

短波海洋レーダに基づく冬季日本海能登半島沖の流況解析

八木 宏*・日向博文**・田岡幸司***
久木幸二****・灘岡和夫*****

1. はじめに

1997年1月に島根県隠岐島沖で発生したナホトカ号重油流出事故は、島根県から新潟県にわたる極めて広範囲の沿岸域に重油が漂着し、開放的な海域に汚染物質が拡がった場合の急速な物質拡散特性と空間スケールの大きさ、そして海岸環境へ与える影響の大きさを明瞭な形で示した(例えば、犬飼ら、1997)。このように被害が広範囲に及んだ原因としては、高波浪のために重油回収が遅れたことが第一の原因と考えられるが、それに加えて冬季日本海のように強い季節風と高波浪、そして海流が共存する場の流況・拡散予測手法が未だ確立されていないことが問題点として指摘されている。今後、同様の事故に対し海岸環境への影響を最小限にとどめるためにも、開放的な沿岸域の流れの特徴をおさえた合理的な流況・拡散予測手法の確立が望まれる。

そこで本研究では、物質の広域移流拡散を予測するためには、その本質とも言える“流れの時空間変動構造”的特徴を理解することが不可欠であると考え、その根本的な特徴を短波海洋レーダの観測結果から明らかにすることを目的としている。

2. 短波海洋レーダによる表層流速データの概要

本研究で解析対象とした短波海洋レーダーの観測データは、ナホトカ号重油流出事故の際に郵政省電波総合研究所沖縄電波観測所によって実施された集中観測によるものである。対象海域は図-1に示すように石川県輪島沖の海域であり、計測領域は輪島、珠洲の2カ所に設置された短波海洋レーダーから発射される電波の重なる領域(距岸5~50km、水深10~150m)である。短波海洋レーダーの周波数は24.5MHz(波長6m)、空間解像度は1.5km、時間解像度は2時間である。実際の流速計測は、2カ所から発せられる電波が交差する点に対して行われる

が、ここではこれを1.5km間隔の直交格子点上の流速値に変換して解析に用いている。観測期間は1997年1月25日~3月4日までの約1.5月間であるが、本研究ではこのうち欠測の少ない1月25日~2月5日までの約10日間を解析対象期間とした。尚、短波海洋レーダーを用

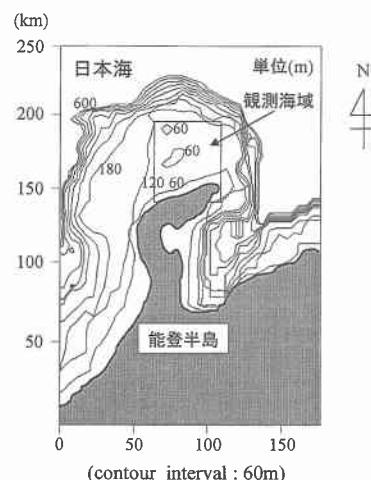


図-1(a) 観測海域(全体)

