

重複波による底質の浮遊に関する研究

岩 垣 雄 一*・平 山 秀 夫**

1. 緒 論

わが国は、国土が狭長でしかも四面海に囲まれているという立地上から、常に海とのかかわり合いをもってきた。最近、海洋の豊かな資源と広大なスペースの利用がクローズアップされ、特に、臨海地帯の適切な開発と利用が強く望まれているが、このようなとき、工学的見地から常に問題になる課題の1つに、漂砂現象に伴う海岸の侵食・堆積や築造物前面の洗掘などの、いわゆる漂砂による災害の防止軽減がある。このような問題を解決するには、まず、漂砂現象の原因を究明するとともに、それに基づく漂砂量を定量的に把握する必要があるが、それと同時に、海浜の底質が、波動や流れの場でいかに浮遊し、輸送されるかという、いわゆる底質の浮遊機構が解明されなければならない。

これまで、わが国においても、このような問題を解決しようとして、多くの研究者が地道な研究活動が続けているが、現象の複雑さのために、まだ充分満足すべき成果が得られているとは言えない。

著者らも、ここ数年来、重複波動中における底質の浮遊機構を解明するため、種々の検討をしてきた^{1)~3)}。すなわち、重複波動中における単一粒子の運動や染料の鉛直面内拡散から見積られる拡散係数のオーダーや場所的分布特性から、本来、波動そのものの中には乱れに類似する拡散効果が内在することを指摘し、それが底質の浮遊の要因の1つになっていることを指摘した。

本研究は、このような拡散効果に着目し、これが底質の浮遊とどのような関係があるかを明らかにするため、底面に砂連が発生していない状態における底質の浮遊濃度分布を測定し、その分布特性から逆算される拡散係数のオーダーや場所的分布特性を詳しく調べて、これまでに得られた単一粒子や染料による結果と比較する。このようにして、波動中に内在する疑似乱れ効果を定量的に把握することによって、漂砂の浮遊の要因を明確にするとともに、このような乱れ効果の機能を解明する第1歩

として、内部粘性によるエネルギー逸散に着目し、それと拡散係数とがどのような関係があるかを調べて、若干の考察を加える。

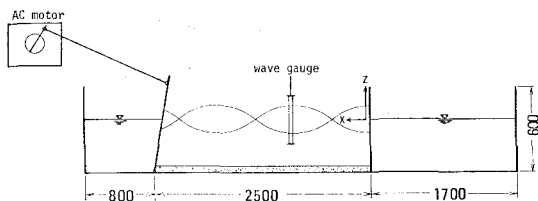
2. 実験装置および実験方法

(1) 実験装置

実験は、図一1に示すように、京都大学工学部土木系教室地下実験室に設置されている長さ5m、幅50cm、高さ60cmの水槽³⁾と全く同じ鋼製水槽を用いて行なった。今回は、波動中における底質の浮遊に関する実験であるので、底質として比重の小さい塩化ビニール粒(比重1.11、平均粒径0.13mm、沈降速度0.12cm/sec)を底に様に2cmの厚さに敷いて、波動による浮遊濃度を光電管式濃度計を用いて測定した。本濃度計の特長は、これまで底質の浮遊濃度を測定するために用いられたものと同種で^{4),5)}、発光部に発光ダイオード(シャープGL-51ARI)を、受光部にはホトランジスター(シャープPT501)を使用しているので、自然光などの影響のない安定した精度が得られ、底質の浮遊濃度の程度に応じた受光面への光量の増減を、電圧変換して測定する仕組みになっている。さらに、発光部と受光部の間隔が0~40mmの範囲で任意に変えられるようになっており、底質濃度の大きさに応じた測定が可能である。

(2) 実験方法

実験の方法は、重複波が安定し、底質の浮遊が定常状態になったと思われる時点で、各測定点ごとに波高と濃度を同時に測定した。実験に用いた重複波の波長は常に一定($L=166.7$ cm)で、節の数が3つとなるように水深30cmで周期1.15secとし、波高だけを変化させ、



図一1 実験装置および座標系(単位: mm)

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工修 大阪府立工業高等専門学校助教授

ほぼ 9 cm, 11 cm, および 13 cm の 3 種類になるように調整した。また、波高の測定位置および座標軸の取り方は、前報³⁾の場合と全く同様である(図-1 参照)。

