

# 地球物理

## 第 7 卷 第 1 號

昭和 18 年 6 月

---

### 論 說

---

## 有限風帯による異方性海洋の風成海流

理 學 士 岡 本 元 治 郎

風の吹送海流に就いては Ekman を初めとし、多くの學者によつて論究されたが、夫等は何れも海洋全面に一樣の強さの風が吹いて居る場合を取扱はれたのである。

貿易風帯内の中央部に生ずる海流を説明する際にも其の理論が適用されるが、其の風帯の境界線附近及び其の風帯外に生ずる海流に就いて論じ得ないのは勿論である。又實際に貿易風帯での風の強さは一樣でなく、其の風帯の境界線附近で弱く、其の中央部では強いのが通例であるから、従來の理論では貿易風帯内の海流をも十分に論じられない。

そこで本論文に於て貿易風帯の幅が有限である場合に生ずる海流を論究する。此の理論に依つて貿易風帯の境界線附近及び其の風帯外に生ずる海流を論じ、又實際の貿易風帯を異なる強さの風が吹く有限の幅を有する幾何かの風帯が重なつたものと考へ、此の理論を適用して、貿易風帯内の海流をも完全に説明せんとするものである。

今茲に海洋上の有限の幅を有する帯狀の區間に貿易風の如く長期間に亙つて一定不易の風が吹く場合に生ずる海流を求める。地球自轉の効果及び鉛直方向での渦動粘性は勿論、野滿教授の指示に従ひ横方向の渦動粘性をも考慮し、又鉛直、横の兩方向での渦動粘性が異なる異方性海洋<sup>(1)</sup>と考へる。

先づ有限深度の海洋に於て、海底では流速に比例する摩擦が働き、二次的に生ずる海面

---

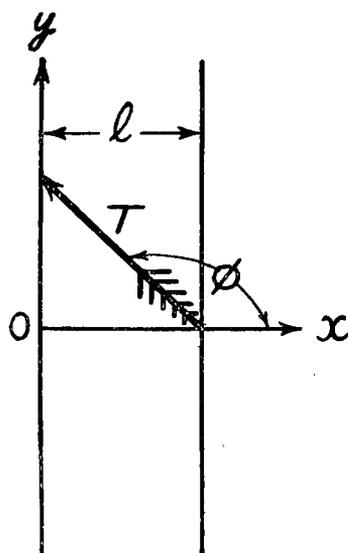
(1) 野滿隆治：異方性大氣及び海洋、本誌第 6 卷（昭和 17 年）95 頁

傾斜をも考慮せる一般の場合での解を求め、次に無限深海の場合での解を求める。此等の解を北太平洋の貿易風帯(北東風)に適用して其の風帯内及び其の風帯外に於て生ずる海流を計算する。其の結果に就いて論じ、又風帯の幅が有限であるための影響が如何なる範囲にまで及ぶべきかを検討する。

### 1. 基本式及び諸条件

海洋の一區間に於て貿易風の如く長期間に亙つて一定不易の風が吹く場合に生ずる海流を求める。風の吹く區間は右圖に示す様に眞直な、長い帯状をなすものとする。風の方向は風帯の長さの方向と一定の角をなし、其の強さは該區間に於て一樣にして、又長期間に亙り一定不易であると考へる。

座標軸は風の吹く區間の左端(北半球に於て)での境界線を  $y$  軸にとり、其の區間の幅の方向に右方へ  $x$  軸をとる。又  $z$  軸は鉛直上方にとる。風の方向は  $x$  軸と一定角  $\phi$  をなし、其の區間の幅を  $l$  とする。又海洋の深さは一樣に  $h$  であると假定する。鉛直方向での渦動粘性は勿論、横方向の渦動粘性をも考慮する。其等のために生ずる海面傾斜を  $\gamma_x, \gamma_y$  とする。茲に考へる風の區間は非常に長い帯状をなすのであるから流速  $v_x,$



$v_y$  及び海面傾斜  $\gamma_x, \gamma_y$  は其の長さの方向 ( $y$  軸の方向) では一樣と考へて差支ない。それ故に地球自轉の角速度を  $\bar{\omega} = \omega \sin \varphi$  とすれば定常状態での運動方程式は次の如く與へられる。但し  $\omega$  は角速度、 $\varphi$  は緯度である。

$$\left. \begin{aligned} \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + 2\bar{\omega} v_y - \gamma_x g &= 0, \\ \nu \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} - 2\bar{\omega} v_x - \gamma_y g &= 0. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

茲に  $\nu$  及び  $\nu$  は夫々  $z$  及び  $x$  方向の動粘性係數である。又連続方程式は

$$\int_{-h}^0 v_x dz = 0, \quad \int_{-h}^0 v_y dz = 0 \quad \dots\dots\dots(2)$$

海面に於ける條件は

$$\left. \begin{aligned} \mu \left| \frac{\partial v_x}{\partial z} \right|_{z=0} &= T \cos \phi, \quad \mu \left| \frac{\partial v_y}{\partial z} \right|_{z=0} = T \sin \phi \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \\ &= 0, \quad = 0 \quad (x < 0, l < x \text{ に於て}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

茲に  $\mu$  は粘性係数である。

海底では流速に比例する摩擦が働くものと假定すれば

$$\left| \frac{\partial v_x}{\partial z} - \kappa v_x \right|_{z=-h} = 0, \quad \left| \frac{\partial v_y}{\partial z} - \kappa v_y \right|_{z=-h} = 0 \quad (-\infty < x < \infty \text{ に於て}) \dots\dots\dots(4)$$

茲に  $\kappa$  は正の常數である。

今茲に  $v \equiv v_x + i v_y, \quad \gamma \equiv \gamma_x + i \gamma_y$  と置けば運動方程式及び連続方程式は夫々次の如くなる。

$$v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - i 2\bar{\omega} v - \gamma g = 0, \dots\dots\dots(1')$$

$$\int_{-h}^0 v dz = 0 \dots\dots\dots(2')$$

又海面及び海底での條件は次の如くなる。

$$\left. \begin{aligned} \mu \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=0} &= T e^{i\phi}, \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \\ &= 0, \quad (x < 0, l < x \text{ に於て}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3')$$

$$\left| \frac{\partial v}{\partial z} - \kappa v \right|_{z=-h} = 0. \quad (-\infty < x < \infty \text{ に於て}) \dots\dots\dots(4')$$

水平方向での境界條件として

(i)  $v, \frac{\partial v}{\partial x}$  等は風の吹く区間の境界線  $x=0$  及び  $x=l$  に於て連続であること。……(5)

(ii)  $v, \frac{\partial v}{\partial x}$  等は  $x=-\infty$  及び  $x=\infty$  に於て零であること。……(6)

