



HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|------------------|---|
| Title | 海氷の研究（第13報）：氷量の小さい海に於ける流水塊の風による定常漂流 |
| Author(s) | 福富, 孝治; FUKUTOMI, Takaharu |
| Citation | 低温科学, 7, 11-23 |
| Issue Date | 1951-09-05 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/17496 |
| Type | departmental bulletin paper |
| File Information | 7_p11-23.pdf |



海水の研究 (第13報)

氷量の小さい海に於ける流水塊の風による定常漂流*

福 富 孝 治

(低温科學研究所 海洋學部門)

(昭和21年3月受理)

I. 緒 言

従來、風に起因する流水の定常漂流は表面吹送流に一致したものであると考えられてきた。Nansen 博士の有名な漂流の結果から Ekman 博士の吹送流理論にまで發展した経過がそうであり、Brennecke 博士も ¹⁾Weddel 海の氷の漂流についてかように考えている。しかし、たとえ海中に氷の大部分が沈んでいるとはいえ、氷丘野のような凹凸の激しい表面を多分に持つている流水に對して風壓の影響が無視される程度に微小であることは筆者には不思議に思えたので、流水の風壓流の測定を思い立つて、昭和23年4月オホーツク海の距岸10哩以上の沖合で流水に乗つてその海水に對する相對流の測定を行つた。流水が少かつたり、海が荒れたりして僅かに2, 3の測定しか行えなかつたが、それでもその結果前報に述べたように、²⁾従來知られていた氷の漂流速度や偏角と同程度の相對流があることがわかつたのである。しかし、觀測資料が少かつたため、残念ながらその相對流が風壓に主として起因したのか、海流や吹送流による漂流に原因して地球自轉の轉向力と水の抵抗のために生じた相對流であつたかを、充分判別することはできなかつたが、表面の凹凸の度が異なつている2つの同大の流水塊について行つた觀測の結果によれば、同じ風速に對し表面の平らな大氷盤よりも、表面に凹凸の多い大氷岩の方が相對流の速度が大であつたことから、定性的には風壓流が主なものであらうと推定した。

この論文においては、一般に一定海流のある廣い海に小流水が散在する場合に、風によつて起る氷塊の定常風壓流 (又は一般に表面海水に對する相對流) 及び定常漂流を理論的にもとめ、その結果を筆者らの觀測の場合に適用し、さきに述べた問題を多少定量的に吟味した。

この計算は流水についてばかりでなく、一般に氷山、流木、漂船、輕石などの漂流物の定常漂流の場合にも全く同様に適用できるのである。

* 北海道大學低温科學研究所業績 第122號, 昭和23年10月15日 日本海洋學會に於て發表

II. 理 論

一定海流のある廣い海にわすかに流氷塊が漂っている場合に、定常的な風が吹きつづいて、吹送流も氷の漂流も定常状態にあるものとする。いま

V : 定常風速

W : 海流と定常吹送流との合成流の流速

γ : この合成流の風下の方向からの偏角 (時計の針の進む方向に測つた角)

v : 氷の定常漂流の速さ

α : 氷の定常漂流の風下からの偏角

\mathcal{W} : 氷の表層水に対する定常相対流 (定常風壓流) の速さ

β : 定常相対流の風下からの偏角

M : 流氷の質量

ω : 地球自轉の角速度

φ : 観測場所の緯度

K_1 : 氷の水上部に作用する風の抵抗の係数

K_2 : 氷の水中部に作用する水の抵抗の係数

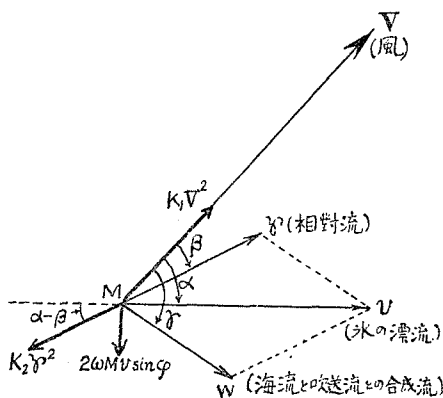
とする。

流氷に作用する力は氷の水部分に風下の方向に働く風壓 $K_1 V^2$ (厳密には $K_1 (V - v \cos \alpha)^2$ であるが、 v は V の 2~3% に過ぎないから第 2 項は無視する) と相対流があるために、氷の水中部分に相対流と反対の方向に働く水の抵抗力 $K_2 \mathcal{W}^2$ (相対流はあまり大でないから抵抗力は \mathcal{W} に比例するか、 \mathcal{W} の 2 乗に比例するか問題であるが、船の風壓流については水の抵抗力が風壓流の 2 乗に比例することが實驗的に知られているので 2 乗を採用した) と、氷の漂流方向に對し右に 90° (北半球では右偏、南半球では左偏) 偏して働く地球自轉の轉向力 $2\omega Mv \sin \varphi$ との 3 力であり、定常状態においてはこの 3 力はちょうど釣合っているべきであるから、漂流方向とそれに直角な方向に對し次の式が成立する。(第 1 圖参照)

$$K_1 V^2 \cos \alpha = K_2 \mathcal{W}^2 \cos(\alpha - \beta) \quad (1)$$

$$K_1 V^2 \sin \alpha = K_2 \mathcal{W}^2 \sin(\alpha - \beta) + 2\omega Mv \sin \varphi \quad (2)$$