濃度の測定は、水平方向の位置 $kx \approx \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ および π の各位置で、それぞれ底面から 25, 20, 15, 10, 8, 6 および 5 cm の深さの順に、濃度計を順次移動させて行なった。なお、濃度は、濃度計より出力される電圧変化を増幅器を通してデータレコーダーに収録すると同時に、ペン書オシログラフにも記録させた。

3. 解析方法

(1) 濃度分布式から逆算される拡散係数

いま、 $x-z$ 平面での 2 次元運動と考えると、定常状態における物質の拡散方程式は次式で表わされる。

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + (\bar{w} + w_f) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + D_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\bar{c}$ は時間平均濃度、 D_x および D_z はそれぞれ水平および鉛直方向の拡散係数、 w_f は物質の沈降速度である ($w_f < 0$)。いま、式 (1) を重複波動中における底質の浮遊の問題に適用することを考える。前報³⁾の場合と同様に、質量輸送が存在しないと仮定すれば、浅海重複波のポテンシャル理論では $\bar{u} = \bar{w} = 0$ であるから、式 (1) 中の移流項は省略でき、かつ $D_x \approx D_z = D$ (一定) でしかも $\partial \bar{c} / \partial x \ll \partial \bar{c} / \partial z$ とすれば、式 (1) は

$$w_f \frac{d\bar{c}}{dz} + \frac{d}{dz} \left(D \frac{d\bar{c}}{dz} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

のように簡単化される。この式 (2) に表面条件、すなわち、 $z=0$ で濃度が平衡という条件を用いて積分すれば、よく知られているように、

$$w_f \bar{c} + D(d\bar{c}/dz) = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。したがって、この式 (3) から、実測の濃度 $\bar{c}$ 、沈降速度 w_f および濃度勾配 $d\bar{c}/dz$ がわかれば、拡散係数 D は次式から求められる。

$$D = -w_f \cdot \bar{c} / (d\bar{c}/dz) \quad \dots\dots\dots (4)$$

(2) 実験結果の解析法

データレコーダーに収録された各測定点における濃度のアナログ量を、磁気テープに再録し、これを AD 変換器を用いて 1/100 sec 間隔で 2 周期分を読みとり、校正曲線によって濃度に変換し、これらの平均値で時間平均濃度を求めた。しかし、この時間平均濃度は、同じ実験条件下で測定しても若干のばらつきがあるので、同じ位置で 3 回測定して、それらの平均値でその位置での時間平均濃度とした。

濃度勾配は、これらの時間平均濃度の鉛直分布曲線から、水深方向の 2 点間の距離 Δz および濃度差 $\Delta \bar{c}$ の比の値から $d\bar{c}/dz \approx \Delta \bar{c} / \Delta z$ として求めた。なお、求められ

た濃度勾配が場所によっては負になり、その結果、式 (4) から算定される拡散係数は負の値になる。したがって、そのような場合には、拡散係数は絶対値で示し、図中には () を付してある。

4. 実験結果および考察

(1) 濃度の場所的分布

a) 鉛直分布

本実験によって得られた濃度の鉛直分布の代表的な例を水平方向の位置ごとに波高別に示したのが 図-2 (1) ~ (4) である。これらの図から明らかなことは、まず第 1 に、本実験結果における濃度の鉛直分布は、 $kx \approx \pi$ (腹) の位置を除けば、全般的には、底面付近で濃度の急変点が現われる、いわゆる「く」の字型分布をしており、さらに急変点より上層での濃度分布は、従来、濃度の分布型にかかわらず半対数紙上では直線で示されている⁴⁾ が、本実験結果によれば、 $kx \approx \pi/2$ の位置を除けば、必ずしも直線分布ではなく、複雑な変化をしていることである。このことは、後述するように、その部分では拡散係数が一定でなく、むしろ鉛直方向に変化していることを示す。第 2 に、 $kx \approx \pi/4$ および $3\pi/4$ の節と腹の中間位置では、濃度分布に及ぼす波高の影響が明確でなく、しかも、1 部のケースに限られるが、濃度の鉛直分布が必ずしも底面に近いほど濃度が大ではなく、途中濃度勾配が反転するなどの現象が見られ、一般的常識に反する。しかしながら、現地でもこのような分布特性が存在する場合があることが観測されている⁶⁾。この原因として、実験中に発生する循環流などがその要因であるように思われるが、明確なことは不明である。

