
Tome 15

Novembre

1977

Numero 4

う み

La mer

昭和 52 年 11 月

日 仏 海 洋 学 会

**La Société franco-japonaise
d'océanographie
Tokyo, Japon**

日 仏 海 洋 学 会

編 集 委 員 会

委員長 冨永政英 (鹿児島大学)
委員 星野通平 (東海大学) 井上 実 (東京水産大学) 森田良美 (東京水産大学) 永田 正 (東京水産大学) 西村 実 (東海大学) 杉浦吉雄 (気象研究所) 高木和徳 (東京水産大学) 高野健三 (理化学研究所) 宇野 寛 (東京水産大学) 山路 勇 (東京水産大学) 今村 豊 (東京水産大学) 神田献二 (東京水産大学) 半沢正男 (気象庁) 増田辰良 (東京水産大学) 柳川三郎 (東京水産大学)

投 稿 規 定

1. 報文の投稿者は本会会員に限る。
2. 原稿は簡潔にわかりやすく書き、図表を含めて印刷ページで12ページ以内を原則とする。原稿(正1通, 副1通)は、(〒101)東京都千代田区神田駿河台2-3 日仏会館内 日仏海洋学会編集委員会宛に送ること。
3. 編集委員会は、事情により原稿の字句の加除訂正を行うことがある。
4. 論文(欧文, 和文とも)には必ず約200語の英文(または仏文)のAbstract (Résumé)をつけること。欧文論文には英文(又は仏文)のAbstract (Résumé)のほかには必ず約500字の和文の要旨をつけること。
5. 図及び表は必要なものだけに限る。図はそのまま版下になるように縮尺を考慮して鮮明に黒インクで書き、論文の図及び表には必ず英文(又は仏文)の説明をつけること。
6. 初校は原則として著者が行う。
7. 報文には1編につき50部の別刷を無料で著者に進呈する。これ以上の部数に対しては、実費(送料を含む)を著者が負担する。

Pédacteur en chef Masahide TOMINANAGA (Kagoshima University)
Comité de rédaction Michihei HOSHINO (Tokai University) Makoto INOUE (Tokyo University of Fisheries) Yoshimi MORITA (Tokyo University of Fisheries) Tadashi NAGATA (Tokyo University of Fisheries) Minoru NISHIMURA (Tokai University) Yoshio SUGIURA (Meteorological Research Institute) Kazunori TAKAGI (Tokyo University of Fisheries) Kenzo TAKANO (Institute of Physical and Chemical Research) Yutaka UNO (Tokyo University of Fisheries) Isamu YAMAZI (Tokyo University of Fisheries) Yutaka IMAMURA (Tokyo University of Fisheries) Kenji KANDA (Tokyo University of Fisheries) Masao HANZAWA (Japan Meteorological Agency) Tatsuyoshi MASUDA (Tokyo University of Fisheries) Saburo YANAGAWA (Tokyo University of Fisheries)

RECOMMANDATIONS A L'USAGE DES AUTEURS

1. Les auteurs doivent être des Membres de la Société franco-japonaise d'océanographie.
2. Les notes ne peuvent dépasser douze pages. Les manuscrits à deux exemplaires, dactylographiés sur papier fort, doivent être envoyés au Comité de rédaction de la Société franco-japonaise d'océanographie, c/o Maison franco-japonaise, 2-3 Kanda, Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo, 101 Japan.
3. Le Comité de rédaction se réserve le droit d'apporter, le cas échéant, des modifications mineuses aux manuscrits ainsi que de demander aux auteurs de les corriger.
4. Des résumés en langue japonaise ou langue française sont obligatoires.
5. Les figures au trait seront tracées à l'encre de Chine noire sur papier blanc ou sur calque. Les légendes des figures et des tableaux sont indispensables.
6. Les premières épreuves seront corrigées, en principe, par les auteurs.
7. Un tirage à part des articles en cinquante exemplaires est offert gratuitement aux auteurs. Ceux qui en désirent un plus grand nombre peuvent les faire établir à leurs frais.

Crest Configuration and Elevation of Interfacial Waves in the Sea, induced by Steady Travelling Disturbance*

Masahide TOMINAGA**

Résumé: Nous considérons la configuration et la dénivellation de la crête des ondes internes provoquées par l'objet flottant qui se déplace avec une vitesse constante de U . Supposons deux couches homogènes dont les densités et les épaisseurs sont ρ_1, h_1 et ρ_2, h_2 respectivement. La forme de configuration dépend d'une gamme du paramètre $\delta'^2 = U^2/g\alpha h'$ où $h' = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$, $\alpha = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$ et g est l'accélération de pesanteur.

Dans le cas où $\delta'^2 < 1$, la courbe de la crête est semblable à cela des ondes de surface avec le point cuspidé,*** provoquées par la navire. L'énergie d'onde se ramasse près de ce point. Dans le cas où $\delta'^2 \geq 1$, la courbe de crête se forme en courbe linéaire se prolongeant à l'infini et l'énergie d'onde se diffuse le long de la courbe de crête. Il en résulte que la fluctuation verticale de la surface entre deux couches est moins que cela dans le cas où $\delta'^2 < 1$.

1. Introduction

The problem of interfacial waves generated by a ship on the surface of discontinuity of two fluids concerns with classical deep water phenomena first observed and discussed by H. NANSEN (1893-1896, Arctic Expedition on board the Fram). However, the studies of this kind have been developed extensively since 1960, relating waves around a moving body in a stratified fluid, especially in a rotating fluid. Perhaps these problems may deeply relate to the effect on atmosphere by aeroplanes, launching of rockets, missiles and submarines in the sea. Recent researches on these problems are reported by LIGHTHILL (1957), PEAT and STEVENSON (1975) and REDEKOPP (1975) which deal with not only theoretical discussions but the experiments in laboratories. LIGHTHILL developed a convenient method for obtaining the curves of constant phase by simple analysis. But the elevation cannot be evaluated by this method.

In spite of these abundant sophisticated researches already done, the objects of proposing

present work are, (1) to help simply understanding of downstream wave motions behind a moving floating body on the sea, such as a caisson, every kind of marine structure etc., (2) to understand the changes in physical condition of upper ocean by a mesoscale meteorological disturbances moving on the surface such as thunderstorm, convective disturbance caught by a radar as echoes, (3) to understand the dependence of the vertical fluctuation of the interface on thickness of two layers in the sea and velocity of the moving disturbance.*

Mathematical model used here is simple. The analytical method is the same with that of classical ship waves (for example, STOKER: Water Waves), however, approximate expansion of physical quantities in series of small parameter makes it possible to analyse wave motions covering wide range of value $\delta' = U / \sqrt{gah'}$. Here, two layer model is applied, instead of considering stratified fluid. Wave energy distribution along, for example, a crest curve is important. For this purpose, the elevation of crest was evaluated, results of which somewhat agree with the results of laboratory experiments done by PEAT (1975).

* Changes in physical condition along a thermocline in the sea relate deeply to changes in ecological environment by internal wave motions.

* Received July 15, 1977

** Department of Marine Civil Engineering, Faculty of Engineering, Kagoshima University, 1-21-40 Koorimoto, Kagoshima, 890 Japan.

*** Rigoureusement dit, il fait un noeud si $\delta'^2 \leq 1$.

2. Basic formulation

We consider the two quiescent homogeneous layer fluid system whose densities ρ_1, ρ_2 and thickness h_1, h_2 are constant in each layer. The x, y coordinates are taken horizontally on the boundary surface of the two fluids, z -axis taking vertically upwards. Hereafter, all physical quantities with subscripts 1 and 2 refer to the upper and lower layer respectively.

A steady travelling disturbance which is defined by an impulse with lateral scale of radius L by

$$I(x, y) = I_0 e^{-(x^2+y^2)/L^2} \tag{2.1}$$

or concentrated disturbance represented by a δ -function:

$$I(x, y) = I_0 \delta(x) \delta(y) \tag{2.2}$$

is applied on the surface. If we assume an irrotational motion, a velocity potential exists.

First we consider the case when an impulse is given on the surface. The surface conditions are

$$\phi_1 = -\frac{I}{\rho_1}, \quad t=0, \quad z=h_1 \tag{2.3}$$

and

$$\phi_{1tt} + g\phi_{1z} = 0, \quad t=0, \quad z=h_1 \tag{2.4}$$

where ϕ_1 is the velocity potential of the upper layer, and g the acceleration of gravity. If we use a cylindrical coordinates (r, θ, z) , Laplace's equations for each layer are given by

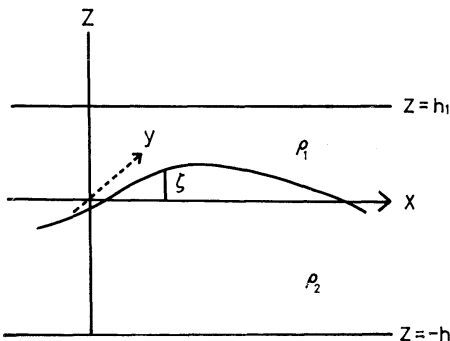


Fig. 1. Coordinate system of two fluid layers.

$$\nabla^2 \phi_n = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{r^2 \partial \zeta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \times \phi_n = 0, \quad n=1, 2. \tag{2.5}$$

On the surface $z=0$,

$$\rho_1(\phi_{1t} - g\zeta) = \rho_2(\phi_{2t} - g\zeta), \tag{2.6}$$

where ζ is the elevation of the interface. Bottom condition is

$$\phi_{2z} = 0, \quad z = -h_2. \tag{2.7}$$

To solve the problem we use the Fourier transformation and its inverse transformation defined by

$$\left. \begin{aligned} \bar{F}(k, l) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{ily} dy \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikx} F(x, y) dx, \\ F(x, y) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ily} dl \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} \bar{F}(k, l) dk. \end{aligned} \right\} \tag{2.8}$$

Taking the transform to (2.1)-(2.8), we get

$$\left. \begin{aligned} \bar{I} &= \pi L^2 I_0 e^{-k^2+l^2}/4L^2 \\ \bar{I} &= I_0 \end{aligned} \right\} \tag{2.9}$$

and

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Phi}_1 &= \pi L^2 I_0 e^{-(k^2+l^2)/4L^2} \\ \bar{\Phi}_1 &= I_0 \end{aligned} \right\} \tag{2.10}$$

$$\bar{\Phi}_{1tt} + g\bar{\Phi}_{1z} = 0, \quad z = h_1 \tag{2.11}$$

$$-(k^2 + l^2)\bar{\Phi}_n + \bar{\Phi}_{nzz} = 0, \quad n=1, 2, \tag{2.12}$$

$$\rho_1(\bar{\Phi}_{1t} - g\bar{\zeta}) = \rho_2(\bar{\Phi}_{2t} - g\bar{\zeta}), \quad z=0, \tag{2.13}$$

$$\bar{\Phi}_{1z} = \bar{\Phi}_{2z}, \quad z=0, \tag{2.14}$$

$$\bar{\Phi}_{2z} = 0, \quad z = -h_2. \tag{2.15}$$

Solutions to (2.12) satisfying the conditions $\bar{\Phi}_{1z} = 0$ on the surface and (2.15) on the bottom are given by

$$\bar{\Phi}_n = A_n(t) \cosh m(z - h_n), \quad n=1, 2, \tag{2.16}$$

where $m^2 = k^2 + l^2$. The relation between $A_1(t)$ and $A_2(t)$ is given from (2.14) by

$$-A_1(t) \sinh mh_1 = A_2(t) \sinh mh_2,$$

then, differentiating (2.13) with respect to t and

* The dimension of I is $ML^{-1}T^{-1}$.

* On the surface internal wave motions disappear.

using $\zeta_t = -\phi_z$ we obtain

$$(\rho_1 \coth mh_1 + \rho_2 \coth mh_2) \ddot{A}_1(t) = -g(\rho_2 - \rho_1) m A_1(t). \quad (2.17)$$

If we assume $\rho_1 \approx \rho_2$, and put $\alpha = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$, then the solution to this is given by

$$A_1(t) = A_0(t) e^{i\sigma(m)t} \quad (2.18)$$

where

$$\sigma^2(m) = \frac{g\alpha m}{\coth mh_1 + \coth mh_2} \quad (2.19)$$

Hereafter, only the case of the point source is considered. Therefore, from the second equation of (2.10) A_0 is decided as follows:

$$A_0 = \bar{\Phi}_1(z=h_1) = -\frac{I_0}{\rho_1}. \quad (2.20)$$

Then, we can obtain $\bar{\Phi}_n$ from (2.16) using (2.18) and (2.20):

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Phi}_1 &= -\frac{I_0}{\rho_1} \cosh m(z-h_1) e^{i\sigma(m)t} \\ \bar{\Phi}_2 &= \frac{I_0 \sinh mh_1}{\rho_1 \sinh mh_2} \cosh m(z+h_2) e^{i\sigma(m)t} \end{aligned} \right\} \quad (2.21)$$

Using these, $\bar{\zeta}$ is given from (2.13) by

$$\bar{\zeta} = \frac{iI_0 F(m)}{\rho_1 \sqrt{g\alpha} m} e^{i\sigma(m)t}, \quad (2.22)$$

where

$$F(m) = m^{3/2} \sinh mh_1 \times (\coth mh_1 + \coth mh_2)^{1/2} \quad (2.23)$$

In order to apply the inverse Fourier transformation to (2.22), it is convenient to use $m\theta$ -variables instead using kl -variables in (2.8), as defined by

$$\begin{aligned} kx + ly &= m(x \cos \theta + y \sin \theta), \\ &= mr \sin(\theta + \Delta), \\ dk \, dl &= m \, dm \, d\theta, \\ r^2 &= x^2 + y^2, \quad \Delta = \tan^{-1} \frac{y}{x}. \end{aligned}$$

Then, we obtain

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{I_0}{4\pi^2 \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty F(m) \\ &\quad \times e^{-imr \sin(\theta + \Delta) + i\sigma t + \frac{\pi i}{2}} dm, \\ &= \frac{I_0}{4\pi^2 \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \int_0^\infty dm \int_\Delta^{2\pi + \Delta} F(m) \\ &\quad \times \exp i \left[-mr \sin \theta + \sigma t + \frac{\pi}{2} \right] d\theta^* \quad (2.24) \end{aligned}$$

Let us evaluate this integral with respect to θ asymptotically for large t by means of the Kelvin's stationary phase method. The stationary point θ_0 is given by solving

$$\frac{d}{d\theta} \left(\sigma - \frac{mr}{t} \sin \theta \right) = 0,$$

or $\cos \theta = 0$, resulting $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ and $\frac{3}{2}\pi$. By the well known formula

$$\begin{aligned} &\int_\Delta^{2\pi + \Delta} \exp i \left[-mr \sin \theta + \sigma t + \frac{\pi}{2} \right] F(m) d\theta \\ &\sim F(m) \sqrt{\frac{2\pi}{mr}} \exp i \left[\sigma t \mp mr + \frac{\pi}{2} \pm \frac{\pi}{4} \right] \quad (2.25) \end{aligned}$$

where order of the double sign follows that of $\pi/2$ and $3\pi/2$. Inserting (2.25) into (2.24), retaining only the term $\sigma t - mr + 3\pi/4$ **, (2.24) is transformed to

$$\zeta = \frac{I_0}{4\pi^2 \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \int_0^\infty F(m) \sqrt{\frac{2\pi}{mr}} e^{i(\sigma t - mr + 3\pi/4)} dm \quad (2.26)$$

To evaluate this integral asymptotically the method of stationary phase is again used. Putting

$$f(m) = it \left(\sigma - \frac{mr}{t} \right),$$

* If we use the formula

$$J_0(mr) = \frac{1}{2\pi} \int_\Delta^{2\pi + \Delta} e^{-imr \sin \theta} d\theta, \quad 0 < \Delta < \frac{\pi}{2}$$

we can write

$$\zeta = \frac{I_0}{2\pi \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \int_0^\infty F(m) J_0(mr) e^{i\sigma t} dm.$$

** When we evaluate (2.26), if we take $f(m) = it \times (\sigma + mr/t)$, $f'(m) = 0$ gives $\sigma'(m) = -r/t$, but this has no real root because $\sigma'(m) > 0$.

a root of $f'(m)=0$ gives the stationary point m_0 , then

$$\zeta \sim \frac{I_0}{\pi \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \cdot \frac{F(m_0)}{\sqrt{|\sigma''(m_0)| m_0 t r}} \exp i \times \left[\sigma(m_0)t - m_0 r + \frac{3}{4}\pi + \text{sgn } \sigma'' \cdot \frac{\pi}{2} \right] \quad (2.27)$$

m_0 being the root of

$$\frac{d\sigma}{dm} = \frac{r}{t} \quad (2.28)$$

(2.27) gives the interfacial wave motion due to a point impulse.

3. Travelling impulse

Now let us proceed to the wave motion induced by the steady travelling disturbance directing negative x -wards and with uniform velocity U . The conventional approximate method applied to the ship wave problem described in the book by LAMB (1932) and STOKER (1957) is used here. While the impulse travels from Q to O in the Figure 2, the elevation of the interface at P is expressed by

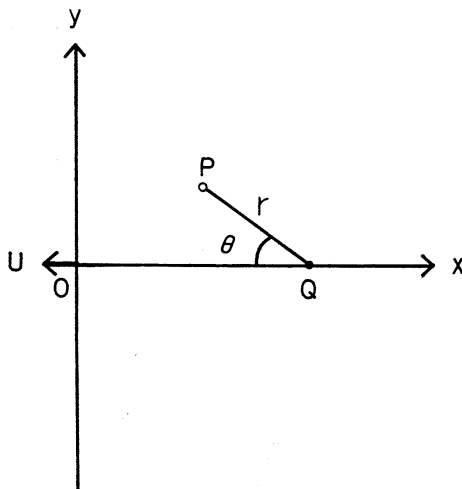


Fig. 2. O: Position of the disturbance travelling with speed U .
 QO: Distance through which the disturbance shifted in t_1 .
 P: A position where the elevation is considered.

$$\zeta = \frac{I_0 g / U}{\pi \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \int_0^{t_1} \frac{F(m_0)}{\sqrt{|\sigma''(m_0)| m_0 t r}} \exp i \times \left[\sigma(m_0)t - m_0 r + \frac{3}{4}\pi + \text{sgn } \sigma'' \cdot \frac{\pi}{2} \right] dt^* \quad (3.1)$$

Again, the method of stationary phase is applied, the stationary point t_0 being the root of the equation

$$f'(t) = \frac{d}{dt} [\sigma(m_0)t - m_0 r] = 0, \quad (3.2)$$

or

$$t \frac{d\sigma}{dt} + \sigma - \dot{m}_0 r - m_0 \dot{r} = 0.$$

Therefore, asymptotic value of (3.1) is given by

$$\zeta \sim \frac{\sqrt{g/\alpha} I_0}{\pi \rho_1 U} \sqrt{\frac{2\pi}{|f''(t_0)|}} \phi(t_0) \exp i \left[f(t_0) + \text{sgn } \sigma'' \cdot \frac{\pi}{2} + \frac{3}{4}\pi + \frac{1}{2} \arg i \frac{d^2 f(t_0)}{dt^2} \right] \quad (3.3)$$

where

$$\phi(t_0) = \left[\frac{F(m_0)}{\sqrt{|\sigma''(m_0)| t m_0 r}} \right]_{t=t_0} \quad (3.4)$$

The position of P is given by

$$x = \overline{OQ} - r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta \quad (3.5)$$

where \overline{OQ} is equal to Ut_0 . Introducing a with dimension of length, constant wave phase is defined by

$$f(t_0) = \frac{g\alpha}{4U^2} a. \quad (3.6)$$

It is easy to obtain $r = U \cos \theta$, then from (3.2) the root t_0 is expressed by a function of $U \cos \theta$, r , therefore from (3.6) r is expressed like $r = a F_1(\theta)$ and $\overline{OQ} = a F_2(\theta)$. Finally, (3.5) reduces to

$$\begin{aligned} x &= a [F_2(\theta) - F_1(\theta) \cos \theta], \\ y &= a F_1(\theta) \sin \theta, \end{aligned} \quad (3.7)$$

which are the equations of curves of constant phase. If we want that of the crest phase, we have

* We multiply g/U to (3.1) conveniently so as ζ of (3.1) to have a dimension of length.

$$\frac{g\alpha a}{4U^2} = 2N\pi - \frac{3}{4}\pi - \operatorname{sgn} \sigma'' \frac{\pi}{2} - \frac{1}{2} \arg i f''(t_0), \quad N=1, 2, 3, \dots \quad (3.8)$$

Procedure of the method of stationary phase requires the large value of $|f(t_0)|$, then a or N must be large for better accuracy of the equation (3.3).

4. Slow travelling impulse, $\delta^2 = U^2/g\alpha h_1 < 1$.

The parameter $\delta^2 = U^2/g\alpha h_1$ is important to decide the shape of the crest curve and the distribution of the elevation along the curve. If we first assume $mh_n > 1$ ($n=1, 2$) and $h_2 \gg h_1$

$$\coth mh_1 = \frac{1 + e^{-2mh_1}}{1 - e^{-2mh_1}},$$

$$\coth mh_2 \doteq 1,$$

then, (2.19) reduces to

$$\sigma^2 \doteq \frac{g\alpha m}{1 + \coth mh_1} = \frac{g\alpha m(1 - e^{-2mh_1})}{2}, \quad (4.1)$$

where e^{-2mh_1} is small. In this case, the equation (2.28) is transformed to

$$\left[\frac{g\alpha h_1}{8mh_1(1 - e^{-2mh_1})} \right]^{1/2} \times [1 + (2mh_1 - 1)e^{-2mh_1}] = \frac{r}{t}, \quad (4.2)$$

which yields

$$m_0 h_1 = m_{00} h_1 + c_1 \varepsilon + c_2 \varepsilon^2 + \dots$$

where m_{00} is the root of (4.2) without terms multiplied by e^{-2mh_1} giving

$$m_{00} = \frac{g\alpha t^2}{8r^2},$$

and

$$\varepsilon = e^{-2m_{00}h_1} = \exp\left(-\frac{g\alpha h_1 t^2}{4r^2}\right) < 1. \quad (4.3)$$

$c_1, c_2 \dots$ may be determined by substituting $m_0 h_1$ into (4.2), comparing the coefficients of $\varepsilon, \varepsilon^2, \dots$ in both sides of the equation. Actually, if we put $\kappa = m_{00} h_1 = g\alpha h_1 t^2 / 8r^2$, we obtain

$$m_0 = m_{00} [1 + (4\kappa - 1)\varepsilon + 2\kappa(-16\kappa^2 + 18\kappa + 3)\varepsilon^2 + \dots] \quad (4.4)$$

Therefore, we have

$$f(t) = \sigma(m_0)t - m_0 r = \frac{g\alpha t^2}{8r} [1 - e^{-2\kappa} + (32\kappa^3 - 72\kappa^2 + 42\kappa)e^{-4\kappa} + \dots] \quad (4.5)$$

Next procedure is to obtain t_0 from the equation $f'(t) = 0$, namely

$$(2r - \dot{r}t) [1 - e^{-2\kappa} + (32\kappa^3 - 72\kappa^2 + 42\kappa)e^{-4\kappa} + \dots] + 4\kappa(r - \dot{r}t)e^{-2\kappa} [1 - (64\kappa^3 - 192\kappa^2 + 156\kappa - 21)e^{-4\kappa} + \dots] = 0. \quad (4.6)$$

If we neglect $O(e^{-2\kappa})$, the root of (4.6) is simply given by

$$t_{00} = \frac{2r}{\dot{r}} = \frac{2r}{U \cos \theta}, \quad (4.7)$$

moreover, introducing a small parameter ε_0 by

$$\varepsilon_0 = \exp\left(-\frac{g\alpha h_1 t_{00}^2}{4r^2}\right) = \exp\left(-\frac{1}{\delta^2 \cos^2 \theta}\right) = e^{-1/\Delta^2} \quad (4.8)$$

with $\Delta = \delta \cos \theta$, the approximate solution to (4.6) is therefore given by

$$t_0 = t_{00}(1 + d_1 \varepsilon_0 + d_2 \varepsilon_0^2 + \dots) \quad (4.9)$$

with

$$d_1 = -\frac{1}{\Delta^2}, \quad d_2 = -\frac{1}{\Delta^2} + \frac{2}{\Delta^4}, \quad \dots$$

Also from (4.4), the value of $m_0 h_1$ at the stationary point t_0 is given by

$$(m_0 h_1)_{t=t_0} = \frac{1}{2\Delta^2} \left[1 - e^{-1/\Delta^2} + \left(\frac{3}{\Delta^2} + \frac{6}{\Delta^4} - \frac{4}{\Delta^6} \right) e^{-2/\Delta^2} + O(e^{-3/\Delta^2}) \right], \quad (4.10)$$

after some computations. Upon substituting (4.9) into (4.5) one obtains

$$f(t_0) = \frac{r}{2h_1 \Delta^2} \left[1 - \left(1 + \frac{2}{\Delta^2} \right) e^{-1/\Delta^2} + \left(\frac{21}{\Delta^2} - \frac{17}{\Delta^4} + \frac{4}{\Delta^6} \right) e^{-2/\Delta^2} + O(e^{-3/\Delta^2}) \right], \quad (4.11)$$

and consequently obtains

$$r = \frac{a \cos^2 \theta}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\delta^2} \right) e^{-1/\delta^2} + \left(1 - \frac{17}{\delta^2} + \frac{21}{\delta^4} - \frac{4}{\delta^6} \right) e^{-2/\delta^2} + O(e^{-3/\delta^2}) \right], \tag{4.12}$$

by taking into account of (3.6).

