

海水存在時における風波の周波数スペクトル特性

笹島隆彦*・早川哲也**・吉野真史***・後藤智明****

1. ま え が き

冬季から春季にかけてのオホーツク海沿岸は、海域が海水で覆われる。波浪が海水下を伝播する場合、波高が著しく減衰することが知られている（例えば水野ら、1991）。また、海域がほぼ完全に海水で覆われている場合、海上風により波浪が大きく発達することはない。紋別港の波浪観測の1例では、風速10mの風が、岸方向に半日以上吹いていても、有義波高は0.8m程度にしか発達しない。

しかし、近年、この沿岸の冬季の気温は、年々上昇傾向にあり、海水量も減少傾向にあることがAotaら（1993）により報告されている。これにより、海水が海上風による波浪の発達を抑える効果や海水による波浪の減衰効果の低下が顕著となることが考えられる。また、近年、冬季に港湾施設が被災する例も多く、従来にはない高波浪がオホーツク海沿岸に来襲していることが考えられる。このため、オホーツク海沿岸に港湾構造物を設計する上では、海水が存在する場合においても、波浪を的確に予測することが重要となる。

海水が存在しない海域においては、様々な波浪推算モデルが開発されており、波浪を予測することが可能となっている。しかし、海水が存在する海域においては、風波、海上風及び海水の相互の関係については十分な知見がなく、これを解明すれば、海水が存在する海域においても波浪推算が可能となることが期待される。

本報告では、海水が存在する海域における波浪推算を行うための基礎的な調査として、紋別港における波浪観測データの周波数スペクトル解析を行い、海水が存在する海域における発達段階の風波の周波数スペクトルについて検討した。

2. 解析方法

解析に使用したのは、冬季に流水が来襲する紋別港の1985～1994年の波浪観測データである。観測は紋別港の

沖合水深52mの地点で、2時間毎の20分間、超音波式波高計により、サンプリング周波数2Hzで行われている。このうち海水存在時の発達段階における風波を以下の条件により抽出した。

- ①有義波高の経時変化から、波浪が発達段階であること。
- ②有義波高の経時変化から、その最大値が2.0m以上となる擾乱期間であること。
- ③波向が沖合いから岸方向に向うものであること。
- ④風波とうねりが明らかに共存していない単峰型のスペクトルであること。
- ⑤JONSWAPスペクトルのパラメータである γ が1以上であること。

この条件により抽出した海水存在時の20擾乱、海水が存在しない場合の4擾乱について、その周波数スペクトル解析を行い、海水存在時の周波数スペクトルの形状について検討する。

また、周波数スペクトルに対する海水の影響を考慮するため、スペクトル形状と海水の密接度 C_0 との関係について検討している。ここで、海水の密接度とは、ある海域の海水の分布状況が、ばらばらになっているか、つまっているかという密集度を10分位法で表したものであり、海域がすべて海水で覆われている場合の密接度は10である。海水の密接度の算定には、第一管区海上保安本部から出されている海水分布資料を用いて、波浪観測地点から風向方向に200kmの直線を引き、20km毎の密接度を読みとり、その平均を C_0 としている。

3. 観測された周波数スペクトル

（1）海水が存在しない場合の風波の周波数スペクトル

ある期間一定の風向、風速で発達した風波の周波数スペクトル形には、相似性があることが多くの研究者により指摘されており、この相似性に基づいて経験的に求められた周波数スペクトルの標準形が、いくつか提案されている。一般に、発達段階の風波のスペクトル形としては、JONSWAPスペクトルが実測値との適合性が高いとされている。JONSWAPスペクトルは、十分に発達した風波のスペクトル形であるPierson・Moskowitzスペク

* 正会員 北海道開発局 農業水産部 水産課
 ** 正会員 北海道開発局 開発土木研究所 港湾研究室
 *** (株)アルファ水工コンサルタンツ
 **** 正会員 工博 東海大学 工学部 土木工学科

