

重複波による底質の浮遊機構

服 部 昌 太 郎*

1. ま え が き

波による海底底質の浮遊移動量の推定は、沿岸漂砂量、海岸侵食および港湾埋没などに関連した、重要な研究課題の一つである。

しかしながら、波の特性と浮遊底質の濃度分布との関係など、波による底質の浮遊機構に関しては、流体運動の非定常性による理論上、実験上の種々の困難のため、まだ十分に解明されてはいない。

波による底質の浮遊機構の解明にとって必要な資料をうるため、竹竿式捕砂器¹⁾やポンプ式捕砂装置²⁾を用いて、従来より数多くの実測が行なわれている。福島らの実測結果によると、一般の自然海岸での鉛直浮遊底質濃度分布は、いわゆる「く」の字型分布となる。

一方、2次元海浜模型による底質の浮遊に関する実験的研究は、栗原ら³⁾および Fairchild⁴⁾によって行なわれている。栗原らの研究結果によると、浮遊底質の鉛直濃度分布は、模型底質として天然砂を使用した場合には1個の指数分布式で、石炭粉を使用する場合には「く」の字型分布となることが示されている。また砕破点より沖側では、底質の拡散係数は海浜の縦断方向に対して、ほぼ一定であることが示された。

波による底質の鉛直浮遊濃度分布の理論的研究としては、本間・堀川ら^{5),6)}および岸ら⁷⁾の研究がある。これらの研究は、波運動による乱れによって底質が浮遊拡散するとして、底質の拡散係数を本間・堀川らは Prandtl と Kármán の渦動粘性係数と類似な関係で、また岸らは梶浦の理論に基づいて底質の拡散係数が海底面からの距離に比例するとして理論計算を行なっている。

これらの理論より計算される浮遊底質の鉛直濃度分布は、いずれも底面付近に存在する高濃度層内の濃度分布の実験結果と良好な一致を示しているが、海底面よりの距離が大きくなるにしたがって、理論値は実験値より過大な浮遊濃度を与える傾向を示している。

また、野田⁸⁾は底質の拡散係数に関する研究を行ない、底質の拡散係数は底面付近では底面からの距離によって変化することを、また底面よりの距離が大きいく比較的低濃度の領域では拡散係数はほぼ一定となることを実験により明らかにした。

本研究では、重複波による底質の浮遊濃度分布を長波理論によって理論計算を行ない、模型実験によって理論の妥当性を検討した。また、波による底質の浮遊濃度の測定は、浮遊底質粒子の数を計測する方式の測定装置を開発し、実験において使用した。

2. 重複波による浮遊底質濃度の分布に関する理論

波などのような振動流場の乱れの研究は、Jonsson⁹⁾、梶浦¹⁰⁾、堀川・渡辺¹¹⁾などによって行なわれているが、まだ十分に乱れの機構を解明するまでには至っていない。

流体中に遊する粒子は、粒子周辺の流体の乱れを減衰させる作用をもたらす。この浮遊粒子の流体運動におよぼす効果は、物質輸送での拡散係数において考慮され、一方向流および波による底質の浮遊機構に関する研究が従来より行なわれてきた。

また、流体中の浮遊粒子は、粒子自体の慣性などの効果によって、浮遊粒子の移動速度は流体粒子の速度に追従しえず、浮遊粒子よりわずか後方における流体粒子の速度によって、浮遊粒子の輸送が支配されるものと考えられる。このような浮遊粒子の遅れ効果は、波などの非定常な流体運動の場合における浮遊粒子の輸送では無視しえないものと考えられる。

本研究では浮遊粒子の移動速度と流体粒子の速度の間に若干の位相の遅れを仮定し、理論計算を行なう。

(1) 1次元モデルに対する理論

いま、最も単純なモデルとして、流体と同一比重の浮遊物質を含む流体が、式(1)で与えられる水平方向のみの、1次元の周期運動を行なう場合の浮遊物質の濃度分布を計算する。

$$u = u_0 \cos kx \sin \sigma t. \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 u は水平方向の流速、 u_0 は $x=0$ での流速変動の振幅、 $k=2\pi/L$ 、 $\sigma=2\pi/T$ 、 L は波長、 T は流体運動の周期、 x は水平座標、 t は時間である。