Now, OQ in the Fig. 2 is given by

$$OQ = Ut_0 = a \cos \theta \left[1 + \left(1 + \frac{1}{\delta^2} \right) e^{-1/\delta^2} + \left(1 - \frac{19}{\delta^2} + \frac{21}{\delta^4} - \frac{4}{\delta^6} \right) e^{-2/\delta^2} + O(e^{-3/\delta^2}) \right],$$

therefore the equations of the crest curve (3.7) is

$$\begin{aligned} x &= a \left[\cos \theta - \frac{\cos^3 \theta}{2} + \left\{ \left(1 + \frac{1}{\delta^2} \right) \cos \theta - \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\delta^2} \right) \cos^3 \theta \right\} e^{-1/\delta^2} + \left\{ \left(1 - \frac{19}{\delta^2} + \frac{21}{\delta^4} - \frac{4}{\delta^6} \right) \cos \theta - \left(1 - \frac{17}{\delta^2} + \frac{21}{\delta^4} - \frac{4}{\delta^6} \right) \frac{\cos^3 \theta}{2} \right\} e^{-2/\delta^2} + O(e^{-3/\delta^2}) \right], \\ y &= \frac{a}{2} \sin \theta \cos^2 \theta \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\delta^2} \right) e^{-1/\delta^2} + \left(1 - \frac{17}{\delta^2} + \frac{21}{\delta^4} - \frac{4}{\delta^6} \right) e^{-2/\delta^2} + O(e^{-3/\delta^2}) \right]. \end{aligned} \tag{4.13}$$

If we neglect $O(e^{-1/\delta^2})$, these equations agree with those of surface ship waves in the deep water. (See, for example STOKER: Water Waves, 1957, p. 237). The shape of the upper part of the curve (symmetry with respect to

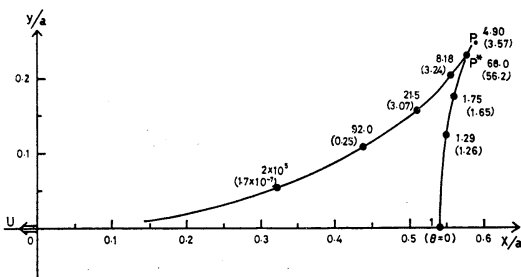


Fig. 3. Crest curve when $\delta^2=0.4$. P_0 : Cusp-like point. Figures annexed show the elevation ratio to that of $\theta=0$, figures in parenthesis show the elevation ratio in the case of disturbance with finite extension.

x -axis) is illustrated in Fig. 3 for $\delta^2=0.4$. For smaller δ^2 , accuracy of (4.13) is better for small value of θ . It seems that the curve must have a cusp near $\theta=29.75^\circ$, in spite of the fact that we can prove $dx/d\theta$ and $dy/d\theta$ cannot be simultaneously zero rigorously to the present order. Really, if we neglect terms of $O(e^{-2/\delta^2})$, we get

$$\frac{dx}{d\theta} = ap(\theta) \sin \theta, \quad \frac{dy}{d\theta} = ap(\theta) \cos \theta \tag{4.14}$$

from (4.13) where

$$p(\theta) = -1 + \frac{3}{2} \cos^2 \theta + \left\{ \left(-1 + \frac{3}{2} \cos^2 \theta \right) + \frac{1}{\delta^2} \left(2 - \frac{1}{\cos^2 \theta} \right) - \frac{2 \sin^2 \theta}{\zeta^4 \cos^4 \theta} \right\} e^{-1/\delta^2 \cos^2 \theta},$$

namely, $dx/d\theta$ and $dy/d\theta$ become simultaneously zero when $p(\theta)=0$, or $\theta_0=29.75^\circ$ for $\delta^2=0.4$; this is the condition that the curve has true mathematical cusp at this angle.

Next we look for the distribution of the elevation along the crest curve. For this purpose, (3.3) consequently $\dot{f}(t_0)$ and $\dot{\phi}(t_0)$ must be evaluated. Differentiating (4.5) twice with respect to t we get

$$\dot{f}(t) = \frac{g\alpha t^2}{8r^2} \dot{F}(t),$$

and

$$\ddot{f}(t) = \frac{g\alpha(r-2\dot{r}t)}{8r^3} \dot{F}(t) + \frac{g\alpha t}{8r^2} \ddot{F}(t), \tag{4.15}$$

where

$$\begin{aligned} F(t) &= (2r - \dot{r}t) \left[1 - \exp\left(-\frac{2g\alpha h_1 t^2}{r^2} \right) \right] \\ &+ \frac{g\alpha h_1 t^2}{2r^2} (r - \dot{r}t) \exp\left(-\frac{2g\alpha h_1 t^2}{r^2} \right). \end{aligned}$$

t_0 is the root of $\dot{f}(t)=0$ or $F(t_0)=0$, therefore one obtains

$$\ddot{f}(t_0) = \frac{g\alpha t_0}{8r^2} \ddot{F}(t_0), \tag{4.16}$$

where

$$\begin{aligned} \ddot{F}(t_0) &= \ddot{r} - \ddot{r}t_0 \\ &+ \left\{ -\ddot{r} + \ddot{r}t_0 + \frac{g\alpha h_1 t_0 (r - \dot{r}t_0)(4r - 3\dot{r}t_0)}{2r^3} \right. \\ &\left. - \frac{g\alpha h_1 t_0^3}{2r^2} \ddot{r} - \frac{(g\alpha h_1)^2 t_0^3 (r - \dot{r}t_0)^2}{4r^5} \right\}. \end{aligned}$$

Using

$$\begin{aligned} \dot{r} &= U \cos \theta \\ \ddot{r} &= \frac{U^2 \sin^2 \theta}{r} = \frac{2U^2 \tan^2 \theta}{a} \\ &\quad \times \left[1 - \left(1 + \frac{2}{\Delta^2} \right) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2}) \right], \end{aligned}$$

and

$$t_0 = \frac{a \cos \theta}{U} \left[1 + \left(1 + \frac{1}{\Delta^2} \right) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2}) \right],$$

(4.16) reduces, after tedious algebra, to

$$\begin{aligned} \ddot{f}(\theta) &= \frac{g\alpha}{2a \cos^4 \theta} \left[1 - \left(1 + \frac{3}{\Delta^2} \right) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2}) \right] \\ &\quad \times [3 \cos^2 \theta - 2 - G(\theta) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2})], \quad (4.17) \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} G(\theta) &= 3 \cos^2 \theta - 2 \\ &\quad - \frac{1}{\delta^2} \left(1 + \frac{1}{\cos^2 \theta} \right) + \frac{2}{\delta^4 \cos^2 \theta}. \quad (4.18) \end{aligned}$$

Using (4.1), the second derivative of $\sigma(m)$ with respect to m is

$$\begin{aligned} \sigma''(m_0) &= -\frac{4}{g\alpha} \left(\frac{r}{t} \right)^3 \left[1 + (2 + 10\kappa_0 - 8\kappa_0^2) \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left(-\frac{g\alpha h_1 t_0^2}{4r^2} \right) \right] \quad (4.19) \end{aligned}$$

and also we get

$$\begin{aligned} F(m_0)/\sqrt{m_0} &= m_0 e^{m_0 h_1} \left(\frac{1 - e^{-2m_0 h_1}}{2} \right)^{1/2} \\ &= 2^{-1/2} m_0 e^{m_0 h_1} \left[1 + \left(\frac{1}{2} + 5m_0 h_1 + 4m_0^2 h_1^2 \right) \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left(-\frac{g\alpha h_1 t_0^2}{4r^2} \right) \right] \end{aligned}$$

by (4.4). Finally we have

$$\begin{aligned} \phi(t_0) &= \frac{F(m_0)}{\sqrt{|\sigma''(m_0)| m_0 t_0 r}} = \frac{t_0^3}{r^4} \exp \left(\frac{g\alpha h_1 t_0^2}{8r^2} \right) \\ &\quad \times \left[1 + \left\{ -\frac{1}{2} + 8 \left(\frac{g\alpha h_1 t_0^2}{8r^2} \right)^2 \right\} \right. \\ &\quad \times \exp \left(-\frac{g\alpha h_1 t_0^2}{4r^2} \right) \left. \right] = \frac{16 e^{-1/2\Delta^2}}{a U^3 \cos^5 \theta} \\ &\quad \times \left[1 - \left(\frac{3}{2} + \frac{5}{\Delta^2} - \frac{1}{\Delta^4} \right) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2}) \right]. \quad (4.20) \end{aligned}$$

It must be noticed from (4.17) that $\ddot{f}(\theta)$ becomes zero when

$$3 \cos^2 \theta - 2 - G(\theta) e^{-1/\Delta^2} + O(e^{-2/\Delta^2}) = 0,$$

whose root is denoted by θ^* . Therefore,

$$\ddot{f}(\theta) \geq 0 \text{ according as } \theta \leq \theta^*,$$

and along the crest curve we have

$$\begin{aligned} f(\theta) + (\text{sgn } \sigma'') \frac{\pi}{2} + \frac{3\pi}{4} \\ + \frac{1}{2} \arg i \ddot{f}(\theta) = 2N\pi \quad (4.21) \end{aligned}$$

N being integers. As the sign of $\sigma''(m_0)$ is negative and $f(\theta) = g\alpha a/4U^2$, then from (4.21) we get

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{8N\pi U^2}{g\alpha}, \quad \theta < \theta^*; \\ a_2 &= 4 \left(2N + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi U^2}{g\alpha}, \quad \theta > \theta^*. \quad (4.22) \end{aligned}$$

Consequently, from (3.3) using (4.17) and (4.21), we have

$$\begin{aligned} \zeta &\sim K^I \frac{\sec^3 \theta \exp(1/2\Delta^2)}{[a_n |3 \cos^2 \theta - 2 - G(\theta) e^{-1/\Delta^2}|]^{1/2}} \\ &\quad \times \frac{1 - \left(\frac{3}{2} + \frac{5}{\Delta^2} - \frac{1}{\Delta^4} \right) e^{-1/\Delta^2}}{\left[1 - \left(1 + \frac{3}{\Delta^2} \right) e^{-1/\Delta^2} \right]^{1/2}}, \quad n=1, 2, \quad (4.23) \end{aligned}$$

where

$$K^I = \frac{gI_0}{\rho_1 U^4} \left(\frac{2g\alpha}{\pi} \right)^{1/2}$$

a_1 and a_2 must be large, therefore the ratio $a_1/a_2 = 1 + 1/4N$ tends to 1 because N is large.

We neglected the order of $O(e^{-2/\Delta^2})$ in (4.23). In this case the crest curve given by (4.13) has cusp when $\theta = \theta_0$ as stated before. But unlike in the case of neglecting $O(e^{-1/\Delta^2})^*$, θ^* and θ_0 do not exactly coincide in this case. For $\delta^2 = 0.4$, $\theta^* = 24.22^\circ$ and $\theta_0 = 29.75^\circ$, but these points P^* and P_0 on the crest are very closed as illustrated in Fig. 3. Phase difference of wave motions in both sides of the point P^* is $\pi/2$.

* When one neglects the order of $O(e^{-1/\Delta^2})$, $\theta^* = \theta_0 = 35.26^\circ$.

The annexed figures along the crest curve indicate the elevation ratio between the value at an arbitrary point and that at $\theta=0^\circ$. Elevation increases as θ varies from 0° to θ^* and decreases abruptly, then again increases with θ . Mathematically, when θ approaches to $\pi/2$, ζ becomes infinite, because the point impulse was exerted. More realistic impulse of finite scale will be discussed later.

Formula (4.23) also fails when $\theta=\theta^*$, but to avoid this failure, following expression may be used:

$$\zeta_{\theta=\theta^*} \sim \frac{g^2 \alpha I_0 \Gamma(1/3)}{2^{9/2} 3\pi \rho_1 U} \left[\frac{6}{\ddot{f}(\theta^*)} \right]^{1/3} \times \psi(\theta^*) \exp i \left[f(\theta^*) - \frac{\pi}{12} \right] \quad (4.24)$$

where

$$\begin{aligned} \ddot{f}(\theta^*) = & \frac{6g\alpha U \sin^2 \theta^*}{a^2 \cos^5 \theta^*} \left[1 - \frac{1}{\delta^2 \cos^2 \theta^*} \right. \\ & + \frac{2}{3\delta^2 \cos^4 \theta^*} - \left(1 + \frac{1}{3\delta^2 \cos^4 \theta^*} \right. \\ & \left. \left. - \frac{2}{3\delta^4 \cos^4 \theta^*} \right) e^{-1/\delta^2 \cos^2 \theta^*} \right] \\ & \times \left[1 - \left(2 + \frac{5}{\delta^2 \cos^2 \theta^*} \right) e^{-1/\delta^2 \cos^2 \theta^*} \right], \end{aligned} \quad (4.25)$$

neglecting the order of $O(e^{-1/\delta^2 \cos^2 \theta^*})$.

When δ^2 increases and approaches to 1, the position of cusp-like point moves away from the origin to the upper right and the parameter $e^{-1/\delta^2 \cos^2 \theta}$ becomes not so small already that the procedure taken in this section cannot be adaptable. Therefore, when $\delta^2=U^2/g\alpha h_1$ is very close to 1, another approximate method which we shall give in the following section is needed.

5. Rapid travelling disturbance, $\delta^2 \leq 1$ or $\delta'^2 \geq 1$

Let as define $h' = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$ and $\delta'^2 = U^2 / g\alpha h'$. It is evident that the relation between δ^2 and δ'^2 when U and $\eta = h_2/h_1$ are fixed is

$$\delta'^2 = \frac{U^2}{g\alpha h'} = \frac{(1+\eta)U^2}{\eta g\alpha h_1} = \frac{1+\eta}{\eta} \delta^2. \quad (5.1)$$

Let us consider the case where mh_1 and mh_2

are comparatively small in the expression $\sigma^2(m)$ of (2.19). Using the expansion formula

$$\coth \theta = \frac{1}{\theta} + \frac{\theta}{3} - \frac{\theta^3}{45} - \frac{2\theta^5}{945} + O(\theta^7), \quad |\theta| < 1$$

one gets

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & \frac{\eta g \alpha h_1 m^2}{1+\eta} \left/ \left[1 + \frac{\eta}{3} (mh_1)^2 \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\eta(1-\eta+\eta^2)}{45} (mh_1)^4 - \frac{2\eta(1-\eta+\eta^2-\eta^3+\eta^4)}{945} \right. \right. \\ & \left. \left. \times (mh_1)^6 + O(mh_1)^8 \right] \right. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Applying this to the equation (2.28) we can solve $m_0 h_1$ yielding

$$(m_0 h_1)^2 = \frac{3}{\eta} \epsilon' + \frac{1}{\eta^2} (1-\eta+\eta^2) \epsilon'^2 + O(\epsilon'^3), \quad (5.3)$$

where $\epsilon' = (g\alpha h' t^2 / r^2)^{1/3} - 1$ is a small parameter. Then we have

$$\begin{aligned} f(t) = & \sigma(m_0) t - m_0 r \\ = & \frac{r}{h_1} \left(\frac{3}{\eta} \right)^{1/2} \epsilon'^{3/2} \left[1 + \frac{4}{15\eta} (1-\eta+\eta^2) \epsilon' + O(\epsilon'^2) \right]. \end{aligned} \quad (5.4)$$

To seek the stationary point of the integral (3.1), (3.2) must be applied giving

$$\begin{aligned} \dot{f}(t) = & \left(\frac{3}{h_1 h_2} \right)^{1/3} \epsilon'^{1/2} \left[\tau \frac{r}{t} - \dot{r} + \frac{5}{3} \nu \tau \right. \\ & \left. \times \left(\frac{r}{t} - \dot{r} \right) \epsilon' + O(\epsilon'^2) \right] = 0 \end{aligned} \quad (5.5)$$

where $\tau = 1 + \epsilon'$, $\nu = \frac{4}{15} \left(-1 + \eta + \frac{1}{\eta} \right)$. We can solve (5.5) for t giving

$$t_0 = \frac{r}{\delta^2 U \cos^3 \theta} (1 - 5\nu \epsilon_0'^2 + \dots)^* \quad (5.6)$$

where $\epsilon_0' = 1/\delta^2 \cos^2 \theta - 1 < 1$. Therefore, one obtains

$$f(t_0) = \left(\frac{3}{h_1 h_2} \right)^{1/2} r \epsilon_0'^{3/2} [1 - 4\nu \epsilon_0' + O(\epsilon_0'^2)] \quad (5.7)$$

* In the equation (5.5), if we neglect the order of $O(\epsilon)$, we get $\tau r/t - r = 0$ of which root is $t_{00} = g\alpha h r / \dot{r}^3$. To seek the more exact root of (5.5), we assume $t_0 = t_{00} + c_1 \epsilon + \dots$ and determine c_1 , inserting t_0 into (5.5).

and applying (3.6) and $g\alpha/4U^2=1/4h'\delta'^2$ we have

$$r = \frac{\alpha(1+\eta)}{4\sqrt{3}\eta} \cdot \frac{\delta' \cos^3 \theta}{(1-\delta'^2 \cos^2 \theta)^{3/2}} [1+4\nu\varepsilon'_0 + O(\varepsilon_0'^2)] \quad (5.8)$$

In the same manner as has been obtained in (4.13), we can decide the crest curve as follows:

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\alpha(1+\eta)(1-\delta'^2 \cos^4 \theta)}{4\sqrt{3}\eta\delta'(1-\delta'^2 \cos^2 \theta)^{3/2}} \left[1+4\nu \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1}{\delta'^2 \cos^2 \theta} - 1 \right) + O\left(\frac{1}{\delta'^2 \cos^2 \theta} - 1 \right)^2 \right] \\ y &= \frac{\alpha(1+\eta)\delta'^2 \sin \theta \cos^3 \theta}{4\sqrt{3}\eta\delta'(1-\delta'^2 \cos^2 \theta)^{3/2}} \left[1+4\nu \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1}{\delta'^2 \cos^2 \theta} - 1 \right) + O\left(\frac{1}{\delta'^2 \cos^2 \theta} - 1 \right)^2 \right] \end{aligned} \right\} \quad (5.9)$$

If δ' is slightly smaller than 1, the shape of the curve resembles to that illustrated in Fig. 3 for $\delta^2=0.4$, but is larger in size and the curve crosses itself (a nodal point) near the point where the curvature is maximum (see Fig. 4, $\delta'^2=0.98$ and $\eta=3$).

When $\delta'^2 \geq 1$, x and y given by (5.9) become infinity for a critical angle $\theta_0 = \cos^{-1}(1/\delta')$ and the crest curve extends infinity as illustrated in Fig. 5.

To obtain the elevation of the crest curve by (3.3), we must evaluate $\dot{f}(t_0)$ and $\phi(t_0)$ as

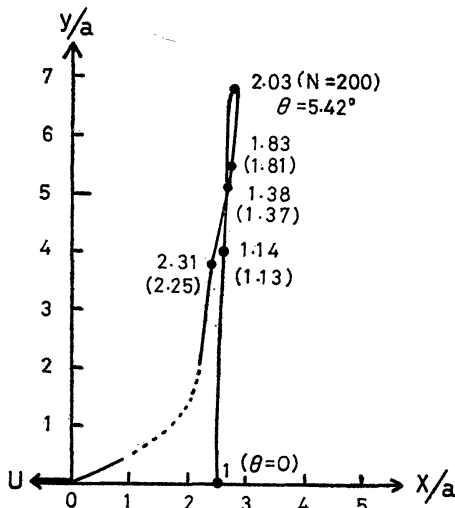


Fig. 4. Crest curve when $\delta'^2=0.98$. The portion of dotted line is not exact.

before. Differentiating (5.5) with respect to t and putting $t=t_0$, one gets

$$\dot{f}(t_0) = \left(\frac{3}{h_1 h_2} \right)^{1/2} (\tau_0 - 1)^{1/2} \left[-\dot{r} + \frac{\tau_0 - 1}{3t_0} \dot{r} - \frac{5\nu}{3} \tau_0 (\tau_0 - 1) \ddot{r} + O(\tau_0 - 1)^2 \right]^* \quad (5.10)$$

where $\tau_0 = 1 - \varepsilon'_0$. Using (5.6), (5.8), $\dot{r} = U \cos \theta$ and $\ddot{r} = U^2 \sin^2 \theta / r$ we finally have

$$\dot{f}(t_0) = - \frac{12U^4 \varepsilon_0'^2}{g\alpha h_1 h_2 a} \left[L(\theta) + \nu \left\{ L(\theta) + \frac{5 \tan^2 \theta}{3\delta'^2} \right\} \varepsilon'_0 + O(\varepsilon_0'^2) \right], \quad (5.11)$$

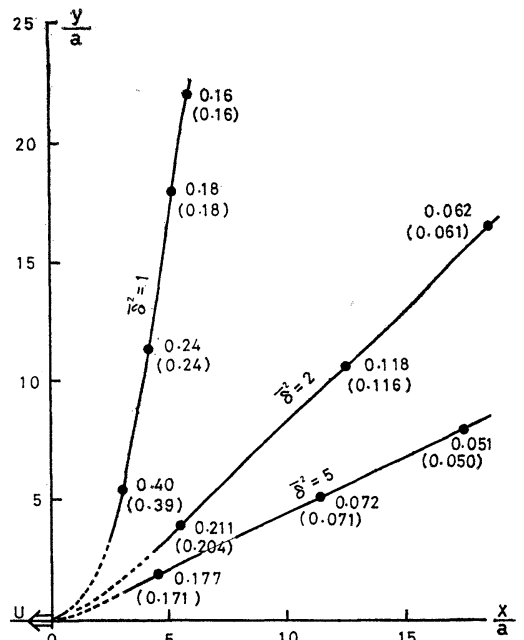


Fig. 5. Crest curve when $\delta'^2=1$. Crest elevation is given by $\zeta = [\text{figures}] \times K^{II}/a^{1/2}$

* The procedure of derivation of (5.10) by differentiation of (5.5) is somewhat complicated. The relation resulted from (5.5)

$$\frac{r}{t_0} = \frac{r}{\tau_0} - \frac{5\nu}{3} \left(\frac{r}{t_0} - \dot{r} \right) \varepsilon'_0 + O(\varepsilon_0'^2)$$

and

$$\frac{\tau_0}{t_0} = \frac{g\alpha h'}{r^2} \cdot \frac{\dot{r}^3}{g\alpha h' \dot{r}} [1 + O(\varepsilon_0'^2)] = \frac{r}{r} [1 + O(\varepsilon_0')]$$

are used. Moreover, derivative of ε' at $t=t_0$ is given by

$$\varepsilon'_0 = \dot{\tau}_0 = \frac{2}{3} \tau_0 \left(\frac{1}{t_0} - \frac{\dot{r}}{r} \right).$$

where

$$L(\theta) = 1 - \frac{4}{3} \cos^2 \theta + \frac{\delta'^2}{3} \cos^4 \theta.$$

Differentiating (5.2) twice with respect to m , taking the approximate expression for $F(m)$ defined by (2.23) to the order of $(m_0 h_1)^2$ and using (5.6), one can obtain $\phi(t_0)$ of (3.3) in the form:

$$\phi(t_0) = \frac{12(1+\eta)^{1/2} \delta'^2 \epsilon_0'^2}{\eta^2 h_1^{5/2}} \cdot \frac{U^2}{g\alpha a} \times [1 + \lambda \epsilon_0' + O(\epsilon_0'^2)], \quad (5.12)$$

where

$$\lambda = \frac{11}{60} + \frac{16}{15} \eta + \frac{47}{30\eta}.$$

Final result expressing ζ is

$$\begin{aligned} \zeta &\sim K^{\text{II}} \epsilon_0' [1 + \lambda \epsilon_0' + O(\epsilon_0'^2)] \\ &\times \exp i \left[\frac{g\alpha a}{4U^2} - \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \arg i \dot{f}(\theta) \right] \\ &\div a^{1/2} \left[L(\theta) + \nu \left\{ L(\theta) + \frac{5 \tan^2 \theta}{3\delta'^2} \right\} \epsilon_0' \right. \\ &\left. + O(\epsilon_0'^2) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (5.13)$$

where

$$K^{\text{II}} = \left(\frac{24}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{1+\eta}{\eta^3} \right)^{1/2} \frac{I_0 \delta^{3/2}}{\rho_1 U h_1^{2/3} \alpha}.$$

$|\zeta|$ becomes larger as α (difference of density of both layer) becomes small. It is also the case $|\zeta|$ becomes larger when both of the travelling speed of the disturbance and the ratio of thickness of both layer η becomes small.

When θ^* is a root of $\dot{f}(\theta) = 0$ or

$$L(\theta) + \nu \left\{ L(\theta) + \frac{5 \tan^2 \theta}{3\delta'^2} \right\} \epsilon_0' + O(\epsilon_0'^2) = 0, \quad (5.14)$$

ζ becomes infinity and a formula similar to (4.24) must be used:

$$\begin{aligned} \zeta^* &\sim \frac{\sqrt{g/\alpha} I_0}{\pi \rho_1 U} \Gamma \left(\frac{4}{3} \right) \left[\frac{6}{\dot{f}(\theta^*)} \right]^{1/3} \\ &\times \phi(\theta^*) \exp i \left[f(\theta^*) - \frac{\pi}{12} \right]. \end{aligned} \quad (5.15)$$

where

$$\begin{aligned} \ddot{f}(\theta^*) &= \frac{48 \sqrt{3} U^7 \epsilon_0'^{7/2}}{(g\alpha a)^2 (h_1 h_2)^{3/2}} \sin \theta^* [1 + \nu \epsilon_0'^2 + O(\epsilon_0'^2)] \\ &\times \left[Q(\theta^*) + \nu \left\{ L'(\theta^*) + \frac{10}{3\delta'^2} \tan \theta^* \sec^2 \theta^* \right\} \epsilon_0'^2 \right. \\ &\left. + O(\epsilon_0'^2) \right], \end{aligned} \quad (5.16)$$

with $\epsilon_0'^2 = [(g\alpha h' t^2 / r^2)^{1/3} - 1]_{\theta = \theta^*}$ and

$$\begin{aligned} Q(\theta) &= L'(\theta) + 2\nu \\ &\times \left\{ L'(\theta) + \frac{5 \tan^2 \theta}{3\delta'^2} \right\} \frac{\sin \theta \sec^3 \theta}{\delta'^2}, \end{aligned}$$

primes indicating the derivative of $L(\theta)$ and $\epsilon_0'^2 = 1/\delta'^2 \cos^2 \theta^* - 1$. $\phi(\theta^*)$ is derived from (5.12) giving

$$\phi(\theta^*) = \frac{12\delta'^{7/2} \epsilon_0'^2}{\eta(1+\eta)^{1/2} h_1^{2/3} a} [1 + \lambda \epsilon_0'^2 + O(\epsilon_0'^2)]$$

Then, (5.15) is transformed to, with the appropriate constant K^* ,

$$\begin{aligned} \zeta^* &\sim K^* \frac{\epsilon_0'^{5/6} \left[1 + \left(\lambda - \frac{\nu}{3} \right) \epsilon_0'^2 + O(\epsilon_0'^2) \right]}{(a \sin \theta^*)^{1/3} [Q(\theta^*) + \nu \epsilon_0'^2 H(\theta^*)]^{1/3}} \\ &\times \exp i \left[f(\theta^*) - \frac{\pi}{12} \right] \end{aligned} \quad (5.17)$$

where

$$H(\theta) = L'(\theta) + \frac{10}{3\delta'^2} \tan \theta \sec^2 \theta.$$

Along the crest curve we can decide a from

$$f(\theta^*) - \frac{\pi}{12} = \frac{g\alpha a}{4U^2} - \frac{\pi}{12} = 2N\pi,$$

N : positive integer,

or

$$a = 4 \left(2N + \frac{1}{12} \right) \frac{\pi U^2}{g\alpha}. \quad (5.18)$$

The value of a_n along the crest is computed from

$$\frac{g\alpha a_n}{4U^2} - \frac{\pi}{4} \pm \frac{\pi}{4} = 2N\pi, \quad \theta \leq \theta^* \quad (n=2, 1),$$

or

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{8N\pi U^2}{g\alpha} \quad \text{for } \theta < \theta^*, \\ a_2 &= 4 \left(2N + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi U^2}{g\alpha} \quad \text{for } \theta > \theta^*. \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

If $\delta'^2 \geq 1$, these considerations are not necessary because (5.14) has no root giving $a_1 = a_2$. Even if $\delta'^2 \leq 1$, $a_1 \approx a_2$ when $N \gg 1$. In Fig. 4, annexed figures along the crest curves represent ratio of ζ to that at $\theta = 0^\circ$ with $\delta'^2 \leq 1$. Actual value of ζ can be obtained by multiplying K^{II} to these figures.