b) 水平分布

図-3 は、 $z \approx -25$ cm (底面付近) における時間平均濃度の水平分布の代表例を、波高別に示したもので、横軸は反射板からの距離、縦軸は濃度である。この図から明らかなように、濃度の水平分布は、一般的には、節の位置で濃度が最大で腹の位置で最小という傾向にある。この結果は、節の位置での濃度が腹での濃度より相対的に小さいとする服部⁷⁾の結果とは相反する。この相違の原因として実験条件の差異、すなわち、底質特性の差異(服部は比重 1.46、平均粒径 0.34 mm の合成樹脂使用)や砂連などの底面状態の違い(服部の場合は砂連が発生)などが考えられる。しかし、理論的には、底面付近における腹の位置での速度が 0 で、節の位置ではある水平速度成分が存在することを考えれば、その結果として節の位置の濃度が腹の位置に比して大きくなるという方が説明しやすい。

(2) 拡散係数について

底質の濃度分布形状は拡散係数の値に依存する。ここ

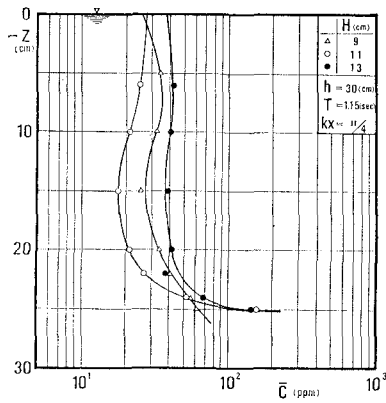
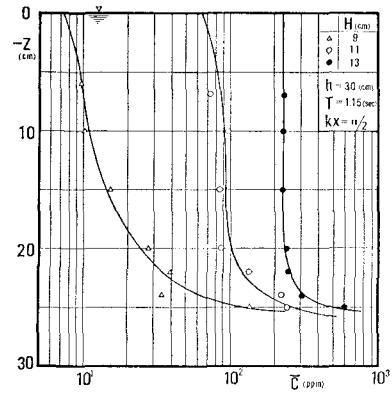
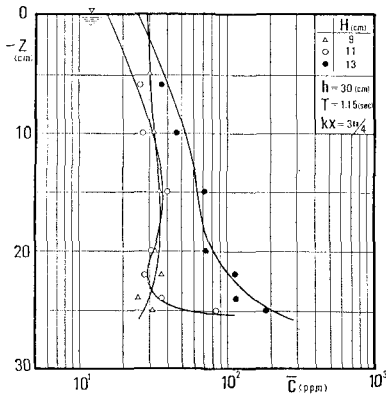
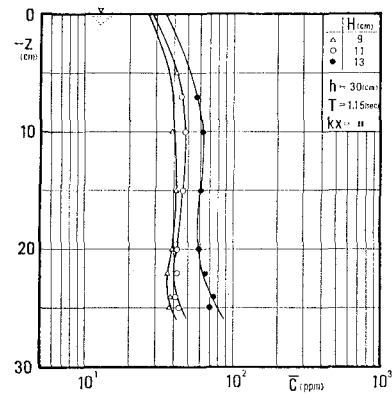
(1) $kx \approx \pi/4$ (2) $kx \approx \pi/2$ (3) $kx \approx 3\pi/4$ (4) $kx \approx \pi$

図-2 濃度の鉛直分布

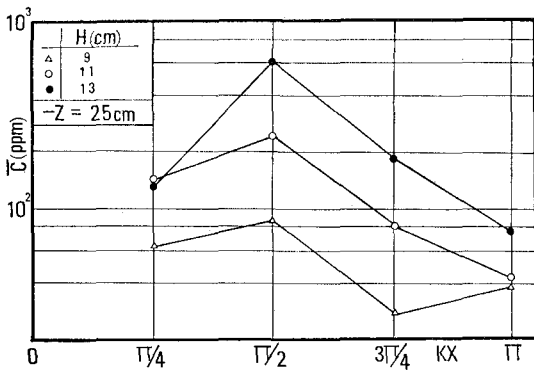


図-3 濃度の水平分布

では、実測の濃度分布曲線から、逆に拡散係数を推定し、その場所的特性やオーダーなどを調べて、従来の野田の結果⁸⁾や単一粒子の分散や染料の拡散から推定された著者らの結果^{2),3)}と比較し、波動中に内在する乱れ効果を定量的に明確にする。

