



Title	流水野の粘性流体モデルにおける渦動粘性係数について
Author(s)	滝沢, 隆俊; TAKIZAWA, Takatoshi
Citation	低温科学. 物理篇, 34, 181-186
Issue Date	1977-03-25
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/18310
Type	departmental bulletin paper
File Information	34_p181-186.pdf



流水野の粘性流体モデルにおける 渦動粘性係数について^{*,**}

滝 沢 隆 俊

(低温科学研究所)

(昭和51年10月受理)

I. ま え が き

流水の運動は主に五つの力に支配される。それらは風の応力、海水の応力、コリオリの力、海面傾斜による力 (Pressure Gradient Force)、内部応力 (Internal Ice Stress) である。

このうち内部応力は、Sverdrup¹⁾により氷の速度に比例して方向が逆の抵抗力として初めて用いられた。即ち R を内部応力、 U_1 を氷の速度、 c を定数とすると

$$R = -cU_1 \quad (1)$$

である。(1)式では R は常に減速する方向にのみ働くことになる。しかし、現実には氷盤が接触すれば当然運動量の交換が行われ、加速・減速が起こることが予想される。この点をふまえて Рузин²⁾ と Reed and Campbell^{3,4)} は個々の氷盤を流体分子とみなし流水野を粘性の大きい流体として扱うことを提案した。そうすると、Navier-Stokes の式の粘性項と同様に次のように表わすことができる。

$$R = \rho_i h k_1 \nabla^2 U_1 \quad (2)$$

ここで ρ_i は氷の密度、 h は氷厚、 k_1 は水平方向の氷野の渦動粘性係数、 ∇^2 は二次元 (水平方向) のラプラシアンである。

この報告では、レーダー観測により得られた北海道枝幸沖の速度分布から、沿岸付近での流水の運動は岸を境界面としたときの対数境界層での粘性流体の流れであると仮定して流水野の渦動粘性係数を求めた結果について報告する。

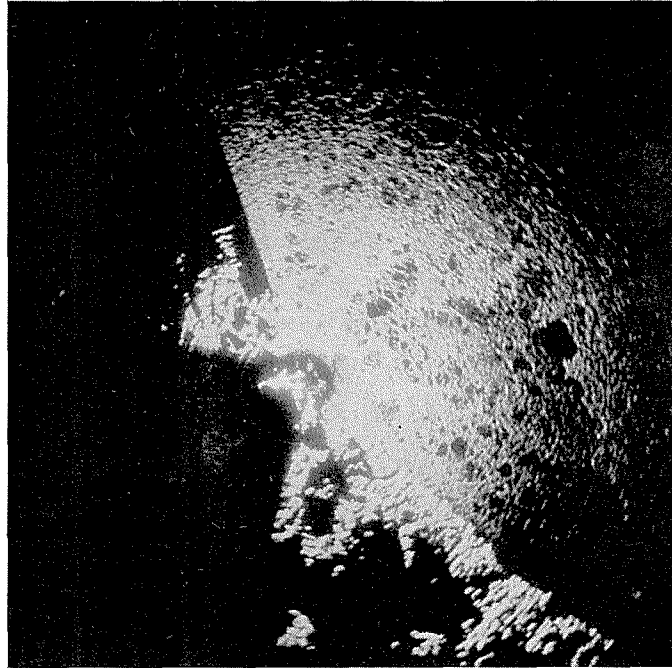
II. 観 測 結 果

第1図はレーダーによって得られた1975年2月22日00時08分の枝幸沖の流水分布である。半径30哩の円内はほぼ一様に流水で覆われており所々に氷湖が点在していた。航空機観測・気象衛星による資料⁵⁾及びレーダー観測によると、2月下旬の流水状況は樺太及び北海道のオホーツク海沿岸に密流水が接岸し、その幅は岸から200哩にも達していた。

