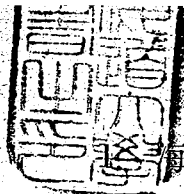




Title	1. 海面に於ける鋼線傾斜の角度及び方位を測定して海流を近似的に求める方法
Author(s)	福富, 孝治; FUKUTOMI, Takaharu
Citation	北海道大學地球物理學研究報告, 1, 1-19
Issue Date	1951-12-31
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.1.1
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/13786
Type	departmental bulletin paper
File Information	1_p1-19.pdf





海面に於ける鋼線傾斜の角度及び方位を測定して 海流を近似的に求める方法*

福 富 孝 治

(低溫科學研究所 海洋學部門)

I. 序 言

或る海域の海流分布は從來海洋觀測によつて得られた各層の水溫、鹽分から所謂力學的海流圖を計算に依つて求め、海流の流向、流速を求めるのが常法である。然しながら、この方法にも相當の條件があり實際の海流を何處でも正しく示してゐるとは考へられない。特に沿岸の浅い海域などでは左様である。勿論、エクマン—メルツ型の流速計を用ひる二器測流法に依り海流を直接に測定することも行はれてゐるのであるが、海流の強いところでは餘程注意しないと作動が悪く、又各層の海流を求めるには相當の時間を要するので總ての測點に於て實施することは殆んど行はれてゐない状態である。

海洋觀測に際しては先端に重錘をつけた鋼線を用ひるが、洋上の觀測では風壓に基づく船の漂流や海流に原因して鋼線は普通傾斜する。この場合海面における鋼線の傾斜角や傾斜の方位は鋼線の長さ、重錘、風壓流又は海流の流向流速によつて變化するから、逆に鋼線の長さに對する海面の傾斜の角度、方位の變化を測定すれば風壓流又は海流を推定し得る理である。筆者は風壓流又は海流（流向が一鉛直面上にある場合）のみが存在する特殊な場合に就ては前報¹⁾に議論を行つたが、本論文に於ては風壓流と任意の海流とが共存する一般な場合に海面傾斜の角度と方位とを測定して表面海流又は海流の流向流速の垂直分布を近似的に求める方法に就て論じ、且つ昭和24年7月北海道北西海域の海洋觀測に際してこの方法を全測點（41測點）に於て實施した結果について報告した。御批評御叱正を乞ふ次第である。

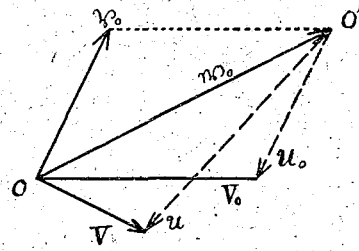
II. 船に對する各層の海水の運動と海流、風壓流との關係

船から下した鋼線が傾斜するのは船に對して水が相對的に流動してゐることに原因することは申す迄もない。洋上に於ては停船中も錨によつて船を海底に固定することはできないから、船は表面海流 V_0 によつて押流される外に水上部分に働く風壓に原因する船の風壓流 W も加はり結局この合成流 W_0 のまゝに漂流する。従つて、海面に於ける船に對する水の相對流 w_0 は風

* 昭和25年4月10日の日本海洋學會年會に於いて發表。

1) 福富孝治； 測深線の傾斜から風壓流又は海流の近似的推定法，日本海洋學會誌 2 (1943), 19, 低溫科學 1 (1944), 95.

壓流と同じ大きさで方向が逆であり、任意の水深に於て鋼線又は重錘に作用する海水の運動即ち船に對する海水の相對流 u はこの層の海流 V と上述の合成流 u_0 との vector 的差となるのである。第1圖はこの關係を示したものである。一般に相對流の流速、流向は深さによつて變化するが、或る水深以下では共に略々一定な究極の相對流 u_∞ に達する。これは一般に海流は深さが太となると段々小となつて或る深さ以下では實際的には零と考へられ、従つて相對流 u_∞ は海面の合成流 u_0 と方向が逆で大きさが相等しくなるからである。



第 1 圖

O は海底に固定した點
 O' は船に固定した點

次項以下に述べる様に鋼線の傾斜の角度と方位とから各水深に對應する相對流の流向流速が求められる場合には、上に述べた關係から各層の海流及び船の風壓流は容易に求められる。即ち、第1圖から判るやうに任意の深さの海流 V はその層の相對流 u から究極相對流 u_∞ を vector 的に引算すれば得られるのである。又風壓流は海面における相對流 u_0 の方向を逆にすればよいことは前に述べた通りである。これらの關係はエクマン-メルツ型流速計による二器測流の場合と全く同様である。

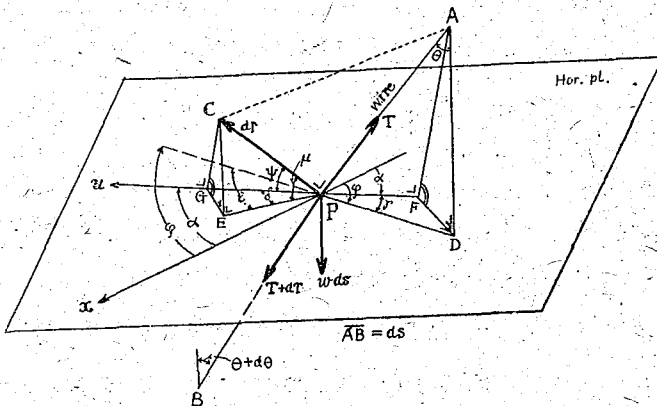
船を碇置して觀測する場合は簡單で以上の關係において風壓流を零とおけばよいのである。

III. 理論的考察

各層の海流を求めると云ふ問題は前項に述べた様に、各層の水が船に對して如何に流動するかを調べると云ふ問題に歸せられる。従つて、先づ海面における鋼線の傾斜の角度及び方位角とこの相對流との關係を理論的に調べてみよう。

海面に於ける相對流の方向に x 軸をとり、鋼線の吊點が海面上にあるものとしてその點に座標原點 O をとり、鉛直下方に z 軸をとる。今

u : z の深さにおける相對流の流速



第 2 圖

- α : z の深さにおける相対流の流向 (但し水平な流れと仮定し流向は x 軸から時計廻りに測るものとする)
- w : 鋼線の単位長さの海水中における重さ
- W : 鋼線の先端につけた重錘の海水中における重さ
- S : 鋼線の全長
- θ : z の深さにおける鋼線の傾斜角 (鋼線と z 軸とのなす角)
- φ : z の深さにおける鋼線の偏角 (鋼線と x 軸とのなす角, 但し x 軸から時計廻りに測つた角)
- T : z の深さにおいて鋼線に働く張力
- θ_0, φ_0, T_0 : 夫々海面における θ, φ, T の値
- R : 重錘に對しその場所の流向に働く水の抵抗力
- dr : 鋼線の部分 ds に對してその中點 P に於ける鋼線への切線とその層の流向とを含む面内に於て鋼線に直角に働く水の抵抗力

とし、次の假定をする。

- (1) 鋼線の方向に働く水の摩擦力は無視できるものと考へる。
- (2) 且つ、 R, dr は次式で表はし得るものとする。

$$R = Ku_e^2 \quad (1)$$

$$dr = kds(ucos\Psi)^2 = ku^2 ds \cos^2\Psi \equiv \lambda ds \cos^2\Psi \quad (2)$$

但し、 u_e は鋼線の末端の重錘の部分における相対流の流速、 Ψ は dr と u との間の角、 K, k は夫々重錘及び鋼線に働く抵抗の係數である。

- (3) 海流、風壓流共に定常的であり、鋼線の形も定常的になつてゐるものとする。

この假定の中 (1), (2) に關しては海洋觀測に通常用ひられる鋼線について實驗を行ひ、實測の傾斜角度の範圍では可成り正しいことを後に證明した。

今海中 z の深さにある鋼線の微小な部分 ds を考へ、その上端 A 、下端 B (第 2 圖参照) における鋼線傾斜の角度、方位角及び張力を夫々 θ, φ, T 及び $\theta+d\theta, \varphi+d\varphi, T+dT$ とし、 AB の中點 P における相対流の流速を u 、流向を α とし、 P 點に働く力の釣合を考へれば、 z 方向に對して

$$dr \sin \mu + T \cos \theta = w ds + (T+dT) \cos(\theta+d\theta) \quad (3)$$

水平面内で PD 方向 (鋼線部分 PA の水平面への投影の方向) に對して

$$T \sin \theta = (T+dT) \sin(\theta+d\theta) \cos d\varphi + dr \cos \mu \cos \varepsilon \quad (4)$$