The value of elevation at $\theta = \theta^*$ in the case of $\delta'^2 \geq 1$ is indefinite (but finite) according as N changes. For example, $\zeta^*/\zeta_{\theta=0} = 1.69, 1.81, 2.03, \dots$ for $N = 50, 100, 200, \dots$ respectively. Generally, we have

$$\frac{\zeta^*}{\zeta_{\theta=0}} \propto \frac{a_1^{1/2}}{a_1^{1/3} h_0^{1/6}} \doteq (6N\pi\delta'^2)^{1/6}$$

for large N , namely this ratio is proportional to $N^{1/6}$, however ζ^* itself is inversely proportional to $a_1^{1/3}$ or $N^{1/3}$ as we can see from (5.17). This means, there is a tendency that the energy gradually concentrates near the point $\theta = \theta^*$ along the crest as it recedes more remote from the disturbance.

When $\delta'^2 \geq 1$, energy distributes along long quasi-straight crests resulting small elevation everywhere, as shown by the figures in Fig. 5, with vanishing elevation for $\theta = \cos^{-1}(1/\delta')$ or $x, y \rightarrow \infty$.

6. Disturbance with finite extension.

Until now, the travelling disturbance was assumed to be a point source. In this case, ζ tends to infinity when $\theta \rightarrow \pi/2$ as we can see from (4.23). This unrealistic singularity can be removed if we consider the impulse exerted on the surface of finite area.

For mathematical convenience, the expression given in (2.1) may be admitted. Here, L is the characteristic radius of pressure area, actually for $\sqrt{x^2 + y^2} \geq 2L$,

$$e^{-(x^2 + y^2)/L^2} \leq 0.018$$

namely, outside of the area with radius $2L$, impulse strength decreases only 2% of that in the centre.

From the second expression of (2.9), we have

$$\bar{I}(m_0) = I_0 \pi L^2 e^{-L^2 m_0^2 / 4} \quad (6.1)$$

Upon substituting $m_0 h_1$ given by (4.10) into

(6.1), one obtains

$$\bar{I}(m_0) \doteq \pi L^2 I_0 \exp\left(-\frac{M^2}{16 \cos^4 \theta}\right) \times \left(1 + \frac{M^2}{8 \cos^4 \theta} e^{-1/\delta'^2 \cos^2 \theta}\right), \quad (6.2)$$

where $M^2 = L^2/h_1^2 \delta'^4$.

I_0 which is implied in K^{I} of (4.23) must be substituted by the expression (6.2), giving vanishing value of ζ against $\theta \rightarrow \pi/2$. Therefore, introduction of an impulse modelled by (6.1) eliminates the mathematical singularity which occurs near $\theta = \pi/2$ in the case of a point source.

When δ'^2 is not so small, $m_0 h_1$ given by (5.3) must be substituted into (6.1) yielding

$$I(m_0) \doteq \pi L^2 I_0 \exp\left(-\frac{3}{4} \bar{M}^2 \varepsilon'_0\right) \quad (6.3)$$

where

$$\bar{M}^2 = \frac{L^2}{h_1^2 \eta} = \frac{L^2}{h_1 h_2}, \quad \varepsilon'_0 = \frac{1}{\delta'^2 \cos^2 \theta} - 1.$$

Crest elevation in this case is given by (5.13) where I_0 implied in K^{II} is substituted by (6.3). When $\delta'^2 \geq 1$, elevation along the crest curve does not drastically decrease compared with the case of the point source (see, annexed figures along the curves in Fig. 4 and Fig. 5), because (6.3) is applicable only when ε'_0 is small or θ is not near $\pi/2$. In other words, the effect of impulse with finite lateral scale upon the crest elevation is slight.

References

- LIGHTHILL, M. J., (1967): Waves generated in dispersive systems by travelling forcing effects, with application to the dynamics of rotating fluids, *J. Fluid Mech.*, **27**, 725.
- LAMB, H., (1932): *Hydrodynamics*, Sixth Edition, § 256. London, Cambridge University Press. 738 pp.
- PEAT, K. S. and STEVENSON, T. N., (1976): The phase configuration of waves around a body moving in a rotating stratified fluid. *J. Fluid Mech.* **75**, 647.
- REDEKOPP, G., (1973): Wave patterns generated by disturbances travelling horizontally in rotating stratified fluids. *Geophys. Fluid Dynamics* **6**, 389.
- STOKER, J. J., (1957): *Water waves*. New York, Interscience Publishers, Inc. 569 pp.

等速度で海面を移動する物体によって生ずる 二層の海の境界波の形状と境界面上昇量

富 永 政 英

要旨： 等深等質の二層の海を考え、表面を海洋構造物、船舶、さらに中期模以下の気圧の変動が等速度で移動してゆくと二層の境界面に内部波が生じ、位相一定の波形(たとえば波の峰の平面曲線の形)がいろいろの形をとる。その形状は $\delta' = U^2/g\alpha h'$ によって変る。ここに U は物体などの移動速度、 g は重力加速度、 $\alpha = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$ 、 $h' = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$ である。 $\rho_1, h_1; \rho_2, h_2$ はそれぞれ上層及び下層の密度と層の厚さ、 $\delta'^2 < 1$ のときは ($h_2 \gg h_1$ ならば $\delta'^2 = U^2/g\alpha h_1$ を使う) 表面の船舶波に似た尖点をもつ曲線が得られ、 U が増大又は h' が減少して δ'^2 が 1 に近づくと、この曲線は大形となり、尖点に似たところが遠方へと移り、 $\delta'^2 \geq 1$ になるとこの曲線は直線に近い形をとり無限遠にのびる。峰の高さは尖点の近くで最大であり、 $\delta'^2 \geq 1$ のときは $\delta'^2 < 1$ のときに比し峰は一様に低い。

相模湾における表層性やむしの季節変動*

永沢祥子, 丸茂隆三**

Seasonal Variation in Composition and Number of Epipelagic Chaetognaths in Sagami Bay, Japan

Sachiko NAGASAWA and Ryuzo MARUMO

Abstract: A plankton sampling was carried on in Sagami Bay once monthly over the period of one year, 1974. On the basis of analyses of 12 samples taken with a Norpac net (0.1 mm in mesh aperture) studies were made on the yearly changes in composition and number of epipelagic chaetognaths and population dynamics of three common and abundant species, *Sagitta nagae*, *S. enflata* and *S. minima*.

- 1) There is a large fluctuation of chaetognath numbers ranging from 1.5/m³ (in March) to 36.6/m³ (in August), with one peak of abundance from July to October. The seasonal variation in the chaetognath population was controlled by the abundance of *S. nagae*.
- 2) In order to describe the population biology of common species, young specimens smaller than 5 mm long were identified based on NAGASAWA and MARUMO (1976). The majority of them consisted of *S. nagae* in June and July, *S. regularis* and *S. neglecta* in August and September, and *S. pacifica* and *S. minima* in November.
- 3) Three genera and 18 species including 1 form of chaetognaths were identified. The species composition in Sagami Bay was almost identical with that in the Kuroshio water. *Sagitta nagae* was the most common and abundant species, followed by *S. minima*, *S. enflata* and *S. pacifica*. These four species accounted for 75% on an average. In contrast, chaetognaths whose relative abundance is less than 1% on an average accounted for 10 species.
- 4) The seasonal fluctuation pattern of these three common chaetognaths coincided with that in juvenile abundance of each corresponding species.
- 5) The graphical analysis of population structures of chaetognaths in Sagami Bay has indicated that there are seven (or six) different cohorts of *S. nagae* and four different cohorts of *S. enflata* which does not go through the second cycle of maturity.

緒

MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ は相模湾で、1964~1965年の六つの月に得た傾斜曳による6試料および1966年7月に7層から採集した試料に基づいて、1000 m以浅のやむしの種類組成、各種の鉛直分布を明らかにし、さらに夏と冬におけるやむし群集の構成種や現存量の特徴を模式図に示した。

ここでは、今まで同定上の困難さのため、除外

されていた若い個体を含む表層性やむし群集について、1974年における種類組成、各種の個体数の変動、主要種の個体群動態を明らかにする。また、やむしの種類組成、季節変動について MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ の結果と比較する。

プランクトン試料および水温、塩分のデータを提供された当時の神奈川県水産試験場野村俊造場長並びに中田尚宏技官の御厚意に対し、深く感謝の意を表す。なお、試料採集にあたり御協力頂いた同試験場調査船うしお丸の乗組員の方々に感謝する。この研究は一部、財団法人日産科学振興

* 1977年7月18日受理

** 東京大学海洋研究所, 東京都中野区南台1-15-1

財団助成金の補助を得て行なわれた。

材料と方法

1974年1~12月に毎月1回、相模湾の1点(34°58.2'N, 139°22.6'E) (Fig. 1) で、網目 0.1 mm の Norpac ネットを用い、150→0 m の鉛直曳により得た標本からやむしを取り出し、種を同定し、個体数を算定した。しかし、若いやむしが多く、同定できない個体が試料により全体の16~68%を占めた。12試料中5試料では、同定できない個体は50%前後であった (Fig. 2)。若い個体の量的な季節変動を正しく理解するために、眼および眼色素の特徴に基づく若いやむしの同定方法(永沢, 丸茂, 1976)²⁾により、普通には同定できなかった個体の同定を再び試みた。体長はニコンシャドウグラフ Model 7 でやむしを拡大し、0.1 mm の単位まですべての標本について測定した。体が曲った標本については投影されたやむしの体軸に紐を沿わせ、その長さを測定した。

卓越種 *Sagitta nageae*, 夏から秋に多く出現す

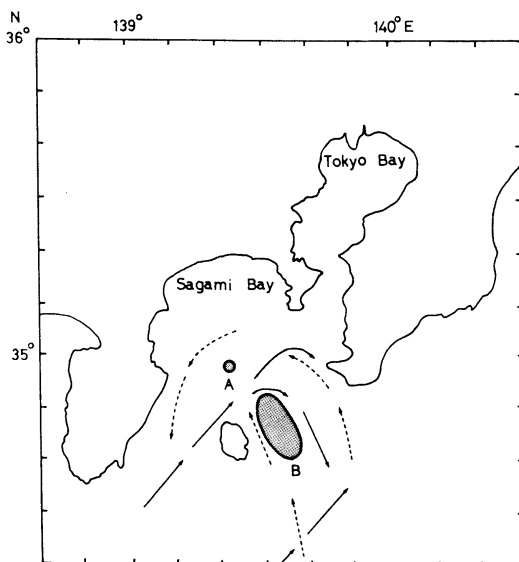


Fig. 1. Sampling stations.

Dotted areas A for the present study and B for the previous study (MARUMO and NAGASAWA, 1973). Circulation patterns of the Kuroshio water flowing into Sagami Bay through both the sides of west (solid arrows) and east (dashed arrows) of Oshima Island (OKADA and MIYOSHI, 1931).

る *Sagitta enflata*, *S. minima* について成熟度を THOMSON (1947)³⁾, ALVARIÑO (1967)⁴⁾ に基づいて判別した。これら3種の個体群の構造を正規確率紙を用いて解析した (HARDING, 1949⁵⁾; CASSIE, 1954⁶⁾)。

結 果

1. やむし個体数の季節変動

1 m³ あたりのやむし総個体数は1, 2, 3月には小さくそれぞれ1.8, 4.2, 1.5, 4月から次第に増加し8月に最大の36.6となり、9月以降減少した (Fig. 3)。このように個体数が冬に少なく、夏に多い変動の型は駿河湾のやむし群集にもみられる (永沢, 丸茂, 未発表)。この変動傾向は相模湾、駿河湾に卓越する *S. nageae* 個体数の変動とよく似ている。

本州東方海域の黒潮以南(鬼頭, 1974)⁷⁾ および本州南方域の沿岸、黒潮、沖合 (KURODA, 1976)⁸⁾ におけるやむし個体数の季節変動を Fig. 3 に示した。前者では1年を通して1 m³ あたりの個体数は10をこえることはなく、2月に最小で、2.5である。また、後者では1 m³ あたりの個体数は沿岸、黒潮、沖合で7~8月にそれぞれ12.0, 11.6, 10.7であるが、2月には2.7, 5.8, 7.0で、沿岸では黒潮、沖合に比べて小さい。これらの海域に比べて、相模湾では個体数は冬には大差ないが、夏には2~3倍多い。この理由は測点およびネットの網目について、本研究と鬼頭(1974)⁷⁾ および KURODA (1976)⁸⁾ を比べると明らかになる。本研究の測点はかなり陸地に近く、ここでは沿岸種 *S. nageae* の増殖が夏に著しく、若い個体が多いのに対し、鬼頭、黒田の調査海域は沿岸水の影響が少ない沖合である。また、本研究では若い個体を採集しうる細かい網目(0.1 mm)のネットを使用したのに対し鬼頭、黒田は0.33 mmのネットを使用している。

2. やむしの体長組成

やむしの体長組成を月別に示した (Fig. 2)。普通には同定できなかった若いやむしは5~9月および11月に増加した。これらのやむしを永沢, 丸茂 (1976)²⁾ の方法により再び同定した後でも、同定

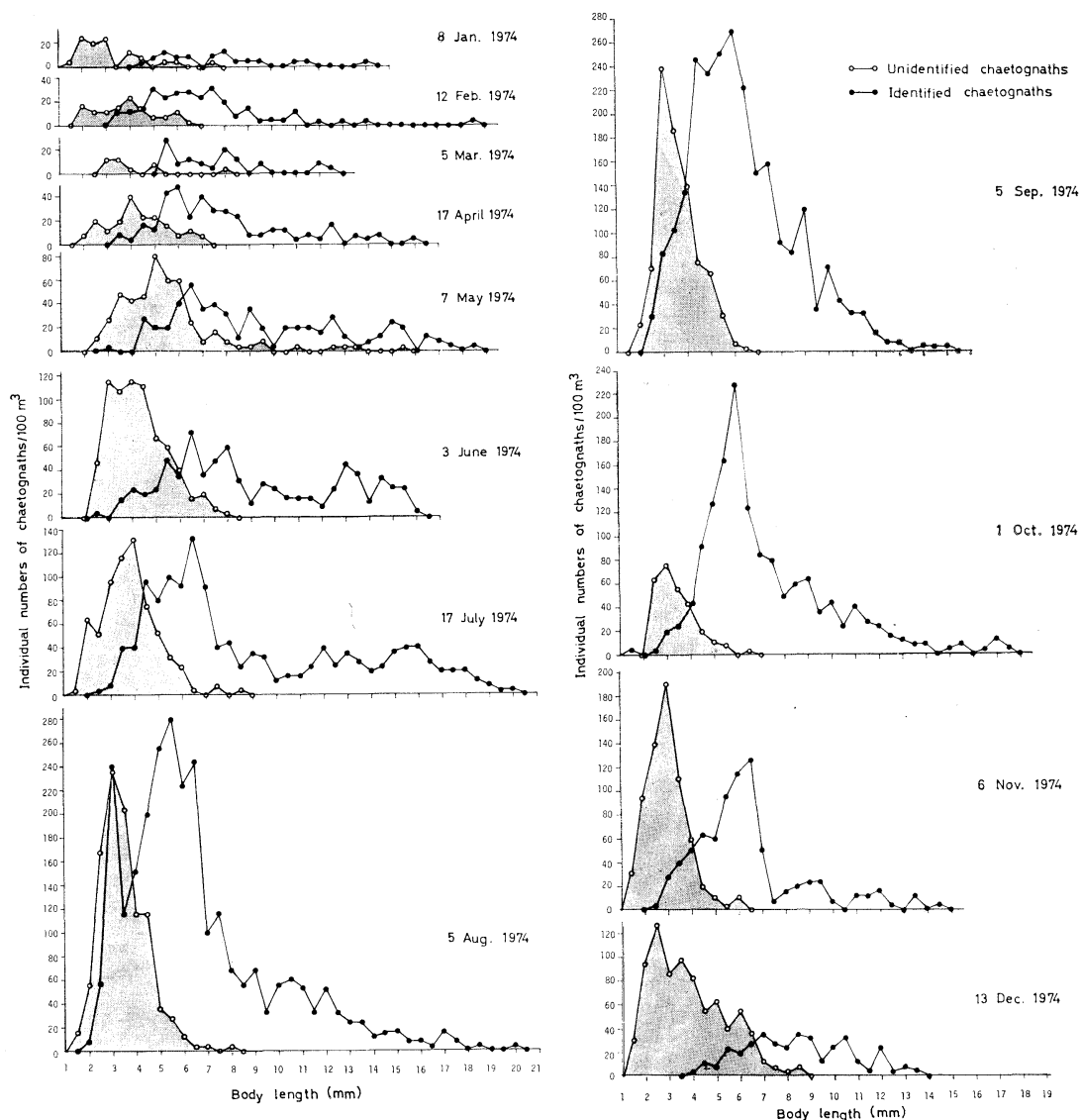


Fig. 2. Size distribution of chaetognath individuals collected from January through December 1974 in Sagami Bay. Shaded areas show unidentified specimens in usual method, although most of them were able to be identified on the basis of NAGASAWA and MARUMO (1976).

できない個体があった。しかし、それらの大部分は損傷個体であり、6試料でやむし全体の10%以下、6試料で11~25%であった。新たに同定した若いやむしの構成種は5月には *Sagitta pseudoserratodentata* (主に体長3~6mmの個体)、*S. nagae* (4~7mm)、6、7月には *S. nagae* (2~5mm)、8、9月には *S. nagae* (2~4mm)、*S. regularis* (2~3mm)、*S. neglecta* (3~4mm)、11月

には *S. pacifica* (3~5mm)、*S. minima* (3~5mm)、*S. regularis* (2~3mm) であった。5~9月とくに6、7月には *S. nagae* が新たに同定された若いやむしの卓越種であったが、11月には *S. pacifica*、*S. minima* が卓越していた。

3. やむしの種類組成

出現種を MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ に基づいて、表層種としては内湾・沿岸種 (ETS)、

黒潮種 (EK), 熱帯種 (ET), および中層種 (M) にまとめ、今回および MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ の結果について、各種の組成百分率を平均値で示した (Table 1)。中層種 1 属 2 種を含む 3 属 17 種 1 型が出現した。ORI-C ネット試料では、表層種、中層種、深層種ごとに組成比を計算しているが、本研究では *S. decipiens* と *S. neodecipiens* の 2 種を含め、150→0 m の鉛直曳で得られた試料をすべて表層種として扱った。

卓越種は *S. nagae*, ついで *S. minima*, *S. enflata*, *S. pacifica* で、組成百分率の平均値はそれぞれ 31, 22, 12, 10% であった (Table 1)。出現種および卓越種については 1964~1965 年と 1974 年ではほぼ同じであり、相模湾におけるやむしの主要構成種の変化は大きくみれば 1965 年から 10 年の間に起っていないといえる。小型の種類

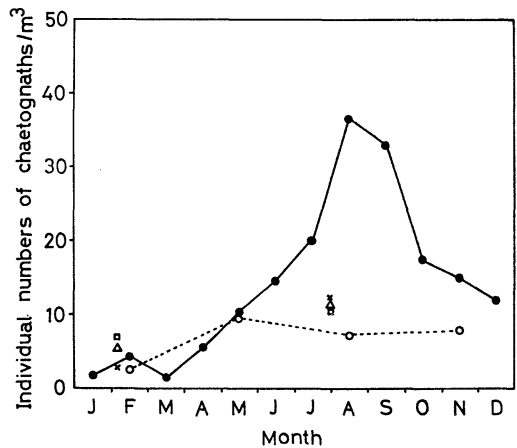


Fig. 3. Seasonal variation in abundance of chaetognaths in Sagami Bay (—•—) (present study), in the Kuroshio water east of Japan (o---o) (KITOU, 1974), coastal (x), Kuroshio (Δ) and offshore (□) waters south of Honshū, Japan (KURODA, 1976).

Table 1. Chaetognath species composition, mean relative abundance of species, and seasonal maxima in abundance in Sagami Bay.

Author		Marumo and Nagasawa (1973)		Present study	
Type of net		ORI C		Norpac XX13	
Mesh aperture (mm)		0.3 and 1.0		0.1	
Mouth diameter (cm)		160		45	
Year		1964-1965		1974	
Species		Mean percentage of species		Months showing more than one individual per m ³	Month showing the maximum
ETS	<i>Sagitta crassa</i> f. <i>naikaiensis</i>	1	4	June-Sept.	Aug.
	<i>S. nagae</i>	62	31	Apr.-Oct., Dec.	July
	<i>S. enflata</i>	13	12	Aug.-Nov.	Sept.
	<i>S. hexaptera</i>	9	1	*	Dec.
	<i>S. pacifica</i>	4	10	May, July, Oct.-Nov.	Nov.
EK	<i>S. pseudoserratodentata</i>	1	7	Feb., May	May
	<i>S. minima</i>	6	22	May-Dec.	Aug.
	<i>Pterosagitta draco</i>	1	2	*	Oct.
	<i>Krohnitta subtilis</i>	1	1	*	Feb.
	<i>Sagitta regularis</i>	2	5	Aug.-Sept., Nov.	Sept.
	<i>S. neglecta</i>	+	1	Aug.-Sept.	Sept.
	<i>S. ferox</i>	+	1	Sept.	Sept.
ET	<i>S. robusta</i>	+	+	*	Sept.
	<i>S. bedoti</i>	-	+	*	July
	<i>S. pulchra</i>	+	+	*	Aug.
	<i>Krohnitta pacifica</i>	+	1	*	Oct.
M	<i>Sagitta decipiens</i>		1	*	Dec.
	<i>S. neodecipiens</i>		1	*	Dec.

ETS: Epipelagic species inclusive of Tokyo Bay and Sagami Bay species, EK: Epipelagic species inclusive of Kuroshio species, ET: Epipelagic species inclusive of tropical species, M: Mesopelagic species
 +: less than 0.4%, -: not collected, *: less than one individual per m³ throughout the year

S. regularis, *S. minima*, *S. pseudoserratodentata*, *S. pacifica* の最大体長は鬼頭 (1967)⁹⁾ によれば、それぞれ 7, 9, 11, 14 mm である。一方、本調査で得られたこれら 4 種の最大体長はそれぞれ 6.2, 8.5, 8.7, 12.5 mm で、これらの小型種が全体に占める割合は MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ に比べて多目であった。これに対し、最大体長がそれぞれ 30, 60 mm (鬼頭, 1967)⁹⁾ である大型種, *S. nageae* および *S. hexaptera* では組成比は MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ に比べて、少な目であった。これはネットの網目および口径の大きさの違いによる。

沿岸種、黒潮種は冬より夏に密度が高いこと、熱帯種は9月に多数出現し、これらの種が生息する 50 m 以浅(永沢, 未発表)の水温は9月には 20°C をこえ、塩分は他の月に比べて低い (Fig. 4)。出

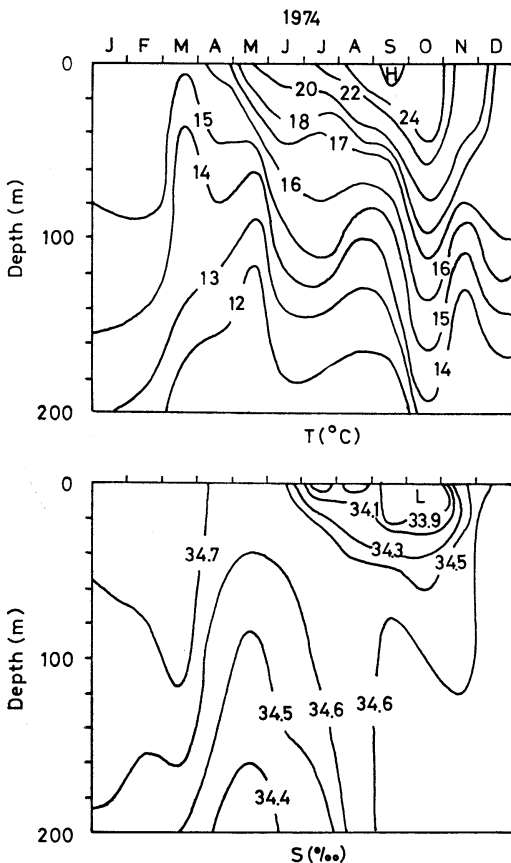


Fig. 4. Seasonal vertical distribution of temperature and salinity at the sampling station.