トルに集中化係数 γ を掛けた式形で提案され、発達過程にあるエネルギー集中度が高い風波のスペクトルを表現する標準形といえる。

後藤・青野 (1993) は、任意のスペクトル勾配に適用できるよう拡張した JONSWAP スペクトルの式に、観測データから得られた値や関係式を代入することにより、有義波諸元のみから求められる風波の周波数スペクトルの標準形を提案している。この算定式を式 (1) に示す。

$$\left. \begin{aligned} S(f) &= \alpha (2\pi)^{-m+1} g u_*^{5-m} f^{-m} \exp \left\{ -\frac{m}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \gamma^{\beta} \\ \beta &= \exp \{ -(1 - f/f_m)^2 / 2\sigma^2 \} \\ m &= 4, \quad \gamma = 6 f_m^{0.15}, \quad \alpha = 0.17 \gamma^{-1/3} \\ f_m &= 1/1.136 T_{1/3}, \quad \sigma = \begin{cases} \sigma_1 = 0.144 & (f < f_m) \\ \sigma_2 = 0.07 f_m^{-0.16} & (f \geq f_m) \end{cases} \\ f_m &= f_m u_* / g, \quad u_* = H_{1/3} / g B^2 T_{1/3}, \quad B = 0.067 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 m ：スペクトル勾配、 γ ：集中化係数、 α ：エネルギーに対する比例係数、 σ_1, σ_2 ：ピーク周波数付近の低周波、高周波側のバンド幅、 f_m ：無次元ピーク周波数、 f_m ：ピーク周波数、 u_* ：摩擦速度、 $H_{1/3}$ ：有義波高、 $T_{1/3}$ ：有義波周期である。

海水が存在しない場合では、観測スペクトルと式 (1) により算定される標準スペクトルは、全データにおいて良く一致する傾向にあった。

(2) 海水存在時の周波数スペクトル特性

図-1 は、海水存在時の観測スペクトルの一例とその時の波浪諸元から式 (1) により算定された標準スペクトルを示している。横軸は周波数 f をピーク周波数 f_m により無次元化した無次元周波数 f/f_m 、縦軸はスペクトル密度 $S(f)$ を f_m とスペクトルの全エネルギー E により無次元化した無次元スペクトル密度関数 $S(f) f_m / E$ である。

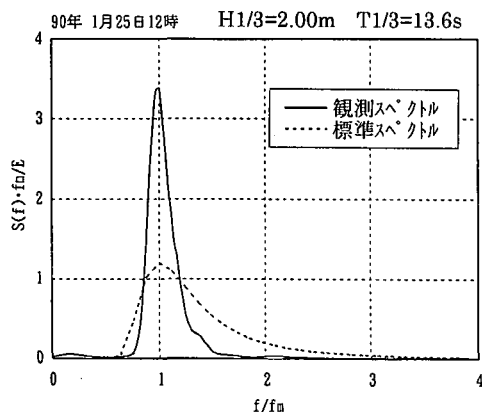


図-1 海水存在時の周波数スペクトル

海水存在時の周波数スペクトル形状については、海水が存在しない場合と比較すると高周波側のエネルギー密度の減衰が大きいこと、ピーク周波数付近が鋭く尖った形状になることが、宮部 (1987) により指摘されている。本研究の解析結果においてもこれと同様であり、標準スペクトルとは一致しない傾向にある。

3. 海水存在時の周波数スペクトルの標準形

ここでは、前掲図-1 に示したような海水存在時の周波数スペクトルについて検討し、周波数スペクトルの標準形の提案を試みる。このスペクトルの標準形の検討については、後藤・青野 (1993) と同様な方法を取り、任意のスペクトル勾配に適用できるよう拡張した JONSWAP スペクトルの式に、海水存在時の観測データから得られた値や関係式を代入することにより各パラメータを算定した。

しかし、海水存在時において、摩擦速度 u_* を代表風速とした海上風と波浪諸元の相関を見たが、鳥羽 (1978) により提案された $3/2$ 乗則は成立しなかった。このため、本研究では、式 (2) に示すように式 (1) の周波数 f を含まない係数部分に、新しいスペクトルパラメータ A を導入し、観測値および海水分布資料から標準形を検討する。ただし、ピーク周波数付近のバンド幅を表す σ については、抽出した擾乱数が少ないため、今回は検討していない。

$$S(f) = A f^{-m} \exp \left\{ -\frac{m}{4} \left(\frac{f}{f_m} \right)^{-4} \right\} \gamma^{\beta} \dots\dots\dots (2)$$

