

## 波浪推算に基づく佐渡島の波浪遮蔽効果の検討

### A CONSIDERATION OF SHELTERING EFFECTS OF SADO ISLAND ON OCEAN WAVES OFF HOKURIKU COAST BASED ON WAVE HINDCASTING

山口正隆\*・畑田佳男\*\*・日野幹雄\*\*\*

By Masataka YAMAGUCHI, Yoshio HATADA and Mikio HINO

A numerical wave prediction model based on the radiative transfer equation is applied to the estimation of the sheltering effects of Sado Island on ocean waves off the Hokuriku Coast. The model is operated in two steps. First, ocean waves in the Japan Sea are computed on a coarse mesh during a period of severe seasonal wind. The wind distribution is given from a weather map analysis based on the spline function approximation to isobars. Next, ocean waves off the Hokuriku Coast are hindcasted on a fine mesh by giving the computed results on a coarse mesh as the inflow boundary condition on the open boundary. The computations show a satisfactory agreement with the observations along the Japanese coast. The sheltering effect of Sado Island is estimated from a comparison with the computation neglecting the island.

#### 1. 緒 言

冬季節風時の日本海沿岸では長時間連吹する強風により発達した異常波浪がしばしば来襲し、各地で海岸や堤防の欠壊など海岸波浪災害が頻発するのは周知の事実であるが、日本海沿岸のうち、酒田、新潟から富山にかけての北陸沿岸では、佐渡島および能登半島の存在によって外海で発達した波浪が遮蔽される地域が存在するので、そこでは波浪災害も軽減されると考えられる。

さて、佐渡島の波浪遮蔽効果を最初に定量的に研究したのは本間・堀川・趙<sup>1)</sup>であり、また、最近では中田・及川・中尾・高橋・榎原<sup>2)</sup>が同様の研究を行っている。彼らはそれぞれ佐渡島の入川と新潟西海岸および新潟東港、佐渡島の弾崎と新潟東港および西港で取得された風および波浪観測資料の詳細な解析から、新潟海岸に及ぼす佐渡島の波浪遮蔽効果を実証するとともに、佐渡島の遮蔽効果が少なくとも定性的には方向分散の観点から説明されることを明らかにした。特に、中田らは、周波数スペクトルが佐渡島の遮蔽効果および局所風の影響によ

りどのように変化するかを示す興味深い資料を提示し、こうした変化を再現するには、方向分散のほか局所風に伴う波浪を考慮する必要があることを明らかにした。しかしながら、これらの研究は新潟東港あるいは西港というごく局所的に限られた地点に及ぼす佐渡島の遮蔽効果を検討したものであり、佐渡島の遮蔽効果を平面的に明らかにしたものではない。したがって、こうした点を究明するためには、北陸海岸に沿う広域的な波浪観測結果の解析を行うとともに、佐渡島を含む日本海全域を対象として実施した波浪推算結果の考察に基づいて検討を進める必要がある。

ところで、著者ら<sup>3)</sup>はこれまでエネルギー平衡方程式に基づく波浪推算モデルを開発し、琵琶湖、大阪湾および伊予灘においてその適用性を検討してきた。また、ひきつづき、砕波項の表示法や数値計算法などに関して従来の波浪推算法に大幅な改良を加えた波浪推算モデル<sup>4)</sup>と、等圧線のスプライン関数近似に基づく海上風推定法<sup>5)</sup>を新たに開発した。そしてこれらのモデルに基づき、昭和55年12月季節風時における佐渡島の遮蔽効果を検討し<sup>6)</sup>、遮蔽効果の影響領域が外海から侵入する波浪の入射方向によって変化すること、および計算結果は観測結果と比較的一致することを明らかにした。しかしながら、対象とした季節風時にはN方向の風が卓越したた

\* 正会員 工博 愛媛大学教授 工学部海洋工学科  
(〒790 松山市文京町3番)

\*\* 正会員 工修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科(同上)

\*\*\* 学生会員 愛媛大学大学院 工学研究科(同上)

め、佐渡島の入射波向に対する投影長が小さく、佐渡島の遮蔽効果あまり有効に働かなかつたし、計算対象とした季節風もそれほど規模の大きいものではなかつた。

そこで、本研究は前述の研究に引き続き、波浪追算に基づき、北陸海岸一帯に及ぼす佐渡島の遮蔽効果を広域的に究明しようとするものである。そのため、過去数十年間のうちで日本海沿岸に最大級の波浪を発生させ、甚大な海岸波浪災害をもたらした昭和45年1月30日～2月3日にかけての季節風時を研究対象に取り上げ、入射波向に対し佐渡島の投影長が大きいNW方向の強風が吹送したこの季節風時に対する波浪追算を行う。すなわち、第1段階では等圧線のスプライン関数近似に基づく方法によって推定した海上風を日本海全体の大領域に入力して波浪追算を行い、日本海沿岸の波浪観測結果との比較から外海における波浪推算モデルの適用性を検討する。第2段階では、能登半島と秋田を結ぶ境界線以南の小領域を計算対象領域とし、その境界線上で外海での計算結果を入力するとともに、前述の海上風を吹送させた波浪追算を行い、北陸海岸での波浪観測結果と比較・検討する。また、小領域での波浪追算は佐渡島の存在を無視した場合についても実施し、両者の計算結果の比較から北陸海岸に沿う波高分布に及ぼす佐渡島の影響を考察する。なお、単純な風条件のもとでの佐渡島の遮蔽効果を明らかにするため、日本海全体でNおよびNW方向をもつ一様風が長時間吹送した場合の計算も同様の方法により実施する。