a) 拡散係数の場所的分布

図-2 に示したような濃度の鉛直分布から、拡散係数の鉛直分布を、式 (4) から逆算した結果を示したのが

図-4 (1)~(4) である。図中 () が付してあるのは、前述のように、拡散係数が負の値の結果を絶対値で示したものである。これらの図から明らかなことは、まず第 1 に、拡散係数の鉛直分布は、水平方向の位置や波高の変化によってかなり複雑に変化し、しかもその値も $10^{-1} \sim 10^1$ の広範囲の間に分布していることである。このことは、前述のように、底面付近の濃度分布の屈曲点より上層では拡散係数がほぼ一定であるという従来の結果^{4),7)}とは若干相違する。しかし、本実験結果とほぼ実験条件が同じである野田の結果⁸⁾と比較した場合には、図-5 から明かなように、底面付近ではほぼ類似な傾向があるように思われる。第 2 に、単一粒子や染料を用いた従来の結果^{2),3)}でも明かなように、拡散係数の波高による分布特性は、図の(2)の $kx \approx \pi/2$ の場合を除けば、顕著な差異が見られないということである。このことは、すでに図-2 に示したように、時間平均濃度は、1部を除けば、ほぼ波高の大きさに依存していることから、 $d\bar{c}/dz$ の濃度勾配の値が波高にはよらないということになるが、これに関しては、議論の余地もあるので、今後さらに検討する必要がある。

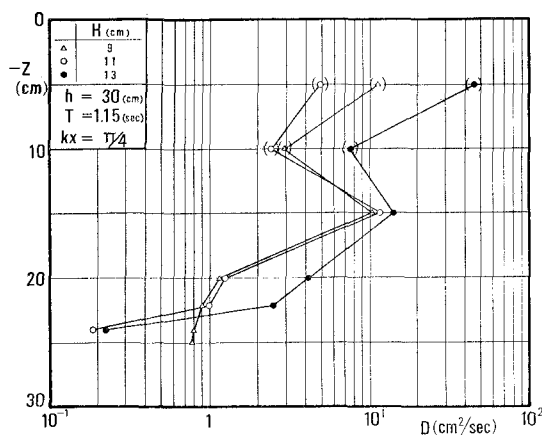
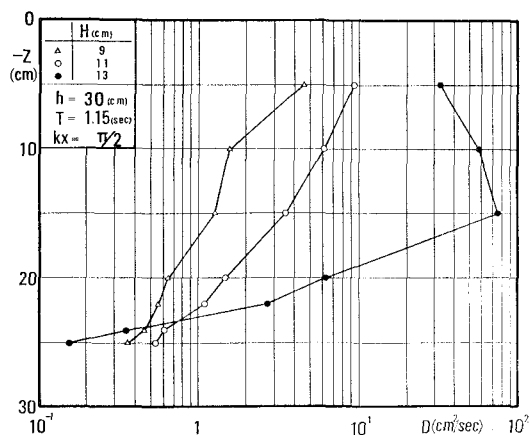
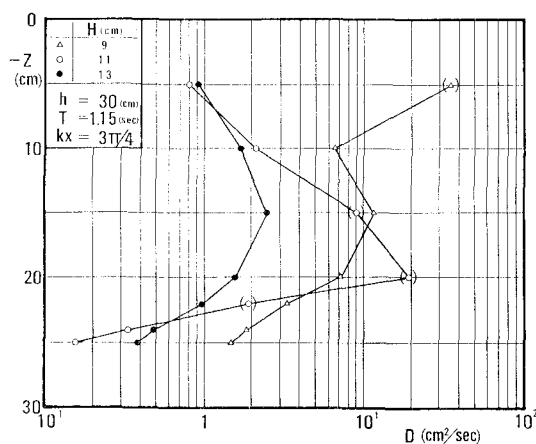
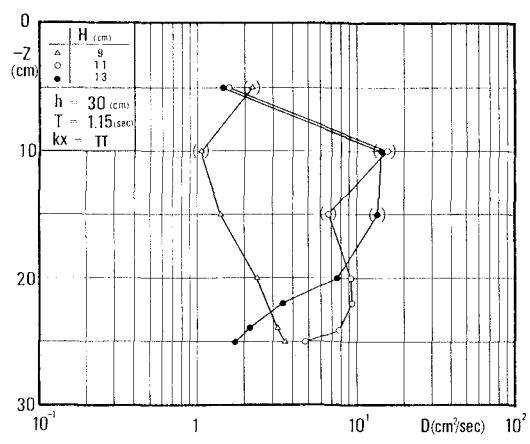
(1) $kx \approx \pi/4$ (2) $kx \approx \pi/2$ (3) $kx \approx 3\pi/4$ (4) $kx \approx \pi$

