

内部界面波中の微小粒子の運動軌跡

誌名	水産工学研究所研究報告
ISSN	03889718
著者	乃万, 俊文 神山, 保
巻/号	9号
掲載ページ	p. 165-172
発行年月	1988年3月

内部界面波中の微小粒子の運動軌跡

乃万俊文*・神山 保**

目 次

1. 緒言	165	5. まとめ	170
2. 実験の方法	165	参考文献	171
3. 実験結果	167	Summary	172
4. 理論的解析	167		

1. 緒 言

海洋においては表面は風や波のため均一になった混合層があり混合層下端で密度が急増し、更に深さと共に密度が漸増するような密度の鉛直構造がある。このような密度構造に潮汐や流れの急変などが作用すると内部波が発生する。発生した内部波は進行して大陸棚斜面に入射すると変形、反射をひき起こしそれに伴って水塊の移動・上下層水の混合、新水塊の形成がなされる。これらの現象が海の生物の浮遊卵、稚仔の分散集積に影響を及ぼすことが考えられる。また斜面に沿って這い上がることから内部波エネルギーの水産利用をはかるため内部波の基本的性質を把握することも必要である。

内部波は内部界面波と内部体波とに分けられる。前者は密度の急変する場合で見られ境界面に沿って水平方向にのみ進行する。後者は密度が漸変する連続成層場で見られ進行方向は水平方向に限らない。内部界面波について密度が急変する場といっても実験室に於いてさえ数cmの厚さのなかで変化するため、特に界面近傍での微小粒子の運動特性に内部波の構造に対応した特徴が現れる。微小粒子は界面の振動に応じて上・下動を繰り返すが特に密度変化の大きい界面にある粒子は波の進行方向と逆方向（沖側）にドリフトする事が実験的に見いだされた。

本研究では、この特異な現象の性質を把握するため、染料や微小粒子で可視化して水粒子の運動をビデオを用いて解析した。理論的な解釈のために、ある厚さで直線

的に密度が変化するような系を考え、波によって起こる密度躍層の運動も第1次近似として取り入れて速度場を求めた。水と同速度で動く粒子の軌跡をラグランジュ的立場から解析すると、実験で得られたように、密度変化の起こる層内で、粒子は、波の進行と逆方向にドリフトしていく事がわかる。これは、密度変化の起こる層内に渦度の存在する事と、水平流速が上・下で逆転していることが原因と考えられる。

2. 実験の方法

実験水槽は長さ30m、幅0.3m、深さ0.6mの両面ガラス張り水槽で、その一端に内部波造波機を備えている。

内部波造波機は造波板半径60cm、隔壁部高さ20cm、振幅0～±15cm、周期3～30sで100V、100Wのモーターで駆動する。造波機は境界面位置に回転軸が来るように昇降可能であり4本の支柱にネジで固定する構造となっている。

密度成層の形成は次のようである。所定密度の食塩水（以下塩水と呼ぶ）を所定水深まで実験水槽に湛水させ静置した後、注水板を塩水面上に置き注水パイプから淡水を上・下混合を起こさせないよう徐々に注水する。水位が上昇するにつれて注水板も自動的に上昇するので、境界面と注水板の距離が5cm程度となると淡水供給量を増加させて時間の節減をはかる。

このようにして得られた密度分布の一例は図-1に示す。密度の変化する躍層厚は混合を抑えるよう注意しても3cm程度であった。成層形成後注水板を取り除き1時間程度静置した後実験を行う。

