

う み

La mer

昭和53年5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 富永政英 (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) 東京都千代田市神田駿河台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語の欧文(原則として仏文)の要旨をつけること。欧文論文には欧文の要旨のほか必ず約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のみに限る。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.

魚類の摂餌活動の自記装置*

永田 正, 宇野 寛**

Automatic Recorder of the Feeding Activity of Fishes

Tadashi NAGATA and Yutaka UNO

Abstract: It is very difficult to accurately observe and record the feeding activity of fishes over a long period, and to analyse the rhythm of feeding behavior and the variations in the quantity of feed taken by fishes.

For the purpose of studying the problems described above, the authors made an automatic feeding apparatus, the principle of which is as follows. In an experimental tank, a dish is fixed with a miniature bulb and a photo-electric cell each enclosed in a water-proof case mounted opposite each other. When a fish comes to the dish to feed, the beam between the miniature bulb and the photo-electric cell is broken. This triggers the electric circuit controlling the automatic feeding apparatus, and a measured ration of feed drops into the dish where the fish is waiting to be fed. A time mark is also recorded on a recording paper. By examining the series marks recorded in this way, it is possible to know how often the fish has fed.

魚類の摂餌活動を自然状態で比較的長期にわたって観察することは困難である。特に投餌量と摂餌周期や、飼育密度と摂餌周期の関係を客観的に記録して解析する試みはほとんど行なわれていない。そこでこのような問題を研究するために、魚が餌を欲したときに水槽内の一定の場所に行くと一定量の餌が自動的に投下され、かつその時刻が記録されるような自動給餌装置を試作し、これを実際に作動させて若干の記録を得た。

1. 装置の原理と作動

この装置では餌を水槽内に投下するために、人間が餌を匙で掬って投げる動作を自動化したような方法を用いている。Fig. 1 はその目的に使う円筒であって、Aの端は下半部が半円形の板 a でふ

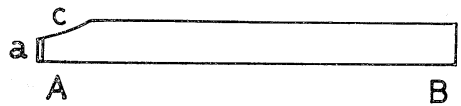


Fig. 1. A cylinder used for feeding.

さいであり、cの部分が切り欠いてあって、ここで餌を掬う。Bの端は開いている。この筒は直流ミニモーターによって、Fig. 2 のように、軸上の一点cを通して軸に垂直な水平軸のまわりに回転できる。この筒は常時はほぼ水平な位置(1)に静止している。水槽内の餌皿Dの上には、水密ケースに入れた豆球Lとホト・トランジスターPが向き合わせて置いてある。魚が餌を求めて餌皿Dに首を入れると、ホト・トランジスターは入射光が遮断されるのでパルス信号を発生し、これが制御用の電子回路に入ると装置が起動する。そのためFig. 2 で、まずモーターが時計方向に回転をはじめ、投餌筒ABはBの端が下向きになって傾いてゆくので、Aにあった餌が筒の内壁に沿って滑り

* 1977年11月4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.

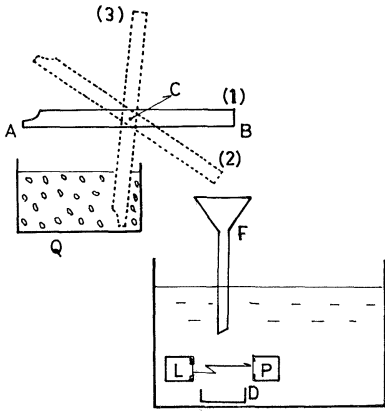


Fig. 2. Diagram showing the method for feeding with the rotating motion of the cylinder AB.

降り、やがて B の開口端から飛び出して漏斗 F を通って餌皿に落ちる。図に点線で示してある (2) の位置は全部の餌が確実に飛び出してしまう位置で、筒がこの位置まで回転してくるとモーターは逆転し、筒は反時計方向の回転をはじめ。Q は餌を入れた広口の円筒形の容器で、投餌筒は A の端で Q の中の餌をかきわけながら (3) の位置まで回転してくる。ここで再びモーターが逆転し、投餌筒は c の切り欠きの部分で餌を掬って、最初の (1) の位置に戻る。このときモーターが停止して 1 サイクルが終る。魚が再び餌を求めて餌皿に首を入れると上記の作動が繰り返される。装置が作動する度毎にその時刻が記録紙上に記されてゆくので、魚が餌を求めた頻度が記録に残る。

なお、投餌筒が容器 Q の同じ場所だけを往復すると、そこに溝ができてしまって餌を掬えなくなってしまう。これを防ぐために、装置が作動している間は容器 Q が垂直軸のまわりにゆるやかに回転するようにしてある。

上に説明したような作動を実際に装置に行なわせるための制御用電子回路が Fig. 3 である。T₁ はホト・トランジスター 0 S18 でシリコンの NPN 型であるから暗電流が微小である。光源 L は 2.2 V のベビーライト用の豆球を 1.2 V で点灯しているため、長時間の連続使用が可能である。常時は T₁ は光が入っている導通状態であるが、魚が光をさえぎるとコレクターが瞬時に高電位となるの

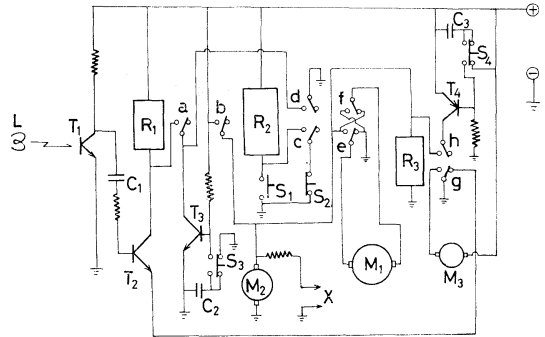


Fig. 3. Block diagram of the circuit for operating the automatic feeding system.

で、コンデンサー C₁ を通してトランジスター T₂ のベースにパルス電流が流れるゆえ、T₂ の負荷に入っているリレー R₁ が導通する。そのため接点 a が閉じて、トランジスター T₃ を通して自己保持回路が形成されるから、T₂ のベースのパルス電流が流れ終わった後も R₁ は導通したままである。M₁ は Fig. 2 で説明した投餌筒 AB を回転させるためのモーターである。リレー R₁ が導通すると接点 b が閉じ、リレー R₂ の接点 e, f を通してモーター M₁ に電源電圧が加わる。そのため M₁ は Fig. 2 で説明したように時計方向に回転をはじめ。投餌筒が Fig. 2 の (2) の位置までくると、Fig. 3 のマイクロスイッチ S₁ が閉じるようにしてある。そのためリレー R₂ が導通し、接点 e, f が切換えられるので、モーター M₁ は逆転をはじめ。このときマイクロスイッチ S₁ は開くが、接点 c を通して自己保持回路が形成されているので、リレー R₂ は導通状態を持続している。しかし投餌筒が Fig. 2 の (3) の位置までくると Fig. 3 のマイクロスイッチ S₂ が開いて、リレー R₂ は切れる。そのため接点 e, f がはじめの位置に戻るのでモーター M₁ は再び逆転するが、投餌筒が Fig. 2 の (1) の位置に戻ったとき、マイクロスイッチ S₃ のレバーが切換えられてトランジスター T₃ のベースはコンデンサー C₂ を通して接地される。そのため T₃ が瞬間的にカットオフされてリレー R₁ の回路が開き、接点 b が開くから、モーター M₁ は停止する。

リレー R₁ が閉じている間はモーター M₂ にも

電源電圧が加わるので回転する。このモーターは Fig. 2 で説明した、餌の容器 Q を回転させるためのものである。またこのモーターに加わる電圧は保護抵抗を通して端子 X から取り出し自記電圧計に加えてタイムマークを記録させる。

Fig. 3 の回路によって装置を作動させるためには、3個のマイクロスイッチ S_1 , S_2 , S_3 が定められた順序で適時に開閉しなければならない。そのためにはモーター M_1 の回転軸に投餌筒とともに、Fig. 4 のように半径約 2 cm の円板 D を取り付け、その周囲の 3ヶ所にマイクロスイッチ S_1 , S_2 , S_3 を配置する。円板の外周上には 1 個の突起 H がつけてある。Fig. 4 に示してあるのは、突起 H がスイッチ S_3 のレバーを押してモーター M_1 を停止させ、投餌筒がスタンバイの位置に止まっている状態である。このとき C_2 は充電されていて、トランジスター T_3 はコレクター回路が閉じれば導通するような状態になっている。そこで魚が餌皿に首を入れてパルス信号が発生すると、リレー R_1 が導通してモーター M_1 が時計方向に回転し、突起 H も円板 D とともに右方へ移動し、やがてスイッチ S_1 のレバーを押す。そのためリレー R_2 が導通してモーター M_1 が逆転し、突起 H は左方に引き返し、最初の位置に戻ったときスイッチ S_3 のレバーを押すが回路には影響を及ぼさない。なんとすればこのときはリレー R_2 が導通しているの、接点 b とスイッチ S_2 によってリレー R_1 の自己保持回路が確保されているからである。モーター M_1 がさらに左方に回転して投餌筒が Fig. 2 の (3) の位置まで来たときに、突起 H がちょうどレバーを押すような位置にスイッチ S_2 が置いてあるので、

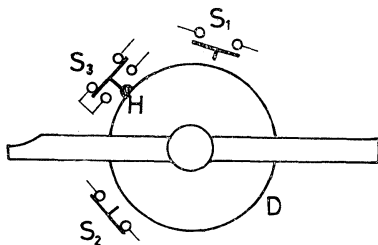


Fig. 4. Arrangement of switches necessary for controlling the rotation of the feeding cylinder.

リレー R_2 の自己保持回路が開く。そのためモーター M_1 が逆転し、最初の位置に戻ったとき突起 H がスイッチ S_3 のレバーを押すが、今度はリレー R_2 が導通していないので、リレー R_1 の自己保持回路が開き、モーター M_1 は停止する。このとき突起 H は Fig. 4 に示されているようにスイッチ S_3 のレバーを押したままの状態では停止している。単にリレー R_1 の自己保持回路を開くことだけが目的なら、トランジスター T_3 とスイッチ S_3 を使う代わりに、push-off のスナップスイッチ 1 個を使った方が回路が簡単になる。しかしそのようにするとモーター M_1 が停止しているとき push-off スwitch は off になったままなので、パルス信号が入ってもリレー R_1 の自己保持回路が形成されないから装置が起動できない。

Fig. 3 で説明したように、魚が餌皿に首を入れるとホト・トランジスター T_1 のコレクターが高電位になってトランジスター T_2 のベースに電流が流れるから装置が起動するわけであるが、 T_1 のコレクターと T_2 のベースはコンデンサー C_1 によって結合されているから、魚が餌皿に首を入れた瞬間だけパルス信号が発生するが、以後魚が引続き餌皿に首を入れたまま餌を食べていても、装置が繰返し何回も作動するようなことはない。また光源の豆球が断線すると魚が餌皿に首を入れたままになっているのと同じ状態になるが、この場合も断線した瞬間に装置が一回起動するだけである。

装置の作動の 1 サイクルに要する時間は約 10 秒であるが、魚がこの間に餌を食べ終らないで、残りを食べるために餌皿に出入するようなことがあると、食べ残りがあってもかかわらず次の餌が落ちてしまう。これを防ぐために、Fig. 3 に示してあるように、先ずリレー R_1 が導通して接点 b が閉じるとリレー R_3 が導通し、接点 h とトランジスター T_4 によって自己保持回路ができる。このとき一方では接点 g が切り換えられ、モーター M_3 が回転をはじめますが、同時にトランジスター T_2 はエミッターが接地から浮いてしまうので、パルス入力信号に対して応答しなくなるから、装置は起動できない。モーター M_3 の回転軸にはレバーがつけてあって、1 回転するとマイクロスイッチ S_4

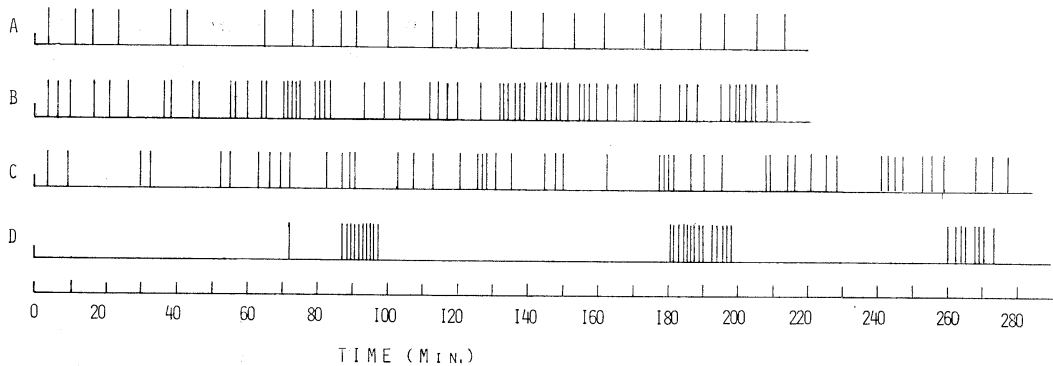


Fig. 5. Record of the feeding of carp *cyprinus carpio* under various conditions. A: feeding activity of one fish when each ration of food dropped into tank by automatic feeder is 10 mg, B: two fish, 10 mg rations, C: two fish, 25 mg rations, D: one fish, 25 mg rations.

のレバーを押すので、トランジスター T_4 はコンデンサー C_3 によってベースとエミッターが短絡されてコレクター回路が遮断される。そのためリレー R_3 の自己保持回路が開いてトランジスター T_2 のエミッターは接地されるから、装置は起動可能となる。モーター M_3 の回転数は1分間に2回転であって、従って装置の休止時間は30秒である。ただしこの時間は必要によっては変化させることが可能である。なおリレー R_3 の自己保持回路を開くために単に push-off のスイッチを使わなかった理由は、リレー R_1 の場合と同じである。

2. 結果と考察

この装置を用いてコイ幼魚の摂餌活動を摂餌条件を変えて調べた結果は次のようである。

30×60×35 cm の水槽にコイ (体重 30g, 体長 12cm) 1尾及び2尾を収養し、人工餌料 (No. 3C クランブル) によく馴致した後摂餌の記録をとった。Fig. 5 の A は単独個体に1回の投餌量を 10 mg とした場合の記録で、 7.28 ± 4.21 分毎の摂餌活動が見られる。D は1回の投餌量を 25 mg とした場合で 39.12 ± 26.00 分毎になっている。投餌

量 10 mg の場合は常に摂餌をくりかえすのに反して、25 mg の場合には明瞭な摂餌の周期が見られる。B 及び C は2個体に対して同じく投餌量がそれぞれ 10 mg および 25 mg の場合であって、 2.80 ± 2.19 分および 6.20 ± 5.54 分となっていて、後者が間隔が大きい。

魚類の摂餌活動は環境要因によって変化することは多くの研究報告があるが^{1)~3)}、本装置を利用すれば、環境要因はもちろん、投餌量・飼育密度も含めた諸要因と摂餌活動との関係を解析できると考えられるので、今後さらに種々条件を変えて測定を続けてゆく計画である。

参考文献

- 1) HIRATA, H. and S. KOBAYASHI (1956) Diurnal rhythm of the feeding activity of goldfish in autumn and early winter. Bull. Fac. Fish. Hokkaido Univ. 7(2), 72-84.
- 2) HIRATA, H., (1957) Diurnal rhythm of feeding activity of goldfish in winter and early spring. Bull. Fac. Fish. Hokkaido Univ. 8(2), 96-107.
- 3) 平田八郎 (1960) 金魚の索餌日周期と水温変曲点. 日水誌 26(8), 783-791.

Drift Currents on a Rotating Globe*

Koji HIDAKA**

Abstract: Theory of wind-produced ocean currents on a rotating globe was first discussed by GOLDSBROUGH in 1935 when the sea water is of uniform density. His theory was extended to the case of the wind system similar to that actually observed over the ocean on a rotating globe. It was concluded that, in absence of horizontal friction, γ^2 (0.000001 c.g.s.), the deviation angle of a drift current from downwind directions follow the Ekman's rule and flows in a direction deviated 45° *cum sole*, provided the effects of the continents or islands are disregarded.

1. Introduction

In his epoch-making paper on the influence of the Earth's rotation on ocean currents, V. W. EKMAN discussed the motion of water in an ocean on a rotating disc, that is to say, when the rotational motion of water is independent of the distance from a fixed axis around which the disc is rotating (EKMAN, 1905). The difficulties arising from this assumption have been afterward removed to some measure by using a so-called β -plane approximation. This implies that the angular velocity of the rotation varies with the latitude. In this case, the quantity $\frac{d}{dy}(2\omega \sin \varphi)$ where φ is the latitude and y the coordinate axis taken northward positive, was represented by β . However, in most cases, β is assumed to be a constant instead of actually being $\cos \varphi$. This assumption will not be unreasonable where β is approximately constant as it actually is near the equator, but become smaller at higher latitudes, so that, it will not be reasonable to assume β as constant through all latitudes from the equator to the poles.

The stationary motion of water in an ocean on a rotating globe was first solved by G. R. GOLDSBROUGH (GOLDSBROUGH, 1935), when the water is of uniform density. He treated the water circulation generated by a wind system whose stream lines are represented by a surface

spherical harmonic. He also treated the circulation generated by evaporation and precipitation (GOLDSBROUGH, 1933). However, no physical oceanographer has ever tried to follow GOLDSBROUGH in determining the ocean currents on a rotating globe, although this is a very important problem in dynamical oceanography. In the present paper, the author intends to solve the problem of steady ocean currents on a rotating globe.

Employ the spherical polar coordinates used in tidal theory, or the co-latitude θ , longitude λ and vertical coordinate z . The co-latitude is an angle increasing from $\theta=0$ at the north pole along the meridian positive southward to the south pole where $\theta=\pi$. The longitude λ is identical with the geographic longitude. The vertical coordinate z is counted vertically downward from a particular level surface or an equipotential surface.

The distribution of wind stress will be given by the stress components $\tau_\theta(\theta, \lambda)$ and $\tau_\lambda(\theta, \lambda)$, the former being directed southward positive, while the latter is understood positive when directed eastward. The density of the sea water is given by $\rho(\theta, \lambda, z)$ and can be determined from observations. It varies as a function of θ , λ and z . The velocity components of the motion of water are u , v and w , which are counted positive in the direction in which θ , λ and z increase respectively. Thus u is counted positive southward because the co-latitude θ increases southward.

* Received February 6, 1978

** Ocean Research Institute, University of Tokyo, Minamidai, Nakano-ku, Tokyo, 164 Japan

The form of the surface of the sea is given by

$$z = -\zeta \tag{1}$$

where ζ is counted positive upward from the level surface $z=0$ (equipotential surface), so that z is counted positive downward.

If V represents a quantity which varies in a three-dimensional space, and $d\theta$, $d\lambda$ and dz the directions in which co-latitude, longitude and vertical line elements increase, the horizontal diffusion of the quantity V will be represented by the expression:

$$-\gamma^2 V \tag{2}$$

where γ^2 is a positive constant called "friction constant".

In such cases the mixing terms may be simply given by

$$-\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} V + \mu \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \tag{3}$$

As to the friction constant γ^2 , several values have been tested, the average of the most probable values being $\gamma^2 = 10^{-6}$ c.g.s. (GULDBERG and MOHN, 1877; STOMMEL, 1948; MUNK, 1950; YOSHIDA, MAO and HORRER, 1953; WYRTKI, 1956; HIDAHA, 1963). For this reason the value

$$\gamma^2 = 10^{-6} \text{ c.g.s.} \tag{4}$$

will be adopted in this work exclusively.

Further suppose that ω the angular velocity of the earth ($0.00007292 \text{ sec.}^{-1}$), g the gravity, $\rho(\theta, \lambda, z) = \rho$ the density of sea water, and R the mean radius of the Earth ($R = 6.3712 \times 10^8 \text{ cm}$).

The terms of vertical mixing are given by

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r^2 \sin \theta \frac{\partial u}{\partial r} \right) &\equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right); \\ \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r^2 \sin \theta \frac{\partial v}{\partial r} \right) &\equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

where μ is the coefficient of vertical mixing.

The equations of the pressure will be given by

$$dp = g\rho dz \tag{6}$$

By integrating this equation with respect to z and differentiating it with respect to θ and λ , it will follow

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{R \sin \theta \partial \lambda} &= -\frac{g\rho}{R \sin \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} \\ &- \frac{g}{R} \int_0^z \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \rho(\theta, \lambda, z) dz; \\ -\frac{\partial p}{R \partial \theta} &= -\frac{g\rho}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \\ &- \frac{g}{R} \int_0^z \frac{\partial}{\partial \theta} \rho(\theta, \lambda, z) dz \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

where ρ means that the surface density of sea water does not differ much from the average density of the water column from the surface layer comparable in height to Ekman's depth

$$D = \sqrt{\frac{\mu}{\rho \omega \cos \theta}} \text{ (EKMAN, 1905).}$$

Substituting (7) in the equations of motion together with the terms of Coriolis forces, there comes out the equations of motion as follows (cf. Horace LAMB, Hydrodynamics 5th Ed., 1930 §§213, 366b; 6th Ed., 1963 §§213, 366c)

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} u + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + 2\omega \rho \cos \theta \cdot v \\ -\frac{g\rho}{R \sin \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{g}{R} \int_0^z \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \times \rho(\theta, \lambda, z) dz = 0, \\ -\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} v + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - 2\omega \rho \cos \theta \cdot u \\ -\frac{g\rho}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} - \frac{g}{R} \int_0^z \frac{\partial}{\partial \theta} \rho(\theta, \lambda, z) dz = 0. \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

II. Computation of Drift Currents on a Rotating Globe; Case of Currents Generated by a Zonal Wind System.

In discussing the drift currents theoretically it is customary to assume the case in which the motion of water takes place only by the stresses of winds sweeping the surface of the sea, so that, to disregard the terms of the pressure gradient and other forces. The equations of motion are thus given by

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} u + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2\omega \rho \cos \theta v = 0 \\ -\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} v + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - 2\omega \rho \cos \theta u = 0 \end{aligned} \right\} \tag{9}$$

assuming that μ is a constant. The boundary conditions to be satisfied by u and v are

$$\begin{aligned} z=0: \quad -\mu \frac{\partial v}{\partial z} &= \tau_\lambda(\theta, \lambda); \\ -\mu \frac{\partial u}{\partial z} &= \tau_\theta(\theta, \lambda) \end{aligned} \quad (10)$$

on the surface of the sea, and

$$z=h: \quad u=0; \quad v=0, \quad (11)$$

at the ocean floor, the depth to the bottom being supposed constant.

Multiply the two equations of (9) by $-i$ and 1 respectively and add together; then the equation to be solved is

$$\mu \frac{\partial^2}{\partial z^2} (v - iu) - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right) (v - iu) = 0 \quad (12)$$

while the boundary conditions are from (10)

$$z=0: \quad -\mu \frac{\partial}{\partial z} (v - iu) = \tau_\lambda - i\tau_\theta \quad (13)$$

$$z=h: \quad v - iu = 0. \quad (14)$$

General solution of the equation (12) is

$$\begin{aligned} v - iu &= C_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right\} \\ &+ C_1 \cdot \exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

where C_0 and C_1 are constants.

Applying the boundary conditions (13) and (14), it follows

$$\begin{aligned} -\mu \frac{\partial}{\partial z} (v - iu) \Big|_{z=0} &= -\sqrt{\mu} \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \cdot C_0 \\ &+ \sqrt{\mu} \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \cdot C_1 = \tau_\lambda - i\tau_\theta \end{aligned} \quad (16)$$

and

$$\begin{aligned} 0 &= C_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\} \\ &+ C_1 \cdot \exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

From the equation (17) comes out the relation

$$C_1 = - \frac{\exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}}{\exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}} \cdot C_0. \quad (18)$$

Substituting the relation (18) in (16)

$$C_0 = \frac{\tau_\lambda - i\tau_\theta}{\sqrt{\mu}} \cdot \frac{1}{-\left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2}} \cdot \frac{\exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}}{\exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}}, \quad (19)$$

$$C_1 = \frac{-\tau_\lambda - i\tau_\theta}{\sqrt{\mu}} \cdot \frac{\exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}}{\exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}}.$$

Substituting the expressions for C_0 and C_1 in (15) and after rearranging, it follows

$$\begin{aligned} v - iu &= - \frac{\tau_\lambda - i\tau_\theta}{\sqrt{\mu} \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2}} \\ &\times \left[\frac{\exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h-z}{\sqrt{\mu}} \right\} - \exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h-z}{\sqrt{\mu}} \right\}}{\exp \left\{ \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\} + \exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{h}{\sqrt{\mu}} \right\}} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

Now the expression (20) can be reduced to a simpler but non the less accurate form except within a small distance less than about 100 m above the ocean floor, that is to say

$$v - iu = \frac{\tau_\lambda - i\tau_\theta}{\sqrt{\mu} \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2}} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right\}. \quad (21)$$

Assuming

$$\left(\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + i2\omega\rho \cos \theta \right)^{1/2} = A + iB, \quad (22)$$

and separating real part from the imaginary, it follows

$$\left. \begin{aligned} A &= \sqrt{\frac{\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta \right)^{1/2}}{2}}, \\ B &= \sqrt{\frac{-\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta \right)^{1/2}}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

and

$$A^2 + B^2 = \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Let the components of wind stress in the directions of θ and λ be τ_θ and τ_λ ; then it follows

$$\left. \begin{aligned} v &= \left\{ \begin{aligned} &A \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} + B \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &-\tau_\theta \frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right. \\ &+ \tau_\lambda \left\{ \begin{aligned} &A \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} - B \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &\frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right\} \\ &\times \exp \left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right), \\ u &= \left\{ \begin{aligned} &A \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} - B \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &\tau_\theta \frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right. \\ &+ \tau_\lambda \left\{ \begin{aligned} &A \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} + B \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &\frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right\} \\ &\times \exp \left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

The expressions (25) will not be valid exactly for a sea shallower than the Ekman's depth $D = \pi \sqrt{\frac{\mu}{\rho\omega \cos \theta}}$ (EKMAN, 1905), or in the region of deep ocean where the depth is less than D above the ocean floor.

Suppose that there is no continent on the earth and the stresses of prevailing winds are exerted in the eastwest direction only; then the wind stresses will be

$$\tau_\theta = 0,$$

so that the expressions (25) will become

$$\left. \begin{aligned} v &= \tau_\lambda \left\{ \begin{aligned} &A \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} - B \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &\frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right. \\ &\times \exp \left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right), \\ u &= \tau_\lambda \left\{ \begin{aligned} &A \sin B \frac{z}{\sqrt{\mu}} + B \cos B \frac{z}{\sqrt{\mu}} \\ &\frac{z}{\sqrt{\mu}(A^2+B^2)} \end{aligned} \right. \\ &\times \exp \left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}} \right). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

The components v and u were computed from the expressions (26).

If the meridional distribution of wind stress components are given by

$$\tau_\theta = 0; \quad \tau_\lambda = \left\{ -\frac{3}{4} P_2(\cos \theta) + P_4(\cos \theta) \right\} X_4,$$

Table I

co-latitude θ	latitude φ	$-\frac{3}{4} X_4 P_2(\cos \theta) + X_4 P_4(\cos \theta)^*$
0° (North pole)	90° N	-0.2500 X_4
10°	80° N	-0.1371 "
20°	70° N	0.1434 "
30°	60° N	0.4453 "
40°	50° N	0.6042 "
50°	40° N	0.5174 "
60°	30° N	0.1953 "
70°	20° N	-0.2396 "
80°	10° N	-0.6070 "
90° (Equator)	0°	-0.7500 "
100°	10° S	-0.6070 "
110°	20° S	-0.2396 "

* These figures are expressed in an arbitrary unit X_4 .