現種と生息環境の季節変動は MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ の結果とよく一致し、出現種とともにやむし各種の個体数の季節変動も 1965年から10年間安定している。*S. hexaptera*, *P. draco* および *K. subtilis* は沿岸よりも沖合海域に多く出現する種類である (KURODA, 1976⁸⁾, 1977¹⁰⁾) ので、相模湾では 1 m³ あたりの個体数は 1 以下で少なかった (Table 1)。

相模湾における主要なやむし *S. nageae*, *S. enflata*, *S. minima* は日本近海の他の海域にも多く出現する。KURODA (1976⁸⁾, 1977¹⁰⁾) は本州南方の沿岸から黒潮、沖合にいたる海域のやむしを調査し、個体数と出現頻度の点で重要な種類を選出した。その中で *S. nageae* は沿岸水の指標になり、*S. enflata* は黒潮水の指標であり、*S. minima* はいずれの海域においても個体数が多いと報告している。日本近海で重要なこれら 3 種のやむしについて、個体群の構造を解析した。ただし、*S. nageae* については個体数が少ない 1, 2, 3 月、および混合群がはっきりと分離できない 10 月の試料についてはこの解析を行わず、体長のヒストグラムのみを示した (Fig. 6)。11 月には *S. nageae* が採集されなかったため、体長のヒストグラムが欠けている。*S. enflata*, *S. minima* の個体数はそれぞれ 8~11 月, 7~11 月に多いので、これらの月の試料について個体群構造の解析を試みた。しかし、成熟体長が小さく、成長が速やかな *S. minima*

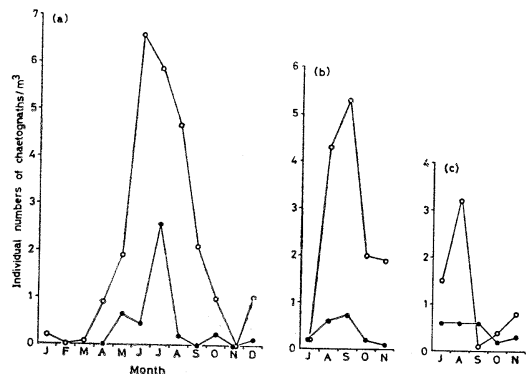


Fig. 5. Seasonal variation in abundance of juveniles (○—○) and maturity stage IV animals (●—●) of *Sagitta nageae* (a), *Sagitta enflata* (b) and *Sagitta minima* (c).

では個体群動態の解析は、本研究のように月1回の採集では困難であることがわかった。

(1) *S. nagae*

幼体とIV期の個体数の変動を示した (Fig. 5-a)。産卵可能なIV期個体 (産卵群) は5~8月に幼体は5~9月に多かった。これは5~8月に *S. nagae* の産卵群がいくつか存在して、幼体が増えること

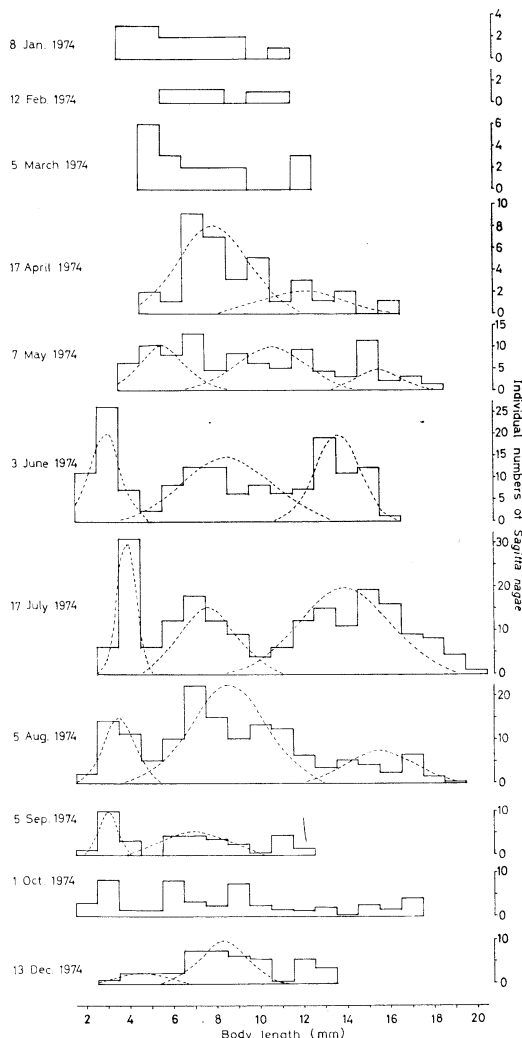


Fig. 6. Size frequency of *Sagitta nagae* collected in different months. Superimposed normal distribution fitted as described in text. Analysis of January, February, March and October samples of this chaetognath were not made based on the method of HARDING (1949) and CASSIE (1954).

を意味する。各月の試料は二あるいは三つの単位群に分解された (Fig. 6)。1, 2月には体長 12 mm 以上の個体は, 3, 9月には 13 mm 以上の個体は, 12月には 14 mm 以上の個体は採集されなかった。別の調査ではこれらの時期にこの大きさあるいはこれ以上の大きさの個体が採集されている。しかし, 9, 12, 1, 2, 3月には *S. nagae* の現存量はきわめて小さい (永沢, 丸茂, 未発表)。そのため, 9, 12月には二つの単位群の存在は確認できたが, 第三の単位群は採集されにくくわずかに存在が認められたのみである。5~8月にいくつかの産卵群が存在することを考慮して各群の平均体長を追跡することにより, 1年を通して七つのコーホートA, B, C, D, E, F, G の存在が推定された。このうち, E, F, G 群の添加はそれぞれ7, 8, 9月に認められたが, 9~3月には単位群に分離されていないので平均体長が不明なため, 消滅時期を追跡できなかった。しかし, A群が12月に添加することから, E群は12月頃産卵群に成長し, B群が4月に添加していることから, F, G群は3月頃には産卵群に成長すると推定し, 成長を点線で示した (Fig. 7)。A群は12月に添加し, 翌年の5月にC群を生んで消滅する。C群は7月にE群を生んで消滅する。E群はA群を生んで12月頃消滅すると推定すると, A, C, E群は親子関係にある。B群は4月に体長がかなり大きいので, 4月以前に生まれたと考えられる。おそらくF群がB群を生んだのであろう。B群は6月にD群を生んで消滅し, D群は

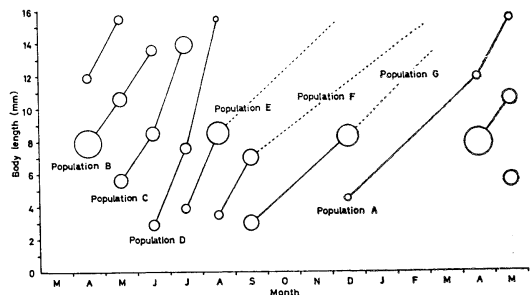


Fig. 7. Monthly variation in mean length of unit groups of *Sagitta nagae*. Seven populations A, B, C, D, E, F and G of this species are shown. A center of the circle shows mean length of each unit group. The diameter shows percentage of mixed populations.

8月にF群を生んで消滅する。G群は途中でF群と見分けがつかなくなるか、消滅してF群によって代表されるようになる考えるとB, D, F群は親子関係にある。A, B, C, D群の寿命はそれぞれ6, 4, 3, 3か月であり、E, F群の寿命はそれぞれ6, 8か月と推定された。

5~9月における幼体のピークはC, D, E, F, G群に、12月の小さいピークはA群に由来することが示された(Figs. 5, 7)。各コーホートの発生、消滅は時間的にずれて起るので、体長組成、成熟度組成や個体数は変化する。

(2) *S. enflata*

本種は1年中出現するが、冬から春にはきわめて少なく、8~11月に多い。幼体、I~IV期の個体数は9月に最も多く、10, 11月に減り、増減の傾向は各成熟段階でよく似ている。ここでは幼体、IV期個体の変動を示した(Fig. 5-b)。8~11月の*S. enflata*はそれぞれ二つの単位群からなり(Fig. 8)、平均体長を追跡すると8, 9, 11月にコーホートの添加が、8, 10, 11月にコーホートの消滅が認められた(Fig. 9)。また、体長16mmに達するIV期個体はわずかで(Fig. 8)、大部分が8~15mmであった。これらのIV期個体は主に第一成熟周期の個体で、第二成熟周期と思われる個体はきわめて少数であった。従って、相模湾では第一成熟

周期の*S. enflata*が7~11月に産卵し、この間に四つの異なるコーホートが存在する(Fig. 9)。

*S. enflata*のIV期個体の体長は第一成熟周期の個体で約10mm、第二成熟周期の個体で約16mmである(ALVARIÑO, 1967)⁴⁾。ところで、*S. enflata*が一生の間に1回以上の成熟周期をもつことは地中海、熱帯大西洋(FURNESTIN, 1957)¹¹⁾、Miami沖(OWRE, 1960)¹²⁾、California近海(ALVARIÑO, 1963)¹³⁾で知られている。また、STONE(1969)¹⁴⁾はPort Elizabeth沖の沿岸に近い点から体長が大きく、多数の卵がはいった長い卵巣をもつ第二成熟周期の*S. enflata*を7標本採集した。日本近海では*S. enflata*の成熟周期の回数および各成熟周期における体長はまったく調査されていない。これらの未知の点は本調査ではネットの性能上、体長の大きい*S. enflata*が十分採集されていないために検討できなかった。

(3) *S. minima*

本種は1年中出現するが、*S. enflata*と同様に冬から春にはきわめて少なく、7~11月に多い。この期間における成熟度別の個体数は幼体、I, II期個体はほぼ同じ傾向で増減する。すなわち、8月に最も多く、9月に減り、10月に再び増加する。産卵可能なIV期個体数は7, 8, 9月に一定で、10

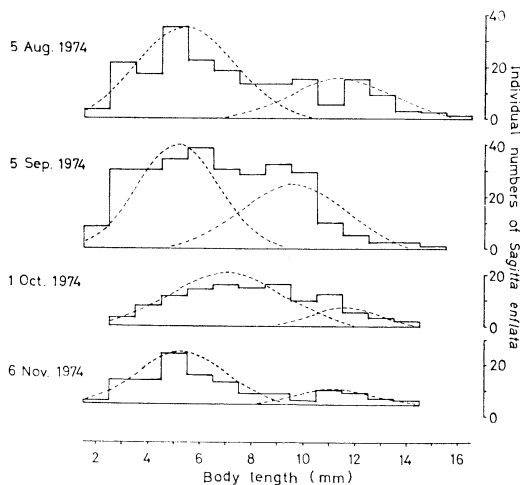


Fig. 8. Size frequency of *Sagitta enflata* collected in different months. Superimposed normal distribution fitted as described in text.

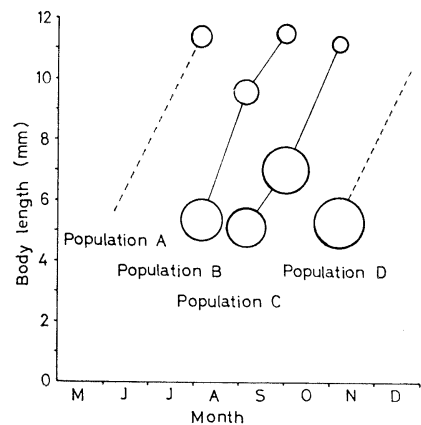


Fig. 9. Monthly variation in mean length of unit groups of *Sagitta enflata*. Four populations A, B, C and D of this species are shown. A center of the circle shows mean length of each unit group. The diameter shows percentage of mixed populations.

月に減り, 11月にわずかに増加した (Fig. 5-c).

考 察

1. 若いやむしの同定

村上 (1957)¹³⁾ は若いやむしの同定は大部分の種類について不能であるとし, STONE (1969)¹⁴⁾ もまた若いやむしの分類の困難さを強調し, 若い

やむしの分類に役立つよい方法がないために生じた, 研究上の問題点を述べている。STONE (1969)¹⁴⁾ によると *S. minima* 個体群の成体と幼体の組成比がそれぞれ 91.8, 8.2% であった。しかし, これは実際の個体群組成を示しておらず, 同定できなかった小さいやむしの大部分は実は *S. minima* ではないかと推察した。また, 近縁種

Table 2. Chaetognath species recorded from different areas.

Area	Pacific Ocean				Indian Ocean	Atlantic Ocean	
	Seto Inland Sea 50→0 Murakami (1959*)	Tokyo Bay near bottom →0 Murakami (1957*)	Kuroshio 150→0 Kuroda (1976)	Sagami Bay 150→0 Present study	off South Africa 0~110 Stone (1969*)	off Miami 350→0 731→0 Owre (1960)	
1. <i>Sagitta bedoti</i>			○	+		1	
2. <i>S. bipunctata</i>	○	○	○	+	○	2	
3. <i>S. crassa</i>	○	○				3	
4. <i>S. crassa</i> f. <i>naikaiensis</i>	○	○	○	○		4	
5. <i>S. decipiens</i>	○	○	○	○	○	5	
6. <i>S. enflata</i>	○	○	○	○	○	6	
7. <i>S. ferox</i>	○		○	○	○	7	
8. <i>S. friderici</i>					○	8	
9. <i>S. helenae</i>						○	9
10. <i>S. hexaptera</i>		○	○	○	○	○	10
11. <i>S. hispida</i>						○	11
12. <i>S. lyra</i>		○	○	+	○	○	12
13. <i>S. macrocephala</i>				+		○	13
14. <i>S. maxima</i>					○		14
15. <i>S. minima</i>	○	○	○	○	○	○	15
16. <i>S. nagae</i>	○	○	○	○	○		16
17. <i>S. neglecta</i>	○	○	○	○	○		17
18. <i>S. neodecipiens</i>			○	○			18
19. <i>S. pacifica</i>	○	○	○	○	○		19
20. <i>S. planctonis</i>					○	○	20
21. <i>S. pseudoserratodentata</i>	○	○	○	○			21
22. <i>S. pulchra</i>	○	○	○	○	○		22
23. <i>S. regularis</i>	○	○	○	○	○		23
24. <i>S. robusta</i>	○	○	○	○	○		24
25. <i>S. serratodentata</i>					○	○	25
26. <i>S. zetesios</i>			○	+			26
27. <i>Krohnitta pacifica</i>	○	○	○	○	○	○	27
28. <i>K. subtilis</i>		○	○	○	○	○	28
29. <i>Pterosagitta draco</i>	○	○	○	○	○	○	29
30. <i>Eukrohnia fowleri</i>				+		○	30
31. <i>E. hamata</i>			○	+	○	○	31

*: *Sagitta bedoti* described by Murakami (1957, 1959) and Stone (1969) are treated as *Sagitta nagae*.

○: present, +: record by other authors

S. regularis と *S. neglecta*, *S. robusta*, と *S. ferox* および *K. subtilis* と *K. pacifica* では成体の同定, 識別は容易であるが, はじめの2組の近縁種では幼体の同定に問題があった (STONE, 1969)¹⁴⁾。そのため, これら2組はそれぞれ2種に区別せず, ひとまとめにして計数した。著者らも若いやむしの同定の困難さを経験してきたが, とくに多くの種類が生息する海域で, ひとつの種類の個体群動態を明らかにするためには, 若いやむしの同定方法を確立することが先決であると考えた。そして眼および眼色素の特徴により, 若いやむしの大部分が分類できることを見出した (永沢, 丸茂, 1976)²⁾。本研究はこの方法に基づいて, 若いやむしを同定し, 体長の小さい個体を含むやむし群集を扱っている。ここで使用したネットの網目は 0.1 mm であり, 他の研究者 (村上, 1957¹⁵⁾, 1959¹⁶⁾; OWRE, 1960¹²⁾; GRICE and HART, 1962¹⁷⁾; STONE, 1969¹⁴⁾) が使用したネットの網目と比べ, 最も小さい。従って, 体長が小さい個体を十分に採集していると考えられる。

2. やむしの出現種

各海域に出現するやむしの種類組成を比較する (Table 2)。

1947~1949年に海底から表面までの鉛直曳で東京湾には3属17種1型のやむしが, 1953~1957年に50→0mの鉛直曳で瀬戸内海には3属15種1型のやむしが出現した (村上, 1957¹⁵⁾, 1959¹⁶⁾)。東京湾では *S. crassa* f. *naikaiensis* が卓越し, 他の主要種は *S. minima*, *S. nagae*, *S. crassa* であった。瀬戸内海でも *S. crassa* f. *naikaiensis* が卓越し, その他に *S. enflata*, *S. minima*, *S. nagae*, *S. crassa* が多く出現した。両海域では内湾種 *S. crassa* f. *naikaiensis* が主体で, これに沿岸種, 外洋種 (黒潮種と熱帯種) が加わる。

1966~1972年に黒潮海域で150→0mの鉛直曳により, 冬には31試料から4属21種1型のやむしが, 夏には24試料から3属20種1型のやむしが同定され, 夏には個体数は冬の2倍であった (KURODA, 1976)⁸⁾。夏には *S. enflata* が最も卓越し, *S. regularis*, *S. minima* がついで多い。これに対し, 冬には *S. minima*, *S. enflata*, *S.*

pacifica が多く出現した。

黒潮は大島の西側または東側の一方から相模湾に流入するとし, 岡田, 三善 (1931)¹⁸⁾ は流入する黒潮水の循環のパターンを示した。それに基づいて, 流入経路の二つの場合の循環パターンの概略を Fig. 1 に示した。これによると流入する黒潮の動きがいずれの場合でも, 本研究の調査点および MARUMO and NAGASAWA (1973)¹⁾ の調査海域は黒潮水の影響がきわめて大きい。相模湾からは150→0mの鉛直曳で, 3属17種1型のやむしが同定され, 沿岸種 *S. nagae* とともに *S. minima*, *S. enflata* が優占した。

Table 2 によると瀬戸内海 (村上, 1959)¹⁶⁾, 東京湾 (村上, 1957)¹⁵⁾, 相模湾の出現種は黒潮海域 (KURODA, 1976)⁸⁾ とかなりよく似ている。しかし, 瀬戸内海には東京湾, 相模湾に出現する外洋種のうち, 生息深度の中心が50m以深にある種類 (永沢, 未発表), *S. hexaptera*, *S. lyra*, *S. neodecipiens*, *K. subtilis* は採集されていない。*S. friderici* は *S. crassa* の近縁種で California 海流と Peru 海流 (BIERI, 1959)¹⁹⁾, 南アフリカ共和国の東沖 (STONE, 1969)¹⁴⁾, 地中海 (PEARRE, 1974²⁰⁾, 1976²¹⁾) に分布するが, Miami 沖には出現しない (OWRE, 1960)¹²⁾。また, Indo-Pacific のやむし (TOKIOKA, 1952)²²⁾, *S. bedoti*, *S. ferox*, *S. nagae*, *S. neglecta*, *S. pacifica*, *S. pulchra*, *S. regularis*, *S. robusta*, *S. pseudo-serratodentata* は Miami 沖からは全く採集されない (Table 2)。*S. bipunctata*, *S. decipiens*, *S. enflata*, *S. hexaptera*, *S. lyra*, *S. macrocephala*, *S. minima*, *S. planctonis*, *K. pacifica*, *K. subtilis*, *P. draco* は普遍的に分布する種である (TOKIOKA, 1952²²⁾; ALVARIÑO, 1965²³⁾) ので, 大部分の種がいずれの海域にも出現する (Table 2)。*S. helenae*, *S. hispida*, *S. maxima* は大西洋から報告された種類である。

相模湾に出現するやむしの種類は多いが, その中のごく少数の特定の種類が全体の大部分を占め, 残りの種類がやむし群集に寄与する率はきわめて小さい。たとえば, *S. nagae* (31%), *S. minima* (22%), *S. enflata* (12%), *S. pacifica*

(10%) が全体の 75% を占め、残り13種1型のうち、10種は1% 以下である。同様な知見は OWRE (1960)¹²⁾ や STONE (1969)¹⁴⁾ によっても得られている。Miami 沖の Florida 海流には4属16種のやむしが出現し (Table 2), この海流の西側, すなわち沿岸に近い測点では *S. enflata* (54.5%), *S. serratodentata* (19.9%) が 74.4% を, 東側, すなわち沖合の点では *S. serratodentata* (54.0%), *S. enflata* (14.7%) が 68.7% を占める (OWRE, 1960)¹²⁾。なお, この海域での主要種は上記2種の他に沿岸では *S. minima*, *P. draco*, 沖合では *P. draco* である。また, 沿岸では8種が, 沖合では7種が1% に達しない。STONE (1969)¹⁴⁾ によれば, インド洋南西部の南アフリカ共和国東岸の海域には4属21種のやむしが出現し (Table 2), 沿岸では *S. enflata* と *S. friderici* が優占し, 65% 以上に達する。これに対し, 沖合では *S. enflata*, *S. serratodentata*, *P. draco* および *S. hexaptera* (時に *S. bipunctata*) が多く, 全体の 68% 以上を占め, はじめの3種は常に優占している。やむし全体の1% に満たない種類は沿岸では8~11種, 沖合では7~11種に及ぶ。

各海域におけるやむしの出現種の半分, あるいはそれ以上の種類は群集にいろいろをそえているだけで, 少数の特定の種が群集の主役をなしている。これはやむし群集が特定の種の動態に左右されることを意味する。従って, やむし群集の研究は海域の鍵種 (key species) に関する調査と解析が必須である。

3. 個体数の季節変動

相模湾ではやむし群集にみられる個体数の季節変動は, 卓越種 *S. nagae* の個体数変動とよく似ている。GRICE and HART (1962)¹⁷⁾ も大西洋の Montauk Point から Bermuda に至る測点のうち, 沿岸水を代表するやむし群集の季節変化が, そこでの卓越種 *S. elegans* と *S. serratodentata* の変動により左右されると報告している。相模湾の主要3種の季節変化はそれぞれの種の幼体の変化のパターンとよく似ている (Fig. 5)。すなわち, *S. nagae* では6~8月に個体数が多く, 幼体もこの時期に最高に達する。*S. enflata* の個体数は8~10月

に多く, 9月に最大である。幼体の個体数もまた8~10月に多く, 9月に最大を示す。*S. minima* では8月に大きい, 10月に小さいピークがあり, 幼体の個体数は8月に最大である。さらに *S. nagae*, *S. enflata* ではIV期個体と幼体の変動傾向もよく似ている (Fig. 5-a, b)。*S. enflata* はMiami 沖 (OWRE, 1960)¹²⁾ では夏に, 南アの東沖 (STONE, 1969)¹⁴⁾ では夏~秋に多い。*S. minima* はMiami 沖 (OWRE, 1960)¹²⁾ では8月に, 南アの東沖 (STONE, 1969)¹⁴⁾ では夏に最も多い。Miami 沖には *S. nagae* は出現しないが, 南アの東沖には少数出現し, 夏, 秋, 冬の順に減少する (STONE, 1969)¹⁴⁾。以上に述べた海域はそれぞれ太平洋, 大西洋, インド洋であり, 地理的に離れているが, 各調査海域はそれぞれ黒潮, Florida 海流, Agulhas 海流の影響をうけて, 出現種は豊富である。外洋種の消長はそれぞれの海流の動きと関連する。相模湾では黒潮種, 熱帯種の密度が冬よりも夏から秋に高く, これは黒潮の勢力, 湾内への流入に季節的な相違があることを反映している。インド洋南西部では Agulhas 海流の沿岸への流入が減少する冬には外洋種は夏や秋に比べて減る (STONE, 1969)¹⁴⁾。

S. enflata, *S. minima* は相模湾, Florida 海流, Agulhas 海流に共通の, 主要種である。両種の繁殖時期および季節変動は海域をとわずほぼ同じで, 夏から秋に産卵し, 個体数が最大になる。

文 献

- MARUMO, R. and S. NAGASAWA (1973): Pelagic chaetognaths in Sagami Bay and Suruga Bay, Central Japan. J. oceanogr. Soc. Japan, **29**, 267-275.
- 永沢祥子, 丸茂隆三 (1976): 眼および眼色素の特徴による若いやむしの同定. 日本プランクトン学会報, **23**, 96-102.
- THOMSON, J. M. (1947): The Chaetognatha of south-eastern Australia. Bull. Coun. scient. ind. Res. Melb., **222**, 1-43.
- ALVARINO, A. (1967): The Chaetognatha of the Naga Expedition (1959-1961) in the South China Sea and the Gulf of Thailand. I. Systematics. Naga Rep. Univ. Calif. Scripps Inst. Oceanogr., **4**, 1-197.
- HARDING, J. P. (1949): The use of probability

- paper for the graphical analysis of polymodal frequency distributions. *J. mar. biol. Ass. U.K.*, **28**, 141-153.
- 6) CASSIE, R. M. (1954): Some uses of probability paper in the analysis of size frequency distributions. *Aust. J. mar. Freshwat. Res.*, **5**, 513-522.
 - 7) 鬼頭正隆 (1974): 毛顎類. p. 65-85, 丸茂隆三編, 海洋学講座10巻「海洋プランクトン」東京大学出版会, 東京.
 - 8) KURODA, K. (1976): Chaetognatha in the Kuroshio area south of Japan. I. Selection of important species. *Bull. Kobe mar. Obs.*, **192**, 42-49.
 - 9) 鬼頭正隆 (1967): 毛顎類. p. 40-51, 元田茂編, 日本海洋プランクトン図鑑 5, 蒼洋社, 東京.
 - 10) KURODA, K. (1977): Chaetognatha in the Kuroshio area south of Japan. II. Revision of indicator species. *Bull. Kobe mar. Obs.*, **194**, 26-33.
 - 11) FURNESTIN, M. L. (1957): Chaetognathes et zooplankton du secteur Atlantique Marocain. *Revue Trav. Inst. Pêch. marit.*, **21**, 1-356.
 - 12) OWRE, H. B. (1960): Plankton of the Florida Current. Part VI. The Chaetognatha. *Bull. mar. Sci. Gulf Caribb.*, **10**, 255-322.
 - 13) ALVARIÑO, A. (1963): Quetognatos epiplanc-tonicos del Mar de Cortes. *Revta Soc. mex. Hist. nat.*, **24**, 97-203.
 - 14) STONE, J. H. (1969): The Chaetognatha community of the Agulhas Current: its structure and related properties. *Ecol. Monogr.*, **39**, 433-463.
 - 15) 村上彰男 (1957): 内湾・内海に於ける浮遊性毛顎類の出現. (1) 東京湾及び瀬戸内海中西部海域に於ける出現状況. *水産学集成*, 357-384. 東京大学出版会, 東京.
 - 16) 村上彰男 (1959): 瀬戸内海産浮遊性毛顎類に関する海洋生物学的研究. *内海区水研研究報告*, **12**, 1-186.
 - 17) GRICE, G. D. and A. D. HART (1962): Abundance, seasonal occurrence and distribution of the epizooplankton between New York and Bermuda. *Ecol. Monogr.*, **32**, 287-309.
 - 18) 岡田光世, 三善清旭 (1931): 模型による相模湾の定常海流. *水産物理談話会会報*, **21**, 283-287.
 - 19) BIERI, R. (1959): The distribution of the planktonic Chaetognatha in the Pacific and their relationship to the water masses. *Limnol. Oceanogr.*, **4**, 1-28.
 - 20) PFARRE, S. JR. (1974): Ecological studies of three west-mediterranean chaetognaths. *Inv. Pesq.*, **38**, 325-369.
 - 21) PEARRE, S. JR. (1976): A seasonal study of the diets of three sympatric chaetognaths. *Inv. Pesq.*, **40**, 1-16.
 - 22) TOKIOKA, T. (1952): Chaetognaths of the Indo-Pacific. *Annotnes zool. jap.*, **25**, 307-316.
 - 23) ALVARIÑO, A. (1965): Chaetognaths. *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, **3**, 115-194.

