

東京大学工学部	正会員	工博	本間 仁
東京大学工学部	正会員	工博	堀川清司
東京大学大学院	学生会員		○ 小坂英治
東京大学大学院	学生会員		渡辺 晃

はじめに

波動運動に伴って浮遊する底質の濃度分布を推定しようとする試みは、既に数年前から、東京大学⁽¹⁾⁽²⁾及び北海道大学⁽³⁾等で一連の研究発表がなされている。その際、濃度分布を決定する式は、いずれも渦粘性に基く拡散量と重力による沈降量との釣合式、

$$\frac{\partial(w_0 m)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon \frac{\partial m}{\partial z} \right) = 0 \quad \text{----- (1)}$$

から出発している。ここに、 w_0 は沈降速度、 m は浮遊砂濃度、 ε は渦粘性係数、 z は静水面から上向きにとった距離であり、上線は時間的平均を示す。

東京大学では、ポテンシャル理論に基く軌道運動の乱れから拡散が生ずると考え、理論を進めて、ある程度成果を収めてきたが、浮遊現象の根本的な機構は未だ全くといってよい程わかっていない。そこで再び(1)式に戻り、更には底面粗度の影響が強くなる底近くの乱れの状態を実際に測定することから再出発しようと考え実験を進めているので、その一部を発表する。

渦粘性係数及び混合距離

福島海岸でサンドトラップにより観測された資料のうち、代表的分布をしていると思われるものを使って滑らかな分布曲線を作り、(1)式を差分方程式にしたてて ε を計算すると、図1が得られる。图中 ε_{w_0} は底から採取した底質の平均粒径に対する沈降速度を用い、 ε_{w_s} は各浮遊点での平均粒径に対する沈降速度を用いて求めた渦粘性係数である。次に、乱流理論から、

$$\varepsilon = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad \text{----- (2)}$$

とし、水平流速 u に微小振幅波理論による値を代入して、 ε と同様にして混合距離 l を求めると図2となる。图中 l の添字は ε と同じ。更に比較の意味でKármán 常数を使った一般形 $l_K (= K \left| \frac{\partial u}{\partial z} / \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right|)$ の値も書いてある。図2によると、比水深が大きくなるほど l は l_K に一致するとみてよいようであるが、底面近くでは軌道運動だけでは処理できない底面粗度の影響を受けた乱れが存在し、そのために l が大きくなってきているものと思われる。従って、実際の分布により合う濃度分布式を得る

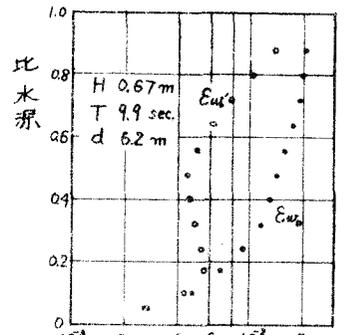


図1 渦粘性係数(m²/sec)

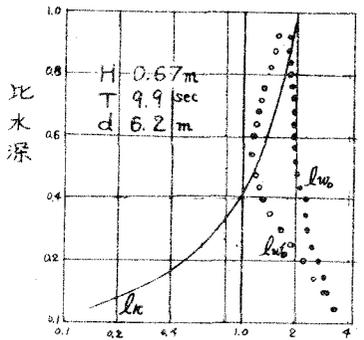


図2 混合距離(m)

ためにはこれを考慮しなければならない。そこで図2を参考にして、乱れの鉛直成分 w' が見かけの混合距離に与える影響を $S(w')$ で表わし、新しい混合距離の定義として、 $l = S(w') l_{kmax}$ を想定する。ここに l_{kmax} は $Z=0$ における ln の値をとる。これを使って(1)式を解くと、

$$\ln \frac{\bar{m}}{m_a} = - \frac{\pi \cosh^2 k d}{k C H k^2 \sinh k d} \int_a^Z \frac{w_0}{S^2(w')} \frac{dZ}{\sinh k(Z+d)} \quad \text{----- (3)}$$

が得られる。ここに、 m_a は $Z=a$ における平均濃度、 d は水深、 C は波速、 H は波高、 $k = 2\pi/L$ 。砂が浮遊拡散するためには $|w'| > w_0$ が必要であり、 $S(w')$ は $|w'|$ と共に大きくなるから、最も簡単な関数関係として $w_0/S^2(w')$ を定数と仮定すると、(3)式は次のようになる。

$$\ln \frac{\bar{m}}{m_a} = - \frac{w_0 \pi \cosh^2 k d}{S^2 k C H k^2 \sinh k d} \ln \left| \frac{\tanh k(Z+d)/2}{\tanh k(a+d)/2} \right| \quad \text{----- (4)}$$

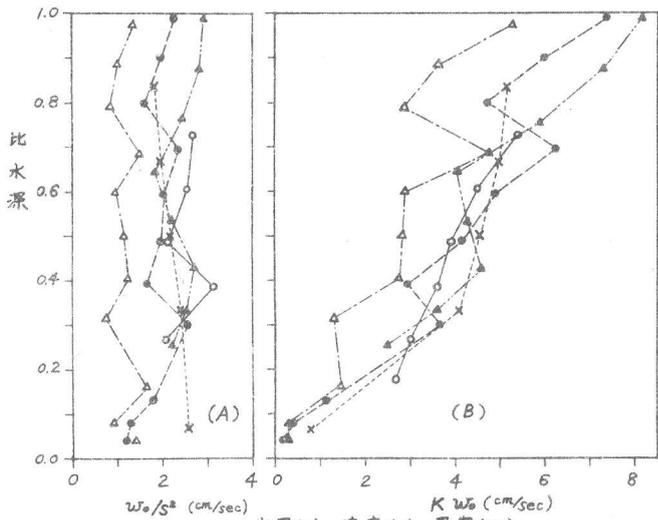
次に現地のサンドトラップによる資料及びサイフォンによる実験資料から(4)式の $w_0/S^2(w')$ をチェックしてみると図3(A)を得る。また参考として図3(B)に、本間・堀川・鹿島の式⁽²⁾で定数として扱ってきた $K w_0$ を示す。

