

長期連続観測による沖合長周期波の変動特性

永井紀彦* ・橋本典明** ・清水勝義***
平井宜典**** ・伊藤一教***** ・東江隆夫*****

1. 緒 言

港内の波高・周期が小さいにもかかわらず、係留船舶が長周期で動揺し係留索を破損したり、荷役作業を中止しなければならない事例を、Nagai et. al (1994) や松良ら (1994) が仙台新港と苫小牧東港について報告している。しかし、現地の長周期波を議論するためには長時間観測が必要であり、これまで、データの蓄積が不十分なこともあって、特性説明が十分なされていなかった。

本研究は、長期間の連続観測結果を基に、パイスベクトル解析および非線形干渉理論を用いて長周期波の発生要因および特性を検討した。ついで、長周期波エネルギーの非定常性について検討を行ったものである。

2. 現地観測

現地観測は、仙台新港の南方に位置する七北田川河口から約2 km 沖合いの水深17 m 地点(図-1)で実施した。観測期間は1994年9月1日から10月2日までの1ヶ月間である(永井ら, 1995)。観測は、自記式海底設置型の超音波式波高計、水圧式波高計および電磁流速波向計を用いて水位、水圧および水平2成分流速をサンプリング間隔0.5秒で計測した。図-2は、観測期間中の有義波高と有義波周期を20分間の観測記録毎に解析した経時変化を示したものである。図中の9月11日(台風9421号)、17~19日(台風9424号)、29~30日(台風9426号)に高波浪が来襲した。また、図-3は周期30秒以上の成分波から求めたスペクトルの1次モーメント(m_{0L})の経時変化を示したものである。

3. 長周期波の発生要因の検討

沖合長周期波の発生要因については、波群性に伴う平均水位の低下(Longuet-Higgins, 1962)や非線形干渉波

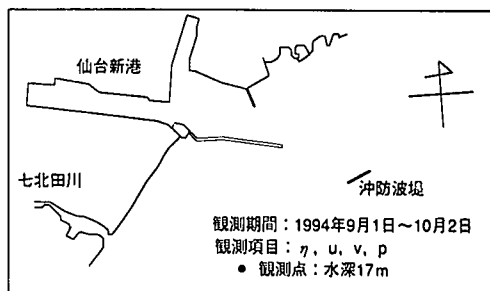


図-1 観測地点の概要

(Sand, 1982)として検討され、その検証が行われている(例えば、関本ら, 1990)。そこで、本論においても、長周期波が波浪の非線形性に起因する2次干渉波の差の成分として存在しているという立場で現地データに現れる長周期成分の発生要因を検討する。

3.1 バイスベクトル解析

ここでは、水位変動の観測値からパイスベクトルを式(1)に従って計算し、各成分波間における2次干渉の強さについて検討した。

$$B(f_i, f_j) = \langle F(f_i)F(f_j)F(f_3) \rangle : f_i + f_j - f_3 = 0 \dots\dots (1)$$

ここに、 $B(f_i, f_j)$ はパイスベクトル、 f_i は角周波数、 $F(f_i)$ は複素フーリエ振幅、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均である。パワースペクトルとパイスベクトルの関係については日野(1987)あるいは橋本(1990)が詳しく解説しているが、ここでは後の説明の便宜のためにパイスベクトルの解釈を簡単に紹介する。 $B(f_i, f_j)$ は f_i と f_j の周波数成分の干渉の強さを表しており、その値が正の場合に周波数の和の干渉を表し、負の場合に差の干渉を表す。また、 $B(f_i, f_j)$ の実部は波形の上下非対称性に、虚部は波形の前後非対称性に関係付けられ、いずれも $f_i = f_j$ に対して対称な値をとる。