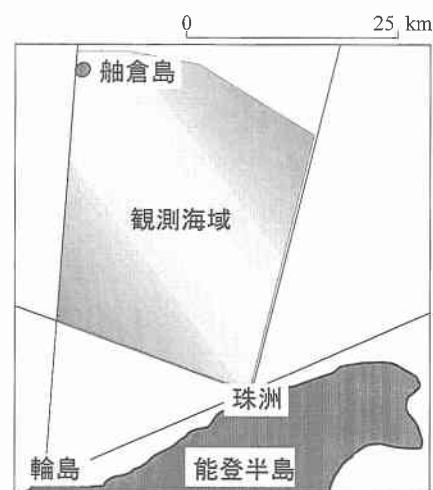


図-1(b) 観測海域

* 正会員 博(工) 東京工業大学工学部土木工学科 助教授

** 正会員 工 修 東京工業大学工学部土木工学科 助手

*** 日本鋼管(株)

**** 正会員 博(工) 通産省電波総合研究所沖縄電波観測所

***** 正会員 工 博 東京工業大学大学院情報理工学研究科 教授

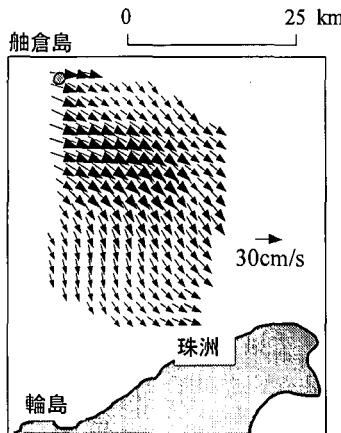


図-2 時間平均流速の空間分布

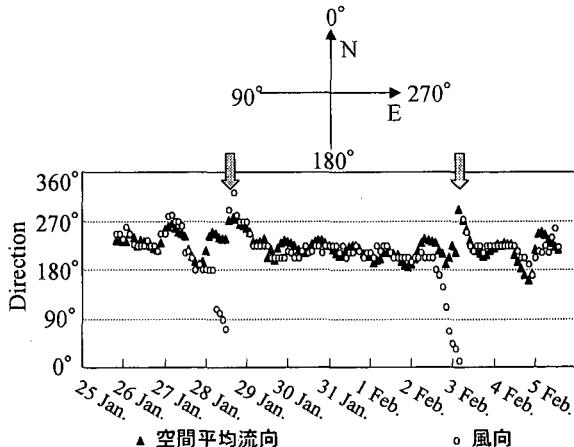
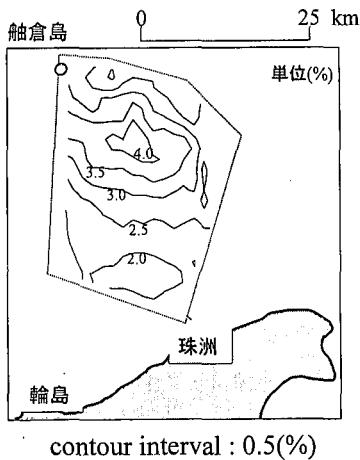
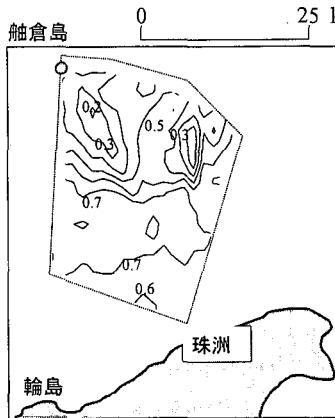


図-3 風向と空間平均流向への経時変化



contour interval : 0.5(%)

図-4 風速と流速の比の空間分布



東西成分

contour interval : 0.1

図-5 風速と流速の相互相関の空間分布

いた海洋観測についての詳細は文献（例えば、梅原ら、1991；徳田ら、1992, 1993）を参照されたい。

3. 解析結果と考察

3.1 流速データの基本特性

まず始めに今回計測された短波海洋レーダの観測データの基本的な特徴を示す。図-2に、解析対象全期間で平均した流速ベクトルの空間分布を示す。これを見ると表層流は概ね南東向きであることがわかる。図-3は、2時間毎の観測値を空間平均して求めた平均流向の経時変化であり、図中には計測海域北西端に位置する船倉島の海上約30 m地点における風向も併せて表示している。これを見ると、対象期間中に発生した2回の大きな風向変化（図中矢印）を除いて、平均流向と風向はよく一致しており、平均的にみれば観測期間中の流れは海上風の影響を強く受けた流れ（吹送流）であるといえる。

一方、図-4は、風速（船倉島）と計測対象海域内各位置での流速値の比を計算し、それを解析対象期間全体で平均したものの空間分布である。経験的に海上風と流速の比は3%程度と言われているが、観測結果には部分的に比が3%を越える部分がある。また、図-5は、海上風と表層流速の相関値を計算し、それを空間分布として示したものである。海上風と表層流速の相関は場所によって異なっており、また南北と東西成分でその傾向が異なっている。これらの結果は、今回の観測結果が海上風の影響を強く受けながらも、それ以外の成因の流れ成分を含んでいることを示している。

3.2 吹送流成分と恒流成分の分離

前述のように観測データには吹送流以外の流速成分も含まれている可能性がある。ここでは、海上風と流れの相関関係に基づいて、海上風に直接依存する流速成分（以後、吹送流成分と呼ぶ）と海上風に直接依存しない流速