なお、波動現象を観察し易いように下層塩水は大体に

* 水産土木工学部

** 前水産土木工学部（現滋賀大学教養学部）

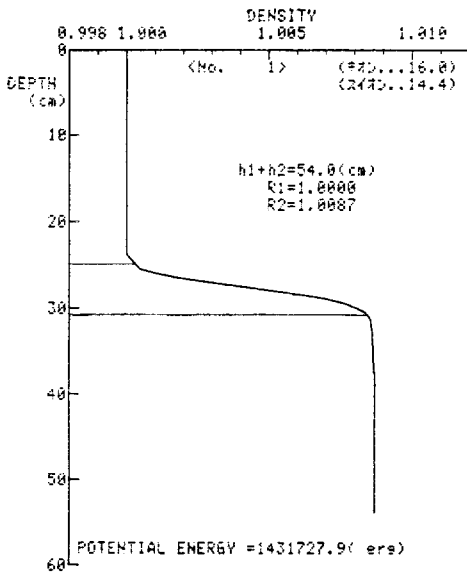


図1 密度分布の一例
An example of density distribution

においてウランインで着色しておく。上層淡水を着色すると光が上方から来ることもあって下層水も着色されたようになって観測が不可能である。

実験における測定項目は実験条件と現象（波の諸元）である。

上・下層水の密度：比重計

密度成層分布：実測比重で十分較正した塩分計（誘電率計）で測定。なお昇降位置は水位計取付け桿にセンサーを取付け1mm単位迄の精度で読み取った。

水温：水の粘性係数は水温・塩分に関係するのでその測定が必要である。棒状温度計で測定。

波の諸元は界面波波高計で測定した。界面波波高計はある誘電率を指示するとその値の水塊を追従するようサーボモーターで昇降する構造で、その昇降量が波高となる。上下混合が進行すると昇降がギクシャクするようになる。波高および位相速度は目視観測を併用したこともある。

粒子の運動軌跡は四塩化炭素、キシレンおよび赤色ペンキを調合し所定の比重にした小球を用いる方法とローダミンBで染料糸を鉛直に形成させ、その折曲点を追従する方法を用いた。小球の場合、その径を制御することが出来ず、また測定も行っていないが径は1~2mm程度である。また比重調整を行ってもほとんどが界面近傍に定位するので任意深さでの測定は出来なかった。染料の場合も折曲点を所定深さに設けることは出来なかつ

た。運動軌跡は染料によるものの方が幾分速い。

図2に示す運動軌跡は発泡ポリスチレンビーズ（以下スチレンビーズ）によるものである。スチレンビーズは直径約1mmの小球で、発泡スチロール等の原料でありその中に発泡剤を含んでいるのでこれを加温すると膨らみ比重が小さくなる。加温の程度は所要比重によって異なるが、図2に用いたものは70°Cで4~5分である。この場合直径はほとんど変わっていない。加温の程度が適切であれば、密度界面だけでなく水柱のかんりの部分を可視化できよう。しかしここでは、スチレンビーズ法は図2にしか利用していない。

実験の組合わせは表1に示す。

表1 実験組合わせ

項 目	範 囲
波 高 H (cm)	3.2~12.0
波 長 L (cm)	123~247
周 期 T (s)	10.3~20.0
相対密度差	0.008~0.02
躍 層 厚 $2a$ (cm)	3.5~17.5
層 厚 h_j (cm)	$h_1 = h_2 = 27$ (固定)

