

風波の標準スペクトルに対する一般式の提案

愛媛大学工学部

正員 ○山口 正隆

愛媛大学工学部

正員 畑田 佳男

日本気象協会関西本部

正員 宇都宮 好博

備立興建設

遠藤 力

1.はじめに:風波の周波数スペクトルの特性は過去30年以上にわたる膨大な研究からかなりの程度明かにされており、工学的利用をはかるため種々の標準スペクトルが提案されてきた。しかし、従来強い支持を集めていた高周波側の f^{-5} 則にかわり、近年 f^{-4} 則が支持されつつあるというように、スペクトル構造の細部においては必ずしも統一的知見が確立されていない。また、浅海における風波の周波数スペクトルの相似構造についての議論は最近行われ始めた段階にある。そこで、本研究では、従来の標準スペクトルを包含する一般化された標準スペクトルの表示式を深海および浅海の場合に提案するとともに、観測資料との比較からその適合性を検討する。

2.標準スペクトルの一般式:本研究で提案する深海風波の標準スペクトルの一般式は次式で表わされる。

$$E_{\infty}(f) = \alpha g^{m-3} u_*^{5-m} (2\pi)^{-m+1} f^{-m} \exp \{-(m/n)(f/f_m)^{-n}\} \gamma \exp \{-(1-f/f_m)^2 / 2\sigma_{ab}^2\} \quad (1)$$

ここに、 $E_{\infty}(f)$:平衡周波数スペクトル、 f :周波数、 g :重力加速度、 u_* :摩擦速度、 f_m :ピーク周波数、 γ 、 σ_{ab} :ピーク増幅係数、である。式(1)はJONSWAPスペクトル($m=5$, $n=4$)、Pierson-MoskowitzスペクトルあるいはBretschneider-Mitsuyasuスペクトル、あるいはLiuスペクトル($m=5$, $n=4$, $\gamma=1$)、Donelanスペクトル($m=4$, $n=4$)、Wallopスペクトル($n=4$, $\gamma=1$)を包含している。式(1)でそれぞれ、 $m=5$, 4.5 , 4 とする場合をJONSWAP型、山口型、およびDonelan型スペクトルと呼ぶ。一方、Kitaigorodskiiらに従って、波数スペクトルは水深によらず同一と仮定すれば、浅海風波の標準スペクトル式は次式になる。

$$E_{\infty}(f;h) = E_{\infty}(f) \phi(kh), \quad \phi(kh) = \{\tanh kh\}^{(m-1)/2} \{1+2kh/\sinh 2kh\}^{-1} \quad (2)$$

ここに、 k :波数、 h :水深、である。式(2)で $m=5$, $n=4$ とすれば、JONSWAPスペクトルを基礎としたTMAスペクトルが得られる。また、スペクトルの高周波側は運動学的な不安定性に伴う砕波により規定されるという考えから導かれたThorntonの平衡スペクトルを次式のように一般化する。

$$E_{\infty}(f;h) = \alpha (2\pi)^{-2} u_*^{5-m} c^{m-3} f^{-3} \exp \{-(m/n)(f/f_m)^{-n}\} \gamma \exp \{-(1-f/f_m)^2 / 2\sigma_{ab}^2\} \quad (3)$$

ここに、 c は成分波の波速である。式(3)で $m=5$, $n=4$ とすれば、TMA型のスペクトルが得られるが、その場合 $\phi(kh) = \tanh^2 kh$ であり、長波領域ではTMAスペクトルより2倍大きい。また、式(2)は長波領域で m の減少とともに f^{-3} から $f^{-5/2}$ に変化するが、式(3)は m の値によらず f^{-3} である。

3.波浪観測資料:本研究で取り扱う資料は岩垣らにより得られた琵琶湖彦根愛西海岸の水深4m、2.2mおよび1m地点における波浪観測資料のうち、記録長が1200~4400秒の長時間記録 23ケース(水深4m地点)であり、それらはサンプリング間隔 $\Delta t = 0.16 \sim 0.2$ sでスペクトルの本数を72($\Delta f = 0.03472$ Hz)として解析された。自由度は166~611である。また、有義波からSMB法の関係式を利用して等価風速 U_{10} および等価摩擦速度 u_* ($c_d = 0.016$) を、観測スペクトルに対する標準スペクトルのあてはめから、高周波側の勾配 γ およびスペクトルパラメータ f_m , α , γ , σ_{ab} (σ_a , σ_b) を推定した。

4.深海風波のスペクトル特性:図-1は $f^m E(f) / [f^m E(f)]_{rf}$ の周波数帯別平均値・標準偏差と f/f_m の関係を図示したものであり、 $[]_{rf}$ は $f/f_m = 1.5 \sim 3$ の間の平均値を意味する。

