

波群と長周期流動を考慮した海岸地形 変化予測に関する研究

2008 年 3 月

中村聡志

目次

1.	序論	
1. 1	研究の背景	1
1. 2	研究の目的	2
1. 3	研究の概要	2
2.	波群による長周期波発生、長周期波と地形変化	
2. 1	はじめに	5
2. 2	沖合での波群と砕波帯付近の長周期波性	5
2. 3	砕波帯内と波打ち帯での長周期波、遡上波	8
2. 4	長周期波による底質移動	9
2. 5	おわりに	11
3.	波群と長周期波の観測	
3. 1	はじめに	15
3. 2	波崎海洋研究施設における波群と長周期波の現地観測	16
3. 3	波群特性の変化と長周期波の解析	19
3. 4	現地データによる長周期波の発生理論の検証	28
3. 5	おわりに	36
4.	波群の地域特性	
4. 1	はじめに	39
4. 2	波群特性と波の周期統計	41
4. 3	波の諸元の代表値を用いた波群特性の推定	45
4. 4	おわりに	49
5.	波群と海浜流動の数値モデル	
5. 1	はじめに	51
5. 2	波群変形と海浜流変動、地形変化モデル（2D）	52
5. 3	数値計算結果の検証	61
5. 4	おわりに	64
6.	波群と海浜流変動による地形変化計算	
6. 1	はじめに	67
6. 2	波群の入射による掃流漂砂量と地形変化	67
6. 3	波群の入射による港周辺の水位変動、海浜流変動	72
6. 4	おわりに	74
7.	結論	77
	付録	
A.	岸沖の波群解析が可能なスプライン補間を用いた解析方法	81
B.	砕波位置の変動に波の伝播遅れを考慮した長周期波発生理論（Symonds の修正）	89
C.	波群変形と長周期波発生の岸沖数値モデル（岸沖 1D 波エネルギー励起モデル）	97
D.	沿岸流速発達 of 解析解（沿岸流速岸沖分布の時間発展解）	111

1 章 序論

1. 1 研究の背景

1. 1. 1 漂砂研究の社会的要請

慢性的な海岸侵食の進行によるものか、地球規模の気象変動による暴浪の発生や海面上昇によるものか、近年、港湾施設の損傷・転倒、護岸基部の洗掘による海岸施設の崩壊が生じている。港湾の施設や海岸侵食対策施設は、1960 年代の沿岸域の開発によって建設された施設や急ぎ対策をせざるを得なかった施設である。建設から既に数 10 年たち修繕管理が必要なものも増えてきている。そうした施設の防災性能の向上と、建設当時には防護一辺倒で考慮されることのなかった親水性や景観、環境性を求める社会的な要望から、護岸前面に砂浜や干潟を有する海浜造成が行われるようになってきている。一部の砂浜では、消波機能を持つ施設として扱い、消波効果を適切に算定することによって、背後護岸の高さを低くすることも可能となっている。しかしながら、波と流れの作用によって容易に移動する海岸の砂の移動を予測すること、あるいは、防波堤や突堤、潜堤などの他の施設を用いて波と流れを制御し、砂移動を安全な範囲で抑えるような技術を十分に持っているわけではない。また、暴浪の大きさやその発生頻度、平均水位や高潮上昇量が将来変化した場合の砂浜への影響や海岸線の脆弱性について未知な部分が多い。砂浜や干潟などの喪失した自然海岸の再生を積極的に進める上でも砂浜の安定性と安全性を確保する技術的な指針が必要となっている。

1. 1. 2 海浜変形予測数値シミュレーション技術の現状

現在、実務で用いられている海浜変形予測の手法としては、広範囲の海岸線変化を予測するための汀線変化モデルや等深線変化モデルと、海底地形の変化を格子状の平面空間で予測する水深変化予測モデルに大別される。汀線変化モデルは、砕波帯内の漂砂現

象を砕波する波のエネルギーフラックスを用いて経験的な沿岸漂砂量で表し、汀線の前
進・後退のみで地形変化を代表させ、沿岸漂砂量の沿岸方向の増減と汀線の移動量とを
関連付ける極めて経験的巨視的な予測手法である。等深線モデルについては、何本かの
等深線を用いて地形変化を代表させる違いはあるが、汀線変化モデルと同様の方法であ
る。これらの予測手法は広範囲の長期的な変化予測に用いられるが、モデルが単純なだ
けに、構造物周辺の地形変化や荒天時の短期的な3次元的地形変化を予測することは
できない。荒天時の短期的な局所的な地形変化を予測するために開発された手法が水深変
化予測モデルである。多くの研究者によってさまざまなモデルが開発されており、その
予測方法として、計算領域内の波高分布を求め、波高分布から海浜流を求め、波による
漂砂量と流れによる漂砂量を算定し、地形変化を計算するという手順で行われる。一般
的に地形計算を行う計算では、予測期間を代表する波高を用いて定常状態の波高分布と
水位上昇分布、海浜流分布が計算され、波や流れの非定常性や波の遡上による漂砂への
影響は考慮されない。

1. 2 研究の目的

海浜地形変化に関わりの強い現象に浜への波の遡上がある。荒天時に大きく浜が侵食
されるとき、波の遡上は静穏時と異なる様相を見せる。個々の波の遡上とともに、汀線
付近の水位全体がゆっくりと上昇し、その上昇した水面上を個々の波が次々と遡上して
いく、しばらくすると上昇した汀線付近全体の水位が勢いよく流下し、濁流のようにな
って砂浜表面を削り取っていく。この平均水面のゆっくりとした上下動が長周期波とよ
ばれる流動現象であり、荒天時にしばしば見ることができる。荒天時に現れる長周期波
による漂砂現象は、現在の地形変化予測には考慮されておらず、より高度な地形変化予
測や波・流れを制御した砂浜の安定化方法の開発、海岸の脆弱性評価のためには考慮す
べき現象である。長周期波の発生には、沖での波が波高の高い一群と波高の低い一群が

繰り返し来襲するという波群特性を持っていることが関連している。この波群特性は、特殊な現象ではなく沿岸の全ての波が持っている特性であるが、その大きさや出現頻度はよく知られていない。

そこで本論文では、海岸侵食や港内埋没など海岸および港湾工学上の種々の問題と関連の深い、沖の波の波群(wave group)と波群によって生じる長周期流動、波と流れによる漂砂を対象として、その解決に必要な波群によって生じる長周期流動の基本的な性質を明らかにすること、波群や長周期流動によって生じる漂砂問題に対応できる予測計算モデルの開発を目的とした。

1. 3 研究の概要

本論文の第2章以降の概要は以下のとおりである。

第2章では、沖合での波群、および、沿岸での長周期波発生メカニズム、波群や長周期波による流動と底質移動に関する既往の研究を整理し、工学的に重要と思われる波群による長周期波発生機構を抽出する。また、開発するモデルの要件として波群の伝播変形、変動する水位と海浜流としての長周期流動、波群中の個々の波による海底面振動流と長周期流動との合成流速によって生じる底質移動を考え、汀線付近で顕著になる波の遡上による波打ち帯の漂砂と砕波帯内の漂砂、沖浜帯の漂砂等を掃流漂砂として統一的に扱うことを示す。

第3章では、波崎海洋研究施設(HORS)における波群と長周期波の観測結果を示し、既存の砕波位置の変動による長周期波発生モデルとの比較検証を行う。

第4章では、全国波浪観測網の一部の観測地点を用いた波群の観測と、波浪統計量を用いた波群特性の推定方法の提案を行う。また、全国沿岸の波群性の強い高波浪の月別出現頻度の推定を行う。

第5章では、波群の変形を外力とする長周期流動の励起モデルと波群と長周期流動に

よる掃流漂砂モデルを示す．既存の実験結果あるいは経験式との比較を行い計算モデルの検証を行う．

第 6 章では，前章で開発したモデルを用い，汀線部での海浜流変動と掃流漂砂量変動におよぼす波群の影響を示す．また，突堤構造物を有する海岸での地形変化計算を行い，規則波入射と波群入射との初期汀線付近の地形変化特性の違いを示す．さらに，本モデルの現地適用例として現地港湾の地形を用いた波群と流動の数値計算を行い，港内に侵入伝播した波群の特性と波群によって生じた水面変動と流れを示し，現地で生じた海岸侵食や港内水面動揺との関連を検討する．

第 7 章では本研究で得られた結論を総括し，今後に残された課題について考察する．

2 章 波群による長周期波発生，長周期波と地形変化

2. 1 はじめに

長周期波発生機構として考えられているものには，波群拘束波と呼ばれる波高の高い波の集団と低い波の集団が交互に繰り返して来襲する波群性を持った波（波群）に拘束されて伝播する周期の長い波，波と言うよりは，波群によって生じた平均水位の窪みであり，波高の高い場所ほど水位がより低下した状態で波群とともに移動する現象や，その波群拘束波が波群の変形が原因で拘束を解かれ，あるいは，拘束の状態が変形するときその状態変化を補うように周期の長い波が生じる機構，流れとの干渉によって生じる機構，斜面で反射重複する波によって生じるエッジ波の機構，個々の波の遡上の追いつき吸収機構などさまざまな発生機構がある．また，これらさまざまな発生機構によって生じた長周期波のうち，波の分散関係式を満たし周期の長い波として伝播変形するものは，自由長周期波と呼ばれる．

以下の節では，既存の長周期波発生機構の理論や実験，長周期波の現地観測やその解析手法を整理し，また，本論文での着目点の一つである長周期波を時間空間的に変動する海浜流場（長周期流動）にとらえ，波打ち帯での水理現象や砕波帯内の個々波と長周期流動による漂砂現象，地形変化の観点で既存の研究を整理する．

2. 2 沖合での波群と砕波帯付近の長周期波

波の波群構造そのものの現地観測として，土屋ら(1984)は，波群構造と波の非線形性に関する現地観測を行い，非線形性の強さを表すUrsell数($=HL^2/h^3$)が増加するとともに波群構造が強く現れるが，Ursell数 5～10 を境目としてさらに増加すると波群構造は弱くなること，個々波が弱い非線形性の場合には，浅海域においても安定な波群が伝播するが，強い非線形性の場合には波群の伝播が不安定であることを示した．また，波群が不

安定である場合においても、波群性が消失することは無く、どのような波浪条件においても、残影として波群性が海岸波浪に内在していると述べている。

こうした海岸波浪に内在する波群性を既知のものとして、波群に拘束された波、および、波群の砕波変形、回折変形、屈折変形、伝播中の非線形干渉による長周期波の発生を実験や数値計算によって明らかに下研究として、喜岡ら(1990a)は、波形勾配の大きな規則波を長い水路内で伝播させ、非線形変調が十分発達した後に斜面上を伝播・砕波させることにより波群特性の変化と長周期波の発達・伝播変形特性を調べた。ほぼ一様な振幅の波列から正弦波状の振幅変調が生じる中で、振幅の包絡波形とほぼ逆位相で入射する長周期波が生じていることが示された。また、入射する長周期波の位相速度は、個々波の群速度とほぼ等しく、波群に拘束された長周期波であること、沖へ出て行く長周期波の位相速度は自由波のそれとほぼ等しいことが示された。また、喜岡ら(1990b)は、離岸堤周りの波動運動を入射波の波形勾配オーダーの微小パラメタを用いて摂動展開し、長周期波の離岸堤背後への回折特性を検討した。この中で、長周期波の拘束成分と散乱成分（自由波）の計算を行い、主に単一波群の回折による拘束長周期波の回折特性について実験値との比較を行った。離岸堤によって搬送波（個々波）の進入を遮断しても、長周期波は、自由波となって背後まで侵入していくことを示した。さらに、喜岡・石原(1993)は、入射角の異なる多成分の1次波の屈折変形を予め与え、2次の非線形干渉によって生じる長周期波の数値計算を行った。その中で、1次波の波数ベクトル差を用いて算定される波群に拘束された長周期成分とともに斜面上で生じる自由波成分の寄与も大きいことが示された。喜岡ら(2003)は、水路実験と空間発展形式の Zakharov 方程式を解くことにより、個々波の波形勾配が大きく非線形性の強い高波浪時の波群構造は個々波が砕波する前に扁平化することを示した。

また、防波堤周辺の波の現地観測による長周期波の出現特性の検討として、関本ら(1991)は、沖合の防波堤周辺で、入射波とサーフビートの特性を明らかにするための現

地観測を行い、波浪の発達期にはサーフビートは非線形拘束波の特徴を示し、波浪の減衰期や緩やかな発達の場合には海岸にトラップされたサーフビートのエネルギーが重なり合うために、非線形拘束波の特徴が現れにくいことを示した。

波の砕波によって発生する長周期波の大きさを発生要因別に検討した研究として、水口(1994)は、Symonds ら(1982)による砕波開始位置の移動によって生じる長周期波のモデルを複雑な地形、例えば、波の砕波後に一様な水深の水域があり、砕波が終了するような場合に拡張し、その外力項であるラジエーション応力の空間勾配を3つの成分に分けて、それらによって生じる長周期波の定量的な比較を行っている。その一つめはSymonds 流の一定応力勾配のもとで砕波開始位置が時間変動することによって生じる長周期波、二つ目は応力勾配そのものが時間変化する効果によって生じるもの、三つ目は波の再生位置が時間変動することによって生じるものである。そして、このうち実際の砕波状況においては、砕波開始位置の変動のみが優位であると述べている。また、長瀬・水口(1994)は、単一の波群性入射波による水路実験を行い、波群による砕波点の岸沖移動により砕波帯の岸沖両方向に逆位相で自由長周期波が発生することを実証した。また、関本ら(2000)は、ラジエーション応力による強制項を持つ長波基礎式において、強制項の時間的・空間的变化を生じさせる要因として、波群の伝播変形、基本波の砕波、海底勾配の不連続、基本波の回折、その他の要因として部分反射や気圧変動、エッジ波の干渉などを挙げ、自由長周期波の発生についての理論的な考察を行った。この中で、伝播変形中の波群の消失によって生じる自由波の振幅は拘束波の振幅程度であること、個々波の砕波による自由波の発生はほとんどが砕波点の変動によって生じるものであること、海底勾配の不連続点で岸方向と沖方向の自由波が生じること、個々波の回折に伴う波群の減衰によって自由波が発生すること、部分反射による拘束波の振幅の減少分が自由波となること、その他の要因の影響は小さいことが述べられている。

2. 3 波打ち帯での長周期波、遡上波

砕波帯内の水理現象に内在する発生過程を考え、波群がなくても長周期波が発生する機構として、日野ら(1986)は、砕波帯内における乱れの生成過程を通じてサーフビートが自励的に発生しうることを実験的に示した。この中で、入射波がたとえ一定であったとしても、砕波に伴う大規模渦の生成とその変形プロセスが時間的に脈動することによって、質量フラックスと運動量フラックスの大きさが変化し、それが“流れ”の脈動（流速の長周期変動）となって現れると考察している。

波群特性を持つ入射波が波打ち帯で長周期の波を発生させるとした研究として、間瀬ら(1983)は、波群特性の異なる不規則波を用いて、斜面遡上高さの水路実験を行い、入射波の波群特性の違いによる波の遡上高に及ぼす影響は、有義遡上高や平均遡上高に対しては顕著でないものの、最大遡上高については、波群性の強い入射波のほうが大きくなることを示した。また、入射時の波群性の違いは、砕波後にはほとんど無くなり、斜面上での砕波によって波群特性が変化していることを実験で示した。この波群特性の砕波による変化について、間瀬ら(1986)は、波高の高い個々波からおおよそ砕波するため波群性を持った波列が平坦になるためと結論している。また、岩田ら(1981)は、斜面上での不規則波の遡上高さおよび遡上周期の分布を明らかにするため、ビートウエーブ（近接した周期の2つの波を合成して造波した波群）を用いた水路実験を行い、遡上波の周期は、個々波の周期では無く、2成分合成波の周期と等しくなることを示した。この原因として、個々波の規則正しい周期で繰り返す遡上波が、その波高の違いによって、先行する遡上波を乗り越えたり、引き波の衝突してかき消されたりといった波の相互作用が規則的に行われるため、結果としてエネルギー輸送を伴う波群としての周期で遡上波が変動するためであると考察している。同様の遡上波間の干渉を原因とする研究として、久保田ら(1992)は、海岸斜面上での個々波の追いつき・吸収の過程を考慮した波の遡上モデルを用いて、遡上によって生じる波の数の減少（長周期化）を算定し、急勾配斜面

と緩勾配斜面の砂質海岸およびブロック階段護岸における現地観測結果と比較し、計算結果の周期の代表値と実測値のそれとはよく一致すると述べている。

2. 4 長周期波による底質移動

長周期波による地形変化に関する現地観測研究として、加藤ら(1989)は、波崎海洋研究施設でのバーム侵食と長周期波との関連についての現地観測の解析結果と柳嶋・加藤(1990)のバーム形成と長周期波との関連についての解析結果をもとに、加藤・柳嶋(1992)は、前浜バーム地形の侵食・形成に長周期波が直接的な影響があることを示した。それによるとバーム地形が侵食・堆積する限界の高さは、波による水位上昇量と汀線での長周期波高の 0.96 倍で算定される長周期波の遡上高さ、個々波の波の遡上によって生じると考えられる遡上高さ（定数として 0.31m）の和で表される。また、バーム地形が侵食されるか堆積形成されるかどうかは、長周期波と短周期波の遡上の大きさによって決まり、長周期波の遡上が大きい場合に侵食されると結論している。また、島田ら(2003)は、高波浪時に大規模に侵食されるバーム地形変化に及ぼす短周期波と長周期波の役割について、汀線付近の水位変動を密な測定点で現地観測することにより明らかにした。それによると、満潮時に波によって平均水位が大きく上昇する波浪条件のもとで、遡上域の侵食に寄与する重複波の長周期成分が、堆積に寄与する進行波の短周期成分を上回り、バーム頂付近の急勾配な砂面に直接流体力が作用することにより侵食が開始されるとしている。また、徐々に侵食され砂面が緩勾配化することにより、重複長周期波と進行短周期波との境界周波数が低周波側に移動することが重要な要素であるとコメントを付け加えている。

移動床の水路実験によって岸沖の長周期波と底質移動量との関係を調べた研究として、佐藤ら(1991)は、規則波と二成分波合成による波群を用いて、移動床水路実験を行い、浮遊砂が卓越する場合には、規則波では冲向きの漂砂となる場合が多いが、波群の

場合には高波の連によって巻き上げられた浮遊砂が沈降する間に現れる長周期の岸向き流れによって運搬されるため岸向き漂砂となると結論している。また、掃流形式の漂砂に関しては波の連の影響は小さいと結論している。また、柴山ら(1992)は、不規則波を用いた水路実験を行い、汀線付近に設置した移動床トレイの底質の増減量から正味の局所漂砂量を求め、水位変動、底面流速変動、浮遊砂濃度の短周期成分および長周期成分との関連を調べた。底面流速変動の長周期成分による局所漂砂量への影響は大きく、この傾向は、1/20 勾配斜面と 1/40 勾配斜面との比較では、1/40 勾配斜面のほうがその影響は顕著であったと述べている。また、浮遊砂の挙動に注目し、浮遊砂濃度は水面変動の包絡波形と相関が強く、高い波が連なるほど長周期の浮遊砂濃度も高くなると述べている。さらに、佐藤ら(1994)は、移動床水路を用いて、斜面上で砕波する波群によって生じる砕波帯内の地形変化、浮遊砂の計測を行い、波群による漂砂は高波高の条件下でも汀線付近では岸向きとなり、地形は汀線付近と砕波帯外で堆積となること、汀線付近の堆積傾向は、地形勾配が緩いほど、また、一波群に含まれる波数が多いほど顕著になることが示された。また、浮遊砂量に関係する底質の巻上げ率は、長周期成分を除く波の変動成分との関係が強いことが示された。

現地観測による長周期波と地形変化の研究結果と水路実験による研究結果との違いを説明する研究として、加藤(1993)は、海底勾配が長周期波高に及ぼす影響を Nakamura・Katoh(1992)の長周期波発生モデルを用いて、海底勾配が 1/100 あたりを境目として、沖波条件と海岸地形条件との関係を表すイリバーレン数 $\xi = \tan\beta / (H_0/L_0)^{1/2}$ と汀線での長周期波高との関係が変わり、海底地形が急勾配の範囲ではイリバーレン数が小さくなるほど汀線での長周期波高は大きくなり、逆に、海底地形が緩勾配の範囲では、イリバーレン数が小さくなると長周期波高は小さくなることを示した。さらに、波が砕ける付近の海底勾配の違いによって、バーム地形変化に支配的な外力が、個々波の遡上であるか長周期波の遡上であるかが決まるため、水路長の制約から比較的急勾配の斜面

で実施される水理実験や急勾配斜面海岸における遡上観測では長周期波の影響は相対的に弱いと述べている.

現地地形の空間形状について, Howd ら(1992)は, 沿岸流の中で存在するエッジ波の一樣斜面上での解析解を求め, 沿岸流によるエッジ波の波数変化とエッジ波の水位と流速波形の節腹構造の変化を示した. また, 沿岸流と同方向, 逆方向に伝播する 2 つのエッジ波の底層流速振動による地形変化計算から, 沿岸流の中で存在するエッジ波が, 海岸のバー・トラフ地形を三日月状の対称な地形から複雑なパターンへと変化させると推測している.

2. 5 おわりに

既存の研究成果から, さまざまな長周期波発生機構のうち, 現象の大きさから考えると発生する長周期波が大きいものとしては, 波として扱うかどうかは別にして波群拘束波と, 自由長周期波の中でその発生要因が砕波・反射・回折・屈折などによる波であろう. エッジ波については発生した長周期波と地形との干渉によって生じる特定の周期の波を選択する機構として作用し, その結果として特徴的な流況パターンと地形変化を生じさせると考えるのがよいであろう. また, 個々波の遡上による追いつき吸収機構については, 水位上昇を静的なものでなく, 周期の長い遡上流下流と変動する水面上を伝播する個々の波によって考慮すべき現象であると考え.

これら発生機構を含む数値計算モデルには, 波群の伝播計算では砕波を含む波の変形を計算できることが必要であり, また, 長周期波の計算では, 汀線位置の移動を含む非線形モデルが必要である. 地形変化計算については, 個々の波の底面振動流速と長周期流動の両方による漂砂量を波打帯, 砕波帯内, 沖波帯の領域で区別することなく計算する必要がある.

参考文献

- 岩田好一郎，榎木亨，信田亘(1981)：緩斜面における不規則波の遡上高さと遡上周期，
海岸工学論文集，第 28 巻，pp.330-334.
- 加藤一正，柳嶋慎一，栗山善昭，磯上知良(1989)：荒天時のバーム地形の侵食－長周期
波に注目した現地観測－，海岸工学論文集，第 36 巻，pp.354-358.
- 加藤一正，柳嶋慎一(1992)：長周期波によるバームの侵食，土木学会論文集，No.452,II-20，
pp.41-50.
- 加藤一正(1993)：緩勾配海岸と急勾配海岸の前浜に作用する外力の違い，海岸工学論文
集，第 40 巻，pp.421-425.
- 喜岡渉，川合正恭，田村真一(1990a)：非線形変調波に伴う長周期水位変動について，海
岸工学論文集，第 37 巻，pp.91-95.
- 喜岡渉，飯田耕三，水谷隆夫(1990b)：離岸堤まわりの長周期水位変動の変形特性，海
岸工学論文集，第 37 巻，pp.609-613.
- 喜岡渉，石原健司(1993)：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.
- 喜岡渉，武藤一平，林直正，北野利一(2003)：高波浪時における波群および長周期波の
伝播変形特性，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.246-250.
- 久保田進，水口優，竹澤三雄(1992)：遡上・反射波分布の予測モデル，海岸工学論文集，
第 39 巻，pp.21-25.
- 合田良実(1995)：不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について，水工学シリーズ 95-B-6，
20p.
- 佐藤慎司，浅野学，上野慎一郎(1994)：斜面上で碎波する波群による漂砂，海岸工学論
文集，第 41 巻，pp.421-425.

- 佐藤慎司, 斉藤栄一, 上月晃生(1991): 波の連なりが漂砂量におよぼす影響に関する研究, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.246-250.
- 柴山知也, 柏木幹雄, 岡安章夫(1992): 砕波帯内長周期波の漂砂量への効果, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp.316-320.
- 島田玄太, 内野敬太, 関克己, 水口優(2003): 高波浪時における汀線近傍の地形変化に及ぼす長周期波と短周期波の役割, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp.531-535.
- 土屋義人, 安田孝志, 山下隆男, 平本高志(1984): 海岸波浪の非線形性と波群構造, 海岸工学論文集, 第 31 巻, pp.168-172.
- 関本恒浩, 清水琢三, 鶴飼亮行, 坂野雅人, 近藤浩右(1991): 非砕波領域におけるサーフ・ビートの現地観測, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.91-95.
- 関本恒浩, 森屋陽一, 水口優(2000): 自由長周期波の発生とその定量的評価に関する理論的考察, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.236-240.
- 長瀬覚, 水口優(1994): 砕波帯における長周期波の発生に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.91-96.
- 日野幹雄, 灘岡和夫, 上野成三(1986): 砕波過程に着目したサーフ・ビートの発生に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 33 巻, pp.179-183.
- 間瀬肇, 土居宏行, 岩垣雄一(1983): 不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 30 巻, pp.114-118.
- 間瀬肇, 松本明男, 松元和伸, 岩垣雄一(1986): 波群特性が異なる不規則波の浅水・砕波変形特性, 海岸工学論文集, 第 33 巻, pp.169-173.
- 水口優(1994): 波群性入射波の砕波帯付近に発生する長周期波について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.96-100.
- Howd, P.A., A.J. Bowen, R.A. Holman(1992): Edge waves in the presence of strong longshore currents, J. Geophys. Res., Vol.97, No.C7, pp.11357-11371.

Nakamura,S. and K.Kato(1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave groups, Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., pp.990-1003.

Symonds,G, D.A.Huntley and A.J.Bowen(1982):Two-dimensional surf beat: longwave generation by a time varying break point, J. Geophys. Res., Vol87, No.C1, pp492-498.