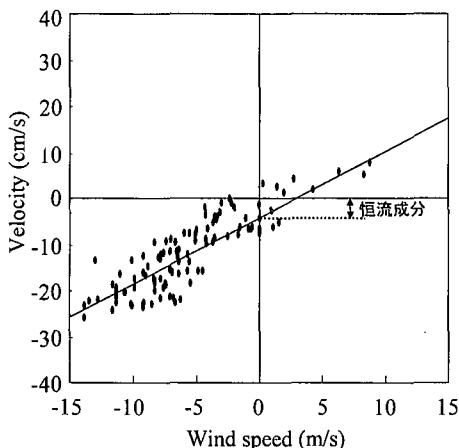


図-6 吹送流成分の風速成分の相関図の例

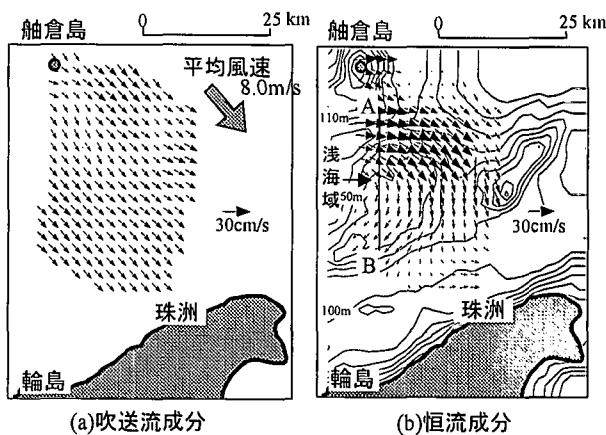


図-7 吹送流成分と恒流成分の分離結果

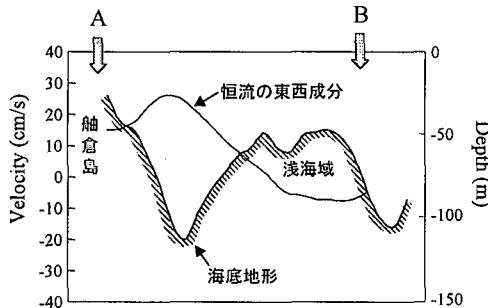


図-8 南北断面内の海底地形と恒流成分の比較

成分(以後、恒流成分と呼ぶ)に分離することを試みた。具体的には、図-6 のように計測領域内各地点の流速観測値と風速の関係を調べ、それを最小自乗法により直線近似することによって、回帰式の傾きを風の変化とともに流速変化の割合と見なし、その切片(風速 0 m/s に相当する流速)を恒流成分と定義する。この処理を計測領域内のすべての計測点について行い、吹送流成分(観測期間中の平均値)と恒流成分の分離を試みた。それらの空間分布を算出した結果を図-7 に示す。

まず吹送流成分については観測期間中の平均風向(図中矢印)にほぼ対応するように全体的に南東向きの流れとなっており空間的な流速レベルの変化は大きくない。

一方、恒流成分については局所的に強い流れを生じる空間的に特徴を持った流速分布構造となっている。これを海底地形と比較すると、恒流成分は観測海域北西端に位置する舳倉島とその南側の浅海域の間に強い流れが生じており、その下流側において等水深線に沿うように流向を変化させていることがわかる。図-8 は、図-7 中の直線 AB 上の流速値を海底断面地形とともに表示したものであるが、これを見ても舳倉島南側の水深の深い領域に対応して流速が大きくなっている。恒流成分が地形

の影響を強く受けたものであることがわかる。

3.3 恒流成分のシミュレーションによる検証

前節で示した恒流成分の成因としては、①海上風が引き起こす吹送流の残差流、②海流(対馬暖流)の影響の2つが考えられる。そこでここでは、両者を想定した数値実験を行いその成因について検討する。シミュレーションの基礎方程式は、静水圧近似、ブシネスク近似、 f 平面近似を導入した3次元の Navier-Stokes 方程式と連続式であり、密度の効果は考慮していない。

○運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - fv &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{Dv}{Dt} + fu &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ 0 &= -\rho_0 g - \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned}$$

○連続式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

ここで u, v, w はそれぞれ東西、南北、鉛直方向の流速であり、 A_h, A_v は水平、鉛直渦動粘性係数、 f はコリオリパラメータである。

計算領域は、能登半島を中心とした一片 250 km の正方形領域であり、最大水深は計算負荷の関係上 600 m としている。計算の諸条件については表-1 を参照されたい。

①吹送流による残差流は、解析期間中に舳倉島で観測された風向・風速を基に非定常な吹送流を計算した後、時間平均操作を行い求めた。但し、空間的には舳倉島の風向・風速を一様に与え計算を行った。

また、②海流計算は対馬暖流第1分岐流を計算領域の西側沿岸部(幅約 60 km)で与え、計算領域内の流れが定

表一 計算に用いたパラメーター

パラメーター	
水平格子	$\Delta x = \Delta y = 1.5 \sim 5.0 \text{ km}$
時間格子	$\Delta t = 120 \text{ s}$
水平渦動粘性係数	$A_h = 50 \text{ m}^2/\text{s}$
鉛直渦動粘性係数	$A_v = 0.005 \text{ m}^2/\text{s}$
重力加速度	$g = 9.80 \text{ m/s}^2$