また海流と吹送流との合成流と相対流との合成したものが氷の漂流であるから、次の關係が成立する。



第 1 圖

$$\frac{\mathcal{W}}{\sin(\gamma-\alpha)} = \frac{v}{\sin(\gamma-\beta)} = \frac{W}{\sin(\alpha-\beta)} \quad (3)$$

煩雑を防ぐため

$$b \equiv \frac{2\omega M \sin \varphi}{K_2}, \quad c \equiv \frac{K_1}{K_2}, \quad \frac{\mathcal{W}}{V} \equiv x, \quad \frac{W}{V} \equiv y, \quad \frac{v}{V} \equiv u \quad (4)$$

とおけば, (1)~(3) 式は

$$\begin{cases} c \cos \alpha = x^2 \cos(\alpha-\beta) & (5) \end{cases}$$

$$\begin{cases} c \sin \alpha = x^2 \sin(\alpha-\beta) + \frac{b}{V} u & (6) \end{cases}$$

$$\begin{cases} u \sin(\alpha-\beta) = y \sin(\gamma-\beta) & (7) \end{cases}$$

$$\begin{cases} x \sin(\alpha-\beta) = y \sin(\gamma-\alpha) & (8) \end{cases}$$

となる.

先ず相対流 (\mathcal{W} , β) を求めるために以上の (4) 式から u , α を消去すれば

$$\begin{cases} x^6 - \left\{ 3c \cos \beta - \frac{b}{V} y \sin(\gamma-\beta) \right\} x^4 + c \{ e + 2e \cos^2 \beta \\ - 2 \frac{b}{V} y \cos \beta \sin(\gamma-\beta) \} x^2 - e^2 \left\{ c \cos \beta - \frac{b}{V} y \sin(\gamma-\beta) \right\} = 0 & (9) \end{cases}$$

$$\begin{cases} x^3 + x^2 y \cos(\gamma-\beta) - cx \cos \beta - cy \cos \gamma = 0 & (10) \end{cases}$$

が得られる. 再び

$$X \equiv \frac{x^2}{c}, \quad Y \equiv \frac{by}{cV} \quad (11)$$

とおけば, (9) 式は

$$X^3 - \{ 3 \cos \beta - Y \sin(\gamma-\beta) \} X^2 + \{ 1 + 2 \cos^2 \beta - 2 Y \cos \beta \sin(\gamma-\beta) \} X - \{ \cos \beta - Y \sin(\gamma-\beta) \} = 0$$

となる. この式は視察により次のように因数分解ができる.

$$\{ X - \cos \beta + Y \sin(\gamma-\beta) \} \{ X^2 - 2 X \cos \beta + 1 \} = 0$$

この式の第2項は $\beta=0$ で, $X=1$ の場合を除き一般に虚根であるから第1項が零, 即ち

$$X = \cos \beta - Y \sin(\gamma-\beta) \quad (12)$$

でなければならない.

又 (10) 式を變形すれば次式が得られる.

$$y = \frac{e^{\frac{1}{2}} X^{\frac{1}{2}} (\cos \beta - X)}{X \cos(\gamma-\beta) - \cos \gamma} \quad (13)$$

(12) 式を (13) 式に代入すれば次式が得られる.

$$y = \frac{e^{\frac{1}{2}} Y \{ \cos \beta - Y \sin(\gamma-\beta) \}^{\frac{1}{2}} \sin(\gamma-\beta)}{\{ \cos \beta - Y \sin(\gamma-\beta) \} \cos(\gamma-\beta) - \cos \gamma} \quad (14)$$

次に W_1 : 定常吹送流の流速

ε_1 : 風下の方向から時計廻りに測つた定常吹送流の流向

W_2 : 一定海流の流速

ε_2 : 風下の方向から時計廻りに測つた一定海流の流向

とし、煩雑を防ぐために

$$y_1 \equiv \frac{W_1}{V}, \quad y_2 \equiv \frac{W_2}{V} \quad (15)$$

とおき、海流と吹送流との合成流 (W, γ) は吹送流 (W_1, ε_1) と海流 (W_2, ε_2) とを合成したものであることを考慮すれば、次の関係式が得られる。

$$y = \frac{W}{V} = \sqrt{y_1^2 + y_2^2 + 2y_1y_2 \cos(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \quad (16)$$

$$\tan \gamma = \frac{y_1 \sin \varepsilon_1 + y_2 \sin \varepsilon_2}{y_1 \cos \varepsilon_1 + y_2 \cos \varepsilon_2} \quad (17)$$