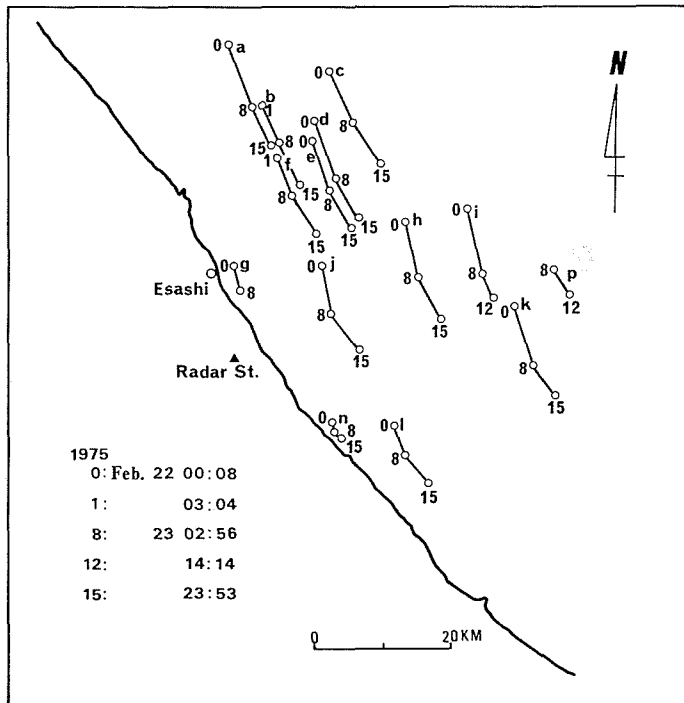
氷湖などの氷野の特徴的な点に注目しその移動をほぼ3時間毎のレーダー写真により2月

* 北海道大学低温科学研究所業績 第1789号

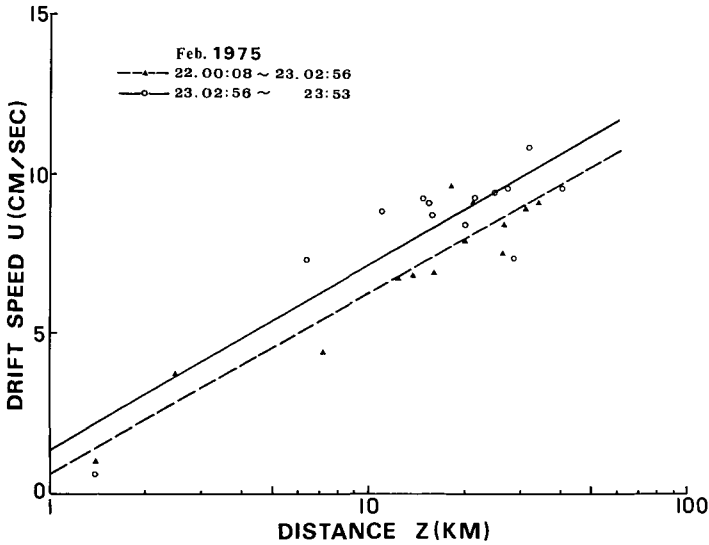
** 流水研究施設研究報告 第54号



第1図 1975年2月22日00時08分の枝幸沖の流氷分布(半径30 哩)



第2図 氷野の各点の移動経路図



第3図 岸からの距離と漂流速度(岸に平行な成分)の関係

22日00時08分から23日23時53分までの約2日間追跡した。その結果を第2図に示した。

観測期間中概して風は弱く、22日北の風2~3 m/sec、23日は西の風1~2 m/sec(枝幸測候所の観測)であった。23日03時以後風向が変わり、それにつれて流向も変わったので期間を22日00時08分~23日02時56分と23日02時56分~23日23時53分の二つに分けてそれぞれ約1日の平均漂流速度を求めた。

各点の速度の岸に平行な成分を求め岸からの距離と比較した結果を第3図に示した。図から明らかのように沖へ行くほど流速が大で流速分布は図中の直線で表現できる。

III. 氷野の渦動粘性係数

対数境界層における速度分布は境界面からの距離を z とすると

$$U_i = A \ln z + B \tag{3}$$

で表わされる。係数 A , B は

$$A = U_i^*/k \tag{4}$$

$$B = -A \ln z_0 \tag{5}$$

であり、 U_i^* , k , z_0 はそれぞれ摩擦速度、カルマン定数、粗度係数である。また渦動粘性係数 K_i は

$$K_i = kU_i^* z \tag{6}$$

で与えられる。

最小二乗法により引いた第3図の直線より(3)式の係数 A , B を求め、 $k=0.4$ として(4),(5)式により U_i^* , z_0 を求めた結果を第1表に示した。