水平面内で PD に直角な方向については

$$(T+dT) \sin(\theta+d\theta) \sin d\varphi = dr \cos \mu \sin \varepsilon \quad (5)$$

なる關係式が得られる。但し、 A 及び C から P を通る水平面への垂線の足を夫々 D 及び E とすればは、 μ, ε は夫々 \overline{PC} (dr である) と \overline{PE} との間の角、 \overline{PD} の延長と \overline{PE} との間の角である。

$d\theta$, $d\varphi$, dT が微小であることに注目すれば

$$dr \sin \mu - w ds - dT \cos \theta + T \sin \theta d\theta = 0 \quad (3)'$$

$$dr \cos \mu \cos \varepsilon + T \cos \theta d\theta + dT \sin \theta = 0 \quad (4)'$$

$$T \sin \theta \cdot d\varphi - dr \cos \mu \sin \varepsilon = 0 \quad (5)'$$

なる関係式が得られる。

然るに第 2 圖に於て流れ u の方向と \overline{PE} とのなす角を δ とすれば、次の関係がある。

$$\cos \mu \cos \delta = \cos \psi \quad (6)$$

$$\varepsilon = (\varphi - \alpha) + \delta \quad (7)$$

流れと鋼線の部分 PA と鋼線に働く水の抵抗力 dr とが一平面上にあると云ふ條件から

$$\tan \mu \tan \theta = \frac{\sin \delta}{\sin(\varphi - \alpha)} \quad (8)$$

又 dr は \overline{PA} に直角であると云ふ條件から

$$\cos \varepsilon = \tan \mu \cot \theta \quad (9)$$

なる関係があるから、(6)~(9) 式から

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \mu &= \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \\ \cos^2 \mu &= \frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \\ \tan^2 \mu &= \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \varepsilon &= \frac{\tan^2 \gamma}{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta} \\ \cos^2 \varepsilon &= \frac{\cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin^2 \delta &= \frac{\sin^2 \gamma \sin^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta} \\ \cos^2 \delta &= \frac{\cos^2 \gamma (\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta)^2}{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

が得られる。但し

$$\gamma = \varphi - \alpha \quad (13)$$

である。

従つて、(2), (9), (10), (11) 式を (3)', (4)', (5)' 式に代入して變形すれば

$$dT = -w \cos \theta ds \quad (14)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{w ds}{\lambda \cos \gamma \left(\frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \right)^{\frac{1}{2}} - w \tan \theta} \quad (15)$$

$$ds = \frac{-T d\theta}{\lambda \cos \theta \cos \gamma \left(\frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} - w \sin \theta} \quad (16)$$

$$d\varphi = \frac{\lambda \sin \alpha}{T \sin \theta} \left(\frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} ds \quad (17)$$

が得られる。 $ds = \frac{dz}{\cos \theta}$ であることに注目して ds を dz で表せば、

$$dT + w dz = 0 \quad (18)$$

$$\therefore T = T_e + w(z_e - z) \quad (19)$$

$$-d\theta = \frac{\lambda \cos \gamma \left(\frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} - w \tan \theta}{T} dz \quad (20)$$

$$d\varphi = \frac{\lambda \sin \gamma}{T \sin \theta \cos \theta} \left(\frac{\tan^2 \gamma + \cos^4 \theta}{\tan^2 \gamma + \cos^2 \theta} \right)^{\frac{3}{2}} dz \quad (21)$$

が得られる。但し T_e は鋼線の先端 $z = z_e$ における T の値で

$$T_e = \frac{W}{\cos \theta_e} \quad (1)'$$

である。これらを海面から鋼線の先端まで、即ち s については 0 から S まで、 z については 0 から z_e まで、 θ については θ_0 から

$$\theta_e = \tan^{-1} \frac{Ku_e^2}{W} \quad (1)''$$

まで、 φ については φ_0 から φ_e (φ_e は α_e に等しい) まで積分すれば所要の関係が得られる筈であるが、一般には数値積分による以外には求まりさうもない。

しかし、相対流が一鉛直面内にあつて、しかも深さに無関係に一定であれば

$$\gamma = \varphi - \alpha = 0$$

となるから

$$\frac{dT}{T} = \frac{w d\theta}{\lambda \cos \theta - w \tan \theta} \quad (15)'$$

$$ds = \frac{-T d\theta}{\lambda \cos^2 \theta - w \sin \theta} \quad (16)'$$

$$d\varphi = 0 \quad (17)'$$

となつて (15)' 式は積分可能であり、 $f = \frac{w}{\lambda}$ と置けば

$$T = T_e \left(\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta} \cdot \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta_e}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

鋼線の全長 S は

$$S = \frac{T_0}{\lambda} \left(\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta_0} \right)^{\frac{f}{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} \\ \times \int_{\theta_0}^{\theta} \left(\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta} \right)^{\frac{f}{2}} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta - f \sin \theta} \quad (23)$$

となつて數式的には解くことは困難であつても數値計算はできる。(15)', (16)', (22), (23) 式は既に前報¹⁾に於て求めたものと全く同じである。

一般式 (20), (21) 式は嚴密に解くことは困難であるが、

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta) = T \cos \theta \frac{d\theta}{dz} + \frac{dT}{dz} \sin \theta$$

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta \sin \varphi) = \frac{d(T \sin \theta)}{dz} \sin \varphi + T \sin \theta \cos \varphi \frac{d\varphi}{dz}$$

なる關係と $\frac{dT}{dz} = -w$ なる關係を用ひて變形すれば

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta) = -\lambda \cos^2 \theta \cos \gamma F^{\frac{1}{2}}(\theta, \gamma) \quad (24)$$

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta \sin \varphi) = -\lambda \cos^2 \theta F^{\frac{1}{2}}(\theta, \gamma) \{ \sin \varphi \cos \gamma - \cos \varphi \sin \gamma \cdot F(\theta, \gamma) \} \quad (25)$$

なる關係が得られる。但し

$$F(\theta, \gamma) \equiv \left\{ 1 + \left(\frac{\tan \gamma}{\cos^2 \theta} \right)^2 \right\} \cdot \left\{ 1 + \left(\frac{\tan \gamma}{\cos \theta} \right)^2 \right\}^{-1} = 1 + \left(\frac{\tan \gamma \tan \theta}{\cos \theta} \right)^2 + \dots$$

である。

γ 即ち鋼線の水平面への投影と流向との間の角は鋼線の先端 $z = z_0$ では $\gamma = 0$ で、實際の場合中途でも γ の値は可成り小さく、大きくても 20° 位であるから γ^2 以上の高次の項は 1 に對し無視出来る近似的場合を考へれば

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta) \approx -\lambda(1 - \sin^2 \theta) \quad (26)$$

$$\frac{d}{dz}(T \sin \theta \sin \varphi) \approx -\lambda \sin \alpha (1 - \sin^2 \theta) \quad (27)$$

となる。 θ の値もあまり大きくなく實際には大きくても 40° 位までを考へるものとすれば、右邊の $\sin^2 \theta$ の項は補正項と考へられる。 θ は海面で θ_0 、鋼線の先端で θ_0 であるが、前報¹⁾第 12 圖から判る様に先端部分を除き廣い範圍で θ は θ_0 に近いから、この補正項の θ の代りに θ_0 と置き、(26) 式を鋼線の任意の部 z から先端 z_0 まで積分すれば第一近似式として

$$T \sin \theta = T_0 \sin \theta_0 + \cos^2 \theta_0 \int_z^{z_0} \lambda dz \quad (28)$$

となる。故に海面 $z = 0$ で $\theta = \theta_0$ とおけば

$$\sin \theta_0 = \frac{T_e \sin \theta_0 + \cos^2 \theta_0 \int_0^{z_0} \lambda dz}{T_e + w z_0} \quad (29)$$