Exemples numériques de la dispersion de la pollution dans un océan mondial*

Kenzo TAKANO** et M^{me} Sawa MATSUYAMA***

Résumé: Un modèle numérique donne plusieurs exemples de la dispersion de la pollution régie par l'advection et la diffusion dans un océan mondial à fond horizontal. Les sources sont placées soit à la surface soit au fond. La dispersion en fonction du temps dépend considérablement d'où se trouve la source.

1. Modèle

La présente note a pour objet de montrer plusieurs exemples numériques de la dispersion d'une pollution déchargée par la surface ou le fond dans un océan mondial.

On suppose que la pollution n'affecte pas la densité de l'eau et qu'elle est libre de la réaction chimique et biologique. La dispersion est alors régie par l'advection et la diffusion turbulente. A l'heure actuelle, on ne connaît suffisamment ni la vitesse moyenne de l'eau qui intervient dans l'advection ni la variation de la vitesse en temps qui intervient dans la diffusion turbulente. Récemment on a confirmé la présence permanente des tourbillons intenses en échelle intermédiaire. Le rôle qu'ils devraient jouer dans la dispersion est toutefois inconnu. Il est donc prématuré de se proposer de construire un modèle numérique de la dispersion bien approchant de la réalité.

Cela n'empêche tout de même pas de faire un calcul préliminaire pour prendre un aperçu global comme premier étape vers un modèle moins grossier, en se servant d'un résultat obtenu par un modèle numérique de la circulation générale actuellement disponible pour le champ de vitesse.

Il convient de décrire ici en bref ce dernier, alors qu'un fragment du résultat est présenté dans une note précédente (TAKANO, 1976). L'océan mondial à fond horizontal s'étend de

65°S à 75°N. La densité de l'eau est une fonction de la température seule. Le coefficient de dilatation est constant. La salinité et la glace de mer sont négligées. La circulation est établie par le flux de chaleur de surface et la force d'entraînement du vent.

La force d'entraînement du vent est désignée en fonction de la latitude. Le flux de chaleur de surface est calculé dans l'hypothèse qu'il est proportionnel à la différence entre la température de l'eau de surface qui est une variable dépendante et la température atmosphérique dite «de référence» qui est donnée a priori en fonction de la latitude. Le coefficient de proportionnalité est quelque peu arbitraire. On suppose qu'il est 40 cal/°C/cm²/jour. La force d'entraînement du vent et la température atmosphérique de référence ne varient pas avec le temps.

La grille est grossière. La distance de grille est 5° en longitude et latitude. Cinq couches sont arrangées en verticale de sorte que les composantes horizontales de la vitesse et la température sont définies à 20 m, 120 m, 640 m, 1280 m et 2760 m de profondeur et que la composante verticale de la vitesse est définie à 70 m, 380 m, 960 m et 2020 m de profondeur. La profondeur du fond est 4000 m partout. L'épaisseur de chaque couche est alors 70 m, 310 m, 580 m, 1060 m et 1980 m.

Compte tenu de la distance de grille, il faut prendre les coefficients de turbulence suffisamment grands pour supprimer un bruit spatial erroné (double pas de grille) dans la solution numérique des équations aux différences finies.

* Manuscrit reçu le 22 juillet

** Rikagaku Kenkyusho, Wako-shi, 351 Japon

*** Centre de Calcul, Université de Hôsei, Koganei-shi, 184 Japon

Le coefficient de diffusion horizontale est $10^9 \text{cm}^2/\text{s}$ pour la force vive et $10^8 \text{cm}^2/\text{s}$ pour la chaleur. Le coefficient de diffusion verticale est $1 \text{cm}^2/\text{s}$ pour la force vive et la chaleur.

Partant d'un état initial, l'intégration numérique en temps des équations pour la force vive et la chaleur a été effectuée pour 102568 jours, ce qui a permis d'obtenir un champ de vitesse presque permanent. Malgré la grille grossière et les hypothèses simplificatrices, l'aspect général de la circulation générale observée est en gros reproduit, comme cela étant montré dans la note précitée.

Une pollution quelconque est déchargée en flux vertical à la surface ou au fond à cinq points arbitrairement choisis: point A à 140°E , 35°N , point B à 180°E , 65°S , point C à 75°W , 35°N , point D à 15°W , 15°S et point E à 70°E , 0°N . La dispersion est calculée par l'intégration en temps de l'équation de concentration, identique en forme à celle de chaleur. Le champ de vitesse déla obtenu de la manière décrite plus haut intervient dans l'advection. La méthode de calcul de la concentration est pratiquement la même que celle pour la température sauf qu'il y a l'interaction bilatérale entre la température et le champ de vitesse par l'intermédiaire de la pression, variable avec la densité qui dépend à son tour de la température, tandis qu'il n'y en a pas dans le cas où il s'agit de la pollution qui ne change pas la densité.

2. Sources à la surface

Dans le cas I la pollution est déchargée par la surface. La condition à la surface s'écrit alors pour sa concentration c :

$$\kappa \frac{\partial c}{\partial z} = Q, \quad (1)$$

où κ est le coefficient de diffusion ($1 \text{cm}^2/\text{s}$), z est positive vers le haut et le flux Q est nul except aux points A à E.

Le flux Q est supposé 0,1 en C.G.S. aux points A à E.

La condition au fond s'écrit:

$$\kappa \frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (2)$$

Il n'y a pas de flux horizontal à travers les frontières latérales.

Les figures 1 à 3 montrent les isoplèthes aux trois couches supérieures au 7673^e jour après le commencement de la décharge. La dispersion de toutes les cinq sources est simultanément calculée pour faire une économie de temps de calcul. La concentration à la surface est naturellement la plus haute au point où est déchargée la pollution. La valeur maximum dépend de l'intensité des courants environnants. Elle est d'autant plus grande que les courants d'alentour sont faibles. Le point D se fait marquer par la plus haute concentration et les isoplèthes presque concentriques, car il est situé en plein océan et n'est pas baigné dans des courants forts. A 120 m de profondeur, la pollution partant du point D se concentre toujours dans le même endroit au-dessous de D. C'est aussi le cas du point E. Cependant, dans les cas des points A et C, la concentration maximum se déplace au loin du point de la décharge; au coin du nord-est dans l'océan Pacifique du Nord et à la côte d'est dans l'océan Atlantique du Nord, ce qui réfléchit l'advection puissante du Kuroshio et du Gulf Stream. L'effet de l'advection, bien que moins puissant, se manifeste dans l'océan Antarctique. La valeur maximum se trouve à l'est du point B en conséquence du courant circumpolaire Antarctique se dirigeant vers l'est.

La concentration à 640 m est de l'ordre de l'unité, un-dixième près de celle à 120 m dans le cas de D. Par contre, elle n'est pas si faible dans l'océan Pacifique du Nord et l'océan Atlantique du Nord. Elle est à peu près du même ordre que celle à 120 m, alors que cette dernière est à son tour très faible auprès de la concentration à la surface. Tout cela provient de ce que la pollution déchargée à A et C se disperse au loin par l'advection horizontale puissante et l'advection verticale considérable qui s'associe plus ou moins avec l'advection horizontale puissante, tandis qu'elle demeure, dans le cas du point D, en couche superficielle dans l'espace beaucoup moins étendu.

Les deux couches inférieures ne sont pratiquement pas encore affectées.

Les figures 4 à 7 montrent le résultat au

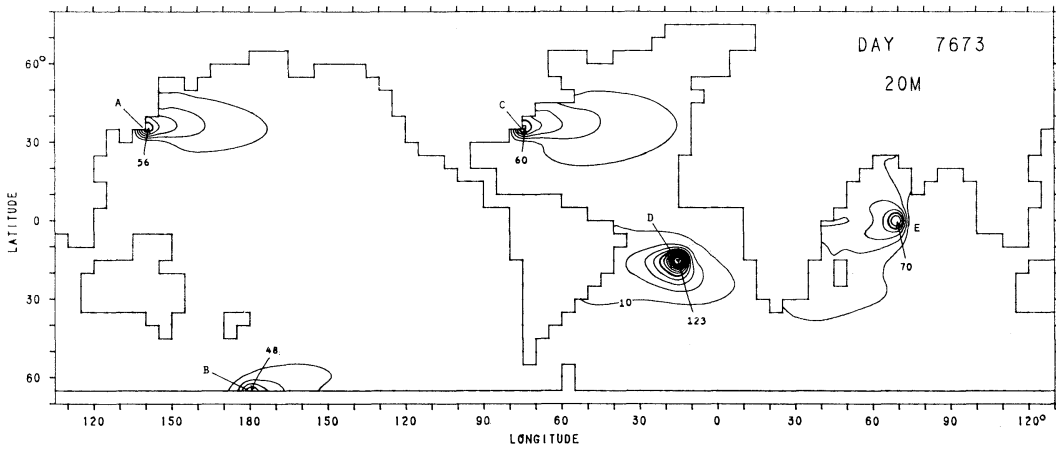


Fig. 1. Distribution à 20 m au 7673^e jour dans le cas I

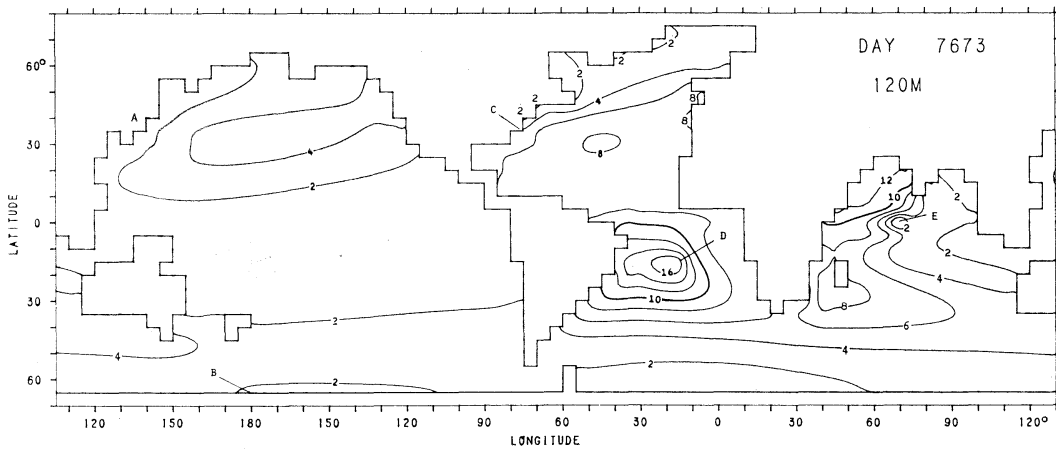


Fig. 2. Distribution à 120 m au 7673^e jour dans le cas I

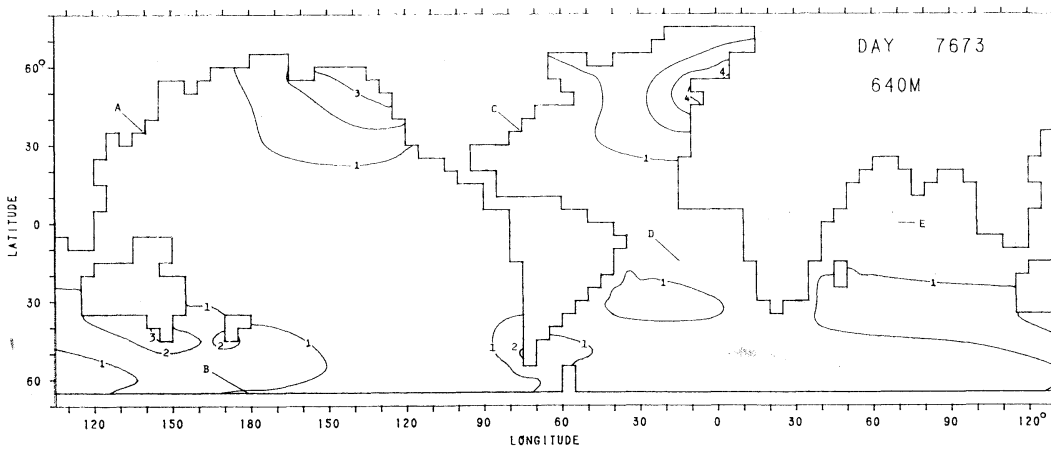


Fig. 3. Distribution à 640 m au 7673^e jour dans le cas I

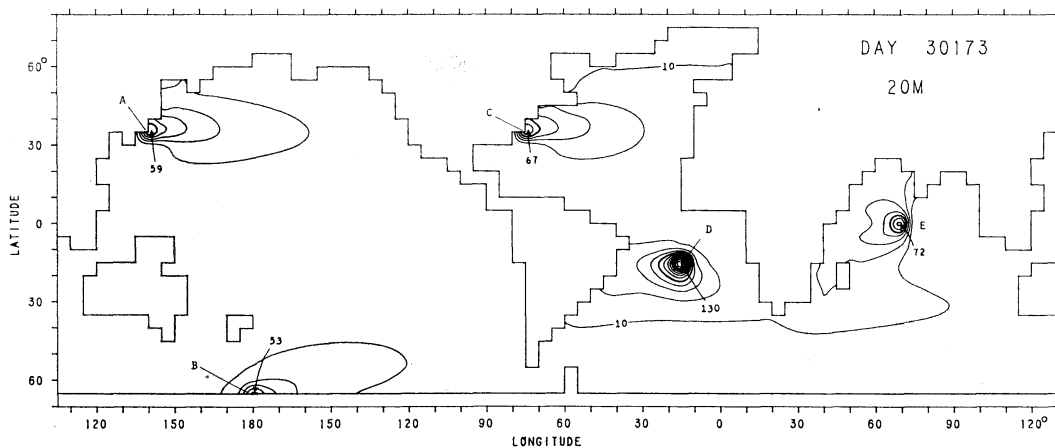


Fig. 4. Distribution à 20 m au 30173^e jour dans le cas I

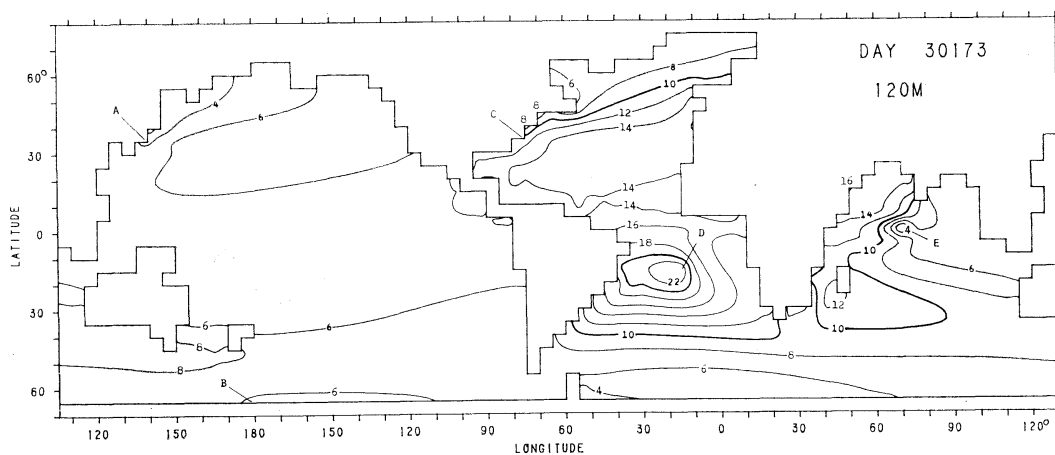


Fig. 5. Distribution à 120 m au 30173^e jour dans le cas I

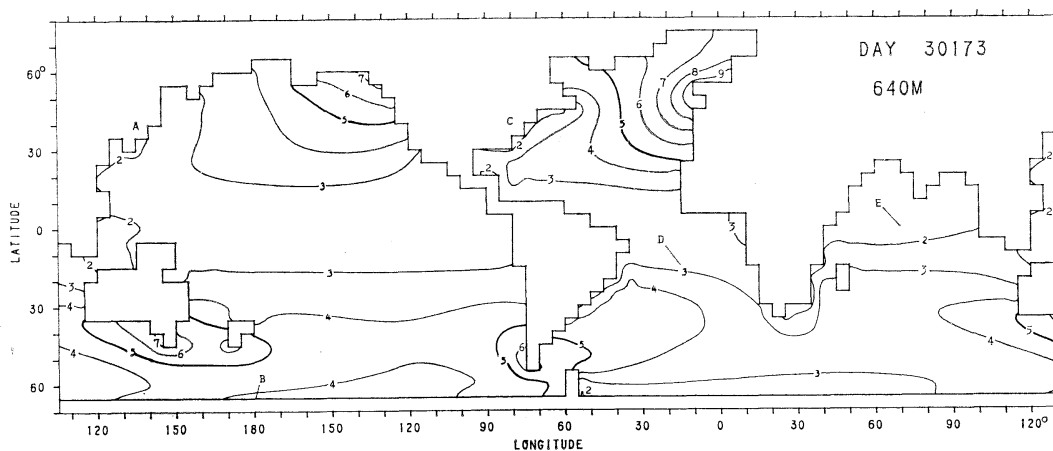


Fig. 6. Distribution à 640 m au 30173^e jour dans le cas I

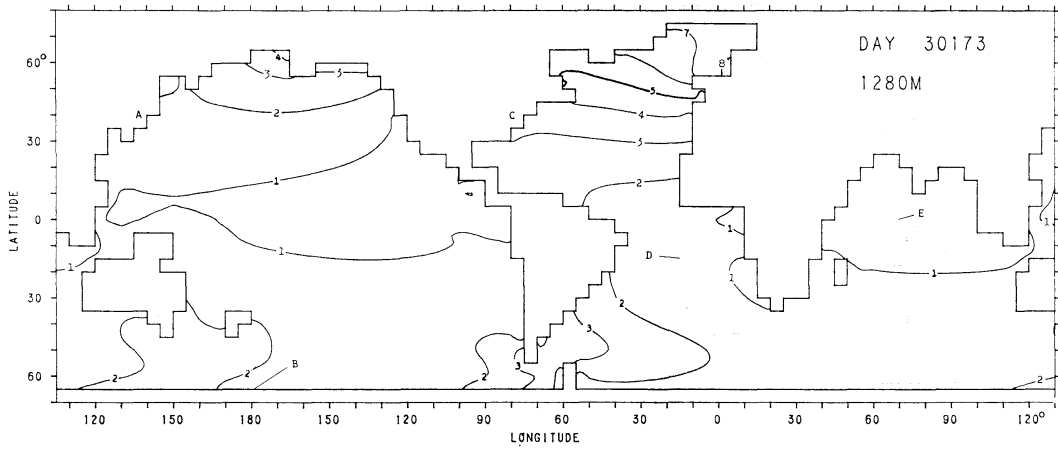


Fig. 7. Distribution à 1280 m au 30173^e jour dans le cas I

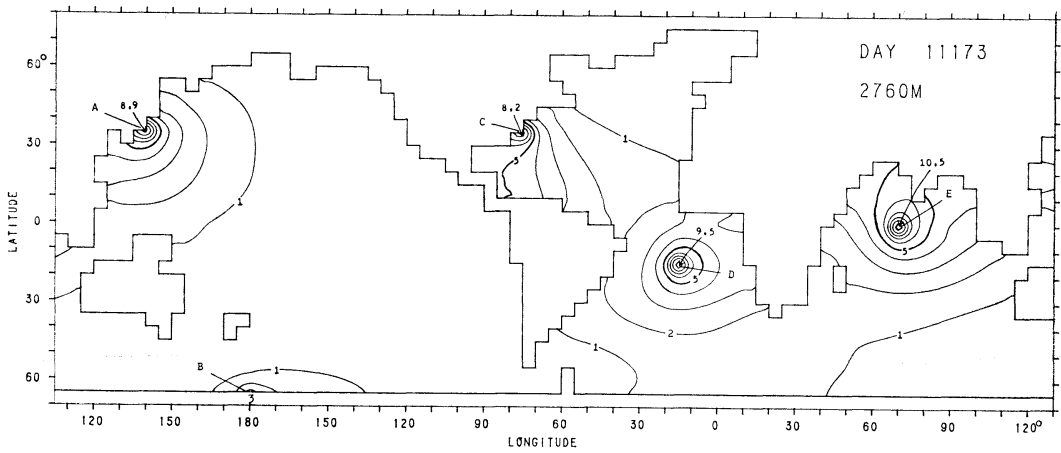


Fig. 8. Distribution à 2760 m au 11173^e jour dans le cas II

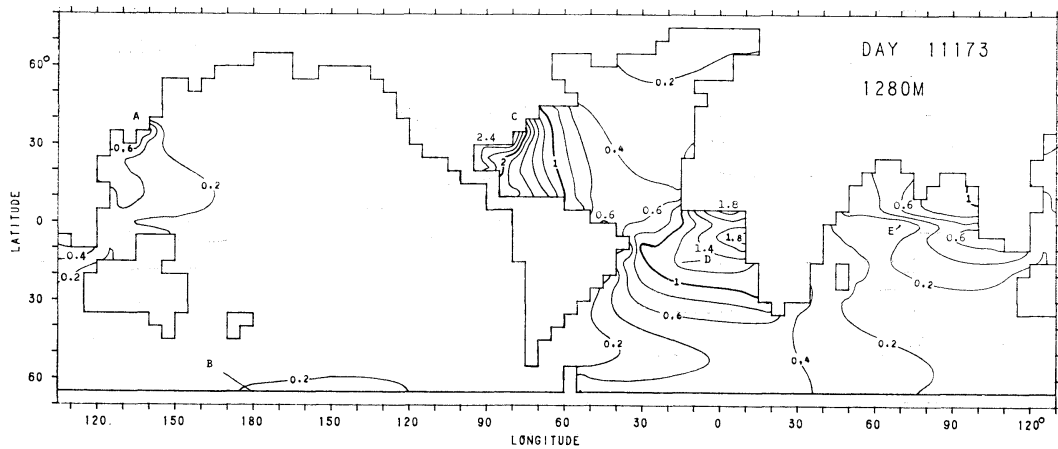


Fig. 9. Distribution à 1280 m au 11173^e jour dans le cas II

30173^e jour. Il y a très peu de change dans la couche de surface, ce qui indique que l'alimentation de la source est déjà équilibrée par la dispersion. La concentration est quelque peu augmentée dans les couches inférieures. La distribution des isoplèthes est toutefois pareille à celle au 7673^e jour.

A 1280 m, la valeur maximum est inférieure à un-dixième de celle à la surface. La couche la plus basse est toujours hors d'atteinte à l'exception de l'océan Atlantique du Nord où il existe des courants descendants forts dans la région la plus au nord.

L'équation de la concentration permet d'estimer les temps caractéristiques de la dispersion. Il vient de là :

$$t_{AV}=H/W, \quad t_{DV}=H^2/\kappa, \quad t_{DH}=L^2/A,$$

où t_{AV} , t_{DV} et t_{DH} représentent les temps caractéristiques déterminés par l'advection verticale, la diffusion verticale et la diffusion horizontale, H , L et W représentent les valeurs caractéristiques de la profondeur, de la longueur horizontale et de la composante verticale de la vitesse, et A est le coefficient de diffusion horizontale de la chaleur.

Si l'on prend, à titre d'indication, $H=2 \times 10^5$ cm, $L=4 \times 10^9$ cm et $W=10^{-5}$ cm/s en plein océan, on a :

$$\begin{aligned} t_{AV} &= 2 \times 10^{10} \text{s} = 2400 \text{ jours,} \\ t_{DV} &= 4 \times 10^{10} \text{s} = 4700 \text{ jours,} \quad (3) \\ t_{DH} &= 16 \times 10^{10} \text{s} = 18500 \text{ jours.} \end{aligned}$$

Il faut donc plus que plusieurs années pour un parcours vertical de 2000 m et un parcours horizontal de 4×10^9 cm par l'advection et la diffusion en plein océan, ce qui est justement de l'ordre de grandeur suggéré par les figures 3, 6 et 7.

L'estime (3) de t_{AV} est basée sur la valeur de W en plein océan. Le parcours vertical est bien accéléré dans la région frontière près de la côte où la composante verticale de la vitesse est beaucoup plus grande. C'est par ce courant descendant fort et le courant horizontal traversant le bassin océanique de l'ouest à l'est que la concentration devient grande à 120 m et à 640 m dans les régions du nord-est des océans

Pacifique et Atlantique.

La région du nord-est de l'océan Indien est presque exempte de pollution.

3. Sources au fond

Dans le cas II où la pollution est déchargée par le fond, la condition au fond est donnée par (1) et la condition à la surface est donnée par (2). Les cinq points A à E sont placés dans les mêmes endroits que dans le cas I. Le flux Q y est supposé $-0,1$ en C.G.S.

Les figures 8 et 9 montrent le résultat au 11173^e jour après le commencement de la décharge. Etant donné que la couche la plus basse a 1060 m d'épaisseur à côté de la couche de surface épaisse de 70 m où sont placées les sources dans le cas I, la concentration à 2760 m dans la couche la plus basse est sensiblement inférieure à la concentration de surface dans le cas I. D'ailleurs, la dispersion est moins directionnelle que dans le cas I, puisque dans les couches profondes il n'existe pas de courants étroits intenses tels que le Kuroshio et le Gulf Stream. Les isoplèthes sont plus ou moins circulaires sauf dans l'océan Antarctique où le courant circumpolaire se dirige vers l'est en toute la profondeur.