(1) ピーク周波数 f_m の特性

図-2 は、観測された有義波周期 $T_{1/3}$ とスペクトルのピーク周波数 f_m との関係を示したものである。また、図中の黒丸が有義波周期階級別の f_m に関する平均値、縦線がその平均値に対する誤差の標準偏差を示す。実線の曲

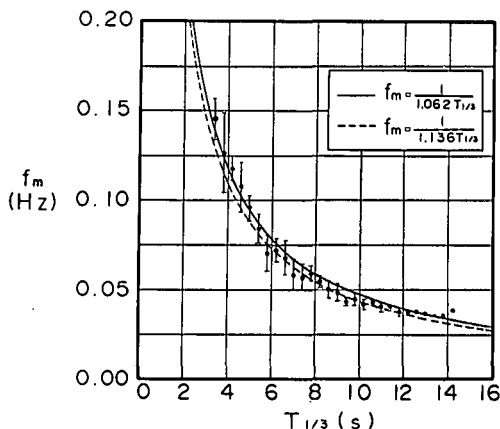


図-2 $T_{1/3}$ と f_m の関係

線は、最小自乗法により f_m を $T_{1/3}$ により表した回帰曲線であり、式 (3) に示す。

$$f_m = \frac{1}{1.062 T_{1/3}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

一方、図中の点線の曲線は、式 (1) における $T_{1/3}$ と f_m の関係式であるが、式 (3) とほぼ同様な傾向を示しており、海水の存在による特徴的な傾向は見られない。こうしたことから、海水の存在はスペクトルピーク周波数に影響を与えないと考えられる。ここでは、式 (3) を有義波周期 $T_{1/3}$ とピーク周波数 f_m の関係として用いることにする。

(2) スペクトル勾配 m の特性

高周波のエネルギー密度 $S(f)$ の減衰特性を表すスペクトル勾配 m の算定には、後藤・青野 (1993) と同様な方法を取り、観測された周波数スペクトルのピーク周波数の 1.5 倍から 3.0 倍の区間に対して最小自乗法により算定した。海水が存在しない場合では、後藤・青野 (1993) の現地観測結果と同様に、平均的な風波の高周波特性は -4 乗則 (スペクトル勾配 $m=4$) で表現できることが認められた。しかし、海水存在時では、海水の分布状況により、高周波のエネルギー密度の減衰特性が変化し、固定した値による - m 乗則で表現できないことが明らかとなった。

図-3 は、スペクトル勾配 m と海水密度度 C_v の関係を示している。 m と C_v の関係を見ると、海水密度度の増大とともにスペクトル勾配も増大する傾向にあり、海域が海水で覆う面積が大きくなるほど、高周波側のエネルギー密度の減衰が大きいくことを示している。最小自乗法によりスペクトル勾配 m を海水密度度 C_v により近似すると式 (4) となる。

$$m = 4.52 C_v^{0.0551} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、波浪観測が 2 時間毎に行われているのに対し

て、海水分布資料は 1 日毎のデータである。また、海水の氷厚の影響を考慮しておらず、使用した資料の海水密度度のデータにも幅があり、式 (4) は十分に m に対する C_v の影響を表しているとは言えない。しかし、現段階では 10 年間で抽出したケース数と流水の分布状況を把握する資料の制限から、スペクトル勾配 m を式 (4) で表すこととする。

(3) 集中化係数 γ の特性

JONSWAP スペクトルのパラメータである γ は、集中化係数と呼ばれ、ピーク周波数付近のエネルギーの増幅率を表すパラメータである。 $\gamma=1$ の場合は、完全に発達し砕波などにより平衡状態に達した風波を、 $\gamma>1$ の場合は、ピーク周波数付近にエネルギーが集中したスペクトル形を表す。式 (1) から算定される標準スペクトルでは、摩擦速度 u_* 等から γ を求めているが、海水存在時では 3/2 乗則が成立しないため、この方法は使用できない。