図-4は台風通過に伴う高波浪時のパイスベクトルの実部を示したもので、比較のために周波数スペクトルも示した。図の周波数スペクトルには複数のピークが現れている。また、パイスベクトルにも周波数スペクトルのピークに対応して周波数 $(f_i, f_j) = (f^{(1)}, f^{(1)})$ 付近に卓越した正のピークがあり、ついで $(f_i, f_j) = (0.5(f^{(2)} + f^{(3)}), f^{(1)})$

* 正会員	運輸省港湾技術研究所水工部海象調査研究室長
** 正会員 工博	運輸省港湾技術研究所水工部海象調査研究室長
*** 正会員	(前)運輸省港湾技術研究所水工部主任研究官 (現)運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所次長
**** 正会員	運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所課長
***** 正会員 工修	大成建設(株) 技術研究所
***** 正会員 MS	大成建設(株) 技術研究所

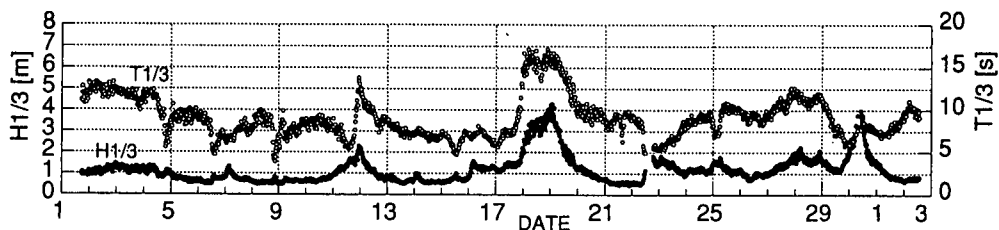


図-2 観測期間の有義波高と有義波周期の経時変化

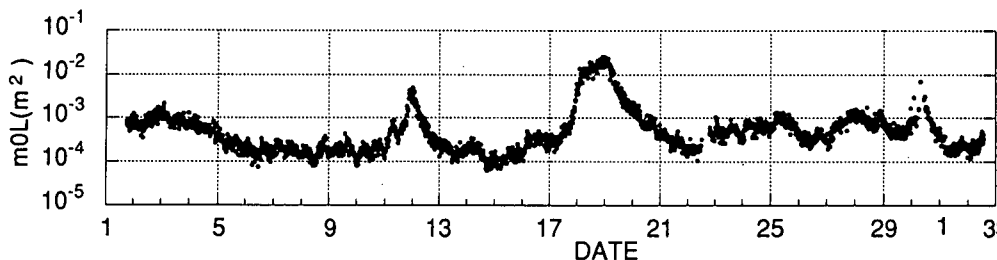
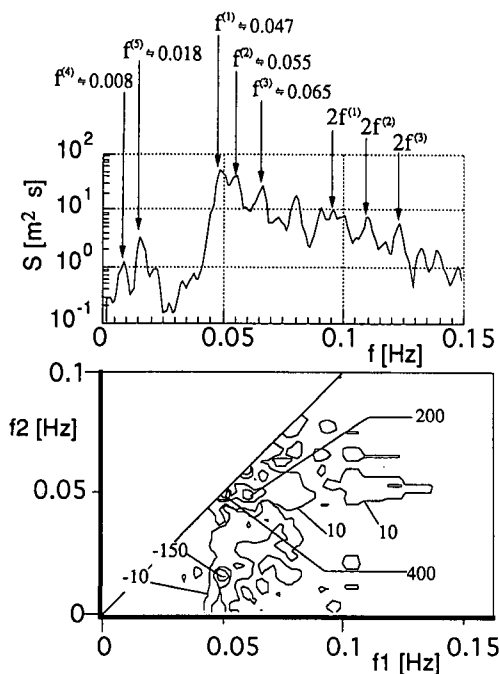
図-3 観測期間の長周期エネルギー (m_{OL}) の経時変化

図-4 高波浪時のバイスペクトル (9月19日0時10分)