内部界面波は進行途中での波高減衰が大きいので、波高は軌跡測定点をはさんだ2点で波高を測定し、その間で

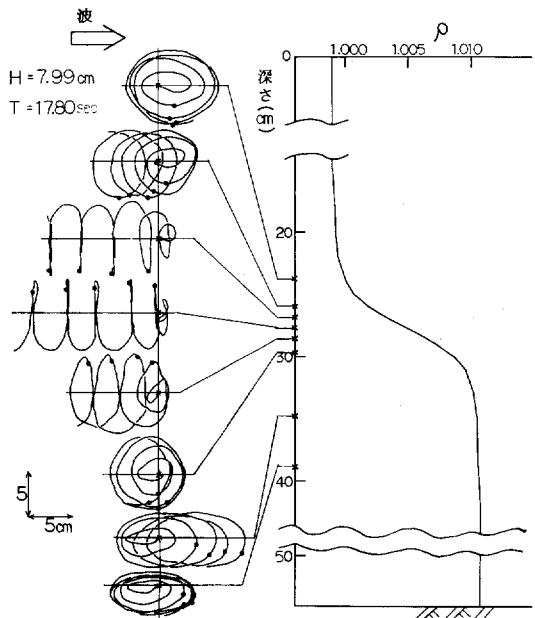


図2 運動軌跡の一例
An example of trajectories

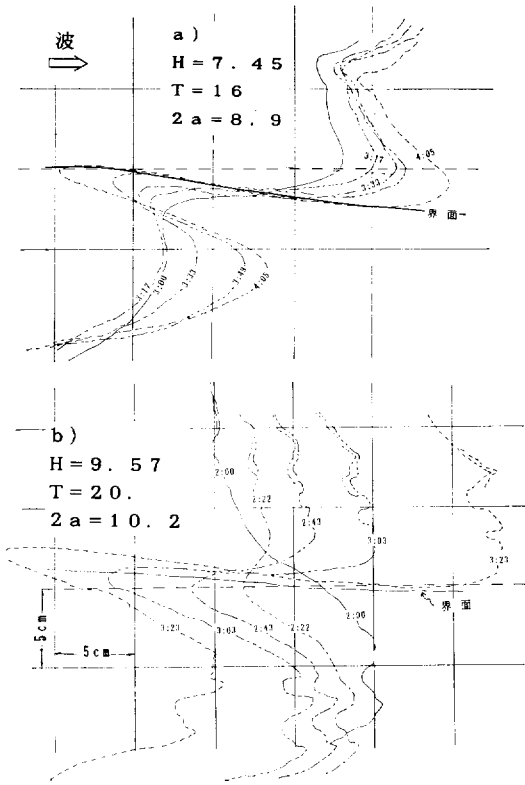


図3 染料系の時間変化
Change of dye traces

の減衰係数を求め次のように計算した¹⁾。

$$H = H_0 \exp\left(-f \frac{\ell}{L}\right) \dots \dots \dots (1)$$

ここに H_0 : 造波機側波高計での波高, L : 波長,
 ℓ : 造波機側波高計から軌跡測定点までの距離,
 f : 減衰系数。

3. 実験結果

スチレンビーズを時間的に追った運動軌跡の例を図2に示す。図中・は波の1周期ごとの位置を示す。各点は、波の上下運動に応じて、振動しながらも、界面近くの粒子は、波の進行方向と逆方向にドリフトしていく様子がみえる。しかし界面から、離れた点では、波と同じ方向にドリフトするものもみられる。さらに詳しく、流速場の様子を調べるために、波の周期ごとに染料系の形を描いたのが図3である。

図3(a)の例では、界面より少し下の部分が、波と逆方

向に進行していくが、その上下隣りの層は、波と同方向に移動していくことがわかる。(b)の例では、界面より少し下の部分は、(a)と同様に進むが界面より上層は波の進行方向に、界面より下層は波と逆方向に移動していく。しかし、どちらの場合にも、界面近傍、特に、少し下の部分は、比較的速い平均速度で、波と逆方向に進んでいくのが見られる。上層、下層の全体としての移動は実験により異なるようで、(b)のように、上層は全体として正に、下層は負に進む例が多く見られる。

多くの粒子や染料の折曲点を時間的に追って求めた平均移動速度を波の位相速度 c で規格化したものを図4に示す。縦軸は粒子の界面からの距離(z)を密度変化の起こる層厚の半分で規格化したものをとる。精度良く測定する事が困難なので、広く分布しているが $z/a \leq 0$ では負の比較的大きな速度をもち、 $z/a \geq 0$ では、正の平均速度をもっている事がわかる。上層には、正、下層には負の移動速度をもつものが多くみられるが、これは、各層全体の移動に対応していると考えられる。最大の平均移動速度は、位相速度の5%程度であることがわかる。