図-4 は、観測された集中化係数 γ と波形勾配 $H_{1/3}/L_{1/3}$ の関係を示したものである。ここで、 $H_{1/3}/L_{1/3}$ は有義波高 $H_{1/3}$ を有義波周期 $T_{1/3}$ から求めた波長 $L_{1/3}$ により除したものである。 γ は波形勾配に対してほぼ log-liner の関係にあり、 $H_{1/3}/L_{1/3}$ が大きくなると γ は小さくなる傾向にある。つまり、 $H_{1/3}/L_{1/3}$ が小さい場合のスペクトル形は、 f_m 付近にエネルギーが集中した形状となる。これは、波浪が海水下を伝播する際に、高周波成分が減衰するためと考えられる。波の高周波成分が減衰すると、 $H_{1/3}$ が小さくなり、 $T_{1/3}$ が大きくなるので、 $H_{1/3}/L_{1/3}$ は小さくなる。これに対して、スペクトルの形状としては、波の高周波側のエネルギーが減少した分ピーク周波数付近にエネルギーが集中したものとなる。最小自乗法により γ を $H_{1/3}/L_{1/3}$ で近似すると (5) 式となる。

$$\gamma = 0.425 \left(\frac{H_{1/3}}{L_{1/3}} \right)^{-0.581} \quad \dots\dots\dots (5)$$

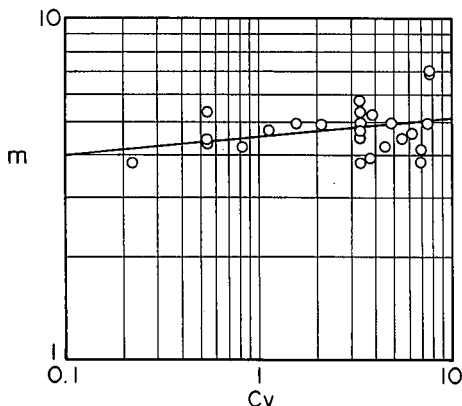


図-3 C_v と m の関係

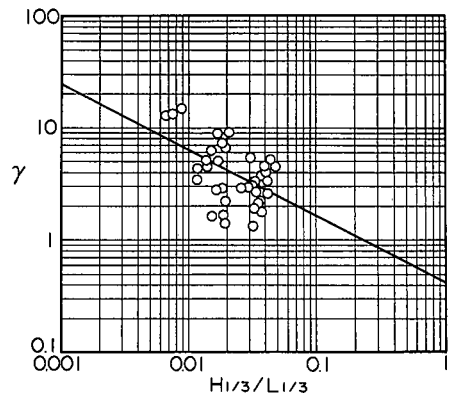


図-4 $H_{1/3}/L_{1/3}$ と γ の関係

(4) スペクトルパラメータ A の特性

式 (2) に示したように、摩擦速度 u_* に代わるパラメータとして A を導入した。このスペクトルパラメータは物理的な意味を持っていないが、次のように波浪諸元から A を算定できるようにする。

式 (3) の両辺を積分することによりスペクトルの全エネルギー E を求める。

$$E = \int_0^\infty S(f) df = A \int_0^\infty f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{4}\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right\} \gamma^{\frac{1}{3}} df \quad \dots\dots\dots (6)$$

式 (6) で、 $f = ff_m$ と置いて A について解くと

$$A = \frac{E}{f_m^{1-m} M_0}, \quad M_0 = \int_0^\infty f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{4} f^{-4}\right\} \gamma^{\frac{1}{3}} df \quad \dots\dots\dots (7)$$