又 (5) 式を變形すれば、

$$\tan \alpha = \frac{1 - X \cos \beta}{X \sin \beta} \quad (18)$$

となり、(6) 式からは

$$u = \frac{eV}{b} \{ \sin \alpha - X \sin(\alpha - \beta) \} \quad (19)$$

が得られる。

即ち、流氷塊の質量、氷の水面上、水面下に働く抵抗の係数、定常風の風速風向、表面海流及び表面吹送流の流速流向が既知であれば、(16) (17) 兩式から海流と吹送流との合成流の流速流向がわかり、これを (14) 式に代入すれば、氷塊の水に対する相對流の流向 β が知れる。従つて (12) 式から相對流の流速が求められる。又これ等を (18) (19) 兩式に代入すれば、氷の漂流の流向流速が計算できるのである。この議論が流氷塊ばかりでなく、一般に冰山、流木、漂船、輕石等の漂流物の場合にも全く同様に適用できることは前に注意したとおりである。

一般に氷の水面上、水面下に働く抵抗の係数 K_1, K_2 は、個々の氷によつて異なるので未知の場合が多い。相對流の流向流速と風向風速が觀測によつて求められており、海流もわかっている場合には、吹送流も Ekman 博士その他の諸氏の理論的研究の結果により計算できるから、 V, x, β, y, γ は既知となり、(12) (13) 兩式を變形して

$$e = \frac{x^2 \{ x + y \cos(\gamma - \beta) \}}{x \cos \beta + y \cos \gamma} \quad (20)$$

$$b = \frac{x^2 V \{ \cos \beta \cos(\gamma - \beta) - \cos \gamma \}}{\{ x \cos \beta + y \cos \gamma \} \sin(\gamma - \beta)} \quad (21)$$

により e, b が求められ、従つて氷の質量がわかつておれば、(4) 式から K_1 及び K_2 を求めることができるのである。

今、 η : 相對的に單位速さで運動している流體と、平らな表面の固體との境において單位面

積に働く摩擦力（摩擦係数）

η' : 単位速さで運動している流体中に直角に立てた固体の板の単位面積に働く抵抗力
（抵抗係数）

ρ_a : 空気の密度

ρ_w : 海水の密度

S_i : 氷の表面積（平面と考えた場合の）

S_i' : 氷の水上部分の風向に直角な受圧面積

S_i'' : 氷の水中部分の相対流方向に直角な受圧面積

d : 氷塊の平均の厚さ

ρ_i : 氷の平均密度

とすれば、

$$K_1 = \eta \rho_a S_i + \eta' \rho_a S_i' = p' \rho_a S_i \quad (22)$$

$$K_2 = \eta \rho_w S_i + \eta' \rho_w S_i'' = p'' \rho_w S_i \quad (23)$$

$$M = d S_i \rho_i \quad (24)$$

であるから、(4) 式に代入すれば、

$$b = \frac{2 \omega d \rho_i \sin \varphi}{\eta \rho_w \left(1 + \xi \frac{S_i''}{S_i}\right)} = \left(2 \omega d \frac{\rho_i}{\rho_w} \sin \varphi\right) / p'' \quad (25)$$

$$c = \frac{\rho_a \left(1 + \xi \frac{S_i'}{S_i}\right)}{\rho_w \left(1 + \xi \frac{S_i''}{S_i}\right)} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \frac{p'}{p''} \quad (26)$$

但し、 $\xi = \frac{\eta'}{\eta}$ 、 $p' = \eta \left(1 + \xi \frac{S_i'}{S_i}\right)$ 、 $p'' = \eta \left(1 + \xi \frac{S_i''}{S_i}\right)$ である。 η 、 η' の値は實驗的に $\eta = 2 \times 10^{-3}$ $\sim 2.5 \times 10^{-3}$ 、 $\eta' = 0.4 \sim 0.7$ であることが知られている。

故に

$$\frac{S_i'}{S_i} = \frac{1}{\xi} \left(\frac{2 \omega d \rho_i c \sin \varphi}{\eta \rho_a b} - 1 \right) \quad (27)$$

$$\frac{S_i''}{S_i} = \frac{1}{\xi} \left(\frac{2 \omega d \rho_i \sin \varphi}{\eta \rho_w b} - 1 \right) \quad (28)$$

となる。従つて流氷塊について b 、 c 、 d 、 ρ_i がわかつておれば、この式から $\frac{S_i'}{S_i}$ 及び $\frac{S_i''}{S_i}$ の値が求められるのである。

今、流氷塊が近似的に半径 r の圓盤状のものと假定し、その平均の厚さを d とすれば、氷の海面上の部分の風に對する受圧面積 S_i' 及び氷の海面下の部分の水の流れに對する受圧面積 S_i'' は、海水の研究（第1報）に述べた如く、

$$\left. \begin{aligned} S_i' &= 2 r d \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho_w}\right) + \mu' \pi r^2 \\ S_i'' &= 2 r d \frac{\rho_i}{\rho_w} + \mu'' \pi r^2 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