浮遊物質の移動速度と流体粒子の速度間の位相遅れと、底質の拡散係数がともに一定であるとする、浮遊物質に関する連続の方程式は、

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} = -\delta_x \left[\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial x} + C \frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \right] + \varepsilon_{sx} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \dots\dots\dots (2)$$

* 正会員 工修 中央大学助教授 理工学部土木工学科

となる。ここで、 C は浮遊物質の濃度、 ϵ_{sx} は浮遊物質の拡散係数、 δ_x は浮遊物質の移動速度と流体粒子の速度との間の位相の遅れである。 δ_x は、 $0 \leq x \leq L/4$ では $\delta_x > 0$ 、 $-L/4 \leq x < 0$ では $\delta_x < 0$ である。

浮遊物質の濃度 C は、時間平均濃度成分 $\bar{C}$ と変動濃度成分 C' よりなり、 $\bar{C}$ は C' に比較して十分大きく、また同一座標点での濃度は式 (1) で与えられる流体運動の下では、時間 $t=t+nT/2$ で濃度が等しい。

以上のことより、浮遊物質の濃度 C は式 (3) のように表わされる。

$$C(x, t) = \bar{C}(x) + \sum_{j=1}^{\infty} C_j'(x) \sin 2j\sigma t. \quad (3)$$

式 (1), (3) を式 (2) に代入し、流体運動の1周期にわたって積分すると、

$$\frac{d^2 \bar{C}}{dx^2} - \frac{2u_0 k}{\pi \epsilon_{sx}} |\delta_x| \frac{d}{dx} [\bar{C} \sin kx] = 0. \quad (4)$$

式 (4) の境界条件として、 $x=0$ における平均濃度が既知で、また濃度分布形状が $x=0$ に関して対称であることから、

$$\bar{C}_{x=0} = \bar{C}(0) \text{ および } \left(\frac{d\bar{C}}{dx} \right)_{x=0} = 0. \quad (5)$$

この境界条件のもとで式 (4) より浮遊物質の平均濃度を計算すると、

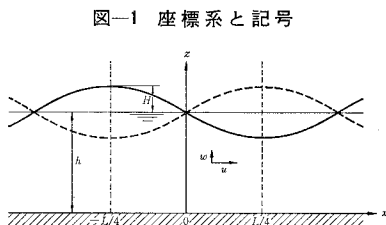
$$\bar{C}(x) = \bar{C}(0) \exp[\alpha'(1 - \cos kx)], \quad (6)$$

をうる。ここで、

$$\alpha' = 2u_0 |\delta_x| / \pi \epsilon_{sx}. \quad (7)$$

(2) 浮遊底質の濃度分布に関する理論

図-1 に示される座標および記号を用いて、重複波による底質の浮遊濃度分布の計算を行なう。



1次元モデルの場合と同様に、水平方向および鉛直方向の浮遊底質の移動速度と水粒子の速度との位相遅れ、 δ_x と δ_z 、ならびに底質の拡散係数、 ϵ_{sx} と ϵ_{sz} 、がともに一定であるとする、浮遊物質の濃度に関する連続方程式は、式 (8) のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial x} \left[C \left(u + \delta_x \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \right) \right] \\ & -\frac{\partial}{\partial z} \left[C \left(w + \delta_z \left| \frac{\partial w}{\partial z} \right| \right) \right] + \epsilon_{sx} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \\ & + \epsilon_{sz} \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + w_0 \frac{\partial C}{\partial z}. \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、底質の浮遊濃度 C は x, z, t の関数、 w_0 は底質の沈降速度である。

長波理論によって重複波の水平方向および鉛直方向の水粒子の各速度成分を表わすと、

$$u = H \sqrt{\frac{g}{h}} \cos kx \sin \sigma t, \quad (9)$$

$$w = H \sigma \frac{z}{h} \sin kx \sin \sigma t. \quad (10)$$

ここで、 H は重複波の振幅、 h は水深、 g は重力の加速度である。

底質の浮遊濃度は式 (3) と同様に、

$$C(x, z, t) = \bar{C}(x, z) + \sum_{j=0}^{\infty} C_j'(x, z) \sin 2j\sigma t. \quad (11)$$