2. 波浪推算モデルの概要

波浪推算モデルに用いられるエネルギー平衡方程式は、

$$\frac{\partial E(f, \theta)}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial E(f, \theta)}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial E(f, \theta)}{\partial y} = G \dots\dots\dots (1)$$

で表わされる。ここに、 $f$ ：周知数、 $\theta$ ：方位角、 $c_g$ ：群速度、 $E(f, \theta)$ ：方向スペクトル、および  $G$ ：エネルギーの流入入を表わす source function、である。

さて、新しいモデルでは、まず波浪の発生項のかわりに、実用上無視し得る風速2m/sに対する Pierson-Moskowitz スペクトルおよび  $\cos^4 \theta$  型方向分布関数から計算される方向スペクトルの初期値を与えるとともに、発達項として、低周波側で cut-off 周波数を持ち、発達率が0となる Barnett<sup>7)</sup>による表示式を採用する。また、非線形干渉項の表示式として用いられた Barnett<sup>7)</sup>のパラメーター表示式による計算結果と厳密な数値積分結果を比較すると、前者は  $\gamma > 1$  をもつ周波数スペクトルのエネルギー流入域に対して粗い近似で  $1/\gamma$  程度の値を与えるので、非線形干渉項が流入項として作用する

場合には Barnett の表示式を  $\gamma$  倍して用いることにする。ここに、 $\gamma$  は JONSWAP スペクトルの尖鋭度を表わすスペクトル形状パラメーターである。さらに、砕波によるエネルギー逸散は Resio and Vincent<sup>8)</sup>にならい、砕波によってもその方向分布関数は不変であると仮定し、 $E_{old}(f) > E_{\infty}(f)$  の場合、平衡周波数スペクトルを用いた次式によって表現する。

$$E_{new}(f, \theta) = E_{old}(f, \theta) E_{\infty}(f) / E_{old}(f) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $E(f)$ ：周波数スペクトル、および  $E_{\infty}(f)$ ：平衡周波数スペクトル、であり、suffix の 'old' と 'new' はそれぞれ砕波前と砕波後を示す。なお、逆風による減衰項の評価は磯崎・宇治<sup>9)</sup>と同様に、全周波数について有限値をとる井上による Miles 機構の表示式を便宜的に代用して行った。

次に、式(1)の数値積分は、1タイムステップ  $\Delta t$  内で式(1)の右辺を0とした移流・伝播方程式と移流・伝播項を0とした発達・減衰方程式を交互に解く時間分割法によることとし、ここでは、前者の数値積分に対し特性曲線法の一つである piecewise ray method を、一方後者に対して解析解を使用する。すなわち、各成分波が  $\Delta t$  後に計算格子点に到達する波浪の伝播経路を考え、まず出発点の方向スペクトル値を周囲の計算格子点の方向スペクトル値から3次 Lagrange 補間式を用いて内挿したのち、この内挿結果を初期値として発達・減衰方程式の解析解から  $\Delta t$  後の解を求めた。ついで、各方向に関する計算の終了後、砕波の影響を式(2)に従って考慮し、 $\Delta t$  後の最終的な解とした。そしてこの計算過程を繰り返すことにより方向スペクトルの時空間変化を計算した。

3. 日本海における波浪追算

(1) 計算方法

波浪追算に用いた計算格子網は、Fig.1 に示すように日本海全体を格子間隔  $\Delta s = 40$  km で  $26 \times 44$  に分割したものの(大領域)であり、周囲の境界はすべて陸地と仮定している。計算に用いた周波数は  $f = 0.05 \sim 0.7$  Hz

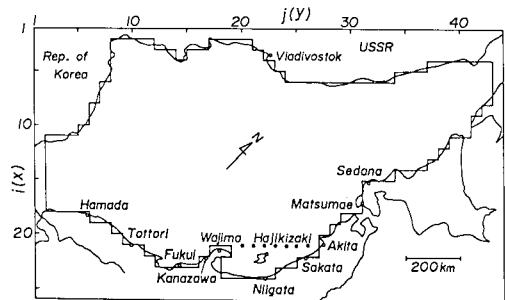


Fig.1 Grid system (coarse mesh).

