

港湾構造物の設計に用いる長周期波の標準スペクトルについて

平石 哲也*・河野 信二**・玉城 重則***・長谷川 準三***

1. はじめに

波群に拘束されたセットダウン波や低気圧に伴う自由進行長波、およびそれらの沿岸からの反射を要因として沖合で長周期波が発達する。長周期波が港湾に伝播すると港内では侵入した長周期波そのもの（菅沼ら、1995）と、港内で励起される副振動現象（田端ら、1995、木村ら、1996）による長周期水位変動によって、船舶の係留系の共振が引き起こされ、荷役障害や係留索の切断事故が発生する（平石ら、1996a）。長周期波による被害が顕著な苫小牧、能代、鹿島港などでは、現在、防波堤の延伸・新設等による対策が検討されている。対策工の計画策定時には、侵入する沖合長周期波を入力値として、線形長波による近似計算（平石ら、1996b）、あるいはブシネスクモデルによる非線形波浪伝播計算（金山ら、1995）で港内の対象地点における長周期波高や、対策工による低減効果を検討する必要がある。また、メガフロート等の大規模浮体施設の計画においても、長周期の水位変動は浮体運動に大きな影響を及ぼすため、設置海域の長周期波の特性を明らかにしておかなければならない。

このとき、設計値としては観測された長周期波を用いればよいが、波浪観測データから得られる長周期波の特性は観測場所や期間によって変化し、スペクトル形として汎用性があり、かつ信頼できるものが得られていない。そこで、本研究では、従来から長周期波による被害および影響が報告され、連続的に波浪観測がなされている秋田県能代、茨城県常陸那珂（建設中）、茨城県鹿島、沖縄県那覇港の沖合における波浪観測データから長周期波を抽出し、汎用性のある標準スペクトルを得ることを目的とした。スペクトル形は短周期波と長周期波の双方を表示でき、現地の長周期波特性を表示できるものとした。

2. 観測の概要

表一1 に本研究で用いた観測データの取得位置と期間をまとめる。表中の「水深」は波高計の設置水深で、能代お

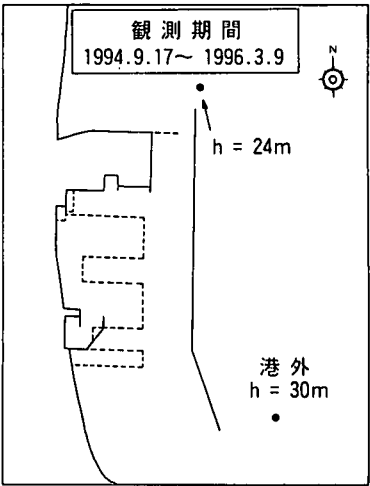
表一1 観測地点と期間

港名	水深(m)	期 間	観測時間
能代	25	1994. 1. 29~2. 20	20 min/2 hr.
常陸那珂	30, 24	1994. 9. 17~ 1996. 4. 17	20 min/2 hr.
那覇	50	1995. 3. 3~3. 5	20 min/1 hr.
鹿島	23~9	1996. 9. 11~11. 11	連続 60 min

よび那覇港では最も沖側の観測点を用い、常陸那珂では、水深の異なる沖側2点でのデータを用いた。図一1 は常陸那珂の観測点の位置を示す。なお、能代港、那覇港および鹿島港の観測点位置は、それぞれ田端ら（1995）、平石ら（1996b）および土田ら（1997）を参照されたい。鹿島港では港外（ST.0）と港内の複数点（ST.1~4）で同時観測を行っている。

表一1 の「観測時間」は、1 ケースあたりのデータ長を示し、たとえば「20 min/2 hr」であれば、毎偶数時の前後 10 min 間連続して観測していることを示す。鹿島港では、1 ケースあたり 59 min 連続観測をし、1 min のインターバルを記録のために取っている。

長周期波の抽出にあたっては、まず連続した波形記録から、高速フーリエ変換法で全周波数範囲における周波



図一1 常陸那珂港における観測位置

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所水工部
** 正会員 沿岸海洋調査(株) 解析調査課
*** 正会員 (株)エコー 第一技術部

