

砕波帯内における水粒子拡散のメカニズムについて

On the Mechanism of Water Particle Diffusion in the Surf Zone

東京工業大学工学部 正 員 灘岡和夫

東京工業大学工学部 正 員 日野幹雄

東京工業大学大学院 学生員 広瀬文人

1. はじめに

砕波帯内の流速場の主要な特徴の一つは、その大きな拡散性にある。このことは、海浜流の水平混合や混排水・漂砂等の物質拡散といった工学的に重要な問題に直接関わっている。例えば、Longuet-Higgins¹⁾は radiation stressに基づく沿岸流の計算において、運動量の水平混合項の大きさが沿岸流速分布形状に大きな影響を及ぼすことを示している。この水平混合項の評価には通常、勾配拡散型のモデルが用いられており、その場合の運動量拡散係数の表現として、これまで数多くの提案がなされている。しかしながら、それらの多くは、Thornton²⁾やJonsson³⁾に見られるように、拡散係数を構成する[速度]と[長さ]のスケールに波による軌道流速や軌道直径等を単純に当てはめているものがほとんどである。また、上述の Longuet-Higgins¹⁾の場合には、通常の壁面乱流に対する混合距離理論を形式的にそのまま持ち込み、汀線を一種の壁面と見たてて、長さスケールが汀線からの距離に比例するとして取り扱っている。しかしそうすると、例えばbar型地形において汀線近くで波が再生するような場合や、離岸堤などの海岸構造物すなわち他の固定境界が存在するような実際的な場合の海浜流計算において問題が生じてくる。また、これまでの拡散係数の取り扱いに共通するより根本的な難点として、Battjes⁴⁾も指摘しているように、それらがいずれも、砕波帯内の拡散の実際のない手である砕波の効果を含まない形になっている点があげられる。これに対して、Battjes⁴⁾の研究は、著者らの知る限り、砕波の効果を拡散係数に反映させたこれまでの唯一の例となっている。彼の理論では、拡散係数の速度スケールを砕波による波のエネルギー散逸率から求め、長さスケールとしては砕波による乱れが及ぶ深さがとられている。しかしながらこの場合も、その理論展開のかんりの部分において、通常の定常乱流での取り扱い方がそのまま準用された形になっている。

このような状況をもたらししている主な原因は、拡散過程を直接になる砕波に伴う乱れの構造がごく最近までほとんど不明であった点にある。本研究は、著者らがここ数年にわたって行ってきた砕波帯内の乱れの構造に関する研究^{5)~8)}に基づいて、砕波帯内の拡散(ここでは水粒子拡散)のメカニズムを乱れ(特に組織的大規模渦)を中心とした水粒子運動特性との関係で詳細に把握し、その物理過程の特徴を明らかにすることを目的としたものである。具体的には、

- 1) まず、染料拡散過程を直接支配すると考えられる砕波帯内の組織的大規模渦構造の実態^{6),7)}について概観した後、この大規模渦と水粒子拡散との関係を、染料による可視化実験によって明らかにした結果(文献8)に一部既発表)について述べる。
- 2) 次に、位相平均オイラー流速の実測値から、数値積分によって水粒子の一周期後の平均移動距離を求めることによりその鉛直分布形が波の進行方向に大きく引きずられた形となることを示し、管路や開水路流での移流分散において重要となる平均流の shear効果と同様の効果が砕波帯内にも存在することを指摘している。
- 3) また、著者らが先に示した流速場をポテンシャル流速成分と渦度流速成分に分離する方法⁹⁾に基づいて大規模渦に関連する渦度流速成分の存在が上述の shear効果の生成に重要な役割を果たすことを示す。
- 4) 最後に、上述の染料による拡散実験結果と水粒子の平均移動距離に関する計算結果に基づいて水粒子の一周期後の遷移確率密度をモデル化し、モンテ・カルロ法によって拡散過程をシミュレートすることにより、砕波帯内の水平移流分散特性を明らかにすることを試みている。