が得られる。 $S \cos \theta_0 = z_0$, $T_e = W$ ($T_e \cos \theta_0 = W$ であるが θ_0 は一般に極めて小さいから), $T_e \sin \theta_0 = K u_0^2 = \frac{K}{k} \lambda_0$ として z を s に書き換えると

$$\sin \theta_0 = \frac{\frac{K}{k} \lambda_0 + \cos^2 \theta_0 \int_0^S \lambda ds}{W + w S \cos \theta_0} \quad (30)$$

が得られる。

全く同様に (27) 式から

$$\sin \varphi_0 = \frac{\frac{K}{k} \lambda_0 \sin \alpha_0 + \cos^2 \theta_0 \int_0^S \lambda \sin \alpha ds}{\sin \theta_0 (W + w S \cos \theta_0)} \quad (31)$$

が得られる。

海流が或る深さより深い所では存在しない場合には相対流の究極値 u_∞ 及び α_∞ は (30) (31) 式から判る様に次式で與へられる。

$$\lambda_\infty = k u_\infty^2 = \frac{w \sin \theta_{0,\infty}}{\cos^2 \theta_{0,\infty}} \quad (32)$$

$$\alpha_\infty = \varphi_{0,\infty} \quad (33)$$

但し, $\theta_{0,\infty}$, $\varphi_{0,\infty}$ は鋼線を段々繰出したとき, 相當の深さに達するとその長さに無關係に θ_0 又は φ_0 が一定な究極値に達するからこれらを $\theta_{0,\infty}$, $\varphi_{0,\infty}$ とする。(32) (33) の兩式は近似式の場合だけでなく嚴密にも成立する。何故なれば, 鋼線を無限長に延した場合には淺層の變化する相対流の影響は下層の無限の厚さの流向流速共に一定な相対流の影響に對し度外視できるから, 問題は前に述べた深さに對して無關係に一定な流速の相対流が一鉛直面内に存在する (23) 式の場合に歸せられる。従つて, 流向に對して當然 (33) 式が成立する。流速を考えるために鋼線の全長を S から dS だけ延した場合の表面傾斜角 θ_0 の變化の割合 $\frac{d\theta_0}{dS}$ を (23) 式から求めると

$$\frac{d\theta_0}{dS} = \frac{\lambda}{T_e} \left\{ \frac{\left(\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta_0 \right) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta_0 \right)}{\left(\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} - \frac{f}{2} - \sin \theta_0 \right) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} + \frac{f}{2} + \sin \theta_0 \right)} \right\} \sqrt{1 + \left(\frac{f}{2}\right)^2} \times (\cos^2 \theta_0 - f \sin \theta_0) \quad (34)$$

但し $f = \frac{w}{\lambda}$ である。今 S が無限長とすれば, $\theta_0 = \theta_{0,\infty}$, $\lambda = \lambda_\infty$ では當然 $\left. \frac{d\theta_0}{dS} \right|_{S=\infty} = 0$ であるから (34) 式から

$$\cos^2 \theta_{0,\infty} - \frac{w}{\lambda_\infty} \sin \theta_{0,\infty} = 0$$

即ち (32) 式が得られるのである。

IV. 方 法

(1) 表面海流を求める方法

先端に重錘をつけた鋼線を海中の任意の深さに定常状態になるまで垂下させて海面における傾斜の角度 θ_0 及び方位の表面相対流に対する偏角 φ_0 を測定しつつ、鋼線の長さ S を 0 から段々大きくしてゆくと遂には一定な究極値 $\theta_{0,\infty}$ 及び $\varphi_{0,\infty}$ に達する。同様に深層における相対流の流速及び流向の究極値を夫々 u_∞ 及び α_∞ とすれば

$$u_\infty = \left(\frac{w \sin \theta_{0,\infty}}{k \cos^2 \theta_{0,\infty}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (32)'$$

$$\alpha_\infty = \varphi_{0,\infty} \quad (33)$$

で一般に與へられることは前項に述べた通りである。従つて、あらかじめ実験によつて w, k なる常数を求めておけば $\theta_{0,\infty}, \varphi_{0,\infty}$ を観測によつて求めれば (32)' 及び (33) 式によつて u_∞ 及び α_∞ は求められる。

次に海面における相対流の流向 α_0 及び流速 u_0 を求めるのであるが、舷測では船の影響で流れが亂されてゐる恐れがあるから、重錘が船底より稍々下方に下る程度まで鋼線を繰出し、その長さを S' とし、その場合の鋼線の海面における傾斜の角度 θ_0' 、その方位を測定する。海面からこの程度の深さの範囲では相対流は一定と見做されるから傾斜の方位は直ちに表面相対流の流向と考へて差支へない。又 (23) 式から

$$S' = \frac{T_0}{\lambda_0} \left(\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f_0}{2}\right)^2} - \frac{f_0}{2} - \sin \theta_0'}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_0}{2}\right)^2} + \frac{f_0}{2} + \sin \theta_0'} \right)^{\frac{f_0}{2}} \int_{\theta_0'}^{\theta_0'} \left(\frac{\sqrt{1 + \left(\frac{f_0}{2}\right)^2} + \frac{f_0}{2} + \sin \theta}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_0}{2}\right)^2} - \frac{f_0}{2} - \sin \theta} \right)^{\frac{f_0}{2}} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta - f_0 \sin \theta} \quad (34)$$

が得られる。但し $f_0 = \frac{w}{\lambda_0}$, $\lambda_0 = k u_0^2$, $T_0 = \frac{W}{\cos \theta_0}$ で、

$$\theta_0 = \tan^{-1} \frac{K u_0^2}{W} \quad (34)'$$

である。

(34) 式に於て k, w, K, W は鋼線又は重錘に関する常數であり、又 S' も既知であるから、あらかじめ u_0 と θ_0' との關係を數値計算によつて求め圖示しておけば任意の θ_0' の値に對し u_0 の値が求められる。 S' を非常に小にとることが出来れば (34)' の θ_0 を θ_0' と見做してこれから直ちに u_0 を求めてもよい。

斯くして究極相対流と表面相対流の流向流速が求められれば、第 II 項に述べた様に表面海

流は表面相対流から究極相対流を vector 的に引算すれば得られるのである。

若し θ_0, φ_0 がそれらの究極値には近いが未だ多少變化の傾向がある深さ迄しか観測が行はれなかつた場合でも、最深場所における θ_0 及び φ_0 の深さに對する變化の割合 $\left(\frac{d\theta_0}{dS}\right)_e$ 及び $\left(\frac{d\varphi_0}{dS}\right)_e$ が小さくて、しかも λ, α の値は充分 $\lambda_\infty, \alpha_\infty$ になつてゐると考へられる深さであれば、以下の様にして $\theta_0, \varphi_0, \left(\frac{d\theta_0}{dS}\right)_e, \left(\frac{d\varphi_0}{dS}\right)_e$ の値から $\lambda_\infty, \alpha_\infty$ を求めることが出来る。

それには (30) 式及び (31) 式の兩邊を S で微分してその結果の中の $\int_0^S \lambda dS$ 又は $\int_0^S \lambda \sin \alpha dS$ に (30) 式又は (31) 式からこれらを求めて代入すれば夫々次式が得られる。

$$\lambda_e \left\{ \cos^3 \theta_0 + 3 \frac{K}{k} \tan \theta_0 \frac{d\theta_0}{dS} \right\} + \frac{K}{k} \frac{d\lambda_e}{dS} = w \sin \theta_0 \cos \theta_0 + \left\{ \frac{W(1+2\sin^2 \theta_0)}{\cos \theta_0} + wS(1+\sin^2 \theta_0) \right\} \frac{d\theta_0}{dS} \quad (35)$$

$$\lambda_e \sin \alpha_e \left(\cos^3 \theta_0 + 3 \frac{K}{k} \tan \theta_0 \frac{d\theta_0}{dS} \right) + \frac{K}{k} \left(\sin \alpha_e \frac{d\lambda_e}{dS} + \lambda_e \cos \alpha_e \frac{d\alpha_e}{dS} \right) = w \sin \theta_0 \cos \theta_0 \sin \varphi_0 + \sin \varphi_0 \frac{d\theta_0}{dS} \left\{ \frac{W(1+2\sin^2 \theta_0)}{\cos \theta_0} + wS(1+\sin^2 \theta_0) \right\} + (W + wS \cos \theta_0) \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \frac{d\varphi_0}{dS} \quad (36)$$