Les figures 10 à 14 montrent la dispersion au 47173^e jour. La comparaison avec le cas I n'est pas facile, parce que la dispersion est figurée aux dates différentes de celles dans le cas I. De plus, il résulte de l'intégration simultanée pour les cinq sources A à E pour l'économie de temps de calcul comme signalé plus haut que la pollution originaire des sources B, D et E intervient tout ensemble à 640 m, 120 m et 20 m dans l'océan Antarctique. La pollution y est à peine bien identifiée. Il est tout de même évident qu'elle est considérablement différente l'une de l'autre. Dans la couche la plus basse où sont placées les sources, la concentration ne cesse d'augmenter avec le temps, mais elle change très peu dans le cas I entre les jours 7673 et 30173 dans la couche de surface où sont placées les sources. Les isoplèthes sont aussi différemment distribués. Par exemple, à 1280 m dans l'océan Pacifique du Nord et l'océan Atlantique du Nord, la pollution est la plus concentrée toujours dans la région

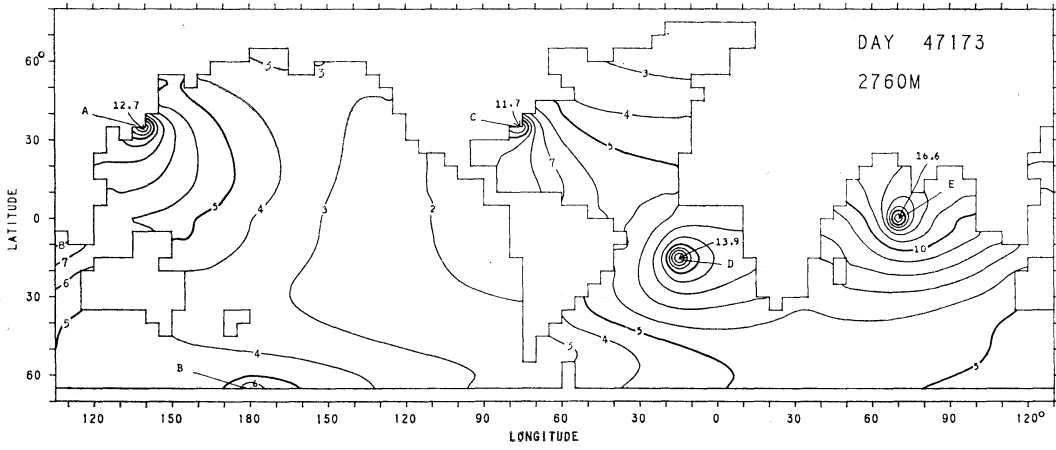


Fig. 10. Distribution à 2760 m au 47173^e jour dans le cas II

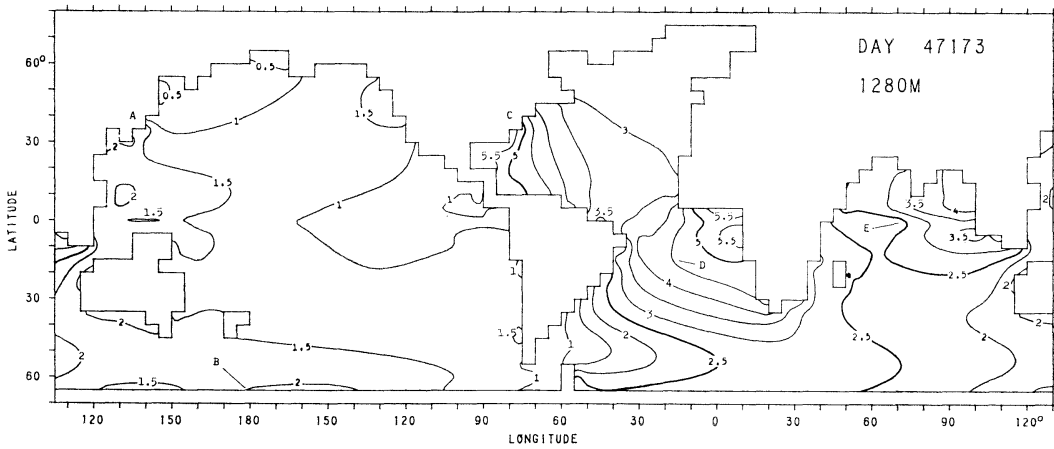


Fig. 11. Distribution à 1280 m au 47173^e jour dans le cas II

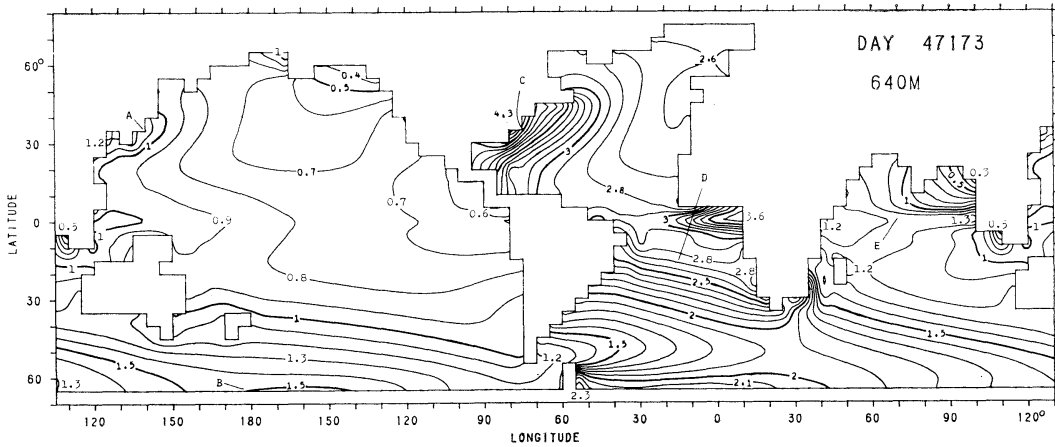
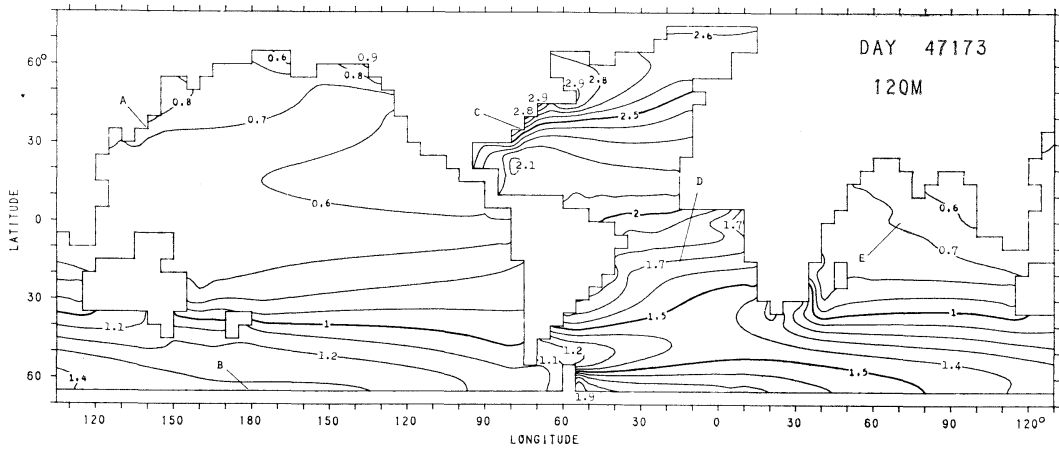
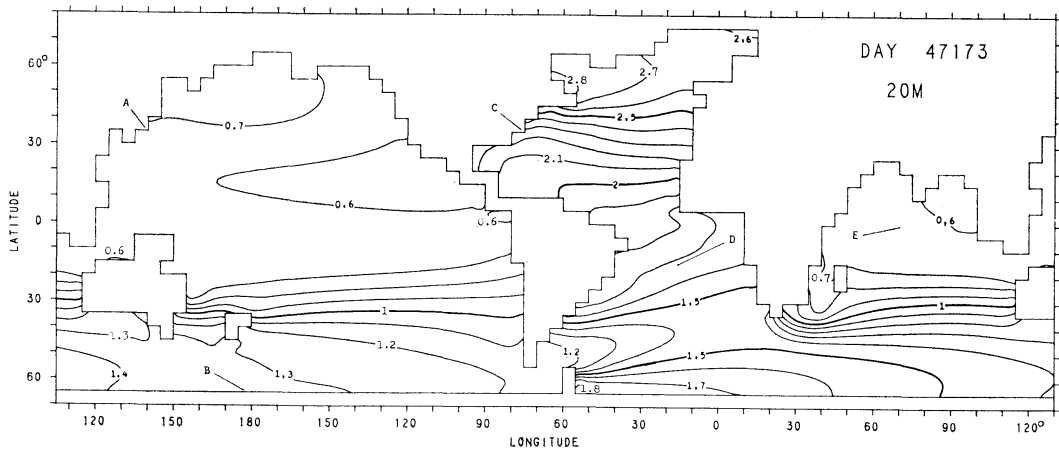


Fig. 12. Distribution à 640 m au 47173^e jour dans le cas II

Fig. 13. Distribution à 120 m au 47173^e jour dans le cas IIFig. 14. Distribution à 20 m au 47173^e jour dans le cas II

frontière d'ouest. Cependant, dans l'océan Atlantique du Sud, elle l'est au large de la côte africaine au loin de la source D.

La région du nord-est de l'océan Indien est un coin presque exempt de pollution soit que la source se trouve au fond, soit qu'elle se trouve à la surface.

La directivité de la dispersion est faible dans l'océan Antarctique. Le courant circumpolaire Antarctique est un grand courant d'ouest mais ne peut produire une dispersion bien dirigée, car le vent d'ouest fort porte l'eau de surface vers le nord et la descente d'une grande masse d'eau vers le fond pousse l'eau de fond vers le nord, elle aussi. En outre, l'océan Antarctique est largement ouvert au nord. Tout cela

fait la pollution divergente.

Comme précisé plus haut, l'océan ne se divise pas en cinq couches d'égale épaisseur. La couche la plus basse est épaisse de 1980 m et les quatre couches supérieures sont épaisses de 2020 m. Le bassin se divise donc en deux moitiés de presque égale épaisseur; la moitié supérieure constituée par les quatre couches supérieures et la moitié inférieure constituée par la seule couche de fond. Dans le cas I, 82,2 % de la pollution déchargée par la surface pendant les premiers 30098 jours reste dans la moitié supérieure et 17,8 % est dispersé dans la moitié inférieure. Dans le cas II, 79,2 % de la pollution déchargée par le fond pendant les premiers 30098 jours reste dans la moitié inférieure et 20,8 % est dispersé dans la

moitié supérieure. On ne peut être sûr que la différence entre les deux chiffres 82,2% et 79,2% est significative, parce qu'elle deviendra encore plus petite si l'on tient compte de la différence de l'épaisseur entre les deux moitiés. Il s'ensuit, en toute réserve, que la dispersion verticale à partir du fond ne soit pas plus rapide que la dispersion verticale à partir de la surface, bien que la vitesse verticale se dirige vers le haut dans la plupart des couches profondes.

Le champ de vitesse et le mécanisme de la diffusion dans le présent calcul sont certainement loin d'être réels. L'emploi des grands coefficients de diffusion résultant de la maille

grossière supprime tous les processus en échelle intermédiaire qui joueraient un rôle important dans la dispersion en grande échelle. La variation de la vitesse en temps est tout négligée. A cet égard le présent calcul n'est qu'une expérience pour débiter à l'étude approfondie à venir. L'effet des tourbillons en échelle intermédiaire sera montré dans des notes prochaines.

Bibliographie

TAKANO, K. (1976): A possible baroclinic world ocean circulation of 65 million years B. P., *La mer*, 14, 75-84.

世界じゅうの海への物質のひろがりに関する数値実験

高野 健 三, 松 山 佐 和

要旨: 海面あるいは海底から海に放出された何らかの物質が移流と拡散によって世界じゅうにひろがってゆくありさまを単純な数値模型を使って例示する。移流にかかわる流速分布はすでに以前に計算ずみのものを借用する。小さな渦の働きなどを無視した粗い数値実験であるが、ひろがりのありさまは、源がどこにあるかによっていちじるしく変わることは示される。

異形棒鋼製人工魚礁の追跡調査* (続き)

飯 高 勇之助**, 津 田 良 平**,
森 永 勤**, 瀬 良 茂***

Field Test of Iron-Made Fish Reefs (continued)

Yunosuke ITAKA, Ryohei TSUDA,
Tutomu MORINAGA and Shigeru SERA,

Abstract: Since the previous report (1974)¹⁾, the same field tests of iron-made fish reefs off Kochi followed periodically on, until most reefs were dragged or broken down by maybe some commercial seine trawlers (June, 1975). From May, 1974 to May, 1975 a successive observation for benthic animals near or off the reefs was carried out in order to check the merit of set reefs. At the survey of May, 1975 a part of reefs was taken up from bottom and then its grade in erosion progress was measured. The aquatic organisms adhered to reefs were also looked over.

1) The fish and fish school gathered to or around the reefs were increasing in species and quantity as before. The school of groupers, leather fish, stripey, painted sweetlips and three-line grunts were always observed at each time (Table 1, Figs. 1, 2). This was additionally confirmed by the both some records of fish sounder (Fig. 3) and catch statistics by fishermen jigging around the reefs (Table 2).

2) In summer season, the benthic animals became much more near the reefs than off, in both the species and quantity (Table 3, Fig. 5). Speaking from the composition by species, the percentage of Crustacea was higher, on the contrary Polychaeta lower near the reefs (Fig. 6).

3) As an aquatic organisms adhered to the reefs, Crustacea in which *Balanus amphitrite tessalatus* appeared abundant especially (Table 4). The loss in quantity of erosion was 0.5 mm for 3 years in diameter, which exhibited less than 0.24 mm/year expected before (Fig. 7).

4) In the result, it seems hopeful to make a man-made aquatic life environment in waters with iron-made fish reefs.

1. 緒 言

われわれは1972年6月以来、高知県安芸郡田野町奈半利川の河口沖約4 km、水深約30 mのところに地元の漁業組合、試験場の協力を得て、合計104空 m³の異形棒鋼製人工魚礁(中山鋼業株式会社製)を敷設し、その追跡調査を定期的の実施

してきた。その結果のうち、1974年1月までの分は先に本誌に報告¹⁾した通りである。今回はそれに続く1975年5月までの最終報告である。というのは、使用した敷設実験魚礁体の大部分は多分1975年6月頃に、底引網漁船の引きずりと思われる事故によって、移動、破壊されたからである。これによって、本調査の続行を打ち切った。

調査項目は魚の鯛集状況、付着生物、魚礁体の腐食、埋没、移動などで、また、その方法は潜水観測、水中写真、魚探、釣果検討、腐食量の進行測定などで多くは先報と同じとしたが、今回は新しく敷設魚礁周辺の底生動物相を季節的に調べ

* 1977年7月22日受理

** 近畿大学農学部, 東大阪市小若江3-4-1
Faculty of Agriculture, University of Kinki, 341
Kowakae Higashiosaka-shi, Osaka 577, Japan

*** 中山鋼業株式会社. 東京都千代田区丸の内1-8-2
(鉄鋼ビル) Nakayama Steel Product Co. Ltd.,
1-8-2 Marunouchi Chiyoda-ku, Tokyo 100, Japan

カワハギ, カゴカキダイ, イサキなどはほとんど毎回の調査で観測されている。Figs. 1, 2 はこれら蛸集魚の様様を示す写真例である。Fig. 1 は魚礁敷設26ヵ月目の調査のときのものでキジハタ, カゴカキダイ, ネンブツダイが映っている。Fig. 2 は設置後29ヵ月目のもので、魚礁上部を群遊す



Fig. 1. Appearance of the species of fish congregated around or in the experimental reefs (26 months after setting).

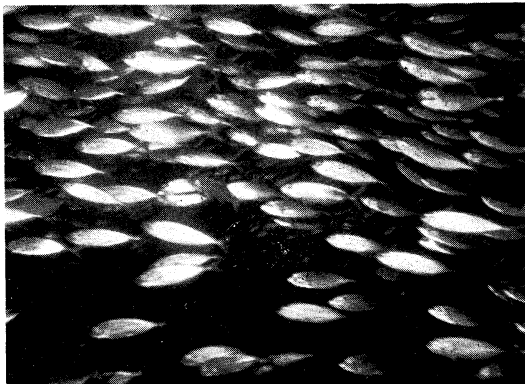


Fig. 2. School of horse mackerel, *Trachurus japonicus*, found at the top of the experimental reefs (29 months after setting).

るマアジである。

魚蛸集状況は前報と同じように魚群探知機の記録からも確認されている。Fig. 3 に示すものはこの一例である。上部は魚礁敷設後23ヵ月目のもの、下部は26ヵ月目のときのものである。

高知県水産試験場の調査³⁾では1974年度に漁業者が魚礁敷設付近で魚を釣りあげた量はTable 2 に示すように合計4631 kgであった。この量は魚礁体1空 m³ 当り43 kg/年である。この値はこの種の数値としては良好である。しかも記録以外の量、遊漁者による量も考えられるので魚礁効果は著しいとみてよいだろう。

3. 底生動物

敷設魚礁に魚が常時蛸集しているならその周辺

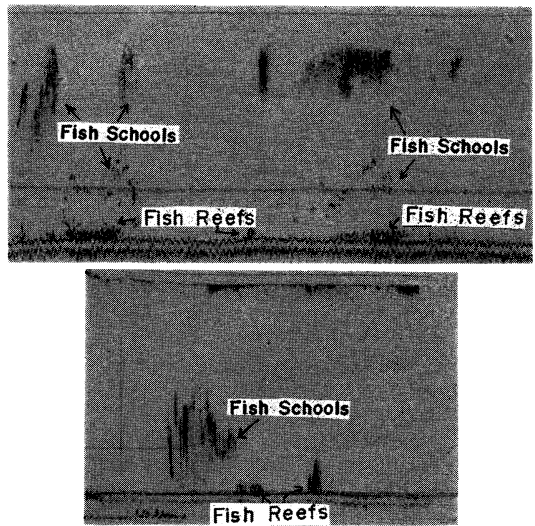


Fig. 3. Examples of record of the fish finder used. Upper: taken on May 13, 1974. Lower: taken on August 7, 1974.

Table 2. Jigging catches by commercial fishermen around reefs in 1974 (from the report of Kochi Provincial Fisheries Experimental Station³⁾).

Species caught	Registered port	Fishing period	Total no. of operated days	Total no. of operated boats	Catch	
					Weight (Kg)	Sum (Yen)
Horse mackerel	Tano	30 May-30 June	24	96	2523.2	1048957
Horse mackerel	Tano	11 Oct.-30 Oct.	11	21	157.7	152761
Purplish amberjack	Karyogo	1 Oct.-30 Nov.	47	326	1949.7	2148501
Total			82	443	4630.7	3350219

の底生動物相に相違がでてくるかも知れない。このために魚礁敷設区域の3カ所 (Fig. 4 の Sts. 1-3) と魚礁から約 500 m 離れた対照区の1カ所 (Fig. 4 の St. 4) の海底から泥 (細砂) がとりあげられ、それらの中に含まれる底生動物が調べられた。泥はダイバーが直径 34 cm の鉄製円柱枠を持って潜り、採集量を

$$(34/2)^2 \times \pi \times 5 = 4500 \text{ cm}^3$$

と一定にして取りあげた。海上で、一旦それを 1 mm 目の篩でふるい分けたのちホルマリンで固定し、研究室で調べた。採集は 1974 年 5 月から 3 カ月 (季節) ごとに行われた。その結果は Table 3 に示す通りであった。

Table 3 から調査月、場所ごとの底生動物個体数、種類数、個体数割る種類数 (Biotic Index) さらに甲殻類、多毛類の編組比率を図にすると Figs. 5, 6 となる。これらの図で黒丸は魚礁周辺 (Sts. 1-3) を白丸は比較対照区 (St. 4) を示して

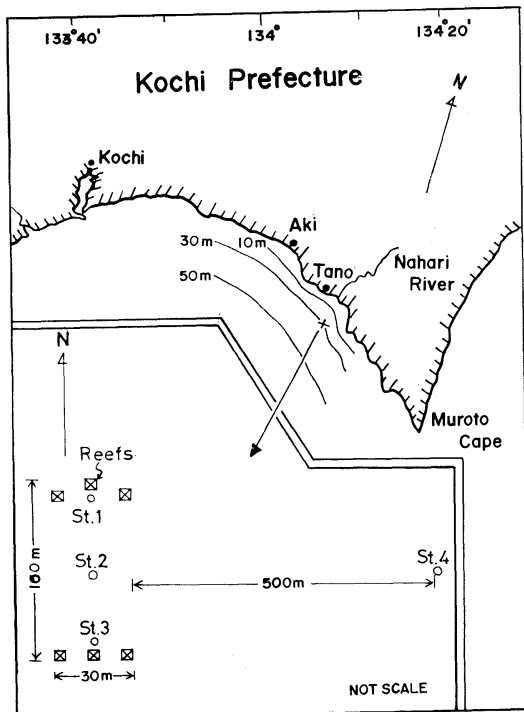


Fig. 4. Diagram showing sampling positions for benthic animals (Sts. 1-4).

いる。また白丸は実線で結んである。

Fig. 5 を見ると一般に底生動物は個体数、種類数共に 11, 2 月 (冬季) に貧弱で、5, 8 月 (夏季) に豊富となる。それらを魚礁周辺、対照区の比較から眺めると冬季で両者の差は少ないが夏季になると顕著となる。Biotic Index では冬季でも魚礁周辺の値は対照区のそれより高い傾向にある。

Table 3 を一べつすると 2 月を除き多毛類が多く次いで甲殻類である。この海域は底層水の流動が良好なところであると考えられるが、Fig. 6 で魚礁周辺は対照区に比較して夏季に甲殻類編組比率が大きく増加し、逆に多毛類のその比率が減少している。以上のように見てゆくと明らかに魚礁周辺の底生動物相は対照区と違ってきている。このことは魚蛸集に関して魚礁効果があらわれているとみて良いのではなからうか。

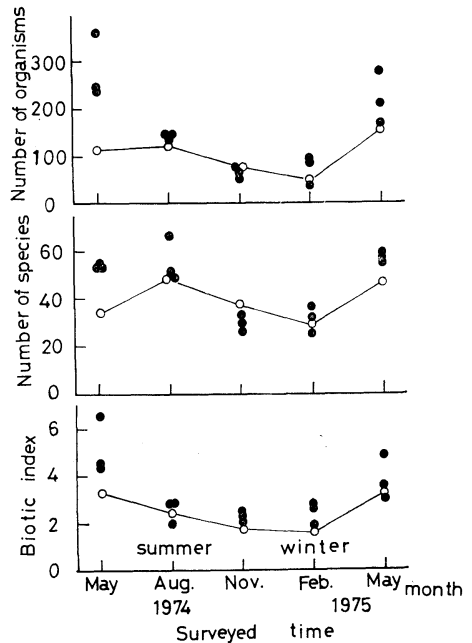


Fig. 5. Seasonal changes of the organisms and species found, and of its biotic index (ratio of the numbers of organisms and species). Solid circle is the value got at each position of Sts. 1-3, surrounded by reefs. Open is of getting at the contrast position (St. 4).

Table 3. Summary of benthic animals collected out of bottom sand in a unit volume (900 cm² area, 5 cm depth). Numerator value is the organism number, while denominator its species number.

Species found	May, 1974				August, 1974			
	St. 1 (near the reefs)	St. 2	St. 3	St. 4 (contrast)	St. 1 (near the reefs)	St. 2	St. 3	St. 4 (contrast)
Crustacea	124/11	35/8	93/10	12/7	22/12	31/18	29/13	24/14
Mollusca	19/10	32/9	20/9	7/5	17/7	15/12	6/4	9/4
Echinodermata	6/3	7/3	6/2	1/1	2/1	2/2	1/1	2/2
Polychaeta	88/25	155/27	231/30	84/18	95/26	77/27	98/26	82/27
Others	7/5	11/7	15/5	8/3	5/4	9/8	7/5	4/2
Total	244/54	240/54	365/56	112/34	141/50	134/67	141/49	121/49

Species found	November, 1974				February, 1975			
	St. 1 (near the reefs)	St. 2	St. 3	St. 4 (contrast)	St. 1 (near the reefs)	St. 2	St. 3	St. 4 (contrast)
Crustacea	5/5	12/6	7/3	11/7	2/1		1/1	
Mollusca	3/2	3/2	2/2	2/2	3/3	2/2	6/3	6/6
Echinodermata		5/2	2/2	1/1	1/1		1/1	1/1
Polychaeta	47/17	43/17	46/22	49/23	67/24	39/21	76/28	38/20
Others	2/2	4/2	4/2	5/2	13/2	5/3	5/1	4/2
Total	57/26	67/29	61/31	68/36	68/31	46/26	89/34	49/29

Species found	May, 1975			
	St. 1 (near the reefs)	St. 2	St. 3	St. 4 (contrast)
Crustacea	36/10	78/14	118/12	26/9
Mollusca	28/14	28/13	65/17	21/8
Echinodermata	8/5	10/3	11/3	
Polychaeta	81/23	83/23	66/22	94/23
Others	12/3	11/5	18/3	12/7
Total	165/55	210/58	278/57	153/47

Table 4. Summary of attaching organisms to reefs. Numerator value shows the organism number, while denominator its species number.

Species found	Obs. month in 1974		May		August		November	
	Obs. station		A	B	A	B	A	B
Crustacea			1623/7	1134/8	327/11	275/10	152/6	108/7
Detail (in organism number)								
<i>Balanus tintinnabulum volcano</i>			49	23	24	23	7	10
<i>Balanus amphitrite tessellatus</i>			380	230	259	201	118	83
Mollusca			5/3	3/2	3/3	4/3	1/1	2/2
Polychaeta			52/13	66/16	32/11	24/9	16/9	15/7
Others			4/2	17/8	4/3	19/8	20/5	9/3
Detail (in weight of grams)								
<i>Bugula neritina</i>			11	10.8	0.5	1.8		

Note: A and B were selected at random.

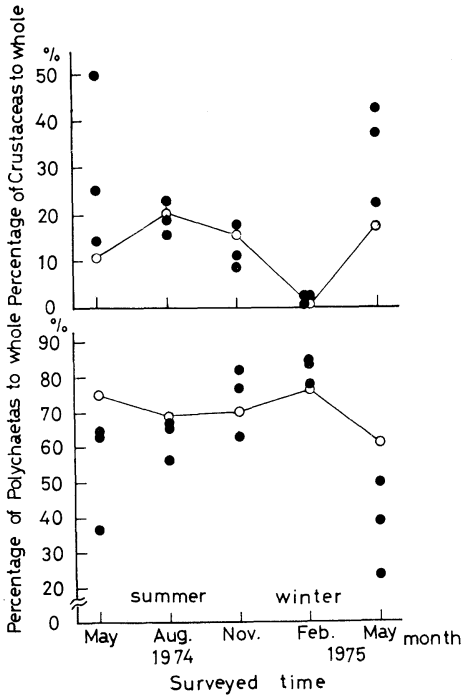


Fig. 6. Seasonal changes of the percentage of numerical organisms of Crustacea or Polychaeta to whole. Solid circle is the value got at each position of Sts. 1-3, surrounded by reefs. Open is of getting at the contrast position (St. 4).