式 (9)~(11) を式 (8) に代入し、重複波の1周期にわたって積分すると、式 (12) をうる。

$$\begin{aligned} \epsilon_{sx} T \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \epsilon_{sz} T \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2} - 4 \frac{H}{h} |\delta_x| \sin kx \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \\ + \left(4 \frac{H}{h} \delta_z \sin kx + w_0 T \right) \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \\ - 4 \frac{H}{h} k |\delta_x| \cos kx \cdot \bar{C} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

いま、

$$\bar{C}(x, z) = X(x) \cdot Z(z) \quad (13)$$

とおき、式 (12) に代入すると、

$$\begin{aligned} \epsilon_{sx} T \frac{d^2 X}{dx^2} - 4 \frac{H}{h} |\delta_x| \sin kx \frac{dX}{dx} \\ - \left[4 \frac{H}{h} k |\delta_x| \cos kx + A \right] X = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{sz} T \frac{d^2 Z}{dz^2} + \left(4 \frac{H}{h} \delta_z \sin kx + w_0 T \right) \frac{dZ}{dz} \\ + AZ = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

をうる。ここで、 A は任意の定数である。

式 (14) および (15) を解くにあたって、つぎの2つの仮定を行なう。

1. 浮遊底質の水平方向と鉛直方向の濃度分布間の相互干渉はない。すなわち、水平方向の浮遊濃度分布は、1次元モデルの場合と同一の関係で表わされる。この仮定より、式 (14) および (15) での任意定数 A は $A=0$ となる。

2. 鉛直方向の浮遊濃度分布は、その分布形状がいずれも幾何学的に相似である。

また、式 (14) と (15) の境界条件としては、

$$x=0 \text{ で } dX/dx = 0 \quad (16)$$

および $x=0, z=a$ での浮遊濃度が既知であることから、

$$Z(a)_{x=0} = \bar{C}(0, a) \quad (17)$$

式 (13) の関係を用い、式 (16) と (17) の境界条件を満足する浮遊底質の平均濃度を式 (14) と (15) より求めると、

$$\bar{C}(x, z) = \bar{C}(0, a) \exp \left[\alpha(1 - \cos kx) - \frac{\beta}{h}(z-a) \right] \quad (18)$$

をうる。ここで、

$$\alpha = 2HL|\partial_x|/\pi\epsilon_{sx}Th, \dots\dots\dots (19)$$

$$\beta = \omega_0 h/\epsilon_{sz}, \dots\dots\dots (20)$$

である。

3. 実験装置および実験方法

前節で示した底質の浮遊濃度に関する理論の妥当性を検討するため、長さ 30 m、幅 0.80 m、高さ 0.70 m の鉄製ガラス張りの 2 次元波動水槽内に直立壁を設置して実験を行なった。

実験に使用した模型底質は、比重 1.46、平均粒径 0.34 mm の合成樹脂粒で、その粒度分布はほぼ均一なものである。模型底質は波動水槽内に設置した直立壁前方 4 m の区間に、厚さ 12 cm に一様に敷き、この上面を浮遊濃度測定の基準面とした。

実験条件は表一に示される。重複波の波高は、電気抵抗式波高計によって検出し、オシログラフで記録した。

浮遊底質の濃度測定は、重複波の形状が安定し、造波装置よりの反射波の影響が測定点に到達しない時間帯内で行なった。

表一 実験条件

水 深 h (cm)	周 期 T (sec)	重複波の半波高 H (cm)
29.1	1.7	8.0, 6.0, 4.0
15.0	2.0	6.0, 5.0, 4.0