図-4 拡散係数の鉛直分布

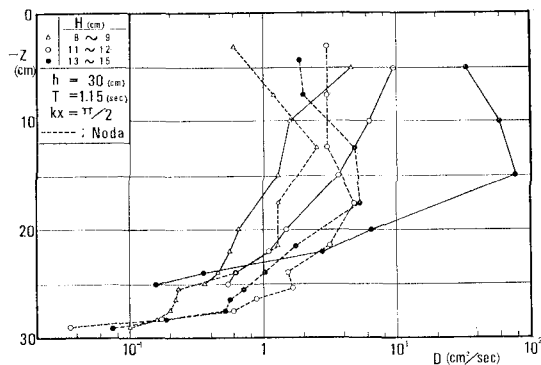
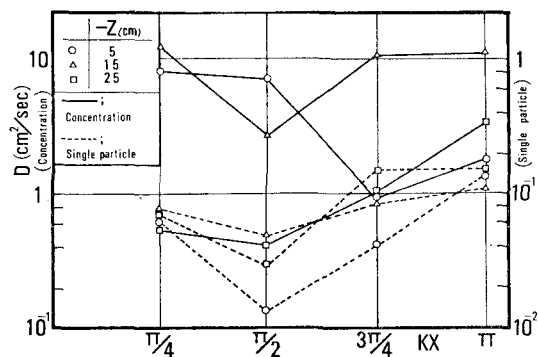
図-5 拡散係数の野田³⁾の実験結果との比較($kx \approx \pi/2$)

図-6 濃度分布による拡散係数と単一粒子のそれとの水平分布の比較

次に、拡散係数の水平分布を示したのが図-6である。この図は、前述のように、拡散係数が波高による顕著な差異がみられないことから、図-4における3種類の波高に対する拡散係数の平均値を、 $z \approx -5$, -15 , および -25 cm の場合に分けて示したものである。なお、同図中には、単一粒子の分散による従来の結果も破線で

示されており、濃度分布から逆算されたものと単一粒子による結果とは、オーダーが異なるので、図の縦軸は、左側に濃度による拡散係数を、右側には単一粒子のそれとに分けて示した。この図から、特に $z \approx -5$ cm の水面付近の結果を除けば、拡散係数の水平分布は、単一粒

子の場合の結果と同様に、節の位置で拡散係数の値が最小で、腹の位置に近づくほど大きくなるという傾向が見られる。

このように、拡散係数の算定の方法にかかわらずその水平分布特性が類似していることは、波動中に内在する乱れ効果を検討する観点から、非常に興味ある結果である。

b) 拡散係数のオーダーと従来の結果との比較

これまで、重複波内部における乱れ効果を定量的に把握するため、拡散係数の大きさに着目し、それを種々の方法で推定してきた^{2), 3)}。ここでは、底質の濃度分布から逆算された拡散係数のオーダーを評価するため、類似な方法で求められた従来の結果^{7), 8)}や、これまで単一粒子の分散と染料の拡散から求めた著者らの結果^{2), 3)}とも比較検討し、その特性を調べる。

図-5 に示したように、野田⁸⁾の実験結果によれば、節の位置における拡散係数のオーダーはほぼ $10^{-1} \sim 1$ の範囲にあり、本実験結果のうち特に波高が 13 cm の場合の水面付近を除けば、ほぼオーダー的には合致している。一方、ここには示していないが、服部の実験結果⁷⁾から、著者らが式 (4) を用いて逆算した結果によれば、重複波の節と腹の位置における拡散係数のオーダーは、ほぼ $1 \sim 10^1$ の範囲にあり、本実験結果のうちオーダーの大きい部分と一致する。このように、同じ方法によって推定された拡散係数の値に若干の差異が生じるのは、前述のように、実験条件の差異、特に底面状態の差異によるものと思われるが、実験室内での底質の濃度分布から推定される拡散係数のオーダーは、全般的には、ほぼ $10^{-1} \sim 10^1$ の間にあり、特に、本実験のように、底面に砂連がない場合の底面付近の拡散係数のオーダーは、ほぼ $10^{-1} \sim 1$ の範囲にあるようである。