次に粒子の振幅が位置によってどう変わるか調べた。図5は粒子の振動の鉛直方向についての振幅(η)を波の振幅(A)で規格化したものである。界面の中央付近で最も大きくなっている。

$\eta/A \leq 1$ のはずであるが、結果として1より大となったのは、波高計の位置が正確に最大振幅点に設置されなかったことや躍層厚が大きく界面が不明確になった場合

4. 理論的解析

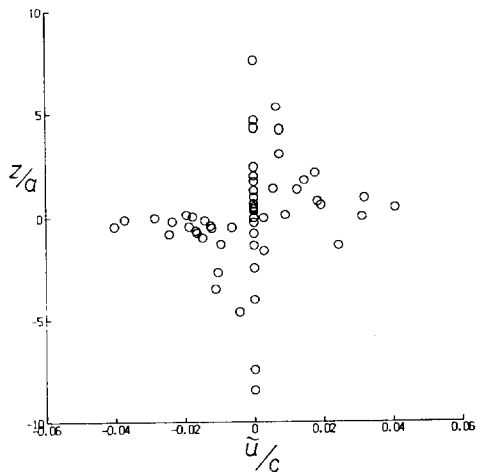


図4 平均移動速度の鉛直分布
Vertical distribution of drifting speeds

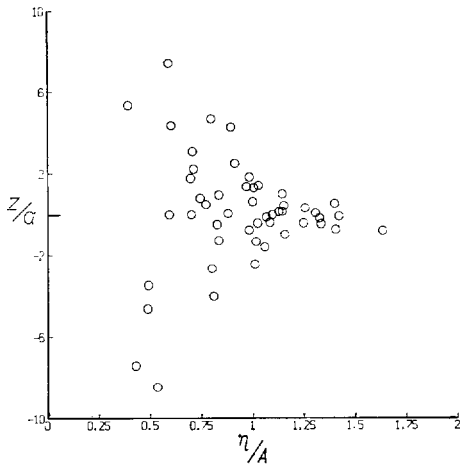


図5 振幅比

Distribution of amplitude ratio

波高計がうまく応答できなかったことなどが原因かと思われる。

これらの実験結果を説明するために、次のような2次元流体の簡単な数学モデルを考える。水平、鉛直の2次元系において、上層、下層の層厚、密度がそれぞれ h_1, ρ_1, h_2, ρ_2 で界面をはさんだ厚さ $2a$ の層の間で密度が直線的に変化するような流体を想定する。流体は非圧縮性で、熱や密度の拡散効果を無視する。また、流体を表す式に重力項のみに密度変化の効果を取り入れるブネスク近似を用いる。水平、鉛直方向の座標、速度を x 軸 u, z 軸 w とする。密度を ρ 、圧力を p とかく。基礎方程式は次式のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots(4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + b \quad \dots\dots(5)$$

ただし、 $b = -g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$ (ρ_0 は ρ の鉛直方向についての平均) は浮力項である。ここで、波数 k 、角振動数 ω の内部波が励起されている場合を考える。次の様に流れ関数を $\phi(x, z, t)$ とおくと、

$$u(x, z, t) = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad \dots\dots(6)$$

$$w(x, z, t) = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \dots\dots(7)$$

非圧縮性の条件(3)は満たされる。

界面近くでの内部波の動きをある程度正確に考慮するためには、波により起される密度躍層の振動自身も考える必要がある。内部波の波高を表わす変数 η を導入し、解の形を波数 k 、角周波数 ω を示す X と質量保存式(2)を満たすよう b を(8)、(9)式のように仮定する。

$$\eta(X, z) = \frac{k}{\omega} \phi(X, z) \quad \dots\dots(8)$$

$$b(x, z, t) = b(z - \eta(X, z)) \quad \dots\dots(9)$$

ここに、 $X = kx - \omega t$

(9)式は密度変化が、内部波の波高変化に追従していることを表わしている。(4)、(5)から圧力項を消去し、慣性項を無視すると、運動方程式は

$$\left(k^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi(X, z) + \frac{k^2}{\omega^2} b' \left(z - \frac{k}{\omega} \phi(X, z) \right) \cdot \phi(X, z) = 0 \quad \dots\dots(10)$$