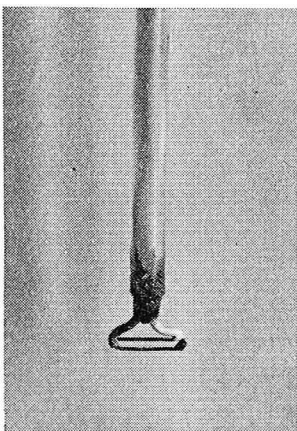
4. 浮遊底質濃度の測定法

従来、模型実験ではポンプ式サイフォン捕砂装置¹²⁾や光電管式濃度測定装置¹³⁾¹⁴⁾を使用して、波による底質の浮遊濃度の測定が行なわれてきた。

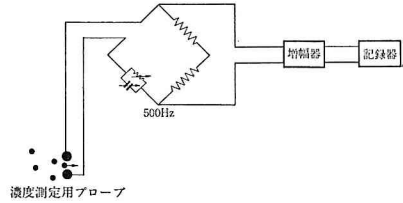
サイフォンなどによる吸引式捕砂装置による浮遊底質の濃度測定は、波運動によって水粒子の速度方向が逆転するため、流体運動の場と浮遊濃度に対して何らかの影響を生じ、濃度測定の精度が低下する。また、この測定方法では浮遊濃度の時間的変動を連続的に測定することができない。

光電管式測定装置は、浮遊濃度の時間的変化を検出する利点があるが、外部よりの自然光線の影響、水面変動にともなう測定点での照明度の変化など、浮遊濃度測定に際

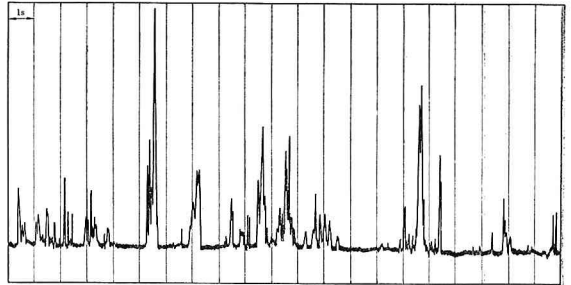
写真一 浮遊濃度測定用検出部



図一 浮遊濃度測定装置ブロック図



図一 浮遊濃度測定記録例
($h=29.1$ cm, $H=6.0$ cm, $T=1.7$ s)



して考慮しなければならぬ事項がある。また、光電管式測定装置では較正実験が必要であり、この実験方法にも若干の問題点がある。

本研究では、これら従来の浮遊濃度測定法とは異なり、測定点における浮遊底質の粒子数を直接計測する方法を使用し、このための装置を考案した。

この測定装置は、写真一に示される 2 電極よりなる幅 15 mm、高さ 2 mm の矩形スリットの検出部を有し、このスリット間を通過する浮遊底質粒子によるスリット間の電気抵抗変化を、図二に示される電気回路によって電流変化に変換してオシログラフに記録する。浮遊底質検出部スリット間を通過する浮遊底質粒子による抵抗変化信号は、図三の記録結果例に見られるようにパルス状のもので、このパルス数を計測することによって、浮遊濃度測定点における浮遊底質の粒子数を知ることができる。

したがって、浮遊濃度測定点での水粒子の速度が理論または実験により求められれば、測定点における浮遊底質の体積濃度が計算により求められる。

図一 浮遊底質の水平濃度分布 ($z/h=0.333$ の場合)