間の20個、方向は $\theta=0^\circ\sim 360^\circ$ を $\Delta\theta=20^\circ$ ごとに分割した19個および計算時間間隔は $\Delta t=30\text{ min}$ である。そして、周囲の陸上境界での方向スペクトルは0という境界条件のもとに、式(1)から方向スペクトルの時空間変化を計算した。

ところで、本研究の数値モデルでは、砕波項の評価を式(2)の表示式によっており、この場合の平衡周波数スペクトルはJONSWAPスペクトル、

$$E_{\omega}(f) = \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{f}{f_p}\right)^4\right] \gamma \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-f_p}{\sigma_{ab} f_p}\right)^2\right] \dots\dots\dots (3)$$

で表わされるものとする。ここに、 $g$ :重力の加速度、 $f_p$ :ピーク周波数、 $\sigma_{ab}$ :スペクトル形状パラメーター、である。式(3)のパラメーター、 $\alpha$ 、 $\nu(=U_{10} f_p/g)$ および $\gamma$ は、Hasselmannら<sup>10)</sup>および光易ら<sup>11)</sup>により無次元吹送距離 $\bar{F}(=gF/U_{10}^2)$ の関数として表わされているが、本研究の発達過程における計算では、無次元全エネルギー $\bar{\epsilon}(=g^2\epsilon/U_{10}^3)$ と無次元吹送距離の関係から無次元全エネルギーとの関係に変換した $\alpha$ 、 $\nu$ および $\gamma$ を使用した。ここに、 $U_{10}$ :海面上10m高度での風速、 $F$ :吹送距離、および $\epsilon$ :全エネルギー、である。なお、数値モデルにおける平衡スペクトルの実際的な使用法は複雑であるため簡単に述べることはできないけれども、大部分の計算では、 $f < f_p$ の周波数範囲における平衡スペクトルとして、指数関数部を $\exp[-1.25]$ とした式(3)を用いている。

前述のように、計算格子網の間隔は $\Delta s=40\text{ km}$ であって、最も陸地に近い格子点でも通常の海洋では深海であるのに対し、波高計設置水深は50m以浅であって浅海に相当するので、高波浪時には砕波や底面摩擦など水深の影響を受けて波高は深海に比べて減少する。したがって、観測結果と計算結果との適切な比較を行うためには浅海性の影響を考慮した波浪の数値計算<sup>12)</sup>を行う必要があるが、数十kmという格子間隔を用いた場合にはたとえ浅海波浪の計算を行っても岸から数km離れた波高計設置点での波浪を評価することができない。そこで、本研究では波高計設置点に相当する格子点のみ実際の水深を与えとともに、次式で表わされる浅海平衡周波数スペクトルを式(2)に適用することにより便宜的に浅海性の影響を考慮する方法も採用した。

$$\left. \begin{aligned} E_{\omega}(f) &= \alpha \eta (H_{1/3}/h) g^2 (2\pi)^{-4} f^{-5} \exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{f}{f_p}\right)^4\right] \\ &\quad \gamma \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{f-f_p}{\sigma_{ab} f_p}\right)^2\right] \Phi(\omega_h) \\ \Phi(\omega_h) &= x^{-2} (1 + 2\omega_h^2 x / \sinh 2\omega_h^2 x)^{-1} \\ \eta(H_{1/3}/h) &= \max\{1 - 0.582(H_{1/3}/h) + 3.54(H_{1/3}/h)^2, 1\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $H_{1/3}$ :有義波高、 $h$ :水深、 $\omega_h^2 = \sigma^2 h/g$ 、 $\sigma$ :角

振動数、 $x = gk/\sigma^2$ および $k$ :波数、である。式(4)はKitaigorodskiiらの高周波側に対する平衡スペクトルとピーク周波数付近に対するJONSWAPスペクトルを組み合わせたTMAスペクトル<sup>13)</sup>に平衡定数が相対波高によっても変化するという琵琶湖における波浪観測資料の解析から得られた結果<sup>14)</sup>を $\eta$ 項として付加したものである。

(2) 海上風の推定法

波浪追算に先立ち、まず海上風を与えなければならないが、ここでは前述した等圧線のスプライン関数近似に基づく天気図解析法による結果を用いる。すなわち、この方法は、天気図から読み取った等圧線をスプライン関数近似して等圧線の曲率半径および接線角を推定するとともに、気圧傾度も同様にスプライン関数近似して格子点での傾度風を求めたのち、適当な補正係数を乗じて海上風に変換するものであり、気象学的知識に精通していなくてもある程度の精度をもつ海上風を比較的簡単に推定することができる。

本研究で取り上げた対象期間は昭和45年1月30日から2月3日までの5日間であり、推定に際し3時間ごとの極東天気図を使用した。この季節風の原因となった低気圧は、東シナ海で発生したのち、太平洋から北上して日本列島を縦断し、最盛時には中心気圧960mbにも発

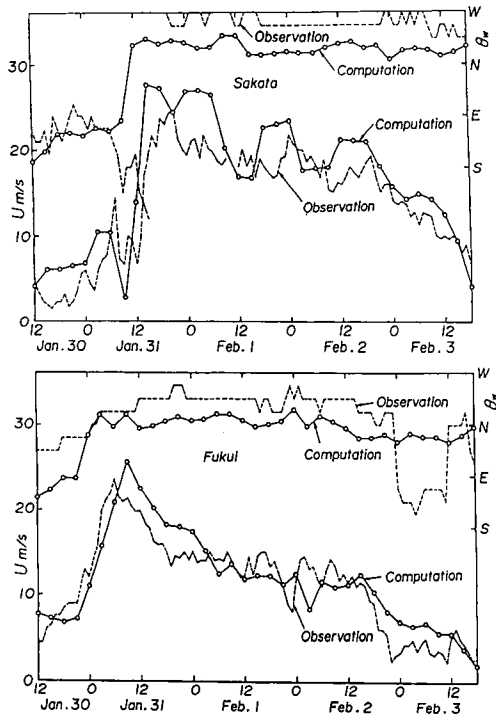


Fig. 2 Comparison between the computed wind and the observed one.