付近に正のピークがある。また、 $(f_1, f_2) = (f^{(1)}, f^{(5)})$ 付近に卓越した負のピークがある。 $(f_1, f_2) = (f^{(1)}, f^{(1)})$ におけるピークは、 $f^{(1)}$ 自身の和の干渉の強さを表しており、 $2f^{(1)}$ への寄与が大きいことを意味する。それに対応して周波数スペクトルの $2f^{(1)}$ に明瞭なピークが確認できる。また、 $(f_1, f_2) = (0.5(f^{(2)} + f^{(3)}), f^{(1)})$ 付近のピークも同様に和の干渉が強いことを示しており、周波数スペクトルの

$2f^{(2)}, 2f^{(3)}$ に倍モードのピークが確認できる。ついで、 $(f_1, f_2) = (f^{(1)}, f^{(5)})$ における負のピークは、 $f^{(1)}$ と $f^{(5)}$ の干渉が強いことを示しており、 $f^{(5)}$ は $f^{(3)} - f^{(1)}$ によって生じる差の干渉成分である。同様に、 $f^{(4)}$ は $f^{(2)} - f^{(1)}$ の差の干渉によって生じている。したがって、この時の周波数スペクトルの高周波数域におけるピークは二つの成分波間の和の干渉と、低周波数域のピークは差の干渉と深く関係している。このことから、高波浪時の波浪には非線形干渉が顕著に現れ、長周期成分が差の干渉によって発生する可能性が高いことがわかる。

3.2 非線形干渉理論の適用性

ここでは、現地観測記録より非線形干渉波を計算し、実測値と比較することによって長周期波に対する非線形干渉理論の適用性を検討する。図-5(a)は、一方向伝播の仮定の下に Sand (1982) の方法を用いて算出した2次干渉長周期波と実測値長周期波のスペクトルを比較したものである。計算は、実測スペクトルの周期30秒以下の成分波を線形成分として2次干渉長周期波(差の干渉成分のみ)を算出した。エネルギーレベルおよびピーク値ともに良く一致している。ついで、図-5(b)は、多方向性を考慮して算出した2次干渉波のスペクトルを実測スペクトルと比較したものである。計算は、現地観測記録より拡張最大エントロピー原理法(橋本ら, 1993)を用いて方向スペクトルを推定し、その周期30秒以下の成分を線形成分として非線形核関数(Hamada, 1965)を用いて計算した。図-5(b)では、2次干渉による方向スペクトルを波向について積分した周波数スペクトルを示した。図より多方向性を考慮した場合、長周期成分の計算