を満足しなければならぬ。

依つて所要の海流  $v$  は連続方程式 (2') 及び境界條件 (3'), (4'), (5), (6) を満足する微分方程式 (1') の解を求めればよいのである。

## 2. 解 法

微分方程式 (1') を解くために  $v, \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$  等を Fourier の積分にて表はすことにする。先づ

$$v(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} v(\lambda) \cos \alpha(\lambda - x) d\lambda$$

とすることが出来る。依つて

$$v(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} V(\alpha) d\alpha \dots\dots\dots (i)$$

茲に  $V(\alpha) = \int_{-x}^{\infty} v(\lambda) \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda \dots\dots\dots (ii)$

従つて

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda$$

である。而して境界条件 (5) 及び (6) から次の関係が成立することが知られる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = -\alpha^2 V(\alpha) \dots\dots\dots (iii)$$

依つて

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} -\alpha^2 V(\alpha) d\alpha \dots\dots\dots (iv)$$

同様にして

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} d\alpha, \dots\dots\dots (v)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial v}{\partial z} \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\partial V}{\partial z} d\alpha \dots\dots\dots (vi)$$

次に  $\gamma(x)$  を Fourier の積分にて表はせば

$$\gamma(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\alpha \int_{-x}^{\infty} \gamma(\lambda) \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Gamma(\alpha) d\alpha \dots\dots\dots (vii)$$

茲に  $\Gamma(\alpha) \equiv \int_{-x}^{\infty} \gamma(\lambda) \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda \dots\dots\dots (viii)$

又  $T$  を Fourier の積分にて表はせば

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{\pi} \int_0^x d\alpha \int_{-x}^x T \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^x d\alpha \int_0^l T \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} T(\alpha) d\alpha \dots\dots\dots (ix) \end{aligned}$$

茲に  $T(\alpha) \equiv \int_0^l T \cos \alpha(\lambda-x) d\lambda = T \left\{ \frac{\sin \alpha x}{\alpha} + \frac{\sin \alpha(l-x)}{\alpha} \right\} \dots\dots\dots (x)$

式 (i), (iv) 及び (vii) を運動方程式 (1') に代入して次の微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 I'}{\partial z^2} - \left( \frac{\nu}{v} \alpha^2 + i \frac{2\bar{\omega}}{v} \right) I'(\alpha) = \frac{\Gamma(\alpha) g}{v} \dots\dots\dots (1'')$$

又連続方程式 (2') は次の如くなる。

$$\int_{-h}^0 I'(\alpha) dz = 0 \dots\dots\dots (2'')$$

海面及び海底の條件は式 (i), (vi), 及び (ix) から

$$\left. \begin{aligned} \mu \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=0} &= T(\alpha) e^{i\alpha x} & (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \\ &= 0 & (x < 0, l < x \text{ に於て}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3'')$$

$$\left| \frac{\partial V}{\partial z} - \alpha V(\alpha) \right|_{z=-h} = 0 \quad (-\infty < x < \infty \text{ に於て}) \dots\dots\dots(4'')$$

今  $\frac{\sqrt{v}}{v} \alpha^2 + i \frac{2\bar{\omega}}{v} \equiv (\rho + iq)^2$  ( $\rho > q > 0$ ) と置けば

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \left[ \left\{ \frac{1}{4} \left( \frac{\sqrt{v}}{v} \alpha^2 \right)^2 + \left( \frac{\bar{\omega}}{v} \right)^2 \right\} + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{v}}{v} \alpha^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \\ q &= \left[ \left\{ \frac{1}{4} \left( \frac{\sqrt{v}}{v} \alpha^2 \right)^2 + \left( \frac{\bar{\omega}}{v} \right)^2 \right\} - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{v}}{v} \alpha^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(\text{xi})$$

依つて微分方程式 (1'') の一般解を次の如く表はすことが出来る。

$$V(\alpha) = \frac{1}{(\rho + iq)^2} \left[ A_1 \cosh(\rho + iq)(h+z) + A_2 \sinh(\rho + iq)(h+z) - \frac{\Gamma g}{v} \right] \dots\dots(\text{xii})$$

茲に  $A_1$  及び  $A_2$  は積分常數である。 $A_1, A_2$  及び  $\Gamma(\alpha)$  は式 (3''), (4'') 及び (2'') から決定出来る。即ち  $xh \equiv K$  とすれば

$$\Gamma(\alpha) = \frac{T}{\rho g h} e^{i\alpha x} \frac{(\rho + iq)^2 h^2 \sinh(\rho + iq)h + K(\rho + iq)h \{ \cosh(\rho + iq)h - 1 \}}{\{ (\rho + iq)^2 h^2 - K \} \sinh(\rho + iq)h + K(\rho + iq)h \cosh(\rho + iq)h} \times \frac{\sin \alpha x + \sin \alpha(l-x)}{\alpha} \dots\dots\dots(7)$$

$$V(\alpha) = \frac{T}{\mu} e^{i\alpha x} \frac{\sin \alpha x + \sin \alpha(l-x)}{\alpha(\rho + iq) \{ \{ (\rho + iq)^2 h^2 - K \} \sinh(\rho + iq)h + K(\rho + iq)h \cosh(\rho + iq)h \}} \times \{ \{ (\rho + iq)^2 h^2 + K(\cosh(\rho + iq)h - 1) \} \cosh(\rho + iq)(h+z) + \{ K(\rho + iq)h - K \sinh(\rho + iq)h \} \sinh(\rho + iq)(h+z) - \{ (\rho + iq)h \sinh(\rho + iq)h + K(\cosh(\rho + iq)h - 1) \} \} \dots\dots\dots(8)$$

式 (vii) 及び (i) から

$$\gamma(v) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \Gamma(\alpha) d\alpha, \quad v(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty V(\alpha) d\alpha$$

であるから Cauchy の積分表示に關する定理を適用して次の結果が得られる。

$$\gamma(x) = \frac{T e^{i\alpha x}}{\rho g h} \cdot \frac{\{ (1+i)kh \}^2 \sinh(1+i)kh + K(1+i)kh \{ \cosh(1+i)kh - 1 \}}{\{ \{ (1+i)kh \}^2 - K \} \sinh(1+i)kh + K(1+i)h \cosh(1+i)kh} + \frac{T e^{i\alpha x}}{\rho g h} \sum_{s=1}^\infty \frac{1}{1+i \frac{2\pi^2 s^2}{\beta_s^2 D^2}} \left\{ e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{x}{W}} + e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{l-x}{W}} \right\} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \dots\dots\dots(9_1)$$

$$\gamma(x) = \frac{T e^{i\theta}}{\rho g h} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1+i \frac{2\pi^2 h^2}{\beta_s^2 D^2}} C_s \left\{ -e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{x}{W}} + e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{l-x}{W}} \right\}$$