Table II. Downward Attenuation of Drift Currents when $\gamma^2=0$ (Ekman Spirals).

co-latitude θ	latitude φ		$\frac{z}{D}=0$	$\frac{z}{D}=0.1$	$\frac{z}{D}=0.2$	$\frac{z}{D}=0.3$	$\frac{z}{D}=0.4$	$\frac{z}{D}=0.5$	$\frac{z}{D}=0.6$	$\frac{z}{D}=0.7$	$\frac{z}{D}=0.8$	$\frac{z}{D}=0.9$	$\frac{z}{D}=1.0$
20°	70° N	<i>v</i>	0.856	0.401	0.101	-0.074	-0.156	-0.178	-0.164	-0.133	-0.097	-0.064	-0.037
		<i>u</i>	0.856	0.787	0.638	0.466	0.307	0.178	0.083	0.021	-0.015	-0.032	-0.037
30°	60° N	<i>v</i>	2.767	1.298	0.372	-0.239	-0.506	-0.575	-0.529	-0.429	-0.313	-0.206	-0.120
		<i>u</i>	2.767	2.547	2.062	1.506	0.992	0.575	0.270	0.068	-0.050	-0.105	-0.120
40°	50° N	<i>v</i>	3.992	1.872	0.471	-0.344	-0.730	-0.830	-0.764	-0.618	-0.452	-0.298	-0.173
		<i>u</i>	3.992	3.674	2.975	2.173	1.432	0.830	0.389	0.098	-0.072	-0.152	-0.173
50°	40° N	<i>v</i>	3.732	1.750	0.440	-0.322	-0.682	-0.776	-0.714	-0.578	-0.422	-0.278	-0.161
		<i>u</i>	3.732	3.435	2.781	2.031	1.339	0.776	0.364	0.092	-0.067	-0.142	-0.161
60°	30° N	<i>v</i>	1.597	0.749	0.189	-0.138	-0.292	-0.332	-0.306	-0.247	-0.181	-0.119	-0.069
		<i>u</i>	1.597	1.470	1.190	0.869	0.573	0.332	0.156	0.039	-0.029	-0.061	-0.069
70°	20° N	<i>v</i>	-2.369	-1.111	-0.280	0.204	0.433	0.493	0.453	0.367	0.268	0.177	0.102
		<i>u</i>	-2.369	-2.181	-1.766	-1.290	-0.850	-0.493	-0.231	-0.058	0.042	0.090	0.102
80°	10° N	<i>v</i>	-8.424	-3.951	-0.994	0.726	1.539	1.751	1.612	1.305	0.953	0.628	0.364
		<i>u</i>	-8.424	-7.753	-6.278	-4.585	-3.021	-1.751	-0.821	-0.207	0.151	0.320	0.364

Table III. Downward Attenuation of Drift Currents when $\gamma^2=10^{-6}$ c.g.s. (Ekman Spirals).

co-latitude θ	latitude φ		$\frac{z}{D}=0$	$\frac{z}{D}=0.1$	$\frac{z}{D}=0.2$	$\frac{z}{D}=0.3$	$\frac{z}{D}=0.4$	$\frac{z}{D}=0.5$	$\frac{z}{D}=0.6$	$\frac{z}{D}=0.7$	$\frac{z}{D}=0.8$	$\frac{z}{D}=0.9$	$\frac{z}{D}=1.0$
20°	70° N	<i>v</i>	0.880	0.428	0.130	-0.045	-0.130	-0.156	-0.147	-0.121	-0.090	-0.061	-0.037
		<i>u</i>	0.828	0.763	0.619	0.455	0.304	0.182	0.092	0.031	-0.005	-0.023	-0.029
30°	60° N	<i>v</i>	2.809	1.342	0.374	-0.191	-0.462	-0.539	-0.502	-0.410	-0.303	-0.203	-0.121
		<i>u</i>	2.724	2.507	2.033	1.490	0.990	0.583	0.284	0.086	-0.031	-0.089	-0.106
40°	50° N	<i>v</i>	4.034	1.916	0.519	-0.297	-0.686	-0.794	-0.737	-0.601	-0.442	-0.294	-0.174
		<i>u</i>	3.950	3.636	2.946	2.158	1.429	0.838	0.404	0.116	-0.053	-0.135	-0.159
50°	40° N	<i>v</i>	3.765	1.785	0.478	-0.284	-0.648	-0.747	-0.693	-0.564	-0.415	-0.276	-0.162
		<i>u</i>	3.699	3.405	2.759	2.019	1.337	0.782	0.376	0.106	-0.053	-0.129	-0.151
60°	30° N	<i>v</i>	1.611	0.764	0.205	-0.122	-0.277	-0.320	-0.296	-0.241	-0.177	-0.118	-0.070
		<i>u</i>	1.583	1.457	1.181	0.864	0.572	0.335	0.161	0.045	-0.022	-0.055	-0.065
70°	20° N	<i>v</i>	-2.395	-1.139	-0.309	0.175	0.406	0.470	0.436	0.356	0.262	0.175	0.103
		<i>u</i>	-2.343	-2.157	-1.748	-1.280	-0.848	-0.497	-0.240	-0.069	0.031	0.080	0.094
80°	10° N	<i>v</i>	-8.587	-4.123	-1.180	0.539	1.368	1.608	1.504	1.233	0.914	0.614	0.368
		<i>u</i>	-8.252	-7.597	-6.162	-4.522	-3.009	-1.780	-0.877	-0.276	0.080	0.257	0.313

where X_4 may be determined from observations and $P_2(\cos \theta)$ and $P_4(\cos \theta)$ are zonal harmonics of the second and fourth orders respectively, the meridional variation of τ_x against co-latitude θ is computed and compiled as shown in Table I. The wind stress is supposed to be symmetrically distributed on both sides of the equator.

The most important item are the numerical values of the components v and u . They were calculated for two cases (1) $\gamma^2=0$, $\mu=100$ c.g.s. (2) $\gamma^2=10^{-6}$ c.g.s., $\mu=100$ c.g.s. in Table II and III. These velocity components were calculated for the depths $\frac{z}{D}=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, \dots$ etc., where D is the Ekman's depth. The

downward attenuation of velocity or velocity components is more pronounced when the vertical eddy viscosity μ is larger, being proportional to $\sqrt{\mu}$ approximately.

Very small differences are seen between the values of components v and u for $\gamma^2=10^{-6}$ c.g.s. and those of $\gamma^2=0$. Practically it is useless to represent the differences in the two cases, so that only the case for $\gamma^2=0$ is shown in the diagrams.

III. Deviation of Surface Drift Currents from the Downwind Direction.

At the beginning of this century, V. W.

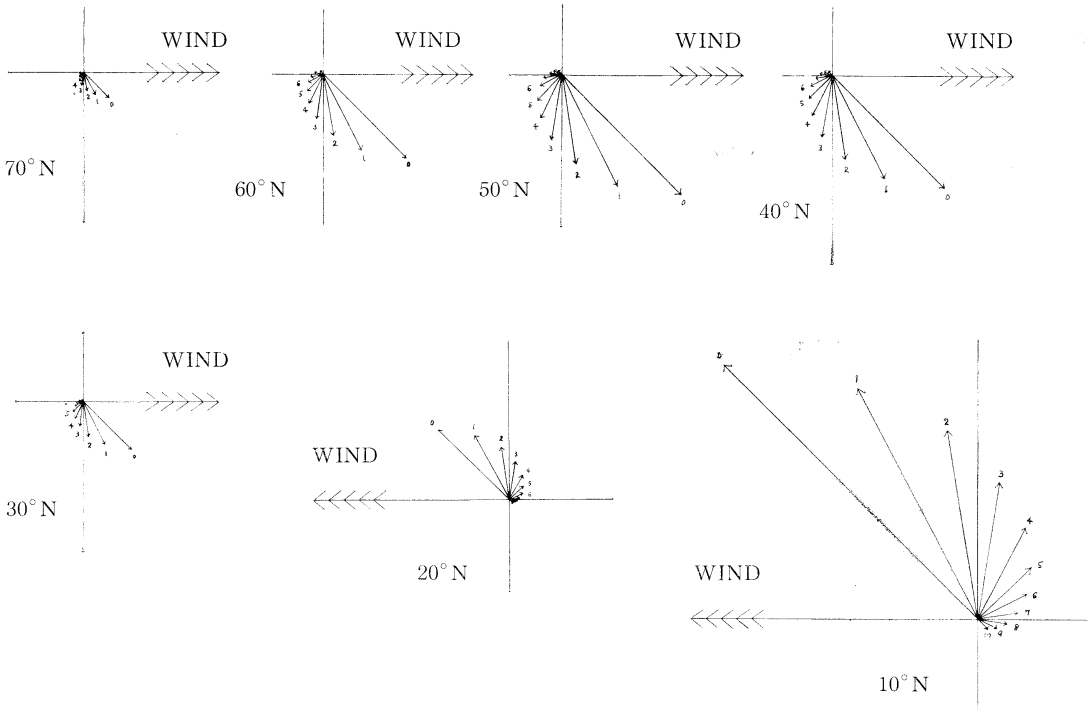


Fig. 1. The Deviation of Drift Currents from the Downwind Direction ($\gamma^2=0$).

EKMEN (1905) discussed that the deviation angle of the current vectors on the sea surface from the downwind direction remains 45° *cum sole*. Despite the difference in assumptions for the surface forms of the ocean in two cases, similar results can be obtained for the deviation angle on the surface provided $\gamma^2=0$, or in absence of lateral friction.

In order to derive the surface deviation from the components v (eastward positive) and u (southward positive), assuming an ocean over which the wind blows in east-west direction only and the meridional components vanishes, or $\tau_\theta=0$, this deviation angle δ can be derived as follows.

If the wind blows from west to east ($\tau_\lambda > 0$), the deviation angle δ will be

$$\tan \delta = \frac{u}{v} \Big|_{z=0} \tag{27}$$

or from (26),

$\tan \delta$

$$\begin{aligned} &= \frac{A \sin B \sqrt{\mu} + B \cos B \sqrt{\mu} \exp\left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}}\right)}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \\ &= \frac{A \cos B \sqrt{\mu} - B \sin B \sqrt{\mu} \exp\left(-A \frac{z}{\sqrt{\mu}}\right)}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \Big|_{z=0} \\ &= \frac{B}{A} \\ &= \sqrt{\frac{-\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}{\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}} \tag{28} \end{aligned}$$

If there were no horizontal friction, it follows

$$\tan \delta = 1,$$

so that

$$\delta = 45^\circ \text{ cum sole.}$$

This result is identical with Ekman's since EKMEN did not assume the horizontal friction.

This result is valid when the wind blows in an opposite direction, or from the east to west ($\tau_\lambda < 0$).

When $\gamma^2 \neq 0$, δ will deviate from 45° . It can be shown that δ will be

$$\tan \delta > 1$$

so that δ is larger than 45° .

When the wind blows from an arbitrary direction, let the wind stress be divided into the components τ_θ and τ_λ . Then the surface velocities of drift currents generated by these components will be given by \bar{v} and \bar{u} , substituting $z=0$ in (25)

$$\left. \begin{aligned} \bar{v} &= -\tau_\theta \frac{B}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} + \tau_\lambda \frac{A}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \\ \bar{u} &= \tau_\theta \frac{A}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} + \tau_\lambda \frac{B}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

where A, B, A^2+B^2 are given by (23) and (24). The contributions in \bar{v} and \bar{u} from τ_θ and τ_λ are

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_\theta &= -\tau_\theta \frac{B}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}}, \quad \bar{v}_\lambda = \tau_\lambda \frac{A}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \\ \bar{u}_\theta &= \tau_\theta \frac{A}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}}, \quad \bar{u}_\lambda = \tau_\lambda \frac{B}{\sqrt{\mu(A^2+B^2)}} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

and therefore the total velocity components in the positive direction of θ contributed from the wind stress components τ_λ are

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_\theta + \bar{v}_\lambda &= -\tau_\theta \sqrt{\frac{-\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}{2\mu \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)}} \\ &+ \tau_\lambda \sqrt{\frac{\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}{2\mu \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)}} \\ \bar{u}_\theta + \bar{u}_\lambda &= \tau_\theta \sqrt{\frac{\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}{2\mu \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)}} \\ &+ \tau_\lambda \sqrt{\frac{-\frac{\gamma^2}{\sin^2 \theta} + \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)^{1/2}}{2\mu \left(\frac{\gamma^4}{\sin^4 \theta} + 4\omega^2 \rho^2 \cos^2 \theta\right)}} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

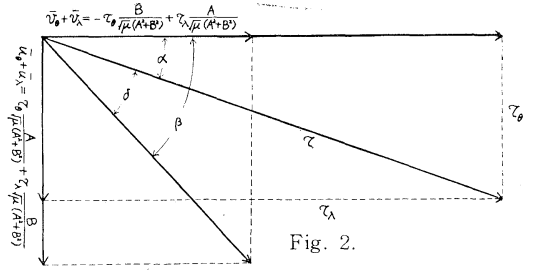


Fig. 2.

In particular, if we put $\gamma^2=0$ or there is no horizontal friction, it follows

$$\gamma^2=0: \left. \begin{aligned} \bar{v}_\theta + \bar{v}_\lambda &= \frac{-\tau_\theta + \tau_\lambda}{\sqrt{2\mu \cdot 2\omega\rho \cos \theta}} \\ \bar{u}_\theta + \bar{u}_\lambda &= \frac{\tau_\theta + \tau_\lambda}{\sqrt{2\mu \cdot 2\omega\rho \cos \theta}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

This is nothing but a version of EKMAN theory transferred on a rotating globe. The angle of deviation δ is the difference obtained by subtracting α , the angle between the latitude circle and the downwind direction, from β , the angle between the direction of current vector, or

$$\delta = \beta - \alpha = \cos^{-1} \frac{\bar{v}_\theta + \bar{v}_\lambda}{\sqrt{(\bar{v}_\theta + \bar{v}_\lambda)^2 + (\bar{u}_\theta + \bar{u}_\lambda)^2}} - \alpha \quad (33)$$

$$\delta = \cos^{-1} \frac{-\tau_\theta + \tau_\lambda}{\sqrt{2(\tau_\theta^2 + \tau_\lambda^2)}} - \alpha \quad (34)$$

or

$$\delta = \cos^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{-\tau_\theta + \tau_\lambda}{\tau} \right) \right\} - \alpha \quad (35)$$

In a similar manner,

$$\delta = \sin^{-1} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\tau_\theta + \tau_\lambda}{\tau} \right) \right\} - \alpha \quad (36)$$

because $\frac{\tau_\theta}{\tau} = \sin \alpha$ and $\frac{\tau_\lambda}{\tau} = \cos \alpha$.

In the cases when there are both zonal and meridional components in the distribution of prevailing winds, the expressions (25) must be employed. As to the introduction of boundary conditions to be satisfied at the boundaries further devices will be necessary.

The technic to neglect the meridional components of wind stresses is sometimes very convenient for simplifying the solution of the

problem. This was often used by several western authors (STOMMEL, H., 1947; MUNK, W. H., 1950).

IV. Summary and Conclusion

The problems of wind-produced ocean currents was solved on a rotating globe instead of on a rotating disc. The sea water is supposed to be of a uniform density. The wind distribution is zonal supposed to be approximately of a similar type as the prevailing wind system over the oceans, consisting of (1) east wind at high latitudes around the poles, (2) west winds in the intermediate latitudes, and (3) the trade winds over the tropical waters and on both sides of the equator. The meridional variation of the wind-stresses components or $\tau_{\theta}(\lambda)$ is disregarded because they are not large. This technique of simplifying the distribution of wind stress components have been used by STOMMEL, MUNK and others with a contribution for solving the problem.

The equations were solved and applied to compute the currents in a zonal ocean without continents.

Acknowledgements

The author is much indebted to Mrs. Sumiko OHNO both in the numerical computations and typing. Without her assistance, the author would not have been able to accomplish these tedious computations.

References

- EKMAN, V.W. (1905): On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean Currents. *Ark. för Matem., Astr. och Fysik* 2(11): pp. 1-.
- GULDBERG and H. MOHN (1817): See Felix M. Exner. *Dynamische Meteorologie*, Wien 1925: pp. 108-.
- GOLDSBROUGH, G.R. (1933): Ocean Currents Produced by Evaporation and Precipitation. *Proc. Roy. Soc. A-41*: 512.
- GOLDSBROUGH, G.R. (1935): On the Ocean Currents Produced by Winds. *Proc. Roy. Soc. A-148*: 47.
- HIDAKA, Koji (1962): Non-linear Theory of an Equatorial Flow, with Special Application to the Cromwell Current. *Journ. Oceanogr. Soc. Japan*, 20th Anniversary Volume: pp. 223-.
- LAMB, Sir Horace, *Hydrodynamics*. 5th Ed., 1930 §§213, 366b; 6th Ed., 1963 §§213, 366c.
- MUNK, W. H. (1950): On the Wind-Driven Ocean Circulation. *J. Meteor.*, 7: pp. 79-.
- STOMMEL, Henry (1948): The Westward Intensification of Wind-Driven Ocean Currents. *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 29: 202.
- WYRTKI, Klaus (1956): The Computation of Oceanic and Meteorological Fields of Motion with Friction Proportional to the Velocity. *Penjelidikan Laut de Indonesia (Marine Research in Indonesia)*, Institute of Marine Research Djakarta: pp. 1-.
- YOSHIDA, Kozo, *et al.* (1953): Circulation in the Upper Mixed Layer of the Equatorial North Pacific. *Sears Foundation Journal of Marine Research* 12: pp. 99-.

自転する地球上における吹送流

日 高 孝 次

自転する地球上における吹送流の理論は、1935年、海水が等密度である場合に GOLDSBROUGH によって論議された。本論文ではその後実際に自転している海に見られる様な風の東西成分の南北分布を仮定した場合に拡張され、更に鉛直渦動粘性と水平摩擦とが考慮された。結論としては、水平摩擦がないかまたは水平摩擦係数が $\gamma^2 = 0.000001$ c. g. s. に近い場合には風下から吹送流が偏倚する角度は、大陸や島の影響を無視すれば *cum sole* (北半球では右に、南半球では左に) に 45° であることを示した。

水槽実験によるエビ籠の漁獲機構の研究—II*

—スジエビ・ホッコクアカエビの脱籠行動—

井上 実, 小倉通男, 有元貴文**

Study of the Catching Mechanism of Shrimp Trap in an Experimental Tank - II. Escape Behaviour of Shrimps (*Palaemon paucidens* and *Pandalus borealis*) from Trap

Makoto INOUE, Michio OGURA and Takafumi ARIMOTO

Abstract: This paper describes the results of the experiments for two different species of shrimps (*Palaemon paucidens* and *Pandalus borealis*) on the escape behaviour from mesh and entrance of the trap.

First, the behaviour of the fresh-water shrimp *Palaemon paucidens* (43.7 mm \pm 7.5 in body length) were observed towards the plain nettings and the model traps, of which mesh sizes were 10, 15 and 20 mm, respectively. For the plain nettings, the proportional relationships were obtained between the mesh size and the body length of the shrimp which passed through the mesh, while for the model traps such relationship was not observed clearly.

Secondly, the escape behaviour of the pink shrimp *Pandalus borealis* (6.5~10.6 cm in B. L.), which were commercially fished in deeper water, from the model and commercial traps were observed. Their action to escape from the trap is chiefly caused by their spacing behaviour which is similar to the territoriality of the freshwater shrimp observed in the previous report, and it is interesting when they escaped from the mesh they thrust the telson into the mesh until the abdomen and jumped out from the trap instantaneously.

前報ではスジエビ *Palaemon paucidens* を用い主として入籠の機構について調べた。本報は籠に入ったエビの脱出行動を調べるため、淡水産スジエビと海産ホッコクアカエビ *Pandalus borealis* を用いて水槽実験を行った。なお、ホッコクアカエビについては入籠行動についても観察した。

I. スジエビによる水槽実験

1. 実験エビ

* 1978年3月4日受理

この研究の費用の一部は昭和52年度農林漁業試験研究費補助金によった。

** 東京水産大学漁学講座, 東京都港区港南 4-5-7.
Laboratory of Fishig Methodology, Tokyo Univ.
Fish., Minato-ku, Tokyo, 108 Japan.

実験に用いたスジエビは千葉県館山で業者が釣り餌用に採集したもので、実験には約500尾を使用した。エビの大きさは体長(眼窩後縁から尾部末端まで)で30~62 mm, 頭胸甲長(眼窩後縁から頭胸甲背面の後縁まで)で6.2~19.2 mmであった。

実験は1977年9月8日~14日, 東京水産大学館山実習場において網目の選択性を中心に脱出の機構を調べた。

2. 実験方法

実験に用いた模型籠は Fig. 1 に示す寸法のもの3個で, それらに10mm目合(糸の直径0.26mm), 15mm目合(直径0.36mm), 20mm目合(直径0.36mm)の網地を各部の網目が正方形になるよ

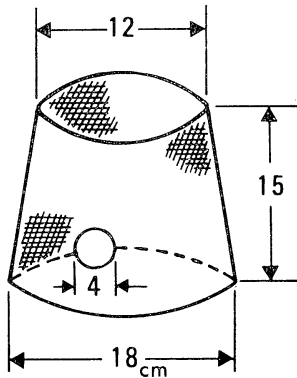


Fig. 1. Model trap for *Palaemon paucidens*.

うに張った。これらの籠を設置する水槽は3種類で、高さ50 cm、直径80 cmと200 cmの大小の亚克力水槽2個、及びポリエチレンの立方水槽(30×50×36 cm)1個を使用した。

実験エビは籠の中に人為的にあらかじめ20尾を入れる。この際、エビは大型・小型の体長に目測でグループ分けをして籠に入れる。実験後に実測した結果、小型エビで体長30~47mm(平均38.7 mm, 標準偏差4.3), 大型エビで44~62 mm(平均53.2 mm, 標準偏差4.1)であった。籠に入れる個体数を20尾としたのは、既報の実験から模型籠の最大収容量がおよそ15尾と見積もられており、エビが脱出行動を起こすためにはその数を多少上回る数が効果的であると考えられたからである。

観測は30分間について1分毎に籠から脱出するエビの数、籠に入る数を測定し、その経路が網目からか網口からかを調べた。観測を30分の短時間に限ったのは、予備実験によって実験開始30分後には籠内の尾数がほぼ一定になることを観察したからである。1実験終了毎に籠の中に残ったエビ、脱出したエビの体長を測定した。

網目の選択性については、模型籠の実験に先立ち平面網によっても調べた。平面網は針金製の縦横15 cmの平面枠に模型籠と同じ10, 15, 20 mmの目合の網地を網目が正方形になるように張り、これを Fig. 2 に示すように直線水路式水槽(200×15×15 cm)を4等分するように3個所に挿入

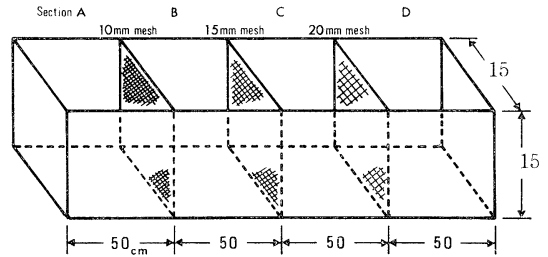


Fig. 2. Rectangular trough divided by the plain nets of three different meshes.

した。水深は10 cmとした。スジエビは狭い空間に一個所にまとめて入れると分散する傾向を顕著に示し、活発に移動を開始するので、本実験ではこのスジエビの行動を利用して網目の選択性を調べた。

3. 実験結果

籠に一旦入ったエビが脱出する経路には網口からと網目からの2通りが挙げられる。

まず、網目だけの選択性を調べるために、直線水路式水槽(Fig. 2)に10 mm, 15 mm, 20 mmの3種の目合の網地を張った枠を挿入してスジエビの網目通過実験を行なった。その予備実験として、網地枠を挿入していない水槽でのスジエビ10尾の移動行動を10分間観察した。スジエビを水槽の一端(D区域)に入れると直ちに他方の端(A区域)へ移動を開始する。A区域とD区域に明暗の差はなく、その他の条件にも違いはないのでこのスジエビの移動は既報に発表した飽和収容量に達した籠からの脱出と同じspacing行動(空間占有行動)によるものと考えられる。そこで、スジエビの移動行動をより活発にするためには水槽内の個体密度を高めた方が良く考え、実験エビ数を50尾、観測時間は20分として4回の実験を行なった。この時間内においてスジエビはD区域からA区域への一方向にのみ移動し、網目を再度抜けて逆行する個体は殆ど見られなかった。D区域に入れられたエビは20 mm目合の網地を抜けてC区域へ、さらに15 mm目合を経てB区域へ、最後に10 mm目合を経てA区域へ到達する。その間、3種の網地が障害となり各区域内に残留する個体数および体長組成はD区域からA区域へと小さくなるこ

Table 1. Remained number of *Palaemon paucidens* and their body length in each section (see Fig. 2).

Section	A		B		C		D	
	10 mm		15 mm		20 mm			
Mesh size	Remained Number	m±s	Remained Number	m±s	Remained Number	m±s	Remained Number	m±s
Exp. 1	4	38.7±3.2	16	42.2±6.1	25	46.3±7.4	5	54.5±6.6
Exp. 2	3	39.7±2.1	8	46.5±5.1	26	44.1±7.2	13	44.5±6.5
Exp. 3	6	38.2±4.3	13	41.0±5.0	14	48.4±7.9	17	45.8±9.2
Exp. 4	4	35.3±4.3	8	38.4±2.6	20	42.2±9.5	18	43.4±7.4
Mean value	4.25	38.7±3.7	11.25	41.9±5.5	21.25	44.9±8.1	13.25	45.3±8.1
Max. body length		42.0		52.0		60.0		61.0
Min. body length		31.0		32.0		31.0		32.0

m; Mean value of body length (mm)
s; Standard deviation

とが推察された。

実験結果を Table 1 と Fig. 3 に示したが、D 区域に残留した個体と 20 mm 目合を通過して C 区域に残留した個体の体長組成に差はなく、20 mm 目合はこの実験個体群にとって障壁とはならず全個体が通過し得ることが分かった。一方、C・B・A の各区域に到達した個体の体長組成については平均体長でそれぞれ 44.9 mm, 41.9 mm, 38.7 mm と通過する網目が細くなるにつれて 3~4 mm の割合で小さくなっている。しかし、各区域の最小個体の体長をみると差はなく、網目の通過が十分に可能な小型の体長のものでも必ずしも網目を通過せず、その網地の前の区域内で既に空間を占有し、あえて移動を行なわなかったことが分かる。そこで網目の選択性をみるため、これより大きな個体はその網地を通過できないという、通過個体の最大体長での比較を行なうと 20 mm 目合で体長 61 mm (頭胸甲長 18.8 mm), 15 mm 目合で 52 mm (15.1 mm), 10 mm 目合で 42 mm (11.1 mm) と網目が 5 mm 小さくなると通過するスジエビの最大体長は約 10 mm づつ、頭胸甲長で 4 mm づつ小さくなるという比例関係を得た。

次に 10 mm, 15 mm, 20 mm の各目合の模型籠 (Fig. 1) を用い、3 種の大きさの水槽でエビの脱籠に関して実験を行なった。脱出する尾数は水槽の大きさによって多少の差が認められたが、

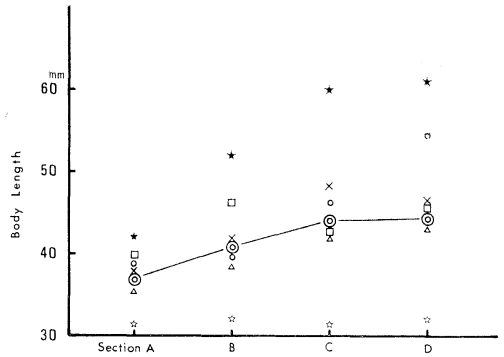


Fig. 3. Body length of shrimps in each section of the rectangular trough (see Fig. 2).
○ Exp. 1 × Exp. 2 □ Exp. 3 △ Exp. 4
◎—◎ Mean value for four experiments
★ Maximum body length
☆ Minimum body length

各目合籠別の時間経過に伴う脱出傾向はどの水槽でも同じであったので、3 種の実験について 5 分毎の脱出尾数の積算値を平均し、脱出曲線としてまとめた結果が Fig. 4 である。

Fig. 4 で小型エビの脱出状況を見ると、15 mm 目合籠と 20 mm 目合籠ではカーブの立ち上がりが急で最初の 5 分間に大半が脱出し、30 分後には 15 mm 目合籠で 15 尾、20 mm 目合籠で 19 尾が脱出した。平面網の実験で 20 mm 目合は通過の障害とはならないことを示したが、模型籠でも 1 尾を残し、全てが網目から脱出した。それに対し、10 mm 目合籠ではカーブがゆるやかで時間経過に伴い徐々

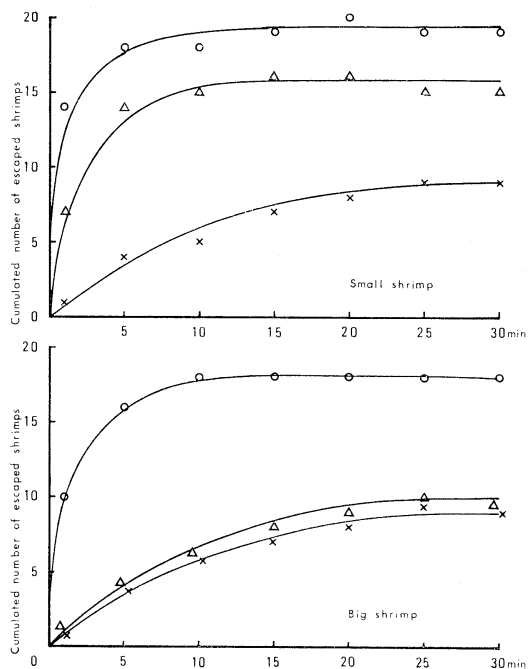


Fig. 4. Cumulated number of escaped shrimps from the trap with time elapsed. (Initial number in the trap; 20)

- 20 mm mesh trap
- △—△ 15 mm mesh trap
- ×—× 10 mm mesh trap

に脱出しており、最終的には9尾の結果を得た。

大型エビについて、10 mm 目合籠と15 mm 目合籠の脱出尾数あるいは時間経過に伴う脱出傾向はほぼ同じでゆるやかなカーブを描き、その傾向は小型エビに対する10 mm 目合籠の結果と類似している。20 mm 目合籠からの脱出は小型エビの場合と同じく短い時間で殆どのエビが脱出し、急激な脱出曲線となっている。

Fig. 5 に、大型エビについて目合籠別に脱籠個体（黒塗り）と籠内残留個体（白抜き）の体長分布を示し、さらに平面網の実験から得た各目合通過個体の最大体長を破線で入れ、この破線より上に位置する体長のものはその目合を通過できないことを示した。それによると、10 mm 目合籠では全個体とも破線（42 mm）より上の部分にあって網目を通過することはできず、脱出個体は網口から出たことが分かる。網口からの脱出の場合、網

口が漏斗状になっているために脱出しにくくなっており、Fig. 4 にみられるように時間経過に伴い徐々に脱出している。また、この模型籠の網口について、脱出個体と籠内残留個体の体長を比較してみると良く似た分布をしており、この模型籠の4 cm という網口は実験大型エビに対して選択性をもっていないと言える。

20 mm 目合籠では1尾を除き全個体とも破線（61 mm）より下に位置し、網目からの脱出が可能であることが分かる。このとき、時間経過に伴う脱出尾数は Fig. 4 に示したように急激に増加する。20 mm 目合籠で網目からの脱出が可能であるにもかかわらず籠内に残留している個体があるが、これらは平面網の実験でも見られたように、籠内で既に空間を占有し、あえて脱出を行なわなかったものと考えられる。

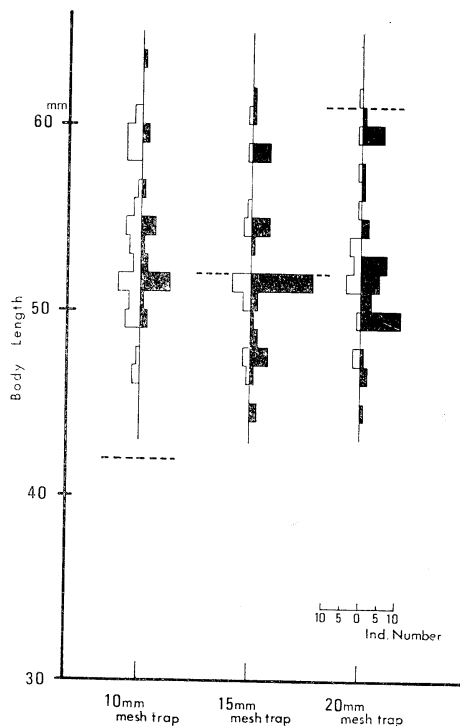


Fig. 5. Compositions of the body length of the escaped shrimps (■) and the remained (□) for three kinds of traps having the different mesh size. Dotted lines indicate the maximum body length of individual which passed through each mesh size in the rectangular trough.