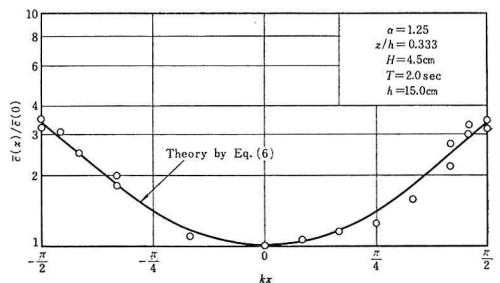
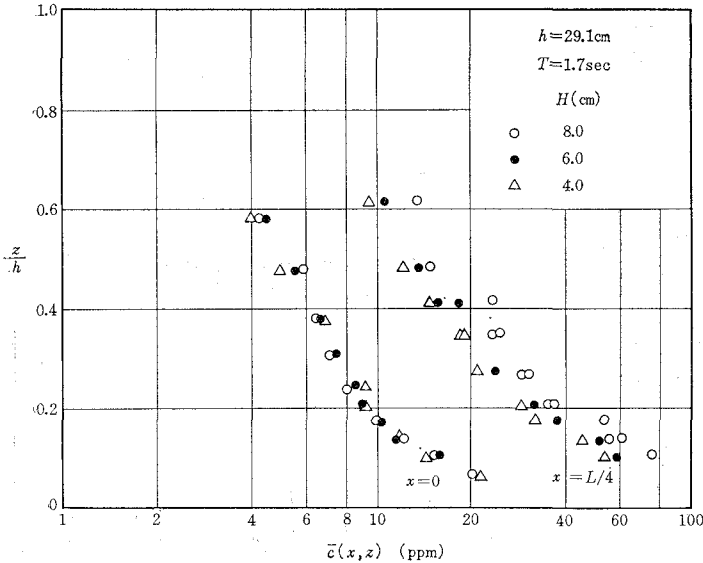
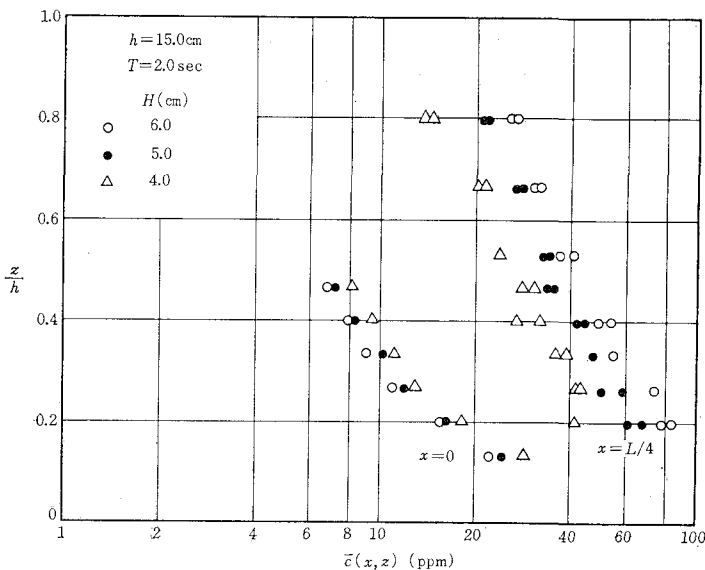


図-5 浮遊底質の鉛直濃度分布 ($h/L=0.109$ の場合)図-6 浮遊底質の鉛直濃度分布 ($h/L=0.063$ の場合)

5. 実験結果

図-4 は、底面からの高さが $h/z=0.333$ における水平方向の浮遊底質の濃度分布を、重複波の節の位置 ($x=0$) における浮遊底質濃度を基準とする相対濃度で表わしたものである。また同図中には実験結果と最もよく一致する式 (6) より計算される理論値が実線で示され、この場合の α' の値は $\alpha'=1.25$ である。この理論と実験との比較より、浮遊底質の水平方向の濃度分布形状は、1次元モデルの理論と同じであることが認められる。

図-5 と 6 は、重複波の節 ($x=0$) および腹 ($x=L/4$) での浮遊底質の鉛直方向の濃度分布に関する実験結果である。これらの実験結果によると、底面よりの距

離が $z/h < 0.2$ 程度では浮遊底質濃度が急激に増大する、いわゆる「く」の字型の濃度分布となっている。

図-7 および 8 は浮遊底質の相対濃度分布を示すため図-5 および 6 を書き直したものである。浮遊底質の相対濃度は重複波の節の位置における底面付近の高濃度層上面、すなわち図-5 および 6 の鉛直濃度分布の勾配変化点における浮遊濃度を基準として表わしたものである。これら基準点の底面よりの高さは、 $h/L=0.109$ の場合には $a/h=0.18$ 、 $h/L=0.063$ の場合には $a/h=0.22$ である。

重複波の節 ($x=0$) における浮遊底質の相対鉛直濃度分布は、実験結果に見られるようにほぼ一つの関係で表わされる。重複波の節における鉛直濃度分布は式 (18) より、

$$\frac{\bar{C}(0, z)}{\bar{C}(0, a)} = \exp\left[-\frac{\beta}{h}(z-a)\right], \quad (21)$$

で与えられる。図-7 および 8 にはそれぞれ実験値と最もよく一致する式 (21) より計算される理論値が実線で示してある。

野田は中央粒径 0.15 mm 、比重 1.15 の塩化ビニール粒を模型底質に使用して実験を行ない、重複波の節の位置における浮遊底質の鉛直濃度分布を測定している。図-9 および 10 は、野田の実験結果を図-9 では $a/h=0.23$ 、図-10 では $a/h=0.13$ での濃度を基準とする相対鉛直濃度分布に書き直したものである。これらの図中には、実験結果と最もよく一致する式 (21) で計算される理論値が実線で示され、この場合の β の値