Hot-Film 流速計

我々が製作した流速計は、Ling⁽⁴⁾⁵⁾により定常流中の乱流測定のために考案、発表されたものである。原理は熱線式流速計と同じだが、ガラスを支持体として図4のように極く薄い白金膜を塗り抵抗体とした奥に構造の違いがあり、この場合、白金膜自体の熱容量は無視できる程に小さなものである(膜の厚み: $13 \mu m$ 程度)。但し、白金膜がガラスに接触しているのも、その効果により熱線式と同様に高い周波数の領域で電気応答の出力が低下するが、回路の工夫によりこれは相当補償できる。

以下に流速の応答及び実験結果を示す。

図5はProbeを台車に固定し静水中を往復運動させた時の記録をカウン管から写真撮影したものであって、 R は往復運動の振幅、 T は周期である。下方にある光点は台車が振幅の中心を通過する点、即ち流速が最大になる位置を示している。ヒークが隔点にあらわれては



W0/S^2 (cm/sec)	水深(m)	波高(m)	周期(sec)	場所
○	5.8	1.05	8.5	東海村海岸
●	6.2	0.67	9.9	福島海岸
△	6.0	0.56	8.7	"
▲	5.0	0.58	8.7	"
*	0.30	0.165	1.30	実験

図 3

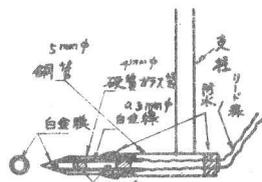
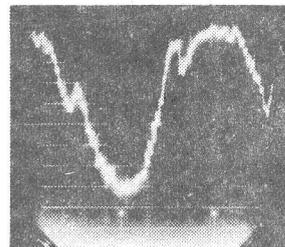


図 4 Probe



$T = 3.15(\text{sec})$
 $2R = 8.10(\text{cm})$

図 5

るのは、Probeに背後から当たる流れには反応しないためであり、これがこの流速計の最大の欠点と考えられる。図6は予め得た検定曲線を用いて、理論上の流速をブラウン管のフレに換算し記録と比較したものであるが、図からわかるように、流速が小さくなるとうまく対応していない。図7, 8, 9に、フラッター型造波装置で波を起し観測した時の流速記録を示す。図7は底面を滑らかにした場合であり、図8, 9は波型スレート(ピッチ: 63mm, 高さ: 16.8mm)を使って、底面に砂山などと思われる粗度を与えた場合である。現在のところ図4に示した円錐形のProbeを使用しているため、鉛直方向の流速成分の影響が無視できず、やむを得ず周期の長い波を使用しているが、Probeの形を工夫することにより、ある程度は速度成分をとり出せるものと考えられる。

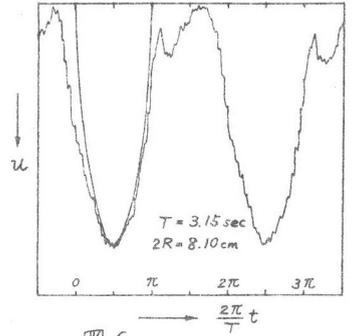
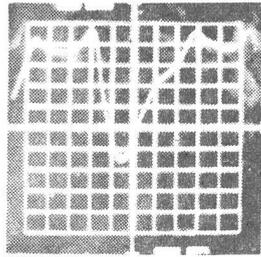


図6

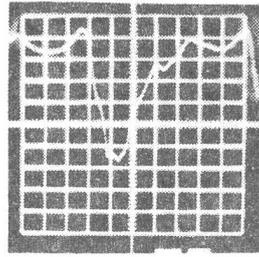
右三図:

$T = 3.5(\text{sec})$
 $H = 2.5(\text{cm})$
 $d = 27.0(\text{cm})$
 岸向き流速



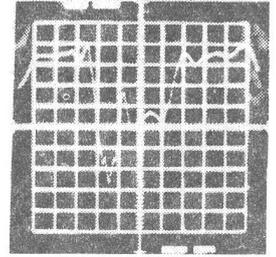
10 mm

図7



4.3 mm

図8



5 mm

図9

おわりに

その分布は、式を取扱い上、今迄のように単純に考えるわけにはいかず、底面から発達してくる渦の影響を考慮しなければならない。このために我々は流速計を使用して、乱れの大きさを測定しようとして努力している。浮遊砂のSortingとの関連において今後の研究を進めたい。

流速計に関して東京都立大学助手安川浩氏には多くの示唆を与えられ、また東京電力株式会社の貴重な資料を使用させていただいた。ここに謝意を表す。

参考文献

- 1) Homma, M. and Horikawa, K.: *Suspended Sediment due to Wave Action*, Coastal Engng., 1962.
- 2) 本間仁・堀川清司・鹿島遼一: 波による浮遊砂に関する研究, 第11回海岸工学講演会, 1964.
- 3) 岸力: 波動による底質の浮遊に関する研究ノート, 1964.
- 4) Ling, S.-C.: *Measurement of Flow Characteristics by the Hot-Film Technique*, Doctoral Dissertation Series, Publication No. 12, 905, 1955.
- 5) Ling, S.-C.: *Heat-Transfer Characteristics of Hot-Film Sensing Element Used in Flow Measurement*, Trans. A.S.M.E., 1960.