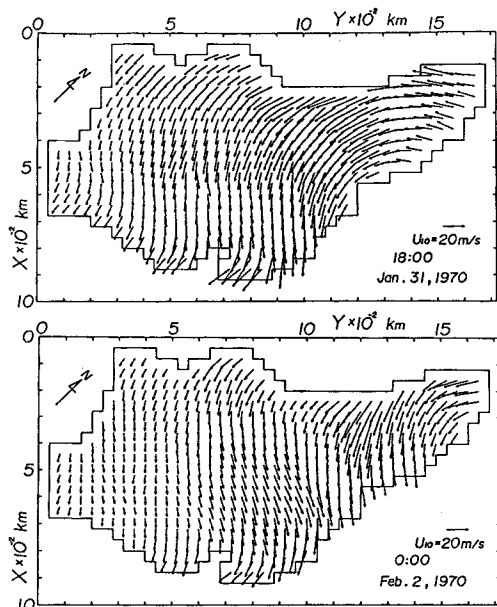


Fig. 3 Spatial distribution of wind vector over the Japan Sea.

達したいわゆる台湾坊主である。Fig. 2は海上風の推定結果と観測結果の比較を酒田および福井について示したものであり、いずれの地点においても計算風向は観測風向に対してE寄りになっているものの、風速の対応は比較的良好である。また、他地点での比較においても計算風向が同様な傾向を示すとともに、計算風速は観測風速より大きい場合が多かった。しかしながら、観測結果が陸上風であることを考慮すれば、海上風はスプライン関数近似に基づく天気図解析法によりある程度の精度をもって推定されたものと考えられる。一方、Fig. 3は低気圧が最盛期を迎え始めた1月31日18時および減衰期の2月2日0時について大領域波浪計算格子網上に内挿された海上風の平面分布を示したものである。31日18時から2日0時の間に低気圧中心が津軽海峡付近から国後島付近に移動するのに伴って、強風域も北東へ移り、風向もおおむね反時計方向に変化する。そして、31日18時には日本海の大部分で20 m/sを越えるNE~NWの風が吹送しているのに対して、2日0時には日本海中部以西の海域で10 m/s程度の風速になり、低気圧中心から離れた海域から風速が低下している。結局これらの図から、この季節風時には低気圧中心付近を除く海域でおおむね風向NWをもつ強風が卓越したことがわかる。

(3) 追算結果および考察

Fig. 4は日本海沿岸に設置されている波高計記録と2種類の計算結果(それぞれ深海平衡周波数スペクトルおよび浅海平衡周波数スペクトルを用いた場合)との比較

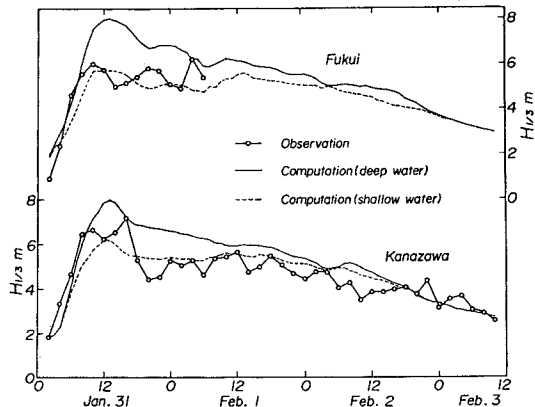


Fig. 4 Comparison between the computed significant wave height and the observed one (1).

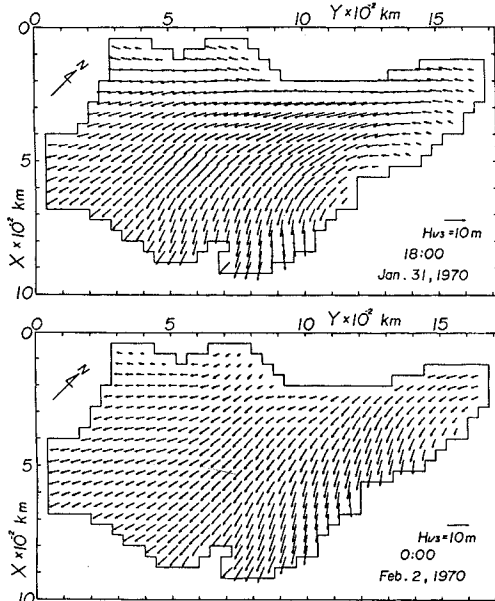


Fig. 5 Spatial distribution of significant wave height vector in the Japan Sea.