ここに $b' = -\frac{db}{dz}(z)$

となる。この式は、非線形方程式で解析的には解けないので、次のような単純な系を考える。静水状態で、密度(浮力)の分布を

$$b(z) = \begin{cases} b_1 & a \leq z \leq h_1 \\ \frac{b_1 - b_2}{2a} z + \frac{b_1 + b_2}{2} & -a < z < a \\ b_2 & -h_2 \leq z \leq -a \end{cases} \quad \dots\dots(11)$$

境界条件は、

$$\left. \begin{aligned} z = h_1 \text{ で } w = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \\ z = -h_2 \text{ で } w = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(12)$$

$\phi(X, z) = \Psi(z) \sin X$ と変数分離された解を仮定すると

$$\left| z - \frac{k}{\omega} \Psi(z) \sin X \right| \geq a \text{ のとき} \\ \frac{d^2 \Psi}{dz^2} - k^2 \Psi = 0 \quad \dots\dots(13)$$

$$\left| z - \frac{k}{\omega} \Psi(z) \sin X \right| < a \text{ のとき} \\ \frac{d^2 \Psi}{dz^2} + \left(\frac{k^2}{\omega^2} \frac{b_1 - b_2}{2a} - k^2 \right) \Psi = 0 \quad \dots\dots(14)$$

となる。 $z = h_1, -h_2$ での境界条件を考慮して、また、境界で $\Psi(z)$ がなめらかに接続するという条件を用いると、内部波の第1モードの近似解は

$$z_+ = a + A \sin X, \quad z_- = -a + A \sin X \quad \dots\dots(15)$$

ここに、 A : 内部界面波波高。

$$z_+ \leq z \leq h_1 \text{ で}$$

$$\Psi(z) = -\frac{\omega}{k} \frac{A}{\sinh kh_1} \sinh k(z-h_1) \dots\dots(16)$$

$z_- < z < z_+$ で

$$\Psi(z) = \frac{\omega}{k} \frac{A}{\cos \alpha a} \cos \alpha(z-A \sin X) \dots\dots(17)$$

$-h_2 \leq z \leq z_-$ で

$$\Psi(z) = \frac{\omega}{k} \frac{A}{\sinh kh_2} \sinh k(z+h_2) \dots\dots(18)$$

と求まる。これは z_+ , $z_- \ll h_1, h_2$ であり、

$$\frac{g}{\omega^2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{2a\rho_0} \sinh^2 kh_1 \gg 1$$

$$\frac{g}{\omega^2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{2a\rho_0} \sinh^2 kh_2 \gg 1$$

の条件下で成り立つ。

分散関係は、

$$\alpha \tan \alpha a = \frac{k}{2} (\cosh kh_1 + \cosh kh_2) \dots\dots(19)$$

$$\alpha^2 = \left(\frac{g}{\omega^2} \frac{\rho_2 - \rho_1}{2a\rho_0} - 1 \right) k^2 \dots\dots(20)$$

である。 $\Psi(z)$ は z だけの関数として定義したのに界面での接続条件を通じて、 X の関数にもなる。相対誤差の程度は(16)~(18)式をもとの(10)式に代入して評価すると $k^2 A^2$ のオーダーであり、内部波の振幅が、波長に比べ短い時には、十分良い近似となることが分かる。