は $\beta=0.424$ (図-9) および $\beta=0.439$ (図-10) である。

図-7 と 8 および 図-9 と 10 より明らかなように、重複波の節の位置における浮遊底質の相対鉛直濃度分布は、これらの実験条件の範囲内では重複波の波高にはあまり関係しないことが認められる。

重複波の腹の位置 ($x=L/4$) における浮遊底質の鉛直濃度分布は、式 (18) より、

$$\frac{\bar{C}(L/4, z)}{\bar{C}(0, a)} = \exp\left[\alpha - \frac{\beta}{h}(z-a)\right], \quad (22)$$

で与えられる。式 (22) 中の水平方向の濃度分布に関係するパラメーター α は、重複波の特性にも関係する量であり、図-7 および 8 の実験結果も理論と同一の傾向を

図-7 浮遊底質の相対鉛直濃度分布
($h/L=0.109$ の場合)

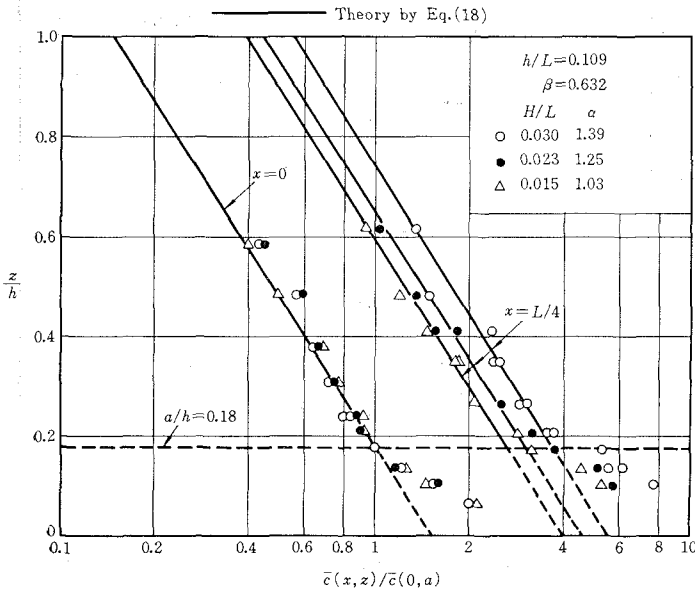


図-8 浮遊底質の相対鉛直濃度分布
($h/L=0.063$ の場合)

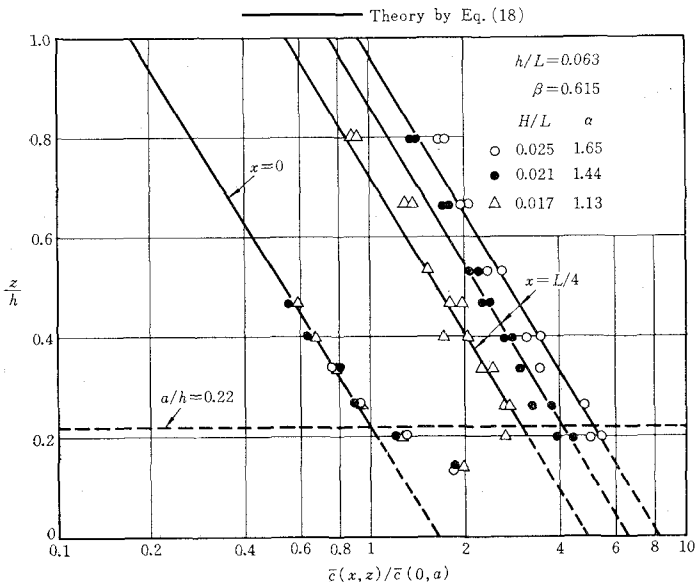


表-2 α と β の実験値

水深 h (cm)	周期 T (sec)	半波高 H (cm)	H/L	α	β
29.1	1.7	8.0	0.030	1.39	0.632
		6.0	0.023	1.25	0.632
		4.0	0.015	1.03	0.632
15.0	2.0	6.0	0.025	1.65	0.615
		5.0	0.021	1.44	0.615
		4.0	0.017	1.13	0.615