数スペクトルを解析した。次に、スペクトルを短周期波と長周期波の境界となる周波数 f_b より高い周波数範囲と低い周波数範囲に分割し、それぞれから逆フーリエ変換法を用いて短周期波と長周期波の波形を再構成する。なお、境界周波数 f_b は、スペクトル形に応じて $1/20$ と $1/30$ ($1/s$) を用いている。再構成された波形をゼロアップクロス法で解析すれば、短周期波の有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ 、長周期波の有義波高 $H_{11/3}$ と有義波周期 $T_{11/3}$ 等の統計量が求められる。

長周期波の生成要因の一つとなる波群に伴う拘束波形は、短周期波形から Longuet-Higgins・Stewart (1962) にしたがって推算し、同様に有義波高 $H_{d1/3}$ と周期 $T_{d1/3}$ を整理した。さらに、拘束波形から理論的に求められる拘束波の周波数スペクトルを計算した。

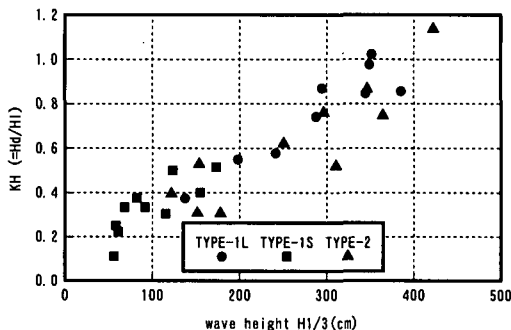
3. 観測された長周期波の特性

港湾で観測された長周期波がすべて波群に伴われる拘束波からなっているのであれば、常時の港湾波浪観測網 (NOWPHAS, 菅原ら, 1994) から得られる短周期波の波形記録から理論 (Longuet-Higgins・Stewart, 1962; Sand, 1982) 的に推算できる。しかし、自由進行波となる沿岸からの反射波や沖合の低気圧によって生じる擾乱の影響が大きい場合には非線形干渉理論からだけでは港外の長周期波を説明できない。

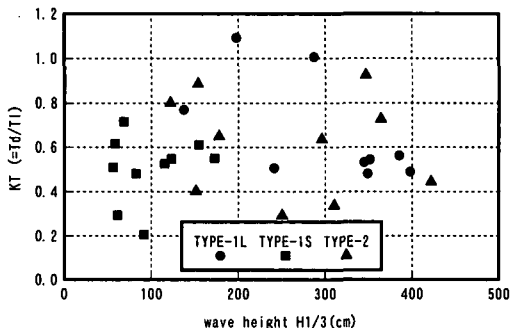
図一2 は能代港における理論拘束波と実際に観測された長周期波の波高比 K_H と周期比 K_T を示したものである。横軸は短周期波高 $H_{1/3}$ である。 $H_{1/3}$ が小さい場合には K_H は小さく 0 に近いが、 $H_{1/3}$ が 300 cm 以上になると K_H は 1 とみなすことができる。したがって、波高だけを比較すると、高波浪時には長周期波は拘束波からなっていると結論づけることができる。しかしながら、 K_T は大きくばらついており、必ずしも拘束波周期と観測長周期波周期は一致せず、両者の周期特性が強い相関を持つとは言えない。図中のタイプ分類については後述する。

図一3 は、 K_H が 1 に近いケースについて拘束波形と観測長周期波波形のコヒーレンス (上段) とフェイズ (下段) を計算したものである。有効解析周波数範囲内で検討すると、コヒーレンスは $f=10^{-2}$ ($1/s$) 付近では 0.4 以上になっており相互相関は高いが、 $10^{-2} < f < 5 \times 10^{-2}$ では 0 から 0.6 まで大きく変動し、全範囲で相関が高いとは言えない。フェイズは 0 を中心に大きく変動し、波形の比較だけでは現地における長周期波の要因を拘束波だけに限定することは困難である。

図一4 は、鹿島港内の多点観測結果から港内の K_H の変化を調べたものである。比較的 $H_{1/3}$ が高いケースであるが港外 (ST.0) の K_H は 0.3 程度で、沖合長周期波の生成要因は波群拘束波だけではないことがわかる。なお、