次に、本実験結果から推定された拡散係数と、これまで単一粒子の分散や染料の拡散から推定した拡散係数の値とを、特に $z \approx -25$ cm の底面付近の場合のみにについて比較したのが図-7 である。この図から、底面付近では、これら 3 方法によって推定された拡散係数の水平分布は、全般的に非常に類似しており、節の位置で最小で腹に近づくほど大きくなる傾向にあることがわかる。しかしながら、拡散係数そのものの値は、濃度分布から逆算されたものが他のものに比してオーダーが 1 桁大きいことが明らかである（ただし、染料域の相当半径は 0.5 ~ 0.7 cm、単一粒子の直径は約 1.9 mm で沈降速度は 2.15 cm/sec である）。このように、何故、流体だけの波動の場と、流体中に浮遊物質が存在するときの波動の場とでは、内在する乱れ効果の大きさに差異が生じるのか、現在のところ不明である。しかし、進行波の場合ではあるが、渡辺・堀川⁹⁾も同様な結果を得ていることか

ら、非常に興味ある結果であり、今後、この本質を究明することが、波動のもつ乱れ効果の機能を解明する手がかりになるものと思われる。

そこで、次に、このように波動中に内在する乱れ効果が、波動のもつ物理的特性、特にここでは、波動のもつ内部粘性によるエネルギー逸散量とどのような関係にあるかを簡単に調べることにする。

c) 拡散係数と内部粘性によるエネルギー逸散との関係

いま、微小振幅重複波理論で表わされる波動中での、内部粘性のために逸散されるエネルギーを求める。

一般に、単位体積の流体が単位時間に粘性のために消散する損失エネルギーを Φ とすれば、2次元の場合には、

$$\Phi = \mu \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表わされる¹⁰⁾。ここで、 μ は粘性係数である。そこで、式 (5) にオイラーの連続の式と波動の非回転条件を代入して簡単化し、微小振幅重複波理論の水平および鉛直速度成分を代入して整理すれば、重複波動中における Φ の 1 周期平均を $\bar{\Phi}$ として、

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{T} \int_0^T \Phi dt = 2\mu \left(\frac{\pi k H}{T \cdot \sinh kh} \right)^2 \times \{ \sinh^2 k(h+z) + \cos^2 kh \} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。この式 (6) から明らかなように、重複波動中における 1 周期平均のエネルギー損失は、波高の 2 乗に比例し、しかも場所的に異なる値をもつことがわかる。

そこで、本実験条件下 ($h = 30$ cm, $T = 1.15$ sec, $L =$

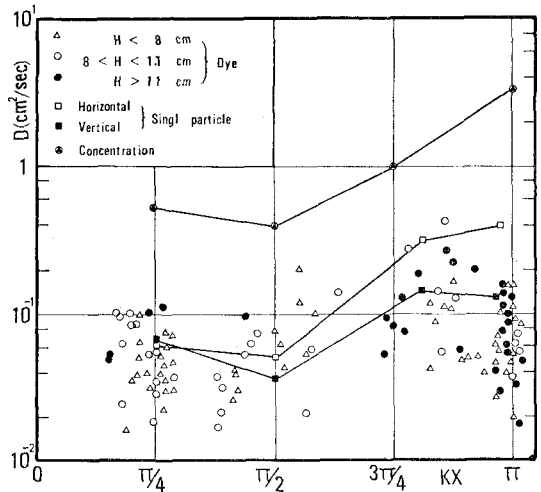


図-7 濃度分布、単一粒子および染料による拡散係数の水平分布の比較 ($z \approx -25$ cm)