従って、各層での流速は、

$$\left. \begin{aligned} z_+ \leq z \leq h_1 \text{ で} \\ u = -\omega A \frac{\cosh k(z-h_1)}{\sinh kh_1} \sin X \\ w = \omega A \frac{\sinh k(z-h_1)}{\sinh kh_1} \cos X \end{aligned} \right\} \dots\dots(21)$$

$$\left. \begin{aligned} z_- < z < z_+ \text{ で} \\ u = -\frac{\omega A a}{k} \frac{\sin \alpha(z-A \sin X)}{\cos \alpha a} \sin X \\ w = -\omega A \frac{\cos \alpha(z-A \sin X)}{\cos \alpha a} \cos X \end{aligned} \right\} \dots\dots(22)$$

$$\left. \begin{aligned} -h_2 \leq z \leq z_- \text{ で} \\ u = \omega A \frac{\cosh k(z+h_2)}{\sinh kh_2} \sin X \\ w = -\omega A \frac{\sinh k(z+h_2)}{\sinh kh_2} \cos X \end{aligned} \right\} \dots\dots(23)$$

と表わされる。 $z = A \sin X$ の上下で、水平方向の流速の向きが逆転している。また、 $a \rightarrow 0$ の極限では、不連続断面を持つ微小振幅波と同じ流れ場を与える。

微小粒子の動きは、ラグランジュ的立場に立って見なければならぬ。粒子が十分に小さいとき、水粒子の動

きに従うと考えられる。時刻 t における微小粒子の位置を $(x(t), z(t))$ と書くと、運動方程式は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx(t)}{dt} &= u(x(t), z(t), t) \\ \frac{dz(t)}{dt} &= w(x(t), z(t), t) \end{aligned} \right\} \dots\dots(24)$$

である。流速場として、上に求めた内部波の解を用いると、内部波内に存在する微小粒子の動きを追いかけるはずである。ここまでの展開は微小振幅波理論に拠っているので平均的移動速度は理論的には0である。

いま、粒子が次の運動方程式に従うものとし、

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= f(z-A \sin X) \sin X \\ \frac{dz}{dt} &= g(z-A \sin X) \cos X \end{aligned} \right\} \dots\dots(25)$$

粒子の軌跡を次のように仮定する。

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= x_0 + ut + a_1 \sin(\omega t + \theta_1) \\ z(t) &= z_0 + a_2 \sin(\omega t + \theta_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots(26)$$

(25)式を(26)式に代入して、任意の時刻について成立するように係数を決めると、

$$\begin{aligned} \bar{u} \approx & -\frac{A}{2} f'(z_0) + \frac{c}{2} \left\{ \left(\frac{f(z_0)}{c} \right)^2 \right. \\ & \left. - \frac{g(z_0)}{c} \frac{f'(z_0)}{kc} \right\} \dots\dots(27) \end{aligned}$$

ここに、

$$\begin{aligned} c &= \frac{\omega}{k} \\ \omega_1 &= \omega - ku \\ a_1 &= f(z_0)/(\omega - ku) \\ a_2 &= g(z_0)/(\omega - ku) \\ \theta_2 &= \theta_1 - \frac{\pi}{2} = -kx_0 \end{aligned}$$

となる。従って内部波が励起されているときの微小粒子の平均移動速度は、

$$\left. \begin{aligned} z_+ \leq z \leq h_1 \text{ で} \\ \bar{u} \approx \frac{cA^2 k^2}{2 \sinh^2 kh_1} \cosh 2k(z_0 - h_1) \\ z_- < z < z_+ \text{ で} \\ \bar{u} \approx \frac{c}{2} \alpha^2 A^2 \frac{\cos \alpha z_0}{\cos \alpha a} \\ \quad - \frac{c}{2} \alpha^2 A^2 \frac{\cos(2\alpha z_0)}{\cos^2 \alpha a} \\ -h_2 \leq z \leq z_- \text{ で} \\ \bar{u} \approx \frac{cA^2 k^2}{2 \sinh^2 kh_2} \cosh 2k(z_0 + h_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots(28)$$