3 章 波群と長周期波の観測

3. 1 はじめに

砂浜海岸は、荒天時の侵食と静穏時の堆積が繰り返し生じており、その砂移動の外力として、汀線で波高が最大となる長周期波が関係していることが示されている。また、砂浜地形の特徴である波の遡上帯の陸側に形成される小さな丘地形（バーム）が荒天時に侵食を受ける限界高さ、および、静穏時に形成される頂上の高さが、汀線での長周期波の波高で見積もることができることが明らかにされている（加藤ら,1989,1992; 柳嶋ら,1990）。したがって、汀線位置での長周期波の大きさが沖波の条件を用いて精度よくできるならば、海岸の急激な侵食とその後の回復過程の予測が、可能になると考えられる。沖での波の条件と汀線での長周期波高との関係では、合田(1975)のように、一様勾配斜面を用いた水槽実験による沖波波高・周期と浅海域の長周期波波高の実験式を求めることは有用であろう。しかしながら、現地の複雑な地形や海岸構造物を有する海岸では、長周期波の発生機構を含めて、沖の波の条件と砕波帯内の長周期波を推定する必要がある。砕波帯内の長周期波を励起する外力として考えられている沖波の有する特性として、波群あるいは波の連なりと呼ばれる波高の大きな波が何波か続いてくる現象がある。この波群を長周期波の発生に結びつけて、Longuet-Higgins・Stewart(1962)が沖の波群に拘束された長周期の波が砕波によって拘束を解かれ砕波帯内で自由長波となるという理論を示し、また、Symonds・Bowen(1984)は波群による砕波位置の岸沖の変化が波による過剰運動量フラックス（ラジエーションストレス）の時空変動を生じ、長周期の波を励起するという理論を示した。両者とも、沖の波群と長周期波との関連を示しているが、これらの理論の妥当性は現地データによって十分に検証されているとはいえない。

そこで、現地観測によって荒天時の沖波波群特性が沖から汀線に向かって変化する状

況と長周期波の波高が増加する関係を明らかにし、上記の長周期波発生の理論による計算結果と観測結果を比較することによってその計算結果の妥当性を検討する。

3. 2 波崎海洋研究施設における波群と長周期波の現地観測

3. 2. 1 現地観測の方法

時化時の波群と長周期波との関係の空間的、時間的変化を調べるために、茨城県鹿島港と千葉県銚子のほぼ中間に位置する鹿島灘に面した砂浜海岸にある全長 427m の波崎海洋研究施設観測栈橋（以下 HORF と記す）とその一直線上沖合（図-3.1）で、1989 年 2 月 25 日～3 月 1 日の 5 日間と 1989 年 10 月 6 日～9 日の 4 日間の現地観測を行った。

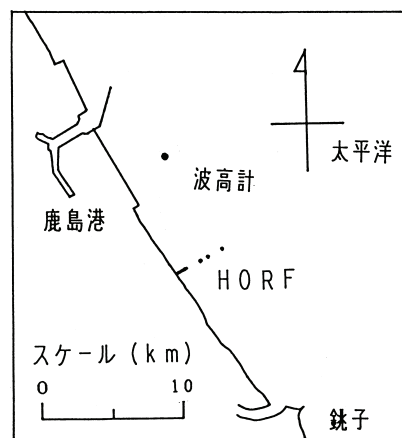


図-3.1 現地観測場所

いずれの観測においても、10 台の波高計を岸沖方向一直線上に配置した。波高計の設置位置と HORF とその沖合の断面図（1989 年 8 月測量、基準面 T.P.-0.687m）を図-3.2 に示す。岸側の 7 つの波高計(W1～W7)は、HORF 上に空中発射型超音波式波高計をおむね等間隔に取り付けてある。また、沖の 3 つの波高計(W8～W10)は、自記式の超音波式波高計を海底に設置した。これら沖の 3 地点(W8～W10)は、離れた位置に設置されるので、内蔵時計を同時スタートすることによって観測開始時間の測定の同期をとった。

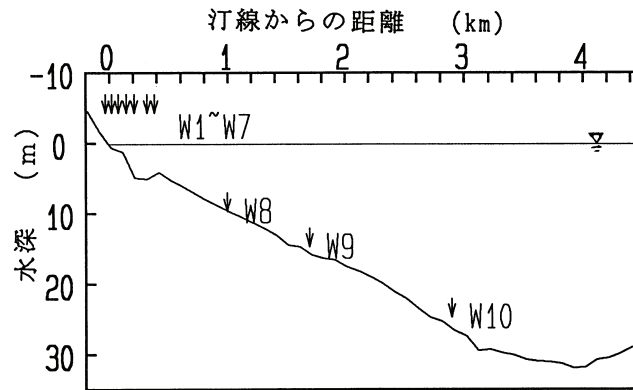


図-3.2 海底地形と波高計設置位置

通常の波浪観測では，正時を挟む前後 10 分間の観測を行うことによって短周期の波を 100 波程度観測することによって統計的に安定した解析を行うことができる．同様に，波群と長周期波についての解析を行うためには，100 波群または長周期波 100 波程度が必要となり，長時間のサンプリング時間となる．しかしながら一方で，波の状況は非定常であり，時間とともに変化していくので，サンプリング時間は長ければ長いほど良いわけではない．波群観測に必要なサンプリング時間については，Nelson(1987)が既に検討しており，水深 50m に設置した波高計で 20 分，40 分，60 分，・・・，120 分の連続波形から波群の繰り返し周期を求め，その変動係数から 20 分間の波形データでは信頼のおける結果が得られないこと，波群の解析には 80 分以上の連続波形データが必要であることが示されている．そこで，本調査では波形の収録時間を約 2 時間とし，HORF 上の W1～W7 は波形のサンプリング間隔 0.5s で毎偶数正時 30 分前から 1 時間 59 分の間データを収録し，次の収録のために 1 分間待機し，再び次の 1 時間 59 分間の収録を行うというほぼ連続した観測を行った．一方，沖合に設置した W8～W10 は，測定器の都合上，2 時間連続データを収録し，4 時間待機する方法で観測を行った．そのため，岸沖の 10 地点で同期した波形は，6 時間毎に 2 時間の連続波形が収録された．以後の解析では，この 6 時間毎の記録を用いた．

3. 2. 2 1989 年 2 月の観測期間中の海象状況

図-3.3 は、1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日に、鹿島港沖の D.L.-23.4m 地点(図-3.1 参照)で偶数正時をはさむ 20 分間に観測された沖波有義波の経時変化である。沖波有義波高は、2 月 25 日には 2m 以下であるが、低気圧が南岸沿いを発達しながら東進し、2 月 26 日明け方に銚子沖を通過したため、2 月 26 日に急激に大きくなり最大波高 3.7m を記録した。その後、徐々に減衰し、3 月 1 日には、ほぼ 2m 以下の波高になった。一方、沖波有義波周期は、低気圧に吹き込む 10m を越える北よりの風のため 2 月 25 日の 6s から 27 日の 8s と短いですが、27 日には周期も徐々に長くなり、27 日の早朝に 11s~12s のうねり性の波となった。そして、28 日の午後から短くなり 3 月 1 日には 9s となった。観測期間中の波浪は、期間の前半に風波が、後半にうねり性の波が卓越する状況であった。

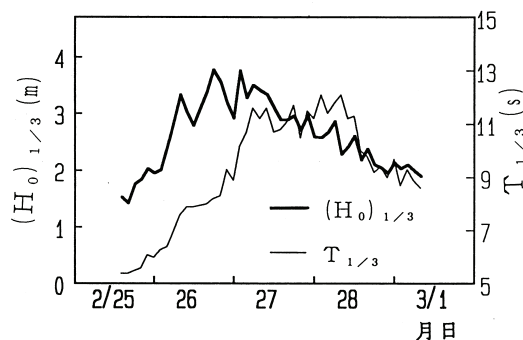


図-3.3 1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日の鹿島港沖波有義波高と周期の経時変化

3. 2. 3 1989 年 10 月の観測期間中の海象条件

図-3.4 は、鹿島港沖で観測された、1989 年 10 月 5 日から 10 月 9 日の沖波有義波の経時変化である。10 月 5 日から 7 日にかけて台風 8925 は東経 140 度付近をゆっくりと北緯 20 度から 30 度に移動している。10 月 5 日から 7 日の沖波有義波高は 2m 前後、沖波周期はほぼ 8s であった。10 月 8 日に台風はスピードを上げ、銚子沖合を北東へ通過した。これに伴い沖波波高は急激に増加し、最大波高は 4.6m となり、台風通過後、波高は急激に減少した。観測期間中の沖波周期は平均 8.5s であまり変化せず、ピーク時でも 10s と増加しなかった。

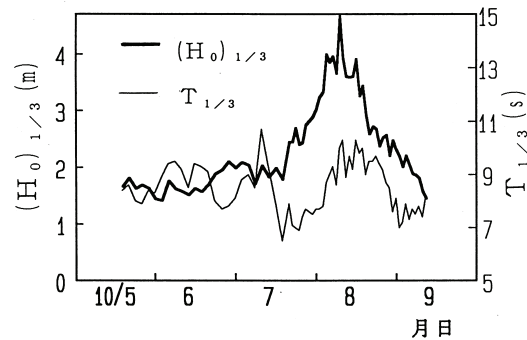


図-3.4 1989年10月5日から10月9日の鹿島港沖波有義波高と周期の経時変化

3. 3 波群特性の変化と長周期波の解析

3. 3. 1 砕波帯内外の波形とパワースペクトルの岸沖分布

沖での波群が強く、砕波帯内で長周期波の波高が高かった2月27日8時の20分間の波形記録を図-3.5に示す。図は上から順に、沖の波高計W10から汀線近くの波高計W2と順に並んでいる。横軸は時間、縦軸は水位上昇を正の方向とした水位変動を示している。比較のためいずれの図も観測時間中の平均水位を基準とし、縦軸を同じスケールにしている。波高計W1は潮位の関係で干上がっており、遡上波は到達していない。この時、目視観測ではW8とW7の間で波は砕けていた。砕波位置より沖の波高計W8～W10では、明瞭な波群構造があり、その波群構造が沖から岸へと伝播していることが分かる。砕波帯内の波高計W3～W7では、波形は上方に鋭く高く伸びる上下非対称となり、また、波峰が分裂して大きな波の後に小さな波が生じている。さらに汀線位置に近い波高計W2では、砕波によって個々の波の波形がほとんど消え、周期の長い波のみが残っていることが分かる。

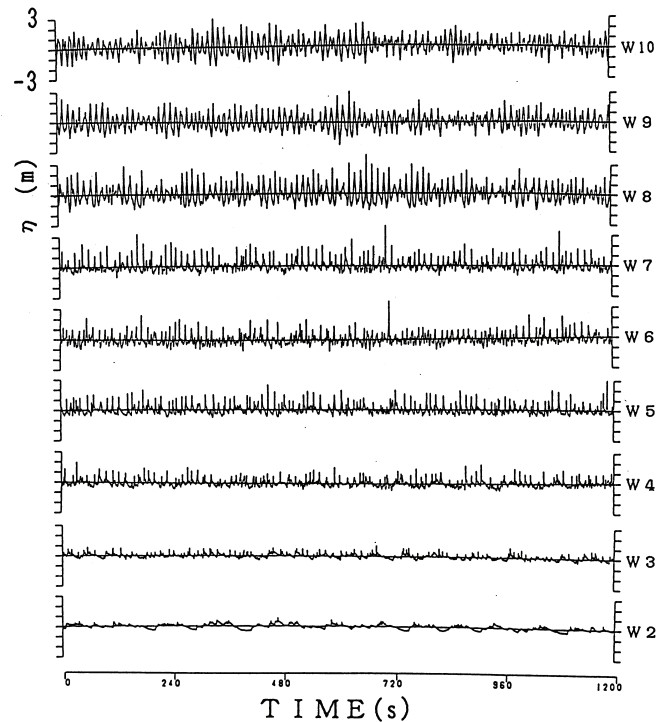


図-3.5 2月27日8時の波形記録

図-3.6 に、図-3.5 と同時刻での波のパワースペクトルの岸沖分布を沖から順に並べて示す。横軸は波の周波数、縦軸は波のパワースペクトル密度である。図中には、各地点でのスペクトル密度比較のための $S(f)=0.1$ の横破線と、沖でのスペクトル密度が小さくなる周波数 $0.04\text{Hz}(25\text{s})$ に縦破線を示している。沖での3つの波高計 W8～W10 のスペクトル分布には、高周波数側（短周期成分波）の $0.1\text{Hz}(10\text{s})$ 付近に波エネルギーの第1のピークがあり、低周波数側（長周期成分波）の $0.01\text{Hz}(100\text{s})$ 付近に第2のピークがある。

この高周波側の第1のピークについて沖から岸への変化を見ると、汀線に近づくにつれてそのスペクトル密度は小さくなるとともに、高周波側の密度が増加するため、ピークははっきりしなくなり、狭帯域スペクトル分布から広帯域の分布へと変化している。一方、低周波側の第2のピークについて沖から岸への変化を見てみると、汀線に近づくにつれてスペクトル密度は増加する。また、W2～W7 の低周波数側 $0.01\text{Hz}(100\text{s})$ 付近には図中に●で示した周波数で、スペクトル密度が小さくなっている。これは、海岸から

の反射波によって、この周波数の波が波高計の設置位置で重複波の節となり、水位変動が小さくなるためである。

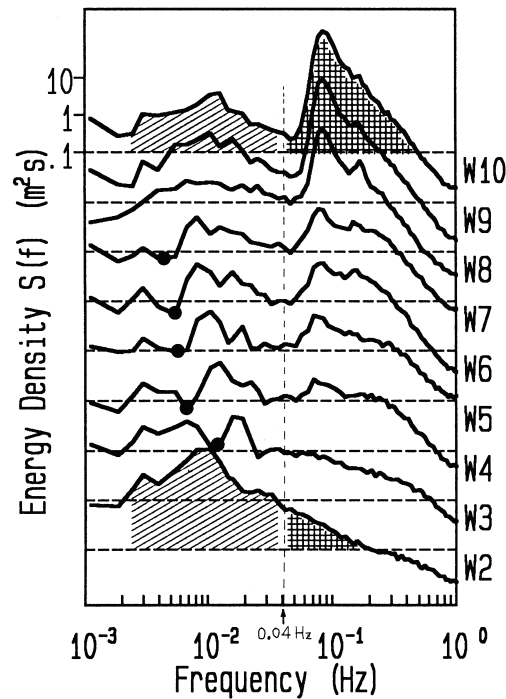


図-3.6 2月27日8時の波のパワースペクトル

砕波帯内外の波形記録と波のスペクトル分布から、沖の波に存在する波群構造が個々の波の砕波によって消滅し、それに代わり、周期の長い波が生じていることが見て取れる。砕波帯内外の波群構造の変化と長周期波高の変化を表すためには、沖から汀線までの波形記録に現われている波群構造を適切に表す特性値と長周期波の波高の算定法が必要となる。波群特性を表すパラメタについては、既存の波群特性を表すパラメタ、例えば、個々波の隣り合う波高の相関係数(γ_{HH})や個々波の連なりの繰り返し数(j_1, j_2)、波のスペクトル分布の幅を表す(ν, Q_p)、狭帯域スペクトルを仮定して求めた包絡線の相関係数 κ 、波のエネルギーの時間変化(SIWEH, GF) など、がある。しかしながら、これらの方法は比較的水深の深い場所で観測された水面波形に適用するための解析方法であり、今回の観測のように砕波点内外の波群構造を解析するための方法ではない。そ

ここで、波群構造の沖から岸への変化を統一的に評価するため、付録Aに示す方法（砕波帯内の小波を除去し、波の峰列と谷列のそれぞれにスプライン補間曲線を当てはめ、波高の時間変動を解析する方法）を用い、波群の繰り返し周期 T_R とその平均値 $\overline{T_R}$ 、波群の高さ ρ とその平均値 $\overline{\rho}$ および変動幅 ρ_{rms} を定義した(図-3.7).

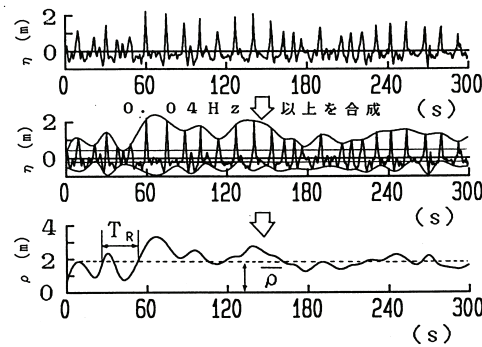


図-3.7 波群構造を表す特性値の定義

長周期波の波高については、図-3.6 に示すように周波数(0.04Hz)を境目として、沖から汀線近くまで、短周期の入射波と長周期の波とを分けて考えることができるので、長周期波の波高を次式で定義した。

$$H_L = 4\sqrt{m_0}, \quad m_n = \int_0^{0.04} f^n S(f) df \quad (3.1)$$

また、砕波帯内にある測点の長周期波高の平均値を H_{Lin} で、砕波帯外にある測点の長周期波高の平均値を H_{Lout} で表した。

3. 3. 2 波群特性と長周期波高の岸沖方向変化

この節では、波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L が岸沖方向にどのように変化するかを示す。図-3.8 は 2 月 25 日 20 時の沖波有義波高が 1.83m と小さく、沖波有義波の周期も 5.6s と短い海象条件での波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖方向の変化を示したものである。横軸は岸沖に設置した波高計の番号を示し、W2 は岸側、W10 は沖側の波高計である。図中の砕波点は、有義波高の最大値が出現する

水深（合田,1977）を用いて沖波諸元から求めた砕波位置である．図中の実線で示す波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ は，沖の波高計W10 で 22s程度であり砕波点を越えて若干短くなり 18s程度となる．また，破線で示す長周期波高 H_L は，砕波点付近で 0.1mから 0.2mにわずかに増加している．つまり，沖波有義波高が小さく波群性が弱い時には，波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L はともに砕波帯内外を通じてほとんど変化しない．

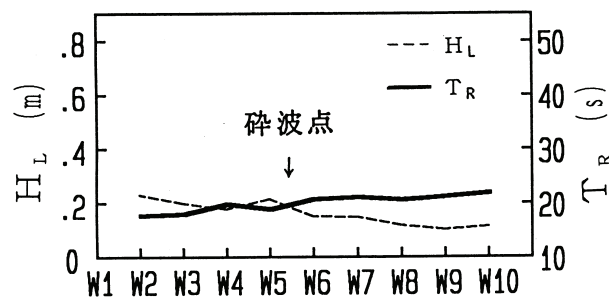


図-3.8 2月25日20時の波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖分布

図-3.9 は 2 月 27 日 8 時の沖波有義波高が 3.75m と高く，沖波有義波の周期も 10.2s と長い海象条件での波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖方向の変化を示したものである．図中の実線で示す波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ は，沖の波高計W10 で 50sと長く，砕波点をこえて 30sに急激に減少している．一方，破線で示す長周期波高 H_L は，沖で 0.2mであったものが，砕波点付近で急増し，砕波帯内では 0.6mとなっている．同様に，図-3.10 は 10 月 8 日 16 時の沖波有義波高が 2.58m ，有義波の周期が 9.5s の海象条件での波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖方向の変化を示したものである．この例においても，沖での波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ は 40s弱と長く，砕波点をこえて 20s以下に急激に減少し，それに対応して，沖で 0.1mであった長周期波高 H_L が砕波点付近で急増し，砕波帯内では 0.5mとなっている．

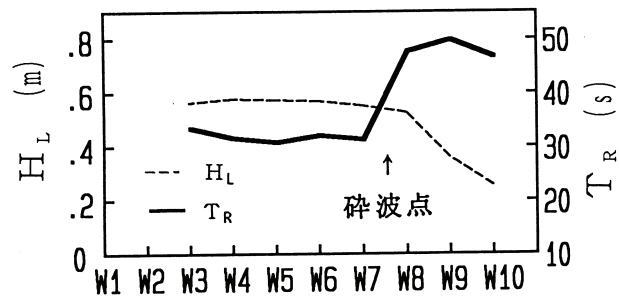


図-3.9 2月27日8時の波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖分布

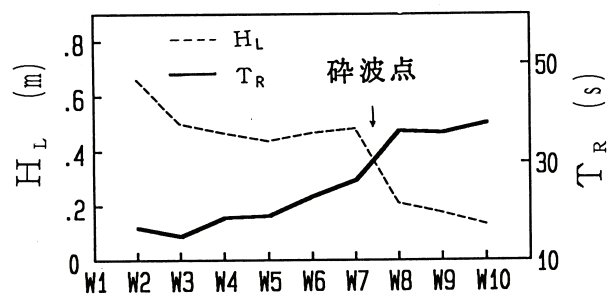


図-3.10 10月8日16時の波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と長周期波高 H_L の岸沖分布

沖での波群の特性値と砕波帯内での長周期波高との関係を示す。図-3.11 は、沖（W10 地点）での波群の平均値繰り返し周期 T_{Rout} と砕波帯内の長周期波高の平均値 H_{Lin} との関係を示す。図中の記号○は1989年2月25日から3月1日までの第1回目の観測データを、●は1989年10月5日から9日までの第2回目の観測データをそれぞれ示す。第1回目の観測期間では、最初に風波が入射し、続いてうねり性の波が来襲していた。また、第2回目の観測期間では、前線をともなった低気圧の通過と台風の接近が前後し、風波が卓越していた。このように、波浪状況が異なるにもかかわらず、データは図中の直線の周りにプロットされている。つまり、沖での波群の平均値繰り返し周期 T_{Rout} が長いとき砕波帯内の長周期波高の平均値 H_{Lin} が増加するという関係が改めて確認できる。

図-3.12 は、沖での波群高さの変動幅 ρ_{rms} と砕波帯内の長周期波高の平均値 H_{Lin} との関係を示す。波群高さの変動幅 ρ_{rms} が大きいほど砕波帯内の長周期波高の平均値 H_{Lin} が大きくなっている。

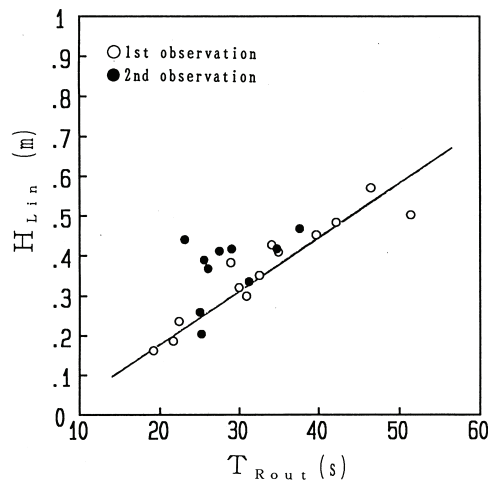


図-3.11 10月8日16時の沖での波群の平均繰り返し周期 T_{Rout} と長周期波高 H_{Lin} の岸沖分布

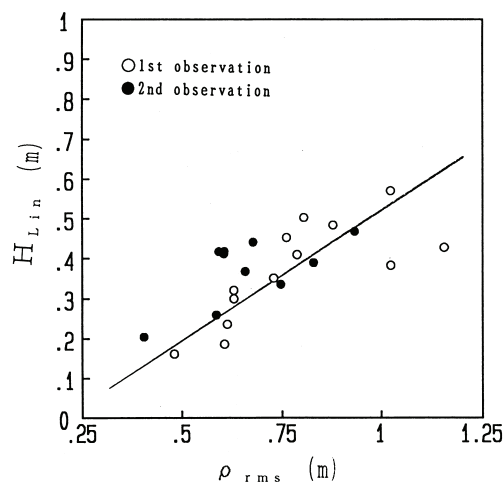


図-3.12 10月8日16時の波群高さの変動幅 ρ_{rms} と長周期波高 H_{Lin} の岸沖分布

3. 3. 3 波群と沖波有義波との関係

沖での波群の平均繰り返し周期 T_{Rout} と波群高さの変動幅 ρ_{rms} が砕波帯内の長周期波高 H_L の増減に関係していることが岸沖に設置した波高計記録の解析から示された。沖でのこれらの波群特性がわかれば、砕波帯内の長周期波高が推定できそうである。1970 年以来、港湾局関係機関により全国約 40 の地点で波浪観測が実施されており、これまでに膨大な波浪データが蓄積されている。この波浪観測は、2 時間毎に波の観測を 20 分

間行い, 有義波や平均波, 1/10 最大波などの波高と周期の代表値を算出するものであり, 波群の平均値繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と波群高さの変動幅 ρ_{rms} を直接計算することはない. 1990 年以降, 短周期成分と長周期成分に分離し, その代表値を算出することも始まっているが, 波群の統計については, まだ実施されていない. そこで, これまでに蓄積された膨大な波浪データ及び今後も継続され蓄積される波浪観測データを砕波帯内の長周期波高の推定に利用できるかどうかの可能性を検討するために, 今回の観測で得たデータをもとに, W10 での波群特性 (波群の平均繰り返し周期 $\overline{T_R}$ と波群高さの変動幅 ρ_{rms}) と沖波の諸元 (沖波有義波高 $(H_0)_{1/3}$, 沖波有義波の周期 $T_{1/3}$) との関係を示す.

図-3.13 は, 鹿島港沖 (図-3.1 参照) で観測された沖波有義波の周期 $T_{1/3}$ と W10 での波群の平均値繰り返し周期 T_{Rout} (繰り返し周期を求める時の基準高さは波群高さの平均値 $\bar{\rho}$) との関係を示したものである. 沖波有義波の周期は鹿島港沖での 20 分間の波形記録から計算したものであり, 波群の平均値繰り返し周期は W10 での 2 時間の記録から求めたものであることに留意されたい. なお, 図中の記号○は 1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日までの観測データを示し, ●は 1989 年 10 月 5 日から 9 日までの観測データを示す. 時化の種類は, 2 月の観測では低気圧の通過とその後のうねり, 10 月の観測では台風の通過と異なる波浪条件であるけれども, どちらの場合も, 沖波有義波の周期 $T_{1/3}$ と W10 での波群の平均値繰り返し周期 T_{Rout} との間には,

$$T_{Rout} = 4T_{1/3} \quad (3.2)$$

の関係がある.

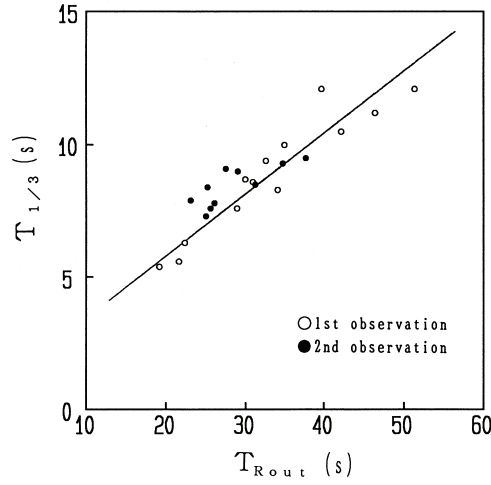


図-3.13 沖波有義波の周期 $T_{1/3}$ と沖での波群の平均値繰り返し周期 T_{Rout} との関係

図-3.14 は，沖波有義波高 $(H_0)_{1/3}$ とW10 での波群高さの変動幅 ρ_{rms} との関係を示したものである．有義波高 $(H_0)_{1/3}$ と波群高さの変動幅 ρ_{rms} との関係は，沖の波高の出現頻度がレーリー分布に従うと仮定すると，

$$p(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left(-\frac{\pi}{4} x^2\right), \quad x = \frac{H}{\bar{H}} \quad (3.3)$$

を用いて，波群高さの変動幅 ρ_{rms} は波の包絡線 ρ （波高の時系列をなめらかにつないだもの）の平均値 $\bar{\rho}$ まわりのばらつきであるから $\rho = H$ として，波群高さの変動幅 ρ_{rms} と有義波高 $(H_0)_{1/3}$ との間には，次のような関係がある．

$$\begin{aligned} \rho_{rms} &= \frac{1}{T} \int_0^T (\rho - \bar{\rho})^2 dt \\ &\cong \bar{H} \int_0^\infty (x-1)^2 p(x) dx \\ &= \frac{(H_0)_{1/3}}{1.6} \int_0^\infty (x-1)^2 p(x) dx \end{aligned} \quad (3.4)$$

数値積分を行って，

$$\rho_{rms} = 0.325 (H_0)_{1/3} \cong \frac{1}{3} (H_0)_{1/3} \quad (3.5)$$

この関係は，現地で得られた水位変化の時系列にスプライン補間を用いて求めた波群高さの変動幅 ρ_{rms} とその時の有義波高 $H_{1/3}$ の観測値との関係（図-3.13）とほぼ等しい．

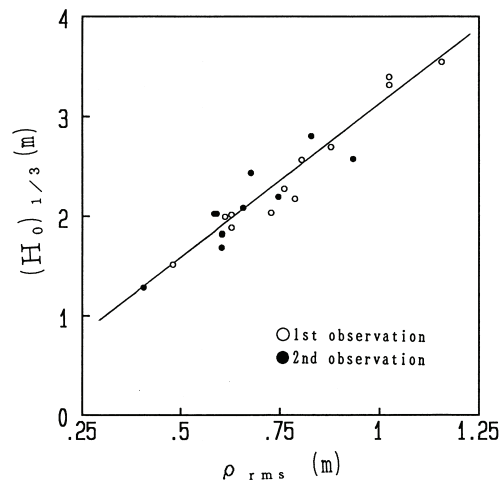


図-3.14 沖波有義波高 $(H_0)_{1/3}$ とW10での波群高さの変動幅 ρ_{rms} との関係

砕波帯内の長周期波の発生と強い関係のある沖での波群の平均繰り返し周期 T_{Rout} と波群高さの変動幅 ρ_{rms} が沖波の諸元（沖波有義波高 $(H_0)_{1/3}$ ，沖波有義波の周期 $T_{1/3}$ ）を用いて，式(3.2)の経験式と波高のレーリー分布出現頻度を仮定した式(3.5)でおおよそ推定することができた．次節では，式(3.2)を若干修正し，波の砕波位置の変動による長周期波発生モデルの検証を行う．

3. 4 現地データによる長周期波の発生理論の検証

3. 4. 1 長周期波の発生理論とその現地適用

長周期波発生の理論の一つに，Longuet-Higgins・Stewart(1962)による波群拘束波の成長と砕波による自由伝播理論がある．その理論の概略は以下のとおりである．沖での波群構造によって，波高の大きい部分と小さい部分の間にラジエーションストレスの勾配ができる．この波群構造で生じた力のバランスによって波高の大きい部分で平均水位が下がり，波高の小さい部分で平均水位が上がり，波群長を一波長とする長周期の波ができる．この長周期の波は波群とともに移動する拘束波であり，波群とともに浅海域にまで伝播する．そして，波群が砕波によって壊れる過程で，それまで波群の中に拘束されていた長周期の波が自由長波となって，砕波帯内に顕著に現われる，というものである．

波群に拘束された長周期の波が生じることは詳しく説明されているが、その自由長波となる機構については、具体的な説明されていない。また別の機構による長周期波発生の理論としては、Symonds・Bowen(1984)のものがある。この理論は、波高の大きい波は沖で砕波し、波高の小さい波は岸近くで砕波するため、波群が海岸に來襲すると、砕波点が岸沖方向にゆっくり変動する。この砕波点の岸沖方向の変動によって、ラジエーションストレスの勾配に時間変化が起き、砕波帯内に波群の繰り返し周期を基本周期とする長周期波が生じるという理論である。

これら 2 つの理論の中には波群の繰り返し周期、波群高さの変動を表す、パラメタがあり、砕波という過程によって長周期波が発生していると考えている点で、現地観測の結果とよく一致している。この 2 つの理論の大きな違いは、Longuet-Higgins・Stewart は、沖での長周期波は波群に拘束され岸へ伝播する波であると考え、Symonds・Bowen は沖での長周期波は沖へ進む進行波であると考えていることである。しかし、これらの考えは相反するものではない。沖で観測される長周期波はこれらのあるいは他の要因によって生じた長周期波が混在していると考えられるべきである。