15 mm 目合籠から脱籠した個体の体長分布をみると破線 (52 mm) より下に位置する個体が多く、これらは網目からの脱出が可能な体長のものである。しかし、観察によると網口から脱出する個体が多く、Fig. 4 の脱出傾向でも網口から脱出した 10 mm 目合籠の傾向と類似している。このことから、大型エビに対しては、15 mm 目合が網口から網目からの 2 通りの脱出経路が切り替る網目の大きさであり、籠内のスジエビは網目からの脱出が体長の大きさからいって不可能であるか、あるいはその限界付近の体長で脱出が困難なとき、網口からの脱出を試みる。その場合、網目からの脱出が短時間に行なわれるのに対し、漏斗状の網口からの脱出には時間がかかり、ゆるやかな脱出曲線を描くことになる。

II. ホッコクアカエビによる水槽実験

1. 実験エビ

実験に用いたホッコクアカエビ (以下、アカエビと称す) は、1978年2月12日に新潟県佐渡郡水津漁業協同組合所属の越後丸 (10トン) が両津湾の水深 350~370 m の海底からエビ籠によって漁獲したものである。漁獲したアカエビのうち約 160 尾を船上で海水入りのビニール袋に入れ酸素ガスを補給した後、保冷器に収め砕氷を添えて水温を 2°C に保って自動車で佐渡郡真野町の新潟県栽培漁業センターに輸送した。栽培漁業センターでは 2月12日より直径 3m、高さ 1m、容量 5トンのポリエチレン水槽にアカエビを入れ、常時換水、送気しながら飼育した。実験は 2月15日から開始し、2月19日までの 5日間行った。飼育水槽、実験水槽の海水温は 6.5~7.7°C であった。飼育、実験期間中の死亡尾数は始めの 1~2日は 5~6尾、終りには死亡 0 となり、平均 1日 2尾程度であった。

飼育水槽のアカエビは日中は殆ど静止状態を保ち、ときたま 1~2尾が水底を這い回る程度であり、日没時から数尾が浮上したり、また水底でも数尾がやや活発に移動するのが観察された。しかし、夜間 9時頃、懐中電灯を瞬間的に照らして観察した限りでは、アカエビの全体的な動きはみら

れず、日中の動きと大差はないようであった。

アカエビは体長 6.5~10.6cm、頭胸甲長で 16.9~27.2 mm の範囲であり、体長 9 cm 以下の小型の個体が多かった。雌雄の割合は 1:4 で雄の方が多く、抱卵個体も 10尾ほど見られた。

2. 実験方法

本実験ではアカエビの入籠行動と脱籠行動について観察を行なった。用いた水槽は前述の 5トン水槽及び直径 1m、高さ 1m のパンライト水槽で、その中に模型籠またはエビ漁獲用の実物籠を入れた。模型籠、実物籠の大きさ、構造は Fig. 6 のようである。

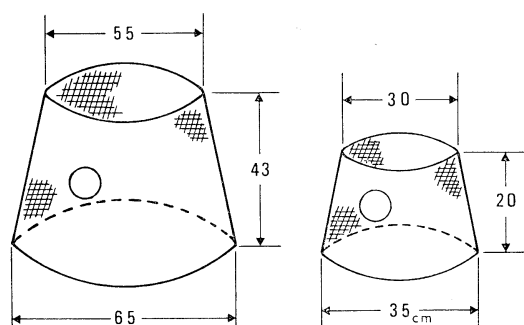


Fig. 6. Commercial and model traps for pink shrimp *Pandalus borealis*.

入籠行動は籠の中に餌を入れた場合と入れない場合、また餌の種類を代えた場合の入籠尾数について調べた。アカエビの日中の動きは鈍く入籠するものは殆ど見られず、入籠は夜間に限られるようであるが、実験室の夜間の常時使用は不可能なので、時刻別の入籠尾数の詳細を調べることはできなかった。なお餌料に関する実験では前実験に用いた餌の影響を少なくするために、実験毎に約半分の量の換水を行なった。

脱籠行動はスジエビで行なったように籠の中に人為的にアカエビを入れ、網目と網口から脱出する行動を観察した。脱籠行動の観察は視認の可能な日中に行なった。

3. 実験結果

1) 入籠行動

スジエビでは籠に餌がなくとも入籠することは明らかであり、これはスジエビの走触性に依存す

るものと指摘した¹⁾。アカエビでも入籠のしくみに走触性に依存する部分があるかどうかを調べるために、Fig. 6の模型籠により餌を入れた場合と入れない場合について入籠尾数を比較した(Table 2)。水槽中のエビの存在量は約160尾、用いた餌は冷凍サバの切身50gである。

有餌籠には夜間から翌朝にかけて9尾が入ったが、無餌籠には夜間に1尾が入っただけである。したがって、アカエビではスジエビと異なり餌がなければ籠に入ることは殆どないと思われる。このことは漁業者も指摘しているが、おそらくアカエビは本質的に走触性が微弱なものと思われる。

アカエビの籠への入り方は水中に浮上遊泳して網口に直接向かうのではなく、水槽底面を匍匐しながら網地を登って網口に到達するものが全てであった。スジエビでは水底を離れ遊泳しながら直接網口に向うものも見られた。

次に、アカエビを長期飼育した経験者の話では、アカエビは水槽中で友喰いをし、また死んだアカエビを餌として与えると他のどのような魚肉よりも積極的に食べるという。本実験ではこのこ

Table 2. Number of entered pink shrimp into the model trap with bait (frozen mackerel 50g) and without bait.

Date and Time	Trap			
	With bait	Without bait		
2/15 15:00~	18:00	0	0	
	18:00~	21:00	3	1
	21:00~	2/16 09:00	6	0
	09:00~	12:00	0	0
Total			9	1
χ^2			6.400	
χ^2 -test			$\chi^2(0.05)=3.841$	

Table 3. Number of entered pink shrimp in the trap with bait of dead pink shrimp, comparing with the fish meat. Experiments were conducted from 16:00 to 08:30 of the next morning.

Bait		Date			Total	χ^2	χ^2 -test
		2/16-17	2/17-18	2/18-19			
Pink shrimp	(25g)	3	5	3	11	3.260	$\chi^2(0.1)=2.760$
	Mackerel (50g)	2	—	—			
Fish meat	Anchovy (50g)	—	2	—	4		
	Sea Bream (50g)	—	—	0			

とを確かめるため、死エビを餌とした籠と魚肉を餌とした籠の入籠尾数を調べた (Table 3)。

その結果によると、アカエビを餌とした籠には魚肉を餌とした籠より多めに入籠しており、アカエビ用の餌料として友餌の効果は高いものと判断される。このことは将来のアカエビの人工餌料の研究に役立つものと思われる。

2) 脱籠行動

模型籠(網目14節, 網口直径9cm)に小型のアカエビ15尾を人為的に入れ、籠を5トン水槽に入れてエビの脱出行動を調べた。15尾を入れたのは、スジエビによる水槽実験から推定した模型籠の飽和収容量に見合う尾数である。また、網目14節は新潟県の漁業規則で定められた網目であり、小型エビに対しては脱出可能な目合と思われる。

アカエビの入った籠を水槽に入れ底面まで吊り下げてゆく過程で1尾は網目から脱出した。籠を設置してから翌朝に籠を揚げるまでの状況はTable 4のようであり、合計12尾が脱出している。

この観測により明らかにされたことは、1) 籠内のアカエビは仲間相互の干渉や反撥により活動が高まり脱出を誘発すること。その際、小型エビは大型エビの威嚇を避けるような浮上の動きも加わること。2) 籠の垂下時にアカエビの脱出行動が生じやすいこと。3) 模型籠の網口は漏斗の長さがあるため、網口から脱出しやすいこと。4) 網目14節は体長6~9cmの小型のアカエビにとって簡単に抜け出せる目合ではないことなどであった。

次に籠の収容量について調べるため、模型籠、実物籠(何れも網目14節, 網口直径9cm)にアカエビを30尾ずつ入れ脱出行動を観察、比較した。

Table 4. Behaviour of pink shrimp escaping from the model trap. (Initial number in the trap; 15)

Date and Time	Number of escaped shrimps	Remarks
2/16 14:00 (start)	1	Escaped from the mesh during setting the trap on the bottom.
14:00~ 14:30	2	Escaped from the entrance funnel by the repulsive interference among individuals.
14:30~ 17:00	2	
17:00~2/17 09:00	7	Not observed.
Total	12	

Table 5. Number of escaped pink shrimp from the commercial traps of 6 cm and 12 cm diameter of the entrance size. (Initial number in the trap; 30)

Date and Time	Diameter of the entrance	
	12 cm	6 cm
2/18 11:00	Start	Start
11:00~ 11:30	0	2 (from mesh)
11:30~ 15:00	1 (from mesh) 2 (entrance)	0
15:00~ 17:00	1 (from mesh)	0
17:00~ 18:00	1 (entrance)	0
18:00~2/19 08:30	1 (not observed)	1 (not observed)
Total	6	3

模型籠はガラス水槽 (200×45×45 cm) に、実物籠は 5 トン水槽に設置した。

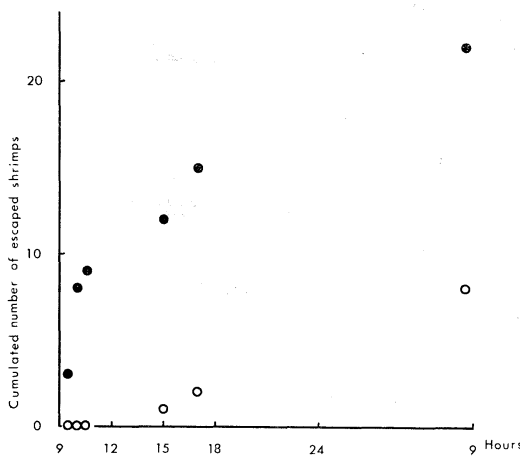


Fig. 7. Cumulated number of escaped pink shrimps from the commercial and model traps, with time elapsed. (Initial number in the trap; 30)

● Model trap
○ Commercial trap

Fig. 7 に時間経過に伴う脱出尾数の積算値を脱出曲線として示したが、模型籠の脱出尾数は実物籠に比べ著しく多い。これは模型籠の構造、特に漏斗の長さが短かく脱出しやすいこと、及び 30尾というアカエビの籠内存在量が模型籠の収容量を越えていたためと思われる。一方、容積で模型籠の約 7 倍の実物籠ではアカエビの籠内存在量はエビの相互干渉を引き起こす密度ではないことが考えられる。また、模型、実物籠とも 15~18 時を境として脱出傾向が異なっており、日中と夜間の活動性の違いがその原因として考えられた。なお視認の可能な日中に限っては脱出は全て網口から行われた。

最後に、籠の目合 11 節で、網口の直径 6 cm, 12 cm の 2 個の実物籠からの脱出行動を比較するため、籠をパンライト水槽に設置した。籠にはあらかじめ 30 尾のアカエビを入れた。網目 11 節は網目 14 節に比べ、0.67 cm 大きい目合であるが、なお、長い触鬚をもつアカエビにとって頭部を先にする脱出は困難なように思われた。

Table 5 をみると、網口直径 12 cm 籠の方が脱出尾数の多いことは明らかで、網口直径 6 cm 籠からの脱出は3尾のうち2尾が網目からであった。興味があるのは網目から脱出するアカエビは頭部を先にして抜け出すのではなく、すべて尾部を先にしていた。この場合、アカエビは先ず尾を網目の外に出し、胴が甲胸部まで出ると勢いよく跳びはねてその勢いで一気に網外に脱出していく。スジエビの場合、すべて頭部を先にして脱出するが、その触鬚はアカエビより細く短かいので、頭部を先にして脱出することは容易なのであろう。それに対し、アカエビは触鬚が太く長く、かつ付根は堅牢なので付根から曲げることはむづかしく、頭部から先に網目を通過することは困難であろう。

考 察

淡水産スジエビと海産ホッコクアカエビを用いて水槽において入籠行動と脱籠行動の観測を行なった。漁業上有用であるのはアカエビであるが、入手が容易で多量に使用できるスジエビを用いて実験を行なったことにより、アカエビに対する水槽実験方法を確立することができた。

入籠行動についてスジエビは走触性に依存する部分のあることが認められていた¹⁾が、アカエビでは認められなかった。これは一つには実験に用いたアカエビの活動の微弱さに起因するが、漁場においても飼育されたアカエビのように活動性が少ないかどうかは明らかにすべきことであろう。なお、本実験では飼育開始から実験開始までの馴致期間が短かったことがアカエビの活動性にどのように影響していたかも次の機会に明らかにすべきことである。

水槽に飼育中の約 160 尾のアカエビは2, 3のグループに分かれて分布し、それぞれのグループは底面に整然ともいえる配列を示した。すなわち、各個体の頭位方向も間隔もほぼ一定で、個体毎の占める空間が一様のように思われた。これは既報¹⁾で指摘したスジエビの spacing 行動に類似する行動と考えられ、この整然とした分布行動はスジエビより顕著であるように思われる。

このアカエビの分布行動を spacing 行動と呼ぶことにするが、これが籠からの脱出行動に関係するものと考えられた。すなわち、各個体の周囲の一定空間を占有しようとする性質が、籠内の個体密度が増大した際に個体相互の干渉を引き起こすことになる。模型籠の観察によれば、大型のアカエビが優占的な行動をとり、大型エビが移動するとその周囲の小型エビは逃避ともみられる積極的な移動を行ない浮上することもある。これが籠からアカエビが脱出する原因の一つとなっている。小型エビが移動し大型エビの周囲に一定の空間が生じると大型エビの動きも止む。スジエビにも同様の行動は見られたが、アカエビに比べ個体間の相互干渉は弱いようである。

本報及び既報を通し、模型籠についてはスジエビでもアカエビでも飽和収容量があるものと考えられるが、実物籠では籠の容積が大きいので相当多量のエビが入らなければ、飽和収容量については考慮する必要はないであろう。

要 約

淡水産スジエビと海産ホッコクアカエビを用いて、水槽内で籠の漁獲機構について実験を行ない、次の結果を得た。

- 1) スジエビは平面網に対しては選択性が明らかで、網目が 5 mm 大きくなるごとに脱出するエビの最大体長は約 10 mm (頭胸甲長で約 4 mm) づつ大きくなった。
- 2) 籠について、時間経過に伴う脱出尾数を網目を変えて調べ、それぞれの脱出個体の体長組成を求めた。
- 3) 実験個体の体長によって、網目からの脱出が可能の場合、脱出尾数は短時間に増加する。それに対し、漏斗状の網口から脱出する場合は脱籠に時間がかかり、脱出尾数はゆるやかに増加する。
- 4) アカエビの入籠のしくみにはスジエビで認められた走触性は認められなかった。
- 5) アカエビに対する餌料としては友餌が効果的である。
- 6) アカエビの spacing 行動について観察し、

その行動が模型籠からの脱出を誘発する原因の一つとなることが推察された。

7) アカエビは網目から脱出する場合、尾部を網目に刺し入れて跳びはねて一気に抜け出す行動が観察された。

謝 辞

本研究に際し、研究施設の使用を長期間にわたり許可下さった新潟県栽培漁業センター所長坂井

英世氏、またホッコクアカエビの採集、飼育に御協力下さった同センター加藤和範氏を始め多くの所員の方々に深謝する。

引用文献

- 1) 井上 実, 有元貴文, S. VADHANAKUL, (1977) 水槽実験によるエビ籠の漁獲機構の研究-I. 走触性と空間占有行動. 日仏海洋学会誌, 15(2); 51~60.

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

II. Improved Analysis*

Masahide TOMINAGA**

Résumé: Nous avons amélioré l'analyse mathématique utilisée dans le document précédent (TOMINAGA, 1978a) où les développements de série suivant les puissances de mh_1 ($mh_1 < 1$, m désigne le nombre d'onde et h_1 l'épaisseur de couche supérieure) ou e^{-mh_1} (dans ce cas $mh_1 \gg 1$) sont inexacts pour la valeur moyenne de mh_1 . La formule (3.7) y apparue est s'amélioré à la formule (2.19) ici, d'où l'on peut décider numériquement la forme de crête pour une gamme de la valeur de $mh_1 = \mu$. La forme et l'ampleur relative d'un crête dépendent au paramètre $\delta^2 = U^2 / [g \Delta \rho h_1 h_2 / \rho (h_1 + h_2)]$ où U est la vitesse uniforme d'une source de pression qui se déplace sur la surface d'océan de deux couches dont les épaisseurs sont h_1 (supérieure) et h_2 (inférieure).

1. Introduction

In the previous paper (TOMINAGA, 1978a), the author treated the so-called dead water problem or internal ship waves produced by a travelling disturbance on the surface of the sea composed of two layers of slightly different densities. The mathematical procedure used there is the same explained by LAMB (1932) and STOKER (1957). However, series expansions used there by small parameter mh_1 (m is wave number, h_1 is depth of the interface) or e^{-mh_1} when mh_1 is large, are not always exact for moderate mh_1 . Therefore, in this paper the author developed an improved analytical method without using series expansion. As the results, the equation of the curve of constant phase (3.7) in the previous paper was improved and the inexact portions of the curve depicted in Fig. 4 and 5 in the previous paper were corrected.

The same problem has been treated by many authors, especially the analyses by HUDIMAC (1961) and CRAPPER (1967) are straightforward. The former treated the interfacial wave produced by a submerged point pressure source

in the sea composed of two layers (depth of the lower layer is infinitely deep). His analysis is somewhat cumbersome. The latter treated the completely same problem. Horizontal x, y coordinates were changed by Fourier transform to α, β coordinates and he depicted two singularities lines (residues of the integrand with respect to α and β were computed from these singularities), one corresponded to the surface waves and another to the interfacial waves. However, he described about neither actual shape of the crest curve nor amplitude of the crest.

The present paper deals with the same problem in the case of two layers with both finite thickness and the effect of disturbance source with finite horizontal magnitude.

2. Revised analysis

When a concentrated impulse represented by (2.2) in the previous paper, namely

$$I(x, y) = I_0 \delta(x) \delta(y) \quad (2.1)$$

is applied on the surface of the sea composed of two layers of which depths and densities are h_1, ρ_1 for the upper and h_2, ρ_2 for the lower layer respectively.

The elevation ζ of the boundary due to waves

* Received February 27, 1978

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

of the Cauchy-Poisson type is expressed by the formula (2.27) in the previous paper:

$$\zeta \sim \frac{I_0}{\pi \rho_1 \sqrt{g\alpha}} \cdot \frac{A(m)}{[|\sigma''(m)|mtr]^{1/2}} \times \exp i \left[\sigma t - mr + \frac{3\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} \sigma'' \right] \quad (2.2)$$

where $\alpha = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2 \doteq \Delta\rho / \rho_2$, m is the wave number along the radial vector r , and the frequency $\sigma(m)$ of the wave and the function $A(m)$ are expressed by

$$\sigma(m) = \left[\frac{g\alpha m}{\coth mh_1 + \coth mh_2} \right]^{1/2}, \quad (2.3)$$

$$A(m) = m^{3/2} (\coth mh_1 + \coth mh_2)^{1/2} = \frac{\sqrt{g\alpha} m^2}{\sigma(m)}. \quad (2.4)$$

If this impulsive pressure source travels with uniform velocity U along the straight line (x axis) \overline{QO} in Fig. 2 of the previous paper, the elevation is expressed by

$$\zeta \sim \frac{I_0}{\pi \rho_1 U} \left(\frac{g}{\alpha} \right)^{1/2} \int_0^{t_1} \frac{A(m)}{[|\sigma''(m)|mtr]^{1/2}} \times \exp i \left[\sigma t - mr + \frac{3\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} \sigma'' \right] dt \quad (2.5)$$

where $Ut_1 = \overline{QO}$. According to Kelvin's stationary method, the stationary point of m is the root of

$$\frac{d}{dm} \left(\sigma - \frac{r}{t} m \right) = 0, \quad (2.6)$$

or

$$\sigma'(m) \equiv \sqrt{g\alpha h_1} G(\mu) = \frac{r}{t},$$

where $\mu = mh_1$ and

$$G(\mu) = \frac{1}{2(C_1 + C_2)^{1/2}} + \frac{C_1^2 + \eta C_2^2 - (1 + \eta)\mu^2}{2(C_1 + C_2)^{3/2}}, \quad (2.7)$$

with $C_1 = \mu \coth \mu$, $C_2 = \mu \coth \eta\mu$ and $\eta = h_2/h_1$. Then we can easily obtain

$$\sigma''(m) = h_1 \sqrt{g\alpha h_1} G'(\mu) \quad (2.8)$$

where

$$G'(\mu) = -\frac{1}{4\mu(C_1 + C_2)^{1/2}} + \frac{C_1^2 + \eta C_2^2 - (1 + \eta)\mu^2}{2\mu(C_1 + C_2)^{3/2}} - \frac{C_1^3 + \eta^2 C_2^3 - \mu^2(C_1^2 + \eta^2 C_2^2)}{\mu(C_1 + C_2)^{3/2}} + \frac{3[C_1^2 + \eta C_2 - (1 + \eta)\mu^2]^2}{4\mu(C_1 + C_2)^{5/2}}. \quad (2.9)$$

To evaluate the integral in (2.5), we again use the Kelvin's method whose stationary point t_0 is obtained from

$$\frac{d}{dt} [tf(m)] = f(m) + t \frac{d}{dt} f(m) = 0, \quad (2.10)$$

where $f(m)$ is defined by

$$f(m) = \sigma(m) - \frac{r}{t} m = \left(\frac{g\alpha}{h_1} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\mu}{\coth \mu + \coth \eta\mu} \right) - \mu F(t) \right], \quad (2.11)$$

with

$$F(t) = \frac{r(t)}{(g\alpha h_1)^{1/2} t}.$$

Therefore, (2.5) becomes asymptotically,

$$\zeta \sim \frac{I_0}{\pi \rho_1 U} \left(\frac{g}{\alpha} \right)^{1/2} \left[2\pi \left/ \left| \frac{d^2}{dt^2} tf(m) \right|_{t_0} \right]^{1/2} \phi(t_0) \times \exp i \left[t_0 f(m) + \frac{3\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} \sigma'' + \frac{1}{2} \arg i \left[\frac{d^2}{dt^2} tf(m) \right]_{t_0} \right], \quad (2.12)$$

where

$$\phi(t_0) = \frac{m^{3/2} \sinh mh_1 (\coth mh_1 + \coth mh_2)^{1/2}}{[|\sigma''(m)|mtr]^{1/2}},$$

here m or μ is understood as a function of t . Then, using

$$\begin{aligned} \frac{df(m)}{dt} &= -\sqrt{\frac{g\alpha}{h_1}} \mu \frac{dF}{dt} \\ &= -\sqrt{\frac{g\alpha}{h_1}} \mu \frac{d}{dt} \frac{r}{\sqrt{g\alpha h_1} t} \\ &= -\frac{\mu}{h_1} \left(\dot{r} - \frac{r}{t} \right), \end{aligned} \quad (2.13)$$

* We can prove this easily by differentiating $f(m) = \sigma(m) - rm/t$ with respect to t and using $\sigma'(m) = r/t$.

(2.10) now is transformed to

$$[\mu(\coth \mu + \coth \eta\mu)]^{-1/2} = (C_1 + C_2)^{-1/2} \\ = \frac{U}{\sqrt{g\alpha h_1}} \cos \theta = \delta_1 \cos \theta, \quad (2.14)$$

where $r = U \cos \theta$, $\delta_1 = U / \sqrt{g\alpha h_1}$ and θ is the angle PQO in Fig. 2 of the previous paper. Then, μ is decided from (2.14) if we give δ_1 and θ . Consequently, the stationary point t_0 is given from (2.6) as a function of μ :

$$t_0 = \frac{r}{\sqrt{g\alpha h_1} G(\mu)}. \quad (2.15)$$

Combining (2.15) with (2.11) we get

$$t_0 f(m) = \frac{rH(\mu)}{h_1 G(\mu)}, \quad (2.16)$$

where

$$H(\mu) = \left(\frac{\mu}{\coth \mu + \coth \eta\mu} \right)^{1/2} - \mu G(\mu). \quad (2.17)$$

To obtain a profile of a constant phase, say crest, we introduce a quantity a having the dimension of length by

$$t_0 f(m) = \frac{g\alpha a}{U^2},$$

then from (2.16) we obtain

$$r = \frac{g\alpha h_1 a}{U^2} \times \frac{G(\mu)}{H(\mu)} = \frac{aG(\mu)}{\delta_1^2 H(\mu)}. \quad (2.18)$$

In considering of (2.14), the curve of constant phase above-mentioned is therefore given with parameter θ or μ by

$$x = Ut_0 - r \cos \theta = r \left(\frac{\delta_1}{G(\mu)} - \cos \theta \right) \\ = \frac{a}{\delta_1^2 H(\mu)} [\delta_1 - G(\mu) \cos \theta] \\ = \frac{a}{\delta_1^3 H(\mu)} \left[\delta_1^2 - \frac{G(\mu)}{(C_1 + C_2)^{1/2}} \right], \quad (2.19)$$

$$y = r \sin \theta = \frac{aG(\mu)}{\delta_1^2 H(\mu)} \sin \theta \\ = \frac{aG(\mu)}{\delta_1^3 H(\mu)} \left[\delta_1^2 - \frac{1}{C_1 + C_2} \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

These are more practicable form than (3.7)

in the previous paper. In (2.14), if μ tends to zero

$$\cos \theta = \frac{1}{\delta_1} \sqrt{\frac{\eta}{1+\eta}} = \left(g\alpha \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2} \right)^{1/2} / U = \frac{1}{\delta}, \quad (2.21)$$

giving $\theta_0 = \cos^{-1}(1/\delta)$ when $\delta \geq 1$. In this case we have

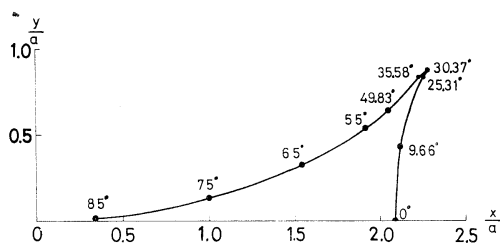


Fig. 1. Upper half of the crest curve. $\delta^2 = 0.4$ ($\delta_1^2 = 0.3$), $\eta = h_2/h_1 = 3$, $\theta = 30.37^\circ$, $x^* = 2.257a$, $z^* = 0.853a$, $\beta = \tan^{-1}(y^*/x^*) = 20.70^\circ$.