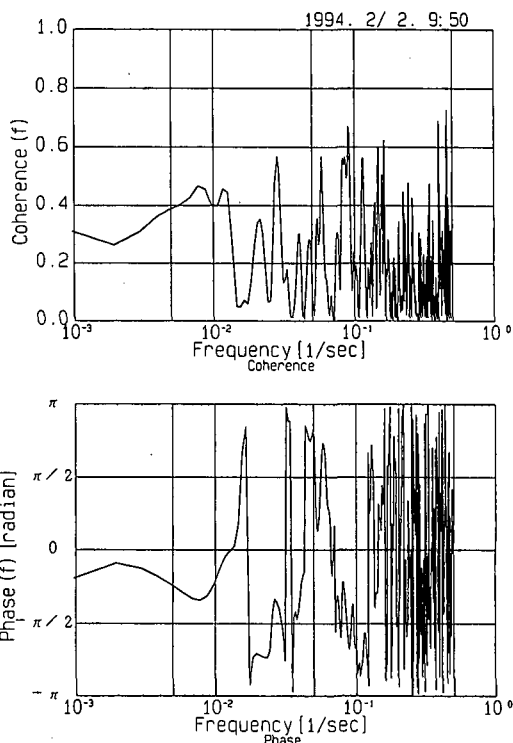


(1) 波高比 K_H



(2) 周期比 K_T

図一2 長周期波高と周期比の $H_{1/3}$ に対する変化



図一3 長周期波形と拘束波形のコヒーレンスとフェイズ

港外では K_H は 0.3 であっても、港内の ST.4, ST.2 および ST.3 では K_H は 0 に近く、港内では長周期波はすべて自由進行波から成り立っていると考えられる。

4. 標準スペクトルの設定

上述の考察から、港外では自由進行長波の割合が大きいく、理論拘束波だけでは長周期波を表せず、観測値から

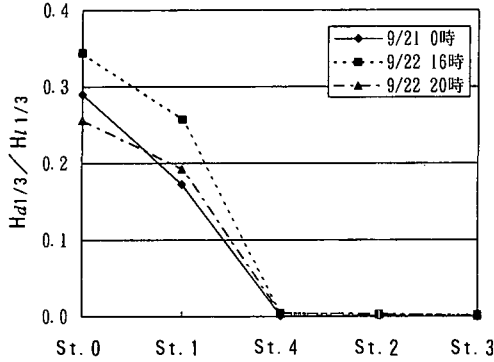


図-4 港内における拘束波高と観測長周期波高の比較

標準スペクトルを求める必要があることがわかる。そこで、まず能代港の 264 ケースの観測スペクトルを、長周期波側のスペクトル形状に従って分類した。図-5 にスペクトル形状の代表的なパターンの種類を示す。能代港では $f_0=1/20$ とした。まず、 f_0 より低い周波数帯でスペクトルのピーク位置を調べると、 $1/50$ (1/s) より低い部分と高い部分に大別できた。また双方に一つずつピークを有するものがあつた。そこで、 $f_0=1/50$ として、以下のように 3 タイプの分類を行った。

- i) 長周期波側にピークが一つ存在し、ピーク周波数は f_0 より低い。これをタイプ 1L とする。
- ii) 長周期波側にピークが一つ存在し、そのピーク周波数は f_0 より高い。これをタイプ 1S とする。
- iii) f_0 の低周波数側と高周波数側にそれぞれ 1 つ、合計で 2 つ長周期波のピークがあり、タイプ 2 とする。

各タイプ毎に、 $H_{1/3}$ が大きい順に 10 ケースを抽出し、スペクトル密度の平均値を計算し、代表スペクトル形を設定した。ただしエネルギー密度がばらつくので、スペクトル形から計算される総エネルギー値 m_0 が 2 , $H_{1/3}=1$ m の場合と一致するように規準化している。