図-3.15 は、Longuet-Higgins・Stewart の理論によって計算される長周期波と現地観測で得られた沖での長周期波高とを比較したものである。この平均水位の低下による長周期波の計算値は次のようにして求めた。Longuet-Higgins・Stewart によると水位の低下量は、

$$\eta = -\frac{S_{xx}}{\rho(gh - C_g^2)} + \text{const.} \quad (3.6)$$

で求められる。この平均水位の低下を波群中の個々の波について式(3.6)で求め、

$$H_L = 4\eta_{\text{rms}} \quad (3.7)$$

によって、波高を計算したものである。

Longuet-Higgins・Stewart の理論は観測された長周期波高の増加減少の傾向とあっているが、その大きさについては、観測値よりも小さい。また、全ての拘束波が砕波位置で

自由波となって拘束波と自由波が重なり合うと考えても、計算値は観測値よりも小さく、波群に拘束された長周期波以外に他の要因による長周期波の発生を考える必要がある。

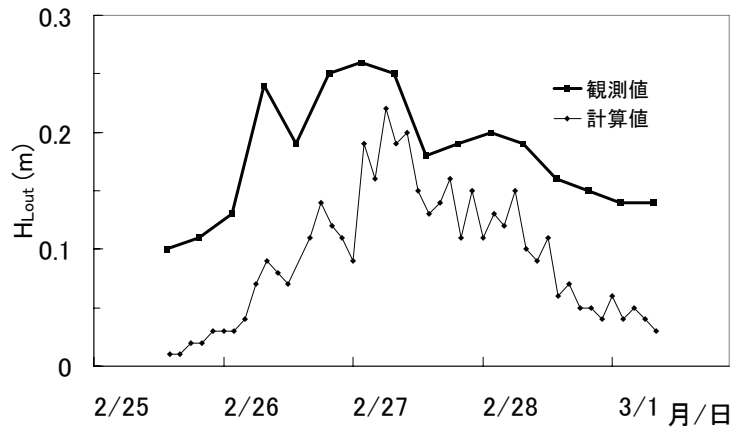


図-3.15 沖で観測された長周期波高と Longuet-Higgins・Stewart の拘束波理論による長周期波高との比較

次に、Symonds・Bowenの砕波位置の移動による長周期波発生理論を検証する。この理論は、波群性を有する波が入射するとき、小さい波は岸側の X_1 地点で砕波し、大きい波高の波は沖側の X_2 地点で砕波することによって、砕波位置が波群の繰り返し周期 T_R で岸沖方向に往復変動することによって、砕波帯内に周期 T_R の長周期波が発生すると考えた（図-3.16）。直角に入射する波群は、その波高が正弦的に変化すると仮定し、長波近似した運動方程式と連続式を連立させて理論解を求めた。外力は砕波帯内での砕波による波高変化（砕波波高水深比一定とする）に伴うラジエーションストレスの岸沖勾配である。また、砕波帯外は波高の変化は無い（波の浅水変形による波高増大や波の屈折による波高減少は無視する）とする大胆な仮定の下に構築されている。なお、Symonds・Bowenの理論の展開では砕波点位置の変動も正弦的であると仮定している。これは、図-3.16において小さな波高の波が X_2 から X_1 まで伝播するのに要する時間 t_b を無視したことによる。しかしながら、実際の海岸では、相当な時間をかけて小さな波は X_1 地点まで伝播するのであるから、砕波点位置は模式的に示したように歪んだ正弦変動をすること

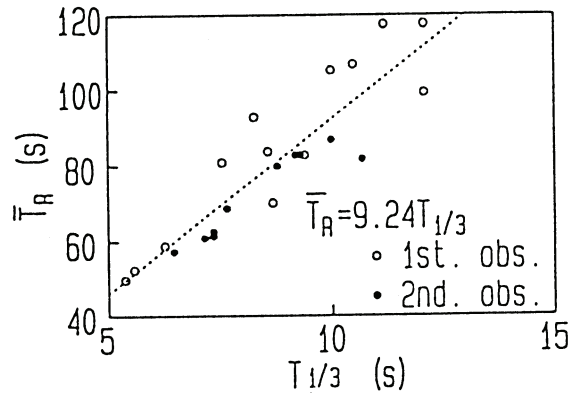


図-3.17 波群の繰返し周期 $\overline{T_R}(\rho_{1/10})$ と有義波の周期 $T_{1/3}$ との関係

(2) 波群の来襲による波高の時間変動は，波群の繰返し周期 $\overline{T_R}(\rho_{1/10})$ で正弦的に変化すると仮定して，

$$\rho(t) = \bar{\rho} + a \sin\left(\frac{2\pi}{\overline{T_R}} t\right) \quad (3.8)$$

のsin曲線で近似した．波群高さの変動幅 a の値は， $a = \sqrt{2}\rho_{\text{rms}}$ とし，式(3.5)の關係を用いて沖波の有義波高から求めた．そして，小さい波が碎波する地点 X_1 と大きい波が碎波する地点 X_2 は，波群の中の沖で碎波する波（波高 $\rho + a$ ）と岸側で碎波する波（波高 $\rho - a$ ）のそれぞれ波について，合田(1977)が示した不規則波の碎波指標（浅水変形によって有義波高の最大値が出現する水深）を用いて計算した．

(3) 碎波位置の移動による長周期波発生の解析解を得るため海底勾配 $\tan\beta$ を一様と仮定したが，現地の海底勾配は，表-1 で示すように，汀線付近で 1/100 勾配であり沖に行くほど勾配は緩く 1/140 勾配となっている．この長周期波発生モデルにおいて碎波位置での海底勾配が重要な影響因子であるので，時化時の比較的波高が高く沖合で碎波する波を想定して，海底勾配を $\tan\beta=1/100, 1/120, 1/140$ の 3 ケースについて計算した．

表-1 汀線から距離との海底勾配

汀線からの距離 (km)	海底勾配
0.1～0.8	1/100
0.8～1.3	1/122
1.3～4.0	1/137

3. 4. 2 実測値と計算値との比較

図-3.18 は, 修正Symonds解で計算した砕波帯内の長周期波高の平均値と観測値の平均波高 H_{Lin} を 1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日の期間について比較したものである. 計算値と観測値の長周期波高の増加・減少する傾向は合っている. しかし, 海底勾配を 1/100 とした時の計算では, 長周期波高が大きいとき, 計算値は観測値に比べて過大な値になっており, 海底勾配を 1/120, 1/140 の緩やかな勾配を用いると過大な値の計算値は観測値に近づく. 図-3.19 は, 1989 年 10 月 6 日から 9 日までの観測期間について修正Symonds解による計算値と観測値を比較したものである. 2 月の観測期間と同様に, 緩やかな勾配を用いると計算値は観測値に近づく.

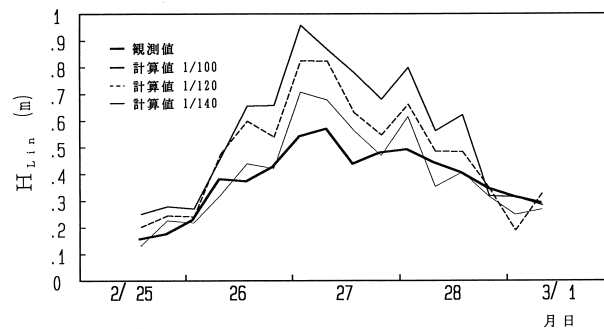


図-3.18 砕波帯内の長周期波高の観測値と修正 Symonds 解による計算値との比較
(1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日)

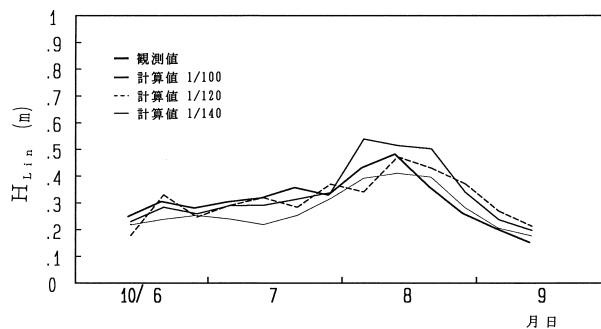


図-3.19 砕波帯内の長周期波高の観測値と修正 Symonds 解による計算値との比較
(1989 年 10 月 6 日から 9 日)

海底勾配を 1/100, 1/120, 1/140 と変えて砕波帯内の長周期波高を計算した結果、海底勾配が 1/140 のとき修正 Symonds 解による計算値は、時化時の砕波帯内の実測長周期波高に近づく。海底地形の岸沖断面（図-3.2 参照）で海底勾配が 1/140 になるのは汀線からの距離が 1.3km の付近であり、この位置は時化時の砕波位置にあたることから、海底勾配一様とする仮定の下では、砕波位置付近の海底勾配を用いる必要がある。

次に、沖の長周期波高について比較する。図-3.20 は、1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日までの観測について沖での長周期波高の観測値と修正 Symonds 解で計算した砕波位置から沖側へ進行する長周期波の波高とを比較したものである。計算値と観測値の長周期波高の増加・減少はよく合っている。図-3.21 は、1989 年 10 月 6 日から 9 日までの観測について沖での長周期波高の観測値と修正 Symonds 解の計算値を比較したものである。10 月 7 日午後から 8 日午前中の観測値と計算値の乖離が大きい。これは、この期間に台風による風速 15m/s 以上の強風が吹いていたため、周期の短い風波が生じ、有義波の周期が短くなったため、波群の繰返し周期も短く推定され、長周期波の計算結果が小さくなったと考えられる。

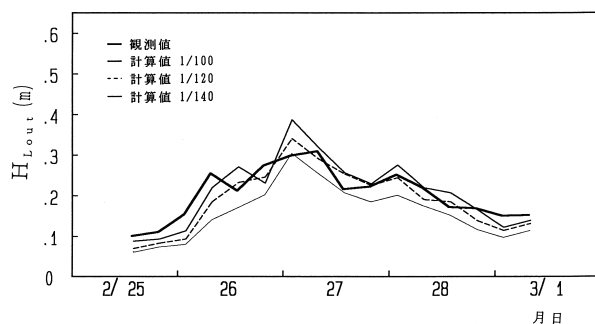


図-3.20 沖での長周期波高の観測値と修正 Symonds 解による計算値との比較
(1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日)

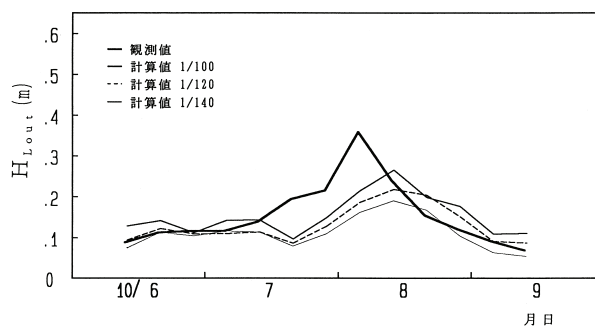


図-3.21 沖での長周期波高の観測値と修正 Symonds 解による計算値との比較
(1989 年 10 月 6 日から 9 日)

波群の繰返し周期と沖波有義波の周期との関係について、観測値によって経験的に求めた関係式であり、波群構造そのものに立ち入った定式化ではないことに、今後の課題は残されているが、修正 Symonds 解を用い、砕波位置付近の海底勾配と沖波有義波の波高と周期をパラメタとして、砕波帯内外の長周期波高を推定できることがわかった。そこで、HORF に常設された波高計 W1～W2 で年間を通じて 1 時間毎に観測を行っている長周期波の波高観測記録と、鹿島港沖の有義波高と周期を用い、修正 Symonds 解で計算した砕波帯内の長周期波高の比較を図-3.22 に示す。ここで、通年を通して地形は変化せず、また、波高の低い時も砕波位置付近の海底勾配は 1/140 で変わらないと仮定して計算を行っている。図の横軸は、波高計 W3～W7 の観測された長周期波高の平

均値，縦軸は修正 Symonds 解で計算された砕波帯内の長周期波高の平均値である．波高計 W1 は，荒天時の高潮位の場合以外，干出しており，また，W2 は潮位によっては干出するため，ここでは取り除いてある．観測値と計算値は，ばらつきはあるけれども，ほぼ 1 対 1 の関係があり，全国で実施されている 20 分間の波浪観測データを用いて汀線付近での長周期波高の大まかな推定が可能であることを示唆している．

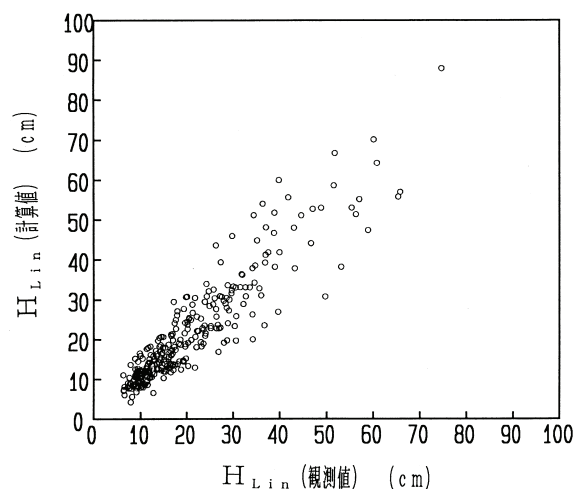


図-3.22 年間を通した砕波帯内の長周期波高の観測値と修正 Symonds 解による計算値との比較

3. 5 おわりに

1989 年 2 月 25 日から 3 月 1 日までの 5 日間と 1989 年 10 月 6 日から 9 日までの 4 日間，波崎海洋研究施設とその沖合の一直線上に整列した波高計 10 台による連続同時観測を行った．この岸沖方向に設置した波高計がとらえた波群特性の岸沖変化を解析するために，砕波時に生じる小波除去と個々波の峰点と谷点をスプライン補間した波の包絡線解析を用いた波群高さと波群の繰返し周期による特性評価方法を開発した．その結果，沖での波群性が強いとき，波群特性の一つである波群の繰返し周期は長く，砕波の過程で短くなることを示した．また，波群の繰返し周期の変化が砕波内外で生じるとき，周波数が 0.04Hz 以下の波の成分で定義される長周期波高は，砕波帯内で大きくなることを現地観測データによって示した．さらに，長周期波発生の理論の一つである

Symonds・Bowen(1984)の砕波位置の移動による長周期波発生理論の修正を行い、現地での適用を可能にした。最後に、現地観測地点の直近にある港湾局が常設している鹿島港沖観測局から得られる有義波高と周期の観測値を用いて、砕波帯内の長周期波高を推定可能であることを示した。

参考文献

加藤一正，柳嶋慎一，栗山善昭，磯上知良(1989)：荒天時のバーム地形の侵食－長周期波に注目した現地観測－，海岸工学論文集，第 36 巻，pp.354-358.

加藤一正，柳嶋慎一(1992)：長周期波によるバームの侵食，土木学会論文集，No.452,II-20, pp.41-50.

合田良実(1975)：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報告，第 14 巻，第 3 号，pp.59-106.

合田良実(1977)：港湾構造物の耐波設計，鹿島出版会，237p.

柳嶋慎一・加藤一正・村上裕幸(1990)：バーム形成に関する現地調査，第 37 回海講論文集，pp359-363.

Longuet-Higgins, M.S. and R.W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beat', J. Fluid Mech.vol.13, pp.481-504.

Nelson, R.C.(1987): Wave groups -The length of a piece of string,8th Australasian Conf. on Coastal and Ocean Engineering, pp.1-4.

Symonds, G. and A.J.Bowen (1984):Interactions of nearshore bars with incoming wave groups, J. Geophys.Res.vol.89, c2, pp.1953-1959.

4 章 波群の地域特性

4. 1 はじめに

波群と係留浮体の長周期動揺や海洋構造物の安定性、構造物上への越波、波群によって生じる長周期波、港内静穏度、漂砂との関係が注目され、波群の現地観測または波群を考慮した模型実験および数値シミュレーションが行われるようになってきた。しかしながら、波群の出現特性やその強さについての定常的な観測や統計解析はいまだ行われておらず、全国的な波群の来襲頻度や大きさは明らかになっていない。波群特性に関する定常的な観測が行われない理由の一つに、さまざまな波群パラメタが考え出され、どのパラメタが波群の統計量として適切かが示されていないことがある。そこで、種々の波群パラメタの統計的性質および相互の関係を明確にし、波群パラメタと波浪統計量との関係を現地実測データにもとづいて検討を行う。具体的には、波群の統計処理を行うのに十分な水面変動記録をもとに各種波群パラメタ値を計算し、相互の比較を行う。また、定常的に観測され統計処理されている波別解析を用い、波高と周期の出現分布形状、特に周期分布形状に注目して、波群特性との関係を明らかにする。さらには、これまでに蓄積された全国港湾海洋波浪観測網の波浪統計量を用いて、全国沿岸の波群性の強い高波の出現頻度を示す。

全国港湾海洋波浪観測網によって実施されている波浪観測では、偶数正時の前後 10 分間の水面変動データと流速変動データを用いて、ゼロダウncロス法による波別解析とスペクトル解析が行われ、有義波高 $H_{1/3}$ とその周期 $T_{1/3}$ 、平均波高 H_{mean} や平均周期 T_{mean} 、周波数帯ごとの波向と波のエネルギーなどの波浪統計が整理されている。しかしながら、3 章で示したような波群性に関するパラメタ、例えば、個々波の隣り合う波高の相関係数(γ_{HH})や個々波の連なりの繰り返し数(j_1, j_2)、波のスペクトル分布の幅を表す(ν, Q_b)、狭帯域スペクトルを仮定して求めた包絡線の相関係数 κ 、波のエネルギーの時間変化

(SIWEH, *GF*) などの解析は行われていない．そこで，全国港湾海洋波浪観測網のうち，伏木富山港，および，鹿島港，潮岬，鳥取港の波浪観測所に水面変動を長時間収録するための記録装置を設置し，波群特性解析を行った．いずれの地点の水面位変動データも，2 時間毎に 119 分間収録されたもので，サンプリング周期は 0.5 秒である．表-4.1 にデータ収集の期間と波高計の種類および設置水深を示す．

表-4.1 現地観測の場所と計測方法，観測期間，測得データ数

観測場所	水深	波高計	観測期間	測得数
伏木富山港	17.0m	超音波式	1993年11月12日～1994年 4月11日	146
鹿島港	23.4m	超音波式	1994年 2月25日～1994年 5月13日	357
潮岬	50.5m	超音波式	1994年 5月27日～1994年12月12日	447
鳥取港	30.0m	超音波式	1994年12月19日～1995年 1月25日	224

鹿島港での観測は，沖での波群と砕波帯内での長周期波との関連を調べるために，鹿島港波浪観測局と波崎海洋研究施設で波群と砕波帯内の長周期波との関連を長期間にわたって観測しているものの一部である．伏木富山港での観測は，冬期に富山湾内に現れる寄り回り波と呼ばれる波を観測するために行った．この寄り回り波は北海道西海上から長距離を伝播して富山湾に進入する発達した波群と考えられている．潮岬での観測は，太平洋岸の遮蔽物の少ない地点での波群観測のため，鳥取港での観測は，日本海側の遮蔽物の少ない地点での波群観測ために行った．各観測地点の有義波高 $H_{1/3}$ と有義波周期 $T_{1/3}$ の結合度数分布を図-4.1 に示す．これらの海象条件の異なる観測データを用いて解析を行った．

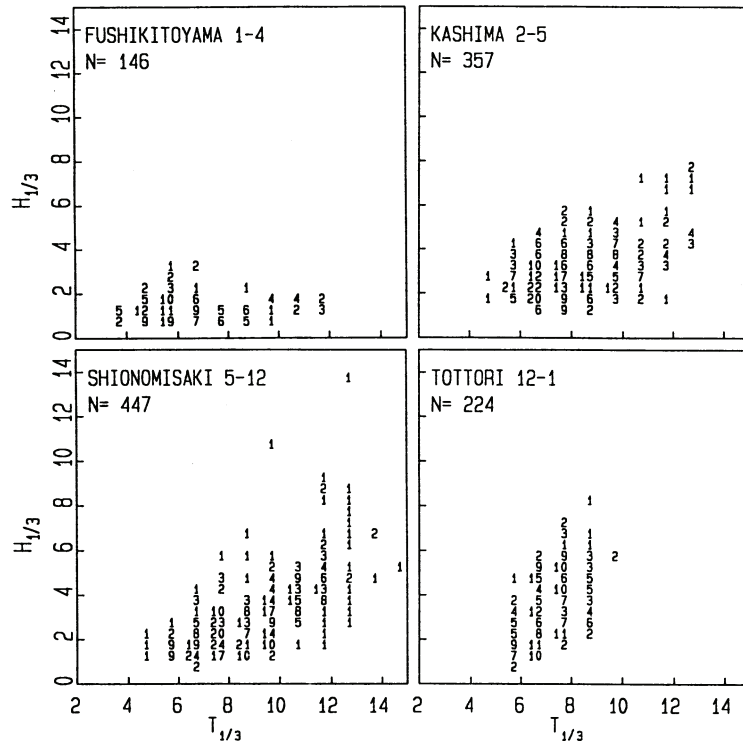


図-4.1 各観測地点の波高と周期の結合度数分布

4. 2 波群特性と波の周期統計

4. 2. 1 波群性の強さを表す種々のパラメタと相互の関係

沖合の波の波群性を表す代表的なパラメタとして、平滑化した波エネルギーの時間変化を用いるFunke・Mansard(1979)のグループネスファクター GF (波のエネルギーの変動係数)、個々の波の並び順序を用いた波の連なりの継続時間または波数を表す合田(1976)の高波の連長 j_1 、および、高波の繰り返し連長 j_2 、隣り合う波の相関係数 γ_{HH} 、波のスペクトルを用いた方法としては、波形の包絡線相関係数 κ (Battjes, 1984)、スペクトル分布型の幅を表す Q_p (合田, 1974)などがある。これらは水面波形の時間変動や波高の列、波のスペクトルの分布形状などを用いて、違った見方で波群の特性を表現しているので、これらパラメタ相互の相関は高い。また、どの観測地点においても同様の相関がある。これらパラメタの中で、特に、隣り合う波の相関係

数 γ_{HH} と他のパラメタ間の相関は 0.8 以上であり、非常に高い。図-4.2 は横軸を γ_{HH} 、縦軸を他のパラメタとし、観測データの解析結果を示したものである。これらの関係の中で、 γ_{HH} と j_1 および j_2 についてはKimura (1980)が理論式を与えており、その理論式による計算結果を図中に実線で示す。理論式による γ_{HH} と j_1 および j_2 の関係はKimura (1980)でも示されているように、現地観測結果よりもわずかに短い高波の連長 j_1 となるが、その関係は極めて良く一致する。図-4.2 に示すように、波群性を表すパラメタには相互に相関があり、いずれのパラメタを用いても、波の波群性の強弱を表すことが可能である。そこで、以後の解析では波群性を表すパラメタとして主に γ_{HH} を用いることにする。それは、 γ_{HH} が水位変動から個々の波を定義し（個別波法）、隣り合う波高の相関係数を求める簡便な方法であること、他のパラメタはスペクトルフィルタや重み関数を重畳して算定され、計算過程に任意性があること、各港で行われている波浪統計処理の中に将来的に簡単に付加できるパラメタであること、などの理由による。次項では、個別波法による周期の出現頻度に注目して、波群性と波の周期との関係を調べる。

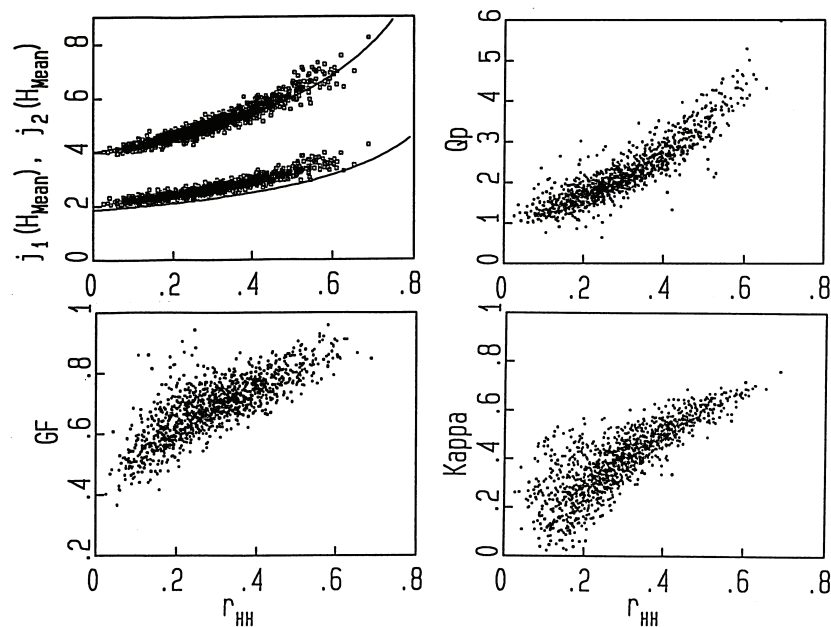


図-4.2 波群パラメタ相互の関係

4. 2. 2 波群特性と周期の出現頻度分布のひずみ度

ゼロクロス法を用いて個々の波の波高と周期を定義し、波高と周期それぞれの出現頻度分布を求めると、波高の出現頻度分布はレーリー分布とよく一致するが、周期の分布型は時化毎にさまざまに変化するため、周期の分布型を表す理論的な分布型を当てはめることは難しい。図-4.3に潮岬の観測で得られた波群性の異なる2つの記録(左図:1994年9月8日20時,右図:同年同月20日12時)の波形記録と周期の出現頻度分布を示す。波形記録に波群性が強く現れるとき(左図: $\gamma_{HH}=0.69$)、平均周期よりも周期が長い波の出現頻度が高く、周期分布は尖った右よりの歪を持った形状となる。一方、波群性が弱いとき(右図: $\gamma_{HH}=0.16$)、平均周期よりも周期が短い波の出現頻度が高く、周期分布はなだらかで左に歪んだ形状となる。これらの図から、波群性が強い時には、周期が長く、また、周期が揃った波が来襲しているといえる。さらに、波の周期分布形状の違いを利用して、図-4.2に示した他の波群パラメタと同様に波群特性を表すことも可能である。

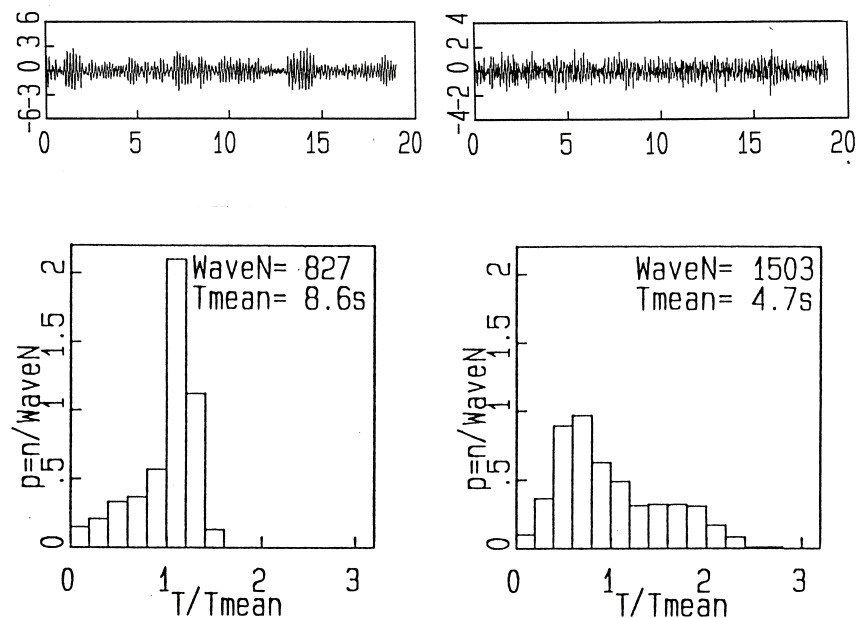


図-4.3 波形記録に現れる波群性と周期の出現頻度分布

そこで、周期分布の四分位統計値 (Quartile Value) を用いた歪度(Skewness)を用いて周期分布形状の違いを表した。四分位統計値とは、データを小さい順に並べ、0%, 25%, 50%, 75%, 100%の位置のデータ値である。各値は、それぞれ最小値 Q_0 、第1四分位数 Q_{25} 、中央値 Q_{50} 、第3四分位数 Q_{75} 、最大値 Q_{100} で表される (図-4.4)。また、式(1)で表される四分位歪度 QS (Quartile Skewness) は、分布が非対称形を示す場合にその形状を示す簡単な方法である。図-4.5 は、周期分布の四分位歪度 $QS(T)$ と既存の波群性を表すパラメタである隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} との関係を表したものである。周期分布の歪度 QS には、既存の波群性パラメタと同様に波群性との強い相関がある。