示している。これらの図中に示される $x=L/4$ の実線は、実験値に最もよく一致する式 (22) で与えられる理論値で、この場合の α および β の値と H/L との関係が表-2 に示される。

以上の実験結果より、前節における理論結果と実験との一致はきわめて良好であり、底質の拡散係数 ϵ_{sx} と ϵ_{sz} 、および水平方向の浮遊底質の移動速度と水粒子との速度との間の位相の遅れ δ_x は、いずれも重複波の性質に関係する量であることが認められる。

6. 結 論

波動による流体の乱れに関して、いまだ十分な解明がなされていない現在、浮遊底質の拡散係数を適切に仮定することは困難であると思われる。

本研究においては、流体の乱れによる底質の拡散と同時に、浮遊底質の移動速度と水粒子の速度との間にわずかな位相の遅れが存在すると仮定し、重複波による浮遊底質の濃度分布に関する理論計算を行った。

本理論では、浮遊底質の拡散係数と位相遅れがともに一定であるととし、流体と同一比重の浮遊物質を含む流体の水平方向のみの周期運動を行なう 1 次元モデルに対する理論より、水平方向の浮遊濃度分布に関する理論解式 (6) をえた。

つぎに、重複波による浮遊底質の水平方向と鉛直方向の濃度分布相互の干渉がなく、また鉛直方向の濃度分布形状は幾何学的に相似であるとして、2 次元の場合の浮遊底質の濃度分布に関する理論解式 (18) をえた。本理論によると鉛直方向の浮遊濃度分布は、従来より知られている指数分布のものと一致し、底質の沈降速度と拡散係数によってその分布形が定まる。また式 (18) 中の水平方向の濃度分布形状に関係するパラメーター α は、浮遊底質の移動速度と水粒子の速度との間の位相の遅れと拡散係数以外に、重複波の特性に直接関係する量である。したがって、水平方向の浮遊濃度分布は重複波の特性によって変化する。

水平方向の浮遊底質の濃度分布に関する実験結果は図-4 に示され、式 (6) より計算される理論値と実験値との一致の程度は良好である。

重複波の節および腹の位置における浮遊底質の鉛直濃

度分布の実験結果は 図-7 と 8 に示され、従来より知られている「く」の字型の分布をえた。底面付近に存在する高濃度層内（本実験では $z/h < 0.2$ 程度）では、底質の鉛直方向の拡散係数は底面からの距離によって変化する傾向を示している。

しかし、この底面付近に存在する高濃度層以外では、鉛直方向の底質の拡散係数はほぼ一定で、この傾向は野田の行った実験の結果とも一致している。

重複波の節および腹の位置における浮遊底質の鉛直濃度分布は、それぞれ式 (21) および (22) で与えられ、理論と実験との一致は比較的良好である。

底質の拡散係数および浮遊底質の移動速度と水粒子の速度との間の位相の遅れはともに、重複波の特性に関係する量であり、重複波によって底面上に発生する砂れんの浮遊濃度に対する影響とともに、今後研究を行なう必要がある。

終りに、本研究にあたり終始ご指導を賜った中央大学 林 泰造教授に感謝の意を表します。なお本研究の一部は昭和43年度文部省特定研究「漂砂に伴う海岸災害の総合的研究」（研究代表者京都大学 岩垣雄一教授）によって行なったことを付記する。

引用文献

- 1) 福島久雄, 他: 漂砂とその測定 (第1報~第4報) 土木学会第2, 4, 5, 6回海岸工学講演集, 1955, 1957, 1958, 1959.
- 2) Watts, G.M.: Field investigation of suspended sediment in the surf zone, Proc. of 4th Conf. on Coastal Engineering, 1953, pp. 181-199.
- 3) 栗原道徳, 他: 波による海浜の砂移動, 土木学会第3回海岸工学講演集, 1956, pp. 151-158.
- 4) Fairchild, J.C.: Suspended sediment sampling in laboratory wave action, B.E.B. Tech. Memo., No. 115, 1959.
- 5) Homma, M. and K. Horikawa: Suspended sediment due to wave action, Proc. of 8th Conf. on Coastal Engineering, 1962, pp. 168-193.
- 6) 本間 仁, 他: 波による浮遊砂に関する研究, 土木学会第11回海岸工学講演集, 1964, pp. 159-168.
- 7) 岸 力, 他: 波動による底質の浮遊, 土木学会第21回年