で表わされる。即ち、氷の風または水流に對する受壓面積は、横の壁の部分の面積（第1項）と上面又は下面にある氷の突起（氷丘脈等）による受壓面積（第2項）との和であると考えられ、近似的には突起が表面に一樣に分布するものと考えて差支えないから、その上面又は下面の單位面積當りの受壓面積をそれぞれ μ' , μ'' とすれば (29) 式が得られるのである。

$$\begin{aligned} \therefore \frac{S_1'}{S_1} &= \frac{2d}{\pi r} \left(1 - \frac{\rho_i}{\rho_w} \right) + \mu' \\ \frac{S_1''}{S_1} &= \frac{2d}{\pi r} \frac{\rho_i}{\rho_w} + \mu'' \end{aligned} \quad (30)$$

面積の小さい流氷塊では (30) 式の第2項は第1項に比較して微小であるから、近似的には

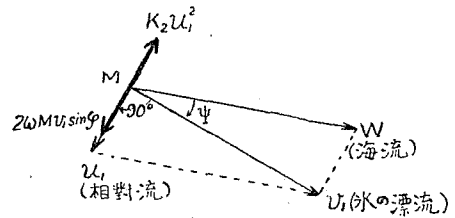
$$\frac{S_1'}{S_1''} \approx \frac{\rho_w - \rho_i}{\rho_i} \quad (31)$$

なる關係が成立つことになる。

III. 無風状態における氷の定常漂流の理論

次に全く風がない場合の氷の漂流（その他の漂流物についても全く同様）について考えてみよう。この場合においても、定常海流があれば流氷の運動方向は地球自轉の轉向力の影響で海流の方向とは一致せず、多少右偏（北半球では）するのである。

この場合は第II章の式に $K_1=0$ 即ち $c=0$ とおけばよいのであるが、簡単であるから別途考えてみることにする。第2圖において W を海流、 v_1 を氷の漂流の速度、 ϕ を海流方向から時計廻りに測つた氷の漂流方向とすれば、 v_1 から W を vector 的に引算した u_1 は表面海流 W に對する氷の相對流であり、その表面流から時計廻りに測つた偏角 ζ は $\phi+90^\circ$ となる。何となれば、氷の質量 M に働く力は相對流 u_1 の反對方向に働く $K_2 u_1^2$ なる水の抵抗力と、氷の漂流方向から右偏 90° に働く地球自轉の轉向力 $2\omega M v_1 \sin \phi$ だけであるから、 u_1 の方向は轉向力の方向と一致しなければならない。即ち、次の關係式が成立する。



第 2 圖

$$2\omega M v_1 \sin \phi = K_2 u_1^2 \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} W \cos \phi &= v_1 \\ W \sin \phi &= u_1 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

故に (32), (33) 兩式から次式が得られる。

$$\begin{aligned} \cos^2 \phi + 2 \frac{\omega M \sin \phi}{K_2 W} \cos \phi - 1 &= 0 \\ \therefore \cos \phi &= \sqrt{1 + \left(\frac{\omega M \sin \phi}{K_2 W} \right)^2} - \frac{\omega M \sin \phi}{K_2 W} \end{aligned} \quad (34)$$

$$v_1 = W \sqrt{1 + \left(\frac{\omega M \sin \varphi}{K_2 W}\right)^2} - \frac{\omega M \sin \varphi}{K_2} \quad (35)$$

$$u_1^2 = \frac{2 \omega M W \sin \varphi}{K_2} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{\omega M \sin \varphi}{K_2 W}\right)^2} - \frac{\omega M \sin \varphi}{K_2 W} \right\} \quad (36)$$

$$\zeta = 90^\circ + \varphi \quad (37)$$

即ち、無風で海流が存在する場合には (36), (37) 式は相対流を示す式であり、(34), (35) 兩式は氷の漂流を示す式である。

1) $\frac{\omega M \sin \varphi}{K_2 W}$ で 2 乗以上の項を無視できる場合には、

$$\left. \begin{aligned} \cos \psi &\doteq 1 - \frac{\omega M \sin \varphi}{K_2 W} \\ v_1 &\doteq W - \frac{\omega M \sin \varphi}{K_2} \\ u_1^2 &\doteq \frac{2 \omega M W \sin \varphi}{K_2} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

で表わされる。

IV. 理論を流氷の相対流の観測値へ適用した例

筆者等がオホーツク海の距岸 10 哩以上沖合の大氷岩、大氷盤について行つた氷の海水に對する相対漂流の観測値に上述の理論を適用してみよう。先ず所要の観測値を第 1 表の左半部に掲げる。

第 1 表

| 流 種類 | 氷 | | 風速 V | 相対流 | | x | b | c | c^2 | ϕ' | ϕ'' |
|---------|------------------|------------|---------------|---------------|---------------|------------------------|-------|------------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|
| | 面積 S_i^{**} | 平均厚 d | | 流速 v | 偏角 β | | | | | | |
| 大氷盤 | m^2 450 | m 5.7 | cm/sec 900 | cm/sec 5.1 | 32° | 5.67×10^{-3} | 0.653 | 0.427×10^{-4} | 0.654×10^{-2} | 2.75×10^{-3} | 80.5×10^{-3} |
| 大氷岩 | 450 | 9.8 | 812 | 12.9 | 16° | 15.87×10^{-3} | 1.74 | 2.88×10^{-4} | 1.7×10^{-2} | 11.8×10^{-3} | 51.7×10^{-3} |