(4.1)

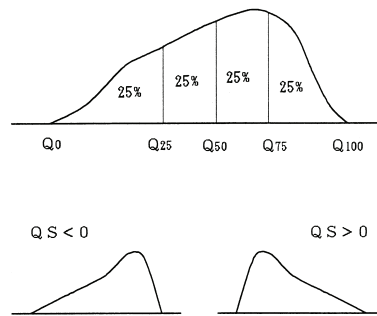


図-4.4 四分位統計値 Q_{xx} と四分位を用いた分布形の歪度 QS の模式図

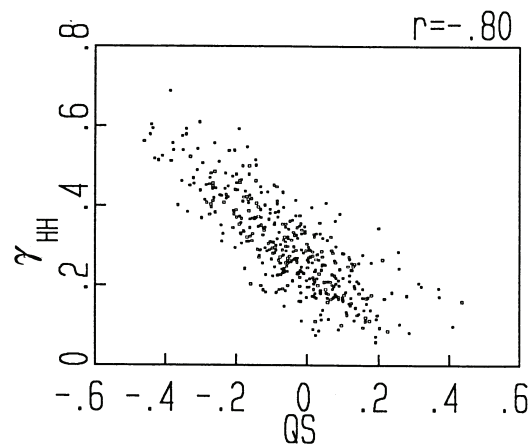


図-4.5 周期分布の歪度 QS と隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} の関係

波の周期に関する統計処理によって、波群性が強い時には、周期の揃った波が来襲していること（図-4.3）、波の周期分布が波群性によって変化し、その歪度 QS によって波群性を表せること（図-4.5）を示した。このことは、波の周期の解析によって、波群の出現頻度やその強度を統計処理することが可能であることを示唆している。しかしながら、我が国沿岸の波浪観測地点では、波群性を表すパラメタの算定のみならず、周期そのものの統計解析についても行われていないのが現状である。次節では、波浪観測値（義波高とその周期、平均波高と平均周期）を用いて、波群パラメタを推定する方法を提案する。

4. 3 波の諸元の代表値を用いた波群特性の推定

4. 3. 1 波浪観測による波群パラメタの推定

全国港湾海洋波浪観測網によって、我が国沿岸の 62 の観測地点で波浪観測が行われ、各地の波浪の特性として、波の諸元（上位 1/10 波高とその周期と有義波高とその周期、平均波高と平均周期）が解析整理されている。しかしながら、既存の波群パラメタや前節で波群特性との強い相関を示した周期分布の歪度、周期そのものの統計解析は行われていない。そこで、現在解析されている波の諸元を用いて、波群特性を推定することを試みた。波高や周期の分布形を表すものとして、有義波高と平均波高の比 $\chi = H_{1/3}/H_{\text{mean}}$ や、有義波の周期と平均周期の比 $\tau = T_{1/3}/T_{\text{mean}}$ などが考えられる。有義波高は、100 波程度の観測期間中の高い波の上位 1/3 の平均値であり、有義波の周期は、その高い波の周期の平均値である。したがって、有義波の周期と平均周期の比 τ は、波高の高い波の集団の平均周期と全ての波の平均周期との間にどれだけの隔たりがあるかを表すパラメタとなっており、波高比 χ とあわせてパラメタとすることにより、何らかの周期分布特性を示すと考えられる。そこで、波高この波高比 χ と周期比 τ を用いたパラメタ $\chi^n \tau^m$ と隣合う波高の相関係数 γ_{HH} との相関を n, m を総当り的に調べると、図-4.6 の相関係数コンタ

一が示すように $n:m=2.5:-1$ でパラメタ $\chi^n \tau^m$ と隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} とは高い相関を示すことがわかった．係数 n,m を $n=2, m=-1$ とするとパラメタ $\chi^n \tau^m$ は，深海域における運動量モーメント E/c の高波の集団と全体との比 $(E/c)_{1/3}/(E/c)_{\text{mean}}$ と意味づけることができるが，なぜ $n:m=2.5:-1$ で高い相関を示すのかは不明である．波高計設置水深の影響については，解析した4地点の水深による差異は明らかではなかった．そこで，パラメタ $\chi^n \tau^m$ の水理学的意味は不明であるが，隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} の推定式として $n:m=2.5:-1$ とした次式を仮定し，その係数 a, b を最小二乗法で求めた．

$$(4.2)$$

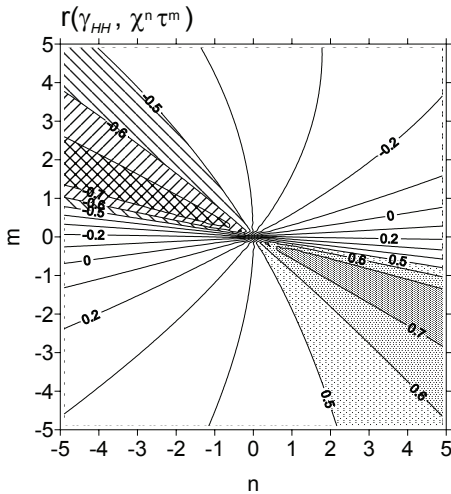


図-4.6 γ_{HH} と $\chi^n \tau^m$ との相関係数

表-4.2 最小二乗法で求めた各観測地点の係数 a, b

観測地点	A	B
伏木富山港	0.74	-1.69
鹿島港	0.69	-1.50
潮岬	0.69	-1.52
鳥取港	0.72	-1.57

表-4.2 に鹿島港および伏木富山港，潮岬，鳥取港の係数 a ， b の値を示す．係数の値は4つの観測地点でほぼ同じ値になっている．これは，解析処理された波の諸元である有義波と平均波の波高と周期の値を用いたパラメタ $\chi^{2.5}\tau^{-1}$ が，その物理的な意味は不明であるが，隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} や周期分布の歪度 QS などによって表される波群パラメタと同等な指標となっていると考えられる．そのため，他の波群パラメタと同様に隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} との相関は高く，波高計設置水深や地形などの地域特性によらず，波に内在する非線形特性や分散特性の結果として生じる波群特性を表していると考えられる．太平洋岸と日本海岸の限られた4つの観測地点ではあるが，回帰係数 a ， b がほぼ同じ値になっているので，これらの値が全国沿岸で同じであると仮定して，次項では，4観測地点の係数の平均値 $a=0.71$ ， $b=-1.57$ とした式(4.2)を用いて，波群特性の推定を行う．

4. 3. 2 全国沿岸の波群出現頻度の推定

全国港湾海洋波浪観測網において2時間毎に観測・整理されている1990年から1995年の5年間の有義波と平均波の諸元と式(4.2)を用いて，全国の波群の強い波の来襲頻度を推定する．ここでは，波群性の強い波を，隣り合う波高の相関係数 $\gamma_{HH}>0.4$ ，かつ，有義波のエネルギーフラックス(EC_g)が年間平均のエネルギーフラックスより大きいものと定義し，その月別出現頻度を求めた(図-4.7)．これは，波の波群特性によって生じる沿岸の工学的な問題，例えば，長周期波による海岸侵食や港内の係留船舶動揺など，を予測する場合，波高の高い波と低い波の連続的な繰り返しが続くと同時に波のエネルギー(E)やそのフラックス(EC_g)などの諸量が大きい時化の事象が重要となるためである．

月別の波群性の強い波の出現頻度の推定値は，日本海岸では波群性の強い高波の出現頻度は冬期に高く10%程度，夏期はほぼ0%である．これは，冬季の荒天事象と同じ程度の出現頻度である．また，西部太平洋岸では夏期，特に台風期に高くな

り，東部太平洋岸ではほぼ一定して5%程度の出現頻度がある。

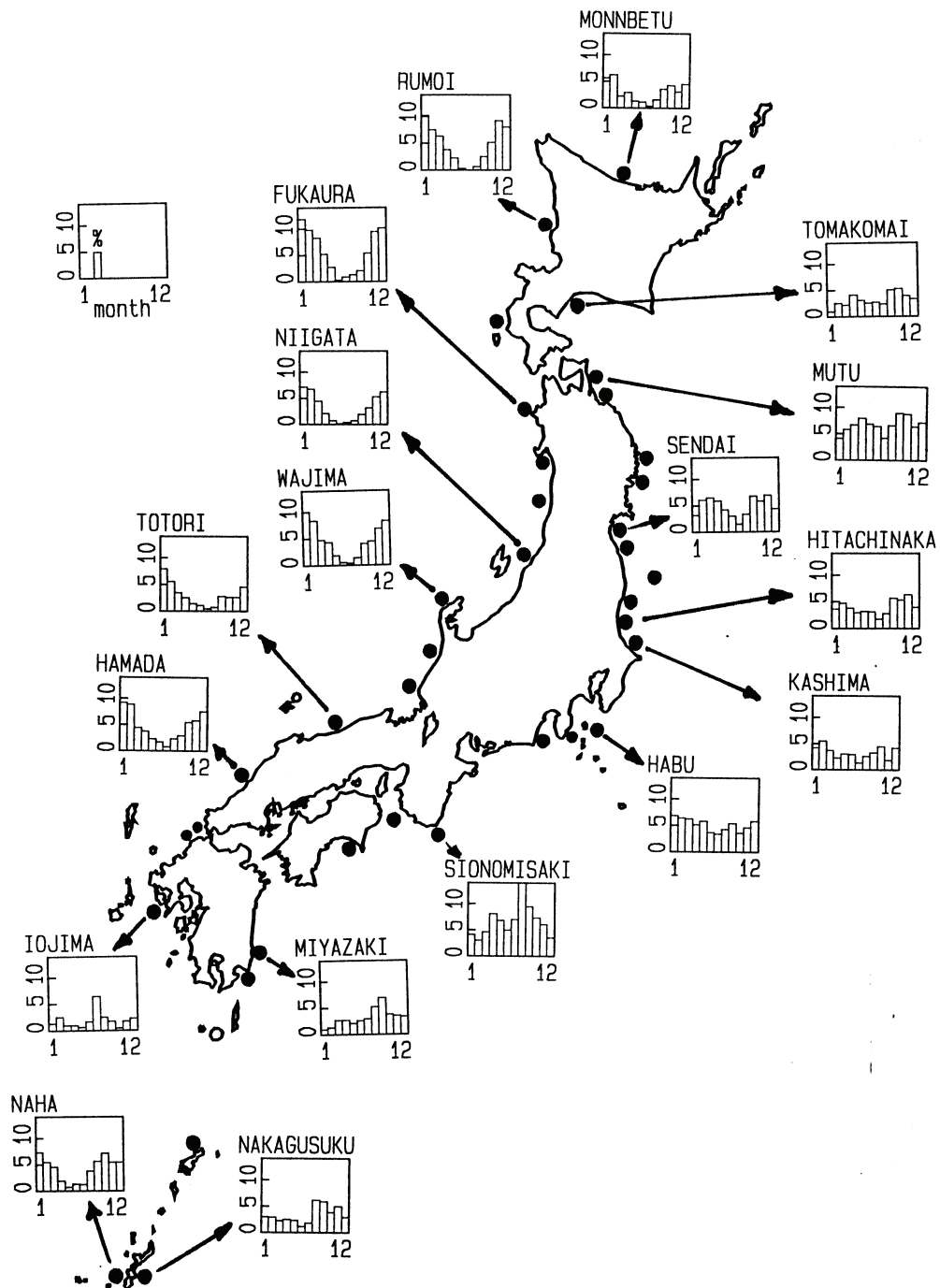


図-4.7 全国沿岸の波群性の強い高波浪の月別出現頻度

4. 4 おわりに

本章では、伏木富山港および鹿島港、潮岬、鳥取港での現地観測にもとづいて、波群性を示すパラメタである隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} と各種の波群性パラメタ間の相関を示した。また、波群性が強い時、平均周期より長い波の出現頻度が多く、その出現頻度分布の歪度が隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} と強い相関があることを示した。周期の出現頻度分布が波群性と強い関係があることから、純粋な周期の統計による波群性の推定方法ではないが、既存の有義波および平均波の波高と周期の波浪統計値を用いた推定式(4.2)を提案した。さらに、推定式に用いた係数は観測地点によって変わらないことから、全国沿岸の波群性の強い高波浪の月別出現頻度を示した。推定した月別出現頻度によると、日本海岸では波群性の強い高波の出現頻度は冬期に高く 10%程度、夏期はほぼ 0%、西部太平洋岸では夏期、特に台風期に高くなり、東部太平洋岸ではほぼ一定して 5%程度の出現頻度がある。これらの出現頻度から、波群性の強い波はある特殊な海象条件によって生じ、沿岸に来襲するものではなく、冬季風浪や台風、低気圧の通過などのありふれた海象条件下でも、頻繁に来襲していることが分かった。

全国沿岸の波群出現頻度の推定では、式(4.2)を用いて有義波および平均波の波高と周期の波浪統計から、無理やり隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} を推定した。こうした推定は、あくまで便宜的な方法であり、全国港湾海洋波浪観測網においても観測データに基づく γ_{HH} の算定や周期そのものの統計処理を行い、波群についての観測を行う必要があると考える。

鹿島港波浪観測局の使用にあたっては旧第二港湾建設局鹿島港工事事務所、富山港新湊波浪観測局の使用にあたっては旧第一港湾建設局新湊事務所、高知港桂浜浪観測局の使用にあたっては旧第三港湾建設局高知港工事事務所、潮岬浪観測局の使用にあたって

は旧第三港湾建設局ならびに和歌山県串本土木事務所，鳥取港浪観測局の使用にあたっては旧第三港湾建設局鳥取港事務所のご協力をいただいた．ここに記し，感謝の意を表する．

参考文献

合田良実(1976)：波の連なりの統計的性質について，港湾技術研究所報告，第 15 巻，第 3 号，pp.3-19.

Battjes, J.A. and G.Ph. van Vledder (1984): Verification of Kimura's Theory for Wave Groups Statistics, Proc.19th Intl. Conf. Coastal Engg., pp.642-648.

Funke, E.R. and E.P.D. Mansard (1979): On the Synthesis of Realistic Sea States in a Laboratory Flume, National Research Council Technical Report LTR-HY-66, Ottawa, Canada

Kimura, A. (1980): Statistical Properties of Random Wave Groups, Proc.17th Intl. Conf. Coastal Engg., pp.2955-2973.

Longuet-Higgins, M.S. (1957): The statistical analysis of a random, moving surface, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser.A, Vol.249, pp.321-387.

5 章 波群と海浜流動の数値モデル

5. 1 はじめに

これまでの各章で示したように、沿岸には波群性を有する波が来襲し、この波群性を有する波が岸へ伝播する過程で波が変形することによって、砕波帯内の長周期の水面変動や流動が生じている。この沿岸の波群と長周期流動は、浜への大きな遡上や海浜流の変動、漂砂を生じ、海岸地形を大きく変化させる。海岸地形変化の予測技術の確立を困難にしている要因として、漂砂現象が一粒の砂移動の積み重ねによって生じるマクロな現象であるからという理由がよく挙げられるが、上記の時化時の波群や長周期流動による沿岸域の波流れの複雑さについても大きな要因の一つと考えられる。

現在一般に実務で用いられている平面2次元海浜変形モデルは、長期間の波浪条件を代表する波の諸元で計算された定常な波浪場(波高・波向)を用いて海浜流の計算を行い、得られた流れの計算結果あるいは波と流れの計算結果を用いて漂砂量を計算し、その収支から地盤高さの変化を求めるものである。こうした計算モデルは、個々の時化の状態を無視し平均的な漂砂量を計算することによって数年程度の長期予測計算を可能にしているのであるが、時化による短期的な地形変化を予測することはできない。それは、時化時に顕著になる波の遡上は、平均的な波浪によって生じるものではなく、個々の波の大きさやその来襲する時間的な間隔によって生じる現象だからである。波の遡上による地形変化の効果を平面2次元海浜変形モデルに取り込む試みとして、清水ら(1994)のように遡上域の仮想的な水深を設定し、沿岸方向の漂砂量による汀線の前進・後退を計算したものがある。これは長期間の波浪を代表する諸元である平均波による波の遡上効果を地形変化に取り込むものであり、時化時の波の遡上そのものの効果を考慮したものではない。また、個々波の遡上による地形変形効果を考慮したモデルとして、佐藤・Kabiling(1994)のように波の非線形性を考慮したブシネスク方程式を用いて波と平均水

位の変化および海浜流を計算し、さらに、1 計算ステップごとに汀線計算格子の水位差を用いて汀線位置を移動させる手法により遡上域の地形変化を計算したものがあある。この方法は汀線付近の漂砂量算出や移動汀線処理に汀線変化モデルや流量フラックスモデルによる別途計算が必要となるため計算負荷が大きくなり、また、非線形波の計算自体の計算負荷が大きい。

本章では、任意の地形と構造物配置条件下での波の回折・反射、屈折、浅水、碎波変形を精度よく計算し、かつ、波の位相を考慮した長周期の波と流れを励起する力を算定する簡便な波動モデルと平均水位の変動に伴う波の遡上や汀線移動を考慮した流動モデルを開発し、既存の掃流砂や浮遊砂による地形変化モデルを組み合わせることによって、時化時の沿岸の地形変化予測計算を実用的な範囲で行うことが可能なモデルの構築を行う。

5. 2 波群変形と海浜流変動，地形変化モデル（2D）

5. 2. 1 モデルの計算手順

構築する地形変化モデルは、波の伝播・変形計算、平均水面・海浜流計算、地形変化計算の 3 つの数値計算サブモデルとこれらに関連付ける波による流れの励起理論および波・流れによる底質移動量の経験式で構成される(図-5.1)。こうした波の変形とそれに伴う流れへ移行という物理的なメカニズムに基づいたモデルを用いることによって、また、既存研究における理論式や実験式を用いることによって、複雑な地形や構造物によって生じる波と流れの場の変化と局所的な波と流れに起因する地形変化を逐次計算するものである。

本モデルでは、波群による長周期の波と流れの発生を逐次計算する計算負荷を軽減するために、取り扱う波を振幅変調規則波に限定する。一見、実海域で観測される波群性を持つ波を振幅が時間変動する規則波として取り扱うことは、複雑な波群の取り扱いと

して不適切であるように思えるが、第4章で示したように波群性が水面変動記録に強く現れているときの波の周期を解析するとその分布は一つの周期帯に多くの波が集まった分布形となる(Nakamura,1996)こと、波群性が強いときの波のパワースペクトル形状は狭帯域化するので波群性の強い波の包絡線は容易に求めることができること(Nakamura・Dodd,1997)、第3章で示したように有義波の周期と平均的な波群の繰返し周期との間には強い相関がある(加藤ら,1991)ことから、波群による長周期の波と流れを計算するモデルにおいて振幅変調規則波を用いることは、長周期の波と流れの発生原因となる波群性を持つ波の特徴を強調した波を仮定したといえる。また、実海域で観測される波には長周期の波そのものも含まれているが、観測で得られる波の長周期成分については、多くの発生源からの長周期成分が重なり合った状態で観測され、分離不可能であることから、対象海域における長周期成分を推定して与えることは難しい。本モデルでは長周期の波と流れの計算の境界条件として諸々の長周期の波と流れを付与することができるが、今回は波群によって生じる長周期の波と流れを計算することを主眼とし、沖からの長周期の波と流れそのものを入射することは行わない。

入射波を振幅変調規則波に簡略化する一方で、ラジエーション応力の計算は、過剰運動量フラックス定義式に立ち戻って計算を行い、波の一周期分づつ時間平均計算によって、長周期の波と流れの励起力の非定常性を考慮した。

本モデルは波から長周期の波と流れへの干渉と長周期の波と流れから波への干渉を考慮する。すなわち、ラジエーション応力の勾配を波から長周期の波と流れを励起する外力とするとともに、この外力によって生じた長周期の波による平均水面の変化と流速を波の伝播・変形計算における水位と流れの場としてフィードバックし計算を行う。したがって、汀線付近の遡上と流下が生じる範囲では、長周期の波と流れの遡上によって生じた遡上水面にも波が伝播し、遡上によって生じた新たな水面においても波による長周期の波と流れの励起計算を行う。また、河口域における流出がある場合や構造物によ

って流れが速くなる場合、遡上波の流下時に生じる強い流れがある場合、構造物によって離岸する流れが集中する場合などでも計算が可能である。地形変化については、水深の変化として波の変形計算および長周期の波と流れの計算にフィードバックされ、水深変化による底面せん断力の変化として底質移動量の計算にも影響を及ぼす。以下、波の伝播・変形計算、波による流れ励起力、長周期の波と流れの計算、底質移動量式、地形変化計算の順に説明する。

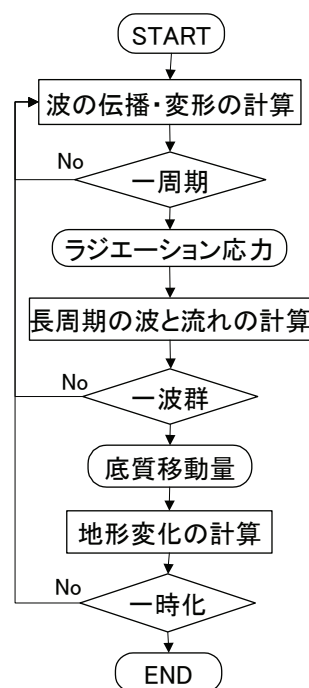


図-5.1 モデルの構成

5. 2. 2 波の伝播・変形計算モデル

沖から来襲した波は、浅海域を伝播する過程で海底地形や構造物の影響を受け、屈折、浅水変形、砕波変形、回折・反射によって、波高や波向きが変化する。こうした波浪変形を波の位相を含めて精度よく推定することが、漂砂の外力としての海浜流や波の遡上を評価する上で重要となる。海浜流や波の遡上は、離岸流の消長や寄せる波の大小でわかるように、極めて非定常な現象であり、これらを励起する波の振幅と位相の変化によ

って変動する．波の振幅と位相を計算するモデルとして，波の非線形性を考慮して波と流れを同時に計算するブシネスク方程式を用いたモデルもあるが，数値境界条件の処理や適用範囲の問題，大領域計算における計算時間の問題があるので，本モデルでは波の非線形性は犠牲にするけれども，数値計算処理の問題の比較的少ない非定常緩勾配方程式を用いる．非定常緩勾配方程式は，波の屈折や浅水変形，回折・反射の計算を波の位相を含めて扱うことができること，また，波による過剰運動量フラックス（ラジエーション応力）を計算する際に厳密に一周積分された値を算定できること，さらに，振幅変調を行った規則波を用いることにより簡便に入射波群を取り扱うことができる利点がある．流れから波への干渉と砕波による減衰を考慮した非定常緩勾配方程式は次式で表される．

$$\begin{aligned} \frac{D^2\phi}{Dt^2} + (\nabla \cdot U) \frac{D\phi}{Dt} \\ = \nabla \cdot (cc_g \nabla \phi) - k^2 c^2 (1-n) \phi - f_D \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{aligned} \quad (5.1)$$

ここで， ϕ は水表面ポテンシャル，演算子 $\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \right)$ ， $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$ ， c は波速， c_g は群速度， k は波数， n は群速度波速比， f_D は砕波減衰係数を表す．

式(5.1)を離散化し，適切な計算領域端数値境界条件および構造物境界条件の下に沖合入射境界から水表面ポテンシャル ϕ_{INPUT} を与え，時間発展的に水表面ポテンシャル ϕ を計算する．計算された水表面ポテンシャル ϕ の時間変化および空間勾配から，水面変動

$$\tilde{\eta} = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad \text{水面流速 } \tilde{u} = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \tilde{v} = \frac{\partial \phi}{\partial y} \text{ が求められる.}$$

ここで，記号 \sim は水表面における波の諸量を表す．砕波減衰は，波高水深比の砕波限界を超える波の変位に対して，超過割合に応じて水表面ポテンシャルを減じた．波高水深比の砕波限界値 γ_b については，局所的な水深波長比 kd_b を用いたMiche型の砕波限界式に，Goda (1975)の底面勾配 $\tan\beta$ の影響を付加した次式を用いた．

$$\gamma_b = \frac{H_b}{d_b} = \gamma_0 \left(1 + 15 \tan^{4/3} \beta \right) \frac{\tanh(kd_b)}{kd_b}, \quad \gamma_0 = 0.80 \quad (5.2)$$

数値計算では、式(5.1)を計算領域のセル内で水表面ポテンシャルの値が一定としてセル内の領域積分と空間的な離散化を行い、差分による時間の離散化を行った。この水表面ポテンシャルの離散式を水表面ポテンシャルの入射境界および計算領域端境界、構造物境界の条件のもとで、陽解法による逐次計算を行った。計算領域端の数値境界条件は、水槽壁のような完全反射境界、計算領域内からの波を通過させ無反射の状態を作り出す透過境界、計算領域の両端の境界を繋げた繰り返し境界の3つを適宜用いて計算を行った。また、計算領域内の構造物に対する境界条件として、各セルの境界で完全反射となる線境界のみを用いた。任意反射率の構造物境界については、完全反射線境界と水表面ポテンシャルの減衰によって再現可能であるが、減衰項の物理的意味付けが不明なため本モデルへの組み込みは行っていない。

5. 2. 3 波による流れ励起力の理論式

波の存在によって生じる流れの励起力を理論的に説明する概念として、ラジエーション応力が用いられる。沿岸域など海底地形の変化や構造物の影響の強い領域では、時間的空間的な位相を含めた波の変形を解き、その波の一周周期当たりのラジエーション応力を、定義式に立ち戻り、時間積分によって求めなければならない。波の運動量フラックスの一周期間における過剰分として定義されるラジエーション応力は、波の変形が緩やかであると仮定すると、水平2方向 x, y 、鉛直 z 方向の波の流速成分 u, v, w および水面変動 η を用いて次式で定義される。

$$S_{xx} = \rho \int_{-h}^0 \left(\overline{u^2} - \overline{w^2} \right) dz + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (5.3)$$

$$S_{yy} = \rho \int_{-h}^0 \left(\overline{v^2} - \overline{w^2} \right) dz + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (5.4)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho \int_{-h}^0 \left(\overline{uv} \right) dz \quad (5.5)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は波の一周期で時間平均する操作を表し、 ρ は海水の密度、 g は重力加速度、 h は水深を表す。

ここでは、窪ら(1992)と同様の手法で波の表面諸量を用いてラジエーション応力を表示し、別途、波の非定常数値計算から求まる波の諸量の時間平均値を用いて、ラジエーション応力を算定する。波の流速成分 u, v, w および水面変動 η は、水表面ポテンシャル ϕ から得られる波の表面諸量と微小振幅波理論による鉛直関数を用いて、次式で表される。

$$u = u_0 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, \quad v = v_0 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, \quad w = w_0 \frac{\sinh k(z+h)}{\sinh kh}, \quad \eta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (5.6)$$

ここで、 $u_0 = \frac{\partial \phi}{\partial x}$, $v_0 = \frac{\partial \phi}{\partial y}$, $w_0 = \dot{\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t}$ 。

これらを式(5.3)～(5.5)に代入し整理すると、

$$S_{xx} = \rho \left(A \overline{u_0^2} - B \overline{\dot{\eta}^2} \right) + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (5.7)$$

$$S_{yy} = \rho \left(A \overline{v_0^2} - B \overline{\dot{\eta}^2} \right) + \frac{1}{2} \rho g \overline{\eta^2} \quad (5.8)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho A \overline{u_0 v_0} \quad (5.9)$$

ここで、 $A = \frac{1}{\cosh^2 kh} \left(\frac{h}{2} + \frac{1}{4k} \sinh 2kh \right)$, $B = \frac{1}{\sinh^2 kh} \left(-\frac{h}{2} + \frac{1}{4k} \sinh 2kh \right)$ で計算される。

流れを励起する力 (F_x, F_y) はラジエーション応力の空間勾配によって次式で表される。

$$F_x = \frac{\partial}{\partial x} S_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} S_{xy}, \quad F_y = \frac{\partial}{\partial x} S_{yx} + \frac{\partial}{\partial y} S_{yy} \quad (5.10)$$

5. 2. 4 長周期の波と流れの計算モデル

通常の実務で用いられる水位上昇および海浜流の計算は波浪条件が定常であると仮定して、波浪変形計算によって得られた波高分布と波向き分布を用いて、定常状態の水位および海浜流が計算される。しかしながら、実際の海では汀線位置は寄せては返す波によって常に変動し、時には大きく遡上したり流下したりする。また、沿岸流や離岸流

についても間欠的に強くなったり弱くなったりすることからわかるように、平均水面の変動および海浜流は非定常な現象である。こうした周期数秒から十数秒の波より長い周期で生じる非定常な現象を水位変動の面から捉えたものが長周期波であり、流れの変動として捉えたものが長周期流動と呼ばれるものである。沿岸における長周期の波と流れは、汀線において平均水位の上下動による汀線位置のゆっくりとした変動および浜を遡上流下する流れを生じさせる。時化時に顕著になる浜を遡上する長周期の波と流れは、その遡上先端での砂の巻き上げや流下時の速い流れによって海岸地形を大きく変化させている。この長周期の波と流れとその遡上を考慮することによって沿岸の波と流れによる底質移動などの複雑な現象を適切に予測することが可能になると考える。

本モデルでは長周期の波と流れによる汀線位置の移動を考慮した計算手法を用いる。一般に移動する境界を持つ数値計算は、境界の移動に特殊なアルゴリズムを別途必要とし、かつ、その計算のために多くの時間を要する。この移動境界計算にかかる負荷のために広域における遡上による計算が困難なものとされてきた。本モデルではこの移動境界の問題を基礎方程式の不変量表示と有限体積法による離散化を用いることによって簡略化し、移動境界処理にかかる計算負荷の少ない方法を開発した。具体的には、水深方向に積分され、波の一周平均された非線形長波の質量保存および運動方程式を用いて平均水位の変動および海浜流の計算を行う。式の導出の過程で波による流れの励起力となるラジエーション応力は運動方程式の中に必然的に導入され、質量保存式と水平*i*方向の運動方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(d) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha}(d\hat{u}_\alpha) = 0, \quad d = h + \hat{\eta} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(d\hat{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(d\hat{u}_i\hat{u}_\alpha + \frac{1}{2}gd^2\delta_{i\alpha} \right) \\ = -F_i - \tau_i + gd \frac{\partial h}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (5.12)$$

ここで、 d は全水深、 \hat{u}_i は*i*方向の流速、 F_i は起流力、 τ_i は*i*方向の摩擦抵抗を示す。これ

ら方程式を有限体積法で離散化し、隣接するセル間のフラックスを逐次計算することにより解を求めている(Nakamura・Dodd, 1997). 数値計算の手法については、付録Cの波群変形と長周期波発生の岸沖数値モデルを参照のこと. 適切な計算領域端での流速および水位の境界条件と計算領域内のラジエーション応力分布の時間変化を与えることによって、水面上昇 $\bar{\eta}$ および海浜流 \bar{u}_l が計算される. 本モデルは遡上先端においても隣接するセル間の流量フラックスを計算することにより解を求めており、陸域のセルに流入する流量フラックスに応じて自由に移動する汀線境界を比較的容易に計算できる特長を持っている. ただし、汀線セルでの全水深 d が小さく、汀線セル内の流速が長波の波速より大きな流速となる場合には、セルを通過する流量によって決まる等流一射流限界水深と流速を用いて全水深と汀線セル内流速を制限する処理を行っている.