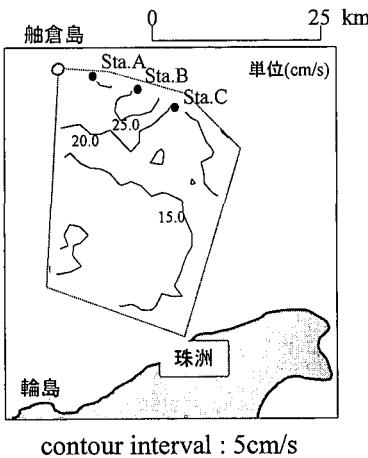


図-10 亂れ強度の空間分布

常になるまで行った。海流の流速は第1分岐の流量1.3 SV（続・日本全国沿岸海洋誌），海流の幅約60km，陸棚域の平均水深150mを考慮して15cm/sとした。

図-9に観測海域における計算結果(表層流速)を示す。これを見ると吹送流については、平均的な風向に対応した単純な残差流しか現れていない。一方、対馬暖流を想定した計算では、観測結果に対応するよう海底地形に沿った流向の変化が現れている。この流向は等深線に対応しており、海底地形の影響を受けながらポテンシャル渦度を保存するように流向を変化させたものであると考えられる。以上のことから考えると、今回の観測でとらえた恒流成分は、能登半島沖を流れる対馬暖流がその沿岸部分において、大陸棚上の複雑な海底地形の効果を受け、流速・流向を変化させたものと考えられる。

3.4 舟倉島背後の非定常流

図-10は、計測対象領域内の各地点の流速の変動強度を求め空間分布として表示したものである。これを見ると、変動強度が大きい領域は計測領域上端の舟倉島南東側に集中している。図-11は、図-10に示す舟倉島に近い3点における流速の経時変化を示したものであるが、流速には長周期の大きな変動が見られ、これが大きな乱れ強度の原因となっていることが分かる。図-12は、このような長周期流速変動が発生しているときの舟倉島周

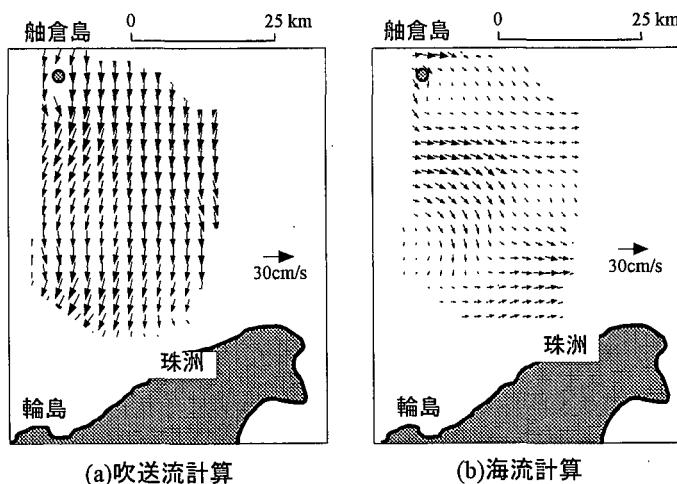


図-9 数値計算結果

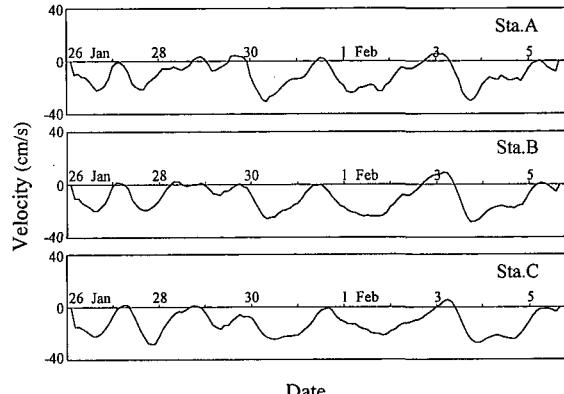
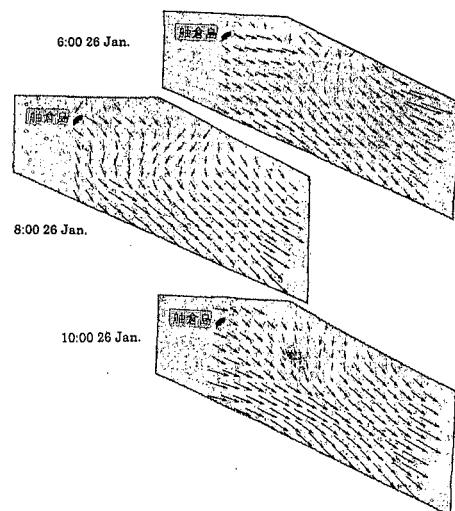