4. 付着生物

魚礁への付着生物は依然として増え続けた。1974年5, 8, 11月の3回に付着状態が平均的なところ2カ所 A, B からそれぞれ長さ約 30 cm に亘って付着生物を取り, それらを分類, 整理してみると Table 4 となった。

甲殻類が多く, 中でもサラサフジツボが多いことがわかる。

5. 魚礁体の腐食

実験魚礁体が異形棒鋼でできているのでその腐食進度が心配なことは先報においても述べた。しかし, それは思ったよりおそく, 前報では一応外壁から 0.24 mm/年 と予想した。今回, 敷設3年後に魚礁体の一部をとりはずして海上に引揚げ, 測定してみるとその進行は 0.5 mm/3年 であった。

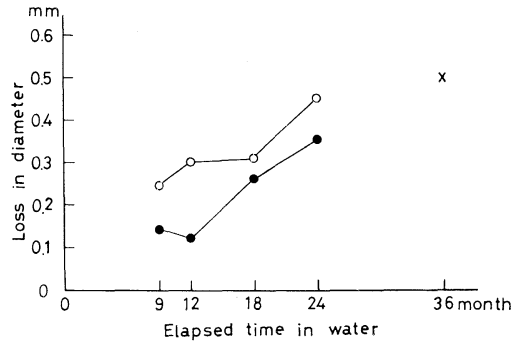


Fig. 7. Diagram showing the relationship between the erosion quantity of reef material, measured by the loss in diameter, and the elapsed time in water. Solid circle is the value experimented in Tamanoura Bay, Wakayawa, while open is of one out of Bay. Cross mark is the value got off Tano, Kochi.

この値は前報での予想を更に下回っている。魚礁体素材, 異形棒鋼を和歌山県東牟婁郡那智勝浦町浦神の玉の浦湾内外で海中に垂下し, その腐食進行を同じ方法で調べている結果と合せて図示すると Fig. 7 である。両者共によく合っているように思える。

6. その他

魚礁の埋没, 移動は引きずられ事故まで余りなかった。引きずられ, 破壊された後, 1976年に台風による奈半利川氾濫で, 多くの土砂流出があり, 魚礁はさらに土砂で埋ったとその後聞いている。

7. まとめ

(1) 魚礁の効果, 価値判断をするために田野町沖に敷設された異形棒鋼製人工魚礁を追跡調査し, 合せてその付近の底生動物, 漁獲量統計を検討した。

(2) 魚の蛸集は依然として良く, 底生動物, 漁獲量統計などからも魚礁効果が確認された。

(3) 魚礁体の腐食進行は 0.5 mm/3年 と推定された。

(4) 魚礁体の埋没, 移動は漁船による引きずりということを除けば余りなかった。

文 献

- 1) 飯高勇之助, 他 (1974): 前報 うみ第12巻3号, 119~127.
- 2) 推野季雄 (1972): 日本産魚類の英名のリストなら
びに新名の提案について. 志摩マリンランド研究報告 No. 1, 1~210.
- 3) 高知県水産試験場 (1975): 田野沖に沈設された鋼製魚礁の効果について. 魚礁効果認定調査報告書.

匍匐性水産動物の運動径路の自記装置*

永田 正**, 宇野 寛**, 篠田 厚***

Recorder for Tracking Movement of the Benthic Macro Animal

Tadashi NAGATA, Yutaka UNO and Atsushi SHINODA

Abstract: A recorder for tracking movement of a benthic macro animal such as an abalone, a spiny lobster, a swimming crab, etc., hold in an experimental tank, was designed. The principle is as follows: an infrared lamp is made to scan over the whole surface of the tank, while a photo transistor set under the tank is forced to follow the scanning motion of the infrared lamp. Thus the photo transistor is always kept just under the infrared lamp receiving infrared beam. At the moment the infrared lamp passes over an animal in the tank, the transistor is cut off to trigger an electronic circuit which can mark on a recording paper the abscissa and the ordinate corresponding to the situation of the animal.

A recorder tentatively constructed depending on the principle described above was found to operate rather satisfactorily.

近年海産生物の種苗を生産する技術が進歩し、放流用稚仔魚が大量生産されるようになった。これらの稚仔魚を天然水域に放流して資源を増殖するためには、生物の行動に関連した周期を明確にすることが一つの重要な課題である。生物の周期性には日周期、月齢周期などが知られているが¹⁾²⁾、これらの周期性を明らかにするためには長時間の実験が必要であって、そのため、例えば実験室で水槽内の生物についてその行動を観察するにしても、多大な労力が必要となるし、特に夜間は暗いから、観測が非常にむずかしくなる。

これらの困難を除くため、アワビ、イセエビ、ガザミなどの匍匐性動物が、水槽内でどのように動くかを自記することのできる装置の試作を行った。この装置は長時間確実に作動すること、記録

のために必要な消耗品が安価で、現像などの手間を必要としないことなどを目標に設計されたが、実際に試作された装置について予備試験を行なった結果は、概ね所期の目的を達し得るものであることが確かめられたので、その原理と構造について報告する。

1. 装置の原理と構造

アワビのような匍匐性水産動物を、底面が透明な水槽に入れ、Fig. 1 のように水槽 T の上には赤外線ランプ L を、下にはフォト・トランジスター P を向い合わせておく。そこで適当な連動機構を

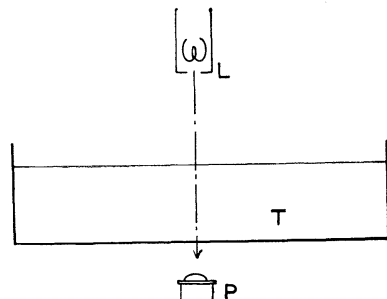


Fig. 1. Arrangement of the infrared lamp L, the experimental tank T and the photo transistor P.

* 1977年 8月10日受理

** 東京水産大学 東京都港区港南4-5-7
Tokyo University of Fisheries, Konan 4-5-7,
Minato-ku, Tokyo, 108 Japan

*** 神奈川県農政部水産課 横浜市中区日本大通り1
Fisheries Section for Agricultural Department
in Kanagawa Prefectural Office, Nipponōdōri 1,
Naka-ku, Yokohama, 231 Japan

用いて、赤外線ランプが水槽の上で移動すると、ホト・トランジスターもそれに完全に追従して移動し、ホト・トランジスターがいつでも赤外線ランプの直下にあつて、両者が絶えず Fig. 1 と同じ相対的位置関係を保つようにしておく。そこで、テレビジョン受像管の画面を電子スポットで走査するのと同じように、赤外線ランプで水槽の上面をくまなく走査させれば、ホト・トランジスターもこれと同期して走査運動を行う。したがってホト・トランジスターには常時赤外線ビームが入射して導通状態にある。しかし赤外線ランプが動物の居る位置を通過する瞬間には赤外線ビームが遮断されるのでホト・トランジスターはカットオフとなる。そのときリレー回路が閉じるように配線を行つておく。

一方記録装置では、静止している記録紙の上を、記録ペンが赤外線ランプの走査運動に同期して連動するようにしておく。すなわち記録ペンの刻々の位置がその時刻における赤外線ランプの位置を表わすようにしておく。そこで赤外線ランプが動物の上を通過して上記のようにリレー回路が閉じたとき、電子回路が作動してペンの先端の位置が記録紙の上にマークされるようにしておけば、その時刻における動物の位置が自動的に記録されたことになる。もし赤外線ランプに一定の時間間隔を

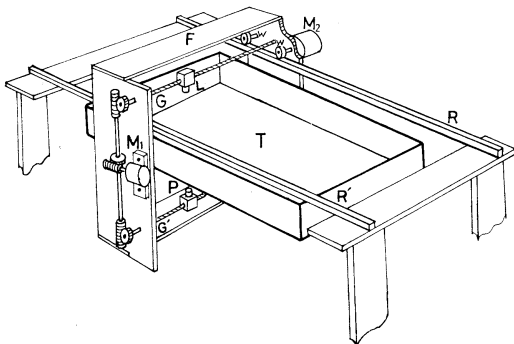


Fig. 2. Schematic diagram showing the operation of the detector. The infrared lamp L and the photo transistor P go and return along the rods G and G' respectively, while the frame F travels along the rails R and R'. Thus the infrared lamp, together with the photo transistor, scans over the whole surface of the tank.

置いて周期的に水槽面を走査させれば、その一定の時間間隔毎の動物の位置が記録紙上に記されてゆく。

以上がこの装置の原理であるが、実際に試作した装置の本体の概略の構造は Fig. 2 に示されている。水槽 T をかこんで長方形の枠 F が車輪 w によって 2 本のレール R と R' との上に支えられている。枠 F には螺旋を切った 2 本の丸棒 G と G' が図のような位置に取りつけてあつて、それぞれに赤外線ランプ L とホト・トランジスター P が取りつけてある。モーター M₁ を回転させるとウォームギヤを介して丸棒 G と G' が回転し、そのため赤外線ランプ L とホト・トランジスター P が G と G' に沿つて同じ方向に同じ速度で等速運動をする。ただしそのためには実際には G および G' に平行な案内棒がそれぞれ 1 本ずつ必要であるが、Fig. 2 では簡単のために省略してある。モーター M₁ は 2 相誘導モーターであつて 2 対の入力端子があるが、そのうちいずれか 1 対の端子の電源接続を切り換えると逆転する。そこで 2 回路 2 接点のラッチリレーの接点をコンミューター接続とし、モーターの入力端子のうち 1 組はこのコンミューター接続を通して電源に接続しておく。いま例えば赤外線ランプ L が右へ向つて動いているとする。L が丸棒 G の右の端に到達したとき、枠 F に固定してあるマイクロリレーのレバーを L が押すのでラッチリレーの接点が切り換えられてモーターが逆転し、赤外線ランプは反転して左方に向つて動きはじめる。次いで赤外線ランプが左の端に到達すると、そこにまたマイクロリレーがあつて、そのレバーを押すのでラッチリレーの回路が閉じて接点が切り換えられてモーターが逆転する。そのため赤外線ランプは反転して右方へ移動しはじめる。以後は同じことを繰り返す、赤外線ランプは丸棒 G に沿つて往復運動をする。ホト・トランジスターはいうまでもなく赤外線ランプに追従して丸棒に沿つて往復運動をする。ふつうのリレーはコイルが閉じるときと開くときに接点が切り換えられる。しかしラッチリレーはコイルが導通したとき接点が切り換えられるが、その後コ

イル電流が切れても接点は変化しない。そして再びコイルが導通すると接点が切り換えられる。そのため上のような使用方法に適したリレーである。

Fig. 2 においてレール R の方向を X 方向とし、それと直角な丸棒 G の方向を Y 方向とする。水槽 T の大ききは X 方向の長さが 600 mm, Y 方向の幅が 400 mm, 深さが 150 mm である。赤外線ランプ L はモーター M₁ によって Y 方向に往復運動を行っている。このときモーター M₂ によって車輪 w を回転させると棒 F がレール R, R' に沿って X 方向に等速運動をする。赤外線ランプの Y 方向の往復運動に比べて棒 F の X 方向の速度を十分小さくしておけば、棒 F が水槽の端から端まで動く間に、赤外線ランプは水槽の全面にわたって走査することができる。モーター M₂ も 2 相誘導モーターであって、モーター M₁ の場合と同じように 1 組の入力端子の電源接続を切り換えれば逆転させることができる。ただしこの場合は 6P のトグルスイッチの接点をコンミューター接続としたものを棒 F に取りつけておき、棒 F が水槽の端に到達したときレールの傍に固定してあるピンをトグルスイッチのレバーが押しながら進み、レバーが反対側に押し切られたときスイッチの接点の接続が切り換えられるのでモーター M₂ が逆転し、棒 F の進行方向が反転するようにした。このような方法で棒 F を X 方向に往復運動させることができる。トグルスイッチのレバーを押し切るためには案外大きな力が必要である。棒 F の速度は大きい必要がないのでモーター M₂ は回転数をおとしてあるから、回転軸は比較的大きなトルクをもっている。それに反してモーター M₂ は赤外線ランプを Y 方向に速く動かさなければならないから回転数をあまりおとすことができない。そのため回転軸のトルクが不十分なので、前述のように M₂ を逆転させるためには小さな力でも押し切れるようにマイクロスイッチを利用したのである。

この装置の記録装置には魚群探知機用の記録紙と記録ペンをを用いた。そのため常時は記録ペンが記録紙の上を動いたあとには何も画かれないが、

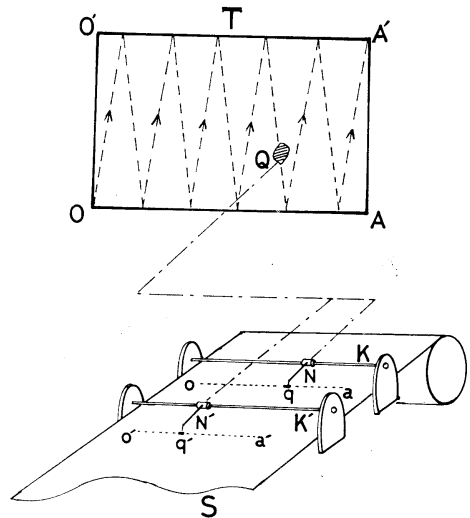


Fig. 3. Schematic diagram showing the operation of the recording system. The abscissa and the ordinate of the animal are marked on the recording paper S with the recording needles N and N' respectively.

記録を残したい瞬間にペンに高圧を加えれば、ペン先の位置にマークをつけるようにすることができる。さて記録装置の原理は Fig. 3 に示してある。まず 2 本の金属棒 K, K' が平行に固定してあって、それぞれに記録ペン N と N' がつけてある。そのうち N は、モーター M₂ と同期して回転するセルシンモーターによって、プーリーと糸を介して棒 K に沿って動くようにしてある。それゆえ、棒 F が Fig. 3 における水槽の辺 OO' から出発して AA' の辺まで移動する間に、ペン N の先端は Fig. 3 の記録紙 S の上に点線で書かれている線分 oa の上を o から a まで動く。ただし図では oa が点線で表わしてあるが、実際には記録紙の上にも何も画かれるわけではない。そして赤外線ランプが水槽内の動物のいる位置 Q を通過する瞬間に、前に説明したようにホット・トランジスターがカットオフになってリレー回路が閉じると、発振器がトリガーされてその出力の高圧がペン N に印加され、図の q の位置にマークが記される。そして o と q の距離によって動物の位置 Q の X 座標を読み取ることができる。なお以上説明した操作が行われている間、記録紙は停止の状態にある。

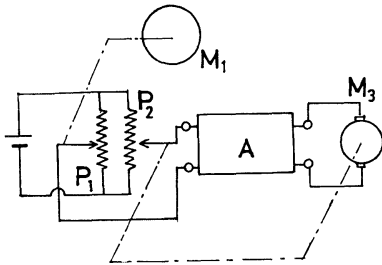


Fig. 4. Block diagram of the servo mechanism driving the recording needle N' synchronizing with the motion of the infrared lamp.

さて赤外線ランプの Y 方向の速度成分は X 方向の速度成分にくらべてかなり大きい。それゆえ、ペン N' を N と同じようにセルシンモーターで動かそうとすると、慣性のためのタイムラグが無視できなくなる。そこでこの場合は慣性の小さい DC ミニモーターを用いたサーボメカニズムを利用した。これは Fig. 4 にブロックダイアグラムで示したようなきわめてありふれた構成であって、まず全回転式ポテンシオメーター P_1 を、赤外線ランプを Y 方向に駆動するためのモーター M_1 と連動させ、増幅器とサーボモーター M_3 によるフィードバックの作用によってポテンシオメーター P_2 を P_1 と同期的に回転させる。サーボモーターに小型モーターを用い、増幅器の利得を適当にしておけば、ポテンシオメーター P_1 と P_2 の回転のタイムラグは殆ど無視できる程度に小さくできる。そこでポテンシオメーター P_2 の回転を利用してプーリーと糸を介してペン N' を K' に沿って動くようにすれば、赤外線ランプが Fig. 2 の丸棒 G に沿って往復するのに追従して、ペン N' の先端は Fig. 3 の点線 $o'a'$ に沿って往復する。この場合も赤外線ランプが動物の居る位置 Q を通過すると、ペン N' の先端の位置 q' にマークがつけられる。そして o' と q' の距離によって動物の位置 Q の Y 座標を読み取ることができる。

赤外線ランプの Y 方向の往復運動の速度と、X 方向の直線運動の速度の比が小さいと、赤外線ランプが水槽面を走査する目が粗くなり、動物の位置を見おとす可能性を生じる。この装置では水槽の X 方向の長さは 600 mm であるが、赤外線ラ

ンプが X 方向の端から端まで移動するのに 105 秒を要する。その間に Y 方向には約 25 回の往復運動を繰り返すので、動物の大きさが 24 mm 以下でないかぎり、見おとすことはない。

2. 装置の作動

この装置にはあらかじめ設定された時間間隔で開閉できるような時計スイッチを用いている。この時計スイッチは、はじめ ON になった後 20 秒で OFF になる。そしてあらかじめ定められた時間が経過すると再び ON になるが 20 秒経つと OFF になり、以後同じことを繰り返す。ただし装置の電源を直接この時計スイッチで開閉するわけではない。時計スイッチが ON になったとき同時に ON になるような自己保持リレーがあって、装置の電源はこのリレーの接点で開閉する。それ故時計スイッチが 20 秒経って OFF になっても自己保持リレーは ON のままであるから電源は切れない。

そこではじめ赤外線ランプを載せた枠 F が水槽の左端に止っていたとする。時計スイッチが ON になると電源リレーも ON になるから、枠 F は右方に向かって動きはじめ、同時に赤外線ランプはホト・トランジスターとともに枠 F に沿って往復運動をはじめ。そして途中で動物の X 座標と Y 座標を記録紙の上に記録しながら、105 秒の後に水槽の右端に達する。そして 1 で説明したようにモーター M_2 を逆転するためのトグルスイッチが切り換えられ、枠 F が左方に向かって反転するはずである。しかし実際にはその直前に、レール R の傍につけてあるマイクロリレーのレバーを枠 F が押して OFF にするので自己保持リレーが OFF となり、電源スイッチが切れて装置の本体は操作を休止する。このとき記録装置では記録紙が一定の長さだけ送られる。そのため次の走査のときの記録紙上のマークが前の走査におけるマークと重なることはない。なお記録紙を送るためには自己保持リレーが OFF になったときブレークになる接点と CR 時定数回路によって、送り用のモーターを短時間回転させる。Fig. 5 がその配線図である。

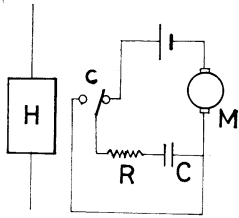


Fig. 5. The circuit for driving the motor M which sends the recording paper while the scanning of the infrared lamp is stopped.

自己保持リレー H が OFF になると接点 c がブレイクになって記録紙送り用のモーター M の回路が閉じ、電源電圧 E と CR 時定数で定まる時間の間モーターが回転する。リレー H が ON になると接点 c はマークとなりコンデンサー C を放電させて次の作動の準備をする。Fig. 3 でマーク q と q' の距離は実際には 6 mm で、次の走査までに記録紙の送られる長さは 18 mm である。

さて装置が休止してから、あらかじめ設定した一定の時間が経つと再び時計スイッチが ON になる。すると電源リレーが ON になるので枠 F は右に向って動き出し、わずかの距離進むと右端に達するのでグルスイッチが切り換えられ、枠 F は反転して左方に向って動きはじめる。はじめ時計スイッチが ON になった瞬間には、電源リレーの自己保持を解除するためのマイクロリレーが作動したままであるが、時計スイッチが ON であるからリレーは ON になる。そして 20 秒経って時計スイッチが OFF になったときには、枠 F はマイクロリレーの作動圏外に出ている。さて枠 F が左に向って移動し、途中で動物の座標を記録紙に記録しながら左の端に到達する直前に、前と同じように枠 F はレール R の傍にあるマイクロリレーのレバーを押して電源リレーの自己保持を解除するので電源は OFF となって装置は休止し、記録紙が所定の長さだけ送られる。以後は全く同じ操作が繰り返されるが、これをタイミング・チャートで説明すれば Fig. 6 のようになる。(a) は時計スイッチの作動を示すもので t_0 と t_0' 、 t_1 と t_1' および t_2 と t_2' の間の時間はおのおの 20 秒である。 t_0 と t_1 、 t_1 と t_2 の間隔は 2 分から 60 分の間で設定できる。(b) は電源リレーの作動時間を示すもの

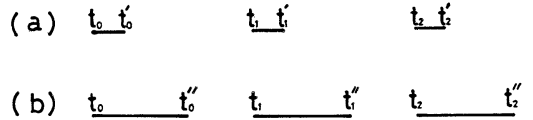


Fig. 6. Timing chart of the operation of the equipment. (1): operation of the clock switch controlling AC power input. (2): operation of the self holding relay controlling the power supply of the equipment.

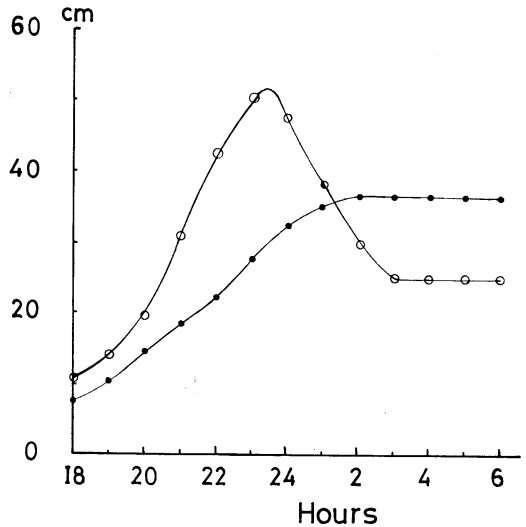


Fig. 7. An example of the curves showing the changes of the X and Y components of the coordinates of an abalone *Haliotis discus* moving in the tank. ○: abscissa, ●: ordinate.

で t_0 と t_0'' 、 t_1 と t_1'' 等の間の時間はほぼ 105 秒である。 t_0 と t_1 の間隔すなわち赤外線ランプの走査の繰り返しの周期は、その下限を一回の走査に必要な 105 秒より短かくすることはできない。しかし上限の方は実際の動物の運動速度に応じて長くすることができる。

3. 測定結果と考察

この装置を東京水産大学内の実験室で作動させて実際に記録をとったものの一例を Fig. 7. に示す。これは殻径約 50 mm のアワビ *Haliotis discus* について、その運動を X, Y 座標の時間的変化の曲線として表わしたものである。またそれを実際の水槽内の移動経路の曲線として書き直したものが Fig. 8 である。この例の場合にはアワビは夜

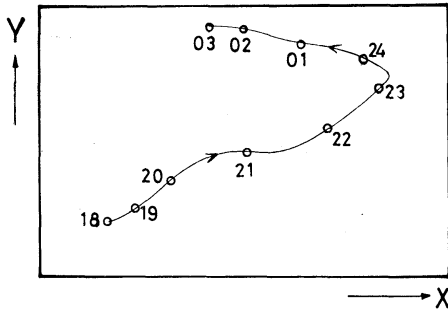


Fig. 8. Path of the movement of an abalone *Haliotis discus* reduced from Fig. 7.

半すぎから夜明けまで動かなかったことが分かる。このとき室内の明るさは照明なしで、窓には

カーテンが張ってない。

このようにこの装置はほぼ所期の目的のために使用しうることが確かめられた。今後この装置を本学臨海実験場に移し、捕獲直後の動物についての測定を行なってゆく予定である。

文 献

- 1) 宇野 寛 (1962): サザエの増殖に関する基礎研究——特に生態と成長の周期性とに関して. 東水大特報, 6(2), 1-76.
- 2) FINGERMAN, M. (1955): Persistent daily and tidal rhythms of *Callinectes sapidus*. Biol. Bull. 109, 255-264.