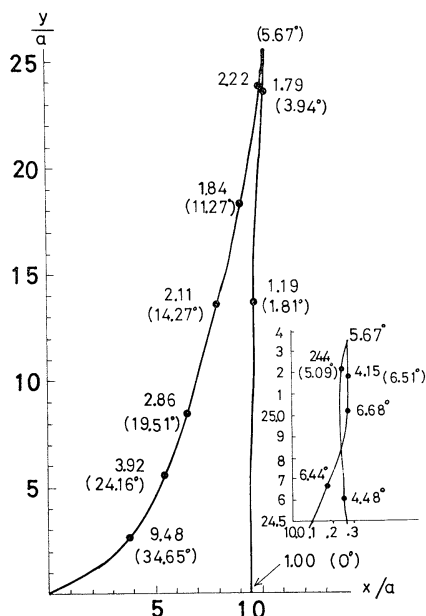


Fig. 2. Upper half of the crest curve. $\delta^2 = 0.735$ ($\delta_1^2 = 0.98$), $\eta = h_2/h_1 = 3$, $\theta^* = 5.67^\circ$, $x^* = 10.35a$, $y^* = 25.68a$, $\beta = \tan^{-1}(y^*/x^*) = 68.05^\circ$.

Annexed figures indicate relative amplitude against that at $\theta = 0^\circ$. In the case of the disturbance of finite horizontal scale, see Table 1.

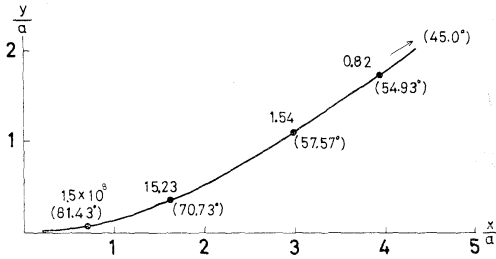


Fig. 3. Upper half of the crest curve. $\delta^2=2$ ($\delta_1^2=1.5$), $\eta=h_2/h_1=3$. At infinity the normal of the curve makes angle $\cos^{-1}(1/\delta)=45^\circ$ with the x axis. Annexed figures multiplied by the factor $\sqrt{2/\pi} I_0 \delta / \Delta \rho U h_1^{3/2} a^{1/2}$ represent amplitude.

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} G(\mu) = \left(1 + \frac{1}{\eta}\right)^{-1/2}$$

and

$$\lim_{\mu \rightarrow 0} H(\mu) = 0,$$

then, x and y tend to become infinity. This means the curve of constant phase extends to become infinity when $\theta \rightarrow \theta_0$ as shown in Fig. 3. But when $\delta < 1$, the curve generally consists of two branches, intersecting each other and forming a cusp as shown in Fig. 1 and 2. δ is an important parameter to decide the shape of the curve. We understand another parameter θ as the angle which the normal of the curve makes with the course of the travelling disturbance. The curves in Figs. 1, 2 and 3 represent only upper half of them. They are symmetric with respect to x -axis.

3. Elevation of the boundary

From (2.13) we have

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} [tf(m)] &= 2 \frac{df(m)}{dt} + t \frac{d^2 f(m)}{dt^2} \\ &= -\frac{1}{h_1} (2\mu + \dot{\mu}t) \left(\frac{\dot{r}}{t} - \frac{r}{t^2} \right) \\ &\quad - \frac{\mu t}{h_1} \left(\frac{\ddot{r}}{t} - \frac{2\dot{r}}{t^2} + \frac{2r}{t^3} \right) \end{aligned} \quad (3.1)$$

For $t=t_0$, the root of (2.10), we can derive from (3.1)

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} [tf(m)] &= -\frac{g\alpha G(\mu)}{r} J(\mu) \\ &= -\frac{\delta_1^2 g\alpha H(\mu) J(\mu)}{a}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

using $\dot{r} = U \cos \theta$, $\ddot{r} = U^2 \sin^2 \theta / r$ and (2.15), where

$$\begin{aligned} J(\mu) &= 2\mu [\delta_1 \cos \theta - G(\mu)] \\ &\quad + \frac{1}{G'(\mu)} [\delta_1 \cos \theta - G(\mu)]^2 \\ &\quad + \frac{\mu}{G(\mu)} [\delta_1^2 \sin^2 \theta - 2\delta_1 G(\mu) \cos \theta + 2G^2(\mu)] \\ &= 2H(\mu) + \frac{H^2(\mu)}{\mu^2 G'(\mu)} + \frac{\mu}{G(\mu)} \left[\delta_1^2 - G^2(\mu) \right. \\ &\quad \left. - \frac{H^2(\mu)}{\mu^2} - \frac{4G(\mu)H(\mu)}{r} \right]^* \end{aligned} \quad (3.3)$$

$G'(\mu)$ being given by (2.9) and relation between θ and μ is given by (2.14).

Using (2.8), $\phi(t_0)$ including in (2.12) is transformed to

$$\begin{aligned} \phi(\mu) &= \frac{\delta_1^2 \mu \sinh \mu (\coth \mu + \coth \eta \mu)^{1/2} H(\mu)}{a h_1^{3/2} [G(\mu) |G'(\mu)|]^{1/2}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

therefore, substituting (3.2) and (3.4) into (2.12), the elevation of the crest is finally given by

$$\begin{aligned} **\zeta &\sim \frac{\sqrt{2/\pi} I_0 \delta_1}{\Delta \rho U h_1^{3/2}} \left[\frac{H(\mu)}{a G(\mu) |G'(\mu) J(\mu)|} \right]^{1/2} \\ &\quad \times \mu \sinh \mu (\coth \mu + \coth \eta \mu)^{1/2} \\ &\quad \times \begin{cases} \exp i \left(\frac{g\alpha a}{U^2} - \frac{\pi}{4} \right); & J(\mu) < 0, \\ \exp i \left(\frac{g\alpha a}{U^2} + \frac{3\pi}{4} \right); & J(\mu) > 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (3.5)$$

For the crest we have

$$\frac{g\alpha a}{U^2} = \begin{cases} \left(2N + \frac{1}{4}\right)\pi; & \mu < \mu^* \\ \left(2N + \frac{3}{4}\right)\pi; & \mu > \mu^* \end{cases}$$

where $J(\mu^*)=0$ and N is a positive integer.

If we apply the disturbance of finite horizontal scale on the surface, namely

$$I = I_0 e^{-(x^2+y^2)/L^2} \quad (3.6)$$

instead of applying (2.1), the Fourier transform

* Using (2.14) and (2.17), we get $\delta_1 \cos \theta = \frac{H}{\mu} + G$ and $\delta_1^2 \sin^2 \theta = \delta_1^2 - \left(\frac{H}{\mu} + G\right)^2$

** $\rho_1 \alpha = \rho_1 \frac{\Delta \rho}{\rho_2} \approx \Delta \rho$.

Table 1. Effect of horizontal scale of the source pressure. Values of $|\zeta/\zeta_0|$ for $\delta^2=0.4$ and $\eta=3$.
 *At the singular point, amplitude ratios are proportional to $(a/h_1)^{1/6} = \delta_1^{1/3} [(2N-1/3)\pi]^{1/6}$, N is positive integer.

θ°	9.66°	25.31°	30.37°	35.38°	49.83°	55°
(μ)	(1.65)	(2.0)	(2.21)*	(2.5)	(4.0)	(5.06)
$L=0$	1.127	3.756	2.803(a/h ₁) ^{1/6}	9.614	46.9	175.0
$L/h_1=1$	1.081	2.618	1.564(a/h ₁) ^{1/6}	3.816	1.642	0.550
" 2	0.952	0.885	0.273(a/h ₁) ^{1/6}	0.239	6.8 × 10 ⁻⁵	—
" 5	0.393	4.47 × 10 ⁻⁴	—	—	—	—

of I is given by

$$\bar{I}(m) = I_0 \pi L^2 e^{-L^2 m^2/4} \quad (3.7)$$

and then (3.5) must be multiplied by the factor $\exp(-L^2 \mu^2/4h_1^2)$.

The ratio of the elevation ζ along a crest for arbitrary θ to that for $\theta=0$ ($\mu=\mu_0$) can be computed from (3.5) yielding

$$\begin{aligned} \frac{|\zeta|}{|\zeta_0|} &\sim \left[\frac{\mu H(\mu) G(\mu_0) |G'(\mu_0) J(\mu_0)|}{\mu_0 H(\mu_0) G(\mu) |G'(\mu) J(\mu)|} \right]^{1/2} \\ &\times \frac{\sinh \mu}{\sinh \mu_0} \left(\frac{\coth \mu + \coth \eta \mu}{\coth \mu_0 + \coth \eta \mu_0} \right)^{1/2} \\ &\times \exp \left[-\frac{L^2}{4h_1^2} (\mu^2 - \mu_0^2) \right]. \end{aligned} \quad (3.8)$$

These results are represented by the annexed figures to the curves in Fig. 2 and 3 ($\eta=h_2/h_1=3$) in the case of a point source ($L=0$). The annexed figures along the curve in Fig. 3 (the case of $\delta > 1$) are multiplied by the constant factor $\sqrt{2/\pi} I_0 \delta_1 / \Delta \rho U h_1^{3/2}$.

The influences of the factor $\exp[-L^2(\mu^2 - \mu_0^2)/4h_1^2]$ are summarized in Table 1 in the case of $\delta^2=0.4$, $\eta=3$ for $L/h_1=1, 2$ and 5 respectively. The figures in the second row in the Table correspond to $|\zeta/\zeta_0|$ in the case of $L=0$; unrealistic large values when θ is near 90° can be avoided by considering the finite value of L , however, if the horizontal scale of disturbance is large compared with thickness of the upper layer h_1 (for example, in the case of a meteorological disturbance) the elevation $|\zeta|$ is very small except very near the point for $\theta=0^\circ$.

4. Singular point

As easily seen from (3.5), the absolute value of ζ becomes infinite when $J(\mu)$ vanishes for

$\mu=\mu^*$. Clearly, $G(\mu)$ and $G'(\mu)$ never vanish except when $\mu \rightarrow \infty$. This, in turn, means

$$\frac{d^2}{dt^2} [tf(m)] = 0, \quad t=t_0 \quad (4.1)$$

therefore, (2.5) must be evaluated asymptotically by other formula as follows.

For $\mu=\mu^*$ (2.5) is evaluated asymptotically

$$\begin{aligned} \zeta^* &\sim \sqrt{\frac{g}{\alpha}} \cdot \frac{I_0}{\pi \rho_1 U} \cdot \frac{2}{3} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \\ &\times \left[6 \left| \frac{d^3}{dt^3} tf(m) \right|_{\mu^*} \right]^{1/3} \phi(\mu^*) e^{i(gaa/U^2 + \pi/3)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

where

$$\left| \frac{d^3}{dt^3} tf(m) \right|_{\mu^*} = \left[3 \frac{d^2}{dt^2} f(m) + t_0 \frac{d^3}{dt^3} f(m) \right]_{\mu^*} \quad (4.3)$$

Differentiating (3.1) with respect to t we obtain

$$\begin{aligned} \frac{d^3 f(m)}{dt^3} &= -\frac{1}{h_1} \left[\frac{2}{\sqrt{g\alpha h_1}} G'(\mu) \left(\frac{\dot{r}}{t} - \frac{r}{t^2} \right) \right. \\ &\times \left(\frac{\ddot{r}}{t} - \frac{2\dot{r}}{t^2} + \frac{2r}{t^3} \right) - \frac{G''(\mu) \dot{\mu}}{\sqrt{g\alpha h_1} [G'(\mu)]^2} \\ &\times \left(\frac{\dot{r}}{t} - \frac{r}{t^2} \right)^2 + \dot{\mu} \left(\frac{\ddot{r}}{t} - \frac{2\dot{r}}{t^2} + \frac{2r}{t^3} \right) \\ &\left. + \mu \left\{ \frac{\dddot{r}}{t} - \frac{3\ddot{r}}{t^2} + \frac{2}{t^2} \left(\frac{3\dot{r}}{t} - \frac{2r}{t^2} \right) \right\} \right], \end{aligned} \quad (4.4)$$

where $\ddot{r} = U^3 \sin^2 \theta \cos \theta / r^2$. Now, we obtain

$$\begin{aligned} \left[\frac{\dot{r}}{t_0} - \frac{2\dot{r}}{t_0^2} + \frac{2r}{t_0^3} \right]_{\mu^*} &= \frac{(g\alpha h_1)^{3/2} G(\mu^*)}{r^2} \\ &\times \left[\delta^2 - G^2(\mu) - \frac{H^2(\mu)}{\mu^2} - \frac{4G(\mu)H(\mu)}{\mu} \right]_{\mu^*} \\ &= -\frac{(g\alpha h_1)^{3/2} H(\mu^*) G^2(\mu^*)}{\mu^{*2} r^2} \left\{ 2 + \frac{H(\mu^*)}{\mu^{*2} G'(\mu^*)} \right\}, \end{aligned} \quad (4.5)$$

using $J(\mu^*)=0$ or

$$\begin{aligned} \delta^2 - G^2(\mu^*) - \left[\frac{H(\mu^*)}{\mu^*} \right]^2 - \frac{4G(\mu^*)H(\mu^*)}{\mu^*} \\ = - \frac{G(\mu^*)H(\mu^*)}{\mu^*} \left\{ 2 + \frac{H(\mu^*)}{\mu^{*2}G'(\mu^*)} \right\}^* \end{aligned}$$

Other terms including in (4.4) can be transformed to, with $t=t_0=r/\sqrt{g\alpha h_1}G(\mu^*)$

$$\begin{aligned} \left[\frac{\dot{r}}{t_0} - \frac{3\dot{r}}{t_0^2} \right]_{\mu^*} \\ = \frac{U^2 g \alpha h_1}{r^3} G(\mu^*) \sin^2 \theta^* [\delta_1 \cos \theta^* - 3G(\mu^*)] \\ = \frac{U^2 g \alpha h_1 G(\mu^*)}{r^3} \left[1 - \frac{\{H(\mu^*) + \mu^* G(\mu^*)\}^2}{\delta_1^2 \mu^{*2}} \right] \\ \times \left[\frac{H(\mu^*)}{\mu^*} - 2G(\mu^*) \right], \\ \left[\frac{2}{t_0} \left(\frac{3\dot{r}}{t_0} - \frac{2r}{t_0^2} \right) \right]_{\mu^*} = \frac{2(g\alpha h_1)^2 G^3(\mu^*)}{r^3} (3\delta_1 - 2), \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} \dot{\mu} &= \frac{1}{\sqrt{g\alpha h_1} G(\mu^*)} \left(\frac{\dot{r}}{t_0} - \frac{r}{t_0^2} \right)_{\mu^*} \\ &= \frac{\sqrt{g\alpha h_1} G(\mu^*) H(\mu^*)}{r \mu^* G'(\mu^*)}. \end{aligned}$$

Therefore, we can obtain from (4.4) and (2.18)

$$\left[\frac{d^3}{dt^3} t f(m) \right]_{\mu^*} = \frac{6(g\alpha h_1)^{3/2} \delta_1^4 H^2(\mu^*) B(\mu^*)}{h_1 a^2 G^2(\mu^*)}, \quad (4.6)$$

where

$$\begin{aligned} ** B(\mu) &= HG^3 + \frac{G^2 G''}{6} \left(\frac{H}{\mu G'} \right)^3 + \frac{1}{G'} \left(\frac{GH}{\mu} \right)^2 \\ &\times \left(1 + \frac{H}{2G'\mu^2} \right) - \frac{\delta_1^2}{6} (H - 2\mu G) \\ &\times \left\{ 1 - \left(\frac{H + \mu G}{\delta_1 \mu} \right)^2 \right\} - \left(\delta_1 - \frac{2}{3} \right) \mu G^2. \quad (4.7) \end{aligned}$$

Using (3.4) and the relation

$$(\mu \coth \mu + \mu \coth \eta \mu)^{1/2} = \frac{\mu}{H(\mu) + \mu G(\mu)},$$

* When δ^2 is very small (deep upper layer) $\mu \gg 1$, then $2 + H(\mu)/G'(\mu)\mu^2 \approx 0$.

** $G''(\mu)$ will be given in Appendix.

(4.2) is finally transformed to

$$\begin{aligned} \zeta^* &\sim \frac{2}{3\pi} \Gamma \left(\frac{1}{3} \right) \frac{I_0 \delta_1^{2/3}}{\Delta \rho U a^{1/3} h_1^{5/3}} \\ &\times \left[\frac{H^{1/3} \mu \sinh \mu}{\{H(\mu) + \mu G(\mu)\} |GG'|^{1/2} [B(\mu)]^{1/3}} \right]_{\mu^*} \\ &\times \exp i \left(\frac{g\alpha a}{U^2} + \frac{\pi}{3} \right) \quad (4.8) \end{aligned}$$

The singular point μ^* corresponds to a cusp of the curve of constant phase, namely, the conditions

$$\left(\frac{dx}{d\theta} \right)_{\theta^*} = \left(\frac{dy}{d\theta} \right)_{\theta^*} = 0$$

give the cusp. Ratio of the elevation at the cusp to that at $\theta=0$ is therefore

$$\begin{aligned} \frac{|\zeta^*|}{|\zeta_0|} &\sim \sqrt{\frac{2}{\pi}} \Gamma \left(\frac{4}{3} \right) \left(\frac{a}{\delta_1^2 h_1} \right)^{1/6} \frac{H^{1/3}(\mu^*)}{H^{1/2}(\mu_0)} \\ &\times \left| \frac{G(\mu_0) G'(\mu_0) J(\mu_0)}{G(\mu^*) G'(\mu^*)} \right|^{1/2} \\ &\times \frac{H(\mu_0) + \mu_0 G(\mu_0)}{\{H(\mu^*) + \mu^* G(\mu^*)\} B^{1/3}(\mu^*)} \\ &\times \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)^{3/2} \frac{\sinh \mu^*}{\sinh \mu_0} \quad (4.9) \end{aligned}$$

These values for $\delta^2 = (1 + \eta) \delta_1^2 / \eta = 0.4$, and $\eta = 3$ are tabulated in Table 1 for $L/h_1 = 1, 2$ and 5 , respectively. Quantity of the a must be large compared with h_1 for better accuracy of the stationary method, namely the accuracy is better as we consider the wave motion at far behind the disturbance source.

An angle β which makes a straight line (caustics) connecting the disturbance source and the singular point (cusp) of the curve with x -axis increases as δ^2 approaches to 1. Wave system is trapped inside the wedge made from two such straight lines which lie above and below the x -axis. For example, when $\delta_1^2 = 0.98$ ($\delta^2 = 0.735$) we obtain $\theta^* = 5.67^\circ$ ($\mu^* = 0.176$) and $x^*/a = 10.35$, $y^*/a = 25.68$, therefore $\beta = \tan^{-1} y^*/x^* = 68.05^\circ$: the more δ^2 approaches to 1, the wider becomes the wedge.

So far we use the formula (3.5), the profile of the curve near the cusp is represented as shown in the enlarged curve at right-below of Fig. 2. But near the singular point, the accuracy of (3.5) is poor and the correction (the procedure

may be cumbersome) will be needed. However, two systems of the curve, one transversal, another diverging waves intersect each other somewhat separated from the position of the cusp. HUDIMAC (1961) gives the similar profile but no cusp inside the wedge line, and insists inexactitude of the shape near the singular point.

5. Summary

This paper deals with the problem of so-called internal ship waves produced by a moving point source of disturbance on the surface of the sea. However, extension to a moving source of horizontally finite size also is considered. In the latter case, unrealistic infinite amplitude computed near the source is avoided. Geophysical problem such as internal waves excited by an atmospheric disturbance of a size smaller than mesoscale also can be analysed in the same manner. But waves produced by an atmospheric disturbance larger than mesoscale must have long wave length to which the effect of Coriolis acceleration should be considered. In that case, the wind stress exerted on the surface is more important than the pressure fluctuations.

The shape of the curve of constant phase (say, wave crest) depends on the parameter δ^2 . From the relative amplitude along the curve, we can see the tendency that the distribution of wave energy diffuses evenly according as δ^2 becomes large.

Appendix

Symbols and functions frequently used.

- g : acceleration of gravity, 9.8 m/s².
 ρ_1, ρ_2 : densities of the upper and lower layer.
 h_1, h_2 : thicknesses of the upper and lower layer.
 I : impulse applied on the surface of the sea.
 m : wave number in the direction of radial vector, $\mathbf{r}(x, y)$.

$$\mu = mh_1$$

σ : angular frequency of the waves.

U : velocity of the travelling disturbance source along the x axis.

$$\delta_1^2 = U^2/g\alpha h_1$$

$$\delta^2 = U^2/[g\alpha h_1 h_2/(h_1 + h_2)] = \frac{1+\eta}{\eta} \delta_1^2$$

$$\eta = h_2/h_1$$

$$\sigma^2(m) = g\alpha m / (\coth mh_1 + \coth mh_2)$$

$$f(m) = \sigma(m) - \frac{rm}{t}$$

$$C_1 = \mu \coth \mu, \quad C_2 = \mu \coth \eta \mu$$

$$G(\mu) = \frac{\sigma'(m)}{\sqrt{g\alpha h_1}} = \frac{1}{2(C_1 + C_2)^{1/2}} + \frac{C_1^2 + \eta C_2^2 - (1 + \eta)\mu^2}{2(C_1 + C_2)^{3/2}}$$

$$H(\mu) = \left(\frac{\mu}{\coth \mu + \coth \eta \mu} \right)^{1/2} - \mu G(\mu)$$

$$J(\mu) = 2H(\mu) + \frac{H^2(\mu)}{\mu^2 G'(\mu)} + \frac{\mu}{G(\mu)} \times \left[\delta_1^2 - G^2(\mu) - \frac{H^2(\mu)}{\mu^2} - \frac{4G(\mu)H(\mu)}{\mu} \right]$$

$$G'(\mu) = -\frac{1}{4\mu(C_1 + C_2)^{1/2}} + \frac{C_1^2 + \eta C_2^2 - (1 + \eta)\mu^2}{2\mu(C_1 + C_2)^{3/2}} - \frac{C_1^3 + \eta^2 C_2^3 - \mu^2(C_1 + \eta^2 C_2)}{\mu(C_1 + C_2)^{3/2}} + \frac{3[C_1^2 + \eta C_2 - (1 + \eta)\mu^2]^2}{4\mu(C_1 + C_2)^{5/2}}$$

$$4\mu G''(\mu) = -4G'(\mu) + \frac{1}{\mu C^3} \left(\frac{E_1}{2} + 4E_3 - 4E_4 \right) + \frac{1}{\mu C^5} (-E_1 E_2 + 2E_1 + 4E_2 E_3) - \frac{15E_1 E_2}{2\mu C^7}$$

$$C = (C_1 + C_2)^{1/2}$$

$$E_1 = C_1 + C_2 + C_1^2 + \eta C_2^2 + (1 + \eta)\mu^2$$

$$E_2 = C_1^2 + \eta C_2^2 - (1 + \eta)\mu^2$$

$$E_3 = \mu^2(C_1 + \eta^2 C_2) + C_1^2 + \eta C_2^2 - C_1^3 - \eta^2 C_2^3 - (1 + \eta)\mu^2$$

$$E_4 = -(2 + \mu)\mu^2(C_1 + \eta^2 C_2) + 3\mu^2(C_1^2 + \eta^3 C_2^2) + 3(C_1^3 + \eta^2 C_2^3) - 3(C_1^4 + \eta^3 C_2^4)$$

References

- CRAPPER, G. D. (1967): Ship waves in a stratified ocean. *Jour. Fluid Mech.* **29** Part 4, 667-673.
 HUDIMAC, A. A. (1961): Ship waves in a stratified ocean. *Jour. Fluid Mech.* **11** Part 2, 229-243.
 LAMB, H. (1932): *Hydrodynamics*, Sixth Edition §256. London, Cambridge University Press.
 STOKER, J. J. (1957): *Water waves*, §8.2, New York Interscience Publishers Inc.
 TOMINAGA, M. (1978a): Crest configuration and elevation of interfacial waves in the sea, induced by steady travelling disturbance. *La mer*, Tome 15, N° 4 173-184.