5. 2. 5 波と流れによる底質移動量の経験式

底質の移動量については、波による底面振動流によって生じる掃流砂による移動量と浮遊砂による移動量を時々刻々求めることのできる佐藤・Kabiling (1994) の実験式を準用した. この実験式は、二次元造波水路における一様勾配斜面の変形結果と数値計算で得られた移動形態毎の底質移動量との比較によって得られたものであり、遡上域における底質移動と波と流れとを直接計測して得られたものではない. しかしながら、各瞬間における底質の移動方向と量を底面流速で評価しており、移動形態毎に底質移動量が得られるため、遡上による底質移動量を計算する本モデルで有用である. 掃流砂による移動量 $\bar{q}_B(t)$ は次式で計算される.

$$\frac{\bar{q}_B(t)}{\sqrt{(s-1)gd_s^3}} = A \psi(t)^{0.5} \max(\psi(t) - \psi_c, 0) \frac{\bar{u}_b(t)}{|\bar{u}_b(t)|} \quad (5.13)$$

また、浮遊砂による移動量 $\bar{q}_s(t)$ は次式で計算される.

$$\frac{\bar{q}_s(t)}{w_s d_s} = B \max(\psi(t) - \psi_c, 0) \frac{\bar{u}_b(t)}{|\bar{u}_b(t)|} \quad (5.14)$$

ここで、 s は粒子の比重、 g は重力加速度、 d_s は粒径、 w_s は粒子沈降速度を表す。係数 A は掃流砂量係数、係数 B は浮遊砂量係数である。佐藤・Kabiling（1994）の実験式では、 $A=1.0$ 、 $B=3.5$ を用いているが、実験漂砂量式や地形変化量との比較によって値を決定する必要がある。 $\bar{u}_b(t)$ は底面近くでの流速ベクトルを表し、微小振幅理論を用いて計算される波による底面流速 \bar{u}_b と流れ \bar{u} のベクトル和で求められる。 $\psi(t)$ はシールズ数と呼ばれる底面でのせん断力の大きさを表す無次元量で次式によって計算される。係数 f_w は底面に作用する流れによるせん断力を計算する上で重要な係数であるが、波と流れが重畳する場合についてはよくわかっていないので、ここでは $f_w=0.01$ として一定値を与えることとする。

$$\psi(t) = \frac{f_w}{2} \frac{\bar{u}_b(t)^2}{(s-1)gd_s} \quad (5.15)$$

ψ_c は限界シールズ数と呼ばれる流径 d_s の粒子が流れによって動きはじめるときのシールズ数である。碎波帯内のように乱れの強い領域の算定法は確立されていないので、流れによる底質の初期移動限界公式を用いた。時々刻々計算される底質移動量 $\bar{q} = \bar{q}_B + \bar{q}_s$ を波の一周期間で加算することにより、正味の底質移動量を計算した。

5. 2. 6 地形変化計算モデル

地形変化量は、時々刻々変化する底質移動量の空間的な不均衡によって生じる。これは底質の連続式と呼ばれる次式で表される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) \quad (5.16)$$

ここで h 水深、 q_x は x 方向の底質移動量、 λ は空隙率で底質中の堆積時における単位体積に占める空隙の割合を示す。ここでは $\lambda=0.35$ として計算する。

5. 3 数値計算結果の検証

5. 3. 1 砕波による波高減衰と沿岸流速分布の検証

砕波減衰と沿岸流計算の検証データとして、Visser(1991)の実験結果 4 を用いた。この実験は、平面水槽実験で問題となる側壁の影響を低減するために、流量を精密に制御できるポンプを用いて、汀線から砕波位置沖側までの範囲の側壁で吸込・吐出流量の制御を行った上で、斜め入射波によって生じる沿岸流を計測したものである。実験は、水深 0.35m の一様水深部と斜面勾配 1/20 の滑らかなコンクリート斜面からなる平面水槽を用い、一様水深部から波高 0.078m 周期 1.02s の規則波を 15.4° の角度で入射させ波による沿岸流を発生させたものである。沿岸流が生じた後、側壁での吸込・吐出流を起こし、波と流れの振動が収まった後に、斜面岸沖方向の 4 測線で染料による流速測定と 2 測線での抵抗線による波高と平均水位の計測を行っている。水槽内循環流が最小となるよう吸込・吐出流量と導波板長さを調整し、吸込・吐出流量を $0.05\text{m}^3/\text{s}$ 、汀線から導波板端までの距離を砕波帯幅の 1.2 倍とした実験結果である。この実験は、沿岸流の下手での吸込みと上手での吐出しによって、これまで水槽で行われてきた他の実験結果と比較して、沿岸流速の最大値が大きく、最大流速の発生位置が岸よりに生じるなどの特徴が示されている。

図-5.2 に Visser(1991)が行った実験 4 の岸沖波高分布と数値計算結果の岸沖波高分布を示す。実験結果と数値計算結果の最大波高の発生位置はほぼ同じであるが、実験値と比較して、数値計算値は砕波前の波高は小さく計算され、砕波後の波高は大きく計算されていることが分かる。砕波後の波高が一様に減衰するのは、今回の砕波モデルが砕波波高水深比で砕波開始を定義し、砕波帯内では波高水深比が一定の条件で波高を減じる簡単な波の砕波変形モデルを用いたためである。砕波前の波高が小さく計算されることについては、規則波の屈折係数や浅水係数を用いた波高の推定法によって検討したが、いずれも波高は小さく算定され、実験で得られた波高を再現することはできなかった。

実験値の波高分布は、導波板による屈折制限や導波板間の反射等による波高増大の影響を受けていると思われる。

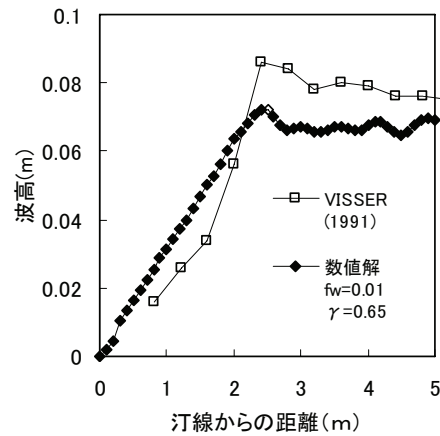


図-5.2 実験結果と計算結果の岸沖波高分布比較

図-5.3 に Visser(1991)の実験 4 の沿岸流速の岸沖分布と数値計算による沿岸流速の岸沖分布，実験結果の水深・波向を用いて計算した解析解（付録 D 式(3)）による沿岸流速の岸沖分布を示す．数値計算結果の沿岸流速の最大値と実験値の沿岸流速の最大値は，ほぼ一致するが，その発生位置は，実験値の発生位置が計算値に比べて岸寄りにあることが分かる．

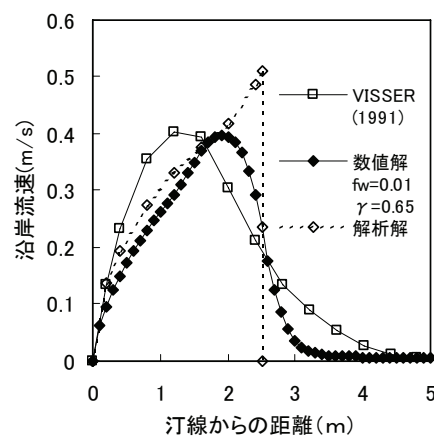


図-5.3 実験結果と計算結果の沿岸流速分布比較

5. 3. 2 沿岸掃流漂砂量の検証

沿岸掃流漂砂量の検証のため、沿岸方向に 1000 m、岸沖方向に 1000 m、格子間隔 5 m の計算領域を設定し、平行等深線一様勾配斜面（勾配 1/60、沖側の水深は 12 m）に岸からの反射波を消波制御した入射境界から、波高 $H_i = 0.5 \sim 4.0$ m、周期 9 s の規則波を入射し、斜め入射波によって生じる海浜流速と底質粒径 $d_s = 0.2$ mm ($\psi_c = 0.07$) の砂質に対する掃流漂砂量の計算を行った。沿岸方向の数値境界は、有限の計算領域の影響を少なくするため、波・流れ・掃流漂砂の全てについて沿岸方向の両境界が接続する繰り返し境界を用いた。このため、沖側入射境界での波の入射は、沿岸方向の両境界で波形が連続するよう、位相のずれが波長の整数倍となるよう調整した。

計算モデルは非定常計算を行っているため、静水状態からの規則波を入射すると、第 1 波の汀線到達で大きな遡上が生じ、その後、徐々に海浜流が発達収束する。そこで、沿岸流速、および、沿岸掃流漂砂量の値については、海浜流が十分に収束した時点での値を用いた。

図-5.4 に入射角 10.1° で波を入射させた時の沿岸掃流漂砂の岸沖分布計算結果を示す。入射波高が 1m の場合、水深約 2m で碎波し、底面での波の振動流の最大流速と軌道振幅は、それぞれ 1.7m/s と 2.5m となる。この時、底質粒径 $d_s = 0.2$ mm に対する波によるシールズ数 $\psi_w = 4.8$ 、沿岸流によるシールズ数 $\psi_c = 0.7$ となり、Sana ら(1995)の底質砂移動形態の分類によると、碎波帯内は底質移動しない状態からシートフロー状態までの掃流移動が混在している。

図-5.5 に CERC 公式と呼ばれる式 (5.15) の経験式を用いた総沿岸漂砂量と図-5.4 に示した沿岸掃流漂砂量 q を岸沖に積分した総沿岸掃流漂砂量との比較を示す。

$$Q_{\text{CERC}} = K \frac{H_b^2 c_{gb}}{8(s-1)} \sin \alpha_b \cos \alpha_b, \quad K = 0.77 \quad (5.17)$$

式 (5.13) 中の掃流漂砂係数 A をWatanabe(1992)による総漂砂量係数との対比から、 $A = 47$ とし、また、式 (5.14) 中の浮遊漂砂係数 $B=0$ として計算した総沿岸漂砂量は、

CERC公式で得られる総沿岸漂砂量とほぼ一致する。

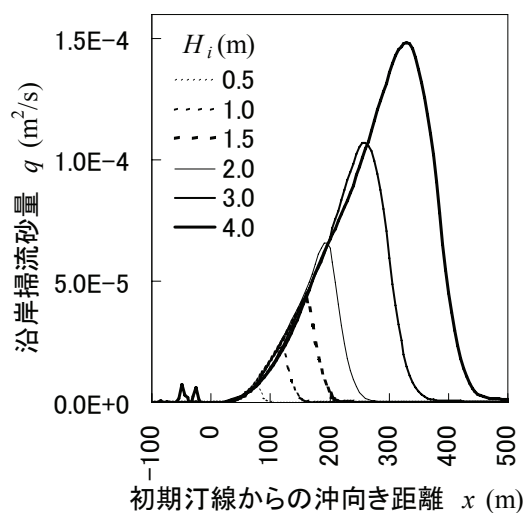


図-5.4 沿岸掃流漂砂岸沖分布の計算結果例

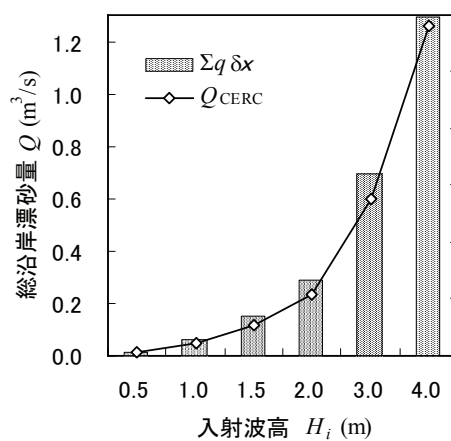


図-5.5 総沿岸漂砂量の比較

5. 4 おわりに

複雑に関連しあった波・流れ・地形変化の現象を総合して取り扱うための波の伝播・変形モデル，長周期の波と流れのモデル，遡上域を含む掃流漂砂による地形変化モデルを開発した。本モデルの特長は，波の計算において振幅変調規則波を用いて周期の揃った波群性の強い波を表現し，波の伝播変形過程の取り込んだ非定常計算であること，平

均水位の変動による汀線位置の移動を簡便に取り扱う計算手法を用いていること、長周期流動を生じさせる起流力や掃流砂量の計算には既存の概念に基づくシンプルなモデルを用いていることである。波の計算モデルの検証においては、既存の固定床実験における波の浅水変形と碎波変形による波高の岸沖分布の実験結果と計算結果との比較を行い、また、流れの計算モデルの検証においては、水槽の沿岸方向境界における沿岸流を適切に制御した実験結果と沿岸方向境界を繰返し境界とした計算結果の比較を行い、これら数値モデルに内在するパラメタ、例えば、波の計算における碎波減衰係数や流れの計算における底面摩擦係数などを最適化した。また、波と流れによる底質移動量の算定式におけるパラメタについては、既存の漂砂量公式との比較によって決定した。

参考文献

- 佐藤慎司, Kabiling, M. B.(1994) : 波打ち帯を含む三次元海浜変形の数値モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.401-405.
- 清水琢三, 熊谷隆宏, 三村信男, 渡辺晃(1994) : 汀線変化を考慮した 3 次元海浜変形長期予測モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp.406-410.
- 加藤一正, 中村聡志, 池田直太(1991) : 波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定—波崎海洋研究施設における現地観測にもとづく検討—, 港湾技術研究所報告, 第 30 巻, 第 1 号, pp.137-163.
- 窪泰浩, 小竹康夫, 横木裕宗, 磯部雅彦, 渡辺晃(1992) : 非定常緩勾配不規則波動方程式を用いた波浪場・海浜流場・地形変化の予測モデル, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp201-205.
- 合田良実 (1975) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp.59-106.

- Sana, A., 田中仁, V. T. Dang(1995) : 波と流れによる砂移動の形態とその発生領域について, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 491-495.
- 下関調査設計事務所 (1996) : 潜堤等を導入した海岸保全調査報告書, 93p.
- Coastal Engineering Research Center (1984): Shore Protection Manual, U.S. Government Printing Office, 1088p.
- Goda, Y. (1975): Irregular wave deformation in the surfzone, Coastal Engineering in Japan, JSCE, Vol. 18, pp. 13-26.
- Longuet-Higgins, M.S. (1970) : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Jour. of Geophysical Research, Vol.75, No.33, pp.6778-6801.
- Mase, H. (1995): Frequency down-shift of swash oscillations compared to incident waves, Jour. of Hydraulic Res., 33, pp.397-411.
- Munk, W. H. (1949) : Surf beats, Trans. AGU, Vol.30, pp849-854.
- Nakamura, S. (1996) : Estimation of wave groups parameter from wave climate statistics, Proc. of Int. Conf. on Coastal Engineering, pp.1503-1514.
- Nakamura, S. and Dodd, N.(1997) : A numerical model of low frequency wave motion on a beach and over reefs, Proc. of Ocean Waves Measurement and Analysis, pp.166-180.
- Symonds, G. Huntley, D.A. and Bowen, A.J.(1982) : Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. of Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492-498.
- Visser, P.J. (1991): Laboratory measurements of uniform longshore currents, Coastal Engineering, Vol.15, pp.563-593.
- Watanabe, A. (1992): Total rate and distribution of longshore sand transport, Proc. of Int. Conf. on Coastal Engineering, pp. 2528-2541.

6 章 波群と海浜流変動による地形変化計算

6. 1 はじめに

これまで、沿岸域の波群と長周期の流動特性について、第3章で沖の波群と砕波帯内の長周期波の関連について観測と解析解を用いた発生機構の検証を行い、第4章では全国波浪観測網を用いた沖の波群特性について解析を行い、波群による長周期流動が全国どこの海岸・港湾においてもある一定の頻度で起こるであろうことを示した、第5章ではこれらの成果を受け、波群の伝播を振幅変調規則波に簡略化した上、波の変形による長周期の発生機構を取り入れた長周期流動モデルと掃流漂砂モデルを開発し、既存の実験結果や経験式との比較による検証を行った。本章では、単純な地形モデルを用いて、波群の変形によって生じる長周期流動および掃流漂砂の特性を示す。また、突堤構造物周辺の地形変化を求め、現地の突堤を有する海岸で観測された地形変化の分布傾向との比較を行う。さらに、現地海底地形と構造物配置を模した波群と流動の数値計算を行い、港内に侵入伝播した波群の特性と波群によって生じた水面変動と流れを示し、現地で生じた海岸侵食や港内水面動揺との関連を検討する。

6. 2 波群の入射による掃流漂砂量と地形変化

6. 2. 1 一様勾配斜面上での波群による海浜流，掃流砂，地形変化特性

一様勾配斜面上での波群による海浜流，掃流砂，地形変化特性を調べるため、沿岸方向に 1000 m，岸沖方向に 1000 m，格子間隔 5 m の計算領域を設定し，平行等深線一様勾配斜面（勾配 1/60，沖側の水深は 12 m）に沖側の入射境界から，波高 $H_i = 1.0$ m，周期 9 s の規則波あるいは振幅変調波を海岸線の法線に対し 10° の角度で斜め入射し計算を行った。ここで，振幅変調波は，10 波で 1 波群を構成し，振幅を 25% 変調した波を用いた。波群の繰返し周期については，3 章の波崎海洋研究施設における波群と長周期

波の現地観測結果から、平均波高を基準値とすると波群の繰返し周期は沖波有義波の周期の4倍程度であり(式(3.2)), また、砕波帯内に生じた長周期波の周期と一致する波群の繰返し周期は、上位1/10波高を基準値とする波群の繰返し周期であり、その周期は沖波有義波の周期の9倍以上である。このように波群の繰返し周期の設定については、依然として任意性があるので、ここでは、入射波の周期の10倍とした。また、振幅の変調については、波高の出現頻度分布がレーリー分布と仮定した場合に波高の変動の期待値は有義波高の0.3倍程度と算定されること(式(3.5)), 現地観測における振幅の変動にはばらつきがあること(図-3.14)から、振幅変調波の振幅変動を25%とした。その他の条件を表-6.1に示す。

表-6.1 計算で用いた諸条件

砕波限界波高水深比	0.65
遡上計算最小水深(m)	0.001
海底摩擦係数	0.01
移動限界シールズ数	0.07
底質粒径(m)	0.0002
底質比重	2.65
掃流砂量係数	47.0

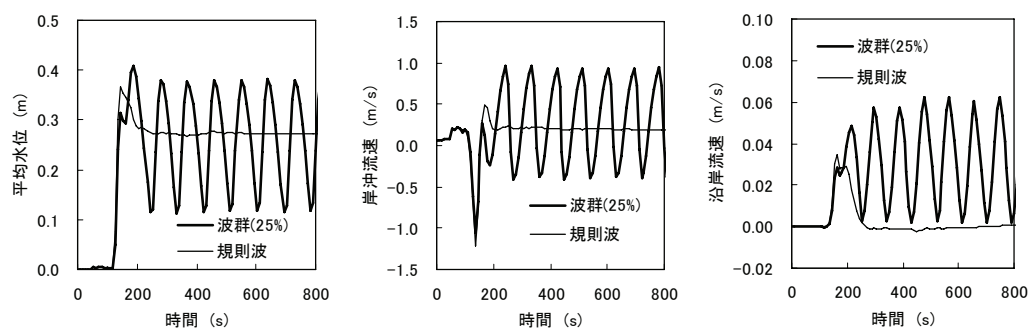


図-6.1 波群による初期汀線位置の平均水位および岸沖、沿岸流速の変動

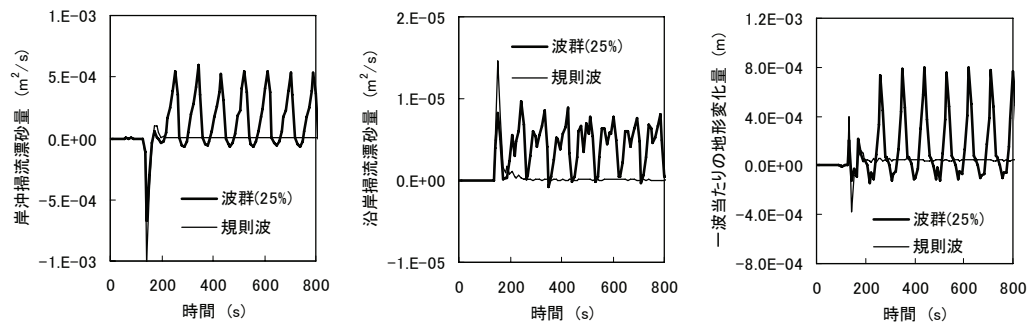


図-6.2 波群による初期汀線位置の岸沖および沿岸掃流砂量，地形変化量の変動

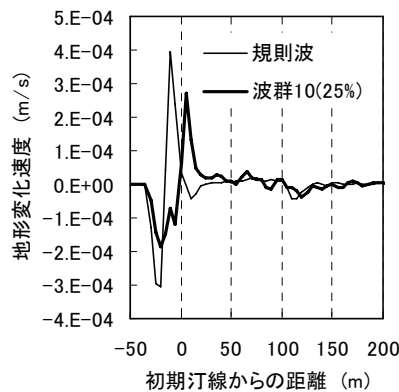


図-6.3 波群による地形変化速度の岸沖分布

波群入射による影響は，汀線付近で最も強く現れる．図-6.1 は，初期汀線位置における規則波(図中細線)と波群(太線)による平均水位(左図)と岸沖流速(中図)，沿岸流速(右図)の時間変化を示したものである．平均水位の変化(左図)は，沖側境界から波を入射後，約 100s で汀線位置に波が到達し，その先頭波によって大きく平均水深が上昇し，汀線位置は斜面上を移動する．先頭波の影響は，約 100s 後には無くなり，規則波入射の場合には一定の水位上昇が続き，波群入射の場合には波群の繰返し周期で変動する．この時，水位の変動と波高の変動は同位相，すなわち，水位が高い時に波高の高い波が来襲している．岸沖流速の変化(中図)についても，先頭波の前面で生じる弱い沖向き流れ(正値)の後，汀線位置の遡上とともに岸向き(負値)の強い流れが生じる．その後，規則波入

射の場合は遡上した水塊の引き波の後に一定した流れとなる。波群入射の場合には水位変動と同様に波群の繰返し周期で変動する。沿岸流速の変化(右図)については、規則波入射の場合に先頭波によって生じる流れの後、ほとんど流れが生じないのに対して、波群入射の場合には、波群の繰返し周期のわずかな流れが生じている。図-6.2 は、初期汀線位置における岸沖掃流漂砂量(左図)と沿岸掃流漂砂量(中図)、地形変化量(右図)の時間変化を示したものである。岸沖掃流漂砂については、岸沖流速の影響を強く受け、沖向きの掃流漂砂量が生じ、沿岸掃流砂については、沿岸流と個々波の振動流の影響を受け、波向下手方向への掃流漂砂量が生じている。一波当たりの地形変化量については、沖向きの掃流漂砂量が多い時、堆積が生じている。

図-6.3 に波群による地形変化速度の岸沖分布を示す。規則波の場合、静的な水位上昇によって移動した汀線位置付近が個々波の振動流によって侵食され、そのすぐ沖側に堆積するが、波群の場合、変動する平均水面と主に岸沖流れによって広い範囲で侵食が生じている。

6. 2. 2 突堤構造物周辺の地形変化と波群

突堤構造物周辺の地形変化におよぼす波群の影響を調べるため、一様勾配斜面上に突堤を有する海岸の数値計算を行った。地形条件と波の条件は、前項 6.2.1 と同じである。突堤は不透過で天端を越波することは無いとし、その突堤端水深を 1m, 2m, 3m と変化させた。図-6.4 に突堤周辺の水深変化図を示す。斜線で示した範囲は侵食を表す。初期汀線位置は横軸の 210m 位置であり、突堤が無い場合の波高 1m の規則波は 310m 付近で碎波する。各図において、波は右下から左上に入射しており、沿岸流および沿岸漂砂は下(漂砂上手)から上(漂砂下手)へ流れる。突堤が延伸し碎波位置を越えると、突堤の漂砂上手側碎波位置に大きな侵食が生じる点は規則波を用いた場合も、波群を用いた場合も同様の傾向であるが、突堤基部(初期汀線近く)の地形変化の状態は異なる。波群

を用いた場合には、漂砂上手側の三角形の堆積域は大きく、また、漂砂下手側の堆積も多くなっている。

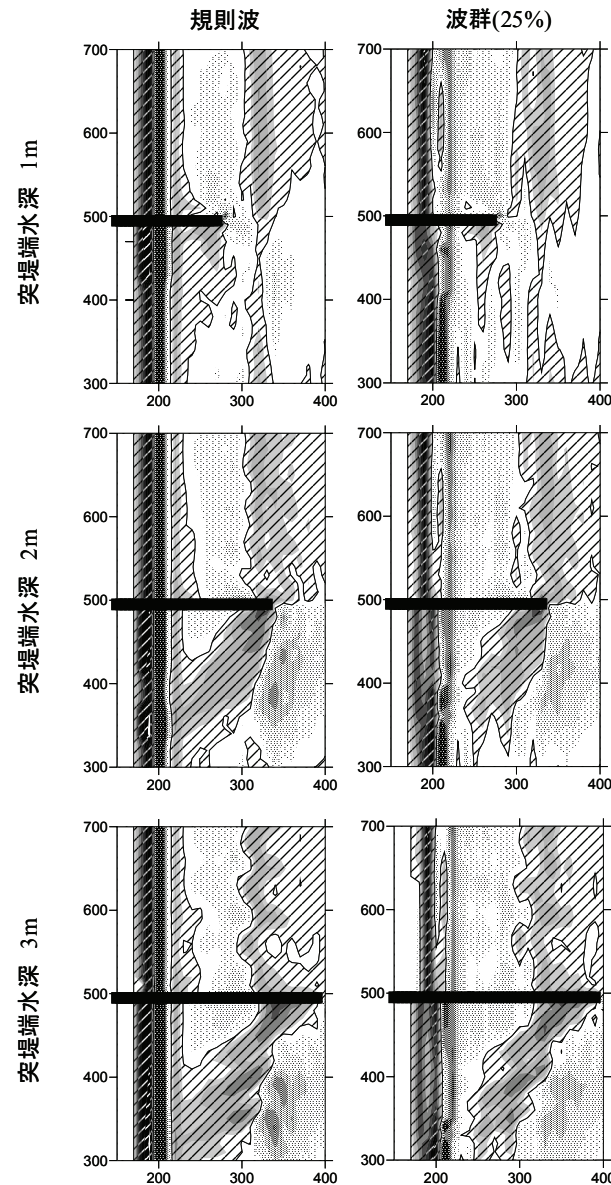


図-6.4 突堤周辺の地形変化

図-6.5 は、Kuriyama ら(2004)が経験的複素固有関数法を用いて、浜名湖口の海側の経年地形変化から突堤(河口導流堤)の影響と考えられる地形変化を抽出したものである。