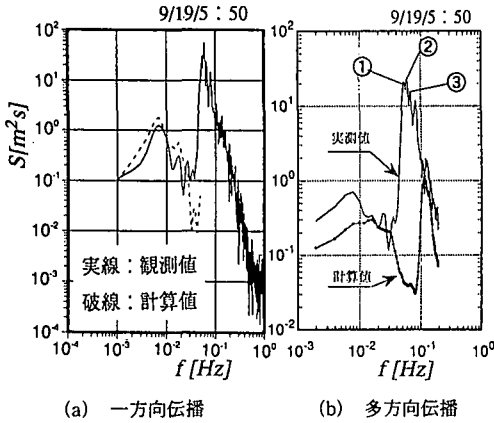


図-5 実測値と計算値のスペクトルの比較

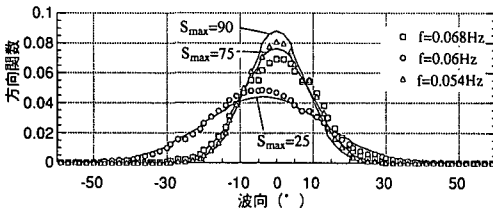


図-6 方向分布関数の比較

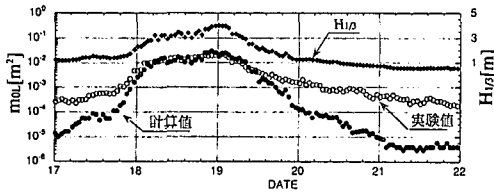


図-7 実測値と計算値の長周期波エネルギーの経時変化

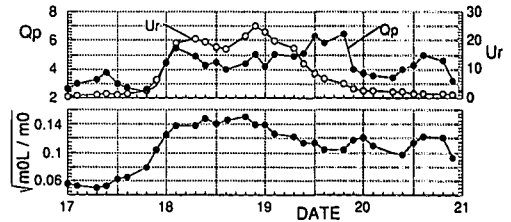
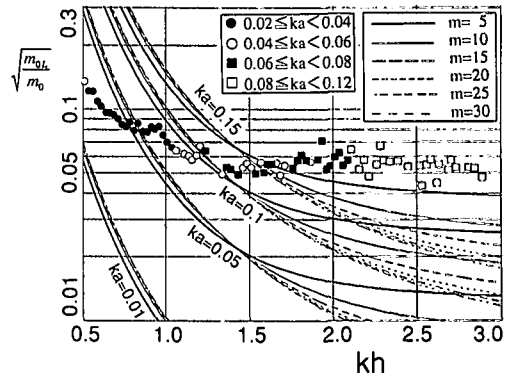
値は実測値を下回り、実測値に見られる明瞭なピークも表せていない。以下にその理由を考察する。

図-6は、図-5中の①～③のピークに対応する方向分布関数を光易型方向関数と比較したものである。方向分布は、①の方向集中度が $S_{max} \approx 80$ 、②が $S_{max} \approx 25$ 、③が $S_{max} \approx 70$ に相当している。この時の波浪は台風通過に伴うねり性の波であること、屈折変形を受けて一方向性が強くなることを考慮すれば、実際には②も①、③程度に方向集中度が高いと推測される。波向についてみると、①と③は等しく、②は約 4° 異なり、これは $2\Delta\theta$ に対応する。ただし、 $\Delta\theta$ は方向分割間隔である。長周期波のピーク値は約 0.0077 Hz で、①～② ($0.06\text{--}0.054 \text{ Hz}$) あるいは②～③ ($0.068\text{--}0.06 \text{ Hz}$) に対応している。これらより、方向スペクトルから算出した非線形長周期波が実測値より小さい理由は、方向スペクトルの推定において十分な精度が得られなかったことによると考えられる。

図-7は、台風通過時の実測値の m_{0L} と一方向伝播を仮定した2次干渉長周期波から算出した m_{0L} の経時変化を比較したものである。波高の発達以前や減衰後の有義波高1m前後の静穏時には、実測値の m_{0L} が計算値を大きく上回る。一方、波高が発達するに従って両者の差は小さくなり、有義波高がおおよそ2m以上になると発達期減衰期に関係無く両者はよく一致する。これらのことから、本観測における高波浪時の長周期波には、一方向伝播を仮定した2次干渉理論が適用できると考えられる。

4. 沖合長周期波と波浪統計量の関係

ここではまず、スペクトル形状と長周期エネルギーの関係について検討する。スペクトル形状のパラメタとして尖鋭度パラメタ Q_p を使い、台風通過時の長周期エネルギー $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ 、 Q_p およびアーセル数 U_r の関係を図-8に示す。ただし、 m_0 は周波数スペクトルの周期30秒以下の成分波から算出した1次モーメントで、 U_r の算出には有義波高と有義周期を用いた。図の U_r は、台風通過時の17日から18日にかけて増大し、18日後半に約25程度になった後に減少した。次に、 $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ は、17日前半は $\sqrt{(m_{0L}/m_0)} = 0.05$ 程度であったが、17日から18日にかけては U_r の変化と同様に増加し、18日後半までは約 $\sqrt{(m_{0L}/m_0)} = 0.15$ 程度の値をとった。そして、19日以降は $\sqrt{(m_{0L}/m_0)} = 0.1\text{--}0.12$ 程度の値であった。 Q_p