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

II. 計 算 の 改 良

冨 永 政 英

要旨: 前論文において行った小さい量 mh_1 (波数と上層の厚さの積) 又は e^{-mh_1} (このときは $mh_1 \gg 1$) に関する級数展開式を用いて所要の結果を導いたが, mh_1 が大きくも小さくもないときは収束が悪く, よい結果が得られない。そこで本論文では級数を用いない方法を取り境界波の形状を与える式 (前論文の (3.7)) を改良した。それは本論文 (2.19), (2.20) である。その形状は $\delta^3 = U^2 / \left(\frac{gah_1h_2}{h_1+h_2} \right)$ によって変り, $\delta^2 < 1$ ならば cusp を有し。そこで二系の波の位相が $\pi/2$ だけ異なり, 水面上昇の値を求める式は複雑になる。中規模以下の大きさの気象じょう乱によって生ずる境界波もこの方法を適用してよい。

寄稿

アーンデラ流速計の検定実験*

岡崎 守 良**

Calibration Tests of Aanderaa Current-meters

Moriyoshi OKAZAKI

I まえがき

海洋観測のうち、係留系によるオイラー・タイプの測流においては、最近アーンデラ流速計†がよく使用されているようである (Fig. 1)。流速と同時に、水温・塩分・深度まで記録できる点は沿岸域では特に有効であり、信頼できる器材と言われている。我々も最近、アーンデラ流速計を使用し始めた。観測に使用するに当り、アーンデラ流速計の測定センサーの一部について、その特性を

* 1978年1月30日受理

** 理化学研究所, 埼玉県和光市広沢

The Institute of Physical and Chemical Research, Hirosawa, Wako-shi Saitama, 351 Japan
† アーンデラ流速計はアイバー・アーンデラ社 (Ivar Aanderaa, NORWAY) によって1966年頃に開発された製品である。この流速計は流向、流速に加え、水温、電気伝導度 (塩分) と深度の5要素の測定が可能であって、測定量は、フルスケールが2進法10桁に数値化されて、磁気テープに記録される。記録容量は上記5要素を1組として、約10,000組である。

測定範囲と精度: スピード・センサーについては測定範囲 1.5~250 cm/sec のみが示されている。スピードが、設定された観測時刻間の時間平均スピードの形で算出されるためであろうか。最近の電気式カウンターには、精度 ± 1 cm/sec 又はスピードの $\pm 2\%$ 以内と明示されている。流向はベーンとマグネチック・コンパスによりその精度は $\pm 5^\circ$ 以内、水温センサーにはサーミスターを用い、範囲は $-0.3 \sim 32.4^\circ\text{C}$ 、その精度は標準型で $\pm 0.15^\circ\text{C}$ 。電気伝導度センサーは電磁誘導型のコイルで、その測定範囲 0~60 mmho/cm のみが示されている。又ここでは実験していないが、深度 (圧力) センサーはブルドン管で、各種の測定範囲のものがあり、精度はフルスケールの $\pm 1\%$ である。

調べた。これまでに発表されたこの流速計の較正実験の報告のうち、SCHMIDT¹⁾ はスピード・センサー、コンパス、水温センサー、圧力センサーの静特性を調べ、ほぼ仕様精度に達していると述べ、また動特性も調べて、その欠点の補い方まで述べている。またアメリカ国立海洋測器センター (N. O. I. C.) の報告²⁾ では、アーンデラ流速計の5種の測定センサーについて較正実験をし、全体に良い結果を示している。しかし別欄の注釈にあるように、精度を示していないセンサーがあることや、スピードセンサーの回転時に軸に揺動が見られること等もあり、観測に使用するに当り、アーンデラ流速計の測定センサーの一部について改めて較正実験を行ったので報告する。較正実験はスピード・センサーと電気伝導度センサーについての実験が主であり、これらに付随して流向センサー、水温センサー等の特性のいくつかを調べた。使用したアーンデラ流速計の番号を以下に示す。スピード・センサー テストには 1141, 1142, 1152 と 1153 の4器、流向と姿勢テストには 1141, コンパス テストには 1152 と 1153, 水温と電気伝導度センサー テストには 1152, 1153, 1886, 1887, 2222 と 2223 の6器である。

II 実験方法

1) スピード

スピード・センサーは無指向性の Savonius-like rotor である。このローターの回転はギヤー機構により減速されてポテンシオ・メーターに伝えら

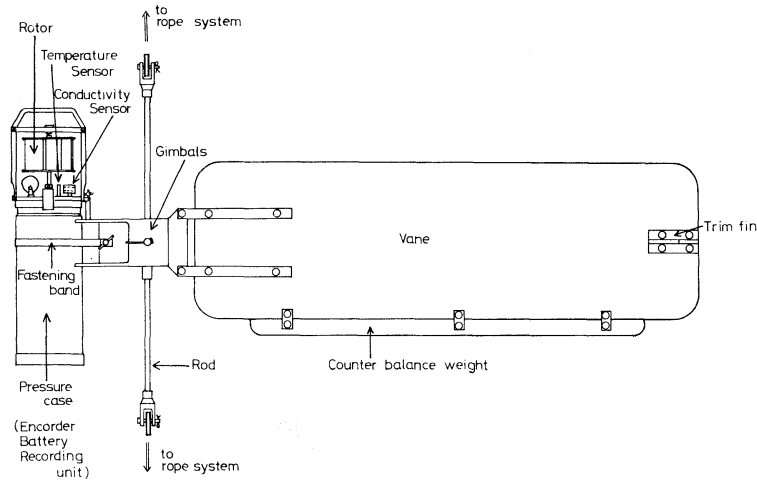


Fig. 1 Schematic view of Aanderaa current-meter

れ、更にエンコーダを経て積算カウント数に変換される。スピードの算出は一定時間内 ($\Delta t = t_2 - t_1$) のローターの回転カウント数 ($\Delta N = N_2 - N_1$, N_1 , N_2 は各々、時刻 t_1 , t_2 までの積算カウント数) から平均スピードを計算する方式である。従って、 Δt 時間内のカウント数 ΔN の最小読み取り誤差 ± 1 によるスピード値への波及誤差を、その時のスピード ($\Delta N / \Delta t$ にほぼ比例) の $\pm 1\%$ 程度に押えるために、 $\Delta N \geq 100$ となるよう実験時間 (台車走行時間) を各スピード毎に定めた (Table 1)。なお、ローターの回転数とエンコーダから出力される積算カウント数の関係がほぼ 1:1 になるようギヤ減速率を 1/1200 に組

み替えた (実際には 1200:1024 である)。

実験には、船舶技術研究所の 150m 長の大型水槽を使用し、ローターが静水中を走る定常流実験を行った。走行台車から水面下まで鉄パイプで枠を組み、流速計のうち記録部が入った耐圧容器とセンサー部分 (ローター等) のみをその枠に固定した。水面の乱れが直接ローターに及ばないようにローターの深さを水面下 50cm に定めた。

走行台車の対地スピードは 10~150cm/sec の範囲で 11 例の実験を行った。走行台車のスピード制御の精度は非常に高く ± 0.1 cm/sec であるが、10cm/sec 以下ではスピードが少し不安定になるので実験を行わなかった。実験は各スピードにつき 6 回づつ行った。

実験結果は、走行台車のスピード (V_R) を基準として、アーンデラ流速計のローターの回転から求めるスピード (V_{AA}) と比較した。

2) ローターの慣性

急激な減速に対するローターの反応について調べた。1) の実験と同様、枠に固定されて水中に置かれたローター (と耐圧容器) が走行台車と共に一定のスピードで水中を走り定速回転している時、急激に走行台車を停止せしめた。その後水中においてローターが回転を停めるまでの時間を測った。測定は水中のローターの回転を目視しつつ、ストップ・ウォッチにより時間を測った。な

Table 1 Schedule of Speed Calibration

Speed (cm/sec)	Counts ΔN ($= N_2 - N_1$)	Interval (min.)	Distance (m)	Number of Runs
10	100	8	48	6
15	112.5	6	54	6
20	100	4	48	6
30	112.5	3	54	6
40	100	2	48	6
50	125	2	60	6
60	150	2	72	5
80	100	1	48	5
100	125	1	60	5
120	150	1	72	5
150	187.5	1	90	5

お台車が急停止に要する時間は、たとえばスピード 100cm/sec の場合、ブレーキをかけてから停止するまで平均して 4.5 秒であった。

3) 方位計の精度

1) の各流速の実験の時、得られた資料を用いて、コンパスの出力の精度を調べた。1) において述べたようにコンパスの入った耐圧容器は走行台車の枠に固定されているため方向は変わらないので、特定方向に関し出力された方位のバラツキをまとめた。この流速計はマグネチック・コンパスとポテンシオ・メーターとエンコーダーを組み合わせたシステムによって方位 $0 \sim 357^\circ$ (3° の死角を有する) を $0 \sim 1023$ のカウント数に変換しているので、これらのシステム全体を通した精度を特定方向について出すことになる。

4) 流向への追従性

この実験ではアーンデラ流速計を、Fig. 1 の様に本来の形に組み立て、ペーンとジンバルが作動するようにして走行台車から水中に吊し、静水中を走らせた。台車の走行方向に対し、ペーンの初期角度を 90° と 45° とに固定したまま、台車を一定速度で走らせながら、ペーンを自由にした瞬間からペーンが進行方向を安定して ($\pm 5^\circ$ 以内) 示すまでの時間を目視とストップ・ウォッチで計測した。水中においてペーンは走行台車の進行線の左右に減衰振動をしつつ、一定の進行方向を示した。

5) 流速計の姿勢

ロッドが鉛直方向に対し傾斜しても 30° 以内ならば、ジンバル機構によって記録部とペーンは水平に保持される。しかし、これが流れの中にある時には Fig. 1 にあるように耐圧容器とセンサー部の形状の上下非対称による動圧の差とジンバル機構のため全体が前傾する可能性がある。その場合にはローターの軸が鉛直に対し傾くためスピード値は補正を必要とする。ここでは前傾の可能性のある 150, 250cm/sec の大きいスピードの場合について実験した。流速計の上端に付けた鏡に上方から光をあてその反射光の角度から前傾の角度を測る方法をとった。

6) 電気伝導度 (塩分)

センサーが電磁誘導型であるから、較正は基準測器とアーンデラ流速計とで電気伝導度を同時測定して比較するのが普通である。しかし、精密な基準測器がないので、同時測定ができない。従って異なる環境で測定すると電気伝導度は水温の影響が大きいから、その比較には温度補正が必要である。これらの難点を避けるため電気伝導度と水温とから計算される塩分値で 2 器を比べる方法を取り、較正を行った。この塩分の基準値として、測定毎に採水した試水を後日まとめてオートラボ塩分計により測定した値を用いた。

環境としては夏と冬を想定し、それぞれ気温約 25°C 、約 6°C の条件下で、塩分 $10 \sim 34\text{‰}$ の広い範囲にわたって実験した。実験は約 50l の水槽に海水を満たし、一定量の蒸留水を加えて希釈しつつ各種の濃度の海水を作った。50l 水槽内において測定しその一部を採水する方法にとっては、水槽内の希釈海水が均質であることが前提であるから、蒸留水を加えた後十分な攪拌をし、又長時間放置してその均質化に十分留意した。又気泡がセンサーに付かぬよう気をつけた。

アーンデラ流速計のセンサーから得られた電気伝導度と水温から、Perkin and Walker による式³⁾を用いて塩分値を計算し、又採水した試水の塩分値はオートラボ塩分計の方式に従って求めた。この両者の計算方式は十分信頼できると考える。

7) 水温計の精度

水温センサーはサーミスターなのでバラツキは小さいと考えられる。6) の実験において、アーンデラ流速計の水温センサーによる水温データと同時に、棒状温度計 (0.1°C 目盛、検定済) による測温を実施したので、参考のため両者を比較した。水温として出力されるカウント数はほぼ $0 \sim 32^\circ\text{C}$ の範囲が 2 進法 10 桁の数字に変換される。アーンデラ社によるとこのカウント数から水温を求める換算式は、すべての機器に対し共通の式を用いている。

実験は 6) と同様、 25°C 前後と 6°C 前後の 2 つの状態において実施され各々について資料を得た。アーンデラ流速計により得られた水温値 (T_{AA}) と棒状温度計による水温値 (T_R) から、両者の差

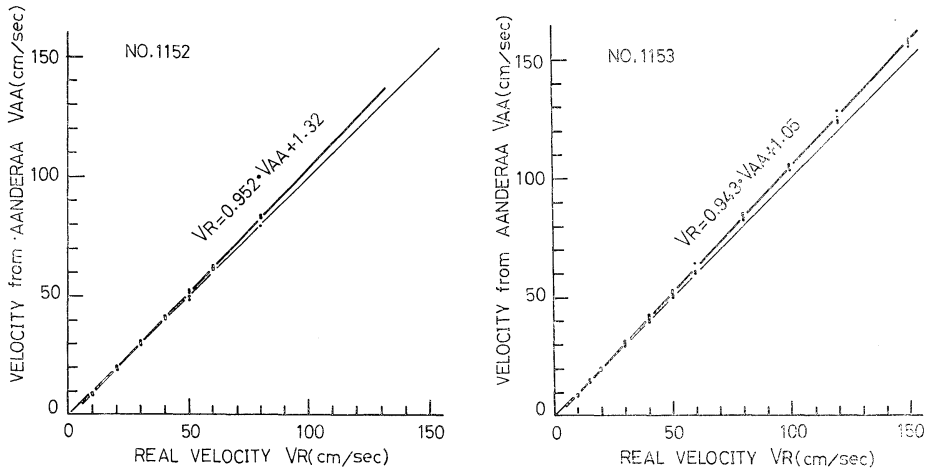


Fig. 2 Speed calibration

$\Delta T = T_{AA} - T_R$ を計算し、その頻度分布を調べた。

III 結果と考察

1) スピード

ローターに器差がないとしているらしく、スピードへの換算はすべての機器について同じ式を用いている。時間 ΔT のローターのカウント数 ΔN をスピード V_{AA} に換算する式は、アーンデラのマニュアルによれば（ギヤ式では）、

$$V_{AA}(\text{cm/sec}) = \frac{G}{\Delta T(\text{min})} \times \frac{0.41}{600} \times \Delta N + 1.5 \quad (1)$$

G: ギヤ減速比 (1200:1 の時は $G=1200$)

である。 V_{AA} と台車スピード V_R との相関を Fig. 2 に示す。 Fig. 2 から V_{AA} に少し分散が見られるが、直線性 (linearity) は良い。 20cm/sec 付近を交点として、 45° 線と交差し、 45° 線に対し少し勾配が大きい。この実験直線を、 V_{AA} 値から V_R 値への補正の形で示すと、

$$V_R = 0.952 \times V_{AA} + 1.32 \quad (\text{No. 1152}) \quad (2-1)$$

$$V_R = 0.943 \times V_{AA} + 1.05 \quad (\text{No. 1153}) \quad (2-2)$$

であり、これは Fig. 2 の中にも示した。 V_R と V_{AA} の差 ΔV ($\equiv V_{AA} - V_R$) を流速別に Table 2 に示す。この実験の範囲では V_R に対する偏差 ($\Delta V/V_R$) の百分率は $\pm 5\%$ 以内であって良好と

Table 2 Comparison between real speed and current speed from Aanderaa current-meter

No. 1152							
Speed V_R (cm/sec)	10	20	30	50	80	120	150
Difference $\Delta V = V_{AA} - V_R$ (cm/sec)	-1.1	-0.4	+0.1	+1.1	+2.6	+4.6	+6.1
Percentage of $ \Delta V/V_R $ (%)	11	2	3	2	3	4	4
No. 1153							
Speed V_R (cm/sec)	10	20	50	100	120	150	
Difference $\Delta V = V_{AA} - V_R$ (cm/sec)	-0.5	+0.1	+1.9	+4.9	+6.1	+7.9	
Percentage of $ \Delta V/V_R $ (%)	5	1	4	5	5	5	

言える。同様に SCHMIDT は 50~300cm/sec の範囲で 1.6% 以内と、又 N. O. I. C. は 0~100cm/sec の範囲で誤差が $-0.5 \sim +1.5$ cm/sec と報告している。これらから考えると、ローターの回転軸に揺動が見受けられるにも拘わらずスピード・センサーの均一性はなかなか良いようである。

各流速における精度 (accuracy) を Table 3 に示す。ポテンシオ・メーターの持つ死角 (約 3°) のため、カウント数が著しく小さい場合があるので、それに相応する補正をした。しかしなお且つ完全には補正されないため、Table 3 において大

Table 3 Accuracy of speed sensors

Current meter	Speed (cm/sec)	Number of Runs	Mean Speed (cm/sec)	Standard Deviation (cm/sec)
No. 1152	10	6	8.92	0.32
	20	6	19.52	0.45
	30	6	30.38	0.54
	40	6	40.79	0.48
	50	6	50.43	1.50
	60	5	61.93	0.46
	80	5	82.35	1.70
No. 1153	10	6	9.12	0.20
	20	6	20.04	0.42
	30	6	30.88	0.79
	40	6	41.20	0.92
	50	6	51.66	0.96
	60	5	61.77	2.11
	80	5	83.99	0.93
	100	5	104.82	0.82
	120	5	125.32	2.09
	150	5	156.97	0.93

Table 4 Inertia of rotation of speed sensors

Current meter	Speed (cm/sec)	Number of Runs	Mean Time of Inertial rotation (sec)	Standard Deviation (sec)
No. 1152	10	5	10.5	2.2
	30	5	17.2	3.9
	50	5	22.4	5.7
	100	4	34.5	4.0
No. 1153	10	5	12.6	2.2
	30	5	12.4	3.0
	50	3	21.0	7.3
	100	4	23.0	6.6

標準偏差を示すものがあるが、これは別の原因によるものと思われる。全体としては精度は良好と言えよう。

以上、ローターの静特性に関してまとめれば、細かい点では器差があるがほぼ均一にできている。この程度では観測にとってほとんど問題はないであろう。

2) ローターの慣性

Table 4 にまとめた結果によると、台車スピードが 10cm/sec の時は台車が急停止してからローターが止るまで11秒前後、50cm/sec の時は 21秒程度である。Savonius 型ローターの結果⁴⁾ (台

車スピード 10cm/sec でも 17.5cm/sec でもほぼ同じく 20~40秒と報告されている) と比べて止り方が早い。ローターの形状の差による特性であろう。

上に述べた結果 (Table 4) の中で、同一スピードにおいて2つの流速計で異なる時間値が出たり、標準偏差が大きいのは次の原因によるものである。この実験の時、ローターと枠が急停止した後、枠によって作られた水中の乱れがローターに伝播してくるらしく減衰しつつあるローターの回転を加速する例があった。極端な場合は除いたが、ローターの回転が多量とも水中の乱れの影響を受けて測定値がばらついた。従って余り細かい議論はできない。

3) 方位計の精度

Fig. 3 に見られるように、 1° 程度の範囲でバラツキは小さく良好である。なお、SCHMIDT と N. O. I. C. はそれぞれ方位計について全方向 10° 毎に実験を行った。その結果によると、偏差が各々 $\pm 5^\circ$ 以下と $\pm 3^\circ$ 以下だったと報告している——例外として、 10° くらい違っているものもあった¹⁾。

4) 流向への追従性

Table 5 に、流向 (進行線) に対しベーンの振動幅が約 $\pm 5^\circ$ になるまでの時間の平均と応答距離 (response distance constant, 流速と時間の積) を流速別、初期角度別にまとめた。初期角度

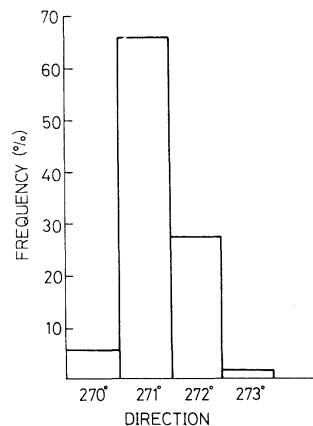


Fig. 3 Compass calibration (No. 1152, 1153)

Table 5 Response time and response distance constant of direction follower (Vane)

Speed (cm/sec)	Initial angle 45°			Initial angle 90°		
	Mean Time of Response (sec)	Standard Deviation (sec)	Resp. Dist. Const. (cm)	Mean Time of Response (sec)	Standard Deviation (sec)	Resp. Dist. Const. (cm)
10	42.7	1.3	427	57.0	3.6	570
20	26.7	1.2	534	33.7	1.7	674
30	22.0	2.2	660	24.7	0.5	741
50	15.7	0.9	784	13.7	0.5	685
100	6.7	0.5	670	—	—	—

の違いでみると、小さいスピードでは45°の場合が90°の時より短時間であるが、スピードが30 cm/secを越すと両者に差がなくなる。また Table 5 ではスピードが大きくなる程短時間で追従しているが、応答距離でみるとおよそ 600 ± 150 cm と言える。また観測時に流向の許容範囲を $\pm 10^\circ$ と緩めれば、応答距離は150~200 cm と言えるだろう。なお N. O. I. C. は、スピード範囲が明示されていないが初期角度 180° の実験の結果、応答距離600 cm と報告している。この他に指向性 (vane alignment) について、N. O. I. C. はスピードが50 cm/secの時 $\pm 0^\circ$ 、25 cm/secで $\pm 1^\circ$ 、15 cm/secで $\pm 2^\circ$ 、10 cm/secで $\pm 4^\circ$ 、5 cm/secで $\pm 8^\circ$ 、3 cm/secで $\pm 12^\circ$ と報告している。

5) 流速計の姿勢

Fig. 1 にあるように、ベーン後端の水平翼 (trim-fin) の安定効果により、流れのスピード250 cm/sec までの範囲の実験では、姿勢は水平に

保たれ前傾しなかった。なお、SCHMIDT も水平翼が計器を水平に保つのに効果があると報告していると同時に、以下の事を指摘している——すなわち、係留系と共に流速計が上下に揺れる場合には水平翼のために、流速計に俯角、仰角を生ずることがあるので注意を要すると。

6) 電気伝導度 (塩分)

アーンデラ流速計のセンサーから得られた塩分値 (S_{AA}) を、オートラボ塩分計による塩分値 (S_R) に対して書いた結果の一部を Fig. 4 に示す。塩分の範囲は $10 \sim 34 \text{‰ } S$ である。Fig. 4 にあるように直線性が良いので、

$$S_R = A' \times S_{AA} + B' \tag{3}$$

と仮定し、それぞれの測器につき、各温度範囲ごとに係数 $A' B'$ を決めた。結果の一部を示すと、下記の様になる。

$S_R = 1.000 S_{AA} - 0.217$	(6 ~ 8°C)	} No. 1152	(4-1)
$S_R = 0.999 S_{AA} - 0.116$	(26 ~ 28°C)		(4-2)
$S_R = 1.011 S_{AA} - 0.062$	(6 ~ 8°C)	} No. 1153	(5-1)
$S_R = 1.014 S_{AA} - 0.045$	(26 ~ 28°C)		(5-2)
$S_R = 0.996 S_{AA} + 0.023$	(5 ~ 6°C)	} No. 2222	(6-1)
$S_R = 0.999 S_{AA} + 0.004$	(23 ~ 25°C)		(6-2)
$S_R = 0.973 S_{AA} + 0.170$	(5 ~ 6°C)	} No. 2223	(7-1)
$S_R = 0.976 S_{AA} + 0.071$	(23 ~ 25°C)		(7-2)

A' は No. 2223 を除きほぼ1.0である。従って、No. 1152 の (4-1) 式では常に0.2‰の差が出、また No. 2223 の (7-1) 式では20‰で0.3‰、30‰で0.5‰、33‰で0.7‰の差が出るが、これは無視できない量である。アーンデラ流速計では電気伝導度は瞬間値、水温は60秒間平均値で測

定している。従って時間の変動の激しい野外観測では、これに起因する誤差が現われることも考えられる。しかし、今回の室内実験のように定常と考えられる条件においてもなお上述の様な誤差が生じる事は、考えにくいことであるが事実である。メーカーにおいて十分な較正がなされ、各測

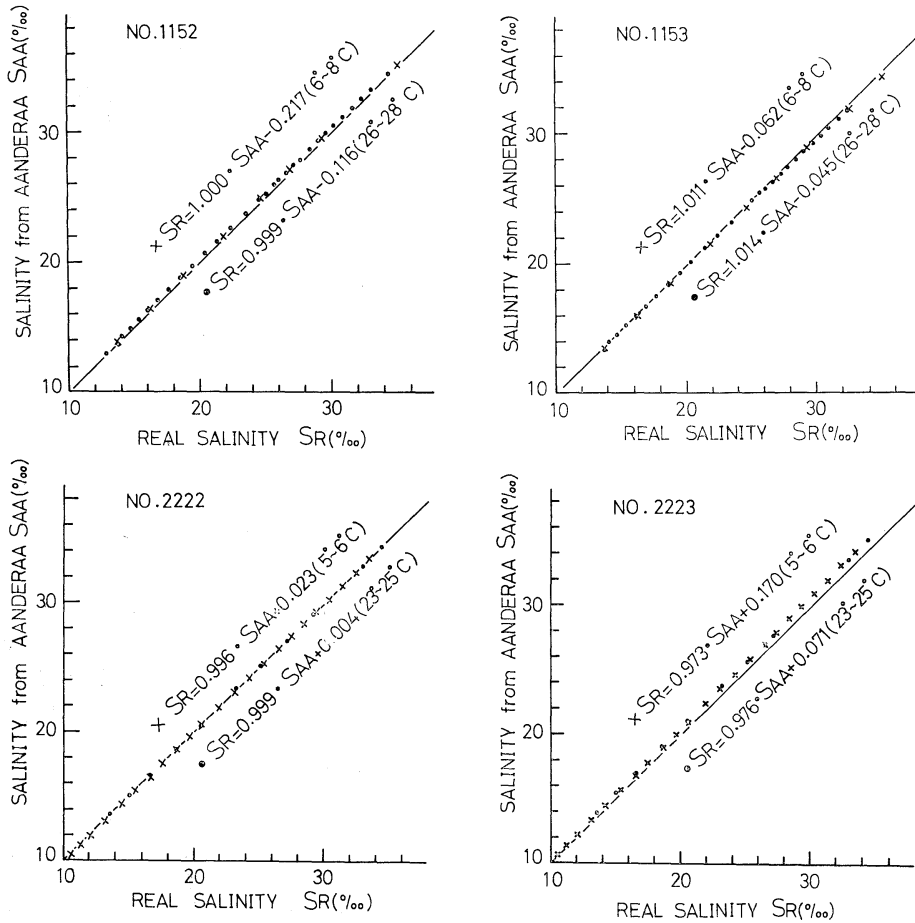


Fig. 4 Salinity calibration

器毎にそれぞれ換算式を添えてあるが、塩分の絶対値を必要とする場合は各自較正する方がよいと思われる。

精度については、以下の理由で良いと判断した。電気伝導度 0~60 mmho/cm の範囲(塩分 0~33 ‰ S) に対し数値化されたカウント数 0~1023 が対応しているの、単純に考えれば、カウント数 ±1 は塩分では約 ±0.03 ‰ S に当る。一方実験の際の 5 個の測定カウント数はほとんど一致し、そのバラツキは 1 以下であったので、精度は良好と考えた。なお、N. O. I. C. は 11°C において電気伝導度 0~67 mmho/cm の範囲で、誤差は -0.79~+0.07 mmho/cm と報告している。

7) 水温計の精度

Fig. 5 にアーンデラ流速計センサーによる水温 (T_{AA}) と基準水温 (T_R : 棒状温度計) との差 (ΔT) の頻度分布を示す。各個のセンサーの特性に僅かながら差が見られる。つまり低温、高温共に ΔT の符号が +, - のいずれかに片寄る傾向のセンサーと、たとえば低温では - に、高温では + にと分布する傾向のセンサー等が見られる。しかし、 ΔT の分布はカタログに近い ±0.2°C と考えてよいだろう。基準の測器が 0.1°C 目盛りの棒状温度計なので、細かい議論はできない。なお、N. O. I. C. は 0~21°C の範囲で実験し、誤差範囲 (error range) の最大が 0.17°C と報告している。

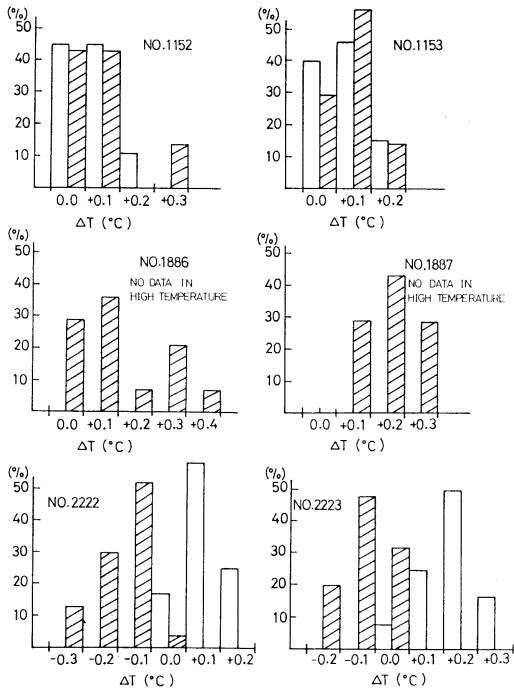


Fig. 5 Temperature calibration
hatch: low temperature
no hatch: high temperature

III ま と め

スピード・センサーと電気伝導度センサーに重点をおいた較正実験，ならびにそれに付随するいくつかの実験を行い次の結果を得た。

- i) スピード・センサー (Savonius-like rotor) のスピード変化に対応する直線性は良好であった。同一スピードにおける測定値の精度は，ほぼ良好であった。
- ii) スピード・センサーの減速時の応答は Savonius rotor に比べ早いようである。
- iii) 電気伝導度センサーについての実験結果を見ると，アーンデラ流速計から求められた塩分と他の塩分計による塩分との間に少し差があるようである。技術仕様の中に電気伝導度計については，精度を明記していない点から類推しても，塩分の絶対値を必要とする場合には，較正して確認しておく方が良いと思われる。
- iv) ペーンの流向変化に対する応答は，スピード

50 cm/sec では，初期角 45° の場合約16秒，90° では14秒であって，初期角による応答時間の差は小さい。ペーンの流向への応答距離（スピード×応答時間）は450～750 cm だが，ペーンの振動角を流向に対し，±10° 以内までゆめれば応答距離は150～200 cm と言えるだろう。

- v) 流速計の姿勢は相当速い流れの中にあっても十分水平に保持される。
 - vi) 水温センサーにはいくらか器差が認められるが，仕様精度に近い精度を持つようである。
- 最後に，これら一連の実験結果とは別にアーンデラ流速計の使用経験からの意見を述べる。流速計の中に観測時刻に測定を始動させる時計が組み込まれているが，この時計の誤動作と思われる事故により，記録数が足りない場合が時々あった。記録に継続番号も時刻も入らない方式なので，たとえば時計が一時的にでも停止すると，その後の記録は時刻との対応がつかなくなる。時計を改良するか，磁気テープに番号（時刻）を記録する方式にするか，何らかの改良が望まれる。

謝 辞

水槽実験に際し，多くの御心遣いと御援助を頂いた船舶技術研究所・川上善郎博士と室員の方々に深く感謝いたします。なおまとめるに当り，御討議頂いた理化学研究所海洋物理研究室・宇野木早苗博士，長島秀樹博士をはじめとする室員に深く感謝いたします。

文 献

- 1) SCHMIDT, D. R. (1974): Aanderaa current-meter test, evaluation and modification, Proceeding 'National needs and sea solution', pp. 677-694, Marine Technology Soc.
- 2) N. O. I. C. (1974): Instrument fact sheet, IFS-75002, National Oceanographic Instrumentation Center, Washington D. C., July, pp. 1-13.
- 3) PERKIN, R. G., E. R. WAIKER (1972): Salinity calculations from In situ measurements, Journal of Geophys. Research, 77-33, pp. 6618-6621.
- 4) 高野健三, 松山佐和 (1973): 速さの変化に対するサボニアス・ローターの反応 —予備試験—, 日仏海洋学会誌 11-4, pp. 211-212.