有義波高 $H_{1/3}$ はスペクトルの全エネルギー E の平方根に比例することが知られており、海水存在時においてもこの相関は良好であった。ここで、最小自乗法により $H_{1/3}$ を E で表わし、 E について解くと式 (8) となる。

$$H_{1/3} = 3.74 \sqrt{E}, \quad E = \left(\frac{H_{1/3}}{3.74}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、式 (6) における M_0 は、スペクトルモーメントであり、解析的な積分は行えないが、スペクトル勾配 $m=5$ の場合は Mitsuyasu (1980) らによって、 γ の $1/3$ 乗に比例することが指摘されている。前掲図-3 に示すように海水存在時におけるスペクトル勾配 m は、4~7 程度である。ここで、 $m=4\sim 7$ で M_0 を数値積分により求めると、 m が大きくなる場合、誤差は多少大きくなるが、 M_0 はほぼ γ の $1/3$ 乗に比例した。ここで、最小自乗法により、 M_0 を m と γ により近似すると式 (9) のようになる。

$$M_0 = 1.15 \exp\{-0.336m\} \gamma^{1/3} \quad \dots\dots\dots (9)$$

(5) 海水存在時の標準スペクトル

前項までの各スペクトルパラメータの検討から、海水存在時の標準スペクトルについてまとめると式 (10) のようになる。ただし、 σ については、後藤・青野 (1993) による観測値の平均値を用いている。

図-5 は、紋別港の波浪観測から得られた有義波高、有義波周期の経時変化と、観測スペクトルの 1 例であり、同時に式 (1) による後藤・青野 (1993) のスペクトル (A-G) と式 (11) による提案スペクトル (proposed) を示している。本研究で、提案したスペクトルの算定式は、特に波浪の発達段階において、従来のものよりも、ピーク周波数付近にエネルギーが集中し、高周波側の減衰率が大い、海水存在時の周波数スペクトル形を良く表していると言える。

$$\left. \begin{aligned} S(f) &= A f^{-m} \exp\left\{-\frac{m}{4}\left(\frac{f}{f_m}\right)^{-4}\right\} \gamma^{\frac{1}{3}} \\ \beta &= \exp\{-(1-f/f_m)^2/2\sigma^2\} \\ A &= \frac{E}{f_m^{1-m} M_0} \\ E &= \left(\frac{H_{1/3}}{3.74}\right)^2, \quad M_0 = 1.15 \exp\{-0.336m\} \gamma^{1/3} \\ m &= 4.52 C_v^{0.0551}, \quad f_m = 1/1.062 T_{1/3} \\ \gamma &= 0.119 \left(\frac{H_{1/3}}{L_{1/3}}\right)^{-0.972}, \quad \sigma \begin{cases} \sigma_1 = 0.144 & (f < f_m) \\ \sigma_2 = 0.200 & (f \geq f_m) \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