2. 碎波帯内の組織的大規模渦構造

一般に流れの場、特にその乱流構造は、対象とする流れの場が置かれている幾何学的条件等に依存した、いわゆる組織的大規模渦構造によって直接特徴づけられる。著者らは先に⁶⁾7)、種々の流れの可視化や光ファイバー型LDVによる Euler 流速測定結果に基づいて、碎波帯内の流速場には次のような特徴的な組織的大規模渦構造が存在することを明らかにしている。すなわち、boreのcrest 下部には波峯線に平行な水平軸を持つ二次元性が強い『水平渦』が存在するが、bore後方では渦構造がかなり三次元性を帯びようになり、その渦塊はboreの進行に伴ってストレッチされboreの進行方向に傾いた軸を持つ『斜降渦』へと発達していく。図-1は、この状況を模式的に示したものである。このような組織的大規模渦は、以下に具体的に示すように、碎波帯内における拡散の物理過程を直接支配する。

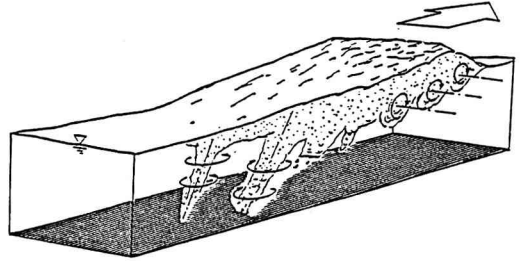


図-1 boreのもとでの組織的大規模渦構造の模式図⁶⁾

3. 可視化実験による水粒子拡散の実態の把握

(1) 実験装置および実験方法

実験は、長さ20m、幅0.4mの二次元造波水槽に図-2に示すような形で、長さ5.35m、深さ14cmの一樣水深部を中間に持つ木製斜面を設置して行った。実験に用いた波の諸元は、周期1.36s、換算沖波波高11.6cm、沖波波形勾配0.041である。この条件のもとで、碎波点は図-2に示すように一樣水深部のほぼ沖側端に位置し、そのときの碎波高は14.9cm、碎波水深14.7cm、そして碎波形式は(plunging型に近い) spilling型である。

拡散実験には、コンデンスミルクにフルオレセンを混入し、それをアルコールで比重調整したものを染料として用いた。染料の注入方法としては、拡散の鉛直分布構造をも把握できるようにするために、従来のような瞬間点源としてではなく、鉛直の瞬間線源に近い形で注入する方法を用いた。具体的には、外径2mmの金属パイプ製のノズルを鉛直方向に18mm間隔に8個並べ、各ノズルから同時に染料が注入できる装置を作成し、注入器として用いた。

(2) 実験結果

写真-1は、図-2のP7断面に上記の染料注入器により染料を注入した場合の染料の拡散の様子を示したものである。これより以下のことがわかる。

- ① 下層に注入された染料は、戻り流れによって全体として沖向きに移流され、その回りに若干の拡散を示すものの、その拡散幅は上層のそれに比べて1オーダー以上小さい。