Reminiscence on Wind-driven Circulation in an Enclosed Sea*

Takashi ICHIYE**

Abstract: Development of a theory on wind-driven currents in an enclosed sea under guidance of Prof. K. HIDAOKA at University of Tokyo during early forties was described. One result of my involvement in the study was published in Bulletin of Kobe Marine Observatory in 1946. In this note, it was shown that the Ekman type equations of motion with a vertically integrated continuity equation lead to the Poisson equation for the sea surface elevation with a forcing function dependent on the curl and divergence of the wind stress vector. Also the note pointed out that the boundary condition postulating vanishment of the velocity normal to the vertical coast makes the Ekman type equations analytically unsolvable. In the subsequent note, Prof. HIDAOKA thus repudiated his previous paper published in 1942 in "*Umi to Sora*" (*Sea and Sky*). These two notes are here translated into English.

Introduction

The theory of the wind-driven current developed by EKMAN (1905) has been one of the most fascinating topics in dynamic oceanography and continues to provide basis for recent developments in ocean circulation modeling. (See NEUMANN (1968) for historical developments up to 1965). Before introduction of the concept of the planetary vorticity or the beta-effect by STOMMEL (1948), the original Ekman theory was extensively elaborated in three directions: (1) non-stationary problems with time-varying wind stresses, (2) cases for non-uniform vertical eddy viscosity and (3) effects of vertical lateral boundaries, in different parts of the world as documented by NEUMANN (1968).

Prof. HIDAOKA was working on the first two problems since early thirties (for example HIDAOKA, 1933) while he was at the Imperial Marine Observatory in Kobe. During early forties when he was appointed the professor of oceanography at the Geophysical Institute, Tokyo Imperial University, he started extensive works on wind-driven circulation models in an enclosed ocean. One of his works was published in 1944 (HIDAOKA) and was based on the Fourier expansion of the currents and sea surface elevation for the steady uniform wind stress over

a rectangular sea of the constant density and depth.

Circumstances of my involvement in dynamic oceanography

I was admitted to Geophysical Institute of Tokyo Imperial University in April, 1942. Actually Geophysical Institute was and still is equivalent to a department in the United States, since its main functions were teaching and degree-granting. Physical oceanography in Japan has been taught as a discipline of geophysics. In the days before the higher education in Japan introduced the American system after the World War II, the formal courses were offered only during three years of the university curriculum. Students in the Science Faculty with passing grades for required courses with thesis completion were awarded Rigakushi which is translated as a Bachelor of Sciences but almost is equivalent to M.S. since the thesis was required in many disciplines.

In Geophysical Institute, the first year courses were common with Physics Institute and Astronomy Institute, the second year courses included more geophysical topics such as meteorology, seismology, gravity, geomagnetism and oceanography and the third year was devoted to special topics in each geophysical discipline which each student had to choose for completing his thesis work.

* Received April 1, 1978

** Dept. of Oceanography, Texas A&M University, College Station, TX 77843 USA

When I entered the University, Japan was in the middle of the WWII and thus the first year courses were crammed into a half year without summer holidays. Further, we had to work on some projects like computation for navigation tables, hydrographic measurements for under-water acoustics or weather chart plotting at various governmental labs or offices supposedly part time but actually almost full time in certain months, under the student mobilization act after April, 1943.

Fortunately for us, Geophysical Institute was small at that time with only four chairs in professorship and the total students were less than thirty, since the institute was formally started about in 1940. (Before it was split into the Seismological Institute and the Physics Institute). We had to choose our geophysical discipline in the middle of the second year, actually one year after entering the University, instead of at the end of the second year at the peace time. However only four students in my class chose physical oceanography and thus Prof. HIDAHA could give us two courses of oceanography in 1943 and 1944, one introductory course in oceanography which was a required course for all geophysics students and the other dynamic oceanography for physical oceanography majors, in spite of the student mobilization.

One of the reasons I chose physical oceanography was that I was very much intrigued with "*Integral Equation*" by Prof. HIDAHA, one of the series of applied mathematics monographs in Japanese (HIDAHA, 1943). In this book he explained usefulness of the integral equation for solving non-stationary wind-driven current problems posed initially by EKMAN (1905) by including the result of numerical integration from his own research. I thought that I could learn more about applied mathematics than physical oceanography by becoming a student of Prof. HIDAHA, though he was well-known as having devoted himself to oceanographical observations at Imperial Marine Observatory more than ten years.

As thesis topics, Prof. HIDAHA suggested me to work on a non-stationary problem of a wind-driven circulation in a rectangular sea when the uniform wind stress is suddenly applied. I

obtained a formal solution in the Fourier series of the x - and y -coordinates with time-varying amplitudes. However, numerical computation seemed to be too complicated and besides the series seemed to me to be divergent. Thus I returned to the steady state problem and tried to understand basic features of the Poisson type equation for the elevation of the sea surface which was obtained by eliminating the velocity components. This was all during our mobilization works which brought us three students for several months to Field Stations of Japanese Naval Hydrographic Office in Suruga Bay and in the Seto Inland Sea in 1943 and 1944.

Because of wartime situation, a written thesis for graduation was waived for students who were to go to military services and only verbal presentation in the form of institutional seminar was required in Geophysical Institute in 1944. I volunteered for the Navy and thus was inducted to an officer candidate training camp five days before the graduation at the University in September, 1944. After four months' basic training, I was commissioned Lt. j.g. and assigned to Japanese Naval Academy at Etajima Is. of the Seto Island Sea as an instructor.

I taught meteorology and oceanography to cadets of the first and second year and enjoyed leisure time to my surprise except occasional watch duties. Also, I did not see any combat action, though I wanted some, except occasional air raids on Kure, the nearby navy base and on warships moored around the island because of lack of fuel. (After one such air-raid, I was in a detail party to retrieve meteorological and navigational instruments from one battle cruiser which was scuttled, becoming a benefactor to junior officers by distributing pure alcohol to be used in the compass card.) During my tour of duty at Naval Academy, I wrote two or three letters to Prof. HIDAHA who was relocated from Tokyo to Nagano Prefecture to avoid air-raids about my progress on continuing the thesis work.

After demobilization in August, 1945, I worked as an assistant to Prof. HIDAHA for a few months at the relocation place. Late Professor Kozo YOSHIDA was also an assistant at that time. We lived at the same house and

spent time in reading and translating “*Dynamische Ozeanographie*” by DEFANT (1929).

In January 1946, I was hired as an associate at Kobe Marine Observatory, part of Central Meteorological Observatory of Japan. Dr. Yukimasa SAITO, at that time a chief of Oceanographical Section and himself student of Prof. HIDAHA urged me to publish my thesis in “*Umi to Sora*” (“*Sea and Sky*”), the journal of Oceanography and Maritime Meteorology Society, of which he was the editor. Therefore I wrote up my thesis and submitted to him. Unfortunately, a printing company which handled all publications of Kobe Marine Observatory including “*Sea and Sky*” was badly damaged by an air raid and did not have typesets for mathematical symbols. Therefore Dr. SAITO, consulting with Dr. Yasuo MATSUDAIRA, the director of the Observatory, decided that the paper be published in *Bulletin of Kobe Marine Observatory* which was an official publication of the Observatory at that time but in mimeograph format. At the same time Dr. SAITO sent my manuscripts to Prof. HIDAHA for his comments. The latter sent us his comments which were favorable for my paper to the effect of repudiating his paper published in “*Sea and Sky*”. Therefore the comments were also published in a later issue of the *Bulletin*.

Looking back from the present, the situation seems to be quite interesting, since a fresh graduate challenged the authority of the most distinguished professor and the professor not only blessed the student's work but also rescinded his own work. Further, some problems posed by Prof. HIDAHA and myself in 1945 are not completely understood yet; for instance, the slope of the sea surface and the three dimensional circulation in the region near the coast with a variable when the wind blows over a period more than a few inertia periods. My original paper and Prof. HIDAHA's reply are translated in English in order to show the general mood of research on dynamical oceanography in the mid-forties in Japan and also to indicate some problems posed in the exchange of opinions are still not completely understood.

On Wind-driven Currents in an Enclosed Sea. Bulletin of Kobe Marine Observatory, No. 6 (1946)

By Takashi ICHIYE

1. Introduction

A few problems are discussed about wind-driven currents in an enclosed sea in relation to a paper in “*Umi to Sora*”, March, 1944, by Dr. HIDAHA.

2. Differential equations and boundary conditions

The equations of motion for the wind-driven currents are in a steady state given since the time of Ekman as

$$\begin{aligned} -lv &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ lu &= \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{aligned} \quad (1)$$

where $l = 2\omega \sin \varphi_l$, ω is the angular velocity of rotation of the earth, φ_l is the latitude, the z -axis is positive downwards with the origin of the coordinates at the sea surface, u and v are the velocity components in the x - and y -direction, respectively, ν is the eddy viscosity, g is the gravity constant, and ζ is the elevation of the sea surface from the equilibrium. In equation (1), the vertical velocity and the horizontal gradients of u and v are the second order of magnitude and neglected.

Continuity condition is expressed in the integrated form by

$$\int_0^h (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) dz = 0 \quad (2)$$

Here the depth h is assumed to be uniform.

The boundary conditions at the sea surface and at the bottom are

$$\partial u / \partial z = -T_x, \quad \partial v / \partial z = -T_y \quad \text{at } z=0 \quad (3)$$

$$u=0, \quad v=0 \quad \text{at } z=h \quad (4)$$

respectively. The wind stress components in the x - and y -direction are T_x and T_y , respectively. It is assumed that there is no current at the bottom.

3. Solution of the equations of motion

The velocity components are expressed in terms of T_x and T_y and by solving equations (1) under the conditions (3) and (4). The unknown function ζ can be solved by substituting u and v into (2) with the boundary conditions at the coast.

Introducing the notations W and Φ defined by

$$W = u + iv; \quad \Phi = -g(\partial\zeta/\partial x + i\partial\zeta/\partial y)$$

we can change equation (1) into

$$i\ell W = \nu\partial^2 W/\partial z^2 + \Phi \quad (5)$$

Equation (5) can be solved for W by use of (3) and (4) as

$$W = -\sigma^{-1} \sinh \sigma(z-h) \operatorname{sech} \sigma h (T_x + iT_y) + \ell^{-1} i (\cosh \sigma z \operatorname{sech} \sigma h + 1) \Phi \quad (6)$$

where

$$\sigma = (\ell/2\nu)^{1/2} (1+i) \quad (7)$$

4. Differential equation about ζ

Substitution of (6) into (2) leads to the differential equation about ζ . Notations Ψ and S are defined by

$$\Psi = T_x + iT_y, \quad S = -\delta\Psi/\partial x + i\partial\Psi/\partial y \quad (8)$$

The left hand side of (2) is the real part of

$$\int_0^h \left(\frac{\partial W}{\partial x} - i \frac{\partial W}{\partial y} \right) dz = \sigma^{-1} \operatorname{sech} \sigma h \left\{ \sigma^{-1} S (1 - \cosh \sigma h) + i\ell^{-1} g \mathcal{A} \zeta (\sigma h \cosh \sigma h - \sinh \sigma h) \right\} \quad (9)$$

where the right hand side of equation (9) can be obtained by substitution of (6).

The constants A , B , C and D are introduced as real and imaginary parts of the following relations

$$\begin{aligned} \sigma^{-2} \operatorname{sech} \sigma h (1 - \cosh \sigma h) &= A + Bi; \\ (\ell\sigma i)^{-1} \operatorname{sech} \sigma h (\sigma h \cosh \sigma h - \sinh \sigma h) &= C + Di \end{aligned}$$

Then these constants are expressed

$$\begin{aligned} A &= -2(\nu/\ell) \sinh \xi \sin \xi \cdot M \\ B &= (\nu/\ell) (-2 \cosh \xi \cos \xi \cdot M + 1) \end{aligned}$$

$$C = M \cdot N (\sinh 2\xi - \sin 2\xi)$$

$$D = M \cdot N (\sinh 2\xi + \sin 2\xi) - (h/\ell) \quad (10a)$$

$$\xi = (\ell/2\nu)^{1/2} h \quad (10b)$$

$$M = (\cosh 2\xi + \cos 2\xi)^{-1};$$

$$N = (4\nu)^{-1} (\ell/2\nu)^{-3/2} \quad (10c)$$

Taking the real part of (9), we have

$$\begin{aligned} gC\mathcal{A}\zeta &= -A(\partial T_x/\partial x + \partial T_y/\partial y) \\ &\quad -B(\partial T_x/\partial y - \partial T_y/\partial x) \end{aligned} \quad (11)$$

5. Boundary conditions at the coast

It is assumed that the coast is vertical and that the velocity component normal to the coast vanishes at every point on the vertical boundary (example treated by Dr. HIDAKA).

Equation (6) is rewritten as

$$W = (P + Qi)(T_x + T_y i) + (R + Si)\Phi \quad (12)$$

Then P , Q , R and S are functions of z and independent with each other. The velocity components u and v are given by

$$\begin{aligned} u &= PT_x - QT_y - gR\partial\zeta/\partial x + gS\partial\zeta/\partial y \\ v &= QT_x + PT_y - gS\partial\zeta/\partial x - gR\partial\zeta/\partial y \end{aligned} \quad (13)$$

The velocity component normal to the coast u_n can be expressed by

$$\begin{aligned} u_n &= u dy/ds - v dx/ds \\ &= PT_n - QT_s - gR\partial\zeta/\partial n + gS\partial\zeta/\partial s \end{aligned}$$

where dx/ds and dy/ds are directional cosines of the tangent to the coastal boundary, respectively, T_n and T_s are wind stress normal and tangent to the coast, respectively and $\partial\zeta/\partial n$ and $\partial\zeta/\partial s$ are differentiation normal and tangent to the coast, respectively. Since P , Q , R and S are independent with each other, the following conditions should be satisfied

$$T_n = 0; \quad T_s = 0 \quad (14a)$$

$$\partial\zeta/\partial n = 0; \quad \partial\zeta/\partial s = 0 \quad (14b)$$

at the coast, in order that u_n may vanish at the coast at every depth.

Further, in order that the equation (11) may have a solution under the boundary conditions expressed by (14b), we should have

$$\zeta = 0 \tag{15a}$$

$$A\left(\frac{\partial T_x}{\partial x} + \frac{\partial T_y}{\partial y}\right) + B\left(\frac{\partial T_x}{\partial y} - \frac{\partial T_y}{\partial x}\right) = 0 \tag{15b}$$

over the whole area of the sea from the general theory of Poisson's equation. Therefore for arbitrary wind-stresses there is no solution of equation (11) which satisfies the boundary conditions (14b).

Now, are there T_x and T_y which satisfy the condition (15a) and boundary condition (14a)? An arbitrary vector can be expressed in the form

$$\vec{A} = \nabla\varphi + \text{curl } \vec{B}$$

where φ is a scalar and \vec{A} or \vec{B} is a vector. Since T_x and T_y are components of a two-dimensional vector, these can be expressed by

$$T_x = \partial\varphi/\partial x + \partial\phi/\partial y; \quad T_y = \partial\varphi/\partial y - \partial\phi/\partial x$$

Substitution of these into (15b) leads to

$$\Delta(A\varphi + B\phi) = 0 \tag{16}$$

The boundary conditions (14a) stipulate that

$$\begin{aligned} \partial\varphi/\partial n - \partial\phi/\partial s &= 0 \\ \partial\varphi/\partial s - \partial\phi/\partial n &= 0 \end{aligned} \tag{17}$$

at the coast. For a case of a circle of radius $r=1$, functions ϕ and φ which are normal and satisfy (16) inside the circle and (17) at the boundary can be given by

$$\begin{aligned} \phi &= \sum \phi_n e^{-nr} \sin n\theta, \\ \varphi &= \sum \varphi_n e^{-nr} (C \cos \theta - BA^{-1} \sin \theta) - BA^{-1} \phi \end{aligned}$$

Thus the problem becomes determining the wind stress which satisfies the boundary condition that postulates the velocity component normal to the coast at every depth. As indicated by (15a), there is no slope even if such wind stress distribution is found. However, Dr. HIDAOKA assumed that

$$T_y = T \sin(\pi y/a); \quad T_x = 0$$

which does not satisfy $T_s=0$ at $x=0$ and $x=a$. Therefore there is no solution which satisfies the condition that the velocity component normal to the coast vanishes at every depth.

Equation (11) has no solution for arbitrary T_x and T_y under the condition of vanishment of the normal velocity at every depth at the coast. This indicates that the vertical velocity is always generated near the coast. The equations of motion (1) are not valid near the coast because of neglect of the vertical current. On the other hand, equations (1) are valid inside in an enclosed sea. Therefore more realistic boundary conditions may be to take a vertical boundary near the coast and postulate

$$\int_0^h u_n dz = 0$$

at this boundary instead of $u_n = 0$ at the real coast. Further, it is assumed that the vertical circulation is generated in the zone between the actual coast and the artificial boundary. Then equations (1), though simple, may represent the real situation. This is schematically shown in Figure 1, where ba' is the real coastal topography and aa' is the artificial vertical

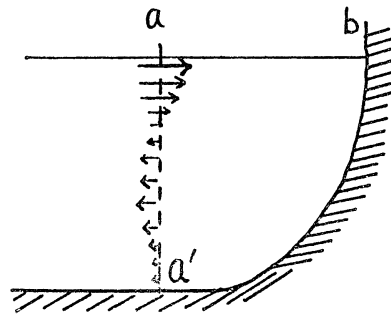


Fig. 1. Realistic boundary conditions near the coast.

boundary. Then the boundary condition that the flux normal to the boundary vanishes leads to

$$BT_s - AT_n - gC\partial\zeta/\partial n + gD\partial\zeta/\partial s = 0 \tag{18}$$

6. A case of uniform T_x and T_y

In this case equation (11) leads to

$$\Delta\zeta = 0 \tag{19}$$

Since T_n and T_s in the boundary condition (18) are constant for any curve within the boundary, we can take such curve as parallel

to the x - or y -axis. Then we have

$$\int_0^h u dz = 0 ; \quad \int_0^h v dz = 0 \quad (20)$$

at every point in the sea.

For simplification, when we take

$$T_x = 0 ; \quad T_y = T$$

the solution of (19) becomes

$$\zeta = g^{-1}(C^2 + D^2)^{-1} T \{ (BC - AD)x - (AC + BD)y \} + \text{const} \quad (21)$$

This indicates that the slope of the sea surface is uniform for an arbitrary coastal boundary. This is the solution obtained by Drs. NOMITSU and TAKEGAMI (*Memoirs of Science Faculty, Kyoto Univ.* 17, 1934), though they derived the solution by assuming that the slope of the sea surface is uniform and that it satisfies the conditions (20). Here it is proved that the solution can be derived rigorously as the solution of equations (1) and (2) under the boundary condition (2).

7. Conclusion

When T_x and T_y are not uniform, the solution becomes complicated since the boundary condition (18) includes both $\partial\zeta/\partial n$ and $\partial\zeta/\partial s$. However, analytical solutions were obtained for rectangular or circular sea. For the nonstationary case, at least analytical solution may be obtained by replacing $\partial/\partial t$ with the operator p .

Repudiation of My Theory on Wind-driven Currents in an Enclosed Sea. Bulletin of Kobe Marine Observatory No. 8, 1946

By Koji HIDAOKA

Mr. Takashi ICHIYE proved that the differential equations for the wind-driven currents generated by the wind-stress applied to the surface of an enclosed sea

$$\begin{aligned} -lv &= \nu \partial^2 u / \partial z^2 - g \partial \zeta / \partial x \\ lu &= \nu \partial^2 v / \partial z^2 - g \partial \zeta / \partial y \end{aligned} \quad (1)$$

(following his notations) cannot be solved under the condition that the velocity component normal to the coast vanish. (ICHIYE, *Bulletin of*

Kobe Marine Observatory, No. 6, 1946). Therefore my paper "Wind-driven Currents in an Enclosed Sea and the Earth's Rotation" in *Sea and Sky*, March 1946, should be repudiated.

Mr. ICHIYE thought about the content of his paper while he was a student and he also sent me a paper on this problem while he was an instructor at Naval Academy. However the printing condition was so poor at that time, the paper was not published. This is also partly due to my negligence.

The ocean current theory becomes very clear now because of his paper. This problem postulates that there is no motion parallel or normal to the coast. Nevertheless, I assumed that the motion parallel to the coast is permissible though the one normal to the coast should vanish. This is because I thought that the zone within a certain distance (usually about a half of the water depth) may be influenced by the boundary but this distance is too small compared to the dimension of the whole ocean. However, I forgot that within the ocean outside of this boundary zone, the condition of vanishment of the motion normal to the boundary is not valid and that only the conditions

$$\int_0^h u dz = 0 ; \quad \int_0^h v dz = 0 \quad (2)$$

are valid insides as Mr. ICHIYE discussed.

The problem becomes clear when the conditions within the sea are considered, though Mr. ICHIYE treated the problem based on the property of Poisson's equation.

I would like to point out that the proper boundary condition is to postulate there is no motion parallel and normal to the boundary in order to treat the problem as a viscous fluid. However, it is very difficult to obtain the solution by considering earth's rotation. Also if we neglect the zone close to the boundary (within a distance of about half a depth), the assumption (for vanishing velocity) may be practically unnecessary. Therefore, we may assume that the water surface is plane under the uniform wind stress. Then it seems that there is no real progress in the wind-driven currents in an enclosed sea since Dr. Ekman's work in 1905. When the earth's rotation is

neglected, the theory becomes much simpler as discussed by Dr. TAKEGAMI, Dr. NOMITSU and myself. In future it will be useful to study how the effects of earth's rotation are manifested as the dimension of the sea changes. (May 21, 1946).

Acknowledgments

The author wishes his gratitude to Prof. K. HIDAKA for permission of publication of his note in English translation and Miss Miyabi SUNAMI, librarian of Kobe Marine Observatory for searching and xeroxing the original copies of the two notes in *Bulletin*. This work is supported by a contract NAS 6-2884 with NASA, Wallops Flight Center and by a contract/OCE 76-14995 with Office of Naval Research. Dr. Hideo SUDO of Tokai Regional Fisheries

Research Laboratory suggested to the author for publication of this note in this journal.

References

- EKMAN, V. W. (1905): On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Ark. Math., Astron. Fysik.*, 2(11), 1-53.
- HIDAKA, K. (1933): Non-stationary ocean currents. Part I. *Mem. Imp. Marine Obs.*, Kobe. 5(3), 141-265.
- HIDAKA, K. (1943): *Integral Equation*. (In Japanese) Series of Applied Mathematics, Kawade-Shobo, Tokyo.
- HIDAKA, K. (1944): Wind-driven currents and the earth's rotation (in Japanese) *Umi to Sora*.
- NEUMANN, G. (1968): *Ocean Currents*, Elsevier, Amsterdam, -London, -New York, 351 pp.
- STOMMEL, H. (1948): The westward intensification of wind-driven ocean currents. *Trans. Am. Geophys. Union* 29(2); 202-206.

閉塞海の吹送流についての思い出

市 榮 譽

要旨: 第二次大戦中に私が日高教授の指導下に閉塞海の吹送流の理論の一つを発展させた経過を述べる。一部の結果は神戸海洋気象台要報(1946, 6号)に発表した。その中で、エクマン型の式は鉛直方向に積分すると海面上昇に関するポアソン式になり、その強制力項は風の歪力のトルク及び発散より成ることを示した。また、垂直の岸でそれに直角な速度成分が零となる条件を与えると解析解がないことをも示した。日高教授はその後の要報で、1944年に「海と空」に発表された論文が間違いであることを認められた。ここに両方のノートの英訳を掲載する次第である。

資 料

地中海産マグロ類の生物学、漁業及び養殖に関する
シンポジウムの報告*

ジャン＝イブ・ルガル, グザビエ・バル**

Rapport du Groupe de Travail sur la Biologie, la Pêche et
l'Aquaculture des Thons en Méditerranée

Jean-Yves LE GALL et Xavier BARD

I. 序 文

このシンポジウムは東京水産大学宇野寛教授（日本）とフランス国立海洋開発センター副所長 J. ペロー (PERROT) 氏の提唱により、1978 年 5 月 9 日から 11 日に亘ってセット市のモンペリエ大学海洋・ラグーン生物学研究所において開催された。

この会議の主旨は地中海におけるマグロ養殖を専門とする技術者とその進歩に関連する研究を行っている全ての科学者グループの交歓にあった。著者等はこのシンポジウムの組織と調整に努力しフランス・イタリー・スペイン・カナダ・日本から 34 名の参加を得た。

参加者はセット研究所の所長 PARIS 博士の御好意によって同研究所の海産魚類の養殖に関する研究施設を見学することができた。

この会議の提唱者である PERROT 及び宇野両氏は会議期間中各種課題を科学的分野、技術的分野及び経済的分野に分けて討論を進め、各分野においても国際間で相互に協力することが必要であることを強調した。

II. 会議内容と会期日程

1. 討論内容

この会議の第一の目的は、マグロ類特に地中海産クロマグロの養殖に関する国際協力の要請と情報の収集であった。この会議によって将来の重要種であるクロマグロについて新しい知識と認識が得られるであろう。産業的

開発のための研究方法としては、漁場の分析、各国における試験結果の検討、時には特別実験などが考えられる。

会議参加者が提出した研究資料や参考文献のリストは巻末付録 1 に示した。これらの資料をもとに次の分科会が組織された。

課 題	議 長
地中海産クロマグロの漁業と生物学	SARA, BARD
日本、カナダのマグロ養殖試験とその結果	宇 野
地中海におけるマグロ類の生産可能量の推定	BARNABÉ
地中海西部における国際協同研究計画	PERROT, 宇野

2. 資料のまとめと出版

会議資料の取扱いは著者らに一任された。会議で読まれた原著資料はまとめて ACTES DES COLLOQUES DU C. N. E. X. O シリーズ (1979 年前期) として刊行される。

3. 養殖施設の見学

フランスの地中海沿岸における海産魚類の養殖技術レベルを実現するため、会議参加者は隣接しているが性格の異った次の施設を訪問した。

(1) モンペリエ大学セット海洋・ラグーン生物学研究所の実験施設及び研究室

(2) パラバスにある CNEXO 所属地中海養殖普及実験施設

(3) バラルクにある "GAEC レ・ポアソン・デュ・

* 1978 年 5 月 19 日受理

** Centre Océanologique de Bretagne, CNEXO, B.P. 337, 29273 Brest, France.

ソレイユ” 会社の水産養殖施設

クロマグロの重要な市場である日本からの参加者には、セツト魚市場での魚の競売や地中海産クロマグロの流通の実情について現物と日本の輸入市場の需要とを較べてもらうために、特別の見学許可が与えられた。ここでの見学で得られた知見の要点は、適時会議討議中に紹介された。

III. 地中海及び東部大西洋におけるクロマグロの生物学と漁業

北大西洋産クロマグロ資源はその動態からみると明らかに東大西洋と西大西洋の系群に分けられるが、この考えは全ての専門家に受け入れられているわけではない。しかし合理的利用及び漁業管理の成果はその対象海域としての大西洋漁場では比較的明らかなことであると言って良い (ICCAT-SCRIP, 1977)。一方地中海と東大西洋との両資源は産卵回遊と稚魚の成育回遊からみると互に混合して両立していることは以前からよく知られている。

1. 漁場と操業との概要

この会議では、主に地中海西部を問題にしたので、主要三沿岸国 (スペイン・フランス・イタリア) の漁場及び日本の延縄船団の漁獲に主な関心が集まった (付録2参照)。

1976年には地中海で次のような漁獲 (単位、トン) があった。

フランス	3,000 (旋網)
スペイン	450 (大謀網), 200 (その他)
日本	5,000 (延縄)
イタリア	10,000 (旋網), 1,000 (大謀網)

地中海クロマグロの漁業開発を進めているこの4カ国の内で、イタリアは ICCAT 加盟国ではないから、それだけにこのシンポジウムで示されたクロマグロの開発

第1表 チレニア海におけるイタリア旋網船による成熟魚の漁獲量 (トン)