* 水面上の平均高からの計算値 (但し水面上の平均高は目測)。

** 目測。

海流は不明であつたが、冬季にはこの海域の海流は微小であると考えられているから海流を無視することとし、海も深から吹送流は廣く深い海についての Ekman 博士の式を用いることにすれば、

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{\eta \rho_a V}{\sqrt{2} \mu \rho_w \omega \sin \varphi} \equiv \frac{\eta \rho_a V}{q} \\ \gamma &= 45^\circ \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

である。

。前報にも述べたように、この相対流の観測値が主として氷に對する風壓に原因する相対流であるか、又は風壓の影響は全くなく、表面吹送流と地球自轉の轉向力によつて生じた相対流

であるかを先ず吟味する必要がある。

もし第 2 の場合であると仮定すれば第 III 章の理論が當てはまり、ただ海流 W を吹送流と考ればよいことになる。従つて風下から時計廻りに測つた相対流向の理論値 β_1 は、

$$\beta_1 = \gamma + 90^\circ + \psi \tag{40}$$

となり、 $\gamma = 45^\circ$ であるから、

$$\beta_1 = 135^\circ + \psi \tag{40}'$$

となり、 ψ は風速がある程度大であれば小なる角であるから、相対流の偏角 β_1 は 135° より多少大なる値を呈すべきである。然るに實測せられた偏角は第 1 表に示したように、いずれも 45° より小なる角であつたから第 2 の場合とは考え難いのである。即ち風壓に原因した相対流（風壓流）と考えた方がよいと思われる。

従つて第 II 章に述べた理論に従つて研究を進めることにする。(39) 式を (11) 式に代入すれば、

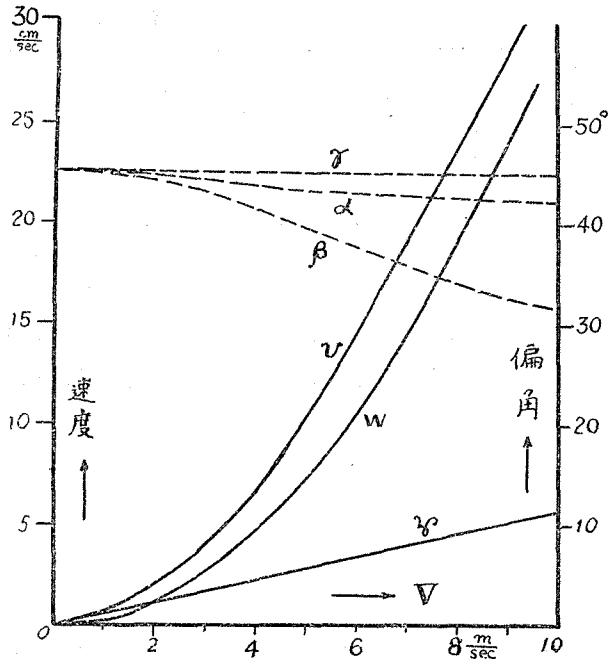
$$Y = \frac{b}{c} \cdot \frac{\eta \rho_a}{q} \tag{41}$$

となる。いま $\rho_a = 0.00129$, $\rho_w = 1.025$, $\mu = 100$ として (39) 式より y を求め、この値と第 1 表の値とを (20), (21) 兩式に代入して a, b の値を計算した。これから $\frac{S_1'}{S_1}$ 及び $\frac{S_1''}{S_1}$ の値を求めたいのであるが、 η, η' の値が残念ながらよくわからないから、得られた a, b の値を (25) (26) の兩式に代入して p' と p'' の値を求め (但し $\rho_i = 0.9$ とした)、これ等の値を第 1 表の後半に示した。氷の水面下の受壓面積は水面上の受壓面積に比較してかなり大きいことは第 1 表の p', p'' の値から推察される。

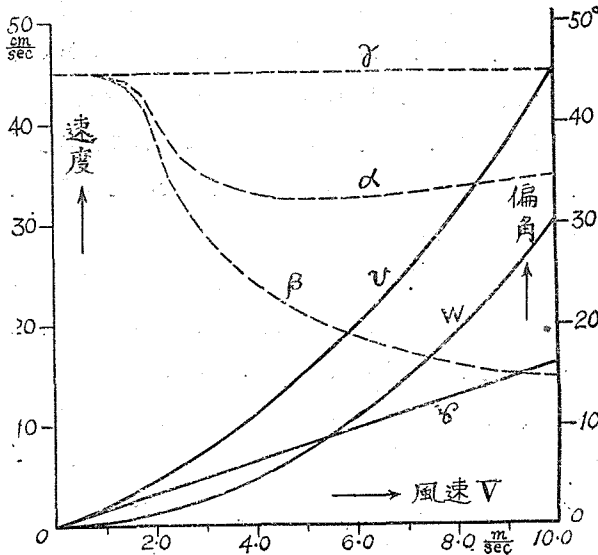
得られた a, b の値を (41) 式に入れて Y の値を求め、これを (12) 式に代入して、この式中の β に種々の値を與えて、これらに對する X の値を求め、これらを (13) 式を變形した