図-9 重複波の節における浮遊底質の相対鉛直濃度分布 (野田¹⁵⁾)

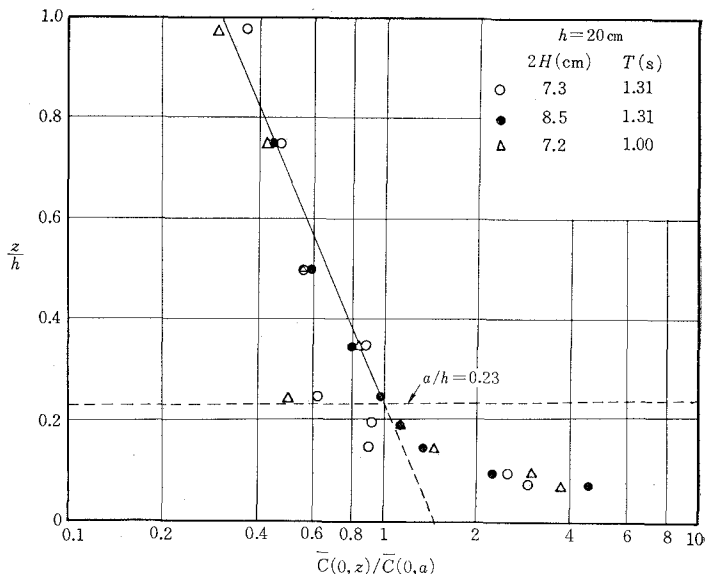
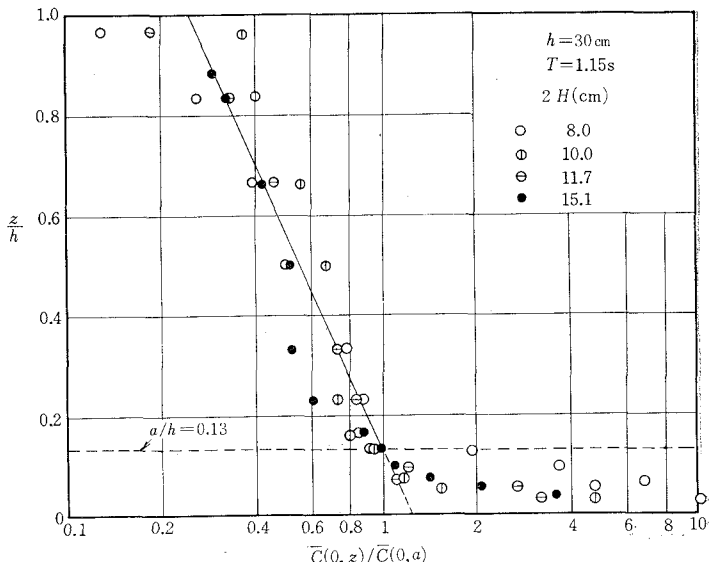


図-10 重複波の節における浮遊底質の相対鉛直濃度分布 (野田¹⁵⁾)



次学術講演会概要, 第2部, 1966, pp. 66-1-66-2.

- 8) 野田英明: 波による底質の浮遊, 土木学会第14回海岸工学講演集, 1967, pp. 306-314.
- 9) Jonsson, I.G.: Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. of 10th Congress of I.A.H.R., Vol. 1, 1963.
- 10) Kajura, K.: A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, 1968.
- 11) Horikawa, K. and A. Watanabe: Laboratory study on oscillatory boundary layer flow, Coastal Engineering in Japan, Vol. 11, 1968, pp. 13-28.
- 12) Fairchild: 前出 4).
- 13) 本間 仁, 他: 前出 6).
- 14) Bhattacharya, P.K., J.R. Glover, and J.F. Kennedy: An electro-optical probe for measurement of suspended sediment concentration, Proc. of 13th Congress of I.A.H.R., Vol. 2, 1969, pp. 241-250.
- 15) 野田英明: 前出 8).