図-11 舟倉島に近い3点における流速の経時変

図-12 舟倉島背後の流速変動の空間分布
(4時間間隔)

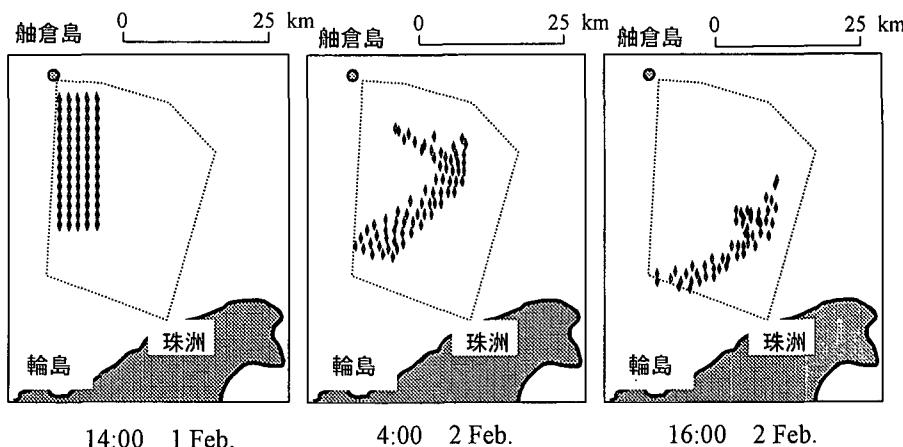


図-13 中立粒子の追跡計算

辺の流速場を示したものであるが、これを見ると舳倉島背後に明瞭な蛇行流が発生していることがわかる。この成因については、島の地形効果による後流などが考えられるが詳細については現在検討中である。

3.5 中立粒子の追跡シミュレーション

最後に前述のような流れ場によって物質がどのように移流拡散するかを現地観測データに基づいて評価することを試みた。具体的には、観測対象海域に比重1の中立粒子を置きそれを短波海洋レーダによる表層流速に基づいて追跡計算を行った。シミュレーション結果を図-13に示す。初期状態として、計測領域西端に矩形に置かれた中立粒子群は、ほぼ1日で大きく変形し円弧状に広がっていることがわかる。このように、粒子群が大きく変形したのは前述のように海底地形が主な原因と考えられる大きなシアーアーが流速場に形成されたことが原因であり、このような大きなシアーアーを持つ時空間的に大きく変動する流れが重畠することによって物質の移流拡散が促進されると考えられる。

4. おわりに

開放的な沿岸域における流れの時空間変動構造の特徴を調べるために、冬季日本海能登半島沖沿岸部を対象として、短波海洋レーダによる表層流速データの解析を

行った。その結果、①冬季日本海能登半島沖の表層部の流れには海上風の影響が強いこと、②海上風に直接依存しない流れ成分として海流（対馬暖流）の影響があることを指摘した。この海流成分は、海底地形の影響を強く受けたために大きな水平シアーアーを持っており、物質の広域移流拡散に重要な影響を及ぼす可能性があることを指摘した。汚染物質のシミュレーションにおいては、経験的な水平拡散係数の取り扱いが問題として指摘されているが、本研究で対象としたメソスケール流動構造の取り込み方も、今後の高精度予測手法開発において重要な要因となると考えられる。

参考文献

- 犬飼直之・早川典生・福島祐介・細山田得三 (1997): 数値計算による吹送流を考慮した海表面浮遊粒子追跡に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 1046-1050.
- 梅原俊彦・大野祐一・井口敏夫 (1991): 通信総合研究所季報, Vol. 37, No. 3, pp. 343-438.
- 徳田正幸・大野祐一・久木浩治 (1992): 短波海洋レーダによる流れと波浪の計測, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 186-190.
- 徳田正幸・久木浩治・大野祐一 (1993): 短波海洋レーダによる流れと波浪の計測(2), 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 126-130.
- 日本海洋学会沿岸海洋研究所会編 (1990): 統・日本全国沿岸海洋誌, pp. 137-141, 東海大学出版会.