( $x < 0$  に於て) .....(9<sub>2</sub>)

$$\gamma(x) = \frac{T e^{i\theta}}{\rho g h} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{1+i \frac{2\pi^2 h^2}{\beta_s^2 D^2}} C_s \left\{ e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{x}{W}} - e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{l-x}{W}} \right\}$$

( $l < x$  に於て) .....(9<sub>3</sub>)

茲に  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \equiv k$ ,  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \equiv \frac{\pi}{D}$ ,  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \equiv \frac{\pi}{W}$  と置く。  $D$  は摩擦影響深度にして、  $W$  は摩擦影響距離である。

又  $\beta_s$  は  $\tan \beta_s = \frac{K \beta_s}{K + \beta_s^2}$  の  $s$  番目の正根にして

$$C_s = \frac{\beta_s \tan \beta_s + K(\sec \beta_s - 1)}{\beta_s [\beta_s + (K + 2) \tan \beta_s]}$$

$$a_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad b_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$v(x, z) = \frac{T}{\mu k} \cdot \frac{e^{i\theta}}{1+i} \cdot \frac{1}{[\{(1+i)kh\}^2 - K] \sinh(1+i)kh + K(1+i)kh \cosh(1+i)kh}$$

$$\times \left[ \{(1+i)kh\}^2 + K(\cosh(1+i)kh - 1) \cosh(1+i)kh \left( 1 + \frac{z}{h} \right) \right. \\ \left. + K\{(1+i)kh - \sinh(1+i)kh\} \sinh(1+i)kh \left( 1 + \frac{z}{h} \right) \right. \\ \left. - \{(1+i)khs \sinh(1+i)kh + K(\cosh(1+i)kh - 1) \} \right]$$

$$- \frac{T}{\mu k} e^{i\theta} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} \cdot \frac{B_s}{\frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} + i} \left[ e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{x}{W}} + e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{l-x}{W}} \right]$$

$$\times \left\{ \beta_s \sin \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) + \beta_s \cot \beta_s \cos \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) - 1 \right\} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \dots (10_1)$$

第一項は従來の解にして、第二項は區間が有限であるための補正項である。

$$v(x, z) = \frac{T}{\mu k} e^{i\theta} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} \cdot \frac{B_s}{\frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} + i} \left[ e^{\pi(a_s + i b_s) \frac{x}{W}} + e^{-\pi(a_s + i b_s) \frac{l-x}{W}} \right]$$

$$\times \left\{ \beta_s \sin \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) + \beta_s \cot \beta_s \cos \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) - 1 \right\} \quad (x < 0 \text{ に於て}) \dots (10_2)$$

\* 摩擦影響深度  $D = \pi / \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}}$  に依つて  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} = \frac{\pi}{W}$  に於ける  $W$  を摩擦影響距離と稱することにした。

$$v(x, z) = \frac{T'}{\mu k} e^{i\phi} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} \cdot \frac{B_s}{\frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} + i} \left[ -e^{-\pi(\alpha_s + i b_s) \frac{x}{W}} + e^{-\pi(\alpha_s + i b_s) \frac{x-l}{W}} \right] \\ \times \left\{ \beta_s \sin \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) + \beta_s \cot \beta_s \cos \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) - 1 \right\} \quad (i < x \text{ に於て}) \quad \dots\dots(10_3)$$

茲に 
$$B_s = \frac{\beta_s \tan \beta_s + K(\sec \beta_s - 1)}{\beta_s [ \beta_s + (K+2) \tan \beta_s ]}$$

次に (I) 海底に流れなき場合 ( $K=\infty$ ) 及び (II) 海底に摩擦なき場合 ( $K=0$ ) の二つの特段なる場合を考へる。

(I) 海底に流れなき場合 ( $K=\infty$ )

$\beta_s$  は  $\tan \beta_s = \beta_s$  の  $s$  番目の正根にして

$$a_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad b_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ B_s = \frac{\sec \beta_s - 1}{\beta_s^2}, \quad \theta_s = \tan^{-1} \left( \frac{2\pi^2 h^2}{\beta_s^2 D^2} \right), \quad S_s = \left[ 1 + \left( \frac{2\pi^2 h^2}{\beta_s^2 D^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \\ R_s = \left[ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

とすれば海面傾斜  $\gamma(x)$  及び海流  $v(x, z)$  は次の如く與へられる。

$$\gamma(x) = \frac{T'}{\rho g h} \left[ 2 \sum_{s=1}^{\infty} B_s e^{i\phi} \right] - \frac{T'}{\rho g h} \left[ 2 \sum_{s=1}^{\infty} B_s S_s e^{i(\phi - \theta_s)} \right] \\ + \frac{T'}{\rho g h} \sum_{s=1}^{\infty} B_s S_s \left\{ e^{-\pi \alpha_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} \right. \\ \left. + e^{-\pi \alpha_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \quad \dots\dots(9_{I, 1})$$

$$\gamma(x) = -\frac{T'}{\rho g h} \sum_{s=1}^{\infty} B_s S_s \left\{ e^{\pi \alpha_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s + \pi b_s \frac{x}{W})} \right. \\ \left. - e^{-\pi \alpha_s \frac{l-x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \quad (x < 0 \text{ に於て}), \quad \dots\dots(9_{I, 2})$$

$$\gamma(x) = -\frac{T'}{\rho g h} \sum_{s=1}^{\infty} B_s S_s \left\{ e^{-\pi \alpha_s \frac{x-l}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x-l}{W})} \right. \\ \left. - e^{-\pi \alpha_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} \right\} \quad (l < x \text{ に於て}), \quad \dots\dots(9_{I, 3})$$

$$v(x, z) = \frac{T'}{\mu k} 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} B_s R_s e^{i(\phi - \theta_s)} \left[ \beta_s \sin \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) + \cos \beta_s \left( 1 + \frac{z}{h} \right) - 1 \right]$$

$$-\frac{T}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} B_s R_s \left\{ e^{-\pi a_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} + e^{-\pi a_s \frac{l-x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \\ \times \left[ \beta_s \sin \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) + \cos \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) - 1 \right] \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \dots\dots (10I, 1)$$

$$v(x, z) = \frac{T}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} B_s R_s \left\{ e^{\pi a_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s + \pi b_s \frac{x}{W})} - e^{-\pi a_s \frac{l-x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \\ \times \left[ \beta_s \sin \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) + \cos \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) - 1 \right] \quad (x < 0 \text{ に於て}) \dots\dots (10I, 2)$$

$$v(l, z) = \frac{T}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} B_s R_s \left\{ e^{-\pi a_s \frac{x-l}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x-l}{W})} - e^{-\pi a_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} \right\} \\ \times \left[ \beta_s \sin \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) + \cos \beta_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) - 1 \right] \quad (l < x \text{ に於て}) \dots\dots (10I, 3)$$

