所にある透過境界に対しては、実際の空隙率よりかなり小さな値を用いなければ所定の反射率が得られないことになる。いずれにせよ現地の消波工に対する抵抗係数 α, β の評価方法については問題が残されているので、ここでは反射率を合わせることを優先させて透水層の幅 B を実際よりも大きくとることとした。この場合、反射波の位相は現地のものと幾分異なったものになる。

(3) 数値計算法

式(1)、(2)および(3)、(4)の数値計算には差分法を用いた。用いた計算アルゴリズムは前報(1995)と同様なものである。ただし、計算効率の向上を図るため、離散化の方法に若干の変更を加えている。

式(1)、(3)に含まれる x あるいは y 方向の導関数の差分化には、3次導関数の差分化と差分による打ち切り誤差項として3次以下の導関数が出現するのを防ぐため、2次以下の導関数についても前報で用いたような5格子点を用いた差分化が必要である。しかしながら、 xy, xxy, xyy の各微分項は各方向に対し3格子点を用いる(すなわち9格子点からなる)差分によって打ち切り誤差について同等の精度が得られることから、本計算モデルでは5格子点差分に換えて3格子点差分を用いることとした。ただし、全領域で3格子点差分を用いると数値的振動の増幅が若干大きいことが予備計算により認められたため、境界近傍以外については前報同様に5格子点差分を用いることとした。

3. 現地観測の概要

由比漁港は駿河湾奥に位置する比較的小規模な漁港である。図-4に示すように、湾口両側には東・西防波堤が、また西防波堤の沖合い約70mには南防波堤(建設中)が設置されており、外洋に面した護岸および東西の防波堤はテトラポッドによる消波工で覆われている。1994年8月初旬から同年10月初旬の約2ヶ月間、田中ら(1995)により南防波堤の南東約300m沖合と湾口、湾内4測点

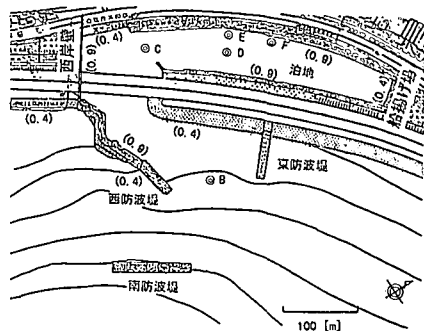


図-4 由比漁港(括弧内は反射率)

の計6測点で水面変動の時間波形の計測が行われた。観測期間中1994年の9月29日から30日にかけて大型の台風26号が接近した際には、港外沖合いの計測点で有義波高3.7m、有義波周期9.5sの波浪が観測されている。このとき、港内に到達する短周期成分の波高は港外の波高の数%に減少しており静穏度は確保されていたが、周波数0.0025~0.013 Hzの長周期領域での副振動が観測された。

4. 計算条件

(1) 入射波

沖合の観測点において取得された時間波形およびスペクトルは防波堤からの反射や港内副振動等による長周期成分が含まれたものであることと、方向スペクトルが観測されていないことから、観測データをそのまま入射波として用いることはできない。そのため、ここでは周波数スペクトルにプレットシュナイダー・光易型、方向分布関数に光易型を用いて1次成分波の入射スペクトルを与えた。沖合の計測点の水深 h は25.0mであり、観測値から有義波高 $H_{1/3}$ は3.7m、有義波周期 $T_{1/3}$ は9.5sとした。また、1次成分波の方向集中度パラメータ S_{max} は合田(1975)の提案する有義波高、有義波周期からの S_{max} 算定法と屈折に伴い変化する S_{max} の補正法に従い、 $S_{max}=40$ に設定した。計算対象とした帯域は周波数についてはピーク周波数の0.4~2.0倍、方向については主波向を基準に $\pm 50^\circ$ の範囲であり、分割数はそれぞれ100成分、20成分とした。2次成分波は1次成分波より2次の伝達関数を介して与えたが、Boussinesq方程式に基づく伝達関数をここでの入射境界で用いると長周期成分を過小に評価することが予備計算によりわかった。この水深におけるBoussinesq方程式の適用性によるものなので、入射境界における2次長周期波についてはStokes理論に基づく2次の伝達関数(Sand, 1982)によって与えることにした。入射波として与える2次成分は周波数の差の成分のみとし、さらに1次成分波の周波数帯に入る成分