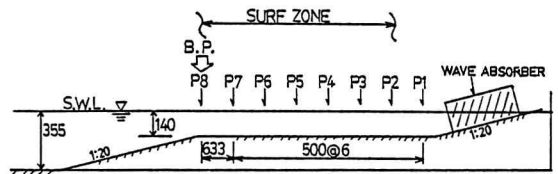


図-2 実験装置の概略

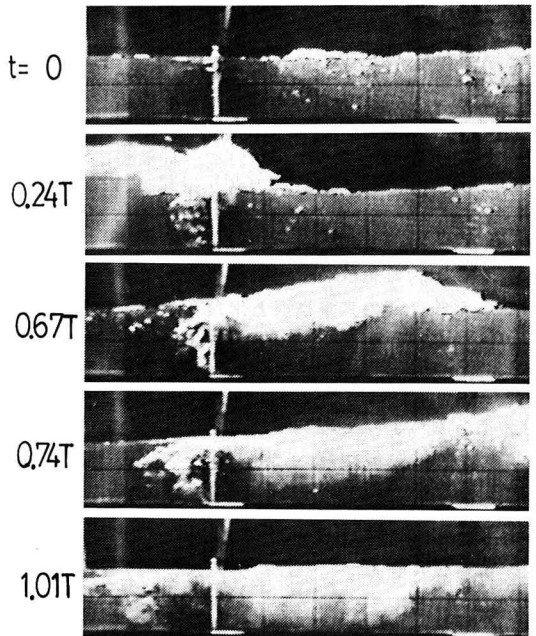


写真-1 染料による拡散の可視化写真⁶⁾

② これに対して、上層に注入された染料は、『水平渦』の作用により岸向きに急激に拡散した後、『斜降渦』の作用により下層に向けて拡散し、この場合約一周期後には底面付近にまでかなりの染料が拡散している。すなわち、下層では主として『斜降渦』によって拡散が進行する。また上層での拡散雲は、下層とは逆に、『水平渦』の作用により全体として岸向きに移流されており、しかもその大きさは下層に比べてかなり大きくなっている。

このようなことから、碎波帯内での拡散機構には、上述の『水平渦』や『斜降渦』といった組織的大規模渦が支配的な役割を果たしていることが理解される。

4. 拡散に対する大規模渦による shear 効果

次に、二成分光ファイバー流速計によって得られている位相平均オイラー流速記録^⑧を用いることによりそれから平均的な水粒子のラグランジュ的挙動を定量的に把握することを試みる。

ところで、碎波帯内の流速場の構造は、先に述べたように crest 下部の渦層の存在によって特徴づけられる。もともと、この『渦』は通常の『波』と対比されるべき概念であるが、碎波帯内の流速場の場合にはこの『渦』が『波』の中に混在しているところにその大きな特徴がある。著者ら^{7), ⑧}はこの点に着目し、測定された流速場から『波』としてのポテンシャル流速成分と『渦』としての渦度流速成分に分離することを通じて、大規模渦に伴って発生した渦度が質量輸送と運動量輸送、さらには水表面波形に及ぼす効果を具体的に明らかにしている。そこで、ここでは単に水粒子のラグランジュ的挙動を算定するだけでなく、さらに文献8)の流速成分分離結果に基づいて、平均水粒子移動距離を成分分離することを通じて、この渦度流速成分が拡散過程に対して果たす役割を明らかにすることを試みる。

(1) 水粒子の平均移動距離の算定とその成分分離

拡散を扱うには水粒子をラグランジュ的に追跡する必要があるため、ここでは上述のように水粒子の平均移動距離を対象として成分分離を行う。いま、文献8)に示した方法により、オイラー流速場 $\langle u(x, t) \rangle$ がポテンシャル流速成分 $\langle u_p(x, t) \rangle$ と渦度流速成分 $\langle u_e(x, t) \rangle$ に分離され、

$$\langle u(x, t) \rangle = \langle u_p(x, t) \rangle + \langle u_e(x, t) \rangle \quad (1)$$

と表わされたものとする。ここで、 $\langle \cdot \rangle$ はアンサンブル平均値を意味しているが、いまの場合は入射波として規則波を対象としているので、これはほぼ位相平均値に等しいとみなせる。また、 x, t はそれぞれ位置ベクトルならびに時間である。次に、水粒子に付随した物質座標を $X(x_0; t)$ と記せば、これはラグランジュ流速 $\langle u_l \rangle$ を用いて、

$$\langle X(x_0; t) \rangle = x_0 + \int_{t_0}^t \langle u_l(x_0; \tau) \rangle d\tau \quad (2)$$

と表わせる。ここに、 x_0 は時刻 $t = t_0$ での水粒子の位置ベクトルである。(なお、一周期平均の $\langle u_l \rangle$ はいわゆる質量輸送速度に他ならない。) 式(2)で定義される物質座標を用いれば、ラグランジュ流速 $\langle u_l \rangle$ とオイラー流速 $\langle u \rangle$ は次のように関係づけられる。

$$\langle u_l(x_0; t) \rangle = \langle u(\langle X(x_0, t) \rangle, t) \rangle \quad (3)$$