を福井港および金沢港について示したものである。この2地点は相互に近い位置にあるため、観測結果および追算結果とも似た経時変化を示すし、いずれの地点においても観測結果は浅海性の影響を考慮した計算結果によってよく再現されている。

Fig. 5は低気圧の最盛期と減衰期における波高ベクトルの平面分布を、Fig. 3と同時刻について示したものであり、矢印の長さが有義波高を、また矢印の方向が平均波向を表す。これらの図によれば、いずれの時刻においても日本海北部における風向の空間変化に対応して波向も反時計方向の変化を示す一方、中部から西部にかけての大部分の海域ではN方向の波浪が卓越する。そし

て、時間の経過とともに反時計方向の波向変化を示す海域も東に移動し、領域全体で波向がややN方向に変化するとともに、低気圧中心から遠い日本海西部から波高が減少し始めている。また、海上風分布図によれば、風向NWの風が卓越するのに対して、波高分布図ではN方向の波浪が卓越することから、日本海西部においては風向と波向の相違が大きいことがわかる。

#### 4. 北陸海岸における波浪追算

##### (1) 計算方法

北陸海岸での波浪追算に用いた格子網は、Fig. 6に示すように、能登半島と秋田を結ぶ線以南の小領域を格子間隔  $\Delta s = 10 \text{ km}$  で  $11 \times 43$  に分割したものであり、外海との境界を除く周囲の境界はすべて陸地である。計算に用いられた周波数および方向は外海での計算ケースと同様であるが、格子間隔が1/4であるので、計算時間間隔も  $\Delta t = 10 \text{ min}$  とした。

数値計算では、大領域で計算された能登半島—秋田間での方向スペクトル (Fig. 6の黒丸印地点) に、空間および時間に関する内挿結果を与えて、対象領域における波浪を計算した。ただし、この開境界が流出境界になる場合 ( $90^\circ < \theta < 270^\circ$ ) には、方向スペクトルの計算値が

完全吸収されるという流出境界処理を行った。

Fig. 7は小領域における有義波高の追算結果と観測結果との比較を酒田港、新潟東港および直江津港について示したものであり、計算結果は深海平衡周波数スペクトルおよび浅海平衡周波数スペクトルを用いた2種類の結果について示されている。まず、酒田港における観測波高は、発達期では浅海平衡周波数スペクトルを用いた追算結果により比較的良好に再現されているものの、減衰期では深海平衡周波数スペクトルを用いた結果に近くなっている。これに対して、新潟東港および直江津港での波高はいずれも浅海性を考慮した追算結果によってよく再現されている。したがって、前述した大領域での対応関係を含めて総合的に考察すれば、浅海平衡周波数スペクトルを用いた計算結果が深海平衡周波数スペクトルを用いた場合より相対的に良好な対応を与えられられる。

次に、Fig. 8は低気圧の最盛期および減衰期における海上風の平面分布を示したものであり、最盛期では、風向が領域の西側ほどNWからN方向に、また、岸側ほどN方向に変化するが、風速は全領域でかなり大きいし、減衰期では、領域の東側で最盛期より風向がN寄りになり、風速も西側ほど減少している。ついで、波高の平面分布を示したFig. 9によれば、いずれの時刻にお

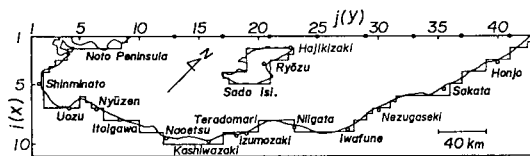


Fig. 6 Grid system (fine mesh).

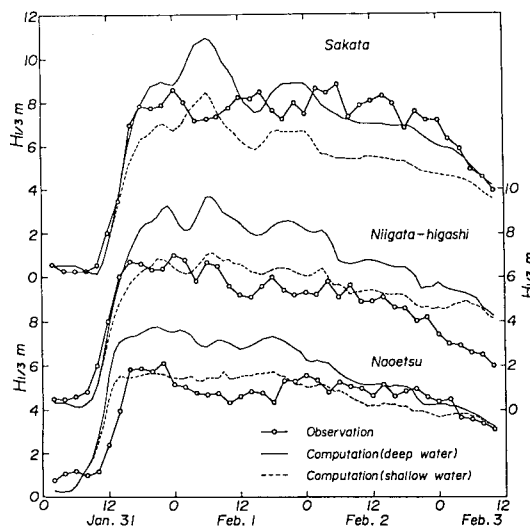


Fig. 7 Comparison between the computed significant wave height and the observed one (2).

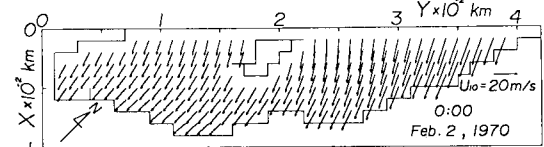
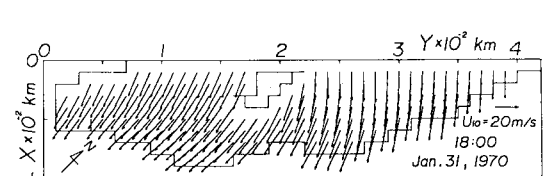


Fig. 8 Spatial distribution of wind vector over the Hokuriku Coast.

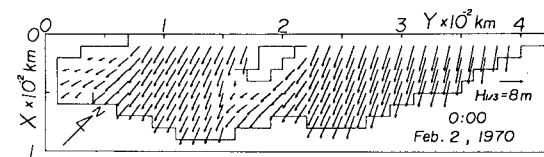
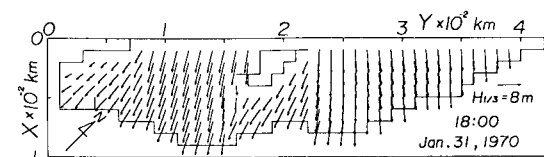


Fig. 9 Spatial distribution of significant wave height off the Hokuriku Coast.