したがって境界層における渦動粘性係数 K_i は $K_i=0.4z$ となる。

第1表 最小二乗法により求めた回帰直線と U_1^* 及び z_0 の値

期 間	22日 00:08~23日 02:56	23日 02:56~23日 23:53
回 帰 直 線	$U_1 = 2.45 \ln z - 27.6$	$U_1 = 2.51 \ln z - 27.5$
U_1^* cm/sec	0.98	1.00
z_0 cm	7.8×10^4	5.8×10^4

実際に流氷の運動方程式を扱う場合には、流れの主流での渦動粘性係数が必要である。そこで主流における渦動粘性係数は境界層の端における値と同じであると仮定する。

境界層の厚さ δ は厳密には求まらないが、ほぼ

$$\delta \sim U_1^* L / V_1 \quad (7)$$

程度の大きさである。ここで V_1 は主流の速度、 L は境界層が始まった所からの距離である。 $V_1 \sim 10$ cm/sec, $U_1^* \sim 1$ cm/sec, $L \sim 10^8$ cm (樺太北端からの距離) とすると、(7)式より $\delta \sim 10^7$ cm = 100 km となる。したがって $z = \delta \sim 10^7$ を(6)式に代入すると

$$K_1 \sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

となる。

IV. 考 察

これまでに数値実験に用いられた K_1 の値と観測により得られた値を第2表に示した。

第2表から明らかなように、数値実験に用いられた値は観測値に比べてはるかに大きい。この違いは、Волков *et al.*⁷⁾ が述べているように「拡散係数はスケールの4/3乗に比例する」というRichardsonの法則と同様に数値実験と観測の規模の違いによると考えられる。

また、渦動粘性係数は定数ではなく密度⁸⁾、氷厚⁸⁾、 $V \cdot U_1$ ⁹⁾、氷温などに大きく依存すると考えられている。

第2表 数値実験に用いられた K_1 の値及び観測値

	K_1 cm ² /sec	場 所	適 要	備 考
Campbell ¹¹⁾ (1965)	10^{12}	北 極 海	数 値 実 験	
Доронин ¹²⁾ (1970)	10^9	カ ラ 海	〃	
Campbell and Rasmussen ⁹⁾ (1972)	$10^9 \sim 11$	北 極 海	〃	体積粘性を含むモデルと $V \cdot U_1$ に依存するモデルを用いた。
Апель и Гудкович ⁸⁾ (1974)	4×10^8	〃	〃	体積粘性・氷量・氷厚を考慮した。 K_1' を体積渦動粘性係数、 h を氷厚とすると氷量10のとき $K_1' = 3 \times 10^9 h$ 、氷量9のとき $K_1 = K_1' = 4 \times 10^8$ とした。
Волков <i>et al.</i> ⁷⁾ (1971)	10^5	〃	観 測	2粒子の相対拡散実験と同じ方法による。
滝沢 (1976)	10^6	オホーツク海	〃	境界層での流速分布による。

河村ら¹⁰⁾の同じレーダー写真をもとにした氷野の変形の研究によると、明らかに氷野の発散と回転が認められているが、ここではそれらはないものとして取り扱った。今後は、圧縮性の問題と共に密接度や発散への依存性を観測により明らかにしていく必要がある。

V. ま と め

レーダー観測により得られた接岸している密流氷野の速度分布から、対数境界層理論を用いて流氷野の渦動粘性係数の値を求めた。

その結果、境界層の内では渦動粘性係数 K_1 は $K_1=0.4z$ の関係式で表わされることがわかった。また、境界層の厚さを 100 km 程度とすると、その外では $10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度の値を得た。

おわりにのぞみ、気象部門の小林俊一助手に有益な御助言をいただきましたことを深く感謝いたします。また御指導をいただいた田畑忠司教授及び小野延雄助教授に厚く感謝の意を表します。さらに快く風の資料を提供された枝幸測候所に対し心からお礼を申し上げます。