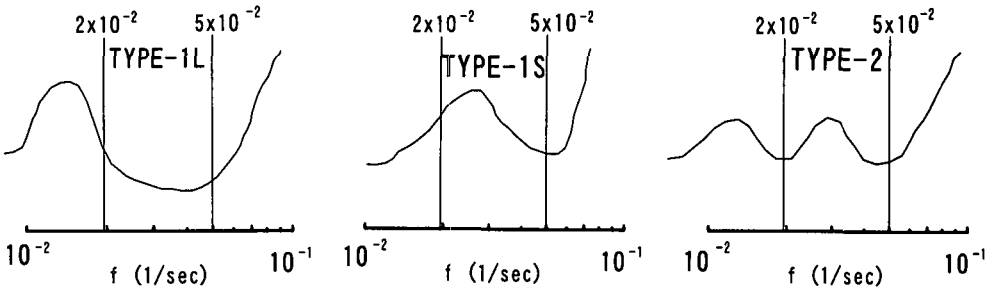


図-5 長周期波スペクトルのタイプ分類

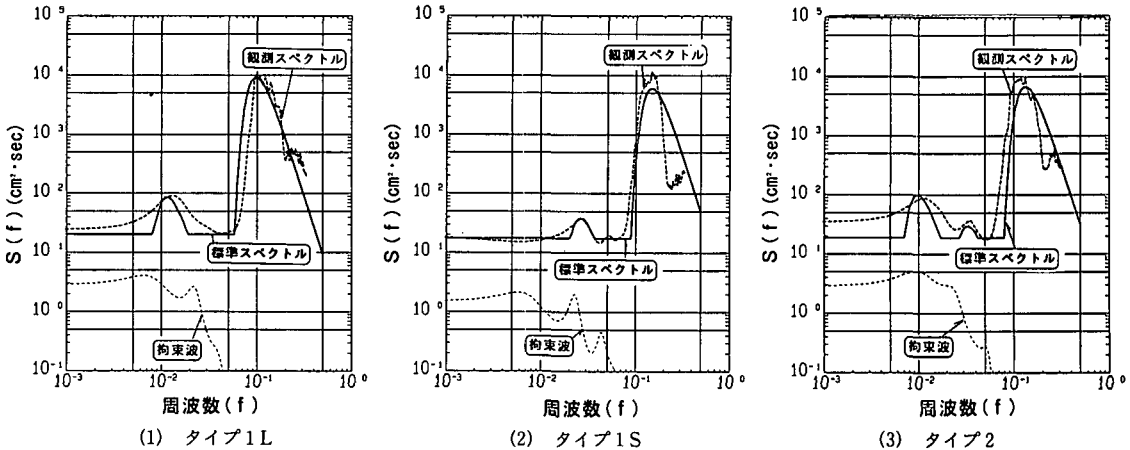


図-6 観測スペクトルと標準スペクトル形の比較

図-6 は、各タイプ毎の代表観測スペクトルを示したものである。沿岸で観測される短周期波のスペクトル形は Bretschneider-光易型 (BS 型) で代表されているので、長周期波側も含んだ標準スペクトル形としても BS 型を応用することにした。各タイプ毎に提案する標準スペクトルを次のようにした。

- a) $f > f_b$ の短周期波側においては全タイプにおいて、以下の BS 型を用いる。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \cdot \exp[-1.03 (T_{1/3} f)]^{-4} \dots\dots\dots (1)$$

- b) $f < f_b$ の長周期波側において、

- i) タイプ 1 L :

BS 型の有義波高・周期の項に長周期波のそれらをあてはめて、以下のような標準スペクトルとする。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \cdot \exp[-1.03 (T_{1/3} f)]^{-4} \dots\dots\dots (2)$$

ここでは、 $H_{1/3} = \kappa_H H_{1/3}$, $T_{1/3} = \kappa_T T_{1/3}$ とする。また、長周期波側では、極端にエネルギー密度が小さくなる例は無かったので、 $S(f) < 0.002 S(f_p)$ の場合は、 $S(f) = 0.002 S(f_p)$ で一定とした。ここで、 f_p は短周期波側のピーク周波数である。係数 κ_H 等は各港毎に定まる係数で、ここでは、 $\kappa_H = 1/30$, $\kappa_T = 8.58$ である。

- ii) タイプ 1 S :

$S(f)$ の表示式は式 (2) と同一である。ただし、 $\kappa_H = 1/30$, $\kappa_T = 6.02$ である。また、 $S(f) < 0.0015 S(f_p)$ の場合に、 $S(f) = 0.0015 S(f_p)$ とした。

- iii) タイプ 2 :

$f_b < f < f_b$ において、 $S(f)$ を式 (2) で表示する。ただし、 $\kappa_H = 1/30$, $\kappa_T = 13.65$ である。また、 $S(f) < 0.002 S(f_p)$ の場合に、 $S(f) = 0.002 S(f_p)$ とする。

$f < f_b$ においては、 $S(f)$ を式 (2) で表示する。ただし、 $\kappa_H = 1/30$, $\kappa_T = 4.01$ である。また、 $S(f) < 0.002 S(f_p)$ の場合に、 $S(f) = 0.002 S(f_p)$ とする。