今 λ_e, α_e は $\lambda_\infty, \alpha_\infty$ に達してゐる場合を考へてゐるのであるから、 $\lambda_e = \lambda_\infty, \alpha_e = \alpha_\infty, \frac{d\lambda_e}{dS} = 0, \frac{d\alpha_e}{dS} = 0$ とおいて整頓すれば

$$\lambda_\infty = \frac{w \sin \theta_0}{\cos^2 \theta_0} \cdot \frac{1 + \left\{ \frac{W(1+2\sin^2 \theta_0)}{w \sin \theta_0 \cos^2 \theta_0} + \frac{S(1+\sin^2 \theta_0)}{\sin \theta_0 \cos \theta_0} \right\} \left(\frac{d\theta_0}{dS} \right)_e}{1 + 3 \frac{K}{k} \frac{\sin \theta_0}{\cos^4 \theta_0} \left(\frac{d\theta_0}{dS} \right)_e} \quad (37)$$

$$\sin \alpha_\infty = \sin \varphi_0 \left[1 + \frac{(W + wS \cos \theta_0) \cot \varphi_0 \left(\frac{d\varphi_0}{dS} \right)_e}{w \cos \theta_0} \right] \frac{1}{1 + \left\{ \frac{W(1+2\sin^2 \theta_0)}{w \sin \theta_0 \cos^2 \theta_0} + \frac{S(1+\sin^2 \theta_0)}{\sin \theta_0 \cos \theta_0} \right\} \left(\frac{d\theta_0}{dS} \right)_e} \quad (38)$$

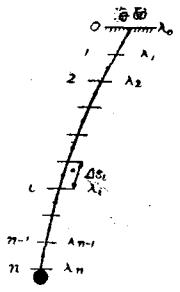
が得られる。即ち、上述の様な場合には (37), (38) 兩式を用ひて $\lambda_\infty, \alpha_\infty$ を近似的に求めることが出来るのである。

(2) 海流の垂直分布を近似的に求める方法

(16), (17), (19) 式等を用ひて相対流の垂直分布を順次数値計算によつて求めると云ふ方法も考へられるが、操作が極めて複雑で使用に耐へない。それで此處には (30) 式 (31) 式による近似計算法を用ひることとする。

今第 3 圖に於て鋼線の全長を $S = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta s_i$ の如く n 區分に分つて考へれば (30) 式 (31) 式は夫々次式の様に變形される。

$$(W + wS_n \cos \theta_0) \sin \theta_0 = \frac{K}{k} \lambda_n + \cos^2 \theta_0 \left(\sum_1^{n-1} \frac{\lambda_{i-1} + \lambda_i}{2} \Delta s_i + \frac{\lambda_{n-1} + \lambda_n}{2} \Delta s_n \right) \quad (39)$$



第 3 圖

$$(W + wS_n \cos\theta_0) \sin\varphi_0 \sin\theta_0 = \frac{K}{k} \lambda_n \sin\alpha_n + \cos^2\theta_0 \times \left\{ \sum_1^{n-1} \left(\frac{\lambda_{i-1} \sin\alpha_{i-1} + \lambda_i \sin\alpha_i}{2} \right) \Delta s_i + \left(\frac{\lambda_{n-1} \sin\alpha_{n-1} + \lambda_n \sin\alpha_n}{2} \right) \Delta s_n \right\} \quad (40)$$

$$\therefore k u_n^2 = \lambda_n = \frac{2(W + wS_n \cos\theta_0) \frac{\sin\theta_0}{\cos^2\theta_0} - \left(\sum_1^n \lambda_{i-1} \Delta s_i + \sum_1^{n-1} \lambda_i \Delta s_i \right)}{2 \frac{K}{k} \frac{1}{\cos^2\theta_0} + \Delta s_n} \quad (41)$$

$$\sin\alpha_n = \frac{\frac{2 \sin\varphi_0 \sin\theta_0}{\cos^2\theta_0} (W + wS_n \cos\theta_0) - \left\{ \sum_1^n \lambda_{i-1} \sin\alpha_{i-1} \Delta s_i + \sum_1^{n-1} \lambda_i \sin\alpha_i \Delta s_i \right\}}{\lambda_n \left(\frac{2}{\cos^2\theta_0} \cdot \frac{K}{k} + \Delta s_n \right)} \quad (42)$$

(41), (42) の兩式を用ひれば λ_n 及び α_n の垂直分布を次の様にして求めることが出来る。

先づ重錘が海の表層にある程度に鋼線を延して第(1)節に述べた方法により表面相対流 λ_0 , α_0 を求める。次に鋼線を S_1 まで延して定常状態として測定した $\theta_{0,1}$, $\varphi_{0,1}$ を(41), (42) 兩式に代入する。この場合は $\Delta s_n = S_1$ で $n=1$ であるから(41)式から λ_1 が求められ、これを(42)式に入れれば α_1 が求められる。斯様な操作を $n=1, 2, \dots, n$ と順次繰返して、 θ_0 及び φ_0 が一定値 $\theta_0 = \theta_{0,\infty}$, $\varphi_0 = \varphi_{0,\infty}$ に到達する迄計算を行へばよい。

この方法は極く近似的で次項に述べる様に 10% 位の誤差があるが、計算は簡単である。

V. 重錘及び鋼線の抵抗係数の測定と第 III 項の理論の吟味

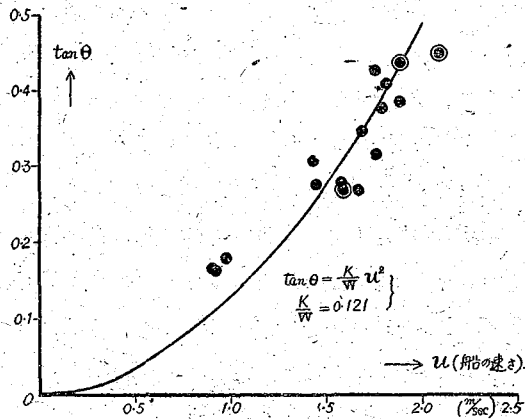
前に述べた方法を實際に利用するには重錘及び鋼線の海水に對する抵抗係数 K 及び k を知ることと、この方法の基礎である第 III 項の理論が實際にどの程度正しいか、特に鋼線の方に働く水の摩擦力を無視したことの可否について吟味しておく必要があるので、以下にこの問題について論じようと思ふ。

1) 重錘に働く海水の抵抗の係数の測定

筆者が使用した重錘は外側の直径 20.64 cm の中空の鐵球で密度 1.026 の海水中での重さは

$$W = 4.011 \text{ kg}$$

である。無風の日に海潮流の殆んどないと思はれる海面に於て、この重錘が水面下に隠れて了ふ程度に沈めたまま観測船を種々な一定速度で一直線に走らせて鋼線の傾斜角度 θ と船の速さ u とを同時に測定した。船の速さは舷側で木片を海面に投げ 10 m の距離を通過する時間を測つて求めた。第 4 圖には横軸に



第 4 圖 水中の鋼線の長さ $S=0$ の場合に於ける鋼線の傾斜角度 θ と船の速さ u との関係

u を縦軸には $\tan\theta$ をとつて實測値を丸で示した. $\tan\theta$ と u との間には (1), (1)'' 式から

$$\tan\theta = \frac{K}{W} u^2 \quad (43)$$

なる関係があるから實測値を最もよく満足する様に $\frac{K}{W}$ の値を求めると (圖中實線), $\frac{K}{W} = 0.121$, 従つて鐵球の水に対する抵抗係數 K の値として

$$K = 0.485 \left[\frac{\text{kg sec}^2}{\text{m}^2} \right]$$

が得られた.