文 献

- 1) Sverdrup, H. U. 1928 The wind-drift of the ice on the North Siberian Shelf. The Norwegian North Polar Expedition with the "Maud" 1918-1925, Scientific Results, **4**, 1-46.
- 2) Рузин, М. И. 1959 О ветровом дрейфе льдов в неоднородном поле давления. Тр. Аркт. и Антаркт. ин-та, **226**, Л., 123-135.
- 3) Reed, R. J. and Campbell, W. J. 1960 Theory and observations of the drift of ice station Alpha. O.N.R. Final Rept., task number NR 307-250, Univ. of Washington, Seattle, 255 pp.
- 4) Reed, R. J. and Campbell, W. J. 1962 The equilibrium drift of ice station Alpha. *J. Geophys. Res.*, **67**, 281-297.
- 5) 函館海洋気象台 1975 海水概報. 第6・第7報.
- 6) 田畑忠司・石川正雄・大井正行・福士博樹・青田昌秋・河村俊行 1975 レーダー観測による北海道オホーツク海岸沖の流氷分布. 低温科学, 物理篇・資料集, **33**, 47-76.
- 7) Волков, Н. А., Гудкович, З. М. и Углев, В. Д. 1971 Результаты изучения неравномерности дрейфа льда в Арктическом бассейне. Тр. Аркт. и Антаркт. ин-та, **303**, Л., 76-88.
- 8) Апель, И. Л. и Гудкович, З. М. 1974 Учет взаимодействия ледяных полей в гидродинамической модели дрейфа льда. В сб: «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. **43-44**, Л., 92-98.
- 9) Campbell, W. J. and Rasmussen, L. A. 1972 A numerical model for sea ice dynamics incorporating three alternative ice constitutive laws. In Sea Ice (T. Karlsson ed.), National Research Council, Reykjavik, Iceland, 176-187.
- 10) 河村俊行・青田昌秋・田畑忠司 1975 流氷野の発散と回転について. 低温科学, 物理篇, **33**, 179-190.
- 11) Campbell, W. J. 1965 The wind-driven circulation of ice and water in a polar ocean. *J. Geophys. Res.* **70**, 3279-3301.
- 12) Доронин, Ю. П. 1970 К методике расчета сплоченности и дрейфа льдов. Тр. Аркт. и антаркт. ин-та, **291**, Л., 5-17.

Summary

If the ice field is considered as a highly viscous fluid, the internal ice stress R , by an analogy with the viscous term in the Navier-Stokes equation, is given by

$$R = \rho_1 h K_1 \nabla^2 U_1, \quad (1)$$

where ρ_1 is the ice density, h is the ice thickness, K_1 is the horizontal kinematic eddy viscosity coefficient for ice, U_1 is the ice velocity and ∇^2 is the two-dimensional Laplacian operator^{2,3,4}.

Radar images and their analyses were used to determine the ice velocity off the Okhotsk Sea Coast of Hokkaido. Figure 1 shows an example of a radar image of a pack ice field. Characteristic points in the ice field, like polynyas, were used as targets in tracing the drift of the ice field. The distribution of drift velocity obtained from observations is shown in Fig. 2.

Assuming that the movement of the ice field near by the coast is a flow in a logarithmic boundary layer, the drift speed is expressed by

$$U_1 = A \ln z + B \quad (2)$$

$$A = U_1^*/k \quad (3)$$

$$B = -A \ln z_0, \quad (4)$$

where z , U_1^* , k and z_0 are respectively the distance from the coast, the friction velocity, the von Kármán constant and the roughness parameter, and A and B are determined by the least squares method. The coefficient of kinematic eddy viscosity of ice is given by

$$K_1 = k U_1^* z. \quad (5)$$

Putting $k=0.4$, U_1^* and z_0 are obtained from Eqs. (3) and (4), as shown in Table 1. Then in the boundary layer, $K_1=0.4z$.

In a practical case of solving the equation of motion, K_1 outside of the boundary layer is necessary. An assumption is made that K_1 outside of the boundary layer is the same as that at the edge of the boundary layer. The thickness δ of the boundary layer is not determined exactly; however, δ is of the order of $U_1^* L/V_1$, i. e.,

$$\delta \sim U_1^* L/V_1,$$

where V_1 is the velocity outside of the boundary layer and L is the distance from the leading edge where the boundary layer starts. Choosing $V_1 \sim 10$ cm/sec, $U_1^* \sim 1$ cm/sec, and $L \sim 10^8$ cm, we have $\delta \sim 10^7$ cm = 100 km. Therefore, substituting 10^7 for z in eq. (5), K_1 becomes of the order of 10^6 cm²/sec.