図-6 では、実線で提案した標準スペクトルを示す。短周期波側では、BS 型によってピーク近傍の形状をほぼ代表させることができる。長周期波側では、観測値のなかなか裾広がり形状は再現が困難であるが、ピークの高さはほぼ再現できており、現地の長周期波特性を各タイプ毎に表すことが可能である。細破線で示した理論拘束波のスペクトル密度は、現地観測値のそれに比較すると 1 オーダー程度小さくなってしまい、現地での標準形としては採用できないことがわかる。

前述の図-2(1) に各タイプの波高変化を示しており、 $H_{1/3}$ が比較的高い場合にタイプ 1 L が、比較的低い場合にタイプ 1 S をあてはめることができる。タイプ 2 は、波高レベルが両者の間で、双方が混在している。

5. スペクトルの近似形の提案

標準スペクトル形では、各港およびタイプ毎に、係数 κ_H 等を設定する必要があるが、実際の設計に用いる際に煩雑である。また、長周期波側のエネルギー密度の変化は緩やかで一様と仮定することができる。そこで、標準スペクトル形をさらに簡単な形状にした '近似形' を提案した。近似形では、 $f < f_{ba}$ の範囲で、 $S(f)$ は一定で次式で与える。

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f_{ba})^{-5} \cdot \exp[-1.03 (T_{1/3} f_{ba})]^{-4} \dots\dots\dots (3)$$

f_{ba} は近似形における境界周波数であり、かつ長周期波側のエネルギー密度を決定するもので、短周期波のピーク周波数 f_p に比例するものとして次式で設定する。

$$f_{ba} = (1/\alpha_l) f_p \dots\dots\dots (4)$$

BS 型スペクトルの場合には、 $f_p = 1/(1.05 T_{1/3})$ として求められ、係数 α_l を決めると一意的に長周期波側のスペクトル形を設定することができる。また、 α_l は長周期波エネルギーと波の総エネルギーの比の平方根 R_L と相関が強いと考えられる。 R_L は次式で定義できる。

$$R_L = \sqrt{m_{0L}/m_0} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $m_0 = \int_0^\infty S(f) df$ および $m_{0L} = \int_{f_0}^{f_{ba}} S(f) df$ である。なお、計算では $f_0 = 1/300$ とした。

図-7 は、BS 型に関する R_L と α_l の関係を示したものである。この図を用いると、現地データ解析から容易に求められる R_L に対応する α_l を推定できる。現地観測データでは、能代港の場合、 $R_L = 5 \sim 6\%$ 、那覇港と常陸那珂港の場合 $R_L = 4 \sim 10\%$ であり、相関図から α_l はほぼ 1.6 ~ 1.7 とすればよいことがわかる。

図-8 は、常陸那珂港における観測スペクトルと近似形を比較したものである。近似形は係数 $\alpha_l = 1.60, 1.65, 1.70$ について表示した。長周期波側のスペクトル密度は変化しているものの、図-8 の場合は $\alpha_l = 1.65 \sim 1.70$ で表される直線スペクトル形の密度レベルと一致してお

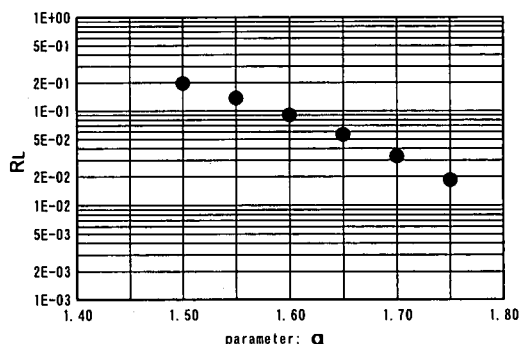
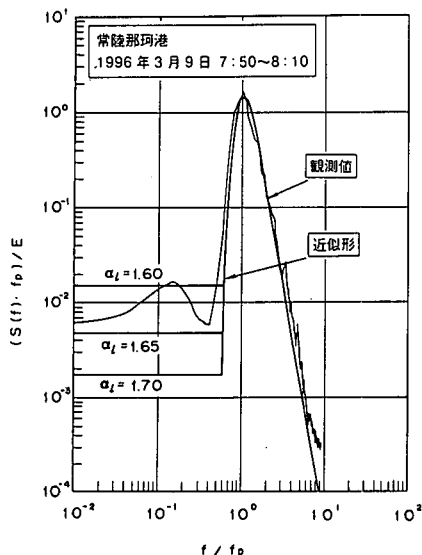