と求められる。この式より、密度変化の起こっている層の中央では、

$$\bar{u} \approx -\frac{1}{4} c \alpha^4 A^2 a^2$$

のような速さで波の進行方向と逆向きに平均移動をすることがわかる。密度の変化する層の上, 下端では

$$\frac{c}{2} \alpha^4 A^2 a^2$$

の速度で平均移動する。ここで特に, $h_1 = h_2 = h$ で浅い ($kh \ll 1$) 水層系での平均移動速度を求めてみる。分散関係より $\alpha \tan \alpha a \sim 1/h$ となり, 特に $a/h \ll 1$ のときは, $\alpha \sim 1/\sqrt{ah}$ となる。従って,

$$\bar{u} \approx -\frac{1}{4} c \alpha^4 A^2 a^2 \sim -\frac{1}{4} c \left(\frac{A}{h}\right)^2 \propto -\epsilon^{1/2} A^2 h^{-3/2} \quad \dots\dots\dots(29)$$

より, 浅水近似では, 界面近傍で, 密度差 ϵ の 1/2 乗, 上下層の厚さ h の -3/2 乗に比例し, 振幅 A の 2 乗に比例する速度で, 平均移動することがわかる。

これは次の様に解釈できる。式(10)を用いて渦度を調べると

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} = -\left(k^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \psi(X, z) \\ &= \frac{k^2}{\omega} b' \left(z - \frac{k}{\omega} \psi(X, z)\right) \psi(X, z) \quad \dots\dots\dots(30) \end{aligned}$$

となり, $z_- < z < z_+$ では

$$\Omega = \frac{g}{2a} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_0} \cdot \frac{k}{\omega} \cdot \frac{A}{\cos \alpha a} \cdot \cos \alpha(z - A \sin X) \cdot \sin X \quad \dots\dots\dots(31)$$

のような渦度の生じることがわかる。実際に(29)式から (u, w) の速度場の様子を描いてみると, 内部波の山と谷の部分に渦の生じていることがわかる。このため, 密度変化層の中央部は, 波より少し大きめの振幅で振動することになり, 中央部を離れると水平速度が存在するが常に波の進行方向と逆向きになっているため, 平均移動速度が負になる事がわかる。式の上でも次の様に確かめられ

る。密度躍層の中央部では水平速度が小さいため, 粒子はほとんど水平方向にずれないとすると, (28)式を積分して, 中央付近の粒子は波面により

$$\delta \approx A \left(\frac{1}{\cos \alpha a} - 1 \right) \sin X$$

だけずれている事がわかる。従って, 水平速度は

$$\begin{aligned} u &\sim -\frac{\omega A \alpha}{k} \frac{\alpha \delta}{\cos \alpha a} \sin X \\ &\sim -\frac{\omega}{k} \frac{A^2 \alpha^2}{\cos \alpha a} \left(\frac{1}{\cos \alpha a} - 1 \right) \sin^2 X \quad \dots\dots\dots(32) \end{aligned}$$

となり, 時間平均すると

$$\begin{aligned} u &\sim -\frac{1}{2} \frac{\omega}{k} \frac{A^2 \alpha^2}{\cos \alpha a} \left(\frac{1}{\cos \alpha a} - 1 \right) \\ &\approx -\frac{1}{4} \frac{\omega}{k} A^2 \alpha^4 a^2 \quad \dots\dots\dots(33) \end{aligned}$$

で, 浅水近似の式(29)と一致する。

図6に理論式(29)で得られる平均移動速度の計算結果を示す。界面の中央で負の値をとり, 上下, 隣りでは, 正の値になる。両者の差は, 位相速度の5%程度となり, 実験と対応している。ただ, 上・下層の全体としての移動を考えていないために, 平均移動速度は界面中央に対して対称になっている。