(II) 海底に摩擦なき場合 ( $K=0$ )

$\beta_s$  は  $\sin \beta_s = 0$  ( $\tan \beta_s = 0$ ) の  $s$  番目の正根にして

$$a_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} + \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad b_s = \left[ \left\{ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ \theta_s = \tan^{-1} \left( \frac{2\pi^2 h^2}{\beta_s^2 D^2} \right), \quad R_s = \left[ 1 + \left( \frac{\beta_s^2 D^2}{2\pi^2 h^2} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}$$

とすれば海面傾斜  $\gamma(x, z)$  及び海流  $v(x, z)$  は次の如く與へられる。

$$\gamma(x) = \frac{T}{\rho g h} e^{i\phi} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}), \quad \dots\dots (9II, 1)$$

$$\gamma(x) = 0 \quad (x < 0, l < x \text{ に於て}), \quad \dots\dots (9II, 2), (9II, 3)$$

$$v(x, z) = \frac{T}{\mu k} \cdot 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} R_s e^{i(\phi - \theta_s)} \cos \beta_s \frac{z}{h} \\ - \frac{T}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} R_s \left\{ e^{-\pi a_s \frac{x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} + e^{-\pi a_s \frac{l-x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \cos \beta_s \frac{z}{h} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}), \quad \dots (10II, 1)$$

$$v(x, z) = \frac{T'}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} R_s \left\{ e^{\frac{\pi a_s x}{W} + i(\phi - \theta_s + \pi b_s \frac{x}{W})} - e^{-\frac{\pi a_s (l-x)}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{l-x}{W})} \right\} \cos \beta_s \frac{z}{h} \quad (x < 0 \text{ に於て}), \dots (10_{II, 2})$$

$$v(x, z) = \frac{T'}{\mu k} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{D}{2\pi h} R_s \left\{ e^{-\frac{\pi a_s (x-l)}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x-l}{W})} - e^{-\frac{\pi a_s x}{W} + i(\phi - \theta_s - \pi b_s \frac{x}{W})} \right\} \cos \beta_s \frac{z}{h} \quad (l < x \text{ に於て}), \dots (10_{II, 3})$$

### 3. 無限深海の場合

前節に於て得たる解は浅海即ち  $\frac{D}{h}$  が小ならざる場合には数計算をなすことが比較的容易であるが深海即ち  $\frac{D}{h}$  が小なる場合には相當に多數の項を計算する要がある。それで本節に於て無限深海の場合の解を求めらる。

この場合に於ては海面傾斜が零であることは明であるから運動方程式は

$$\nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - i 2\bar{\omega} v = 0 \quad \dots (1'_z)$$

で與へられる。茲に  $v = v_x + i v_y$  である。

海面での條件は前節の場合と同様に

$$\left. \begin{aligned} \mu \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=0} &= T e^{i\phi} \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}) \\ &= 0 \quad (x < 0, l < x \text{ に於て}) \end{aligned} \right\} \dots (3')$$

海底での條件を次の如くとる。

$$\left. \begin{aligned} \left| v \right|_{z=-x} &= 0, \quad \left| \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=-x} = 0 \quad \dots (4'_z) \end{aligned} \right\}$$

水平方向での境界條件 (5) 及び (6) は前節の場合と同様に満足される。従つて前節と全く同様の手續を経て運動方程式 (1'\_z) は

$$\frac{\partial^2 I'}{\partial z^2} - \left( \frac{\nu}{v} \alpha^2 + i \frac{2\bar{\omega}}{v} \right) I'(\alpha) = 0$$

となる。茲に  $v(x, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} I'(\alpha) / \alpha$

海面及び海底の條件は

$$\mu \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=0} = T e^{i\phi} \int_0^l \cos \alpha (\lambda - x) d\lambda = T e^{i\phi} \int_{-x}^{l-x} \cos \alpha \lambda d\lambda \equiv T(\alpha) e^{i\phi} \dots\dots\dots (3'')$$

$$\left| V \right|_{z=-\infty} = 0, \quad \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=-\infty} = 0 \dots\dots\dots (4'')$$

今  $V(z) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\beta \int_{-\infty}^0 V(\xi) \cos(\beta z') \cos(\beta \xi) d\xi \quad (-z = z')$

とし、 $U(\beta) \equiv \int_{-\infty}^0 V(\xi) \cos(\beta \xi) d\xi$  とすれば

$$V(z) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} U(\beta) \cos \beta z' d\beta \dots\dots\dots (i)$$

従つて

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\beta \int_{-\infty}^0 \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} \cos \beta \xi d\xi$$

然るに式 (3'') 及び (4'') から

$$\int_{-\infty}^0 \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} \cos \beta \xi d\xi = \frac{T(\alpha)}{\mu} e^{i\phi} - \beta^2 U(\beta) \dots\dots\dots (ii)$$

式 (i) 及び (ii) を微分方程式 (1'') に代入して

$$U(\beta) = \frac{T(\alpha)}{\mu} e^{i\phi} \frac{1}{\beta^2 + \frac{\nu}{v} \alpha + i \frac{2\bar{\omega}}{v}} \dots\dots\dots (8'')$$

が得られる。それ故に

$$v(x, z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu} \left[ \frac{2}{\pi^2} \int_{-x}^{l-x} d\lambda \int_0^{\infty} d\alpha \int_0^{\infty} \frac{\cos \alpha \lambda \cos \beta z'}{\beta^2 + \frac{\nu}{v} \alpha^2 + i \frac{2\bar{\omega}}{v}} d\beta \right]$$

然るに  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \equiv \frac{\pi}{D}$ ,  $\sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}} \equiv \frac{\pi}{W}$  とすれば

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\infty} d\alpha \int_0^{\infty} \frac{\cos \alpha \lambda \cos \beta z'}{\beta^2 + \frac{\nu}{v} \alpha^2 + i \frac{2\bar{\omega}}{v}} d\beta &= \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\nu}{v}} K_0 \left\{ \sqrt{i} \left( \sqrt{2\pi} \sqrt{\left(\frac{z}{D}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{W}\right)^2} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\nu}{v}} \left[ kci \left\{ \sqrt{2\pi} \sqrt{\left(\frac{z}{D}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{W}\right)^2} \right\} + i kci \left\{ \sqrt{2\pi} \sqrt{\left(\frac{z}{D}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{W}\right)^2} \right\} \right] \end{aligned}$$

従つて  $\frac{z}{D} \equiv q$ ,  $\frac{\lambda}{W} \equiv y$  とすれば ( $k \equiv \sqrt{\frac{\bar{\omega}}{\nu}}$ )

$$v(x, z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \int_{-x}^{l-x} \frac{1}{W} \left[ kci \left\{ \sqrt{2\pi} \sqrt{q^2 + y^2} \right\} + i kci \left\{ \sqrt{2\pi} \sqrt{q^2 + y^2} \right\} \right] dy$$