2) 鋼線に働く水の抵抗係數の測定

無風で海潮流のない海面 (これは静止した船が鋼線を海中に長く繰出しても傾斜のないことで確められる) で船を一定の速さ (この測定は前節と全く同様の方法によつた) で一直線に走らせながら, 先端に上述の鐵球をつけた鋼線を海面から段々海中に延ばしてはとどめ, 暫時放置して定常状態になつたところで鋼線の全長 S と海面における傾斜角度 θ_0 とを測定した. 測定結果は第 I 表に示した. 使用した鋼線は, 22# ヒ子撚鋼線で $\rho = 1.026$ の海水中で長さ 1 m について重さは實測の結果

$$w = 1.290 \times 10^{-2} \text{ kg}$$

であつた.

船の速さを一様にするために, あまり微速度が得られなかつたので鋼線は著しく傾斜した. 鋼線の吊點は海面上 3.60 m の高さにあつたので海面上に出てゐる線の長さの變化が斯様に大きい角度では全長に對し無視できないので海面上では線は直線をなすものと考えて指針滑車の読み S' に補正を加えて實際に海中にある線の長さ S を求めた.

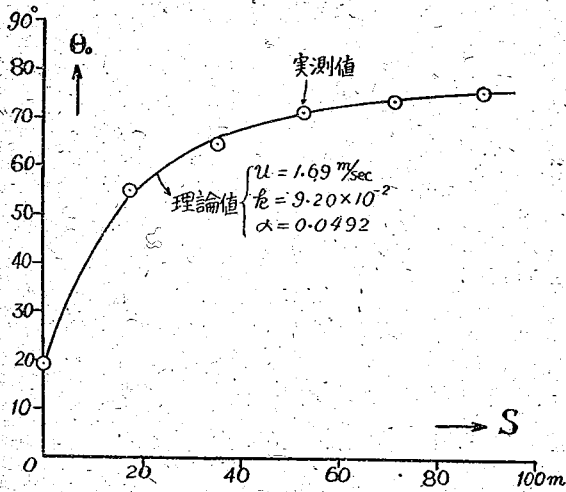
この場合は r は 0, λ は一定の場合であるから海面における傾斜角度 θ_0 と線の全長 S との関係は (23) 式で與へられる. W, w, θ_0, S は既知であり, θ_1 及び T_0 も u が測定されてゐるから $\tan\theta_1 = \frac{K}{W} u^2, T_0 = \frac{W}{\cos\theta_1}$ の兩式から判る, 従つて, (23) 式の λ に種々の値を代入して右邊の積分の數値計算を行ひ, 丁度これが右邊に等しくなる様な λ を求め, $\lambda = ku^2$ に實測の u を代入して鋼線の抵抗係數 k を S の異なる値に對して計算した. その結果も第 I 表に示した. 即ち, 5 種類の水深に對する平均値として

$$k = 9.20 \times 10^{-2} \left[\frac{\text{kg} \cdot (\text{sec})^2}{\text{m}^3} \right]$$

が得られた. 深さを異にした 5 回の測定で船の速さは略々一定であつたから, その平均値 1.69

第 I 表

鋼線の全長		船の速さ u (平均回数)	傾斜角度		鋼線の抵抗係數 k
指針滑車の読み S' (m)	眞全長 S (m)		θ_0 (°)	θ_1 (°)	
20	17.7	1.68 (5)	54.5 (3)	9.70×10^{-2}	
40	35.5	1.68 (4)	64.5 (4)	8.80×10^{-2}	
60	52.9	1.68 (4)	70.9 (4)	9.53×10^{-2}	
80	71.4	1.73 (2)	73.3 (3)	8.87×10^{-2}	
100	89.9	1.67 (11)	75.1 (11)	9.10×10^{-2}	
平均		1.69 m/sec	—	9.20×10^{-2}	



第 5 圖 平均船速 1.69 m/sec に對する鋼線傾斜角 θ_0 と鋼線長 S との關係を示す實測値と理論値との比較

m/sec, k の平均値 9.20×10^{-2} を用ひて (23) 式から θ_0 と S との關係を計算し、第 5 圖中に横軸に S をとり縦軸に θ_0 をとつてその關係を實線で示した。又圖には第 I 表の實測値を丸で示した。即ち、實測値と理論値とはよく一致してゐる。

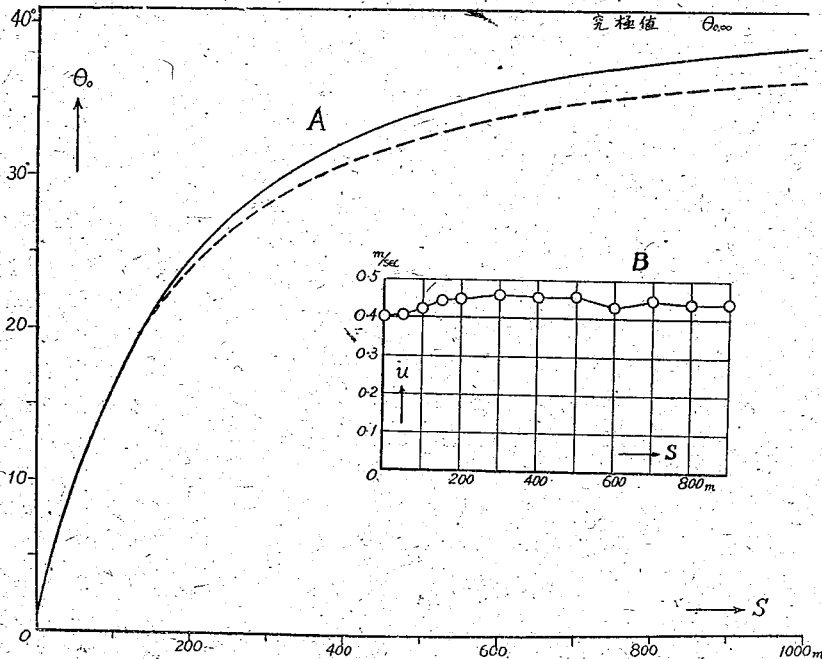
3) 理論の可否についての吟味

若し 2) の計算に用ひられた理論の假定特に鋼線の方角の水の摩擦力を無視したことが不都合であれば、2) によつて求められた k の値は鋼線の全長 S が大きくなればそれに伴つて一方的に

變化すべきであるが、第 I 表に見られる様に深さに關係なく略々一定値を示してゐること、又第 5 圖に見られる様に理論値と實測値とを可成りよく一致せしめることが出来ること等、この理論の假定が實際に適合することを示すものと思ふ。

4) 究極相對流の流速を求める近似式の誤差の吟味

θ_0 の値が一定な究極値に達する程深くまで測定せられたときには問題でないが、測定せられ



第 6 圖

た深さの範囲では未だ $\frac{d\theta_0}{dS}$ が 0 でない場合にはその θ_0 を $\theta_{0,\infty}$ と假定して u_∞ を求めたのでは可成りの誤差を生ずる。

例へば、相対流が一鉛直面上にあつて深さに関係なく $u=0.40$ m/sec ($\lambda=1.47 \times 10^{-2}$) である場合を考へれば、一般式 (23) 式が用ひられるから數値計算によつて θ_0 と S との関係が求めれば第 6 圖 (A) 中實線で示した関係が得られる。今 $S=633$ m に對しては $\theta_0=35.0^\circ$, $\frac{d\theta_0}{dS}=1.68 \times 10^{-4}$ であるが、これを假に $\frac{d\theta_0}{dS}=0$, $\theta_{0,\infty}=35.0^\circ$ と見做して (32)' 式を用ひて u_∞ を計算すれば $u_\infty=0.35$ m/sec となつて正しい値 0.40 m/sec に對し可成りの誤差がある。

斯様な場合には實測の S , θ_0 , $\left(\frac{d\theta_0}{dS}\right)$ を近似式 (37) 式に代入して u_∞ を求めるべきである。この場合の誤差を吟味するために前例 $S=633$ m の場合の θ_0 , $\frac{d\theta_0}{dS}$ の値を (37) 式に入れて u_∞ を求めると $u_\infty=0.38$ m/sec となり、 0.40 m/sec に對し 5% 位の誤差でまることが判る。

5) 相対流の垂直分布を求める近似式の誤差の吟味

(41) 式を用ひて相対流の流速の垂直分布を求める場合の誤差の程度を吟味する。前例と同様に相対流が一鉛直面にあり流速は深さに関係なく一様に $u=0.4$ m/sec である場合を考へる。