いても入善～柏崎および新潟～秋田間では外洋の波浪がほとんどそのまま入射するのに対し、入善以西および柏崎～新潟間ではそれぞれ能登半島および佐渡島の遮蔽効果によって波高が減少しているし、また時間の経過とともに風向がNWからN寄りに変化しているため、佐渡島の遮蔽領域もやや西寄りに移動していることが見出される。

5. 佐渡島の波浪遮蔽効果

(1) 一樣風時の遮蔽効果

ここでは佐渡島の遮蔽効果を、風向NあるいはNWをもつ風速20m/sの一樣風が連吹した場合の計算結果に基づき考察する。計算条件は、方向分割数風向に対して順風となる半平面（風向Nに対して $-135^{\circ} \sim 45^{\circ}$ および風向NWに対して $-90^{\circ} \sim 90^{\circ}$ ）を $\Delta\theta=5^{\circ}$ ごとに分割した37個であることを除けば季節風時の場合と同じである。また、波浪追算も同様に大領域および小領域の2段階で碎波項を深海平衡周波数スペクトルに基づき評価する方法によって実施した。

Fig. 10は、前述の一樣風が36時間吹送した時点での北陸海岸に沿う有義波高分布を、佐渡島が存在する場合および存在しない場合について海岸から1メッシュ沖合の計算結果から図示したものである。さて、まず風向NWの場合、佐渡島が存在しない場合の沿岸波高は、能登半島の遮蔽効果を受けた領域を除けばほぼ一定であるのに対して、風向Nの場合には東側ほど減少する傾向を示す。これは、岩船から北に向かうにつれてNからE方向の成分波が日本本土によってしだいに遮蔽され始めるためである。一方、佐渡島の有無による波高分布の相違、すなわち佐渡島による波浪遮蔽効果は、風向Nの場合には糸魚川～寺泊間に、風向NWの場合には出雲崎～新潟間に現われることから、波向により遮蔽領域が移動することが明らかである。そして、波高減少量の最大値は風向Nの場合には3m程度であるが、風向

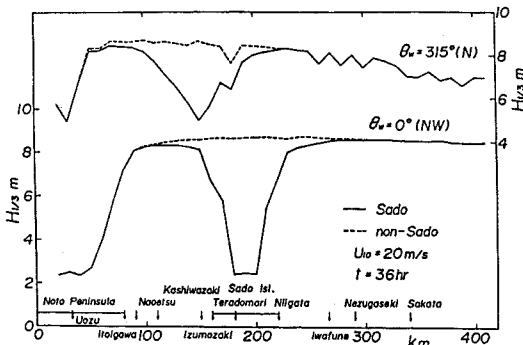


Fig. 10 Sheltering effect of Sado Island on wave height distribution along the Hokuriku Coast (1).

NWの場合には6mにも達している。この波高減少量の相違は、風向Nの場合には風向NWの場合より佐渡島の風下側に広い海域が存在するため、佐渡島で遮蔽された波浪が再び発達することおよび風向Nの場合の佐渡島の投影長がより短いことによると考えられる。

Fig. 11は、佐渡島の遮蔽効果が周波数スペクトルに及ぼす影響を直江津港について示したものである。直江津港では風向Nの場合に佐渡島の影響を受け、ピーク周波数付近および低周波側におけるスペクトルの伝播が遮断されている。一方、高周波側で遮蔽効果が現われないのは、局所風に伴う発達により一定のエネルギーレベルが保たれるためである。また、Fig. 12は直江津港の方向スペクトルをピーク周波数よりやや低周波側の0.08 Hzについて示したものである。これから直江津港では佐渡島の存在によりNE～NNW方向の成分波の伝播が遮断されるので、特にN方向を主方向とする波浪成分の減少が大きく、波向もW寄りになることがわか

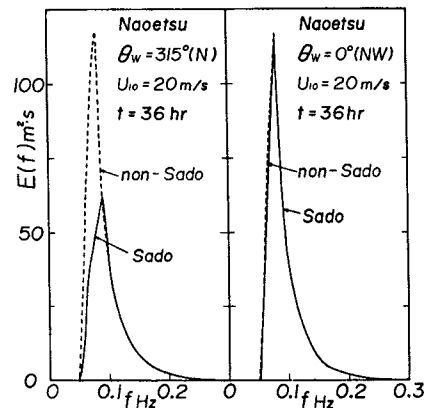


Fig. 11 Sheltering effect of Sado Island on frequency spectrum (1).

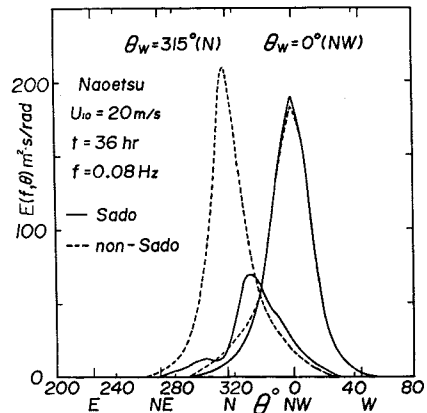


Fig. 12 Sheltering effect of Sado Island on directional spectrum (1).