従つて

$$F(\lambda) \equiv \int_0^\lambda [\ker\{\sqrt{2\pi}\sqrt{q^2+y^2}\} + i \operatorname{kei}\{\sqrt{2\pi}\sqrt{q^2+y^2}\}] dy$$

なる函数を考へれば所要の解は次の如く表はされる。

$$v(x, z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \left[ F\left(\frac{x}{W}\right) + F\left(\frac{l-x}{W}\right) \right] \quad (0 \leq x \leq l \text{ に於て}), \dots\dots(10_{\infty, 1})$$

$$v(x, z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \left[ F\left(\frac{l-x}{W}\right) - F\left(\frac{x}{W}\right) \right] \quad (x < 0 \text{ に於て}), \dots\dots(10_{\infty, 2})$$

$$v(x, z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \left[ F\left(\frac{x}{W}\right) - F\left(\frac{x-l}{W}\right) \right] \quad (l < x \text{ に於て}) \dots\dots(10_{\infty, 3})$$

函数  $F(\lambda)$  の略算法に就いて述べる。平均値の定理を適用すれば次の關係が得られる。

$$\begin{aligned} F\left(\frac{x}{W}\right) &= \int_0^{\frac{x}{W}} [\ker\{\sqrt{2\pi}\sqrt{q^2+y^2}\} + i \operatorname{kei}\{\sqrt{2\pi}\sqrt{q^2+y^2}\}] dy \\ &= \frac{\frac{x}{W}}{a-b} \left[ \int_0^a \{\ker(\xi) + i \operatorname{kei}(\xi)\} d\xi - \int_0^b \{\ker(\xi) + i \operatorname{kei}(\xi)\} d\xi \right] \end{aligned}$$

$$\text{茲に } a = \sqrt{2\pi} \sqrt{\left(\frac{z'}{D}\right)^2 + \left(\frac{x}{W}\right)^2}, \quad b = \sqrt{2\pi} \frac{z'}{D}$$

依つて函数  $\ker$  及び  $\operatorname{kei}$  の數表から  $F\left(\frac{x}{W}\right)$  の値を略算することが出来る。

次に  $F(\infty)$  が次の如く與へられることが知られる。

$$F(\infty) = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{2} e^{-1+i\frac{\pi}{4}} \frac{z'}{D}$$

従つて Ekman の場合の解は

$$v(z) = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \left\{ \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} e^{-(1+i)\frac{z'}{D}} \right\} = \frac{T e^{i\phi}}{\mu k} \{2F(\infty)\}$$

で表はされる。それ故に貿易風帯の幅  $l$  が甚大にして風帯内の境界線から相當に離れた所即ち  $\frac{x}{W}$  が大なる位置では式  $(10_{\infty, 1})$  の値が Ekman の値に近迫する。

#### 4. 貿易風帯に於ける海流

前二節の解を適用して貿易風帯に於ける海流を計算する。一例として北東風の吹く貿易風帯(北太平洋)を考へる。此の風帯の幅は緯度  $10^\circ$  乃至  $20^\circ$  であるから  $l$  は非常に大である。風の強さも方向も一定不易と假定する。

計算に先立つて摩擦影響距離に就いて一言する。

摩擦影響深度と摩擦影響距離：—

摩擦影響深度  $D = \pi \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$  に倣つて、 $H' = \pi \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$  を摩擦影響距離と稱することとした。

海流を論ずる場合に深度を測る単位として  $D$  を用ひられるが水平方向の距離を測るに摩擦影響距離  $H'$  を単位とするのが最も便宜が多いことは上に得た解に依つて明である。

摩擦影響深度  $D$  と摩擦影響距離  $H'$  との比は

$$\frac{H'}{D} = \sqrt{\frac{\nu}{\omega}}$$

である。渦動粘性の異方性に於いては野滿教授<sup>(2)</sup>が指摘され、氣流の場合に  $\frac{\nu}{\omega}$  の値を推算された。海流の場合には不幸にして實測がないので茲には  $\frac{H'}{D}$  の値を知り得ないが近き將來に於て研究したい。

(a) 有限深海に於ける海流：—

幅  $l$  は  $H'$  に比して甚大であると假定する。今  $\frac{h}{D} = 2$  にして、海底に (I) 流れなき場合 ( $K = \infty$ ) 及び (II) 摩擦なき場合 ( $K = 0$ ) に於ける海流を夫々式 (10<sub>I, 1</sub>), (10<sub>I, 2</sub>), (10<sub>I, 3</sub>) 及び式 (10<sub>II, 1</sub>), (10<sub>II, 2</sub>), (10<sub>II, 3</sub>) を適用して  $\frac{z}{h} = 0.0, -0.1, -0.2, \dots, -1.0$  の各層に於ける各點 ( $\frac{l}{H'} \equiv N$  とする)

$$\frac{x}{H'} = 0.0 (N), 0.1 (N-0.1), 0.2 (N-0.2), \dots$$

及び

$$\frac{x}{H'} = -0.1 (N+0.1), -0.2 (N+0.2), -0.3 (N+0.3), \dots$$

に於ての流速を計算した。其の計算の結果は表 (I) 及び (II) に示す通りである。但し  $\frac{T}{\mu k \nu} \equiv 1$  として居る。

次に子午線による鉛直断面及び  $\frac{z}{h} = 0.0, -0.1, -0.2, \dots$  等の各層に於ける水平流速を圖示すれば圖 (I), 及び (II) の如くなる。

此等の結果によつて、(I) 海底に流れなき場合及び (II) 摩擦なき場合を比較するに、數量的に僅かの差異があれど流速の分布の様子は酷似せるものであることが知られる ( $h/D = 2$  にもなれば)。

其の主なる點を挙げれば

(1) 子午線による鉛直断面に於て (i) 海面での流速は小にして左端の境界線へは海水が

(2) 前出 (1)

收斂し来り、其の反對に右端の境界線からは海水が發散し去る傾向を示して居る。(ii)  $\frac{z}{h} \approx 0.4$  附近の層に於ては流速は極めて微弱である。而してそれより上層部に於ては北流(右へ)し、其の反對に下層部に於ては南流(左へ)して居る。それ故に左(南)側に於て海水は上昇し、反對に右(北)側に於ては下降する。即ち主流に垂直なる面内で右廻りの環流がある。