5. ま と め

うすい密度変化層をもつ系に生じた内部波による微小粒子の運動を実験および理論的に調べた。密度変化層の近傍では, 波の進行と逆方向にドリフトしていく事が, 実験的にも確かめられた。そして, これは, 波の山と谷部に生じている渦により, 移動させられた粒子が, 常に負の向きに速度を得るためである事が分った。実験と理論は定量的にもほぼ一致が見られたが, いくつかの点で違いがある。実験では, 上層と下層では正負逆向きに全体としての移動が見られ, このため粒子の平均移動速度は, 理論と比べると, 上層では正に下層では負にずれている。これは実験ケースにより異なるため, 造波の条件に関係するものと思われる。また理論は, かなり単純化したモデルを扱っているため, 濃度変化の直線性からのずれや波の有限振幅性の効果も調べる必要がある。

将来の課題として, 密度変化層での粒子の移動系態が上下層水の混合過程や砕波の仕方や, 砕波時の粒子の移動とどのように関連するか興味がある。平均移動速度は密度変化層で大きく変化しているため, 鉛直混合を促進する効果があると思われる。また, 斜面を遡上する内部界面波の砕波が表面波の砕波と異なり, 下層水が巻き上

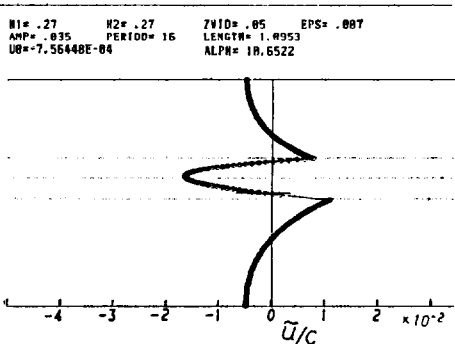


図6 $x=L/4$ での平均移動速度の鉛直分布
Calculated profile of drifting speed at $x=L/4$

がる形で起こり、界面近くの微小粒子がかなりの速度で沖側に移動する現象が実験室でよく見られる。これらの事にも内部波の構造が関係していると考えられる。

なお、この研究は農水省大型別枠研究 MRP-Ⅲ-5-(1)-②-c「密度成層流と幼生の分布」(昭和58~60年度)の一部である。ここに関係各位に感謝します。

また、発泡ポリスチレンビーズは三菱油化パーディッシュェ㈱に提供して戴いた。ここに記して感謝します。

参考文献

- 1) 乃万俊文・岡重文久・佐々田安聖：内部界面波に関する基礎的研究，農土論集122, pp. 49~55, 1986.
- 2) Phillips, O. M.; The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge, pp. 33~43, 1966.
- 3) 梶浦欣次郎：海洋における内部波，海洋物理学Ⅱ(寺本俊彦編)，pp. 1~37, 東大出版会, 1976.

Orbital Motion of Particle under Interfacial Wave in Test Channel

By

Toshifumi NOMA and Tamotsu KOHYAMA

Summary

Internal waves are underwater phenomenon caused by density structure in the ocean. They are divided into two phases, a body wave and an interfacial one. The former is the wave under continuously stratified condition and propagates obliquely. The interfacial wave, under abrupt change of density, i. e. stratification, propagates only laterally. This paper shows the particular characteristics of interfacial wave.

An interfacial wave, even in test channel, has density varying layer a few centimeter thick, and the thickness causes a particular motion of the water particle. The particles near the interface have, in some part, vertical motion another part, spiral one, and moves slowly to opposite direction of the wave propagation. The drifting speed is largest at center part of the density varying layer. The phenomenon was considered theoretically with Boussinesq fluid with weak stratification and the linear theory of interfacial wave was developed taking account of density distribution according to the motion of pycnocline in some extent. The motion of a particle near the interface was thus analysed from Lagrangian standpoint. The drifting speed depends on amplitude of interfacial wave, nondimensional density difference and layer thickness. Distribution of measured speed is shown in Fig. 4 and calculated profile of the speed in Fig. 6.