波については省略した。なお、長周期波の湾水応答に及ぼす周波数成分の2次成分波の影響は小さいので、計算効率を考えここでは入射波成分には加えなかった。

(2) 地形条件

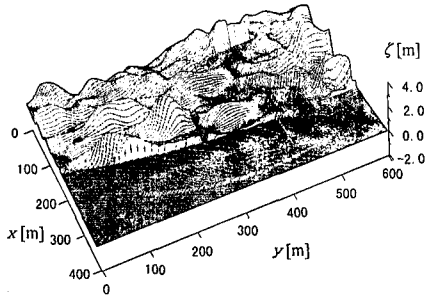
現地観測時の潮位については計測されていないため、セットダウンの影響の小さい沖合の波形記録から平均海面を求め、それを基準に各点の水深を決めた。

港の最奥部は船揚場で勾配 1/6 の斜面となっており、そこで短周期成分の波は部分砕波しているが、泊地内の波高は極めて小さく船揚場の斜面での砕波によって生ずる自由長波が湾水応答に及ぼす影響は無視し得るほど小さいものと考えられる。そこで、船揚場についても他の壁面境界と同様に直立岸壁とし、壁前面に透水層を設け反射率を合わせることを優先させた。

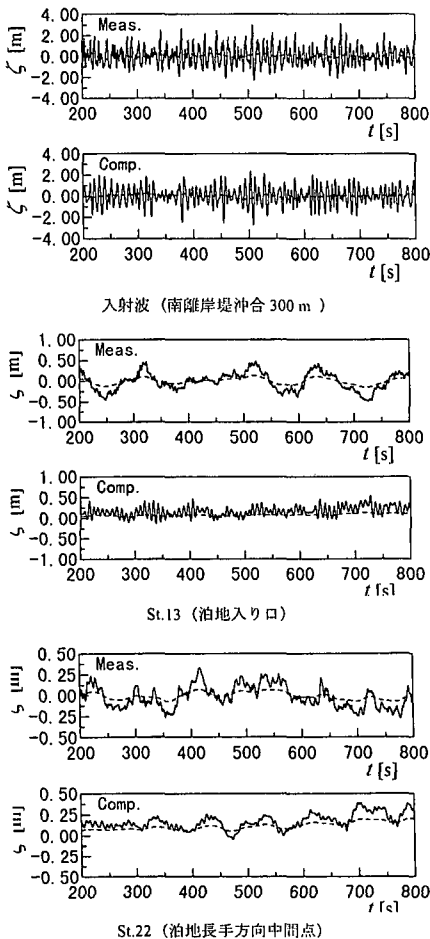
5. 計算結果

図一5に港内から見た港湾付近の空間波形を示す。沖合の離岸堤は建設中であり、それによる来襲波浪の遮蔽効果はほとんど見られない。漁港泊地へ直接進入する短周期波の波高は防波堤と港内に設けられている消波工の効果によりかなり低減している。

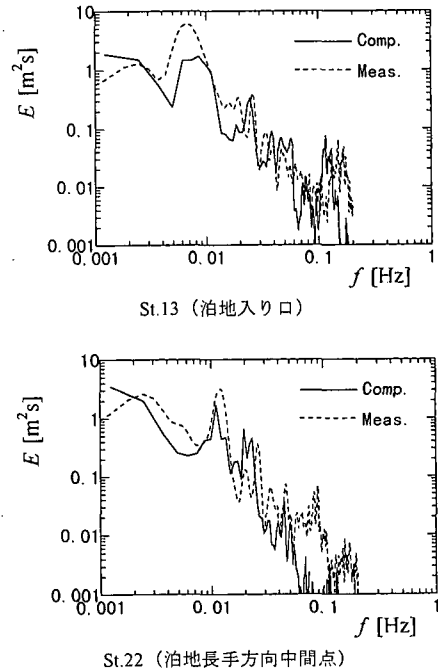
図一6は入射境界付近と港内の計測点 St. 13, St. 22 (それぞれ図一4の C, D 点に相当) における現地観測との時間波形の比較図である。図中の点線が長周期成分であり、入射地点での図についてはその振幅を 10 倍に表示してある。入射波については数値計算による長周期成分が幾分小さくなっており、これは Boussinesq 方程式は相対水深が大きい領域では交差角の小さい波の長周期成分を幾分小さく評価することによるものである。泊地内の観測点では周波数 0.013 Hz (周期 77 s) 程度の長周期振動が明確に見られるが、計算波形の振幅は観測値に