図-7 係数 α_l とエネルギー比 R_L の関係



図—8 常陸那珂港における観測スペクトルと近似形の比較

り、 α_1 を適切に定めることにより、近似形は観測値のスペクトル形を精度よく表すことが可能であることがわかる。

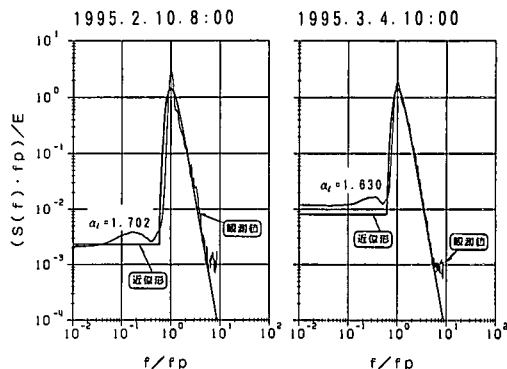
図—9は、那覇港において $R_L=3.1\%$ および 6.4% の場合について、観測値と近似形を比較したものである。両者ともに太い実線で示した近似形は、全周波数範囲にわたって細実線で表した観測値と一致しており、観測記録から得られた R_L を用いて、 α_1 を一意的に設定すると、 R_L のレベルが異なる場合でも、現地観測スペクトルを精度よく表すことが可能である。

さらに簡単に設計スペクトルを決めるためには、各港毎に代表 α_1 を一つ決めておけばよい。観測値から、 $H_{1/3}$ が 300 cm 以上になるケースを抽出し、それらについて R_L を求め、平均値として α_1 を設定すると、那覇 ($h=50$ m) で 1.68、常陸那珂 ($h=30$ m) で 1.62、常陸那珂 ($h=24$ m) で 1.57 になった。能代 ($h=25$ m) ではやや高く 1.83 であった。

6. あとがき

本研究では、各地の長周期波観測データを整理して、港湾構造物の設計値として用いることができる長周期波スペクトルの標準値とその近似形を求めた。

本研究を進めるにあたり、横浜国立大学合田良実教授、

(1) $R_L=3.1\%$ の場合(2) $R_L=6.4\%$ の場合

図—9 那覇港における観測スペクトルと近似形の比較

当所海洋環境部橋本典明、水工部永井紀彦、構造部白石悟氏からスペクトル解析と整理手法について有益な助言をいただいた。ここに感謝する次第である。

参考文献

- 金山 進・田口 智・清水琢三・長船 徹・植木一浩・中原和彦 (1995): ブシネスク方程式による港内長周期水位変動の数値計算, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 291-295.
- 木村 晃・喜田昌裕・山崎樹実也 (1996): 2次長周期波による港湾の振動について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 211-215.
- 菅沼史典・神谷昌文・渥美洋一・小泉信男 (1995): 現地観測による長周期波の発生頻度と船体動揺発生予測の検討, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 951-955.
- 菅原一晃・永井紀彦・橋本典明・清水勝義 (1994): 全国港湾海洋波浪観測施設台帳 (ナウファス施設台帳), 港湾技研資料, No. 782, 326 p.
- 田端竹千穂・田所篤博・平石哲也・玉城重則 (1995): 港湾における長周期波の増幅現象に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 301-305.
- 土田 充・澁岡和夫・西村剛士・佐藤恒夫・山口孝市・平石哲也 (1997): 多点観測による港内外の波浪特性と港内係留船舶の長周期動揺特性について, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 231-235.
- 平石哲也・田所篤博・藤咲秀可 (1996a): 港湾で観測された長周期波の特性, 港研報告, Vol. 35, No. 3, pp. 3-36.
- 平石哲也・林恒一郎・栗田一昭・河野信二 (1996b): リーフおよび港湾内における現地観測に基づく長周期波対策, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 206-210.
- Longuet-Higgins M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats', J. of Fluid Mechanics, Vol. 13, No. 4, pp. 481-504.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional seas, J. Coastal Engineering, Vol. 6, pp. 195-208.