上式を式(2)に代入し、さらに式(1)を考慮すれば、次式を得る。

$$\langle X(x_0; t) \rangle = x_0 + \int_{t_0}^t \langle u_p(\langle X(x_0; \tau) \rangle, \tau) \rangle d\tau + \int_{t_0}^t \langle u_e(\langle X(x_0; \tau) \rangle, \tau) \rangle d\tau \quad (4)$$

上式の右辺第2項はポテンシャル流速成分による水粒子の移動距離を、また第3項は渦度流速成分による移動距離を表わしている。いま、これらをそれぞれ $\langle X_p(x_0; t) \rangle, \langle X_e(x_0; t) \rangle$ と記すものとするれば、これらはけっきょく式(5)の方程式系によって算定できることになる。この式は、 $t = t_0$ で $\langle X_p \rangle = \langle X_e \rangle = 0$ の初期条件のもとに、Runge-Kutta-Gill法等によって簡単に数値積分することができるが、ここでは、具体

的な計算を文献8)に示されている分離流速データ(図-3)を対象として行った。ただし、このデータは図-2のP6断面内の11地点で測定された流速の時間記録なのでそのままでは使えない。しかしながら、P6断面付近での波の変形は緩やかであることが確認されているので、ここでは波速 c の実測値を用いて式(8)により計算した。

$$\frac{d}{dt}\langle X_p \rangle = \langle u_p(\langle X(x_0; t) \rangle, t) \rangle \quad (5.a)$$

$$\frac{d}{dt}\langle X_e \rangle = \langle u_e(\langle X(x_0; t) \rangle, t) \rangle \quad (5.b)$$

$$\langle X(x_0; t) \rangle = x_0 + \langle X_p \rangle + \langle X_e \rangle \quad (5.c)$$

$$\langle u_p(x, z, t) \rangle \cong \langle u_p(x_0, z, t - (x - x_0)/c) \rangle \quad (6.a)$$

$$\langle u_e(x, z, t) \rangle \cong \langle u_e(x_0, z, t - (x - x_0)/c) \rangle \quad (6.b)$$

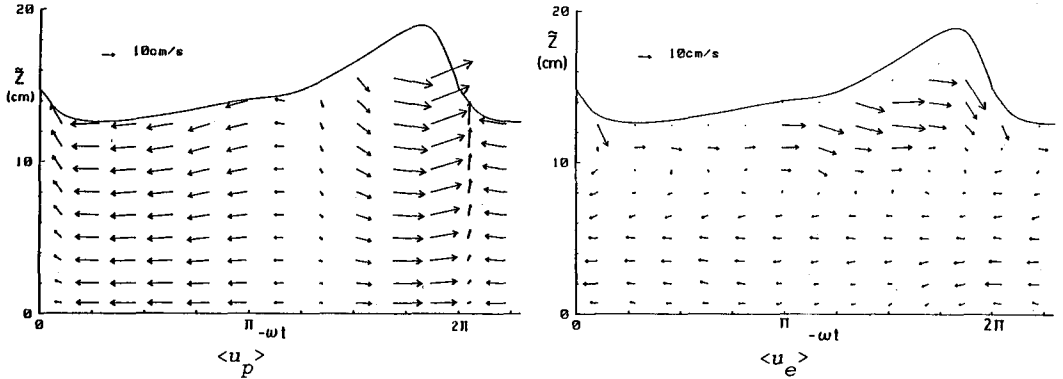


図-3 計算に用いたポテンシャル流速成分 $\langle u_p \rangle$ と渦度流速成分 $\langle u_e \rangle$ ⁸⁾

(2) 計算結果

図-4は、図-3に示されている分離流速データ $\langle u_p \rangle$ と $\langle u_e \rangle$ を用いて、式(5)と式(6)により、波の一周期後 $t = T$ での水粒子の平均移動距離 $\langle X(x_0; T) \rangle$ とその成分分離値 $\langle X_p(x_0; T) \rangle$ ならびに $\langle X_e(x_0; T) \rangle$ を計算した結果を示したものである。

