

愛媛大学工学部

正会員

山口 正隆

京都大学防災研究所

正会員

土屋 義人

新日鉄株式会社

正会員

中村 俊一

1. 緒言: 近年, 風から波への入力項に風波の発生・発達理論の成果を取り入れたエネルギー平衡方程式を電子計算機により直接数値積分する波浪の数値予知法が開発されつつあるが, 海上風の推定精度が十分でないことや波浪の発生・発達あるいは減衰機構が十分解明されていないことなどのために, 必ずしも良好な推定精度をもつまでに至っていないように思われる。そこで, 本研究では浅海域をも含めた波浪の数値予知法を確立するための第1段階として, 風の場合観測によってある程度与えられている琵琶湖上の風波に対して, 数値予知法を適用し, 観測結果と比較検討するとともに, 浅海域において定常状態を仮定した波浪の変形計算を実施して, その妥当性と問題点を明らかにしようとするものである。

2. 深海における波浪の推算結果: はば井上の方法に従い, 中間数としてPhillips およびMiles による波の発生・発達項と碎波によるエネルギー損失項を考慮すれば, 深海における波浪の数値予知に用いるエネルギー平衡方程式は次式になる。

$$\frac{\partial E(f, \theta)}{\partial t} + \frac{g}{4\pi f} \cos \theta \frac{\partial E(f, \theta)}{\partial x} + \frac{g}{4\pi f} \sin \theta \frac{\partial E(f, \theta)}{\partial y} = \left\{ \alpha + \beta E(f) \right\} \left\{ 1 - \left\{ \frac{E(f)}{E_{\infty}(f)} \right\}^2 \right\} \cdot D(\theta) \quad (1)$$

ここに, $E(f, \theta)$: 方向スペクトル, f : 周波数, θ : 方位角, α : Phillips の理論における線型増幅係数, β : Miles の理論における指数型増幅係数, $E(f)$: 周波数スペクトル, $E_{\infty}(f)$: 1次元平衡スペクトルおよび $D(\theta)$: 方向分布関数である。数値計算にあたっては, 式(1)を差分表示しなければならぬが, ここでは通常の前進差分法を用いた。図-1は計算に用いた琵琶湖の格子点を示したものである。この場合, Δx および Δy は 2.5 km である。また, 計算機の容量の制約から周波数は $f = 0.1 \text{ cps} \sim 1.0 \text{ cps}$ まで 1/9 に分割し, θ 方向の分割数は 20° ごとく 18 とした。

さらに, 式(1)に含まれる有限吹送距離の場合の1次元平衡スペクトルとして, 光易Ⅱ型スペクトルおよびJONSWAP スペクトルを, また方向分布関数として $\cos^4 \theta$ 型のものを用いた。

さて, 波浪の推算に際し, まず問題になるのは琵琶湖上の風の資料であるが, ここでは安曇川および彦根愛面地区における湖上風の実測結果を用い, 各格子点での風向風速をつぎのように与えた。すなわち, y 方向に対しては安曇川と彦根愛面地区の風向風速を比例配分し, x 方向に対しては風向風速を同一とした。また格子点での吹送距離は風

向により異なるが, 冬期季節風時には全般的にNW方向の風が連吹する傾向があるので, NW方向に対する対岸距離をもって吹送距離とした。図-2は1975年3月21日~22日のストーム時に数値予知法を適用した結果を示したものである。この場合, 初期条件として3月21日0時以前では, すべての格子点での方向スペクトルが0であるという条件を用いた。図中の実線は彦根愛面地区における水深4mでの観測結果であり, 破線および点鎖線は平衡スペクトルとしてそれぞれ光易Ⅱ型スペクトルおよびJONSWAP スペクトルを用いた場合の格子点(6, 10) (波浪観測点より約2 km 沖合)における計算結果である。

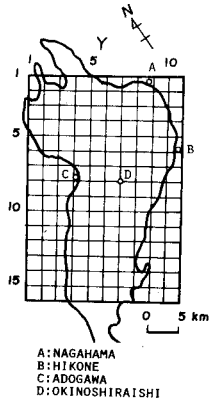


図-1

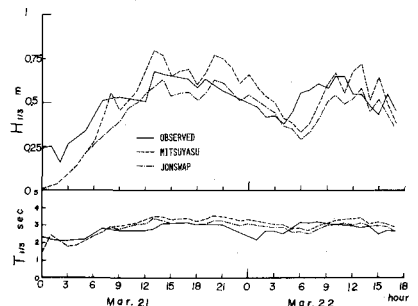


図-2

さて、この図によれば、有義波高および有義波周期のいずれも比較的一致しているが、詳細に見れば、21日0時から7時および22日4時から6時までの発達期において若干のずれがある。前者の場合には、初期条件が必ずしも適切でなかったことによると考えられる。しかし、後者の場合の原因は明確でない。