(θ_0 と S との関係は第 6 圖 (A) 中實線)。この場合に近似式 (41) の λ に 1.47×10^{-2} ($u=0.4$ m/sec) で一定とおいて θ_0 と S との関係を求め第 6 圖 (A) 中にこの関係を點線で示した。即ち、 θ_0 と S との関係は $S \leq 150$ m では近似式と正確な式とはよく一致してゐるが、 $S > 150$ m では同じ S の値に對して近似式の θ_0 が 5% ほど小さい。兩式を比較すれば判るのであるが、 $|\theta_0|_{S=0}$, $\left|\frac{d\theta_0}{dS}\right|_{S=0}$ は殆んど一致し、 $|\theta_0|_{S=\infty}$ の値は全く一致してゐるのにその中途に於て上述の様な誤差があることが判る。又 (23) 式の計算から得た正確な θ_0 と S とを與へて (41) 式から u の垂直分布を求めてみると第 6 圖 (B) 中に白丸で示した様な関係が得られ、 $u=0.4$ m/sec の値に對し +10% 位の誤差を示してゐる。

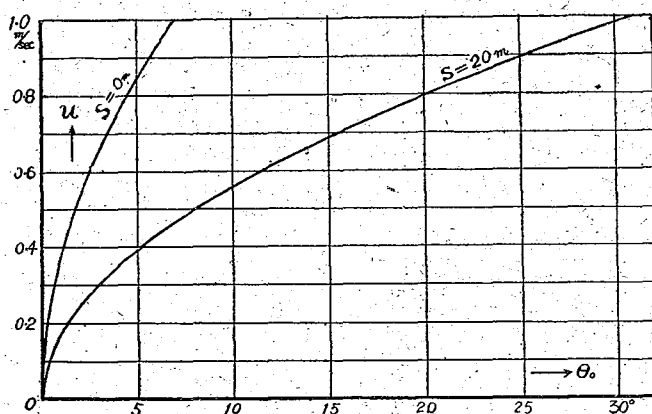
VI. 實 例

日本海は潮流が極めて小さく、沿岸でもこの方法が適用できると思はれるので、昭和 24 年 7 月 10~22 日北海道北西沖の海洋觀測に際して全測點に於て上述の方法を實地に試みた。使用した鋼線及鐵球は前項の初めに述べたものである。鋼線の長さ S が 0 m, 20, 40, 60, 80, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800 m に對する鋼線の海面傾斜の角度及び方位を測定した。傾斜の角度の測定には普通の角度板を用ひ、方位の測定には直徑 14 cm の hanging compass に多少の改良を施したものを用ひた。觀測は簡單で一測點に於ける所要時間は 30 分位であつた。

測定中には船の鋼線のある舷が常に風上に向く様に漂流されたので、 $S=0$ では流れは船の影になつたことと、鐵球の大きさが未だ小さ過ぎて抵抗が小さく、従つて傾斜角度が小さくその感度が表面相対流を求めるには不充分であつたから、仕方なくこの場合は $S=20$ m に對する傾

2) 福富, 吉田, 楠, 田畑, 松村, 飯塚, 藤木, 黒萩, 橋場, 淺田: 昭和 24 年夏季に於ける北海道北西沖の海洋調査。北部日本海深海魚田調査報告, (昭和 25 年), P. 33~78.

斜の角度と方位から、 $S < 20$ m では相対流は流向流速とも一定であつたと假定して、流向はその儘の値を、流速は (23) 式から数値計算によつて θ_0 に對する流速を求め (第7圖) て用ひた。計算は表面海流の場合は簡單であるが、垂直分布を求めるには稍々時間を要した。



第 7 圖

1). 表面海流

第 II 表には各測點における

風向風速、水深、測定した最深層までの鋼線の長さ S_m , $S=20$ m に對する鋼線の海面傾斜の角 $\theta_{0, 20}$ 及び方位 $\varphi_{0, 20}$, S_m に對する海面傾斜の角 $\theta_{0, m}$, 方位 $\varphi_{0, m}$ 及び $(\frac{d\theta_0}{dS})_m$, $(\frac{d\varphi_0}{dS})_m$ の測定値と、これらから計算した表面相対流の流向流速、究極相対流の流向流速、及びこの兩者から求めた表面海流の流向流速を示した。

第 II 表 北海道北西沖海面の海洋觀測 (昭和 24 年 7 月 10~21 日)

の際に行つた鋼線傾斜法による表面海流測定

測點 番號	風 向, 風 速 (m/sec)	水深 (m)	最深 觀測 層 (m)	20 m 層に 於ける表 面傾斜の		最深觀測層における 表 面 傾 斜 の				表面相対流 流速(流向) *	究極相対流 流速(流向) *	表面海流 流 速 (流 向) **
				角度 $\theta_{0, 20}$ (°)	方位 $\varphi_{0, 20}$ (°)*	角度 $\theta_{0, m}$ (°)	方位 $\varphi_{0, m}$ (°)*	$\frac{d\theta_0}{dS}_m$ (°/m)	$\frac{d\varphi_0}{dS}_m$ (°/m)			
1	SSW 4.1~W 1.0	>1000	600	2.7	202	28.0	187	0.01	+0.04	0.285 (202)	0.358 (211)	0.17 (56)
2	W 2.5	>1000	400	0.5	345	6.7	315	0.003	—	0 (—)	0.149 (315)	0.29 (127)
3	WSW 2.0	>1000	400	0.6	265	10.3	192	0.008	-0.03	0 (—)	0.203 (175)	0.39 (347)
4	SSW 4.1	>1000	800	3.6	225	37.6	228	0.002	-0.005	0.332 (225)	0.357 (223)	0.06 (5)
5	S 0.5		400	0.6	254	3.6	250	—	—	0 (—)	0.070 (250)	0.14 (62)
6	NE 4.5	>1000	600	0.1	333	28.1	280	0.0025	—	0 (—)	0.308 (280)	0.60 (100)
7	ENE 6.3	275	200	9.7	95	42.5	85	—	—	0.55 (95)	0.419 (85)	0.31 (115)
8	NE 7.7	464	400	8.3	90	39.7	65	0.02	—	0.51 (90)	0.537 (65)	0.45 (164)
9	NE 3.5	780	400	0	—	5.3	205	0.008	-0.05	0 (—)	0.165 (189)	0.32 (1)
10	M 1.0	350	200	0	—	0	—	—	—	0 (—)	0 (—)	0 (—)
11	SW 4.8	27	20	0	—	2.7	320	—	—	—	—	—
12	S 5.0	100	80	0.8	197	3.3	192	0.008	—	0 (—)	0.127 (192)	0.25 (4)
13	SSE 2.5	640	400	0	—	14.0	206	0.01	—	0 (—)	0.239 (206)	0.46 (18)
14	SSW 1.0	685	400	1.0	300	10.0	350	0.03	—	0 (—)	0.286 (350)	0.56 (162)
15	E 1.6		400	0	—	10.3	263	0.006	—	0 (—)	0.194 (263)	0.38 (75)