このうち $\langle X(x_0; T) \rangle$ を見ると、下層の水粒子は戻り流れによって沖向きに移動しているのに対し、上層の水粒子は平均的に波の進行方向に相当な距離を移動し、特に水表面での水粒子の一周期間の移動距離は約50cmにも達することがわかる。これは、写真-1に見られる染料の拡散雲の一周期後の中心位置とほぼ同じパターンとなっている。水粒子の平均移動距離がこのように波の進行方向に大きく傾いた分布形となることは、砕波帯内での水平移流分散を考える上で重要な意味を持っている。Taylor⁹⁾を始めとする一連の移流分散に関する研究によれば、管路や開水路流れのように平均流がshearを持つ場合、見かけ上の拡散係数すなわち移流分散係数は単なる乱れのみによる拡散に比べて桁違いに大きくなることが知られている。いまの場合には、上層付近での平均移流速度と乱れによる拡散速度がほぼ同じオーダーであり、開水路等の結果の単純な当てはめはできないが、 $\langle X \rangle$ の鉛直分布形から考えると同様のshear効果が砕波帯内においても存在するものと考えられる。この点については次節でより詳しく検討することにする。

次に $\langle X \rangle$ を成分分離して得られたポテンシャル成分 $\langle X_p \rangle$ と渦度成分 $\langle X_e \rangle$ について見てみると、渦度成分 $\langle X_e \rangle$ は $\langle X \rangle$ と同様に上層で波の進行方向にかなり傾いた分布形になっているのに対し、ポテンシャル成分 $\langle X_p \rangle$ の方はあまり大きな傾きは示しておらず、移動距離自体も $\langle X_e \rangle$ に比べると小さい。したがってこのことから、砕波帯内での大規模渦に伴う渦度流速成分は上述のshear効果の生成に重要な役割を果たすことがわかる。

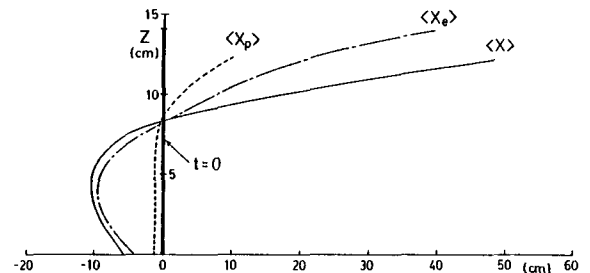


図-4 水粒子の一周期後の平均移動距離 $\langle X \rangle$ とそのポテンシャル成分 $\langle X_p \rangle$ および渦度成分 $\langle X_e \rangle$ の計算値

5. 水平移流分散に関する数値シミュレーション

砕波帯内における移流分散の特性、特に上述の shear 効果の重要性を把握するためにモンテ・カルロ法による数値シミュレーションを行った。砕波帯内の拡散場を対象としてシミュレーションを行った他の例としては三村ら¹⁰⁾による研究があるが、その場合には流速場が定常流と定常乱流場の和として与えられている。しかし、実際の砕波帯内の流速場は波・流れ・乱れが相互に密接に関連した複雑な場となっており、このような単純な流速場の設定の仕方によって砕波帯内の拡散過程を模擬し得るかどうか疑問が残る。