図-8 Q_p 、 U_r および $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の経時変化図-9 波長水深比 k_h と $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の関係 ($H_{1/3} > 1 \text{ m}$)

は、17日は $Q_p=2\sim4$ の範囲を変動し、長周期エネルギーが増加する18日は $Q_p=4\sim6$ の範囲で変動した。そして、 U_r が減少した19日でも $Q_p=4\sim6$ の値を有し、20日になっても $Q_p=3\sim5$ の範囲で変動した。以上のことから、波高の発達期と減衰時で同程度の U_r であっても、 Q_p が大きい場合に長周期波エネルギーは大きいことがわかる。つまり、スペクトルの尖鋭な場合、長周期エネルギーは相対的に増加することがわかる。

ついで、波長水深比(k_h)、波形勾配(k_a)および $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の関係を図-9に示す。ただし、波数 k はスペクトルのピーク周波数に対応する波数とし、 a は有義波高の1/2とした。また、比較のために一方向伝播の仮定の下で非線形核関数を用いて計算した2次干渉による長周期エネルギー(期待値)理論曲線を図示した。理論計算をする際の周波数スペクトルはWallops型とし、形状パラメタ m を5~30と変化させた。観測データは波高1m以上のデータを対象として、 k_h を0.025間隔で階級分けし各階級の平均値をプロットした。 k_a については k_h で階級分けされたものの平均値を階級に分けて図示した。図より、現地の $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ は、 $k_h=0.5\sim1.5$ の範囲では k_h が増加するに従って $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ が減少する傾向にあり、 $k_h\geq 1.5$ になるとほぼ様な値をとっている。この傾向は理論曲線と一致する。 k_h が同程度で k_a が異なるデータは $k_h=1.5\sim2$ 付近にしかないが、 k_a の違いによる $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の違いは明確ではない。

次に、3.において2次干渉理論で説明できた波高2m以上のデータについて、 k_h 、 k_a および $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の関係を図-10に示す。 $k_h=0.6\sim0.75$ の範囲において●は理論値とよく一致しており、波形勾配による差異も明瞭に現れ、 k_a が大きい場合に $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ も大きいことがわかる。また、 $k_h=1\sim1.5$ の範囲では■と◆が理論値と比較的一致する。このことから、本現地観測の範囲において、高波浪に対する2次干渉理論の適用範囲は $0.5\leq k_h\leq 1.5$ の範囲であるといえる。

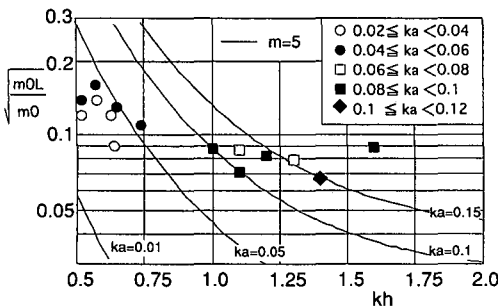


図-10 波長水深比 k_h と $\sqrt{(m_{0L}/m_0)}$ の関係 ($H_{1/3} > 2$ m)

5. 長周期波の非定常特性

スペクトル解析の結果、長周期成分のピーク周波数やその値が、連続する20分の違いで変動することがわかった。そこで、非定常スペクトル解析を行った。非定常スペクトルの計算は、波高が一定値と見なせる60分のデータに対して、2400秒を単位とし解析対象時間を60秒ずらしてスペクトルを計算した。図-11はその一例で、スペクトルの長周期成分の時間変化を示したものである。長周期成分には解析時間を通じて0.01 Hzと0.02 Hz付近にピークが見られる。そして、長周期の各成分は、時間とともに振幅が変調を起こし、変調の時間間隔は数分から10分程度である。