測點 番號	風向, 風速 (m/sec)	水深 (m)	最深 觀測 層 (m)	20m層に おける表 面傾斜		最深觀測層における 表面傾斜				表面相對流 流速(流向) * (m/sec) (°)	究極相對流 流速(流向) * (m/sec) (°)	表面海流 流速 (流向) ** (kt) (°)
				角度 $\phi_{0,20}$ (°)	方位 $\psi_{0,20}$ (°)*	角度 ϕ_m (°)	方位 ψ_m (°)*	$\frac{d\phi_0}{dS}$ (°/m)	$\frac{d\phi}{dS}$ (°/m)			
16	N 0.4	966	400	3.6	265	3.6	260	—	+0.10	0 (—)	0.054 (267)	0.11 (79)
17	S 0.5	1005	400	0	—	1.3	220	—	—	0 (—)	0.067 (220)	0.13 (32)
18	SSW 1.0	>1000	400	0	—	0.8	—	—	—	0 (—)	0 (—)	0 (—)
19	SSW 3.6	650	600	4.3	147	29.7	180	0.025	-0.04	0.365 (147)	0.458 (165)	0.31 (21)
20	(WSW3.8~5.2 SW 5.3)	375	300	5.4	200	40.9	201	0.05	—	0.413 (200)	0.834 (201)	0.87 (13)
21	W 1.5	109	60	—	261	21.0	185	0.10	—	0 (—)	0.451 (185)	0.88 (357)
22	W 5.0	136	100	11.7	265	23.0	234	0.046	-0.15	0.607 (265)	0.379 (194)	1.19 (294)
23	WSW 3.3	328	200	1.1	220	14.0	252	0.01	+0.07	0.17 (220)	0.227 (285)	0.35 (138)
24	WSW3.7~W3.0	334	300	1.7	230	33.2	243	0.04	-0.04	0.222 (230)	0.523 (232)	0.60 (47)
25	S 2.5	61	40	3.6	190	6.3	220	—	—	0.333 (190)	—	—
26	SW 8.5	315	100	14.9	222	39.0	200	0.048	-0.14	0.685 (222)	0.597 (165)	0.82 (253)
27	SW 6.8	285	200	5.6	194	25.5	207	0.01	-0.14	0.42 (194)	0.312 (144)	0.62 (234)
28	SW 5.0	150	147	2.3	224	25.3	208	0.10	-0.20	0.265 (224)	0.534 (180)	0.76 (323)
29	W 3.5	157	150	3.7	194	17.7	239	0.08	+0.10	0.34 (194)	0.414 (254)	0.72 (117)
30	WSW4.3~2.3	227	200	3.7	222	16.1	257	0.08	+0.10	0.34 (222)	0.415 (271)	0.62 (137)
31	SSW5.0~S4.0	388	300	0.3	177	17.6	160	0	0	0 (—)	0.215 (160)	0.42 (332)
32	WSW 2.5	290	250	2.3	206	17.1	242	0.03	+0.05	0.265 (206)	0.316 (256)	0.49 (124)
33	SW 2.0	143	130	1.0	227	11.3	235	0.011	+0.16	0.20 (227)	0.205 (302)	0.52 (170)
34	SSW1.3~W2.7	115	100	0	—	4.5	230	—	—	0 (—)	0.105 (230)	0.20 (42)
35	NW 0.5	57	50	0.9	—	0.5	—	—	—	0 (—)	0 (—)	0 (—)
36	Ni11.	67	60	0	—	0	—	—	—	0 (—)	0 (—)	0 (—)
37	W 1.0	85	80	1.0	235	7.7	215	0.01	-0.19	0 (—)	0.169 (180)	0.33 (352)
38	SW 0.5	88	80	—	209	1.0	212	—	—	0 (—)	0.050 (212)	0.10 (24)
39	SE 3.5	125	100	4.6	187	10.8	221	—	+0.13	0.377 (187)	0.162 (277)	0.80 (155)
40	SSW 3.0	536	400	2.8	196	43.1	208	0.03	+0.04	0.295 (196)	0.661 (222)	0.80 (52)

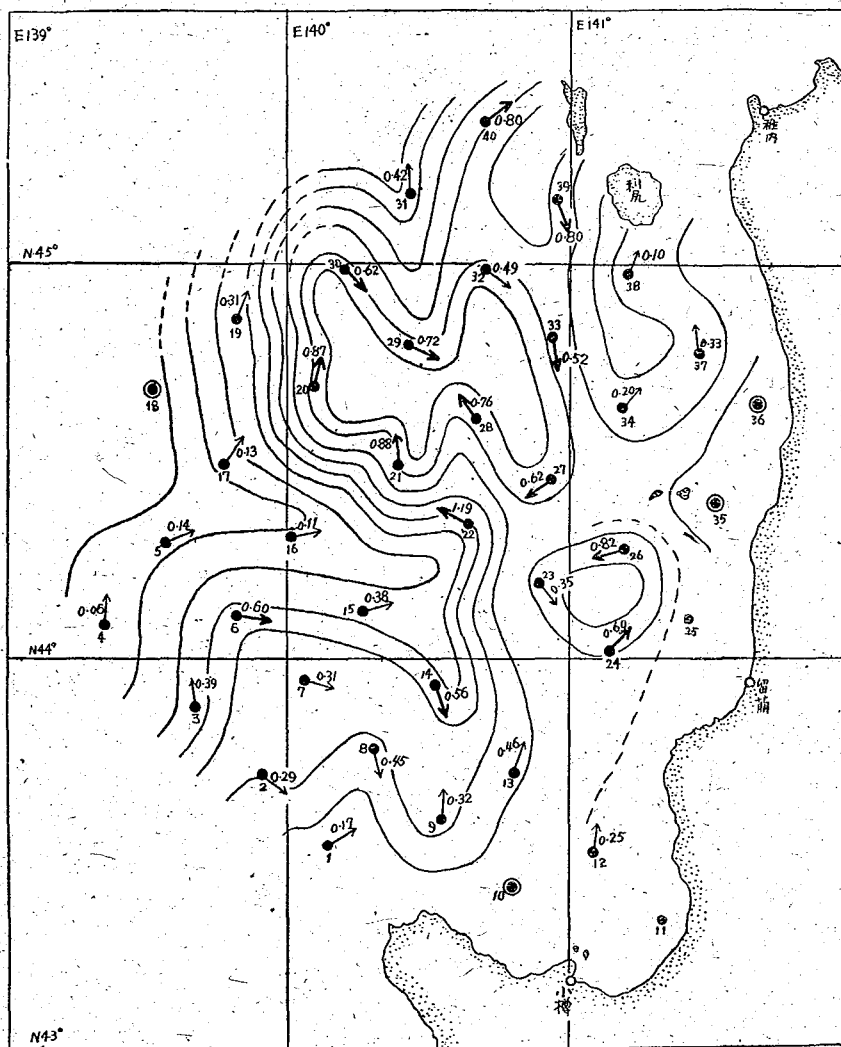
* 磁針方位, ** 眞方位

NB. 風速 2 m/sec 以下又は $\phi_{0,20}$ が 1° 以下の場合には表面相對流速を 0 と見做した.

最深觀測層が 40 m 以下の場合には表面海流は算出しなかつた.

第 8 圖は斯くして得た表面海流の水平分布圖で黒丸は測點, それに附けた數字は測點番號, 矢の方向は流向, 矢に附けた數字は流速 (浬/時) である. $S < 40$ m では觀測の深度が 2 回で $\frac{d\phi_0}{dS}$ 又は $\frac{d\phi}{dS}$ の値が正しく求まらないので計算から除外した. 又風速が 2 m/sec 以下又は表面傾斜角が 1° 以下では $\phi_{0,20}$ は前述の様に鐵球が小さくて感度が悪く測定困難であつたから今回は表面相對流は無いものと假定して計算した.

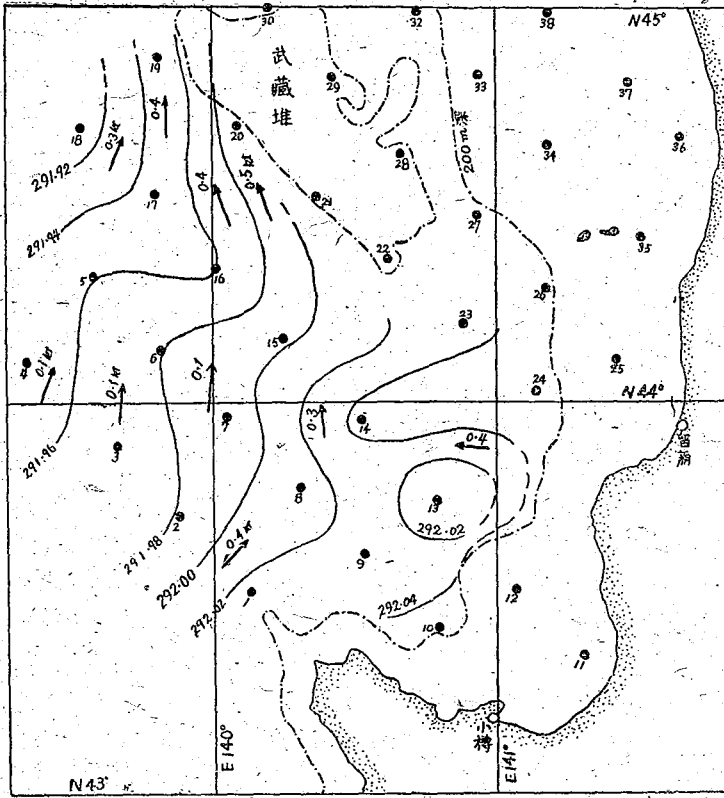
第 8 圖には各測點の表面海流の流向流速から推定した流線をも示したが, これ位の數の測點