いま、周期 T の bore のもとでの拡散をマルコフ過程としてとらえるとき、その時間ステップ Δt を周期 T にとるならば、遷移確率密度関数 p は時間 t に依存しない定常な関数となる。したがって、遷移確率密度関数 p を何かの方法でモデリングしてやれば、水粒子の初期存在確率密度分布を与えてやることにより水粒子運動は確率的な意味で完全に決定されることになる。遷移確率密度関数 p の具体的な関数形については、いまのところそれを十分な精度で表現し得るデータを我々は持ち合わせていない。そこで、ここでは簡単のため、次式のような正規確率分布を前提とした関数形を用いた。すなわち、時刻 $t = t_0$ に (ξ, ζ) に位置していた水粒子が、一周期後の $t = t_0 + T$ に (x, z) に位置する遷移確率密度 p として、

$$p(\xi, \zeta, t_0 | x, z, t_0 + T) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_z} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{x-\xi-\bar{x}}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{z-\zeta}{\sigma_z}\right)^2\right\}\right\} \quad (7)$$

と仮定する。ここに、 σ_x と σ_z はそれぞれ x 方向と z 方向の標準偏差であり、 $\bar{x}$ は一周期後の水粒子の平均水平移動距離位置 ($= \langle x(\xi, \zeta, t_0 + T) \rangle - \xi$) である。ただし、上式中の空間座標と σ_x と σ_z は全て平均水深 D で無次元化してあるものとする。また、 x 方向の確率的一様性と定常性を仮定すれば、一般性を失うことなく $\xi = 0$ ならびに $t_0 = 0$ とおける。

(1) $\bar{x}$ および σ_x, σ_z について

は、図-4の $\langle x \rangle$ の特性を考えて式(8)の形のべき乗式でモデル化した。ここで、 Xb は底面 $\zeta = 0$ での平均移動距離で、パラメータ a, b は、 Xb と $\bar{x} = 0$ となる深さ De によって式(9)で算定される。 Xb と De の値としては、ここでは図-4より $Xb = -0.7$, $De = 0.3$ として与えた。

$$\bar{x}(\zeta) = Xb + a\zeta^b \quad (8)$$

$$a = -Xb(1-De)^{a/Xb+1} \quad (9.a)$$

$$b = -a/Xb - 1 \quad (9.b)$$

次に、 σ_x と σ_z は可視化実験の結果を参考に、ここでは、次式のような形で与えた。

$$\sigma_x(\zeta) = Ax \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{1-\zeta}{De}\right)^2\right\} + Bx \quad (10.a)$$

$$\sigma_z(\zeta) = Az \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{1-\zeta}{De}\right)^2\right\} + Bz \quad (10.b)$$

ここに、 Ax, Az, Bx, Bz は定数で、ここではそれぞれ、2.0, 0.4, 0.2, 0.2 として与えた。

(2) 計算方法

計算は、粒子数 $N = 10000$ として、初期 $t = 0$ に各粒子を鉛直線上に等密度で配置した。式(7)は2変数正規分布なので、シミュレーションの上では一周期ごとに各粒子に一樣乱数を割り当てて、Box-Muller法によってそれを正規乱数(平均値0, 分散1)に変換し、さらに式(8)と式(10)を用いて次のステップでの各粒子位置を与えるようにした。また、水表面と底面は不透壁として取り扱った。

(3) 計算結果

図-5は、水粒子の岸沖方向の平均的な拡がり方を見るために、粒子密度を鉛直方向に積分したものであり、このうち(b)は、 $\bar{x}$ を形式的にゼロとして計算した結果である。まず、(a)を見ると分布形がかなり非対称で、岸向きに長く尾を引いた形になっていることがわかる。しかも、この非対称性は、 $t=16T$ でも見られる。一方(b)を見ると、拡散幅は(a)に比べて小さく、分布形は当然ながら対称である。このことから砕波帯内の拡散過程において $\bar{x}$ による shear 効果が重要な役割を演じていることがわかる。