(2)(iii) 各位置に於ける流速は海面より海底に到るに伴つて、右に偏しつゝ減少して居る。(iv) 海面及び各層に於ける流速の分布「風帯の左(南)側より風帯に近くに伴つて増大し、風帯内に這入つてもその傾向を續け、中央部に於て最大となる。其の中央部の海流が主流をなして居ることは勿論である。中央部より右に進むに伴つて減少し、風帯外に出でて更に減少する。兩境界線に於ての流速は中央部の半分である。」(v) 海面及び各層に於ける水平流速の方向は「中央部での流速と兩境界線に於ての流速とは全く同方向である。風帯の中央部の左(南)側に於ての流速の方向は左端の境界線に收斂する様に偏り、其の反對に右(北)側に於ては右端の境界線から發散する様に偏る。」

(3) 風帯の幅が有限であるための影響は小數點以下三位の程度では境界線より大略摩擦影響距離の範圍に及び又小數點以下二位の程度では  $0.6H'$  の範圍に及ぶ。

(b) 無限深海に於ける海流：—

風帯の幅  $l$  が  $H'$  に比し甚大であると考へる。式  $(10_{x,1}), (10_{x,2}), (10_{x,3})$  を適用して  $\frac{z}{D} = 0.0, -0.2, -0.4, -0.6, \dots$  の各層に於ける各點 ( $N = \frac{l}{H'}$ )

$$\frac{v}{H'} = 0.0(N), 0.1(N-0.1), 0.2(N-0.2), 0.3(N-0.3), \dots$$

及び

$$\frac{v}{H'} = -0.1(N+0.1), -0.2(N+0.2), -0.3(N+0.3), \dots$$

に於ての流速を計算し、其の結果を表示すれば表(III)の通りになる。又有限深海の場合と同様に圖示すれば圖(III)の通りになる。

此の場合の海流の分布の様子は  $h/D=2$  なる有限深海の場合と類似して居る。唯異なる所は數量的であつて、海面及び上層部での流速の大きさが 20% 程度大である。而して下層部では非常に小である。即ち無限深海の場合に於ての海流は上層部のみ顯著にして、下層部では微弱である。

表 (I)  $K = \infty$ ,  $\frac{L}{D} = 2$ ,  $\phi = 135^\circ$  ( $\frac{T}{\mu R \sqrt{2}} = 1, \frac{L}{W} = N$ )

$\frac{x}{\pi}$	$-\infty$	$-1.1$	$-1.0$	$-0.9$	$-0.8$	$-0.7$	$-0.6$	$-0.5$	$-0.4$	$-0.3$	$-0.2$	$-0.1$	$0.0$	$0.1$	$0.2$	$0.3$	$0.4$	$0.5$	$0.6$	$0.7$	$0.8$	$0.9$	$1.0$	$1.1$	$\frac{N}{2}$
$\frac{y}{\pi}$	$(+\infty)$	$(N+1.1)$	$(N+1.0)$	$(N+0.9)$	$(N+0.8)$	$(N+0.7)$	$(N+0.6)$	$(N+0.5)$	$(N+0.4)$	$(N+0.3)$	$(N+0.2)$	$(N+0.1)$	$(N)$	$(N-0.1)$	$(N-0.2)$	$(N-0.3)$	$(N-0.4)$	$(N-0.5)$	$(N-0.6)$	$(N-0.7)$	$(N-0.8)$	$(N-0.9)$	$(N-1.0)$	$(N-1.1)$	$\frac{N}{2}$
$U_x$	0	-0.001+0.000	-0.001+0.002	-0.001+0.003	-0.001+0.004	-0.001+0.005	-0.001+0.006	-0.001+0.007	-0.001+0.008	-0.001+0.009	-0.001+0.010	-0.001+0.011	-0.001+0.012	-0.001+0.013	-0.001+0.014	-0.001+0.015	-0.001+0.016	-0.001+0.017	-0.001+0.018	-0.001+0.019	-0.001+0.020	-0.001+0.021	-0.001+0.022	-0.001+0.023	+0.024
$U_y$	0	-0.004	-0.005	-0.006	-0.007	-0.008	-0.009	-0.010	-0.011	-0.012	-0.013	-0.014	-0.015	-0.016	-0.017	-0.018	-0.019	-0.020	-0.021	-0.022	-0.023	-0.024	-0.025	-0.026	+0.027
$U_x$	0	-0.001	-0.002	-0.003	-0.004	-0.005	-0.006	-0.007	-0.008	-0.009	-0.010	-0.011	-0.012	-0.013	-0.014	-0.015	-0.016	-0.017	-0.018	-0.019	-0.020	-0.021	-0.022	-0.023	+0.024
$U_y$	0	-0.003	-0.004	-0.005	-0.006	-0.007	-0.008	-0.009	-0.010	-0.011	-0.012	-0.013	-0.014	-0.015	-0.016	-0.017	-0.018	-0.019	-0.020	-0.021	-0.022	-0.023	-0.024	-0.025	+0.026
$U_x$	0	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	+0.001
$U_y$	0	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	-0.002	+0.002
$U_x$	0	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	+0.001
$U_y$	0	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	+0.001
$U_x$	0	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	+0.001
$U_y$	0	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	+0.001
$U_x$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$U_y$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

有限風帯による異方性海洋の風成海流

表 (II)  $K=0, \frac{\rho}{\Sigma}, \phi=135^\circ \left( \frac{T}{\mu_0 \sqrt{2}} = I, \frac{\rho}{W} = N \right)$