表-1は、図-11に対応する時刻の有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ 、平均周期 $\bar{T}$ 、平均連長 $\bar{J}_1$ 、平均トータルラン $\bar{J}_2$ およびGroupiness Factor (GF)である。ここで、平均的な波群の来襲間隔を $\bar{T} \times \bar{J}_2$ あるいは $T_{1/3} \times \bar{J}_2$ として定義すると、118.5秒と157.6秒となり、0.01 Hzに存在するピーク周期に対応する。ついで、表-2は、図-11中にA~Cで示した時刻の $\bar{J}_1$ とGFである。非定常スペクトルの0.01 Hzのスペクトル値が大きな値を示すAとCの場合と、値が小さくなるBの場合を比較すると、 $\bar{J}_1$ およびGFはAとCの時刻に大きくBの時刻に小さい。つまり、0.01 Hzのスペクトル値が大きな時に波群の強度が強く、スペクトル値が小さな場合に波群の強度が

表-1 波浪統計量の平均値

$H_{1/3}$ [m]	$T_{1/3}$ [s]	$\bar{T}$ [s]	$\bar{J}_1$	$\bar{J}_2$	GF
2.07	13.96	10.5	1.58	11.28	0.64

表-2 A, B, Cにおける波群統計量

A	B	C
$\bar{J}_1=1.71, GF=0.68$	$\bar{J}_1=1.38, GF=0.51$	$\bar{J}_1=1.64, GF=0.72$

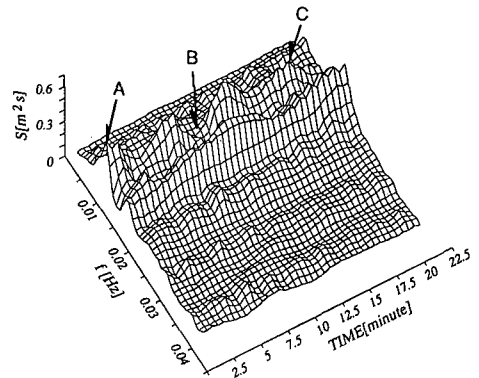
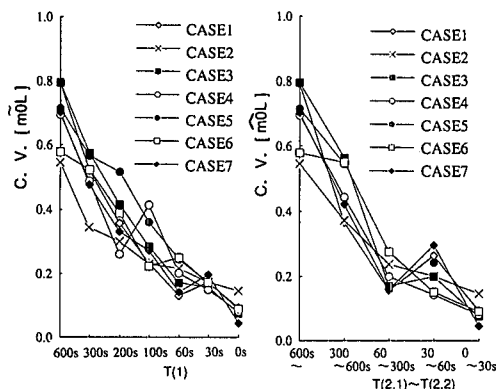


図-11 非定常スペクトル

表-3 計算対象時刻

		$H_{1/3}[\text{m}]$ の 平均値と範囲	$T_{1/3}[\text{s}]$ の 平均値と範囲
case 1	9/2/0:10~1:50	1.07 (1.1~1.15)	12.62 (11.9~13.3)
case 2	9/2/8:10~9:50	1.13 (1.01~1.25)	12.87 (12.5~13.1)
case 3	9/17/5:50~8:10	1.24 (1.17~1.33)	7.32 (6.66~7.77)
case 4	9/17/22:30~23:30	1.88 (1.8~2.01)	13.43 (12.8~14.6)
case 5	9/18/23:10~19/02:50	3.97 (3.54~4.28)	15.90 (15.2~16.7)
case 6	9/19/11:50~13:50	2.15 (1.89~2.34)	13.97 (13.4~14.5)
case 7	9/29/14:10~16:30	1.15 (1.11~1.23)	7.59 (7.1~8.28)



(a) $\bar{m}_{0L}$ (b) $\bar{m}_{0L}$
図-12 長周期エネルギーの変動係数

弱いことを示している。以上のことから、明確な振幅変動を示す 0.01 Hz 付近のピークは、波群の来襲する時間間隔に対応して発生し、振幅の変調は波群の強さが時間的に変化するために生じると考えられる。また、この振幅変動は波高の発達減衰過程に関係無く確認できた。