$$V = \frac{g c^{\frac{1}{2}}}{\eta \rho_a} \cdot \frac{X^{\frac{1}{2}} (\cos \beta - X)}{X \cos(\gamma - \beta) \cos \gamma} \tag{42}$$

に代入して V を求めた。又 β, X の値を (18) 式に代入して α の値を求め、これ等を (19) 式に代入して u



第 3 圖 大氷盤の場合



第 4 圖 大氷岩の場合

の値を求めた。

即ち、任意の風速 V に對して風壓流速 W とその偏角 β 、氷の漂流の流速 v とその偏角 α の値が求められたのである。第 3 圖において實線は風速 V を横軸に、氷の風壓流速 W 、吹送流速 W' 氷の漂流の速さ v を縦軸にとって氷盤の場合におけるその関係を圖示したもので、點線はこれらの偏角 β , γ , α と風速との関係を圖示したものである。第 4 圖は同様に、氷岩の場合の流速及び偏角と風速との関係を圖示したものである。

即ち、第 3 圖、第 4 圖を見れば、吹送流と氷の漂流とは流速においても偏角においてもかなりの相違があることはわかるのである。

V. 北海道オホーツク海沿海における流水の襲來退去への適用例

オホーツク海の北海道沿海における沿岸結氷は、早い年で 12 月末、多くは 1 月初旬に始まるのであるが、流水の襲來は 1 月から多くは 2 月にかけて起る。そしてだんだんとその海岸氷野の廣さを増す。網走においては 2 月中旬から下旬の頃その面積は最大となり、距岸 10 哩以上にも及ぶことがある。3 月、4 月にかけて流水はだんだんと退去して平均して 4 月 20 日（早い年では 3 月中、遅い年には 5 月にかかることもある）頃全くその姿が見えなくなる。又この沿海に来る流水群はどこで生成され、如何なる道を経てきたものか、現在のところ全くわかつていない。とにかくこの流水の移動に主要な役割を演ずるのは風と海流である。この問題に第 II 章の理論を適用して考究してみよう。

押寄せる流水は廣い面積をもつた氷野片が多いから、流水の風及び海水に對する抵抗の係數としては、海水の研究（第 14 報）⁵⁾ 36 頁に述べる氷野片の $\frac{s_1''}{s_1}$, $\frac{s_1''}{s_1}$ の値を採用して

$$p' = 5.25 \times 10^{-3}, \quad p'' = 43.5 \times 10^{-3}$$

とする。平均氷厚は氷丘野の影響等も考慮して $d = 100 \text{ cm}$ とし、 $\rho_i = 0.9$ とする。平均緯度を 45° , $\rho_w = 1.025$, $f_a = 0.00129$ とすれば常數 b , c は (25), (26) 式から

$$b = 0.207, \quad c = 0.152 \times 10^{-3}$$

となる。

沿海の風は理科年表によれば、流水襲來期（1 月乃至 2 月）においては平年において最多風

向 NW, 平均風速 6 m/sec であり, 流氷退去期 (4月) においては最多風向 SSW, 平均風速 5 m/sec である. 沿海の冬季における海流はあまり著しくないといわれているが, とにかく明らかでないので, (i) 海流がない場合と (ii) 夏季における ESEへ0.5 knot (0.25 m/sec) で海岸線に平行な海流がそのまま冬季にも存在すると考えた場合との2つの場合について計算を行った. 吹送流の算出には Ekman 博士の廣く深い海の理論を用い $\mu=100$ とした. 従つて, 吹送流, 海流とその合成流の流向流速は第2表の如くなる.

(11) 式から Y を計算し, (14) 式から β を, (12) 式から X を, (18) 式と (19) 式とから a, u の値を計算して, 相対流速 \mathcal{W} , 氷の漂流流速 v を求めると第3表の如くなる.

又第3表には氷の漂流の海岸線方向に對する角をも求めて記入しておいた. この表から氷の漂流は海流がないとした場合も, あるとした場合も, 共に流氷襲來期には岸に向う分速度をもち, 流氷退去期には沖に向う分速度をもつことがわかる. 即ち, 襲來期には流氷は1日に6~7 哩の速さでだんだんと岸の方へ集つて來ることになり, 退去期には流氷は1日に5~6 哩の速さで沖へだんだん出てゆくことを示しており, 實際の觀察とよく一致するのである.