5. ま と め

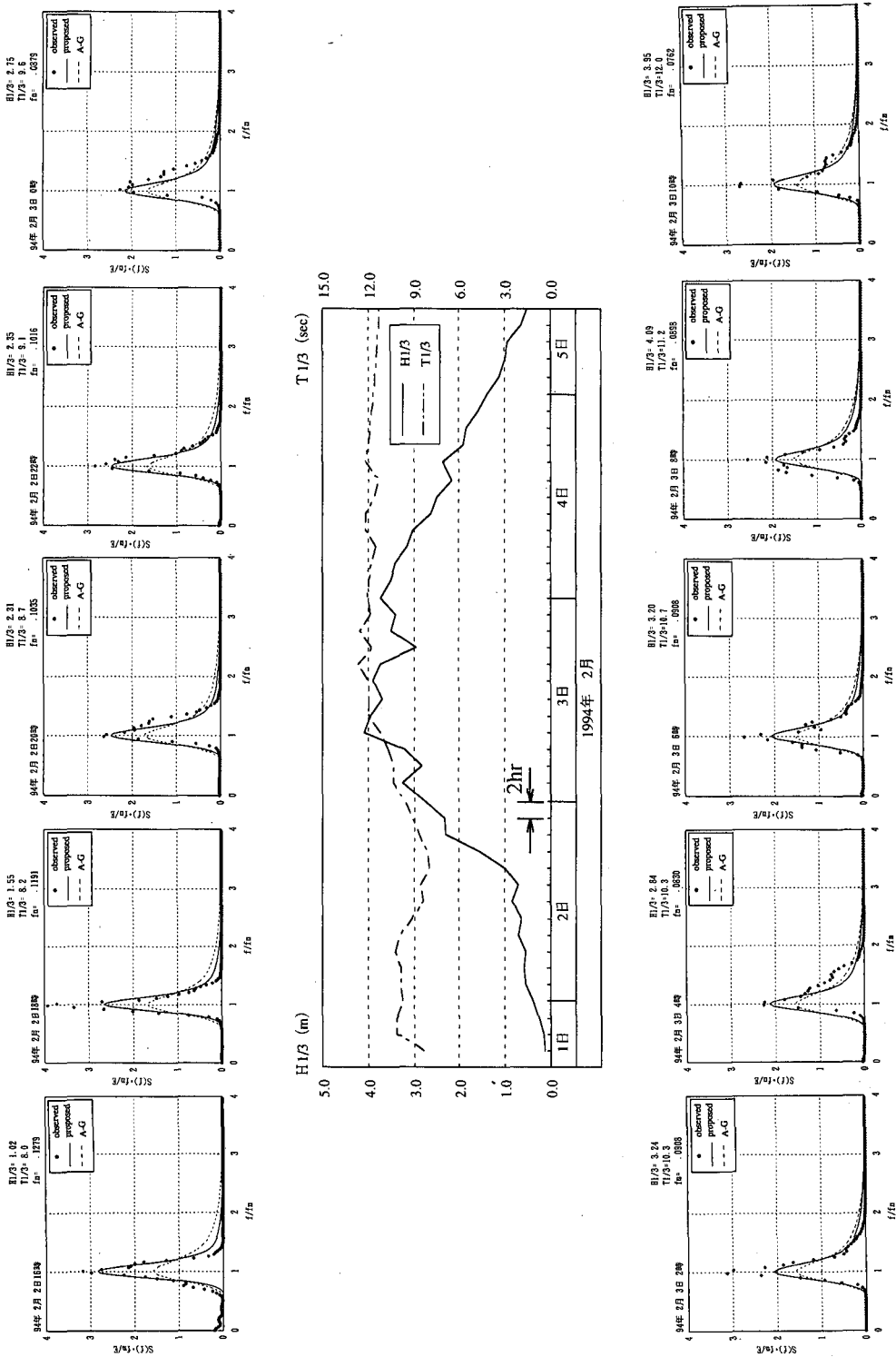
本研究では、紋別港の波浪観測データから、海水存在時における風波の周波数スペクトルについて検討した。このスペクトル形は、有義波諸元と海水密度度により算定が可能であり、密度度が大いほど高周波のスペクトル密度の減衰率が大い、波形勾配が小さいほどピーク周波数付近にエネルギーが集中した形状となるものである。また、従来の標準スペクトルよりも観測値との一致は良好である。

今後は、波浪観測の継続と分析及び海水データの充実を行うなどして、海水が存在する海域における波浪推算手法を検討する予定である。

謝辞：本研究を実施するにあたり、港湾技術研究所海象調査研究室のご協力を頂いた。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 後藤智明・青野利夫 (1993): 沿岸域における風波の周波数スペクトルと無次元パラメータの特性, 港研報告, 32 巻, 1 号, pp. 53-99.
- 第一管区海上保安本部編 (1985~1993): 海洋概報・北海道周辺の海水状況.
- 鳥羽良明 (1978): 第 2 章海面付近の力学, 気象研究ノート, 135 号, pp. 65-96.
- 水野雄三・谷野賢二・平沢充成・高橋哲英・長内戦治 (1991): 海水による波浪の減衰に関する一考察, 海洋開発論文集, Vol. 7, pp. 7-11.
- 宮部秀一 (1987): 紋別海域の波浪特性, 北海道開発局技術研究発表会概要集, 31 回 (4), pp. 893-896.
- Aota, M., M. Ishikawa, K. Murai and T. Hirata (1993): Long Term Variation in the Sea Ice Concentration along the Okhotsk Sea Coast of Hokkaido, Proc. International Symposium on Ocean Energy Development, pp. 3-8.
- Mitsuyasu, H. (1980): Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Jour. Physical Oceanography, Vol. 10, pp. 286-296.



図—5 紋別港における観測スペクトルと提案スペクトル
(1994年2月1日～1994年2月5日)