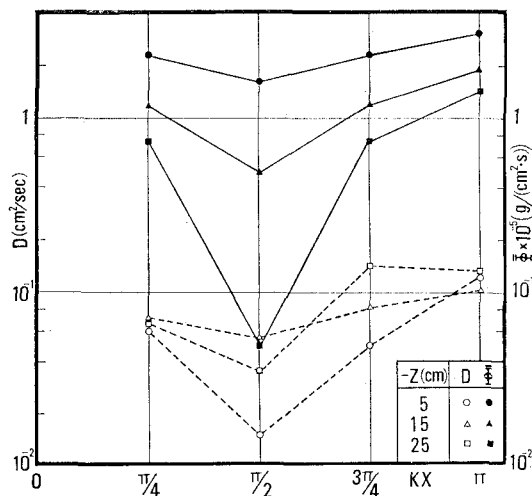


図-8 拡散係数(単一粒子による)と内部粘性によるエネルギー逸散量との関係

166.7 cm, $H=11$ cm, $\mu=1.029 \times 10^{-3}$ g·sec/cm²) での $\bar{\Phi}$ の値を式(6)から計算し、その水平分布を示したのが図-8である。図中には、比較のために、単一粒子の分散によって推定された拡散係数の値も破線で示されているが、両者の次元とオーダーが異なるので、図の縦軸は、左側に拡散係数を、右側には1周期平均の損失エネルギーを示した。この図から、 D と $\bar{\Phi}$ の分布形が非常によく似ていることが明らかである。

このように、波動中に内在する乱れ効果の大きさを表わした拡散係数と、内部粘性によって逸散するエネルギー損失の量との間に関係があることは、非常に興味ある結果であるが、今後さらに、その理由を検討していきたいと思っている。

5. 結 論

以上、波動中に内在する乱れ効果の特性を調べるため今回は、底面に砂連が発生しない場合における重複波による底質の濃度分布を測定し、その鉛直分布から拡散係数を逆算し、そのオーダーや場所的分布を詳しく調べるとともに、従来得られた、単一粒子や染料の場合の結果とも比較検討した。その結果、次のようなことが明らかになった。

(1) 濃度の鉛直分布は、一般的に、底面付近で濃度が急変する、いわゆる「く」の字型分布をすること、水平分布は節の位置で濃度が最大で腹の位置に向って減少する分布を示すことが明らかになった。

(2) 拡散係数の鉛直分布は、水平方向の位置によ

てその分布形状は異なっており、波高による分布特性が明確でない。一方、水平分布は、従来の単一粒子や染料による結果と同様、節の位置で最小で、腹の位置で最大の値を示すことが明らかになった。

(3) 本実験結果による拡散係数のオーダーは、 $10^{-1} \sim 10^1$ の範囲にあり、特に底面付近では $10^{-1} \sim 1$ のオーダーで、これまでの単一粒子や染料による結果と比較して、オーダーが1桁大きい。

(4) 波動中に内在する乱れ効果を表わす拡散係数と内部粘性によるエネルギー逸散量の水平分布形状は、非常に類似している。

最後に、本研究に使用した濃度計の試作にあたり、色々と助言を賜った京都大学工学部住友恒助教授ならびに、協力と助言を頂いた京都大学工学部土木工学教室海洋研究室の諸先生および実験や図面の作成に協力を惜しまなかった、赤野博・水口修の両君(当時、大阪府立高専学生)と山岸行雄技師に心から感謝の意を表するとともに、本研究は文部省科学研究費による研究の一部であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・平山秀夫: 重複波による浮遊粒子の挙動の特性について, 第20回海岸工学講演会論文集, pp. 319~326, 1973.
- 2) 岩垣雄一・平山秀夫: 重複波による浮遊粒子の挙動の特性について(続), 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 207~213, 1974.
- 3) 岩垣雄一・平山秀夫・岡 幸夫: 重複波による染料の拡散に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 349~354, 1975.
- 4) 野田英明・岩佐敏博: 波による底質の浮遊機構(I), 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 349~353, 1971.
- 5) 住友 恒・松岡 譲・寺岡忠嗣: 乱流下における水質物質の反応について, 第29回年次学術講演会講演集第II部, 土木学会, p. II-298, 1974.
- 6) 福島久雄・柏村正和: 漂砂とその測定(第4報), 第6回海岸工学講演会講演集, pp. 57~62, 1959.
- 7) 服部昌太郎: 重複波による底質の浮遊機構, 第16回海岸工学講演会講演集, pp. 147~152, 1969.
- 8) 野田英明: 波による底質の浮遊, 第14回海岸工学講演会講演集, pp. 306~314, 1967.
- 9) 堀川清司・渡辺 晃: 波運動に伴う乱れと底質の浮遊, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 229~232, 1970.
- 10) Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th ed., Dover Pub., p. 580 (1932).