流氷の襲來期における氷の漂流方向は第3表によれば, 海流がないとした場合は 163° (凡そ SSE) であるから, 北は濱頓別から南は網走までの北見沿岸にくる流氷についてこの方向を避けば亞庭灣となる. この場合の流氷の漂流速度は 8.5 哩/日くらいであるから, 亞庭灣から北海

第 2 表

| | 風 V 速 | 吹 送 流 | | 海 流 | |
|-----------------|------------------|-------|---|--------------------------|--|
| 流氷襲來期 (1~2月) | 6 m/sec (NW) | (i) | $\epsilon_1 = 45^\circ$ $W_1 = 11.30 \text{ cm/sec}$ $(y_1 = 1.882 \times 10^{-2})$ | — | なし |
| | | (ii) | 同上 | $\epsilon_2 = 337^\circ$ | $W_2 = 25 \text{ cm/sec}$ $(y_2 = 4.17 \times 10^{-2})$ |
| 流氷退去期 (4月) | 5 m/sec (SSW) | (i) | $\epsilon_1 = 45^\circ$ $W_1 = 7.85$ $(y_1 = 1.568 \times 10^{-2})$ | — | なし |
| | | (ii) | 同上 | $\epsilon_2 = 90^\circ$ | $W_2 = 25$ $(y_2 = 5.00 \times 10^{-2})$ |

第 3 表

| | 海流の有無 | 相 對 流 | | | 氷 の 漂 流 | | |
|-----------------|---------|-------------|-------|---------------|---------------|-----------------------|---------------------------|
| | | β | X | \mathcal{W} | a | u | v |
| 流氷襲來期 (1~2月) | (i) なし | 3.5° | 0.970 | 7.29 cm/sec | $+28.4^\circ$ | 2.95×10^{-2} | 17.7 cm/sec (8.5 哩/日) |
| | (ii) あり | 8.7 | 1.013 | 7.45 | -0.8 | 6.74×10^{-2} | 40.4 cm/sec (19.4 哩/日) |
| 流氷退去期 (4月) | (i) なし | 3.8 | 0.970 | 6.08 | $+26.2$ | 2.60×10^{-2} | 13.0 cm/sec (6.2 哩/日) |
| | (ii) あり | 4.2 | 0.833 | 5.63 | $+70.4$ | 6.60×10^{-2} | 33.0 cm/sec (15.8 哩/日) |

* 数字は北より時計廻りの角. ** 海岸線方向より内陸向きを正, 沖向きを負とする. *** 陸向き

道沖まで達するには7~19日くらいを要することになる。また北見沿岸にESEへ0.5ktの海流があるとした場合には氷の漂流方向は134°(凡そSE)であるから、これらの沿岸にくる流氷の漂流方向を遡ると宗谷海峡乃至北見の北岸になる。宗谷海峡附近は對馬暖流の影響があり、結氷は勿論、日本海北部からの流氷は少く、起源地とは考え難い。上に考えたようなESEへ0.5ktという海流が冬季も北見沿岸に存在するとしても、極く北海道岸に近い部分だけであり、20哩以上の沖や亞庭灣には存在しないものと考えられるから、亞庭灣の中で生成された流氷群は、やつぱり上に述べた海流のない場合の経路に従つて北見沿岸まで移動し、北見沿岸に到つて初めて海流の影響をうけてSE方向へ北見沿岸に沿つて移動するのであろうと思う。この沿岸における漂流速度は海流の影響をうけて凡そ19哩/日(第3表)となり、例えば濱頓別沖から網走沖まで僅か5.5日くらいで移動する見當になる。即ち、半年の平均状態として亞庭灣で生成された結氷が流氷となつて北海道北見沿海に到達したものと筆者は推察している。勿論これは半年の、しかも平均状態についてであるから、風の異常な年においては當てはまらないことは當然である。また平常の年においても短時日の間では風はこの平均状態には決して一致しないし、ここに使用した理論も定常状態についての計算であるから、實際の氷の漂流はZigzagな移動を行いつつ、全體としては上に考えたような平均の経路に沿つて漂流するものであろうと考えられるのである。2,3年前の北海道新聞に、濱頓別で釣りあげて海氷上に積んであつた

氷下魚(コマイ)を載せた海氷が流出して根室附近に漂着したという記事があつた。

また樺太犬が息もたえだえの状態であつたまま濱頓別に漂着したということを知り、聞いたことがある。これらの事實も上述の考えに都合がよい。また2月中・下旬頃における網走港外の接岸氷野中の氷丘の氷片の厚さは、筆者らの観察によればいずれも20數cm以下、昭和24年3月5日雄武の接岸氷野でみた最も厚い氷片は1層では43cm以下のものであつたことからみれば、