図中、汀線位置は左端岸沖軸の 300m 位置にあり、平均的な砕波位置は岸沖軸の 600m

位置にあると考えられる。また、この海岸での沿岸漂砂は図の左側から右側と考えられる。突堤長が延伸された後の地形変化(下図)における漂砂上手側突端周辺の斜線で示す侵食域、および、汀線付近の堆積域の分布状況は、図-6.4(中段右)の碎波位置まで突堤が伸びた場合の波群を用いた地形変化計算値とよく一致している。また、河口からの流出による侵食域が突堤に沿って伸びているという違いはあるが、漂砂下手側の汀線から沖へ延びる堆積の張り出しについても波群を用いた計算と似た傾向にある。

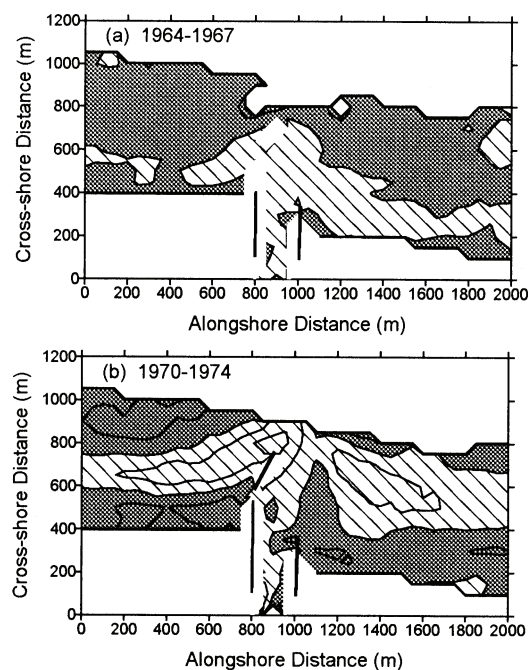


図-6.5 突堤の延伸による地形変化

6. 3 波群の入射による港周辺の水位変動，海浜流変動

図-6.6 は、ある港の港内の深浅測量図と突堤や護岸などの構造物配置を表したものである。この湾奥にある港では、図中左下の黒塗りで示す既存の漁港とマリーナの前面、もともとの地形は浅い海とリーフが広がる海域に、図中護岸法線を太線で示す新たな船溜まりと物揚げ場を作り、その前面を-12m 水深にまで航路を掘削したために、左下の

海岸への越波侵食や漁港・マリーナの水面振動が大きくなった例である。図-6.7 は、港口部（図面左下隅）から、波高 0m～1m，周期 10s，5 波で 1 波群とする波を入射し，港内伝播の様子を示したものである。波群は航路に沿った浅瀬を伝播し，一部は図面下の浅い海岸へ，多くは図面左の港内船溜まり方向に伝播する。浅い海岸へ伝播した波群はリーフェッジで碎波している。船溜まり方向へ伝播した波は，物揚場で重複波となり，さらに船溜まり波除堤で重複化することによって，波高が増大している。図-6.8 は，図-6.7 の波の状態で生じる平均水面の変位と流動図である(Nakamura, 2004) 。 静水時の水面は平均潮位の 1.26m とした。波群の伝播によって波の状態は変化するので，平均水面は上下動し，流速もその強弱，方向は刻々と変化する。図下の浅い海岸に伝播した波は，強い流れとなり水位も高くなり海岸へ達し，航路内へ流れ込んでいることがわかる。また，船溜まり波除堤にまで達した波によって，港奥に強い循環流が生じ，海岸への打ち上げや漁港，マリーナ内の水面変動を生じさせている。港奥で生じた長周期波や流動を消波減衰させることは極めて難しいが，波群（個々の波）に対して，物揚げ場前面の消波対策や航路内に波を伝播させない防波対策は可能である。

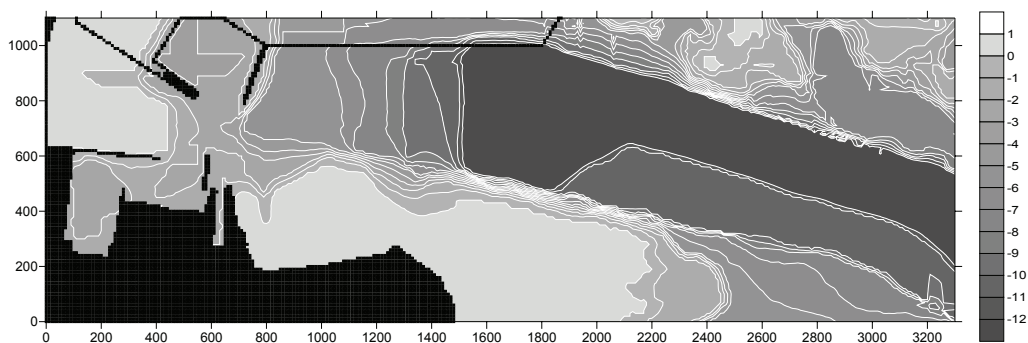


図-6.6 港内深浅図

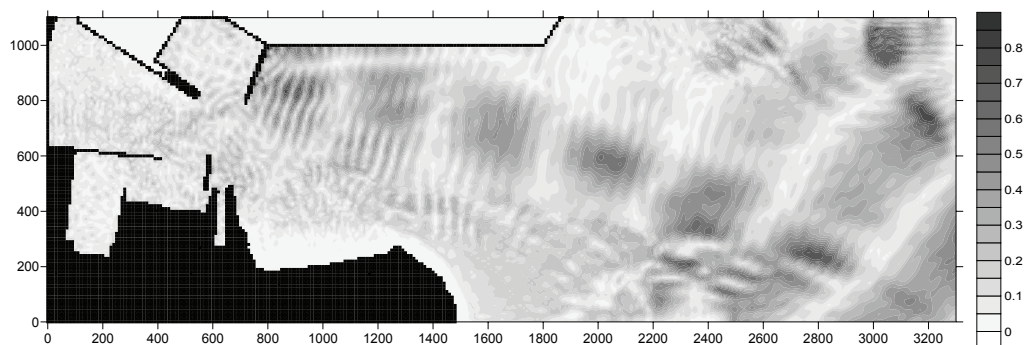


図-6.7 波群の港内伝播図

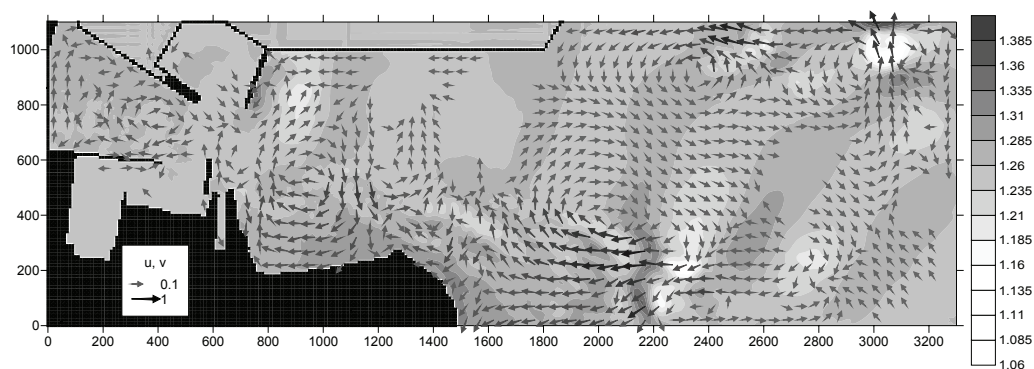


図-6.8 波群による港内水位流況図

6. 4 おわりに

本章では、一様勾配海岸における波群と長周期流動、掃流漂砂量に関しての本計算モデル特性を示し、その応用例として突堤構造物周辺の地形変化と港内の流況を検討した。

まず、一様勾配海岸における計算では、波群による長周期流動の影響が最も強く現れる汀線近傍の波群と水面変動について、波高と水位の変化が同位相で生じていることを示した。沖から伝播してきた波群中の個々の波は、砕波によって高波から順に沖から岸へ砕波した状態に変化していくのであるが、全ての個々の波が砕波した状態になった汀線付近でも、砕波によって生じた長周期の水面変動に乗って波群性を有したまま伝播することによって、平均水位の上昇による汀線位置は大きく陸域へ移動する。この水面上昇は陸方向へ向かう流れを伴い、また、水面の降下は沖へ向かう強い流れとなる。この

岸沖振動流によって広い範囲で沖向きの漂砂が生じ、波打ち域の侵食と初期汀線位置の沖側での堆積が生じることを示した。

次に、突堤構造物周辺の地形変化を規則波と波群入射の場合で計算し、波群入射の場合、初期汀線付近の堆積が多く生じること、突堤長が砕波位置を越えて延伸した場合に漂砂上手側にできる三角形の堆積地形が広い範囲で生じること示した。また、波群入射の場合の計算値は、現地での深浅測量結果から抽出した突堤延伸によって生る地形変化の特徴である突堤先端部から漂砂上手側に延びる侵食域と上手側突堤基部の三角形堆積域をよく一致することを示した。

さらに、現地海底地形と構造物配置を模した波群と流動の数値計算を行い、港内に侵入した波群は、航路に沿って浅瀬を伝播し屈折変形しながら、一部は海岸へ、多くは港奥の船溜まりに伝播することを示した。浅い海岸へ伝播した波群はリーフエッジで砕波し、強い流れとなって海岸侵食を生じさせていること、また、港奥の船溜まり方向へ伝播した波群は、護岸に対して浅い角度で反射し、さらに、船溜まり波除堤で反射重複化することによって、周期的な波高増大を繰り返し、湾奥部に強い往復振動流と大きな港内水面動揺を生じさせていることを示した。

参考文献

Kuriyama, Y, Y. Uchiyama, S. Nakamura and T. Nagae(2004): Medium-Term Bathymetric Change around Jetties at Imagireguchi Inlet, Japan, Journal of Coastal Research, Special issue No.33, pp.223-236.

Nakamura, S.(2004):A numerical model for low-frequency harbor oscillation induced by wave group deformation, Proc. 6th Int. Conf. Hydrodynamics, pp.261-266.

7 章 結論

本論文は、海岸侵食や港内埋没など海岸および港湾工学上の種々の問題と関連の深い、沖の波の波群と波群によって生じる長周期流動、波と流れによる漂砂を対象として、その解決に必要な波群によって生じる長周期流動の基本的な性質を明らかにすること、波群や長周期流動によって生じる漂砂問題に対応できる予測計算モデルの開発を目的に取りまとめたものである。ここでは、本研究で得られた結論を総括し、今後に残された課題について考察する。

第1章（序論）では、漂砂一般の研究を行う社会的な要請として、防災を第一優先にした海岸施設に変わって、海浜の景観や環境面をも考慮した海岸整備が望まれ、すでに一部ではあるが、砂浜のもつ消波機能を期待した低護岸や階段状の護岸をもつ人工海浜が整備されている。しかしながら、波と流れの作用によって容易に移動する砂の移動を予測し、制御し、安全性を担保する技術をわれわれはまだ十分に持っていないこと、実務で広く用いられている海浜変形予測手法は、現地海岸で荒天時に顕著に現れる波群によって生じる平均水位の変動と海浜流の変動を考慮した地形変化予測手法ではないことを述べた。本論文で開発する現地で生じている波群の伝播変形と海浜流の励起、漂砂の発生の機構を取り入れたできるだけ簡易なモデルを構築する必要があることを明確にした。

第2章では、沖合での波群、および、沿岸での長周期波発生のメカニズム、波群や長周期波による流動と底質移動に関する既往の研究を整理し、本論文での扱う波群による長周期波発生機構は、工学的に重要であろう個々波の変形による長周期波の発生機構とした。また、波群や長周期波による底質移動に関しては、沿岸の長周期波を変動する水位変動と海浜流としてとらえ、この長周期流動と波群中の個々の波による海底面振動流との合成流速によって、底質移動が生じるとして漂砂量を算定した。この合成流による

漂砂を取り扱うことによって、汀線付近で顕著になる波の遡上による波打ち帯の岸沖漂砂と沿岸流による砕波帯内の沿岸漂砂、沖浜帯の漂砂を汀線から沖まで区分なく計算を行う考えを示した。

第 3 章では、波崎海洋研究施設(HORS)における波群と長周期波の観測結果を示し、既存の長周期波発生モデルとの比較検証を行った。HORS 観測栈橋上の 7 点（汀線から水深 5m まで）とその沖合 3 点(水深 13m まで)の波浪観測を行い、砕波位置の沖側と砕波帯内について波群の繰返し周期の変化と長周期波高の変化を解析した。その結果、荒天時に沖での波群の繰返し周期が長いとき、砕波位置付近で長周期波の波高は急激に大きくなること、砕波帯内では長周期波の波高はほぼ一定であることを示した。観測された長周期波高と第 2 章で示した解析解モデルを用いて計算された砕波帯内の長周期波高は、良く一致し、波の砕波変形による長周期波発生モデルによって、沿岸の長周期波の計算が可能であることを示した。しかしながら、沖の長周期波高については、波の砕波変形モデルのみによってその大きさを説明することはできず、他の発生機構による長周期波を考慮することや、現地観測地点以外の場所で発生し、長距離を伝播して来襲する長周期波など、広範囲の観測によってその要因を明らかにする必要がある。また、砕波帯内の長周期流動と底質移動については、HORS 観測栈橋の汀線近くの海底面近傍での観測(中村,1999)を行ったが、十分ではない。沖合での長周期流動と底質移動の関係も含めて今後更なる現象の解明が必要である。

第 4 章では、全国波浪観測網の一部の観測地点を用いた波群観測と、波浪統計量を用いた波群特性の推定方法の提案を行った。波群性が強い時、平均周期より長い波の出現頻度が多く、その出現頻度分布の歪度が波群性の強さと相関が強いことを示した。そこで、既存の有義波および平均波の波高と周期の波浪統計値を用いた推定式を提案し、全国沿岸の波群性の強い高波浪の月別出現頻度を示した。今回の推定式では、限られた期間での波の周期の解析によって、波群性と周期分布との関係を得た。現在、全

国波浪観測網では周波数帯別の波高・波向の統計を取っているが、波群そのものの出現頻度やその強さの統計解析は行われていない。長周期波による港内船舶の動揺対策のためにも、波群の統計解析を始めるなどの対応が必要であると思われる。

第5章では、波群の変形を外力とする長周期流動の励起モデルと波群と長周期流動による掃流漂砂モデルを開発した。本モデルの特長は、波の計算において振幅変調規則波を用いて周期の揃った波群性の強い波を表現し、波の伝播変形過程の取り込んだ非定常計算であること、平均水位の変動による汀線位置の移動を簡便に取り扱う計算手法を用いていること、長周期流動を生じさせる起流力や掃流砂量の計算には既存の概念に基づくシンプルなモデルを用いていることである。そのため、既存の実験式や現地観測による経験式などと比較検証が行いやすい。本論文では、一様勾配斜面での波の変形、沿岸流の岸沖分布、沿岸掃流漂砂量の計算を行い、既存の実験結果あるいは経験式との比較検証を行った。海底の基盤である砂質の掃流移動による地形変化を計算することによって、およそその海底の変化を知ることができるが、本モデルでは、碎波による底質の浮遊や浮遊後の流れによる底質移動計算は行っていない。シルト粘土など細かな粒径の浮遊移動などは、海底地盤の環境面をつかさどる大きな要因であると思われるので、今後これらモデルの組み込みが必要となるであろう。

第6章では、前章で開発したモデルを用い、汀線部での海浜流変動と掃流漂砂量変動におよぼす波群の影響を示した。一様勾配 (1/60) の斜面に周期 9s、波高 $1\text{m} \pm 0.25\text{m}$ 、1波群中に10波の個々波で構成される振幅変調波を斜め入射させた場合、汀線近くでは、波群と水面変動が同位相となる。すなわち、平均水位の上昇と波群中の高波が同時に岸に向かって進行し、波群性を強めながら遡上することを示した。また、突堤構造物を有する海岸での地形変化計算を行い、波群入射の場合、初期汀線付近の堆積が多く生じること、突堤長が碎波位置を越えて延伸した場合に漂砂上手側にできる三角形状の堆積地形が広い範囲で生じること、現地での深浅測量結果から抽出した突堤延伸によって生る

地形変化の特徴である突堤先端部から漂砂上手側に延びる侵食域の形状と上手側突堤基部の三角形状堆積域の形状は計算値とよく一致することを示した。波群入射の場合、初期汀線付近の堆積が多く生じること、突堤長が碎波位置を越えて延伸した場合に漂砂上手側にできる三角形状の堆積地形が広い範囲で生じることしめした。さらに、本モデルの現地適用例として現地海底地形と構造物配置を模した波群と流動の数値計算を行い、港内に侵入伝播した波群の特性と波群によって生じた水面変動と流れを示し、現地で生じた海岸侵食や港内水面動揺との関連を検討した。計算の簡略化を目指した本モデルであるが、現地での応用については、計算速度や解像度、計算領域の大きさ点で、現場での予測計算に望まれる要件をまだ満たしていないと考える。また、海底底質の環境変化予測への要望は強く、混粒径・浮遊漂砂への対応を含めて、モデルの改善が必要である。

付録 A. 岸沖の波群解析が可能なスプライン補間を用いた解析方法

1. 既存の波群解析方法を岸沖観測点での波群解析に用いた場合の問題点

波群や波の連なりというの概念は、海岸に立って波を眺めていると何波に一波か大波が来て大きく波が海岸を遡上する現象として現れたり、防波堤の先端に当たる波は3波程度大きな波が連続し来襲したり、水面波形の記録に繰り返しの強いビートが現れたり、もともとかなり感覚的なものであった。波群や波の連なりを定量的にあらわすために、大きく3つの方法で解析される。

(1) 個々波の隣り合う波高の相関係数(γ_{HH})や個々波の連なりの繰り返し数(j_1, j_2): 水面波形を個々の波に分解し、波高や周期などの並び列を用いて、波別統計処理を行う方法である。Sawhney(1962)は波高の時系列をランダム変量として統計的に解析し、現象のランダム性を検定する目的で用いられる連(run)を用いて、隣合う波高の間に弱い相関がある事を示した。合田ら(1974)はこの連を使って、現地実測波形とモデル不規則波形とについて波群性の比較を行った。

(2) 波のスペクトル分布の幅を表す(ν, Q_p)や狭帯域スペクトルを仮定して求めた包絡線の相関係数 κ : 水面波形をスペクトル解析した後、その周波数分布形状パラメタやスペクトル形状から計算される包絡波形を用いた統計処理方法である。Longuet-Higgins(1957)は、海の波のスペクトルが狭帯域であると仮定し、波をピーク周波数の搬送波と振幅変調とに分け、振幅の時間変化を包絡波形とする方法を用いた。そのほか多数の波の包絡線に関する論文がある。

(3) 波のエネルギーの時間変化(SIWEH, GF): 水面波形から波のエネルギーを求めその時間変化を解析する方法である。Funke・Mansard(1979)は波のエネルギーの時間変化SIWEHの変動係数 GF を求めることによって、波群性を解析する方法を用いた。

これらの3つの方法は比較的水深の深いところで観測された波形に対して用いられ

ている。しかし、今回の観測のような岸沖方向の砕波点を含む沖から汀線までの連なりの解析にこれらの方法を適用するには、種々の問題点がある。それぞれについて、その解析方法と岸沖に設置した波高計のデータを解析した場合の問題点を述べる。

(1) 波高の時系列をランダム変量とし、その連を解析する方法

個々の波の波高がある基準値を連続して何波越えるかを高波の連と呼び、その期待値を $j_1(H)$ とし、再び高波の連が現れるまでの波数を連長と呼び、その期待値を $j_2(H)$ とする解析方法である。この解析方法では、波の連なり中の高波と低波との関係を表わすパラメタについては考えられていない。また、この解析法を用いるためには、まずゼロクロス法によって個々の波を定義する必要がある。ところが、砕波帯内の波には、主波の後ろに小さな波がある（堀田ら,1980）ため、ゼロダウncロス法を用いて解析すると、この小さな波もすべて一波と数えてしまう。その結果、 j_1 , j_2 の値は小さくなり、波の連なりは小さく評価されるという問題が生じる。また、隣り合う波高の相関係数 γ_{HH} についても、主波の後ろの小さな波によって、その相関は小さな値となる。この方法では、砕波帯内の個々波の定義について再考が必要である。

(2) 波のスペクトル形状やスペクトルが狭帯域と仮定して包絡線を求める方法

波のスペクトルが狭帯域と仮定して、つまり波をスペクトル分布のピーク周波数の搬送波とゆっくりと変化する振幅変調の積と考え、この振幅変調の2倍を波の連なりの時間変化とする解析方法である。この方法は、狭帯域スペクトルを有する波に対して適用可能であり、高周波域・低周波域に有意なスペクトル密度が存在する場合には直接適用することはできない。Longuet-Higgins(1957)は、ピーク周波数の0.5倍以下の低周波域とピーク周波数の1.5倍以上の高周波域を取り除く、周波数バンドパスフィルタを用いてスペクトルを狭帯域化する方法を提案している。周波数バンドパスフィルタを砕波帯内の水面波形が上下・前後に非対称な波に適用すると、周波数バンドパスフィルタをかけた後に再合成した波形は、砕波帯内の波の上下非対称という特徴はなくなってしまい、

例えばこの波形の包絡波形を求め波の連なりを計算したとしても、それが実際の連なりを表わしているとは言えなくなる（図-A1）。したがって、スペクトルの分布が狭帯域と仮定して包絡線を求める方法は砕波帯内では適用できない。スペクトル形状と波群特性については、分布形状が尖るほど周波数の近い波によるうなりによって波群性が現れるが、高周波数から低周波数まで多くの成分を含む砕波帯内の波については形状パラメタにピーク周波数以外の成分の影響が現れる。

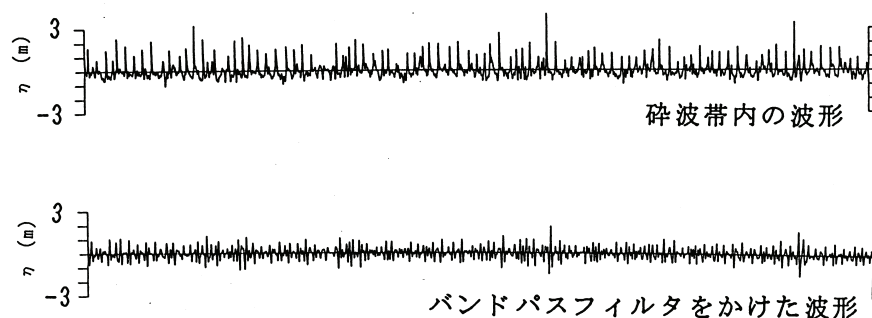


図-A1 周波数バンドパスフィルタの影響

(3) GF(波のエネルギーの変動係数)から波群性を解析する方法

水面変動の 2 乗値を波の周期間で重み付け移動平均することによって求めたエネルギーの時間変化 SIWEH の変動係数を GF(Groupness Factor)と定義する。この GF 値が大きいと波のエネルギーの変動が大きい。つまり波高の高い波と低い波が観測期間中に現れていることを示すパラメタである。この GF を 2 月 25 日 20 時の沖波波高が 1.83m のときと 2 月 27 日 8 時の沖波波高が 3.40m のときについて W2～W10 の波形データについて計算した結果が、図-A2 である。W10 の値は両者とも 0.9 程度であるが、W10 の波形データ（図-A3）では、2 月 25 日 20 時と 2 月 27 日 8 時とではその波群特性に明らかな違いがある。また、2 月 25 日 20 時では W5 で GF の値は異常に大きくなり、2 月 27 日 8 時では W5 と W7 でその値が大きくなっている。2 月 25 日 10 時の目視観測によると W5 付近が砕波点となっており、2 月 27 日 10 時の目視観測によると W7 付近が一

次碎波点, W5 付近が二次碎波点となっていた. これらのことから, GF は碎波の影響を強く受けてしまうことが分かる.

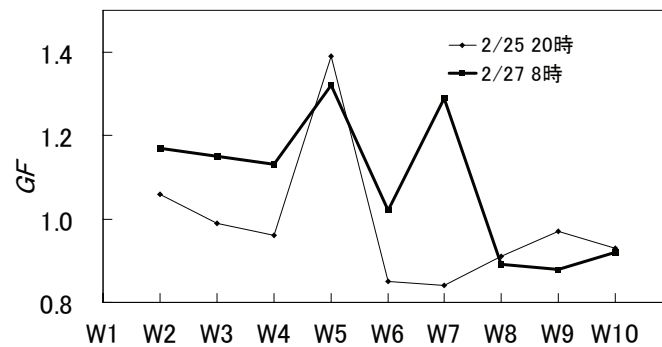


図-A2 GF 値の岸沖分布

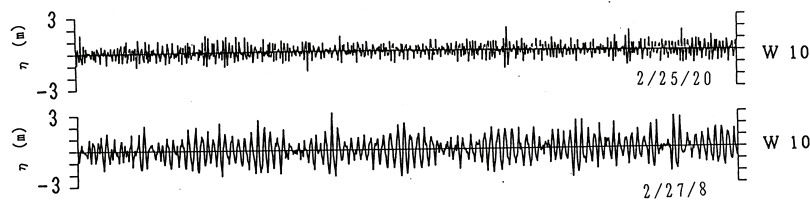


図-A3 波高計 W10 での波形比較

2. 小波除去とスプライン補間を用いた波群特性解析の方法

既存の方法は, 碎波帯内の波の連なり解析には不向きであるので, 波の連なりの沖から岸への変化を統一的に評価するために, 碎波帯内の波の連なりを以下に述べる方法で解析した.

図-A4 に示す碎波帯内の波高計 W4 で測得した波形データでその方法を説明する.

① 長周期成分の除去: 碎波帯内の波形には周期 1 分～数分の長周期成分が含まれているので, まず, 長周期成分を取り除く. 具体的には, スペクトル解析した後周期 25s より短いものを再合成して波形を求める.

② 個々の波の定義: 再合成した波形について一波毎の峰, 谷を求める. このとき, 碎波帯内では波の後ろに小波が現れるため, 堀田ら(1980)と同様に, 平均水位の上下に小

波を無視する幅をとり、この幅を完全に横切るものを一波とし、小波を無視する方法を用いた。しかし、堀田らの論文では、この幅の大きさについてはあいまいであり、その幅を用いる理由についても、メモーションカメラから読みとるときの誤差があるためという不合理な点があるので、本報告の解析では最も沖の波高計の波数を基準にして、解析しているデータの波数が同じになるように小波を無視する幅を決定した。

③包絡線：小波を無視して求めた個々の波の峰点、谷点のそれぞれになめらかに変化する包絡曲線をあてはめる。その曲線には、取扱いが簡単で、曲率を最小にする性質がある3次のスプライン曲線（市田・吉本,1979）を用いた。

④波の連なり諸元の定義：この峰側包絡線と谷側包絡線の差を波高の時間変化と考え、ある値（ここでは波高の時間変化の算術平均値 ρ ）を基準値とするゼロクロス法で連なり周期 T_R を求め、平均値周りの偏差 ρ_{rms} で波の連なりの変動幅を求めた。この方法を用いると連なり周期 T_R 、連なりの変動幅 ρ_{rms} は沖から汀線までのすべての波形データについて計算できる。

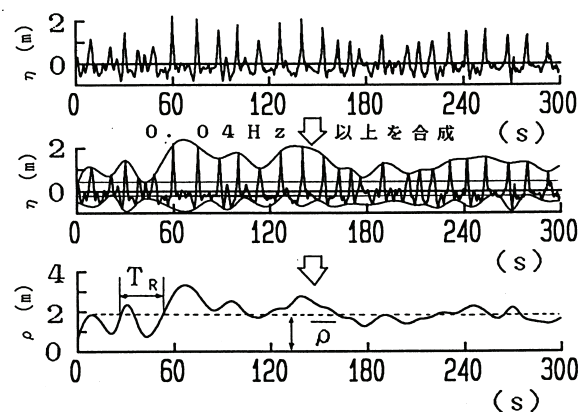


図-A4 波群解析の方法

上記の方法の妥当性を確認するために、W10の波形データについて既存の方法で波の連なりを計算し、両者を比較する。図-A5は、横軸に既存の方法で計算した平均波高を越える波の平均連長 $j_2(H_{mean})$ 、縦軸に連なり周期 T_R と平均周期 T_{mean} の比をとって、2

月と10月の波高計W10の全データをプロットしたものである。この連なり周期 T_R と平均周期 T_{mean} の比は1つの連なりの中におおよそ何波含まれているかを表わす。既存の方法とここで提案した解析方法との間には、ばらつきはあるけれどもほぼ1対1の対応がある。また、図-A6は、横軸に平均波高 H_{mean} 、縦軸に波高の時間変化の平均値 ρ をプロットしたものである。両者には、ほぼ1対1の対応がある。したがって、小波除去とスプライン補間を用いた連なりの解析の方法は妥当であると判断できる。

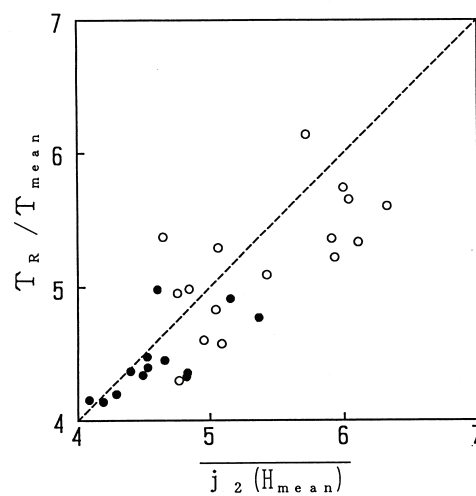


図-A5 波群解析方法の周期に関する検証

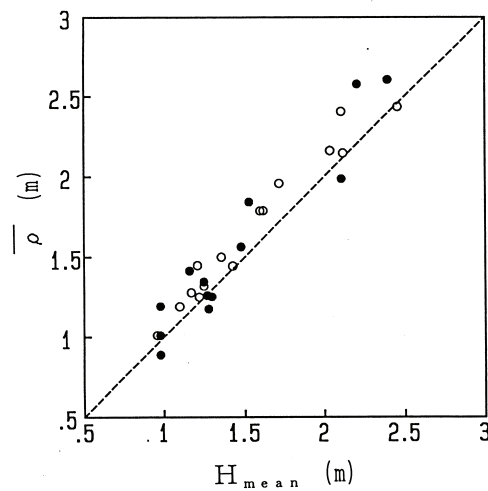


図-A6 波群解析方法の波高に関する検証

参考文献

市田浩三, 吉本富士市(1979):スプライン関数とその応用, 教育出版, 220p.