る。

(2) 季節風時の遮蔽効果

Fig. 13は北陸海岸に沿う波高分布を季節風時の3時点について示したものであり、一樣風の場合の Fig. 10に対応している。まず、この季節風時にはNW方向の風向をもつ海上風が卓越したが、日本海沿岸での風分布が空間的に変動したため、新潟より東側でも波高分布が一樣風の場合より変化するし、糸魚川以西での能登半島による遮蔽領域も時間の経過とともに狭くなっている。また、佐渡島の遮蔽効果は、低気圧の最盛期(31日18時)では直江津～新潟間に、減衰期(2日0時)では糸魚川～新潟間に現われているし、波高が最も減少した地点も寺泊付近から出雲崎付近に移動している。この間に低気圧中心は津軽海峡付近から国後島付近に移動しており、低気圧の移動に伴って遮蔽領域も移動するが、低気圧の移動速度が遅いためその変化は少ない。また、最盛期より波高がやや減少した時点において、遮蔽効果が顕著に現われているのはきわめて興味深い。これらの結果を一

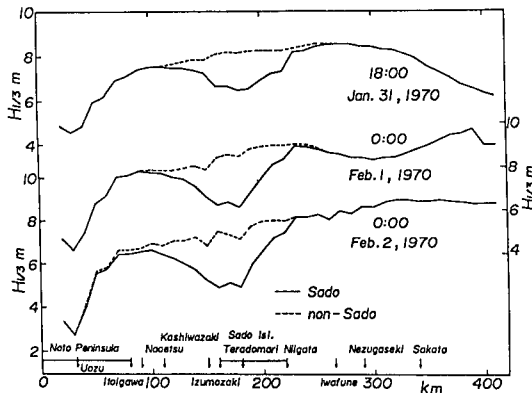


Fig. 13 Sheltering effect of Sado Island on wave height distribution along the Hokuriku Coast (2).

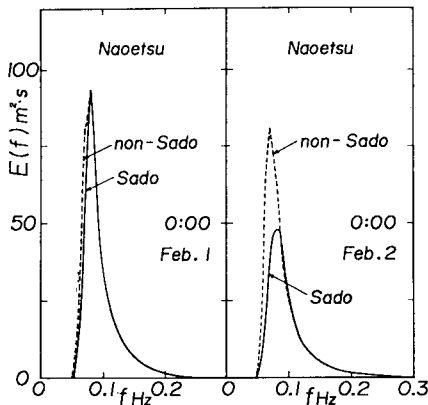


Fig. 14 Sheltering effect of Sado Island on frequency spectrum (2).

様風の場合を示した Fig. 10と比較すれば、佐渡島の遮蔽効果が現われる領域は、風向がNWからN寄りに変化するに従ってN方向の一樣風が吹送した場合に近づくけれども、季節風時の波高減少量は一樣風の場合よりはるかに小さい。これは、実際の季節風時には、風の場合が空間および時間的に変化するので、種々の方向からの波が当該海域に入射することにより、遮蔽効果がいわば平滑化されるためであろう。

Fig. 14および Fig. 15は、直江津港での周波数スペクトルおよび方向スペクトルを、2種類の小領域格子網における計算結果から図示したものである。これらの図によれば、佐渡島の有無による計算結果の相違は風向がN寄りになった2日0時に顕著となり、周波数スペクトルにおける遮蔽効果はピーク周波数のやや高周波側から低周波側の成分波に対して現われるし、一方、方向スペクトルにおける遮蔽効果はNE～NNW方向に現われている。そして、2日0時での結果は、風向Nの一樣風が吹送した場合の遮蔽特性に定性的には一致するけれども、方向スペクトルに対する遮蔽効果は、波高の場合に対応して一樣風の場合より小さい。また、Fig. 15によれば、佐渡島を考慮した場合の方向スペクトルが、その存在を無視した場合の方向スペクトルに比べて大きい波向がある。こうした傾向は Fig. 12に示した一樣風の場合にも見出されるが、特に、Fig. 15の2月1日0時において顕著である。これは式(2)に示したように、砕波に伴うエネルギー減衰を平衡周波数スペクトルによって評価するという本モデルの特性に起因する。たとえば、2月1日0時の場合、周波数スペクトルの値は佐渡島の有無にかかわらずほぼ同一であるが、周波数スベ

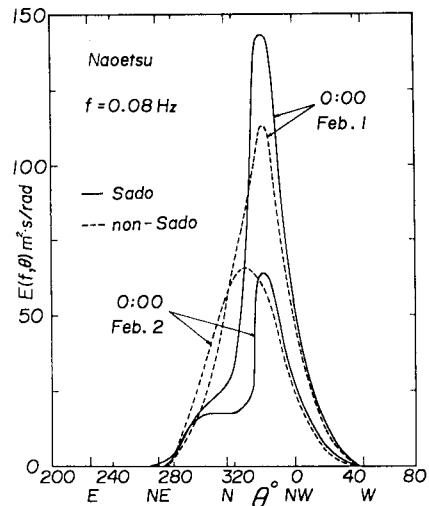


Fig. 15 Sheltering effect of Sado Island on directional spectrum (2).