第 8 圖 鋼線傾斜法による北海道北西沖海面の表面海流分布圖
(昭和 24 年 7 月 10~21 日)

黒丸：測點，黒丸に附した數字：測點番號，矢印：流
向，矢印に附した數字：流速(節)，二重丸：流れのな
い海面，線：推定した流線

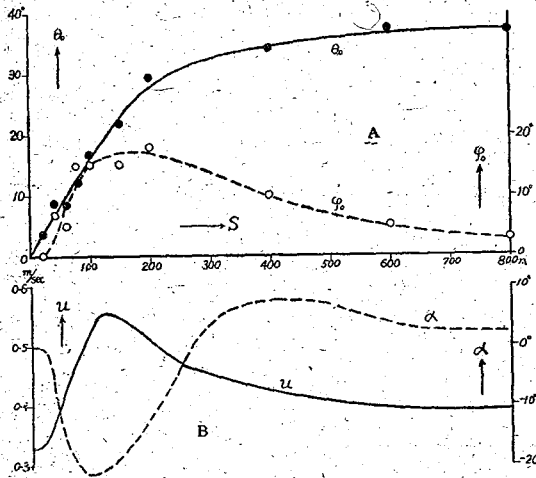
からでは流線を引く場合かなりの自由度があるので表面鹽分分布等を多少参考とした。流線を見れば等深線に平行な関係があり，對馬暖流が武藏堆に衝突して流幅が縮つて流速が増してゐる様子，又衝突の結果武藏堆を迂回して流れてゐる様子など興味が深い。又参考のために 300 m 層を無流面にとつた力學的流線圖を第 9 圖に掲げた。海域の北部及び北東部は 300 m より浅くて比較できないが，両者は細かくは可成り異つた所も少くないが大勢は定性的にはよく一致してゐる。



第9圖 300 m層を無流とせる力學的的海流圖

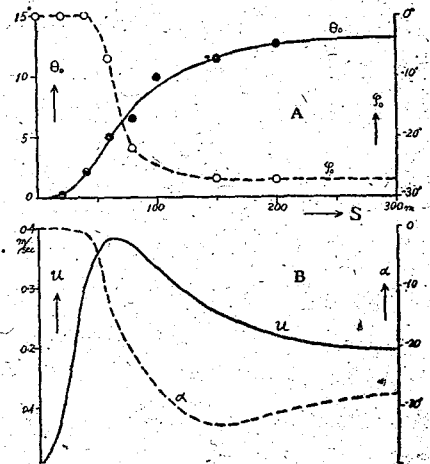
2) 海流の垂直分布

次に海流の垂直分布を求める方法の應用例として測點 No. 4 及び No. 31 を示した. 第10圖 (A) は No. 4 における鋼線傾斜の海面における角度 θ_0 と方位角 (鋼線が海面にやつと入つた時の傾斜の方位を基準として測つた角) との深さに對する變化の實測値 (黒丸及び白丸) とその平滑曲線, 第10圖 (B) は (41), (42) 式から計算した相對流速流向の深さに對する變化曲線である. 第11圖は全く同様に No. 31 に於



第10圖

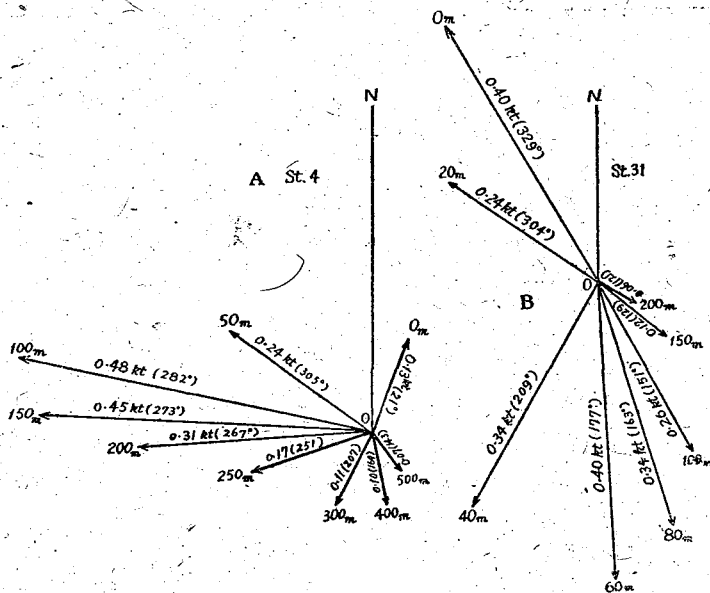
測點 No. 4 に於ける θ_0 及び ϕ_0 の實測値 (A) とそれから計算した相對流の流向 α , 流速 u の垂直分布 (B)



第11圖

測點 No. 31 における θ_0 及び ϕ_0 の實測値 (A) とそれから計算した相對流の流向 α , 流速 u の垂直分布 (B)

ける値である。又第 12 圖 (A), (B) は夫々 No. 4 及び No. 31 における海流の垂直分布を水平面に投影したものである。第 12 圖で注意すべきは二例共に海流が表面から或る深さ入った層で極大流速を示し以深は漸減してゐること、深さが増すと流向が左旋してゐることである。これが何を意味するのか未だ判らない。



第 12 圖 測點 No. 4 (A) 及び No. 31 (B) における各層海流の流向、流速

VII. 總括及び結語

海洋観測では先端に重錘を付けた鋼線が用ひられるので、この鋼線の海面における傾斜の角度と方位の定常値を鋼線の長さを變化させて測定した場合、これらの値と観測船に対する水の相対流との間の關係を理論的に求めた。この相対流の原因である海流は一般に流向流速が深さに對し變化する場合を考へ、同時に船が風により漂流する影響も考慮に入れた。そしてこの關係から表面海流を求める方法と、海流の垂直分布を求める近似的な方法とを考究した。又昭和 24 年夏行はれた北海道北海域の海洋観測の際に此の方法を實際に應用して表面海流の分布、海流の垂直分布を算出した結果について述べた。初めての試みで使用した傾斜及び方位測定の方法や器械にも改良すべき點があり、特に表面の相対流を求めるのにその感度が足りない恨みがあつた。將來この點に留意して再度實測を試みたいと考へてゐる。

終りに臨み、観測に際し協力を得た北海道水産試験場試験船探海丸の船長始め船員の方々、北海道水産試験場の吉田喜一技師、黒萩尚技師補、北大低温科學研究所の楠宏助教授、田畑理學士、北大理學部物理學教室の藤木忠美理學士に對し厚く感謝の意を表する次第である。

1. *On the Approximate Estimation Method of the Ocean Current by the Angle and the Direction of Inclination of the Lead-line.*

By Takaharu FUKUTOMI

(Section of Physical Oceanography, Institute of Low Temperature Science)

In oceanographic observations, a long fine steel-wire, to the end of which a weight is fixed, is always used. The writer discussed, at first, theoretically the relation between the angles and the directions of the stationary inclination of the wire at sea-surface that were measured for the different length of the wire, and the relative motion of sea-water to the ship. In the theory, the velocity and the direction of the ocean current, that is one of the causes of the relative motion of sea-water to the ship, be assumed in general as changeable with the depth, and in same time, the effect of the wind-pressure-drift of the ship be considered. Next, applying the theory, he discussed on the method to obtain the surface ocean current and on the approximate method to obtain the vertical distribution of the ocean current. He applied the method in practice for all stations in the oceanographic observation of the NW off the coast of Hokkaido in summer, 1949, and get the surface distribution of ocean current (Fig. 8) and the vertical distribution (Fig. 12). The general tendency of the calculated ocean current coincided with that calculated by the method of dynamic depth.