そこで、長周期波エネルギーの変動を調べるため、表-3 に示した時刻の非定常スペクトルを計算し、式(2)および式(3)の積分範囲($T(1)$, $T(2,1)$, $T(2,2)$ は周期)を変化させて、長周期エネルギー($\bar{m}_{0L}$, $\bar{m}_{0L}$)の時間変化を求めた。そして、それらに対する変動係数(C.V.)を図示したのが図-12である。図-12(a)では、 $T(1)$ が小さくなるに従って変動係数が小さくなり $T(1)=30$ になると、ケースの違いによるバラツキも小さくなり変動係数自体小さな値となる。この傾向は、図-12(b)にもみられる。すなわち、図-12(a)より、図-3 で示した周期 30 秒以上の長周期エネルギー($\bar{m}_{0L}$, $\bar{m}_{0L}$)は、波浪の全エネルギー(m_0)と同程度の変動係数となっており、比較の変動性が弱い安定した波浪統計量となっていることがわかる。このことは、 $\bar{m}_{0L}$ あるいは $\bar{m}_{0L}$ が沖合い長周期波の特

性を表現する有力な指標となりうることを示唆している。

$$\bar{m}_{0L} = \int_0^{1/T(1)} S(f) df : \\ T(1) = 600, 300, 200, 100, 60, 30, 0 \dots (2)$$

$$\bar{m}_{0L} = \int_{1/T(2,1)}^{1/T(2,2)} S(f) df \dots (3)$$

3. 結 論

現地における連続観測結果を用いて、長周期波の特性を検討した結果、高波浪時の長周期成分は 2 次干渉による拘束長周期波であることがわかった。また、本観測結果における 2 次干渉理論の適用範囲はおよそ $0.5 \leq k_h \leq 1.5$ の範囲であることが明らかになった。さらに、長周期波のエネルギーはスペクトルのピーク付近が先鋭なほど大きい。さらに、現地の長周期波は、定常状態にあっても数分のオーダーで各成分波が振幅変動を起こしているが、本解析の範囲において、周期 30 秒以上の長周期エネルギー $\bar{m}_{0L}$ あるいは $\bar{m}_{0L}$ が比較的安定な指標であることがわかった。

参 考 文 献

- 関本恒浩・清水琢三・窪 泰浩・今井澄雄・島津昌央 (1990): 港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 86-90.
- 永井紀彦・橋本典明・清水勝義・戸引 勲・伊藤一教・東江隆夫・小林昭男 (1995): 沖合い防波堤の反射特性に関する現地調査, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 741-745.
- 橋本典明 (1990): ベイズ型モデルを用いた海洋波浪の非線形核関数の数値的検討, 港湾技術研究所報告, 第 29 巻, 第 3 号, pp. 27-56.
- 橋本典明・永井紀彦・浅井 正・菅原一晃 (1993): 海洋波の方向スペクトル推定における最大エントロピー原理法 (MEP) の拡張, 港湾技術研究所報告, 第 32 巻, 第 2 号, pp. 3-25.
- 日野幹雄 (1987): スペクトル解析, 朝倉書店, pp. 246-254.
- 松良精三・堀美洋一・菅沼史典・宮本義憲 (1994): 波群に拘束された長周期波の港内における増幅特性と船体動揺に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 71-75.
- Hamada, T. (1965): The secondary interactions of surface waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst., No. 10, pp. 28.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1994): Radiation stress and mass Transport in gravity waves, with application to surf beat, J. Fluid Mech, Vol. 13, pp. 481-504.
- Nagai, T., N. Hashimoto, T. Asai, I. Tobiki, K. Ito, T. Toue, A. Kobayashi, T. Shibata (1994): Relationship of a moored vessel in a harbour and a long wave caused by wave groups, Proc. 24th ICCE, Vol. 1, pp. 847-860.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional sea, Coastal Eng., Vol. 6, pp. 195-208.