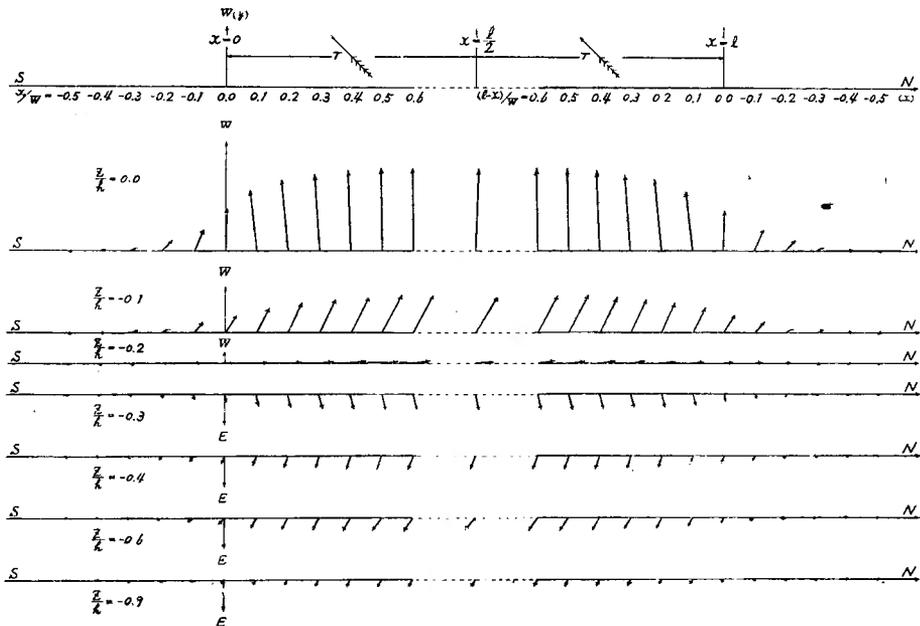
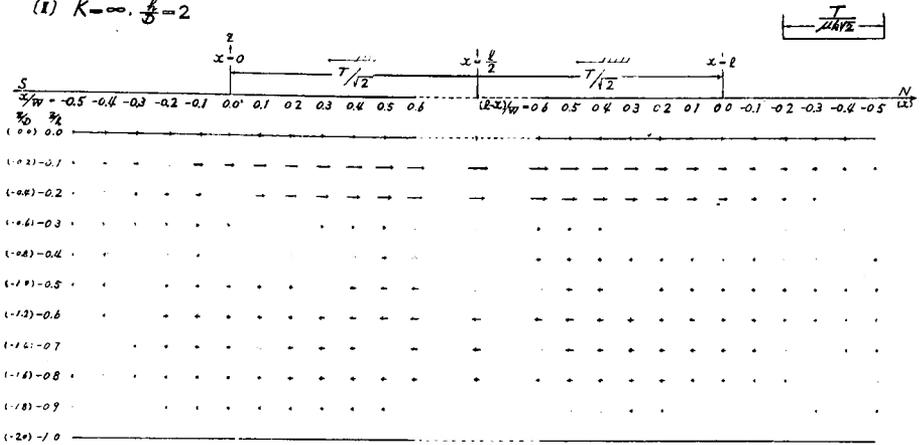
$\frac{y}{W}$	$\frac{z}{h}$	$-\infty$	$-1.1$	$-1.0$	$-0.9$	$-0.8$	$-0.7$	$-0.6$	$-0.5$	$-0.4$	$-0.3$	$-0.2$	$-0.1$	$0.0$	$0.1$	$0.2$	$0.3$	$0.4$	$0.5$	$0.6$	$0.7$	$0.8$	$0.9$	$1.0$	$1.1$	$N$	
0.0	$U_x$	0	-0.002	-0.001	+0.001	+0.005	+0.012	+0.022	+0.037	+0.055	+0.075	+0.097	+0.083	+0.003	-0.077	-0.084	-0.089	-0.047	-0.047	-0.030	-0.016	-0.005	+0.001	+0.005	+0.007	+0.005	+0.006
0.0	$U_y$	0	-0.003	-0.006	-0.008	-0.010	-0.012	-0.011	-0.005	-0.010	-0.009	+0.012	+0.017	+0.022	+0.022	+0.017	+0.011	+0.023	+0.023	+0.038	+0.044	+0.043	+0.035	+0.024	+0.017	+0.005	+0.033
-0.1	$U_x$	0	-0.002	-0.001	+0.001	+0.004	+0.010	+0.016	+0.025	+0.037	+0.047	+0.058	+0.058	+0.033	+0.013	+0.024	+0.045	+0.033	+0.020	+0.018	+0.027	+0.039	+0.049	+0.045	+0.024	+0.018	+0.048
-0.1	$U_y$	0	-0.003	-0.005	-0.007	-0.009	-0.011	-0.013	-0.008	-0.012	-0.011	+0.002	+0.010	+0.015	+0.022	+0.028	+0.031	+0.033	+0.033	+0.045	+0.050	+0.049	+0.037	+0.024	+0.012	+0.001	+0.037
-0.2	$U_x$	0	-0.002	-0.001	+0.001	+0.005	+0.012	+0.022	+0.037	+0.055	+0.075	+0.097	+0.083	+0.003	-0.077	-0.084	-0.089	-0.047	-0.047	-0.030	-0.016	-0.005	+0.001	+0.005	+0.007	+0.005	+0.006
-0.2	$U_y$	0	-0.003	-0.006	-0.008	-0.010	-0.012	-0.011	-0.005	-0.010	-0.009	+0.012	+0.017	+0.022	+0.022	+0.017	+0.011	+0.023	+0.023	+0.038	+0.044	+0.043	+0.035	+0.024	+0.017	+0.005	+0.033
-0.3	$U_x$	0	-0.001	-0.002	-0.002	-0.001	+0.001	+0.006	+0.016	+0.026	+0.037	+0.047	+0.058	+0.058	+0.033	+0.013	+0.024	+0.045	+0.033	+0.020	+0.018	+0.027	+0.039	+0.049	+0.045	+0.024	+0.048
-0.3	$U_y$	0	-0.001	-0.001	-0.002	-0.002	-0.001	-0.001	+0.001	+0.006	+0.016	+0.026	+0.037	+0.037	+0.012	+0.021	+0.042	+0.030	+0.017	+0.015	+0.024	+0.036	+0.045	+0.041	+0.024	+0.012	+0.048
-0.4	$U_x$	0	-0.001	-0.001	-0.002	-0.002	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001
-0.4	$U_y$	0	-0.001	-0.001	-0.002	-0.002	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001
-0.5	$U_x$	0	-0.000	-0.001	-0.002	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003	-0.003
-0.5	$U_y$	0	+0.001	+0.002	+0.002	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003	+0.003
-0.6	$U_x$	0	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001
-0.6	$U_y$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-0.7	$U_x$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-0.7	$U_y$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-0.8	$U_x$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-0.8	$U_y$	0	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001
-0.9	$U_x$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-0.9	$U_y$	0	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001
-1.0	$U_x$	0	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002	+0.002
-1.0	$U_y$	0	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001	+0.001

表(III)  $h_0 = \infty, \phi = 135^\circ, (\sqrt{u^2 + v^2}) = 1, \frac{L}{W} = N$

$\frac{z}{D}$	$\frac{u}{U_0}$	$\frac{v}{V_0}$	$\frac{w}{W_0}$	-0.9	-0.8	-0.7	-0.6	-0.5	-0.4	-0.3	-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	$\frac{u}{U_0}$	$\frac{v}{V_0}$	$\frac{w}{W_0}$		
0.0	0	0	0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	
-0.2	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-0.4	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-0.6	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-0.8	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-1.0	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-1.2	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-1.4	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-1.6	0	0	0	0.007	0.004	0.005	0.010	0.019	0.030	0.049	0.072	0.101	0.134	0.172	0.214	0.260	0.310	0.364	0.422	0.484	0.549	0.616	0.684	0.754	0.826	0.899	0.973	1.048	1.123
-∞	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