これによると、 $f^4 E(f) / [f^4 E(f)]_{rf}$ は $f/f_m \approx 1.35$

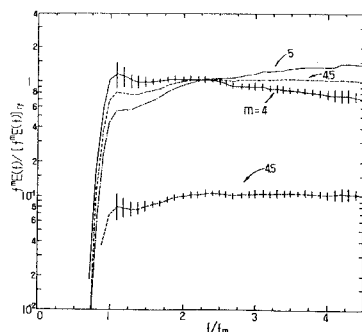


図-1

~ 2.5 で、 $f^{4.5} E(f) / [f^{4.5} E(f)]_{rf}$ は $f/f_m > 2.1$ でほぼ一定値を取る。また、 $f/f_m \approx 1.35 \sim 3$ の間の ξ の平均値と標準偏差は 4.15 ± 0.19 である。このことから、琵琶湖における風波のスペクトルは $f/f_m \approx 1.35 \sim 2.5$ で f^{-4} 則、 $f/f_m > 2.1$ で $f^{-4.5}$ 則に従い、 $f/f_m \approx 2.1 \sim 2.5$ は f^{-4} 則から $f^{-4.5}$ 則への遷移領域に相当することになる。図-2は観測スペクトルに対する3つの標準スペクトルのあてはめ結果である。観測スペクトルはDonelan型スペクトルによって良く近似されるが、高周波側では山口型スペクトルに近い。したがって、観測スペクトルはDonelan型スペクトルと山口型スペクトルを混合した新たな標準スペクトルにより最も精度よく近似される。図-3はDonelan型スペクトルのあてはめから推定された α_D および γ_D と U_{10} ($=U_{10} f_m / g$) の関係を示したものである。鳥羽によれば、 f^{-4} 則に従うスペクトルの α_D は一定ということであるが、図-3によると、 α_D は U とともに減少し、 γ_D は増加する。この結果はDonelanらの観測結果と符号する。また、山口型スペクトルによる α_J は U とともにわずかに減少し、JONSWAP型スペクトルによる α_J は U とともに増加する。

5. 浅海風波のスペクトル特性: まず水深2.2mおよび1m地点での $f^m E(f) / [f^m E(f)]_{rf}$ の周波数帯別平均値・標準偏差と f/f_m の関係を調べた結果、水深2.2m地点ではスペクトルは $f/f_m \approx 1.4 \sim 2$ で f^{-3} 、 $f/f_m > 2$ で $f^{-4.5}$ にほぼ比例することや水深1m地点では高調波成分が顕著になるので、平均勾配の意味が不明になるが、 $f/f_m > 3$ で $f^{-4.5} \sim f^{-5}$ に比例することが見出された。ついで、Kitaigorodskii流およびThornton流Donelan型スペクトルを観測スペクトルにあてはめた。この結果によるとKitaigorodskii流スペクトルは水深減少による高調波成分の増大に伴うスペクトルの平均形状を良く近似するのにに対し、Thornton流スペクトルはスペクトルの包絡形状を良く近似するようである。図-4は $f/f_m = 1.35 \sim 3$ の間の平均勾配 ξ と合田の非線形パラメータ $\pi_{1/3}$ の関係を、図-5は α_D と $\pi_{1/3}$ の関係を示したものである。浅海域では非線形干渉に伴うエネルギー-移項が深海域より増加し、また碎波の影響が加わるので、高周波側の平均勾配が緩やかになるとともに、高周波側のエネルギー-レベルが上昇し、 ξ は $\pi_{1/3} > 0.1$ で $\pi_{1/3}$ とともに増大する。

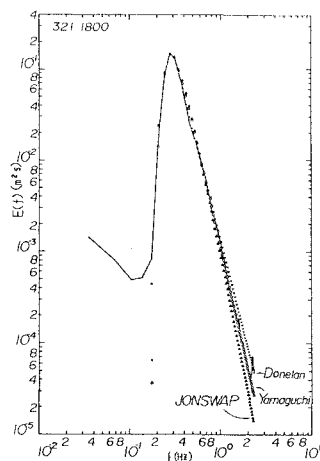


図-2

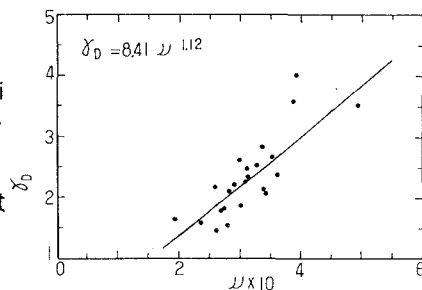
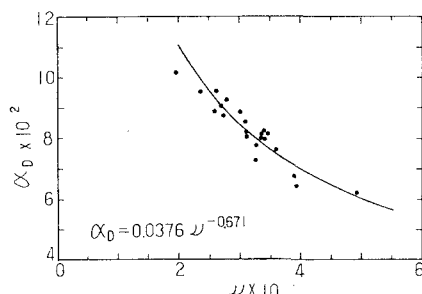


図-3

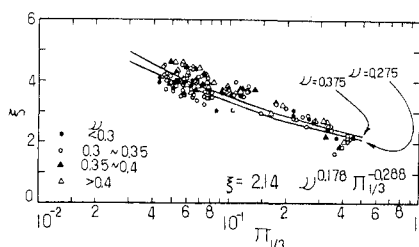


図-4

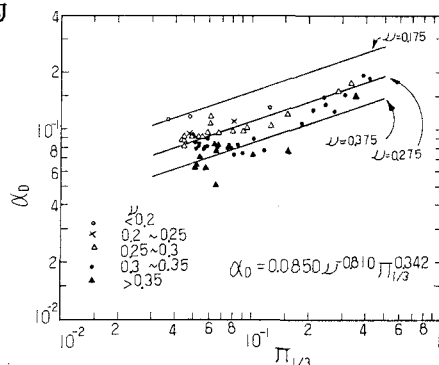


図-5