図一5 空間波形



図一6 時間波形の比較



図一7 スペクトルの比較

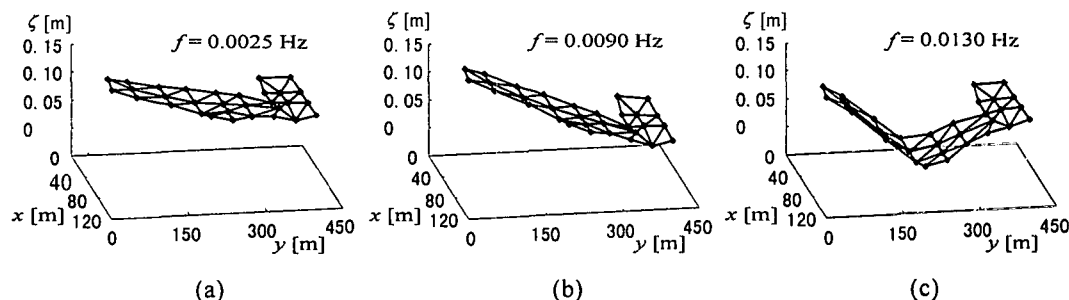


図-8 長周期波の空間波形

比べ過小評価となっている。泊地内の計算波形では特に短周期成分が小さく現れており、反射境界に設置した透水層は波高の小さい港内波高の減衰を過大に評価する傾向がある。

St. 13, St. 22 で取得された現地スペクトルと計算結果の比較を図-7 に示す。泊地内の St. 22 では短周期のスペクトルをかなり小さく評価しているものの、長周期の水面振動については観測結果をよく再現している。特に2次、3次モードのピークについては線形理論解はかなり過小に再現する傾向がある(田中ら, 1995) のに対し、計算モデルでは観測値に近い増幅率を与えている。

図-8 は長周期のスペクトルピーク周波数付近の水面変動について、計算波形から数値フィルターにより長周期変動を抽出してプロットしたものである。港内の水面変動について港内の各副振動モードに対応する長周期成分の振幅の空間分布を示したものである。図の(a)では港内のほぼすべての点で長周期波の振幅が増幅しており、Helmholtz モードに対応する応答が生じている。図の(b), (c) では泊地の長手方向に重複波が形成される2次、3次のモードが発生している。

6. おわりに

基礎方程式に Nwogu (1993) の修正 Boussinesq 方程式を用いた数値波動水槽により来襲波の多方向不規則性を考慮した数値計算を行い、由比漁港での現地観測結果との比較によりその適用性を検討した。港内の単周期成分の振幅については過小に評価しているが、長周期領域のスペクトルの再現性は良好であり、現地の長周期応答をほぼ再現するものになっている。特に、湾内副振動の2次モードについては、線形モデルではかなり過小に評価するのに対し、その増幅率を予測できるものになっている。

なお、現地観測については、由比漁港の各位に多大な協力と助言をいただいた。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 喜岡 渉・甲斐宏典・平岡慎司 (1994): 透水層上の長波方程式と透過潜堤への適用性について, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 711-715.
- 喜岡 渉・柏原謙爾 (1995): 2次長周期波の湾水振動に及ぼす来襲波の多方向性の影響, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 296-300.
- 合田良実・鈴木康正 (1975): 光型型方向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, pp. 4-18.
- 清水琢二・金山 進・服部 武・武藤亮介・高木伸雄・二見耕左 (1994): 漁港内の長周期変動と平均水位上昇に関する現地観測と水理実験, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 76-80.
- 菅沼史典・神谷昌文・渥美洋一・小泉信男 (1995): 現地観測による長周期波の発生頻度と船体動揺発生予測の検討, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 951-955.
- 田中正博・大内田博喜・光田 賢・堀 哲朗・土田 充 (1995): 台風来襲時の由比漁港の波浪観測と泊地内の波浪特性, 第50回年次学術講演会概要集, 第2部(B), pp. 846-847.
- 田端竹千穂・田所篤博・平石哲也・玉城重則 (1995): 港湾における長周期波の増幅現象に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 301-305.
- Larsen, J. and Dancy, H. (1983): Open boundaries in short wave simulations—A new approach, Coastal Eng., No. 7, pp. 285-297.
- Morison, M. L. and J. Imberger (1992): Water-level oscillations in Esperance Harbour, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 118, pp. 352-367.
- Nwogu, O. (1993): Alternative from of Boussinesq equations for nearshore wave propagation, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 119, pp. 618-638.
- Okihiro, M., R. T. Guza and R. J. Seymour (1993): Excitation of seiche observed in a small harbor, J. Geophys. Res., Vol. 98, pp. 18201-18211.
- Rygg, O. B. (1988): Nonlinear refraction-diffraction of surface waves in intermediate and shallow water, Coastal Eng., Vol. 12, No. 3, pp. 191-211.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional seas, Coastal Eng., Vol. 6, pp. 195-208.