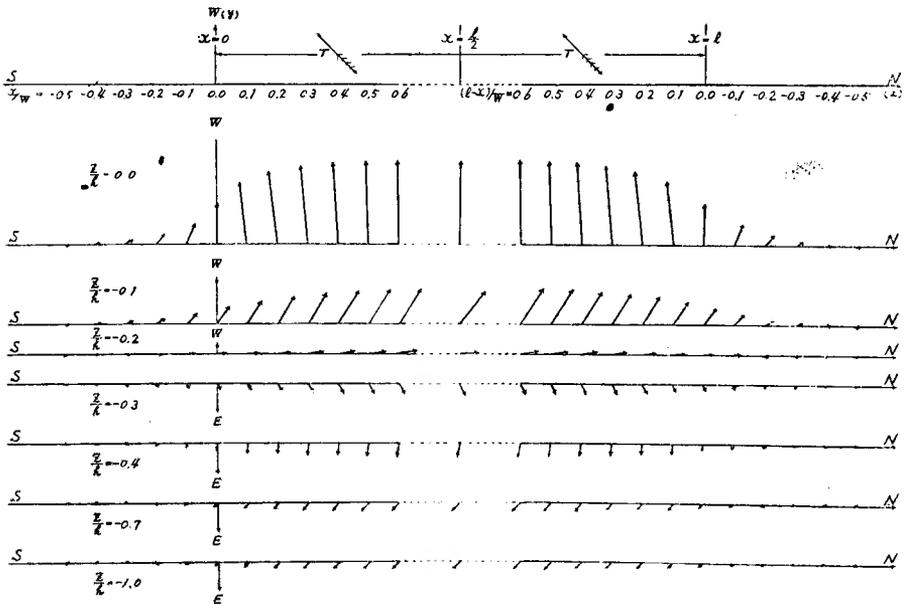
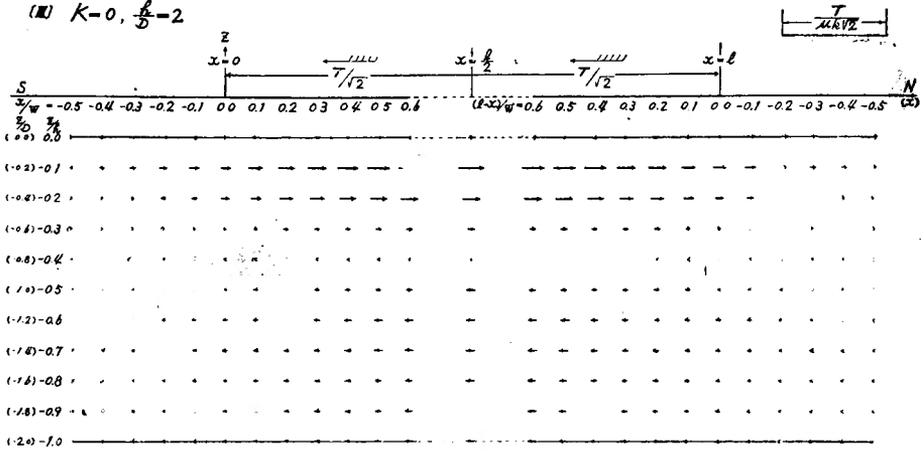
有限風帯による異方性海洋の風成海流

(1)  $K \rightarrow \infty, \frac{f}{\omega} = 2$

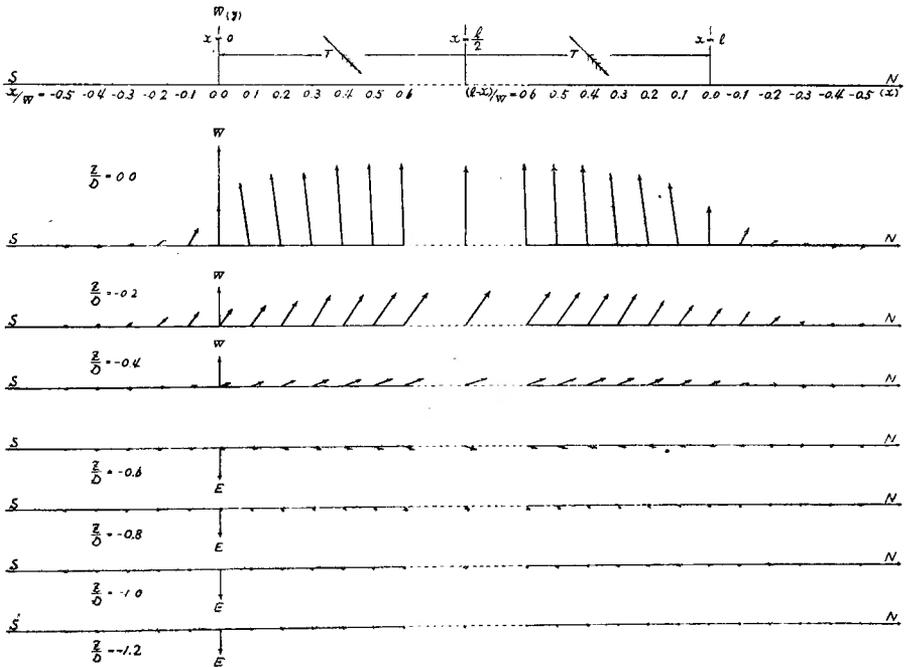
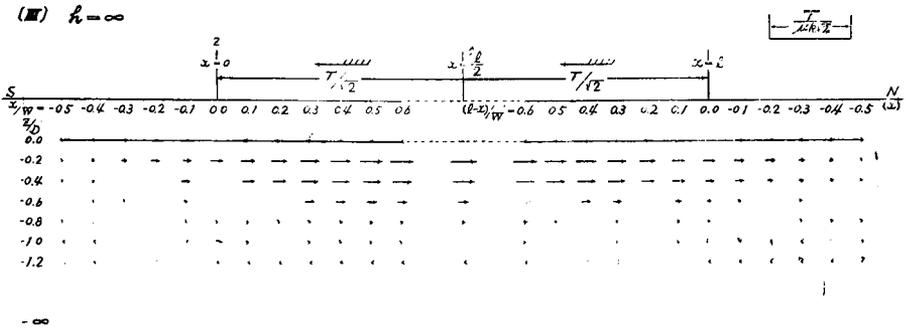


有限風帯による異方性海洋の風成海流

(II)  $K=0, \frac{l}{D}=2$



有限風帯による異方性海洋の風成海流



### 有限風帯による異方性海洋の風成海流

以上要するに有限の幅を有する貿易風帯に一樣の風が吹く場合に風帯の内外に如何なる海流が生ずるかを明にしたのである。實際の貿易風帯では風の強さは一樣でないが異なる強さの風が吹く有限の幅を有する風帯が幾何か重なつたものと考へられる。それ故に其等の風帯の各々に上の理論を適用し、夫等を加算すれば實際の貿易風帯に生ずる海流が求められる。即ち風の強さが一樣ならざる實際の貿易風帯の内外に生ずる海流に就いて完全に論ずることが出来る。

終に本問題を與へられ且種々懇切なる御指導を賜つた野滿教授に深く感謝の意を表する。