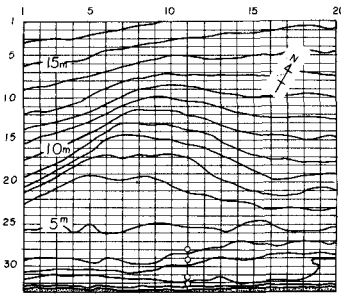


図-3

また、光易Ⅱ型スペクトルを用いた場合の有義波高および有義波周期の計算結果はJONSWAPスペクトルによる結果より若干大きくなる。

3. 浅海における波浪の変形計算：ここでは、2. で得られた結果を入力として、浅海における定常状態を仮定したエネルギー平衡方程式を数値積分し、浅海における波浪の変形計算を行う。この場合、係数として海底摩擦によるもののみを考慮し、便宜的に

$$G = -(4/3)\pi^2 P f^3 (2/\sqrt{E(f, \theta) \Delta \theta})^3 f_r / \sinh^2 kh \quad (2)$$

を用いた。ここに、 f_r ：海底摩擦係数 ($f_r = 0.01$) である。図-3は計算を実施する房根愛西地区沿岸における水深および計算に用いた格子点を示したものである。この場合、 $\Delta x = 50m$ 、 $\Delta y = 100m$ であり、また、汀線に直角方向を 0° として、そこから反時計回りに θ をとり、 $\Delta \theta = 20^\circ$ とした。図-4は光易Ⅱ型スペクトルを用いて計算された3月21日13時の方向スペクトルを入力として与え、永井による差分式を用いて計算した深海域(入力)と格子点 $(28, 11)$ ($h = 4m$) および $(31, 11)$ ($h = 2m$) での周波数スペクトルを示したものである。この図において、ピーク周波数付近で $h = 2m$ の周波数スペクトルが $h = 4m$ のそれより大きい値を示しているのはShoalingの影響であろうと考えられる。また、図-5は $f = 0.2 \text{ cps}$ の場合の方向スペクトルを示したものであって、屈折の影響により、浅海域での方向スペクトルのピークは θ の負側に変化している。もちろん、この傾向は周波数の小さいときほど顕著であるのはいままでのところである。図-6は水深2mにおける周波数スペクトルの観測結果と比較したものであるが、両者の対応は必ずしも良好でない。この原因として、用いた平衡スペクトルの琵琶湖への適用性や海底摩擦によるエネルギー損失項の表示が十分でないことや碎波などによる波浪の変形機構を計算に考慮していないことなどが考えられる。

4. 結 語：以上のように、本研究では風の場合あらかじめ実測により与えられた琵琶湖上の風波を対象として、エネルギー平衡方程式に基づく波浪の数値予知法を適用し、波浪観測結果との比較からその妥当性のある程度明らかにしたが、碎波をはじめ多くの不明確な要因を含めたまま計算を進めているのが現状であるので、今後、個々の要因により詳細な検討を加えて、予測精度の向上に努めるつもりである。最後に、本研究は文部省科学研究費による成果の一部であることを付記する。なお、数値計算はすべて京大大型計算機センターのFacom 230-75によった。

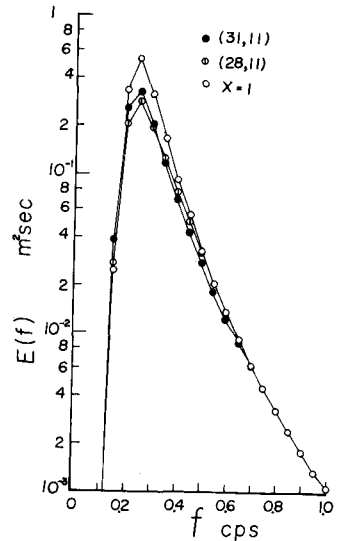


図-4

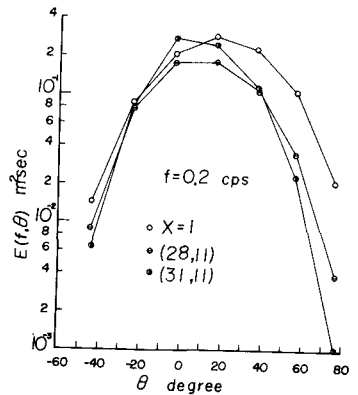


図-5

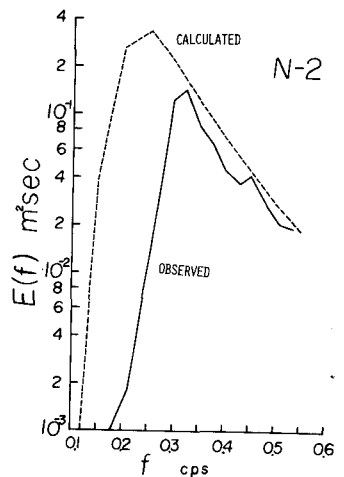


図-6