その生成された場所はオホーツク海の北部であるとは考えられない。もし亞庭灣で生成した氷であつたと考えれば、2月上旬乃至中間頃流出したことになるが、この頃の結氷の厚さは初めから一度も破碎しないとしても、⁽¹⁾ 半年状態で35~45cmくらいと推定されるし、實際筆者が昭和18年2月上

| 合 成 流 | | Y |
|----------------|--|--------|
| $r=45^\circ$ | $W=11.30 \text{ cm/sec}$ $(y=1.882 \times 10^{-2})$ | 0.0428 |
| $r=-3.3^\circ$ | $W=31.05 \text{ cm/sec}$ $(y=5.176 \times 10^{-2})$ | 0.118 |
| $r=45^\circ$ | $W=7.85 \text{ cm/sec}$ $(y=1.568 \times 10^{-2})$ | 0.0428 |
| $r=79.8$ | $W=31.05 \text{ cm/sec}$ $(y=6.21 \times 10^{-2})$ | 0.169 |

| 風下の方位* | 氷の漂流の方位* | 海岸線方向* | 氷の漂流の海岸線に對する角** | 向岸分速度*** |
|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|----------------------------|
| 135° (SE) | 163.4° (SSE) | 112.5° (ESE) | +50.9° | +13.7 cm/sec (+6.6 哩/日) |
| 〃 | 134.2° (SE) | 〃 | +21.7° | +14.9 cm/sec (+7.2 哩/日) |
| 22.5° (NNE) | 48.7° (NE) | 〃 | -63.8° | -11.7 cm/sec (-5.6 哩/日) |
| 〃 | 92.9° (E) | 〃 | -19.6° | -11.1 cm/sec (-5.3 哩/日) |

正, 沖向き負。

旬亞庭灣大泊港附近で測定した結氷の最も厚いもの⁴⁾が 21 cm 程度であつたことなどもよくその程度は一致する。

VI. 摘 要

1. 一定海流のある廣い海に僅かに流氷塊が漂つている場合に、定常的な風が連吹して吹送流も氷の漂流も定常状態になつてゐるとして、流氷の表面海水に對する相對流と氷の漂流との方向や、流速を氷の水上の部分に働く風壓の影響や、地球自轉の轉向力の影響も考えに入れて理論的に第 II 章に求めた。

2. 次に、風がなく一定海流だけが存在する場合の氷塊の漂流について第 III 章に理論的考察を行つた。一定海流はなく、風による定常吹送流はあるが、氷の水上部分に對する風壓の影響は無視できる場合も、この理論の一定海流の代りに定常吹送流を考えれば全く同様に成立つ。

3. 以上の理論は流氷塊ばかりでなく、一般に氷山、漂船、流木、輕石等の漂流物の風や、海流による定常運動の場合にも同様に適用できる。

4. この理論を筆者等が觀測した流氷塊の相對流に適用して、氷の風壓の係數や氷の抵抗の係數を求めた。

5. また北海道オホーツク海沿海の流氷の襲來、退去の場合にも適用して、實際と一致した結果を得た。また北海道オホーツク海沿岸に襲來する流氷がどこで生成されて、如何なる經路を通つてきたかについても論じた。

この研究に要した費用の一部は文部省自然科學研究費によつた。ここに記して感謝の意を表する。

文 獻

- 1) Brennecke 1921 Die Ozenographischen Arbeiten der Deutschen Antarktischen Expedition, 1911—1912. Archiv. der Deutschen Seewarte, 39.
- 2) 福富孝治, 楠宏, 田畑忠司 1951 海水の研究 (第 12 報) 流氷の海水に對する相對漂流の 1 測定. 低温科學, 6, 85.
- 3) 例へば 安井善一 1941 船舶の風壓流に關する一實驗. 海洋の科學, 1, 292.
- 4) 福富孝治 1949 海水の研究 (第 1 報) 亞庭灣の海水に就ての 2, 3 の觀察. 低温科學, 2, 1.
- 5) 福富孝治 1951 海水の研究 (第 14 報) 氷海における定常吹送流と氷の風による定常漂流. 低温科學, 7, 25.
- 6) 福富孝治 1950 海水の研究 (第 4 報) オホーツク海中央部に於ける結氷の生成についての理論的考察. 低温科學, 3, 143.

Résumé

1. In Chapter II, the writer discusses theoretically the relative motion of drift-ice to the surface sea water and the drift of the ice, taking the effect of wind pressure for the ice-

surface and the coriolic force (The force of coriolis) for the mass of ice into consideration, when the steady wind blows on the surface of the sea of small ice-amount and also the drift current and the drift of ice attain to a stationally state.

2. In Chapter III, he discusses theoretically on the drift of ice when there exists the steady ocean current and no wind. In the case when there exists the steady drift current due to wind and no ocean current, and also the effect of wind pressure to the ice surface is negligibly small, it is entirely the same as the above-mentioned case, if the steady drift current is substituted in stead of the steady ocean current in the theory.

3. The theory is applicable as its' own form for the drift of ice-berg, drifting vessels, drifting wood, drifting volcanic pumice, etc..

4. He applied the theory for the results of his observation of the wind-pressure-drift of sea ice, and calculated the coefficients of wind pressure and of water resistance for the ice.

5. He also applied the theory in the case of the intrusion and the extrusion of ice ffoes in the Okhotsk Sea coast of Hokkaido, and found that the results are fairly coincident with the observations.