合田良実, 永井康平(1974): 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第 13 巻, 第 1 号, pp.3-37.

堀田新太郎, 水口優, 磯部雅彦(1980): 砕波帯内の波の平面分布特性について, 海岸工学文集, 第 27 巻, pp.129-138.

Funke, E.R. and E.P.D. Mansard (1979): On the Synthesis of Realistic Sea States in a Laboratory Flume, National Research Council Technical Report LTR-HY-66, otawa, Canada

Longuet-Higgins, M.S. (1957): The statistical analysis of a random, moving surface, Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser.A, Vol.249, pp.321-387.

Sawhney, M.D.(1962): A study of ocean wave amplitudes in terms of the theory of runs and a Markov chain process, Tech. Rept., Dept. Meteorology and Oceanography, New York Univ.,29p.

付録 B. 砕波位置の変動に波の伝播遅れを考慮した長周期波発生理論 (Symonds 理論の修正)

波によって生じる radiation stress の空間勾配を外力として励起される長周期波のモデルは、一般に長波近似の運動方程式と連続式で表される。岸沖一次元の場合、長周期波の運動方程式と連続式、radiation stress の波高表現された簡易式は、

$$\frac{\partial U'}{\partial t'} + g \frac{\partial \zeta'}{\partial x'} = -\frac{1}{\rho h'} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x'} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t'} + \frac{\partial(h'U')}{\partial x'} = 0 \quad (2)$$

$$S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g (a')^2 \quad (3)$$

で表される。ここで、 U' は流速、 ζ' は水位変化量、 h' は水深、 t' は時間、 x' は汀線からの距離、 S_{xx} は進行波を長波として簡易表現した radiation stress、 a' は波の片振幅、 ρ は海水の密度、 g は重力加速度を表わす。式(1)から(3)について、汀線位置を基点とする一様勾配斜面の仮定のもとで無次元化すると、

$$\chi \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{2x} \frac{\partial(a^2)}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(xU)}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

$$\chi = \frac{\sigma^2 X}{g \tan \beta} \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{2\pi}{T_R} \quad (7)$$

$$X = \frac{x'_1 + x'_2}{2} \quad (8)$$

となる。ここで、 ζ は水位変動の無次元化量、 U は平均流速の無次元化量、 σ は波の連なりの周波数、 X は汀線から砕波位置の中心（岸側砕波点 x'_1 と沖側砕波点 x'_2 との中間点）までの距離、 $\tan \beta$ は一様断面を仮定した海底勾配、 χ は波の条件と斜面勾配によって計算

されるパラメタ， x は X で無次元化した位置， t は σ で無次元化した時間， a は無次元化した波高をあらわす．

式(4)の右辺の項，式(9)は，時間と場所によって変化する項であり，時間とともに岸沖に変化する碎波点位置 $x_b(t)$ の岸側と沖側で異なる値を持つ．碎波帯内では波高 a は水深に比例すると仮定すると，一様勾配斜面上では汀線からの距離 x に比例し，値は 1 となる．また，碎波帯外では波高 a は水深に比例せず一様の波高（浅水変形は考慮しない）と仮定すると，その値は 0 となる．

$$\frac{1}{2x} \frac{\partial(a^2)}{\partial x} = \begin{cases} 1 & x < x_b(t) \\ 0 & x \geq x_b(t) \end{cases} \quad (9)$$

ここで， $x_b(t)$ は時間とともに岸沖に変化する碎波点位置を表す．碎波位置の時空間変化が図-B1 のようである時，ある距離 x での式(9)の値の時間変化をみると， x 地点が碎波帯内にある時は 1，碎波外にあるときは 0 の値を周期的に繰り返す矩形パルスとなっている．この変化をFourier級数で表わすと次式となる．

$$\frac{1}{2x} \frac{\partial(a^2)}{\partial x} = a_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (a_n(x) \cos(nt) + b_n(x) \sin(nt)) \quad (10)$$

ここで， $t_1(x) < t < t_2(x)$ の時間帯で式(9)が 1 であり，係数 a_n ， b_n は，

$$a_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_1(x)}^{t_2(x)} \cos(nt) dt \quad (11)$$

$$b_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_1(x)}^{t_2(x)} \sin(nt) dt \quad (12)$$

で計算される．

の値をとる時間帯 $t_1(x) \sim t_2(x)$ は,

$$t_1(x) = -\tau + t_b, \quad t_2(x) = \tau + t_b \quad (17)$$

$$\tau = \cos^{-1}\left(\frac{x-1}{\delta a}\right) \quad (18)$$

となる. この $t_1(x) \sim t_2(x)$ の区間で, 式(11), (12)を求めると,

$$a_0(x) = \frac{\tau}{\pi} \quad (19)$$

$$a_n(x) = \frac{\sin(n\tau)}{n\pi} \cos(nt_b) \quad (20)$$

$$b_n(x) = \frac{\sin(n\tau)}{n\pi} \sin(nt_b) \quad (21)$$

となり, 運動方程式の外力の項は, 波の連なりによる砕波位置の時空間変動によって表わされる.

波の進行による遅れ時間は小さいとして $t_b=0$ とすると, $b_n=0$ としたSymondsらのモデルと同じになる.

式(4), (5)を連立し, 外力の項に式(10)を代入するとモード $n=1,2,\dots$ の時, 次式を得る.

$$\chi \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial t^2} - \frac{\partial \zeta_n}{\partial x} - \chi \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial x^2} = \begin{cases} \frac{\partial(2F_n x)}{\partial x} & \dots x_1 \leq x \leq x_2 \\ 0 & \dots 0 < x < x_1, x_2 < x \end{cases} \quad (22)$$

$$F_n = a_n(x) \cos(nt) + b_n(x) \sin(nt) \quad (23)$$

ここで, モード $n=1,2,\dots$ である.

時間変動と空間分布を分離して, $\zeta_n = \frac{V_n(x)}{x^{1/2}} e^{int}$ とおくと, 式(22)の左辺は,

$$e^{int} \left\{ \frac{d^2 V_n}{dx^2} + V_n \left(\frac{1}{4x^2} + \frac{\chi n^2}{x} \right) \right\} \quad (24)$$

となり, $=0$ の微分方程式は, 円柱関数に帰着されて, その解 V_n は次式で表される.

$$V_n = P_n x^{1/2} Z_0(Q_n x^{1/2}) \quad (25)$$

ここで、 P_n は任意の定数、 Z_0 は0次のBessel関数 J_0 とNeumann関数 Y_0 、 $Q_n=2n\sqrt{\chi}$ 。

この円柱関数を用いて、式(22)の左辺=0の一般解 ζ_{nh} は、

$$\zeta_{nh} = \{A_n J_0(Q_n x^{1/2}) + B_n Y_0(Q_n x^{1/2})\} \cos(nt) + \{C_n J_0(Q_n x^{1/2}) + D_n Y_0(Q_n x^{1/2})\} \sin(nt) \quad (26)$$

で表される。ここで、 A_n, B_n, C_n, D_n は未定の係数であり、境界条件によって定まる。

また、式(22)の碎波位置変動帯($x_1 < x < x_2$)での特解 ζ_{np} は、円柱関数を用いた積分形で与えられる、

$$\zeta_{np} = \frac{V_n}{x^{1/2}} \int_{x_1}^x \frac{1}{V_n^2} \left\{ \int_{x_1}^x \frac{-V_n}{x^{1/2}} \frac{\partial}{\partial x} (2F_n x) dx \right\} dx \quad (27)$$

これを一般解 ζ_{nh} と同様の形に整理すると、

$$\zeta_{np} = \{A_{np} J_0(Q_n x^{1/2}) + B_{np} Y_0(Q_n x^{1/2})\} \cos(nt) + \{C_{np} J_0(Q_n x^{1/2}) + D_{np} Y_0(Q_n x^{1/2})\} \sin(nt) \quad (28)$$

$$A_{np} = -\pi \left[2a_n(x) x Y_0(Q_n x^{1/2}) \right]_{x_1}^x - \pi \int_{x_1}^x a_n(x) Q_n Y_1(Q_n x^{1/2}) dx, \quad (29)$$

$$B_{np} = \pi \left[2a_n(x) x J_0(Q_n x^{1/2}) \right]_{x_1}^x + \pi \int_{x_1}^x a_n(x) Q_n J_1(Q_n x^{1/2}) dx, \quad (30)$$

$$C_{np} = -\pi \left[2b_n(x) x Y_0(Q_n x^{1/2}) \right]_{x_1}^x - \pi \int_{x_1}^x b_n(x) Q_n Y_1(Q_n x^{1/2}) dx, \quad (31)$$

$$D_{np} = \pi \left[2b_n(x) x J_0(Q_n x^{1/2}) \right]_{x_1}^x + \pi \int_{x_1}^x b_n(x) Q_n J_1(Q_n x^{1/2}) dx \quad (32)$$

となる。

汀線($x=0$)で $\frac{\partial \zeta_n}{\partial x} = 0$ 、および、碎波位置変動帯の両端($x=x_1, x=x_2$)で ζ_n が連続かつ $\frac{\partial \zeta_n}{\partial x}$ が連

続、無限遠沖合で ζ_n が沖への進行波であるという境界条件を用いて、連立方程式を解き、

未定係数を求めることによって、モード n の解 ζ_n が求まる。モード $n=0$ の解は、平均水位

の静的な上下移動量を表し、

$$\zeta_0 = \begin{cases} \delta a + (x_1 - x) & \cdots 0 \leq x < x_1 \\ -\frac{1}{\pi} \left\{ (x-1)\tau - \sqrt{(\delta a)^2 - (x-1)^2} \right\} & \cdots x_1 \leq x \leq x_2 \\ 0 & x_2 < x \end{cases} \quad (33)$$

で表される。したがって、無次元化された長周期波の水位変動 ζ は、

$$\zeta = \sum_{n=0}^{\infty} \zeta_n \quad (34)$$

で得られる. また, 長周期波の流速 U_n については, 式(5)に水位変動 ζ_n を代入して求める.

例えば, $U_0=0$

$$U_n = \frac{2n}{Q_n x^{1/2}} [A_n J_1 \sin(nt) - C_n J_1 \cos(nt)] \quad \dots 0 < x < x_1 \quad (35)$$

となる.

図-B2 に波の進行による遅れ時間 t_b を無視した Symonds らのモデルと遅れ時間 t_b を考慮した修正モデルとの長周期波の振幅の比較を示す. Symonds らの仮定のように χ の値が 5 以下の場合, 両者にほとんど差はないが, 現地観測地点でのパラメタ χ の値 15~100 の範囲では, 遅れ時間 t_b による影響は大きい. これは, **図-B1** の模式図に示すような波の進行による碎波の遅れによって, 小さな波が碎波する前に, 大きな波が沖で碎波し始めるため, 碎波位置の変動幅が小さくなり, 励起される長周期波の振幅が小さくなるためである. また, パラメタ χ が 5 以上ではモード 2 の長周期振幅が大きくなることが分かる. **図-B3** に碎波帯内の長周期波高の観測値と遅れ時間 t_b を無視した長周期波高の計算値との比較を, **図-B4** に遅れ時間 t_b を考慮した計算値との比較を示す. 遅れ時間 t_b を考慮した本モデルが現地での長周期波の発生をよく再現していることが分かる.

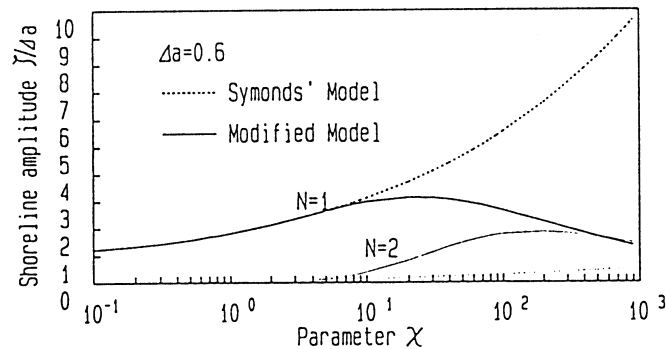


図-B2 汀線位置でのモード n の長周期波の無次元振幅と χ パラメタの関係

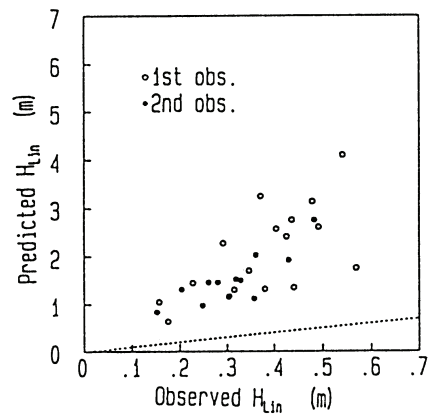


図-B3 観測された砕波帯内の長周期波高と Symonds のモデルによる計算値との比較

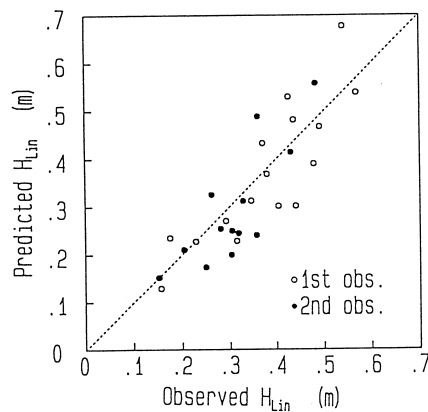


図-B4 観測された長周期波高と砕波の遅れを考慮した修正 Symonds のモデル計算値との比較

参考文献

加藤一正，中村聡志，池田直太(1990)：波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定-
波崎海洋研究施設における現地観測にもとづく検討-, 港湾技術研究所報告, 第 30 巻,
第 1 号, pp.137-163.

Nakamura,S. and K.Katoh(1992): Generation of infragravity waves in breaking process of wave
groups, Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Eng., pp.990-1003.

Symonds,G, D.A.Huntley and A.J.Bowen(1982):Two-dimensional surf beat: longwave generation by a time varying break point, J. Geophys. Res., Vol87, No.C1, pp492-498.

付録 C 波群変形と長周期波発生の岸沖数値モデル（岸沖 1 D 波エネルギー励起モデル）

個々波のエネルギーと長周期波との干渉を考慮した長周期波の発生・伝播・遡上モデルを開発し、平均水位変化による汀線移動の取り扱いを容易にする数値解法を用いて、断面 1 次元における計算を行った。また、Stive ら(1983)の規則波による一様勾配での wave set-up, set-down による平均水位変化の実験結果、Mase(1995)の二成分合成波による一様斜面上での波の遡上実験および第四港湾建設局下関調査設計事務所で行われた三成分合成波による一様勾配斜面と斜面に潜堤を設置した実験結果を用いて数値計算結果の検証を行った。

1. 波群変形と長周期波発生の岸沖モデル（1 D）

数値モデルに用いた断面 1 次元の長周期波の基礎方程式は、オイラーの式を個々波の周期スケールで時間平均と水深方向に積分して求めた非線形長波の連続式および運動量方程式（Mei,1990）,

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial DU}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial DU}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(DU^2 + \frac{1}{2} g D^2 \right) = g D \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{S_{xx}}{\rho} \right) - \tau_b \quad (2)$$

ここで、 $D = h + \bar{\eta}$ は平均水深、 U は水深方向に一様な流速、 τ_b は $\tau_b = \frac{f_w}{2} U |U|$ で表される底面摩擦項である。

連続式・運動量方程式と同様に時間平均と水深方向に積分したエネルギーバランス方程式,

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(C_g + U) E \right] + \frac{\partial}{\partial x} (U S_{xx}) = -(\text{Diss}) \quad (3)$$

を用いた。エネルギー方程式中には、個々波のエネルギーと長周期波の流速との干渉を

表す項 $\frac{\partial UE}{\partial x}$ および $\frac{\partial US_{xx}}{\partial x}$ を残した。また、エネルギー逸散項は、砕波波高水深比による確率砕波の式 (Roelvink,1993) を用いた。

$$\text{Dissipation} = 2\alpha f_p E \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{H}{\gamma D} \right)^n \right\} \right] \quad (4)$$

ここで f_p は入射波のピーク周波数、 γ は砕波波高水深比、 α, n は係数を用いた。

波のエネルギーおよび Radiation stress は、砕波帯内の波の挙動が明確でないこと、潜堤・汀線等での周期の短い波の任意反射率および位相の反射波および多成分波の干渉を考慮することは困難であるため、周期の短い入射波は斜面での砕波によって十分にエネルギーを失い反射しないと仮定して、線形進行波のエネルギーと波高の関係式(式(5)), および Radiation stress の評価式(式(6))を用いて計算した。

$$E = \frac{\rho g}{8} H^2 \quad (5)$$

$$S_{xx} = E \left(2 \frac{C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

この仮定は潜堤を設置した実験との比較において、潜堤前面での反射波領域での長周期波の波形に差異を生じさせる。

2. 数値計算方法

基礎式の解法には、汀線での境界条件の取り扱いを容易にするため、upwind finite volume method を用いた。この解法は、要素分割した各境界での水深および流速の不連続をボア等の伝播 (Raimann-Gondunov 問題) として取り扱い、無次元化した基礎式を \sqrt{D} で重み付き平均した Local Jacobian $\bar{\mathbf{A}}$ をもとに、その固有値から得られる特性曲線および特性量を用いて要素分割した境界でのフラックスを計算し、近似的に解を求める方法 (Roe,1986) を用いた。

$$\mathbf{P}_t + \bar{\mathbf{A}} \mathbf{P}_x = \mathbf{Q} \quad (7)$$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} D \\ DU \\ E \end{pmatrix}, \quad \bar{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \bar{D} - \bar{U}^2 & 2\bar{U} & 0 \\ 0 & 0 & C_g \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 \\ Dh_x - (S_{xx})_x \\ -(\text{Diss}) - (UE)_x - (US_{xx})_x \end{pmatrix} \quad (8)$$

ここで、添え字は偏微分を表す。この方法は、要素分割した境界でのフラックスによって諸量を計算するため、波によって移動する汀線においても特殊な境界条件設定をすることなく数値解が求まる。ただし、数値計算上水深が 0 に近づくと流速が無限大になるため、斜面勾配によって決まる微少水深 \square を定義し、この水深以下では流速を 0 とした。また、この水深以下となる位置を計算上の汀線位置とした。計算は実験波形の包絡線を求め、その振幅の 2 倍が波高であるとして波のエネルギーの時間変動を沖側の境界から与えて行った。計算方法の詳細については、Nakamura ら(1997)を参照。

3. モデルの検証

今回のモデルには、汀線位置を決める微少水深パラメタ ε 、底面摩擦のパラメタ f_w 、エネルギー逸算式中のパラメタ α, n, γ の合計 5 つのパラメタがある。これらの内 f_w は計算上支障がない限り 0.01 とした。他のパラメタについては実験値との比較によって決める必要がある。

Roelvink(1993)によると今回用いたエネルギー逸散式は簡単な確率砕波の式であるが、砕波の状況に強く影響され、砕波形式によって式中の係数、特に砕波波高水深比 γ の値を変える必要がある。そこで、九州地方整備局（旧第四港湾建設局）下関調査設計事務所実験センターで行われた 1/30 勾配一様斜面上での三成分波（入射波の波の周期 1.26s、波高 10cm の波に波群の周期 12.6s の波高変調をかけたもの）による実験結果を用いて逸散項の検証を行った。

図-C1 は砕波波高水深比の値を 0.45～0.85 とした場合の波のエネルギーから計算した平均波高分布と実験で得られた平均波高とを比較したものである（横軸は静止汀線からの距離）。逸散式中の他の係数については $\alpha=1.0, n=10$ とした。砕波波高水深比が 0.65 の

時，波高が最大となる位置および最大値は実験値とよく一致する．

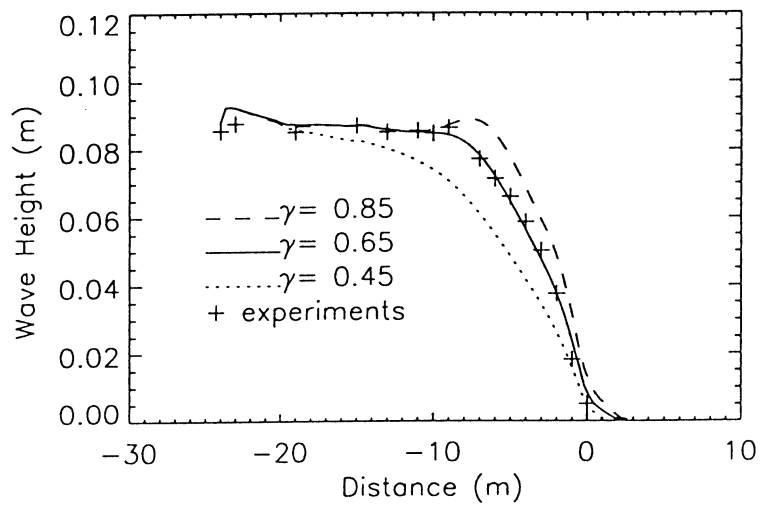


図-C1 砕波波高水深比による砕波状況の違い

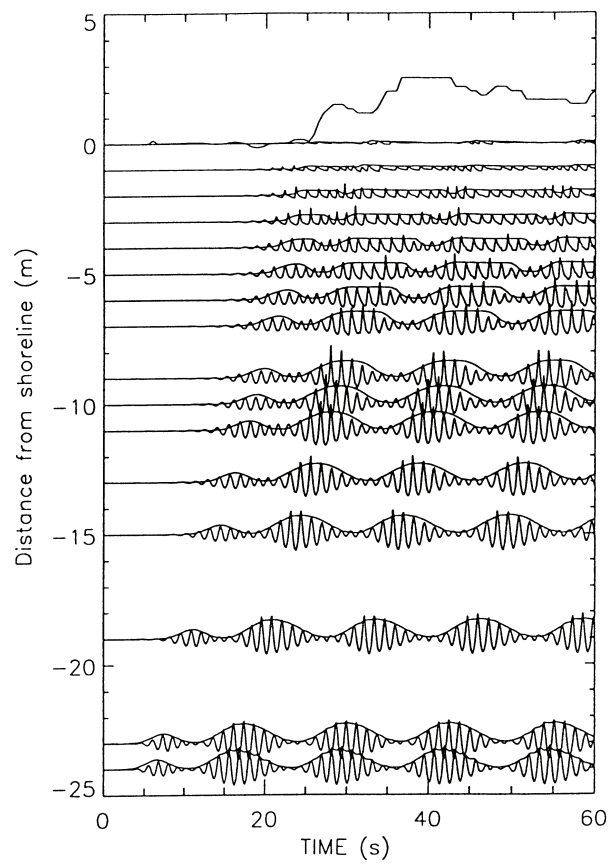


図-C2 斜面実験の短周期成分波形と計算による包絡波形の比較

図-C2 は、実験値の短周期（6.3s 以下）成分波形記録と碎波波高水深比を 0.65 として計算した波のエネルギーから換算した波の包絡波形を造波開始から比較したものである（最上段は汀線位置を示す；最下段の振幅変化は実験波形の包絡線で数値計算の入力値；波形記録は-25m 位置の最大振幅で基準化している）。碎波前の波群の伝播については、実験値と計算値はよく一致している。また、碎波後についても、実験に見られる碎波後に残った波群の伝播と計算値の波群の伝播状態は、ほぼ一致している。

エネルギー逸散項の中の碎波波高水深比によって決まる波高の最大位置は平均水位低下(wave set-down)の最大位置に影響する。図-C3 は碎波波高水深比の違いによる平均水位分布の変化を示したものである。平均水位分布の岸沖形状は碎波波高水深比が 0.65 の場合よく一致する。計算値の水位低下量は実験値と比較してわずかに大きめの値となっている。

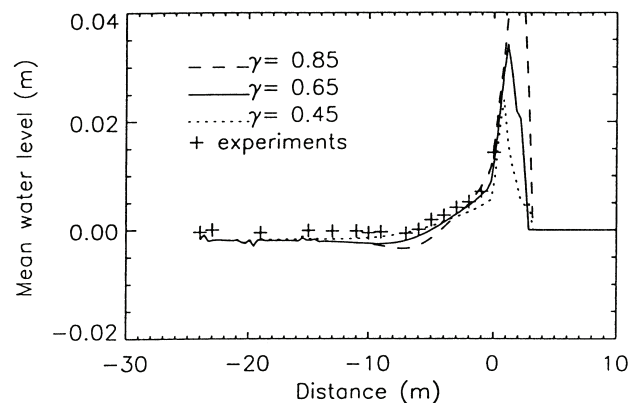


図-C3 碎波波高水深比による平均水位の違い

図-C4 は、実験値の長周期成分（6.3s 以上）波形記録と計算値の水位変動を比較したものである。碎波位置近傍の波計記録（-9,-10,-11m）では、長周期波の谷の位置に相違がある。これは、図-C2 における波群の峰の位置の相違に対応する。碎波帯内（-7m 以浅）および碎波位置沖側（-13m 以深）においては、実験値と計算値はよく一致する。汀線位置については実験での目視による平均汀線位置と計算値の平均値はほぼ一致す

る.