年次	隻数	漁獲量	1日当り平均漁獲量
1972	8	1,020	2.8
73	11	1,225	2.5
74	15	3,120	4.7
75	16	4,120	5.8
76	16	4,170	5.7
77	18	4,179 +300	5.0

に関するいくつかの新資料 (ARENA, SARA, PICCINETTI) には興味深いものがあった。イタリアの総漁獲量は11,000トンに及ぶがそのうちの9,000トンはチレニア海の旋網によるものである。アドリア海では1,000トン程度漁獲しているが、ユーゴスラビアの漁獲量については殆んど何もわかっていない。

ARENA の報告は特に興味深いもので、これによると南チレニア海における旋網漁業による近年の総漁獲量及び日平均漁獲量は第1表の通りである。

2. クロマグロの主な漁業生物学的特徴

1) 漁獲物の年齢組成

地中海の資源の開発状態についての結論を得るためには漁獲統計だけでは充分とは言えないが、次の様な諸点が興味をひく。

a) 産卵場の周辺における旋網による漁獲個体は主に1-4 齢群であった。

b) 大謀網による漁獲個体は比較的高齢で、8-10 齢群若しくはそれ以上である。産卵場すなわちエオリア諸島海域では大形旋網がこれと似た齢個体を漁獲している。

c) 大謀網で漁獲された個体の平均体重はスペインとイタリアで年々増加している。例えばシシリー島では170 kg (1960年平均) から300 kg (1977) に、スペインでは140 kg (1956) から182 kg (1970) に増加している (SAN FELIU)。この期間にシシリー島では大謀網では500 kg もある巨大マグロを、また1977年には604 kg の個体を漁獲している (1977年には5つの大謀網で800トンの漁獲をあげている)。漁獲された最小の体重は25 kg であった。

d) 5~9歳の中形魚は東大西洋の場合と同様殆んど漁場に現われていない。

e) 漁獲個体の年齢組成は特に旋網による個体では変動が大きかった。FARRUGIOによると1970-1977年の間で、フランスでの漁獲個体の80%は3年魚から5年魚 (平均体重15~60 kg) であったが、1977年には3年魚が僅かに3%しかなかった。この現象は、この年Port-Vendre 沖で年間漁獲量の1/3を28日間で漁獲したことすなわちこの海域にマグロが特に集中していたということによって説明できる。他の説明として、この年飛行機によって魚群を発見したため、漁場では通常発見することができない150 kg 程度の個体も見つかり、捕獲されたといえる。このような形の漁業はある年齢群に対して乱獲をひき起すことにもなり、その結果将来マグロ群の年齢組成に悪影響を及ぼしかねないので慎重を要する。

2) 主な生物学的特徴

(1) 群構造と回遊

群構造の基礎的特徴の一つは、東大西洋系群と地中海系群が互いに混じり合い、相互関係があることである (J. C. REY)。ジブラルタル海峡の海洋構造を利用して秋 (11月初旬) 0 齢の若魚群が地中海からモロッコの大西洋岸へと回遊して行く。その後の冬季の挙動は充分知られてはいないが、標識放流結果からみると、少なくともこの 0 齢魚群の一部はモロッコ南岸方面へ移動している。翌夏になると、1 齢魚になって、この若魚群はモロッコ沿岸を北上する。この北上群は旋網で漁獲される。この 1 齢魚群の一部は、イベリア沿岸からビスケー湾までも来遊する。冬季この群はモロッコ沿岸まで戻ってくる。翌年の夏には 2~3 齢魚群 (クラス II-III) となって、ビスケー湾まで再び戻って、たいていはここで捕獲されてしまう。

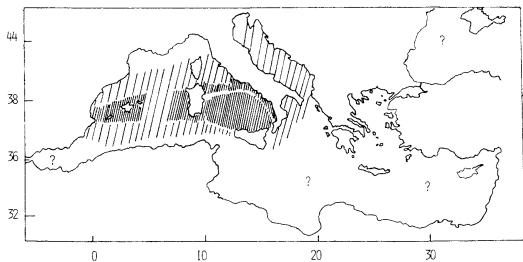
これより老成した 4~8・9 齢魚は東大西洋や地中海の漁場には全く姿を現わさないといいよ。9 齢魚以上の大形魚は例外なく夏には地中海に戻ってくる (SARA)。

(2) 再生産

成熟魚の産卵回遊は比較的良好に知られているが、南チレニア海の エオリア島海域で 5~6 月にかけての産卵と受精について詳しく研究されたのは近年のことである (SARA)。産卵回遊の経路を知るには生殖腺熟度の時空間的な動きをみるのが簡単でしかも実用的であるが、それによって産卵親魚の産卵期が推定できる。生殖腺重量比はシシリー海域での産卵初期で 65~70、終期で 24~25 であった。

(3) 卵・稚仔と初期生育段階

10年ほど前から、CIEM のマグロ類研究グループ (代表者、DICENTA 及び PICCINETTI) は地中海の親魚資源量推定を目的とした調査を行っている。産卵の時



第 1 図 地中海におけるクロマグロ、稚仔採集結果 (1970-1977) による産卵場 (斜線) 推定図 (CIEM マグロ類研究グループによる) 密斜線、主産卵場; ?, 産卵可能域。

期、場所及び量をもっと詳しく知るために、地中海で海区分別にマグロ類の卵・稚仔分布調査を実施しているのがそれである。その結果、現在では地中海での産卵場の位置がかなりはっきりしてきた (第 1 図)。この調査では産卵海域は勿論、孵化海域における水温と塩分も正確に測定されている。例えば、クロマグロの産卵海域の水温は 21.0~24.5°C、塩分は 37.5~38.6‰ である。稚魚の場合も調査され、水温 19.6~27.0°C、塩分 36.7~38.6‰ であった。これらの値は増殖の立場からみると貴重な資料となる。

ところで、稚仔魚の量を指標として利用すれば、一定の死亡率が仮定されたとして、産卵親魚量が推定できる。しかし現在は死亡率をどう計算するのが適切かが決められない。研究グループが特にクロマグロ稚仔の死亡率を推定するための格別の努力を払っているのはこうした理由による。

(4) 成長

クロマグロの成長率 (体長及び体重) については多くの研究者によって、正確な値が知られているが、それらは嬉しいことに、一つの文献に要約されている (J. L. CORT)。これらの結果は体長の伸びだけでみる限り、対象魚の大きさは違っても (若魚と高齢魚) 充分一つの曲線に適合するようにみえる (付録 3)。しかし最切の 4 年間の体長と体重との伸び (推定値) を詳しくみると、互いにずれが大きく、とても一つの曲線に適合するといえない (第 2 表、第 2 図)。このような違いは生物学的変異か解析方法の違いによるものであろうが、年齢別とくに加入年齢群の漁獲量の推定結果に左右されるのであろう (BARD 参照)。体重の増加をこのように概観して、実用上すぐ気付くことは養殖施設での成長が天然海域でのそれと大差ないとして、養殖で 30~45 kg のマグロを水揚げしようとするれば、個体差により 2~3 年飼育する必要がありそうだということである。日本での研究結果 (原田) によると成長率は天然のものよりはるかに高いし、また同時に水温の影響も無視できないという。

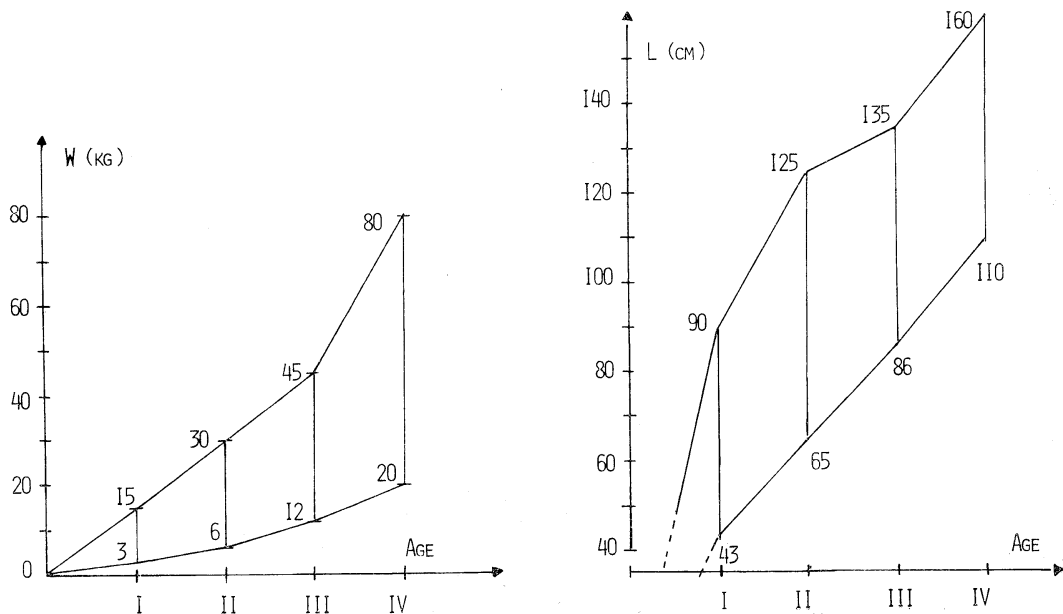
IV. 日本におけるマグロ類養殖研究の進捗状況

日本でのマグロ類養殖についてはいくつかの違った観点からの研究がある。例えばハマチ養殖との類推 (三谷)、技術評価 (石田)、経済分析 (平沢) などの諸点から、あるいは数種のマグロ類の飼育実験との直接的な関連性からなどである (原田・井上)。現在、ハマチの養殖は毎年 6,000 万尾、100,000 トンの生産がある。この養殖の興味ある特徴は天然のものより 3 倍も成長率 (3 年

表2 クロマグロ (I-IV 年齢群) の年齢-体長-体重関係についての既往のデータ一覧

年 齢 - 体 長 (cm)					
Auteurs	Age	I	II	III	IV
SELLA (1929) Médit. (Italie)		64.0	81.5	97.5	118.0
SCACCINI (1965) Médit. (Italie)		60.0/70.0	80.0/90.0	95.0/105.0	110.0/125.0
RODRIGUEZ RODA (1964) Atlant. (Espagne)		55.61	81.44	105.07	126.66
FARRUGIO (1977, ICCAT) Médit. (France)		64.0	82.76	100.71	117.89
BARD, REY, CORT (1977, ICCAT) Atlant. (Est)		53.9	81.2	105.6	127.6
WESTMAN et GILBERT (1942) Atlant. (USA)		65.0	85.0	105.2	117.6
AIKAWA et KATO (1938) (Japon)		43.0	69.0	93.0	118.0
MATHER et JONG (MS) in SAKAGAWA et COAN (1973) Atlant. (USA)		46.0/66.0	67.0/85.0	86.0/104.0	105.0/122.0
BERRY et LEE (1977) Atlant. (USA)		43.0/70.0	65.0/93.0	88.0/115.0	111.0/136.0
HARADA (1978) Aquaculture (Japon)		80.0/90.0	100.0/125.0	100.0/135.0	130.0/160.0

年 齢 - 体 重 (kg)					
Auteurs	Age	I	II	III	IV
SELLA (1929)		4.4	9.5	16.0	25.0
SCACCINI (1965)		3.0/5.0	6.0/10.0	12.0/17.0	20.0/30.0
RODRIGUEZ RODA (1964)		3.3	10.4	34.0/35.5	44.5/44.3
FARRUGIO (1977)		4.67	10.01	17.92	28.67
BARD, REY, CORT (1977)		3.3	10.7	22.9	39.7
WESTMAN et GILBERT (1942)			no data		
AIKAWA et KATO (1938)			no data		
MATHER et JONES (MS)		2.1/6.2	6.3/12.9	13.0/23.2	23.3/36.8
BERRY et LEE (1977)		2.7/7.7	6.6/18.1	13.3/36.3	24.9/59.0
HARADA (1978)		10.0/15.0	20.0/30.0	25.0/45.0	40.0/80.0



第2図 クロマグロ (I-IV 年齢群) の年齢-体重-体長関係 (上限と下限は既往の研究に従った)

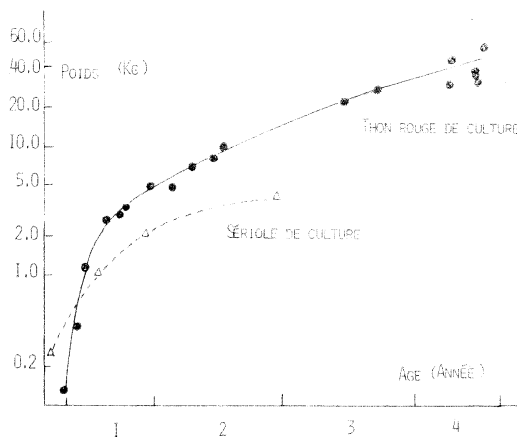
表 3 日本におけるマグロ類幼稚仔飼育実験結果 (井上, 未発表)

Species	Locality of fertilization	Period in capacity (day)	Total length (mm)	Body weight (g)	Investigator
<i>Thunnus albacares</i>	off Aogashima	8	ca 5		INOUE et al. (1974)
	off Owase	38	51.0	1.35	HARADA et al. (1977)
<i>Thunnus obesus</i>	middle Pacific	3-5	3-4		NOHMA et al. (1972)
<i>Katsuwonus pelamis</i>	off Shimoda	5	ca 3.5		INOUE et al. (1974)
		58	155.0		UYEYANAGI et al. (1974)
<i>Auxis rochei</i>	coast of Japan	68	120.0		HARADA et al. (1973)
		43	149.0	29.8	INOUE et al. (1977)
<i>Auxis thazard</i>	coast of Japan	33	120	106	HARADA et al. (1973)
		7	3.5		INOUE et al. (1977)
<i>Sarda orientalis</i>	coast of Japan	99	290.0	262.0	HARADA et al. (1979)

で 5.8 kg) が良いことである。

1 飼育技術 (Bio-techniques) の進歩

マグロ類についての諸実験 (原田参照) は 2 つの課題について平行して行われた。第 1 は人工受精、卵飼育及び数センチメートルまでの稚仔魚育成である。この実験はキハダ *Thunnus albacares*、ハガツオ *Sarda orientalis*、ヒラソダ *Auxis tapeinosoma*、マルソダ *A. thazard* などについて行われた (第 3 表参照)。当時クロマグロ *T. thynnus* は卵が人手できなかつた。第 2 は稚魚を天然海域から採取して飼育することである。この実験はハマチの結果をもとにして若いクロマグロとキハダ及びカツオ・スマ・マルソダなどについて行われた。特にクロマグロについては直径 8~30m の円型浮生簀で最高 5 年間も飼育され、体長及び体重とも満足のゆく結果 (体重 40~80 kg まで、体長 130~160 cm に相当) が得られた (第 3 図)。直径 30m の活簀は深さ 7m で 300 尾の



第 3 図 飼育クロマグロ (黒丸) の成長 (原田, 未発表) ハマチの場合 (白三角) と比較してある

クロマグロが放養され 3 年間で平均 40~50 kg に達した。この時の平均放養密度は 2.7 kg/m² であった。しかしこの研究を産業的レベルの生産まで発展させることはかなりの困難を伴うというよりも、不可能であると考えられる。というのは日本では受精卵または充分量の健全稚魚が得られないからである。現在の技術では稚魚捕獲後の死亡率がかなり高い。この解決方法は成熟魚群を長期にわたって生簀で飼育し、この飼育された成魚から確実に熟卵を採取できるようにシステムを開発することである。

クロマグロの生物学的最小形に関し、特に地中海産のそれを中心に太平洋産のものも含めて種々論議された。地中海における調査結果が確認された。ここでの初成熟年齢は 3 年または 1 年 (体重 30 kg) であることが確かめられた。

2 日本におけるクロマグロ養殖の経済学的アプローチ

産業としてのハマチ養殖の実績と原田のマグロ類養殖に関する初期の実験的及び商業的結果とに基づき、独創的な研究 (平沢) から、現時点でもクロマグロ養殖の将来性を予測できる。次に述べるようないくつかの生物学及び経済学的要因を考慮すると、種苗の完全供給及び種苗の死亡率を少なくする技術の問題が解決されさえすれば、本種の養殖はハマチのそれより利益になると思われる。

- 養殖マグロは天然ものより脂肪分に富み、それだけ高い需要が見込まれる。
- 餌料転換効率 (給餌量と増肉量との比率) がハマチ養殖の場合より高い。
- この転換効率は始めの 3~4 年間上昇傾向にあり、従って市場価値もそれにつれて高まる。
- 養殖中の成長率はハマチの場合の 5 倍とされ、例

えば3年で60kgの魚が水揚げされる。

e) 市場での養殖マグロの需要が強く、5,000円/kg (110フラン/kg)の高価をつけることがある。

3) 種苗生産と増殖

ここ10年来、熱帯海域のマグロ養殖場での種苗の大量生産を目的とした前駆的研究に力が注がれてきた(井上参照)。この研究には2つの方向が考えられる。一つは資源増殖の立場からの研究であり、他は近年の研究課題で放流種苗を大量再捕すためにごく局地的な回遊経路を利用しようとする立場のものである。要するにそれは“海洋牧場計画”そのものといえよう。このような試みにマグロ類が選ばれたのは次のような根拠による: 概して産卵数の多いこと、成長が速いこと、遊泳速度のあること(捕食者から逃避しやすいこと)、成群性のあること(旋網で捕獲しやすいこと)、索餌回遊経路が安定していること、浮漂物体の下に群を作りやすいこと(筏を利用して給餌できること)。最後にあげた点についていえば、ハマチをはじめ他のアジ科魚類で生簀のそばに長期間止まらせるよう馴致することが、すでにある程度可能になっているようである。

熱帯海域特に礁湖でのマグロ養殖の発達を妨げているのは稚仔魚の餌となる生物(魚類及びタコ・イカ類)が乏しいことである。将来熱帯域での養殖を進展させるのに何よりも必要なことは、養殖場でのマグロの給餌に人工飼料を利用するなどして、他の立場からの打開策を講じることである。そうすれば熱帯域に作られるであろう養殖場が、餌料生産地や消費地から遠いことからくる問題も解消される。

V. カナダにおける大形クロマグロの蓄養試験

1975年以来、カナダ大西洋沿岸ノバスコチア州 St. Margaret 湾内(Janel Fisheries社)で本種の初歩的飼育実験が行われている。サバ定置網で混獲される大形マグロ(最大400kg)はそのまま生簀(長さ70m、幅14m、深さ10mの楕円形)に移され飼育される。毎日サバを給餌され肥満したマグロは取り揚げ後東京のマグロ市場に空輸され取引きされる。この蓄養の発展状態は次の通りである。

年次	生簀数	東京向出荷量(尾)
1975	2	30
76	9	300
77	18	700

このように大形マグロが漁獲され飼育されたことで科学研究計画が実施できるようになった(BUTLER参照)。

その主な課題は次の10項目に要約できる。

- (1) 体各部位の測定[相対長などの研究]
- (2) テトラサイクリン標識による成長測定
- (3) 給餌と麻酔に関する研究
- (4) 超音波機器による魚群行動観察(体内温度・遊泳深度・心臓鼓動数・遊泳速度など)。
- (5) 餌料の効率と選択
- (6) 血清学及び免疫学的研究(特に魚体を損傷せず性別判定をする方法の研究)
- (7) 水銀とPCBの含有量測定
- (8) 寿命の推定
- (9) 写真測量による流体力学的研究
- (10) 養殖マグロの寄生虫学及び病理学

VI. 地中海におけるマグロ類養殖の可能性

1. 技術開発

成熟親魚を得ることの難しさは、多くの場合卵と精子を同じ熟度で同時に入手しにくいことで倍加される。この意味で、将来養殖親魚の成熟をホルモンによってコントロールする分野の技術進歩が不可欠であり(ZAHAR), また完熟した卵及び精子を浪費しないための貯蔵技術も重要な研究課題である(BILLARD)。

この点に関して、マグロ類の卵径は約1mmであるが、これは地中海スズキ *Dicentrarchus labrax* と殆んど同じであり、地中海ヘダイ *Sparus aurata* より大きい程度である。日本の研究者によると、この大きさではその幼稚仔の飼育には特別問題がなく、可能であるという。この分野における多くの研究成果によると海産魚(スズキ・タイ類)及び淡水魚(サケマス類)の人工受精に対する好適条件を決めることは難しくない。最も基本的な結論の一つとしていえるのは、“自然の海水または淡水で受精させることは卵の生残に対して理想的な条件ではない”ということである。例えばスズキやヘダイの人工受精には50%稀釈海水が最適である。精子の稀釈度、低温及び凍結貯蔵、pH値、受精能力及び活力などの至適条件についても同様に貴重な情報が与えられている。これらの知見は将来地中海におけるクロマグロの養殖試験に大変有用であろう。

2. 受入可能施設と適地

種々の海産魚養殖施設はイタリア・フランス・スペインの地中海沿岸に存在する。一方新しい事業を実施するため、これらの施設に魚卵稚仔を空輸する試みも成功の域に達している。更に日本ではクロマグロ以外の多くの種について研究された(キハダ・カツオ・ハガツオ・ソ

ーダガツオなど)。

日本の研究によれば，孵化後数日間のマグロ類仔魚は一連の標準的な餌生物，すなわちまずワムシ，次にコペポダを与えて飼育される。すでに明らかなように，稚仔魚の大量生産には大量の餌を必要とする。この点でフランスの地中海沿岸潟湖で自然繁殖する動物プランクトンは重要な役割を果たすに違いない。現在，この動物プランクトンを活かして集め養殖種育苗用餌料とする試みはよい結果を与えている(BARNABÉ)。

VII. クロマグロ市場における経済的要因

クロマグロ養殖の利益と経済環境をより良く理解するため，現在マグロ漁業を実施している国の市場価格を第4表に示した。

第4表 クロマグロの国別・大きさ別生産地市場価格 (フランス フラン/kg)

国名	大きさ	小形 (10~30kg)	中形 (50~200kg)	大形 (200~600kg)
スペイン		8	—	8
フランス	地中海	7	14	—
	大西洋	10	—	—
イタリア	大謀網	—	13~16	25~39
	旋網	6	6	—
日本	鮮魚	24	60	80
	冷凍品	30	50	—
カナダ	捕獲	—	—	7
	蓄養	—	—	10~20 (8-10月)

この表は各国における平均価格を示したにすぎず，季節と産地により明らかな相異がある。例えばスペインではクロマグロの市場価格はバレアル諸島でより高い(15フラン/kg)のに対し南大西洋沿岸では低い。地中海に

第5表 クロマグロ養殖用餌料の市場価格 (フランス フラン/kg)

国名	魚種	イワシ <i>Sardina pilchardus</i>	カタクチイワシ <i>Engraulis mordax</i>	アジ <i>Trachurus trachurus</i>
スペイン				
	大西洋	2.5	4~9	0.7~1.3
	地中海	0.8~7.5	9	—
フランス				
	大西洋	2~6	3.5~7	2.5~5
	地中海	2	2	1
イタリア		0.7~0.8		
	<i>Sardinella</i> spp.:	0.3~0.4		1

おけるクロマグロ養殖についての経済的アプローチを完成するため，餌となる魚類の市場価格の概略を示すと第5表の通りである。

VIII. 国際協力計画の提案

1. 資源量の推定と統計

地中海クロマグロの資源量推定に必要な統計及び生物学的資料の蒐集が不可欠で，それは CICTA (大西洋マグロ類資源保護国際委員会) 傘下の各国及び専門家によって実施されるべきである。

2. 漁業生物学的基礎研究

漁業生物学に関する各分野の知識の向上を進めるべきである。この点については CIESM (地中海学術調査国際委員会) のマグロ研究グループで計画が続けられるべきである (同グループ報告，資料 No. 22)。この研究グループの長 DICENTA 氏はこの研究計画に興味を持つすべての専門家が参加することを歓迎している。

3. マグロ養殖の研究活動計画

本シンポジウムで地中海のマグロ養殖上の当面の問題は日本の場合と同様，受精卵の安定供給であるが，これはそれほど難しくない。現在，成熟親魚が確保可能なのは地理的に唯一カ所しかない。それはチレニア海南部で，3つの漁法で捕獲される。すなわち，ここでは5~6月(産卵期)に突棒船(カジキマグロをも漁獲対象としている)，旋網，それにシシリー島沿岸(より正確にはその隣接群島)で現在5カ所の大謀網が操業中である。

稚仔魚飼育技術を完成させるには最初の数年間に数十万粒の卵が必要である。この問題は本質的には政治的，社会的及び財政的なものである。大形クロマグロは高価であるが，わずか数尾を必要とするだけである。

提 案

1978年漁期

イタリアの専門家による突棒，旋網及び大謀網での成熟マグロの入手し易さに関する予備調査。

1979年漁期

イタリア及びシシリー島当局の支援により第1回の採卵を試みる派遣調査団を組織する。この調査団の目的は受精卵供給の可能性を明らかにすることである。調査団は3または4人の研究者からなり，調査団の責任で必要な初期調査(卵と精子の採取，人工受精，卵の質を調べるための孵化仔魚の飼育，実験基地への卵輸送試験)を行うことができるような前進基地を持つことになる。

1979年10月にこの派遣調査団の仕事が終わったら，実験

的にせよ商業的にせよ、種苗生産ができるよう各国の実験所へ卵を供給するための翌年の大規模な研究計画が作れるようにならう。

1979年の派遣調査団は1978年から1979年の冬の間編成された科学者で構成されるべきである。スペイン・フランス・イタリア及び日本のいくつかの研究機関が1979年の派遣調査団の準備と実現に積極的な参加を申し出た。それ故できるだけ早期にこの国際的研究計画の財政的な裏付けを確立する努力が必要である。

後記: この訳文は Colloque sur la Biologie et l'Aquaculture des Thons en Méditerranée, Sète, France, 8 ~ 12 mai, 1978 で得られた結果を第3回国際海洋開発会議, 東京, 1978年9月25~29日で発表した原文を東京水産大学宇野寛, 高木和徳の両名が同学研究生八木宏樹氏の協力を得て作成したものである。本誌掲載及び原文中のシンポジウム参加者リストの省略などは著者等の許可を得た。

付録 1. シンポジウム提出資料目録

- 1 New data on the possibilities of controlling reproduction on teleost fish by hormonal treatment by U. ZOHAR, R. BILLARD.
- 2 Données actuelles sur l'insémination artificielle et la conservation des gamètes chez les poissons téléostéens par R. BILLARD.
- 3 Aspects biologiques et de comportement des concentrations génétiques du Thon en Méditerranée par P. ARENA.
- 4 L'état actuel des recherches et de la pêche du Thon en Méditerranée - Les problèmes en perspective par R. SARA.
- 5 Bulletin statistique n° 7 de l'ICCAT. Captures de thonidés de 1966 à 1976
- 6 Espèces de thonidés d'intérêt potentiel pour l'aquaculture en Méditerranée, par J. Y. LE GALL.
- 7 Present atatus and future perspectives of yellowtails fisheries in Japan, by F. MIYANI.
- 8 Brief description of fish mariculture facilities in Kochi Prefecture, by Y. ISHIDA.
- 9 Economic problems of marine fish culture with special reference to bluefin tuna, by Y. HIRASAWA.
- 10 International joint research thema of mariculture of bluefin tuelfin tuna by Japanese tuna research group, Y. UNO, T. MASUDA, F. YASUDA.
- 11 Present status of mariculture study in Japan for tuna species, by T. HARADA.
- 12 Interrelations des populations de Thon rouge entre l'Atlantique et la Méditerranée, par J. C. REY SALGADO.
- 13 Les potentialités géographiques et techniques du littoral languedocien pour l'aquaculture du Thon par G. BARNABÉ.
- 14 Feasability study of restocking tuna species using hatchery produced seed by M. INOUE.
- 15 L'ichtyoplancton pour l'évaluation des stocks de thons en Méditerranée par A. DICENEA.
- 16 Disponibilité à des fins d'Aquaculture des différents âges de Thon rouge (*Thunnus thynnus* L.) en Atlantique Est, par F. X. BARD.
- 17 Les captures des Thons dans les régions sud-atlantique et méditerranéennes de l'Espagne par J. M. SAN FELIU.
- 18 Relation entre oeufs et larves de thonidés et hydrologie en Méditerranée par C. PRIVINETTI et G. PICCINETTI-MANFRIN.
- 19 Revision on investigation work regarding the bluefin tua (*Thunnus thynnus* L.) age by J. L. CORT BASILIO.
- 20 Compte rendu de la réunion du groupe de travail sur thonidés, CIESM, Comité des Vertébrés marins et céphalopodes, 30-23 février 1978, PALMA de MAJORQUE.