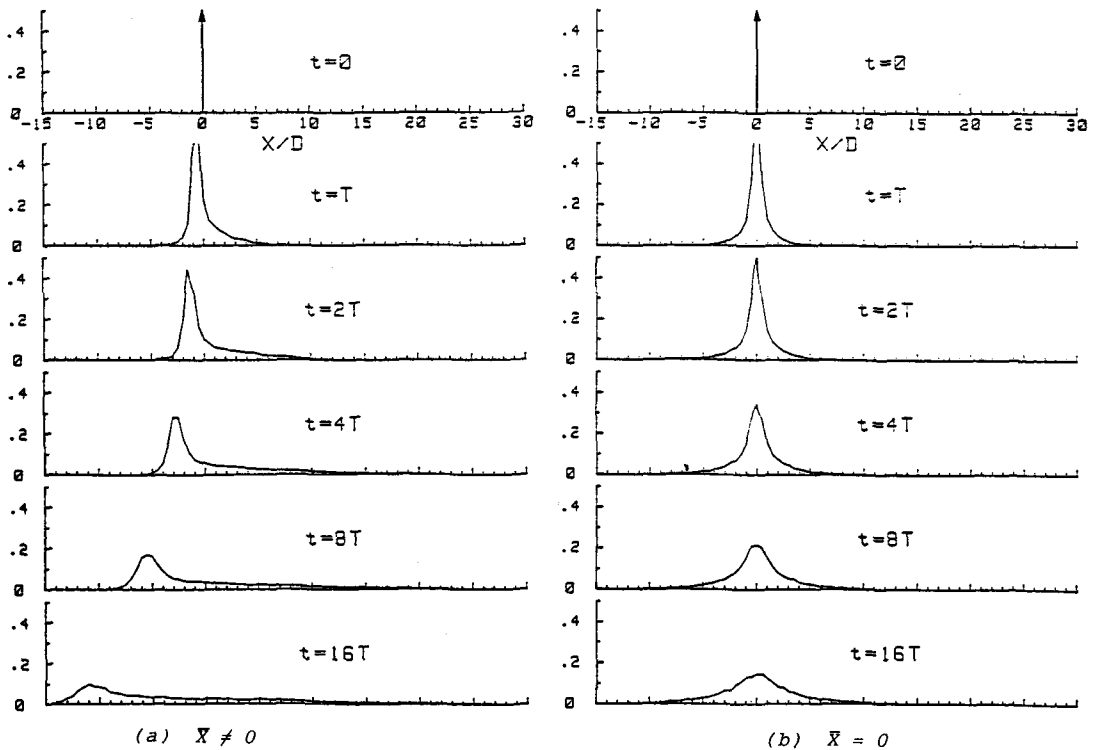


図-5 水粒子の水平分散に関するシミュレーション結果

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M.S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, J. Geophys. Res., Vol.75, No.33, pp.6778 ~ 6801, 1970.
- 2) Thornton, E.B.: Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.291~308, 1970.
- 3) Jonsson, I.G., et al.: Computation of longshore currents, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp.699~715, 1974.
- 4) Battjes, J.A.: Modeling of turbulence in the surf zone, Proc. Sympo. on Modeling Techniques, ASCE, pp.1050 ~ 1061, 1975.
- 5) Nadaoka, K. and Kondoh, T.: Laboratory measurements of velocity field structure in the surf zone by LDV, Coastal Eng. in Japan, Vol.25, pp.125~145, 1982.
- 6) 日野幹雄・瀬岡和夫・小保 篤: 碎波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について、第31回海岸工学講演会論文集、pp.1~5, 1984.
- 7) 瀬岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄: 二成分光ファイバー流速計を用いた碎波帯内流速場の特性の解明、第32回海岸工学講演会論文集、pp.50 ~ 54, 1985.
- 8) 日野幹雄・瀬岡和夫・小谷野喜二: 崩れつつ進行する波のポテンシャル成分と渦度成分の分離方法について、第32回海岸工学講演会論文集、pp.55 ~ 59, 1985.
- 9) Taylor, G.I.: The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe, Proc. Royal Soc., Ser. A, Vol.223, pp.446~468, 1954.
- 10) 三村信男・池谷 毅・堀川清司: 碎波帯における岸沖方向の物質拡散に関する研究、第28回海岸工学講演会論文集、pp.446~450, 1981.