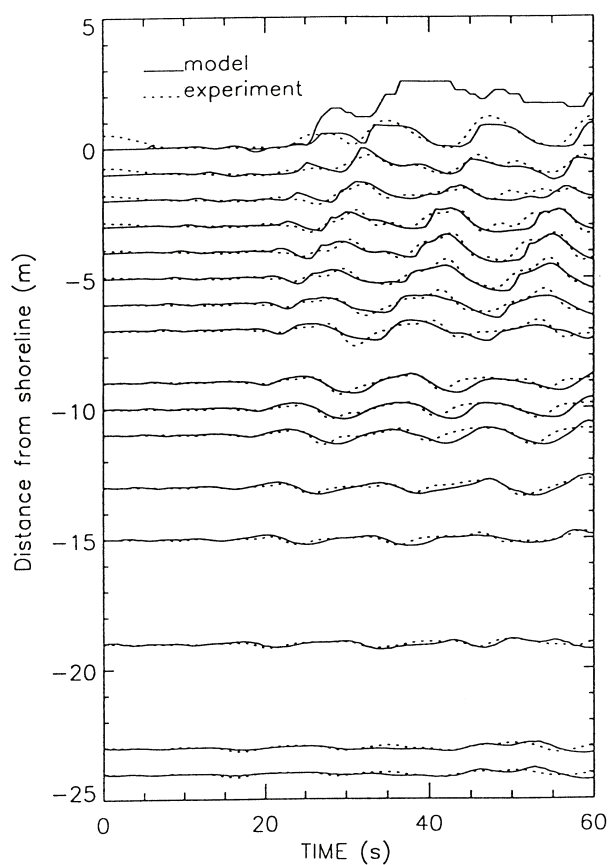


図-C4 斜面実験の長周期成分波形と計算による長周期波形の比較

次に、砕波形式の違いによる本モデルの適用性を調べるために、規則波を用いた実験ではあるが、1/40 勾配一様斜面において波形勾配の異なる規則波を用い平均水位の岸沖変化を調べた Stive ら(1983)の実験結果と本モデルの計算値との比較を行った。図-C5、図-C6 は Stive らの実験結果と水位低下の最大位置が最も一致する砕波波高水深比が 1.00 を用いた場合の計算値と実験値の平均水深の岸沖変化を示したものである。波形勾配の大きい時（図-C5：彼らの分類では巻波砕波）は水位低下量、上昇量ともに計算値が大きめの値となっている。波形勾配の小さい時（図-C6：崩れ波）については波形勾配が大きいときよりもさらに大きめの結果である。いずれの計算結果においても水位低

下量の最大値を実験値と一致させるには、砕波波高水深比を 1.00 とし、さらにエネルギー逸散項中の他の係数についても変化させる必要があるが今回は行わない。

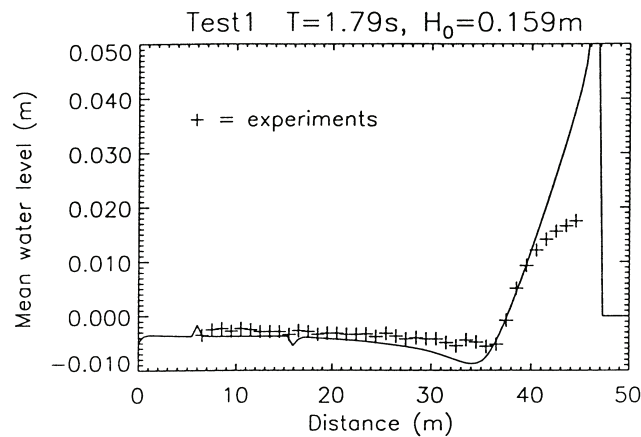


図-C5 平均水深の岸沖分布の比較 Stive Test1

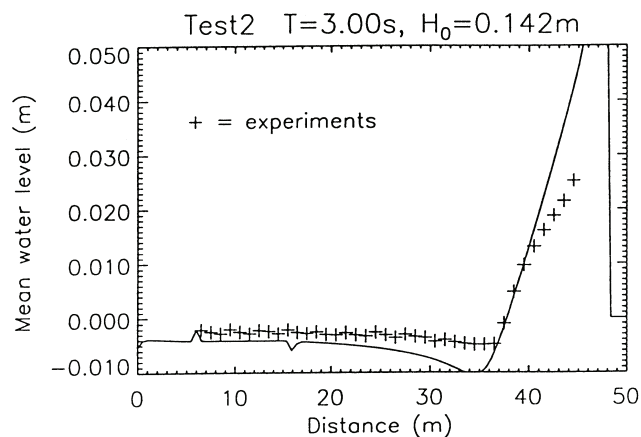


図-C6 平均水深の岸沖分布の比較 Stive Test2

汀線位置の移動については Mase(1995)によって行われた二成分波を用いた 1/20 勾配一様斜面上での波の遡上実験結果と計算値の汀線位置とを比較した (図-C7)。図中実験値は Mase による遡上高さの実験結果 (wp1,4Hz) を水平距離に変換したものであり、計算値は汀線を定義する微小水深を約 2mm, 砕波波高水深比を 0.65 として計算を行った。実験値の個々波の遡上の重なり合いによって変化する汀線位置の変化と本計算によ

る汀線位置の移動とはほぼ一致する。

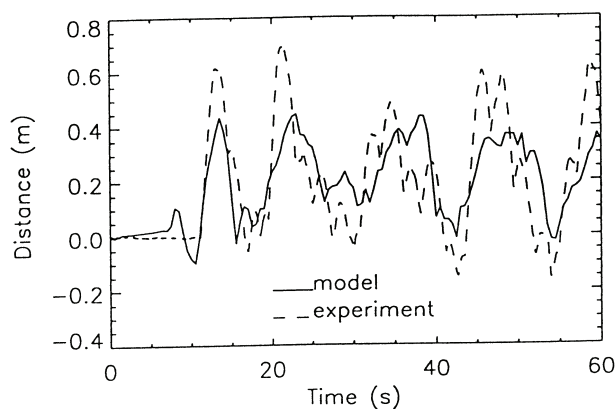


図-C7 汀線位置変動の比較 実験値 Mase(1995)

4. 潜堤実験との比較

天端水深浅い幅広潜堤上での長周期波の発生伝播問題への適用のために下関調設の潜堤実験（1/30 勾配一様斜面上に天端水深 2.5cm，幅 1.5m の直立不透過潜堤を設置，入射波の波の周期 1.26s，波群の周期 12.6s，最大波高 10cm のケース）と計算値を比較した．以下の図中-8m 位置を中心に潜堤が設置してある．また，実験では直立の潜堤を用いられているが，計算では解が発散しない程度の法勾配を持った潜堤とした．

図-C8 は平均波高分布の比較である．実験値では潜堤沖側に潜堤での反射波と入射波による重複波があり，平均波高分布にばらつきがある．しかし，進行波のエネルギー式を用いた計算値には分布のばらつきはなく大きく相違している．潜堤内の波高については計算値が若干大きめの値となっているが，潜堤で砕波後の波が汀線近くで再び砕波している実験状況を計算値は再現している．

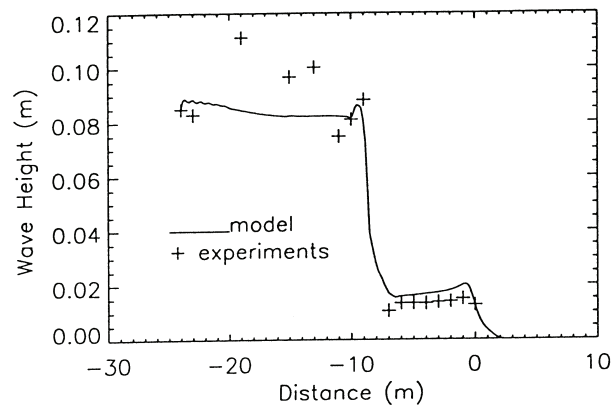


図-C8 平均波高の岸沖分布の比較 潜堤実験

図-C9 は潜堤を設置した実験の短周期成分波形記録と計算値のエネルギーから換算した波形の振幅の時間変化を比較したものである（碎波波高水深比は潜堤なしの場合と同様 0.65）。潜堤での波の反射を考慮していない計算値は実験値に比べて沖側の波の最大振幅に違いがある。潜堤内については透過波のわずかな波群の伝播をよく表している。

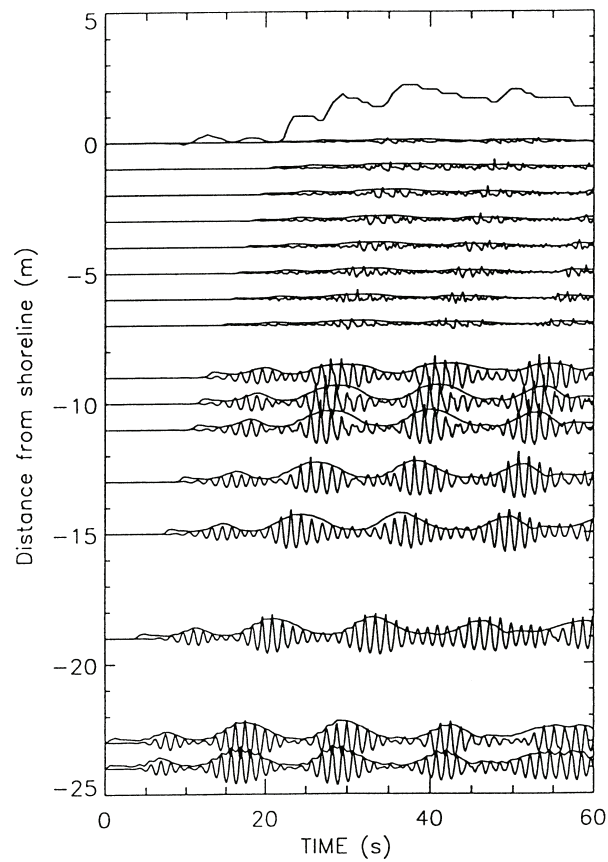


図-C9 潜堤実験の短周期成分波形と計算による包絡波形の比較

図-C10 は潜堤を設置した場合の平均水位分布を比較したものである．計算値は沖側岸側両方の潜堤法面および勾配の急変点で平均水位の値に数値計算上の乱れが生じている．潜堤沖側で平均波高の違い（図-C8 参照）があるにも関わらず，平均水位低下におよぼす影響は小さい．沖側での平均水位低下量は実験値と比較して少なく，それに対応して潜堤内の水位上昇量が少なくなっている．

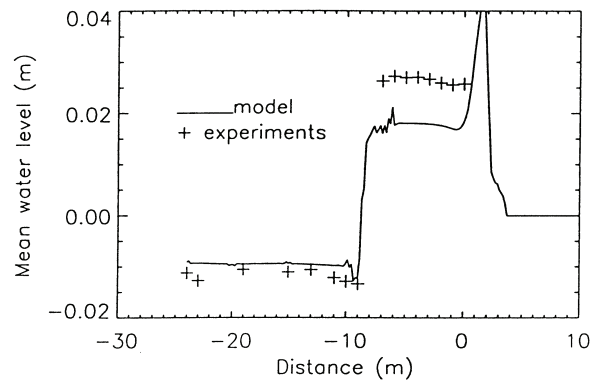


図-C10 平均水位の岸沖分布の比較 潜堤実験

図-C11 は実験値の長周期成分波形記録と計算値の水位変動を比較したものである。潜堤前面（-9m,-10m 位置）での波群中の大きな波高となっている時間（図-C9 参照）に対応した長周期波の谷の位相のずれが実験値と計算値の間にみられる。

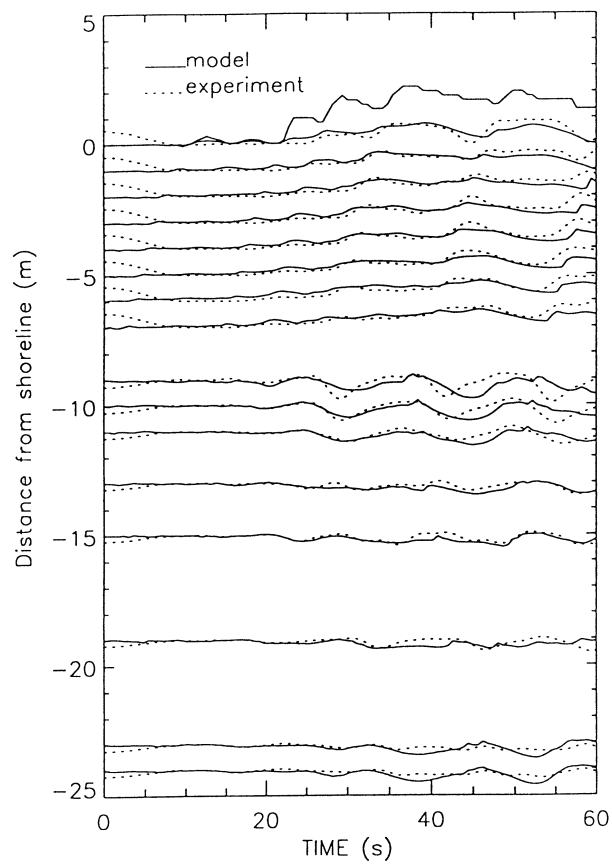


図-C11 潜堤実験の長周期成分波形と計算による長周期波形の比較

結論

1) 波群に拘束された長周期波，砕波位置の変動による長周期波の発生と伝播，汀線での個々波の遡上（モデルでは波のエネルギーの遡上）による長周期波の発生，ごく浅海での顕著になる個々波のエネルギーおよびラジエーションストレスと長周期の流速との干渉を考慮した長周期波の数値モデルを提案した．

2) 砕波条件の検証を行った一様勾配斜面での実験の場合，モデル与えられる波の種類によってエネルギー逸散項の波高水深比のパラメタ γ を規則波の場合=1, 二成分波および三成分波の場合=0.65, を用いなければならないが，平均水位低下の最大位置と計算結果の最大位置および平均水位の岸沖変化の実験結果と計算値はほぼ一致する．規則波による定常状態の平均水位低下量をさらに一致させるためにはエネルギー逸散項中の他の係数を変化させる必要があるが，波群による平均水位の変動を計算するためには $\alpha=1.0$, $n=10$ とすればよい．

3) 平均汀線位置の移動については，波の遡上実験値での個々波の遡上の重なり合いによって変化する汀線位置の変動と本計算の微小水深で定義される汀線位置の変動とをほぼ一致させることができる．

4) 潜堤を設置した実験との比較では，平均波高変化は，沖側でばらつきがあるが，潜堤内ではよく一致する．潜堤沖側の平均水位低下量の計算値は実験値と比較してわずかに小さい．潜堤内の平均水位上昇量の計算値は潜堤沖側の水位低下量に対応して小さくなっている．これらの相違は，波のエネルギーおよび Radiation stress に進行波の式を用いたため，波の反射による潜堤前面の波高増大と透過波の波高減少および波高変化にともなう水位変化を考慮していないことによる．

5) 現地への適用には，砕波，反射波領域における Radiation stress の評価式の改良も含めて，平面 2 次元への拡張とエネルギー方程式の改良の必要がある．

参考文献

- 下関調査設計事務所 (1996) : 潜堤等を導入した海岸保全調査報告書, 93p.
- Longuet-Higgins, M.S.(1970) : Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Jour. of Geophysical Research, Vol.75, No.33, pp.6778-6801.
- Mase, H.(1995) : Frequency down-shift of swash oscillations compared to incident waves, Jour. of Hydraulic Res., 33, pp.397-411.
- Mei, C.C.(1990):The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves, World Scientific
- Munk, W.H.(1949) : Surf beats, Trans. AGU, Vol.30, pp.849-854.
- Nakamura, S.(1996) : Estimation of wave groups parameter from wave climate statistics, Proc. of Int. Conf. on Coastal Engineering, pp.1503-1514.
- Nakamura, S. and Dodd, N.(1997) : A numerical model of low frequency wave motion on a beach and over reefs, Proc. of Ocean Waves Measurement and Analysis, pp.166-180.
- Roe, P.(1986):Characteristic-based schemes for the Euler equations, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol18, pp.337-365.
- Roelvink, J.A.(1993):Surf beat and its effect on cross-shore profiles, PhD thesis, Delft Univ. of Tech.
- Symonds, G. Huntley, D.A. and Bowen, A.J(1982) : Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. of Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492-498.
- Stive, M.J.F. and H.G. Wind(1982):A study of radiation stress and set-up in the nearshore region, Coastal Eng., Vol.6, pp.1-25.

付録 D 沿岸流速発達の解析解（沿岸流速岸沖分布の時間発展解）

沿岸流の非定常解析解

静止した水域を岸に向かって波が入射する場合の水塊の運動と水塊の岸沖運動の後には平均水面のセットアップ・ダウンが形成される平均水位の過渡応答については、日野ら（1977）によって実験的・解析的に検討がなされ、岸沖流と平均水面の収束については、波の入射開始から比較的短時間（20 波程度）で収束状態に達することが示されている。しかしながら、沿岸流については多くの解析解が定常状態を仮定して解かれており、発達過程や過渡応答を表したものは少ない。そこで、ラジエーション応力と底面摩擦力を導入した平面 2 次元の長波運動方程式を用いて、一様勾配斜面に波が斜め入射する場合の沿岸流過渡応答の解析解を求める。平均水位と岸沖流は初期には変動するが 20 波程度で定常状態に達することから、今回の沿岸流非定常解を求める際には、長波流れの基礎式で平均水位と岸沖流は擬似的に定常状態にあると仮定し、また、浜を通過する質量輸送を 0 とおくことによって、沿岸方向の運動方程式から次式を得る。

$$d \frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{S_{xy}}{\rho} \right) - \frac{f_w}{2} |V| V \quad (1)$$

ここで、 d は水深、 V は沿岸流速、 S_{xy} は波によって生じるラジエーション応力、 f_w は底面摩擦係数、 t は時間、 x は沖向きを正とする距離、水平拡散項については波の不規則性を考慮することによって、その効果が生じることになるので、本解析解では式中に拡散項を導入せず、余計な拡散パラメタを排除している。式(1)を静止状態（ $V(0)=0$ ）からの発達過程（ $V(t) \geq 0$ ）の条件で解き、 S_{xy} に波のエネルギー表示式を用い、砕波帯内の波高水深比 γ は一定、砕波位置での汀線に対する波の入射角を θ_b 、平均水位変動は小さい（ $d \approx h$ ）と仮定して式を整理し、森口ら(1956)の有理関数の不定積分公式 $I_A = I[0,1]$ を用いて積分すると、砕波帯内の沿岸流速 $V(t)$ は次式で得られる。

$$V(t) = V_{\infty} \tanh(T^*) \quad (2)$$

ここで,

$$V_{\infty} = \sqrt{\frac{g\gamma^2 h \theta_b \tan \beta}{2f_w}} \quad (3)$$

は, 沿岸流速の漸近値, h は初期水深, $\tan \beta$ は海底勾配,

$$T^* = t \sqrt{\frac{gf_w \gamma^2 \theta_b \tan \beta}{8h}} \quad (4)$$

は, 無次元化された経過時間である. 静止水面に規則波が斜め入射する場合, 砕波帯内の沿岸流速の発達過程は, 砕波状況と地形, 底面条件によって決まる無次元時間経過, 式(4), によって徐々に増加し, 十分に時間が経過した後は, 式(3)の流速に漸近することが分かる. ただし, この沿岸流解析解では, 砕波位置と砕波時の波向について, 別途, 波の屈折・変形計算から求める必要がある.

沿岸流速の岸沖分布と砕波時の波向角, 底面摩擦係数との関係

沿岸流の発達の物理過程を明らかにするためには, 単純なモデルを解析的に求め, その解析解がどのようなパラメタによってどのように依存しているかを明らかにすることが重要である. また同時に, 他のより複雑な数値モデルを検証する際の例題として, 解析解を用いることができる. この節では, 砕波時の波向角および底面摩擦係数が沿岸流速の岸沖分布に及ぼす影響を式(3)を用いて考察する.

式(3)は, 一様な勾配の斜面に波が斜め入射し, 定常な波の状態が十分に時間が経過した後に生じる砕波帯内の沿岸流速を表している. 砕波帯内の沿岸流速分布は, 水深の $1/2$ 乗に比例して増加し, 砕波位置で最大となる. 砕波時の波向角が大きいほど沿岸流速は速くなり, また, 底面摩擦が大きくなるほど沿岸流速が遅くなることが式から分か

る．図-D1 に海底勾配が $1/60$ ，碎波波高水深比が 0.65 ，碎波開始水深が 3m ，海底摩擦係数を 0.01 で固定した場合の，碎波時の波向角の違いによる沿岸流速の岸沖分布の変化を示す．Longuet-Higgins(1970)やクラウスら(1978)が示した水平拡散項無しで計算した沿岸流速の岸沖分布と比較して，本解析解は上に膨らんだ三角形形状をしている．これは，彼らの解析解は海底摩擦項に水深と波向角によって変化する海底摩擦式を用いたためである．海底摩擦と水深との関係については，様々な定式化が可能であり，また，その評価についても未だ十分に行われていないの実状である．今回の解析解のように流況を変化させるパラメタとして定式化し，現地観測された沿岸流速値を用いて，当該海岸に応じた海底摩擦係数の合わせ込みを行うことが適切であろう．

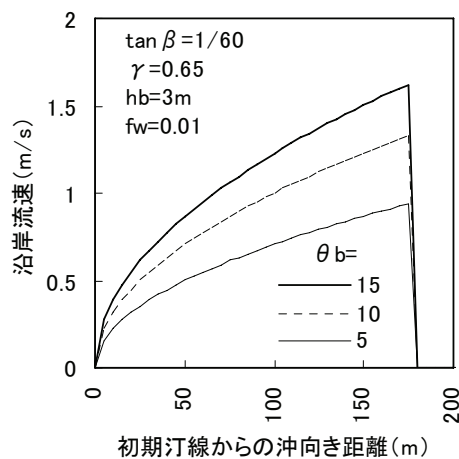


図-D1 碎波時の波向角の違いによる沿岸流速の岸沖分布の変化

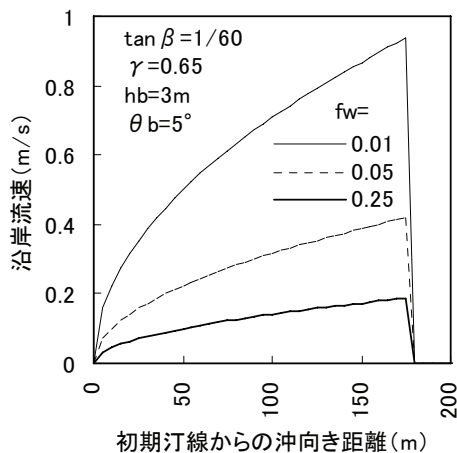


図-D2 底面摩擦係数の違いによる沿岸流速の岸沖分布の変化

次に、砕波時の波向角は 5° に固定し、海底摩擦係数の違いによる沿岸流速の岸沖分布の変化を図-D2 に示す。海底摩擦係数の増加は、沿岸流速を減じ、その岸沖分布を岸沖で一様な分布とする。橋本ら(1978)は、現地海底摩擦係数を平均的には 0.012 と推定している。また、海浜流計算では 0.01 程度の値がよく用いられる一方で、沖合で海底摩擦係数を 0.01 とし、汀線部で 0.25 まで連続して変化させた計算例もある。このように評価の定まっていない海底摩擦に関する項を定式化して用いること、現地観測データを用いて海底摩擦係数の合わせ込みの作業を行わなければならないことが、海浜流の計算式や図表による簡便な予測計算を未だに困難にしている一つの原因と思われる。

沿岸流速の収束時間と砕波時の波向角、底面摩擦係数との関係

海浜流の研究でこれまであまり考慮されていなかった特性として、海浜流の発達減衰に関する時間経過がある。実験的研究では、静水状態からの造波によって生じる海浜流は過渡的な状態にあり、沿岸流が十分に発達するまでの長い時間の実験ができない。また、現地観測では、波の状態が一定でないため、様々な状態の波によって生じた重ねあ

わせの流れが観測され、観測された海浜流がどれくらい前の波の状態に影響を受けているかを判断することが難しい。今回の解析解では、静水状態を初期条件として求解した。これは、水槽実験時における波の作用時間と沿岸流の発達と収束状況を知ることが目的としたからである。なお、ある一定の流れ場を初期条件として、式(1)を解けば、現地海岸における波の場の変化を想定した、波の場が突然変化した場合の沿岸流速の過渡応答を求めることも可能である。この場合の沿岸流速の時間応答解も式(2)のような \tanh 型の関数を持ち、時間とともに波の場と地形によって規定される沿岸流速の漸近値に収束する。

砕波時の波向角および底面摩擦係数が沿岸流速の発達に及ぼす影響を式(2)、式(4)を用いて示す。式(4)は、一様な勾配の斜面に斜め入射する定常な波が生じさせる沿岸流の発達時間を無次元化するための変数であり、水深が浅いほど沿岸流は短時間で収束し、また、砕波時の波向角が大きいほど、底面摩擦が大きいほど、短時間に収束することが分かる。図-D3 に海底勾配が $1/60$ 、砕波波高水深比が 0.65 、砕波開始水深が 3m 、海底摩擦係数を 0.01 で固定した場合の、砕波時の波向角の違いによる砕波位置での沿岸流速の時間発達を示す。縦軸は、沿岸流速値を沿岸流速の漸近値で除した値となっており、値が 1 に近いほどよく収束していることを示す。図-D4 に砕波時の波向を 5° で固定した場合の海底摩擦係数の違いによる砕波位置での沿岸流速の時間発達を示す。砕波時の波向角が 5° で海底摩擦係数が 0.01 の場合波の作用開始から 10 分程度経過しても、約 8 割の沿岸流速にしか達していないことが分かる。

数値計算が収束するまでの時間を求める一例として、一様勾配 $\tan \beta = 1/60$ の海岸に水深 12m の沖から 10° の角度で入射する波高 1m ・周期 9s の波の変形計算を用いて、海底摩擦係数の違いによる、砕波点での沿岸流の漸近流速と沿岸流速の 99% 収束 ($T^* = 2.65$) までの時間 t を計算した(表-D1)。沿岸流速の漸近値と収束までの時間は、一般的に用い

られる $f_w=0.01$ では、130 波以上の経過時間が必要であり、日野ら（1977）による平均水位と岸沖流の安定までにかかる 30 波程度と比べて経過時間が長い。これは、沿岸方向に一様な波によって生じる岸に平行な小さな起流力と底面摩擦力が釣り合うよう流速が決定されるためである。

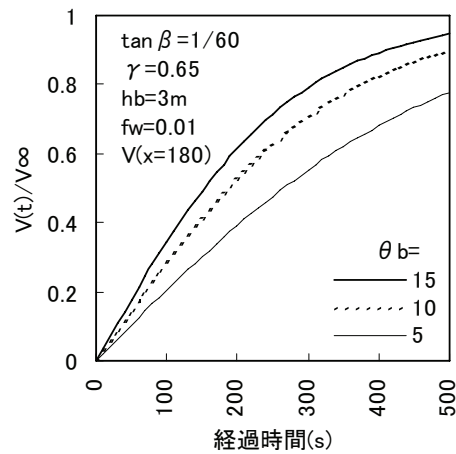


図-D3 砕波時の波向角の違いによる沿岸流速の発達状況の違い

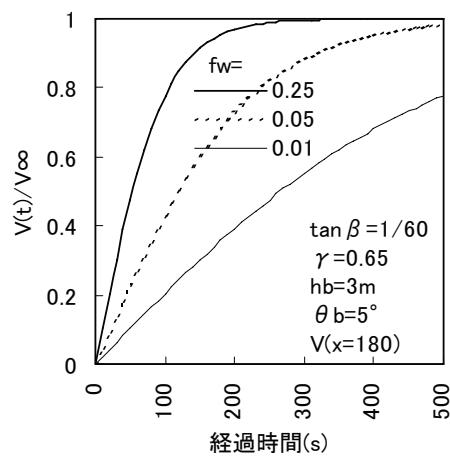


図-D4 底面摩擦係数の違いによる沿岸流速の発達状況の違い

表-A1 海底摩擦係数と沿岸流漸近速度，収束時間(波数)

f_w	$V_\infty(\text{m/s})$	$t \text{ (s)}$
0.01	0.85	1224 (136 波)
0.05	0.38	547 (60 波)
0.25	0.17	245 (27 波)

参考文献

- 日野幹雄，沢本正樹 (1977)：非定常過程としての海浜流の研究(1)，海岸工学論文集，第 24 巻, pp.596-599.
- ニコラス クラウス，佐々木民雄(1978)：沿岸流速分布に及ぼす入射角の影響について，海岸工学論文集，第 25 巻, pp.430-434.
- 橋本宏，宇多高明(1978)：海浜流と摩擦係数の現地観測，海岸工学論文集，第 25 巻, pp.435-444.
- 森口繁一，宇田川銈久，一松信(1956)：岩波数学公式 I（微分積分・平面曲線），岩波書店，318p.
- Longuet-Higgins, M.S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, Jour. Geophys.Res.,75(33), pp.6778-6801.

謝辞

本研究は、平成元年に著者が旧運輸省港湾技術研究所水工部漂砂研究室に配属されて以来、実施してきた沿岸域における波群と長周期流動に関する現地観測結果および数値計算モデル開発成果を取りまとめたものである。研究開始早々に実施した波崎海洋研究施設における現地観測での荒天時の波の激しさとダイナミックな地形変化、これまでに見たこともない水面のうねりを体験したときの驚きが、波群と長周期流動の研究を続ける力となっている。また、研究所内外の多くの方々の助言と指導、援助を受けられる環境に恵まれたことも幸運であった。配属当時、漂砂研究室長の加藤一正氏は私を波群と長周期波の研究に導いてくださり、加藤氏から現地観測から生まれる発想型の研究の重要性を学んだ。現漂砂研究室長の栗山善昭氏からは、現地観測における綿密な準備と納得できるまで多くの現地観測データを収集する研究姿勢を学んだ。歴代波浪研究室長や水理研究室長からは、波の非線形干渉に関する理論や波と流れの干渉に関する助言を頂いた。Nicolas Dodd 氏からは英国 HR Wallingford での在外研究期間とその後も数値シミュレーションの改良に多くの助言を頂いた。また、本研究で用いた現地観測データは、漂砂研究室および波浪研究室の諸氏の荒れる海での計測器設置や昼夜の観測によって得られた。また、全国波浪情報観測網を用いた波群の観測は、海象研究室をはじめ各港湾整備事務所の協力によって実施できた。皆様に感謝いたします。

本研究をまとめるにあたって、喜岡渉教授、北野利一助教授からご指導を頂いた。ここに記して感謝の意を表します。