付録2 クロマグロの国別海区別漁具別漁獲量統計 (ICCAT, 1966~1976)

年	1966	1967	1968	1969	1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976
A. 総漁獲量	25344	32289	22038	20187	15868	21543	13345	13612	24710	25044	25126
B. 漁具別漁獲量											
LL	2991	930	446	253	196	4806	788	1632	5487	5731	5909
BB	10207	9948	8253	6278	4506	2554	2632	3471	2698	5583	2158
PS	2238	4220	1707	2126	4388	5019	4798	4104	7755	9447	10576
TROL	0	0	0	0	0	0	0	11	0	0	0
TRAP	5050	8558	4839	5359	2563	1447	1075	976	1283	857	825
SURF	0	0	0	0	0	3197	1100	500	1500	0	0
SPOR	102	56	180	170	151	134	228	251	731	328	383
UNCL	1756	8577	6613	6001	3554	4386	2724	2667	5256	3098	5275
C. 海区別漁具別漁獲量											
E. AT LL	0	0	0	0	0	0	0	0	0	3	0
E. AT BB	10207	9948	8253	6278	4506	2512	2631	3471	2696	5543	2157
E. AT PS	1000	1500	900	900	400	915	100	100	800	900	0
E. AT TROL	0	0	0	0	0	0	0	11	0	0	0
E. AT TRAP	3349	4531	2034	2059	1786	664	372	517	20	0	3
E. AT SURF	0	0	0	0	0	3197	1100	500	1500	0	0
E. AT SPOR	0	0	0	0	0	0	0	25	0	0	0
E. AT UNCL	500	2400	1400	500	200	+	+	+	+	3	919
W. AT LL	100	100	0	0	0	116	0	2	0	0	0
W. AT BB	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
W. AT PS	1238	2320	807	1226	1488	4104	2398	1804	955	2277	1566
W. AT TROL	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
W. AT TRAP	0	0	0	0	0	0	0	141	256	144	172
W. AT SURF	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
W. AT SPOR	102	56	180	170	151	134	228	226	731	328	371
W. AT UNCL	210	298	253	107	375	172	100	288	840	814	634
MEDI LL	0	0	0	0	0	0	112	246	2195	1260	968
MEDI BB	0	0	0	0	0	12	1	0	2	40	1
MEDI PS	0	0	0	0	0	0	2300	2200	6000	6270	9010
MEDI TROL	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
MEDI TRAP	1711	1027	2805	3300	777	783	703	318	1007	713	650
MEDI SURF	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
MEDI SPOR	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	12
MEDI UNCL	1016	3879	4960	5094	2989	1214	2624	2379	4416	2281	3722
UNCL LL	2891	830	446	253	196	4690	676	1384	3292	4468	4941
UNCL BB	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL PS	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL TROL	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL TRAP	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL SURF	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL SPOR	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
UNCL UNCL	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
D. 国別漁獲量											
ALGERIE	100	700	100	200	+	100	1	+	33	66	49
ARGENTIN	100	100	0	0	0	0	0	2	0	0	0
BRASIL	0	0	0	0	0	116	0	0	0	0	0
CANADA	312	354	433	577	1587	1141	488	1002	768	641	846

付録 2. D. 国別漁獲量(つづき)

年	1966	1967	1968	1969	1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976
CHI. TAIW	31	36	161	135	109	119	84	172	136	32	56
CUBA	500	2400	1400	500	200	0	0	0	0	0	0
DENMARK	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	3
DOMIN. R.	0	+	+	+	+	+	+	100	106	43	30
FRANCE ^{7/}	2800	2200	1900	1800	1700	2600	1900	1021	3050	2275	3353
GERMANFR	+	0	+	+	+	0	0	0	0	0	84
GREECE	500	600	500	+	**	0	0	0	0	0	0
GRENADA	+	+	+	+	100	100	100	100	51	56	0
ITALY	1700	4000	2800	3100	1177	1246	3467	3017	7500	7483	9672
JAPAN	2850	794	285	116	87	1532	674	1387	5295	5673	5843
KOREA ^{16/}	0	0	0	0	0	3039	30	66	56	23	10
LIBYA	700	800	1000	2000	500	600	300	400	500	0	0
MALTA	100	100	100	+	+	+	+	+	21	37	25
MAROC	3557	3406	1292	737	692	172	690	514	606	2664	332
NORWAY	1000	1900	900	900	400	600	100 ^{1/}	100	800	900	413
PANAMA	0	0	0	0	0	0	0	5	0	0	0
POLAND	0	0	0	0	0	+	0	0	0	0	3
PORTUGAL	200 ^{9/}	200 ^{9/}	300 ^{9/}	500 ^{9/}	0	1	+	21	1	321	628
S. AFRICA	0	0	0	0	+	+	0	0	0	0	0
ESPAÑA	8700 ^{2/}	10400 ^{2/}	8700 ^{2/}	7100	5500	6164	2750	3910	3368	1849	1347
SWEDEN	+	+	+	0	+	0	0	0	0	0	3
TUNISIE	600	700	900	600	266	496	400	277	245	0	0
TURKEY	100	1448	310	393	133	22	23	+	0	0	0
USA	1238	2320	807	1226	3327	3169	2138	1294	1857	2823	1867
YUGOSLAV	246	331	150	301	90	326	200	224	317	155	562

海区略号: E. AT, 東部大西洋; W. AT, 西部大西洋; MEDI, 地中海; UNCL, その他。

漁具略号: LL, 延縄; BB, Baitboat/live bait; PS, 旋網; TROL, 曳縄; TRAP, 大謀網; SURF, 突棒その他; SPOR, 遊漁; UNCL, その他。

2/, 少量のキハダを含む; 7/, 少量のマルソーダを含む; 9/, 少量の各種マグロを含む; 16/, 外国船による水揚げを含む; **, 資料なし; +, 1トンたらず。

付録 3 大西洋産クロマグロの成長についての既往の研究の要約 (CORT, 未発表)

AGE	SELLA, 1929		MATHER III & SCHUCK, 1960		RODRIGUEZ & RODA 1964		MATHER III & SCHUCK, 1960		HAMRE, 1953		WESTMAN & GILBERT, 1941		MATHER III & JONES, 1972		CADDY, DICKSON BUTLER, 1976		BERRY & LEE, 1977	
	von Bert.	Ección.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.	von B.
1	64	63.5	57	59.5	55.3	55.7	55.9	57.6	—	—	65	—	56	56	46.7	52.2	57.3	57.4
2	81.5	82.3	77	80.8	79	81.5	76.5	79.4	—	—	85	—	76	76.2	76.8	76.9	77.3	78
3	97.5	100.3	95	100.6	116.2	105.1	90.5	99.8	—	—	105.2	—	95	95.3	103.1	98.8	95.6	97.1
4	118	117.5	114	119.1	130.1	126.7	118.8	118.8	—	—	117.6	—	113.5	113.5	126.1	118.4	113.9	115
5	136	133.9	133	136.4	146.9	146.4	135	136.6	135	—	147.8	137.8	131	130.7	146.3	135.8	132.2	131.7
6	153	149.7	149	152.5	165.1	164.4	155.4	153.1	153	—	148.3	—	147.5	147.1	163.9	151.3	148.7	147.3
7	169	164.8	163	167.5	178.1	180.9	161.6	168.5	161	—	157.5	—	163	162.6	179.3	165.1	163.5	161.9
8	182	179.2	177	181.5	192.9	196	174.4	182.8	180	—	—	—	177.5	177.3	192.7	177.4	176.5	175.5
9	195	193	190	194.5	206.5	209.7	186.1	196.2	198	—	—	—	191	191.2	204.5	188.3	186.9	188.2
10	206	206.2	201	206.2	220.3	222.3	203.4	208.7	207	—	—	—	204.5	204.5	214.8	198.1	200	200.1
11	216	218.8	—	218.1	232	233.8	224.5	220.4	221	—	—	—	217	217	223.8	206.8	—	211.2
12	227	230.9	—	228.6	244	244.3	233.7	231.2	228	—	—	—	229	228.9	231.7	214.5	—	221.6
13	239	242.5	—	238.5	255	253	244.3	241.4	239	—	—	—	240	240.2	238.6	221.4	—	231.3
14	254	253.6	—	247.7	—	262.7	248	250.8	—	—	—	—	251	251	244.6	227.5	—	240.3
15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	261	261	249.9	232.9	—	—
16	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	270.8	270.8	254.5	237.8	—	—
17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	279.9	279.9	258.5	242.1	—	—
18	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	288.6	288.6	262.1	246	—	—
19	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	296.8	296.8	265.1	299.4	—	—
20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	304.6	304.6	267.8	252.5	—	—
21	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	312	312	270.2	255.2	—	—
22	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	272.3	257.6	—	—
23	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	274.1	259.8	—	—
24	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	275.6	261.7	—	—
25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	277	263.4	—	—

資 料

JOC 研究集会「気候モデル：できぐあい、相互比較、感度の研究」*

高 野 健 三**

GARP (Global Atmospheric Research Programme, 地球大気開発計画) での気候研究を推進し、GARP の数値実験作業グループの研究を促進するため、表記の研究集会「JOC Study Conference on Climate Models: Performance, Intercomparison and Sensitivity Studies」が1978年4月3日まで7日からアメリカのワシントン市で開かれた。組織委員は GATES, GILL, LEFFL, SADOV, SCHNEIDER である。この集会は非公開であり、招待を受けた50名あまりが正式の参加者であるが、そのほか約50名が傍聴した。傍聴人はちよつと顔を出さという程度の人が多かったようである。

「気候についての JOC 研究集会としては、これ以前にもストックホルム集会「The physical basis of climate and climate modelling」や、ワシントン集会「JOC/SCOR Study conference "General circulation models of the ocean and their relation to climate"」(本誌、第15巻、101-102) などがあるが、今回の集会はこれまでのとはおもむきが違っていて、研究の進め方、いろいろな基礎物理過程、モデルの作り方などを論ずるのではなく、ずつと具体的に、現在動いている大気大循環モデルや海洋大循環モデルや気候モデルから得られたデータ(計算結果)をもちよつて比較し、モデルのできぐあいについて情報を交換することに重点がおかれている。参加者の一人によるとミス・ユニバーシティ・コンテストであるが、本物のコンテストと違って順位をつけるわけではない。

いつものとおり、一連からの参加予定者に取消しが多かった上に、ほかにも、三人の参加取消しがあったため、当初のプログラムは二、三回改訂された。

海洋研究者としては、BRYAN, GILL, HASSELMANN, TAKANO ら数人が参加した。

大気大循環モデルとしてはつぎの機関のものが紹介された。

GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/NOAA, Princeton, USA),

NCAR (National Center for Atmospheric Research, Boulder, USA),

OSU (Oregon State Univ., Corvallis, USA),

GLAS (Goddard Laboratory for Atmospheric Sciences, NASA, Greenbelt, USA),

MO (Meteorological Office, Bracknell, UK),

UMG (Universities Modelling Group, Reading, UK),

ANMRC (Australian Numerical Meteorology Research Centre, Melbourne, Australia),

CCN (Computing Centre, Novosibirsk, USSR),

MGO (Main Geophysical Observatory, Leningrad, USSR),

ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecasts, Bracknell, UK),

大循環、エネルギー収支、気温、熱収支、水蒸気、降水量などの季節変化についてそれぞれのモデルによる計算結果がまず示され、つぎに、太陽定数の変化に対するモデルの反応、放射反射率(アルベド)の変化に対するモデルの反応、表面水温の変化に対するモデルの反応、水の分布に対するモデルの反応がつきつぎと述べられた。

気候に深くかかわっていると思われる海洋大循環については GFDL モデルと OSU モデルと UCLA モデルが登場した。GFDL のは、拡散係数などいろいろなパラメータを変えて行った一連の数値実験の結果であり、OSU のは、表層混合層のパラメタリゼーションつきの世界じゅうの海の大循環モデルである。混合層のパラメタリゼーションつき大循環モデルとしては最初のものであろうが、計算結果はよくない。混合層つきなのだからこれまでの(混合層のない)モデルにくらべて、表面水温の分布は観測値とさらによく一致するはずであるが、そうはならないでかえって悪くなっている。パラメタリゼーションが適切でないのか、あるいは熱についての境

* 1978年4月25日受理

** 埼玉県和光市広沢2-1, 理化学科研究所

界条件がよくないのか，その原因は今のところはわからない。

UCLA のはずでに数年前に計算は終わっていて，二，三の集会で発表済みである。表層混合層に特別な配慮はないが，低緯度と中緯度の表面水温については，計算値と観測値とがよく一致するのが特長である。私たちはこれまでしばしばこれが論文になるのかとたずねられてきたが，ようやく近いうちに陽の目を見ることになりそうである。

つづいて ASDM (atmospheric statistical dynamical model) のできぐあい，ASDM を使った気候実験，すなわち，太陽定数あるいは地球軌道のパラメータの変化に対するモデルの反応，炭酸ガスの増加に対するモデルの反応，懸濁粒子や雲量の変化に対する反応，放射反射率の変化に対する反応，が紹介された。AGCM (atmospheric general circulation model) と違って ASDM は大型計算機を長い時間にわたって使わなくてもすむので研究者の数は ASDM のほうが多いかも知れない。

最後に，GCM と SDM による今後の研究の見通しが論じられて閉会となった。この会での講演は今年じゅうに印刷される予定である。

世界のいろいろな場所で，いろいろなモデルによる気候研究がかなりにぎやかに進められていることはわかったが，日本ではこれといった研究がない。とくに海洋学の世界は気候とは縁遠い。

なお，この種の百人程度の会に出席していつも気がつくのは，いわゆる会場係の人数のすくなさである。日本では私の知るところでは，時計係が二人くらい，スライド投影係が2人くらい，それに電灯点滅係がいて，さらに室外にはスライド受付係が二人くらいいるのがふつうであるが，たとえば今回のでは，スライド投影係がただ一人である。時計はもちろん座長の仕事であり，電灯スイッチはたまたまスイッチの近くにいる参加者があやつる。それでも内容のゆたかな会が何の支障もなく進行してゆくのである。

書 評

海洋環境図 外洋編—北西太平洋
海洋環境図 外洋編—北西太平洋Ⅱ (季節別・月別)

どちらも海洋資料センター編集、日本水路協会発行である。前者の刊行は1975年であり、すでに3年たっているけれどもⅡが刊行されたこの際いっしょに紹介しよう。

Ⅱはふつうの本のように表紙にも扉にも同じ表題が印刷されているが、1975年刊のほうは表紙と扉が違う。扉には“一海洋要素統計(全月)一”という字がつけ加わっているから、扉を見れば両者の違いははじめて明らかとなる。

ⅡがあるけれどもⅠがないのは、映画でいえばフレンチコネクションやゴッドファーザーと同じであって新しい型式であるが、また同時にこの2冊が傑作であることをすでにそれとなく語っているわけでもあろう。しかし、ここでは前者をあえてかりにⅠと呼ばせて頂こう。

ⅠもⅡも今世紀のはじめから現在までの北西太平洋(0°~48°N, 100°~170°E)の各層観測データのうち海洋資料センター所蔵のものを使っている。測点の数は約11万。

1974年夏にストックホルムの郊外で気候研究についての研究会が開かれ、10名たらずの海洋研究者も加わって2週間にわたって討論を続けたことがある。報告書(勧告書)の素案に、「強い海流の観測を強化する」ことを提案する段になって、「日本近海はおびただしい数の測点でおおわれているのだから、黒潮や日本近海の観測の強化という言葉をとくに挿入する必要はない」旨の発言があった。古今東西を通じての海洋観測点全体の過半数が北西太平洋、とくに日本近海に集中しているとのことであった。この海域のデータ密度が世界一であることはおそらくまちがいないだろう。

そのほう大な貴重なデータは海洋資料センターによって管理され整備されてだれにでも利用できるようになったとはいえ、これまでその値打ちがじゅうぶんに活かされてきたとは必ずしもいえないだろう。

この環境図はデータが活用された一つの結果であるが、また、データへの関心を高めることによってその値打ちをあらたに掘りおこすいとぐちにもなるだろう。この種の仕事にもっとも積極的なのはソ連である。日本に

もこの種の図がこれまでになかったわけではないが、今回のように大規模なのはなかったし、世界じゅうを見渡しても数すくない。

Ⅰの内容は、観測数、観測数図につづいて水温、塩分、酸素、密度(σ_t)の平均値、標準偏差、最大値、最小値がのっており、つぎに力学的深度偏差の平均値と標準偏差があって透明度(平均値)で終る。水温、塩分、酸素、密度は深さ0, 100, 200, 400, 600, 800, 1000, 1500, 2000, 3000, 4000, 5000m(1500mからは平均値だけ)での図であるが、海域は海洋要素や深さによっては北西太平洋全域よりも狭くなっている。力学的深度偏差は0, 100, 200, 400, 600/1000dBである。A2版の図が152枚もある。

Ⅱの内容はつぎのようになる。北西太平洋の水温、塩分、酸素、力学的深度偏差、透明度の季節平均。ただし、深さは200mまでである。つぎは日本近海(24°~46.5°N, 120°~150°E)で、上の海洋要素の月平均値のほか、水温、塩分、力学的深度偏差の標準偏差の四季の値が加わる。深さは100mまで。

つぎに本州南岸沖(黒潮流域, 30°~36.5°N, 130°~142°E)にいつて大冷水塊があった時期となかった時期の図(海洋要素は“日本近海”のと同じ。深さも同じく100mまで)、最後に、日本近海の40の海域(広さは1°×1°)について、水温、塩分、酸素の最大値と最小値と月平均値の年変化。深さは200mまで。全部でA2版157ページである。

価格はⅠもⅡも27,000円である。辞書と同じで使いやすいようにはたいへん安い。

なお、近く「海洋環境図海流編」というのが刊行されるそうである。海流ベクトルの平均値、最大値、スカラー平均、安定度、偏差、観測数などを、累年全月および累年四季別に、そしてさらに、累年全月、累年四季別のおのおのについて、大冷水塊があった時期のデータ、なかった時期のデータ、両方をあわせた全データを使った統計結果を示している。図の数は93(A2版)、そのほとんどすべてが3~5色刷だそうである。期待したい。

(高野健三)

学 会 記 事

1. 昭和53年3月23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

氏 名	所 属	紹 介 者
仲村 俊毅	青森県水産増殖センター	梶原 昌弘
永田 進一	神戸商船大学	関 文威

3. 退 会

賛助会員 芙蓉海洋開発株式会社

4. 会員の住所所属の変更

氏 名	新住所又は新所属
森安 茂雄	那覇市天久保 1126 沖縄気象台

5. 交換及び寄贈図書

- 1) 英国産業ニュース 1, 2, 3, 4月号
- 2) 農業土木試験場報告 第16号
- 3) クルーズ・レポート No. 8
- 4) 東海大学紀要(海洋学部) 特別号, 第11号
- 5) 海洋時報 No. 8
- 6) 航 海 第54号
- 7) 広島県水産試験場 研究報告 第9号
- 8) " 事業報告 昭和51年度
- 9) 研究実用化報告 26(12), 27(1, 2)
- 10) 鯨研通信 第312, 313号
- 11) 海洋産業研究資料 9(1)
- 12) 横須賀市博物館 研究報告 第24号
- 13) 国立国会図書館, 逐次刊行目録 昭和50年度版
- 14) 日本航海学会 論文集 第58号
- 15) 外国海洋法制の研究 第2号
- 16) 国立科学博物館 研究報告, A類
- 17) 神戸海洋気象台 彙報 No. 195
- 18) 東北区水産研究所 研究報告 第38号
- 19) 神奈川県立博物館 研究報告 自然科学 10号
- 20) 国際海洋資料交換便覧 第4版
- 21) JODC ニュース No. 16
- 22) 東海大学, 海洋学部 業績集 第8集, 昭和51~52年度
- 23) 淡水区水産研究所 研究報告 第27巻第2号
- 24) American Museum Novitates No. 2634
- 25) Bulletin d'Information N° 105-110
- 26) Bulletin de l'Institut de Geologie de Bassin d'Aquitaine N° 22
- 27) Revue des Travaux de l'Institut des Peches Maritimes Tome XL Fasc. 2
- 28) Laboratoire d'Océanographie Physique Vol. XIII-1976

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・ロペール アレクシス・ドランデ
ール ペルナル・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, 高木和徳,
高野健三, 辻田時美, 奈須敬二, 根本敬久,
半沢正男, 松生 洽, 丸茂隆三, 森田良美,
山中麿之助 (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, 冨永政英, 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, 増沢謙太郎, 増田辰良, 松生 洽,
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, 山中麿之助, 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
 日本プレスコンクリート株式会社
 深田サルベージ株式会社
 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 舞谷ビル
 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 山伏ビル
 東京都豊島区目黒 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 1-7-1 築地ビル
 東京都中央区日本橋 3-1-15 久米ビル
 東京都中央区日本橋本町 2-6 住戸ビル
 東京都杉並区宮前 1-8-9
 東京都千代田区神田鍛冶町 3-2-2 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 新橋高1ビル9階
 東京都港区恵比寿 3-4-22 協立ビル
 東京都中央区日本橋本町 1-4
 東京都千代田区神田麹町 1-9-1 大理教ビル8階
 東京都新宿区四谷 3-9 光明堂ビル 株式会社 オオゾロモーション
 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 増源ビル
 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 1-10-1
 東京都文京区向丘 1-7-17

お 知 ら せ

1. 第15巻第2号104ページの「著者抄録の用語について」のお知らせは、その実施を当分見合わせます。
2. 本誌の投稿規定の第4項は今まで「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（または仏文）の Abstract (Résumé) の他に必ず約500字の和文の要旨をつけること」となっていますが、下線を施した部分を次のように改めます。

「……欧文（原則として仏文）の要旨をつけること。欧文論文には欧文の要旨……」
(本号の表紙裏に改訂された投稿規定が掲載してあります。)

(編集委員会)

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。

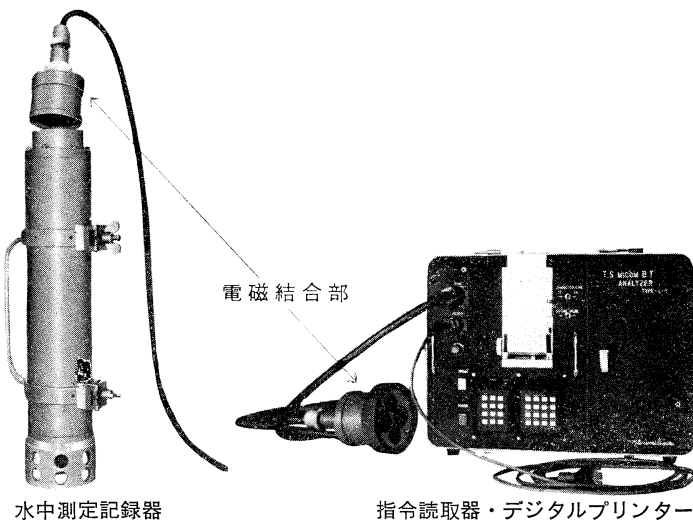
従来のBTウインチにより水中に吊り下げ、回収後読取器と接触させることのみでデータリストを作成します。

- 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。プラグ等の露出部は全く有りません。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 TEL; 045-521-5252

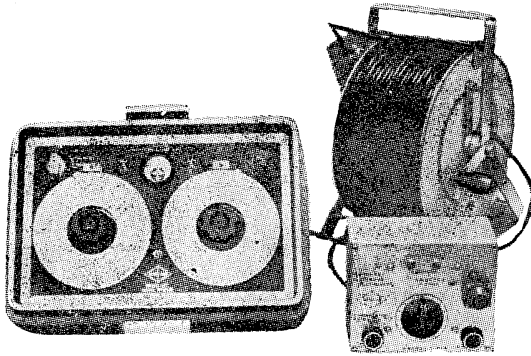
CABLE ADDRESS; TSURUMISEIKI Yokohama, TELEX; 3823750 TSKJPN J

OVERSEAS FACTORY; Seoul KOREA

IWAMIYA INSTRUMENTATION LABORATORY

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

追加付属品

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

水中濁度計
水中照度計
電導度計



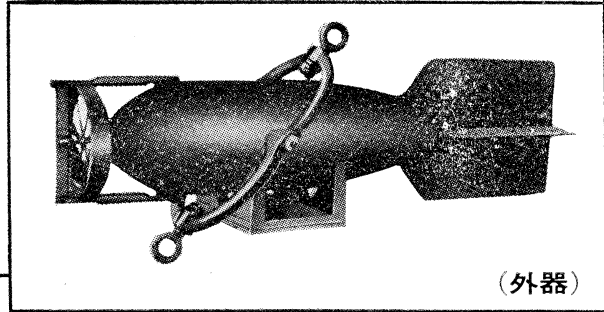
株式会社 村山電機製作所

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

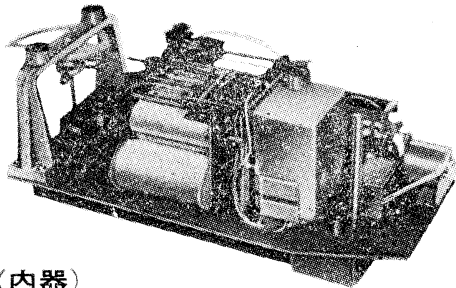
長期捲自記流速計

(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)

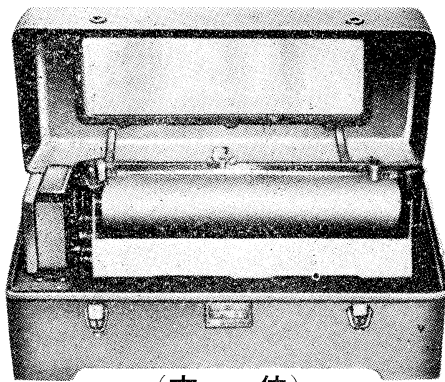
プロペラはA, B, C三枚一組になって居り

- | | |
|--------------------|-------------------|
| 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

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(プレゼント札幌) ☎011(251)3747

総代理店



三井物産株式会社

7R1 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(高松帝酸内) 〒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ため乾燥の必要がなく、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)

昭和 53 年 5 月 25 日 印刷
昭和 53 年 5 月 28 日 発行

う み

第 16 卷
第 2 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: 1 0 1
電話: 03 (291) 1141
振替番号: 東京 9 6 5 0 3

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: 1 1 3
電話: 03 (941) 6 5 0 0

第 16 卷 第 2 号

目 次

原 著

- 魚類の摂餌活動の自記装置永田 正, 宇野 寛 51
 自転する地球上における吹送流 (英文).....日 高 孝 次 55
 水槽実験によるエビ籠の漁獲機構の研究 - II
 —スジエビ・ホッコクアカエビの脱籠行動—.....井上 実, 小倉通男, 有元貴文 63
 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 II. 計算の改良 (英文)富 永 政 英 72

寄 稿

- アーンデラ流速計の検定実験岡 崎 守 良 80
 閉塞海の吹送流についての思い出 (英文).....市 栄 誉 88

資 料

- 地中海産マグロ類の生物学, 漁業及び繁殖に関するシンポジウム報告
ジャン=イブ・ルガル, グザビエ・パール 95
 JOC 研究集会「気候モデル: できぐあい, 相互比較, 感度の研究」.....高 野 健 三 106
 書 評..... 108
 学会記事..... 109

Tome 16 N° 2

SOMMAIRE

Notes originales

- Automatic Recorder of the Feeding Activity of Fishes (in Japanese)
Tadashi NAGATA and Yutaka UNO 51
 Drift Currents on a Rotating Globe.....Koji HIDAHA 55
 Study of the Catching Mechanism of Shrimp Trap in an Experimental Tank - II.
 —Escape Behaviour of Shrimps (*Palaemon paucidens* and *Pandalus borealis*)
 from Trap (in Japanese).....Makoto INOUE, Michio OGURA and Takafumi ARIMOTO 63
 Crest Configuration and Elevation of Interfacial Waves in the Sea, induced by
 a Steady Travelling Disturbance II. Improved AnalysisMasahide TOMINAGA 72

Miscellanées

- Calibration Tests of Aanderaa Currents-meters (in Japanese).....Moriyoshi OKAZAKI 80
 Reminiscences on Wind-driven Circulation in an Enclosed Sea.Takashi ICHIYE 88

Documentation

- Rapport du Group de Travail sur la Biologie, la, Pêche et l'Aquaculture des
 Thons en Méditerranée (in japonais)Jeen-Yves LE GALL et Xavier BARD 95
 JOC Study Conference on Climate Models: Performance, Intercomparison
 and Sensitivity Studies (in Japanese)Kenzo TAKANO 106

Livres 108

Procès-Verbaux 109