クトルの方向に関する配分率に相当する方向分布関数は佐渡島の有無によって大いに異なるため、周波数スペクトルと方向分布関数の積である方向スペクトルも変化し、前述の結果が得られることになる。

## 6. 結 語

以上、本研究では、著者らが新しく開発したエネルギー平衡方程式に基づく波浪推算モデルを用いて昭和45年1月30日～2月3日にかけての季節風時における日本海全体（大領域）での波浪追算を行うとともに、能登半島と秋田を結ぶ線上以南に設けた小領域において、この計算結果を境界条件として与えた波浪の数値計算を行った。特に、小領域での計算は佐渡島が存在する場合と存在しない場合の2通りについて行い、両者の比較から北陸海岸の波浪分布に及ぼす佐渡島の遮蔽効果を検討した。その結果、まず、大領域および小領域のいずれにおいても、浅海平衡スペクトルを用いた計算結果は多くの場合観測結果とよい一致を示すことから、本研究の波浪推算法は十分な適用性をもつこと、および設置水深が小さい波高計で得られた観測結果と計算結果とのよい対応を特に高波浪時において得るためには浅海性砕波の影響を考慮する必要があることを見出した。また、数値計算結果によれば、日本海全体では風向NWの強風が卓越するにもかかわらず、日本海西部海域での波向は、北部および中央部で発達した波浪が伝播するためN方向となり、風向と異なることがわかった。ついで、小領域における計算結果の考察から、一樣風が吹送するとき、佐渡島の遮蔽効果は風向Nの場合よりNWの場合にはるかに有効に作用して、遮蔽領域内にあたる寺泊付近では大きな波高減少が生じるのに対し、現実の季節風時には風の場が時間的にも空間的にも変化するため、北陸海岸での遮蔽領域も移動し、いわば佐渡島の遮蔽効果が平滑化されるので、北陸海岸での波高減少量は一樣風の場合ほど大きくないことが明らかになった。

最後に、貴重な風および波資料を提供された運輸省第一および第三港湾建設局を初めとする関係各官公庁に深甚の謝意を表明するとともに、資料の整理や図面の作成に助力頂いた愛媛大学工学部海洋工学科大福学技官に感謝する次第である。また、本研究は文部省科学研究費自然災害特別研究(1)(代表：京都大学 土屋義人教授)による研究成果の一部であることを付記する。なお、本研究の計算は九州大学大型計算機センターのFacom M-382および愛媛大学情報処理センターのFacom

M-180 II AD によった。

## 参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・趙 栄輝：佐渡島の波に対するしゃへい作用，第13回海岸工学講演会講演集，pp.42～49，1966.
- 2) 中田邦夫・及川 研・中尾邦彦・高橋豊喜・榎原修治：佐渡島の遮蔽効果に関する現地観測，第30回海岸工学講演会論文集，pp.179～183，1983.
- 3) 土屋義人：高潮の発生機構とその極値に関する研究，3.2波浪の数値予知3.2.2.e数値予知法の大坂湾への適用性(山口正隆)，文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果，No.A-56-4，pp.76～80，1981.
- 4) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄：台風時における瀬戸内海西部海域での波浪追算について，第21回自然災害科学総合シンポジウム講演要旨集，pp.197～200，1984.
- 5) 山口正隆・畑田佳男・大福 学・庄司誠一：スプライン関数を用いた天気図解析に基づく海上風の推定法について，第31回海岸工学講演会論文集，pp.128～132，1984.
- 6) 山口正隆・畑田佳男・日野幹雄：波浪推算法に基づく佐渡島のしゃへい効果の検討，愛媛大学工学部紀要，第10巻第4号，pp.343～353，1985.
- 7) Barnett, T.P. : On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves, Jour. Geophys. Res., Vol. 73, No. 2, pp. 513～529, 1968.
- 8) Resio, D. T. and Vincent, C. L. : A numerical hindcast model for wave spectra on water bodies with irregular shoreline geometry, Rep. 1, H-77-9, Hydraulic Lab., U.S. Army Engineering Waterways Experiment Station, 1977.
- 9) Isozaki, I. and Uji, T. : Numerical prediction of ocean wind waves, Papers in Meteorol. and Geophys., Vol. 24, No. 2, pp. 207～231, 1973.
- 10) Hasselmann, K. et al. : Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), Erg. Deutschen Hydr. Zeit., Reihe A, Nr. 12, pp. 1～95, 1973.
- 11) Mitsuyasu, H. et al. : Observation of the power spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 286～296, 1980.
- 12) 山口正隆・畑田佳男・細野浩司・日野幹雄：エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪の数値予知モデルについて，第31回海岸工学講演会論文集，pp.123～127，1984.
- 13) Bouws, E. et al. : Similarity of the wind wave spectra in finite depth water, Part I—spectral form—, Jour. Geophys. Res., Vol. 90, pp. 975～986, 1985.
- 14) 山口正隆・土屋義人：浅海における波浪の統計的特性の変形，愛媛大学紀要，第Ⅲ部工学，第9巻第3号，pp. 299～321，1980.

(1985. 4. 22・受付)