学 会 記 事

1. 昭和52年9月8日, 東京水産大学において, 編集委員会が開かれた。

2. 新入会員
正会員

氏名	所 属	紹介者
八木宏樹	東京水産大学増殖学科大学院	宇野 寛
黒川治雄	㈱マリン企画, 代表取締役	"
倉田 亮	京都大学農学部水産学科	

3. 退 会

正会員 田口 正, 井上直一

4. 会員の住所所属の変更

氏名	新住所又は新所属
御前 洋	沖縄県八重山郡竹富町字黒島 八重山海中公園研究所内
小竹 勇	広島市牛田早稲田3-3-306 日本造船振興財団法人書室

	港区虎ノ門1-15-16
樋口 明生	枚方市御殿山町11-33-710
近藤 正人	長崎市国分町49 西海区水産研究所海洋部
服部 茂昌	高知市棧橋通6-1-21 南西海区水産研究所
芙蓉海洋開発㈱	中央区日本橋小伝馬町2-4 共同ビル
青山 恒雄	中野区南台1-15-1 東京大学海洋研究所
駒木 成	釧路市桂恋116 北海道区水産研究所

5. 交換及び寄贈図書

- 1) 函館海洋気象台要報 第19号
- 2) 研究実用化報告 26(7, 8, 9)
- 3) 広島大学水畜産学部紀要 第16巻1号
- 4) 滋賀大学, 湖沼研究所概報 昭和51年度
- 5) 滋賀大学, 湖沼研究所 論文集 昭和51年度
- 6) 農業土木試験場技報 D(水産土木) 第19号
- 7) 農業土木試験場報告 第15号
- 8) なつしま 第29号
- 9) 季刊, 海洋時報 第6, 7号
- 10) 英国産業ニュース 8, 9, 10, 11月号
- 11) 釜山水産大学海洋科学研究所研究報告 第9巻
- 12) 海洋産業研究資料 昭和51年度

- 13) 日本航海学会論文集 第57号
- 14) 鯨研通信 第305, 307, 308, 310号
- 15) 気象大学校研究集報 第9巻
- 16) 早稲田大学, 理工学部紀要 第40号
- 17) 海洋産業研究資料 8(7)
- 18) 西南日本外帯沖広域海底地質図(地質調査所)
- 19) 国立科学博物館研究報告 A類(動物学) 3(3)
- 20) Bulletin de l'Institut de Geologie de Bassin d'Aquitaine, N° 22
- 21) Bulletin d'Information, N° 102-104
- 22) American Museum Novitates, No. 2616
- 23) Revue des Travaux de l'Institut des Peches Maritimes, Tome XL Fasc 1
- 24) Science et Peche, N° 267-269
- 25) Bulletin d'Information, N° 103-104

日仏海洋学会役員

顧 問 ユベール・ブロッシェ ジャン・デルサルト
ジャック・ロベール アレクシス・ドランデ
ール ベルナル・フランク

名誉会長 ミシェル・ルサージェ
会 長 佐々木忠義
副会長 黒木敏郎, 國司秀明
常任幹事 阿部友三郎, 宇野 寛, 永田 正
庶務幹事 三浦昭雄
編集幹事 有賀祐勝
幹 事 石野 誠, 井上 実, 今村 豊, 岩下光男,
川原田 裕, 神田献二, 菊地真一, 草下孝也,
斎藤泰一, 佐々木幸康, 杉浦吉雄, 高野健三,
辻田時美, 奈須敬二, 根本敬久, 半沢正男,
松生 治, 丸茂隆三, 森田良美, 山中鷹之助

(五十音順)

監 事 久保田 穰, 岩崎秀人
評 議 員 赤松秀雄, 秋山 勉, 阿部宗明, 阿部友三郎,
新崎盛敏, 有賀祐勝, 石野 誠, 石渡直典,
市村俊英, 井上 実, 今村 豊, 入江春彦,
岩崎秀人, 岩下光男, 岩田憲幸, 宇田道隆,
宇野 寛, 大内正夫, 大村秀雄, 岡部史郎,
梶浦欣二郎, 金谷太郎, 川合英夫, 川上太左英,
川村輝良, 川原田 裕, 神田献二, 菊地真一,
草下孝也, 楠 宏, 國司秀明, 久保田 穰,

黒木敏郎, 小泉政美, 小林 博, 小牧勇蔵,
西条八束, 斎藤泰一, 斎藤行正, 佐伯和昭,
坂本市太郎, 佐々木忠義, 佐々木幸康,
猿橋勝子, 椎野秀雄, 柴田恵司, 下村敏正,
庄司大太郎, 杉浦吉雄, 関 文威, 多賀信夫,
高木和徳, 高野健三, 高橋淳雄, 高橋 正,
田畑忠司, 田村 保, 千葉卓夫, 辻田時美,
寺本俊彦, 富永政英, 鳥居鉄也, 中井甚二郎,
中野猿人, 永田 正, 永田 豊, 奈須敬二,
奈須紀幸, 新田忠雄, 根本敬久, 野村 正,
半沢正男, 半谷高久, 菱田耕造, 日比谷 京,

平野敏行, 深沢文雄, 福島久雄, 淵 秀隆,
星野通平, 増沢譲太郎, 増田辰良, 松生 治,
松崎卓一, 松平康男, 丸茂隆三, 三浦昭雄,
三宅泰雄, 宮崎千博, 宮崎正衛, 元田 茂,
森川吉郎, 森田良美, 森安茂雄, 安井 正,
柳川三郎, 山路 勇, 山中鷹之助, 山中一郎,
山中 一, 吉田耕造, 渡辺貫太郎, 渡辺精一
(五十音順)

マルセル・ジュグラリス, ジャン・アンクテ
イル, ロジェ・ペリカ

賛 助 会 員

旭化成工業株式会社
株式会社内田老鶴園新社 内田悟
大 金 久 展
株式会社 オーシャン・エージ社
株式会社 大林組
小樽船用電機株式会社
株式会社 オルガノ
株式会社 海洋開発センター
協同低温工業株式会社
協和商工株式会社
小松川化工機株式会社
小 山 康 三
三信船舶電具株式会社
三洋水路測量株式会社
シュナイダー財団極東駐在事務所
昭和電装株式会社
新日本気象海洋株式会社
株式会社 鶴見精機
東亜建設工業株式会社
東京工材株式会社
株式会社 東京久栄
東京製網繊維ロープ株式会社
株式会社 東邦電探
中川防蝕工業株式会社
株式会社 ナック
日本アクアラング株式会社
日本海洋産業株式会社
日本テトラポッド株式会社
社団法人 日本能率協会

東京都千代田区有楽町 1-1-2 三井ビル
東京都千代田区九段北 1-2-1 蜂谷ビル
東京都港区新橋 3-1-10 丸藤ビル 社団法人 海洋産業研究会
東京都千代田区神田美土代町 11-2 第1東英ビル
東京都千代田区神田司町 2-3
小樽市色内町 3-4-3
東京都文京区本郷 5-5-16
東京都港区赤坂 1-9-1
東京都千代田区神田佐久間町 1-21 山伝ビル
東京都豊島区目白 4-24-1
東京都江戸川区松島 1-342
東京都文京区本駒込 6-15-10 英和印刷社
東京都千代田区神田 1-16-8
東京都港区新橋 5-23-7 三栄ビル
東京都港区南青山 2-2-8 DFビル
高松市寺井町 1079
東京都渋谷区東 1-19-3 青山ビル
横浜市鶴見区鶴見町 1506
東京都千代田区四番町 5
東京都中央区築地 4-7-1 築三ビル
東京都中央区日本橋 3-1-15 久栄ビル
東京都中央区日本橋室町 2-6 江戸ビル
東京都杉並区宮前 1-8-9
東京都千代田区神田鍛冶町 2-2-2 東京建物ビル
東京都港区西麻布 1-2-7 第17興和ビル
東京都杉並区方南町 2-4-7 第2細野ビル
東京都新宿区西新宿 2-6-1 新宿住友ビル
東京都港区新橋 2-1-13 新橋富士ビル9階
東京都港区芝公園 3-1-22 協立ビル

日本プレスコンクリート株式会社
 深田 サルページ株式会社
 藤 田 潔
 藤 田 峯 雄
 フランス物産株式会社
 古野電気株式会社
 丸文株式会社
 三井海洋開発株式会社
 吉野計器製作所
 株式会社離合社
 株式会社渡部計器製作所

東京都中央区日本橋本石町 1-4
 東京都千代田区神田錦町 1-9-1 天理教ビル8階
 東京都新宿区四谷 3-9 光明堂ビル 株式会社ビデオプロモーション
 東京都江東区南砂 1-3-25 株式会社 中村鉄工所
 東京都千代田区神田小川町 3-20-2 増淵ビル
 東京都中央区八重洲 4-5 藤和ビル
 東京都中央区日本橋大伝馬町 2-1-1
 東京都千代田区霞ヶ関 3-2-5 霞ヶ関ビル 3002号室
 東京都北区西ヶ原 1-14
 東京都千代田区神田鍛冶町 1-10-4
 東京都文京区向丘 1-7-17

うみ(日仏海洋学会誌)

第15巻(1977年)

総目次

第1号

原著

- 日本産イソメ科多毛環虫類 I (英文) ...
三浦 知之 1~20
- サケ目 (*Salmoniformes*) の尾舌骨
 (Urohyal) の形状.....草下 孝也 21~36
- 培養によるプラチモナスのシスト
 形成に関する研究 (英文)
田上英一郎, 有賀祐勝 37~42

寄稿

- 地中海, アンチル諸島およびポリネシア
 海域におけるマグロ類養殖の展望
 ジャック・ペロー, ジャン=イブ・ルガル... 43~46
- 学会記事..... 47~49

第2号

原著

- 水槽実験によるエビ籠の漁獲機構の研究—I
 一走触性と空間占有行動—
 ...井上 実, 有元貴文, S. VADHANAKUL 51~60
- 日本産イソメ科多毛環虫類—II (英文)
三浦 知之 61~81
- 黒潮海域における濁度と粒径分布 (英文)
松生 洽, 森永 勤 82~93
- 海流エネルギーの利用が大循環に
 及ぼす影響.....高野 健三 94~100

資料

- JOC/SCOR の研究集会 “General
 circulation models of the ocean
 and their relation to climate”
高野 健三 101~102
- 学会記事..... 103~105

La mer (Bulletin de la
 Société franco-japonaise
 d'océanographie)

Tome 15 (1977)

Sommaire

Numéro 1

Notes originales

- Eunicid Polychaetous Annelids from
 Japan ITomoyuki MIURA 1~20
- On the Urohyal of Thirty-Six Species
 of Fishes of the Order *Salmoniformes*
 (in Japanese).....Takaya KUSAKA 21~36
- Encystment of *Platymonas* in Culture
Eiichiro TANOUE, Yusho ARUGA 37~42

Miscellanées

- Perspectives Françaises dans le Domaine
 de l'Elevage des Thons: Méditerranée,
 Mer des Antilles et Polynésie (en japonais)
 ...Jacques PEROT et Jean-Yves LE GAL 43~46

Procès-Vervaux 47~49

Numéro 2

Notes originales

- Study on the Catching Mechanism of
 Shrimp Trap in a Experimental Tank—I
 —Thigmotaxis and Spacing Behaviour—
 (in Japanese)Makoto INOUE,
 Takafumi ARIMOTO and
 Surapon VADHANAKUL 51~60
- Eunicid Polychaetous Annelids from
 Japan—II.....Tomoyuki MIURA 61~81
- Beam Attenuation and Particle-size
 Distribution in the Kuroshio Area
 Kanau MATSUIKE and
 Tsutomu MORINAGA 82~93
- Effet de l'utilisation de la puissance de
 courant marin sur le milieu marin
 (en japonais)Kenzo TAKANO 94~100

Documentation

- JOC/SCOR Study Conference on the
 General Circulation Models of the
 Ocean and Their Relation to Climate
 (in Japanese)Kenzo TAKANO 101~102

Procès-Vervaux 103~105

総 目 次

第 3 号

原 著

港湾振動の音波モデルについて (英文)
中村 重久 107~115

南海舟状海盆及びその近傍の海底土の物理,
 化学, 粘土鉱物的性質.....青木 三郎 116~120

海底地形の近似の度合が大循環の数値解に
 及ぼす影響 (英文)高野 健三 121~128

定置網漁場と魚群分布—II.
 一魚探機の映像による魚群型—
井上 喜洋 129~136

簡易長周期波計の製作について
森谷誠生, 阿部友三郎 137~145

福井県梶におけるバフンウニの漁業生物学
 的研究—I. —バフンウニ漁業—
石渡直典,
 伏見 浩, 前川邦輝, 難波高志 146~150

福井県梶におけるバフンウニの漁業生物学
 的研究—II. —生息場所の底質・海藻植
 生・大型底生動物群集—.....石渡直典,
 伏見 浩, 今 攸, 難波高志 151~162

日仏海洋学会賞受賞記念講演
 藻類の生産に関する生理生態学的研究
有賀 祐勝 163~165

学会記事..... 166~171

第 4 号

原 著

等速度で海面を移動する物体によって生ず
 る二層の海の境界波の形状と境界面上昇
 量 (英文)富永 政英 173~184

Numéro 3

Notes originales

On Acoustic Analogy for Oscillations in
 Harbours and Bays
 Shigehisa NAKAMURA 107~115

Physical, Chemical and Clay Mineralogical
 Properties of the two Sediments from
 Nankai Trough and its Environs
 (in Japanese)Saburo AOKI 116~120

Some Examples of the Effect of the
 Resolution of the Bottom Topography
 on the Finite Difference Solution of the
 Barotropic General Circulation
 Kenzo TAKANO 121~128

The Fishing Ground of Set Net and the
 Distribution of Fish Schools—II.
 —Types of Fish Schools from the
 Image of a Fish Finder—(in Japanese)
Yoshihiro INOUE 129~136

A Portable Long-Period Wave Recorder
 (in Japanese)Nobuo MORITANI
 and Tomosaburo ABE 137~145

Studies concerning the Fishery Biology
 of the Sea Urchin, *Hemicentrotus*
pulcherrimus (A. AGASSIZ) in Kaji,
 Fukui Prefecture—I. —Sea Urchin
 Fishery—(in Japanese) Naonori
 ISHIWATA, Hiroshi FUSHIMI, Kuniteru
 MAEKAWA and Takashi NANBA 146~150

Studies concerning the Fishery Biology of
 the Sea Urchin, *Hemicentrotus pulcher-*
rimus (A. AGASSIZ) in Kaji, Fukui
 Prefecture—II. —On the Substratum,
 Algal Vegetation and Macrobenthic
 Animal Community of the Habitat of
 the Sea Urchin—(in Japanese)
 Naonori ISHIWATA, Hiroshi FUSHIMI,
 Tohshi KON and Takashi NANBA 151~162

Conférence commémorative

Recherches physio-écologiques sur la production
 organique par les algues (en japonais)
Yusho ARUGA 163~165

Procès-Vervaux 166~171

Numéro 4

Notes originales

Crest Configuration and Elevation of Inter-
 facial Waves in the Sea, induced by
 Steady Travelling Disturbance
 Masahide TOMINAGA 173~184

総 目 次

相模湾における表層性やむしの季節変動永沢祥子, 丸茂隆三	185~195	Seasonal Variation in Composition and Number of Epipelagic Chaetognaths in Sagami Bay, Japan (in Japanese)Sachiko NAGASAWA and Ryuzo MARUMO	185~195
世界じゅうの海への物質のひろがりに関する 数値実験 (仏文)高野健三, 松山佐和	196~204	Exemples numeiques de la dispersion de la pollution dans un océan mondial Kenzo TAKANO	196~204
異形棒鋼製人工魚礁の追跡調査飯高勇之助, 津田良平, 森永 勤, 瀬良 茂	205~212	Field Test of Iron-Made Fish Reefs (in Japanese).....Yunosuke IITAKA, Ryohei TSUDA, Tsutomu MORINAGA and Shigeru SERA	205~212
匍匐性水産動物の運動経路の自記装置永田 正, 宇野 寛, 篠田 厚	213~218	Recorder for Tracking Movement of the Bentonic Macro Animal (in Japanese) Tadashi NAGATA, Yutaka UNO and Atsushi SHINODA	213~218
学会記事.....	219~221	Procès-Vervaux	219~221
総目次 (第15巻)		Sommaire du Tome 15	

Exploiting the Ocean by...

T.S.K.

OCEANOGRAPHIC INSTRUMENTS

REPRESENTATIVE GROUPS OF INSTRUMENTS AND SYSTEMS

T.S-マイコン BT (特許出願中)

当社の長年にわたるメカニカル BT 及び XBT で開発蓄積された技術を基礎としてさらに最新のマイクロコンピュータ技術を駆使し完成した数字で直に測定結果を見る事の出来るものであります。海洋の水温、深度を水中で測定し、A/D 変換後、内蔵 IC メモリに記憶します。

○ 特 長

- マイクロコンピュータ技術によるものです。

最小水深 10cm 毎の水温変動のデジタルデータリスト作成します。XY アナログ記録計により水温の鉛直分布図を作成します。

- 操作が簡単です。

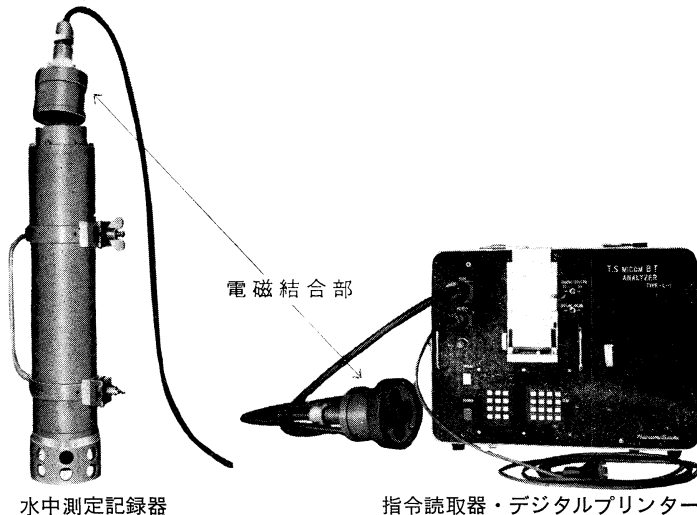
従来の BT ウィンチにより水中に吊り下げ、回収後読取器と接触させることのみでデータリストを作成します。

- 光・電磁結合方式 (特許出願中)

測定器は密閉したままで、データの取出し、深度選択指令、充電及びチェックの全てが行えます。従って漏水事故の皆無

- 各種データ処理及びストックが可能です。

デジタルプリント、XY 記録、カセットテープ録音、さん孔テープ作成、MT オープンリール録音、ご希望に応じどれでも可能です。



○ T.S-マイコン B.T 性能仕様

	水温 °C	深 度 m
測定範囲	-2 ~ 40	0 ~ 1,000 0 ~ 6,000
分解能	0.001	0.1 % FS
精 度	±0.02	±0.2%FS
印字桁数	4 桁	4 桁

型 状 120φ×450L m/m
 重 量 約 20 kg (空中)
 約 10 kg (水中)

株式会社 鶴 見 精 機

1506 Tsurumi-cho Tsurumi-ku, Yokohama, Japan 〒230

CABLE ADDRESS

TELEPHONE

T.K.K co., Ltd.

TSURUMISEIKI Yokohama

Yokohama 521-5252~5

Seoul. KOREA.

テレックス 3823750 TSK J PNJ

IWAMIYA INSTRUMENTATION LABORATORY

海洋環境調査 海底地形地質調査

- 水質調査・プランクトン底棲生物調査・潮汐・海潮流・水温・拡散・波浪等の調査(解析・予報)
- 環境アセスメント・シミュレーション
- 海底地形・地質・地層・構造の調査・水深調査・海図補正測量



外洋における海洋調査



三洋水路測量株式会社

本社 東京都港区新橋5-23-7(三栄ビル) ☎03(432)2971-5
 大阪支店 大阪市都島区中野町3-6-2(谷長ビル) ☎06(353)0858-7020
 門司出張所 北九州市門司区港町3-32(大分銀行ビル) ☎093(321)8824
 仙台出張所 仙台市一番町2-8-15(太陽生命仙台ビル) ☎0222(27)9355
 札幌出張所 札幌市中央区大通東2-8-5(フレンジント札幌) ☎011(251)3747

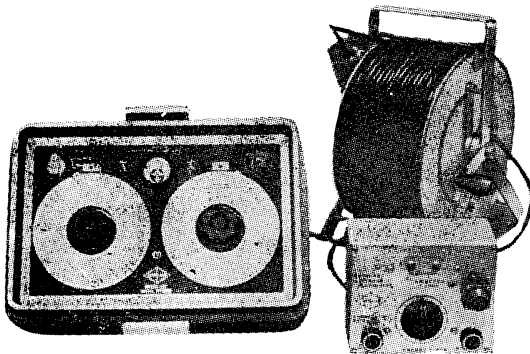
総代理店



三井物産株式会社

AUTO-LAB PORTABLE S-T BRIDGE

Model 602



オート・ラブ誘導起電式精密塩分計に引続いて、開発された温度と塩分の現場測定用の可搬型海洋測器です。温度、塩分ともダイヤルで直読出来、簡便で堅牢しかも高精度なソリッドステートのユニット結合構造の最新鋭計器です。

温度：0~35°C 1/2 確度 ±0.1°C
 塩分：Scale 1. 0~32‰S 確度 ±0.1‰S
 Scale 2. 32~42‰S 確度 ±0.03‰S
 電源：電池 9V, 200時間使用可能

追加附属品

ステンレス製ケーブルリール
 半自動式電極プラチナイザー

製造品目

転倒温度計各種
 電気式水温計各種
 採水器・海洋観測機器
 気象用・理化学用温度計
 サーモレンジャー
 ミグスター 温度調節器

日本およびアジア総代理店



株式会社 渡部計器製作所

東京都文京区向丘1の7の17
 TEL (811) 0044 (代表) ☎ 113

(カタログ御希望の方は誌名御記入の上御請求下さい)

Murayama

計 度 濁 中 水
計 度 照 中 水
計 度 導 電



株式 村山電機製作所

本 社 東京都目黒区五本木2-13-1
出 張 所 名古屋・大阪・北九州

711 は無限の可能性に挑戦する

- ◆漁撈電子機器
- ◆航海計器
- ◆海洋開発機器
- ◆航空機用電子機器
- ◆各種制御機器
- ◆コンピュータ端末機器
- ◆各種情報システム



本社 / 西宮市芦原町9-52 ☎0798(65)2111(大代) 支社 / 東京都中央区八重洲4-5藤和ビル ☎03(272)8491(代) ほか37ヶ所

最高の品質 信頼のブランド aqua-lung®



France.



Italy.



Australia.



U.S.A.



日本アクアラング株式会社

本社・東京支社：東京都杉並区方南町2-4-7 (第2細野ビル) 〒168 TEL.(03)313-8441

本社・神戸支社：神戸市兵庫区浜中町2丁目18-6 〒652 TEL.(078)681-3201(代)

九州支社：福岡市中央区港3丁目7-5 〒810 TEL.(092)741-8907・751-0715

横浜営業所：横浜市中区野毛町3-129 〒232 TEL.(045)231-3021

名古屋営業所：名古屋市東区富士塚町3-14 〒461 TEL.(052)951-5016(代)

大阪営業所：大阪市西区九条通1丁目5-3 〒550 TEL.(06)582-5604(代)

四国出張所：高松市福岡町4丁目36-9(高松帝産院) 〒760 TEL.(0878)51-8853

アクアラングは日本においては当社が専用使用権を有している国際的商標です。

商標登録「aqua-lung」登録番号 第494877号 商標登録「アクアラング」登録番号 第494878号

メルタック

熱溶融型接着剤ですから、溶剤や水を含まないの乾燥の必要がなく、瞬間的に接着します。

ポリエチレン、アルミ箔等にも良く接着します。

ポリロック

含浸、注型、充填用として使用される接着性と作業性の良好なシーリング材です。

ポリワックス

ワックスを主成分とし、各種ポリマーをブレンドした防湿、密封用のシーリングワックスです。

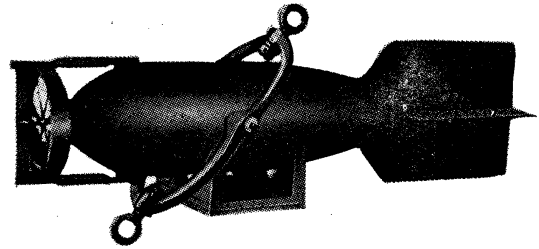
東京工材株式会社

東京都中央区築地 4-7-1 TEL (542) 3361 (代)

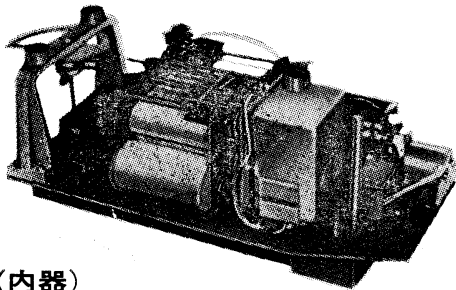
長期捲自記流速計

(NC-II)

本流速計は海中に設置し、内蔵した記録器に流速流向を同時に記録するプロペラ型の流速計で約20日間の記録を取る事が出来ます。但し流速は20分毎に3分間の平均流速を又流向は20分毎に一回、共に棒グラフ状に記録しますから読取が非常に簡単なのが特徴となっております。



(外器)



(内器)

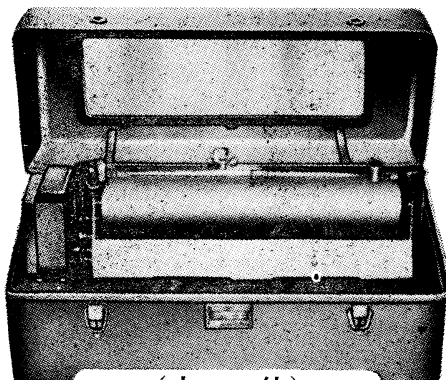
プロペラはA, B, C三枚一組になって居り

A(弱流用).....1m/sec	} 迄で一枚毎に検定 してあります。
B(中流用).....2m/sec	
C(強流用).....3m/sec	

弱流ペラーに依る最低速度は約4cm/secです。

フース型長期捲自記検潮器

(LFT-III)



(本体)

営業品目

階段抵抗式波高計
ケーブル式波高計
フース型検潮器
小野式自記流速計
自記水位計
港施型土圧計
理研式水中カメラ
その他海洋観測諸計器

協和商工株式会社

東京都豊島区目白4丁目24番地1号
TEL (952) 1376代表 171

昭和 52 年 11 月 25 日 印刷
昭和 52 年 11 月 30 日 発行

う み

第 15 卷
第 4 号

定価 ¥ 950

編集者 富 永 政 英
発行者 佐 々 木 忠 義
発行所 日 仏 海 洋 学 会
財団法人 日仏会館内
東京都千代田区神田駿河台2-3
郵便番号:101
電話:03(291)1141
振替番号:東京96503

印刷者 小 山 康 三
印刷所 英 和 印 刷 社
東京都文京区本駒込 6-15-10
郵便番号:113
電話:03(941)6500

第 15 卷 第 4 号

目 次

原 著

等速度で海面を移動する物体によって生ずる二層の海の境界波の形状と境界面上昇量(英文)···冨永 政英	173
相模湾における表層性やむしの季節変動·····永沢祥子, 丸茂隆三	185
世界じゅうの海への物質のひろがりに関する数値実験 (仏文) ·····高野 健三	196
異形棒鋼製人工魚礁の追跡調査·····飯高勇之助, 津田良平, 森永 勤, 瀬良 茂	205
匍匐性水産動物の運動経路の自記装置·····永田 正, 宇野 寛, 篠田 厚	213
学会記事·····	219
総目次 (第 15 卷)	

Tome 15 N° 4

SOMMAIRE

Notes originales

Crest Configuration and Elevation of Interfacial Waves in the Sea, induced by Steady Travelling Disturbance ·····Masahide TOMINAGA	173
Seasonal Variation in Composition and Number of Epipelagic Chaetognaths in Sagami Bay, Japan (in Japanese)·····Sachiko NAGASAWA and Ryuzo MARUMO	185
Exemples numeriques de la dispersion de la pollution dans un océan mondial ·····Kenzo TAKANO	196
Field Test of Iron-Made Fish Reefs (in Japanese)····· Yunosuke IITAKA, Ryohei TSUDA, Tsutomu MORINAGA and Shigeru SERA	205
Recorder for Tracking Movement of the Benthic Macro Animal (in Japanese) ····· Tadashi NAGATA, Yutaka UNO and Atsushi SHINODA	213
Procès-Vervaux ·····	219

Sommaire du Tome 15